

КВАНТОВО-ОПТИЧНИ ПОДХОДИ В КЛАСИЧЕСКАТА ОПТИКА И НЕУТРИННАТА ФИЗИКА

Христина Стефанова Христова

АВТОРЕФЕРАТ

на дисертация за придобиване на
образователната и научна степен

“Доктор”



Физически факултет

Софийски университет “Св. Климент Охридски”

Научен ръководител: проф. дфзн Николай Витанов Витанов

Научен консултант: доц. д-р Андон Ангелов Рангелов

София, декември 2016

Дисертационният труд е обсъден на катедрен съвет в катедра Теоретична физика на Физически факултет, Софийски университет “Св. Климент Охридски”, състоял се на 07.12.2016 г., и е насочен за защита пред комисия в състав:

проф. дфзн Николай Витанов Витанов, Катедра Теоретична физика, Физически факултет, СУ „Св. Климент Охридски“

проф. дфзн Александър Александров Драйшу, Катедра Теоретична физика, Физически факултет, СУ „Св. Климент Охридски“

проф. дфзн Кирил Борисов Благоев, Институт по физика на твърдото тяло, БАН

проф. дфзн Светослав Рашев Славов, Институт по физика на твърдото тяло, БАН

доц. д-р Стефка Стефанова Карталева, Институт по електроника, БАН

Резерви:

доц. д-р Андон Ангелов Рангелов, Катедра Теоретична физика, Физически факултет, СУ „Св. Климент Охридски“

доц. д-р Емилия Стоянова Димова, Институт по физика на твърдото тяло, БАН

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

Брой страници - 87

Брой фигури - 26

Брой цитирани литературни източници - 71

Защитата на дисертационния труд ще се проведе на от часа в зала 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 Физически Факултет, Софийски университет “Св. Климент Охридски”, бул. “Джеймс Баучер” №5.

Актуалност на темата, цел и задачи на дисертационния труд

Квантовите аналози намират широко приложение в други области на физиката. Още от зараждането на квантовата механика аналозиите присъстват в трудовете на Дьо Бройл [1] и Шрьодингер [2]. В последно време някои добре познати техники за кохерентен контрол на атоми и молекули намират приложение във вълновата оптика [3–10]. Квантовите аналогии могат да бъдат полезни в няколко аспекта. Те осигуряват мощен инструмент за симулации - от класическа симулация на квантови процеси като заплитане и "random walks" [12], до симулации на адиабатен пренос на заселеност в атоми и молекули. Квантово-оптичните аналогии ни дават възможност да се изследват системи и проблеми, които не са толкова лесно осъществими в обикновена лаборатория, например осцилациите на неутрино [13]. И най-накрая, този пренос на идеи между квантовата механика и оптиката предлага възможности за подобрене на съществуващи оптични устройства и нови методи за генериране и управление на светлинни сигнали. В дисертацията се разглеждат реализации на квантови модели в оптични среди като вълноводни структури и нелинейни кристали. Като пример за прилагане на модели от атомната физика в други области, различни от оптиката, е представена аналогия с неутринни осцилации.

Структура на дисертацията

Настоящият дисертационен труд е оформен в пет глави, както следва:

- Глава 1: Увод
 - Квантово оптични аналози - до там и обратно;
 - Извод на основните уравнения;
- Глава 2: Адиабатна еволюция в успоредно изкривени вълноводни редици;
- Глава 3: Адиабатен троен вълноводен разделител;
- Глава 4: Адиабатно преобразуване на честоти със скок във взаимодействието;
- Глава 5: Неутринни осцилации;
- Заключение.

1. УВОД

Квантово-оптични аналози - дотам и обратно

Аналогии между вълновата оптика и квантовата механика са правени още от създаването на квантовата механика в трудовете на д-р Бройл [1] и Шрьодингер [2]. През последното десетилетие процесът се случва в обратна посока: някои от най-известните техники за кохерентен контрол на атоми и молекули намират приложение в областта на оптичната физика. Примерите включват осцилации на Раби [3], Landau-Zener (LZSM)-тунелиране [4–6] и стимулиран Раманов адиабатен преход (STIRAP) [7–10, 32, 33]. Броят на квантовите аналогии, фигуриращи в литературата, нараства бързо като търсенето на подобие не се ограничава само до вълновата физика. Квантовите модели могат да бъдат приложени дори за описване на осцилации на неутрино.

Интересът в тази област не се дължи единствено на желанието всяка квантовата система бъде реализирана с оптични структури. Квантовите аналогии могат да бъдат полезни в няколко аспекта. На първо място, те осигуряват инструмент за симулации - от класическа симулация на квантови процеси като заплитане и "random walks" до симулации на адиабатен пренос на заселеност в атоми и молекули. Квантово-оптичните аналогии ни дават възможност да се изследват системи и проблеми, които не са толкова лесно осъществими в обикновена лаборатория, например осцилациите на неутрино [13]. И най-накрая, благодарение на този пренос на идеи между квантовата механика и оптиката, могат да бъдат подобрени съществуващи оптични устройства и да се предложат алтернативни методи за управление на сигнали в оптични структури.

Извод на основните уравнения

За да се разкрие връзката между квантовите модели и явленията от вълновата оптика, първоначално ще покажем основните стъпки в извеждането на уравнението за разпространение на светлина при вълноводи и нелинейни среди [14, 15]. Първата стъпка трябва да е нещо общоизвестно - в нашия случай това са уравненията на Максвел (в система SI)

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho, \quad (1.1)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0, \quad (1.2)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (1.3)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} + \mathbf{J}, \quad (1.4)$$

В дисертацията ще се разглеждат немагнитни среди без свободни заряди и свободни токове:

$$\rho = 0, \quad (1.5)$$

$$\mathbf{J} = 0, \quad (1.6)$$

$$\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H} \quad (1.7)$$

Също така ще използваме и връзката:

$$\mathbf{D} = \epsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P} \quad (1.8)$$

Важно е да се отбележи, че при нелинейни среди векторът на поляризация \mathbf{P} ще зависи нелинейно от силата на електричното поле. За изотропни среди $\nabla \cdot \mathbf{D} = 0$, което води до $\nabla \cdot \mathbf{E} = 0$ и оптичното вълново уравнение може да бъде записано в следния вид:

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \frac{1}{\epsilon_0 c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \mathbf{D} = 0. \quad (1.9)$$

В общия случай, $\nabla \cdot \mathbf{E}$ не изчезва, но може да се пренебрегне при допускане за слабо променящи се амплитуди.

Вълноводна двойка

Вълноводните двойки (waveguide directional coupler) се използват в оптичната комуникация за разпределение на сигнал, обединяване на сигнали и като превключватели. Тук ще изведем оптичното вълново уравнение за два вълновода като отново ще започнем с уравненията на Максвел

$$\nabla \times \mathbf{H} = -i\omega \epsilon_0 n^2 \mathbf{E}, \quad (1.10)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = i\omega \mu_0 \mathbf{H}, \quad (1.11)$$

този път записани с помощта на индекса на пречупване n . Ще приемем, че оста на двойката е по направление на z . За хомогенни по оста z вълноводи, решенията могат да бъдат записани

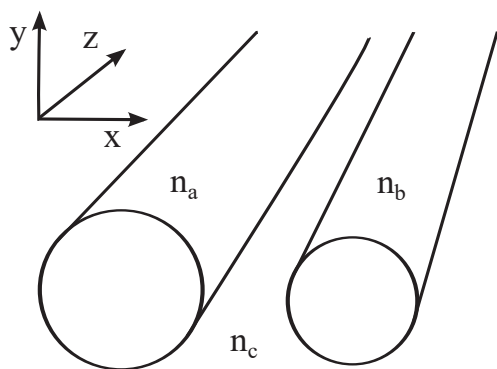


Fig. 1.1: Схематично представяне на два успоредни диелектрични вълновода, разположени на крайно разстояние един от друг.

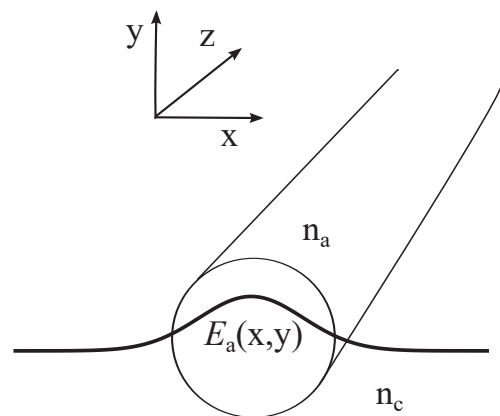


Fig. 1.2: Схематично представяне на мод на разпространение за единичен вълновод.

като:

$$\mathbf{E} = \mathcal{E}(x, y) \exp[i\omega t - \beta z], \quad (1.12)$$

$$\mathbf{H} = \mathcal{H}(x, y) \exp[i\omega t - \beta z], \quad (1.13)$$

където β е константата на разпространение на вълновода. Когато показателят n е с малък градиент, вълновото уравнение (1.9) може да се замени със скаларното вълново уравнение:

$$\nabla^2 \mathbf{E} + \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 n^2 \mathbf{E} = 0, \quad (1.14)$$

което може да се запише и за решението на \mathbf{E} :

$$\nabla_t^2 \mathcal{E} + \left[\left(\frac{\omega}{c}\right)^2 n^2 - \beta^2 \right] \mathcal{E} = 0, \quad (1.15)$$

където $\nabla_t^2 = \nabla^2 - \partial^2/\partial z^2$ е напречният лапласиан.

Да разгледаме случай на два диелектрични вълновода, разположени на крайно разстояние един от друг (фиг. 1.1). С $\mathcal{E}_a(x, y) \exp[i(\omega t - \beta_a z)]$ и $\mathcal{E}_b(x, y) \exp[i(\omega t - \beta_b z)]$ ще означим модите на разпространение на отделните вълноводи, когато те са безкрайно отдалечени един от друг (фиг. 1.2). Електричното поле на вълна, разпространяваща се във вълноводната двойка, може да се апроксимира като:

$$\mathbf{E}(x, y, z, t) = A(z) \mathcal{E}_a(x, y) \exp[i(\omega t - \beta_a z)] + B(z) \mathcal{E}_b(x, y) \exp[i(\omega t - \beta_b z)]. \quad (1.16)$$

Двете моди са част от пълен ортогонален базис, затова е изпълнено нормиращото условие:

$$\frac{\beta_m}{2\omega\mu} \int \int \mathcal{E}_m \mathcal{E}_n dx dy = \delta_{mn}. \quad (1.17)$$

Като се знаят индексите на пречупване за вълноводите a , b и за цялата система:

$$n_a^2(x, y) = n_s^2(x, y) + \Delta n_a^2(x, y), \quad (1.18)$$

$$n_b^2(x, y) = n_s^2(x, y) + \Delta n_b^2(x, y), \quad (1.19)$$

$$n^2(x, y) = n_s^2(x, y) + \Delta n_a^2(x, y) + \Delta n_b^2(x, y), \quad (1.20)$$

където $n_s^2(x, y)$ означава разпределението на индекса на пречупване на средата между двата вълновода и $\Delta n_j^2(x, y)$ описва присъствието на вълновод j , можем да презапишем скаларното вълново уравнение за електричното поле (1.14) и неговото решение (1.15). След известни пресмятания, отчитайки приближението за бавно вариращи амплитуди и условието за нормировка (1.17), получаваме:

$$\frac{dA}{dz} = -i\kappa_{aa}A - i\kappa_{ab}B e^{i(\beta_a - \beta_b)z}, \quad (1.21)$$

$$\frac{dB}{dz} = -i\kappa_{ba}A e^{-i(\beta_a - \beta_b)z} - i\kappa_{bb}B. \quad (1.22)$$

Връзката между двата вълновода се представя от коефициентите κ_{ab} и κ_{ba} . Членовете с κ_{aa} и κ_{bb} дават малки поправки към константите на разпространение β_j , дължащи се на

диелектричните пертурбации във вълновода поради присъствието на друг вълновод. Ако отчетем тези корекции в първоначалния запис на полето:

$$\begin{aligned} \mathbf{E}(x, y, z, t) = & A(z)\mathcal{E}_a(x, y)\exp[i(\omega t - (\beta_a + \kappa_{aa})z)] \\ & + B(z)\mathcal{E}_b(x, y)\exp[i(\omega t - (\beta_b + \kappa_{bb})z)] \end{aligned} \quad (1.23)$$

и означим разликата във фазите с

$$2\delta = (\beta_a + \kappa_{aa}) - (\beta_b + \kappa_{bb}), \quad (1.24)$$

ще получим уравненията на свързаните моди във вида:

$$\frac{dA}{dz} = -i\kappa_{ab}B e^{i2\delta z}, \quad (1.25)$$

$$\frac{dB}{dz} = -i\kappa_{ba}A e^{-i2\delta z}. \quad (1.26)$$

За начални условия ($A(0) = A_0, B(0) = 0$) (т.е. сигнал на входа на единия вълновод) решенията са:

$$A(z) = A_0 e^{i\delta z} \left[\cos(\sqrt{\kappa^2 + \delta^2}z) - i \frac{\delta}{\sqrt{\kappa^2 + \delta^2}} \sin(\sqrt{\kappa^2 + \delta^2}z) \right], \quad (1.27)$$

$$B(z) = -iA_0 e^{-i\delta z} \frac{\kappa}{\sqrt{\kappa^2 + \delta^2}} \sin(\sqrt{\kappa^2 + \delta^2}z), \quad (1.28)$$

където приемаме, че $\kappa_{ab} = \kappa_{ba} = \kappa$, и $s = \sqrt{\kappa^2 + \delta^2}$. Амплитудите на модите ни дават енергията във вълноводите:

$$I_a(z) = |A(z)|^2, \quad (1.29)$$

$$I_b(z) = |B(z)|^2, \quad (1.30)$$

и като използваме решенията (1.27), получаваме интензитета на изходния сигнал за всеки вълновод:

$$I_a(z) = I_0 - I_b(z), \quad (1.31)$$

$$I_b(z) = I_0 \frac{\kappa^2}{\kappa^2 + \delta^2} \sin^2(\sqrt{\kappa^2 + \delta^2}z), \quad (1.32)$$

където $I_0 = A_0^2$. Когато параметрите на вълноводната двойка δ и κ са постоянни, уравненията (1.25) са подобни на тези в модела на Раби. Необходимо е само формално заместване на z с t . Също така “езикът” е малко по-различен. Докато при вълноводи говорим за интензитет на сигналите, в модела на Раби тази роля е дадена на вероятностите. Връзката между честотната разлика (detuning) и взаимодействието (coupling) от модела на Раби и параметрите на вълноводните масиви не е толкова директна. Те са функции на константите на разпространение и коефициентите κ_{ij} и явният им вид зависи от конкретния масив. В случай на вълноводна двойка можем да приемем, че фазовата разлика може да се асоциира с честотната разлика и κ може да се приеме за взаимодействие. Поради наличието на такова съответствие основните резултати и изводи от модела на Раби могат пряко да бъдат приложени за вълноводни двойки с константни параметри.

