

Obsah

1	Úvod do problematiky	2
1.1	Elektromagneticky indukovaná propustnost	3
2	Kvantová paměť pro jednu elektromagnetickou vlnu	4
2.1	Temné stavy	4
2.2	Šíření svazku s pomalu proměnnou obálkou	5
2.3	Zpomalení světla	8
2.4	Polaritony	9
3	Experimenty	11
3.1	Zastavení světla v atomech Na	11
3.2	Zastavení světla v atomech Rb	13
3.3	Stručné porovnání obou experimentů	17
4	Počítačový model	18
4.1	Vlastní počítačová implementace	18
5	Závěr	21

1 Úvod do problematiky

Pokrok v oboru kvantové fyziky vede v poslední době k mnoha novým směrům jako je např. kvantové počítání, kvantové šifrování anebo dokonce teleportace. Praktická implementace kvantových procesů je stále ještě velmi náročná na realizaci. Kvantově optické systémy jsou, zdá se, vhodné pro celé kvantové sítě, kde by mezi sebou komunikovaly jednotlivé kvantové stavy v uzlech sítě. Na jedné straně elektromagnetické pole - ideální nosič informace, rychlé, robustní a dostupné. Na straně druhé atomy představující spolehlivé, dlouho životné jednotky s pamětí. Tedy úkol je jasný: najít techniku koherentního přenosu informace z atomů do atomů a naopak. Jinými slovy je nutné získat kvantovou paměť schopnou na povel udržet anebo uvolnit určité kvantové stavy na hladině jednotlivých qubitů. Takové zařízení bude muset být kompletně koherentní a pro přesný přenos (z pole do atomů a naopak) budou požadovány přesné mechanismy kontroly času.

Nejjednodušší postup jak realizovat kvantovou paměť je “uložit” kvantum elektromagnetického pole do excitace jednoho atomu, což znamená koherentní absorpci a emisi fotonu atomy média. (Pojem koherentnosti je spojován s vysokou mírou korelovanosti, proto doba interakce musí být srovnatelná s charakteristickým časem korelační funkce, koherentní interakce pak znamená natolik rychlou interakci, že doba interakce je velmi malá v porovnání s charakteristickou dobou relaxačních procesů.) Abychom zvýšili účinný průřez absorpce, umístíme atomy do rezonátoru s vysokým činitelem jakosti a pro přenos energie použijeme ramanovské adiabatické procesy společně s časově závislým řídicím polem. Přestože experimenty potvrdily možnost této cesty, technicky je stále ještě velmi náročné dosáhnout nutných podmínek k realizaci. Navíc systém je velmi citlivý na ztráty atomů a rychlost operací je omezená velikostí činitele jakosti.

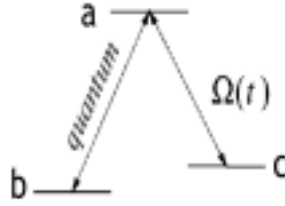
Na druhé straně může být foton absorbován s jednotkovou pravděpodobností na opticky tenké vrstvě atomů. V obvyklých laboratorních podmínkách je taková absorpce spojena s disipativními a relaxačními procesy, které vedou ke ztrátě koherence a tedy k přeměně kvantových stavů. Takové okolnosti nedovolují reverzibilní ukládání kvantových stavů na hladině jednotlivých qubitů.

Nedávno se ale objevila metoda, která kombinuje zlepšení účinného průřezu absorpce v mnoho-atomových systémech s adiabatickou pasáží, která je ovšem oproštěna vlivu disipačních procesů. Metoda je postavena na adiabatickém přenosu kvantových stavů elektromagnetického pole do kolektivních atomových excitací za užití elektromagneticky indukované propustnosti (EIT - electromagnetically induced transparency) v tříhladinové aproximaci. Tato technika zmírňuje silné požadavky na realizaci, proto by mohla být využita jako základ pro rychlou a spolehlivou kvantovou síť. Potvrdily to i dva experimenty, které jsou oba v této práci popsány. Oba ukázaly základní princip této techniky, totiž značné zpomalení

grupové rychlosti optického svazku v důsledku “zapsání” informace do nových kvantových stavů, které jsou pro svoji povahu nazvány temné. Výsledkem je vznik kvazičástice - tzv. polaritonu. Tato práce popisuje fyzikální model kvantové paměti atomů, dva experimenty a navíc se snaží přiblížit celé téma jednoduchým počítačovým modelem.

1.1 Elektromagneticky indukovaná propustnost

Elektromagneticky indukovaná propustnost je kvantově interferenční jev, který umožní, že jinak nepropustný soubor atomů se stane prostupným pro elektromagnetickou vlnu. (Jev vzniká interakcí silného laserového svazku, který má Rabiovu frekvenci, s atomy média, čímž výsledná soustava - t.j. interagující pole a atomy - přestane být neprostupná pro druhý - slabší laserový svazek.) Společně s propustností jde i vysoká lineární disperze, která vede ke snížení grupové rychlosti optického svazku. Protože je zpomalení lineární, zachovávají se kvantové stavy ve zpomaleném svazku, proto propustné médium společně s nízkou grupovou rychlostí vytváří ideální podmínky pro uložení informace. Samozřejmě má i takový systém svá omezení. Zejména dosažitelný poměr doby uložení informace k délce svazku je omezen a může v praxi dosáhnout hodnot v řádech desítek až stovek. Toto omezení je dáno faktem, že nízká grupová rychlost se pojí s úzkou spektrální akceptancí EIT, tedy delší čas udržení informace v atomech vyžaduje delší počáteční svazek. Fyzika šíření zpomaleného světla zachovávajícího původní kvantové stavy v EIT je spojena s existencí temných stavů a kvazičástic polaritonů, což je "směs" elektromagnetických a kolektivních atomových excitací. Úhlem, který svírá silný laserový svazek se směrem šíření slabého svazku, lze určovat rychlost šíření slabšího svazku v atomech tak, že v mezních úhlech bude vlna buď kompletně zapsána v atomových excitacích nebo bude svazek volně procházet médiem. Tím bude dosaženo možnosti reverzibilně ukládat informaci do atomových excitací.



Obrázek 1: Tříhladinová aproximace

2 Kvantová paměť pro jednu elektromagnetickou vlnu

2.1 Temné stavy

Předpokládejme N kvantových soustav (např. atomů), pro které platí tříhladinová aproximace. Atomy interagují se dvěma jednomódovými optickými poli. Situace je zobrazena na obrázku č.1, kde přechod ze stavu $|a\rangle$ do $|b\rangle$ je v rezonanci s vlnou, kterou budeme dále popisovat kvantově a nazveme ji signálovou, a přechod ze stavu $|a\rangle$ do $|c\rangle$ je v rezonanci s druhou vlnou, jejíž intenzitě odpovídá Rabiho frekvence Ω . Tento mód budeme popisovat klasicky a budeme mu říkat řídicí. Hamiltonián interakce našeho systému je:

$$H = \hbar g \sum_{i=1}^N \hat{a} \sigma_{ab}^i + \hbar \Omega(t) e^{-i\omega_{ac}t} \sum_{i=1}^N \sigma_{ac}^i + h.c., \quad (1)$$

kde $\sigma_{\mu\nu}^i = |\mu\rangle_{ii} \langle\nu|$ je operátor přechodu i -tého atomu ze stavu $|\nu\rangle$ do stavu $|\mu\rangle$ a \hat{a} je anihilační operátor v prostoru stavů signálového pole. Konstanta g udává vazbu mezi atomy a elektromagnetickým polem, a pro jednoduchost předpokládáme, že je stejná pro všechny atomy.

