

Лъчезар Славчев Симеонов

ПРИЛОЖЕНИЯ НА ФОРМАЛИЗМА НА
КОХЕРЕНТНО И НЕКОХЕРЕНТНО
АТОМНО-ФОТОННО
ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ: ОТ КВАНТОВА
ЛОГИКА В ЙОННИ УЛОВКИ ДО
СТАЦИОНАРНА СВЕТЛИНА ВЪВ
ФОТОННО КРИСТАЛНО ВЛАКНО

Научна специалност: 4.1

Физика на атомите и молекулите

АВТОРЕФЕРАТ

на дисертация за придобиване на
образователната и научна степен
“доктор”

Научен ръководител:

чл. кор. проф. дфзн Николай Витанов

Дисертантът е редовен докторант към групата по *Квантова оптика и квантова информация*, Физически факултет, Софийски университет “Св. Климент Охридски”.

Брой страници – 166

Брой фигури – 15

Брой цитирани литературни източници – 160

Защитата на дисертационния труд ще се проведе на г. от ... часа в аудитория ... на Физическия факултет на Софийския университет “Св. Климент Охридски”, бул. “Джеймс Баучер” 5. Материалите по защитата са на разположение на интересуващите се в библиотеката на Физическия факултет на Софийския университет “Св. Климент Охридски”, бул. “Джеймс Баучер” 5.

Актуалност на темата и цел на дисертационния труд

Развитието на съвременните теоретични и експериментални методи в областта на квантовата оптика доведе в последните десетилетия до огромно число приложения в техниката и до по-дълбоко вникване в основите на квантовата механика. Действително, развитието на квантовата механика до 80-те години на миналия век почти всякога е било съпътствано със статистическо описание на цял ансамбъл от частици. Чак в последно време стана възможно експерименталното третиране на *индивидуални* квантови системи. Главно това се дължи на развитието на лазерната и нелинейната физика. Развитието на лазерното охлаждане доведе до изолиране на индивидуални атоми и йони, както и до наблюдение за първи път на Бозе-Айнщайн кондензация. Намират се приложения като квантови компютри и квантови симулатори. Макар и в начален стадий, първите биха решили много трудни (т.е. бавни) задачи, за които класическите алгоритми са твърде неефективни. Квантовата информация дава друг поглед върху основите на квантовата механика и вече е неразривна част от квантовата теория, без значение дали квантовите компютри ще бъдат създадени.

От друга страна квантовите симулатори се ползват за моделиране на многочастични квантови системи, които никога не са наблюдавани в областта на кондензираната материя. Счита се, че те могат един ден да разрешат загадката на високотемпературната свръхпроводимост. Тази област е твърде богата мина за множество идеи от теоретично и експериментално естество.

Изолирането на индивидуални системи - йони в йонна уловка, измерване чрез методите на нелинейната оптика на кванто-

вото състояние на единични фотони и т.н. е твърде интересно от фундаментална гледна точка. Надеждата е, че най-сетне ще се тури край на спекулациите какво представлява актът на измерване в квантовата механика, как се описва той за единични системи и коя интерпретация на квантовата механика е вярна.

Целта на публикациите е да се приложат методите на квантовата оптика в няколко интересни случая, като се стигне до по-дълбоко вникване във физичните явленията. Дисертацията обхваща широко поле на приложение - от йонни уловки до студени атоми във фотонно кристално влакно. Това е преимущество на теоретика - лесно обхващане на широк кръг от явления с едни и същи уравнения.

Първата част на дисертацията е подробен извод на теорията на квантовата оптика. Използва се аналогията с Брауново движение на частица в резервоар. Тук атомът е третиран като такава частица, а квантуваното електромагнитно поле играе ролята на резервоар. Интересното е, че разделянето на електромагнитното поле на напречна и надлъжна част, позволява лесно третиране на взаимодействието на *атоми* със светлина. В обичайния формализъм на квантовата електродинамика, това не е така, понеже се разглеждат взаимодействия на *елементарни* частици (електрони, мюони и пр.) с фотони. Ако обаче се разглеждат сложно взаимодействащи си частици (като електрони и протони, които съставляват един атом) е необходим по-удобен формализъм. Този формализъм е подробно изведен в първите 6 глави.

Във втората част на дисертацията се прилага така изведената теория в 4 различни случая. Първо, взаимодействие на атом с лазерен импулс. Лазерният импулс няма правоъгълна форма, а форма на по-бавно растящ от правоъгълник,

тангенс-хиперболичен. Това позволява да се установят поправките към формулата на Раби, дължащи се на това постепенно нарастване. Второ, разглеждат се псевдо-Ермитови системи и се извеждат динамични инварианти за достатъчно общ случай, който може да намери широко практическо приложение. Трето, предлага се ускорен квантов гейт в йонни уловки, чрез използване на припокриващи се лазерни импулси. Четвърто, описана е теорията на първото наблюдение на стационарна светлина във фотонно кристално влакно. Това отваря врата за осъществяване на многочастични квантови модели в 1D.

Структура и обем на дисертацията

Настоящият дисертационен труд е оформен в 11 глави както следва:

- В Глава 1 се квантува електромагнитното поле. Разглеждат се на кратко свойствата на 'частици', които се подчиняват едновременно на теорията на относителността и на квантовата механика.
- В Глава 2 ние описваме Браунова частица в резервоар от частици. Причината за съществуването на тази глава е да се ползва аналогията между Браунова частица и атом потопен в резервоар от вакуумните (или топлинните) моди на електромагнитното поле.
- В глава 3 ние развиваме формализма на атомно-фотонното взаимодействие, използвайки метода на Ланжвен.
- В глава 4 ние накратко дискутираме понятието матрица на плътността, за да въведем обозначенията и да избегнем обичайни грешки в третирането на тази тема.
- В глава 5 ние развиваме формализма на уравнението на Лиувил за матрицата на плътността на атом.
- В глава 6 изведените уравнения на Блох са обобщени до случая на система с много нива, за да се опише явление-то електромагнитно-индуцирана прозрачност (EIT). Това явление е основата на явлениято стационарна светлина. Тази глава приключва първата част на тезата, т.е. развитата е теорията, необходима за приложенията в дисертацията.

- В глава 7 ние представяме аналитично решение на система с две нива, в което Раби честотата има форма на тангенс хиперболичен и денастройката е константа.
- В глава 8 ние извеждаме динамични инварианти в общия случай за псевдо-Ермитова система. Разгледани са практически приложения във физика на вълноводите, както и разпространение на светлина в нелинейна среда.
- В глава 9, ние предлагаме физическо изпълнение на идея на Милбърн-Шнайдер и Джеймс G. J. Milburn, S. Schneider and D. F. V. James, Fortschr. Phys. 48, 801 (2000), използвайки бихроматични лазери, адресиращи йони в йонна уловка. Ние подобряваме тази идея допълнително, като използваме припокриващи се лазерни полета. Получаваме условен фазов гейт.
- В глава 10 ние описваме теорията и експерименталното наблюдение на електромагнитно индуцирана прозрачност, съхранение на светлина и стационарна светлина в кухина на фотонно кристално влакно. Сравняваме теорията и експеримента и получаваме добро съвпадение. Изисква се да се добави дву-фотонна денастройка между контролните и пробните лазерни полета.
- Глава 11 е Приложение, в което са изведени по-подробно някои формули, а други въпроси са разгледани в по-голяма подробност.

1. ВЪВЕДЕНИЕ

В тази глава на кратко ще се изложи теорията на квантувано електромагнитно поле, взаимодействащо с атомна система.

Оказва се, че електричното поле (преди да се пристъпи към квантуване) може да се раздели на надлъжна и напречна компонента. Също така може да се покаже, че надлъжната компонента може да се изключи, т.е. да се изрази чрез плътността и тока на зарядите. След това се пристъпва към квантуване. Пълният Хамилтониан в квантовия случай (т.е. на квантувано поле) добива вида

$$\hat{H} = \hat{H}_A + \hat{H}_{\text{transv}}, \quad (1.1)$$

където първото събираемо е атомната част, а второто описва квантуваното електромагнитно поле. В горното уравнение не сме отчели наличието на лазерни полета. Последните се описват с т.нар. кохерентно състояние. Оказва се, че след подходяща унитарна трансформация е възможно Хамилтонианът да се сведе до горния Хамилтониан + допълнителен член на взаимодействие с *класическо* поле. *С други думи, лазерното поле може да се опише с класическо поле.* \hat{H}_{transv} си остава в същото състояние, както ако лазерните моди не бяха населени, т.е. все едно че няма лазер. Ако например температурата е много ниска, имаме че квантовата част на полето започва от вакуумно състояние.

Извод: Първо, при взаимодействие на атом с електромаг-

нитно поле е удобно да се мине в Кулонова калибровка и полето да се раздели на напречна и надлъжна част. Второ, ако има взаимодействие с лазер е възможно той да се опише с класическо поле (това не винаги е удобно). Трето, след квантуване, напречните моди са най-често във вакуумно или топлинно състояние. Взаимодействието с тези моди, води до спонтанно излъчване на атома. Ако взаимодействието с лазера е достатъчно кратко, че спонтанното излъчване може да се пренебрегне, говорим за кохерентен режим на взаимодействие. В този режим \hat{H}_{transv} може да се пренебрегне и да остане единствено $\hat{H}_A + \hat{V}_{\text{AL}}$, където \hat{V}_{AL} е взаимодействието между атома и лазера. В дисертацията са разгледани примери и от двата режима.

