

RYDBERGOVA BLOKADA IN ENOFOTONSKI OPTIČNI TRANZISTOR

KATARINA LODRANT

Fakulteta za matematiko in fiziko
Univerza v Ljubljani

Članek opisuje osnove delovanja enofotonskega optičnega tranzistorja (stikala), ki temelji na uporabi Rydbergovih atomov, to je atomov vzbujenih v stanja z visokim glavnim kvantnim številom n . V prvem delu so opisani Rydbergovi atomi ter navedene pomembne lastnosti tovrstnih sistemov. V nadaljevanju so izpeljane interakcije med Rydbergovimi atomi, ki vodijo do pojava Rydbergove blokade. V drugem delu je predstavljeno delovanje optičnega tranzistorja, ki za doseganje interakcij med fotoni izkorišča lastnosti Rydbergovih atomov. Prvi *preklopni* foton lahko shranimo v mediju v obliki vzbuditve, ki spremeni optične lastnosti medija za sledeče *ciljne* fotone. Preklopni foton lahko kasneje povrnemo iz atomskega medija. Ob tem sta razložena elektromagnetno ustvarjena prozornost in princip ustavljanja in shranjevanja svetlobe v snovi.

RYDBERG BLOCKADE AND A SINGLE-PHOTON SWITCH

The paper describes the basic mechanisms of a single photon transistor (switch) based on Rydberg atoms–atoms excited into states with a high quantum number n . First, Rydberg atoms are described and some important properties of such systems are considered. Next, interactions between Rydberg atoms (which result in the Rydberg blockade) are derived. The second part focuses on the mechanics of an optical transistor that exploits the properties of Rydberg atoms for achieving interactions between photons. The first *gate* photon can be stored in the medium as an excitation which changes the optical properties for the oncoming *target* photons. The gate photon can later be retrieved. Electromagnetically induced transparency and the principles of slow light are explained.

1. Uvod

Pionir atomske spektroskopije, Anders Jonas Ångström, je leta 1862 identificiral štiri spektralne črte vodika v vidnem spektru, ki jih je 23 let kasneje Johann Balmer matematično opisal. Danes vemo, da črte Balmerjeve serije v emisijskem spektru vodika ustrezajo prehodu elektrona iz višjih stanj v stanje z glavnim kvantnim številom $n = 2$.

Balmerjevo formulo je leta 1888 švedski fizik Johannes Rydberg posplošil za opis spektralnih črt, ki so posledica prehoda med poljubnima stanjema n_2 in n_1 v vodikovem in vodikovo podobnih atomih:

$$\frac{1}{\lambda} = R_H \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right), \quad (1)$$

pri čemer je vpeljal Rydbergovo konstanto za vodik $R_H \approx 1,097 \cdot 10^7 \text{ m}^{-1}$. λ je valovna dolžina sevanja pri prehodu v vakuumu, $n_2 > n_1$ sta naravni števili. Ta zveza je pravilno napovedala rezultate različnih spektroskopskih opazovanj [1] in jo imenujemo kar Rydbergova formula. Iz nje sledi enačba za energijo n -tega energijskega nivoja vodika:

$$E_n = -\frac{R_y}{n^2},$$

kjer je $1 R_y = 13,605 \text{ eV}$ Rydbergova enota za energijo ali Rydbergova konstanta. Spektroskopska odkritja so bila podlaga za razvoj Bohrovega modela atoma (1913), ki je pojasnil izvor spektralnih črt.

Visoko vzbujene atome, to je atome v stanju z visokim glavnim kvantnim številom n , imenujemo tudi Rydbergovi atomi. Večinoma gre za enovalenčne atome alkalijskih kovin, kjer je zunanji elektron vzbujen daleč stran od jedra. Tak sistem je podoben vodikovemu atomu, saj ga sestavljata pozitivno nabita sredica in delokaliziran elektron, ki je v visokih stanjih šibko vezan in zato zelo občutljiv na zunanje vplive. Rydbergovi atomi tako močno interagirajo z zunanjimi polji, tudi polji

sosednjih Rydbergovih atomov, zaradi česar so privlačni za različne aplikacije v fiziki, predvsem na področjih kvantne informatike in računalništva [2]. Uporabni so kot senzorji (šibkih) električnih polj, v kvantnih simulacijah in npr. v kvantnem stikalu oz. enofotonskem optičnem tranzistorju.

Klasični tranzistor, ki se uporablja v elektroniki, je polprevodniški element, ki deluje kot ojačevalc električnih signalov ali kot stikalo, ki preklaplja med dvema stanjema: 1 ali 0, *True* ali *False*. Tranzistorje lahko postavimo v vezje tako, da opravljajo logične operacije – takšna *logična vrata* predstavljajo ključni del računalnikov, saj z njimi gradimo vezja za izvajanje aritmetičnih operacij ter mnogo drugih računalniških komponent.

Tekom razvoja računalnikov smo od mehanskih stikal in vakuumskih cevk (elektronk) prešli na polprevodniške tranzistorje, ki jih je v današnjih računalnikih več deset milijard in lahko med dvema stanjema preklopijo tudi milijardkrat na sekundo. A tudi ti imajo svoje omejitve, čas preklapljanja je npr. omejen s hitrostjo nosilcev naboja. Računalniki s čedalje večjo računsko močjo so zaradi disipacije energije tudi velik porabnik energentov. Po navdihu optičnih tehnologij, pri katerih je disipacija energije majhna, pasovna širina (hitrost prenosa informacij) pa visoka, se tako rojevajo ideje za čisto optične računalnike, ki bi vsebovali optične tranzistorje [3]. Ti bi trošili najmanj moči, če bi jih usmerjal en sam foton.

V nadaljevanju bomo predstavili fizikalne osnove, na podlagi katerih je bil uresničen prvi enofotonski optični tranzistor. Ta za doseganje interakcij med fotoni izkorišča lastnosti visoko vzbujenih Rydbergovih atomov.

2. Rydbergovi atomi

2.1 Rydbergovi atomi

S pojmom *Rydbergovi atomi* poimenujemo atome, ki imajo vsaj en elektron vzbujen v stanje z glavnim kvantnim številom n mnogo večjim od kvantnega števila osnovnega stanja. Oprelitev *velikih* n v literaturi ni enotna; od $n \gtrsim 10$ [4] do $n \gtrsim 30$ [5]. V večini primerov govorimo o atomih alkalijskih kovin, ki imajo vzbujen edini valenčni elektron.

Izkaže se, da se različni sistemi z oddaljenim elektronom in bolj lokalizirano pozitivno nabito sredico obnašajo podobno kot vodikov atom in lahko v nekaterih primerih za obravnavo uporabimo prilagojeno različico Rydbergove formule (1), kar je z opazovanjem spektrov alkalijskih kovin ugotovil že Rydberg sam [6]. Zato si najprej oglejmo pomembne lastnosti vodikovih atomov in jih nato posplošimo na vodiku podobne (angl. *hydrogen-like*) atome.

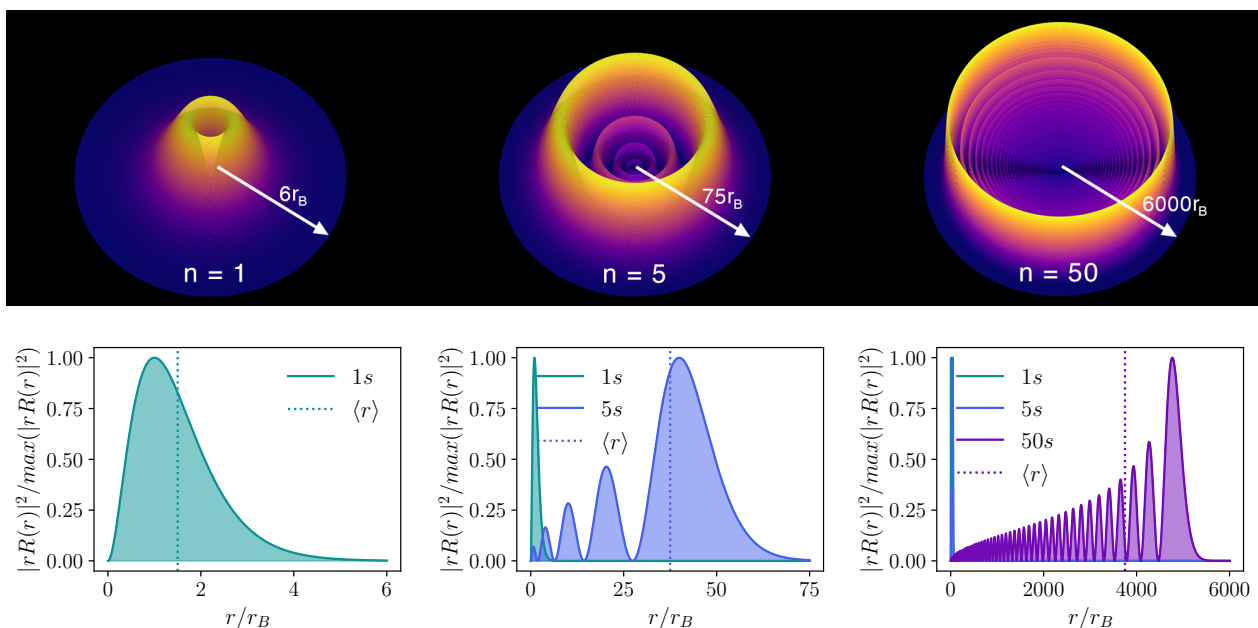
2.1.1 Vodikov atom

Valovno funkcijo vodikovega atoma dobimo z reševanjem Schrödingerjeve enačbe za elektron v centralnem Coulombskem potencialu jedra:

