

Tre-foton-korrelationer

Af Nina Stiesdal, Institut for Fysik, Kemi og Farmaci, Syddansk Universitet

Fotoner vekselvirker ikke under normale omstændigheder, men vi har i et nyligt eksperiment observeret ikke-trivielle korrelationer imellem tre fotoner. Denne korrelation, der kan tolkes som en foton-fotonvekselvirkning, laves ved at bruge ultrakolde Rydberg-atomer som medium. Ved at bruge Rydberg-atomer kan vi få et ensemble af kolde atomer til at opføre sig som et enkelt atom – et superatom – som kobler særligt stærkt til et lysfelt.¹

Lys og information

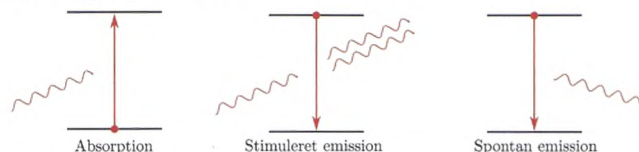
Lys består af partikler, fotoner. Når vi er udenfor på en lys sommerdag, bliver vores øjne ramt af millioner af milliarder af fotoner i sekundet. Derfor er det under normale omstændigheder hverken nødvendigt eller muligt at undersøge enkelt-fotoneffekter. Yderligere vekselvirker fotoner ikke med hinanden under normale omstændigheder.

Fordi fotoner ikke vekselvirker og bevæger sig med lysets hastighed, er de ideelle til at sende kvanteinformation. Det bliver fx relevant, når enkelte qubits i en kvantecomputer eller flere kvantecomputere skal kommunikere. I modsætning til almindelige computere, der arbejder med bits, der kan være enten 0 eller 1, arbejder kvantecomputere med qubits, der kan være i superpositioner af 0 og 1. Det betyder, at flere qubits, der interagerer, kan udforske mange mulige beregninger på samme tid.

Fotoners høje hastighed og den manglende vekselvirkning bliver imidlertid et problem, når information skal behandles videre. Derfor er der en stor interesse i konstruerede vekselvirkninger imellem fotoner til brug i kvantekommunikations- og kvanteinformationsteknologi [1, 2]. Det er det, vi arbejder med.

For at få fotoner til at vekselvirke er det nødvendigt med et medium, der kan facilitere vekselvirkningen. Sådant et medium kaldes et ikke-lineært medium, fordi mediets opførsel ikke afhænger lineært af antallet af fotoner, der sendes ind.

Ikke-lineære effekter for lys er velkendt fra mange felter. Man bruger fx ikke-lineære krystaller til at lave laserlys med bølglængder, der ellers ikke er nemme at producere. Ikke-lineære effekter vil ofte afhænge af antallet af fotoner, og indtil nu har man kun kunnet observere ikke-lineære effekter på enkelt-fotonniveau i to systemer, nemlig i højfinesse-kaviteter og med Rydberg-atomer [3].



Figur 1. To-niveausystemet kan gennemgå tre fundamentale processer: absorption, stimuleret emission og spontan emission.

Det mest simple medium, man kan forestille sig, der kan opføre sig ikke-lineært, er et to-niveausystem. Et to-niveausystem er et modelsystem, som nu om dage kan

tilnærmes i mange fysiske systemer. To-niveausystemer blev allerede beskrevet af Einstein, og er et modelsystem for et atom. Systemet har, som navnet antyder, to energiniveauer, en grundtilstand og en exciteret tilstand. Man kan forestille sig de to tilstande som to elektron-orbitaler. Energiforskellen imellem de to tilstande giver systemets resonansfrekvens. Systemet kan exciteres fra grundtilstanden til den exciterede tilstand af en indkommende foton. Sandsynligheden for excitation er størst, hvis fotonens frekvens er tæt på resonansfrekvensen.

Når systemet er i den exciterede tilstand, vil det som regel henfalde spontant til grundtilstanden og udsende en foton med resonansfrekvensen. Der er imidlertid også en anden proces, der kan føre til henfald. Dette er stimuleret emission, en proces, som kan finde sted, hvis systemet er exciteret, og en foton med resonansfrekvensen “kommer forbi”. Under stimuleret emission henfalder systemet og udsender en foton, men denne foton er identisk med den foton, der “kom forbi”. Faktisk vil de to fotoner ikke være til at skelne fra hinanden.

