

**Софийски Университет “Св. Климент Охридски”
Физически факултет**

Автореферат на дисертация
за получаване на образователна и
научната степен “Доктор”

**Приложение на Схеми за Кохерентен
Квантов Контрол в Класическата Физика**

Автор:
Мухамад Ал-Махмуд

Научен консултант:
Доц. дфзн Андон Рангелов

Професионално направление:
4.1 Физически науки

Март, 2022 г

Абстракт

Тази докторска теза разглежда няколко аспекта на квантово-класическите аналогии. Първо, ние разглеждаме аналогията между техниката на композитните импулси от квантовата физика с манипулация на поляризацията и генерация на честоти в нелинейната оптика. Основната концепция на тази аналогия е да даде предимство на тези класически системи, които са чувствителни към експерименталните условия, за да ги направи устойчиви и широколентови. Освен това, ние изследваме аналогията между неермитовата квантова система с три състояния и каскадното раждане на нелинейна честота в среда със загуби, с цел устойчиво генериране на нови честоти в нелинейни кристали. Накрая, в контекста на манипулиране на поляризацията, ние проектирахме две устройства: нересипрочна поляризационна вълнова пластина, чието действие зависи от посоката на разпространение на светлината, и независим от входната поляризация оптичен изолатор с нива на изолация в диапазона от 43 dB до 50 dB.

Съдържание

Абстракт

1	Въведение	5
2	Техники за кохерентен квантов контрол	6
2.1	Квантова система с две състояния	7
2.2	Концепция на композитни импулси	8
2.3	Прехвърляне на заселеност през разпадащо се междинно състояние в квантова система с три нива	9
2.3.1	Квантова система от три състояние в ламбда конфигурация ..	9
2.3.2	Светло-тъмен базис	9
2.4	Заклучение	11
3	Композитен и широколентов поляризационен ротатор	12
3.1	Въведение	12
3.2	Теория	12
3.3	Експерименти	15
3.4	Заклучение	17
4	Оптично Параметрично Усилване с композитни импулси	18
4.1	Въведение	18
4.2	Теория	18
4.3	Числови симулации за LiNbO ₃ кристал.....	20
4.4	Резюме и Заклучения	22
5	Каскадно Нелинейно Честотно Преобразуване в Среда със Загуби	23
5.1	Въведение	23
5.2	Теория	24
5.3	Пример	26
5.4	Заклучение	28
6	Нереципрочна вълнова пластина	29
6.1	Въведение	29
6.2	Концепция	29
6.3	Експеримент	31
6.4	Дискусия и заклучения	33

7	Поляризационно Независим Оптичен Изолатор в Конфигурация тип Саняк	34
7.1	Въведение	34
7.2	Концепция	34
7.3	Експерименти	36
7.4	Заклучение	37
8	Заклучение	38
A	Публикации и конференции	39
A.1	Публикации в списания с импакт фактор	39
A.2	Международни конференции.....	40
A.3	Семинари	41
	Библиография	42

Глава 1

Въведение

Аналогията е инструмент за анализиране и разбиране на света, за придобиване на прозрение в различни природни явления, които са свързани с подобни характеристики или поведение [1].

Тази дисертация се фокусира не само върху съществуването на някои квантово-класически аналогии между кохерентни техники за квантов контрол и някои класически оптични системи, но в допълнение и към техните приложения. Основната цел на тези приложения е да направи тези чувствителни класически системи нечувствителни и честотно широколентови. Основният подход е да се направи аналогия с композитните импулси от ядрено магнитният резонанс [2-6] квантовата оптика [7 , 8], атомен физика [9 - 14] и квантовите изчисления [15 - 23].

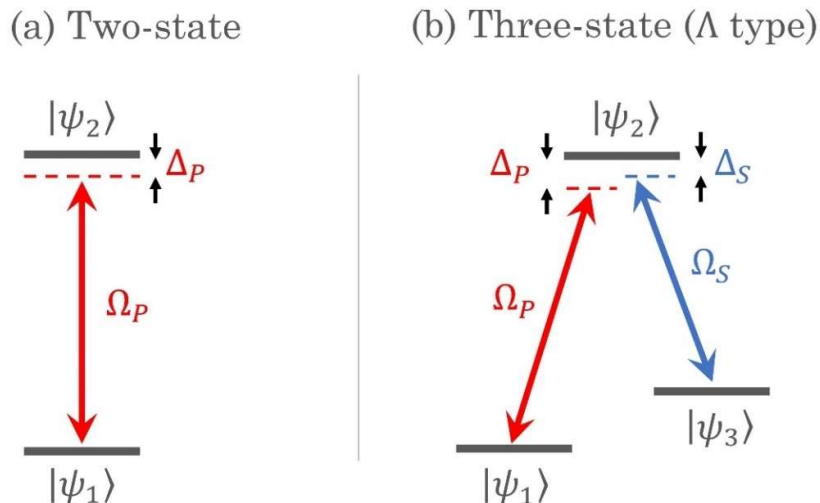
Глава 2 запознава читателя с основни техники от квантовият контрол, като техниката на композитните импулси и квантова система с три нива с разпадащо се междинно състояние. След това в Глава 3 ние прилагаме композитните импулси в поляризационната оптика за да направим композитен и широколентов поляризационен ротатор. В Глава 4 отново използваме композитните импулси за да направим сегментирано (композитно) оптично параметрично усилване, което има предимството да е устойчиво и широколентово. В Глава 5 използваме математическият формализъм описващ прехвърляне на заселеност между три квантови състояния чрез разпадащо се междинно състояние с каскадно генериране на нелинейна честота в среда със загуби. Именно разпадащото се междинно състояние може да се използва за стабилизиране (по мощност) на генерираната нова честота. Освен това, в Глава 6 разглеждаме дизайна на нересипрочна вълнова пластина, чието забавяне зависи от посоката на разпространение на светлината. Накрая в Глава 7 разглеждаме как да изградим независещ от входната поляризация оптичен изолатор, чиито нива на изолация варират между 43 dB до 50 dB.

Глава 2

Техники за кохерентен квантов контрол

В съвременната атомна и молекулярна физика атомите и молекулите се подготвят в специфични квантови състояния не само във връзка да се изучават техните структури, но и като начални състояния за нуждите на квантовата информация. За тези цели възникват възможности за кохерентно лазерно управление на атомни и молекулярни процеси чрез разработване на схеми за селективен трансфер на заселеност, като композитните импулси, бързия адиабатен преход и стимулирания Раманов адиабатен преход. Тези кохерентни техники за квантов контрол са обширно използвани в ядрено магнитният резонанс [2 - 5], квантовата оптика [7 , 8 , 29], атомната физика [9 - 13] и квантови изчисления [15 - 23]. Тези техники позволяват на атомите или молекулите да бъдат ефективно и селективно възбудени до кохерентна суперпозиция между отделните нива. Най-използваните квантови системи за такива възбуждения са системи с две и три квантови нива, схематично представени във фиг. 2.1 .

В тази глава първо ще представим квантови системи с две и три състояния, а след това ще обсъдим концепцията за техниките на композитните импулси и манипулирането на система с три състояния чрез разпадащо се междинно състояние.



Фигура 2.1 : Схеми на квантови системи с (а) две състояния (б) три състояния. В двата случая заселеността първоначално е в състояние ψ_1 . Целевото състояние е (а) ψ_2 и (б) ψ_3 . Ω_P и Ω_S са съответно честотите на Раби на напומващото (Pump) поле и Стоксовото (Stokes) поле. Разстройките на напומващото и Стоксовото поле са изобразени съответно с Δ_P и Δ_S .

2.1 Квантова система с две състояния

Квантова система с две състояния включва две енергийни нива, както е показано на фиг. 2.1 (а). Обикновено заселеността първоначално е в основно състояние ψ_1 . Чрез прилагане на напומващо поле (например електрическо поле на лазерен лъч), системата се възбужда чрез прехвърляне на населението в състояние ψ_2 . Понякога такава система може спонтанно да се разпадне до състояние ψ_1 или други енергийни нива. Параметърът $\Delta = \omega - \omega_0$ се нарича разстройка, тя е разликата между честотата на приложеното лазерно поле ω и честотата на Бор ω_0 . Общото квантово състояние на такава система се определя като линейна комбинация от две състояния ψ_1 и ψ_2 като

$$\Psi = \sum_{n=1,2} c_n(t)\psi_n = c_1(t)\psi_1 + c_2(t)\psi_2 \quad (2.1)$$

където $c_n(t)$ са амплитудите на вероятностите. Следователно вероятността квантовото състояние Ψ да бъде в ψ_n е $P_n(t) = c_n(t)^2$. Честотата на Раби $\Omega \equiv \Omega_P$ характеризира силата на взаимодействието на квантовата система с външното електрично поле и е свързана с преходния диполен момент \vec{d} и електрическото поле \vec{E} посредством формулата $\Omega = \vec{d} \cdot \vec{E} / \hbar$. При резонанс, когато $\omega = \omega_0$ ($\Delta = 0$), ефективността на трансфера се колебае във времето между 0 и 1. Тези колебания са известни като Раби осцилации и зависят единствено от площта на импулса $A(t)$, която се дава като

$$A(t) = \int_{-\infty}^t \Omega(t') dt'. \quad (2.2)$$

2.2 Концепция на композитни импулси

Подходът на композитните импулси е да имитира ефекта на единичен импулс чрез използване на поредица от последователни импулси с постоянна амплитуда с фиксирана RF честота и различни фази. Сред схемите за квантово управление, композитните импулси имат уникалното предимство да комбинират свръхвисока точност като резонансни техники с устойчивост към несъвършенства в параметрите характерни за адиабатна еволюция. Освен това, композитните импулси позволяват персонализиране на профила на възбуждане, което е непостижимо с единичен резонансен импулс или адиабатни методи. В допълнение композитните импулси разполагат с вграден компенсирателен механизъм, който прави системата по-устойчива. Тази устойчивост може да се използва за преодоляване на често срещани експериментални недостатъци, като вариации в площта на импулсите. Фазите на импулсите се задават внимателно, за да се гарантира, че съставното възбуждане работи по-добре от възбуждане с единичен импулс. За кохерентно задвижвана квантова система с две състояния, уравнението на Шрьодингер може да се запише като

$$i\hbar \frac{d}{dt} c(t) = H(t)c(t), \quad (2.3)$$

където $H(t)$ е Хамилтонианът на системата а $c(t) = [c_1(t), c_2(t)]^T$ е вектор, включваща двете амплитуди на вероятността. За съжаление, това последно уравнение в общият случай е неинтегрируемо, което означава, че не може да бъде решено аналитично. Можем да използваме апроксимационен подход, известен като приближение на въртящата се вълна, за да постигнем аналитично приблизително решение [30 - 32]. В границите на това приближение, уравнението на Шрьодингер, описващо кохерентно възбуждане в такава квантова система, може да бъде изразено като

$$i \frac{d}{dt} \begin{bmatrix} c_1(t) \\ c_2(t) \end{bmatrix} = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 0 & \Omega(t)e^{-iD(t)} \\ \Omega^*(t)e^{iD(t)} & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} c_1(t) \\ c_2(t) \end{bmatrix}, \quad (2.4)$$

където Ω е честотата на Раби и $D(t) = \int_{t_i}^t \Delta(t')dt'$ с $\Delta = \omega - \omega_0$. При резонансно възбуждане ($\Delta = 0$), независимо от формата на $\Omega(t)$, това уравнение на Шрьодингер има уникално аналитично решение U . Последната, наречена еволюционна матрица, свързва стойностите на c_1 и c_2 в крайният момент t_f с тези в началния момент t_i . Матрицата на еволюцията се параметризира от параметри на Cayley-Klein a и b ($|a|^2 + |b|^2 = 1$) [33],

$$\begin{bmatrix} c_1(t_f) \\ c_2(t_f) \end{bmatrix} = U_\phi \begin{bmatrix} c_1(t_i) \\ c_2(t_i) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} a & be^{-i\phi} \\ -b^*e^{i\phi} & a^* \end{bmatrix} \begin{bmatrix} c_1(t_i) \\ c_2(t_i) \end{bmatrix}. \quad (2.5)$$

където ϕ е постоянно фазово изместване в честотата на Раби $\Omega \rightarrow \Omega e^{i\phi}$. Площ

на импулса $A = \int_{t_i}^{t_f} \Omega(t)dt$ (уравнение 2.2) е единственият фактор, който определя параметрите a и b , тъй като $a = \cos(A/2)$ и $b = -i\sin(A/2)$, тогава матрицата на еволюцията става

$$U_\phi(A) = \begin{bmatrix} \cos(A/2) & -ie^{-i\phi}\sin(A/2) \\ -ie^{i\phi}\sin(A/2) & \cos(A/2) \end{bmatrix}.(2.6)$$

Вероятността за преход е $P_{1 \rightarrow 2} = b^2 = 1 - a^2$. За поредица от N импулси, всеки с площ A_k и фаза ϕ_k , общата матрица на еволюцията U^N се получава чрез умножаване на всички еволюционни матрици като:

$$U^N = U_{\phi_N}(A_N)U_{\phi_{N-1}}(A_{N-1}) \dots U_{\phi_2}(A_2)U_{\phi_1}(A_1).(2.7)$$

Предимството е, че всички параметри могат да се регулират свободно, за да се гарантира надежден и устойчив трансфер на заселеност от ψ_1 към ψ_2 .

2.3 Прехвърляне на заселеност през разпадащо се

междинно състояние в квантова система с три нива

В квантови системи с много нива разпада е една от основните причини за намаляване ефективността на прехвърлянето на заселеност [34 , 35]. Повишаване ефективността на прехвърлянето на заселеност, в квантови системи с три нива в ламбда конфигурация и разпад от междинното състояние, може да стане или чрез стимулиран Раманов адиабатен преход или с адиабатна елиминация [34 , 35]. В тази дисертация ще ползваме точно обратното, ще стимулираме разпада от междинното състояние в система от три нива и ще покажем как в класическа система това може да е предимство. За да се види предимството за класическата система ще разработим формализма в базиса от светло-тъмни състояния за квантовата система.

2.3.1 Квантова система от три състояние в ламбда конфигурация

Квантова система с три нива (фиг. 2.1 (б)) обхваща три състояния: началното, междинното и крайното състояние, изобразени съответно с ψ_1 , ψ_2 и ψ_3 . Първоначално заселеността е в основно състояние ψ_1 . За да се прехвърли тази популация в целевото състояние ψ_3 , следва да се приложат две лазерни полета, наречени напомнимащо и Стоксово поле. Състоянията ψ_1 и ψ_2 (ψ_2 и ψ_3) са свързани с честотата на Раби Ω_P (Ω_S).

Площта на двата импулса $A_P(t)$ и $A_S(t)$ се дават като

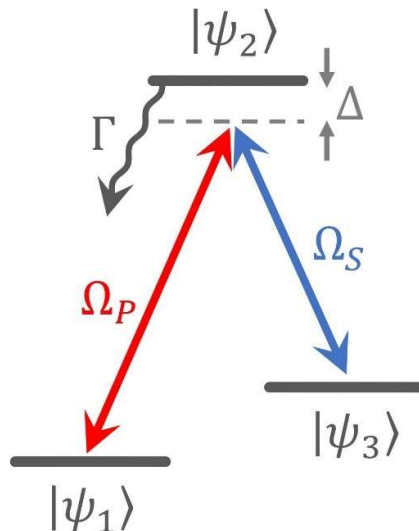
$$A_P(t) = \int_0^t \Omega_P(t')dt',(2.9)$$

$$A_S(t) = \int_0^t \Omega_S(t')dt'.(2.10)$$

Тъй като има два цикъла на Раби, необходимото преминаване през междинното състояние ψ_2 влияе върху ефективността на трансфера, тоест заселеността може да бъде загубена поради спонтанно излъчване или разпадане в други състояния.

2.3.2 Светло-тъмен базис

Нека сега разпада от междинното състояние да е Γ и да става извън системата, като е илюстрирано на Фигура 2.2.



Фигура 2.2: Енергийна диаграма на квантова система с три състояния в Λ конфигурация и разпадащо се средно състояние ψ_2 , разпада е Γ а Раби честотите на двете полета са съответно Ω_p и Ω_s . Приемаме че двете донастройки съвпадат ($\Delta = \Delta_p = \Delta_s$).