$$\begin{aligned} \psi_{nlm}(r, \theta, \phi) &= R_{nl}(r)Y_l^m(\theta, \phi) = \\ &= \sqrt{\left(\frac{2}{nr_B}\right)^3 \frac{(n-l-1)!}{2n[(n+l)!]^3}} \left(\frac{2r}{nr_B}\right)^l e^{-\frac{r}{nr_B}} L_{n-l-1}^{2l+1}\left(\frac{2r}{nr_B}\right) Y_l^m(\theta, \phi), \end{aligned}$$

kjer je n glavno kvantno število, l kvantno število tirne vrtilne količine, r_B pa Bohrov radij. $L_n^k(x)$ so posplošeni Laguerrovi polinomi in $Y_l^m(\theta, \phi)$ sferični harmoniki. Enačbo izpelje D. Griffiths v [4]. Slika 1 prikazuje verjetnostne porazdelitve za vodikov atom v osnovnem in dveh vzbujenih stanjih. Za večje n je valovna funkcija lokalizirana na vedno večjem radiju, pričakovana vrednost radija raste z n^2 [7]:

$$\langle r \rangle = \frac{r_B}{2} [3n^2 - l(l+1)].$$



Slika 1. Verjetnostna porazdelitev vodikovega atoma v stanjih z $l = 0$ in s tremi različnimi glavnimi kvantnimi števili $n = 1$, $n = 5$ in $n = 50$. Zgornja slika prikazuje osno simetrično prostorsko porazdelitev, spodnja pa njen radialni prerez. Porazdelitve za lažjo primerjavo niso normirane v smislu $|\psi|^2 = 1$, ampak so normirane glede na najvišji vrh porazdelitve. Radij podajamo v enotah Bohrovega radija r_B .

Očitno se z naraščajočim n elektron z bistveno večjo verjetnostjo nahaja daleč stran od jedra. To pomeni, da je elektron v Rydbergovih stanjih šibkeje vezan in zato bolj občutljiv na zunanja električna polja, sosednje atome ipd., kar bomo bolj podrobno raziskali v nadaljevanju. Energija vezanih stanj se bliža ničli kot n^{-2} , razmak med sosednjimi nivoji pa se v limiti velikih n manjša kot n^{-3} :

$$\Delta E = E_n - E_{n-1} = -\frac{R_y}{n^2} + \frac{R_y}{(n-1)^2} = R_y \frac{2n-1}{n^4 - 2n^3 + n^2} \propto \frac{1}{n^3} \text{ za } n \gg 1. \quad (2)$$

V številkah: pri prehodu iz Rydbergovega stanja z $n = 110$ v za ena nižje stanje ($n = 109$), se izseva foton s frekvenco iz mikrovalovnega dela spektra: $\nu = \Delta E/h \approx 5$ GHz.

2.1.2 Vodiku podobni atomi

Atomi alkalijskih kovin, pri katerih je valenčni elektron vzbujen v visoka stanja, so podobni vodikovim, saj gre za sisteme delokaliziranega elektrona in pozitivno nabite ionske sredice. Notranji elektroni senčijo potencial jedra, kar opišemo z uvedbo dodatnega parametra v enačbah za vodikov atom – kvantnega defekta δ_{nlm} , ki odpravi degeneracijo energijskih nivojev:

$$E_{nlm} = -\frac{R_y}{(n - \delta_{nlm})^2}.$$

Določamo ga eksperimentalno, lahko pa ga tudi izračunamo.

Izkaže se, da z večanjem l energijski nivoji rubidija postajajo zelo podobni vodikovim, že za $l = 3$ je popravek h kvantnemu številu n zanemarljivo majhen ($\delta_{l=3} = 0,016$) [7]. Predstavljamo si lahko, da stanja z visoko vrtilno količino ($l = m = n - 1$) ustrezajo kroženju elektrona po krožni orbiti (z Bohrovim radijem) daleč od jedra, torej elektron minimalno interagira s sredico, kvantni defekt je posledično majhen. Pri stanjih z manjšim l obstaja večja verjetnost, da valenčni elektron najdemo v bližini ionske sredice, kar se odraža v večjem kvantnem defektu in bolj negativni vezavni energiji [8].

Rydbergova stanja atomov z enim valenčnim elektronom lahko torej obravnavamo kot vodikov atom, če uvedemo efektivno glavno kvantno število: $n^* = n - \delta_{nlm}$ in efektivno tirno vrtilno količino l^* . Popravki so posledica interakcije valenčnega z notranjimi elektroni, ki jih opišemo z efektivnim potencialom. Podrobnejšo izpeljavo navaja npr. Weimer [4]. V limiti velikih n in velikih l so ti popravki zanemarljivi, elektron je močno delokaliziran in s sredico šibko interagira.

Rydbergovi atomi so zanimivi zaradi močne odvisnosti njihovih lastnosti od kvantnega števila n , ki so posledica razsežnosti elektronskega oblaka. Zaradi nižje vezavne energije ($\propto n^{-2}$) so zelo občutljivi na zunanja polja, saj se hitro ionizirajo. Polarizabilnost, to je razmerje med induciranim električnim dipolnim momentom in električnim poljem, ki ga inducira ($\alpha = \mathbf{p}_e^{ind}/\mathbf{E}$), narašča s potenco n^7 . Hkrati imajo razmeroma dolgo življenjsko dobo – dolg karakteristični čas za razpad v osnovno stanje, kar je ključno za aplikacije v kvantnem računalništvu. Vzrok je majhen dipolni operator za prehod med osnovnim $|g\rangle$ in visoko vzbujenim Rydbergovim stanjem $|r\rangle$, ki pada z $n^{-3/2}$, kar je posledica vedno manjšega prostorskega prekrivanja valovne funkcije osnovnega stanja in vzbujene valovne funkcije [8, str. 9]. Vse to se odraža v močnih interakcijah med Rydbergovimi atomi, kar bomo natančneje opisali v naslednjem poglavju. V Tabeli 1 so zbrane odvisnosti nekaterih pomembnih količin od n in njihove vrednosti za atom rubidija v Rydbergovem stanju z $n = 43$.

Lastnost	Skalirni faktor	Vrednost za $^{87}\text{Rb } 43s\rangle$
Vezavna energija E_n^*	$1/n^{*2}$	8,56 meV \propto 2,07 THz
Razmak med energijskimi nivoji	$1/n^{*3}$	100,05 GHz ($ 43s\rangle$ - $ 44s\rangle$)
Pričakovana vrednost radija $\langle r \rangle$	n^{*2}	2384,2 r_B
Polarizabilnost α	n^{*7}	-17,7 MHz/(V/cm) ²
Življenjski čas (spontani razpad) τ	n^{*3}	42,3 μs pri 300 K

Tabela 1. Skaliranje lastnosti Rydbergovih atomov z (efektivnim) glavnim kvantnim številom n^* in vrednosti za rubidijev atom v stanju $|43s\rangle$ [7]. Energijsko razliko med dvema stanjema včasih označimo kar s frekvenco prehoda $\nu = \Delta E/h$.

2.1.3 Vzbujanje Rydbergovih stanj

Preobrat na področju Rydbergove fizike se je zgodil v devetdesetih letih prejšnjega stoletja po izumu laserjev ter posledičnem razvoju tehnik za lasersko hlajenje atomov, ki sta omogočila načrtno vzbujanje atomov v točno določena visoko vzbujena stanja.

Pri vzbujanju atome v osnovnem stanju postavimo v elektromagnetno polje laserja uglašenega na frekvenco, ki ustreza energijski razliki med osnovnim in nekim izbranim vzbujenim Rydbergovim stanjem. Za neposredno ali enofotonsko vzbujanje iz osnovnega v Rydbergovo stanje so potrebni fotoni iz ultravijoličnega dela spektra (npr. ionizacijska energija osnovnega stanja rubidija ustreza $\lambda = 297$ nm [4, str. 6]), a se uporabljajo tudi sheme vzbujanja z manj energijskimi fotoni (infrardeča, vidna svetloba), ki potekajo prek vmesnih stanj. Uporabljamo lahko neprekinjene laserske žarke ali sunke laserske svetlobe.

2.2 Interakcije med Rydbergovimi atomi

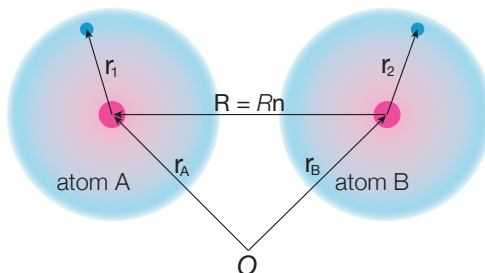
Za uporabo Rydbergovih atomov v optičnem tranzistorju so ključne interakcije med atomi. Omenili smo, da polarizabilnost narašča sorazmerno z n^7 , kar velja tudi, kadar je zunanje električno polje posledica elektronov sosednjih Rydbergovih atomov. Zato pričakujemo, da Rydbergovi atomi med seboj močno interagirajo.

Označimo z $|\alpha\rangle, |\beta\rangle \dots$ lastna stanja enega atoma s pripadajočimi lastnimi energijami $E_\alpha, E_\beta \dots$ (oznake $\alpha, \beta \dots$ predstavljajo kombinacije kvantnih števil n, l, j, m_j). Zamislimo si sistem dveh atomov A in B v različnih stanjih $|\alpha\rangle$ in $|\beta\rangle$. V odsotnosti interakcije sistem opišemo s produktnim stanjem $|\alpha\beta\rangle = |\alpha\rangle \otimes |\beta\rangle$ z energijo $E_{\alpha\beta} = E_\alpha + E_\beta$. V nadaljevanju bomo z uporabo perturbacijske

teorije izpeljali premik energijskih nivojev zaradi interakcije prvega Rydbergovega atoma z drugim, po zgledu [8, str. 10-11] in [9, str. 3-5].

