ҚАЗАҚСТАН РЕСПУБЛИКАСЫ ҒЫЛЫМ ЖӘНЕ ЖОҒАРЫ БІЛІМ МИНИСТРЛІГІ

«Қ.И. Сәтбаев атындағы Қазақ ұлттық техникалық зерттеу университеті» коммерциялық емес акционерлік қоғамы

Автоматика және телекоммуникациялық технологиялар институты

Электроника, телекоммуникация және ғарыштық технологиялар кафедрасы

Құрман Гүлнұр Жаңабайқызы

Талшықты лазерлердің статистикалық қасиеттерін зерттеу

ДИПЛОМДЫҚ ЖҰМЫС

6В06201– Телекоммуникация білім беру бағдарламасы

Алматы 2023

ҚАЗАҚСТАН РЕСПУБЛИКАСЫ ҒЫЛЫМ ЖӘНЕ ЖОҒАРЫ БІЛІМ МИНИСТРЛІГІ

«Қ.И. Сәтбаев атындағы Қазақ ұлттық техникалық зерттеу университеті» коммерциялық емес акционерлік қоғамы

Автоматика және ақпараттық технологиялар институты

Электроника, телекоммуникация және ғарыштық технологиялар кафедрасы

ҚОРҒАУҒА ЖІБЕРІЛДІ
Электроника, телекоммуникация және ғарыштық технологиялар кафедрасының меңгерушісі, техн.ғыл.кандидаты
_____ Е.Ғаңтай
«26» 05 2023 ж

ДИПЛОМДЫҚ ЖҰМЫС

Тақырыбы: «Талшықты лазерлердің статистикалық қасиеттерін зерттеу»

6В06201 – Телекоммуникациялар мамандығы

Орындаған: Г.Құрман

Рецензент
"Корпорация Сайман" ЖШС өндіріс бойынша директордың орынбасары
_____ Ә.Алиев
(қолы)
«25» 05 2023 ж.

Ғылыми жетекші
_____ С.Е.Ибекеев
техн.ғыл.магистры, аға оқытушы
«25» 05 2023 ж.

Алматы 2023

ҚАЗАҚСТАН РЕСПУБЛИКАСЫ ҒЫЛЫМ ЖӘНЕ ЖОҒАРЫ БІЛІМ МИНИСТРЛІГІ

«Қ.И. Сәтбаев атындағы Қазақ ұлттық техникалық зерттеу университеті» коммерциялық емес акционерлік қоғамы

Автоматика және телекоммуникациялық технологиялар институты

Электроника, телекоммуникация және ғарыштық технологиялар кафедрасы

6В06201 – Телекоммуникациялар мамандығы

БЕКІТЕМІН
Кафедра меңгерушісі
техн.ғыл.кандидаты
_____ Е. Ғаңтай
«___» _____ 2022 ж.

Дипломдық жұмыс орындауға
ТАПСЫРМА

Білім алушы *Құрман Гүлнұр Жаңабайқызы*

Тақырыбы *«Талшықты лазерлердің статистикалық қасиеттерін зерттеу»*

Университет ректорының *«23» қараша 2022 ж. № 408П/Ө* бұйрығымен бекітілген.

Аяқталған жұмысты тапсыру мерзімі «25» мамыр 2023 ж.

Дипломдық жұмыстың бастапқы берілістері:

а) Оптикалық талшықтың ерікті түрлері, талшықтар саны 6, 1 модульда;

б) Q-диапазоны, байланыс жолы ұзындығы 50 км;

в) Ақпараттық және кванттық арналарды бірлесіп беру схемалары және конфигурациялау бойынша әдістемелік ұсыныстар;

г) Толқын ұзындығы λ=1310 нм; λ=1550 нм;

Дипломдық жұмыста қарастырылатын мәселелер тізімі:

1) Талшықты лазерлердің статистикалық параметрлерін есептеу;

2) Оптикалық талшықтың ерікті түрлерін есептеу;

3) Жүйе параметрлерін есептеу кезінде арна шуын есептеу.

Сызбалық материалдар тізімі (міндетті сызбалар дәл көрсетілуі тиіс):

Ұсынылатын негізгі әдебиет 17 атау.

дипломдық жұмысты (жобаны) дайындау

КЕСТЕСІ

Бөлімдер атауы, қарастырылатын мәселелер тізімі	Ғылыми жетекшіге және кеңесшілерге көрсету мерзімі	Ескерту
Талшықты лазерлердің статистикалық параметрлерін есептеу;	1.02.2023 - 21.02.2023	Есеп беру – 8 бет
Оптикалық талшықтың ерікті түрлерін есептеу;	21.02.2023 - 01.03.2023	Есеп беру – 8 бет
Жүйе параметрлерін есептеу кезінде арна шуын есептеу.	01.03.2023 - 14.05.2023	Есеп беру – 8 бет

Дипломдық жұмыс (жоба) бөлімдерінің кеңесшілері мен норма бақылаушының аяқталған жұмысқа(жобаға) қойған

қолтаңбалары

Бөлімдер атауы	Кеңесшілер (аты, әкесінің аты, тегі, ғылыми дәрежесі, атағы)	Қол қойылған күні	Қолы
Диплом жұмысының тақырыбын талдау	ЭТжҒТ каф.аға оқытушысы, техника ғылымдарының магистры Ибекеев С.Е.	25.05.23	Ибек
Теориялық ақпарат	ЭТжҒТ каф.аға оқытушысы, техника ғылымдарының магистры Ибекеев С.Е.	25.05.23	Ибек
Норма бақылау	ЭТжҒТ каф.аға оқытушысы Досбаев Ж.М.	25.05.23	Досб

Ғылыми жетекшісі _____ С.Е.Ибекеев
(қолы)

Тапсырманы орындауға алған білім алушы _____ Г.Құрман

Күні "25" 05 2023 ж.

АҢДАТПА

Жұмыста ұзақтығы қысқа импульстерді қалыптастыру жолдары, импульстерді шығару мен күшейтуге арналған құрылғылардың құрылысы көрсетілген.

Осындай импульстердің ұзақтығын өлшеу есептеулері, әлсіреудің әр түрі үшін атмосфера арқылы оптикалық сигналдың қуаты, ұзақтығы шектеулі импульстердің дисперсиялық жайылу графиктері келтірілген.

АННОТАЦИЯ

В работе показаны пути формирования импульсов короткой длительности, устройство устройств для выпуска и усиления импульсов.

Приведены расчеты измерения длительности таких импульсов, мощности оптического сигнала через атмосферу для каждого типа затухания, графики дисперсионного распределения импульсов ограниченной длительности.

ANNOTATION

The work shows the ways of forming pulses of short duration, the construction of devices for the production and amplification of pulses.

Calculations of measuring the duration of such pulses, the power of the optical signal through the atmosphere for each type of attenuation, and graphs of dispersion propagation of pulses with a limited duration are given.

МАЗМҰНЫ

Кіріспе		9
1	Теориялық бөлім	10
1.1	Талшықты лазер	10
1.2	Ультрақысқа импульстер лазерлері	11
1.3	Пикосекундты лазерлік импульстерді генерациялау	18
1.4	Интерференциялық ағын көмегімен ақпараттық дабылды тарату	20
1.5	Оптикалық сәулеленудің атмосферада таралуы. Электромагнитті	23
1.6	Фемтосекундты лазерлер	24
1.7	Титан-сапфирлі лазер	27
2	Талшықты лазердің параметрлері. Сақиналы талшықты лазер	30
2.1	Талшықты лазерлердегі сақиналы резонаторлар	35
3	Есептеу бөлімі	45
3.1	Ультрақысқа импульстер ұзақтығын өлшеу	45
3.2	Оптикалық сигналдардың қуатының атмосфера арқылы әлсіреуі	46
3.3	Атмосферада оптикалық сигналдың релеевтік шашырауы	47
3.4	Аэрозольдік әлсіреу	52
Қорытынды		56
Пайдаланылған әдебиеттер тізімі		57

КІРІСПЕ

Ақпаратты оптикалық дабылдармен тарату адамзатқа бұрынғыдан бері белгілі (дабылдық от жағу, оптикалық телеграф және т.с.с.). Бірақ 1960 жылдары фотондық диапазонда сәулеленудің жаңа көздері – лазерлер пайда болғанда ғана қазіргі заманға сай оптикалық ақпараттық жүйелерін құру мүмкіндігі туды.

Соңғы уақытта атмосфералық оптиканың дамуы оның іс-жүзінде қолдану аясының кеңеюіне байланысты. Бұл оптикалық аспап жасау және электромагниттік толқындардың инфрақызыл диапазонында «алыс» қашықтықтарды игеру облысындағы жетістіктерге жетумен ғана емес, сонымен қатар Жердің табиғи ресурстарын ғарыштық объектерден зерттеу мәселесі аясындағы инженер-мамандардың қызығушылығының өсуімен де байланысты.

Атмосфералық трасса арқылы фотондық сәулеленудің тарауын зерттеу тәжірибелік қызығушылық туғызады, себебі ол қоршаған ортаны қорғау мәселелерімен тығыз байланысты. Атмосфералық трассалардың оптикалық сипаттамасын зерттеу үшін сәулелену көзі ретінде лазерлерді қолдану, басқа көздермен салыстырғанда, олардың монохроматтық сәулеленуінің үлкен қарқындылығы әсерінен тиімдірек болады.

Шынайы атмосферада лазерлік сәулеленудің тарауының когеренттілігі, поляризациялануы, тар бағытталуына себепші болған өзіндік ерекшеліктері бар. Бұл сипаттамалардың өзгеруі атмосфераның көптеген шарттарына тәуелді: турбуленттілік, температуралық градиент және тағы басқа параметрлер. Осылайша, атмосфераның лазерлік сәулеленудің тарауына әсер етуі онда болатын көптеген физикалық үрдістермен байланыса отырып, кешенді түрде жүреді.

1 Теориялық бөлім

1.1 Талшықты лазер

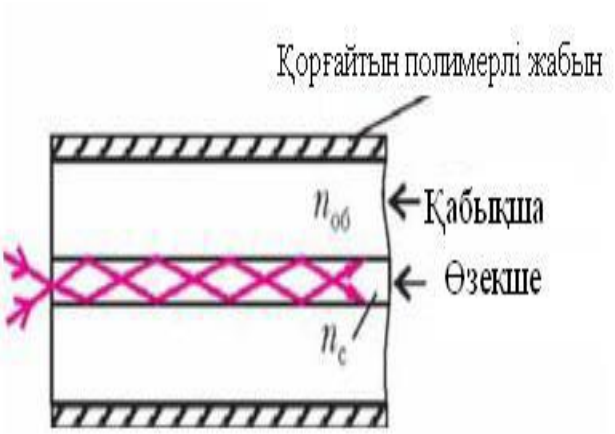
Ұзақтығы 1 нс-тан аз лазерлік сәулеленудің импульстерінің турбуленттік атмосфера және аэрозольдік жүйелер арқылы таралу сұрақтарын зерттеу өткен ғасырдың 90-жылдарынан бастап, бүгінгі күнге дейін жалғасын табуда.

Лазерлік импульстердің аэрозольдік атмосфера арқылы таралуын зерттеу оптикалық байланыс, суретті тарату, телеметрия, атмосфералық параметрлерді бөлікте зондтау, ластанатын заттар диагностикасын жүргізу сияқты тапсырмалар үшін өте маңызды [2].

Онымен қоса осы зерттеулерді талдау және жүргізілген есептеулер наносекундты және одан да қысқа импульстердің қалыптасу әдісінде модааралық соғуларды пайдалана отырып, принциптік айырмашылық бар екенін көрсетеді. Осы соғулар сәулеленудің спектрлік құрамаларының модааралық интервалына ығысқан өзара әсерлесуден (интерференциялық әсер) тұрады.

Көптеген маңызды артықшылықтары бар талшықты лазер пайда болады. Сәулелену жарық өткізгіш бойымен таралғандықтан, оның иілуі лазер жұмысына әсер етпейді. Лазерді шағын қылу үшін талшықты шарғыға орауға болады.

Талшықты лазердің белсенді ортасы – диаметрі бірнеше миллиметр және ұзындығы бірнеше метрге дейін жететін цилиндрден тұрады.



1.1-сурет – Оптикалық талшық

Осы белсенді ортаны толтыру кезінде пайда болатын жылу сыртқы қабықша материалына үлкен бет арқылы үлкен көлемде (қабықша диаметрі өзекше диаметрінен он есе үлкен) таратылады деген сөз. Осылайша жылу беру жеңілдейді. Талшықты лазерлер дәстүрлі қатты лазерлер сияқты ылғалды салқындатуды керек етпейді [3].

1.2 Ультрақысқа импульстер лазерлері

Лазерлік ғылымның тамаша жетістігі – сәулеленуді ұзақтығы негізгі шекке жарық толқынының периодына жақын ультрақысқа импульстер (УҚИ) түрінде генерациялау болып табылады. Басқа сөзбен айтқанда, жарықты бірнеше фемтосекундқа (1 фс = 10-15 с) ғана созылатын аралыққа жинақтау. Фемтосекундтың қысқалығын елестету қиын – бір фемтосекундтың секундқа қатынасы, бір секундтың 32 миллион жылға қатынасымен тең. Табиғатта максималды мүмкін болатын жарық 0,3 мкм арақашықтықты (адамның шашының қалыңдығы 40 мкм-дей) 1 фс-та өтеді.

Лазерлік сәулеленудің қысқа импульстері неге керек деген сұрақ туады. Жарық шоғын қысқартуға ұмтылудың бір себебі – тез ағып өтетін құбылыстарды зерттеу үшін пайдалану. Мұндай шоқ жарқ етудің ұзақтығына тең аралықта объекттің қозғалуын «қатыруға» және «лездік» суретке түсіріп алуға мүмкіндік береді. Дағдылы жағдайларда тіпті ең тез объектілер сондай аз уақыт аралығында елеулі орын ауыстыра алмайды. Алайда атомдар, молекулар және фотондар микроәлемінде қатты денелерде микро- және нанометрлер масштабында орын ауыстыру маңызды рөл ойнайды.

Лазерлі сәулелену үшін қарқындылыққа байланысты өткізу коэффициентін өзгерту – сызықты емес оптика үшін қарапайым әсер. Қарқындылыққа байланысты өзінің жұту коэффициентін өзгерте алатын заттар жарқыраушы жұтушылар деп аталады. Міне осылардың көмегімен модалар синхронизация деп аталатын фазалар келісуін жүзеге асыруға және УҚИ генерациясын алуға мүмкіндік береді.

Қозғалыстарды зерттеу үшін уақыттық айқындау керек. Міне осындай мүмкіндікті УҚИ лазерлері береді. Сондықтан фемтосекундты импульстер лазерлерін ойлап табуды микроскопты ойлап табумен теңестіру бекер емес. Мұндай лазерлерді пайдалану молекулалардың пайда болу және қирау үрдістерін «бақылауға» мүмкіндік берді. Осы үрдістер ондаған және жүздеген фемтосекундтар аралығында өтеді және УҚИ лазерлері пайда болғанға дейін осы үрдістер жайлы ақпарат тек жанама тәжірибелер нәтижесі бойынша ғана алынатын.

Тез өтетін құбылыстарды УҚИ лазерлері көмегімен зерттеу келесі әдістеме бойынша өткізіледі. Жеткілікті қарқынды толқын ұзындығы бар лазерлік импульс зерттелетін үлгіде молекулар күйінде өзгерістер әкеледі. Осы өзгерістерге өзге толқын ұзындығында (жұту спектрі облысында) басқа импульс көмегімен тіркеуге болатын жұтудың өзгертілген спектрлері сәйкес келеді. Осы импульстердің (қоздыратын және зондтайтын) арасындағы кідірістерді өзгерте отырып, бастапқы немесе өзге соңғы күйге молекулардың қайтып келуі қалай өтетінін бақылауға болады. Осылайша әсерін тигізетін молекулалар айналасында еріткіш молекулалардың қайта топталуы сияқты еріткіштердегі реакциялар, үлкен молекуланың бір бөлігінен екінші бөлігіне фотон немесе протонның өту үрдісі зерттелген болатын.

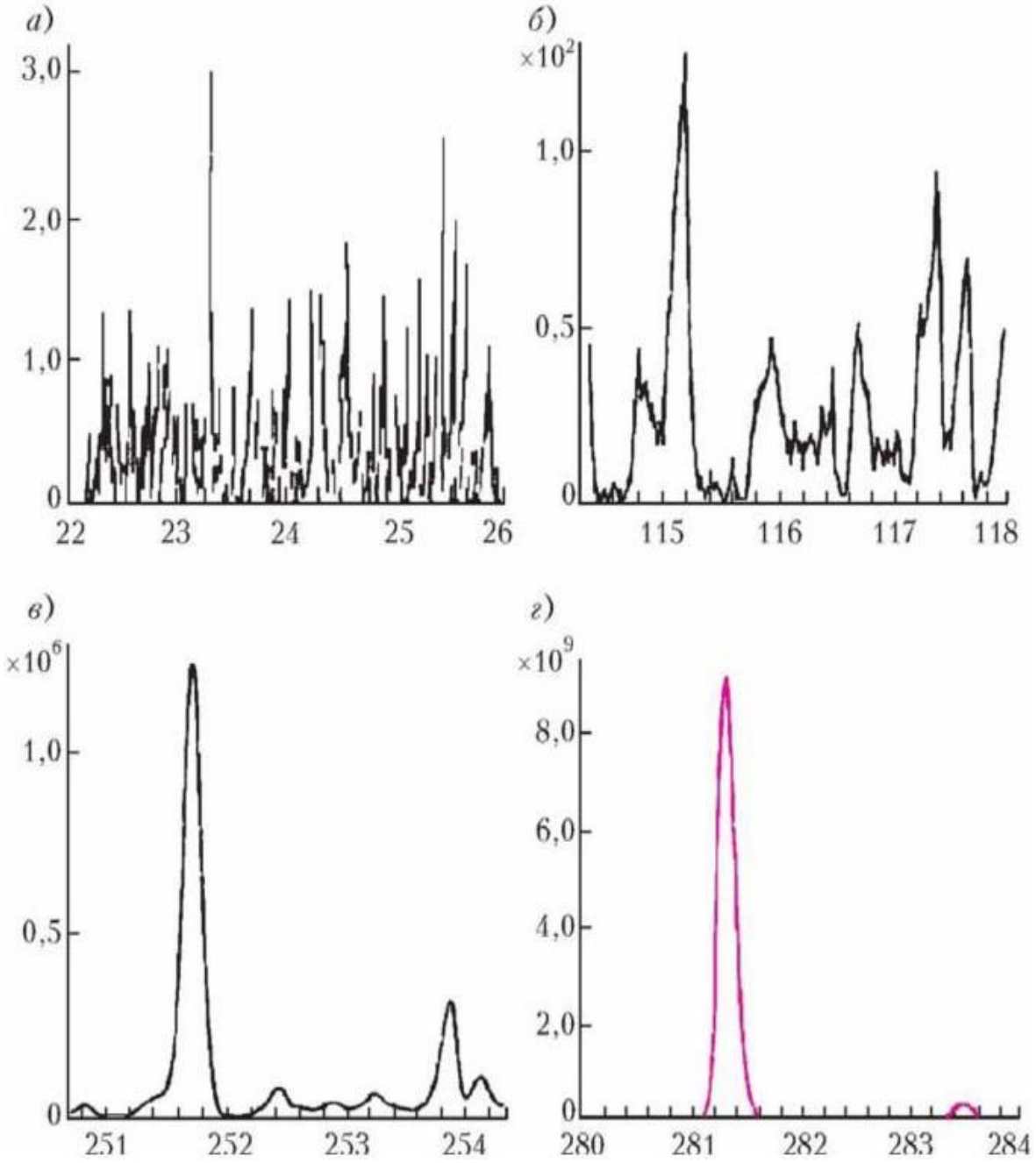
Жартылай өткізгіш материалдардағы фотондар динамикасы қысқа импульстер көмегімен зерттелді. Осы компьютерлер мен телекоммуникациялар үшін керекті дабылдарды тез басқаратын жетілдірілген оптофотонды құрылғылар дамытуға мүмкіндік берді.

Лазерлік сәулеленудің ұзақтығы қысқа импульстер басқа да облыстарда айқындалды. Уақыттық аралықты қысқартқанда қуаттың, сәулеленуді фокустағанда – қарқындылықтың өсуін аламыз. Жоғары қарқындылық оптиканы негізімен өзгертті. Оптика – жарыққа фотондардың үн қатуы туралы ғылым. Заттардың барлық оптикалық қасиеттері материалдағы жарық пен фотондардың өзара әсерлесу нәтижесі болып табылады. Жарықтық толқында электрлік және магниттік өрістер бір-біріне және таралу бағытына перпендикуляр тербелістер жасайды. Электрлік өріс жағынан келетін күш фотонды тура сол жиілікпен, алайда жарық толқынының фазасымен бірдей емес тербелуіне мәжбүр етеді. Материалдың атомымен фотон қалай байланысқанына қарай оның тербелістері жарықтың толқыннан қалып қалуы немесе оны озып кетуі мүмкін. Тербелетін фотондар, өз кезегінде сол жиілікте, алайда өзгертілген фазамен электромагниттік толқындарды шығарады. Олардың қосындысы жарық толқынының материал арқылы қалай таралатынын анықтайды, осылайша оның оптикалық қасиеттерін (мысалы, сыну көрсеткіші) хабарлайды. Классикалық оптикада тербелістердің амплитудасы өте аз және материалдардың оптикалық қасиеттері жарықтың қарқындылығына тәуелді. Алайда лазерлік жарыққа тән жоғары қарқындылықта мұндай тәуелділік – сызықты емес оптиканы айқындай бастайды. Қарқындылық дегеніміз толқынның таралу бағыөтеен бірге әкелетін қуаты.