Както по-рано споменахме за прехвърляне на заселеност от основното състояние ψ_1 в целевото състояние ψ_3 са нужни две оптични полета – напомнимащо и Стоксово. Напомпващото поле свързва състояния ψ_1 и ψ_2 , докато Стоксовото свързва първоначално незаселените състояния ψ_2 и ψ_3 . Общото състояние на такава система се записва като линейна комбинация от трите състояния като:

$$\Psi(t) = c_1(t)\psi_1 + c_2(t)\psi_2 + c_3(t)\psi_3, (2.11)$$

където $c_1(t)$, $c_2(t)$ и $c_3(t)$ са амплитудите на вероятността на трите състояния ψ_1 , ψ_2 и ψ_3 съответно. В граница на приближението на въртящата се вълна, където бързо осцилиращите членове се пренебрегват, амплитудите на вероятността се подчиняват на следното уравнение на Шрьодингер:

$$i \frac{d}{dt} \begin{bmatrix} c_1 \\ c_2 \\ c_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & \Omega_p & 0 \\ \Omega_p & \Delta - i\Gamma & \Omega_s \\ 0 & \Omega_s & \Delta_p - \Delta_s \end{bmatrix} \begin{bmatrix} c_1 \\ c_2 \\ c_3 \end{bmatrix}. (2.12)$$

Разстройките на междинното състояние на импулсите на помпата и Стокс, съответно изобразени от Δ_p и Δ_s , тук се приемат за равни $\Delta = \Delta_p = \Delta_s$; по този начин последният елемент от Хамилтоновата матрица изчезва. Тази система може да бъде третирана в различни базиси, но в този раздел ще използваме *светло-тъмният базис*. Амплитудите на вероятността на светлото и тъмното състояние, съответно означаваме с $c_b(t)$ и $c_d(t)$, те могат да бъдат получени от амплитудите на вероятността на началните състояние чрез ортогонална трансформация на въртене

$$\begin{bmatrix} c_1 \\ c_2 \\ c_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \sin\vartheta & 0 & \cos\vartheta \\ 0 & 1 & 0 \\ \cos\vartheta & 0 & -\sin\vartheta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} c_b \\ c_2 \\ c_d \end{bmatrix}, (2.13)$$

където ъгълът на въртене $\vartheta(t)$ се дефинира като,

$$\vartheta(t) = \arctan \left[\frac{\Omega_P(t)}{\Omega_S(t)} \right]. \quad (2.14)$$

Междинното състояние се появява както в началният, така и в *светлото* *тъмният* базис. В този контекст, уравнение 2.12 става

$$i \frac{d}{dt} \begin{bmatrix} c_b \\ c_2 \\ c_d \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & \Omega_0 & -i\dot{\vartheta} \\ \Omega_0 & -\Delta - i\Gamma & 0 \\ i\dot{\vartheta} & 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} c_b \\ c_2 \\ c_d \end{bmatrix}. \quad (2.15)$$

където $\Omega_0(t) = \sqrt{\Omega_P^2(t) + \Omega_S^2(t)}$ и $\dot{\vartheta}$ задават взаимодействията между състоянията в новият базис. При специален сценарий, когато Ω_P и Ω_S са еднакви функции на времето, ъгълът на смесване $\vartheta(t)$ става постоянен, а производната по време става нула ($\dot{\vartheta} = 0$). Следователно *тъмното* състояние $c_d(t)$ е отделено от другите две състояния $c_b(t)$ и $c_2(t)$. Така проблемът с три състояния се свежда до ефективна система с две състояния:

$$i \frac{d}{dt} \begin{bmatrix} c_b \\ c_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & \Omega_0 \\ \Omega_0 & -\Delta - i\Gamma \end{bmatrix} \begin{bmatrix} c_b \\ c_2 \end{bmatrix}. \quad (2.16)$$

Това уравнение показва, че ефективната честота на Раби Ω_0 свързва *светлото* състояние $c_b(t)$ с междинното състояние $c_2(t)$, което се разпада извън системата със скоростта Γ . Поради това свързване заселеността, което е достигнало *светлото* състояние $c_b(t)$, се премества в междинно състояние $c_2(t)$, където ще бъде елиминирано от системата. Следователно, цялата заселеност от светлото състояние ще бъде загубена след дълъг период на взаимодействие. Тъй като *тъмното* състояние $c_d(t)$ е отделено от другите състояния, първоначалната му популация се запазва до края на взаимодействието.

Тази процедура ще приложим подробно в Глава 5, когато правим аналогията между неермитова квантова система с три състояния и каскадната честотна генерация в нелинейна среда със загуби.

2.4 Заключение

В тази глава представихме накратко концепциите за композитните импулси и схемата с неермитова квантова система с три състояния с разпадащо се междинно състояние. В следващите глави ще използваме техните класически аналогии.

Глава 3

Композитен и широколентов поляризационен ротатор

3.1 Въведение

Инструментите, способни да преобразуват поляризацията на светлинна вълна, са ключови елементи за няколко оптични устройства и приложения [26 , 36 - 38]. Методи за реализиране на компактна ахроматична (широколентова) вълнова пластина са обект на интерес от няколко десетилетия [39 - 48]. По-специално, последните постижения, водещи до подобрена широколентова вълнова пластина [44 - 48] се възползват от формалната аналогия между уравненията, описващи поляризация на светлината и уравнение на Шрьодингер за квантова система с две състояния, факт забелязан първо от Ардаван [44].

Най-универсалният начин за реализиране на регулируем поляризационен ротатор разчита на комбинация от две вълнови пластини на половин дължина на вълната завъртени на ъгъл $\alpha/2$ една спрямо друга, което води до ротация с ъгъл на въртене α . Този принцип е използван в [49] за направата на регулируем и ахроматичен ротатор, при използване на две ахроматични вълнови пластини. Ахроматичните пластини на половин дължина на вълната в [49] се постигат чрез комбинация от много на брой стандартни вълнови пластини.

Големият брой вълнови пластини (≥ 6) е неудобство, затова тук ние предлагаме алтернатива на ахроматичен поляризационен ротатор само с три вълнови пластини. Концепцията използва допълнително свободата на въртене и на трите елемента.

3.2 Теория

Широколентовият поляризационен ротатор, предложен в тази работа, се състои от три вълнови пластини (WP), както е показано на фиг. 3.1 (а). Първата и третата WP са вълнови пластини на половин дължина на вълната за λ_0 (HWP), докато междинната вълновата плоча е пълновълнова плоча за същата дължина на вълната (FWP).

В рамките на формализма на Джоунс [26 , 36] и записан в ляв-десен кръгов базис, образувана от векторите на Джоунс за лява и дясна кръгови поляризации, матрицата на Джоунс за ретардер, чиято бърза ос е завъртяна на ъгъл θ (по отношение на HV-оси) се дава като

$$J_{\theta}(\varphi) = \begin{bmatrix} \cos \frac{\varphi}{2} & i e^{-2i\theta} \sin \frac{\varphi}{2} \\ i e^{2i\theta} \sin \frac{\varphi}{2} & \cos \frac{\varphi}{2} \end{bmatrix}. \quad (3.1)$$

Тук

$$\varphi = 2\pi L(n_s - n_f)/\lambda(3.2)$$

е забавянето на вълновата плоча. Показателите n_f и n_s са коефициентите на пречупване по бързата и бавната ос, съответно, λ е дължината на вълната във вакуума на светлината, а L е дебелината на пластината. Най-често използваните забавители са HWP ($\varphi = \pm\pi$) и QWP ($\varphi = \pm\pi/2$). Пълновълновата плоча (FWP) има забавяне от $\varphi = \pm 2\pi$. В допълнение, матрицата на Джоунс за ротатор на ъгъл α се дава като

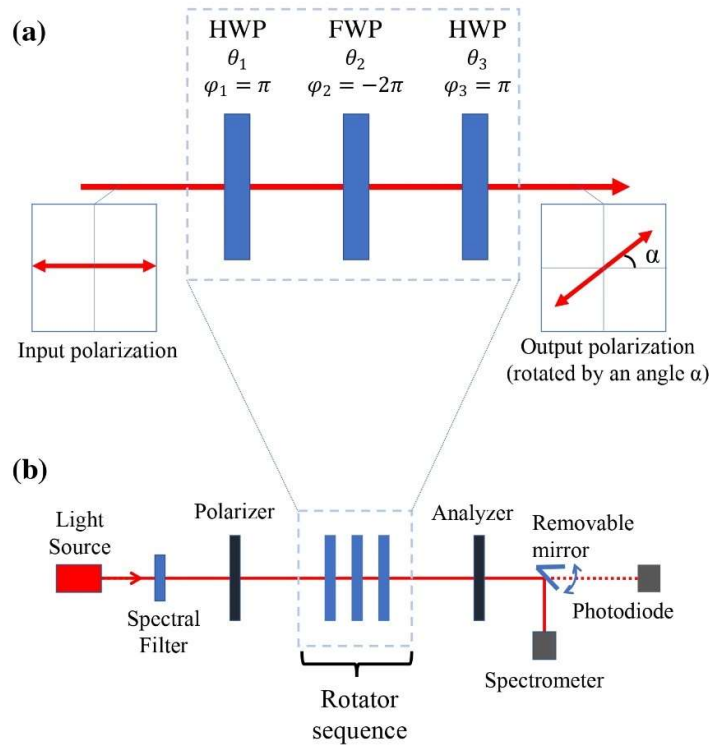
$$J_R(\alpha) = \begin{bmatrix} e^{-i\alpha} & 0 \\ 0 & e^{i\alpha} \end{bmatrix}.(3.3)$$

За нашата последователност от HWP-FWP-HWP, показана на Фиг. 3.1 (а) имаме $\varphi_1 = \pi$, $\varphi_2 = \pm 2\pi$ и $\varphi_3 = \pi$, съответните ориентации за трите вълнови пластини са θ_1 , θ_2 и θ_3 . Следователно общата матрица на Джоунс, описваща тази съставна последователност, е

$$J = J_{\theta_3}(\pi)J_{\theta_2}(\pm 2\pi)J_{\theta_1}(\pi),(3.4)$$

което дава

$$J = \begin{bmatrix} e^{-2i(\theta_3-\theta_1)} & 0 \\ 0 & e^{2i(\theta_3-\theta_1)} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} e^{-i\alpha} & 0 \\ 0 & e^{i\alpha} \end{bmatrix}.(3.5)$$



Фигура 3.1: (а) Принцип на предложения композитен поляризационен ротатор, съставен от три вълнови пластини, полувълнова плоча (HWP), последвана от пълновълнова плоча (FWP) и друга HWP. Ъглите θ_i са ъглите на ориентация на всяка вълнова плоча и φ_i са съответните забавяния. (б) Експериментална настройка за характеризиране на композитния ротатор.

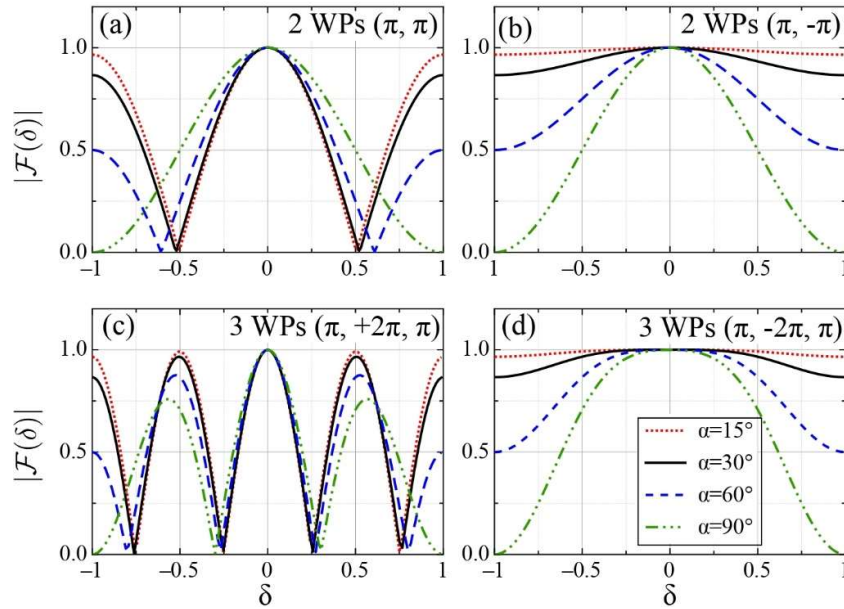
Очевидно последното равенство показва, че J съответства на ротаторната матрица в LR базата в уравнение (3.3), следователно тази последователност действа като ротатор с ъгъл на въртене

$$\alpha = 2(\theta_3 - \theta_1). \quad (3.6)$$

Тази еквивалентност е точна при централната дължина на вълната, за която забавянията φ_1 , φ_2 и φ_3 отговарят точно на посочените по-горе стойности. Въпреки това, ние се интересуваме основно от поведението, установено, когато тези забавяния се отклоняват от стойностите π , $\pm 2\pi$ и π , в резултат на използването на различна дължина на вълната (виж уравнение (3.2)). Следователно, за да изследваме поведението в φ пространството, ние дефинираме фактора на вярност (точност) според

$$\mathcal{F} \equiv \frac{1}{2} [J_R^{-1}(\alpha)J], \quad (3.7)$$

където отбелязваме, че $J_R^{-1}(\alpha) = J_R(-\alpha)$. Следователно точността \mathcal{F} е вид мярка за това колко близо композитната матрица J се доближава до целевата матрица $J_R(\alpha)$. В случай, когато изходната светлина поддържа състояние на линейна поляризация, прецизността \mathcal{F} намира по-пряка физическа интерпретация, както ще бъде споменато по-късно в експерименталния раздел.



Фигура 3.2: Абсолютна стойност на точността $|\mathcal{F}|$ като функция на отклонението на относителното забавяне δ за четири различни конфигурации на оптичния ротатор. (a) Два HWP с техните бързи оси, образуващи ъгъл от $\alpha/2$, еквивалентен на $\varphi = \pi$ за двете вълнови пластини при централната дължина на вълната. (b) Две HWP с бързата ос на първата, която сключва ъгъл $\alpha/2$ с бавната ос на втората, еквивалентен на $\varphi_1 = \pi = -\varphi_2$. (c) Три вълнови пластини, FWP, поставена между два HWP. Бързата ос на FWP сключва ъгъл $+\alpha/4$ ($-\alpha/4$) спрямо бързата ос на първата (трета) вълнова пластина. Закъсненията са $\varphi_1 = \pi$, $\varphi_2 = +2\pi$ и $\varphi_3 = \pi$. (d) Същото като (c), но бързата и бавната ос на FWP си сменят местата (вижте уравнение (3.9)), тук $\varphi_1 = \pi$ и $\varphi_3 = \pi$, $\varphi_2 = -2\pi$. Кривите са за следните ъгли на въртене : $\alpha = 15\text{deg}$ (пунктирна червена линия), $\alpha = 30\text{deg}$ (плътна черна линия), $\alpha = 60\text{deg}$ (пунктирна синя линия) и $\alpha = 90\text{deg}$ (пунктирна зелена линия).

Нека разгледаме относителното отклонение δ от стойностите на забавянето $\varphi_i = \varphi(\lambda_0)$ на трите вълнови пластини, определени като

$$\delta \equiv \frac{\varphi(\lambda)}{\varphi(\lambda_0)} - 1 = \frac{\Delta n(\lambda) \lambda_0}{\Delta n(\lambda_0) \lambda} - 1, (3.8)$$

където λ_0 е централната дължина на вълната, за която е проектирана композитната структура и $\Delta n = n_s - n_f$ в уравнение. (3.2).

Докато ъглите на ориентация θ_1 и θ_3 са свързани с уравнение. (3.6), оптималният ъгъл θ_2 може да бъде намерен чрез максимизиране на интеграла на точността \mathcal{F} в обхвата $-1 \leq \delta \leq 1$, което означава търсене на най-широките криви на прецизност $\mathcal{F}(\delta)$. Може да се покаже аналитично, че този интеграл е максимизиран, ако

$$\theta_2 = \theta_1 + \alpha/4 - \pi/2 = \theta_3 - \alpha/4 - \pi/2. (3.9)$$

За да илюстрираме очакваната устойчивост на композитния ротатор, ние изобразяваме на Фиг. 3.2 очакваната точност \mathcal{F} като функция на отклонението на относителното забавяне δ . Представеното количество е

$$|\mathcal{F}(\delta)| = \frac{1}{2} |J_R^{-1}(\alpha)J(\delta)|, (3.10)$$

с

$$J(\delta) \equiv J_{\theta_3}(\pi(1 + \delta))J_{\theta_2}(-2\pi(1 + \delta))J_{\theta_1}(\pi(1 + \delta)). (3.11)$$

Тук отчитаме, че всички пластини имат еднаква дисперсия, какъвто е случаят за системата използвана в нашето експериментално изследване. Първо показваме на Фиг. 3.2 (а) стандартният случай, при който два HWP под относителен ъгъл $\alpha/2$ се използват за създаване на ротатор под ъгъл α . Такава конфигурация действа като перфектен ротатор при централната дължина на вълната ($\mathcal{F} = 1$ за $\delta = 0$), но за всичките четири разглеждани ъгъла α между 15 и 90 градуса се установява, че точността намалява доста бързо, тъй като се δ отклонява от нулата. Това означава, че такава структура не е широколентова. Интересното е, че здравината се подобрява вече значително чрез малка модификация, като все още се използват само две вълнови пластини. Ако вторият HWP се завърти с допълнителни 90 градуса, неговото забавяне става отрицателно ($\varphi_1 = \pi = -\varphi_2$) и, както се вижда на фиг. 3.2 (б), функцията $\mathcal{F}(\delta)$ остава голяма в много по-широк диапазон на параметъра δ . Фигура 3.2 (с) показва случай, когато последователността от фиг. 3.1 (а) се изпълнява с $\varphi_1 = \pi$, $\varphi_2 = +2\pi$ и $\varphi_3 = \pi$. В този случай дисперсията на забавяне, свързана с FWP, подсилва дисперсията на HWP и точността спада дори по-бързо, отколкото в случая на Фиг. 3.2 (а). Накрая, Фиг. 3.2 (д) показва избраната от нас конфигурация, за която ъглите на ориентация са избрани от уравнение (3.9). Очевидно е, че в този случай функцията $\mathcal{F}(\delta)$ става по-плоска отгоре и е по-широка, отколкото във всеки друг случай на фиг. 3.2 . Както ще обсъдим по-късно, експериментално най-подходящият диапазон за параметъра δ е приблизително $-0.5 \leq \delta \leq 0.5$, за който тази конфигурация с три вълнови пластини от фиг. 3.2 (г) е ясно превъзхождаща всеки друг случай на фиг. 3.2 . Също така си струва да се отбележи, че кривата $\mathcal{F}(\delta)$ е по-широка за малки ъгли на въртене на ротатора (α) отколкото за по-големи. Струва си да се отбележи, че с помощта на предложената от нас последователност изходната светлина поддържа своята линейна поляризация. В следващия раздел ще изследваме тази конфигурация експериментално.

3.3 Експерименти

Експерименталната обстановка за характеризирание на нашия оптичен ротатор е показана в Фиг. 3.1 (б). Два кристални поляризатора (действащи

като поляризатор и анализатор), са поставени от двете страни на ротаторната последователност от три вълнови пластини. Използван е източник на бяла светлина (Thorlabs SLS201L/M). Превключващо огледало позволява светлината да се препраща към спектрометър (OceanOptics USB4000-VIS-NIR) или към фотодиод.

Трите вълнови пластини, съставляващи ротаторната последователност, се реализират с помощта на три регулируема течно кристални (LC) вълнови пластини (Торлабс LCC1413-A), чиито изоставания се регулира с външно приложено напрежение. Кривата на забавяне на напрежението на всяка от LC пластините е предварително калибрирана за спектралния диапазон на работа.