Na počátku jsou všechny atomy v základním stavu $|b\rangle$. Představme si soustavu $|b, 1\rangle$ tvořenou jedním atomem v základním stavu $|b\rangle$ a elektromagnetickým polem v prvním excitovaném Fockově stavu. Interakcí pole s atomem získáme stav $|a, 0\rangle$, tzn. atom bude v excitovaném stavu $|a\rangle$ a pole bude deexcitováno. Protože přechod z $|a\rangle$ do $|c\rangle$ je povolený, můžeme se dostat až do stavu $|c\rangle$. Pokud bude pole excitováno do dvoufotonového stavu, interakce ovlivní dva atomy, takže výsledkem budou dva atomy ve stavu $|c\rangle$. Interakcí získáme skupinu temných stavů, t.j. stavů, které jsou vlastními stavy interakčního hamiltoniánu s nulovou vlastní hodnotou. Nejjednodušší je

$$|D, 1\rangle = \cos \theta(t) |b, 1\rangle - \sin \theta(t) |c, 0\rangle, \quad (2)$$

$$\tan \theta(t) = \frac{g\sqrt{N}}{\Omega(t)}, \quad (3)$$

obecně platí:

$$|D, n\rangle = \sum_{k=0}^n \sqrt{\frac{n!}{k!(n-k)!}} (-\sin \theta)^k (\cos \theta)^{n-k} |c^k, n-k\rangle. \quad (4)$$

Temné stavy nejsou excitované, tudíž nedochází ke spontánní emisi. Jejich další zvláštností je, že jsou sice degenerované, ale neexistují mezi nimi vzájemné přechody přestože vezmeme v potaz neadiabatické korekce. Existence takových kolektivních stavů nám dává velmi elegantní způsob jak převést kvantový stav jednomódového elektromagnetického pole v kolektivní atomové excitace. Změnou úhlu θ od 0 do $\pi/2$ docílíme kompletního převodu fotonového stavu do kolektivního atomového stavu, který je navíc vratný. Samozřejmě musí platit, že celkový počet fotonů (tedy i excitací) je nižší než počet atomů. To je vidět také z rovnice (4), pokud dosadíme $\theta : 0 \rightarrow \pi/2$, získáme pro všechna $n \leq N$

$$|D, n\rangle : |b\rangle |n\rangle \rightarrow |c^n\rangle |0\rangle. \quad (5)$$

Může se samozřejmě stát, že jednomódové optické pole světelné vlny bude zpočátku ve smíšeném stavu popsaném maticí hustoty $\hat{\rho}_f = \sum_{n,m} \rho_{n,m} |n\rangle \langle m|$, pak přechodem získáme stav kolektivních excitací, který se řídí vztahem

$$\sum_{n,m} \rho_{n,m} |n\rangle \langle m| \otimes |b\rangle \langle b| \rightarrow |0\rangle \langle 0| \otimes \sum_{n,m} \rho_{nm} |c^n\rangle \langle c^m|. \quad (6)$$

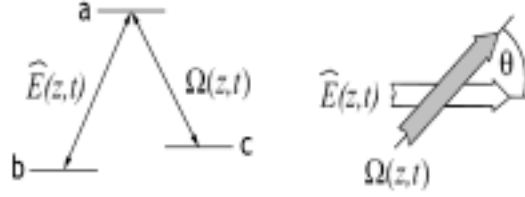
Dále je třeba poznamenat, že takový kvantový přechod nemusí nutně představovat přechod energie ze signálového pole do atomů, protože při ramanovském procesu koherentní absorpce fotonu (fotonu z kvantově braného pole), následuje stimulovaná emise energie do okolního klasického pole. Většina energie se tedy uchovává v klasicky popisovaném elektromagnetickém poli.

2.2 Šíření svazku s pomalu proměnnou obálkou

Představme si naši soustavu tak, jako na obrázku 2. Elektromagnetické pole s kladnou frekvenční částí operátoru intenzity elektrického pole $\hat{E}^{(+)}$ vyvolává rezonanční přechod mezi základním stavem $|b\rangle$ a excitovaným stavem $|a\rangle$. Frekvence ω_{ab} je frekvence signálového optického pole. Vyšší hladina $|a\rangle$ je dále vázána koherentním řídicím polem laserového svazku se stabilním stavem $|c\rangle$. Toto řídicí elektromagnetické pole s Rabiovou frekvencí Ω budeme popisovat klasicky.

Interakční hamiltonián je následující:

$$\hat{V} = -\wp \sum_j \left(\hat{\sigma}_{ab}^j \hat{E}^{(+)}(z_j) + h.c. \right) - \hbar \sum_j \left(\hat{\sigma}_{ac}^j \Omega(z_j, t) e^{i(k_{ac}^{\parallel} z_j - \omega_{ac} t)} + h.c. \right), \quad (7)$$



Obrázek 2: a) tříhladinová aproximace b) úhel mezi oběma svazky

kde z_j udává souřadnici j -tého atomu, \wp je maticový element dipólového přechodu mezi stavy $|a\rangle$ a $|b\rangle$ a

$$\hat{\sigma}_{\alpha,\beta}^j \equiv |\alpha\rangle_{jj} \langle\beta| \quad (8)$$

je operátor přechodu j -tého atomu mezi stavy $|\beta\rangle$ a $|\alpha\rangle$. $k_{ac}^{\parallel} = \vec{k}_{ac} \cdot \vec{e}_z = \frac{\omega_{ac}}{c} \cos \theta$ je projekce vlnového vektoru řídicího pole do směru z šíření signálového pole. Pro jednoduchost budeme předpokládat, že frekvence signálového a řídicího pole jsou v rezonanci s frekvencemi přechodů ω_{ab} a ω_{ac} .

Kladná frekvenční část intenzity elektrického pole v přiblížení pomalu proměnné amplitudy elektromagnetického pole má tvar

$$\hat{E}^{(+)}(z, t) = \sqrt{\frac{\hbar\omega_{ab}}{2\varepsilon_0 V}} \hat{\varepsilon}(z, t) e^{i\frac{\omega_{ab}}{c}(z-ct)}, \quad (9)$$

$$\hat{\sigma}_{\mu\nu}^j(t) = \tilde{\sigma}_{\mu\nu}^j(t) e^{-i\frac{\omega_{\mu\nu}}{c}(z-ct)}, \quad (10)$$

kde V je kvantovací objem rovný celému interakčnímu objemu.