Лазерлік сәулеленудің салыстырмалы түрде үлкен емес энергиясы, бірнеше джоуль, бірнеше фемтосекундтқа «топталған» петаватта (1 ПВт=1015 Вт) импульстік қуатты береді. Бүгінгі мезетте осындай қуатты лазерлік қондырғылар пайда болды. Олардың сәулеленуін фокустауға және 1021 Вт/см2 тең қарқындылықты алуға болады. Қарқындылықтың үлкен шамасы сәулеленудің бірегей жағдайларында көрінеді. Жарықтың шағылыстырғыш және жұтушы бетке қысым көрсететіні белгілі. Осы қысымның шамасы өте аз және қарқындылықпен анықталады. XX ғасырдың басында А.Н.Лебедев сол кездегі ең жарық қарапайым көздерден осы қысымды табу үшін ерекше шебер тәжірибелер жүргізді. Алайда қарқындылығы 1021 Вт/см2 кезде жарық қысымы Күн ортасындағы қысымнан асып түсетін 300 Гбар-ға дейін жетті. Жарықтың затпен әсерлесу нәтижелерімен қатар затты 1022 g-ге дейін тездатуға мүмкіндік берді. Әрине, осы кезде зат плазмаға айналады, ал әсерлесудің өзі импульс ұзақтығынан аз уақыт, яғни бірнеше фемтосекунд жалғасады.

Осылайша УҚИ лазерлері жұлдыздар қойнауына немесе «қара саңылауға» жақын шарттарда, сондай-ақ ядролық жарылыс кезінде экстремалды физикалық шарттарды құруға мүмкіндік береді. Жарық қарқындылығының нақтылы шамасына электромагниттік толқында электр және магнит өрістерінің белгілі мәндері сәйкес келетіні белгілі. Қарқындылығы 1021 Вт/см2 кезде жарық толқынындағы электр өрісінің кернеулігі өрістің атомды кернеулігінен асып

түсетін, яғни -ге тең сутегі атомының фотон орбитасындағы кулон өрісінің кернеулігінен үлкен мәнге 1012 В/см-ге дейін жетеді. Осы атомдардан сыртқы фотондар жұлынып, сонан соң тездайды дегенді білдіреді. Осы үрдіс рентген аумағындағы (бірнеше нанометр) толқын ұзындығы бар ұзақтығы аттосекундты (1 ас = 10-18 с) импульстер генерациясы негізінде жатыр.



1.2-сурет – Жарқыраушы жұтқышы бар лазерде УҚИ қалыптасу үрдісінің компьютерлік моделі

Жарық қарқындылығы 1018 Вт/см2–ге тең кезінде фотондардың жарыққа үн қатуы түбегейлі өзгереді. Фотондар тездығы жарық тездығына жақындайды және магниттік өріс елеулі рөл ойнай бастайды (Лоренц күші жұмыс істейді).

Релятивистік әсерлер едәуір бола бастайды, мысалы тездыққа қарай массаның көбеюі. Ол тербелістің фазасына да, амплитудасына да әсер етеді. Фотон тек жарық жиілігінде ғана емес, осы жиіліктің көптеген гармоникасында қайта сәулеленеді. Фотонға магниттік өрістің күші әсер еткен соң оның траекториясы жарық шоғының бағытында едәуір импульс алатындай қисаяды. Сондай қарқынды жарықтың затпен әсерлесу режимі релятивистік оптика деп аталады. Оның салдары лазерлік сәулеленудің жоғары гармоникаларынан бастап, жұмсақ рентгенге дейін генерациялау және фотондар энергиясын ондаған мегафотон-вольтке дейін тездату мүмкіндігі болып табылады [3].

Алайда олардың белгілі бір кемшіліктері бар. Нақтырақ айтқанда, қарқынды импульспен әсер еткенде осы күй импульс өткеннен кейін де біраз уақыт (осы уақыт негізгі деңгейдің бастапқы қоныстану қалпына келтіру үшін керек) сақталып тұрады.

Осы білдіреді қарқынды импульстің өткенінен кейін оның артынан қарқындылығы азырақ импульс «шапшаң өтіп кетеді», содан оңаша УҚИ-тің айрықша келісті суреті бұзылады. Осы кемшілікті жеңу үшін сызықты емес оптиканың басқа өзін-өзі фокустау құбылысына негізделген жасанды жарқыраушы жұтушы ойлап табылды. Ол мөлдір заттың сыну көрсеткішінің сол зат арқылы өтетін жарықтың қарқындылығына тәуелділігіне негізделген:

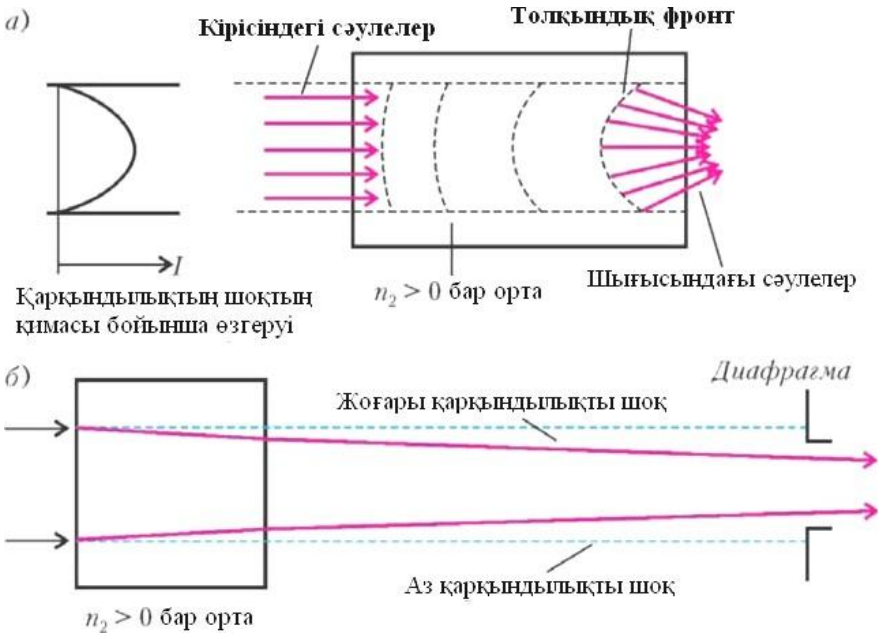
$$n = n_0 + n_2 I \qquad (1.1)$$

мұндағы n_0 – әлсіз қарқындылық үшін сыну көрсеткіштері;

n_2 – белгілі бір зат үшін коэффициент.

Мұндай әсер тек қана лазерлік сәулеленуге тән үлкен қарқындылық кезінде айқындалады.

1.5 а-суретінде орталығында максималды және шетіне қарай нөлге жақындай беретін қарқындылығы бар лазерлік сәулеленудің шоғы зат қабаты арқылы өтетіні көрсетілген. Егер $n_2 > 0$ болса, толқындық фронттың қисаюы шығады және сәулелер шоқтың осіне қарай ауытқиды. Басқа сөзбен айтқанда, жеткілікті қарқындылық кезінде мөлдір заттың жазық параллельді қабыты жинағыш линзаға айналады, оның оптикалық күші шоқтағы максималды қарқындылыққа тәуелді (1.6б-сурет). Жоғары қарқындылық кезінде шоқта жарық түгелдей диафрагма арқылы өтетін, ал төмен қарқындылық кезінде аздап диафрагмамен ұсталып қалатынын көру оңай. Осылайша, өзін-өзі фокустау әсері диафрагмамен үйлесіп, жарқыраушы жұтқыш сияқты жұмыс жасайды.



1.3-сурет – Қарқындылық кезіндегі жарықтың диафрагмасы
а) өзін-өзі фокустау әсері; б) диафрагма үйлескен өзін-өзі фокустау

Алайда шекті қысқа импульстерді алуға тағы бір жағдай кедергі болады. Себебі, жарық өтетін заттардың дисперсиясы бар, яғни сыну көрсеткішінің толқын (жиілік) ұзындығына тәуелділігі. Осы әртүрлі жииліктегі жарықтың әртүрлі тездықпен таралуына әкеледі. Жарық зат арқылы өткенде тездық фазалық тездық ретінде анықталады:

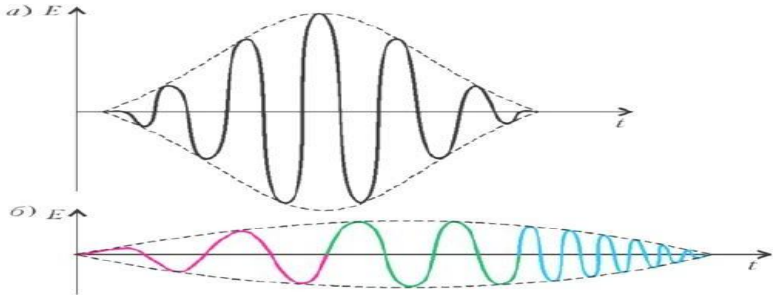
$$\vartheta_{\text{фаз}} = \frac{c}{n} \qquad (1.2)$$

Сыну көрсеткіші n жиілікке тәуелді болғандықтан, әртүрлі моданың толқындары әртүрлі тездықпен тарайды, сондықтан фазалардың келісуі бұзылады. Жоғарыда көрсетілгендей, импульс ұзақтығы спектр енімен байланысты:

$$\tau \cdot \Delta\vartheta \cong 1 \qquad (1.3)$$

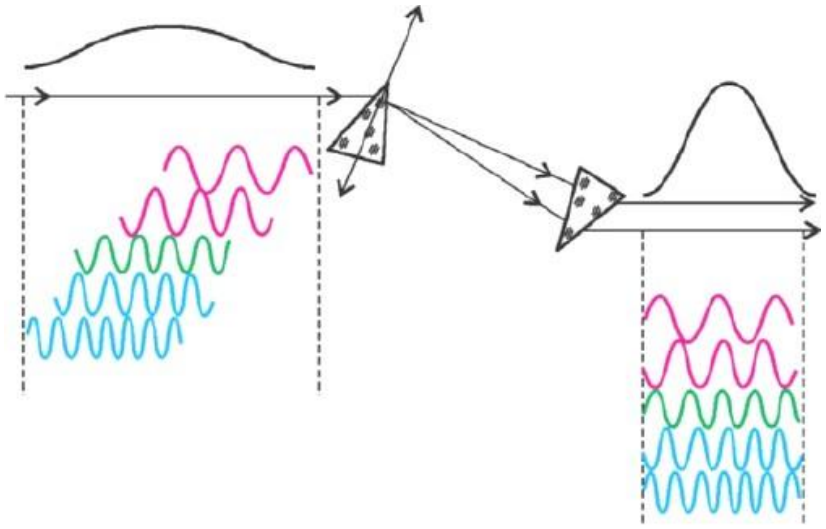
Осындай үлкен спектрлі импульс дисперсиясы бар ортада таралады. Әр алуан жииліктер «аяғына қарай» жүрмейді. Сыну көрсеткіші көбірек толқындар, сыну көрсеткіші азырақ толқындардан артқа қала бастайды. Нәтижесінде импульстің ұзақтығы ұлғайып – ол «жайылады». Импульстің алдыңғы фронтында таралу тездығы жоғары жииліктер, ал импульстің соңында – таралу тездығы төмен жииліктер болады. Сондықтан ұлғайтылған ұзақтық көлемінде жииліктің уақытқа қарай өзгеруі. яғни жииліктік модуляцияны аламыз. 1.7-

суретте импульстің пішінінің осындай өзгерісі көрсетілген және ол дисперсияланған ортада жол ұзындығы көп болған сайын ұлғая түседі.



1.4 сурет – Дисперсия әсері. а) импульстің бастапқы пішіні; б) дисперсиялы заттың қабатын өткеннен кейінгі импульс

Осылайша, импульс резонатордағы белсенді орта арқылы бірнеше рет өткенде импульстің ұзақтығы ұлғаяды. Осының орнын толтыру үшін қарама-қарсы таңбалы дисперсиясы бар заттарды өткізіп жіберу керек еді. Сонда артта қалған жиіліктер алдында озып кеткен жиіліктерді қуып жетуші еді және импульс өзінің бастапқы пішініне минималды уақыт ішінде келуші еді. Алайда табиғатта керекті теріс дисперсиялы заттар жоқ. УҚИ лазерлерді өңдеу кезіндегі керемет жетістік – теріс дисперсиясы бар арнайы құрылғыны жасап шығару болып табылады. Оның негізі – призма немесе дифракциялық тор көмегімен жасауға болатын жарықтың әртүрлі толқын ұзындықтарымен әр алуан жол арқылы таралуы. 1.8-суретте призма жұбы белсенді ортаның дисперсиясының орнын толтыра алатыны көрсетілген. Призмалар арасындағы арақашықтықты таңдау, сондай-ақ олардың біреуінің ауытқу бұрышының биссектрисасы бойымен орын ауыстыруы арқылы компенсацияға керек дисперсия мәнін таңдауға болады.

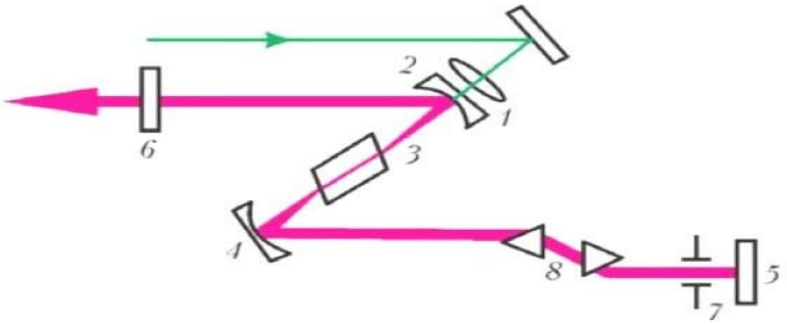


1.5-сурет – Дисперсияны компенсациялау үшін призма жұбы жүйесі

Нәтижесінде модалар синхронизациясы есебінен аемтосекундты импульстерді генерациялаушы лазер 1.9-суретте көрсетілген. Үздіксіз режимде жұмыс істейтін тартып шығару лазердің жасыл жарығының шоғы айна (2) арқылы линзамен (1) сапфир кристалына (3) инверсті қоныстану мен күшейтудің керекті деңгейіне жету үшін фокусталады. Резонатор төрт айна – резонатордың соңында екі жазық (5 және 6) және лазерлік жарықты сапфир кристалына фокустаушы екі ойыс айна (4) арқылы құрылады. Сапфир кристалының өзінде өзін-өзі фокустау әсерін қамтамасыз ету үшін диафрагма (7), ал дисперсияның орнын толтыру үшін призма жұбы (8) енгізіледі.

Лазердің элементтерін мұқият іріктеп алу және оптималды қалыпқа келтіру кезінде ұзақтығы 5 фс-ке дейін импульсті алуға мүмкіндік туады.

Импульстердің қадағалаушы жиілігі резонатордың айналары арасындағы оптикалық ұзындық арқылы анықталады және әдетте 80 МГц-ті құрайды. Спектр максимумының толқын ұзындығы 750 нм-ге (қызыл түсті жарық) сәйкес келеді. Лазердің жұмысына керекті әсер 1 Вт-тан аз шектелген орта шығыс қуаты бар кезде ғана болады. Осы оңаша импульстегі энергия 10 нДж- ден аспайды деген сөз [3].



1.6-сурет – УҚИ лазер сұлбасы

Ұзақтығы шектеулі қысқа импульстердің сызықты емес оптикасы

Осы тарауда жарық өрісінің бірнеше тербелісінен ғана тұратын импульстердің сызықты емес динамикасын сипаттайтын толқындықтеңдеулердің құрылу қағидалары туралы жазылған. Соншалықты шектеулі қысқа импульстердің оптикасының құбылыстары қарастырылған: олардың дисперсиялық жайылуының әртүрлі сценарийлері, шектеулі қысқа солитондардың қалыптасуы, спектрлі суперконтиниумының генерациясы және т.б. Мұндағы солитон деп отырғанымыз сызықты емес ортада таралатын құрылымы тұрақты оңашаланған толқын. Солитондар бөлшектерге тән (бөлшекке ұқсас толқын) әрекет етеді: бір-бірімен немесе өзге кейістермен әсер еткенде олар бұзылмайды, қайта өзінің құрылымын өзгеріссіз сақтай отырып, шарықтап кетеді.

Соңғы төрт «лазерлік» онжылдықта уақыттық масштабтардың қысқаруы

– микросекундты (10^{-6} с) ұзақтықты бос генерациядан бастап жақында ғана қиял болып көрінетін фемтосекундты (10^{-15} с) аумаққа дейінгі жолды өтті. Соңғы жылдары зертханалардың көбісінде жарық өрісінің 2-3 толық тербелісінен ғана тұратын бірнеше фемтосекундты ұзақтығы бар дабылдарды алуды үйренді [4].

Олардың ұзақтығын есептеу өз бетімен өте қиын техникалық тапсырма болып табылады. Өрістің ондаған осцилляциясынан ғана тұратынимпульстерді шектеулі қысқа импульстер (ШҚИ) деп атауға болады, себебіосылайша оларды «өте қысқа импульстер» деп аталатын өрістің көптеген тербелісінен тұратын пико- және фемтосекундты импульстер арасынан бөліп қарауға болады. Шектеулі аз деп айтқанда импульстердің өздерінің ұзақтығын емес, өрістің осцилляция саны туралы түсінік екенін ерекше айта кету керек. Басқаша сөзбен айтқанда, ШҚИ-ке ИҚ облысында спектрлі электромагниттік өрістің бірнеше тербелісінен тұратын субпикосекундты импульстері, әрі аттосекундты аумақты ұзақтығы бар УК облыс спектрінің импульстері жатады [5].

ШҚИ-тің техникада ары қарайғы дамуы олардың затпен өзара әсерлесу теориясының пайда болуымен шартталған. Электромагниттік өрістің саны аз осцилляциясынан тұратын жарық импульстері үшін импульс орайжанаушысы дағдылы түсінігі – физикалық тұрғыдан қарағанда өз мағынасын жоғалтады. Сондықтан жарық импульсінің жай өзгеретін орайжанаушысы әдісі жемістібола бермейді. Осыған байланысты соңғы жылдары оптикалық ортада таралу кезінде лазерлік импульстер өрісінің динамикасы талдауының жаңа теориялық әдістерін жете зерттеуге үлкен назар аударылды. Төменгі тарауда мөлдір изотропты ортада ШҚИ өрісінің сызықты емес динамикасын сипаттайтын оптика үшін жаңа теңдеулерді құрастыру қағидалары ұйымдастырылған. ШҚИ затта таралғанда пайда болатын әртүрлі әсерлер қарастырылған.

1.3 Пикосекундты лазерлік импульстерді генерациялау

Модааралық соғуларға шартталған құбылыстар импульстік сәулеленудің қалыптасуына әкелетінін жоғарыда айтып кеткен болатынбыз. Осылайша, ұзақтығы 1 нс немесе одан да аз лазерлік сәулелену импульстері модалық құраушылары синхронизациясы және олардың таралу трассасында когерентті өзара әсерлесу есебінен қалыптасады.

Өте қысқа оптикалық импульстерді лазерде генерациялауды бойлық модалар синхронизация көмегімен жүзеге асыруға болады. Бойлық мода – ашық резонатордың айналары арасында құлыпталған тік тұрған электромагниттік толқын. Осы бекітілген ұштары бар шектегі тік тұрған толқынды еске салады.

белсенді зат қоздырады (1.10-сурет). Модалар интерференциясы нәтижесінде лазер резонаторынан шығатын оптикалық импульс қалыптасады. Егер бір ғана бойлық мода қоздырылса, онда біз монохроматтың максималды дәрежесі бар сәулеленуді беретін бірмодалы лазермен айналысамыз. Өте қысқа импульстерді генерациялау үшін көпмодалы режим қолданылады. Осы бағыт лазерлік техникада 1965 жылдан бері дами бастады.

Монохроматты толқындардың (бойлық модалардың) N жиынтығы түрінде келтіруге болады. Сонда резонатордың шығыс айнасындағы импульстік сәулеленудің электрлік өрісі үшін өрнек келесідей жазылады:

$$E = \sum_{m=-\frac{N-1}{2}}^{m=\frac{N-1}{2}} A_m \cos[(\omega_0 + \Delta\omega m)t + \varphi_m] \qquad (1.6)$$

мұндағы: $\omega_0 = 2\pi f_0$ – орташа жиілік (тасымалдаушы);

$\Delta\omega = 2\pi\Delta f$ –жиіліктер айырымы;

m – бүтін сан;

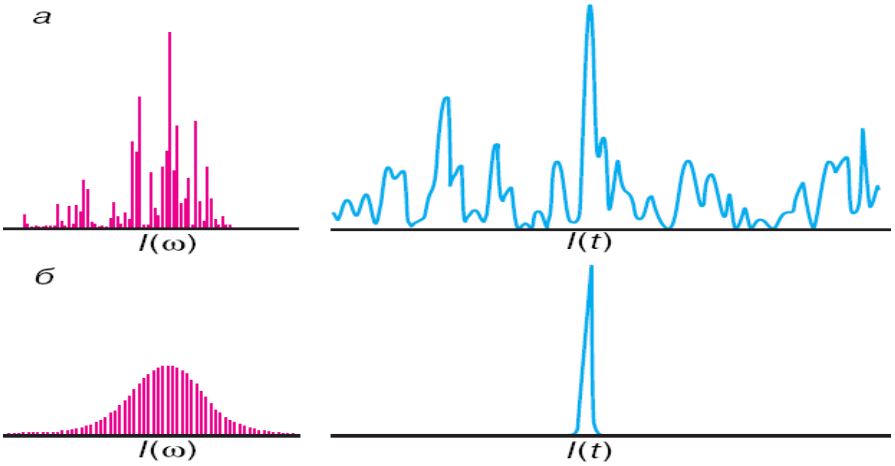
N – бойлық мода саны.