Първо анализираме поведението на ротатора с три WP при дължината на вълната λ_0 , за които LC вълновите плочи са наполовин или пълни вълнови пластини при тази дължина на вълната. Зависимостта на предавания интензитет $I(\beta)$ от ориентацията β на анализатора ($\beta = 0$ е позицията на пълно гасене на сигнала при липса на ротаторна последователност) е $I(\beta) = I_0 \sin^2(\beta - \alpha_{exp}) + I_{min}$, където I_0 е амплитудата на модулация и I_{min} е минималното предаване.

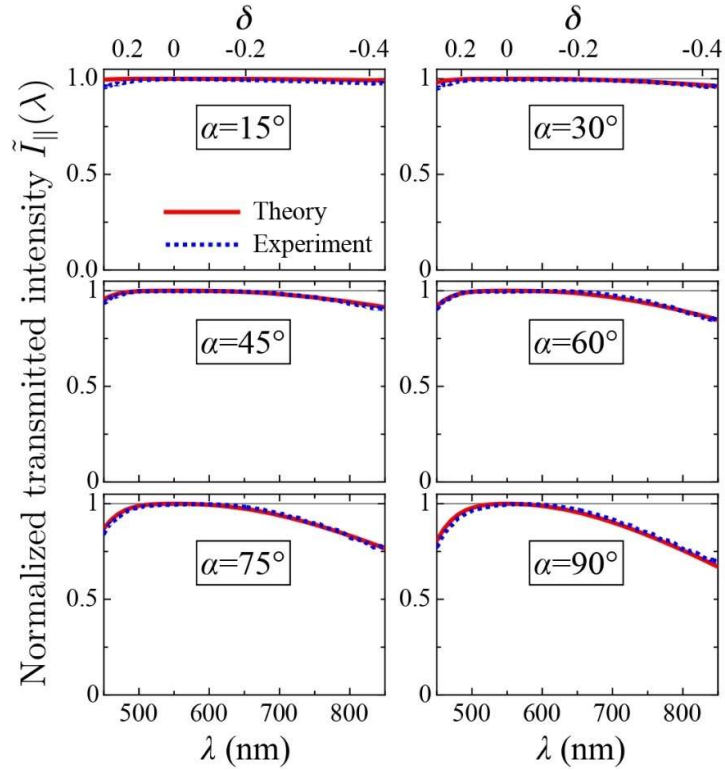
След това тестваме ширококолентовото поведение и здравината на ротатора, ако е използваната дължина на вълната се различава от номиналната дължина на вълната $\lambda_0 = 550$ nm. Първо изпращаме цяла спектър на ширококолентов светлинен източник през композитен ротатор и измерваме съответния спектър след преминаване на анализатора с оптичния спектрометър (виж Фиг. 3.1 (б)). Анализаторът се поставя или в режим на предаване (интензитет на предаване = $I_{||}$), или в режим на угасване (интензитет на предаване = I_{\perp}). В режим на предаване, оста на предаване на анализатора се поставя успоредно на очакваната посока на изходна поляризация под целевия ъгъл на въртене α за номиналната дължина на вълната, докато в режим на угасване се поставя перпендикулярно на тази посока.

За директно сравнение с теоретично очакваната интензивност, ние нормализираме интензитета $I_{||}$ като $\tilde{I}_{||} \equiv I_{||}/(I_{||} + I_{\perp})$. Фигура 3.3 показва съответните спектри за $\tilde{I}_{||}(\lambda)$ заедно с теоретично очакваните. Последните се получават чрез прилагане на получената матрица на Джоунс (3.10) към входния поляризационен вектор на Джоунс и проектирането на получения резултат от очакваната продукция поляризация върху на анализатор да се получи на очакван предадени интензивност като квадрата на модула на проектирания поляризационен вектор. Преобразуването между дължината на вълната λ и отклонението на относителното забавяне δ се извършва чрез

$$\delta(\lambda) = \frac{\lambda_0^2 - \bar{\lambda}^2}{\lambda^2 - \bar{\lambda}^2} \frac{\lambda}{\lambda_0} - 1. (3.12)$$

с ефективна дължина на вълната $\bar{\lambda} = 221.2$ nm. Горният израз се получава чрез приемане на опростена функция, подобна на Sellmeier за дисперсията на двупречупването на LC $\Delta n = n_s - n_f$, влизащо уравнение (3.2). На Фиг. 3.3, виждаме доброто съгласуване между измерените и очакваните нормализирани спектри на предаване. Дори в най-лошия сценарий ($\alpha = 90^\circ$ и дължина на вълната, надвишаваща номиналната дължина на вълната с 300 nm) нормализираният интензитет на предаване $\tilde{I}_{||}$ все още е $\approx 70\%$. Внимателният анализ показва, че в случай, когато изходната светлина все още е линейно поляризирана, нормализираният предаван интензитет

\tilde{I}_{\parallel} съответства на квадрата на точността $|\mathcal{F}(\delta)|^2$.



Фигура 3.3: Нормализирани спектри на предавания интензитет $\tilde{I}_{\parallel}(\lambda)$, пунктираните сини криви дават експерименталните спектри, докато основните плътни червени линии са теоретично очакваните спектри. Номиналната дължина на вълната за трите WP ротатора е $\lambda_0 = 550\text{nm}$. Горната скала дава съответните стойности за δ .

3.4 Заключение

Предложихме теоретично и проверихме експериментално нов дизайн за композитен и широколентов поляризационен ротатор, съставен само от три вълнови пластини, две полувълнови пластини и една пълновълнова плоча за централната дължина на вълната. Ъгъл на въртене на ротатора може да бъде настроен с въртенето само на една от вълновите плочи. Представеният тук дизайн е по-опростен на по-ранни широколентови композитни ротатори, съставени от по-голям брой вълнови пластини [49 – 51].

Глава 4

Оптично Параметрично Усилване с композитни импулси

4.1 Въведение

Някои оптични приложения изискват кратки оптични импулси с голяма пикова мощност, които може да бъдат получени с помощта на оптични параметрични усилватели (OPAs) [52 - 55]. В основата на оптично параметрично усилване е нелинейно взаимодействие на три вълни. В този процес, две вълни с по-големи дължини на вълната (вълната на входния сигнал, както и празната вълна) набират мощност за сметка на това, че напмпващата вълна е с най-късата дължина на вълната. В ОРА, основен недостатък при използване на къси импулси, е комбинирането на висок сигнал на усилване и достатъчно широка честотна лента на усилване. Последното е ограничено тъй като материалната дисперсия налага силно условие, че фазово синхронизъм може да бъде стриктно изпълнено само за единичен набор от дължини на вълните на трите вълни.

В тази глава ние изследваме метод за постигане на широколентова честотна лента заедно с високо усилване. Техниката включва комбинация от квази-фазов синхронизъм (QPM) заедно с сегментация на кристала който реализира еквивалентния на композитния импулсен подход, използван в ядреният магнитен резонанс (ЯМР) [56-58] .

4.2 Теория

Започваме със симетризираните уравнения на три вълново смесване в приближение на бавно променяща се обвивка [24 , 63]

$$i\partial_z A_1 = \tilde{\Omega} A_2^* A_3 \exp[-i\Delta kz], (4.1a)$$

$$i\partial_z A_2 = \tilde{\Omega} A_1^* A_3 \exp[-i\Delta kz], (4.1b)$$

$$i\partial_z A_3 = \tilde{\Omega} A_1 A_2 \exp[i\Delta kz], (4.1c)$$

където $\tilde{\Omega} = -(2\chi^{(2)}/\pi c)\sqrt{\omega_1\omega_2\omega_3/n_1n_2n_3}$ е ефективният коефициент на нелинейно свързване за QPM от първи ред, z е позицията по оста на разпространение в нелинейния кристал, ω_j са честотите на трите участващи вълни и n_j са техните индекси на пречупване. Тук $j = 1,2,3$ се отнасят съответно за сигнала, празно поле и напмпващо поле. Като $\chi^{(2)}$ в $\tilde{\Omega}$ е ефективната възприемчивост от втори ред и c е скоростта на светлината във

вакуум. Амплитудите $A_j \equiv \sqrt{n_j/\omega_j} E_j$ в (4.1) са пропорционални на амплитудите E_j на вълновите електрически полета; $|A_j|^2$ е пропорционален на броя на фотоните, свързани с j -тата вълна. Забележете, че уравнение (4.1) се записва във форма, която приема, че е реализирано квазифазово съвпадение и че периодът на квазифазово съвпадение е достатъчно кратък в сравнение с дължината на взаимодействието. Следователно параметърът на фазово несъответствие Δk вече съдържа термина за компенсация на несъответствието, свързан с периодичната решетка, т.е.

$$\Delta k = k_1 + k_2 - k_3 + 2\pi/\Lambda \equiv \widetilde{\Delta k} + 2\pi/\Lambda. (4.2)$$

където Λ е периодът на квази-фазово съвпадение. Очевидно е, че за централните работни дължини на вълните, на които е проектирано устройството, има $\Delta k = 0$. Същевременно истинското фазово несъответствие $\widetilde{\Delta k} = k_1 + k_2 - k_3$, което зависи само от вълновите вектори k_j на трите взаимодействащи вълни, обикновено е доста далеч от фазов синхронизъм.

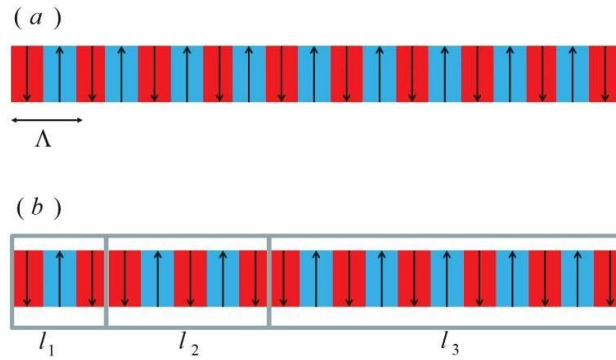
При разглеждания на ОРА, приемаме $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$ и третираме първото уравнение в (4.1) в границата на валидност на приближението за неизчерпана помпа ($A_3 = \text{const}$). В тази граница и за $\Delta k = 0$, откриваме, че както сигналът, така и полето на празен ход нарастват първоначално експоненциално като

$$|A_1(z)| \approx |A_2(z)| \approx \frac{|A_1(0)|}{2} \exp[\Omega z] (4.3)$$

В тази работа се интересуваме от оптимизиране на коефициента на усиление на интензитета на сигнала a , дефиниран като

$$a = \frac{|A_1(z)|^2}{|A_1(0)|^2} = \frac{I_1(z)}{I_1(0)}. (4.4)$$

Горната аргументация във връзка с уравнение (4.3), показва, че когато фазово съвпадение е удовлетворено ($\Delta k = 0$), ОРА процес е най-ефективен. Въпреки това, това е не изцяло вярно, защото решения (4.3) са получени само в приближение на не изчерпано напompващо поле. Ако се смята в режим на изчерпано напompващо поле, то нелинейни уравнение (4.1) има решения в термини на елиптични функции на Якоби [64 , 65]. Те, подобно на тригонометричните функции, са периодични функции и следователно енергията осцилира между напompващото и сигналното поле.



Фигура 4.1: Обръщане на знака на нелинеен коефициент $\chi^{(2)}$ за (а) стандартно квазифазово съчетаване (QPM) техника с местен модулация период Λ . (б) композитен сегментиран периодично пулнат дизайн, с пример на 3 сегменти. всички сегменти са периодично пулнати с един и същ период Λ , въпреки това за всеки нов сегмент знака на обръщане на $\chi^{(2)}$ е променен.

Тук, в аналогия с техника на композитните импулси от квантово физика [2 , 3 , 8 , 56 - 58 , 66 - 68], предлагаме да се използват сегментирани композитни кристали за ОРА. В случая на ОРА няма $SU(2)$ симетрия и следователно не е възможно да се използват известни композитни импулсни с аналитични решения от квантовата механика. Вместо това ще изведем числено решенията, които постигат широколентова честотна лента на усилване.

4.3 Числови симулации за $LiNbO_3$ кристал

Процедурата, която спазваме е следната. Периодът на знака за обръщане на нелинейната възприемчивост $\chi^{(2)}$ е такова, че фазовото несъответствие за процеса ОРА ще бъде нула в уравнението (4.2) поради QPM, което води до локален период на модулация Λ (фиг. 4.1 а). Освен това, при определени граници, ние въвеждаме допълнителни обръщания на знака на нелинейната възприемчивост. На практика два домейна с една и съща ориентация се комбинират за всяка граница на сегмента, за да образува единичен домейн с двойна дължина, както е показано на фиг. 4.1 б. Периодичният знак за превключване на $\chi^{(2)}$ осигурява съгласуване на фазите за ОРА ($\Delta k=0$) и допълнителните превключватели на знака на $\chi^{(2)}$ на границите на сегмента ще промени знака на Ω в кристалният сегмент по същия начин като в Шака - Пайнс импулси от ЯМР [57 , 58]. Означаваме интервалите между две области с двойна дължина като $l_1, l_2, l_3 \dots l_N$, като показано на фиг. 4.1 б. Определянето на оптималните дължини на сегментите l_k става числено използвайки метода на Монте-Карло в граница на изчерпани напомпващи полета. На практика, то се състои в максимизиране на интеграла Q от (нормализираното) усилване a върху повърхност от интерес в $(\Delta k, \tilde{\Omega})$ -пространството, където стойностите на Δk и $\tilde{\Omega}$ са в единици от реципрочната дължина на кристала $1/L$. Този интеграл Q е ограничен до 1 и се дава като

$$Q \equiv \frac{1}{r} \frac{1}{2\tilde{\Omega}_{max}\Delta k_{max}} \int_{-\Delta k_{max}}^{\Delta k_{max}} \int_0^{\tilde{\Omega}_{max}} a(\tilde{\Omega}, \Delta k) d(\Delta k) d\tilde{\Omega} \quad (4.5)$$

където r е първоначалното съотношение интензитета на помпата към сигнала ($r \equiv I_3(0)/I_1(0)$). В нашия случай сме избрали $\Delta k_{max} = 15/L$ и $\tilde{\Omega}_{max} =$

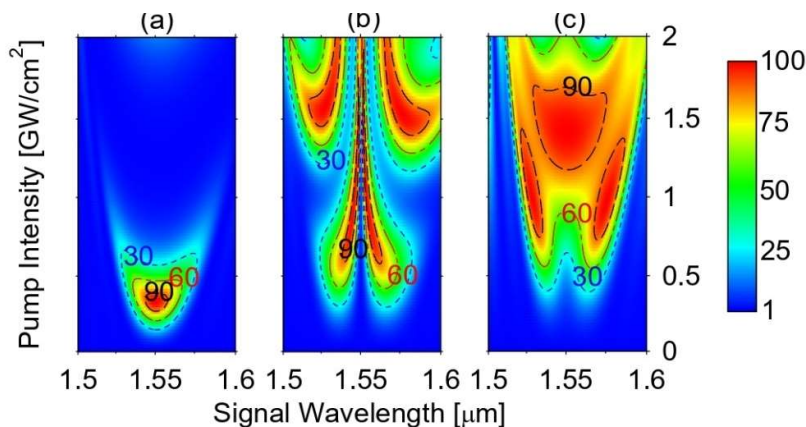
$30/L$, оптимизацията на интеграла Q се извършва върху 10^5 произволни набора от дължини на сегмента $l_1, l_2, l_3 \dots l_N$. Тези, които съответстват на най-добрите решения, са изброени в Таблица 4.1. Открихме, че използването на малък брой съставни сегменти (два, три и частично четири) не води до някакво силно подобрене по отношение на стандартния QPM случай. За разлика от това, вече за умерен брой сегменти между шест и осем откриваме значително подобрене на стабилността на процеса на усилване. В този случай нашият анализ показва, че има различни решения за оптималните конфигурации на сегмента (посочени в Таблица 4.1), които работят по-добре в зависимост от първоначалната амплитуда на сигналната вълна $A_1(0)$ (в сравнение с амплитудата на вълната на помпата, взета като $A_3(0) = 1$).

Таблица 4.1: Числено намерени дължини на сегмента l_i (в единици от общата дължина на кристала L) за композитен сегментиран периодично пулнат дизайн с N сегмента.

N	Име	дължина на сегмент $l_1; l_2; \dots; l_N$ в единици L
3	3	0,373; 0,594; 0,033
4	4	0,303; 0,522; 0,124; 0,051
6	6a	0,293; 0,258; 0,003; 0,255; 0,124; 0,067
6	6b	0,168; 0,035; 0,345; 0,023; 0,222; 0,207
6	6c	0,223; 0,005; 0,404; 0,175; 0,113; 0,080
8	8	0,022; 0,064; 0,046; 0,205; 0,270; 0,096; 0,222; 0,075

За да покажем работата на композитната идея ще я приложим за реален кристал: литиев ниобат легиран с 5 mol. % магнезиев оксид ($MgO:LiNbO_3$). Този фероелектричен нелинеен кристал притежава по-висока прагова стойност на разрушение в сравнение с нелегиран $LiNbO_3$, по-висок нелинеен оптичен коефициент, широк диапазон на прозрачност и по-лесно се пулват домейни [27]. Сравняваме стандартна квази фазова техника с композитната техника при ОРА когато и трите взаимодействащи лъчи имат една и съща поляризация (конфигурация от тип 0) използваме най-големият коефициент на нелинейна възприемчивост $d_{333} = \chi^{(2)} = 27 \text{ p.m/V}$.

Цветните графики на фигура 4.2 илюстрират усилването на интензитета на сигнала за $MgO:LiNbO_3$ със стандартен QPM ($\Lambda = 29.71 \text{ }\mu\text{m}$) и за а композитен кристал направен от шест сегмента. Показан е и по-малко оптимален случай със само три композитни сегмента. Нелинейната възприемчивост е фиксирана и графиките са представени за вариращ интензитет на входната помпа (при фиксирана дължина на вълната от 1064 nm) и за различни дължини на вълната на сигнала (центриран за $\lambda_1 = 1550 \text{ nm}$). Стойностите на усилване се изчисляват числено от уравнение (4.1) за следните стойности на входните полета $A_1(0) = 0.1$, $A_2(0) = 0$, и $A_3(0) = 1$. От фигурата ясно се вижда значително подобрена устойчивост и широколентова честотна лента при композитен кристал с шест сегмента в сравнение със стандартен квази фазов синхронизъм.