Уравнения на свързаните моди за нелинейна среда

В случай на нелинейна среда поляризацията може да бъде разделена на два члена:

$$\mathbf{P} = \mathbf{P}^{(1)} + \mathbf{P}^{\text{NL}}, \quad (1.33)$$

където $\mathbf{P}^{(1)}$ е линейната част на поляризацията и \mathbf{P}^{NL} отчита нелинейния отговор на средата. Оптичното вълново уравнение (1.9) се записва във вида:

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \frac{1}{\epsilon_0 c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \mathbf{D}^{(1)} = \frac{1}{\epsilon_0 c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \mathbf{P}^{\text{NL}}. \quad (1.34)$$

За да се отчете дисперсията, полетата $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$, $\mathbf{D}(\mathbf{r}, t)$ и $\mathbf{P}(\mathbf{r}, t)$ се представят като суми от честотните си компоненти $\mathbf{E}_n(\mathbf{r}, t)$, $\mathbf{D}_n(\mathbf{r}, t)$ и $\mathbf{P}_n(\mathbf{r}, t)$. За среда с пренебрежимо малка дисипация $\mathbf{D}^{(1)}(\mathbf{r}, t) = \epsilon_0 \epsilon^{(1)}(\omega_n) \mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$, вълновото уравнение за всяка честотна компонента има вида:

$$\nabla^2 \mathbf{E}_n - \frac{\epsilon^{(1)}(\omega_n)}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \mathbf{E}_n = \frac{1}{\epsilon_0 c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \mathbf{P}^{\text{NL}}. \quad (1.35)$$

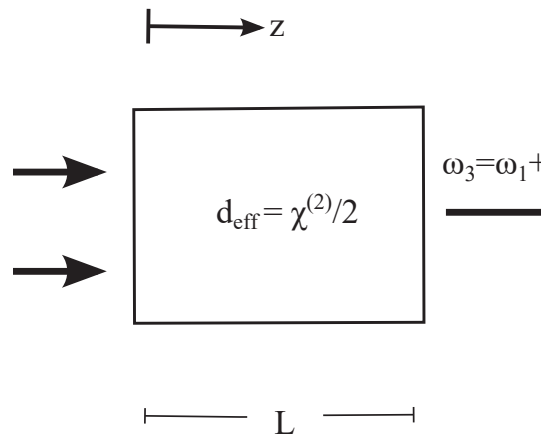


Fig. 1.3: Схематично представяне на генериране на сумарна честота в нелинеен кристал.

С помощта на това уравнение ще разгледаме случай на генериране на сумарна честота (SFG-процес) в нелинейна среда без загуби, осъществен от колимирани, монохроматични и непрекъснати лъчи (фиг. 1.3) [14–17]. Първоначално ще разгледаме вълновото уравнение за полето на генерираната честота ω_3 . Ако нелинейният член не е много голям, амплитудата ще се променя слабо по z . Затова ще изберем пробното решение да е подобно на решението на хомогенното вълново уравнение:

$$E_3(z, t) = A_3(z) e^{i(k_3 z - \omega_3 t)} + c.c., \quad (1.36)$$

където

$$k_3 = \frac{n_3 \omega_3}{c}, \quad n_3^2 = \epsilon^{(1)}(\omega_3) \quad (1.37)$$

и амплитудата A_3 е функция на z . Амплитудата на нелинейната поляризация може да се запише като:

$$P_3(z) = 4\epsilon_0 d_{eff} A_1 A_2 e^{i(k_1 + k_2)z}. \quad (1.38)$$

След известни пресмятания и прилагане на допускането за слабо променящи се амплитуди:

$$\left| \frac{\partial^2}{\partial z^2} A_3 \right| \ll \left| k_3 \frac{\partial}{\partial z} A_3 \right| \quad (1.39)$$

и означавайки разликата във вълновите вектори с:

$$\Delta k = k_1 + k_2 - k_3 \quad (1.40)$$

получаваме уравнението за амплитудата $A_3(z)$. Изпълнявайки цялата процедура за другите две честоти, получаваме системата:

$$\frac{\partial}{\partial z} A_1 = \frac{2id_{eff}\omega_1^2}{k_1 c^2} A_3 A_2^* e^{-i\Delta k z}, \quad (1.41)$$

$$\frac{\partial}{\partial z} A_2 = \frac{2id_{eff}\omega_2^2}{k_2 c^2} A_3 A_1^* e^{-i\Delta k z}, \quad (1.42)$$

$$\frac{\partial}{\partial z} A_3 = \frac{2id_{eff}\omega_3^2}{k_3 c^2} A_1 A_2 e^{i\Delta k z}. \quad (1.43)$$

Общо условие за ефективно преобразуване на честоти е равенство на фазите, т.е. разликата Δk между вълновите вектори на участващите в процеса вълни да е нулева или пренебрежимо малка. За намаляване на тази разлика може да се използва ефектът на двойно лъчепречупване. Други техники за подобряване на ефективността на процеса са добавяне на допълнителни вълнови вектори за компенсиране на фазовата разлика [18–20] и прилагане на техниката за бърз адиабатен преход чрез комбинация от адиабатно и аperiодично поляризиращи кристали [21–26].

В глава 4 на дисертацията се предлага още една възможност за "прескачане" на препятствието "фазова разлика".

2. АДИАБАТНА ЕВОЛЮЦИЯ В УСПОРЕДНО ИЗКРИВЕНИ ВЪЛНОВОДНИ РЕДИЦИ

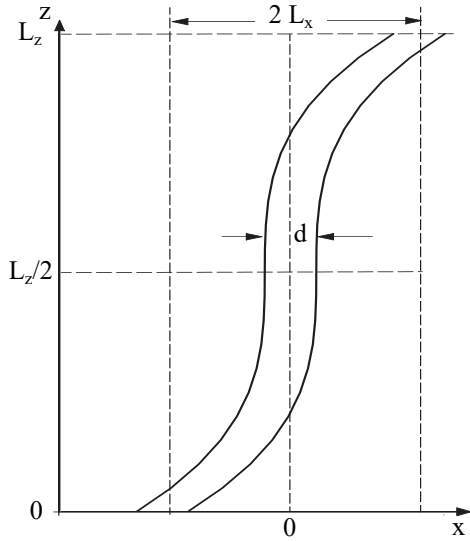


Fig. 2.1: Схематично представяне на вълноводен масив от два еднакви оптични вълновода с кубично изкривена ос, разположени на разстояние d

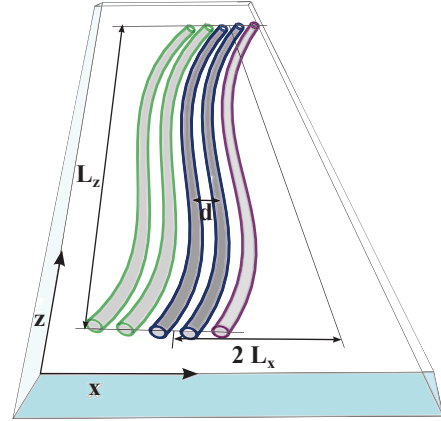


Fig. 2.2: Вълноводен масив от N успоредно изкривени идентични вълновода.

Оптична реализация на т. нар. Landau-Zener-Stückelberg-Majorana (LZSM) тунелиране [27] е представена от Лонги [5,6] (фиг. 2.1). Аналогията е осъществена във вълноводни двойки с кубична кривина на оста. Разпространението на светлинни вълни с амплитуди $A_1(z)$ и $A_2(z)$ в два вълновода, при скалярно и параксиално приближение за електромагнитното поле, се описва от системата:

$$i \frac{d}{dz} \begin{bmatrix} A_1(z) \\ A_2(z) \end{bmatrix} = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 2kz & \beta_{12} \\ \beta_{12} & -2kz \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_1(z) \\ A_2(z) \end{bmatrix}, \quad (2.1)$$

където

$$k \simeq \frac{48\pi d L_x n_s}{\lambda L_z^3}, \quad \beta_{12} = \beta_2 - \beta_1.$$

Тук d е разстоянието между двата вълновода, $2L_x$ е максималното отместване по оста x на входа ($z = -L_z/2$) и изхода ($z = L_z/2$), n_s е индексът на пречупване на субстрата, λ е дължината на вълната, L_z е дължината на вълноводната двойка и β_j ($j = 1, 2$) са константите на разпространение. Абсолютните стойности на квадратите на амплитудите $A_1(z)$ и $A_2(z)$ са безразмерните интензитети на светлинните сигнали в двата вълновода, нормирани на пълния интензитет на входния сигнал: $I_1(z) = |A_1(z)|^2$ и $I_2(z) = |A_2(z)|^2$.

В настоящата глава от дисертацията този модел е обобщен за двумерен масив от N успоредно изкривени вълноводи. Разглеждаме разпространение на монохроматична светлина с дължина на вълната $\lambda = 2\pi/k$ във вълноводен масив с дължина L_z съставен от N идентични едномодови вълноводи, разположени на разстояние d по оста x . Оста на разпространение е слабо изкривена по продължение на оста z , както се вижда на фиг. 2.2. Означаваме с $A_j(t)$ амплитудата на вълната в j -тия вълновод и $I_j(z) = |A_j(z)|^2$ е съответният интензитет ($j = 1, \dots, N$). Хамилтонианът е три-диагонална матрица

$$\mathbf{H}_N = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} \Delta_1 & \beta_{12} & \cdots & 0 \\ \beta_{21} & \Delta_2 & \cdots & 0 \\ \vdots & & \ddots & \vdots \\ 0 & \cdots & \Delta_{N-1} & \beta_{N-1,N} \\ 0 & \cdots & \beta_{N,N-1} & \Delta_N \end{bmatrix}, \quad (2.2)$$

където $\Delta_j = (N + 1 - 2j)kz$. Хамилтониани от този вид са добре известни и изучени в квантовата физика [28, 29].

Двумерен масив от три вълновода

Хамилтонианът за тази система има следния вид

$$\mathbf{H}_3 = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 2kz & \beta_{12} & 0 \\ \beta_{12} & 0 & \beta_{23} \\ 0 & \beta_{23} & -2kz \end{bmatrix}. \quad (2.3)$$

Диагоналните стойности ξ_i и собствените стойности λ_i на \mathbf{H}_3 са показани на фиг. 2.3. За определеност допускаме, че $k > 0$. Този хамилтониан е същият като за квантова система от три нива (с полагането $z \rightarrow t$), с диаграма на енергиите от типа “bow-tie”. Тази задача е решена аналитично [30] като решението е приложимо в случая на вълноводен масив с константни взаимодействия и достатъчно голяма дължина на вълноводите, $L_z^2 \gg 1/k$. Решението е обобщено в Таблица 2.1; отбелязваме, че p и q могат да приемат всяка реална стойност между 0 и 1. Това аналитично решение ни позволява да изведем условията за пълен пренос на светлинен сигнал между най-външните в масива вълноводи. Също така дава и условията за разпределяне на светлинния сигнал във всички вълноводи от масива при различни съотношения на интензитетите.

Tab. 2.1: Интензитети I_n ($n = 1, 2, 3$) на изхода на вълноводния масив с хамилтониан (2.3) в границата $L_z^2 \gg 1/k$ за различни начални условия (I_1^0, I_2^0, I_3^0) . Тук $p = \exp(-\pi\beta_{12}^2/4k)$ и $q = \exp(-\pi\beta_{23}^2/4k)$.

(I_1^0, I_2^0, I_3^0)	I_1	I_2	I_3
(1,0,0)	p^2	$(1-p)(p+q)$	$(1-p)(1-q)$
(0,1,0)	$(1-p)(p+q)$	$(1-p-q)^2$	$(1-q)(p+q)$
(0,0,1)	$(1-p)(1-q)$	$(1-q)(p+q)$	q^2

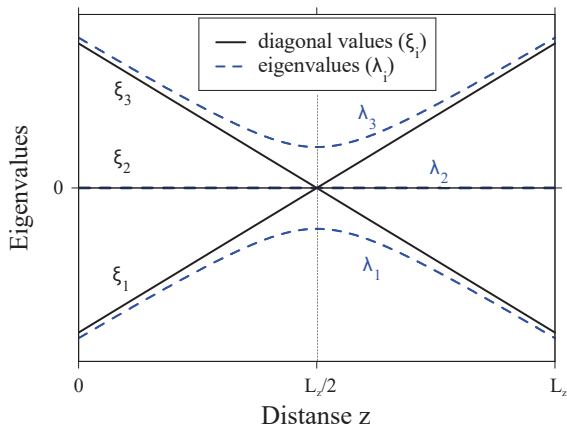


Fig. 2.3: “Bow-tie” пресичане: диагонални стойности (ξ_i) и собствени стойности (λ_i) спрямо z за хамилтониан \mathbf{H}_3 на система от три вълновода.