Модалар интерференциясының нәтижесі φ_m фазалар арасындағы қатынасқа тәуелді. Егер фазалар кездейсоқ мәнді қабылдаса, онда лазерлік сәулеленудің бей-берекет амплитудалық модуляциясы бар болады (10а-сурет). Егер барлық фазалар бір мәнді қабылдаса, мысалы, $\varphi_m = 0$, онда жағдай модалар синхронизациясымен байланысты болады. Ыңғайлық үшін модалар амплитудасын бірдей қылып ($A_m = E_0$), (1.6) қатарды қосындылауға боладыжәне қарапайым өрнекті аламыз:

$$E = A\cos(\omega_0 t), A = E_0 \sin\frac{N\Delta\omega t}{2} \operatorname{cosec}\frac{\Delta\omega t}{2} \qquad (1.7)$$

(1.7) талдауы бойлық модалар синхронизациясы бар лазер жеке моданың амплитудасынан N есе көп амлитудасы бар импульстер периодты тізбегін сәулелендіретінін көрсетеді (1.10б-сурет). Импульстер резонаторда. бір импульстің толық өтуіне керекті $\Delta T = \frac{2l}{c}$ уақыт өткеннен кейін, бірінен соң бірі жүріп отырады. Импульс ұзақтығы $T = {\Delta T}/{N}$, яғни ол көршілес импульстер арасындағы аралықтан N есе аз.

Модалар синхронизациясын сондай-ақ электрооптикалық кристаллда жарық толқындарының фаза модуляциясы көмегімен оған айнымалы электр өрісін қосу арқылы жүзеге асыруға болады. Модалар синхронизациясы тағы да модааралық соғулар жиілігінде ашық резонатордың айналарының біреуінің дірілі кезінде болады. Ақырында, модалар синхронизациясын қатты оптикалық өрісте жарқырайтын (азырақ жұтады) заттары бар ұяшықты лазердің резонаторының ішіне салу көмегімен алуға болады. Сол кезде ең аз шығынмен ұяшық арқылы қозатын бойлық тік модаларды синфазды қосу кезінде пайда болатын өте қысқа импульстер өтеді.



1.7-сурет – Синхрондалмаған модалары бар лазер сәулеленуінің (а) және N=101 болғандағы модалардың толық синхронизация режиміндегі (б) спектрлері (сол жағында) және уақыттық жүрісі (оң жағында)

Ұзақтығы 100 пс өте қысқа импульстер ғылыми зерттеулер мен әр алуан қосымшаларда үлкен қолданыс тапты. Осы жерде айта кететін жайт, қысқа импульстердің қуатының тығыздығы жоғары болады. Соңғы жағдай оптикалық сәулеленудің затқа әсері кезінде өте маңызды. Алайда тез ағып өтетінүрдістердің қатарын талдау субсекундтық және фемтосекундтық ұзақтығы бар одан да қысқа импульстерді пайдалануды керек етеді. Лазерлерде модалар синхронизациясы көмегімен осы тапсырманы шешу мүмкін емес болғандықтан, пикосекундты жарық импульстерін компрессиялау әдістері ізделе басталды. Осы мақсат үшін талшықты жарық өткізгіштер, дифракциялы торлар, призмалар және т.б. сияқты дисперсиялайтын орталарды пайдалану керек екен.

Тағы бір маңызды ескерту орынды. Оптикалық импульстің ұзақтығы аз болған сайын оның жиіліктік спектрі аз болады (монохроматтық дәрежесі азырақ). Осыдан өте қысқа импульстерді алу үшін үлкен спектрлі сәулеллену болу керек және сәулеленудің спекрлі шектелген импульс деп аталатын фазалық модуляциясы жоқ импульске түрлену механизмін таңдап алу керек екені белгілі. Міне осы тапсырманы модалар синхронизациясы мен импульстер компрессиясы кезінде шешіледі.

1.4 Интерференциялық ағын көмегімен ақпараттық дабылды тарату

Бүгінгі мезетте интерференциялық құбылыстарды түсіндіру үшін «интерференциялық ағын» термині қолданылады.

Энергетикалық тұрғыдан алғанда интерференция құбылысының мәні – үлкеністікте бір мезетте таралатын екі немесе бірнеше когерентті толқындардың бір-бірінің амплитудаларын өзара күшейтуі немесе әлсіретуі. Екімонохроматты когерентті толқындардың энергиясының ағынының орташа тығыздық векторы келесі түрде жазылады:

$$S = S_1 + S_2 + S_{int}, S_j = \tau Re\left(e_j \times h_j^*\right), \quad (1.8)$$

$$S_{int} = \tau Re[(e_1 \times h_2^*) + (e_2 \times h_1^*)] \quad (1.9)$$

мұндағы: S_1– әрбір оңаша толқынның энергия ағыны (j=1,2);

S_{int} – интерференциялық ағын (ИА);

$\tau = \frac{c}{8\pi}$, c – вакуумдағы жарық тездығы;

e_j және h_j сәйкесінше электр және магниттік өрістердің комплексті кернеуліктері.

ИА қалыптасуы интерференцияның әртүрлі көріністерін біріктіретін негізгі белгісі болып табылады. ИА-ның жүріс-тұрысы оңаша толқындар ағындарының жүрыс-тұрысынан қатты ерекшеленуі мүмкін, ИА тіпті оңаша толқын энергияны тасымалдау мүмкін емес кезде (мысалы, электромагниттік толқындарды туннелдеу кезінде [8]) де болуы мүмкін.

Бірінші рет ИА-ның энергия тасымалдау үрдістеріндегі ерекше рөлі екі жартылай шексіз ортаның шекарасына, олардың біреуі болса да жұтқыш болатын, жарық түскен кездегі энергия тепе-теңдігін зерттеу жұмыстарында көрінген болатын. ИА-ның мұндай жүрісі тек жұтқыш емес, сонымен қатар күшейтетін ортада, ал жалпы жағдайда – комплексті сыну көрсеткішті дисперсиялаушы ортада да білінеді. Ары қарайғы талдау толқын жүргізгіш құрылымдардың әр алуан түрлерінде бағытталған біртекті емес толқындар үшіносцилляцияланатын ИА тек реактивті емес, сондай-ақ активті толқындық өрістері арқылы қарама-қарсы және бір бағытты толқындар көмегімен туатынын көрсетті [9,10].

Толқындардың біреуінің фазасы мен амплитудасын екінші толқынның сәйкес сипаттамаларына және интерференция жүретін ортаның параметрлеріне қарамастан өзгертуге болатынын айта кеткен дұрыс. Осы кезде бақылау нүктесінде бастапқы толқындардың фазалар айырымын өзгерте отырып, энергияның интерференциялық және толық ағындарын, сондай-ақ амплитудасы мен фазаларын басқаруға болады.

Электромагниттік сәулеленудің энергиясын тасымалдау және шашырау үрдістерін басқару үшін ИА-нын пайдалану идеясы жазық параллельді немесе жазық қабатты құрылымның қарама-қарсы беттерінде екі когерентті толқындардың түсу жағдайында ҚТИ зерттеу кезінде пайдаланылды.

1.8.1 Толқындық өрістің активті және реактивті құраушыларының интерференциялық ағындары. Оңаша электромагниттік толқынның электрлік және магниттік өрістерінің кернеуліктері векторларының активті құраушыларына қарағанда аралық фазалық ығысуы π/2-ні құрайтын реактивті құраушылар толқын қарқындылығына үлес қоспайды. Алайда екі немесе одан да көп когерентті толқындардың үлкеністіктік беттесу кезінде өрістің реактивті құраушылары оңаша толқын үшін энергия тасымалы мүмкін емес бағыттарда ИА туғыза алады. Төменде екі когерентті өрістің активті және реактивті құраушыларын

интерференциясы кезінде энергия ағындары үшін жалпы өрнектер келтірілген:

$h_j = a_j \exp[i(\omega t + \chi_j)]$,	(1.10)\
$e_j = Z_j\, a_j \exp[i(\omega t + \chi_j + \zeta)]$	(1.11)

мұндағы: a_j – амплитудалық коэффициенттер;

Z_j – электржәнемагниттікөрістердіңамплитудаларыныңқатынасы;

χ_j – фазалық қосылғыштар координатасына тәуелділер, j=1,2;

ζ – электр және магниттік өрістердің құраушылары арасындағы фазалық ығысу.

Сондай-ақ әлсіз ортада қалыптасқан интерференциялық өрісте оптикалық энергияның шығыны тек ақшыл жолақтар облысында болатыны белгілі. Интерференциялық суреттің қадамы $\alpha = 2\pi|k|^{-2}$, ал интерференциялық жолақтардың. орын ауыстыру тездығы $\vartheta = \Delta\omega|k|^{-2}$ құрайды. Мұндағы, $k = k_1 - k_2$ – векторлық шама, k_1 және k_2 – интерференцияланатын сәулелердің толқындық векторлары. Осы кезде интерференциялық суреттің максимумдары топтық тездықпен орын ауыстырады.

Бөлек спектрлік құраушылардың толқындық векторлары бір-біріне параллельді. Сондықтан спектрлі құраушылар үшін (қысқа толқындарды қалыптастыру үшін керекті) модааралық интервалы 10 МГц-ті құрайтын жұтудың сызығынан алыс ауадағы топтық тездығы фазалық тездықпен сәйкес келеді. Екі интерференциялаушы толқын үшін қосындылық толқынның орайжанаушысы синусоидамен сипатталады, ал құраушылар саны көбейгенде интерференциялық жолақтың максимумы жанындағы тар облыста толқын энергиясының локализациясы жүреді.

Сәулеленудің ағындарының әртүрлі жиілікте соқтығысуы лазер резонаторында сияқты, таралу трассасында да байқалады. Резонатордың модааралық интервалын $\Delta f = \frac{c}{2L}$, қатынасынан анықтауға болады, мұндағы L – резонатор ұзындығы, с – жарық тездығы. Бір жииліктік режимде лазер генерациясының сызығының теориялық жарты ені (бір модалық құраушының сызығының ені):

$$\Delta\upsilon = \frac{2\pi h\nu(\Delta\vartheta_p)}{p} \qquad (1.12)$$

мұндағы: р – лазер қуаты;

$\Delta\vartheta_p = \frac{\upsilon}{Q}$ – резонатордың өткізу жолағының жарты ені;

$Q = \frac{2\pi L}{\lambda(1-r_1 r_2)}$ – резонатор сапалығы;

r_1 және r_2 – резонатор айналарының шағылысу коэффициенттері;

λ – сәулеленудің толқын ұзындығы. Көлденең модалардың таралу бұрыштары:

$$\Theta_m = \sqrt{\frac{m\lambda}{L}} \qquad (1.13)$$

мұндағы: m=1,2,3… модалық құраушының нөмірі.

Лазердің оптикалық осіне бұрышпен таралатын көлденең модалар ашық трассалар бойынша біраз арақашықтық өтіп барып, шоқтан шығып кетеді. L=1,0 м және сәулеленудің толқын ұзындығы 0,8 мкм үшін осы аралық 10 м- ден аз және осы топтық тездықтың (интерференциялық жолақтардың орын ауыстыру тездығы) жарық тездығымен сәйкес келуі туралы қорытындыны растайды [11].

1.5 Оптикалық сәулеленудің атмосферада таралуы. Электромагнитті толқындар

Бүгінгі оптикада, атмосфера оптикасын қоса алғанда, негізінде сәулеленуді әрі электромагниттік толқындар, әрі фотондар ағыны ретінде қарастыруға болады. Электромагниттік (ЭМ) толқын көлденең және вакуумда жарық тездығымен таралатын сияқты электрлік E_r және магниттік H_r өрістердің өзара ортогональ таралуы болып табылады.

ЭМ толқын ұзындығы ұзындықтың өлшем бірлігінде өлшенеді, әдетте атмосфералық оптикада осы микрометр, нанометр, ангстерм (1 $\boldsymbol{A = 10^{-10}}$ м). Оптикалық аумақтың толқын жиіліктері өте үлкен, сондықтан оларды өте сирек қолданады. Көбінесе спектрлік сипаттамаларды толқын ұзындығы кері шама – толқындық сандар түрінде жазады.

Бір ғана жиілігі (толқын ұзындығы) бар электромагниттік сәулеленуді монохроматтық деп атайды. Толқын ұзындығына (жиілігіне) қарай электромагниттік толқындарды диапазондар қатарына бөледі – 1.1-кестені қараңыз.

Атмосфераның бүгінгі оптикасы ультракүлгін (УК) диапазоннан бастап радиотолқынды диапазондағы ЭМ толқындарға дейінгі олардың таралуын, өзгеруін, сондай-ақ генерациясын зерттейді. 1.1-кестеде көрсетілген спектрден бөлек атмосфералық оптикада электромагниттік сәулеленудің барлық спектрін күндік және жылулық облысқа бөлу қалыптасқан. Күндік облыс өзіне УК, көрінетін және жақын инфрақызыл (ЖИҚ) диапазондарын қосады. Осы аумақтарда күндізгі мезетте күннің сәулелену энергиясы атмосфераның және оның бетінің өзінің сәулелену энергиясынан (жеке алғанда, жылулық) асып түседі. Жылулық облыс ЖИҚ-тен радиотолқынға дейінгі аумақта жатады. Мұнда, керісінше, жылулық сәулеленудің энергиясы (күндіз және, әрине, түнде) күндік сыңарынан асып түседі. Жердің атмосферасында күндік және жылулық сәулеленудің энергиясы шамамен бірдей болатын спектрлік облыс 3-4 мкм жақта

жатады. Басқа ғаламшар үшін осы шекара Күннен қашықтығына және ғаламшардың радиационды температурасына қарай қысқа толқынды және ұзын толқынды облысқа ығысқан. Күндік және жылулық сәулелену электромагниттік сәулеленудің барлық аумағында жататын айта кету керек, алайда сәулеленудің өрісін қалыптастыру үрдісінде олардың рөлі әртүрлі [12].

Кесте 1.1 – Электромагниттік сәулеленудің спектрінің диапазондары

Диапазон	Сипаттамалы толқын ұзындығы, мкм	Сипаттамалы жиіліктер, Гц
Гамма	10^{-5}	$3\cdot10^{19}$
Рентгендік	10^{-2}	$3\cdot10^{16}$
Ультракүлгін	$3\cdot10^{-1}$	10^{15}
Көрінетін	0,4-0,7	$(4,3 – 7,5)\cdot10^{14}$
Инфрақызыл (ИҚ): Жақын (ЖИҚ) Орташа (ОИҚ) Алыс (АИҚ	 1–4 4–50 50–1000	 $(3–0,8)\cdot10^{14}$ $10^{14} – 10^{12}$ $10^{12} – 3\cdot10^{10}$
Теледидарлық	10^{7}	$3\cdot10^{7}$
Радиотолқындық	10^{8}-10^{9}	$3\cdot10^{6} – 3\cdot10^{5}$

1.6 Фемтосекундты лазерлер

Өте қысқа (шектеулі қысқа) импульстер лазерлері, УҚИ (ШҚИ) лазерлері, фемтосекундты лазерлер — лазерлік сәулеленудің импульстерін генерациялауға қабілетті оптикалық кванттық генераторлар.

Жалпы жағдайда ультрақысқа лазерлік импульстер болып 100 пикосекундтен қысқа импульстерді атаймыз. Алайда, жаңа лазерлік жүйелерді құрғаннан бері 1 пикосекундтен аз импульстерді құру облысындағы зерттеулер маңызды болды, себебі ұзақтығы 50 пикосекунд құрайтын импульстерді талдауды лазерлік диод негізіндегі салыстырмалы түрдегі арзан жүйелер пайдаланумен жетуге болады.

Бүгінгі кезде бар ультрақысқа импульстер лазерлері ұзақтығы 5 фемтосекунд импульстерді зерттеуде.

Фемтосекундты лазерлік импульстер алғаш рет шынайы мезетте тез өтетін элементарлы молекулалық үрдістердің серпінділігін бақылауға және химиялық реакциялардың әр түрлі кезеңдерінде молекулалар мен атом топтарының лездік суреттерін түсіріп алуға, сондай-ақ оларды басқаруға мүмкіндік берді. Фемтосекундты лазерлік импульстер қамтамасыз ететін уақыттық рұқсат кез

келген, тіпті молекулалық динамиканың ең тез үрдістерін зерттеуге жеткілікті болып табылады. Алайда, атомдар ішіндегі фотонды жүйенің серпінділігін сараптау үшін бір фемтосекундтан аз – аттосекундтыимпульстерді (1 ас=10^{-18} с) пайдалануға тура келеді. Аттосекундты импульстердің генерациясы XXI ғасырдың басында жоғары қарқындылықты шектеулі қысқа лазерлік импульстердің сызықсыз-оптикалық әсерлесуі негізінде мүмкін болды. Ұзындығы 12 ас ең қысқа импульс 2010 жылы Кокель және Гребинг атты ғалымдармен алынған болатын [13].

Жалпы мәліметтер. Осындай лазерлердің сипаттамасы:

1 Импульстің қысқа ұзақтығы (электрлік индукцияның векторы өзінің мәнін импульстің ұзақтығы кезінде бірнеше рет қана өзгертіп үлгереді);

2 Импульстің әрекеті кезінде (аз ұзақтық есебінен) жоғары орташа қарқындылық;

3 Сәулеленудің үлкен жолағы (толқын ұзындығы бірден жүзге дейін нанометр);

4 Жоғары уақыттық когеренттілік (импульстердің тізбегі);5 Үлкеністіктік когеренттілік.

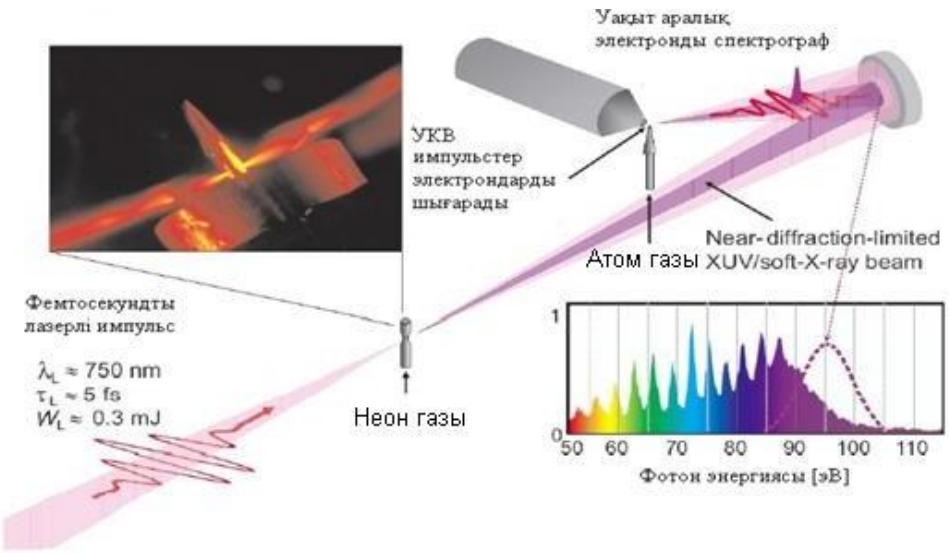
1.8.2 Жұмыс жасау принципі. УҚИ лазерлері жұмыс істеу принципі лазерлік резонатордағы модалар синхронизациясына негізделген. УҚИ генерациялаудың екі нұсқасы бар: біріншісі – генерация барлық модаларда кездейсоқ фаза және қарқындылықпен жүреді, сонан соң електен өткізу, нәтижесінде барлық модалар қатты байланысады (резонаторда белгілі жиіліктері және қарқындылықтары бар модалар қалады), осылайша резонаторда өте қысқа ұзақтығы бар бір ғана импульс қалады; екіншісі – генерация бір модада басталады, алайда сонан соң модааралық әсерлесуден кейін генерация керекті фаза айырымы және салыстырмалы қарқындылығы бар модаларда қоза бастайды, нәтижесінде сурет бірінші нұсқадағыдай болып шығады. Импульсті пішіндеу әдетте резонатордың 10 өткелінен (өтуінен) кейін болады. Тағы да 10-20 өткелден (өтуден) кейін импульстерді қысқарту және күшейту үрдісі жүреді, аяғында тұрақты УҚИ алынады. Импульстерді қысқартужәне күшейту үрдісінде сызықты емес процесстер үлкен рөл атқарады. Осылайша алдыңғы бөлігі жарықтандырғыш жұтқышты өткеннен кейін (немесебелсенді ортада өзін-өзі фокустау (Керр линзасы) және тек қана импульстің «қарқынды» бөлігін бөліп алу нәтижесінде) тіке болады. Артқы бөлігі қоныстану инверсиясы импульс белсенді ортаны өту уақытында қалпына келтіруге үлгермеу нәтижесінде қысқарады. Күшейту және қысқару үрдістері тиімдірек болу үшін белсенді ортаны жұқарақ, ал толтыру қуатын көбірек етіп (алайда импульстерді тұрақты генерациялаудың шегінен шықпай-ақ) алу керек.

Модаларды синхронизациялаудың активті және пассивті түрі бар. Осылай, модаларды активті синхронизациялау жағдайында модаларды тікелей синхронизациялайтын (синхронды толтыру, немесе беріктілік модуляциясы – Q-модуляция режиміндегі арнайы модулятор) арнайы құрылғы керек, себебі пассивті синхронизация кезінде осы құрылымның ерекшелігіне қарайавтоматты түрде жүреді.