Фигура 4.2: Цветен контурен плот на усилване на сигнала като функция на интензитета на входната помпа I_3 и дължината на вълната на сигнала λ_1 за кристал $\text{MgO}:\text{LiNbO}_3$ и за начални условия $A_1(0)=0.1$, $A_2(0)=0$ и $A_3(0)=1$ ($r=100$). Общата дължина на кристала е $L=5$ mm. Интензитет на помпата е $1 \text{ GW}/\text{cm}^2$ съответстващ на коефициент на свързване $\Omega = 1,32 \text{ 1/mm}$ при централната дължина на вълната от $1,55 \mu\text{m}$. (a) QPM периодически дизайн. (b) композитен кристал с три сегмента (3 от Таблица 4.1). (c) Композитен кристал с шест сегмента (6b от Таблица 4.1). Във всички случаи периодът на пулване е $\Lambda=29,71 \mu\text{m}$.

Можем да заключим от фиг. 4.2, че настоящият композитен ОРА подход работи много добре в случай на изчерпано напмпващо поле, и сигнала се приближава до максималният възможен теоретичен сигнал.

4.4 Резюме и Заключение

В обобщение, ние използвахме приликата между трите уравнения за смесване на вълни и зависимото от времето уравнение на Шрьодингер за прехвърляне на концепции от квантовата физика към нелинейната оптика. По-конкретно, ние предложихме да се използват сегментирани композитни кристали за оптично параметрично усилване по аналогия с композитните импулси в ядреният магнитен резонанс и квантовата оптика. Подходът, използван тук, се основава на двойна компенсация на импулсни последователности, подобни на тези на Шака и Пайнс (Shaka и Pines) [57, 58]. Те са особено подходящи за оптично параметрично усилване, тъй като освен стандартно квази-фазово съвпадение, те изискват само допълнителни обръщания на знака на нелинейното оптична възприемчивост на определени места, съответстващи на границите на сегмента. Ние показахме числено, че тази техника е особено подходяща за широколентови процеси на ОРА. Настоящият подход не изисква много дълги кристали и за даденият като пример кристал $\text{MgO}:\text{LiNbO}_3$, е съвместим с интензитети на помпата значително под прага на разрушение за кратки пикосекундни импулси [69, 70].

Глава 5

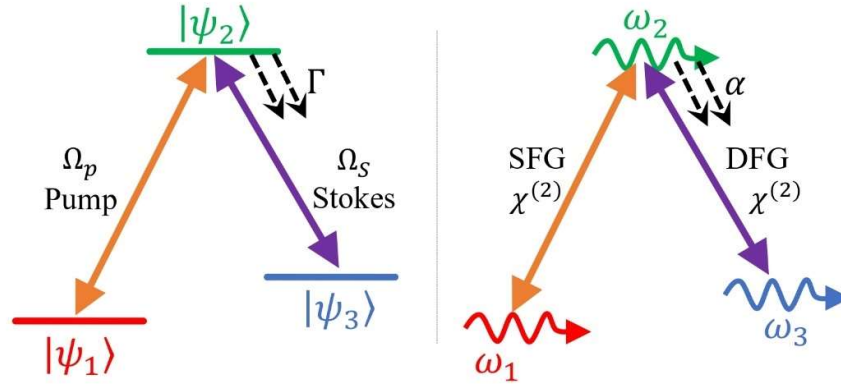
Каскадно Нелинейно Честотно Преобразуване в Среда със Загуби

5.1 Въведение

Аналогията между техники за създаване на кохерентни квантови суперпозиции между две нива се прилагат успешно и при класически системи, примерно във вълноводи [71], поляризацията оптика (Глава 3, [72]) и нелинейна оптика (Глава 4, [73]). Друг пример е аналогията между квантовата система с три състояния и каскадното двустепенно нелинейно честотно преобразуване [74 – 77]. Трите основни процеса на смесване на вълни, като генериране на втора хармоника (SHG), генериране на сумарна честота (SFG) и генериране на честотна разлика (DFG), обикновено се случват в нелинейна среда от втори порядък $\chi^{(2)}$ [24, 25, 63, 78]. Обикновено всеки параметричен процес е ефективен при фазово съвпадение (фазов синхронизъм), често за да се изпълни това условие се ползва квази-фазово съвпадение [24, 79 – 83].

При каскадни нелинейни честотни преобразувания [84 – 101], когато възникват два процеса едновременно в същия кристал изпълнението на условието за съгласуване на фазите става по-трудно. В тази ситуация трябва да има два периода на QPM модулация, в резултат се получава аperiодично сегментиране на кристала.

Почти всички изследвания, които се занимават с каскадно генериране на нелинейна честота разглеждат разсейването и поглъщането на светлината като проблем. Обаче в тази глава от автореферата ще покажем как това може да бъде обърнато в предимство. Основната концепция е да се използва силни загуби за междинна вълна с честота ω_2 , докато останалите вълни остават без загуби. Под междинна вълна имаме предвид тази, генерирана по време на първия процес от взаимодействието на сигнала (ω_1) с първата интензивна помпа (ω_{p1}). Докато тази междинна вълна се абсорбира със скорост α , тя взаимодейства с втората интензивна помпа (ω_{p2}), за да генерира целевата вълна (ω_3).



Фигура 5.1: Диаграми на Λ –квантова система с три състояния (лява рамка) и нейната аналогична класическа система, каскадно нелинейно честотно преобразуване (дясна рамка). В лявата диаграма основното, междинното и целевото състояние са изобразени съответно с ψ_1 , ψ_2 , и ψ_3 . Двете честоти на Раби Ω_p и Ω_s представляват съответно честотите на напмпващото и на Стоксовото поле. В десния кадър, трите честоти ω_1, ω_2 и ω_3 съответстват съответно на входната, междинната и целевата вълна. ω_1 се преобразува чрез процеса на генериране на сумарна честота (SFG) в ω_2 , който от своя страна се преобразува в ω_3 при процеса на генериране на разлика от честоти (DFG). И двата процеса стават в кристал с нелинейност от втори ред $\chi^{(2)}$. $\Gamma(\text{s}^{-1})$ и $\alpha(\text{cm}^{-1})$ представляват разпадането и скоростта на поглъщане на ψ_2 и ω_2 съответно.

5.2 Теория

Каскадното дву-процесно нелинейно честотно преобразуване в среда със загуби е класическа система, която имитира неермитова квантова система с три състояния [34] $\{\psi_{1,2,3}(t)\}$, при което междинното състояние ψ_2 се разпада извън системата със скорост $\Gamma(\text{s}^{-1})$. Фигура 5.1 представя тази аналогия между квантовата система с три състояния (лява рамка) и каскадната система за генериране на нелинейна честота (дясна рамка), където трите състояния ψ_1 , ψ_2 , и ψ_3 са аналогични на честотите ω_1 , ω_2 и ω_3 , съответно. Скорост на абсорбция $\Gamma(\text{s}^{-1})$ от междинното състояние в квантовата система и загубите на междинната честота $\alpha(\text{cm}^{-1})$ са аналогични. За да разберем добре математическия формализъм зад тази аналогия, ние изследваме случая на два едновременно каскадни процеса, например: SFG, последван от DFG, в разсейваща среда с абсорбционна константа α за междинното състояние. Предполагаме, че в нелинейната среда първоначално се инжектират три вълни: сигнал (при честота ω_1) и две интензивни помпи (ω_{p1} и ω_{p2}), съответно с интензитети I_{p1} и I_{p2} . По време на процеса на SFG, сигналната вълна се комбинира с първата помпа, за да създаде междинна вълна $\omega_2 = \omega_1 + \omega_{p1}$. Едновременно с това междинната вълна се комбинира с втората помпа чрез DFG процес. Това генерира целевата вълна с честота $\omega_3 = \omega_2 - \omega_{p2}$. Поради дисперсията в нелинейния кристал, импулсът обикновено не се запазва по време на взаимодействието, където фазовите несъответствия както за SFG, така и за DFG процесите се дефинират като

$$\Delta k_s = k_1 + k_{p1} - k_2, (5.1a)$$

$$\Delta k_D = k_3 + k_{p_2} - k_2, (5.1b)$$

където $k_j = \omega_j n_j / c \equiv 2\pi n_j / \lambda_j$ е вълновото число на j -тата вълна, чийто коефициент на пречупване и дължина на вълната във вакуума са изобразени съответно с $n_j \equiv n(\omega_j)$ и λ_j . В границата на приближението на неизчерпаните помпи ($A_{p_1, p_2} \gg A_1, A_2, A_3$), такава система може да бъде описана със симетричните свързани вълнови уравнения за смесване на колинеарна вълна в бавно променящото се приближение на обвивката [24 , 25 , 63], като

$$i \frac{d}{dz} A_1 = \Omega_S A_2 \exp^{-i\Delta k_S z}, (5.2a)$$

$$i \frac{d}{dz} A_2 = \Omega_S A_1 e^{i\Delta k_S} + \Omega_D A_3 e^{i\Delta k_D z} - i\alpha A_2, (5.2b)$$

$$i \frac{d}{dz} A_3 = \Omega_D A_2 e^{-i\Delta k_D z}, (5.2в)$$

Амплитудите $A_j \equiv \sqrt{n_j / \omega_j} E_j$ са пропорционални на амплитудите E_j на приложените електрически полета и A_j^2 са пропорционални на броя на фотоните Φ_j в j -тата вълна ($j = 1, p_1, 2, p_2$ и 3). Ω_S и Ω_D изобразяват ефективните нелинейни коефициенти на свързване за процесите SFG и DFG, съответно, изразени като,

$$\Omega_S = 2A_{p_1} \frac{d_S}{c} \sqrt{\frac{\omega_1 \omega_{p_1} \omega_2}{n_1 n_{p_1} n_2}}, (5.3a)$$

$$\Omega_D = 2A_{p_2} \frac{d_D}{c} \sqrt{\frac{\omega_2 \omega_{p_2} \omega_3}{n_2 n_{p_2} n_3}}, (5.3b)$$

където $d_S = \chi^{(2)}(\omega_1, \omega_{p_1}; \omega_2) / 2$ и $d_D = \chi^{(2)}(\omega_2, \omega_{p_2}; \omega_3) / 2$ са ефективните нелинейни коефициенти от втори ред. За аналитичните разглеждания се оказва удобно да се смени базиса и да се премине към светло-тъмен базис. За да направите това, амплитудите A_j се заменят с фазово изместени амплитуди B_j ,

$$A_1(z) = B_1(z), (5.4a)$$

$$A_2(z) = B_2(z) \exp[i\Delta k_S z], (5.4b)$$

$$A_3(z) = B_3(z) \exp[-i(\Delta k_D - \Delta k_S)z]. (5.4в)$$

След това, новият вектор на амплитудите $\vec{B} = [B_1, B_2, B_3]^T$ се трансформира в светло-тъмният базис, $\vec{C} = [C_b, C_2, C_d]^T$ чрез трансформацията

$$\begin{bmatrix} B_1 \\ B_2 \\ B_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \sin\vartheta & 0 & \cos\vartheta \\ 0 & 1 & 0 \\ \cos\vartheta & 0 & -\sin\vartheta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} C_b \\ C_2 \\ C_d \end{bmatrix}, (5.5)$$

къде $\vartheta(t) = \arctan(\Omega_S / \Omega_D)$ е ъгълът на смесване. Подобно третиране като в раздел 2.2.2 води до опростена система с две състояния,

$$i \frac{d}{dz} \begin{bmatrix} C_b \\ C_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & \Omega_0 \\ \Omega_0 & \Delta - i\alpha \end{bmatrix} \begin{bmatrix} C_b \\ C_2 \end{bmatrix}. (5.6)$$

Светлото състояние е свързано с междинното състояние, докато тъмното състояние е напълно отделено от всички състояния. Използвайки началните условия на входа ($A_1(0) = B_1(0) = 1$ и $A_2(0) = A_3(0) = 0$), заключаваме, че $C_b(0) = \sin\vartheta$ и $C_d(0) = \cos\vartheta$. Фотоните, които първоначално са в светло състояние C_b , се прехвърлят в междинно състояние C_2 , за да бъдат погълнати,

докато тези, които първоначално са в тъмно състояние, се запазват ($C_b(L) = 0$ и $C_d(L) = \cos\vartheta$). В резултат на това в края на кристала ($z = L$) амплитудите са $B_1(L) = \cos^2\vartheta$, $B_2(L) = 0$, и $B_3(L) = -\sin 2\vartheta/2$.

Нормализираният брой фотони (фотонен поток), $\Phi_j(z)$, свързани с всяка вълна, се дефинира като $\Phi_j(z) = B_j(z)/B_1(0)$. За да имаме максимален брой фотони на изхода $\Phi_1(L) = \Phi_1(0) = 25\%$, ние разглеждаме специалния случай $\vartheta = \pi/4$, който съответства на равни коефициенти на свързване $\Omega_S = \Omega_D$. Това означава, че сигналните и целевите вълни ще носят по 25% от първоначалния брой сигнални фотони, докато останалите 50% от фотоните, първоначално пренесени от яркото състояние, се губят в резултат на свързването с разпадащото се междинно състояние.

5.3 Пример

За да се потвърди тази аналогия, концепцията се прилага в нелинеен кристал от литиев ниобат (LiNbO), където нелинейните коефициенти от втори ред, управляващи двата процеса, се приемат за равни, както и $d_0 \approx d_S \approx d_D \approx d_{333} = 27\text{pm/V}$ [27]. Предполага се, че кристалът е $L = 25\text{mm}$ дълъг и е при температура от $T = 300\text{K}$. Неговият спектър на абсорбция е в UV, за това избираме този набор от дължини на вълните:

$$(\lambda_1^{532\text{nm}}) + (\lambda_{p_1}^{800\text{nm}}) \rightarrow (\lambda_2^{319.5\text{nm}}), (5.7a)$$

$$(\lambda_2^{319.5\text{nm}}) - (\lambda_{p_2}^{1064\text{nm}}) \rightarrow (\lambda_3^{456.6\text{nm}}). (5.7b)$$

Предполага се, че всички взаимодействащи вълни са поляризиращи в необикновена посока.

Връзките на несъответствието на фазите, принадлежащи към процесите SFG и DFG, са $\Delta k_S = k_1 + k_{p_1} - k_2$ и $\Delta k_D = k_3 + k_{p_2} - k_2$ съответно. За да отговорим на критериите за съпоставяне на фазите, ние използваме метода на квази-фазовото съвпадение (QPM). И двете фазови несъответствия Δk_S и Δk_D са компенсирани с допълнителни вълнови вектори $K_S = 2\pi m_S/\Lambda_S$ и $K_D = 2\pi m_D/\Lambda_D$, съответно, където m_S и m_D са порядъците на QPM, и Λ_S и Λ_D са периодите на QPM модулация. Съответните периоди на QPM модулация от първи ред и за двата процеса са $\Lambda_S = 1.06\ \mu\text{m}$ и $\Lambda_D = 1.18\ \mu\text{m}$ при 300 K. За да се получи максималната стойност на броя на фотоните на целевата вълна ($\Phi_3 = 25\%$), трябва да е изпълнено условието $\vartheta = \pi/4$, което изисква равни осреднени нелинейни коефициенти като $\Omega_S = \Omega_D$. Накратко, силата на нелинейността на системата може да се манипулира от два параметъра: корекционния фактор G_m , който е свързан с QPM реда и интензитетите на помпите. За да са ефективни и двата процеса на преобразуване, кристалът трябва да бъде настроен по такъв начин, че да имаме фазов синхронизъм и за двата процеса. За целта използваме модулационна функция $\delta(z)$ [102], дефинирана като

$$\delta(z) = \frac{d(z)}{d_0} = \text{sign}[\sin(\bar{k}_m \cdot z) \sin(\Delta k \cdot z)], (5.8)$$

къде $\bar{k}_m = (\Delta k_S + \Delta k_D)/2m$ и $\Delta k = \frac{\Delta k_S - \Delta k_D}{2}$. QPM периодите са избрани да бъдат $\Lambda_S = 9.6\ \mu\text{m}$ и $\Lambda_D = 10.64\ \mu\text{m}$, които съответстват на 9th QPM ред ($m = 9$).