V Rydbergovem atomu sta elektron in jedro močno razmaknjena, kar v klasični sliki pomeni, da ima atom velik električni dipolni moment $\mathbf{p}_e = \boldsymbol{\mu} = e\mathbf{r}$. Dva takšna dipola močno interagirata tudi, ko sta na veliki medsebojni razdalji. Celotno Hamiltonovo funkcijo dveh Rydbergovih atomov lahko zapišemo kot vsoto funkcij za posamezna atoma A in B in interakcijskega člena H_{int} :

$$H_{\text{tot}} = H_A + H_B + H_{\text{int}}. \quad (3)$$



Slika 2. Geometrija interakcije med dvema Rydbergovima atomoma, ki jo posplošimo na interakcijo med jedri in valenčnimi elektroni. Atoma interagirata kot dipola z električnim dipolnim momentom $\boldsymbol{\mu}_{1,2} = e\mathbf{r}_{1,2}$. Privzemamo, da se elektronska oblaka atomov ne prekrivata: $R \gg r_{1,2}$.

Elektromagnetno interakcijo med atomoma ob pomoči skice na Sliki 2 zapišemo:

$$H_{\text{int}} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{e^2}{R} - \frac{e^2}{|\mathbf{r}_2 - \mathbf{R}|} - \frac{e^2}{|\mathbf{r}_1 + \mathbf{R}|} + \frac{e^2}{|\mathbf{R} + \mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|} \right),$$

kjer z R označujemo razdaljo med jedroma $|\mathbf{r}_A - \mathbf{r}_B|$. Členi po vrsti opisujejo interakcijo med jedroma, interakcijo med jedrom enega in elektronom drugega ter interakcijo med Rydbergovima elektronoma. Interakcija med elektronom in jedrom istega atoma za oba atoma je zajeta v osnovnem hamiltonianu $H_A + H_B$.

Energijo lahko multipolno razvijemo. Ob privzetku, da je razmak med jedroma večji kot razdalja med jedrom in elektronom v posameznih atomih ($R \gg r_1, r_2$), je dovolj obdržati le prvi člen v razvoju. To je dipolni potencial:

$$V_{dd} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{\boldsymbol{\mu}_1 \cdot \boldsymbol{\mu}_2 - 3(\boldsymbol{\mu}_1 \cdot \mathbf{n})(\boldsymbol{\mu}_2 \cdot \mathbf{n})}{R^3},$$

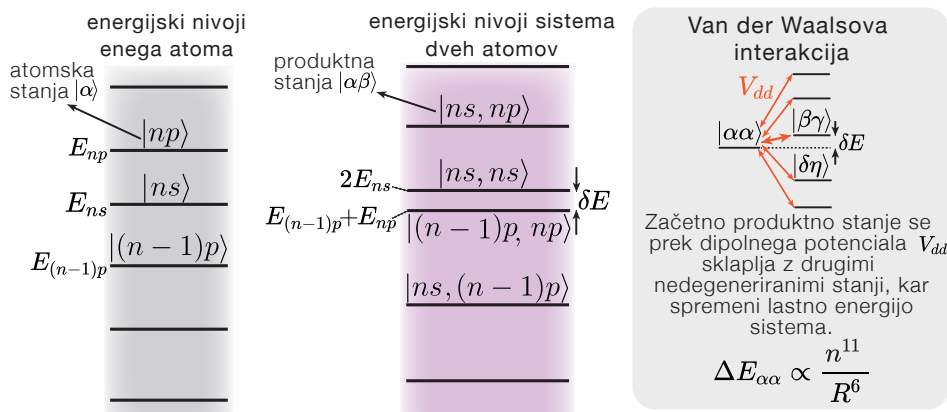
kjer sta $\boldsymbol{\mu}_{1,2} = e\mathbf{r}_{1,2}$ električna dipolna momenta atomov. Približek velja pod pogojem, da se valovne funkcije atomov ne prekrivajo in da je elektron vedno bližje svojemu jedru kot jedru sosednjega atoma. Opomnimo, da izpeljani prispevek dipolnega potenciala deluje na valovne funkcije kot operator, torej poenostavljen zapis z vektorji v kvantni mehaniki zamenjamo z operatorjem dipolnega momenta.

2.2.1 Van der Waalsova interakcija

Podrobneje obravnavajmo primer, kjer sta atoma pripravljena v istem začetnem stanju $|\alpha\rangle$ in produktno stanje $|\alpha\alpha\rangle$ ni degenerirano s katerim koli drugim stanjem ($E_{\beta\gamma} \neq E_{\alpha\alpha}$). Interakcijski dipolni prispevek $H_{\text{int}} \propto V_{dd}$ obravnavamo kot perturbacijo k nemotenemu hamiltonianu $H_A + H_B$. Popravka k energiji v nedegeneriranem primeru izpelje A. Ramšak v [10, str. 160–162]:

$$\Delta E_{\alpha\alpha}^{(1)} = \langle \alpha\alpha | V_{dd} | \alpha\alpha \rangle \quad (4)$$

$$\Delta E_{\alpha\alpha}^{(2)} = \sum_{\alpha \neq \beta, \gamma} \frac{|\langle \alpha\alpha | V_{dd} | \beta\gamma \rangle|^2}{E_{\alpha\alpha} - E_{\beta\gamma}}. \quad (5)$$



Slika 3. Skica na desni prikazuje izsek energijskih nivojev atomskih stanj enega atoma in produktnih stanj dveh atomov [8, Slika 2.2]. Energije atomskih stanj niso degenerirane in so razmaknjene sorazmerno z n^{-3} , tudi energije produktnih stanj niso degenerirane. Kot primer van der Waalsove interakcije obravnavamo atoma v istem začetnem stanju $|ns, ns\rangle$. Pri interakciji se začetno produktno stanje pod vplivom dipolnega potenciala sklaplja z drugimi možnimi produktnimi stanji [9, Slika 3]. Vodilni prispevek k spremembi lastne energije predstavlja sklopitev s stanjem $|(n-1)p, np\rangle$, ki je energijsko najbližje začetnemu stanju. Energijska razlika med njima znaša $\delta E = E_{ns} - (E_{(n-1)p} + E_{np})$. Lastna energija se spremeni sorazmerno z n^{11}/R^6 , lastno stanje pa se v prvem redu teorije motenj ne spremeni.

Popravek prvega reda (4) je ničeln zaradi parnosti¹, popravek drugega reda pa je vsota po vseh možnih stanjih $|\beta\gamma\rangle$, ki se dipolno sklapljajo z $|\alpha\alpha\rangle$. Vodilni prispevek v vsoti prispeva sklopitev s stanji z energijami blizu $E_{\alpha\alpha}$, saj razlika energij nastopa v imenovalcu. Števec v vsoti (5) je sorazmeren s kvadratom potenciala V_{dd} . Ker $V_{dd} \propto R^{-3}$, se bo sprememba energije zaradi interakcije skalirala z R^{-6} , kar je značilno za van der Waalsove interakcije. Po drugi strani je števec sorazmeren z električnim dipolnim momentom $\mu \propto r \propto n^2$ na četrto potenco, torej se skalira z n^8 . V imenovalcu nastopa razlika energij, za katero smo izpeljali sorazmernost z n^{-3} (2). Van der Waalsova interakcija med atomoma, ki sta pripravljena v istem začetnem stanju $|\alpha\rangle$, spremeni energijo produktnega stanja za

$$\Delta E_{\alpha\alpha} = h \frac{C_6}{R^6} \propto \frac{n^{11}}{R^6},$$

kjer smo definirali interakcijski koeficient C_6 . V eksperimentu [12] so koeficient interakcije med dvema izoliranimi Rydbergovima atomoma izmerili v treh različnih stanjih: $|C_6|(n=53) = (13,7 \pm 1,2) \text{ GHz} \cdot \mu\text{m}^6$, $|C_6|(n=62) = (720 \pm 20) \text{ GHz} \cdot \mu\text{m}^6$ in $|C_6|(n=82) = (8500 \pm 300) \text{ GHz} \cdot \mu\text{m}^6$. Ob opisani interakciji se k začetnemu stanju $|\alpha\alpha\rangle$ primešajo druga stanja, s katerimi se to dipolno sklaplja, a je prispevek majhen in ga lahko zanemarimo. Skica energijskih nivojev na Sliki 3 dopolnjuje razumevanje van der Waalsove interakcije na primeru začetnega stanja $|\alpha\alpha\rangle = |ns, ns\rangle$.

2.3 Interakcija atoma s svetlobo

2.3.1 Rabijeve oscilacije

V enofotonskem optičnem tranzistorju želimo, da fotoni reagirajo z atomi. Pri obravnavi interakcije atom, na katerega bomo usmerili svetlobo, opišemo z dvonivojskim sistemom. Imejmo dve lastni stanji energije: osnovno $|g\rangle$ z energijo E_g in vzbujeno $|r\rangle$ z energijo E_r . Energijska razlika med stanjema je povezana s frekvenco za prehod med njima: $\hbar\omega_{rg} = E_r - E_g$. Poljubno stanje sistema zapišemo kot linearno kombinacijo lastnih vektorjev $|\psi\rangle = c_g(t)|g\rangle + c_r(t)|r\rangle$, kjer $|c_g(t)|^2$ in $|c_r(t)|^2 = 1 - |c_g(t)|^2$ predstavljata verjetnosti za zasedenost osnovnega oz. vzbujenega stanja.