Pokud se pomalu proměnná amplituda elektromagnetické signálové vlny příliš nezmění na intervalu délky Δz , který bude obsahovat $N_z \gg 1$ atomů, můžeme přiřadit všem atomům stejnou prostorovou souřadnici:

$$\tilde{\sigma}_{\mu\nu}(z, t) = \frac{1}{N_z} \sum_{z_j \in N_z} \tilde{\sigma}_{\mu\nu}^j(t) \quad (11)$$

a nahradíme sumu integrálem takto: $\sum_{j=1}^N \rightarrow \frac{N}{L} \int dz$, kde N je počet všech atomů, L je délka objemu atomů ve směru šíření kvantového svazku (interakční délka). Interakční hamiltonián má tvar:

$$\hat{V} = - \int \frac{dz}{L} \left(\hbar g N \tilde{\sigma}_{ab}(z, t) \hat{\varepsilon}(z, t) + \hbar \Omega(z, t) e^{i\Delta k z} N(z) \tilde{\sigma}_{ac}(z, t) + h.c. \right). \quad (12)$$

Zde $g = \wp \sqrt{\frac{\omega_{ab}}{2\hbar\varepsilon_0 V}}$ značí konstantu, která v sobě obsahuje vazbu atom-signálové pole. $\Delta k = k_{ac}^{\parallel} - k_{ac} = \frac{\omega_{ac}}{c} (\cos \theta - 1)$.

Evoluční rovnice pomalu proměnného operátoru $\hat{\varepsilon}$ v Heisenbergově pojetí se bude řídit následující rovnicí. (Druhé derivace plynoucí z vlnové rovnice jsme zanedbali právě díky pomalu proměnné amplitudě operátoru.)

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + c\frac{\partial}{\partial z}\right)\hat{\varepsilon}(z, t) = igN\tilde{\sigma}_{ba}(z, t) \quad (13)$$

a evoluce operátorů $\hat{\sigma}_{\mu\nu}$ se bude také řídit sadou Heisenberg-Langevinových rovnic, které obecně vypadají takto:

$$\frac{\partial}{\partial t}\hat{\sigma}_{\mu\nu} = -\gamma_{\mu\nu}\hat{\sigma}_{\mu\nu} + \frac{i}{\hbar}[\hat{V}, \hat{\sigma}_{\mu\nu}] + \hat{F}_{\mu\nu}, \quad (14)$$

kde $\gamma_{\mu\nu}$ udává útlumu příčných složek a $\hat{F}_{\mu\nu}$ jsou δ -korelované Langevinovy síly. Dosadíme do Heisenbergových-Langevinových rovnic jednotlivé $\tilde{\sigma}_{\mu\nu}$. Získáme rovnice:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}\tilde{\sigma}_{aa} &= -\gamma_a\tilde{\sigma}_{aa} - ig(\hat{\varepsilon}^\dagger\tilde{\sigma}_{ba} - h.c.) - i(\Omega^*e^{-i\Delta kz}\tilde{\sigma}_{ca} - h.c.) + F_a, \\ \frac{\partial}{\partial t}\tilde{\sigma}_{bb} &= \gamma\tilde{\sigma}_{aa} + ig(\hat{\varepsilon}^\dagger\tilde{\sigma}_{ba} - h.c.) + F_b \\ \frac{\partial}{\partial t}\tilde{\sigma}_{cc} &= \gamma'\tilde{\sigma}_{aa} + i(\Omega^*e^{-i\Delta kz}\tilde{\sigma}_{ca} - h.c.) + F_c \\ \frac{\partial}{\partial t}\tilde{\sigma}_{ba} &= -\gamma_{ba}\tilde{\sigma}_{ba} + ig\varepsilon(\tilde{\sigma}_{bb} - \tilde{\sigma}_{aa}) + i\Omega e^{i\Delta kz}\tilde{\sigma}_{bc} + F_{ba} \\ \frac{\partial}{\partial t}\tilde{\sigma}_{ca} &= -\gamma_{ca}\tilde{\sigma}_{ca} + i\Omega e^{i\Delta kz}(\tilde{\sigma}_{cc} - \tilde{\sigma}_{aa}) + ig\tilde{\varepsilon}\tilde{\sigma}_{ba} + F_{ca} \\ \frac{\partial}{\partial t}\tilde{\sigma}_{bc} &= i\Omega^*e^{-i\Delta kz}\tilde{\sigma}_{ba} - ig\tilde{\varepsilon}\tilde{\sigma}_{ac} \end{aligned} \quad (15)$$

$\gamma_a = \gamma + \gamma'$ a γ, γ' jsou podélné a $\gamma_{\mu\nu}$ příčné složky útlumu, F_a, F_b, F_c případně F_{ba}, F_{ca} jsou složky Langevinovy síly, které budou v dalším zanedbány, a Ω^* značí komplexně sdruženou část. Zanedbali jsme zde možné disipativní procesy, protože jsme předpokládali, že doba interakce je mnohem menší než charakteristická doba disipativních procesů.

Abychom mohli dále řešit pohybovou rovnici, musíme si uvědomit, že frekvence signálového pole je mnohem menší než frekvence ω_{ac} řídicího klasického pole a že hustota počtu fotonů vstupujícího signálového svazku je mnohem nižší než hustota počtu atomů média. V takovém případě můžeme signálový svazek považovat za poruchu a řešit naši sadu Heisenbergových-Langevinových rovnic poruchově vzhledem k $\hat{\varepsilon}$. V nultém řádu bude nenulový pouze člen $\tilde{\sigma}_{bb} = 1$. Pro první řád nás bude zajímat člen $\tilde{\sigma}_{ba}$:

$$\tilde{\sigma}_{ba} = -\frac{i}{\Omega^*}e^{i\Delta kz}\frac{\partial}{\partial t}\tilde{\sigma}_{bc}, \quad (16)$$

který je jak vidíme závislý na $\tilde{\sigma}_{bc}$. S tímto řešením můžeme popsat interakci signálního svazku s atomy média amplitudou signálního elektrického pole $\hat{\varepsilon}$ a kolektivními projekcemi $\tilde{\sigma}_{bc}$:

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + c\frac{\partial}{\partial z}\right)\hat{\varepsilon}(z, t) = \frac{gN}{\Omega^*}e^{i\Delta kz}\frac{\partial}{\partial t}\tilde{\sigma}_{bc}. \quad (17)$$

První řád projektoru $\tilde{\sigma}_{bc}$ má tvar

$$\tilde{\sigma}_{bc} = -\frac{g\hat{\varepsilon}}{\Omega}e^{-i\Delta kz} - \frac{i}{\Omega} \left[\left(\frac{\partial}{\partial t} + \gamma_{ba} \right) \left(-\frac{i}{\Omega^*} \frac{\partial}{\partial t} \tilde{\sigma}_{bc} \right) + e^{-i\Delta kz} F_{ba} \right]. \quad (18)$$