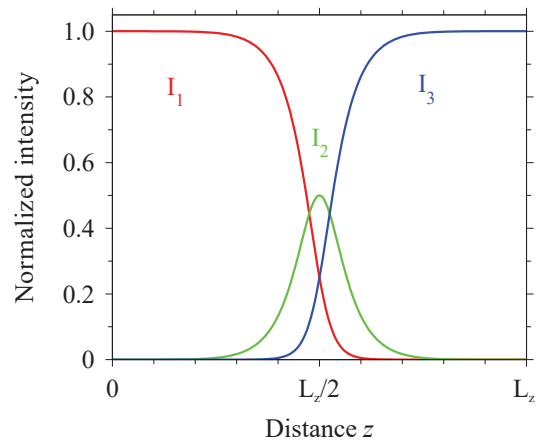


Fig. 2.4: Адиабатен пренос на светлина $1 \rightarrow 3$ между вълноводи 1 и 3 в масив от три вълновода. Допускаме гаусов профил на взаимодействията $\beta_{12}(z) = \beta_{23}(z) = \beta_0 \exp[-(z - L/2)^2/\zeta^2]$ като $\beta_0 = 50/\zeta$, $k = 250/\zeta^2$, $L_z = 4\zeta$. Тук ζ се използва като единица за дължина и $1/\zeta$ като единица за честота.

Пълен пренос на светлина $1 \rightarrow 3$

Вероятността за пренос $1 \rightarrow 3$, съгласно Таблица 2.1 е

$$\begin{aligned} P_{1 \rightarrow 3} &= (1 - p)(1 - q) \\ &= [1 - \exp(-\pi\beta_{12}^2/4k)][1 - \exp(-\pi\beta_{23}^2/4k)]. \end{aligned} \quad (2.4)$$

Следователно пренос на сигнал от вълновод 1 към вълновод 3 се осъществява когато $p \rightarrow 0$ и $q \rightarrow 0$. Условието

$$\beta_{12}^2 \gg k, \quad \beta_{23}^2 \gg k, \quad (2.5)$$

осигуряват адиабатна еволюция [31]. Следователно, пренос на светлинен сигнал във вълноводен масив от три вълновода е силно ахроматичен (т.е. не зависи от k) в честотния интервал, в който адиабатното условие (2.5) е удовлетворено.

Както се вижда от таблица 2.1, вероятностите за пренос $P_{1 \rightarrow 3}$ и $P_{3 \rightarrow 1}$ са еднакви, което води до двупосочен пренос на светлина. Това важно свойство отличава представената техника значително от базираните на STIRAP устройства [7–10], които са еднопосочни.

Валидността на модела не се ограничава само до константни взаимодействия и константен параметър k . Необходимо е адиабатното условие да бъде удовлетворено, което в общия случай изисква във всяка точка на пресичане квадратът на взаимодействието между съответните вълноводи да е много по-голям от производната на разликата на диагоналните елементи на хамилтониана.

Пример за адиабатен пренос на светлина между вълноводи 1 и 3 е показан на фиг. 2.4.

Разпределяне на сигнал

Светлинен сигнал, разпространяващ се във вълновод 1, може да се раздели на три еднакви по интензитет сигнала на изхода на вълноводния масив, $(1, 0, 0) \rightarrow (1/3, 1/3, 1/3)$, ако взаимодействията удовлетворяват следните условия

$$p = \frac{1}{\sqrt{3}}, \quad q = \frac{3 - \sqrt{3}}{6}. \quad (2.6)$$

Стойностите на p и q се постигат чрез подбор на β_{12} , β_{23} и k . Същото разпределяне на сигнал се възпроизвежда и за вълновод 3 при размяна на стойностите на p и q . При подаден сигнал на входа на втория вълновод, той ще бъде разпределен в съотношение $(0, 1, 0) \rightarrow (1/3, 1/3, 1/3)$, ако взаимодействията удовлетворяват

$$p = q = \frac{3 - \sqrt{3}}{6} \quad \text{or} \quad p = q = \frac{3 + \sqrt{3}}{6}. \quad (2.7)$$

Възможно е сигналът от втория вълновод да бъде разцепен на два равни по интензитет сигнала, $(0, 1, 0) \rightarrow (1/2, 0, 1/2)$; това се случва при

$$p = q = \frac{1}{2}. \quad (2.8)$$

Примери за работа на вълноводен разпределител на сигнал са показани на фиг. 2.5. Необходимите стойности на взаимодействията β_{12} и β_{23} са определени от модела на Карол-Хю, въпреки че в симулациите са използвани гаусиани. Въпреки това се вижда, че търсеното разпределение на сигнала се постига с голяма точност.

Двумерен масив от N вълновода ($N > 3$)

За масив от произволен брой N вълноводи, описан от хамилтониан (2.2), все още не е намерено точно аналитично решение. Независимо от това, от общи съображения може да се очаква, че в адиабатната граница винаги е възможен пълен пренос на светлина $1 \rightarrow N$.

Ще разгледаме двумерен масив от 4 вълновода при допускането за еднакви взаимодействия $\beta_{12} = \beta_{23} = \beta_{34} \equiv \beta$. Хамилтонианът за този случай е

$$\mathbf{H}_4 = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 3kz & \beta & 0 & 0 \\ \beta & kz & \beta & 0 \\ 0 & \beta & -kz & \beta \\ 0 & 0 & \beta & -3kz \end{bmatrix}. \quad (2.9)$$

Диагоналните стойности ξ_i и собствените стойности λ_i са показани на фиг. 2.6. При подаване на светлинен сигнал на входа на вълновод 1 и ако разпространението е близко до адиабатното, светлинният лъч ще следва предимно най-ниската собствена стойност $\lambda_1(z)$, която първоначално се асоциира с вълновод 1 (и ξ_1) и в края съвпада с вълновод 4 (съответно ξ_4). Условието за адиабатна еволюция при еднакви взаимодействия може да се презапише като

$$\beta^2 \gg 12k. \quad (2.10)$$

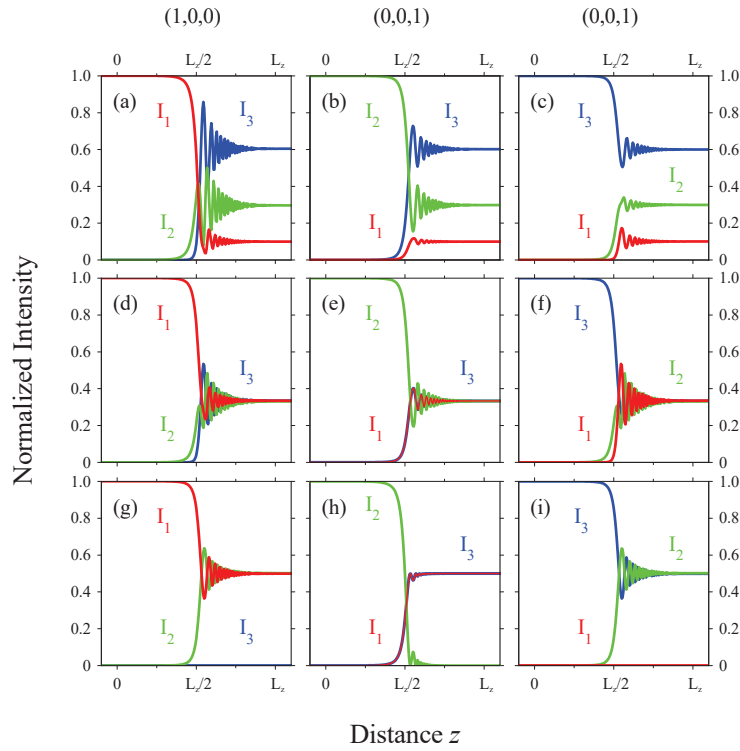


Fig. 2.5: Разцепване на сигнал от 3-вълноводен масив при различни начални условия (I_1^0, I_2^0, I_3^0): (1, 0, 0) (лява колона), (0, 1, 0) (средна колона), (0, 0, 1) (дясна колона). Горните редове показват разцепване в съотношение на интензитетите $\frac{1}{10} : \frac{3}{10} : \frac{6}{10}$, средните редове - $\frac{1}{3} : \frac{1}{3} : \frac{1}{3}$, и долните редове - $\frac{1}{2} : 0 : \frac{1}{2}$. Параметърът $k = 10/\zeta^2$ във всички рамки и $L_z = 4\zeta$. Взаимодействията са гаусиани, $\exp[-(z - L_z/2)^2/\zeta^2]$, с максимална стойност при $L_z/2$ както е показанов таблицата по-долу.

(a) $\beta_{12} = 4.786/\zeta$ $\beta_{23} = 6.463/\zeta$	(b) $\beta_{12} = 1.153/\zeta$ $\beta_{23} = 3.124/\zeta$	(c) $\beta_{12} = 3.415/\zeta$ $\beta_{23} = 2.254/\zeta$
(d) $\beta_{12} = 3.306/\zeta$ $\beta_{23} = 5.561/\zeta$	(e) $\beta_{12} = 2.173/\zeta$ $\beta_{23} = 2.173/\zeta$	(f) $\beta_{12} = 5.561/\zeta$ $\beta_{23} = 3.306/\zeta$
(g) $\beta_{12} = 2.626/\zeta$ $\beta_{23} = 0$	(h) $\beta_{12} = 3.713/\zeta$ $\beta_{23} = 3.713/\zeta$	(i) $\beta_{12} = 0$ $\beta_{23} = 2.626/\zeta$

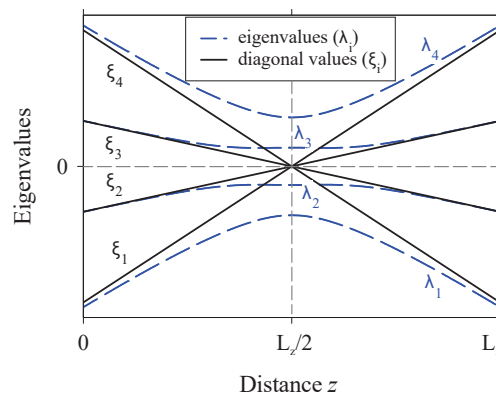


Fig. 2.6: Диагоналните стойности (ξ_i) и собствените състояния (λ_i) на хамилтониана (2.9) спрямо z за масив от 4 вълновода.

Примери за адиабатен пренос на светлина между крайните в масива вълноводи са представени на фиг. 2.7 за масиви от 4 (горе) и 5 (долу) вълновода.

Тъй като не е известно точно аналитично решение за верижния “bow-tie” модел, работата на масив с произволен брой вълноводи като разпределител е изследвана само числено. На фиг. 2.8 е показано разделяне на входния сигнал на еднакви по интензитет сигнали за $N = 4$ и 5 вълновода.

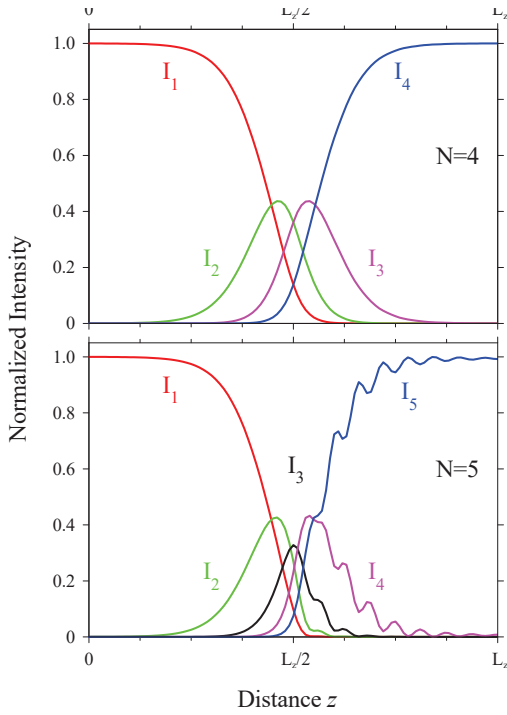


Fig. 2.7: Адиабатен пренос на светлина $1 \rightarrow N$ между вълноводи 1 и N в масив с $N=4$ вълновода (горе) и $N = 5$ вълновода (долу). Всички взаимодействия $\beta_{j,j+1}$ са равни на $\beta_0 \operatorname{sech}(z/\zeta)$ като $\beta_0 = 10/\zeta$, $k = 10/\zeta^2$ и $L_z = 10\zeta$.

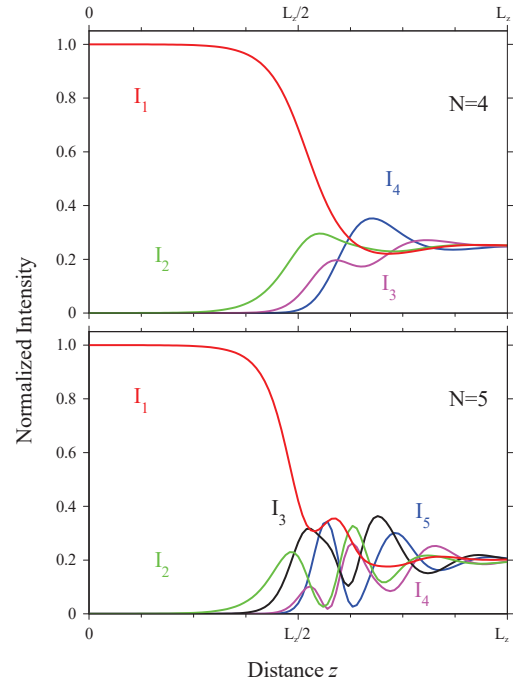


Fig. 2.8: Разцепване на входен сигнал в съотношение $\frac{1}{N} : \frac{1}{N} : \dots : \frac{1}{N}$ за начални условия $(I_1^0, I_2^0, \dots, I_N^0) : (1, 0, 0, \dots, 0)$ за 4 (горе) и 5 вълновода (долу). Всички взаимодействия $\beta_{j,j+1}$ са $\operatorname{sech}(z/\zeta)$ но с различни максимални амплитуди (изредени долу) при $L_z/2$, и $L_z = 10\zeta$. Параметри на масива: (горе) $N = 4$, $\beta_{12} = 0.6/\zeta$, $\beta_{23} = 1.02/\zeta$, $\beta_{34} = 1.21/\zeta$, $k = 1.5/\zeta^2$; (долу) $N = 5$, $\beta_{12} = 1.012/\zeta$, $\beta_{23} = 2.993/\zeta$, $\beta_{34} = 1.777/\zeta$, $\beta_{45} = 4.100/\zeta$, $k = 2.625/\zeta^2$.