Некохерентно взаимодействие За да третираме явленията електромагнитно индуцирана прозрачност и стационарна светлина в дисертацията е необходимо да се включат и вакуумните (или топлинните) моди, т.е. необходимо е да се разгледа дисипацията и спонтанното излъчване на атомните системи. В дисертацията, ние ще разгледаме Rb атоми. Но за опростяване на теоретичната основа, в началото на дисертацията се ограничаваме с атоми с две нива. По-нататък ние включваме всички нива на Rb необходими за описание на експеримента.

За описание на некохерентния режим, може да се използват два метода. В единия (метод на Ланжвен) ние започваме от уравненията на Хайзенберг за атомните и полевите оператори в картина на Хайзенберг. Сетне, полевите оператори се изключват. След известни предположения и опростявания се достига до следните уравнения на Блож-Ланжвен

$$\frac{d}{dt}S_z = 2i\Omega_1(S_- - S_+) - 2\Gamma S_z(t) - 2\Gamma + F_z \quad (1.2)$$

$$\frac{d}{dt}S_+ = i\Delta S_+ - \Gamma S_+ - i\Omega_1 S_z + F_+(t), \quad (1.3)$$

$$\frac{d}{dt}S_- = -i\Delta S_- - \Gamma S_- + i\Omega_1 S_z + F_-(t). \quad (1.4)$$

По-горе имаме налице само атомни оператори в картина на Хайзенберг, а операторите $F_{\pm,z}$ са сложно изглеждащи комбинации от атомни оператори и полеви оператори във *вакуумно* (или топлинно) състояние. Средната им стойност е нула. Те играят роля на стохастично изменяща се 'сила', сила на Ланжвен. Читателят нека не се смущава, че се използва понятието сила. То е просто аналогия от класическото Брауново движение.

Читателят трябва да забележи, че в уравненията на Блох-Ланжвен се появиха и дисипативни членове. Интересно как се появяват те. Интерпретацията им е следната. Атомът създава флуктуация в резервоара (вакуумните моди). От своя страна, тази именно флуктуация действа обратно върху атома и води до дисипация. Все едно, че атомът действа сам на себе си, 'дърпайки се за яката' *чрез* резервоара от вакуумни моди. Това се нарича флуктуационно-дисипационна теорема. Тя може да се изрази количествено, но това излиза извън рамките на настоящата работа.

Вторият метод за третиране на некохерентни явления е да се напише уравнение за еволюцията на матрицата на плътността на атома. В дисертацията, то е изведено и е следното

$$\dot{\rho}_A(t) = \frac{1}{i\hbar} [H_0, \rho_A(t)] + \Gamma [2\sigma_- \rho_A \sigma_+ - \rho_A \sigma_+ \sigma_- - \sigma_+ \sigma_- \rho_A(t)], \quad (1.5)$$

Лесно може да се обобщи извода на Ур. (1.5) за система от повече нива. Ние ще използваме това за описание на газ от Rb атоми, взаимодействащи с лазерни полета, заредени в кухнята на фотонно кристално влакно.

2. МОДЕЛ 'ТАНГЕНС ХИПЕРБОЛИЧЕН'

Ние използваме кохерентния режим за приложението в тази глава.

Измежду всички точно решими модели, моделът на Раби [2] е най-старият, най-простият и най-известният. В този модел, Раби честотата има правоъгълна форма и денастройката е константа. Този идеализиран модел е достатъчно адекватен в много експериментални приложения, които наедно с изключителната простота на пропагатора на Раби, обясняват защо този модел е толкова известен. Обаче, в редица експериментни полето не може да се счита, че нараства мигновено. Да се пренебрегне крайното нарастване на полето може да доведе до неточности, особено в режим на квантовата информация, където се изисква изключително висока точност, от порядъка на 10^{-4} .

В тази глава, ние представяме един точно решим модел - в който Раби честотата има форма на тангенс хиперболичен, т.е. тя нараства монотонно от нула до някаква постоянна стойност. Ние изчисляваме точния пропагатор и установяваме прилики и разлики между модела 'тангенс хиперболичен' и модела на Раби. Нещо повече, ние извеждаме корекциите към модела на Раби, които биха могли да се дължат на крайно бързото нарастване на полето, използвайки модела 'тангенс хиперболичен'.

Модел 'тангенс хиперболичен' Ние започваме с извода на точния пропагатор за модела 'тангенс хиперболичен'.

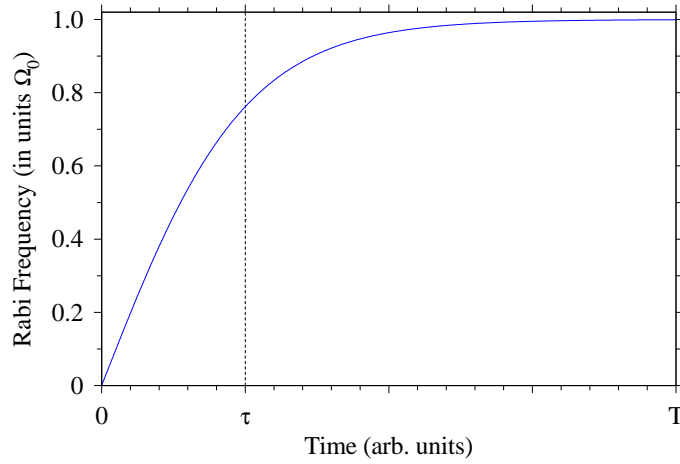


Fig. 2.1: Раби честота $\Omega(t) = \Omega_0 \tanh t/\tau$ като функция на времето. Продължителността на импулса е T .

За да може да се справим с крайното време на покачване на Раби честотата, използваме

$$\Omega(t) = \begin{cases} 0 & (t < 0 \text{ и } t > T), \\ \Omega_0 \tanh(t/\tau) & (0 \leq t \leq T), \end{cases} \quad (2.1a)$$

$$\Delta(t) = \text{const}. \quad (2.1b)$$

Тук T е продължителността на импулса, τ е характеристикното време на нарастване на Раби честотата. Такъв импулс е показан на Фиг.2.1 Импулсът започва при $t_i = 0$ и неговата амплитуда нараства монотонно към асимптотичната си стойност Ω_0 . Такова поведение на амплитудата на полето може да се наблюдава, след рязко изключване на радиочестотен импулсен генератор. [19]

В дисертацията се извежда пропагаторът на този модел и изследваме двата гранични случая на бързо и бавно покачване на Раби честотата.

В дисертацията ние изучаваме асимптотиката на точното

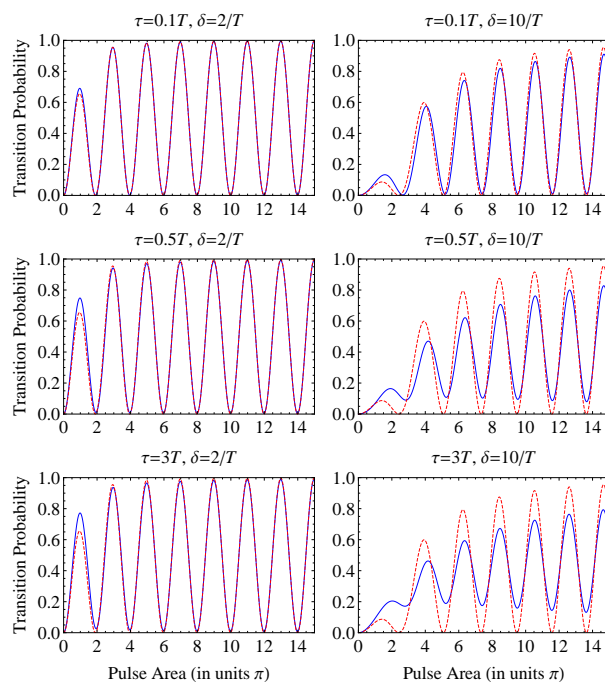


Fig. 2.2: Вероятност за преход като функция на импулсната площ A за различни денастойки Δ и време за нарастване на Раби честотата τ . Стойностите на Δ и τ са дадени на върха на всяка рамка. Плътни криви: модел 'тангенс хиперболичен' и прекъснати криви: Модел на Раби.

решение в два гранични случая. Първо на бързо нарастване (или дълъг импулс), в който Раби честотата е почти константа. И второ, модела 'тангенс хиперболичен' се редуцира до Раби модела Другият режим на бавно нарастване на Раби честотата (или къс импулс), при което тя е почти линейна и модела "тангенс хиперболичен" се редуцира до т.нар. модел "акула" [18] няма да се разглежда в тази работа. То е разгледано подробно в дисертацията.