Rádi bychom tento dlouhý a komplikovaný výraz zjednodušili. To se nám povede, pokud zavedeme dostatečně pomalou změnu Ω . Tím budeme moci zanedbat časové derivace Ω . Navíc si zavedeme normalizovaný čas $\tilde{t} = t/T$, kde T je charakteristický čas. Po dosazení za t do pravé strany rovnice (18), dostaneme rovnici v mocninách $1/T$, kde zůstane nenulová pouze část

$$\tilde{\sigma}_{bc}(z, t) = -g \frac{\hat{\varepsilon}}{\Omega} e^{-i\Delta kz}. \quad (19)$$

Také zanedbáme poslední člen v závorce F_{ba} . Po dosazení dostáváme výslednou pohybovou rovnici

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + c \frac{\partial}{\partial z} \right) \hat{\varepsilon}(z, t) = -\frac{g^2 N}{\Omega^*} \frac{\partial}{\partial t} \frac{\hat{\varepsilon}(z, t)}{\Omega}. \quad (20)$$

2.3 Zpomalení světla

Pokud bude pro Rabiovu frekvenci Ω řídicího svazku platit, že bude konstantní v čase, tedy $\Omega(z, t) = \Omega(z)$, bude pravá strana rovnice (20) vést ke grupové rychlosti kvantového svazku

$$v_g = v_g(z) = \frac{c}{1 + n_g(z)}, \quad (21)$$

$$n_g(z) = \frac{g^2 N}{|\Omega(z)|^2} \quad (22)$$

Řešením vlnové rovnice bude v tomto případě

$$\hat{\varepsilon}(z, t) = \hat{\varepsilon} \left(0, t - \int_0^z dz' \frac{1}{v_g(z')} \right), \quad (23)$$

zde $\hat{\varepsilon}(0, t')$ je svazek vstupující do interakční oblasti $z = 0$. Toto řešení popisuje šíření svazku s grupovou rychlostí měnící se se vzdáleností. Elektromagnetická energie se šíří rovnoběžně se směrem šíření svazku a pokud bychom ji nechali procházet plochou kolmou na směr šíření vlny, byla by v každém místě stejná. Navíc spektrum vlny zůstává nezměněné

$$S(z, \omega) \equiv \int_{-\infty}^{\infty} d\tau e^{-i\omega\tau} \langle \hat{\varepsilon}^\dagger(z, t) \hat{\varepsilon}(z, t - \tau) \rangle = S(0, \omega). \quad (24)$$

Konstantní zůstává také spektrální šířka $\Delta\omega_p(z) = \Delta\omega_p(0)$. Na druhou stranu má změna grupové rychlosti za následek délkovou kompresi svazku dle vztahu

$$\Delta l = \frac{v_g}{c} \Delta l_0, \quad (25)$$

Δl_0 je délka svazku ve volném prostoru.

2.4 Polaritony

Necht' máme prostorově homogenní, časově závislou a reálnou řídicí vlnu s $\Omega = \Omega(t) = \Omega^*(t)$. Budeme mít dvě proměnné - elektrické pole $\hat{\varepsilon}$ a operátor pravděpodobnosti přechodu $\tilde{\sigma}_{bc}$, z nichž nakombinujeme dva nové operátory kvantového pole

$$\hat{\Psi} = \cos \theta(t) \hat{\varepsilon}(z, t) - \sin \theta(t) \sqrt{N} \tilde{\sigma}_{bc}(z, t) e^{i\Delta kz}, \quad (26)$$

$$\hat{\Phi} = \sin \theta(t) \hat{\varepsilon}(z, t) + \cos \theta(t) \sqrt{N} \tilde{\sigma}_{bc}(z, t) e^{i\Delta kz}, \quad (27)$$

kde $\theta(t)$ je úhel daný vztahem:

$$\tan^2 \theta(t) = \frac{g^2 N}{\Omega^2(t)} = n_g(t). \quad (28)$$

$\hat{\Psi}$ a $\hat{\Phi}$ představují operátory v prostoru stavů elektromagnetického pole signálové vlny ($\hat{\varepsilon}$) a všech atomů ($\sqrt{N} \tilde{\sigma}_{bc}$).

Zavedením adiabatického limitu a poruchového vývoje zjistíme, že $\hat{\Phi}$ je v prvním řádu nulové, tedy můžeme snadno upravit rovnice (26) a (27) a získáme následující výrazy:

$$\hat{\varepsilon}(z, t) = \cos \theta(t) \hat{\Psi}(z, t) \quad (29)$$

$$\sqrt{N} \tilde{\sigma}_{bc} = -\sin \theta(t) \hat{\Psi}(z, t) e^{-i\Delta kz} \quad (30)$$

$\hat{\Psi}$ splňuje pohybovou rovnici

$$\left[\frac{\partial}{\partial t} + c \cos^2 \theta(t) \frac{\partial}{\partial z} \right] \hat{\Psi}(z, t) = 0, \quad (31)$$

která popisuje šíření svazku s konstantní rychlostí $v = v_g(t) = c \cos^2 \theta(t)$. Tvar $\hat{\Psi}(z, t)$ v každém okamžiku lze spočítat jako

$$\hat{\Psi}(z, t) = \hat{\Psi} \left(z - c \int_0^t d\tau \cos^2 \theta(\tau), 0 \right). \quad (32)$$

Poměr zastoupení stavů elektromagnetického pole signálové vlny ($\hat{\varepsilon}$) a všech atomů ($\sqrt{N}\tilde{\sigma}_{bc}$) v operátoru $\hat{\Psi}$ lze ovlivňovat změnou úhlu $\theta(t)$, který mezi sebou svírají řídicí a signálový svazek. Změnou úhlu můžeme měnit intenzitu externího řídicího pole. Pro limitní případ $\theta \rightarrow 0$, tedy pro silné vnější řídicí pole $\Omega^2 \gg g^2 N$, získáme $\hat{\Psi} = \hat{\varepsilon}$. V takovém případě bude rychlost šíření svazku rovna rychlosti šíření světla ve vakuu. Druhý limitní případ nastane pro $\theta \rightarrow \pi/2$. Polariton získá čistě spinový charakter $\hat{\Psi} = -\sqrt{N}\tilde{\sigma}_{bc}e^{i\Delta kz}$ a rychlost šíření bude nulová. To bude případ “zastavení” signálového svazku a jeho “uchování” v atomech média.