Тъй като $\delta(z)$ може да съдържа редица домейни с дължини, които са достатъчно малки, за да бъдат трудни за производство, ние се стремим да не

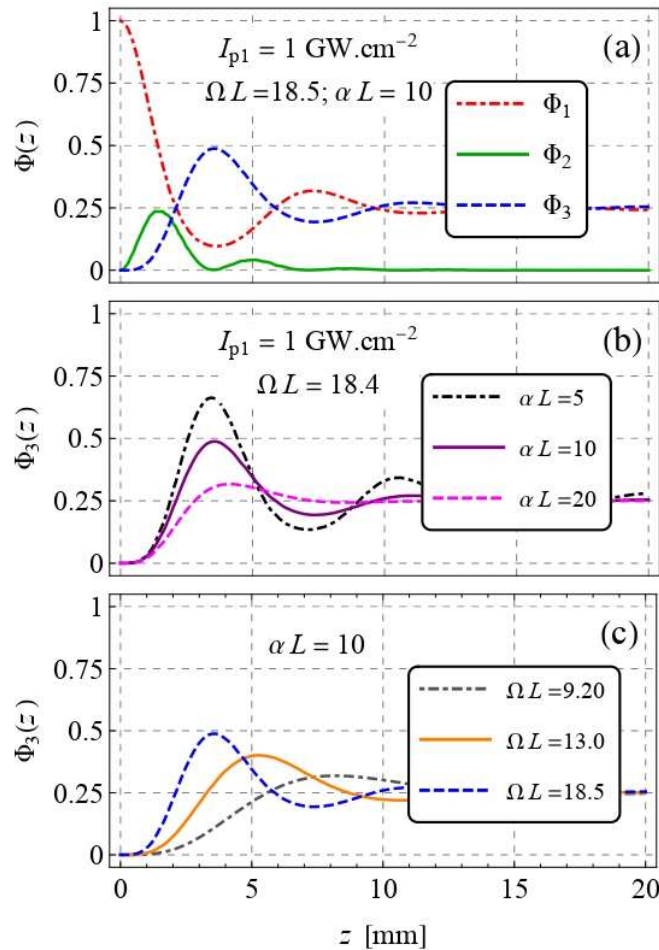
слизаме под прагово разстояние от $5 \mu\text{m}$. По този начин $\delta(z)$ се коригира чрез обръщане на домейни с дължини по-малки от $5 \mu\text{m}$. Следователно, нелинейностите на двата процеса вече не са балансирани, тогава връзката между интензитетите на двете напмпващи полета е

$$\frac{I_{p2}}{I_{p1}} = \frac{n_{p2}}{n_{p1}} \times \frac{n_3 \lambda_3}{n_1 \lambda_1} \times \left(\frac{m_p}{m_s}\right)^2 \times \gamma, (5.9)$$

което γ е корекционен коефициент ($\gamma \approx 0.8$). Коефициентът на Фурие за едновременните каскадни SFG/DFG процеси има формата

$$\bar{G}_m = \frac{1}{m} \left(\frac{2}{\pi}\right)^2. (5.10)$$

Горната рамка на фиг. 5.2 изобразява пространствените еволюции на броя на фотоните $\Phi_1(z)$, $\Phi_2(z)$ и $\Phi_3(z)$, които са представени съответно от червената, зелената и синята крива за $\alpha L = 10$. Интензитетът на първото напмпващо поле се приема за $I_{p1} = 1 \text{GW} \cdot \text{cm}^{-2}$, чийто съответстващ нормализиран коефициент на свързване $\Omega L = \Omega_s \times \bar{G}_m \times L = 18.5$. С помощта на уравнение (5.9), съответната интензивност на второто напмпващо поле е $I_{p2} = 0.69 \text{GW} \cdot \text{cm}^{-2}$. (a) Тази рамка от фигурата демонстрира, че въпреки корекцията на решетките, броят на фотоните на сигнала и целевите вълни достигат 25% от първоначалния брой сигнални фотони на входа. Рамка (b) от фиг. 5.2 представя развитието на $\Phi_3(z)$ за няколко стойности на αL с константа $\Omega L = 18.4$, докато (c) илюстрира $\Phi_3(z)$ за различни ΩL и константа $\alpha L = 10$. Когато се сравнява тази рамка с рамка (b) на фиг. 5.2, е очевидно, че амплитудите и броят на осцилациите на Раби са спаднали. Влиянието на абсорбцията върху еволюцията на $\Phi_3(z)$ е много ясна, както е представено в средната рамка (b) на Фиг. 5.2, където са избрани три стойности на αL . Интензитетите на двете помпи и нормализираният коефициент на свързване ΩL са същите като на фиг. 5.2 а. На фиг. 5.2 с, пространствените еволюции на $\Phi_3(z)$ по протежение на кристала, за константа $\alpha L = 10$, са илюстрирани за три стойности на $\Omega L = 9.2, 13$ и 18.5 , които съответстват на $I_{p1} = 0.25, 0.5$ и $1 \text{GW}/\text{cm}^2$. Интензитетът I_{p2} на втората помпа, съответстваща на всяка стойност на ΩL , отново се изчислява чрез използване на уравнение. 5.9. Панелът (b) представя развитието на $\Phi_3(z)$ за няколко стойности на αL с константа $\Omega L = 18.4$, докато (c) илюстрира $\Phi_3(z)$ за различни ΩL и константа $\alpha L = 10$.



Фигура 5.2: (а) Пространствена еволюция на нормализирания брой фотони $\Phi(z)$, свързани със сигнала (червена пунктирна крива), междината (зелена) и целевата (синя пунктирна) вълна, като функции на z -координатите, за $\alpha L = 10$ и $I_{p1} = 1 \text{ GW} \cdot \text{cm}^{-2}$, което съответства на $\Omega L = 18.5$. Панел (b) представя броя на фотоните $\Phi_3(z)$ на целевата вълна за $\Omega L = 18.5$ ($I_{p1} = 1 \text{ GW} \cdot \text{cm}^{-2}$) за няколко нормализирани скорости на абсорбция $\alpha L = 5, 10$ и 20 . В (c) нормализираното поглъщане е фиксирано при $\alpha L = 10$, след което еволюцията на $\Phi_3(z)$ е показана за няколко стойности на $\Omega L = 9.2, 13$ и 18.5 , които съответстват съответно на $0.25 I_{p1}, 0.5$ и $1 \text{ GW} \cdot \text{cm}^{-2}$. За всички тези случаи интензитетът на използваната втора помпа се изчислява по формулата $I_{p2} = 0.69 \times I_{p1}$ от уравнение 5.9.

5.4 Заключение

Ние изследвахме аналогията между неермитовата квантова система с три състояния и каскадното раждане на нелинейна честота в среда със загуби, с цел устойчиво генериране на нови честоти в нелинейни кристали.

Това проучване се фокусира върху каскадни процеси SFG-DFG, но не изключва използване на други процеси, като DFG-SFG, SFG-SFG или DFG-DFG. Като пример, ние обсъдихме използването на нелинеен кристал от литиев ниобат (LiNbO). Накрая да отбележим, че симулациите са в пълно съзвучие с предсказанията на теорията.

Глава 6

Нереципрочна вълнова пластина

6.1 Въведение

Конвенционалните поляризационни вълнови пластини се състоят от прозрачен двулъчепречупващ кристал, предизвикваща фазова разлика между двете ортогонални поляризации [26 ,36 , 103]. Те могат например да се използват за трансформиране на поляризацията между линейни, кръгови или елиптични състояния. Като линейни оптични елементи без загуби, такива вълнови пластини са реципрочни, като реципрочността води до това, че светлината се разпространява напред и назад през плочата с едно и също фазово изместване. Съществуват обаче различни оптични системи способни да нарушат реципрочността [104 - 113].

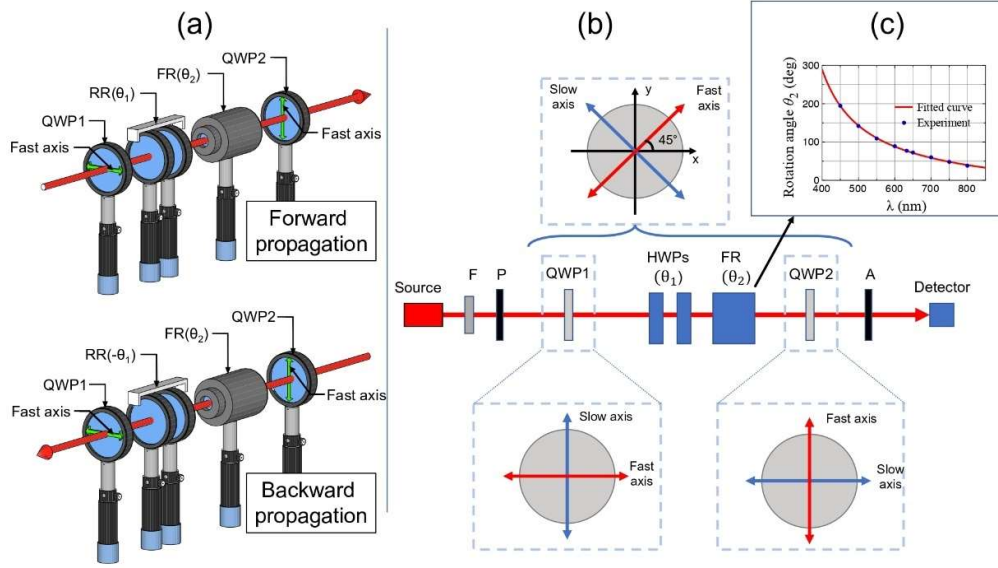
В тази глава предлагаме подход за реализиране на регулируема нереципрочна вълнова пластина използвайки нереципрочен ротатор на Фарадей, комбиниран с реципрочен ротатор, съставен от две полувълнови пластини. Показваме, че ако тези елементи се поставят между кръстосани четвъртвълнови пластини, те действат като нереципрочна вълнова пластина.

6.2 Концепция

Принципът на нереципрочна вълнова пластина е илюстриран на фиг. 6.1 (а) за посоките на разпространение на светлината напред и назад. Двата централни елемента са реципрочен ротатор (RR), който завърта линейната поляризация на ъгъл θ_1 в посока напред (и я завърта на $-\theta_1$ в посока назад) и нереципрочен ротатор на Фарадей (FR), който върти поляризацията на ъгъл θ_2 и за двете посоки на разпространение. Тези два елемента са поставени между две четвъртвълнови плочи (QWP1 и QWP2) с бързите им оси, подравнени съответно по вертикалната и хоризонталната лабораторна ос. Матрицата на Джоунс [26 , 36] на вълнова плоча, чиято ос е завъртяна на ъгъл θ спрямо лабораторните ос се записва като

$$J_{\theta}(\varphi) = \begin{bmatrix} e^{i\varphi/2} \cos^2(\theta) + e^{-i\varphi/2} \sin^2(\theta) & -i \sin(2\theta) \sin(\varphi/2) \\ -i \sin(2\theta) \sin(\varphi/2) & e^{-i\varphi/2} \cos^2(\theta) + e^{i\varphi/2} \sin^2(\theta) \end{bmatrix}, (6.1)$$

където $\varphi = 2\pi L(n_s - n_f)/\lambda$ е фазовото изместване на вълновата пластина между бързата и бавната поляризационна компонента, λ е дължината на вълната във вакуум n_f и n_s са индексите на пречупване съответно по бързата и бавната ос и L е дебелината на вълновата пластина.



Фигура 6.1: (а) Нереципрочна последователност на вълнова пластина за посоката на разпространение напред (отгоре) и назад (отдолу). QWP1 и QWP2 са две кръстосани четвъртвълнови плочи. RR е реципрочен поляризационен ротатор (ъгъл на въртене θ_1), съставен от две полу вълнови пластини (HWP), а FR е нереципрочен ротатор на Фарадей (ъгъл на въртене θ_2). (б) Схема на настройката за експериментална проверка. F: спектрален филтър, P: поляризатор, A: анализатор. Долните диаграми показват ориентацията на бързата и бавната ос на двата QWP. Горната диаграма показва ориентацията от 45 градуса на завъртяна ефективна вълнова пластина със забавяне $\varphi_f = 2(\theta_1 + \theta_2)$ и $\varphi_b = 2(\theta_2 - \theta_1)$ съответно в посоки напред и назад. Панел (с) показва измерената дисперсия (сини точки) на ъгъла θ_2 на въртене на FR, както и съответствието с уравнение (6.6) (червена крива).

От друга страна, матрица на поляризационен ротатор $R(\theta)$ в хоризонтално-вертикален базис (HV) се дава като

$$R(\theta) = \begin{bmatrix} \cos\theta & -\sin\theta \\ \sin\theta & \cos\theta \end{bmatrix}. \quad (6.2)$$

Добре известно е, че ротатор с реципрочна поляризация може да бъде изграден чрез комбиниране на две полу вълнови пластини (HWP), за които $\varphi = \pi$ и ориентирани под ъглите θ_A и θ_B [49 , 50]. Съответната матрица на Джоунс на RR се получава директно от (6.2.1) като

$$\begin{aligned} J_R(\theta_1) &= J_{\theta_B}(\pi) J_{\theta_A}(-\pi) \\ &= \begin{bmatrix} \cos[2(\theta_B - \theta_A)] & \sin[2(\theta_B - \theta_A)] \\ -\sin[2(\theta_B - \theta_A)] & \cos[2(\theta_B - \theta_A)] \end{bmatrix} \equiv \begin{bmatrix} \cos\theta_1 & \sin\theta_1 \\ -\sin\theta_1 & \cos\theta_1 \end{bmatrix}. \end{aligned} \quad (6.3)$$

и с точност до знак има същата форма като ротационната матрица (6.2), с ъгъл на въртене $\theta_1 = 2(\theta_B - \theta_A)$.

Комбинацията от горния RR с FR, който завърта допълнително поляризацията на ъгъл θ_2 , ще доведе до общо завъртане $\theta_f = \theta_1 + \theta_2$ в посока напред и до въртене $\theta_b = \theta_2 - \theta_1$ в посока назад, характеризиращо се с матриците на Джоунс $J_R(\theta_1 + \theta_2)$ и $J_R(\theta_2 - \theta_1)$ съответно. Регулируемият

поляризационен ротатор може да бъде трансформиран в регулируем вълнова пластина, като се постави между две кръстосани четвърт вълнови пластини QWP. Общата матрица на Джоунс J_{seq} за последователността, показана на фиг. 6.1 (а), се намира като

$$J_{seq} = J_{\pi/2}(\pi/2)J_R(\theta_f)J_0(\pi/2) = \begin{bmatrix} \cos\theta_f & -i\sin\theta_f \\ -i\sin\theta_f & \cos\theta_f \end{bmatrix} = J_{\pi/4}(2\theta_f), (6.4)$$

където последното равенство може лесно да се провери чрез сравняване с уравнение. 6.1 Еквивалентен израз (съдържащ ъгъла θ_b вместо θ_f) важи за посоката назад. Уравнение 6.4 показва, че цялата последователност действа като ефективна вълнова плоча с две отделни фазови забавяния както в посоките на разпространение напред (φ_f), така и в обратна (φ_b), като

$$\varphi_f = 2\theta_f = 2(\theta_1 + \theta_2), \text{ и } \varphi_b = 2\theta_b = 2(\theta_2 - \theta_1). (6.5)$$

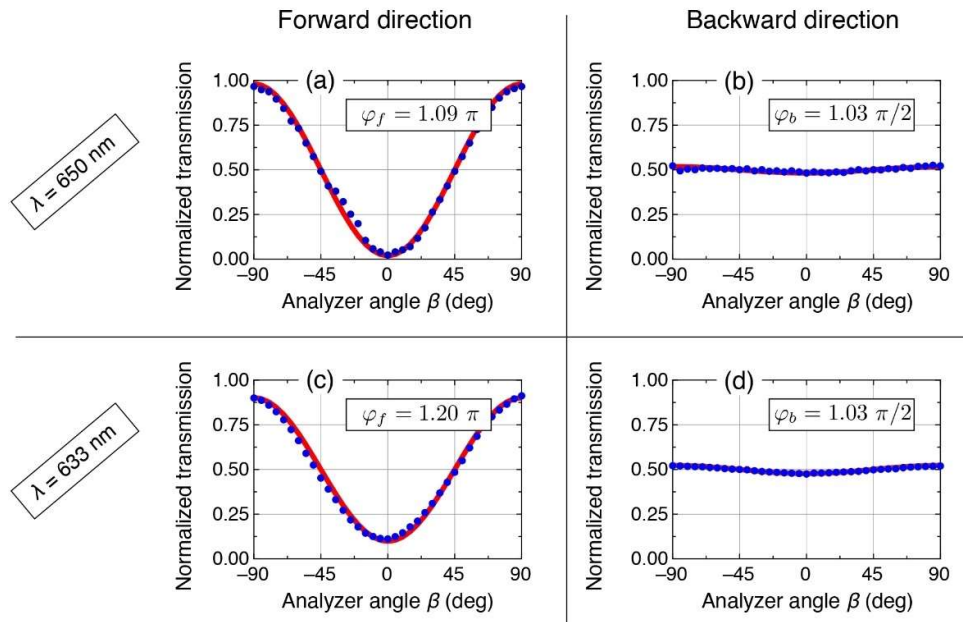
Тази ефективна вълнова пластина е ориентирана под ъгъл $\theta = 45$ градуса по отношение на хоризонталната и вертикалната лабораторна ос и по този начин също под 45 градуса по отношение на ориентацията на кръстосаните входни и изходни QWP.

6.3 Експеримент

Уравнения (6.5) показват, че по принцип е възможно да се реализира всяка комбинация от забавяния φ_f и φ_b при условие, че ъглите на въртене θ_1 за реципрочния RR и θ_2 за неречипрочния FR могат да се регулират независимо. В този раздел ние проверяваме експериментално конкретен случай, при който системата действа приблизително като HWP в посока напред и като QWP в посока назад. Подробното експериментално устройство е показано схематично на фиг. 6.1 (b). Източникът на светлина е или широколентов бял източник на светлина (ThorLabs SLS201L), филтриран от спектрален филтър (F), предаващ честотна лента $\Delta\lambda = 10\text{nm}$ (на FWHM), или He-Ne лазер с дължина на вълната $\lambda = 632.8\text{nm}$ без спектрален филтър. Двете HWP, използвани за реализиране на RR, са изградени от комбинацията от две предварително калибрирани регулируеми вълнови пластини с течни кристали (LCWP, ThorLabs: LCC1421-A) с приложеното напрежение, настроено на забавяне от π за съответната дължина на вълната. За дължини на вълната, различни от 632,8 nm, двата QWP са съставени от друг LCWP и оптичен компенсатор (ThorLabs SBC-VIS), и двата са настроени на забавяне от $\pi/2$, докато за $\lambda = 632.8\text{nm}$ се използват два търговски QWP с тази дължина на вълната. Използваният ротатор на Фарадей FR (ThorLabs: Ю-3-780-HP) при централна дължина на вълната от 780 nm. Охарактеризирахме дисперсията на неговия ъгъл на въртене θ_2 при девет дължини на вълните между 450 и 800 nm, използвайки различни спектрални филтри за широколентовия източник, както е показано на Фиг. 6.1 (c). Тук експериментално измерените ъгли на въртене се напасват от опростената връзка, която обикновено се прилага към константата на Верде [115 , 116]

$$\theta_2 = \frac{A}{\lambda^2 - \lambda_0^2}, (6.6)$$

с $A = 24.7\text{deg} (\mu\text{m})^2$ и ефективна дължина на вълната $\lambda_0 = 273.8\text{nm}$. Подредбата на оптични елементи на фиг. 6.1 (b) съответства на посоката напред. Посоката назад се получава чрез размяна на ролята на източника и детектора, както и на входния поляризатор (P) и изходния анализатор (A).