Беріктілік модуляциясы – лазердің жұмысының импульсті режимін алу үшін қолданылатын әдіс. Беріктілік модуляциясын пайдалану кезінде лазер импульсті режимде жұмыс жасайды. Әдістің негізгі ойы – толтыру кезінде оптикалық резонатордың қасиеттерін әдейілеп «төмендетіп», лазерге сәулеленуге жол бермейді. Осылайша қуат сәулеленуге шығындалмайды және белсенді ортаның энергетикалық деңгейінің қоныстанушылары инверсиясының жоғары деңгейін алуға мүмкіншілік туады. Ары қарай резонатордың қасиеттерін тез «жақсартады» және барлық жиналған энергия қысқа, қуатты импульстер түрінде жүзеге асырылады [14].

Активті синхронизациясы бар лазерлер синхронизацияның құрылғыларын дайындаудың қиыншылығы кесірінен бүгінгі мезетте қолданылмайды. Пассивті синхронизациясы бар лазерде генерациялаудың екі шегі бар. Біріншісі – қарапайым, УҚИ лазерінің бірінші шегінен асып кететін толтыру кезінде қарапайым қайта құрылатын лазер секілді жұмыс жасайды. Екінші шектің толтыру қуатын асып кеткенде УҚИ-ті қалыптастыруға қолайлы жағдайлар туғызылады, алайда генерация бастау үшін қосымша әсерлесу керек болуы мүмкін, мысалы тез қозғалыс немесе ТЖД (Топтық тездық дисперсиясы) компенсатор соққысы, әдетте осы ары қарай УҚИ қалыптасуы жүретіншуылдық алып тастауды пайда етуге үшін керек.

1.11-суретте аттосекундты импульстерді генерациялаудың оптикалық сұлбасы көрсетілген. Ұзақтығы 5 фс, энергиясы 0,3 мДж фаза бойынша тұрақталған фемтосекундты импульс қысымы 160 мбар неонмен толтырылған газдық түтікке фокусталады (фокусталған импульстің қарқындылығы $7 \cdot 10^{14}$ Вт/см^2).



1.8-сурет – Аттосекундты импульстерді генерациялаудың оптикалық сұлбасы

Қарқынды лазерлі сәулеленудің неон атомдарымен әсерлесуі негізгі жиіліктің жоғары гармоникаларының генерациясына әкеледі. Көп қабатты айна

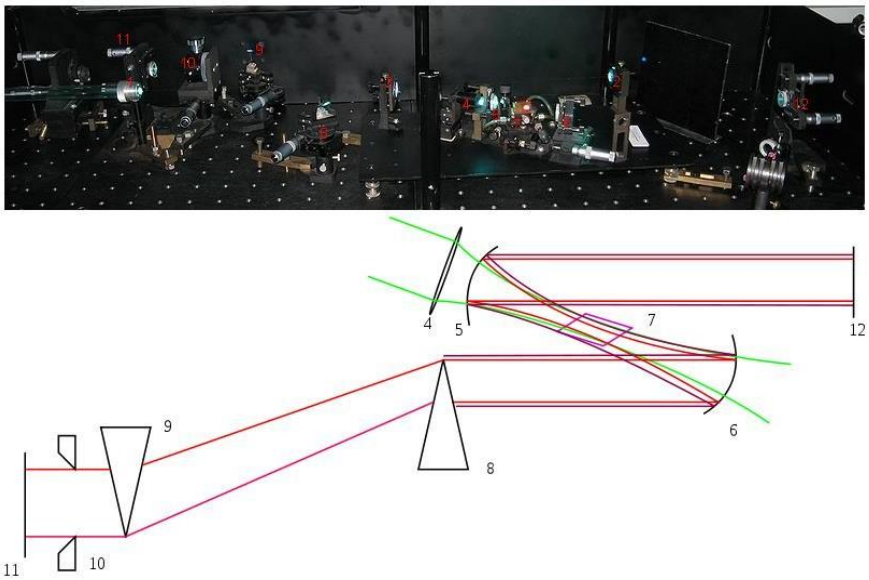
ультракүлгін вакуумның фотондарын сүзгілейді, фемтосекундты және аттосекундты импульстер арасындағы белгіленген кідірісті енгізеді және екі сәулені де келесі нысанаға фокустайды. Нысана ультракүлгін вакуумның фотондары лазерлік импульс бар кезде фотондарды шығарып тастайтын атомдық газ ағынынан тұрады. Фотондардың энергия бойынша таралуы импульс ұзақтығымен анықталады. Фотондардың энергия бойынша таралуын уақыт аралық фотонды спектрограф көмегімен талдай отырып, импульстің ұзақтығын анықтауға болады.

1.10.3 Қақтығысып қалатын импульстері бар бояғыш негізіндегі лазер. Бояғыш негізіндегі лазерлер – белсенді орта ретінде қолданылатын органикалық бояғыш ерітіндісі қолданылатын лазерлер. Олардың сәулеленуі жақын жатқан спектрдің ультракүлгін, көрінетін және инфрақызыл аумақтарын қайта жауып қалады. Бояғыштар негізіндегі лазерлер толқын ұзындығын өзгертуге болатын лазерлерді құру үшін қолданылады. Титан-сапфирлі лазерлердің пайда болуына дейін олар жарықтың пико- және фемтосекундты импульстерін генерациялау үшін қоланылған.

1.7 Титан-сапфирлі лазер

Титан-сапфирлі лазер (Ti:Sapphire лазер, Ti:Sa лазер) — генерация жолағы үлкен (700—1100 нм) лазерлер. Титан-сапфирлі лазердің белсенді ортасы сапфирдің монокристаллы мен Ti^{3+} иондары қоспасынан тұратын қысқа (2—10 мм) (дисктің) өзек түрінде орындалады. Қоспа қоюлылығы толтыру сәулеленуінің 90 % дерлігі жұтылады деген шарт бойынша таңдалады. Күшейтудің үлкен жолағы лазерлік генерацияның толқын ұзындығы немесе өте қысқа импульстердің генерациясының қайта құрылуын жүзеге асырады [15].

Бүгінгі күні керрлік линзасы бар (3-өкілдік) титан-сапфир негізіндегі лазерлер және диодтық толтыруы бар талшықты лазерлер (4-өкілдік) көп қолданылады. Біріншілері зертханалық жағдлайларда қолданылып, импульстің үлкен энергиясын алуға мүмкіндік береді; екіншілері шағын және үнемді, қолданбалы мақсаттарда (мысалы, телекоммуникацияда) белсендіқолданылады. УҚИ лазерінің негізгі бөлігі – белсенді ортасы бар резонатор. Басқа лазерлерге қарағанда белсенді ортаның үлкен спектрлі облыста жеткілікті күшеюі керек. Үшінші өкілдік лазерлерде екі резонаторлы сұлба болу керек:



1.9-сурет – Үшінші өкілдік лазер

1.9-суретте жоғарғысында үшінші өкілдік лазердің – керрлік линза есебіндегі модалардың пассивті синхронизациясы бар титан-сапфирлі лазер. Төменгі суретте осы лазердің сұлбасы салынған (нөмірлеу сәйкес келеді). Осы конструкция Завойский атындағы Казань Физика-Техникалық Институттың Молекулярлы Фотохимия зертханасында орнатылған. Осы құрылғыда ұзақтығы 50-60 фс және жиілігі 80 МГц, ал орталық импульсі 780—800нм аумағында жатқан және жарты ені 20 нм-ге тең УҚИ импульстер тізбегі алынған. Басқа зертханаларда осындай типті құрылғыларда ұзақтығы 5,4 фс-ке дейінгі импульстер алынған болатын (жарық толқынының екі периодынан аз).

Осы суретте УҚИ лазердің барлық негізгі элементтері көрсетілген:

1 – Толтыру лазерінің шығысы. Толтыру лазері ретінде аргонды лазер қолданылады;

2 – Жазық айна;

3 – Екінші жазық айна;4 – Линза

5 – Ішкі резонатордың (ойыс) мөлдір айнасы (толтыруды сәулелендіру үшін);

6 – Ішкі резонатордың саңырау айнасы (ойыс); 7 – Белсенді орта (Ti: сапфир).

8 – ТЖД (Топтық тездық дисперсиясы) компенсаторының біріншіпризмасы;

9 – ТЖД компенсаторының екінші призмасы;

10 – Диафрагма (Толқын ұзындығының қайта құру элементі);

11 – Сыртқы резонатордың саңырау айнасы (жазық);

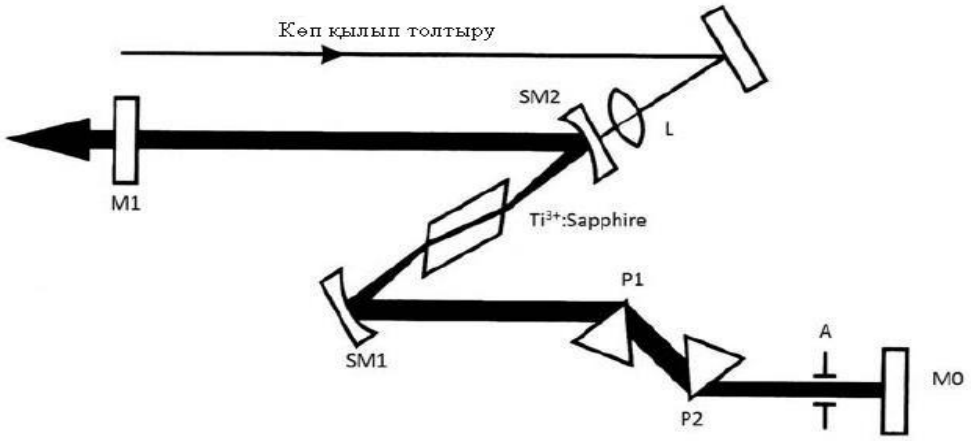
12 - Сыртқы резонатордың жартылай мөлдір айнасы (жазық)

Сұлбада лазердің барлық негізгі элементтері көрсетілген: қалыптасқаншоқ (ашық қызыл) және өте қысқа импульстерді пішіндеуге қатысатын әлсіз (күңгірт қызыл) шоқ, ТЖД призмалық компенсаторы, толқын ұзындығы бойынша қайта

құру үшін диафрагма, ішкі және сыртқы резонатор, толтыру (жасыл). Сызықсыз оптикада қолданылатын барлық оптика міндетті түрде жарықталғанын айта кету керек. Ал қарапайым металл айналардың орнына диэлектрлік қолданылады. Бұдан бөлек, одан да қысқа импульстерді алу үшін арнайы, «жиілігі баяу өзгеретін импульс» айналары қолданылады.

Титан-сапфирдің кристаллдары негізіндегі фемтосекундты лазерлер көрінетін және таяу инфрақызыл аумағында генерацияланады. Титан-сапфир кристаллдарының ұзақтығы 5 фс-ке дейінгі импульстерді генерациялауға мүмкіндік беретін ең үлкен спектрлі күшейту жолағы (600-1100 нм) бар. Сондай-ақ титан-сапфир кристалдарының шағын көлемді лазерлік жүйелерден тұратын импульстерде жеткілікті жоғары энергия алуға мүмкіндік беретін қанығудың жоғары шегі бар. Ұзақтығы 7 фс-тен аз Femtolasers (Австрия) фирмасының титан-сапфирлі лазерлері бағасы жағынан қол жетімді.

1.13-суретте титан-сапфир кристалындағы фемтосекундты лазердің оптикалық сұлбасы берілген. Аз көлемде инверсті импульстің қоныстанушылығын құруға керекті қуаттың жоғары тығыздығын алу үшін толтыру сәулеленуі айнадан шағылысып, қысқа фокусты линза L көмегімен сфералық дихроизмдік айна SM2 арқылы титан-сапфирлі кристалға фокусталады. (Дихроизм – оптикалық ось бойымен және оған перпендикуляр бойынша өтетін ақ жарықта бір осьті кристаллдың әр алуан түске боялуы).



1.10-сурет – Титан-сапфирлі лазердің оптикалық сұлбасы

Резонаторда шығындарды азайту үшін белсенді элементтің жақтаулары SM1-SM2 айналарында шоқтардың көлбеуімен шығынын өтейтін резонатордың астигматизміне (астигматизм – суреттің осыдырлығына әкелетін сынатын ортаның ауытқуы) әкелетін Брюстер бұрышымен орналастырылған. SM1-SM2 сфералық айналары белсенді ортаның аз каустикасымен резонатор модасын пішіндейді. Шоқтың белсенді ортасындағы аз диаметрі керрлік линзаның пішіндеуі және функциялануына керек жоғары қарқындылыққа және толтырудың аз қуаты бар инверсті қоныстануға жету үшін керек. Лазер резонаторы SM1-SM2, M0-M1 айналар жүйесімен құрылған.

Титан-сапфир кристалындағы импульстің фазалық өзін-өзі модуляциялауы және кристалл затының дисперсиясымен енгізілетін топтық тездықтың дисперсиясының орнын толтыру үшін лазер резонаторының ішіне ең аз ауытқу бұрышымен орналасқан Р1-Р2 балқытылған кварцті екі призмадан тұратын дисперсияны өтемдеуіш орнатылған. Призмалық дисперсияны өтемдеуіштің теріс таңбалы топтық тездықтың дисперсиясы бар. Сфералық айналар арасындағы арақашықтықты кейбір тұрақсыздықты енгізгенде, мысалы, Р2 призмасын оның осі бойынша шұғыл орнын ауыстырғанда, модалар синхронизациясы режимі пайда болатындай етіп, таңдау керек.Осыдан кейін Р2 призмасынының бір қалыпты орын ауыстыруымен импульстің минималды немесе керекті ұзақтығына қол жеткіземіз. М0 резонаторының саңырау айнасының алдындағы А саңылауы толқын ұзындығы бойынша генерацияны қайта құру үшін, сондай ақ модалар синхронизациясы үшін қатты диафрагма ретінде қолданылуы мүмкін [16].

2 Талшықты лазердің параметрлері. Сақиналы талшықты лазер

Талшықты лазер — оптикалық талшықтың элементтері болып табылатын лазер, белсенді орта немесе резонатор. Толық талшықты жүзеге асыру кезінде мұндай лазерлер бүтін талшықты, ал талшықты және лазер құрылымының басқа да элементтерін аралас қолданғанда ол талшықты-дискретті немесе гибридті деп атайды. Олардың басты артықшылықтары – сәулеленудің жоғары оптикалық сапасы, шағын көлемі және талшықты желілерге енгізу мүмкіндігі болып табылады.

Фемтосекундты импульстерді талшықты лазер арқылы генерациялау алғаш рет 1990 жылы орындалды [17]. Сызықсыз компрессиясы бар талшықтағы лазердің минималды ұзақтығы 10 фс-тен аз.

Талшықты лазерлердің қолданылуына қарай оның көптеген түрлері бар. Оларды дайындауға Фабри-Перо резонаторы және сақиналы резонаторлар қоланылады. Арнайы әдістермен бір поляризациялы, өте қысқа импульстер және тағы басқа лазерлер жасауға болады. Барлық талшықты лазерлерде оптикалық толтыруды жүзеге асыратын бір немесе бірнеше толқын өткізгіштерден тұратын оптикалық талшықтардың арнайы түрлері қолданылады.

Бүгінгі мезетте дүние жүзіндегі коммерциялық фирмалардың көбісі пайдалану аясының көп бөлігінде титан-сапфирлі лазерлерді ығыстырып шығарып жатқан 100 фс-тен 1 пс-ке дейін ұзақтығы бар талшықты лазерлерді шығарады. Ең көп таралған фемтосекундты талшықты лазерлер болып Er және Yb лазерлері табылады, олардың генерациялайтын толқын ұзындықтары сәйкесінше 1.55 мкм және 1.05 мкм. Титан-сапфирлі лазерлермен салыстырғанда олардың келесі артықшылықтары бар:

– шағын көлемді;
– бағасы төменірек;
– 1,55 мкм толқын ұзындығындағы генерация оптикалық байланыс арналарының мөлдір терезесіне түседі.

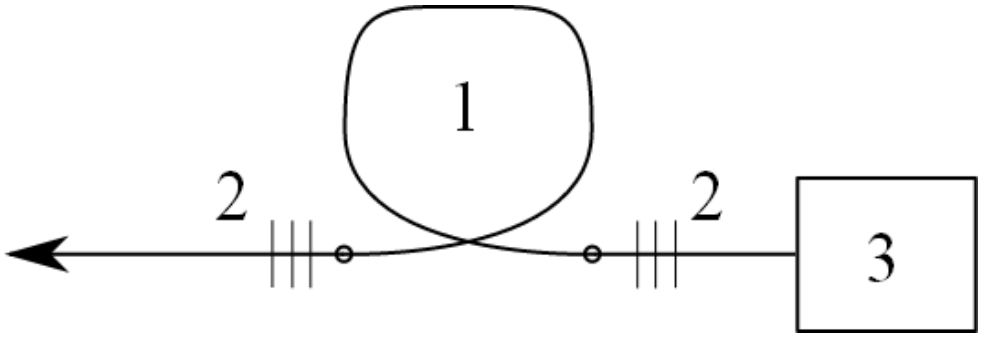
1.12.1 Жұмыс істеу принципі. 1.12.1.1 Жалпы сұлбасы. Талшықты лазер генерация жүретін жарық өткізгіштен, толтыру модулінен (әдетте, үлкен жолақты жарық өткізгіштер немесе лазерлік диодтар) және резонатордан тұрады. Жарық өткізгіш белсенді заттан (қоспаланған оптикалық талшық –қарапайым оптикалық толқын өткізгіштерге қарағанда қабықшасы жоқ өзекшеден тұрады) және толтыру толқын өткізішінен тұрады [18].

Резонатордың құрылымы техникалық тапсырыс бойынша анықталады, алайда ең үлкен таралған класстары: Фабри-Перо типті резонаторлар және сақиналы резонаторлар [19].

Өндірісте шығыс қуатын көтеру үшін бірнеше лазерді бір құрылғыға біріктіреді.

1.14-суретте толықтай талшықты фемтосекундты эрбиелі лазердің суреті, ал 1.15-суретте талшықты лазердің қарапайым сұлбасы көрсетілген.

2.1-сурет – Толықтай талшықты фемтосекундты эрбиелі лазер

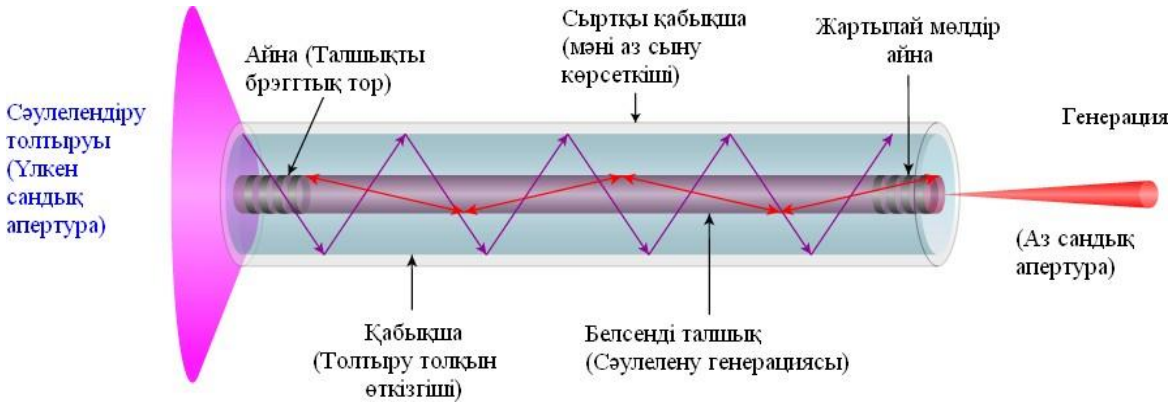


1– белсенді талшық; 2 – Брэгг айналары; 3 – толтыру блогы

2.2-сурет – Талшықты лазердің қарапайым сұлбасы

Белсенді зат. Оптикалық талшықтың негізгі материалы болыптабылатын өте таза балқытылған кварцтың мөлдірлігі өте жоғары (Оптикалық шығын – километр ұзындыққа бірнеше процент) болуы керек. Кварцқа қоспалаумен енгізілетін қоспалар оны жұтқыш ортаға айналдырады. Сәулеленуге керекті жиілікке (телекоммуникация үшін инфрақызыл) және толтырудың аз шекті қуатына қарай отырып, қоспалауды лантаноид тобының жерде сирек кездесетін элементтер арқылы жасалады. Талшықтардың үлкентаралған түрлерінің бірі – жұмыс диапазоны 1530—1565 нм толқын ұзындығында жатқан, лазерлік және күшейткіш жүйелерде қолданылатын эрбиелі талшықтар болып табылады. Метатұрақты деңгейлердің қосымша деңгейлерінен негізгі деңгейлерге өтуінің әртүрлі ықтамалдықтары бар болғандықтан, генерация немесе күшейту тиімділігі жұмыс аумағында әр алуан толқын ұзындықтары үшін ерекшеленеді [20]. Жерде сирек кездесетін иондармен қоспалау дәрежесі дайындалатын белсенді талшықтың ұзындығына тәуелді. Бірнеше ондаған метрлер шегінде ол оннан мыңдаған ‰ дейін, алкилометрлік ұзындық жағдайында – 1 ‰ немесе одан аз мәнді құрауы мүмкін.

Толтыру. Ең көп қолданылатыны таза талшықты құрылым болып табылатын оптикалық толқын өткізгіштердің толтырудың әртүрлі құрылыстары бар (1.16-сурет). Бір нұсқасы – белсенді талшықты бірнешеуінен тұратын, ең сыртқысы (екі жабынды талшық деп аталатын) қорғайтын болып табылатын қабықшалардың ішіне орналастырылады.