Вероятност за преход Фигура 2.2 сравнява вероятността за преход като функция на импулсната площ за модела 'тан-

генс хиперболичен' и Раби модела

$$\mathcal{P}_{\text{Rabi}} = \frac{\Omega^2}{\Omega^2 + \Delta^2} \sin^2 \left(\frac{T}{2} \sqrt{\Omega^2 + \Delta^2} \right). \quad (2.2)$$

За малко τ и малка денастройка Δ (горе ляво) модела 'тангенс хиперболичен' се държи подобно на Раби модела и двете криви се различават слабо. Подобно заключение важи за по-големи τ и малки денастройки (лява колона). За голяма денастройка и голямо τ (долу дясно) модела 'тангенс хиперболичен' се приближава към модела "акула" [18] и се държи много различно от Раби модела: вероятността за преход има много по-слаби осцилации и осцилира около стойността $\mathcal{P} = 0.5$. За големи денастройки и умерени τ (средата вдясно) моделът 'тангенс хиперболичен' показва специфично поведение. Има две важни характеристики, що се отнася за осцилациите на вероятността: осцилационната амплитуда в модела 'тангенс хиперболичен' намалява в сравнение с Раби модела и аналогично намалява и осцилационната честота. Друга важна разлика между модела 'тангенс хиперболичен' и Раби модела, която лено се вижда в средата и долните рамки на дясната колона (благодарение на голямата стойност на τ , което означава голямо отклонение от Раби модела): вероятността за преход за модела 'тангенс хиперболичен' не се анулира при каква да е импулсна площ, освен за тривалната $A = 0$. Това е следствие от факта, че формата на импулса е несиметрична: знае се, че за асиметрични импулси вероятността за преход обикновено не се анулира [10, 18, 21], макар да съществуват известни изключения [22, 23].

Граничен случай към Раби модела

В границата $\tau \rightarrow 0$, Раби честотата нараства тъй бързо, че ефекта на крайното нарастване става пренебрежим. Получава

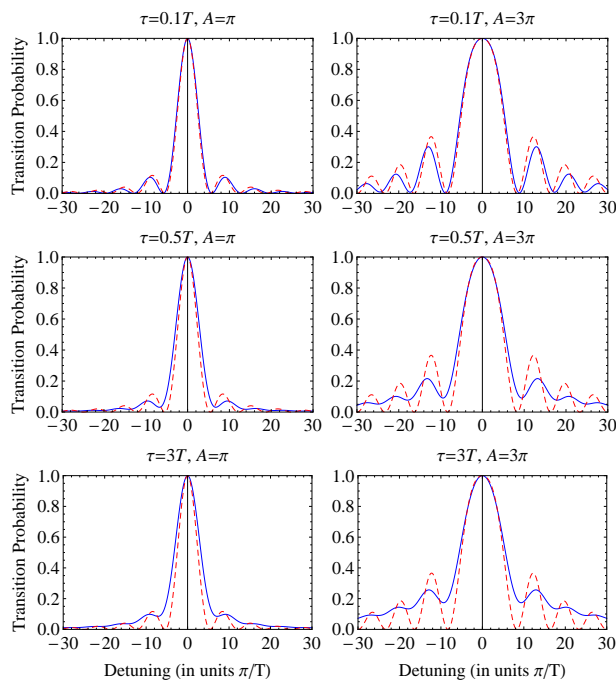


Fig. 2.3: Вероятност за преход vs. денастройка за различни импулси площи A време за покачване на Раби честотата τ . Стойностите на A и τ са дадени на върха на всяка рамка. Непрекъсната линия: модела 'тангенс хиперболичен', прекъснати линии: Раби модела.

се

$$\mathcal{P} \sim \frac{\alpha^2}{\beta^2} (1 - \varkappa_1) \sin^2 \left(\frac{\beta}{2} \ln \frac{1}{\epsilon} - \varkappa_2 \right), \quad (2.3)$$

където корекциите към формулата на Раби са дадени с изразите $\varkappa_{1,2}$ и са дадени в дисертацията. Тези членове са положителни и малки, в сравнение с главните членове $\varkappa_1 \sim O(\tau^2)$ и $\varkappa_2 \sim O(\tau)$.

Заклучение В дисертацията ние извеждаме нов точно решим време-зависим модел на система с две нива, адресирана от импулс с форма на тангенс-хиперболичен и постоянна денастройка. Този модел прилича на Раби модела, но за разлика от него, моделът 'тангенс хиперболичен' се отличава с посте-

пенно, а не рязко нарастване на Раби честотата. Ние пресметнахме пропагаторът в термини на присъединени функции на Лъжандр.

Изследвахме границата, когато Раби моделът и моделът 'тангенс хиперболичен' съвпадат - границата на бързо нарастване на импулса. Извеждат се корекциите към модела на Раби, дължащи се на крайно-бързото нарастване на Раби честотата и намерихме, че за импулса, амплитудата и честотата на Раби осцилациите се намаляват.

3. ДИНАМИЧНИ ИНВАРИАНТИ ЗА ПСЕВДО-ЕРМИТОВИ ХАМИЛТОНИАНИ

Преди около половин век [25, 26], Фешбах предложи систематична процедура за извеждане на ефективен неермитов Хамилтониан за квантова система с дискретен набор, взаимодействаща с континуум. Този ефективен Хамилтониан има или реални собствени стойности или двойки от комплексно-спрегнати собствени стойности, което се оказва резултат от инвариантност по времето. [27]. Нещо повече, доказано е [28], че класът от диагонализируеми оператори с дискретен спектър е псево-Ермитов, тогава и само тогава, ако неговите собствени стойности са реални или групирани по комплексно-спрегнати двойки. Тези резултати отключиха значително изследване на т.нар. псевдо-ермитови Хамилтониани [35]. Нещо повече, възможно обобщаване на квантовата механика е предложено [33, 36, 37], което използва комплексни Хамилтониани с РТ симетрия, такива че Хамилтонианите имат реални собствени стойности.

Операторът \mathbf{H} се нарича псевдо-ермитов, ако съществува ермитов оператор $\boldsymbol{\eta}$ ($\boldsymbol{\eta}^\dagger = \boldsymbol{\eta}$), такъв че

$$\boldsymbol{\eta}\mathbf{H}\boldsymbol{\eta}^{-1} = \mathbf{H}^\dagger. \quad (3.1)$$

Оказва се, че при твърде общи условия на дискретен спектър и локалност, много ефективни неермитови Хамилтониани може да бъдат считани като псевдо-ермитови. Очевидно, Ермито-

вите Хамилтониани са частен случай на псевдо-Ермитовите, когато $\boldsymbol{\eta} = \mathbf{1}$, единичния оператор.

Освен тези твърде общи резултати, псевдо-Ермитовостта е свързана с множество практични приложения. Примери са: описание на спинорни полета в гравитационно поле на Кер [38], оптични микроспирални резонатори [39], микрорезонатори, пертурбирани от частици [40], моделиране на възможно неъответствие между експерименталната стойност на g -фактора на мюона и неговата стойност в Стандартния модел, описание на слабо отражение между противоположно разпространяващи се вълни в обща отворена квантова система [43], моделиране на разпространението на светлина в пертурбирана среда [44, 45] и т.н.

В дисертацията ние извеждаме закони за запазване за обща псевдо-Ермитова квантова система, която изисква знание за матрицата $\boldsymbol{\eta}$. Ние пресмятаме тези закони за запазване за специалните случаи на системи с две и три нива. Процедурата може лесно да се обобщи и приложи към системи с произволен брой от квантови нива.

Динамични инварианти Нека разгледаме квантова система с N нива в състояние с матрица на плътността $\boldsymbol{\rho}$, която еволюира чрез уравнението на Лиувил ($\hbar = 1$)

$$i\frac{d}{dt}\boldsymbol{\rho} = \mathbf{H}\boldsymbol{\rho} - \boldsymbol{\rho}\mathbf{H}^\dagger. \quad (3.2)$$

Ние допускаме, че \mathbf{H} е псевдо-ермитов, Ур. (3.1). В дисертацията ние получаваме закони за запазване за случая, когато матричните елементи на $\boldsymbol{\eta}$ са време-независими при доста общи допускания.

В дисертацията ние показваме, че инвариантите на Ур. (3.2)

са

$$\text{Tr}(\boldsymbol{\eta}\boldsymbol{\rho})^n = \text{const}, \quad (n = 1, 2, \dots, N - 1). \quad (3.3)$$

Когато \mathbf{H} е Ермитов, ние имаме $\boldsymbol{\eta} = \mathbf{1}$ и така възстановяваме добре познатите динамични инварианти $\text{Tr}\boldsymbol{\rho}^n$ в този конкретен случай.

Оттук следва, че за кой да е даден Хамилтониан \mathbf{H} , задачата за намиране на инвариантите (3.3) се свежда до тази за намиране на най-общия вид на матрицата $\boldsymbol{\eta}$. В дисертацията са разгледани случаи на система с две и три нива.

Физически приложения Както споменахме във Въведението, неермитовите Хамилтониани се срещат в редица физически ситуации. Тук ние ще разгледаме някои от тях.

Първото възможно приложение е в **оптиката на вълноводите** [44]. Оказва се, че ако две моди с амплитуди A и B се разпространяват в пертурбирана среда [44], те се подчиняват на уравненията

$$i\frac{dA}{dz} = \kappa e^{i\phi} e^{-i\Delta z} B, \quad (3.4a)$$

$$i\frac{dB}{dz} = -\kappa e^{-i\phi} e^{i\Delta z} A. \quad (3.4b)$$

След подходяща смяна на променливите задачата се свежда до псевдо-Ермитов 'Хамилтониан'.