Фигура 6.2 : Нормализирано предаване на светлината през оптичните елементи с подредба от Фиг. 6.1 (b) като функция на ъгъла на ориентация на анализатора β за случаи, когато ефективната вълнова плоча е близка до HWP в посока напред и близо до QWP в обратна. Панелите (a) и (c) са за посока напред, (b) и (d) за посоката назад. Червените криви, лежащи в основата на измерените сини точки, дават теоретично очакваното предаване. В (a) и (б) дължината на вълната λ е 650 nm, а ъглите на ротаторите са $\theta_1 = 26$ градуси и $\theta_2 = 72$ градуси, което води до фазови измествания на $\varphi_f = 1.09 \pi$ и на $\varphi_b = 1.03 \pi/2$. В (c) и (d), $\lambda = 632,8$ nm, $\theta_1 = 30.9$ градуси и $\theta_2 = 77.3$ градуси, така че $\varphi_f = 1.20 \pi$ и $\varphi_b = 1.03 \pi/2$. Ъгълът β е даден по отношение на ориентацията на поляризатора, която определя входната поляризация (когато $\beta = 0$ поляризатор и анализатор са успоредни).

Тази последователност действа като HWP в посока напред и QWP в посока назад за идеалния набор от ъгли $\theta_1 = 22.5$ градуса и $\theta_2 = 22.5$ градуса. За първата демонстрация избираме входна светлина, филтрирана с дължина на вълната 650 nm, за която измерените $\theta_2 = 72$ градуса. Ъгълът на въртене на RR е настроен на $\theta_1 = 26$ градуса, тази комбинация води до фазово изместване $\varphi_f = 1.09 \times \pi$ в посока напред и $\varphi_b = 1.03 \times \pi/2$ назад. Входната светлина е хоризонтално поляризирана, като по този начин е под ъгъл от 45 градуса спрямо главните оси на получения ефективен забавител на вълните. За да характеризираме функцията на последователността, ние измерихме характеристиките на гасене на светлината чрез анализатор (елемент A на фиг. 6.1 (b), поляризатор на Glan-Thompson), поставен на нейния изход. Нормализираното предаване през този елемент за посоката напред е показано на фиг. 6.2 (a) заедно с предвиденото теоретично предаване. Последното се получава чрез проектиране в анализатора на очакваната изходна поляризация (получена чрез прилагане на матрицата на Джоунс J_{seq} в (6.4) към входната поляризация) и вземане на квадратния модул на резултата. Ако ефективната вълнова пластина е точно като HWP, то тя ще завърти входната поляризация с 90 градуса и ще доведе до вертикално линейно поляризиран изход с перфектно гасене, когато анализаторът е в

хоризонтално положение (ъгъл $\beta = 0$ градуса). Тук изчезването не е пълно поради 9% разлика във фазовото изместване в сравнение с HWP в резултат на избора на ъгли θ_1 и θ_2 . Това води до лека елипсовидна компонент на изходната поляризация. Нормализираното предаване за обръната (назад) посока е показано на фиг. 6.2 (b).

Ако горният експеримент се повтори с 632,8 nm He-Ne лазерна дължина на вълната, резултатите са много сходни. В този случай не реципрочният ъгъл на въртене е $\theta_2 = 77.3$ градуса. Съответните експериментални и теоретични нормализирани предавани мощности, получени при избор на ъгъл $\theta_1 = 30.9$ градуса за RR, са показани на фиг. 6.1 (c) и 6.1 (d) съответно за посоката напред и назад. В този случай изместването на фазата напред е $\varphi_f = 2\theta_f = 1.20 \times \pi$, а обратното фазово изместване все още е $\varphi_b = 1.03 \times \pi/2$ тоест близко до QWP. Сравнението на фиг. 6.1 (a) с фиг. 6.1 (c) потвърждава, че при 632,8 nm структурата в посока напред се отклонява повече от ефективната HWP, което води до по-силен елиптичен компонент на изходната поляризация и по-малка модулация на предаване при въртене на анализатора. Действително, степента на линейна поляризация съответства на контраста на ръба на такова измерване [117] и намалява в посока напред от 96% до 80%, преминавайки от случая на Фиг. 6.1 (a) към този на Фиг. 6.1 (c).

6.4 Дискусия и заключения

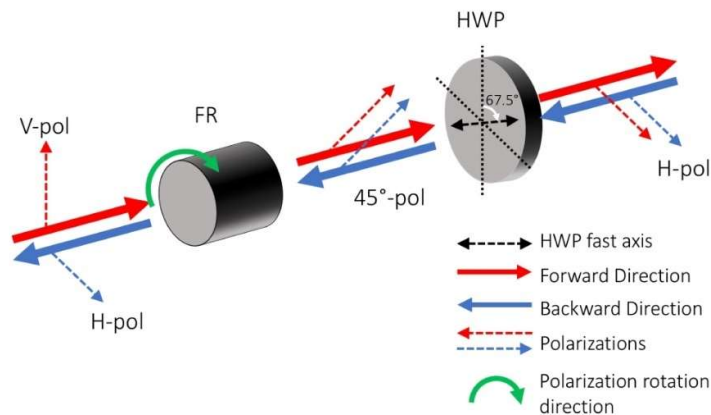
Представихме универсален дизайн на не реципрочна вълнова пластина, базиран на комбинация от реципрочен и не реципрочен поляризационен ротатор поставени между две четвъртвълнови пластини. Доказателството на концепцията беше успешно проверено експериментално за няколко полезни случая. Фазовите измествания в посоки напред и назад могат да се регулират чрез промяна на реципрочните и не реципрочни ъгли на въртене θ_1 и θ_2 на ротаторите. В нашите тестове реципрочният ротатор беше реализиран чрез използване на двойка полувълнови пластини. Струва си да се отбележи, че тази двойка елементи може да бъде заменена с плоча от оптически активен кристал като кварц, за сметка на загуба на регулируемост на ъгъла θ_1 . Предложеният понастоящем дизайн може да намери приложения винаги, когато представлява интерес различна манипулация на състоянието на поляризация на светлината в две противоположни посоки. Например, поляриметричният анализ може да се възползва от инжектирането на едно и също състояние на поляризация на входа и на двата противоположни порта, което позволява дублиране на манипулация и анализ на поляризацията в едно устройство. Могат да се предвидят и нови видове оптични изолатори или оптични циркулатори. И накрая, чрез използване на дисперсията на основните реципрочни и не реципрочни елементи, могат да бъдат замислени нови типове сензори за измерване дължина на вълната, базирани на диференциалния отговор в двете посоки.

Поляризационно Независим Оптичен Изолатор в Конфигурация тип Саняк

7.1 Въведение

Оптичен изолатор е устройство, което позволява на светлината да преминава в една посока, но я блокира в другата посока. Първият оптичен изолатор е предложен от Rayleigh [118] и се състои от ротатор на Фарадей, поставен между два поляризатора. Основният недостатък на оптичните изолатори на Rayleigh е да работят оптимално само за една специфична поляризация на входната светлина, която трябва да бъде известна предварително [119 - 123]. Схеми на оптични изолатори работещи независимо от входната поляризация са известни в литературата, като има различни стратегии разработени за тази цел, като например използване на двулъчепречупване [124 - 127] или Mach-Zehnder интерферометри във вълноводни конфигурации [128 - 130].

Тук предлагаме алтернативен начин за реализиране на независим от поляризацията оптичен изолатор, базиран на интерферометър с общ път (тип Саняк).



Фигура 7.1: Принцип на нерещипрочен поляризационен превключвател (NRPS).
FR е а Фарадей ротатор с 45 градуса завъртане равнината на поляризация
HWP е а полуълновна пластина ориентирана на 67.5 градуса.

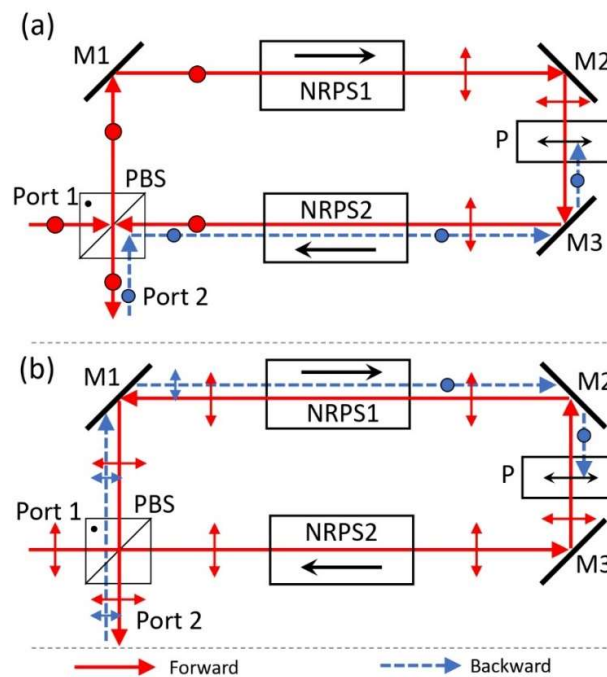
7.2 Концепция

Принцип на действие на предложените от нас нерещипрочен поляризационен превключвател (NRPS) и поляризационно независим оптичен изолатор (PIOI) са илюстрирани на Фиг. 7.1 и Фиг. 7.2 , съответно.

NRPS се състои от ротатор на Фарадей (FR) и полувълнова плоча (HWP). FR, като не реципрочен елемент, върти поляризацията на светлината с 45 градуса в една и съща посока за двете посоки на разпространение на светлината. За разлика от него, HWP с основна оси ориентирана на 67,5 градуса, завърта поляризацията с +45 градуса в посока напред и с -45 градуса в обратна посока, при условие че входната поляризация е хоризонтална или вертикална. Следователно цялостният ефект на NRPS е да наложи 90 градуса въртене на поляризацията в посока напред (превключване между хоризонтална и вертикална поляризация) и не променя поляризацията на светлината в обратна посока (виж Фиг. 7.1).

Принципът на работа на PIOI е илюстриран за конкретните случаи на вертикална и хоризонтална входна поляризация на фиг. 7.2 (а) и фиг. 7.2 (б), съответно. Всеки светлинен лъч (червени стрелки), влизащ през порт 1, ще излезе от PIOI на порт 2 със същата поляризация като входната светлина. От друга страна, ако светлината (сини стрелки) отново влиза в PIOI през порт 2 в обратна посока, поради ефекта на NRPS поляризацията се завърта по такъв начин, че цялата вълна е блокирана от хоризонталния поляризатор P в схемата, така че никаква светлина не може да излезе от порт 1 назад.

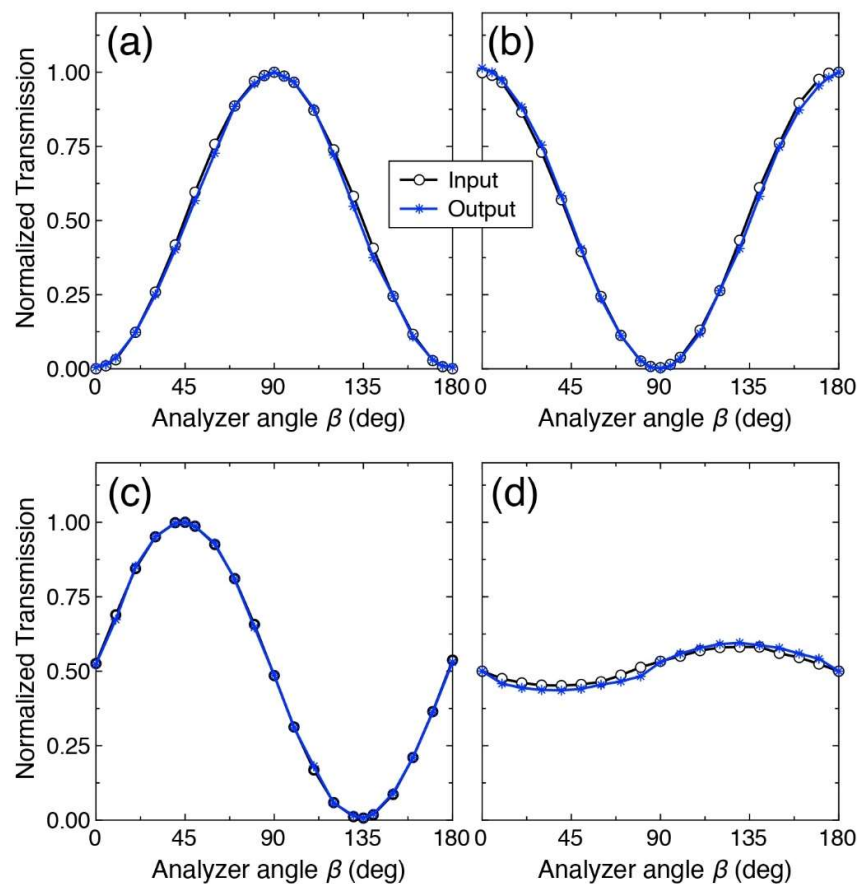
В обобщение, входна вълна с произволна поляризация се разделя от PBS (поляризационен разделител на лъчи) на вертикална поляризационна компонента (пътуващ по часовниковата стрелка през пръстена) и хоризонтална компонента (движещи се обратно на часовниковата стрелка). Двете поляризации ще излязат през порт 2 след разпространение през схемата в противоположни посоки. А в обратна посока ще бъдат блокирани.



Фигура 7.2: Независим от поляризация оптичен изолатор (PIOI). В посока напред (червени пълни стрелки), светлината пътува от порт1 до порт2. В посока назад (сини пунктирани стрелки), светлината пътува от порт2 към порт1, но е блокирана от поляризатор P. Рамки (а) и (б) отговарят на вертикална и хоризонтална поляризация на входа. PBS е поляризационен разделител на лъчи, NRPS1 и NRPS2 са не реципрочни поляризационни превключватели показани подробно на Фиг. 7.1, M1-M3 са огледала.

7.3 Експерименти

Експерименталното доказателство на предложената концепция се осъществява с помощта на насипна оптика, съответстваща на дизайна на фиг. 7.2. Всички експерименти бяха проведени с cw Ti: Сапфирен лазер, настроен към дължината на вълната $\lambda = 798 \text{ nm}$. Двата ротатора на Фарадей (Ю-3-780-HP) в NRPS бяха също настроен да въртят равнината на поляризация на 45 градуса при тази дължина на вълната. Две електрически регулируеми вълнови пластини с течни кристали (Thorlabs LCC1413-A) бяха калибрирани да имат ролята на два HWP при тази дължина на вълната и техните бързи оси бяха завъртени на 67,5 градуса по отношение на вертикалната посока, както е показано в Фиг. 7.1.



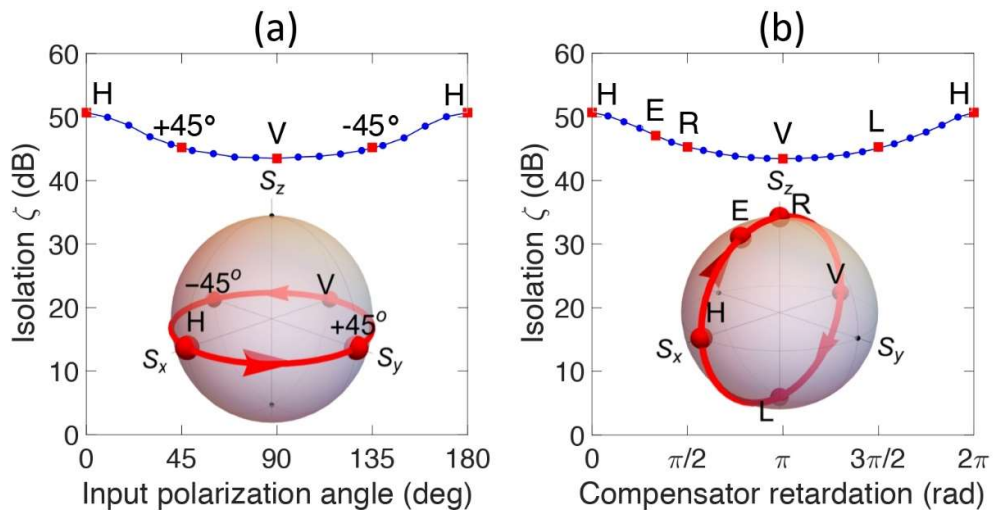
Фигура 7.3: Нормализирана мощност на предаване на анализатор за четири различно входни поляризации: (a) хоризонтална, (b) вертикална, (c) линейна на 45 градуса и (d) елипсовидна. Измерване за посока напред през PUI. Черните кръгове са измерване на вход (преди порт-1) а сини звезди на изход (след порт-2). Припокриването на кривите е свидетелство за запазване на състоянието на поляризацията.

За да докажем, че PUI запазва входната поляризация, ние определяме количествено предаваните интензитети чрез анализатор, последван от силициев фотодетектор. В посока напред те бяха вмъкнати алтернативно преди порт-1 и след порт-2. Нормализираната предавана мощност при завъртане на анализатора е взета и в двата случая. Резултатите са показани на фиг. 7.3 за четири различни състояния на входната поляризация:

хоризонтална, вертикална, линейна на 45 градуса и елиптична. Доброто припокриване между кривите за входа и изхода потвърждава запазването на поляризацията.

За да оценим изолационната способност на P/OI, трябва да сравним предаването на мощност $T_{1 \rightarrow 2}$ от порт 1 към порт 2 с обратното предаване на мощност $T_{2 \rightarrow 1}$ в обратна посока. След това нивото на изолация се определя като

$$\zeta(\text{dB}) = 10 \log_{10}[T_{1 \rightarrow 2}/T_{2 \rightarrow 1}] \quad (7.1)$$



Фигура 7.4: Измерена P/OI изолация ζ (dB) за различни поляризации на входа. (а) всички поляризации са от екватора (б) всички поляризации са от меридианната от сферата на Поанкаре.