Sklopitev s poljem svetlobe s frekvenco ω in amplitudo A obravnavamo kot perturbacijo k osnovnemu hamiltonianu (ki ima lastni vrednosti E_g in E_r). Motnja je časovno odvisna, zato

¹Operator dipolnega momenta $\hat{\mu}$ ima liho parnost, atomska stanja $|\alpha\rangle$ pa so lastna stanja operatorja parnosti [9, str. 4].

računamo po časovno odvisni perturbacijski teoriji, kot v izpeljavi A. Ramšaka [10, str. 169-171]. Tu bomo navedli le rešitev. Če je bil sistem na začetku v osnovnem stanju $c_g(t=0) = 1$, v časovnem razvoju sledi, da verjetnost za zasedenost posameznih stanj oscilira z Rabijevo frekvenco Ω :

$$|c_r(t)|^2 = \frac{A^2}{\Omega^2} \sin^2(\Omega t)$$

$$\Omega = \sqrt{A^2 + \frac{1}{4}(\omega - \omega_{rg})^2} = \sqrt{A^2 + \frac{1}{4}\Delta^2}.$$

Pri tem smo v zadnjem koraku uvedli *razglasitev* svetlobe oz. odstopanje frekvence svetlobe, s katero svetimo na atom, od frekvence za prehod (odstopanje od resonance): $\Delta = \omega_{rg} - \omega$.

Koherentno zunanje polje, ki sklaplja dve stanji, povzroči, da zasedenost stanj sinusno oscilira. Amplituda oscilacij $\frac{A^2}{\Omega^2}$ je največja, ko je zunanje polje v resonanci s preходом: $\Delta = 0$. Če atom v osnovnem stanju postavimo v polje laserja v resonanci, ga bomo po pol periode našli v vzbujenem stanju. Frekvenca oscilacij je v splošnem odvisna od amplitude električnega polja, polarizacije svetlobe in od (matrike) dipolnega momenta za prehod med stanjema $|g\rangle$ in $|r\rangle$. V primeru krožno polarizirane svetlobe je vektor polarizacije kompleksna količina, zato je lahko tudi Rabijeva frekvenca v splošnem kompleksna ($\Omega^* \neq \Omega$) [13].

2.3.2 Polarizacija pri absorpciji fotona

Na kratko opišimo še, kako atomi absorbirajo posamezen foton pri prehodu v višje stanje [11, str. 3–4]. Svetlobo sestavljajo fotoni z energijo ($E = \hbar\omega$), gibalno količino ($p = \hbar k = E/c$) in vrtilno količino ($j = 1$). Lastni stanji vrtilne količine v koordinatnem sistemu, v katerem os z kaže vzdolž potovanja svetlobe, označimo s σ_+ ($m_j = +1$, desnosučno krožna polarizacija, spin fotona kaže v smeri potovanja svetlobe) in σ_- ($m_j = -1$, levosučno krožna polarizacija, spin kaže v nasprotni smeri potovanja svetlobe). Linearno polarizirana svetloba je v superpoziciji obeh stanj: $\pi = (\sigma_+ \pm \sigma_-)/\sqrt{2}$.

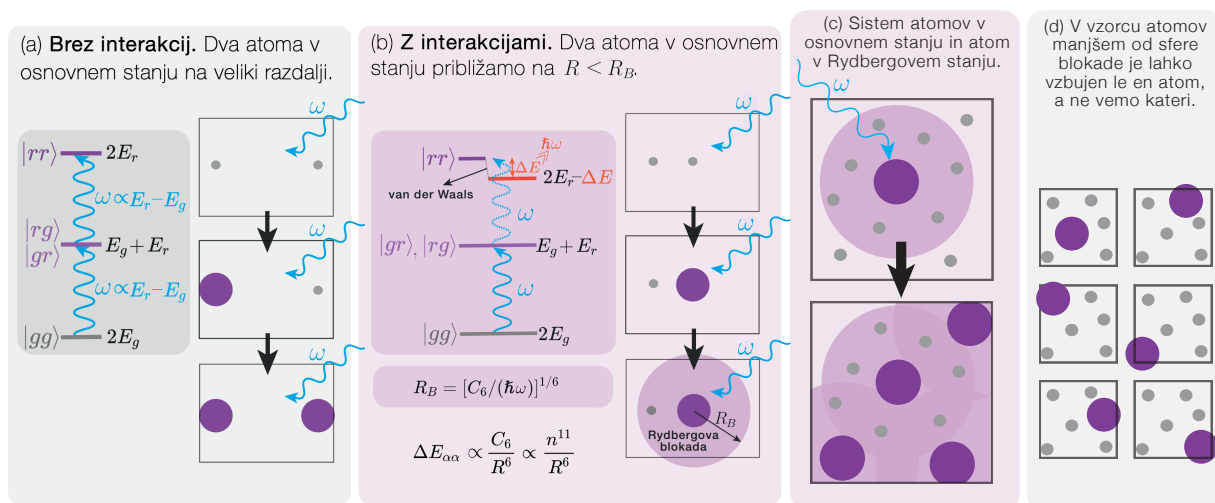
Obravnavajmo atom rubidija ^{87}Rb (s katerim je bil realiziran prvi optični tranzistor [3]). Celotno vrtilno količino atoma označimo z $\vec{F} = \vec{J} + \vec{K}$, kjer je $\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$ celotna vrtilna količina valenčnega elektrona (ki jo sestavljata tirna L in spinska vrtilna količina S) ter \vec{K} vrtilna količina jedra, ki za izotop ^{87}Rb znaša $K = 3/2$. Velikost spina elektrona je $S = 1/2$ in posledično celotne vrtilne količine $J = L \pm 1/2$. Celotna vrtilna količina rubidijevega atoma bo torej $F = L + 3/2 \pm 1/2$, z možnimi projekcijami $m_F = -F, -F + 1 \dots F - 1, F$.

Rubidij v osnovnem stanju $|5s\rangle$ ima lahko celotno vrtilno količino $F = 1$ ali $F = 2$ (to je *hiperfina* razcep). Stanje atoma opišemo s 5 kvantnimi števili: n, L, J, F in m_F z oznako $|n\mathcal{L}_j, F, m_F\rangle$, kjer je \mathcal{L} spektroskopska oznaka za tirno vrtilno količino ($s, p, f, d \dots$).

Ko atom absorbira foton pri dipolnem prehodu v vzbujeno stanje, absorbira njegovo energijo in vrtilno količino. Dovoljene prehode določajo izbirna pravila. Tirna vrtilna količina elektrona in celotna vrtilna količina atoma se morata spremeniti za ena ($\Delta L = \pm 1, \Delta F = \pm 1$), projekcija celotne vrtilne količine m_F pa za m_j , če je foton v lastnem stanju vrtilne količine oz. se ne sme spremeniti, če je svetloba linearno polarizirana. Kot primer: pri enofotonskem vzbujanju med stanjema: $|g\rangle = |5s_{1/2}, F = 1, m_F = -1\rangle \rightarrow |5p_{1/2}, F = 2, m_F = -2\rangle$ mora biti foton levosučno krožno polariziran, da zadostimo spremembi $\Delta m_F = -1$.

2.4 Rydbergova blokada

Interakcije med Rydbergovimi atomi vodijo do pojava *Rydbergove blokade*, kar je shematsko prikazano na Sliki 4. Vzemimo par atomov v osnovnem stanju $|g\rangle$ in ju postavimo v elektromagnetno polje laserja s frekvenco ω , uglasenega na prehod med osnovnim in nekim izbranim Rydbergovim stanjem



Slika 4. Shema mehanizma Rydbergove blokade. (a) Atom v osnovnem stanju postavimo v polje laserja s kotno frekvenco ω , ki sklaplja osnovno $|g\rangle$ in neko izbrano Rydbergovo stanje $|r\rangle$. Ta lahko vzbudi osnovno (sivo) stanje v Rydbergovo (vijolično). (b) V sistemu dveh Rydbergovih atomov v istem stanju $|\alpha\alpha\rangle = |rr\rangle$, ki sta približana na dovolj majhno razdaljo, deluje van der Waalsova interakcija, ki premakne energijski nivo dvakrat vzbujenega stanja za ΔE . Atoma postavimo v polje laserja ugašenega na frekvenco ω , ki sklaplja stanji $|gg\rangle$ in $|rg\rangle$ (ali $|gr\rangle$), saj je energijska razlika med njima $E_r - E_g \propto \omega$. Zaradi premika energije stanja $|rr\rangle$ pa frekvenca laserja ne ustreza več energijski razliki med dvakrat in enkrat vzbujenim stanjem $E_r - E_g + \Delta E$. Vzbuditev obeh atomov v Rydbergovo stanje ni mogoča. (c) V vzorcu snovi, ki je večji od Rydbergove blokade, je lahko hkrati vzbujenih več atomov. (d) V vzorcu snovi z več atomi, ki je vsebovan v sferi blokade z radijem R_B , je vzbuditev delokalizirana po vseh atomih [9].

$|r\rangle$. Če sta atoma na veliki medsebojni razdalji, med njima ni interakcije, oba lahko vzbudimo v Rydbergovo stanje: $|g\rangle \rightarrow |r\rangle$.