Другото физическо приложение е от областта на нелинейната оптика - **сумиране на честоти** [45]. Нека разгледаме кристал с нелинейна възприемчивост $\chi^{(2)} \neq 0$ (нецентросиметричен кристал). Нека смесим слаб сигнал с честота ω_1 със сигнал с висок интензитет с честота ω_2 . Тогава, сигналът с честота ω_1 ще бъде преобразуван в сигнал с честота $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$. Нека обозначим амплитудата на сигналите с честота ω_1 и ω_3

с A_1 и A_3 . Оказва се, че и тези амплитуди се подчиняват на псевдо-Ермитова динамика.

Заклучение Ние изследвахме в тази глава псевдо-Ермитова квантова система и изведохме закони за запазване, когато матричните елементи на η са независими от времето. Излиза, че последното условие не е твърде ограничаващо и е достатъчно общо.

4. УСКОРЕН УСЛОВЕН ФАЗОВ ГЕЙТ В ЙОННА УЛОВКА ЧРЕЗ ПРИПОКРИВАЩИ СЕ ИМПУЛСИ

Въведение Двукюбитния условен фазов гейт на Sørensen-Mølmer (SM) е много популярен инструмент в квантовата информация чрез йони в йонни уловки. За разлика от гейта на Cirac-Zoller [56–58], той не е чувствителен към вибрационното движение на йоните и следователно позволява да се работи с йони, които имат отлично от нула фононно число. Благодарение на тази важна характеристика, SM-гейта се ползва от много групи, занимаващи се с йонни уловки, като основен гейт в процесирането на квантовата информация. Гейтът SM е демонстриран с 97.4% надеждност (fidelity) с калциеви йони в топлинно състояние, като средният брой фонони е достатъчно голям - $\bar{n} = 20$ [60]. Рекордната надеждност от 99.3% е демонстриран от Benhelm *et al.* в друг експеримент с калциеви йони, като средното фононно число е било близо до $\bar{n} = 0$ [61]. Фазово стабилна версия на гейта SM е демонстрирана с кадмиеви йони [62].

Гейтът SM е използван за конструиране на свободни от декохеренция CNOT гейтове [63], за сплитане на два или четири йонни кюбита [64], за създаване до 14 кюбита от GHZ състояния [65, 66], за създаване на гейт на Toffoli [67], клъстерови състояния [68], за приложение на квантовата корекция на грешки [69], дигитални квантови симулатори [70, 71] и др.

Гейтът SM използва бихроматично лазерно поле, двете чес-

тоти на което са настроени със специална денастройки $\delta = 2\pi/T$ от съответните червени и сини преходи (sidebands). Тук T е продължителността на гейта. Това условие забавя гейта, защото поставя определена горна граница на δ .

Няколко гейта са предложени за преодоляване на тази граница [72–77]. Milburn, Schneider и James (MSJ) предлагат да се използват постоянни резонансни Хамилтониани H_1 и H_2 , приложени последователно към йони 1 и 2 съответно, както следва $e^{iH_1t}e^{iH_2t}e^{-iH_1t}e^{-iH_2t}$. Те показват, че може да се установи ефективно 'спин-спин' взаимодействие, ако H_1 и H_2 са от типа $\lambda_1 J_k P$ и $\lambda_2 J_k X$, където P и X са оператори на импулса и координатата, а k обозначава компонентата на спина J ; тогава пропагаторът $e^{-i\lambda_1\lambda_2 J_k^2 T^2}$.

В дисертацията ние предлагаме физическо приложение на гейта MSJ, използвайки бихроматични лазерни полета. За разлика от SM гейта [73], лазерите се настройват *точно* на резонанс с първите сини и червени преходи (sidebands) и следователно, тази имплементация на гейта MSJ е по-бърза. Нещо повече, ние предлагаме да ускорим този двукюбитен условен фазов гейт използвайки частично припокриващи се бихроматични лазерни полета.

Показваме, че съществува оптимално припокриване на импулса, което минимизира необходима импулсна площ и следователно увеличава скоростта на гейта. Ние изчисляваме продължителността на гейта експлицитно за правоъгълни импулси и за импулси с форма на степени на синуса. Увеличението на скоростта на този гейт е с около 15% за правоъгълни и над 50% за степените на синуса. Първо ние показваме как контролният фазов гейт се конструира с два йона и единствена осцилационна мода и сетне обобщаваме този гейт с много моди

и с произволен брой йони N в йонната уловка.

Една мода Оказва се, че ако бихроматичен лазер взаимодейства с два йона в йонна уловка и за простота се ограничим с една мода, то пропагаторът е

$$U(t, t_i) = D(\alpha) \exp \left[i \sum_{j < k}^N J_{j,k} \sigma_j^x \sigma_k^x \right], \quad (4.1)$$

където $D(\alpha)$ е операторът на преместването, а останалите оператори действат върху вътрешните степени на свобода.

Много е важно да се отбележи, че в пропагатора (4.1), вибрационното движение се фактурира в оператора на отместването, а пък другият множител зависи *само* от вътрешните за йона степени на свобода. Основната идея е да се анулира оператора на отместването, т.е. да се направи $\alpha = 0$, без при това да се унищожи множителя отнасящ се до вътрешните за йона степени на свобода. Обаче, това не може да се постигне с приложението на единствена двойка от импулси.

Две двойки от бихроматични лазери За да върнем вибрационното състояние към началното състояние, ние прилагаме втора бихроматична двойка от лазерни импулси. Тогава при изпълнения на специфични условия се оказва, че вибрационната част от пропагатора се анулира

Тогава пропагаторът става

$$U(t, t_i) = \exp \left[i \sum_{j < k}^N (J'_{j,k} + J''_{j,k}) \sigma_j^x \sigma_k^x \right], \quad (4.2)$$

което действа единствено върху вътрешните йонни състояния; никакви вибрационни моди не се възбуждат в края на импулсите. Нещо повече този пропагатор може да се сведе до условен

Tab. 4.1: Сравнение на параметрите за гейтове от тип I и II и гейта MSJ за правоъгълни, $g(t) = g^0$ и степени на синуса импулси, $g(t) = g^0 \sin^n(\pi t/T)$ ($0 \leq t \leq T$). За гейта MSJ ($\tau = T$), продължителността на гейта е $T_{\text{MSJ}} = 4T$. За гейт от тип I, продължителността на гейта е $\mathcal{T}_I = 2T + 2\tau$, и за гейта от тип II, продължителността е $\mathcal{T}_{II} = 2T + \tau$. Най-голямата стойност на Раби честотата g^0 е фиксирана; продължителността на импулсите T е дадена в единици $1/g^0$. Ускорението е пресметнато, като пълната продължителност на гейта MSJ T_{MSJ} е разделена на пълната \mathcal{T}_I или \mathcal{T}_{II} на съответните гейтове от тип I и тип II.

форма на импулса	гейт MSJ T	настоящ гейт — тип I			настоящ гейт — тип II		
		τ/T	T	ускорение	τ/T	T	ускорение
правоъг.	0.627	0.500	0.724	15.5%	0.500	0.793	26.5%
sin	0.984	0.413	1.094	27.3%	0.454	1.091	47.1%
sin ²	1.253	0.362	1.370	34.4%	0.424	1.327	55.8%
sin ³	1.477	0.327	1.597	39.3%	0.393	1.539	60.4%
sin ⁴	1.671	0.303	1.794	43.0%	0.365	1.731	63.3%
sin ⁵	1.846	0.284	1.971	45.9%	0.341	1.905	65.5%
sin ⁶	2.005	0.268	2.131	48.4%	0.321	2.065	67.3%

фазов гейт. По този начин се осъществява идеята на MSJ гейта. Чрез допълнително припокриване на импулсите се оказва, че дори този гейт може да се ускори. Всичко това е обобщено в Табл. 4.1.

Заклучение В дисертацията ние предложихме физическа реализация на гейта MSJ, чрез прилагане на бихроматични лазерни полета. Като специален случай, ние въведохме двукюбитен условен фазов гейт, който действа в линейна уловка на Паул и не зависи от вибрационното състояние на йонната верижка и броя на йоните. Този условен фазов гейт използва две последователни (идентични, но с фазова разлика) двойки от резонантни бихроматични лазерни полета, които адресират двата йонни кубита. Във всяка двойка, един от бихроматичните импулси адресира контролния кубит със съответно за-

къснение между двата припокриващи се импулса. Ние намерихме оптималното закъснение τ_0 между импулсите, за което пълната продължителност на гейта е минимална. Ние пресметнахме параметрите на импулса за няколко форми на този импулс, дадени в Табл. 4.1, с ускорение в сравнение гейта MSJ (за сега най-бързия условен фазов гейт) вариращо от 15.5% за правоъгълни импулси до над 50% за синусоидални импулси.