3. АДИАБАТЕН ТРОЕН ВЪЛНОВОДЕН РАЗДЕЛИТЕЛ

В тази глава разглеждаме аналогия на STIRAP (стимулиран раманов адиабатен процес) във вълноводна структура. Приложен във вълновата оптика, механизмът STIRAP води до ефективна техника за преносна светлина между вълноводи в масив [7–9, 33, 36–39]. Устойчивостта на този процес спрямо вариации в параметрите на масива води до увеличение на честотния интервал на приложение. Важно е да се отбележи, че за разлика от атомните системи, където междинното състояние обикновено е разпадащо се, при вълноводите междинният вълновод не води до загуби.

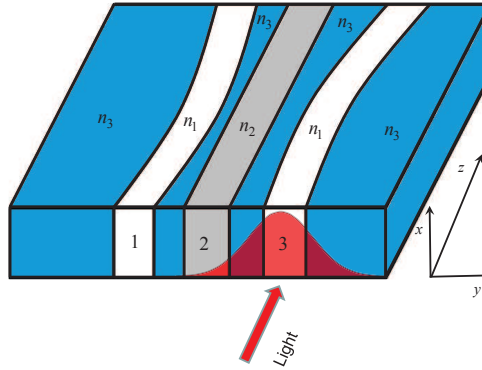


Fig. 3.1: Масив от три вълновода, с индекси на пречупване n_1 или n_2 , поставени в среда с индекс на пречупване n_3 . Индексът n_2 или ширината на вълновод 2 могат да се променят по z . Тук гаусов светлинен сигнал е приложен на входа на вълновод 3.

Адиабатна еволюция

Еволюцията на амплитудите $A_1(z)$, $A_2(z)$ и $A_3(z)$, за масив от три вълновода (фиг. 3.1), се описва от системата уравнения:

$$i \frac{d}{dz} \begin{bmatrix} A_1 \\ A_2 \\ A_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & \Omega_P & 0 \\ \Omega_P & \Delta & \Omega_S \\ 0 & \Omega_S & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_1 \\ A_2 \\ A_3 \end{bmatrix}, \quad (3.1)$$

където Ω_P и Ω_S са коефициентите на взаимодействие между вълноводите $1 \leftrightarrow 2$ и $2 \leftrightarrow 3$, съответно, и приемаме, че са функции на z . Взаимодействието $1 \leftrightarrow 3$ се пренебрегва поради двумерната структура. Δ е разликата между константите на разпространение на крайните вълноводи и междинния, и се променя по оста на разпространение.

Можем да презапишем уравнение (3.1) в т. нар. адиабатен базис:

$$i \frac{d}{dz} \begin{bmatrix} a_1 \\ a_2 \\ a_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \Omega \cot \phi & i\dot{\vartheta} \sin \phi & i\dot{\phi} \\ -i\dot{\vartheta} \sin \phi & 0 & -i\dot{\vartheta} \cos \phi \\ -i\dot{\phi} & i\dot{\vartheta} \cos \phi & -\Omega \tan \phi \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_1 \\ a_2 \\ a_3 \end{bmatrix}, \quad (3.2)$$

където с точка е означена производната d/dz . Промениливите ϕ , ϑ и Ω зависят от z и се дефинират като

$$\tan(\vartheta) = \frac{\Omega_P(z)}{\Omega_S(z)}, \quad (3.3a)$$

$$\tan(2\phi) = \frac{2\Omega(z)}{\Delta(z)}, \quad (3.3b)$$

$$\Omega(z) = \sqrt{\Omega_P^2(z) + \Omega_S^2(z)}. \quad (3.3v)$$

Връзката между първоначалните амплитуди $\mathbf{A}(z) = [A_1(z), A_2(z), A_3(z)]^T$ и адиабатните амплитуди $\mathbf{a}(z) = [a_1(z), a_2(z), a_3(z)]^T$ се дава чрез $\mathbf{A}(z) = R(z) \mathbf{a}(z)$, където $R(z)$ е ортогоналната матрица:

$$R(z) = \begin{bmatrix} \sin \phi \sin \vartheta & \cos \vartheta & \cos \phi \sin \vartheta \\ \cos \phi & 0 & -\sin \phi \\ \sin \phi \cos \vartheta & -\sin \vartheta & \cos \phi \cos \vartheta \end{bmatrix}. \quad (3.4)$$

Когато системата еволюира адиабатно, $|a_1(z)|$, $|a_2(z)|$ и $|a_3(z)|$ остават постоянни [31, 40–43]. Това се случва при

$$|\sin \phi \dot{\vartheta}| \ll |\Omega \cot \phi|, \quad (3.5a)$$

$$|\cos \phi \dot{\vartheta}| \ll |\Omega \tan \phi|, \quad (3.5b)$$

$$|\dot{\phi}| \ll \Omega |\tan \phi + \cot \phi|. \quad (3.5v)$$

Следователно адиабатната еволюция изисква гладка зависимост на Ω_P , Ω_S и Δ от z .

Общото адиабатно решение за произволни входни интензитети в трите вълновода се дава от елементите на пропегатора $U(z_f, z_i)$:

$$U_{11}(z_f, z_i) = \sin \vartheta_i \sin \vartheta_f (e^{i\eta_2} \cos \phi_i \cos \phi_f + e^{i\eta_1} \sin \phi_i \sin \phi_f) + \cos \vartheta_i \cos \vartheta_f, \quad (3.6a)$$

$$U_{12}(z_f, z_i) = \sin \vartheta_f (e^{i\eta_1} \cos \phi_i \sin \phi_f - e^{i\eta_2} \cos \phi_f \sin \phi_i), \quad (3.6b)$$

$$U_{13}(z_f, z_i) = \cos \vartheta_i \sin \vartheta_f (e^{i\eta_2} \cos \phi_i \cos \phi_f + e^{i\eta_1} \sin \phi_i \sin \phi_f) - \cos \vartheta_f \sin \vartheta_i, \quad (3.6v)$$

$$U_{21}(z_f, z_i) = \sin \vartheta_i (e^{i\eta_1} \cos \phi_f \sin \phi_i - e^{i\eta_2} \cos \phi_i \sin \phi_f), \quad (3.7a)$$

$$U_{22}(z_f, z_i) = e^{i\eta_1} \cos \phi_i \cos \phi_f + e^{i\eta_2} \sin \phi_i \sin \phi_f, \quad (3.7b)$$

$$U_{23}(z_f, z_i) = \cos \vartheta_i (e^{i\eta_1} \cos \phi_f \sin \phi_i - e^{i\eta_2} \cos \phi_i \sin \phi_f), \quad (3.7v)$$

$$U_{31}(z_f, z_i) = \cos \vartheta_f \sin \vartheta_i (e^{i\eta_2} \cos \phi_i \cos \phi_f + e^{i\eta_1} \sin \phi_i \sin \phi_f) - \cos \vartheta_i \sin \vartheta_f, \quad (3.8a)$$

$$U_{32}(z_f, z_i) = \cos \vartheta_f (e^{i\eta_1} \cos \phi_i \sin \phi_f - e^{i\eta_2} \cos \phi_f \sin \phi_i), \quad (3.8b)$$

$$U_{33}(z_f, z_i) = \cos \vartheta_i \cos \vartheta_f (e^{i\eta_2} \cos \phi_i \cos \phi_f + e^{i\eta_1} \sin \phi_i \sin \phi_f) + \sin \vartheta_i \sin \vartheta_f, \quad (3.8v)$$

където $\phi_{i,f} = \phi(z_{i,f})$, $\vartheta_{i,f} = \vartheta(z_{i,f})$, $\eta_1 = \int_{z_i}^{z_f} \Omega \tan \phi dz$ и $\eta_2 = \int_{z_i}^{z_f} \Omega \cot \phi dz$. Тук ще анализираме няколко възможни случая на разпределяне и пренасочване на светлинен сигнал с гаусов профил на взаимодействията $\Omega_P(z)$ и $\Omega_S(z)$,

$$\Omega_P(z) = \Omega_0 \exp[-\alpha(z - z_0)^2/L^2], \quad (3.9a)$$

$$\Omega_S(z) = \Omega_0 \exp[-\alpha(z + z_0)^2/L^2]. \quad (3.9b)$$

Пример 1: Размяна на сигнали

При начални стойности на амплитудите $\mathbf{A}(z_i) = [A_1(z_i), 0, A_3(z_i)]^T$ и следните гранични условия:

$$\phi_i = \phi_f = \vartheta_i = 0, \quad \vartheta_f = \pi/2, \quad (3.10)$$

разпределението на сигнала между вълноводите на изхода на масива е:

$$\mathbf{A}(z_f) = [e^{i\eta_2} A_3(z_i), 0, -A_1(z_i)]^T \quad (3.11)$$

т.е. получаваме размяна на сигналите между вълноводи 1 и 3. Този случай се осъществява, когато Ω_S предшества Ω_P , заедно с изискването за Δ да е линейна функция:

$$\Delta(z) = \Delta_0 |z|. \quad (3.12)$$

Фигура 3.2 показва симулация на този случай.

Пример 2: Пермутация на сигнали

Този случай също изисква сигнал на входа на крайните вълноводи $\mathbf{A}(z_i) = [A_1(z_i), 0, A_3(z_i)]^T$, но граничните условия са

$$\phi_i = \vartheta_i = 0, \quad \phi_f = \vartheta_f = \pi/2. \quad (3.13)$$

На изхода се получава следното разпределение:

$$\mathbf{A}(z_f) = [0, -e^{i\eta_2} A_3(z_i), -A_1(z_i)]^T, \quad (3.14)$$

което в същността си е пермутация на сигнала. Този случай изисква Ω_S да е преди Ω_P и

$$\Delta(z) = \Delta_0 z. \quad (3.15)$$

Фигура 3.3 показва резултатите.

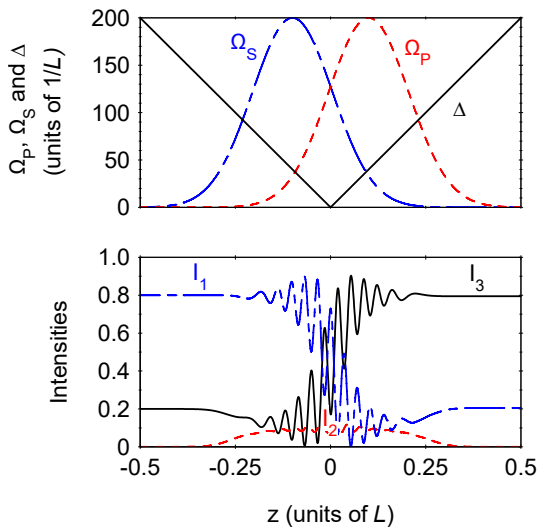


Fig. 3.2: Адиабатен пренос на светлина между вълноводи. Горѐ: фазова разлика Δ и взаимодействия Ω_P и Ω_S с профили като в уравнения (3.9) и (3.12). Параметрите са $\Omega_0 = 200/L$, $\Delta_0 = 400/L$, $\alpha = 45$ и $z_0 = 0.1L$. Долу: Интензитетите $I_n = |A_n(z)|^2$ по z при начални условия $\mathbf{A}(z_i) = \frac{1}{\sqrt{5}} [2, 0, 1]^T$.

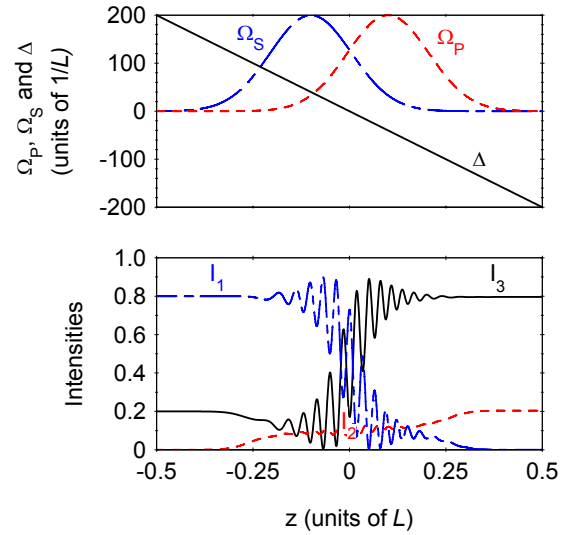


Fig. 3.3: Адиабатен пренос на светлина между вълноводи. Горѐ: фазова разлика Δ и взаимодействия Ω_P и Ω_S с профили като в уравнения (3.9) и (3.15). Параметрите са $\Omega_0 = 200/L$, $\Delta_0 = -400/L$, $\alpha = 45$ и $z_0 = 0.1L$. Долу: Интензитетите $I_n = |A_n(z)|^2$ по z при начални условия $\mathbf{A}(z_i) = \frac{1}{\sqrt{5}} [2, 0, 1]^T$.