Ko ju približamo na neko medsebojno razdaljo R_B , van der Waalsove interakcije med njima niso več zanemarljive. Sistem opišemo s produktnimi stanji, v polju laserja so pomembna tri: najnižje ležeče dvojno osnovno stanje $|gg\rangle$ (oba atoma v osnovnem stanju), enkrat vzbujeno stanje $|gr\rangle$ ali $|rg\rangle$ in najvišje dvakrat vzbujeno stanje $|rr\rangle$. Energija dvakrat vzbujenega stanja se zaradi interakcije spremeni za ΔE , zato frekvenca laserja ne ustreza več energijskemu razmaku med enkrat in dvakrat vzbujenim stanjem. Za razdalje med atomoma manjše od R_B , vzbuditev obeh atomov hkrati ni mogoča. R_B imenujemo radij Rydbergove blokade, v primeru premika energijskih nivojev zaradi van der Waalsove ga izračunamo kot

$$R_B = [C_6/\hbar\omega]^{1/6}$$

in je v tipičnih eksperimentih z rubidijevimi atomi velikostnega reda $\sim 10 \mu\text{m}$ [15, str. 7]. V vzorcu snovi z $N > 2$ atomi, ki je vsebovan v sferi blokade z radijem R_B (interakcija med vsakim parom delcev zadosti prej opisanim pogojem za dva atoma), je lahko naenkrat vzbujen le en atom. Sistem je v superpoziciji vseh možnih stanj z eno vzbuditvijo [9]:

$$|\psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{N}}(|rgg\dots\rangle + |grg\dots g\rangle + |ggr\dots g\rangle + \dots + |ggg\dots r\rangle).$$

Poudarimo, da obstoj Rydbergove blokade pomeni, da lahko z vzbuditvijo enega delca preprečimo vzbuditev nekega drugega (bližnjega) delca. Možnost nadziranja odziva sistema na nivoju posameznih atomov je močna motivacija za uporabo Rydbergovih atomov v optičnem tranzistorju.

3. Enofotonski optični tranzistor

Zdaj se lahko lotimo konstrukcije optičnega tranzistorja, ki ga usmerjajo posamezni fotoni. Pri polprevodniškem tranzistorju električni tok (gibanje nosilcev naboja – elektronov ali vrzeli) nadzirajo

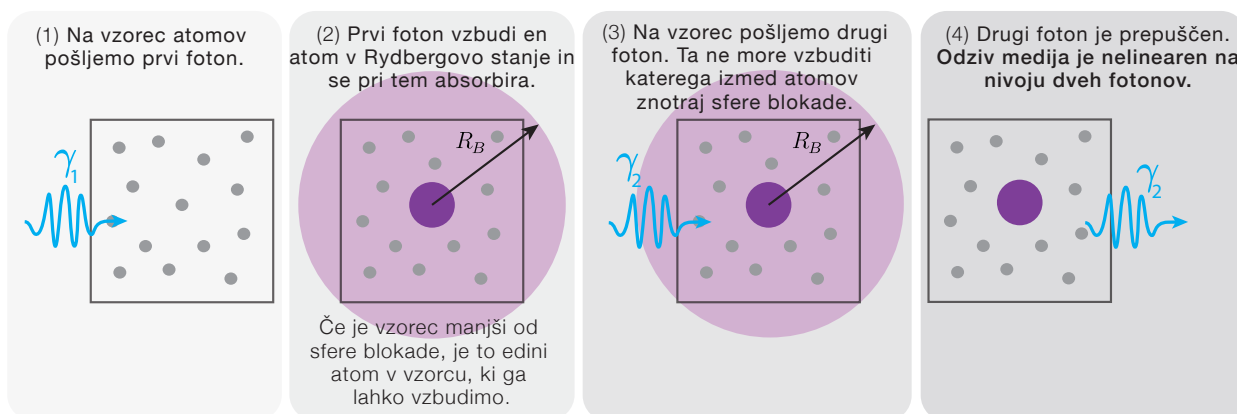
nosilci naboja sami. To je mogoče, ker ti med seboj močno interagirajo, zato lahko z nekim manjšim številom elektronov nadziramo usodo mnogih drugih elektronov. Če želimo podoben koncept prenesti na fotone, naletimo na bistveno težavo: interakcije med fotoni samimi so prešibke, da bi lahko z enim (ali večimi) fotoni preusmerjali ali blokirali druge. Zato potrebujemo nek medij, ki bi posredoval v tej interakciji.

3.1 Nelinearen medij

Večina medijev (kot npr. steklo) ima linearen odziv na svetlobo, ki prehaja skozenj. To pomeni, da fotoni skozenj prehajajo neodvisno; foton ne ve, da je pred njim medij že prečkal nek drug foton. V optičnem tranzistorju bi nam prav prišla ravno obratna močna nelinearnost na nivoju dveh fotonov: foton naj ob vstopu v medij reagira drugače glede na to, ali je pred njim v medij že vstopil kak drug foton ali ne.

En način, da dosežemo nelinearen odziv je, da dva fotona interagirata z istim atomom. To ima mnoge tehnične omejitve, saj je sipalni presek atomov zelo majhen, tudi v primerjavi s presekom močno fokusiranega laserskega žarka, in je verjetnost za sipanje dveh fotonov na istem atomu relativno majhna [2, str. 16]. Praktično ta problem rešujejo s t. i. optičnimi votlinami, kjer foton z zrcali odbijajo nazaj proti istemu atomu.

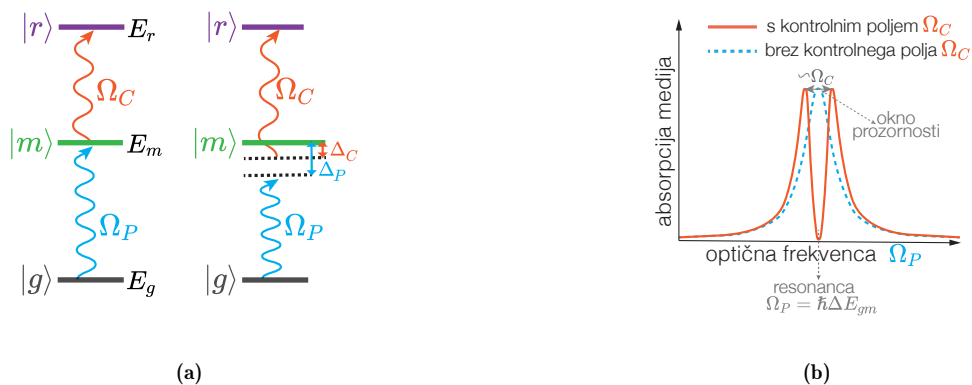
Nelinearen medij, za katerega ne potrebujemo optičnih votlin, si lahko zamislimo z znanjem o Rydbergovih atomih. Recimo, da na vzorec atomov v osnovnem stanju pošljemo fotone z energijo, ki ustreza energijski razliki med osnovnim in vzbujenim Rydbergovim stanjem $|r\rangle$. Ko na vzorec pošljemo prvi foton, bo ta vzbudil en atom v Rydbergovo stanje in se pri tem absorbiral. Vzбудitev, ki jo povzroči, bo spremenila energijske nivoje sosednjih atomov znotraj sfere blokade z radijem R_B do te mere, da vzbujanje ostalih atomov in absorpcija ostalih fotonov ne bosta več mogoča. Kot prikazano na Sliki 5, je za doseganje nelinearnega odziva dovolj, da drugi foton reagira s katerim koli atomom znotraj sfere blokade, ne nujno z istim atomom kot prvi foton.



Slika 5. Opis nelinearnega optičnega odziva vzorca atomov. Prvi vpadni foton interagira z medijem in se absorbira. Drugi vpadni foton iste frekvence se zato v bližini mesta dogodka ne more absorbirati.

3.2 Optični tranzistor s fotoni vidne svetlobe

Enofotonski optični tranzistor na podlagi Rydbergovih atomov je bil leta 2014 že demonstriran, kar je opisano v disertaciji [3], članku [15] (ki se osredotoča predvsem na tranzistor kot stikalo) ter člankoma [16] in [14] (ki se osredotočata predvsem na tranzistor kot ojačevalnik signalov). Na podlagi teh virov, povzetka [20] in opisa v [2, str. 16–19] bomo v nadaljevanju na osnovnem nivoju



Slika 6. (a) Trije energijski nivoji: osnovni, vmesni in Rydbergov, so sklopljeni z dvema laserjema. Prvi laser je preizkusni in z Rabijevo frekvenco Ω_P sklaplja stanji $|g\rangle$ in $|m\rangle$. Drugi laser je kontrolni in z Rabijevo frekvenco Ω_C sklaplja $|m\rangle$ in $|g\rangle$. Desno so prikazana stanja za laserja v resonanci, levo pa sta laserja *razglašena* oz. izmaknjena za Δ_P oz. Δ_C iz resonance. (b) Elektromagnetno ustvarjena prozornost. Prisotnost sklopitvenega polja Ω_C spremeni absorpcijski spekter snovi za laser Ω_P : material postane prozoren za Ω_P v ozkem oknu prozornosti, ki je širine velikostnega reda Ω_C okoli resonance.

opisali princip delovanja enofotonskega tranzistorja, ki deluje na osnovi Rydbergove blokade. Pri tem se bomo manj kot eksperimentalni izvedbi in dejanski uporabnosti posvetili osnovnemu fizikalnemu ozadju. Tovrstne kvantne optične tehnologije so še v izgradnji in se ne uporabljajo komercialno, zato nas ne bo zanimalo vprašanje, kako tak tranzistor dejansko uporabimo v kvantnih vratih ipd., ampak ga bomo uporabili kot motivacijo za raziskovanje in razumevanje doseganja interakcij med posameznimi kvanti svetlobe prek posameznih atomov.

Optično stikalo naj sestavljata medij, ki mu lahko preklopimo lastnosti, in preklopni (angl. *gate*) foton, ki preklopi lastnosti tega medija (za sledeče fotone). Pri tem bi radi izkoristili lastnosti Rydbergovih atomov, da dosežemo interakcijo med optičnimi fotoni preko interakcije med fotonom in atomom. Energijska razlika med visoko vzbujenim in Rydbergovim stanjem za vodikov atom znaša približno R_y , to pa ustreza frekvenci $\nu = R_y/h \approx 3 \cdot 10^{15}$ Hz. Za vzbuditev neposredno iz osnovnega v Rydbergovo stanje bi torej potrebovali visokoenergijske ultravijolične fotone. Če želimo uporabljati fotone vidne svetlobe, potrebujemo shemo vzbujanj z več koraki, ki je prikazana na Sliki 6a.