Stimuleret emission i et to-niveausystem er et eksempel på, hvordan to ikke-korreleerede fotoner kan blive korreleerede, og man kan strække denne abstraktion til at sige, at fotonerne har vekselvirket, og at denne vekselvirkning er blevet medieret af to-niveausystemet.

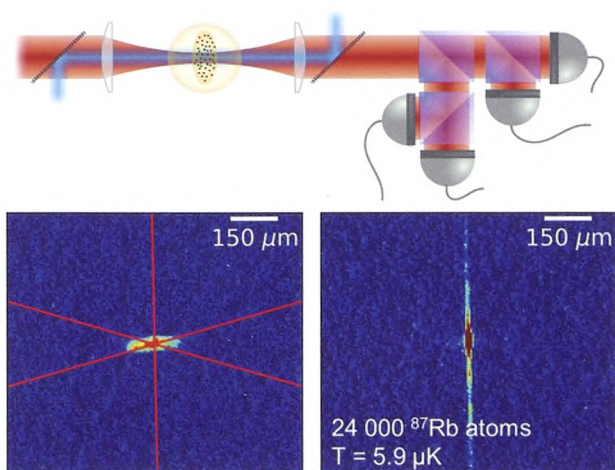
Hvis man sender elektromagnetisk stråling ind på et to-niveausystem, kan man regne sig frem til, at man vil observere oscillationer i populationen af de to energiniveauer. Disse oscillationer kaldes Rabi-oscillationer. Systemet kan selvfølgelig kun være enten i grundtilstanden eller i den exciterede tilstand, men sandsynligheden for, at det befinder sig i fx den exciterede tilstand, vil oscillere.

Når man observerer Rabi-oscillationer i populationen af de to niveauer, betyder det også, at der må være en tilsvarende Rabi-oscillation i det lysfelt, man sender ind, da en excitation koster præcis én foton, og et henfald frigiver præcis én foton. Det er imidlertid ikke noget, man normalt observerer, fordi der under almindelige omstændigheder skal relativ høj intensitet til for at drive synlige Rabi-oscillationer. Hvis der er høj intensitet, bliver enkelt-foton-oscillationer usynlige i baggrunden. Hvordan oscillationerne ser ud, og dermed om oscillationerne er synlige, afhænger af de parametre, der gælder for systemet. Oscillationsfrekvensen er givet af Rabi-frekvensen, som beskriver koblingen mellem lysfeltet og systemet.

¹Denne artikel var en af vinderne i DFSs posterkonkurrence på årsmødet i år.

af laserkøling og optiske pincetter. Vi er selvfølgelig interesseret i et atomensemble, der er mindre end blokadesfæren i den retning, vi sender lys ind. I denne retning er vores ensemble $6,5 \mu\text{m}$ ($1/e$ af den gaussiske tæthedsfordeling). Med laserkøling, som er nødvendig for at få stor Doppler-udbredelse i atomernes energiniveauer, kan vi køle det lille ensemble til en temperatur på omkring $5,9 \mu\text{K}$, hvilket er omtrent en halv milliard gange koldere end temperaturen i det ydre rum!

Med parametrene, som vi vælger for vores lasere, får vi en Rydberg-blokaderadius i størrelsesordenen $15 \mu\text{m}$, hvilket er væsentligt større end dimensionen af vores probe-stråle og ensemblet langs denne. Derved har vi realiseret et Rydberg-superatom, da hele systemet er inden for det volumen, en blokaderadius definerer.



Figur 3. En skitse af vores opstilling og to billeder af vores atomensemble. Kun laserne, der bruges til at undersøge enkelt-fotoner, er tegnet ind på skitsen. Det er vist, hvordan lyset detekteres på fire enkelt-fotondetektorer. Den lille klump atomer, der ses på de to billeder i bunden, er kolde atomer i en laserfælde (se teksten).