2.3-сурет - Екі жабынды талшық негізіндегі лазердің толтыру сұлбасы

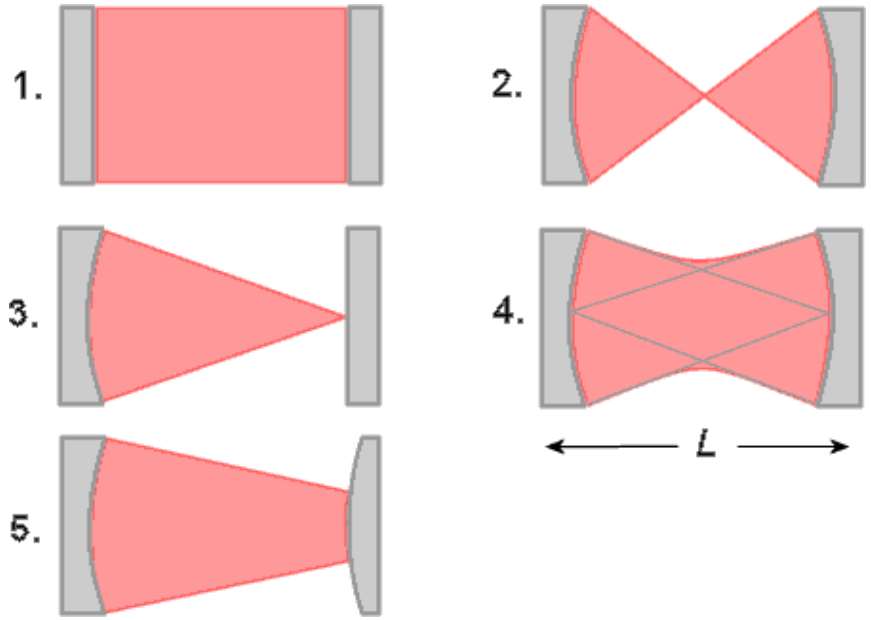
Бірінші қабықша диаметрі жүздеген микрометр таза кварцтан, ал екіншісі – сыну көрсеткіші кварцтыкіне қарағанда өте аз болып таңдалатын полимерлі материалдан жасалады. Осылайша, бірінші және екінші қабықша үлкен көлденең қимасы және толтыру сәулесін жіберетін сандық апертурасы бар көпмодалы толқын өткізгішті құрайды. Жерде сирек кездесетін элементтердің иондарының тиімді қозуы белсенді өзекшенің және толтыру толқын өткізгішінің диаметрін таңдаумен жүзеге асырылады. Осындай технологиямен 100 Вт-қа дейін жететін шығыс қуатын алуға мүмкіндік береді.

Толтырудың үлкен қуатына GTWave технологиясының көмегімен көмегімен жетуге болады. Бір сыртқы қабықшаға біреуі белсенді орта және басқалары – толтыру толқын өткізгіш болып табылатын толқын өткізгіштің бірнеше өзекшелері кіргізіледі. Толтыру белсенді ортаға оның қабыралары арқылы өтетін эванесцентті өрісі көмегімен жүзеге асырылады. Технологияның ерекшелігі –толтыру толқын өткізгішінің әрқайсысының екі жағы арқылы толтырудың сәулеленуін енгізу мүмкіндігі және WDM-тармақтағышының керектігінің жоқтығы болып табылады.

Толтырудың рұқсат қуатын сәулеленудің шектік қуаты затты бұзылуынсыз сақтайтын етіп бірлік ауданға сәйкес шектейді. Таза кремнийүшін ол 10^{10} Вт/см^2-ті құрайды (1 мкм толқын ұзындығындағы ұзақтығы 1 нс импульс үшін 22 Дж/см^2). Осылайша, қабық диаметрі 8 мкм оптикалық талшық үшін толтырудың қуатының жоғарғы шегі 5 кВт-қа жуық мәнді құрайды [21].

Фабри-Перо типті резонаторлар. Фабри-Перо интерферометрі негізіндегі резонаторлар ең үлкен таралғандардың бірі болып табылады (1.17-сурет). Олардың арасындағы айырмашылық резонатордың айналарын құру әдісіне

негізделген. Бір ось бойында, параллель және бір-біріне қаратылып орналастырылған екі айнаның арасында резонансты тік тұратын оптикалық толқын қалыптасады. Лазерлерде айналардың біреуі осы бағытта сәулелендіруді жіберу үшін өткізуі жоғарырақ етіп жасалады [22].

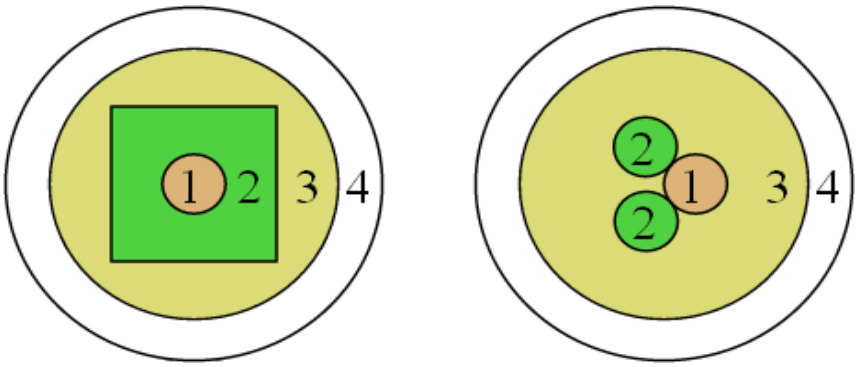


2.4-сурет – Фабри-Перо типті оптикалық резонаторлардың түрлері
1 – Жазық-параллель; 2 – Шоғырланған (сфералық); 3 – Жартылайсфералық;
4 – Ортақ фокусты; 5 – Дөңес-ойыс

Диэлектрлік айналары бар резонаторлар. Алғашқы талшықты лазерлерде Фабри-Перо резонаторларын құру үшін 1,088 мкм генерация толқын ұзындығында жоғары шағылысу коэффицентін сақтай отырып, 0,82 мкм толтырудың толқын ұзындығында диэлектрлік айналарды мөлдір етіп құруға болатындықтан қолданылған (Nd^{3+} иондарымен қоспаланған талшық қолданылған лазерлердің параметрлері осындай). Басында талшық айналар арасында орналасты, алайда мұндай құрылымды юстирлеу қиын болды (юстирлеу – бөлшектері мен түйіндерінің дұрыс орналасуы мен өзара әрекеттестігін орнатудағы құралдар мен механизмдерді тексеру мен жөндеу). Осы мәселені бөлшектеп шешу үшін талшықтың жан-жағына диэлектрлік айналарды қондыру, алайда осы олардың толтырудың қуатты фокусталған сәулеленуімен зақымдануының ықтималдығын жоғарылатады және оптикалық талшықтың жақтарын өңдеуге деген талаптарын қатайтады. Айналарды қорғау мәселесі кейде WDM-тармақтағышымен шешілетін.

Талшықты брэггты торды қолданылуы бар резонатор. Оптикалық талшықтың ішіндегі резонатор талшықішілік брэггтық торлардың жұбымен – модульденген сыну көрсеткіші бар құрылымы құрылатын оптикалық толқын өткізгіштің бөліктерінде құрастырылады. 1.18-суретте талшықты лазерге арналған екі әртүрлі типті оптоталшық көрсетілген: оң жағындағы және сол

жағындағы оптоталшықтардың құрылысы көрініп тұрғандай әр алуан. Өзгеретін сыну көрсеткіші бар бөліктер толқын өткізгіштің осіне перпендикуляр орналасады.



2.5-сурет – Талшықты лазерлерге арналған екі әр алуан типті оптоталшық
1 – Жерде сирек кездесетін иондармен қоспаланған өзекше; 2 – Толтыру толқын өткізгіші; 3 – Жалпы қабықша; 4 – Қорғаушы қабықша

Мұндай құрылымнан шағылысу келесі толқын ұзындығында жүреді:

$$\lambda_B = n_{eff} \Lambda_B \qquad (1.14)$$

мұндағы n_{eff} - негізгі моданың тиімді сыну көрсеткіші;

Λ_B — тор периоды.

Шағылысу сипаттамасы (толық немесе бөліктеп) оның параметрлеріне тәуелді. Шағылысудың спектр ені штрихтің саны көп кезде шағылысу коэффицентімен келесі қатынаспен байланысқан байланыс коэффициентіне k пропорционал болады:

$$R = \tanh^2 kL \qquad (1.15)$$

мұндағы L — тор ұзындығы.

2.1 Талшықты лазерлердегі сақиналы резонаторлар

Тәжірибеде талшық ішінде пайда болған брэггтық тордың өзгешелеу параметрлері бар, себебі оның пайда болуының өзі тордың орналасқан жерінде тиімді сыну көрсеткішін, осылайша оның резонансты толқын ұзындығын өзгертеді. Талшықішілік торлар үшін жоғары температура қауіпті болып табылады. Алайда жалпы алғанда, тордың күйреу температурасы оны жасау әдісіне және талшықтың материалына тәуелді, жиірек критикалық температуралар 300—600 С аумағында жатады. Брэггтық тордың жиілік бойынша таңдауы генерацияның тар жиіліктік жолағы бар бір бойлық модада

жұмыс істейтін лазерді алуға мүмкіндік береді.Талшықты МКШ лазерлерде кейде шашыраудың көбірек ретіне жету үшін әртүрлі толқын ұзындықтары үшін брэгг торларының бір жұптан көбірек жұбын құрайды (шашыраудың әрбір келесі реті фотондардың толқын ұзындығын өзгертеді, осылайша толқын ұзындықтың керекті мәніне жетуге мүмкіндік береді).

Сақиналы резонатор. Ол – жарық бір бағытта тұйықталған траектория бойынша таралатын оптикалық резонатор. Үлкен көлемді сақиналы резонаторлар үш немесе одан да көп айналардан тұрады, жарық олардың әрқайсысынан толық айналыс жасай отырып, тізбектеліп шағылысады. Сақиналы резонаторлар лазерлік гироскоптар мен лазерлерде үлкен қолданыс тапқан.

Талшықты лазерлерде толтырудың сәулеленуін енгізу мен генерацияланатын сәулеленуді шығару үшін WDM-тармақтағышы бар сақинаға тұйықталған оптикалық талшықтың түрі бар талшықты сақиналы резонаторлардың арнайы құрылыстарын қолданады.

Сақиналы резонаторлардың қарапайым құрылуы – белсенді талшығы бар WDM-тармақтағышының екі соңын қосу болып табылады. Талшықты сақиналы резонаторлардың ерекшелігі – кейбір резонанстық жиіліктерді санамағанда, жарықты жиілікке тәуелсіз бір ғана бағытта өткізу болып табылады.

Мұндай резонаторда фазаның жүгіруі келесі өрнекпен жазылады:

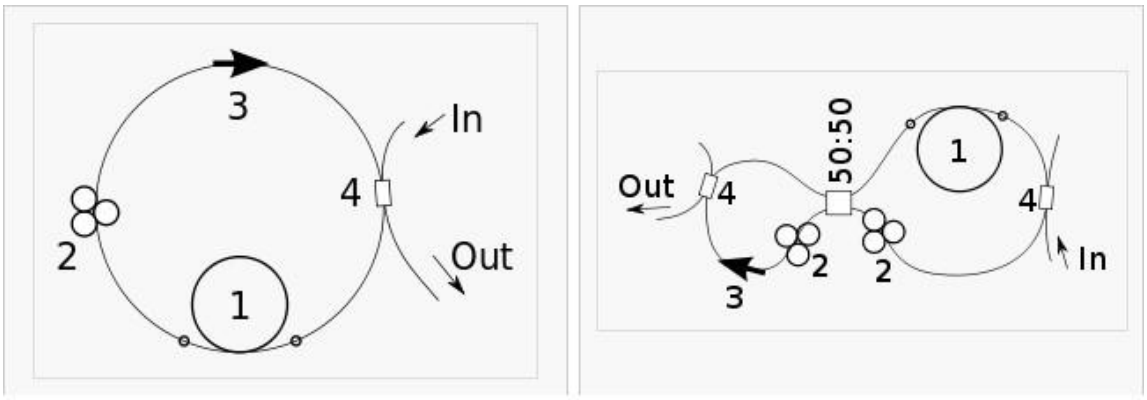
$$\Psi_1 = \pi + \varphi + 2tg^{-1}\frac{\sqrt{p}\sin\varphi}{1-\sqrt{p}\cos\varphi} \qquad (1.16)$$

мұндағы ψ – резонатор ұзындығына қарай фазаның жүгіруі;

$p = {P_{out}}/{P_{inp}}$ – резонатор құрайтын талшықтың кесіндісіндегі шығыс және кіріс қуатының қатынасы.

1.19-суретте талшықты лазерлердегі сақиналы резонаторлар кескіні берілген. Әдетте сақиналы резонаторларда сәулелену поляризациясының сақталуын және оның таралуының бірбағыттылығын қамтамасыз ететін қосымша оқшаулағыштар мен поляризаторлар қолданылады. Бұған ұқсас конструкциялар неодимді талшықты лазерлер үшін 1958 жылы пайда болды. Модалар синхронизациясы лазерлері үшін талшықты қосу пішіні бойынша сегізге ұқсас қалпындағы резонаторлар қолданылады. Сегіз түріндегі резонатордың екі ілмегі Саньяк ілмегі рөлін атқарады. Белсенді талшық қарама-қарсы толқындар арасындағы фазалардың сызықсыз айырмашылығын құрып, толтырудың кейбір шектік қуатын көтерген кезде модалар синхронизациясын қамтамасыз ететін резонатор ілмегіне қарай симметриялы емес етіп орналастырылады.

Сақиналы резонаторды қолданатын лазерлер талшықты сапасы мен температурасына өте сезімтал, алайда фемтосекундты импульстерді қаныққан жұтқышсыз-ақ генерациялауға мүмкіндік береді, ал ол өз кезегінде. лазердің құрылымын жеңілдетеді.



а) б)

2.6-сурет – Талшықты лазерлердегі сақиналы резонаторлар
а) Талшықты лазерге орнатылған қарапайым сақиналы резонатор; б) Сегіз пішіндегі сақиналы резонаторы бар талшықты лазер. In: толтыру сәулеленуі. Out: шығыс сәулелену. 1 – белсенді талшық; 2 – поляризатор; 3 – оптикалық оқшаулағыш; 4 –WDM-тармақтағыш; 50:50 – 50/50 бөлгіші

Оптикалық талшық бойымен таралатын сәулеленудің поляризациясын сызықты және сызықсыз өзгертуі көптеген талшықты лазерлердің фемтосекундты импульстерін генерациялаудың негізі болып табылады. Оларда бірдей аз шығынды екі сызықты ортогоналды поляризациясы бар сәулелену таралатын екі сәуле сынушы оптикалық талшық қолданылады. Оптикалық талшықтың поляризациялық қабілеті екі поляризация арасындағы фазалық кідіріс 2π-ге жететін ұзындықпен сипатталады және келесі өрнекпен анықталады:

$$\Lambda = \frac{\lambda}{\Delta n} \tag{1.17}$$

мұндағы Δn –екі поляризация үшін сыну көрсеткіштерінің айырымы.

Осы екі поляризация арасындағы байланысты азайту үшін Δn 10^{-4}-тен аз болу керек. Алайда, үлкен сәуле сыну кезінде оптикалық талшықта модалары арасында өзара әсерлесу болуы мүмкін.

Сәулеленудің үлкен энергиясы P кезінде оптикалық талшықтың сыну көрсеткіші осы энергияға тәуелді.

$$n = n_0 + \frac{n_2 P}{A_{\text{эфф}}} \tag{1.18}$$

мұндағы: $n_0 = 2{,}2 \cdot 10^{-22}\text{м}^2/Вт$ – кварцтың сызықты емес сыну көрсеткіші;
$\text{А}_{\text{эфф}} = (\int I_n^2 da)^{-1}$ – тиімді мода облысы.

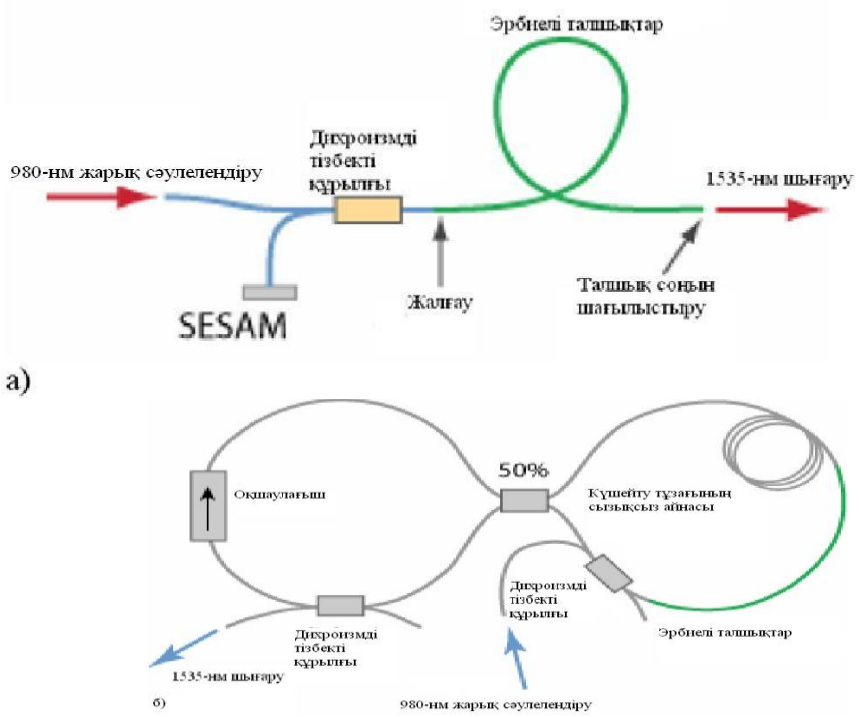
мұндағы: I – талшықтағы модақарқындылығы;

a – талшықтың өзекшесінің радиусы.

z ұзындықтағы оптикалық талшықта сынудың сызықты емес көрсеткіші келесі өрнекпен сәйкес сызықты емес фазаның кідірісін өндіреді:

$$\varphi_{\text{сыз}} = \frac{2\pi n_2 PZ}{\lambda A_{\text{эфф}}} \qquad (1.19)$$

1.20-суретте талшықты фемтосекундты лазерлерде қолданылатын оптикалық сұлба келтірілген. 1.20а-сұлбасы бойынша құрастырылған лазер Фабри-Перо сызықты резонаторын, ал 1.20б-сұлбасы бойынша – сақиналы резонаторды қолданады.



2.7-сурет – Модалар синхронизациясы бар талшықты лазер сұлбасы
а)Қаныққан жұтқышты сызықты резонаторы бар лазер; б) Модалар пассивті синхронизациясы бар сақиналы лазер

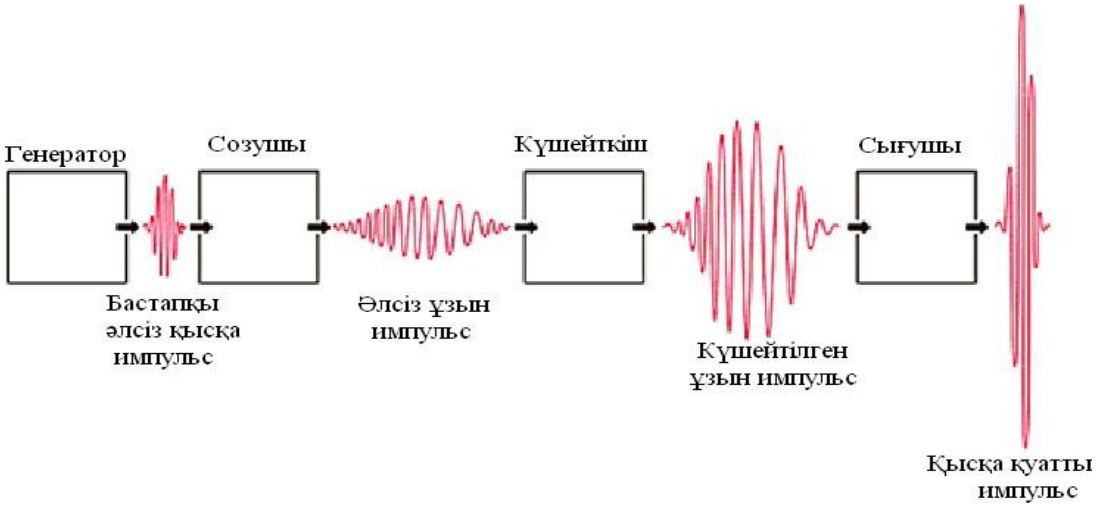
Фемтосекундты импульстерді күшейту

Чирпирленген импульстерді күшейту қағидалары. Өте қысқа мпульстерді күшейту үшін чирпирленген импульстерді күшейту деп аталатын арнайы техника қолданылады. Өте қысқа импульстерді қатты күшейту оптикалық элементтердің зақымдануына әкелетіндіктен, күшейту алдында импульсті уақыт бойынша «созады», ал күшейткеннен соң «сығады». Терраватты және петаватты лазерлер үшін күшейту кезінде лазерлік шоғының диаметрі телескоп көмегімен

(мысалы, бірі фокусы екіншісінің ішіндегі екі ұлғайтқыш линза көмегімен) ұлғаяды. Импульсті уақыт бойынша «созу» үшін импульс ұзақтығы 10 немесе одан да көп есе ұлғаятын фазалық модуляция жүргізетін екі дифракциялық тордан тұратын құрылым қолданылады.

Чирпирленген импульстерді күшейту (CPA) — күшейту алдында үлкен жолақты импульсті дисперсионды оптикалық жүйеде созу (әдетте призма жұбы) және кері дисперсиялы оптикалық жүйеде (жоғары қуатты импульстер үшін мұндай жүйе ретінде тек дифракциялық тор және мүмкін болса, айналар қолданылады). CPA бүгінгі мезетте жоғары қуатты импульстерді алудың негізгі техникасы болып табалады.