Izberemo si tri energijske nivoje: osnovno stanje $|g\rangle$, Rydbergovo stanje $|r\rangle$ in neko stanje z vmesno energijo $|m\rangle$. Vzbujeni stanji $|m\rangle$ in $|r\rangle$ spontano razpadata s hitrostjo Γ_m in Γ_r , kjer naj velja, da ima vmesno stanje zelo kratek življenjski čas: $\Gamma_m \gg \Gamma_r$. Vzorec atomov v osnovnem stanju postavimo v polje dveh laserjev. Prvi laser je preizkusni (angl. *probe*) in s kotno frekvenco ω_P sklaplja osnovno in vmesno stanje. Drugega imenujemo kontrolni laser in s kotno frekvenco ω_C sklaplja vmesno in Rydbergovo stanje. Uvedemo še *razglašeno* (angl. *detuning*) oz. izmik laserjev iz resonance:

$$\Delta_P = \omega_P - \omega_{mg}, \quad \Delta_C = \omega_C - \omega_{rm}, \quad \delta_2 = \Delta_P + \Delta_C,$$

kjer z ω_{ij} označujemo frekvenco, ki točno ustreza energijski razliki za prehod med stanjema $|i\rangle \leftrightarrow |j\rangle$.

Za nadaljnje razumevanje je pomemben pojav elektromagnetno ustvarjene prozornosti (angl. *electromagnetically induced transparency – EIT*), ki ga opazimo, ko vzorec postavimo v polje obeh laserjev hkrati.

3.3 Elektromagnetno ustvarjena prozornost

O EIT govorimo, ko nek sicer neprozoren medij postane prozoren za svetlobo, ko ga postavimo v kontrolno elektromagnetno polje. V našem primeru močno polje kontrolnega laserja tako spremeni

lastnosti medija, da ta ne absorbira več šibkejšega preizkusnega laserja: odpre se okno prozornosti za nek ozek pas frekvenc. Pojav je posledica kvantne interference.

V našem trinivojskem sistemu se svetloba preizkusnega laserja absorbira pri prehodu v vmesno stanje $|m\rangle$ in svetloba kontrolnega laserja pri prehodu v Rydbergovo stanje $|r\rangle$. Ko sklapljamo stanja z obema laserjema v resonanci, se lahko zgodi, da vmesno energijsko stanje $|m\rangle$ ni niti delno zasedeno, kar dosežemo s počasnim adiabatnim vklopjanjem preizkusnega laserja.

Sklopitev polja svetlobe z atomom opišemo z Rabijevo frekvenco $\Omega = \mathbf{d}_{ij}\epsilon\mathcal{E}$, kjer z \mathbf{d}_{ij} označujemo električni dipolni matrični element za prehod $|i\rangle \leftrightarrow |j\rangle$, ϵ je vektor polarizacije in \mathcal{E} kompleksna amplituda električnega polja.

Sistem opišemo s hamiltonovo funkcijo v matrični obliki (v bazi $\{|g\rangle, |m\rangle, |r\rangle\}$):

$$H \propto \begin{bmatrix} 0 & \Omega_P^* & 0 \\ \Omega_P & 2\Delta_P & \Omega_C^* \\ 0 & \Omega_C & \delta_2 \end{bmatrix}.$$

Pogoj za EIT je uglasenost kontrolnega polja na dvofotonsko resonanco: $\delta_2 = 0$. V tem primeru je lastno stanje hamiltonove funkcije $|D\rangle \propto \Omega_C^*|g\rangle - \Omega_P|r\rangle$, ki ga imenujemo tudi temno (angl. *dark*) stanje, saj ne vsebuje nobene komponente vmesnega stanja $|m\rangle$.

V eksperimentu imamo sprva vse atome pripravljene v osnovnem stanju in vsa svetlobna polja ugasnjena. Če vključimo kontrolno polje, to sklopi nezasedeni stanji $|m\rangle$ in $|r\rangle$, zato v sistemu ni spremembe. Za $\Omega_P = 0$ je $|D(t)\rangle = |g\rangle$.

Če zdaj počasi (v primerjavi s periodo valovanja) povečujemo amplitudo polja preizkusnega laserja – spreminjamo Rabijevo frekvenco Ω_P , se večja zasedenost Rydbergovega stanja, ne pa tudi vmesnega stanja $|m\rangle$. To opisuje *adiabatni teorem* (dokaz navaja L. Gianelli v [17, str. 3–5]), ki velja v primeru, ko se časovno odvisni hamiltonian počasi spreminja s časom. V časovno odvisno Schrödingerjevo enačbo vstavimo valovno funkcijo razvito po lastnih stanjih. Ob zgornji predpostavki lahko zanemarimo člene, ki vsebujejo časovni odvod hamiltoniana. Posledično opazimo, da stanje v časovnem razvoju ostane v linearni kombinaciji istih lastnih stanj, kot so ga sestavljala na začetku.

V našem primeru stanje $|D(t)\rangle$ ob počasnem povečevanju Ω_P ostane temno stanje, k njemu se ne primeša nič vmesnega stanja ($|c_m(t)|^2 = 0$), posledično se svetloba preizkusnega laserja ne absorbira in je prepuščena.

Skica na Sliki 6b prikazuje spremembo absorpcije pod vplivom elektromagnetnega polja kontrolnega laserja. Recimo, da naš trinivojski sistem najprej postavimo v polje preizkusnega laserja. Ko se frekvenca ujema z energijsko razliko (v resonanci), se svetloba absorbira pri prehodu $|g\rangle \rightarrow |m\rangle$, graf ima obliko tipično za absorpcijske črte. Če najprej vključimo polje Ω_C (uglašeno na prehod $|m\rangle \rightarrow |r\rangle$), in nato adiabatno spreminjamo še Ω_P , postane medij prozoren za svetlobo preizkusnega laserja (minimum v absorpcijskem spektru). Tako z elektromagnetnim poljem kontrolnega laserja v mediju induciramo prozornost za svetlobo preizkusnega laserja.

3.4 Ustavljanje in shranjevanje svetlobe

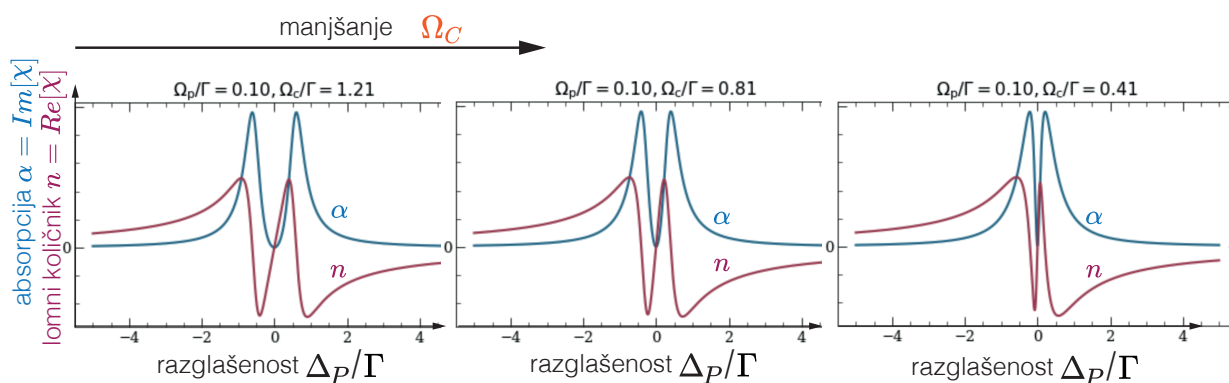
Ugotovili smo, da lahko s kontrolnim laserjem spreminjamo absorpcijske lastnosti medija za preizkusni laser. Oglejmo si, kaj se zgodi pri sledečem poskusu, kjer s časom spreminjamo še Rabijevo frekvenco kontrolnega laserja Ω_C . Trinivojski sistem najprej postavimo v polje kontrolnega laserja z neko intenziteto. Kontrolni laser odpre okno prozornosti za preizkusni laserski sunek, ki se zato prosto propagira skozi snov. Za tem začnemo počasi zmanjševati intenziteto kontrolnega laserja.