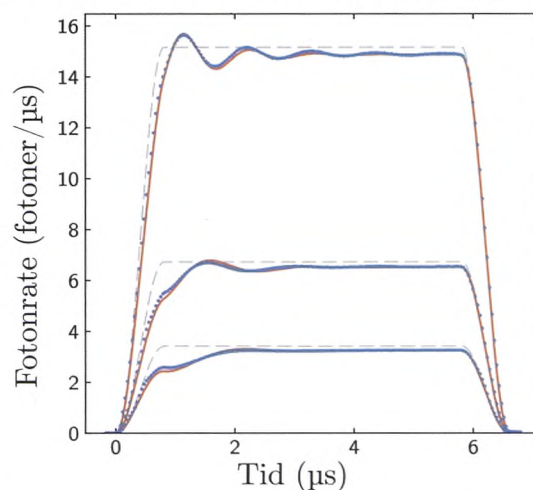
For at lave og undersøge vores superatom sender vi en svag lyspuls, der kan excitere et atom til Rydberg-tilstanden igennem atomensemblet. Efterfølgende detekteres det svage lys på fire enkelt-fotondetektorer, og vi kan begynde at undersøge, om vi har korrelationer i lyset efter superatomet. Til de forsøg, der vises her, har vi brugt hvert atomensemble til at lave 1.000 målinger. Efter disse 1.000 målinger slukker vi de lasere, vi bruger til at køle og fastholde vores atomer med. Så fordampes atomensemblet, og vi kan lave referencemålinger. Bagefter kan vi loadet et nyt ensemble. Et enkelt datasæt er baseret på omkring 38.000 atomensamlinger, som vi har foretaget 1000 målinger på! Det lyder helt vildt, men man er nødt til at tage så meget data for at få ordentlig statistik, da de effekter, vi kigger efter, er meget små og hurtigt forsvinder i støj. Heldigvis er vores eksperiment meget hurtigt, så det tager kun en lang arbejdsdag at tage et datasæt.

Figur 3 viser en forsimplet skitse af vores opstilling og billedgengivelse af vores atomensemble i den optiske pincet. Til højre er vores optiske pincet lavet af to krydsede laserstråler, og til venstre er atomensemblet begrænset yderligere med en ekstra laserstråle. På den måde kan vi få vores atomensemble mindre end en

blokaderadius. Linjerne tegnet oven på figuren viser laserstrålerne.

Resultater

Det gennemsnitlige signal på en af de fire enkelt-fotondetektorer er vist på figur 4. Figuren viser målinger for tre forskellige fotonrater, nemlig 3,4, 6,7 og 15,2 fotoner pr. μs . De grå, stiplede linjer viser referencesignalet. Referencesignalet tager vi uden et superatom, og det betyder, at referencesignalet viser det indkommende signal. Prikkerne er de målte værdier, når et superatom er tilstede. Man ser, at superatomet introducerer Rabi-oscillationer i fotonraten.

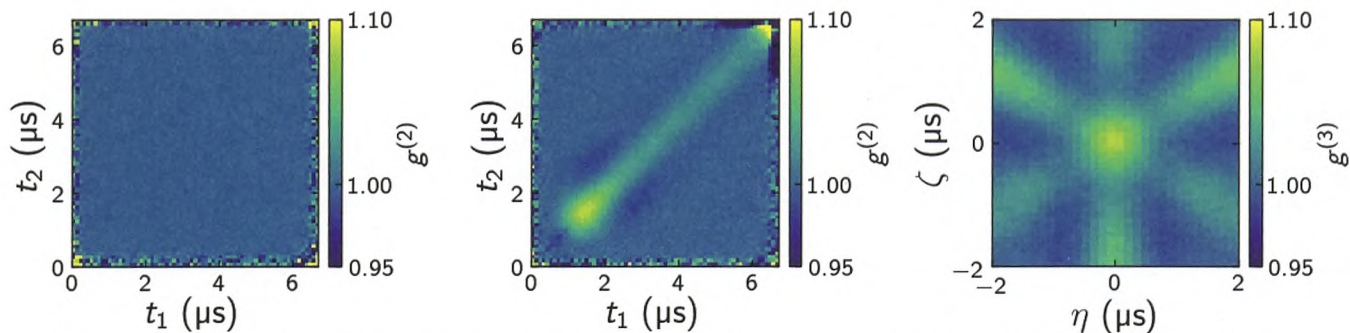


Figur 4. Rabi-oscillationer i fotonraten for tre forskellige indkommende fotonrater (se teksten).

Som sagt er Rabi-oscillationer normalt noget, man ser i tilstandspopulationen i et to-niveausystem, men her observerer vi dem altså i antallet af fotoner. Det er ikke overraskende, at oscillationer i populationen af de to tilstande hører sammen med oscillationer i antallet af fotoner, da en enkelt foton absorberes for at excitere systemet. Det er dog ikke noget, man normalt observerer eller overhovedet taler om, eftersom det elektriske felt, der driver to-niveausystemet normalt antages at være klassisk, og dermed er fluktuationer på enkelt-fotonniveau ikke målbare.