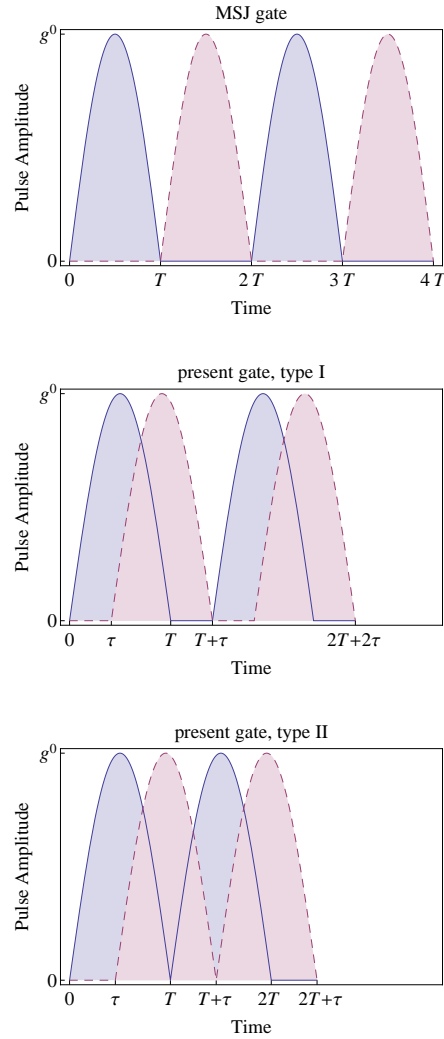


Fig. 4.1: Подредба на импулсите за условен фазов гейт със синусоидна форма на импулсите, $g(t) = g^0 \sin(\pi t/T)$. Непрекъснатите криви показват импулсите приложени върху контролния кубит 1 а прекъснатите криви показват импулсите на кубита 2. Горна рамка: времеви неприпокриващи се импулси, приложени последователно върху кубити 1 и 2 (MSJ). Средна рамка: две разделени двойки от времево припокриващи се импулси (настоящ гейт, тип I), с продължителност на гейта $2T + 2\tau_0$, където τ_0 е оптимално забавяне, за което продължителността на гейта е минимална. Долна рамка: припокриващи се двойки от припокриващи се импулси (настоящ гейт, тип II), с продължителност на гейта $2T + \tau_0$. Отбележете, че продължителността на гейтовете от тип I и тип II е малко по-голяма от тази на MSJ гейта; обаче благодарение на импулсното припокриване, *пълната* продължителност на гейта е по-малка.

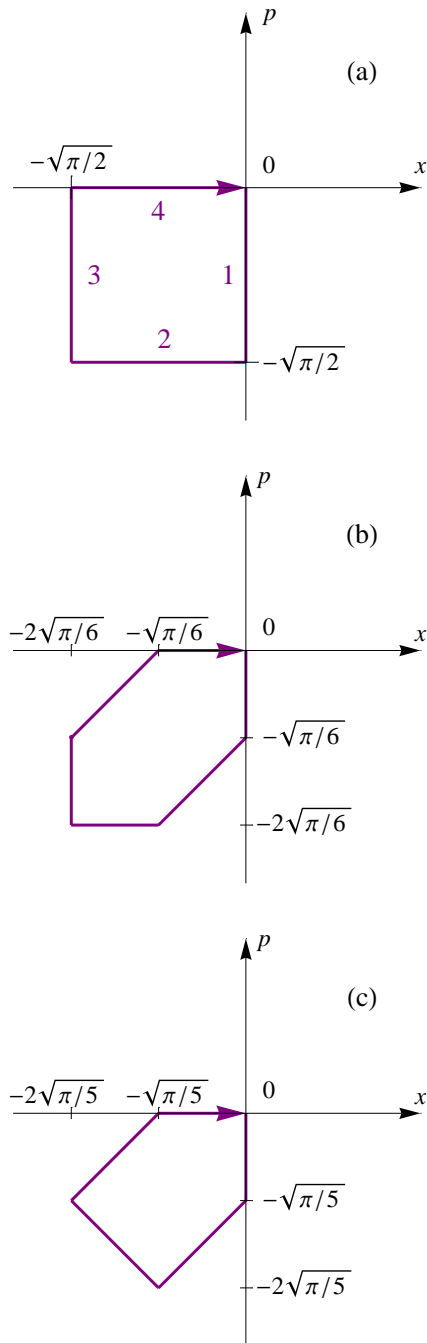


Fig. 4.2: Затворени пътища във фазовото пространство на трите гейта описани в тази глава: (а) гейт MSJ; (б) гейт от тип I; (в) гейт от тип II. Тук сме допуснали правоъгълни форми на импулса. Въвели сме безразмерни импулс и координата: $x = a + a^\dagger$ и $p = i(a^\dagger - a)$.

5. СТАЦИОНАРНА СВЕТЛИНА ВЪВ ФОТОННО КРИСТАЛНО ВЛАКНО

Въведение Постигането на силно взаимодействие между светлина и материя е отдавна преследвана цел в областта на квантовата оптика. Това позволява достигане на големи ефективности при линейно съхраняване на светлина [97], например използвайки явлението електромагнитно-индуцирана прозрачност (EIT) [98–100] или техники на градиентно-ехо [101, 102]. Нещо повече то позволява силно *ефективно* взаимодействие между *индивидуални* фотони използвайки нелинейна оптика. [103]

По-конкретно, EIT привлече много внимание и доведе до голямо време на съхранение [104] и високи ефективности [105]. EIT се прилага на практика чрез схемата на Фиг. 5.1(а) В тази квантова Λ система силното контролно поле преобразува атомната среда в прозрачна за слабото пробно поле, разпространяващо се в същата посока, благодарение на квантова интерференция и при наличие на дву-фотонен резонанс при $\Delta_p = \Delta_c$. Биват формирани поларитони от тъмни състояния (DSP) [106]. Тяхната групова скорост може да бъде контролирана от контролната Раби честота Ω_c [107]. Чрез адиабатно изключване на контролното поле, докато поларитоните се създават, ние преобразуваме пробното поле в стационарно дългоживущо колективно атомно възбуждение, т.е. атомна кохерентност. След това можем да получим пробното поле отново от

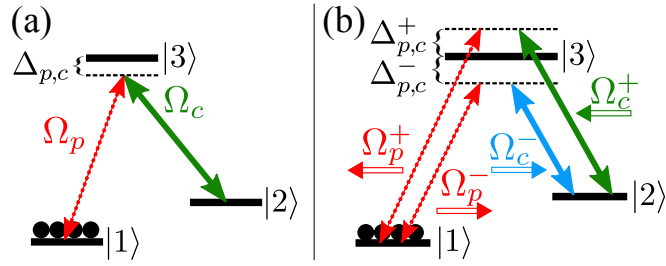


Fig. 5.1: Схема на взаимодействие за EIT (a) и стационарна светлина (b). $\Omega_{p,c}$ са Раби честотите на пробното и контролното полета съответно.

това колективно възбуждение чрез прилагане наново на контролния импулс. Това се нарича светлинно съхранение и получаване [104, 108].

Когато добавим втори контролен лазер, който се разпространява в обратна посока, вж Фиг. 5.1(b), във време в което поларитоните се движат през средата, този лазер действа като all-optical cavity за пробното поле. Поларитоните ефективно биват спрени с неанулираща се фотонна компонента и се формира квази-стационарна поле [109, 110]. Оттук и термина стационарни светлинни импулси (SLP). При все че полето е квази-стационарно, поларитоните в импулса все пак се движат напред-назад с крайна групова скорост. Използвайки взаимодействие от типа на Кер, това води до ефективно (не)еластично разсейване на поларитоните, в зависимост от големината на денасстройката от атомния резонанс [111]. Ето защо става възможно създаването на нелинейни взаимодействия, използвайки SLP [112, 113]. Това може да позволи, например силно-корелирани системи от взаимодействаща светлина и материя [115–117].

Манипулирането на оптични линейни ефекти (т.е. поглъщане и дисперсия) използвайки EIT разчита на силно взаимодействие между пробното лазерно поле и атомната среда.

Силата на взаимодействие между светлина и система от N_{atom} атома се определя от оптичната дълбочина $OD = -\ln T$, където T е коефициента на преминаване при наличие на резонанс. [97]. Ето защо много усилия са хвърлени, за да се увеличи оптичната дълбочина, например използвайки [100] или създавайки големи лазерно-охладени атомни ансамбли [119]. Големи ефективности за светлинно съхранение са демонстрирани в следната система [105].

Въпреки че сега са възможни високи ефективности на линейно взаимодействие, нелинейните взаимодействия на ниво малък брой фотони са все още трудни за постигане. Причината е, че се изисква едновременно взаимодействие между много фотони с единствен атом. Успешни нелинейни взаимодействия на квантово ниво са демонстрирани, използвайки например дълго-действащи атомни взаимодействия [120–123] или поставяйки атомите в резонатори [124, 125]. Обаче нелинейни взаимодействия основаващи се на стационарна светлина, така както са предложени в [111, 115–118] и използвайки атомни ансамбли, взаимодействащи с 1D вълноводи все още очакват своето експериментално наблюдение. Трудността е да се създадат не само големи оптични дълбочини, необходими за линейните взаимодействия, но и също да се реализират големи оптични дълбочини за един атом $OD^* = OD/N_{\text{atom}} \approx \sigma_a/A_w$. Последното представлява вероятността за един атом да взаимодейства с фотон [103]. Величината, която трябва да се максимира, за да са ефективни нелинейните взаимодействия е произведението $OD \times OD^*$ [111].