$\hat{\Psi}(z, t)$ má další zajímavé vlastnosti. Pokud si $\hat{\Psi}(z, t)$ představíme jako rovinovou vlnu $\hat{\Psi}(z, t) = \sum_k \hat{\Psi}_k(t) e^{ikz}$, zjistíme, že operátory módů $\hat{\Psi}_k$ a $\hat{\Psi}_k^\dagger$ splňují následující komutační relaci

$$[\hat{\Psi}_k, \hat{\Psi}_{k'}^\dagger] = \delta_{k,k'} \left[\cos^2 \theta + \sin^2 \theta \frac{1}{N} \sum_j (\hat{\sigma}_{bb}^j - \hat{\sigma}_{cc}^j) \right]. \quad (33)$$

Víme, že hustota počtu fotonů je mnohem menší než hustota počtu atomů, $\hat{\sigma}_{bb}^j \approx 1$, $\hat{\sigma}_{cc}^j \approx 0$. Proto lze komutační relaci zjednodušit na $[\hat{\Psi}_k, \hat{\Psi}_{k'}^\dagger] = \delta_{k,k'}$. Dále vidíme, že veškeré stavy vytvořené $\hat{\Psi}_k^\dagger$ jsou

$$|n_k\rangle = \frac{1}{\sqrt{n!}} (\hat{\Psi}_k^\dagger)^n |0\rangle |b_1 \dots b_N\rangle, \quad (34)$$

kde $|0\rangle$ značí vakuový stav. Tyto stavy nazýváme temné. Neobsahují excitované atomové stavy, proto u nich nedochází ke spontánní emisi. Navíc jsou vlastními stavy interakčního hamiltoniánu s nulovou vlastní hodnotou

$$\hat{V} |n_k\rangle = 0. \quad (35)$$

3 Experimenty

3.1 Zastavení světla v atomech Na

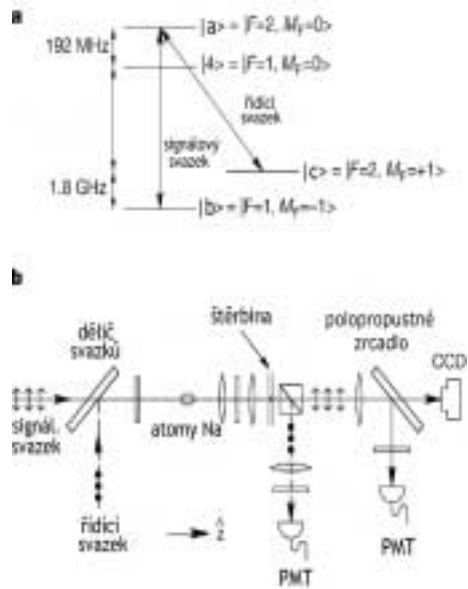
Elektromagneticky indukovaná propustnost je kvantově interferenční jev, který umožňuje šíření světla jinak neprostupným atomovým médiem. K vytvoření potřebné interference se použil laser, který nazveme řídicí. Druhý laser, který pak procházel obláčkem atomů, nazveme signálový. Tuto techniku lze použít pro zpomalení a délkovou kompresi světelného svazku až o 7 řádů tak, že komprimovaný svazek se celý nachází uvnitř atomového obláčku. V tomto pokusu dochází za pomoci EIT až k úplnému zastavení laserového svazku v atomech sodíku. V oblasti laserového svazku jsou atomy ve stavech určených amplitudami a fázemi polí řídicí a signálové elektromagnetické vlny. Při vypnutí řídicího svazku dojde k zastavení komprimovaného signálového svazku. Informace obsažená zpočátku v elektromagnetické vlně signálového svazku se “zapiše” do atomových excitací až na dobu 1 ms. Po opětovném zapnutí řídicího svazku se signálový svazek obnoví, dojde k deexcitaci atomů, vznikne původní koherentní vlna, která pokračuje dál ve svém šíření.

Pro atomy Na a frekvenci záření 2.57 MHz je tříhladinová aproximace vhodná. Za podmínek pro elektromagneticky indukovanou propustnost vznikne stacionární vlastní stav pro tento systém, který je již zmíněný temný stav, tedy jde o koherentní superpozici stavů $|b\rangle$ a $|c\rangle$:

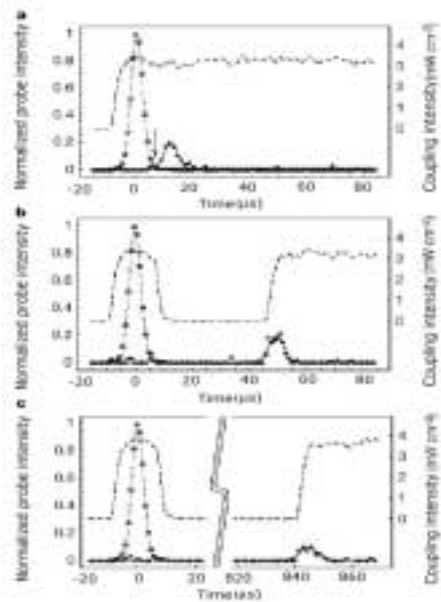
$$|D\rangle = \frac{\Omega_r |b\rangle - \Omega_s |c\rangle \exp(i(k_s - k_r)z - i(\omega_s - \omega_r)t)}{\sqrt{\Omega_r^2 + \Omega_s^2}}, \quad (36)$$

kde Ω_r, Ω_s jsou Rabiovy frekvence, k_r a k_s vlnové vektory a ω_r, ω_s jsou úhlové frekvence řídicího respektive signálového svazku. Rabiovy frekvence jsou definovány jako $\Omega_{r,s} = eE_{r,s} \cdot r_{23,13} / \hbar$, kde e je náboj elektronu, $E_{r,s}$ jsou pomalu proměnné amplitudy elektromagnetické řídicí a signálové vlny a $e r_{23,13}$ jsou dipólové momenty atomových přechodů.

Atomy jsou zpočátku vlivem magnetického pole udržovány ve stavu $|b\rangle$. Obláček atomů je následně ozářen řídicím laserem, jehož Rabiova frekvence je v rezonanci s frekvencí přechodu $|c\rangle - |a\rangle$. Signálový svazek tvoří přechod $|b\rangle - |a\rangle$ a pokud se šíří oba dva svazky, projde signálový svazek obláčkem atomů. Atomy v oblasti procházejícího svazku se dostanou do temných stavů, tedy do superpozice stavů $|b\rangle$ a $|c\rangle$. Přítomnost řídicího svazku vytváří propustnost, vysoký index lomu a velmi nízkou grupovou rychlost V_g signálové vlny. Ve chvíli, kdy signálový svazek prochází obláčkem atomů, dojde ke kompresi ve směru šíření o faktor c/V_g , zatímco amplituda elektrické intenzity zůstává během zpomalení konstantní.



Obrázek 3: a - tříhladinový systém, b - schéma experimentu



Obrázek 4: Naměřené hodnoty pro různé doby vypnutí řídicího laseru

Aparatura experimentu byla sestavena podle schématu na obr.3b. Obláček o zhruba 11 miliónech sodíkových atomů byl ochlazen na $0,9 \mu K$. Obláček měl rozměry: $339 \mu m$ ve směru osy z a $55 \mu m$ ve směrech x a y . Hustota atomů byla $11 \text{ atomů}/\mu m$. Řídící a signálový svazek se šířily společně ve směru osy z a na dvě PMT se zobrazovaly jen ty části svazků, které prošly centrální částí obláčku o průměru $15 \mu m$.