Her er koblingen imellem to-niveausystemet og det elektriske felt imidlertid så stærkt, at vi kan nøjes med så få fotoner i vores foton-puls, at enkelt-fotonmodulationer kan måles. Vi kan måle de tilsvarende Rabi-oscillationer i Rydberg-populationen – det vil sige den exciterede tilstand af to-niveausystemet. Den er ikke vist her. Eftersom Rabi-frekvensen afhænger af fotonraten, er oscillationsfrekvensen størst for den højeste fotonrate.

Signalet vist på figur 4 er signalet på en enkelt-fotondetektor. For at undersøge korrelationer imellem fotoner, sammenholder vi resultaterne fra flere forskellige detektorer. Man måler den slags korrelationer med korrelationsfunktionen, som man i princippet kan udregne til arbitrær orden. Man bruger tit andenordenskorrelationsfunktionen – som måler korrelationer mellem op til to fotoner – som mål for, om en lyskilde er klassisk eller ikke-klassisk, og om man fx har realiseret en enkelt-fotonkilde [3].



Figur 5. Andenordens- og tredjeordenskorrelationsfunktioner. Figuren til venstre, samt den midterste figur, viser andenordenskorrelationsfunktioner for en fotonrate på 3,4 fotoner pr. μs . De absolute tider på to enkelt-fotondetektorer afsat på akserne, og værdierne af andenordenskorrelationsfunktionssignalet er givet ved farvekoden. Figuren til venstre viser referenceværdien, det vil sige den målte korrelationsfunktion, når der ikke er et superatom, mens den anden figur viser andenordenskorrelationsfunktioner med et superatom. Figuren længst til højre viser tredjeordenskorrelationsfunktioner for samme fotonrate.

Det lys, vi sender ind i vores forsøg, er kohærent laserlys. Andenordenskorrelationsfunktion for kohærent lys er 1 overalt, fordi fotonerne ikke er korrelerede. Det er det, vi observerer for vores reference-signal. Når vi sender lys igennem et superatom, ser vi derimod korrelationer, der er forskellige fra 1. To-fotonkorrelationsfunktion for et Rydberg-superatom er vist på figur 5. Figuren til venstre viser reference-signalet. Lyset er ikke korreleret, og derfor har signalet samme værdi over det hele. Det midterste plot på figur 5 viser andenordenskorrelationsfunktioner for fotonrate 3,4 fotoner pr. μs .

På figuren ser man, at der er en stribe langs $t_1 = t_2$, hvor det er mere sandsynligt at observere to samtidige fotoner, end hvis fotonerne var tilfældigt fordelt. På hver side af denne linje er der linjer, hvor det er mindre sandsynligt at observere to samtidige fotoner. Det kan forstås således, at fotonerne i den indkommende puls bliver omorganiseret af superatomet, så de er mere tilbøjelige til at forlade systemet samtidigt end med et lille tidsinterval imellem dem.

Da vi optager signaler på fire enkelt-fotondetektorer, er det også muligt at undersøge korrelationer mellem mere end to fotoner. I forbindelse med mit speciale undersøgte vi korrelationer mellem tre fotoner.

Dette er imidlertid en smule mere besværligt end to-fotonkorrelationen, idet man får en tredimensionel matrix, hvor hvert punkt i absolut tid på de tre detektorer, (t_1, t_2, t_3) , har tilskrevet en værdi for $g^{(3)}$. Dette tredimensionelle system er svært at plote direkte, og derfor transformerer vi til Jacobi-koordinater, hvor de tre tidskoordinater udskiftes med et massemidtpunktskoordinat og to relative koordinater.

Et eksempel på tredjeordenskorrelationsfunktioner er vist længst til højre på figur 5. Her ser man, at vi ikke plottes i absolut tid, men med η og ζ , som er relative koordinater i forhold til et massemidtpunktskoordinat.

Tredjeordenskorrelationsfunktioner indeholder imidlertid information om korrelationer mellem op til tre partikler, det vil sige ikke kun om tre korrelerede fotoner, men også om to korrelerede fotoner, der ankommer samtidig med en tredje tilskuefoton. Signalet fra rene tre-fotonkorrelationer er meget svagt i forhold til signalet fra to-fotonkorrelationer. Derfor viser vi ikke

tredjeordenskorrelationsfunktioner, men derimod den sammensatte tredjeordenskorrelationsfunktion. Den sammensatte tredjeordenskorrelationsfunktion får man ved at trække andenordenskorrelationsfunktionerne fra tredjeordenskorrelationsfunktioner. På den måde ser vi rene tre-fotonkorrelationer.