В дисертацията ние описваме теоретично и сравняваме с експеримент, в който за първи път е установена физическа реализация на стационарна светлина във фотонно кристално

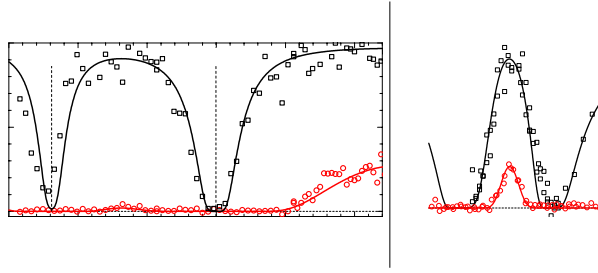


Fig. 5.2: (a) Експериментални (символи) и симулирани (линии) коефициенти на преминаване през влакното с оптична дълбочина 20 (черни квадрати) и 400 (червени кръгове) без контролно поле. (b) EIT в резонанс с параметри $OD=20$, $\Omega_c^+=4.5\Gamma$, $\Delta_c^+=0.7\Gamma$, $\Theta=550(50)\mu\text{K}$ (черни квадрати) и $OD=400$, $\Omega_c^+=6.1\Gamma$, $\Delta_c^+=1.8\Gamma$, $\Theta=450(50)\mu\text{K}$ (червени кръгчета).

влакно. Излизаме от уравнението на Лиувил (уравнения на Блох) за матрицата на плътността и от уравненията на Максвел за разпространение на пробното поле. Уравненията се решават числено и се сравняват с експеримента. Това е показано на следващите фигури.

На Фиг. 5.3(a) ние показваме закъснението на преминаващ пробен импулс (черни квадрати) за константна Ω_c^+ и изменяща се оптична дълбочина. Закъснението се увеличава линейно с оптичната дълбочина, както предсказва теорията. Пробното поле може да бъде забавено повече от една импулсна дължина, т.е. то може да бъде компресирано в атомната среда.

Фигура 5.3(b) показва влизания пробен импулс (черни квадрати), забавения импулс без съхранение (оранжеви кръгчета) и полученият импулс за различни времена на съхранение $\Delta\tau$ (сини триъгълници, червени диаманти и зелени звездички; $N_{\text{avg}}=1250$, $\tau_g=60\text{ ns}$).

Останалите експериментални детайли са описани в дисертацията.

Най-сетне ние достигаме до стационарната светлина.

Докато средата се адресира от двата контролни лазера, коефициентът на преминаване през влакното е значително намален (червени диаманти). Изключвайки контролното поле, което се движи в обратна посока, ние получаваме обратно останалата кохерентност във вид на светлинен импулс от средата, Фиг. 5.4. Получената ефективност е $\eta=2.8(6)\%$ и се получава при времена, където не би трябвало вече да се наблюдава никаква кохерентност, останала в средата за непрекъснато разпространяващ се импулс. Това е типичната следа за SLP при средно големи OD, когато пробния импулс се е побрал в атомната среда [109, 110].

Заклучение Експериментално бе демонстрирано създаването на SLP и съхранение на светлина, използвайки EIT във фотонно кристално влакно. Получено бе много добро съвпадение между теория и експеримент. Ето защо тази работа дава път за множество експерименти, изискващи силно взаимодействие между светлина и материя в областта на квантовата и нелинейна оптика.

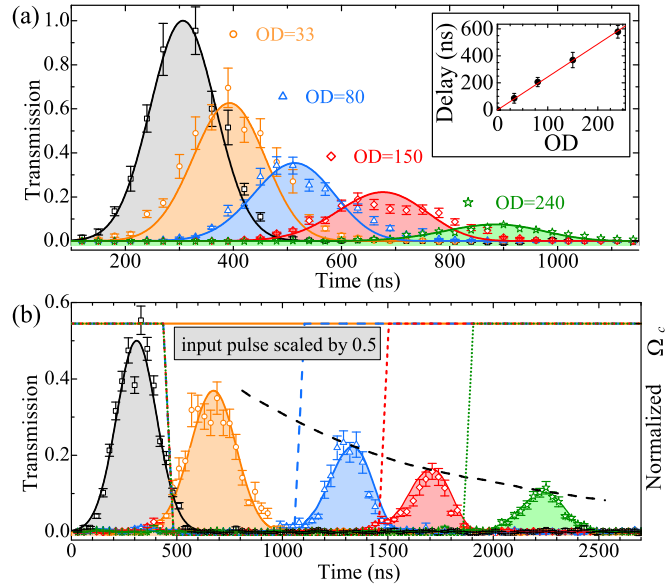


Fig. 5.3: Нормиран коефициент на преминаване на Гаусов влизащ пробен импулс (червени квадрати) през влакното. Символите обозначават експерименталните стойности, докато линиите - симулациите. (a) Бавна светлина: Влизащото поле е забавено, в зависимост от оптичната дълбочина за $\Omega_c^+ = 3.8\Gamma$. $\Theta = 575(75)\mu\text{K}$, $\gamma_{21} = 0.037(3)\Gamma$. (b) Съхраняване на светлината: Влизащото поле е забавено приблизително една импулсна дължина за постоянна Ω_c^+ (оранжеви кръчета и линии). Непрекъснатата, прекъснатата и точкова линии представляват $\Omega_c^+(t)$ с цвят според съответния коефициент на преминаване за различни времена на съхранение - $0.6\mu\text{s}$ (сини триъгълници) и $1\mu\text{s}$ (червени диамантчета) с $\text{OD} = 145(5)$ и време $1.4\mu\text{s}$ (зелени звездички) с $\text{OD} = 195(5)$. $\Omega_c = 3.7\Gamma$, $\Theta = 450(50)\mu\text{K}$, $\gamma_{\text{trd}} = 0.008(1)\Gamma$.

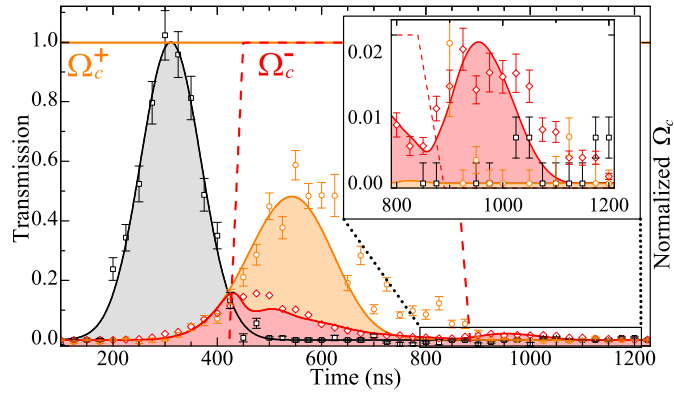


Fig. 5.4: Нормиран коефициент на преминаване за Гаусов влизащ импулс (черни квадратчета) през влакното. Символите обозначават експерименталните данни а линиите - симулациите. Бавна светлина: $\Omega_c^+ = 2.6\Gamma$, $\Omega_c^- = 0$, $\gamma_{\text{inh}} = 0.003(1)\Gamma$ (оранжеви кръгчета). SLP: $\Omega_c^+ = 2.6\Gamma$, $\Omega_c^- = 3.8\Gamma$, $\gamma_{\text{inh}} = 0.012(1)\Gamma$ (червени диамантчета). $\text{OD} = 53$, $\Theta = 350(50) \mu\text{K}$, $\gamma_{\text{trd}} = 0.006(1)\Gamma$, $\Delta_c^+ = +1.0\Gamma$, $\Delta_p^+ = +0.45\Gamma$, $\Delta_c^- = -2.5\Gamma$.

Библиография

- [1] B. W. Shore, *The Theory of Coherent Atomic Excitation* (New York, Wiley, 1990)
- [2] I. I. Rabi, Phys. Rev. **51**, 652 (1937)
- [3] L. D. Landau, Phys. Z. Sowjetunion **2**, 46 (1932).
- [4] C. Zener, Proc. R. Soc. London A **137**, 696 (1932).
- [5] E. C. G. Stückelberg, Helv. Phys. Acta **5**, 369 (1932).
- [6] E. Majorana, Nuovo Cimento **9**, 43 (1932).
- [7] N. Rosen and C. Zener, Phys. Rev. **40**, 502 (1932).
- [8] L. Allen and J. H. Eberly, *Optical Resonance and Two-Level Atoms* (Dover, New York, 1975).
- [9] F. T. Hioe, Phys. Rev. A **30**, 2100 (1984).
- [10] A. Bambini and P. R. Berman, Phys. Rev. A **23**, 2496 (1981).
- [11] Y. N. Demkov and M. Kunike, Vestn. Leningr. Univ., Ser. 4: Fiz. Khim. **16**, 39 (1969).
- [12] F. T. Hioe and C. E. Carroll, Phys. Rev. A **32**, 1541 (1985).
- [13] J. Zakrzewski, Phys. Rev. A **32**, 3748 (1985).