Пример 3: Размяна на сигнали и разделяне на сигнал

Още веднъж ще разгледаме входен сигнал $\mathbf{A}(z_i) = [A_1(z_i), 0, A_3(z_i)]^T$, но с гранични стойности на параметрите

$$\phi_i = \vartheta_i = 0, \quad \phi_f = \pi/4, \quad \vartheta_f = \pi/2, \quad (3.16)$$

което води до

$$\mathbf{A}(z_f) = \left[e^{i\eta_2} A_3(z_i)/\sqrt{2}, -e^{i\eta_2} A_3(z_i)/\sqrt{2}, -A_1(z_i) \right]^T. \quad (3.17)$$

Така светлината, влизаща във вълновод 3, се разпределя между вълноводи 1 и 2, докато светлината от вълновод 1 се премества във вълновод 3. Този случай се осъществява отново при контраинтуитивна наредба (Ω_S преди Ω_P) и

$$\Delta(z) = \Delta_0 z \theta(-z), \quad (3.18)$$

където $\theta(z)$ е функцията на Хевисайд. Фигура 3.4 показва резултатите. Специфичното в този случай е, че резултатът не зависи от знака на Δ_0 .

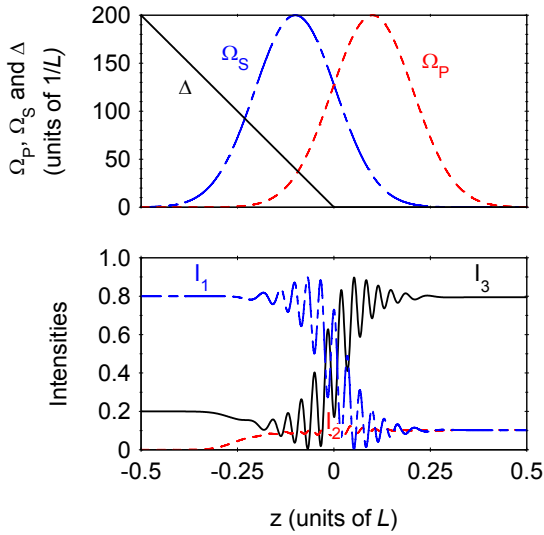


Fig. 3.4: Адиабатен пренос на светлина между вълноводи. Горне: фазова разлика Δ и взаимодействия Ω_P и Ω_S с профили като в уравнения (3.9) и (3.18). Параметрите са $\Omega_0 = 200/L$, $\Delta_0 = -400/L$, $\alpha = 45$ и $z_0 = 0.1L$. Долу: Интензитетите $I_n = |A_n(z)|^2$ по z при начални условия $\mathbf{A}(z_i) = \frac{1}{\sqrt{5}} [2, 0, 1]^T$.

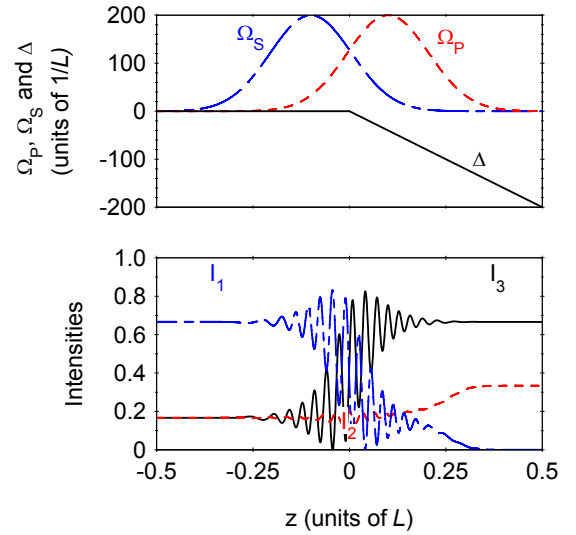


Fig. 3.5: Адиабатен пренос на светлина между вълноводи. Горне: фазова разлика Δ и взаимодействия Ω_P и Ω_S с профили като в уравнения (3.9) и (3.21). Параметрите са $\Omega_0 = 200/L$, $\Delta_0 = -400/L$, $\alpha = 45$ и $z_0 = 0.1L$. Долу: Интензитетите $I_n = |A_n(z)|^2$ по z при начални условия $\mathbf{A}(z_i) = \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{3}} [1, -\frac{1}{2}, \frac{1}{2}]^T$.

Пример 4: Комбиниран сигнал

В този случай на входа на масива се подава сигнал $\mathbf{A}(z_i) = [A_1(z_i), A_2(z_i), A_3(z_i)]^T$. При гранични стойности на параметрите

$$\phi_i = \pi/4, \quad \vartheta_i = 0, \quad \phi_f = \vartheta_f = \pi/2, \quad (3.19)$$

разпределението на сигнала на изхода ще бъде

$$\mathbf{A}(z_f) = \left[\frac{e^{i\eta_1} (A_2(z_i) + A_3(z_i))}{\sqrt{2}}, \frac{e^{i\eta_2} (A_3(z_i) - A_2(z_i))}{\sqrt{2}}, -A_1(z_i) \right]^T, \quad (3.20)$$

така вълноводи 1 и 2 ще носят суперпозиция на сигналите от вълноводи 2 and 3. Този случай отново изисква контраинтуитивна наредба на взаимодействията и

$$\Delta(z) = \Delta_0 z \theta(z). \quad (3.21)$$

Фигура 3.5 е демонстрация на този случай.

Пример 5: Bright STIRAP

На входа се подава сигнал само в един от крайните вълноводи $\mathbf{A}(z_i) = [A_1(z_i), 0, 0]^T$. При гранични стойности за параметрите

$$\phi_i = \phi_f = \pi/2, \quad \vartheta_i = \pi/2, \quad \vartheta_f = 0, \quad (3.22)$$

на изхода сигнала ще се премести в другия краен вълновод

$$\mathbf{A}(z_f) = [0, 0, -A_1(z_i)]^T. \quad (3.23)$$

Това се постига при интуитивна наредба т.е. Ω_P е преди Ω_S , и $\Delta \gg \sqrt{\Omega_P^2 + \Omega_S^2}$. Този процес, известен в атомната физика като “bright-state STIRAP” [44], е демонстриран на фигура 3.6.

Пример 6: STIRAP

С масив от три вълновода може да се покаже и действието на добре известната STIRAP техника.

При сигнал на входа $\mathbf{A}(z_i) = [A_1(z_i), 0, 0]^T$ и

$$\phi_i = \phi_f = \pi/4, \quad \vartheta_i = 0, \quad \vartheta_f = \pi/2, \quad (3.24)$$

сигнала ще бъде прехвърлен отново в другия краен вълновод

$$\mathbf{A}(z_f) = [0, 0, -A_1(z_i)]^T, \quad (3.25)$$

както при случай 5.

Устойчивост

От определението за ϕ и ϑ (3.3) се вижда, че необходимите стойности $0, \pi/4$ и $\pi/2$ се достигат при

$$\phi \xrightarrow{\frac{\Omega}{\Delta} \rightarrow 0+} 0; \quad \phi \xrightarrow{\frac{\Omega}{\Delta} \rightarrow \infty} \pi/4; \quad \phi \xrightarrow{\frac{\Omega}{\Delta} \rightarrow 0-} \pi/2, \quad (3.26a)$$

$$\vartheta \xrightarrow{\frac{\Omega_P}{\Omega_S} \rightarrow 0} 0; \quad \vartheta \xrightarrow{\frac{\Omega_P}{\Omega_S} \rightarrow 1} \pi/4; \quad \vartheta \xrightarrow{\frac{\Omega_P}{\Omega_S} \rightarrow \infty} \pi/2. \quad (3.26b)$$

Техниката е честотно независима и стабилна спрямо вариации в дължината на масива, температурата на околната среда и подобни, тъй като преносът на светлина зависи само от началните и крайните стойности на ъглите ϕ и ϑ . Единственото изискване е през целия процес да се запазва валидността на адиабатното условие (3.5).

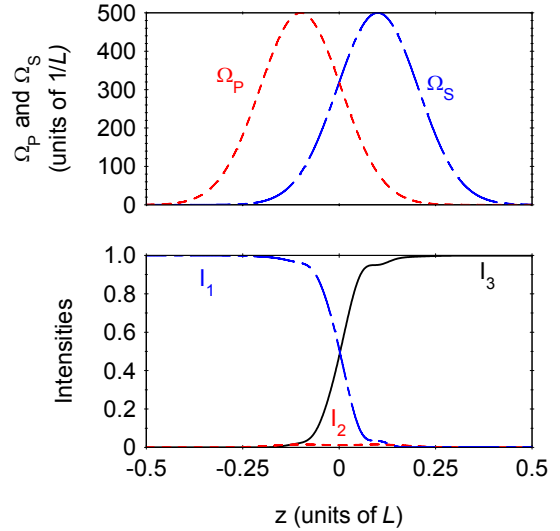


Fig. 3.6: Адиабатен пренос на светлина между вълноводи. Горне: фазова разлика Δ и взаимодействия Ω_P и Ω_S с профили като в уравнения (3.9). Параметрите са $\Omega_0 = 500/L$, $\Delta_0 = 4000/L$, $\alpha = 45$ и $z_0 = -0.1L$. Долу: интензитетите $I_n = |A_n(z)|^2$ по z при начални условия $\mathbf{A}(z_i) = [1, 0, 0]^T$.

4. АДИАБАТНО ПРЕОБРАЗУВАНЕ НА ЧЕСТОТИ СЪС СКОК ВЪВ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕТО

В тази глава предлагаме техника за честотно преобразуване, базирана на аналогия с адиабатния пренос на заселеност между две квантови състояния, породен от фазов скок във взаимодействието [45, 46]. Взаимодействието $\Omega(z)$ в тази техника е импулс (например гаусиан) със стъпаловидна промяна във фазата на θ в максимума, докато фазовата разлика Δk е постоянна. Необходимият скок във фазата се получава ако двете половини на нелинейния кристал са поляризирани в противоположни посоки, докато профила на взаимодействието се постига чрез модулиране на интензитета на напмпващия лъч в комбинация с подходяща фокусировка, както е показано на фиг. 4.1.

Основна теория на тривълновото смесване

Уравнения на свързаните моди

В приближение на слабо променящи се амплитуди тривълновото смесване се описва от три симетрични уравнения на свързаните моди [14, 15, 17]

$$i\partial_z \tilde{A}_1 = \tilde{\Omega} \tilde{A}_2^* \tilde{A}_3 \exp[-i\Delta k z], \quad (4.1a)$$

$$i\partial_z \tilde{A}_2 = \tilde{\Omega} \tilde{A}_1^* \tilde{A}_3 \exp[-i\Delta k z], \quad (4.1b)$$

$$i\partial_z \tilde{A}_3 = \tilde{\Omega} \tilde{A}_1 \tilde{A}_2 \exp[i\Delta k z], \quad (4.1v)$$

където $\tilde{\Omega} = -(\chi^{(2)}/c)\sqrt{\omega_1\omega_2\omega_3/n_1n_2n_3}$ е коефициентът на взаимодействие, $\Delta k = k_1 + k_2 - k_3$ е параметърът, отчитащ разликата във фазите, и ω_j са честотите на трите вълни ($j = 1, 2, 3$ отговарящи на напмпващо, основно и допълнително генерирано полета, съответно) като $\omega_1 + \omega_2 = \omega_3$. Променливата z отчита позицията по посока на разпространение, k_j е вълново число, n_j е показател на пречупване, c е скоростта на светлината във вакуум и $\chi^{(2)}$ е ефективната възприемчивост от втори ред.

Ако напмпващото поле е много по-силно от основното, амплитудата на напмпващото поле не се влияе от другите две полета (undepleted pump approximation) и системата от уравнения се записва като:

$$i\partial_z \mathbf{A}(z) = \mathbf{H}\mathbf{A}(z), \quad (4.2)$$

където $\mathbf{A}(z) = [A_2(z), A_3(z)]^T$, $A_2(z) = \tilde{A}_2(z)e^{i\Delta k z/2}$, $A_3(z) = \tilde{A}_3(z)e^{-i\Delta k z/2}$ и

$$\mathbf{H}(z) = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} -\Delta k & \Omega(z) \\ \Omega(z) & \Delta k \end{bmatrix}, \quad (4.3)$$

където $\Omega(z) = 2\tilde{\Omega}\tilde{A}_1(z)$.

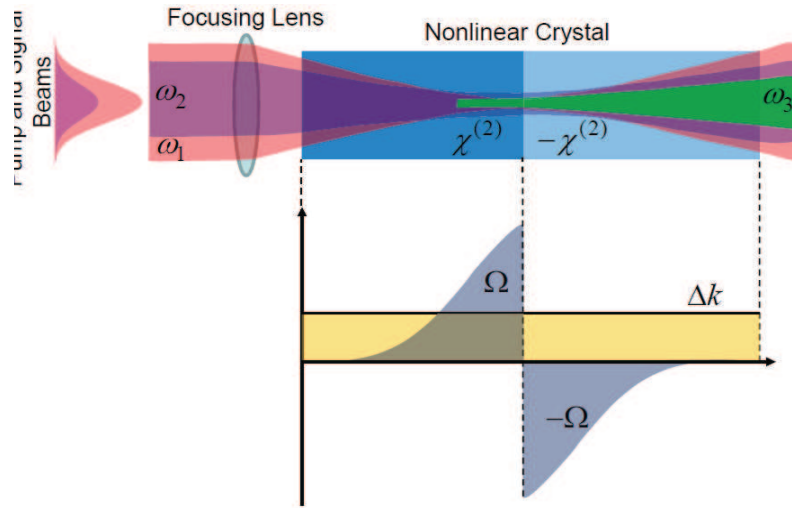


Fig. 4.1: Горе: схема на реализация на адиабатно преобразуване на честоти със скок в знака на взаимодействието. Два лъча с гаусов профил, напомнимащ с честота ω_1 и основен с ω_2 , са фокусирани върху нелинеен кристал с промяна в знака на $\chi^{(2)}$ в центъра. Като резултат се генерира лъч с честота ω_3 за относително голям диапазон на фазовата разлика Δk . Долу: съответните фазова разлика Δk и коефициент на взаимодействието Ω като функции от дължината на кристала.

Ако положим $z = ct$, уравненията (4.2) се преобразуват в уравнение на Шрьодингер за атом с две състояния под въздействието на осцилиращо поле в приближение на въртящата се вълна [31, 40–42]. Амплитудите A_2 и A_3 съответстват на вероятностните амплитуди за основното и възбуденото състояния. Извъндиагоналният елемент Ω е познат като честота на Раби, докато елементът Δk съответства на разликата между честотата на Бор на преход и честотата на външното поле [41, 42].