Осындай қуатты қысқа жарық импульстерін генерациялау 1985 ж. американ ғалымдары CPA-лазер деп аталатын арнайы типті лазерді ойлап тапқаннан кейін мүмкін болды. Осы әріптер – “chirp pulse amplification” ағылшын сөзінен шыққан, “жиілігі баяу өзгеретін импульсті күшейту” деп аударылатын сөздердің алғашқы әріспері. Осы сөздерде лазердің жұмыс істеу қағидасы айтылған. CPA-лазер төрт блоктан тұрады: генератор, созушы, күшейткіш және сығушы (компрессор). Сұлба түрінде осы 1.21-суретте келтірілген [23].



2.8-сурет – CPA-лазерінің жұмыс істеу қағидасы

Қысқа әлсіз лазерлік импульс генератордан созушыға түседі, онда оның ұзындығы мың есе өседі, ал сәулелену жиілігі импульс ұзындығы бойынша баяу бірқалыпты өзгереді (чирпирленген импульс деп аталады). Сонан соң импульс оның энергиясын көп есее өсіретін күшейткіш арқылы өтеді. Күшейткіштен кейін импульс ұзақтығын бастапқы мәніне дейін сығатын сығушыға келіп түседі.

Генератор – аз қуатты ультрақысқа импульстерді жасайтын қарапайым импульсті лазер. Әдетте мұндай импульстердің ұзақтығы ондаған-жүздеген фемтосекундты құрайды. Ал импульстің энергиясы өз аз, 10^{-6} Дж-ге тең болады.

Генератордан осындай әлсіз және қысқа импульс мың есе созылатын «созушы» деп аталатын құрылғыға түседі. Міне осы жерде CPA-лазер жұмысы

негізделген лазерлік импульстің басты ерекшелігі орнатылады. Импульс созылғанда, оның сәулелену жиілігі ұзындығы бойынша баяу өзгеретіндей етіп созылады. Мұны ойыс және шығыңқы арасындағы арақашықтығы ұзындығы бойынша баяу бірқалыпты өзгеретін сырнай түрін елестету оңай. Сәулелену жиілігі осылай таралатын импульс ағылшын сөзінің «chirp» сөзінен аудармасы шырылдау немесе шықылықтау, сайрау мағынасын білдіретін чирпирленгендеп аталады. Сәулеленудің толқын ұзындығының өзгерісі импульс басынан оның соңына дейін қатты үлкен емес және пайыздың үлесін ғана құрайды.

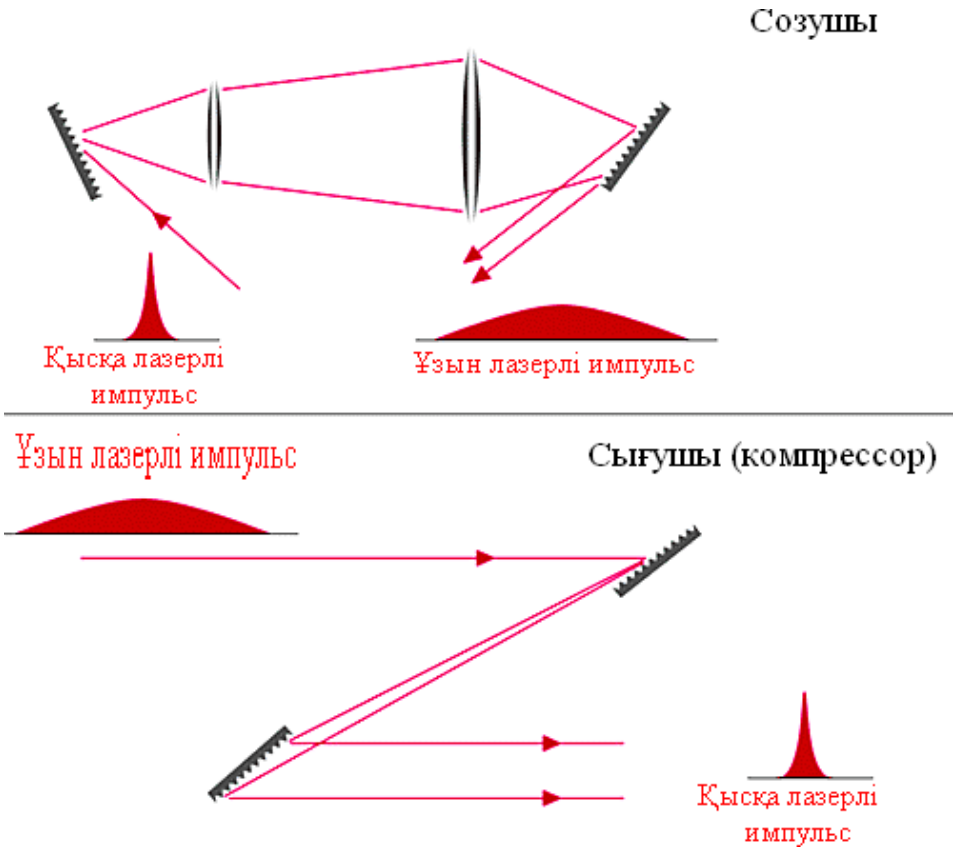
Осындай созылған импульс күшейткішке – атомдары қозған күйде болатын белсенді ортаға түседі. Импульс осы ортаға өту арқылы атомдарды қалыпты, қозбаған күйіне келтіреді және атомдардың энергиясын жинайды. Нәтижесінде импульс энергиясы көп есе өседі, алайда энергия тығыздығы (бірлік көлемдегі энергия) импульстің үлкен ұзындығы есебінен аз болып қалады. Қысқа импульсті тікелей күшейту энергияның өте жоғары тығыздығына әкелетін еді және нәтижесінде импульстің де, күшейткіштің де зақымдалуына әкелетін еді.

Сонан соң энергиясы көп, ұзын, чирпирленген импульс сығушы (компрессор) деп аталатын құрылғыға түседі. Соңғысының тапсырмасы импульсті бастапқы ұзындығына дейін қайта сығу болып табылады. Импульс созылғанға кері әсермен қол жеткізуге болады.

Енді созушы мен сығушының (компрессор) қалай құрылғаны туралы қысқаша тоқталып өтейік.

1.22-суретте лазерлік импульсті құратын әртүрлі жиіліктік құраушылар дифракицялық тордан әртүрлі бұрышпен шағылысады. Біріншісіне қарағанда, хабардар орналасқан екінші дифракциялық тордан ары қарайғы шағылысу кезінде импульс созылады (жоғарғысы) немесе сығылады (төменгісі).

Импульстің созу, әрі сығу үшін екі дифракциялық тордан тұратын құрылғылар керек (1.22-сурет). Тордың әрқайсысы жұқа параллельді сызықтармен сырылған белгілі бір материалдың жұқа қабаөтеен қапталған шыны пластинадан тұрады. Сызық ені, сондай-ақ олардың арасындағы арақашықтық 1 мкм-ге тең. Осындай пластинағатүсетін жарық одан шағылысады, ондағы шағылысу бұрышы түсетін жарықтың жиілігіне тәуелді.



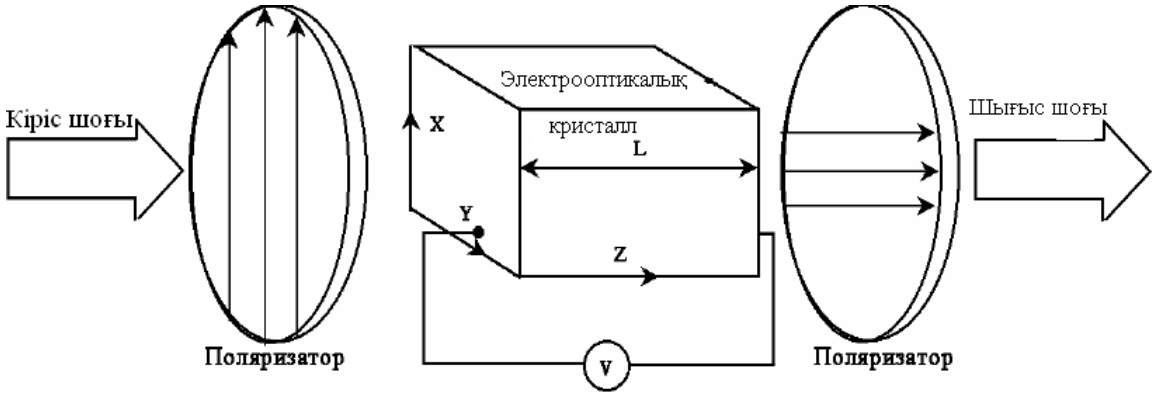
2.9-сурет – Созушы және сығушы (компрессор) құрылғылары

Қысқа лазерлік импульс пластинкадан әртүрлі бұрышпен шағылысатын әртүрлі жиіліктері бар жарықтан тұрады. Егер шағылысқан жарықты бірінші дифракциялық торға қарағанда белгілі орналасқан басқа дифракциялық пластинаға бағыттасақ, әртүрлі жиіліктегі толқынмен өтетін жолды айыруға болады. Нәтижесінде екі дифракциялық тордан шағылысқан әртүрлі жиіліктегі толқындар бір жерге уақыт бойынша әртүрлі кідіріспен келеді. Бір дифракциялық торды екіншісіне қарап бағдарлағанда импульсті осы жолмен созу болады және қысқа импульстен чирпирленген ұзын импульс жасауға болады, ал басқаша жөн сілтеу кезінде оны қайтадан қысқа қылуға болады.

Бүгінгі мезетте әлемде жүзге жуық CPA-лазерлер жұмыс жасайды. Олардың көмегімен көбісі тәжірибелік пайдалану тапқан әртүрлі физикалық әсерлер зертеледі. Төменде мен CPA-лазерінің кейбір пайдалануына тоқтала кетейін.

Поккельстің электрооптикалық ұяшығы және Фарадей оқшаулағышы.

Оңаша импульстің энергиясы бірнеше нДж кезінде фемтосекундты лазерлердің импульстерді қайталау жиілігі бірнеше ондаған МГц-ті құрайды. Импульс энергиясын мДж-ге дейін ұлғайту үшін импульстің пайдалану жиілігі 10кГц, 100 мДж-10 Гц-ке дейін азайтылуы керек. Осы үшін сызықты электрооптикалық әсерді – Поккельс әсерін қолданатын Поккельстің электрооптикалық ұяшығы қолданылады (1.23-сурет).



2.10-сурет – Поккель әсері негізіндегі электрооптикалық ысырмажұмысының сұлбасы

Тік сызықты-поляризациялық сәулелену поляризатор және екі сәуле сындырушы кристалл арқылы, мысалы KDP арқылы өтеді. Егер кристаллға тіке бойлы электрлік өріс қосымша қосылмаса, онда сәулеленудің кез келген поляризациясы үшін осы бағытта сыну көрсеткіші бірдей болады. Осыжағдайда сәулленудің поляризациясы кристалл шығысында өзгеріссіз қалады және екінші поляризатордың (талдаушы) тік поляризациясын өткізбейді.

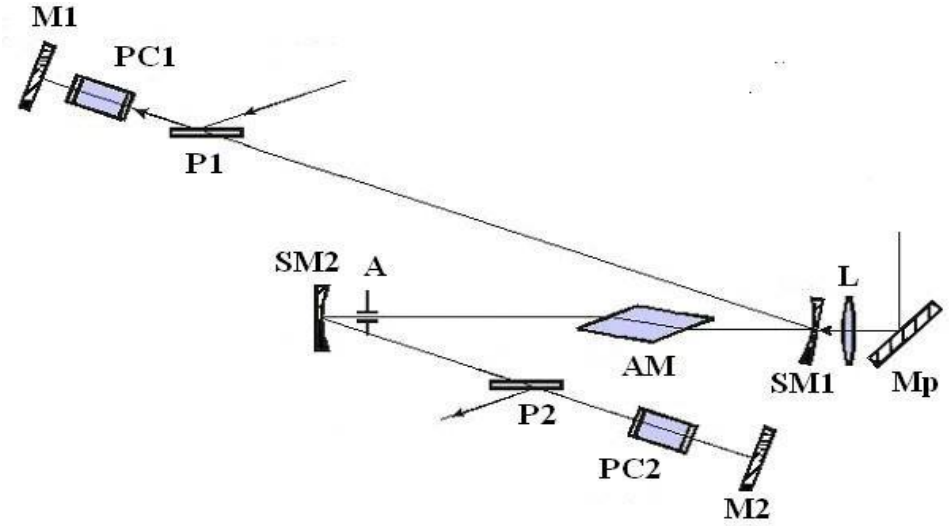
Егер кристаллға сәйкес жоғары кернеу берсек, онда қосымшаланған екі сәуле сынғыштың болғандықтан, кристалдың шығысында поляризация 90^0 бұрылады және сәулелену екінші поляризатордан өтеді.

Фарадей изоляторы – сызықты поляризацияланған сәулеленуді бір бағытта өткізетін оптикалық құрылғы. Фарадей изоляторлары чирпирленген импульстерді күшейту жүйелерінде таңдаушы генераторды оптикалық сұлбаның басқа элементтерінен, сондай-ақ шашыраушы сәулеленуден қорғау үшін қолданылады. Артқа түсетін сәулелену қуаты бірнеше ретке (10^4-10^6) әлсірейді. Қарапайым құрылым тізбектей орналасқан: поляризатор – Фарадей поляризация айналдырушысы – фазалық пластина ($\lambda/2$) – шығыс поляризаторы. Фарадей поляризация айналдырушысы бағыты жарықтың тару бағыөтеен бағыттас тұрақты магниттік өріс орналастырылған оптикалық магнитті- қабілетті материалдан тұрады.

Поляризация бұрылуы магнитті-қабілетті материалдың ұзындығына және магнитті өрістің кернеулігіне пропорционал. Жүйе изолятор сияқты жұмыс істеу үшін айналдырушы арқылы өткенде сызықты поляризацияның бұрылысы 45^0 тең болуы керек. Фазалық жыртылай толқындық пластинка поляризация бұрышын тағы да 45^0-қа бұрады және поляризация ортогональды кіріс болады. Жарық кері қарай таралғанда, поляризация өзгермейді, себебі фазалық пластинка мен Фарадей айналдырушысы поляризацияны әртүрлі бағытқа айналдырады.

Регенеративті күшейткіш. Регенеративті күшейткіш фемтосекундты импульстерді күшейту (күшейту коэффициенті 10^7-ге дейін) үшін арналған. Регенеративті күшейту – күшейткіштен фемтосукундты импульске энергияны

берудің тиімді әдісі. 1.24-суретте ренеративті күшейткіштің оптикалық сұлбасы келтірілген.

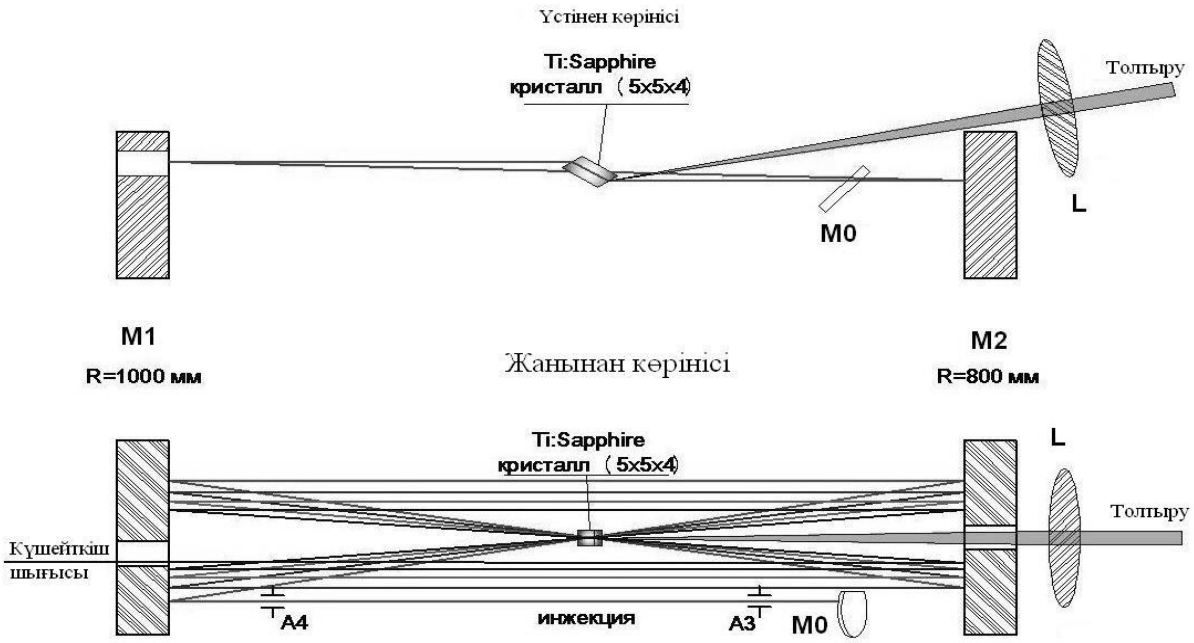


2.11-сурет – Регенеративті күшейткіштің оптикалық сұлбасы

Фемтосекундты импульстер таңдаушы генератордан (лазерден) кейін стретчер мен Фарадей изоляторын өтіп (стретчер – топтық тездықтың үлкен дисперсиясы бар кірісі желісі) P1 поляризаторына түсіп, Поккельс ұяшығынан өтеді және M1 айнасынан шағылысады. Егер Поккельс ұяшығына кернеулік берілмесе, сәулелену поляризацияның күйін өзгертпейді және M1 айнасы және P1 поляризаторынан шағылысып, күшейткішке түспейді. Егер Поккельс ұяшығына сәйкес кернеулік берсе, онда поляризацияның күйі өзгереді және импульс регенеративті күшейткіштің ішінде құлыпталып қалады. Осы импульс инжекциясы (енгізу) деп аталады. Лазермен генерацияланатын фемтосекундты импульстердің тізбегінен күшейткіш резонаторында бір ғана импульс болу үшін Покельс ұяшығын басқаратын жоғары вольтті импульс фемтосекундты импульстердің жүру жиілігіне қарағанда қысқа болу керек (ереже бойынша 10 нс). Күшейткіш резонаторы екі жазық M1, M2 және SM1, SM2 екі сфералық айналардан тұрады. Толтырудың деңгейін төмендету үшін инверсті қоныстанушылықты аз көлемде алады. Күшейту резонаторында шығынды төмендету үшін AM белсенді ортасы (кристалл) Брюстер бұрышымен орналасқан. Астигматизмді компенсациялау үшін сфералық айналар белгілі бір бұрышпен еңкейтілген. Толтыру сәулеленуі Mp айнасынан шағылысады және белсенді ортасына L линзасы көмегімен фокусталады. Толтыру үшін ұзақтығы ондаған немесе жүздеген наносекунд импульстер және сапалылық модуляциясы бар лазерлер қолданылады. Көп өткелді күшейткіштің оптикалық сұлбасы 1.26-суретте келтірілген.

Фемтосекундты импульстер таңдаушы генератордан (лазерден) кейін стретчер (топтық тездықтың үлкен дисперсиясы бар кірісі желісі) мен Фарадей изоляторынан және оңаша импульсті бөлу жүретін Покельс ұяшығынан өтеді. Оңашаланған импульс M0 айнасы арқылы көп өткелді күшейткіштің кірісіне

келіп түседі. Көп өткелді телескоптық күшейткіш екі сфералық айна М1, М2 және қос айнаның фокусы жанында орналасқан белсенді ортадан тұрады. Бос генерацияны басу үшін сфералық айналарға арнайы пішінді маска кигізіледі. М1 және М2 айналар қисығының радиустары әртүрлі, осының арқасында шоқтың диаметрі белсенді ортаны өткен сайын азаяды, ал белсенді ортада асқын созу сәйкесінше ұлғаяды. Осы белсенді элементті зақымдау қаупінсіз инжекциялаушы импульстің максималды күшеюін алуға мүмкіндік береді. М1 сфералық айнасының ортасында күшейтілген сәулеленуді шығару үшін саңылауы бар. Толтыру сәулеленуі L линзасы көмегімен белсенді ортаға фокусталады және М2 айнасының қиығына тығыздалып келеді.



2.12-сурет – Көпөткелді телескопты күшейткіштің оптикалық сұлбасы

Фемтосекундты импульстер таңдаушы генератордан (лазерден) кейін стретчер (топтық тездықтың үлкен дисперсиясы бар кірісі желісі) мен Фарадей изоляторынан және оңаша импульсті бөлу жүретін Покельс ұяшығынан өтеді.

3 Есептеу бөлімі

Лазерлік сәуле атмосферада байланыс пункттері арасында таралатындықтан, оны тасымалы метеошарттарға, түтіннің, шаңның және ауаның басқа да ластауыштардың бар-жоғына тәуелді. Алайда, айтылған мәселелерге қарамастан, атмосфералық лазерлік байланыс бірнеше километр қашықтықта, әсіресе «соңғы миля» мәселесін шешу барысында өте көп септігін тигізді. Бұл бөлімде мен Гаусс пішінді сигналдар үшін ультрақысқа импульстердің ұзақтығын, оптикалық сигналдың атмосферада қуатының азаюын, оның релеевтік шашыруын, аэрозольді әлсіреу, молекулалық жұтудың әсерін, оптикалық сигналдың атмосферада таралғанда турбуленттіктің әсерін, сызықты емес әсерлерін, атмосферадағы өзге көздерден болатын аялық бөгеттер, атмосфералық арнаны, ауа райының әсерін есептедім.

3.1 Ультрақысқа импульстер ұзақтығын өлшеу

Енді осындай қысқа импульстердің ұзақтығы қалай өлшенетіні туралы сұрақты қарастырған жөн. Бұл импульстердің қалай пайда болатыны жайлы 1.4 тарауда айтылып кеткен болатын.