Фигура 7.4 дава измерената изолация за различни състояния на входната поляризация.

7.4 Заключение

Представихме и проверихме експериментално алтернативна концепция за поляризационно независим оптичен изолатор. Нашата схема е въз основа на нов тип Саняк пръстеновиден оптичен изолатор. Най-важното предимство на предложената схема е, че няма разлика между оптичните пътища на двете ортогонални поляризации, което позволява да се запази поляризацията между вход и изход. Също така, такова подреждане се отличава с голяма устойчивост срещу промени в дължината сравнение с тип Mach-Zehnder изолатори. Освен това простата конструкция води до лесна настройка.

Глава 8

Заклучение

Няколко аспекта на аналогии между кохерентният квантов контрол и специфични класически оптични системи са изследвани в тази дисертация. Основната цел от използването на тези аналогии е предаването на концепции и техники за успешно манипулиране на класически оптични системи, което ги прави устойчиви и ширококолентови, и демонстрира връзка между тези два привидно противоречиви свята.

Кохерентните техники за квантов контрол, като цяло са тези, които използват кохерентна светлина (лазерна светлина) за манипулиране на квантови системи с две, три или множество състояния. В Глава 2 ние обсъдиха понятието за техника на композитни импулси, което се използва широко при манипулиране на квантови системи с две състояния. Освен това обсъдихме ситуацията на три квантови състояния с разпадащо се междинно състояние. В Глава 3, разгледахме аналогията между техниката на композитните импулси и поляризацията с цел проектиране на устойчиви и ширококолентов поляризационен ротатор от три вълнови пластини (*нов научен принос, който включва теоретична и експериментална част*). Друга аналогия, базирана на използването на композитни импулси в нелинейната оптика е обсъдени в Глава 4. В тази глава чрез въвеждане на „дефекти“ на определени места в квази фазовият синхронизъм на нелинеен кристал, се постига аналогия с композитните импулси от квантовата физика. Тази аналогия има за цел да направи оптичното параметричен усиление устойчиво и ширококолентово (*нов научен принос, който е теоретичен*). Глава 5 разглежда аналогия между квантова система с три нива и разпадащо се междинно състояние с каскадно генериране на честота в нелинейна среда със загуби. Тази аналогия позволява да се превърнат загубите от средата в предимство при генерацията на новата честота (*нов научен принос, който е теоретичен*).

Освен това в Глава 6, за първи път проектирахме нереципрочна поляризационна вълнова пластина, чийто забавяне зависи от посоката на разпространение на светлината (*нов научен принос, който включва теоретична и експериментална част*). Накрая в Глава 7, ние демонстрирахме нов и независим от поляризация оптичен изолатор, съставен от две нереципрочни вълнови пластини в конфигурация на Sagnac. Такъв изолатор представя високи нива на изолация, вариращи от 43 dB до 50 dB (*нов научен принос, който включва теоретична и експериментална част*).

Приложение А

Публикации и конференции

А.1 Публикации в списания с импакт фактор

1. **Al-Mahmoud, Mouhamad**, Virginie Coda, Andon Rangelov, and Germano Montemezzani. "Broadband Polarization Rotator With Tunable Rotation Angle Composed of Three Wave Plates." *Physical Review Applied* **13**, no. 1 (2020): 014048.
DOI: [10.1103/PhysRevApplied.13.014048](https://doi.org/10.1103/PhysRevApplied.13.014048)
2. **Al-Mahmoud, Mouhamad**, Andon A. Rangelov, Virginie Coda, and Germano Montemezzani. "Segmented composite optical parametric amplification." *Applied Sciences* **10**, no. 4 (2020): 1220.
DOI: [10.3390/app10041220](https://doi.org/10.3390/app10041220)
3. **Al-Mahmoud, Mouhamad**, Hristina Hristova, Virginie Coda, Andon A. Rangelov, Nikolay V. Vitanov and Germano Montemezzani. "Non-reciprocal wave retarder based on optical rotators combination." *OSA Continuum* **4**, 2695-2702 (2021).
DOI: [10.1364/OSAC.439325](https://doi.org/10.1364/OSAC.439325)
4. **Al-Mahmoud, Mouhamad**, Emiliya Dimova, Hristina Hristova, Virginie Coda, Andon A. Rangelov, and Germano Montemezzani. "Polarization-independent optical isolator in a Sagnac-type configuration." *Applied optics* **60**, no. 14 (2021): 4230-4234.
DOI: [10.1364/AO.423730](https://doi.org/10.1364/AO.423730)
5. Stoyanova, Elena, **Al-Mahmoud, Mouhamad**, Hristina Hristova, Andon Rangelov, Emiliya Dimova, and Nikolay V. Vitanov. "Achromatic polarization rotator with tunable rotation angle." *Journal of Optics* **21**, no. 10 (2019): 105403.
DOI: [10.1088/2040-8986/ab40fc](https://doi.org/10.1088/2040-8986/ab40fc)

A.2 Международни конференции

1. **M. Al-Mahmoud**, V. Coda, A. A. Rangelov, and G. Montemezzani, "Application of Coherent Quantum Control Schemes in Classical Physics". MSCA-ITN: Light-Matter Interfaces for Quantum Enhanced Technologies, **LIMQUET-2021**, September 2021, Oxford, UK.
2. **M. Al-Mahmoud**, E. Dimova, E. Stojanova, V. Coda, A. A. Rangelov, N. V. Vitanov, and G. Montemezzani, "Nonlinear Frequency Generation In Dissipative System". La 8^{ème} édition du congrès OPTIQUE de la SFO, **OPTIQUE-DIJON-2021**, July 2021, Dijon, France.
3. **M. Al-Mahmoud**, V. Coda, A. A. Rangelov, and G. Montemezzani, "Quasi-Phase Matching & Crystal Segmentation for Robust Optical Parametric Amplification". **CLEO/Europe-EQEC 2021** conference, June 2021, Virtual.
4. **M. Al-Mahmoud**, E. Dimova, E. Stojanova, V. Coda, A. A. Rangelov, N. V. Vitanov, and G. Montemezzani, "Quantum-Inspired Broadband Polarization Rotator". 2nd International Conference on Optics and Photonics, **NICE CONFERENCE 2020**, October 2020, Nice, France.
5. **M. Al-Mahmoud**, V. Coda, A. A. Rangelov, and G. Montemezzani, "Broadband composite polarization rotators by using quantum control schemes". MSCA-ITN: Light-Matter Interfaces for Quantum Enhanced Technologies, **LIMQUET-2019**, September-2019, Nessebar, Bulgaria.
6. **M. Al-Mahmoud**, E. Dimova, V. Coda, A. A. Rangelov, and G. Montemezzani. "Design of new non-reciprocal wave retarder". The International Conference of Quantum, Nonlinear, and Nanophotonics, **ICQNN-2019**, September 2019, Sofia, Bulgaria.
7. **M. Al-Mahmoud**, E. Dimova, V. Coda, A. A. Rangelov, N. V. Vitanov, and G. Montemezzani. "Method to realize a non-reciprocal wave retarder". The Seventh International School and Conference on Photonics & Machine Learning with Photonics Symposium, **PHOTONICA-2019**, August 2019, Belgrade, Serbia.
8. **M. Al-Mahmoud**, E. Dimova, V. Coda, A. A. Rangelov, and G. Montemezzani. "Non-reciprocal wave plate". Control of Quantum Dynamics of Atoms, Molecules, and Ensembles by Light, **CAMEL-XV**, June 2019, Nessebar, Bulgaria.

A.3 Семинари

1. **M. Al-Mahmoud**, V. Coda, A. A. Rangelov, and G. Montemezzani, "Application des Techniques de Contrôle Quantique Cohérent en Optique". Séminaire journée des doctorants, **JDD-2021**, June 2021, MOPS Laboratory, Metz, France.

M. Al-Mahmoud, V. Coda, A. A. Rangelov, and G. Montemezzani, "Quantum-classical Analogy for Broadband Classical Systems". Seminar of theoretical physics department, **Group of Quantum Optics & Quantum Information** March 2021, Sofia, Bulgaria.
2. **M. Al-Mahmoud**, V. Coda, A. A. Rangelov, and G. Montemezzani, "Amplification paramétrique optique par cristal segmenté". Séminaire journée des doctorants, **JDD-2020**, June 2020, MOPS Laboratory, Metz, France.
3. **M. Al-Mahmoud**, V. Coda, A. A. Rangelov, and G. Montemezzani, "Rotateurs de polarisation robuste et large-bande basée sur l'analogie Quantique-Optique." Séminaire journée des doctorants, **JDD-2019**, June 2019, MOPS Laboratory, Metz, France.

Библиография

- [1] Daniela Dragoman and Mircea Dragoman. *Quantum-classical analogies*. Springer Science & Business Media, 2013.
- [2] Malcolm H Levitt. "Composite pulses". In: *Progress in Nuclear Magnetic Resonance Spectroscopy* 18.2 (1986), pp. 61–122.
- [3] R. Freeman. *Spin Choreography: Basic Steps in High Resolution NMR*. Spectrum, 1997. isbn: 978-1-901217-04-9.
- [4] Stephen Wimperis. "Broadband, narrowband, and passband composite pulses for use in advanced NMR experiments". In: *Journal of Magnetic Resonance, Series A* 109.2 (1994), pp. 221–231.
- [5] Neeraj Sinha, Klaus Schmidt-Rohr, and Mei Hong. "Compensation for pulse imperfections in rotational-echo double-resonance NMR by composite pulses and EXORCYCLE". In: *Journal of Magnetic Resonance* 168.2 (2004), pp. 358–365.
- [6] DJ Siminovitch et al. "Composite pulse excitation in quadrupole echo spectroscopy". In: *The Journal of chemical physics* 84.5 (1986), pp. 2556–2565.
- [7] Svetoslav S Ivanov and Nikolay V Vitanov. "High-fidelity local addressing of trapped ions and atoms by composite sequences of laser pulses". In: *Optics letters* 36.7 (2011), pp. 1275–1277.
- [8] Boyan T Torosov, Stéphane Guérin, and Nikolay V Vitanov. "High-fidelity adiabatic passage by composite sequences of chirped pulses". In: *Physical review letters* 106.23 (2011), p. 233001.
- [9] Martin Weitz, Brenton C Young, and Steven Chu. "Atomic interferometer based on adiabatic population transfer". In: *Physical review letters* 73.19 (1994), p. 2563.
- [10] P Marte, P Zoller, and John L Hall. "Coherent atomic mirrors and beam splitters by adiabatic passage in multilevel systems". In: *Physical Review A* 44.7 (1991), R4118.
- [11] Thomas Zanon-Willette et al. "Composite pulses in Hyper-Ramsey spectroscopy for the next generation of atomic clocks". In: *Journal of Physics: Conference Series*. Vol. 723. 1. IOP Publishing, 2016, p. 012057.
- [12] Lori S Goldner et al. "Momentum transfer in laser-cooled cesium by adiabatic passage in a light field". In: *Physical review letters* 72.7 (1994), p. 997.

- [13] Genko T Genov et al. "Correction of arbitrary field errors in population inversion of quantum systems by universal composite pulses". In: *Physical review letters* 113.4 (2014), p. 043001.
- [14] Li Gengying, Wang Dongsheng, and Wu Xuewen. "Composite pulse magic echo sequence in three-level systems". In: *Review of scientific instruments* 59.4(1988), pp. 569-572.
- [15] Hartmut Häffner, Christian F Roos, and Rainer Blatt. "Quantum computing with trapped ions". In: *Physics reports* 469.4 (2008), pp. 155-203.
- [16] Svetoslav S Ivanov and Nikolay V Vitanov. "Scalable uniform construction of highly conditional quantum gates". In: *Physical Review A* 84.2 (2011), p. 022319.
- [17] Xin Wang et al. "Composite pulses for robust universal control of singlet-triplet qubits". In: *Nature communications* 3.1 (2012), pp. 1-7.
- [18] William G Alway and Jonathan A Jones. "Arbitrary precision composite pulses for NMR quantum computing". In: *Journal of Magnetic Resonance* 189.1 (2007), pp. 114-120.
- [19] Charles H Bennett and David P DiVincenzo. "Quantum information and computation". In: *nature* 404.6775 (2000), pp. 247-255.
- [20] HK Cummins and JA Jones. "Use of composite rotations to correct systematic errors in NMR quantum computation". In: *New Journal of Physics* 2.1 (2000), p. 6.
- [21] Holly K Cummins, Gavin Llewellyn, and Jonathan A Jones. "Tackling systematic errors in quantum logic gates with composite rotations". In: *Physical Review A* 67.4 (2003), p. 042308.
- [22] John JL Morton et al. "High fidelity single qubit operations using pulsed electron paramagnetic resonance". In: *Physical review letters* 95.20 (2005), p. 200501.
- [23] E Collin et al. "NMR-like control of a quantum bit superconducting circuit". In: *Physical review letters* 93.15 (2004), p. 157005.
- [24] Robert W. Boyd. *Nonlinear optics (Third Edition)*. Third Edition. Burlington: Academic Press, 2008. isbn: 978-0-12-369470-6.
- [25] Y.R. Shen. *The Principles of Nonlinear Optics*. Wiley classics library. Wiley, 2003. isbn: 978-0-471-43080-3.
- [26] R. M. A. Azzam and N. M. Bashara. *Ellipsometry and polarized light*. Amsterdam: North-Holland, 1987. isbn: 0-444-87016-4 978-0-444-87016-2.
- [27] David N Nikogosyan. *Nonlinear optical crystals: a complete survey*. Springer Science & Business Media, 2006.
- [28] Frits Zernike and John E Midwinter. *Applied nonlinear optics*. New York: Wiley, 1973.

- [29] Boyan T Torosov and Nikolay V Vitanov. "Smooth composite pulses for high- fidelity quantum information processing". In: *Physical Review A* 83.5 (2011), p. 053420.
- [30] Bruce W Shore. *The theory of coherent atomic excitation*. New York: Wiley, 1990.
- [31] Daniel Zeuch et al. "Exact rotating wave approximation". In: *Annals of physics* 423 (2020), p. 168327.
- [32] Kazuyuki Fujii. "Introduction to the rotating wave approximation (rwa): Two coherent oscillations". In: *arXiv preprint arXiv:1301.3585* (2013).
- [33] Felix Klein. *The Mathematical Theory of the Top: Lectures Delivered on the Occasion of the Sesquicentennial Celebration of Princeton University*. C. Scrib-ner's sons, 1897.
- [34] NV Vitanov and Stig Stenholm. "Population transfer via a decaying state". In: *Physical Review A* 56.2 (1997), p. 1463.
- [35] NV Vitanov and Stig Stenholm. "Properties of stimulated Raman adiabatic passage with intermediate-level detuning". In: *Optics communications* 135.4-6(1997), pp. 394-405.
- [36] Dennis H Goldstein and Edward Collett. *Polarized light*. New York: Marcel Dekker, 2003. isbn: 978-0-8247-4053-5.
- [37] Francisco Javier Duarte. *Tunable Laser Optics*. CRC Pr I Llc, 2017. isbn: 978- 1-138-89375-7 978-1-4822-4529-5.
- [38] David S Klinger and James W Lewis. *Polarized light in optics and spectroscopy*. Elsevier, 2012.
- [39] CD West and AS Makas. "The spectral dispersion of birefringence, especially of birefringent plastic sheets". In: *JOSA* 39.9 (1949), pp. 791-794.
- [40] G Destriau and J Prouteau. "Réalisation d'un quart d'onde quasi achromatique par juxtaposition de deux lames cristallines de même nature". In: *Journal de Physique et le Radium* 10.2 (1949), pp. 53-55.
- [41] Shivaramakrishnan Pancharatnam. "Achromatic combinations of birefringent plates". In: *Proceedings of the Indian Academy of Sciences-Section A*. Vol. 41.4. Springer. 1955, pp. 130-136.
- [42] Shivaramakrishnan Pancharatnam. "Achromatic combinations of birefringent plates". In: *Proceedings of the Indian Academy of Sciences-Section A*. Vol. 41.4. Springer. 1955, pp. 137-144.
- [43] Charles Moore McIntyre and SE Harris. "Achromatic wave plates for the visible spectrum". In: *JOSA* 58.12 (1968), pp. 1575-1580.
- [44] Arzhang Ardavan. "Exploiting the Poincaré-Bloch symmetry to design high- fidelity broadband composite linear retarders". In: *New Journal of Physics* 9.2(2007), p. 24.

- [45] Svetoslav S Ivanov et al. "Highly efficient broadband conversion of light polarization by composite retarders". In: *JOSA A* 29.3 (2012), pp. 265–269.
- [46] Thorsten Peters et al. "Variable ultrabroadband and narrowband composite polarization retarders". In: *Applied optics* 51.31 (2012), pp. 7466–7474.
- [47] E St Dimova et al. "Highly efficient broadband polarization retarders and tunable polarization filters made of composite stacks of ordinary wave plates". In: *JOSA A* 31.5 (2014), pp. 952–956.
- [48] Emiliya Dimova et al. "Broadband and ultra-broadband modular half-wave plates". In: *Optics Communications* 366 (2016), pp. 382–385.
- [49] Andon A. Rangelov and Elica Kyoseva. "Broadband composite polarization rotator". In: *Optics Communications* 338 (Mar. 2015), pp. 574–577.
- [50] Emiliya Dimova, Andon Rangelov, and Elica Kyoseva. "Tunable bandwidth optical rotator". In: *Photon. Res.* 3.4 (Aug. 2015), pp. 177–179.
- [51] Elena Stoyanova et al. "Achromatic polarization rotator with tunable rotation angle". In: *Journal of Optics* 21.10 (2019), p. 105403.
- [52] W Joosen et al. "Broadband femtosecond infrared parametric amplification in β -BaB₂O₄". In: *Optics letters* 17.2 (1992), pp. 133–135.
- [53] GM Gale et al. "Sub-20-fs tunable pulses in the visible from an 82-MHz optical parametric oscillator". In: *Optics letters* 20.14 (1995), pp. 1562–1564.
- [54] GM Gale, F Hache, and M Cavallari. "Broad-bandwidth parametric amplification in the visible: femtosecond experiments and simulations". In: *IEEE Journal of selected topics in quantum electronics* 4.2 (1998), pp. 224–229.
- [55] Bruno E Schmidt et al. "Frequency domain optical parametric amplification". In: *Nature communications* 5.1 (2014), pp. 1–8.
- [56] Malcolm H Levitt and Ray Freeman. "NMR population inversion using a composite pulse". In: *Journal of Magnetic Resonance (1969)* 33.2 (1979), pp. 473–476.
- [57] AJ Shaka. "Composite pulses for ultra-broadband spin inversion". In: *Chemical physics letters* 120.2 (1985), pp. 201–205.
- [58] AJ Shaka and A Pines. "Symmetric phase-alternating composite pulses". In: *Journal of Magnetic Resonance (1969)* 71.3 (1987), pp. 495–503.
- [59] A Dubietis, G Jonušauskas, and A Piskarskas. "Powerful femtosecond pulse generation by chirped and stretched pulse parametric amplification in BBO crystal". In: *Optics Communications* 88.4-6 (1992), pp. 437–440.
- [60] Audrius Dubietis, Rytis Butkus, and Algis Petras Piskarskas. "Trends in chirped pulse optical parametric amplification". In: *IEEE Journal of selected topics in quantum electronics* 12.2 (2006), pp. 163–172.