Figuren til højre i figur 6 viser den sammensatte tredjeordenskorrelationsfunktion for 15,2 fotoner pr. μs . Man ser en struktur af sekskantede ringe af højere og lavere sandsynlighed for, at tre fotoner ankommer samtidig. Denne struktur er meget anderledes end strukturen for tredjeordenskorrelationsfunktioner, fordi tredjeordenskorrelationsfunktionens primære bidrag kommer fra korrelationer imellem to fotoner. Her viser vi resultater for en højere fotonrate end på figur 5, fordi det giver et bedre indtryk af strukturen i vores resultater. For en lavere fotonrate ser man ikke lige så mange oscillationer, og resultaterne bliver visket mere ud.

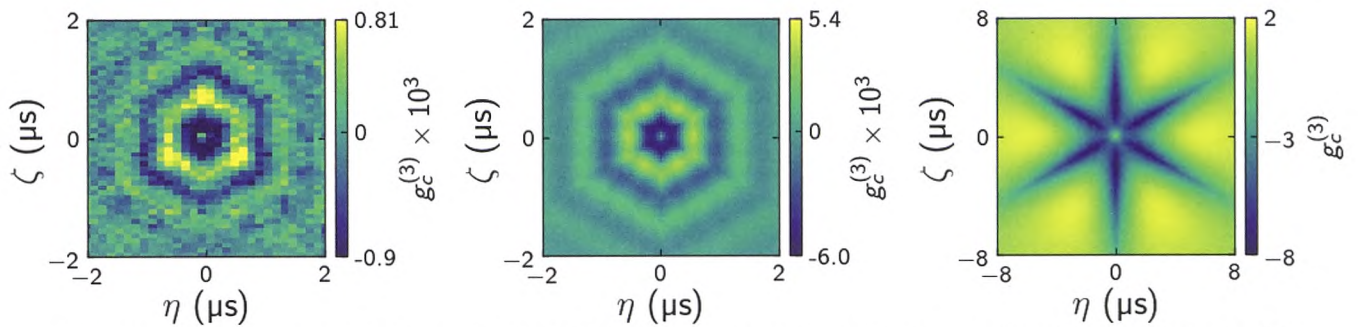
Den midterste figur på figur 6 viser simulerede resultater for de samme parametre, som vi bruger i eksperimentet. De simulerede figurer er baseret på en model for superatomet, som er blevet udviklet i samarbejde med en teoretisk gruppe på Universität Stuttgart [5]. Den simulerede figur vist her er venligst udlånt af Jan Kumlin fra Universität Stuttgart.

Umiddelbart er der god kvalitativ overensstemmelse mellem de simulerede resultater, som teorien forudsiger, og de eksperimentelle resultater. Der er dog en forskel i skala, som til dels skyldes detektionseffektiviteten for enkelte fotoner i eksperimentet. Den uperfekte detektion giver anledning til en udmørning af kontrasten og forklarer den kvantitative uoverensstemmelse.

Fordi signalet i den sammensatte tredjeordenskorrelationsfunktion er så småt, anser vi det for en eksperimentel bedrift, da den nødvendige signal-to-noise-ratio kræver et meget stabilt setup.

Mikroskopisk forståelse

For at forstå hvilken mekanisme, der giver anledning til, at tre fotoner bliver korrelerede, har vores samarbejdspartnere fra Universität Stuttgart analytisk løst en simplificeret model for vores system for en tre-foton-tilstand. Den sammensatte tredjeordenskorrelationsfunktion for dette simplificerede system er vist på



Figur 6. Den sammensatte tredjeordenskorrelationsfunktion. Figuren til venstre viser tredjeordenskorrelationsfunktionen for 15,2 fotoner pr. μs , som vi måler den fra eksperimentet. Den midterste figur viser simulerede resultater for de samme parametre. På akserne ser man, at vi har transformeret til Jacobi-koordinater og ikke længere har absolutte tider, men derimod to relative koordinater. Værdien af tredjeordenskorrelationsfunktionssignalet er givet ved farvekoden. Den store forskel i skala skyldes, at vi ikke har perfekt detektion på vores enkelt-fotondetektorer. Figuren til højre viser den teoretiske udregning for et idealiseret system, der beskriver et to-niveausystem uden de tabsmekanismer, vi skal tage højde for i det eksperimentelle system. Den teoretiske model har en top af høj sandsynlighed i midten, som forklares med en bunden tilstand for tre fotoner.