Мұндай импульстер келесі аралықпен бөлінген және ол толқынның резонатордың бір толық айналымын өту уақыты болып табылады [16]:

$$\mathrm{T_p} = \frac{2L}{c} \tag{3.1}$$

мұндағы L – лазерлі резонатордың ұзындығы;

с – жарық жылдамдығы.

Модааралық қашықтық $\Delta\upsilon = \frac{1}{T_p}$ -ге тең , демек амплитуданың мұндайұлғаюы периодпен қайталана береді.

Импульс ұзақтығы және сәулелену қуаты синхронизацияланған модалар санымен анықталады. Мысалы, $\Delta\upsilon$ модааралық қашықтығы бар N модалар синхрондалса, онда жалпы синхрондалған өткізу жолағы $\upsilon\Delta N$ -ге тең болады.

Соңғы аталған шама кең болған сайын лазерлік сәулеленудің импульсінің ұзақтығы да қысқарақ болады. Ал тәжірибеде импульстің шынайы ұзақтығы импульстің өзінің пішініне тәуелді. Мысалы, Гаусстық пішінді сигнал үшін импульс ұзақтығы

$$\tau_{\mathrm{p}} = \frac{0{,}44}{\upsilon\Delta N} = \frac{0{,}44T_p}{N} \tag{3.2}$$

Мысалы, лазерлік резонатордың 1000 модасын толықтай синхрондағанда алынатын импульс ұзақтығын есептеңіз. Лазерлік резонатордың ұзындығы – 1 м, импульс орайжанаушысы Гаусс пішінді болып келген.

Шешуі:

Бастапқыда толқынның резонатордың бір толық айналымын өту уақытын есептеп алайық:

$$\mathrm{T_p} = \frac{2L}{c} = \frac{2 \cdot 1}{3 \cdot 10^8} = 6{,}67 \cdot 10^{-9} c$$

Импульс ұзақтығы:

$$\tau_\mathrm{p} = \frac{0{,}44}{\upsilon \Delta N} = \frac{0{,}44 T_p}{N} = \frac{0{,}44 \cdot 6{,}67 \cdot 10^{-9}}{1000} = 2{,}93 \cdot 10^{-12} c$$

(3.2) қатынасын қолдана отырып, берілген белгілі бір лазер генерациялайтын импульстің ең аз ұзақтығын есептеуге болады. 1,5 ГГц өткізу жолағы бар He-Ne лазері үшін

$$\mathrm{T_p} = \frac{1}{f} = \frac{1}{1{,}5 \cdot 10^9} = 0{,}667 \cdot 10^{-9} c$$

$$\tau_\mathrm{p} = \frac{0{,}44}{\upsilon \Delta N} = \frac{0{,}44 T_p}{N} = \frac{0{,}44 \cdot 6{,}67 \cdot 10^{-9}}{1} = 0{,}2948 \cdot 10^{-9} c = 300 \text{ пс}$$

Ал 128 ТГц өткізу жолағы бар титан-сапфирлі лазері үшін

$$\mathrm{T_p} = \frac{1}{f} = \frac{1}{128 \cdot 10^{12}} = 7{,}81 \cdot 10^{-15} c$$

$$\tau_\mathrm{p} = \frac{0{,}44}{\upsilon \Delta N} = \frac{0{,}44 T_p}{N} = \frac{0{,}44 \cdot 7{,}81 \cdot 10^{-15}}{1} = 3{,}44 \cdot 10^{-15} c = 3{,}44 \text{ фс}$$

3.2 Оптикалық сигналдардың қуатының атмосфера арқылы әлсіреуі

Оптико-электронды жүйе мен бақыланатын объект арасында атмосфераның бар болуы әдетте негізгі бөгеуілдердің негізгі себепкері болып табылады.Объекттен шығатын сәулелену энергиясы атмосфера арқылы өткен кезде әлсірейді, оның спекрлі құрамы өзгереді.

Таза сапалық белгілеріне қарап, оларды үш негізгі топқа бөлуге болады:

а) Жұту (фотон сәулесінің атмосфера молекулаларымен тікелей әрекеттестігі);

б) Аэрозольде (шаң, жаңбыр, қар, тұман) шашырау;

в) Молекулалық шашыраудан болатын ауытқулар [24].

Атмосферада шығын коэффициентін α есептеу үшін әртүрлі физикалық физикалық құбылыспен анықталатын үш құраушыны табуымыз қажет: жұту ($\alpha_{\text{П}}$), молекулалық шашырау ($\alpha_{\text{М}}$) және аэрозольді шашырау ($\alpha_{\text{А}}$). Шығынның толық коэффиценті келесідей анықталады:

$$\alpha = \alpha_{\text{П}} + \alpha_{\text{М}} + \alpha_{\text{А}} \tag{3.3}$$

Осы құбылыстардың әрқайсысын қарастырамыз және атмосфералық лазерлік байланыс жүйелеріндегі шығындарын есептейміз.

3.3 Атмосферада оптикалық сигналдың релеевтік шашырауы

Ауаның тығыздығының молекулалық ауытқулары жарық толқынының шашырауын болдырады. Жарықтың бір бөлігі бұрынғы бағытпен, ал қалған бөлігі – осы бастапқы бағытқа барлық бұрышпен әртүрлі қарқындылықпен таралады (жарықтың кейбір бөлігі артқа қарай шашырайды). Шашыраған жарық қарқындылығының шашырау бұрышына тәуелділік функциясы (яғни, бастап алғашқы бағыт пен шашырау бағытының арасындағы бұрыш) шашыраудың индикатрисасы деп аталады.

Оптикалық сигналдың аэрозолдық және молекулалық (релеевтік) шашырауы әсерінен энергетикалық шығындары сигналдың бұрмалануын анықтайтын басты әсерлердің бірі болып саналады. Жарықтың молекулалық (релеевтік) шашырауы теориясынан газда шашырау коэффициенті үшін төмендегі өрнек шығады. Шашыраудың индикатрисасы үшін жарық толқын ұзындығымен салыстырғанда шашырайтын бөлшектердің өлшемдері аз болған жағдайдағы формуласын алғаш рет Релеев (Rayleigh) алған. Шашырау теориясын (молекулалар анизотропы есебімен) ары қарай анықтау нәтижесінде бірнеше рет өзгертілген осы формуладан бір молекула үшін шашыраудың көлденең қимасы σ мынаған тең [25]:

$$\sigma_{\text{М}}(\lambda) = \frac{8\pi^3(n^2-1)}{3N\lambda^4} \cdot \frac{6+3\delta}{6-7\delta} \tag{3.4}$$

мұндағы N – көлем бірлігіндегі молекула саны (Лошмид саны);n – ортаның (ауаның) сыну көрсеткіші;

λ – сәулеленудің толқын ұзындығы;

δ – $0{,}035^2$-қа тең шашыраған сәулеленудің деполяризация факторы [26]. Лошмид саны мынаған тең:

$$N = 2{,}687 \cdot 10^{19}\ см^{-3}$$

Оптикалық сигналдың аэрозолдық және молекулалық (релеевтік) шашырауы әсерінен энергетикалық шығындары сигналдың бұрмалануын анықтайтын басты әсерлердің бірі болып саналады. Жарықтың молекулалық (релеевтік) шашырауы теориясынан газда шашырау коэффициенті үшін төмендегі өрнек шығады. Шашыраудың индикатрисасы үшін жарық толқын ұзындығымен салыстырғанда шашырайтын бөлшектердің өлшемдері аз болған жағдайдағы формуласын алғаш рет Релеев (Rayleigh) алған. Шашырау теориясын (молекулалар анизотропы есебімен) ары қарай анықтау нәтижесінде бірнеше рет өзгертілген осы формуладан бір молекула үшін шашыраудың көлденең қимасы σ мынаған тең [25]:

$n \approx 1$ және $n^2 - 1 = (n-1)(n+1) \approx 2(n-1)$ болғандықтан және ауа үшін деполяризация факторы бар мүше 1,00204-ке тең болып, (3.4) формуласын келесідей жазуға болады:

$$\sigma_{\text{М}}(\lambda) = 1{,}00204 \cdot \frac{8\pi^3(n^2-1)}{3N\lambda^4} \qquad (3.5)$$

(2.4)-ге сәйкес молекулалық шашыраудың көлемдік коэффициенті$_{p\,\sigma}$

жарық толқын ұзындығының төртінші дәрежесіне кері пропорционал. Бұл заң Релей заңы атына ие. Релей заңына сәйкес жарықтың ашық көк және көк сәулелері (шамамен алғанда 0,45 мкм) қызғылт және қызыл сәулелерге қарағанда (0.64 мкм) ауада едеуір көбірек шашырайды. Міне осымен, ашық көк пен көк сәуле басым түсетін күннің шашыраңқы сәулеленуімен анықталатын бұлтсыз аспанның ашық көк түсі түсіндіріледі; арайдың қызыл түсі, сонымен қатар батып бара жатқан Күн мен Айдың қызыл түсі: үлкен аспан биігінің бұрышы кезінде атмосферадағы әлсіреу үлкен болады, сондықтан тура және шашыраңқы сәулеленудің спектрінде көбінесе қызыл және қызғылт сәулелер «қалып қояды».

Енді $t = 15^{\circ}C = 288K$ температура және қысым $p = 1{,}013 \cdot 10^5 Па$ кезінде жерге жерге жақын қабатта әртүрлі толқын ұзындығы үшін барлық атмосфераның тік қабатының оптикалық қалыңдығы $\tau_p(\lambda)$ үшін $\sigma_p(\lambda)$ коэффиценттерінің мәнінесептейік.

$$\sigma_{\text{М}} = \frac{8\pi^3(n^2-1)}{3N\lambda^4} \cdot 1{,}00204 = \frac{8 \cdot 3{,}14^3(1{,}00204^2-1)}{3 \cdot 2{,}687 \cdot 10^4 \cdot 0{,}3^4 10^{-24}} \cdot 1{,}00204$$
$$= \frac{0{,}14466 \cdot 10^5}{24{,}183 \cdot 0{,}0081} \cdot 1{,}00204 = \frac{0{,}00599 \cdot 10^5}{0{,}0081} = 0{,}129\text{км}^{-1}$$

Релей шашырауымен шартталған, оптикалық қалыңдықтың $\tau_p(\lambda)$ алу үшін, барлық атмосфера үшін теңіз деңгейінен h биіктіктен бақылағанда шашыраудың көлденең қимасын ауадағы сәуленің жолында бөлшектер санына көбейтеміз:

$$\tau_p(\lambda, h) = \sigma_{\text{M}}(\lambda)\int_h^{\infty} N(h,t)dh = \int_h^{\infty} \beta_R(\lambda)dh \quad (3.6)$$

$$\beta_R = \sigma(\lambda)N(h,T)$$

мұндағы T – ауа температурасы;

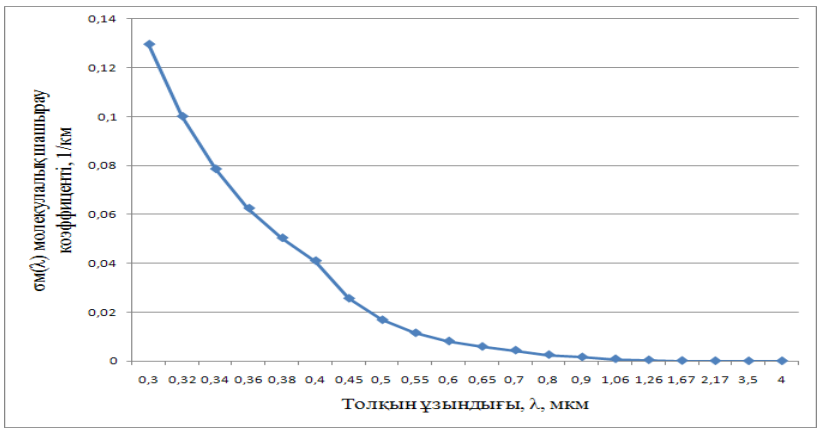
$\beta_R = \sigma(\lambda)N(h,T)$ – ауадағы жарықтың әлсіреуінің көлемдік (экспоненциалдық) көрсеткіші.

$$\sigma_{\text{M}}(\lambda) = \frac{8\pi^3(n^2-1)^2}{3N\lambda^4} \cdot \frac{6+3\delta}{6-7\delta} \quad (3.7)$$

Ары қарайғы есептеулерді MS Excel бағдарламасында кесте құру арқылы жасауға болады. Алынған нәтижелерді 2.1-кестеге енгіземіз және график аламыз:(2.1-сурет).

Кесте 3.1 - Барлық атмосфераның тік қабатының оптикалық қалыңдығының $\tau_p(\lambda)$ молекулалық шашырауының коэффиценттерінің $\sigma_p(\lambda)$ жарық толқын ұзындығына тәуелділігі

λ,мкм	$\sigma_{\text{M}}(\lambda)$,км$^{-1}$	τρ	λ,мкм	$\sigma_{\text{M}}(\lambda)$,км$^{-1}$	τρ
0,3	0,12962963	1,2237	0,65	0,005882147	0,0499
0,32	0,1001358	0,929	0,7	0,004373178	0,0369
0,34	0,07857305	0,7188	0,8	0,002563477	0,0215
0,36	0,06251429	0,5653	0,9	0,001600366	0,0134
0,38	0,05035643	0,4508	1,06	0,000831698	0,0072
0,4	0,04101563	0,3641	1,26	0,000416588	0,0034
0,45	0,02560585	0,2238	1,67	0,000134997	0,0011
0,5	0,0168	0,1452	2,17	4,73533E-05	0,0004
0,55	0,01147463	0,0984	3,5	6,99708E-06	0,0001
0,6	0,00810185	0,069	4	4,10156E-06	0



3.1-сурет – Молекулалық шашырауының коэффиценттерінің $\sigma_p(\lambda)$ жарық толқын ұзындығына тәуелділік графигі

Осындай графикті біз Mathcad бағдарламасында ала аламыз. Ол А қосымшасында көрсетілген (2.2-сурет).

Келтірілген кесте мен суреттерден көріп отырғанымыздай, егер тығыздықтың биіктік бойынша таралуы белгілі болса, молекулалық шашыраумен шартталған оптикалық сигналдардың энергетикалық шығындары үлкен тура дәлдікпен табуға болады. Әдетте, 30 км-ге дейін атмосфераның стандартты моделінің шарты орындалады, сондықтан көрсетілген шығындар үшін сандық баға беру мәселесі шешілген болып саналады. Үлкен биіктікте атмосфера тығыздығы орын мен уақытқа қарай өзгеруі мүмкін, тиісінше молекулалық шашыраудың коэффициенттері де өзгеріп отырады. Алайда әрбір өзгеріс кезінде біз әрқашан инфрақызыл облыста релеевтік шашырау есебінен болатын энергетикалық шығындарды есепке алмай-ақ қойсақ болады.

Ауа температурасы, қысымы және биіктікпен бірге ылғалдылықтың сыну көрсеткіші шамасы әсерін есепке алмау қателікті (ең болмаса, жүзден бір болса да) береді, ал оны қазіргі фотометрлердің аппаратуралық дәлдікпен салыстырмалы дәлдікті алғыңыз келсе, есепке алу керек.

Осы мәліметтерді пайдаланумен $\sigma(\lambda)$ мәндерінің жуықталуы алынған болатын:

$$\sigma(\lambda) = \frac{4{,}02 \cdot 10^2}{\lambda^{4+x}} \qquad (3.8)$$

мұндағы, x мәні $0{,}2 < \lambda < 0{,}55$ мкм үшін ; $x = \frac{0{,}398\lambda + 0{,}09426}{\lambda - 0{,}3228}$, ал x мәні $0{,}55 < \lambda < 1$ мкм үшін x=0,04.

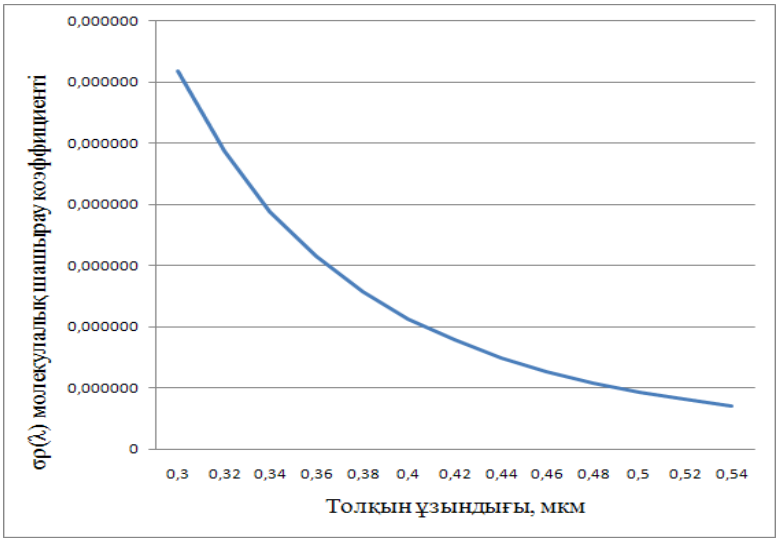
Есептелген мәндер 3.2-кестеде көрсетіледі.

Кесте 3.2 – Жаңа тәжірибелер негізіндегі алынған молекулалықшашырау коэффициентінің толқын ұзындығына тәуелділік кестесі

λ,мкм	X	$\sigma_M(\lambda)$,км$^{-1}$	λ,мкм	x	$\sigma_M(\lambda)$,км$^{-1}$
0,3	-0,292008076	6,18E-07	0,5	-0,2920085	9,30E-08
0,32	-0,292008119	4,86E-07	0,52	-0,2920085	8,04E-08
0,34	-0,292008162	3,89E-07	0,54	-0,2920086	6,99E-08
0,36	-0,292008204	3,14E-07	0,56	0,04	7,27E-06
0,38	-0,292008247	2,57E-07	0,58	0,04	6,31E-06
0,4	-0,29200829	2,13E-07	0,6	0,04	5,50E-06
0,42	-0,292008333	1,77E-07	0,62	0,04	4,82E-06
0,44	-0,292008375	1,49E-07	0,8	0,04	1,72E-06
0,46	-0,292008418	1,27E-07	0,9	0,04	1,07E-06
0,48	-0,292008461	1,08E-07	1	0,04	6,99E-07

Төменде (2.3-сурет) осы кестенің графигі және (2.8) өрнегінің Mathcad-тағы жүзеге асуы Ә қосымшасында көрсетілген (2.4-сурет).

Жаңадан алынған тәжірибелерге қарап отырып, мынаны айтуға болады: жуықтаудың қателігі 0,5% құрайды, демек, ондай қателікті қатты елемесек те болады, себебі қателіктің үлесі өте аз және біздің тасымалданып отырған дабылымыздың сапасына қатты зақым келтірмейді.



3.2-сурет – Жаңа тәжірибелер негізіндегі алынған молекулалық шашырау коэффициентінің толқын ұзындығына тәуелділік графигі

Егер (2.6) формуладағы интеграл шешілсе немесе біртекті атмосфераның жуықтауы қабылданса, онда релеевтік шашырау есебінен жарықты әлсіретететін атмосфераның спектрлі өткізуіне мынаған тең:

$$p_R(\lambda) = e^{-\tau_{R(\lambda,h)}} \tag{2.9}$$

немесе жұлдыздық шамаларда

$$\Delta m_R(\lambda) = -2{,}5 \lg p_R(\lambda) \approx -1{,}086\tau_R(\lambda, h) \tag{2.10}$$

Кесте 3.3 – Релеевтік шашырау есебінен жарықтың әлсіреуі

λ,мкм	τ_ρ	$P_r(\lambda)$	$\Delta m_r(\lambda)$	λ,мкм	τ_ρ	$P_r(\lambda)$	$\Delta m_r(\lambda)$
0,3	1,2237	0,2941	1,3286	0,65	0,0499	0,9513	0,0542
0,32	0,929	0,3949	1,0086	0,7	0,0369	0,9638	0,0401
0,34	0,7188	0,4873	0,7804	0,8	0,0215	0,9787	0,0233
0,36	0,5653	0,5682	0,6138	0,9	0,0134	0,9867	0,0145
0,38	0,4508	0,6371	0,4894	1,06	0,0072	0,9928	0,0078
0,4	0,3641	0,6948	0,3953	1,26	0,0034	0,9966	0,0037
0,45	0,2238	0,7995	0,243	1,67	0,0011	0,9989	0,0012
0,5	0,1452	0,8648	0,1576	2,17	0,0004	0,9996	0,0004
0,55	0,0984	0,9063	0,1068	3,5	0,0001	0,9999	0,0001
0,6	0,069	0,9333	0,0749	4	0	1	0

Релеевтік шашырау есебінен жарықты әлсіретететін атмосфераның спектрлі өткізуі жұлдызды шамалардағы мәндерге қарама-қарсы өзгереді.

3.4 Аэрозольдік әлсіреу

Едәуір мәнді шығындар көзбен бақылауды шектейтін аэрозольді шашырау (атмосферадағы бөлшектердің шашырауы) арқылы пайда болады.

Атмосферада жиі кездесетін аэрозольдер сұйық және қатты түрдегі су тамшылары, жалпы атпен айтқанда гидрометеорлар түрінде болады.(жаңбыр, тұман, қар және т.б.).

Аэрозольдер – бұл атмосфераның қалыпты құраушысы; Жер бетінде оның құрамы таза ауда бірнеше мкг/м^3-ден ластанған атмосферада 100 мкг/м^3- ге дейін өзгереді. Атмосферадағы аэрозольдерге желмен ұшып өтетін шаң және теңіз тұзының бөлшектері, жану өнімдері (күйе, күл), атмосферада химиялық реакция нәтижесінде пайдаболатын сульфаттар, нитраттар, H_2S,NH_3 герпенттер және т.б. қосылыстармен қоса сұйытылған органикалық қалдықтар

мен заттар жатады. Макробөлшектер көбінесе атмосферадан бөлшектерде қоюлану, гравитациядан кейін жаңбыр, қар жауу нәтижесінде жойылады [27].