Решението на уравнение (4.2) при $\Delta k = 0$ и за следните начални условия (при $z = z_i$)

$$A_2(z_i) = 1, \quad A_3(z_i) = 0, \quad (4.4)$$

т.е. когато допълнително генерираното поле не присъства на входа, се записва като

$$A_2(z) = \cos\left(\frac{1}{2}S\right), \quad (4.5a)$$

$$A_3(z) = -i \sin\left(\frac{1}{2}S\right), \quad (4.5b)$$

където $S = \int_{z_i}^z \Omega(z') dz'$. Оттук се вижда, че ако $S = 0$ или четен брой 2π , не се наблюдава пренос на сигнал от основното поле към допълнителното. Пълен пренос имаме, когато $S = \pi$ или нечетен брой π . Следователно, ефективността на преобразуване $\eta = |A_3(z_f)|^2 / |A_2(z_i)|^2$ при съвпадение на фазите е чувствителна към вариации в дължината на кристала, температурата, дължината на вълната и интензитета на напомнимащото поле.

Поради устойчивостта си, в последно време добива популярност алтернативна техника за преобразуване на честоти, базирана на адиабатна еволюция [21–26]. Адиабатният пренос изисква ефективната фазова разлика Δk да бъде функция на z . Промяната на честотата трябва да се случва адиабатно (много бавно) в сравнение с вътрешната динамика на системата, която се определя от коефициента на взаимодействие Ω .

Адиабатна еволюция с промяна на знака на взаимодействието

Тук ще представим алтернативен адиабатен метод за честотно преобразуване. При него взаимодействието Ω е импулс, който търпи смяна на знака (т.е. фазов скок с π) в масимума си, докато фазовата разлика се запазва постоянна. Методът е схематично представен на фигура 4.1.

При адиабатна еволюция, решението за пропагатора в адиабатния базис е следното:

$$\mathbf{U}^{ad}(z_f, z_i) = \begin{bmatrix} \exp(-iS) & 0 \\ 0 & \exp(iS) \end{bmatrix}, \quad (4.6)$$

където $S = \int_{z_i}^{z_f} \sqrt{\Omega^2(z) + \Delta k(z)^2} dz$. Пълният пропагатор в първоначалния базис е

$$\begin{aligned} \mathbf{U}(z_f, z_i) &= \mathbf{R}(\theta(z_f))\mathbf{U}(z_f, 0)\mathbf{R}(\theta(z \rightarrow -0) - \theta(z \rightarrow +0)) \\ &\times \mathbf{U}(0, z_i)\mathbf{R}^{-1}(\theta(z_i)), \end{aligned} \quad (4.7)$$

където матрицата \mathbf{R} в средата отчита скока във фазата при $z = 0$. В тази точка еволюцията не е адиабатна, но адиабатността се запазва във всяка друга точка. Друг подход за разбиране на процеса на пълен пренос при горните условия е да го разделим на два последователни STIRAP процеса за системи с две състояния [50]. Първият STIRAP започва при $\Delta k \gg \Omega(z_i)$ и завършва при $\Omega(0) = \Omega_0 \gg \Delta k$, което индуцира половината пренос към основното поле. Следва обратният процес STIRAP, който води до пълен пренос поради смяната на знака или на взаимодействието, или на фазовата разлика.

Адиабатното условие при постоянна фазова разлика е

$$|\Delta k \partial_z \Omega| \ll (\Omega^2 + \Delta k^2)^{3/2}. \quad (4.8)$$

При ненулева фазова разлика, $\Omega(z_i) = \Omega(z_f) = 0$ ($\vartheta(z_i) = \vartheta(z_f) = 0$) и $\Omega(z \rightarrow -0) = -\Omega(z \rightarrow +0)$, преносът на сигнал от основното поле към допълнително генерираното е [45,46]

$$|A_3(z_f)|^2 = |\mathbf{U}_{12}(z_f, z_i)|^2 = \frac{\Omega_0^2}{\Omega_0^2 + \Delta k^2}, \quad (4.9)$$

където Ω_0 е максималната стойност на взаимодействието. Оттук се вижда, че $|A_3(z_f)|^2$ клони към единица т.е. имаме пълен пренос на светлина, когато $\Omega_0 \gg \Delta k$ ($|\vartheta(z_i)| = \pi/4$). Уравнение (4.9) е изведено в приближение $\Omega_0 \gtrsim \Delta k \gg 1/L$, където L е пълната дължина на кристала като е валидно за всеки антисиметричен гладък импулсен профил на взаимодействието ($\Omega(z) = -\Omega(-z)$) който удовлетворява $\Omega(z_i) = \Omega(z_f) \rightarrow 0$.

Числени симулации

Ще демонстрираме работата на модела с числени симулации за следния SFG процес

$$750\text{nm} (o) + 1500\text{nm} (o) \rightarrow 500\text{nm} (e), \quad (4.10)$$

с 5 mol. % Magnesium Oxide doped Lithium Niobate ($\text{MgO}:\text{LiNbO}_3$) кристал [51, 52]. Фигура 4.2 и фигура 4.3 представят сравнение на ефективността за единичен $\text{MgO}:\text{LiNbO}_3$ кристал

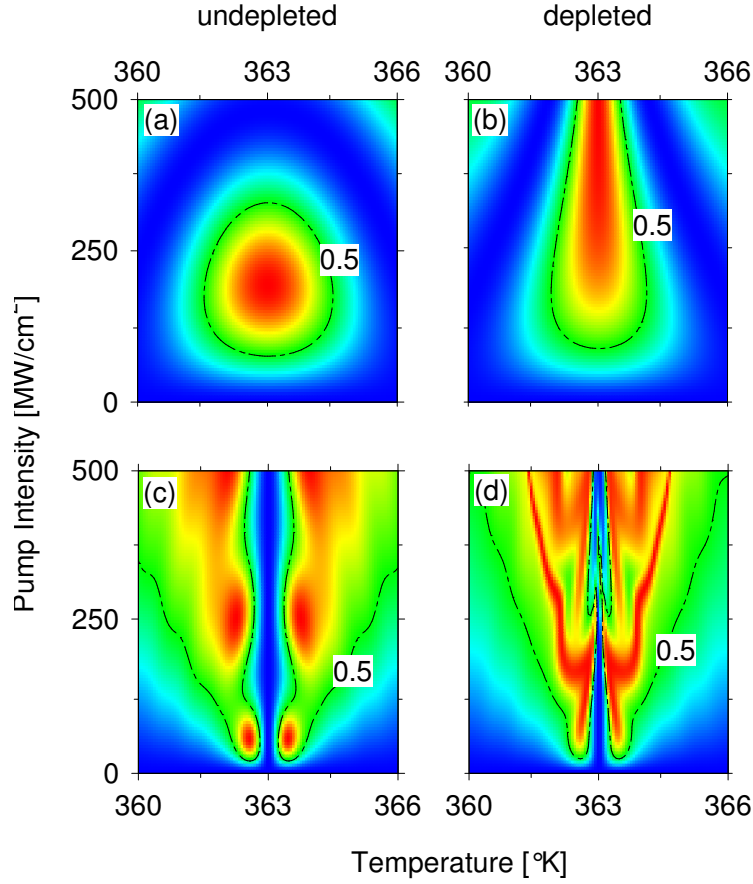


Fig. 4.2: Числена симулация на ефективността η на SFG $750\text{nm} + 1500\text{nm} \rightarrow 500\text{nm}$ направена за уравнения (4.1) спрямо температурата и максималния интензитет на наpomпващото поле. Рамки (a) и (b) са за $L = 2\text{mm}$ дълъг единичен кристал $\text{MgO}:\text{LiNbO}_3$, докато рамки (c) и (d) са за $L = 20\text{mm}$ дълъг кристал $\text{MgO}:\text{LiNbO}_3$ за адиабатно преобразуване на честоти със скок във взаимодействието. Левите рамки са за режим мощен наpomпващ импулс $|\tilde{A}_1(z_i)| = 10 |\tilde{A}_2(z_i)|$, докато десните рамки са за режим на съпоставима мощност на входните импулси $|\tilde{A}_1(z_i)| = |\tilde{A}_2(z_i)|$. С пунктир е означено нивото на ефективност 50%.

и кристал за адиабатно честотно преобразуване със скок във взаимодействието, което в симулациите е гаусиан:

$$\Omega(z) = \begin{cases} \Omega_0 e^{-z^2/l^2} & (z < 0), \\ -\Omega_0 e^{-z^2/l^2} & (z > 0), \end{cases} \quad (4.11)$$

като точката $z = 0$ на средата на кристал с дължина L . Означението $l = 0.8L$ отбелязва полуширината на профила на взаимодействието при $1/e$. На фигурите 4.2(c) и 4.3(c) се виждат две симетрични области на ефективно честотно преобразуване. При съвпадение на фазите ефективността е нулева, както се предвижда от уравнение (4.5). Като изключим централната част, сумарната ширина на областта с висока ефективност за кристал със скок във взаимодействието е съпоставима с ширината на областта на висока ефективност за 10 пъти по-къс единичен кристал и за двете симулации. Тези ширини като цяло са обратно пропорционални на дължината на кристала и намаляват с увеличаване на дължината му.

Това придобива значение, когато оценките за единичен кристал изискват дължина под 1 mm. При толкова малки кристали проблемите при производство, механичната стабилност и прагът на оптични нарушения са често срещани.

Адиабатното решение беше изведено за режим на преобладаващ интензитет на напмпващото поле (undepleted pump regime), но от симулациите се вижда, че решението е приложимо и при съпоставими входни интензитети (depleted pump regime).

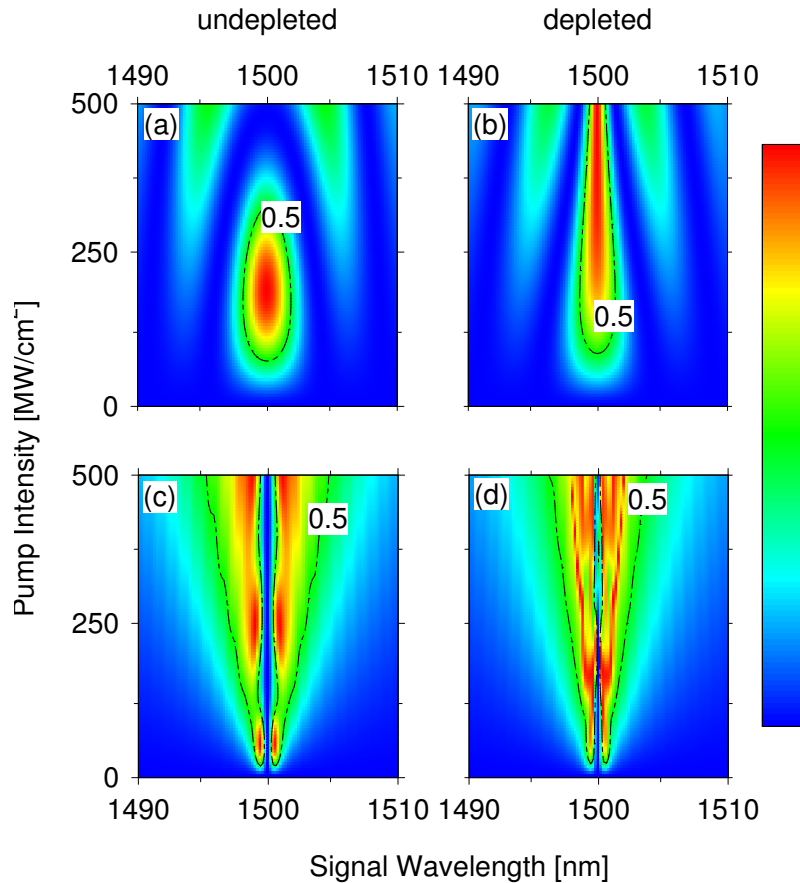


Fig. 4.3: Симулация, подобна на фиг. 4.2 като ефективността на честотно преобразуване е спрямо напмпващия интензитет и дължината на вълната на основното поле.

5. НЕУТРИННИ ОСЦИЛАЦИИ

Осцилациите на неутриното [55, 56] са явление, което все още привлича научния интерес. Напоследък се изследват осцилации в системи със стерилно неутрино [53], тъй като това предоставя възможност за експериментално доказателство за съществуването на такъв тип неутрина. В тази глава се разглежда задачата за пресичане на енергетичните нива в система с два активни неутринни аромата (ν_e, ν_a ; $a - \mu$ или τ) и едно стерилно неутрино ν_s .

Състоянието на неутриното може да се представи в два базиса - базис на масите и базис на ароматите. Резултатите ще бъдат записани за ароматните състояния, тъй като те се регистрират експериментално. Вакуумният хамилтониан на разглежданата система в базиса на ароматите се представя като

$$\mathbf{H}_0 = \frac{1}{2E} \mathbf{U} \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & \Delta m_{12} & 0 \\ 0 & 0 & \Delta m_{13} \end{bmatrix} \mathbf{U}^\dagger, \quad (5.1)$$

където се използва релативистичното приближение $E_i = \sqrt{p^2 + m_i^2} \simeq p + m_i^2/2E$ и общата фаза $\exp(iE_1)$ се пропуска. Също така за удобство приемаме означенията $\Delta m_{12} = m_2^2 - m_1^2$ и $\Delta m_{13} = m_3^2 - m_1^2$. Матрицата \mathbf{U} се параметризира с три ъгъла на смесване θ_i ($i = 1, 2, 3$) и една фаза, която отчита нарушаването на CP-симетрията и в нашето разглеждане сме приели, че е равна на нула.