Slika 7 poleg absorpcije prikazuje še odvisnost lomnega količnika od razglašeniosti Δ_P . Iz grafa je očitno, da se, ko zmanjšujemo Ω_C , okno prepustnosti oža. Hkrati strmina grafa lomnega količnika

raste, dokler ni pri $\Omega_C \rightarrow 0$ graf lomnega količnika skoraj navpičen v resonanci ($\Delta_P = 0$). Lomni količnik je povezan z grupno hitrostjo svetlobe v snovi:

$$v_g = \frac{\partial \omega}{\partial k} = \frac{c}{n + \frac{dn}{d\omega} \omega}.$$

Ko strmina grafa $n(\omega)$ močno naraste na ozkem območju frekvenc, gre odvod $dn/d\omega \rightarrow \infty$ in s tem $v_g \rightarrow 0$. Če v snov pošljemo nek valovni paket iz preizkusnega laserja in zmanjšujemo Ω_C , se grupna hitrost paketa manjša. V eksperimentu [18] (1999) so optični sunek v Na atomih upočasnili na zgolj 17 m/s, v [19] (2001) pa so uspeli svetlobni sunek shraniti v atomskem plinu rubidija. Temu pojavu, ko je svetlobni sunek močno upočasnjen zaradi interakcije z medijem, pravimo *počasna svetloba* (angl. *slow light*). Skušajmo si predstavljati, kaj se zgodi na nivoju snovi. Obravnavajmo

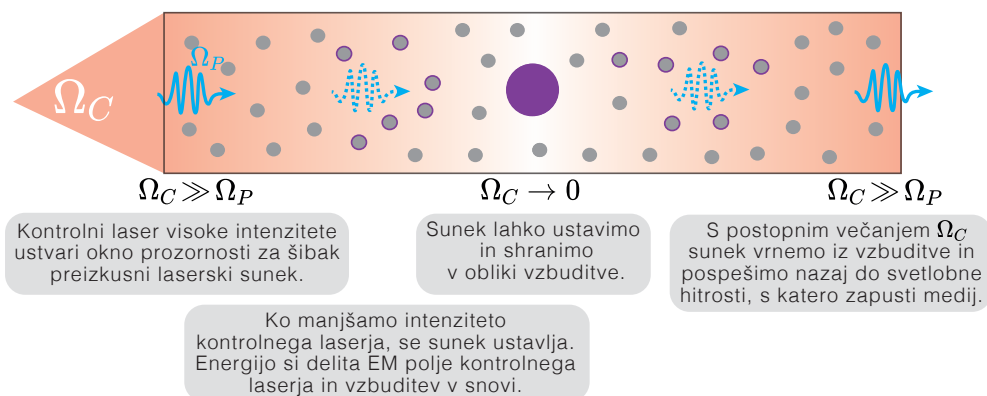


Slika 7. Graf odvisnosti absorpcijskega koeficienta (imaginarnega dela električne susceptibilnosti χ) in lomnega količnika (realnega dela χ) od razglašenosti Δ_P , to je odstopanja kotne frekvence preizkusnega laserja ω_P od resonance s prehodom. Za tri različne intenzitete kontrolnega laserja Ω_C . Z manjšanjem Ω_C se oža prepustno okno v absorpcijskem spektru in večja naklon lomnega količnika na ozkem območju frekvenc okoli resonance. Posledično se manjša grupna hitrost sunka (fotona) preizkusnega laserja v snovi. Grafi so povzeti iz interaktivne verzije knjige [2, Slika 9].

vzorec atomov z valovno funkcijo $|\psi\rangle$, ki so sprva vsi pripravljene v osnovnem stanju $|g\rangle$. Vzorec je v polju kontrolnega laserja s frekvenco Ω_C , ko nanj pošljemo sunek iz preizkusnega laserja (s počasi spreminjajočo se ovojnico), v katerem je en sam foton. Kontrolni laser ustvarja okno prepustnosti, zato se sunek prosto propagira skozi snov. Če zdaj začnemo zmanjševati intenziteto kontrolnega laserja, se okno prepustnosti oža, odvod lomnega količnika narašča in sunek se zaustavlja. Ob tem se spreminja tudi valovna funkcija atomov $|\psi\rangle$, ki pridobiva znatno komponento vzbujenega stanja $|r\rangle$. Energija za vzbuditev pride od fotona iz preizkusnega laserja in od nekega fotona iz kontrolnega laserja. To ne pomeni, da se foton iz preizkusnega laserja popolnoma absorbira. Foton se propagira skozi medij in je z njim sklopljen, torej je v superpoziciji elektromagnetnega polja (kot propagirajoča svetloba) in atomske vzbuditve (sklopitev z medijem poveča amplitudo verjetnosti, da je nek atom vzbujen v $|r\rangle$). Tak kvazidelec imenujemo *polariton* in je posledica močne sklopitve elektromagnetnega valovanja z električno dipolno ekscitacijo. Potovanje polaritona skozi snov ob spreminjanju Ω_C ilustrira Slika 8.

Foton, kot si ga predstavljamo v vakuumu, ima vso energijo shranjeno v elektromagnetnem polju. V mediju si to energijo delita elektromagnetno polje in atomska vzbuditev. Ko manjšamo Ω_C in se polariton ustavlja v snovi, se večja verjetnost, da vzbudimo nek atom v mediju. Če kontrolno polje počasi ugasnemo ($\Omega_C \rightarrow 0$) se polariton absorbira in *shrani* v snovi kot en vzbujen Rydbergov atom. Če zatem kontrolno polje spet počasi vklaplamo, se polariton iz atomske vzbuditve povrne v superpozicijo vzbuditve in elektromagnetnega polja, pri čemer se mu povečuje hitrost. Ko Ω_C

povečamo na $\Omega_C \gg \Omega_P$, polariton zapusti medij s svetlobno hitrostjo – se materializira kot foton, brez komponente vzbuditve.



Slika 8. Shema ustavljanja fotona v snovi. Foton se skozi snov propagira in je z njo sklopljen, njegovo energijo si delita elektromagnetno optično polje in vzbuditev v snovi. Za počasno ugašanje kontrolnega laserja $\Omega_C \rightarrow 0$ se foton materializira kot vzbujen atom (se shrani v snovi). Obratno se po večanju intenzitete ($\Omega_C \gg \Omega_P$) preizkusni foton izseva in zapusti snov s svetlobno hitrostjo.

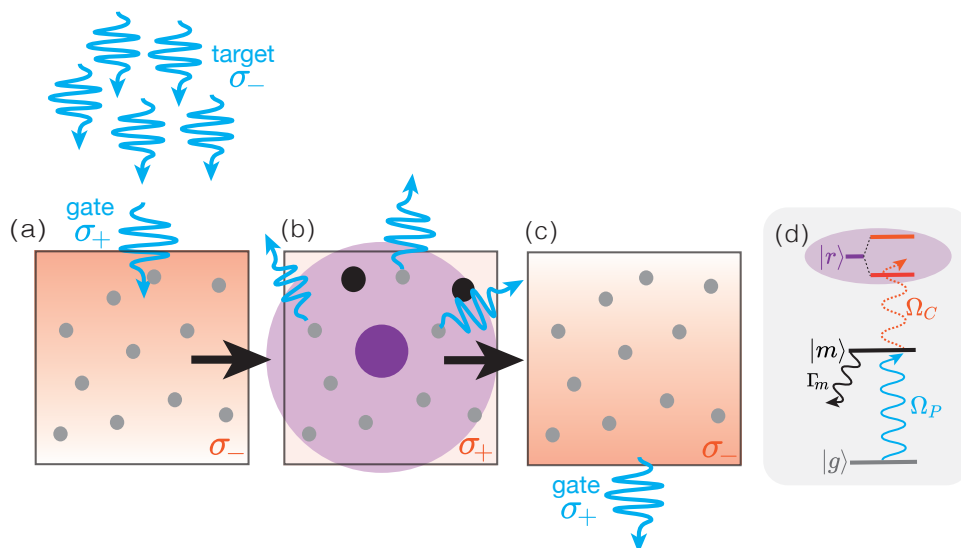
Povzemimo: opisali smo mehanizem, kako lahko zgolj z nadziranjem kontrolnega laserja Ω_C kontrolirano preklaplamo en kvant svetlobe iz fotona v Rydbergovo vzbuditev in nazaj. En foton znamo shraniti v snovi in ga pridobiti nazaj po nekem času. Ta mora biti krajši od časa za spontani razpad Rydbergovega stanja. Pri obravnavi Rydbergovih atomov smo že omenili, da so njihovi življenjski časi razmeroma dolgi, kar nas je dodatno motiviralo za aplikacije.

3.5 Nadziranje enega fotona z drugim

Zdaj, ko znamo prvi (imenujmo ga preklopni, angl. *gate*) foton v snovi shraniti kot vzbuditev, si lahko ob skici na Sliki 9 ogledamo, kaj se zgodi s sledečimi ciljnim (angl. *target*) fotoni, ki jih pošljemo na vzorec. Če v snov pošljemo foton Ω_P v odsotnosti preklopnega fotona, je ta prepuščen zaradi elektromagnetno ustvarjene prozornosti. Če v snov pošljemo foton Ω_P za preklopnim fotonom, je slednji v snovi vzbudil atom v Rydbergovo stanje. Če drugi foton interagira z atomom znotraj sfere blokade okoli vzbuditve, bo stanje $|r\rangle$ zaradi interakcij med Rydbergovimi atomi izmaknjeno iz resonance s kontrolnim laserjem, ki sklaplja stanji $|m\rangle$ in $|r\rangle$ (EIT bo odpravljena). Drugi foton bo zato interagiral le s preprostim dvonivojskim sistemom: absorbiral se bo v kratkoživo stanje $|g\rangle \rightarrow |m\rangle$ in se hitro sipal/izseval pri njegovem razpadu.

Zgornji opis je rahlo poenostavljen, saj moramo upoštevati še spremembo polarizacije svetlobe. Pri demonstraciji optičnega tranzistorja [3] so med preklopnim in ciljnim fotoni preklapljali krožno polarizacijo svetlobnih sunkov preizkusnega laserja iz desnosučne σ_+ v levosučno σ_- . Podobno so sonek zaustavili z levosučno polariziranim kontrolnim poljem, med sipanjem ciljnih fotonov obrnili polarizacijo v σ_+ , ter jo nato znova vrnili v σ_- pri pospeševanju preklopnega fotona iz vzbuditve. S tem so preprečili, da bi ciljni fotoni deekscitirali Rydbergovo vzbuditev prek stimulirane emisije. Pri vzbuditvi s preklopnim fotonom se je projekcija celotne vrtilne količine m_F povečala za ena. Ciljni fotoni z nasprotno projekcijo spina fotona se s tako vzbuditvijo ne sklapljajo, sprememba polarizacije pa na interakcije, ki vodijo do blokade, ne vpliva.