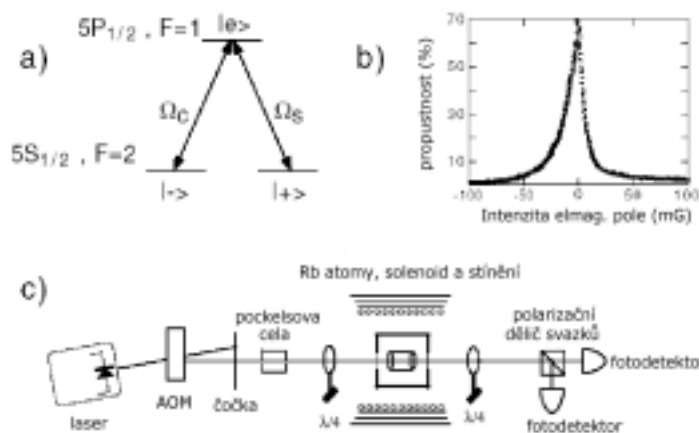
Na obr.4a jsou zaznamenány typické signály detekované pomocí PMT. Čárkovaně je vyznačena měřená intenzita řídicího svazku, který byl zapnut několik mikrosekund před signálovým laserem. Kroužky je vyznačeno šíření gaussovského tvaru signálového svazku při absenci atomů média - tzv. referenční svazek. Plné body zobrazují signálový svazek během a po průchodu atomy Na (plnou čarou je vyznačen gaussovský tvar pulzu). Zpoždění signálového svazku oproti referenčnímu $11,8 \mu s$ je dáno průchodem atomy Na. (Následkem průchodu je snížení grupové rychlosti signálové vlny na 28 ms^{-1} , což znamená snížení o 7 řádů z velikosti rychlosti vlny ve vakuu.) Naměřené zpoždění souhlasí s teoretickou předpovědí $12,2 \mu s$, která vychází z naměřené Rabiovy frekvence řídicího svazku $\Omega_r = 2,57 \text{ MHz}$ a pozorované plošné hustoty atomů $3,670 \mu m^{-2}$. V čase $t = 6,3 \mu s$, na obr. 4a označeno šipkou, je signálový svazek délkově komprimován a nachází se celý uvnitř obláčku atomů. Signálový svazek je ve volném prostoru dlouhý $3,4 \text{ km}$ a v centru o průměru $15 \mu m$ je 27000 fotonů. Po komprimaci uvnitř atomů Na je optická energie signálového pole pouze $1/400$ energie fotonu ve vakuu. Téměř všechna energie signálového svazku se přenáší stimulovanou emisí do pole řídicího laseru a atomů a koherentní optická informace je “vtištěna” do atomů.

Abychom tuto informaci uchovali, odpojíme řídicí svazek ve chvíli, kdy se signálový svazek nachází uvnitř obláčku atomů. Takto uchovaná informace je zpět načtena při opětovném zapnutí řídicího laseru. Výsledek je zobrazen na obr. 4b. Čárkovaně je zobrazen řídicí svazek, který je v čase $t = 6,3 \mu s$ vypnut a v čase $t = 44,3 \mu s$ opět zapnut. Plné body reprezentují měřenou intenzitu signálového svazku. Z výsledků je vidět, že v okamžiku znovuzapnutí řídicího laseru se signálový svazek obnovil.

Obrázek 4c znázorňuje případ, kdy byl signálový svazek uchován v atomech Na po dobu delší než $800 \mu s$. Zde už je dobře patrné snížení amplitudy vlivem disipativních sil.

3.2 Zastavení světla v atomech Rb

Tento experiment popisuje techniku zachycení, uložení v materiálu a znovuoobnovení světelného svazku. Jako médium jsou použity atomy rubidia. Laserový svazek, ve volném prostoru několik km dlouhý, se v obláčku atomů zkomprimuje na délku několika cm a poté jej lze “zapsat” do atomových excitací.

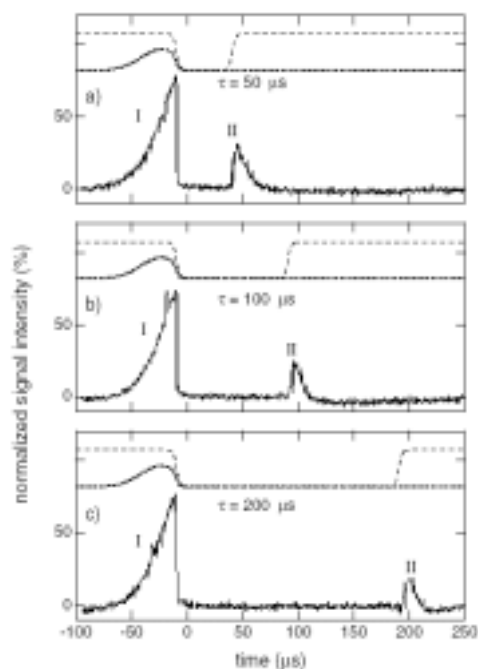


Obrázek 5: a) tříhladinová reprezentace b) závislost prostupnosti na intenzitě elmag. pole c) schéma aparatury pokusu

Po určitém čase proces revertujeme a z atomových excitací opět získáme laserový svazek. Experiment představoval interakci tříhladinového systému s dvěma optickými poli. Polem tzv. řídicího laseru s Rabiovou frekvencí Ω_r a signálového laseru s frekvencí Ω_s . Oba lasery se od sebe odlišovaly rozdílnou polarizací, oba byly sice kruhově polarizovány, ale řídicí byl pravotočivě a signálový levotočivě polarizován. Oba svazky pocházely z jednoho diodového laseru s externím rozdělovačem.

Atomy Rb měly při pokusu teplotu $\sim 70 - 90^\circ C$ a hustotu $\sim 10^{11} - 10^{12} cm^{-3}$. Za těchto podmínek je normálně 4 cm dlouhý obláček atomů dokonale neprostopný vůči slabému optickému poli. Řídicí a signálový svazek byl oddělen z dutinového diodového laseru pečlivě podle polarizace, viz schéma na obr.5. Pro pokus byly použity atomy Rb, konkrétně byl využit přechod $5^2S_{1/2}, F = 2 \rightarrow 5^2P_{1/2}, F = 1$ v ^{87}Rb . Pole řídicího svazku bylo vždy mnohem silnější než pole signálového svazku ($\Omega_c \gg \Omega_s$), díky tomu byly atomy zpočátku na hladině $5^2S_{1/2}, F = 2, M_F = +2$. V takovém případě stavy $|-\rangle$ a $|+\rangle$ našim tříhladinovém modelu korespondují s hladinami $|F = 2, M_F = 0\rangle$ a $|F = 2, M_F = +2\rangle$.

Vstupní laserový svazek byl zkolimován a fokusován do 3mm bodu v pockelsově cele. Rovina polarizace byla stočena pockelsovou celou tak, aby vznikl slabý svazek levotočivě kruhově polarizovaného světla. Tento svazek se dále nazýval signálový. Vstupní výkon svazků byl přibližně 1mW a $100\mu W$ pro řídicí resp. signálový svazek. Signálový svazek dále prošel $\lambda/4$ destičkou polarizačním děličem svazků.