Различните неутринни аромати участват по различен начин в слабите взаимодействия със средата. Електронното неутрино ν_e усеща и заредените, и неутралните слаби взаимодействия. Другите два активни аромата, ν_μ и ν_τ , за обикновена материя участват само в неутралните взаимодействия. Стерилното неутрино не взаимодейства с материята при каквито и да е условия. Допълнителният потенциал, отчитащ взаимодействието, в ароматния базис е диагонална матрица $\mathbf{V}(t)$. Еволюцията на разглежданата система в обикновена материя се описва от

$$i \frac{d}{dt} \mathbf{C}(t) = \mathbf{H}_\Pi(t) \mathbf{C}(t), \quad (5.2)$$

където $\mathbf{C} = [C_e, C_a, C_s]^T$, ($a - \mu$ or τ) са амплитудите на ароматните състояния и $\mathbf{H}_\Pi(t)$ е хамилтонианът в ароматния базис:

$$\mathbf{H}_\Pi(t) = \begin{bmatrix} H_{11} + V_e(t) & H_{12} & H_{13} \\ H_{12} & H_{22} + V_a(t) & H_{23} \\ H_{13} & H_{23} & H_{33} + V_s(t) \end{bmatrix}. \quad (5.3)$$

За обикновена нерелативистична материя може да се приеме приближението $V_e(t) = \frac{1}{\sqrt{2}} G_F \rho(t)$, $V_a(t) = -\frac{1}{\sqrt{2}} G_F \rho(t)$, $V_s = 0$. С ρ означаваме числената електронна плътност и G_F е константата на Ферми за слабото взаимодействие. Енергиите на ароматните състояния се променят линейно с $\rho(t)$ като допуснем, че времевата зависимост се съдържа в тази функция.

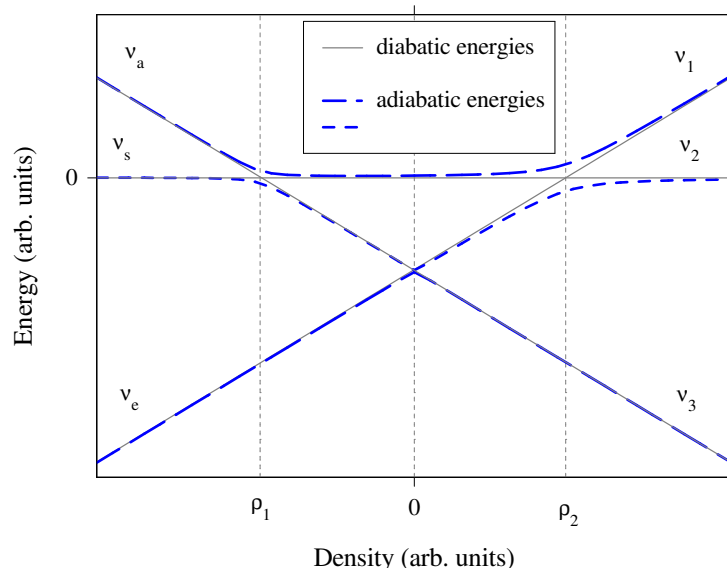


Fig. 5.1: Диабатни и адиабатни енергии като функции от плътността за хамилтониан $\mathbf{H}(\rho)$.

За система от електронно неутрино ν_e , втори активен аромат (ν_μ или ν_τ) и стерилно ν_s параметрите θ_1 , θ_2 и Δm_{31} не са известни. Това ни дава известна свобода да изберем $H_{13} = 0$, което води до връзка между параметрите:

$$\tan \theta_1 = \frac{2 \sin \theta_2}{\sin 2\theta_3} \left[\frac{\Delta m_{13}}{\Delta m_{12}} - \sin^2 \theta_3 \right]. \quad (5.4)$$

Също така можем да преобразуваме хамилтониана до следния вид:

$$\mathbf{H}(\rho) = \begin{bmatrix} \Delta_1 + \tilde{G}\rho & \Omega_{12} & 0 \\ \Omega_{12} & 0 & \Omega_{23} \\ 0 & \Omega_{23} & \Delta_2 - \tilde{G}\rho \end{bmatrix}, \quad (5.5)$$

където $\tilde{G} = G_F/\sqrt{2}$ и

$$\begin{aligned} \Delta_1 &= \Delta m_{21} c_2^2 s_3^2 + \Delta m_{31} s_2^2 - [\Delta m_{31} c_2^2 + \Delta m_{21} (s_2 s_3 + c_3 \tan \theta_1)^2] c_1^2, \\ \Delta_2 &= [(\tan^2 \theta_1 - 1) (\Delta m_{31} c_2^2 - \Delta m_{21} c_3^2 + s_2^2 s_3^2) - 2 \sin 2\theta_3 s_2 \tan \theta_1] c_1^2, \\ \Omega_{12} &= c_1 \frac{\sin 2\theta_2}{\sin 2\theta_3} s_3 \Delta m_{21} \left(\frac{\Delta m_{31}^2}{\Delta m_{21}^2} - s_3^4 \right), \\ \Omega_{23} &= \Delta m_{31} c_2^2 c_1^2 + \Delta m_{21} c_1^2 \left[(s_3^2 s_2^2 - c_3^2) \tan \theta_1 + \frac{\sin 2\theta_3}{2} s_2 (\tan^2 \theta_1 - 1) \right], \end{aligned} \quad (5.6)$$

и сме приели означенията $s_i = \sin \theta_i$, $c_i = \cos \theta_i$. Вижда се, че Δ_i и Ω_{ij} не зависят от плътността. Адиабатните и диабатните енергии са представени като функции на плътността $\rho(t)$ на фиг. 5.1 за стойности на параметрите на смесване $\Delta m_{12} = 0.8 \times 10^{-6}$, $\Delta m_{13} = 2.23 \times 10^{-3}$, $\theta_1 = 6.22$, $\theta_2 = 1$ и $\theta_3 = 33.9$.

Вероятности за преход

Вероятностите за преход се получават с помощта на пропагатора $\mathbf{U}^{\text{fl}}(\infty, -\infty)$. Явният вид на този пропагатор в адиабатния базис се получава с използването на добре известен метод

от квантовата оптика като умножение на еволюционни матрици по области, в които еволюцията може да се приеме за адиабатна [69]. След това се връщаме към базис на ароматите. Вземайки квадратите на абсолютните стойности на елементите на пропагатора на ароматите и записвайки ги в матрична форма, получаваме

$$\mathbf{P} = \begin{bmatrix} p_1 p_0 & q_0 & q_1 p_0 \\ p_1 q_0 p_2 - \mathbf{B} + q_1 q_2 & p_0 p_2 & q_1 q_0 p_2 + \mathbf{B} + p_1 q_2 \\ p_1 q_0 q_2 + \mathbf{B} + q_1 p_2 & p_0 q_2 & q_1 q_0 q_2 - \mathbf{B} + p_1 p_2 \end{bmatrix} \quad (5.7)$$

където

$$\begin{aligned} p_k &= e^{-\pi \alpha_k^2}, \quad q_k = 1 - p_k, \\ \mathbf{B} &= 2\sqrt{p_1 p_2 q_0 q_1 q_2} \cos[\phi + \Lambda_{21}(\rho_2, \rho_1)], \\ \Lambda_{21}(\rho_2, \rho_1) &= \Lambda_2(\rho_2, \rho_1) - \Lambda_1(\rho_2, \rho_1), \\ \Lambda_j(\rho_f, \rho_i) &= \int_{\rho_i}^{\rho_f} \lambda_j(\rho') d\rho', \\ \phi &= \phi_0 - \phi_1 - \phi_2, \\ \phi_k &= \arg \Gamma(1 - \alpha_k^2) + \frac{\pi}{4} + \alpha_k^2 (\ln \alpha_k^2 - 1), \\ \alpha_1 &= \frac{\Omega_{12}}{\sqrt{2\tilde{G}}}, \quad \alpha_0 = \frac{\lambda_2(0) - \lambda_3(0)}{2\sqrt{\tilde{G}}}, \quad \alpha_2 = \frac{\Omega_{23}}{\sqrt{2\tilde{G}}} \end{aligned} \quad (5.8)$$

и $\lambda_j(\rho)$, ($j = 1, 2, 3$) са собствените стойности на $\mathbf{H}(\rho)$.

Вероятностите за преход $P_{a \rightarrow e}$, $P_{a \rightarrow s}$, $P_{s \rightarrow e}$ и вероятността за запазване на стерилното състояние $P_{s \rightarrow s}$ съдържат интерференчни членове. Фигура 5.2 показва вероятностите за преход за мюонно неутрино и стерилно неутрино в зависимост от промяната на плътността. Другите пет вероятности са бързоосцилиращи около стойностите 1 или 0 за всички плътностни интервали. Например, $P_{e \rightarrow \mu}$ осцилира близо до 1 и има различно поведение от $P_{\mu \rightarrow e}$, която се променя от 0 до 1 (фиг. 5.2). В случай на осцилации между два неутринни аромата и при осцилации между три активни аромата тези две вероятности съвпадат. Разликата се дължи на участието на стерилното неутрино в системата.

Този модел е базиран на приближения и е валиден за случаи на слабо променяща се плътност на средата. Ако плътността се променя линейно, условията за приложимост се дават от [69]:

$$\Delta_{1,2} \gtrsim \sqrt{4\pi\tilde{G}} \quad (5.9)$$

за диабатен режим и

$$\Delta_1 \gtrsim 2\Omega_{12}, \quad (5.10)$$

$$\Delta_2 \gtrsim 2\Omega_{23}, \quad (5.11)$$

за адиабатен режим, съответно.

Представената работа демонстрира приложение на едно от съществуващите обобщения на модела LZSM за системи с много състояния в квантовата оптика [54, 57–68] за решаване на задачи от неутринната динамика.

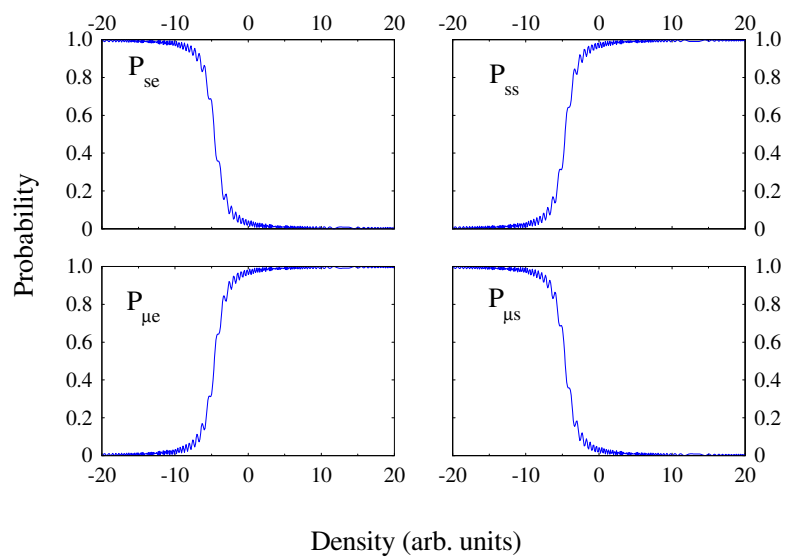


Fig. 5.2: Вероятности за преход между мюонно и стерилно неутрино спрямо плътността ρ .

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В тази част искам да изкажа благодарност на прилежния читател и да обобща основните задачи и важността на получените резултати в рамките на работата по тази дисертация.

Като всяко начало, Глава 1 представи кратък увод в тематиката. В нея се показва приликата между уравненията, която ни позволява да използваме известни квантови модели за изследване на нови ефекти във вълноводни масиви и нелинейни кристали.

В Глава 2 представихме метод за многоканално оптично разделяне и за пълен пренос на светлинен сигнал в масив от вълноводи, използвайки аналогия с добре изучени модели на квантови системи с пресичащи се състояния от тип “bow-tie”. Предложеното устройство за пренос на сигнал е базирано на техника за адиабатен пренос и затова се предполага, че ще е устойчиво спрямо вариации в дължината на вълната, взаимодействието между вълноводите и геометрията им. Действието на устройството като многоканален разпределител на сигнал изисква внимателна настройка на взаимодействието между вълноводите. Показахме, че за масив от три вълновода, “bow-tie” моделът на Карол-Хю е директно приложим за аналитично определяне на необходимите параметри. Представени са и числени симулации за разпределяне на сигнал при масиви от 4 и 5 вълновода.

Глава 3 демонстрира аналогията между уравненията, описващи разпространение на светлина в масив от три вълновода и уравнението на Шрьодингер за квантова система с три състояния. Резултатите показват възможност за адиабатно прехвърляне на сигнал между вълноводите. За разлика от техниката във вълноводни масиви, базирана на добре познатия процес STIRAP, където се използва само тъмното състояние на системата, тук в преноса на сигнал участват всичките три адиабатни състояния. В този смисъл, представеният подход е много по-общ и позволява голямо разнообразие от вълноводни устройства за управление на светлинен сигнал. Вълноводните структури, базирани на този подход, са потенциално приложими при изработката на различни интегрални оптични устройства.

В Глава 4 предложихме метод за адиабатно преобразуване на честоти, при който фазовата разлика се запазва постоянна, докато взаимодействието е гладък импулс със смяна на знака в максималната стойност. Предложената от нас техника има сравнима с метода RAP ефективност, но е по-лесна за приложение. Също така, тъй като ефективността на тази техника е нулева при съвпадение на фазите, тя може да се използва като филтър.

Аналогии на квантови модели могат да се открият и в други задачи от различни области на физиката. Такъв пример са неутринните осцилации. В Глава 5 приложихме аналитичен модел на специфична квантова система за изследване на осцилациите между три неутринни аромата. Тази работа потвърждава, че обобщенията на модела LZSM за системи с голям брой състояния, обичайно използвани във физика на атомите и молекулите, успешно могат да се прилагат за изследване на динамиката на неутриното.