-
- [14] K.-A. Suominen and B. M. Garraway, *Phys. Rev. A* **45**, 374 (1992).
- [15] Y. N. Demkov, *Sov. Phys. JETP* **18**, 138 (1964).
- [16] E. E. Nikitin, *Opt. Spectrosc.* **13**, 431 (1962); *Adv. Quantum Chem.* **5**, 135 (1970).
- [17] C. E. Carroll and F. T. Hioe, *J. Phys. A* **19**, 3579 (1986).
- [18] B. T. Torosov and N. V. Vitanov, *J. Phys. A: Math. Theor.* **41**, 155309 (2008).
- [19] D. Schraft, private communication.
- [20] <http://functions.wolfram.com>
- [21] N. V. Vitanov and P. L. Knight, *J. Phys. B* **28**, 1905 (1995).
- [22] N. V. Vitanov, *J. Phys. B* **27**, 1351 (1994).
- [23] N. V. Vitanov, *J. Phys. B* **28**, L19 (1995).
- [24] N. V. Vitanov and B. M. Garraway, *Phys. Rev. A* **53**, 4288 (1996); erratum *ibid.* **54**, 5458 (1996).
- [25] H. Feshbach, *Ann. Phys.* **5**, 357-390 (1958)
- [26] H. Feshbach, *Ann. Phys.* **19**, 287-313 (1962)
- [27] M. Sternheim and J. Walker, *Phys. Rev. C* **6**, 1 (1972)
- [28] A. Mostafazadeh, *J. Math. Phys.* **43**, 205 (2002)
- [29] A. Mostafazadeh, *J. Phys. A*, **36**, 7081 (2003)
- [30] A. Mostafazadeh, *J. Math. Phys.* **45**, 932 (2004)

-
- [31] A. Mostafazadeh, Phys. Lett. B, **650**, 208 (2007)
- [32] A. Mostafazadeh, Int. J. Geom. Methods Mod. Phys., **7**, 1191 (2010)
- [33] A. Mostafazadeh, J. Math. Phys. **44**, 974 (2003)
- [34] A. Fring and M. Moussa, arXiv:1511.08092 (2015)
- [35] G. Sclarici, L. Solombrino, Phys. Lett. A **303** (2002) 239-242
- [36] C. M. Bender, Rep. Prog. Phys. **70**, 947 (2007)
- [37] C. M. Bender, D. C. Brody and H. F. Jones, Phys. Rev. Lett. **89**, 270401 (2002)
- [38] M. Gorbatenko and V. Neznamov, Phys. Rev. D **82**, 104056 (2010)
- [39] J. Wiersig, S. Kim, M. Henstchel, Phys. Rev. A **78**, 053809 (2008)
- [40] J. Wiersig, Phys. Rev. A **84**, 063828 (2011)
- [41] B. Mashhoon, Phys. Rev. Lett. **61**, (1988) 2639
- [42] G. Zhu, J. Lightwave Technol. **29**, 6 (2011)
- [43] J. Wiersig, Phys. Rev. A **89**, 012119 (2014)
- [44] A. Yariv, IEEE J. Quant. Electron. **9**, 9 (1973)
- [45] R. Boyd, *Nonlinear Optics*, Third Edition, Academic Press (2008)
- [46] S. S. Mukherjee and P. Roy, arXiv:1401.5255v1 (2014).

-
- [47] F. T. Hioe and J. H. Eberly, *Phys. Rev. Lett.* **47**, 12 (1981).
- [48] R. P. Puri, *Mathematical Methods of Quantum Optics*, Berlin: Springer (2001).
- [49] L. D. Landau and E. M. Lifshitz, *The Classical Theory of Fields*, Butterworth-Heinemann; 4th edition (1980)
- [50] I. I. Rabi, *Phys. Rev.* **51**, 652 (1937)
- [51] N. V. Vitanov and S. Stenholm, *Phys. Rev. A* **60**, 5 (1999)
- [52] B. W. Shore, *The Theory of Coherent Atomic Excitation* (Wiley, New York, 1990)
- [53] N. V. Vitanov, T. Halfmann, B. W. Shore, and K. Bergmann, *Annu. Rev. Phys. Chem.* **52**, 763 (2001)
- [54] K. Mølmer, Y. Castin, and J. Dalibard, *J. Opt. Soc. Am. B*, **10**, No. 3 (1993)
- [55] A. Sørensen and K. Mølmer, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 1971 (1999).
- [56] J. I. Cirac and P. Zoller, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 4091 (1995).
- [57] C. Monroe, D. M. Meekhof, B. E. King, W. M. Itano, and D. J. Wineland, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 4714 (1995).
- [58] F. Schmidt-Kaler, H. Häffner, M. Riebe, S. Gulde, G. P. T. Lancaster, T. Deuschle, C. Becher, C. F. Roos, J. Eschner, and R. Blatt, *Nature* **422**, 408 (2003).
- [59] D. Leibfried, B. DeMarco, V. Meyer, D. Lucas, M. Barrett, J. Britton, W. M. Itano, B. Jelenkovic, C. Langer, T. Rosenband, and D. J. Wineland, *Nature* **422**, 412 (2003).

-
- [60] G Kirchmair, J Benhelm, F Zahringer, R Gerritsma, C F Roos, and R Blatt, *New J. Phys.* **11**, 023002 (2009).
- [61] J. Benhelm, G. Kirchmair, C. F. Roos, and R. Blatt, *Nature Phys.* **4**, 463 (2008).
- [62] P. C. Haljan, K.-A. Brickman, L. Deslauriers, P. J. Lee, and C. Monroe, *Phys. Rev. Lett.* **94**, 153602 (2005).
- [63] T. Monz, K. Kim, A. S. Villar, P. Schindler, M. Chwalla, M. Riebe, C. F. Roos, H. Häffner, W. Hänsel, M. Hennrich, and R. Blatt *Phys. Rev. Lett.* **103**, 200503 (2009).
- [64] C. A. Sackett, D. Kielpinski, B. E. King, C. Langer, V. Meyer, C. J. Myatt, M. Rowe, Q. A. Turchette, W. M. Itano, D. J. Wineland, and C. Monroe, *Nature* **404**, 256 (2000).
- [65] T. Monz, P. Schindler, J. T. Barreiro, M. Chwalla, D. Nigg, W. A. Coish, M. Harlander, W. Hänsel, M. Hennrich, and R. Blatt, *Phys. Rev. Lett.* **106**, 130506 (2011).
- [66] K. Mølmer and A. Sørensen, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 1835 (1999).
- [67] T. Monz, K. Kim, W. Hänsel, M. Riebe, A. S. Villar, P. Schindler, M. Chwalla, M. Hennrich, and R. Blatt, *Phys. Rev. Lett.* **102**, 040501 (2009).
- [68] P. A. Ivanov, N. V. Vitanov, and M. B. Plenio, *Phys. Rev. A* **78**, 012323 (2008).
- [69] P. Schindler, J. T. Barreiro, T. Monz, V. Nebendahl, D. Nigg, M. Chwalla, M. Hennrich, and R. Blatt, *Science* **332**, 1059 (2011)

-
- [70] B. P. Lanyon, C. Hempel, D. Nigg, M. Müller, R. Gerritsma, F. Zähringer, P. Schindler, J. T. Barreiro, M. Rambach, G. Kirchmair, M. Hennrich, P. Zoller, R. Blatt, and C. F. Roos, *Science* **334**, 57 (2011).
- [71] R. Blatt and C. F. Roos, *Nature Phys.* **8**, 277 (2012).
- [72] G. J. Milburn, S. Schneider and D. F. V. James, *Fortschr. Phys.* **48**, 801 (2000).
- [73] A. Sørensen and K. Mølmer, *Phys. Rev. A* **62**, 022311 (2000).
- [74] D. Jonathan and M. B. Plenio, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 127901 (2001).
- [75] J. J. Garcia-Ripoll, P. Zoller, and J. I. Cirac, *Phys. Rev. Lett.* **91**, 157901 (2003).
- [76] L.-M. Duan, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 100502 (2004).
- [77] Shi-Liang Zhu, C. Monroe, and L.-M. Duan, *Europhys Lett.* **73**, 485 (2006).
- [78] D. J. Wineland, C. Monroe, W. M. Itano, D. Leibfried, B. E. King, and D. M. Meekhof, *J. Res. Natl. Inst. Stand. Technol.* **103**, 259 (1998).
- [79] P. J. Lee, K.-A. Brickman, L. Deslauriers, P. C. Haljan, L.-M. Duan and C. Monroe, *J. Opt. B: Quantum Semiclass. Opt.* **7**, 371 (2005).
- [80] C. Schneider, D. Porras and T. Schaetz, *Rep. Prog. Phys.* **74**, 024401 (2012).
- [81] D. J. Wineland, *Rev. Mod. Phys.* **85**, 1103 (2013).

-
- [82] W. Magnus, *Commun. Pure Appl. Math.* **7**, 649 (1954).
- [83] P. Pechukas and J. C. Light, *J. Chem. Phys.* **44**, 3897 (1966).
- [84] R. M. Wilcox, *J. Math. Phys.* **8** 962 (1967).
- [85] S. Blanes, F. Casas, J. A. Oteo and J. Ros, *Eur. J. Phys.* **31**, 907 (2010).
- [86] I. I. Boradjiev and N. V. Vitanov, *Phys. Rev. A* **88**, 013402 (2013).
- [87] K. Kim, M.-S. Chang, R. Islam, S. Korenblit, L.-M. Duan, and C. Monroe, *Phys. Rev. Lett.* **103**, 120502 (2009).
- [88] F. Mintert and C. Wunderlich, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 257904 (2001).
- [89] A. Khromova, C. Piltz, B. Scharfenberger, T. F. Gloger, M. Johanning, A. F. Varon, and C. Wunderlich, *Phys. Rev. Lett.* **108**, 220502 (2012).
- [90] N. Timoney, I. Baumgart, M. Johanning, A. F. Varon, M. B. Plenio, A. Retzker, and C. Wunderlich, *Nature* **476**, 185 (2011).
- [91] S. C. Webster, S. Weidt, K. Lake, J. J. McLoughlin, and W. K. Hensinger, *Phys. Rev. Lett.* **111**, 140501 (2013).
- [92] M. Johanning, A. Braun, N. Timoney, V. Elman, W. Neuhauser, and C. Wunderlich, *Phys. Rev. Lett.* **102**, 073004 (2009).
- [93] Shi-Biao Zheng, *Phys. Rev. A* **66**, 060303(R) (2002).