Obrázek 6: Výsledky pokusu pro různé doby vypnutí řídicího svazku - a) $50\mu\text{s}$ b) $100\mu\text{s}$ c) $200\mu\text{s}$. Signály jsou normalizovány vůči maximální naměřené intenzitě, řídicí svazek znázorněn čárkovně, vstupní signálový svazek tečkovaně. Výsledný signálový svazek po průchodu atomy je znázorněn plnou čarou.

Aby se zajistily podmínky pro maximální koherenci svazků, oblaček Rb atomů se magneticky stínil a prostor interakce byl naplněn 5 torry heliového plynu. Pro magnetické odstínění se použil dokonalý solenoid tak, že bylo možné kontrolovat statické magnetické pole podél směru šíření svazků.

Nejprve byl uvažován případ kontinuálního signálu a řídicího pole. Na obr.5b je zobrazeno typické spektrum přechodu pro signálový svazek, které bylo získáno skenováním magnetického pole. Díky elektromagneticky indukované propustnosti je prostupnost signálového svazku maximální pro nulové magnetické pole, jedině tak jsou atomy média ve stavu $|+\rangle$. Mimo okno (obr.5b), tedy pro intenzitu magnetického pole $>20\text{mG}$, se stává Rb oblaček naprosto neprostupný pro $\sigma-$ (=levotočivě polarizované) světlo.

Druhý pokus se již týkal přímo zastavení světla. Doba vysílání typického signálového svazku byla $10\text{-}30\mu\text{s}$, což odpovídalo několika kilometrům délky svazku v prostoru. Po vstupu do Rb oblačku došlo u svazku k délkové kompresi ve směru osy šíření o více než 5 řádů. Ke kompresi dochází v důsledku snížení grupové rychlosti svazku během jeho pohybu v atomech média. Pro zastavení a znovuobnovení svazku byl použit akustooptický modulátor, kterým se

vypnulo řídicí pole zhruba $3\mu\text{s}$ po vyslání signálového svazku, tedy ve chvíli, kdy se většina signálu nacházela uvnitř obláčku atomů. Po určitém čase byl řídicí svazek opět zapnut, čímž došlo i k obnovení signálového svazku.

Výsledky pokusu lze vidět na obr.6. Na detektoru byly naměřeny dvě maxima σ -svazku, první je část signálového svazku, která opustila prostor atomů ještě před vypnutím řídicího laseru, tato část svazku nebyla nijak ovlivněna zastavením a uchováním v atomech. Tato nezachycená část svazku byla opožděna o $30\mu\text{s}$ oproti svazku, který by se pohyboval ve volném prostoru. Toto zpoždění bylo způsobeno průchodem obláčkem atomů (grupová rychlost signálu v atomech: $v_g \sim 1 \text{ km/s}$). Druhé maximum popisuje svazek zachycený a uložený v atomových excitacích po dobu τ . Po dobu, kdy byl vypnutý řídicí svazek nebyl na výstupu pozorován žádný signál, druhé maximum bylo pozorováno až po znovuzapnutí řídicího svazku. Z výsledků je patrné, že amplituda výsledného signálového svazku se s dobou vypnutí řídicího laseru snižovala. Maximální doba vypnutí řídicího laseru, po kterou byl na výstupu stále ještě patrný signálový svazek, byla $\sim 0.5 \text{ ms}$.

3.3 Stručné porovnání obou experimentů

	Zastavení světla v atomech Na	Zastavení světla v atomech Rb
teplota experimentu	$0.9\mu\text{K}$	340-360K
délka obláčku atomů ve směru šíření	$339\mu\text{m}$	4 cm
Rabiova frekvence řídicího svazku	2.57 MHz	3 MHz
frekvence signálového svazku	-	0.9 MHz
maximální doba zadržetí signál. svazku	0.9 ms	0.5 ms
polarizace řídicího svazku	lineární, kolmo k polarizaci signálového svazku	kruhová pravotočivá
polarizace signálového svazku	lineární, kolmo s polarizací řídicího svazku	kruhová levotočivá
		doba vysílání signál. svazku 10-30 μs
grupová rychlost v atomech	$v_g = 28\text{ms}^{-1}$	snížení v_g o 5 řádů
doba, po které byl vypnut řídicí svazek	$6.3\mu\text{s}$	$3\mu\text{s}$
spoždění signálového svazku v atomech	$11.8\mu\text{s}$	$30\mu\text{s}$
různé		magnetické stínění

4 Počítačový model

Součástí zadání mojí rešeršní práce bylo také navrhnout a pokud možno i zrealizovat počítačový model. Vycházela jsem z práce [2], ve které jsem našla výsledky počítačového modelu, se kterými jsem pak porovnávala svoje výsledky.

Šíření signálové vlny se řídí rovnicí (37)

$$\left[\frac{\partial}{\partial t} + c \cos^2 \theta(t) \frac{\partial}{\partial z} \right] \hat{\Psi}(z, t) = 0 \quad (37)$$

příp. (38)

$$\hat{\Psi}(z, t) = \hat{\Psi} \left(z - c \int_0^t d\tau \cos^2 \theta(\tau), 0 \right), \quad (38)$$

kterou jsem použila pro výpočet. Pro popis šíření amplitudy intenzity elektromagnetického signálového pole použijeme rovnici (39)

$$\hat{\varepsilon}(z, t) = \cos \theta(t) \hat{\Psi}(z, t) \quad (39)$$

a pro popis amplitudy operátoru pravděpodobnosti přechodu $\tilde{\sigma}_{bc}$ rovnicí (40).

$$\sqrt{N} \tilde{\sigma}_{bc} = -\sin \theta(t) \hat{\Psi}(z, t) e^{-i\Delta k z} \quad (40)$$

Normalizováním přijdeme o případné konstanty, kterými ve vzorci násobíme, čímž urychlíme výpočet. Pro výsledné průběhy je klíčová volba závislosti změny úhlu Θ na čase. Podle této závislosti se odvíjí výsledný průběh amplitud jednotlivých sledovaných veličin. Použila jsem závislost, která byla užita i ve zdroji [4], tedy

$$\cot \theta(t) = 100 (1 - 0.5 \tanh [0.1 (t - 15)] + 0.5 \tanh [0.1 (t - 125)]) . \quad (41)$$

Pro zjednodušení výpočtů bylo počítáno s obálkou $\exp \{ - (z/10)^2 \}$ jakožto $\hat{\Psi}(t=0)$. $\hat{\Psi}(z, t)$ se řídilo rovnicí (38):

$$\hat{\Psi}(z, t) = \hat{\Psi} \left(z - c \int_0^t d\tau \cos^2 \theta(\tau), 0 \right) .$$