Na hitro povzemimo, kaj smo dosegli. Ustvarili smo optično „napravo“ pri kateri en foton upravlja z usodo drugih. Preklopni foton v mediju zaustavimo kot vzbuditev, ki preklopi njegove optične lastnosti. Določena količina sledečih atomov bo nato prepuščena (se bo sipala). Po tem lahko preklopni foton dobimo nazaj iz vzbuditve! S tem smo dosegli še nekaj pomembnega: uspeli



Slika 9. Shema delovanja enofotonskega optičnega tranzistorja. Prvi preklopni (*gate*) foton iz preizkusnega laserja v snovi z uporabo EIT in nadzorom kontrolnega laserja shranimo kot Rydbergovo vzbuditev. Ta povzroči Rydbergovo blokado in prepreči vzbuditev bližnjih atomov, saj premakne energijska stanja tako, da kontrolni laser ni več v resonanci s prehodom v Rydbergovo stanje (glej Sliko 4). Sledeči ciljni (*target*) fotoni, ki jih pošljemo na vzorec, interagirajo z dvonivojskim sistemom (d). Absorbirajo se v vmesno stanje $|g\rangle \rightarrow |m\rangle$ in se hitro sipajo/izsevajo pri njegovem razpadu (b). Ciljni in preklopni fotoni se razlikujejo po polarizaciji, polarizacijo kontrolnega laserja obrnemo medtem, ko je v snovi shranjena vzbuditev.

smo *detektirati* Rydbergovo vzbuditev in posledično foton, ne da bi ga pri tem spremenili. Če foton, ko ga pošljemo v medij, ne povzroči Rydbergove vzbuditve, potem vemo, da je pred njim v snovi že bil nek drug foton, ki je povzročil Rydbergovo blokado. To pomeni, da smo detektirali Rydbergov atom in foton v snovi. A ta detekcija na Rydbergov atom ni vplivala, ni ga uničila, deekscitirala. Foton, ki ga je ustvaril, lahko iz nje dobimo v istem stanju, kot je bil prej.

3.6 Eksperimentalna izvedba

Leta 2014 sta dve skupini znanstvenikov v Nemčiji neodvisno demonstrirali enofotonski optični tranzistor z Rydbergovimi atomi. Prvi [15] na inštitutu za kvantno optiko Maxa Plancka v Garchingu in drugi [16] na fizikalnem inštitutu v Stuttgartu. V nadaljevanju navajamo nekaj vrednosti za prvi eksperiment.

Rydbergova stanja so pripravili v plinu $N = 2,2 \cdot 10^5$ atomov rubidija ^{87}Rb , ki so bili sprva vsi v osnovnem stanju $|g\rangle = |5s_{1/2}, F = 1, m_F = -1\rangle$. Atome so držali v optični dipolni pasti (angl. *optical dipole trap*) dveh prekrizanih laserjev pri temperaturi $0,43 \mu\text{K}$. Uporabljali so preizkusni sklopitveni laser za prehod $|g\rangle \rightarrow |m\rangle = |5p_{1/2}\rangle$ z valovno dolžino $\lambda_P = 795 \text{ nm}$. Kontrolni laser z valovno dolžino $\lambda_C = 474 \text{ nm}$ je bil uglašen na prehod $|m\rangle \rightarrow |r\rangle = |100s_{1/2}\rangle$. V sistemu rubidijevih atomov so kot vzbuditev shranili preklopni sunek svetlobe iz (v povprečju) enega fotona. Radij blokade za ciljni sunek so ocenili na $R_B \approx 18 \mu\text{m}$. Opazili so zmanjšanje prepustnosti ciljnih fotonov za faktor 0,81.

4. Zaključek

Predstavili smo način za vzpostavitev interakcije med dvema optičnima fotonoma, ki jo posredujejo Rydbergovi atomi. Pristop je omogočil prvo eksperimentalno uresničitev enofotonskih optičnih tranzistorjev.

Ponuja se vrsta možnosti uporabe. Omenili smo že možnost detekcije Rydbergovih vzbuditev in optičnih fotonov, ki vzbuditev oz. fotonov samih ne uniči. To bi lahko bilo praktično uporabno pri uresničitvi kvantnega spomina, saj je s tem mogoča potrditev uspešne shrambe fotona. Optični tranzistor predstavlja tudi pomemben korak k realizaciji kvantnih logičnih vrat za fotone, ki bi za delovanje uporabljala Rydbergovo blokado.

Opisan pristop ima svoje omejitve, vzorec snovi mora biti npr. manjši od sfere Rydbergove blokade. Čeprav smo z izkoriščanjem lastnosti Rydbergove blokade povečali verjetnost za interakcijo med fotonoma, smo vseeno omejeni z gostoto atomov znotraj ene sfere blokade. Te ne moremo povečevati v neskončnost, saj morajo biti atomi dovolj narazen, da ne pride do drugih interakcij med njimi [2, str. 20]. Da bi izboljšali učinkovitost tranzistorja, se lahko poslužujemo različnih tehnik za natančno urejanje atomov v vzorcu. V opisanem stikalu preklopni foton prepreči absorpcijo ciljnega, v večini predlogov pa je pogoj za implementacijo kvantnih vrat še sprememba faze ciljnih fotonov. To vse ostajajo izzivi za prihodnje raziskovalne projekte.

Vsekakor fizika Rydbergovih atomov, od izuma laserjev do danes, ostaja zanimivo raziskovalno področje. Izjemne lastnosti visoko vzbujenih atomov ponujajo nešteto možnosti za aplikacije na različnih aktualnih področjih raziskav. A ob vseh možnostih uporabe ne smemo pozabiti bistva. Zdaj znamo nadzorovati svetlobo na nivoju enega fotona in snov na nivoju enega atoma. In to hkrati! Miselni eksperimenti velikih fizikov, ki so nekoč premetavali ideje o osnovnih gradnikih sveta, postajajo resničnost. In naprednejše kvantne optične tehnologije že kukajo izza obzorja.

LITERATURA

- [1] V. Thomsen, *The Spectral Lines of Hydrogen*, Spectroscopy, **23 11**, (2008).
- [2] N. Šibalič, C. S. Adams, *Rydberg Physics*, Physics World Discovery, IOP Publishing, (2018).
- [3] S. E. Baut, *A Single-Photon Switch and Transistor based on Rydberg Blockade*, Doctoral dissertation, Technische Universität München, Max-Planck-Institut für Quantenoptik, Germany, (2014).
- [4] D. J. Griffiths, *The Hydrogen Atom*, (2010), <https://www.reed.edu/physics/courses/P342.S10/Physics342/page1/files/Lecture.24.pdf>.
- [5] T. H. P. Van der Weerden, *Spontaneous crystallization in a one-dimensional Rydberg system, A rate equation approach*, Master thesis, Eindhoven University of Technology, Department of Applied Physics, (2017).
- [6] J. R. Rydberg, *On the structure of the line-spectra of the chemical elements*, The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science, **5 29**, (1890), 331–337.
- [7] H. Weimer, *Quantum Defect Theory*, (2014), <https://www.itp.uni-hannover.de/fileadmin/itp/ag/weimer/qdt.pdf>.
- [8] M. Gärttner, Martin, *Many Body Effects in Rydberg Gases, Coherent Dynamics of Strongly Interacting Two-Level Atoms and Nonlinear Optical Response of a Rydberg Gas in EIT Configuration*, Doctoral dissertation, Ruperto-Carola-University of Heidelberg, Germany, (2013).
- [9] A. Browaeys, D. Barredo, D., T. Lahaye, *Experimental investigations of the dipolar interactions between a few individual Rydberg atoms*, (2016), https://www.researchgate.net/publication/301872904_Experimental_investigations_of_the_dipolar_interactions_between_single_Rydberg_atoms.
- [10] A. Ramšak, *Kvantna mehanika*, Univerza v Ljubljani, Fakulteta za matematiko in fiziko, Ljubljana, Slovenia, (2021).
- [11] *Optical Pumping*, http://instructor.physics.lsa.umich.edu/adv-labs/Optical_Pumping/OpticalPumping2.pdf.
- [12] L. Béguin et al., *Direct measurement of the van der Waals interaction between two Rydberg atoms*, Phys. Rev. Lett., **110**, (2013), 263201.
- [13] F. Kärtner, *Interaction of Light and Matter, Lecture notes on Fundamentals Of Photonics: Quantum Electronics*, MIT, (2006), <https://ocw.mit.edu/courses/6-974-fundamentals-of-photonics-quantum-electronics-spring-2006/pages/lecture-notes/>.
- [14] D. Tiarks et al., *Single-Photon Transistor Using a Förster-Resonance*, Phys. Rev. Lett., **113**, (2014), 053602.
- [15] D. Tiarks et al., *Single-Photon Switch Based on Rydberg Blockade*, Phys. Rev. Lett., **112**, (2014), 073901.
- [16] H. Gorniaczyk et al., *Single Photon Transistor Mediated by Inter-State Rydberg Interaction*, Phys. Rev. Lett., **113**, (2014), 053601.
- [17] L. Giannelli, *Super-Adiabatic Transfer in Three-level Systems*, Master thesis, University of Pisa, Italy, (2013), <https://core.ac.uk/reader/19204150>.

- [18] L. V. Hau et al., *Light speed reduction to 17 metres per second in an ultracold atomic gas*, *Nature*, **397**, (1999), 594–596.
- [19] D. F. Phillips et al., *Storage of Light in Atomic Vapor*, *Phys. Rev. Lett.*, **86 5**, (2001), 783–786.
- [20] C. Adams, *Optical Transistor Flips On with One Photon*, (2014), <https://physics.aps.org/articles/v7/80>.