Библиография

- [1] L. de Broglie, Ondes et quanta, Compt. Rend. **177**, 507 (1923).
- [2] E. Schrödinger, Naturwissenschaften **23**, 807 (1935).
- [3] S. Longhi, Phys. Rev. A **71**, 065801 (2005).
- [4] R. Khomeriki and S. Ruffo, Phys. Rev. Lett. **94**, 113904 (2005).
- [5] S. Longhi, J. Opt. B, Quantum Semiclassical Opt. **7**, L9 (2005).
- [6] F. Dreisow, A. Szameit, M. Heinrich, S. Nolte, A. Tünnermann, M. Ornigotti and S. Longhi, Phys. Rev. A **79**, 055802 (2009).
- [7] E. Paspalakis, Opt. Commun. **258**, 31 (2006).
- [8] S. Longhi, Phys. Rev. E **73**, 026607 (2006).
- [9] S. Longhi, G. DellaValle, M. Ornigotti, and P. Laporta, Phys. Rev. B **76**, 201101(R) (2007).
- [10] Y. Lahini, F. Pozzi, M. Sorel, R. Morandotti, D.N. Christodoulides, and Y. Silberberg, Phys. Rev. Lett. **101**, 193901 (2008).
- [11] S. Longhi, Laser & Photon. Rev. **3**, 243 (2009).
- [12] H.B. Perets, Y. Lahini, F. Pozzi, M. Sorel, R. Morandotti and Y. Silberberg, Phys. Rev. Lett. 100:170506(2008)
- [13] A. Marini, S. Longhi and F. Biancalana, Phys. Rev. Lett. 113:150401(2014)
- [14] A. Yariv and P. Yeh, *Photonics: Optical Electronics in Modern Communications*, 6th ed. (Oxford University Press, New York, 2007).
- [15] R. W. Boyd, *Nonlinear Optics*, 3rd ed. (Academic, New York, 2007).
- [16] P. A. Franken, A. E. Hill, C. W. Peters, and G. Weinreich, Phys. Rev. Lett. **7**, 118 (1961).
- [17] B. E. A. Saleh and M. C. Teich, *Fundamentals of Photonics* (John Wiley & Sons, New Jersey, 2007).
- [18] J. Armstrong, N. Bloembergen, J. Ducuing, and P. Pershan, Phys. Rev. **127**, 1918 (1962).
- [19] A. Arie and N. Voloch, Laser and Photon. Rev. **4**, 355-373 (2010).
- [20] I. Biaggio, V. Coda, G. Montemezzani, Phys. Rev. A **90**, 043816 (2014).

- [21] H. Suchowski, D. Oron, A. Arie, and Y. Silberberg, *Phys. Rev. A* **78**, 063821 (2008).
- [22] H. Suchowski, V. Prabhudesai, D. Oron, A. Arie, and Y. Silberberg, *Opt. Express* **17**, 12731 (2009).
- [23] H. Suchowski, B. D. Bruner, A. Ganany-Padowicz, I. Juviler, A. Arie, Y. Silberberg, *Appl. Phys. B* **105**, 697 (2011).
- [24] J. Moses, H. Suchowski, F. X. Kärtner, *Opt. Lett.* **37**, 1589 (2012).
- [25] H. Suchowski, P. R. Kroger, S. W. Huang, F. X. Kärtner, J. Moses, *Opt. Express* **21**, 28892 (2013).
- [26] H. Cankaya, A. L. Calendron, H. Suchowski, F. X. Kärtner, *Opt. Lett.* **39**, 2912 (2014).
- [27] L. D. Landau, *Physik Z. Sowjetunion* **2**, 46 (1932); C. Zener, *Proc. R. Soc. Lond. Ser. A* **137**, 696 (1932); E. C. G. Stückelberg, *Helv. Phys. Acta* **5**, 369 (1932); E. Majorana, *Nuovo Cimento* **9**, 43 (1932).
- [28] S. Guèrin, *Phys. Rev. A* **56**, 1458 (1997).
- [29] S. Thomas, S. Guèrin, and H. R. Jauslin, *Phys. Rev. A* **71**, 013402 (2005).
- [30] C. E. Carroll and T. F. Hioe, *J. Phys. A* **19**, 1151 (1986); C. E. Carroll and T. F. Hioe, *J. Phys. A* **19**, 2061 (1986); V. N. Ostrovsky and H. Nakamura, *J. Phys. A* **30**, 6939 (1997).
- [31] N. V. Vitanov, T. Halfmann, B. W. Shore, and K. Bergmann, *Annu. Rev. Phys. Chem.* **52**, 763 (2001).
- [32] C. Ciret, V. Coda, A. A. Rangelov, D. N. Neshev, and G. Montemezzani, *Opt. Lett.* **30**, 634 (2005).
- [33] A. A. Rangelov and N. V. Vitanov, *Phys. Rev. A* **85**, 055803 (2012).
- [34] U. Gaubatz, P. Rudecki, S. Schiemann, and K. Bergmann, *J. Chem. Phys.* **92**, 5363 (1990).
- [35] K. Bergmann, H. Theuer, and B. W. Shore, *Rev. Mod. Phys.* **70**, 1003 (1998).
- [36] F. Dreisow, M. Ornigotti, A. Szameit, M. Heinrich, R. Keil, S. Nolte, A. Tünnermann, and S. Longhi *Appl. Phys. Lett.* **95**, 261102 (2009).
- [37] G. Della Valle, M. Ornigotti, T. T. Fernandez, P. Laporta, S. Longhi, A. Coppa and V. Foglietti, *Appl. Phys. Lett.* **92**, 011106 (2008).
- [38] C. Ciret, V. Coda, A. A. Rangelov, D. N. Neshev, and G. Montemezzani, *Opt. Lett.* **37**, 3789 (2012).
- [39] C. Ciret, V. Coda, A. A. Rangelov, D. N. Neshev, and G. Montemezzani, *Phys. Rev. A* **87**, 013806 (2013).

- [40] N. V. Vitanov, M. Fleischhauer, B. W. Shore and K. Bergmann, *Adv. At. Mol. Opt. Phys.* **46**, 55 (2001).
- [41] L. Allen and J. H. Eberly, *Optical Resonance and Two-Level Atoms* (Dover, New York, 1987).
- [42] B. W. Shore, *The Theory of Coherent Atomic Excitation* (Wiley, New York, 1990).
- [43] B. W. Shore, *Acta Phys. Slovaca* **58**, 243 (2008).
- [44] J. Klein, F. Beil, and T. Halfmann, *Phys. Rev. Lett.* **99**, 113003 (2007).
- [45] N. V. Vitanov, *New J. Phys.* **9**, 58 (2007).
- [46] B. T. Torosov and N. V. Vitanov, *Phys. Rev. A* **76**, 053404 (2007).
- [47] M. Wollenhaupt, T. Bayer, N. V. Vitanov, and T. Baumert, *Phys. Rev. A* **81**, 053422 (2010).
- [48] A. Abragam, *The Principles of Nuclear Magnetism* (Oxford University Press, Oxford, 1961).
- [49] C. P. Slichter, *Principles of Magnetic Resonance* (Springer, Berlin, 1990).
- [50] N. V. Vitanov and B. W. Shore, *Phys. Rev. A* **73**, 053402 (2006).
- [51] D. N. Nikogosyan, *Nonlinear Optical Crystals* (Springer, New York, 2005).
- [52] J.-Q. Yao, Y.-Z. Yu, P. Wang, T. Wang, B.-G. Zhang, X. Ding, J. Chen, H.J. Peng, H.S. Kwok, "Nearly-Noncritical Phase Matching in MgO:LiNbO₃ Optical Parametric Oscillators", *Chin. Phys. Lett.* **18**, 1214 (2001).
- [53] P. Keränen, J. Maalampi, M. Myyryläinen, J. Riittinen, *Phys. Rev. D* **75**, 033006 (2007);
- [54] C.E. Carroll and T.F. Hioe, *J. Phys. A* **19**, 1151 (1986);
- [55] S.P. Mcheyev and A.Yu. Smirnov, *Sov. J. Nucl. Phys.* **42**, 913 (1985); H.A. Bethe, *Phys. Rev. Lett.* **56**, 1305 (1985); S.W. Kim, W.K. Sze and S. Nussinov, *Phys. Rev. D* **35**, 4014 (1987); *Phys. Lett. B* **184**, №4, 403 (1987).
- [56] L. Wolfenstein, *Phys. Rev. D* **17**, 2369 (1978).
- [57] V.N. Ostrovsky and H. Nakamura, *J. Phys. A* **30**, 6939 (1997);
- [58] D.A. Harmin, *Phys. Rev. A* **44**, 433 (1991);
- [59] S. Brundobler and V. Elser, *J. Phys. A* **26**, 1211 (1993);
- [60] Y.N. Demkov and V.N. Ostrovsky, *Phys. Rev. A* **61**, 032705 (2000);
- [61] Y.N. Demkov and V.N. Ostrovsky, *J. Phys. B* **28**, 403 (1995);
- [62] Y.N. Demkov, P.B. Kurasov and V.N. Ostrovsky, *J. Phys. A* **28**, 4361 (1995);
- [63] T. Usuki, *Phys. Rev. B* **56**, 13360 (1997);

-
- [64] V.N. Ostrovsky and H. Nakamura, Phys. Rev. A **58**, 4293 (1998);
- [65] Y.N. Demkov and V.I. Osherov, Zh. Eksp. Teor Phys. B **53**, 1589 (1967);
- [66] Y. Kayanuma and S. Fukuchi, J. Phys. B **18**, 4089 (1985);
- [67] E.S. Kyoseva and N.V. Vitanov, Phys. Rev. A **73**, 023420 (2006);
- [68] G.S. Vasilev, S.S. Ivanov and N.V. Vitanov, Phys. Rev. A **75**, 013417 (2007);
- [69] S.S. Ivanov and N.V. Vitanov, Phys. Rev. A **77**, 023406 (2008);
- [70] Daniel A. Steck, *Quantum and Atom Optics*, available online at <http://steck.us/teaching> (revision 0.8.3, 25 May 2012)
- [71] Nikolay V. Vitanov, *Quantum transitions*, (University Press, Sofia, 2010)

СПИСЪК С ПУБЛИКАЦИИТЕ, ИЗПОЛЗВАНИ В ДИСЕРТАЦИЯТА

1. H. S. Hristova, A. A. Rangelov, S. Guérin and N. V. Vitanov,
Adiabatic evolution of light in an array of parallel curved optical waveguides,
Phys. Rev A. 88, 013808 (2013);
2. H. S. Hristova, A. A. Rangelov, G. Montemezzani and N. V. Vitanov,
Adiabatic three waveguide coupler,
Phys. Rev A. 93, 033802 (2016);
3. H. S. Hristova, A. A. Rangelov, G. Montemezzani and N. V. Vitanov,
Adiabatic frequency conversion with a sign flip in the coupling,
Phys. Rev A. 94, 033849 (2016);
4. H. S. Hristova, S. Ivanov and N. V. Vitanov,
Oscillations in a three-flavor neutrino system,
(to be submitted).

Списък с независими цитати

1. Stefano Longhi,
Coherent transfer by adiabatic passage in two-dimensional lattices
Annals of Physics Volume 348, September 2014
2. Ying-Jie Zhang, Wei Han, Yun-Jie Xia and Ke-Xia Jiang
Quantum speed limits for Bell-diagonal states
Chinese Physics B, Volume 24, Number 12, 2015;
3. R. Menchon-Enrich, A. Benseny, V. Ahufinger, A.D. Greentree, T. Busch and J. Mompart
Spatial adiabatic passage: A review of recent progress
Reports on Progress in Physics Volume 79, Issue 7, 1 June 2016, Article number 074401

ПРИНОСИ

1. Предложен е метод за осъществяване на многоканално разпределяне на светлинен сигнал, както и пълен пренос на сигнал, в масив от голям брой вълноводи. Специфична особеност е двупосочният пренос на сигнал, което го отличава значително от базираните на процеса STIRAP вълноводни устройства.
2. Предложен е метод за пренасочване на сигнал в масив от три вълновода, при който се използват и трите адиабатни състояния на системата. Демонстрирани са случаи за пренасочване на светлинен сигнал като размяна на сигнали, пермутация, комбиниране на сигнали и прехвърляне на сигнал на основата на процесите B-STIRAP и STIRAP.
3. Предложена е техника за широколентово честотно преобразуване в нелинеен кристал по аналогия на адиабатен пренос на заселеност чрез фазов скок [45, 46]. Характерна особеност на тази техника е съществуването на тясна област с ниска до нулева ефективност около точката на еднакви фази. Предложено е реализиране на техниката чрез комбинирането на два нелинейни кристала, ориентирани в противоположни посоки, или чрез поляризиране на двете половини на един кристал в противоположни посоки.
4. В рамките на представено приближение са намерени аналитични изрази за вероятностите на преход между две активни и едно стерилно неутринни състояния.

СПИСЪК С УЧАСТИЯ НА КОНФЕРЕНЦИИ И ШКОЛИ

1. 4-8 June 2012, FASTQUAST ITN Network Workshop and Summer School, Newport Pagnell, England (poster contribution);
2. 25-29 June 2012, Control of Quantum Dynamics of Atoms, Molecules and Ensembles by Light (CAMEL VIII), Nessebar, Bulgaria (oral contribution);
3. 23-27 July 2012, The 23rd International Conference On Atomic Physics, Palaiseau, France (poster contribution);
4. 29 October - 1 November 2012, 518. WE - Heraeus Seminar on "Quantum-Optical Analogies: a Bridge Between Classical and Quantum Physics Bad Honnef, Germany (poster contribution);
5. 17-21 June 2013, Control of Quantum Dynamics of Atoms, Molecules and Ensembles by Light (CAMEL IX), Nessebar, Bulgaria (oral contribution);
6. 14-19 June 2015, Control of Quantum Dynamics of Atoms, Molecules and Ensembles by Light (CAMEL XI), Nessebar, Bulgaria (oral contribution);
7. 27 June - 1 July 2016, Control of Quantum Dynamics of Atoms, Molecules and Ensembles by Light (CAMEL XII), Nessebar, Bulgaria (oral contribution).