-
- [94] A. Bermudez, P. O. Schmidt, M. B. Plenio, and A. Retzker, *Phys. Rev. A* **85**, 040302(R) (2012).
- [95] T. R. Tan, J. P. Gaebler, R. Bowler, Y. Lin, J. D. Jost, D. Leibfried, and D. J. Wineland, *Phys. Rev. Lett.* **110**, 263002 (2013).
- [96] A. Gorshkov, A. Andre, M. Lukin, and A. Sørensen, *Phys. Rev. A* **76**, 033805 (2007)
- [97] A. Gorshkov, A. Andre, M. Lukin, and A. Sørensen, *Phys. Rev. A* **76**, 033805 (2007)
- [98] M. Fleishchauer, A. Imamoglu, and J. Marangos, *Rev. Mod. Phys.*, **77**, 663 (2005)
- [99] Y. Chen, M. Lee, I. Wang, S. Du, Y. Chen, Y. Chen, and I. Yu, *Phys. Rev. Lett.* **110**, 083601 (2013)
- [100] D. Schraft, M. Hain, N. Lorentz, and T. Halfmann, *Phys. Rev. Lett.* **116**, 073602 (2016)
- [101] G. Hetet, J. J. Longdell, A. L. Alexander, P. K. Lam, and M. J Sellars, *Phys. Rev. Lett.* **100**, 023601 (2008)
- [102] Y. W. Cho, G. T. Campbell, J. L. Everett, J. Bernu, D. B. Higginbottom, M. T. Cao, J. Geng, N. P. Robins, P. K. Lam, and B. C. Buchler, *Optica* **3**, 100 (2016)
- [103] D. Chang, V. Vuletic, and M. Lukin, *Nat. Photonics* **8**, 685 (2014)
- [104] G. Heinze, C. Hubrich, and T. Halfmann, *Phys. Rev. Lett.* **111**, 033601 (2013)

-
- [105] Y. F. Hsiao, P. J. Tsai, H. S. Chen, S. X. Lin, C. C. Hung, C. H. Lee, Y. H. Chen, I. A. Yu, and Y. C. Chen (2016), arXiv: 1605.08519
- [106] M. Fleischhauer and M. Lukin, Phys. Rev. Lett. **84**, 5094 (2000)
- [107] M. Fleischhauer and M. Lukin, Phys. Rev. A **65**, 022314 (2002)
- [108] C. Liu, Z. Dutton, C. Behroozi, and L. Hau, Nature **409**, 490 (2001)
- [109] M. Bajcsy, A. Zibrov, and M. Lukin, Nature **426**, 638 (2003)
- [110] Y. Lin, W. Liao, T. Peters, H. Chou, J. Wang, H. Cho, P. Kuan, and I. Yu, Phys. Rev. Lett. **102**, 213601 (2009)
- [111] M. Hafezi, D. Chang, V. Gritsev, E. Demler, and M. Lukin, Phys. Rev. A **85**, 013822 (2012)
- [112] A. Andre, M. Bajcsy, A. Zibrov, and M. Lukin, Phys. Rev. Lett. **94**, 063902 (2005)
- [113] Y. Chen, M. Lee, W. Hung, Y. Chen, Y. Chen, and I. Yu, Phys. Rev. Lett. **108**, 173603 (2012)
- [114] H. Kimble, Nature **453**, 1023 (2008)
- [115] D. Chang, V. Gritsev, G. Morigi, V. Vuletic, M. Lukin, and E. Demler, Nat. Phys. **4**, 884 (2008)
- [116] M. Kiffner and M. Hartmann, Phys. Rev. A **81**, 021806 (2010)

-
- [117] D. Angelakis, M. Huo, E. Kyoseva, and L. Kwek, *Phys. Rev. Lett.* **106**, 153601 (2011)
- [118] D. Angelakis, M. X. Huo, D. Chang, L. Kwek, and V. Korepin, *Phys. Rev. Lett.* **110**, 100502 (2013)
- [119] Y. F. Hsiao, H. S. Chen, P. J. Tsai, and Y. C. Chen, *Phys. Rev. A* **90**, 055401 (2014)
- [120] T. Peyronel, O. Firstenberg, Q. Liang, S. Hofferberth, A. Gorshkov, T. Pohl, M. Lukin, and V. Vuletic, *Nature* **488**, 57 (2012)
- [121] Y. Dudin and A. Kuzmich, *Science* **336**, 887 (2012)
- [122] O. Firstenberg, T. Peyronel, Q. Liang, A. Gorshkov, M. Lukin, and V. Vuletic, *Nature* **502**, 71 (2013)
- [123] J. Pritchard, K. Weatherill, and C. Adams, *Annu. Rev. Cold Atoms Mol.* **1**, 301 (2013)
- [124] K. Birnaum, A. Boca, R. Miller, A. Boozer, T. Northup, and H. Kimble, *Nature* **436**, 87 (2005)
- [125] B. Dayan, A. Parkins, T. Aoki, E. Ostby, K. Vahala, and H. Kimble, *Science* **319**, 1062 (2008)

**Списък с публикации, използвани в
дисертацията**

1. L. S. Simeonov, P. A. Ivanov and N. V. Vitanov
*Speeding up conditional quantum logic of trapped ion qubits
with overlapping pulses,*
Phys. Rev. A **89**, 012304 (2014).
2. L. S. Simeonov and N. V. Vitanov
*Exactly solvable two-state quantum model for a pulse of hyperbolic-
tangent shape,*
Phys. Rev. A **89**, 043411 (2014).
3. L. S. Simeonov and N. V. Vitanov
Dynamical invariants for pseudo-Hermitian Hamiltonians,
Phys. Rev. A **93**, 012123 (2016).
4. F. Blatt, L. Simeonov, T. Halfmann, T. Peters
*Stationary light pulses and narrowband light storage in a
laser-cooled ensemble loaded into a hollow-core fiber,*
accepted for publishing in Phys. Rev. A

6. ОСНОВНИ ПРИНОСИ В ДИСЕРТАЦИОННИЯ ТРУД

- Изведохме точно решим модел на система с две нива. Раби честотата има форма на 'тангенс хиперболичен' и денасройката е константа. Моделът 'тангенс хиперболичен' има постепенен, а не рязък скок на Раби честотата. Пресметнахме точния пропагатор. Изследвахме граничния случай, когато модела на Раби и модела 'тангенс хиперболичен' съвпадат: границата на бързо нарастване на импулса. Изведохме корекциите към модела на Раби. От друга страна в границата на бавно нарастване на Раби честотата, моделът 'тангенс хиперболичен' се свежда до т.нар. модел 'акула'; ние потвърдихме, че нашите изрази за пропагатора действително се свеждат до тези на модела 'акула', тъй както се очаква.
- Изследвахме псевдо-Ермитови квантови системи и изведохме закони за запазване в много общи условия. Ние приложихме законите за запазване към специфични случаи на системи с две и три нива. За неермитовата система с две нива, изведохме аналога на вектора на Блох и уравнението на Блох. Динамичните инварианти може да се получат за по-големи псевдо-Ермитови матрици в много общи физически допускания. Дадохме няколко практически приложения на псевдо-Ермитовия случай - приложения във вълноводната оптика и разпространение на

некохерентна светлина в нелинейна среда.

- Предложихме физическа реализация на т.нар. гейт на Милбърн, Шнайдер и Джеймс (MSJ) в йонни уловки, чрез прилагане на бихроматични лазерни импулси. Като специален случай, предложихме осъществяването на двукюбитен условен фазов гейт, който действа в линейна уловка на Паул и не зависи от вибрационните състояния на йонната уловка и от броя йони. Този гейт използва две последователни двойки от резонансни бихроматични лазерни полета, адресиращи двата кюбита. За всяка двойка, едно от бихроматичните полета адресира контролния кюбит, а другият target кюбита, като двата импулса са забавени и частично припокриващи се. Ние намерихме съществуването на оптимално забавяне между импулсите, за което продължителността на гейта е най-къса. Ние изчислихме параметрите на импулса за няколко форми на импулса с ускоряване дори над гейта MSJ вариращо от 15.5% за правоъгълни импулси до над 50% за синусоидални импулси.
- За първи път демонстрирахме създаването на стационарни светлинни импулси и съхранение на светлина използвайки EIT в кухината на фотонно кристално влакно. Добро съвпадение бе наблюдавано между числените пресмятания и експерименталната реализация. Ето защо тази работа отваря врати за множество експерименти, изискващи силни взаимодействия между светлина и материя в областта на квантовата и нелинейна оптика.