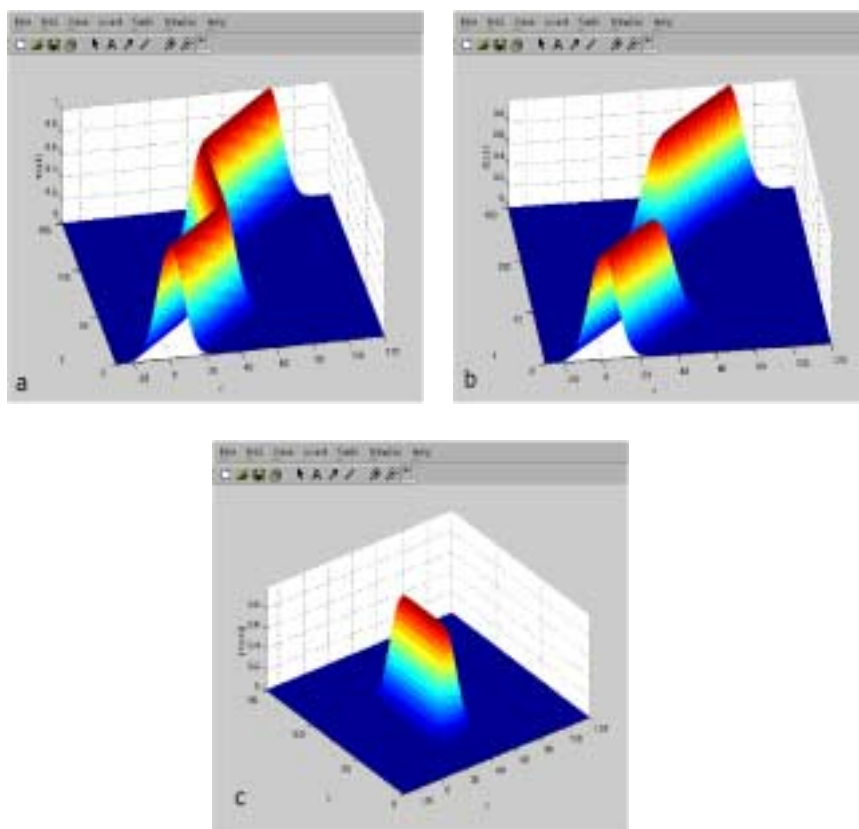
Průběhy jsem dále získala dosazením do vzorců, jednalo se tedy o několik poměrně jednoduchých funkcí a o spočtení jedné integrální rovnice.

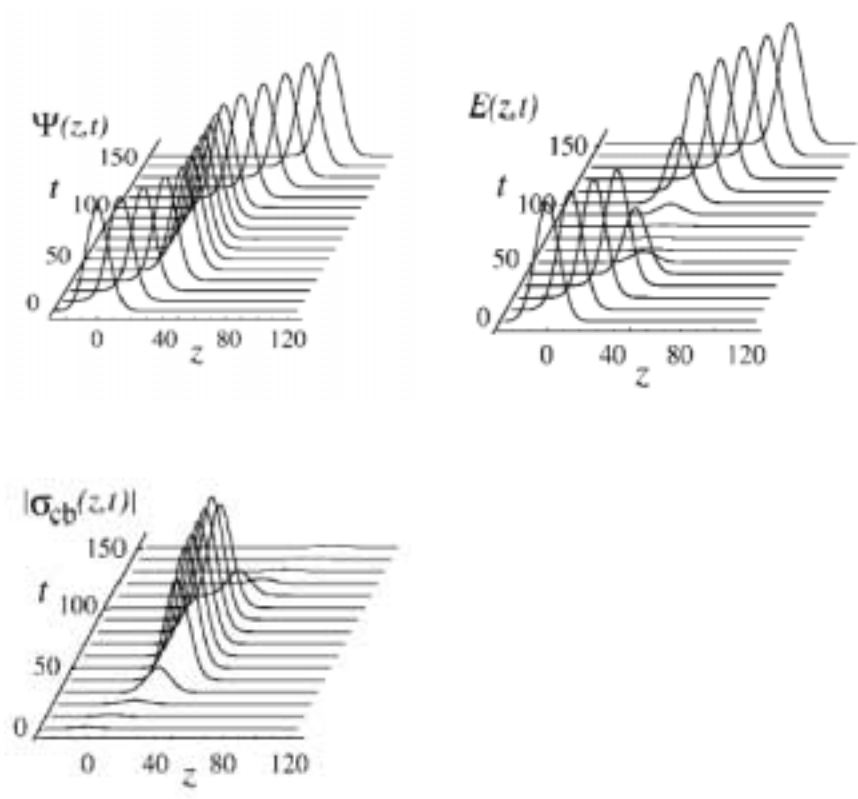
4.1 Vlastní počítačová implementace

Pro vlastní numerický výpočet a následné vykreslení požadovaných grafů jsem zvolila programový balík MATLAB. Program je složen z několika funkcí, které jsou pro přehlednost vždy ve zvláštním souboru. Všechny je volá program `calc_psi.m`, který nechá spočítat všechny průběhy a pak je zobrazí. Zde je stručný přehled jednotlivých funkcí:

- *Theta.m* - podle zadaného rozsahu času spočte průběh $\theta(t)$.
- *Cos2Theta.m* - spočítá kvadrát $\cos^2 \theta(t)$
- *int_vg.m* - spočítá integrál $\int_0^t d\tau \cos^2 \theta(\tau)$
- *Psi0.m* - zdefinování obálky amplitudy operátoru $\hat{\Psi}$ v počátku
- *Psi.m* - spočítá průběh operátoru $\hat{\Psi}(z, t)$ (nenásobí konstantou c , která by se navíc normalizací stejně vykrátila)
- *Sigma.m* - napočítání průběhu amplitudy operátoru $\hat{\sigma}_{bc}$
- *E.m* - napočítání průběhu amplitudy intenzity elektromag. pole
- *calc_psi.m* - definuje rozsah časové a prostorové souřadnice, volá ostatní funkce a vykreslí postupně grafy průběhů amplitud $\hat{\Psi}(z, t)$, $\hat{\sigma}_{bc}$ a $\hat{\varepsilon}(z, t)$.

Obrázek 7: Výsledné průběhy amplitud: a) graf šíření amplitudy operátoru $\hat{\Psi}$, b) graf amplitudy intenzity elmag. pole signálové vlny, c) graf amplitudy operátoru pravděpodobnosti přechodu $\hat{\sigma}_{bc}$





Obrázek 8: Pro srovnání výsledky ze zdroje [2], zobrazení amplitud $\hat{\Psi}$, $\hat{\varepsilon}(z,t)$ a $\hat{\sigma}_{bc}$.

5 Závěr

Na předchozích stránkách jsem se pokusila vyvětlit základní ideu kvantové paměti pro optický svazek, založenou na existenci temných stavů kvazičástic polaritonů. Popsala jsem dva praktické experimenty založené na této teorii a ukázalo se, že výsledky dobře korespondují s teoretickou předpovědí. V závěru jsem vytvořila a popsala matematický model šíření optického svazku, zadání mé práce tedy bylo splněno ve všech bodech. Teorie zastavení světla resp. kvantové paměti se zdá být využitelná pro kvantové počítání, praxe se však stále ještě potýká s rozsáhlými realizačními problémy, takže se nejspíš bohužel v dohledné budoucnosti s žádným kvantovým počítačem nesetkáme.