Атмосфералық аэрозольдің бөлшектерінің химиялық құрамы, концентрациясы, өлшемдері кең көлемде өзгеретініне қарамастан, аэрозольдердің кейбір «мінезі бар» түрлерін бөліп қарастыруға болады (бұлттар, тұман, түтін, жауын-шашын, шаң). Инженерлік есептеулер үшін тура дәлдікпен аэрозоль концентрациясы 10 км биіктікке дейін азаятынын айтуға болады.

Аэрозольді шашырау кезіндегі шығындар көрудің метеорологиялық алыстықпен (КМА) тығыз байланысты, алайда бұл байланыс біртекті емес және аэрозольдің өлшемдеріне тәуелді.

Сөйтіп, a_p шығын коэффицентін КМА шамасы бойынша бағалау ыңғайлы. a_p мен КМА ($V_м$) байланысын әдетте келесі формула арқылы көрсетіледі:

$$\alpha_p \cong \frac{3{,}91}{V_m}\left(\frac{0{,}55\text{мкм}}{\lambda}\right)^q \qquad (3.11)$$

Мәндерді есептеп қою төмендегі 3.3-кестеде көрсетілген.

Кесте 3.3 – α_p шығын коэффицентінің $V_м$ шамасына тәуелділігі

V_M	λ	q	α_p	V_M	Λ	q	α_p
1	0,3	0,585	5,5741	6	0,65	1,063	0,5456
1,5	0,32	0,6697	3,7463	6,5	0,7	1,0918	0,4623
2	0,34	0,7371	2,7868	7	0,8	1,1191	0,3673
2,5	0,36	0,794	2,1896	7,5	0,9	1,1451	0,2966
3	0,38	0,8437	1,7805	8	1,06	1,17	0,2268
3,5	0,4	0,8882	1,4823	8,5	1,26	1,1939	0,171
4	0,45	0,9286	1,1777	9	1,67	1,2168	0,1125
4,5	0,5	0,9658	0,9527	9,5	2,17	1,239	0,0751
5	0,55	1,0003	0,782	11	3,5	1,3	0,0321
5,5	0,6	1,0326	0,6498	12	4	1,3	0,0247

Ал 3.7 осы кестеге қарап, график тұрғызамыз және 2.8-суреттері Mathcad-тағы графигі В қосымшасында көрсетілген.

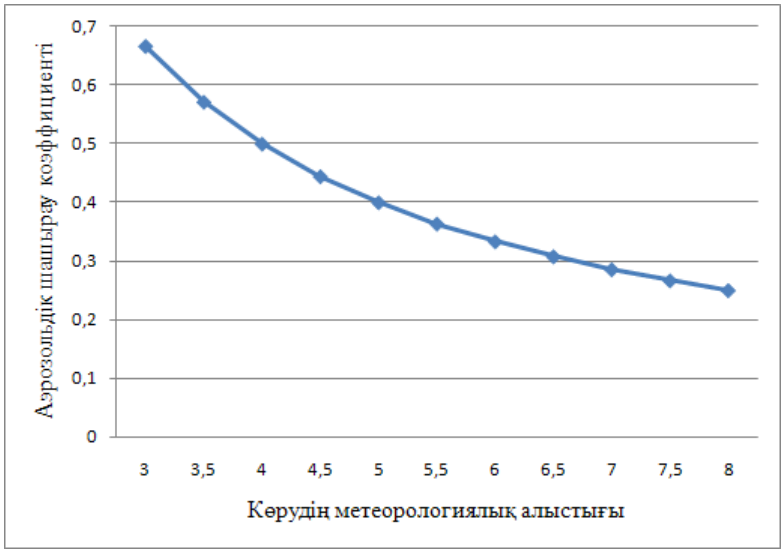
3.4-сурет – Аэрозольдік шашырау коэффициентінің α_p көрудің метеорологиялық алыстық шамасына $V_м$ тәуелділік графигі

Дәлдігі жағынан артта, бірақ оңайырақ өрнекті қолдануға болады

$$\alpha_p \cong \frac{2}{V_m}[\text{км}]^{-1} \qquad (3.12)$$

Кесте 3.5 – Толқын ұзындығы 1,06 мкм үшін $V_м$ шамасы 3-8 км аумағындағы аэрозольдік шашырау

V_M	λ	Q	α_p
3	1,06	0,8437	0,6667
3,5	1,06	0,8882	0,5714
4	1,06	0,9286	0,5
4,5	1,06	0,9658	0,4444
5	1,06	1,0003	0,4
5,5	1,06	1,0326	0,3636
6	1,06	1,063	0,3333
6,5	1,06	1,0918	0,3077
7	1,06	1,1191	0,2857
7,5	1,06	1,1451	0,2667
8	1,06	1,17	0,25



3.5-сурет – Толқын ұзындығы 1,06 мкм үшін $V_м$ шамасы 3-8 км аумағындағы аэрозольдік шашыраудың $V_м$ шамасына тәуелділік графигі

Сынақтар тәжірибесі бірнеше километр қашықтықта орналасқан ашық жарық фондағы (ақ қардың фонында) күңгірт нысана мұнар немесе тұман жағдайында анық пішіні жоқ әрең айырып танылатын дақ түрінде көрінеді, егер

$$V_{\text{M}} \geq 1{,}2L \tag{3.13}$$

Бұл кезде (2.12) формуламен анықталатын шашыраудағы шектішығындар шамасы көрінетін қашықтықта 3-8 км-де орналасқан нысанаға дейінгі қашықтыққа қарамастан, мынаны құрайды:

$$e^{2\alpha_p L} \cong (30 \pm 10)\text{есе} \tag{3.14}$$

Сол нысананың пішіні мына кезде ажыратыла бастайды:

$$V_{\text{M}} \geq 1{,}5L \tag{3.15}$$

Бұл шығынның шамасы мынаған сәйкес келеді:

$$e^{2\alpha_p L} \cong (15 \pm 5)\text{есе} \tag{3.16}$$

(2.12)-формуланы лазерлі алыс қашықтықты өлшеуіштер ғана үшін қолданылады, олардың нысанаға жету $L < V_M$ шарты кезінде де нысананы көзбен бақылауды қамтамасыз ететін оптикалық көргіш (қадалағыш) көмегімен жүзеге асады және (2.12)-формула бойынша анықталған α_p-дің

шамасы осы жағдайда (2.11)-формула бойынша анықталған α_p шамасына қарағанда елеулі қателер көзі болуы мүмкін.

Толық жарық ағынының шамасы сәулелендіруші элементті сипаттайды; және оны ешқандай оптикалық жүйелермен ұлғайтуға болмайды. Бұл жүйелердің әрекеті тек қана жарық ағынының қайта үлестіруіне әсерін тигізеді, мысалы, оның кейбір бағыттарына көбірек шоғырлануды үлестіруі. Осылайша жарық күшін басқа бағыттарда сәйкесінше азайта отырып, берілген бағытта ұлғайтуға болады. Міне осылайша, бірнеше жүздеген кендал орташа сфералық жарық күші бар көздер көмегімен прожектор осінде жарық күшін миллиондаған кендалға ұлғайтатын сигналды аппарат немесе прожектордың әрекеті осылайша жүзеге асады.

Берілген жағдайда қабылдауыш антеннаның диаметрі оптикалық сигнал көзінің тудыратын жарық дағының диаметрінен кіші. Қуат шығынын бағалау үшін келесі формуланы қолдануға болады:

$$P_{lost} = 10\left(\frac{\angle\aleph \cdot l}{D}\right)^2 \qquad (3.22)$$

мұндағы $\angle\aleph$– сәуленің шашырау бұрышы, рад;

l – қабылдағышқа дейінгі қашықтық;

D – қабылдағыш диаметрі, м.

Сонымен қатар, оптикалық жүйе оптикалық сигналға өшулік енгізетінін, линзалардың (екі линза: біреуі – қабылдағышта, екіншісі – таратқышта) өткізу шамасы 0,95-ке тең деп алсақ, онда оптикалық сигналдың қуатын тағы да 0,5 дБ-ге өсіру керек екенін есепке алу керек.

Есептеу мысалы. Есептеу үшін тапсырма:

Толқын ұзындығы – 870 нм;

Фотоқабылдағыш қабылдайтын толқын ұзындығы аумағы – 850–900 нм; Сәуленің шашырауы – 4 мрад;

Әрекеттің алыстығы – 150 м; Қабылдағыш радиусы – 4 см; Қабылдағыш элемент ауданы – 1 см^2; Қабылдағыштың көру бұрышы – 0,17 рад;

Қалың тұман кезінде жұмыс кепілдендірілген, өшулік 60 дБ/км-ден аспауы тиіс;

Модуляция түрі – АМ;

Сигнал/шуыл минималды қатынасы – 3 дБ.

Оптикалық шуылдың қуатын есептейік:

$$P_n = 10^{-2} \cdot S_p \cdot \angle\alpha \cdot \Delta\aleph = 10^{-2} \cdot 1 \cdot 0{,}17 \cdot 0{,}05 = 8{,}5 \cdot 10^{-5} Вт$$

Оптикалық шуылдардың қуаты $8{,}5 \cdot 10^{-5}$Вт-ты құрайды.

Берілген қашықтық үшін ауа райы шарттарын есепке ала отырып, шығынды есептейік:

$$P_{w_150} = P_{spr} \cdot 0{,}150 = 60 \cdot 0{,}150 = 9 дБ$$

150 м-лік трассада қалың тұман кезінде шығын 9 дБ-ді құрайды.

Сәуле айырмашылығы есебінен оптикалық сигналдың шығынынесептейік:

$$P_{lost} = 10\left(\frac{\angle\aleph \cdot l}{D}\right)^2 = 10lg\left(\frac{0{,}004 \cdot 150}{0{,}08}\right)^2 = 17{,}5 дБ$$

Сәуленің шашырау себебінен болатын шығын 17,5 дБ-ды құрайды. Барлық шығындарды есепке ала отырып, сигнал/шуыл шамасын табайық:

$$P_{s-n} = P_{s_min} + P_{w_150} + P_{lost} + P_{opt} = 3 + 9 + 17{,}5 + 0{,}5 = 30$$

Сигнал/шуыл қатынасының минималды шамасы 30 дБ-ке тең болады. Оптикалық сигналдың минималды қуаты:

$$P_s = 10^{\frac{P_{s-n}}{10}} \cdot P_n = 10^{\frac{30}{10}} \cdot 8{,}5 \cdot 10^{-5} = 0{,}085$$

Оптикалық сигналдың минималды шығаратын қуаты 85 мВт-ты құрайды.

ҚОРЫТЫНДЫ

Сонымен, атмосфера арқылы лазерлік сәуле бойынша байланысты орнату қазіргі күні ыңғайлы болды. Ол ақпараттың үлкен көлемін 5 км-ге дейін жоғары сенімділікпен таратуды қамтамасыз етеді және «соңғы миля» мәселесін қарапайым және ыңғайлы түрде шешеді.

Вакуумда фотондық сәулелену таралған кезде оның қарқындылығы өзгермейді. Шынайы орталарда (атап айтқанда, ғаламшарлардың атмосфераларында және олардың беткі қабаттарында) қарқындылығын өзгертуге әкелетін сәулеленудің ортамен әсерлесуінің әр алуан үрдістері жүреді. Сәулеленудің отамен әсерлесуінің негізгі тетіктері: әлсіреу, шашырау, жұту, шағылу және сыну (рефракция) болып табылады. Осы үрдістерге ортаның өзімен жүргізілетін генерацияны қосу қажет.

Сәулеленудің затпен әсерлесу нәтижесінде заттың сәулеленуді жұту және таралу бағытынан жан-жаққа шашырауынан шығатын әлсіреу болады. Жұтудың физикалық табиғаты сәулеленудің энергиясының атмосфералық ауа мен аэрозольдік бөлшектердің атомдары мен молекулаларының ішкі энергиясына өтуімен байланысты. Сәулеленудің шашырауы аэрозольдік бөлшектерде және ауа тығыздығының ауытқуларындағы электромагниттік толқындар дифракциясымен байланысты.

ПАЙДАЛАНЫЛҒАН ӘДЕБИЕТТЕР ТІЗІМІ

1 Ким И., Коревар Е. Доступность атмосферных оптических линий связи (АОЛС) и гибридных АОЛС/радиочастотных систем связи, Москва, 2010.

2 Хан В.А., Мышкин В.Ф., Ленский В.Н., Борисов В.А., Кемельбеков Б.Ж. Передача оптического излучения через атмосферные трассы// «Электросвязь», №8, 2010.

3 Крюков П. Лазер – замечательное достижение XX века //Квант. – 2007. - №3.

4 Albert O., Mourou G. Single optical cycle laser pulse in the visible and near-infraredspectral range // Appl. Phys. B. 2000. V.69. N 1.

5 Brabec Th., Krausz F. Intense few-cycle laser fields: Frontiers of nonlinear optics // Rev. Mod. Phys. 2000. V.72. N 2.

6 Изъюров С.А., Козлов С.А. Динамика пространственного спектра световой волны при ее самофокусировке в нелинейной среде // Письма в ЖЭТФ. Т.71. В.11.

7 Козлов С.А. Проблемы нелинейной оптики импульсов предельно коротких длительностей //Вестник молодых ученых. Серия «Физические науки». – 2000. – №1.

8 Шварцбург А.Б. УФН 177 43 (2007)

9 Кузнецов Ю.Н., Семенцов Д.И. Оптика и спектроскопия 97 647 (2004)

10 Кузнецов Ю.Н. Семенцов Д.И. ЖТФ 75 (11) 81 (2005)

11 Афанасьев С.А., Семенцов Д.И. Потоки энергии при интерференции электромагнитных волн // Успехи физических наук. – 2008. – Т.178. - №4.

12 Тимофеев Ю.М., Васильев А.В. Основы теоретической атмосферной оптики. Учебно-методическое пособие, 2009.

13 H. Hoshina, Y. Sasaki, A. Hayashi, C. Otani, and K. Kawase. Noninvasive mail inspection system with terahertz radiation. Appl. Spectr., 63(1): 2009.

14 http://ru.wikipedia.org/wiki/Лазеры_сверхкоротких_импульсов

15 http://ru.wikipedia.org/wiki/Титан-сапфировый_лазер

16 Беспалов В.Г., С. А. Козлов, Крылов В.Н., Фемтосекундная оптика и Фемтотехнологии - СПб: СПбГУ ИТМО, 2010.

17 P. C. Planken, M. C. Nuss,W. H. Knox, D. A.Miller, and K.W. Goossen.

THz pulses from the creation of polarized electron-hole pairs in biased quantum wells. Appl. Phys. Lett., 61:2009–2011, 1992.

18 Дианов Е.М. Волоконные лазеры // Успехи физических наук. – 2004. – В.10. – Т.174.

19 Michael O'Connor, Bill Shiner Excerpt: High-power fiber lasers for industry and defense--Part IV EE Times (5/11/2011).

20 Скляров, 2010.

21 Курков А. С., Дианов Е. М. Непрерывные волоконные лазеры средней мощности // Квантовая электроника. — 2004. — Т. 34. — № 2.

22 Вудс С., Дака М., Флин Г. Волоконные лазеры средней мощности и их применение// Фотоника. — 2008. — № 4.

23 http://vivovoco.astronet.ru/VIVOVOCO/
24 http://www.moctkom.ru/
25 Зуев В.Е. Перенос оптических сигналов в земной атмосфере в условиях помех.–М.: Советское радио, 2007

ҚАЗАҚСТАН РЕСПУБЛИКАСЫ ҒЫЛЫМ ЖӘНЕ ЖОҒАРЫ БІЛІМ МИНИСТРЛІГІ
Қ.И.СӘТБАЕВ атындағы ҚАЗАҚ ҰЛТТЫҚ ТЕХНИКАЛЫҚ ЗЕРТТЕУ УНИВЕРСИТЕТІ

РЕЦЕНЗИЯ
Дипломдық жұмыс

Құрман Гүлнұр Жаңабайқызы

6В06201 - Телекоммуникация

Тақырыбына: «Талшықты лазерлердің статистикалық қасиеттерін зерттеу».

Орындалды:
а) графикалық бөлім 56 парақ;
б) түсініктеме 5 бет.

ЖҰМЫСҚА ЕСКЕРТУ

Берілген бітіру жұмысында талшықты лазерлердің қасиеттері қарастырылады. Қолданылатын технология үшін тарату жүйелерінің жабдықтары мен оптикалық кабель таңдалды және талдау жасалады. Тығыздаудың негізгі қасиеттері қысқаша баяндалған.

Осындай импульстердің ұзақтығын өлшеу есептеулері, әлсіреудің әр түрі үшін атмосфера арқылы оптикалық сигналдың қуаты, ұзақтығы шектеулі импульстердің дисперсиялық жайылу графиктері келтірілген.

Дипломдық жұмыста оптикалық лазерлердің, базалық құрылымы сызбасында студент өз тарапынан қандай жақсартулар енгізуі мүмкіндігін көрсете алмаған. Кейбір орфографиялық қателер кездеседі.

Графикалық және мәтіндік материалдар МСТҚ талабына сәйкес жазылған.

Бұл дипломдық жоба жоғарға оқу орындарының талаптарына сай жеткілікті жоғарғы дәрежеде жазылған, алынған нәтижелер – желілерді құруды талдау және салыстыру технологиялардағы ғылыми бағытқа жауап береді.

ЖҰМЫСТЫҢ БАҒАСЫ

Жалпы, дипломдық жобаға "өте жақсы" (90%) деген баға, ал студент Құрман Гүлнұр Жаңабайқызы 6В06201 – Телекоммуникация мамандығы бойынша техника және технологиялар «бакалавры» академиялық дәрежесіне ұсынылады.

Рецензент
"Корпорация Сайман"
ЖШС өндіріс бойынша
директордың орынбасары
_____ Ә.Алиев
(қолы)
«25» 05 2023 ж.

ҚАЗАҚСТАН РЕСПУБЛИКАСЫ ҒЫЛЫМ ЖӘНЕ ЖОҒАРЫ БІЛІМ МИНИСТРЛІГІ
К.И.СӘТБАЕВ ат ҚАЗАҚ ҰЛТТЫҚ ТЕНИКАЛЫҚ ЗЕРТТЕУ УНИВЕРСИТЕТІ

ҒЫЛЫМИ ЖЕТЕКШІНІҢ ПІКІРІ

Дипломдық жұмыс

Құрман Гүлнұр Жаңабайқызы

6В06201 - Телекоммуникация

Тақырыбына: «Талшықты лазерлердің статистикалық қасиеттерін зерттеу».

Берілген бітіру жұмысында лазерлердің жұмысын ұйымдастыру мәселелері қарастырылады. Қолданылатын технология үшін тарату жүйелерінің жабдықтары мен оптикалық кабель таңдалды және талдау жасалады.

Тығыздаудың негізгі қасиеттері қысқаша баяндалған.

Дипломдық жұмыста қарастырылған мәселелер өте орынды.

Жұмыста ұзақтығы қысқа импульстерді қалыптастыру жолдары, импульстерді шығару мен күшейтуге арналған құрылғылардың құрылысы көрсетілген.

Талшықты лазердің параметрлері, сақиналы талшықты лазер қарастырылған.

Дипломдық жобаға 90 (өте жақсы) деген баға, ал студент Құрман Гүлнұр Жаңабайқызы 6В06201 - Телекоммуникация мамандығы бойынша техника және технологиялар «бакалавры» академиялық дәрежесіне ұсынылады.

Ғылыми жетекші
ЭТжҒТ каф.аға оқытушысы,
техн.ғыл.магистры
_____ Ибекеев С.Е.
(қолы)
«___» 05 _____2023 ж.

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

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

Автор: Құрман Гүлнұр Жаңабайқызы

Тақырыбы: Талшықты лазерлердің статистикалық қасиеттерін зерттеу

Жетекшісі: Ерлан Таштай

1-ұқсастық коэффициенті (30): 9.8

2-ұқсастық коэффициенті (5): 4.9

Дәйексөз (35): 0.6

Әріптерді ауыстыру: 27

Аралықтар: 11

Шағын кеңістіктер: 80

Ақ белгілер: 0

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

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

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

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

Негіздеме:

01.06.2023 ж.

Күні *Кафедра меңгерушісі*

Протокол

о проверке на наличие неавторизованных заимствований (плагиата)

Автор: Құрман Гүлнұр Жаңабайқызы

Соавтор (если имеется):

Тип работы: Дипломная работа

Название работы: Талшықты лазерлердің статистикалық қасиеттерін зерттеу

Научный руководитель: Ерлан Таштай

Коэффициент Подобия 1: 9.8

Коэффициент Подобия 2: 4.9

Микропробелы: 80

Знаки из здругих алфавитов: 27

Интервалы: 11

Белые Знаки: 0

После проверки Отчета Подобия было сделано следующее заключение:

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

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

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

☐ Обоснование:

01.06.2025 ж.
Дата

Заведующий кафедрой

Протокол

о проверке на наличие неавторизованных заимствований (плагиата)

Автор: Құрман Гүлнұр Жаңабайқызы

Соавтор (если имеется):

Тип работы: Дипломная работа

Название работы: Талшықты лазерлердің статистикалық қасиеттерін зерттеу

Научный руководитель: Ерлан Таштай

Коэффициент Подобия 1: 9.8

Коэффициент Подобия 2: 4.9

Микропробелы: 80

Знаки из здругих алфавитов: 27

Интервалы: 11

Белые Знаки: 0

После проверки Отчета Подобия было сделано следующее заключение:

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

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

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

☐ Обоснование:

01.06.2024 ж.
Дата

Марксұлы С.
проверяющий эксперт