- [61] Yunpei Deng et al. "Carrier-envelope-phase-stable, 1.2 mJ, 1.5 cycle laser pulses at 2.1 μm ". In: *Optics letters* 37.23 (2012), pp. 4973–4975.
- [62] György Tóth et al. "Scalable broadband OPCPA in Lithium Niobate with signal angular dispersion". In: *Optics Communications* 370 (2016), pp. 250–255.
- [63] Amnon Yariv and Pochi Yeh. *Photonics: optical electronics in modern communications*. Oxford University Press, 2007.
- [64] R Baumgartner and R Byer. "Optical parametric amplification". In: *IEEE Journal of Quantum Electronics* 15.6 (1979), pp. 432–444.
- [65] *Jacobi Elliptic Functions@ONLINE*. Accessed: 2021-09-09. Sept. 2021.
<http://mathworld.wolfram.com/JacobiEllipticFunctions.html>.
- [66] Ferdinand Schmidt-Kaler et al. "Realization of the Cirac–Zoller controlled- NOT quantum gate". In: *Nature* 422.6930 (2003), pp. 408–411.
- [67] N Timoney et al. "Error-resistant single-qubit gates with trapped ions". In: *Physical Review A* 77.5 (2008), p. 052334.
- [68] Daniel Schraft et al. "Experimental demonstration of composite adiabatic passage". In: *Physical Review A* 88.6 (2013), p. 063406.
- [69] Florian Bach et al. "Laser induced damage studies of LiNbO₃ using 1030-nm, ultrashort pulses at 10-1000 kHz". In: *Optical Materials Express* 7.1 (2017), pp. 240–252.
- [70] Qinglong Meng et al. "Damage threshold of lithium niobate crystal under single and multiple femtosecond laser pulses: theoretical and experimental study". In: *Applied Physics A* 122.6 (2016), p. 582.
- [71] Hassan Oukraou et al. "Control of adiabatic light transfer in coupled waveguides with longitudinally varying detuning". In: *Physical Review A* 95.2 (2017), p. 023811.
- [72] Mouhamad Al-Mahmoud et al. "Broadband polarization rotator with tunable rotation angle composed of three wave plates". In: *Physical Review Applied* 13.1 (2020), p. 014048.
- [73] Mouhamad Al-Mahmoud et al. "Segmented composite optical parametric amplification". In: *Applied Sciences* 10.4 (2020), p. 1220.
- [74] Gil Porat and Ady Arie. "Efficient two-process frequency conversion through a dark intermediate state". In: *JOSA B* 29.10 (2012), pp. 2901–2909.
- [75] Pragati Aashna and K Thyagarajan. "Cascaded frequency conversion under nonlinear stimulated Raman adiabatic passage". In: *Optics Letters* 46.7 (2021), pp. 1486–1489.
- [76] Fujie Li et al. "Synthesis of white laser source based on nonlinear frequency conversion with stimulated Raman adiabatic passage". In: *Optics Communications* 502 (2022), p. 127427.

- [77] Gil Porat et al. "Two photon frequency conversion". In: *Optics express* 20.4 (2012), pp. 3613–3619.
- [78] Paul N Butcher and David Cotter. *The elements of nonlinear optics*. 9. Cambridge university press, 1990.
- [79] JA Armstrong et al. "Interactions between light waves in a nonlinear dielectric". In: *Physical review* 127.6 (1962), p. 1918.
- [80] Martin M Fejer et al. "Quasi-phase-matched second harmonic generation: tuning and tolerances". In: *IEEE Journal of quantum electronics* 28.11 (1992), pp. 2631–2654.
- [81] Robert L Byer. "New material for high average power infrared generation: QPM-DB GaAs". In: *Stanford Univ. Report* (1994).
- [82] David S Hum and Martin M Fejer. "Quasi-phases matching". In: *Comptes Rendus Physique* 8.2 (2007), pp. 180–198.
- [83] Wenjie Wang et al. "Third-harmonic generation via broadband cascading in disordered quadratic nonlinear media". In: *Optics Express* 17.22 (2009), pp. 20117–20123.
- [84] MH Chou et al. "1.5- μm -band wavelength conversion based on cascaded second-order nonlinearity in LiNbO₃ waveguides". In: *IEEE Photonics Technology Letters* 11.6 (1999), pp. 653–655.
- [85] Junqiang Sun et al. "Wavelength conversion between picosecond pulses using cascaded second-order nonlinearity in LiNbO₃ waveguides". In: *Optical and quantum electronics* 37.5 (2005), pp. 443–456.
- [86] Yeung Lak Lee et al. "All-optical wavelength conversion and tuning by the cascaded sum-and difference frequency generation (cSFG/DFG) in a temperature gradient controlled Ti: PPLN channel waveguide". In: *Optics Express* 13.8 (2005), pp. 2988–2993.
- [87] Jian Wang et al. "Experimental demonstration of wavelength conversion between ps-pulses based on cascaded sum-and difference frequency generation (SFG+DFG) in LiNbO₃ waveguides". In: *Optics Express* 13.19 (2005), pp. 7405–7414.
- [88] Jian Wang et al. "Tunable wavelength conversion of ps-pulses exploiting cascaded sum-and difference frequency generation in a PPLN-fiber ring laser". In: *IEEE photonics technology letters* 18.20 (2006), pp. 2093–2095.
- [89] Bo Chen and Chang-Qing Xu. "Analysis of novel cascaded $\chi^{(2)}$ (SFG+DFG) wavelength conversions in quasi-phase-matched waveguides". In: *IEEE journal of quantum electronics* 40.3 (2004), pp. 256–261.
- [90] Song Yu and Wanyi Gu. "Wavelength conversions in quasi-phase matched LiNbO₃ waveguide based on double-pass cascaded $\chi^{(2)}$ SFG+DFG interactions". In: *IEEE Journal of Quantum electronics* 40.11 (2004), pp. 1548–1554.

- [91] Jian Wang et al. "Experimental observation of tunable wavelength down-and up-conversions of ultra-short pulses in a periodically poled LiNbO₃ waveguide". In: *Optics communications* 269.1 (2007), pp. 179–187.
- [92] Hideaki Furukawa et al. "Tunable all-optical wavelength conversion of 160-Gb/s RZ optical signals by cascaded SFG-DFG generation in PPLN waveguide". In: *IEEE Photonics Technology Letters* 19.6 (2007), pp. 384–386.
- [93] Y Wang, B Chen, and C-Q Xu. "Polarisation-insensitive QPM wavelength converter with out-of-band pump". In: *Electronics Letters* 40.3 (2004), pp. 189–191.
- [94] Song Yu and Wanyi Gu. "A tunable wavelength conversion and wavelength add/drop scheme based on cascaded second-order nonlinearity with double-pass configuration". In: *IEEE journal of quantum electronics* 41.7 (2005), pp. 1007–1012.
- [95] Shiming Gao et al. "Performance evaluation of tunable channel-selective wavelength shift by cascaded sum-and difference-frequency generation in periodically poled lithium niobate waveguides". In: *Journal of lightwave technology* 25.3 (2007), pp. 710–718.
- [96] JE McGeehan, M Giltrelli, and AE Willner. "All-optical digital 3-input AND gate using sum-and difference-frequency generation in PPLN waveguide". In: *Electronics Letters* 43.7 (2007), pp. 409–410.
- [97] Jian Wang, Junqiang Sun, and Qizhen Sun. "Single-PPLN-based simultaneous half-adder, half-subtractor, and OR logic gate: proposal and simulation". In: *Optics express* 15.4 (2007), pp. 1690–1699.
- [98] Jian Wang, Junqiang Sun, and Qizhen Sun. "Proposal for all-optical switchable OR/XOR logic gates using sum-frequency generation". In: *IEEE Photonics Technology Letters* 19.8 (2007), pp. 541–543.
- [99] Amirhossein Tehrani and Raman Kashyap. "Response flattening of efficient broadband wavelength converters based on cascaded sum and difference frequency generation in periodically poled lithium niobate waveguides". In: *IEEE journal of quantum electronics* 45.9 (2009), pp. 1114–1120.
- [100] Antonella Bogoni et al. "Photonic processing of 320 Gbits/s based on sum-/difference-frequency generation and pump depletion in a single PPLN waveguide". In: *Optics letters* 34.12 (2009), pp. 1825–1827.
- [101] Sylvain D Gennaro et al. "Cascaded Third Harmonic Generation in Dielectric Metasurfaces". In: *CLEO: Science and Innovations*. Optical Society of America, 2020, JTh2E–24.
- [102] Miriam Carrillo-Fuentes et al. "Sub-nanosecond terahertz radiation obtained with an aperiodically poled lithium niobate and organic HMQ-TMS". In: *Optics Express* 28.17 (2020), pp. 24444–24451.

- [103] Eugene Hecht. *Optics*. 2017. isbn: 978-1-292-09693-3.
- [104] R. J. Potton. "Reciprocity in optics". In: *Rep. Prog. Phys.* 67 (2004), pp. 717–754.
- [105] Dirk Jalas et al. "What is - and what is not - an optical isolator". In: *Nature Photonics* 7 (2013), pp. 579–582.
- [106] M. Z. Zha and P. Günter. "Nonreciprocal optical transmission through photorefractive $\text{KNbO}_3:\text{Mn}$ ". In: *Opt. Lett* 10 (1985), pp. 184–186.
- [107] K. A. Stankov, V. P. Tzolov, and M. G. Mirkov. "Nonreciprocal optical device based on second-harmonic generation". In: *Appl. Opt.* 31 (1992), pp. 5003–5009.
- [108] K. Gallo et al. "All-optical diode in a periodically poled lithium niobate waveguide". In: *Appl. Phys. Lett.* 79 (2001), pp. 314–316.
- [109] I. O. Zolotovskii and D. I. Sementsov. "Nonreciprocal effects in active nonlinear optical fibers with nonlinearity dispersion". In: *Opt. Spectr.* 101 (2006), pp. 446–449.
- [110] M. Krause, H. Renner, and E. Brinkmeyer. "Optical isolation in silicon waveguides based on nonreciprocal Raman amplification". In: *Electron. Lett.* 44 (2008), pp. 691–693.
- [111] Z. Yu and S. Fan. "Complete optical isolation created by indirect interband photonic transitions". In: *Nature Photonics* 3 (2009), pp. 91–94.
- [112] R. Fleury, D. L. Sounas, and A. Alù. "Non-reciprocal optical mirrors based on spatio-temporal acousto-optic modulation". In: *J. Opt.* 20 (2018), p. 034007.
- [113] J. Wang, Y. Shi, and S. Fan. "Non-reciprocal polarization rotation using dynamic refractive index modulation". In: *Opt. Express* 28 (2020), pp. 11974–11982.
- [114] M. A. Nielsen and I. L. Chuang. *Quantum Computation and Quantum Information*. Cambridge University Press, Cambridge, 2000.
- [115] J. C. Suits, B. E. Argyle, and M. J. Freiser. "Magneto-optical properties of materials containing divalent Europium". In: *J. Appl. Phys.* 37 (1966), pp. 1391–1397.
- [116] V. Vasyliiev et al. "UV-visible Faraday rotators based on rare-earth fluoride single crystals: LiREF_4 (RE = Tb, Dy, Ho, Er and Yb), PrF_3 and CeF_3 ". In: *Opt. Express* 20 (2012), pp. 14460–14470.
- [117] M. Al-Mahmoud, V. Coda, A. A. Rangelov and G. Montemezzani. "Broadband polarization rotator with tunable rotation angle composed of three wave plates". In: *Phys. Rev. Applied* 13 (2020), p. 014048.
- [118] Lord Rayleigh. "On the Constant of Magnetic Rotation of Light in Bisulphide of Carbon". In: *Phil. Trans. R. Soc. London* 176 (1885), pp. 343–366.

- [119] B. J. H. Stadler and T. Mizumoto. "Integrated Magneto-Optical Materials and Isolators: A Review". In: *IEEE Photonics Journal* 6 (2014), pp. 1–15.
- [120] Duanni Huang et al. "Integrated broadband Ce:YIG/Si Mach-Zehnder optical isolators with over 100 nm tuning range". In: *Opt. Lett.* 42 (2017), pp. 4901–4904.
- [121] Paolo Pintus et al. "Broadband TE optical isolators and circulators in silicon photonics through Ce:YIG bonding". In: *Journal of Lightwave Technology* 37.5 (2019), pp. 1463–1473.
- [122] Karthik Srinivasan et al. "High-Gyrotropy Seedlayer-Free Ce:TbIG for Mono-lithic Laser-Matched SOI Optical Isolators". In: *ACS Photonics* 6 (2019), pp. 2455–2461.
- [123] Wei Yan et al. "Waveguide-integrated high-performance magneto-optical isolators and circulators on silicon nitride platforms". In: *Optica* 7.11 (2020), pp. 1555–1562.
- [124] K Nakajima, Y Numajiri, and Y Nomi. "New design of a polarization-independent optical isolator with high performance". In: *IEEE Trans. Magn.* 27.6 (1991), pp. 5399–5401.
- [125] K Shiraishi. "New configuration of polarisation-independent isolator using a polarisation-dependent one". In: *Electron. Lett.* 27.4 (1991), pp. 302–303.
- [126] Kok Wai Chang and WW Sorin. "Polarization independent isolator using spatial walkoff polarizers". In: *IEEE Photonics Technology Letters* 1.3 (1989), pp. 68–70.
- [127] Kok Wai Chang and Wayne V. Sorin. "High-performance single-mode fiber polarization-independent isolators". In: *Opt. Lett.* 15 (1990), pp. 449–451.
- [128] O. Zhuromskyy et al. "Analysis of Polarization Independent Mach-Zehnder-Type Integrated Optical Isolator". In: *J. Lightwave Technol.* 17.7 (1999), pp. 1200–1205.
- [129] J. Fujita et al. "Polarization-independent waveguide optical isolator based on nonreciprocal phase shift". In: *IEEE Photonics Technology Letters* 12.11 (2000), pp. 1510–1512.
- [130] Y. Shoji et al. "Polarization-independent magneto-optical waveguide isolator using TM-mode nonreciprocal phase shift". In: *J. Lightwave Technol.* 25.10 (2007), pp. 3108–3113.
- [131] Iwamura Hidetoshi et al. "Simple polarisation-independent optical circulator for optical transmission systems". In: *Electronics Letters* 15.25 (1979), pp. 830–831.
- [132] Takao Matsumoto and Ken Ichi Sato. "Polarization-independent optical circulator: an experiment". In: *Applied Optics* 19.1 (1980), pp. 108–112.

- [133] W. Emkey. "A polarization-independent optical circulator for 1.3 μm ". In: *Journal of Lightwave Technology* 1 (1983), pp. 466–469.
- [134] Masataka Shirasaki, Hideo Kuwahara, and Takeshi Obokata. "Compact polarization-independent optical circulator". In: *Applied Optics* 20.15 (1981), pp. 2683–2687.
- [135] Xuejin Yan and Shangqing Xiao. "Magneto-optic circulator for optical fiber transmission". In: *Journal Applied Physics* 65.4 (1989), pp. 1664–1665.
- [136] Yohji Fujii. "High-isolation polarization-independent optical circulator coupled with single-mode fibers". In: *Journal Lightwave Technology* 9.4 (1991), pp. 456–460.
- [137] Yohji Fujii. "High-isolation polarization-independent optical circulator". In: *Journal of Lightwave Technology* 9.10 (1991), pp. 1238–1243.
- [138] M. Koga and T. Matsumoto. "High-isolation polarization-insensitive optical circulator for advanced optical communication systems". In: *Journal of Light-wave Technology* 10 (1992), pp. 1210–1217.
- [139] Lin Dou Wang. "High-isolation polarization-independent optical quasi-circulator with a simple structure". In: *Optics Letters* 23.7 (1998), pp. 549–551.
- [140] Jing Heng Chen, Der Chin Su, and Jung Chieh Su. "Holographic spatial walk-off polarizer and its application to a 4-port polarization-independent optical circulator". In: *Optics Express* 11.17 (2003), pp. 2001–2006.
- [141] N Sugimoto et al. "Waveguide polarization-independent optical circulator". In: *IEEE Photonics Technology Letters* 11.3 (1999), pp. 355–357.
- [142] T. R. Zaman, X. Guo, and R. J. Ram. "Proposal for a polarization-independent integrated optical circulator". In: *IEEE Photonics Technology Letters* 18.12 (2006), pp. 1359–1361.
- [143] Curtis J. Firby et al. "Versatile broadband polarization-independent optical circulators for nanophotonic integrated circuits". In: *J. Opt. Soc. Am. B* 35.7 (2018), pp. 1504–1513.