figur 6 til højre. For denne løsning viser det sig, at den teoretisk sammensatte korrelationsfunktion har visse elementer tilfælles med den simulerede og den eksperimentelt målte sammensatte korrelationsfunktion, nemlig en central top af højere sandsynlighed for samtidige fotoner. Denne top er primært forårsaget af en bunden tilstand af tre fotoner.

Det kan lyde mærkeligt, at et enkelt to-niveausystem kan give anledning til det, teoretikerne kalder en bunden tilstand for tre fotoner, men det simpleste billede, man kan forestille sig, er, at sandsynligheden for stimuleret emission afhænger af, hvor mange fotoner, der er tilstede. Altså, hvis to fotoner er tilstede er sandsynligheden for emission højere, end hvis en enkelt er tilstede. Stimuleret emission kan dermed forklare, hvordan tre fotoner kan være korrelerede.

For kort at opsummere: vi har i et eksperiment undersøgt, hvad der i princippet er et to-niveausystem. To-niveausystemet er det mest simple system, der kan korrelere fotoner, men vi observerer alligevel noget, der for os er overraskende og spændende, nemlig korrelationer mellem mere end bare de to fotoner, man ellers altid forbinder med to-niveausystemet.

Det næste projekt, vi har i tankerne, er, at man kan lave et system med flere superatomer i serie. Vi er interesserede i, hvordan superatom nummer to ændrer den allerede ikke-trivielle lyspuls, der kommer ud af superatom nummer et. Da man ikke vil kunne sige, hvor ændringer i lyspuls kommer fra, vil det også være en måde at realisere sammenfiltrering af vores atomensembler.

Ud over, at man kan bruge vores superatom og Rydberg-atomer generelt til at undersøge fundamentale egenskaber af to-niveausystemet, kan man også forestille sig mange andre anvendelser, fx inden for behandling af kvanteinformation. Det er allerede blevet vist, at et superatom kan bruges som foton-fratrækker, det vil sige, at superatomet altid absorberer en enkelt foton uanset hvor mange fotoner, man sender igennem systemet [6].

I dag sendes næsten al information gennem lyslederkabler. Det kan være, at vi i fremtiden kommer til at sende en lille del som lys, men med kvanteinformation indkodet i fasen på enkelte fotoner, og det kan være, at Rydberg-atomer på det tidspunkt spiller en rolle som et

værktøj, der kan give os kontrol over selv det mindste lysglimt!

Litteratur

- [1] H. J. Kimble. The quantum internet. *Nature*, 453(7198):1023–1030, jun 2008.
- [2] V. Giovannetti. Quantum-Enhanced Measurements: Beating the Standard Quantum Limit. *Science*, 306(5700):1330–1336, nov 2004.
- [3] M. D. Eisaman, J. Fan, A. Migdall, and S. V. Polyakov. Invited Review Article: Single-photon sources and detectors. *Review of Scientific Instruments*, 82(7):071101, jul 2011.
- [4] Thomas F. Gallagher and Cambridge University Press. *Rydberg Atoms*. Cambridge University Press, 1994.
- [5] Asaf Paris-Mandoki, Christoph Braun, Jan Kumin, Christoph Tresp, Ivan Mirgorodskiy, Florian Christaller, Hans Peter Büchler, and Sebastian Hofferberth. Free-space quantum electrodynamics with a single rydberg superatom. *Phys. Rev. X*, 7:041010, Oct 2017.
- [6] C. Tresp, C. Zimmer, I. Mirgorodskiy, H. Gorniaczyk, A. Paris-Mandoki, and S. Hofferberth. Single-photon absorber based on strongly interacting rydberg atoms. *Phys. Rev. Lett.*, 117:223001, Nov 2016.



Nina Stiesdal har netop færdiggjort sit speciale i fysik ved SDU, hvor hun har arbejdet med ikke-lineær kvanteoptik, og i september startede hun som ph.d.-studerende på SDU. Hun er tidligere redaktør på studentermagasinet for Fysik, Kemi og Farmaci på SDU.