

Optiske kuriositeter: Kan et enkelt atom udsende laserlys?

Torben Skettrup

Institut for Fysik, Danmarks Tekniske Universitet
2800 Lyngby

Laserlys udsendes som bekendt fra en samling atomer, der er eks citerede, så der er populationsinversion. Laserlyset fremkommer på grund af den lysforstærkning, der sker, når elektronhændene forårsages af stimuleret emission. Når så lysforstærkeren tilbagekobles ved hjælp af et sæt spejle, går lysforstærkeren i sving og oscillerer ved dens egenfrekvens, hvorved der udsendes laserlys gennem udgangs spejlet. Laserlysets specielle egenskaber skyldes, at alle fotonerne stort set er i samme tilstand, samlet i en enkelt eller nogle få transversale og longitudinale modes.

Denne proces er velkendt, men den kræver, at en mængde lysforstærkende atomer er til stede mellem spejlene. Kan en laser udsende laserlys, hvis der kun er et enkelt atom inde mellem spejlene ad gangen? En sådan laser blev konstrueret af gruppe ved MIT i 1995¹. Denne laser udsendte omkring 10^7 fotoner pr. sekund (svarende til det antal atomer, der sendtes gennem laserresonatoren pr. sekund) og havde i gennemsnit ca. 11 fotoner oplagret mellem spejlene. I denne laser sendtes eks citerede barium atomer ind mellem spejlene et ad gangen, således at der kun var ét enkelt atom, der vekselvirkede med det elektromagnetiske felt mellem spejlene. Fotonen udsendtes altså fra atomet, mens det passerede resonatoren, hvorefter et nyt eks citeret atom sendtes ind. Laserlyset fra denne type laser udsendes således fra enkelt atomer. Laseren kaldes derfor for en enkelt atom laser (single-atom laser).

Før denne type laser nærmere beskrives, er det nødvendigt at gennemgå lidt teori. Der betragtes et atom med kun to niveauer. Emission af lys fra et sådant atom kan ske ved spontan emission eller ved stimuleret emission. Ved stimuleret emission udsendes fotonen i præcis samme kvantetilstand som den, den stimulerende foton har. Ved spontan emission kan den udsendte foton ende i en hvilken som helst mulig kvantetilstand (udsendelsesretning). Denne sidste proces kan imidlertid forstås som resultatet af kobling mellem elektronen og det elektromagnetiske felt i dets "vakuums tilstand". Et strålingsfelt kan beskrives ved hjælp af et (uendeligt) sæt harmoniske oscillatorer, et for hver mode. Energien af en sådan oscillator (mode) er $(n+1/2)h\nu$, hvor ν er frekvensen af lyset, n antallet af fotoner i moden, og h er Plancks konstant. Hvis der ingen fotoner er til stede, dvs. $n=0$, er $E=1/2h\nu$, svarende til "nulpunktsenergien" i kvantefluktuationerne af det elektromagnetiske vakuum. Rms feltamplituden for disse fluktuationer er $E_{\text{vak}}=(h\nu/2\varepsilon_0V)^{1/2}$, hvor ε_0 er vakuumperrmittiviteten, og V er størrelsen af det aktuelle kvantiseringsvolumen. Koblingen mellem atomet og en felt mode kan beskrives ved hjælp af frekvensen

$$F_r = \frac{\mu_{21} E_{\text{vak}}}{h} \quad (1)$$

hvor μ_{21} er matrixelementet for det elektriske dipolmoment ved overgangen fra niveau 2 til 1. F_r kaldes for Rabi frekvensen for vakuum og er den frekvens, med hvilken atomet og feltet vil ud-

veksle energi, hvis der kun var én enkelt feltmode. Ved spontan emission i frit rum er der imidlertid mange modes, som tilfredstillende bevarelsen af energi og impuls. Tætheden af modes er givet ved $\rho(\omega)=\omega^3V/\pi^2c^3$, hvor ω er vinkelfrekvensen, og c er lyshastigheden. Sandsynligheden Γ_0 pr. tidsenhed for at en foton bliver spontant emitteret er da givet ved "Fermi's gyldne regel":

$$\Gamma_0 = 2\pi F_r^2 \frac{\rho(\omega)}{3} = \frac{2\omega^3}{3hc^3} \frac{|\mu_{21}|^2}{\varepsilon_0} \quad (2)$$

Sandsynligheden $P_e(t)$ for at finde et atom, som stadig er i eks citeret tilstand til tiden t , efter det kom i denne tilstand, er da $P_e(t)=\exp(-\Gamma_0 t)$. Denne eksponentielle henfaldslov beskriver en irreversibel proces, som simpelthen skyldes det kontinuum af modes, som atomet kan udsende fotoner til. Vakuumfeltet virker som et gigantisk reservoir, som de atomare eks citationer kan afgive deres energi til.

Anbringes et eks citeret to-niveau atom i en kavitet f.eks. en laserresonator med to højt reflekterende og tætliggende spejle, ændres det antal modes, fotonerne kan udsendes til, idet spejlene udvælger ganske få mulige modes. Spejlene kan endda sættes så tæt sammen, at der ikke engang kan stå en enkelt halvbølge. Der er da ingen modes (for lys polariseret parallelt med spejloverfladen), som atomet kan udsende energi til, og levetiden for elektronen i det øverste niveau øges betragteligt². Den spontane emission kan altså påvirkes af, de omgivelser lyset udsendes til. Man skelner nu mellem en lav-Q kavitet og en høj-Q kavitet. Q er godheden for resonatoren, $Q=\omega/\Delta\omega_c$, hvor $\Delta\omega_c$ er kavitetbåndbredden, som er bestemt af spejlernes reflektans. I en lav-Q resonator dæmpes det udsendte lys for hurtigt til, at der kan bygges et felt op mellem spejlene med enkelt-atom emission. Ved høj-Q resonatorer, derimod, er dette muligt. Betingelsen for, at dette sker, er at $2\pi F_r/\Delta\omega_c$. Det gælder derfor om at have et lille kvantiseringsvolumen V (kavitetvolumen) og høje reflektanser for spejlene. Når dette er tilfældet, kan lysenergien forblive så længe i moden mellem spejlene, at der er en stor sandsynlighed for, at den bliver reabsorberet af atomet, før end den tabes ud af spejlene. Den spontane emission bliver herved reversibel, idet atomet og feltet kan stå og udveksle energi med Rabi frekvensen F_r . Sandsynligheden $P_e(t)$ for stadig at finde atomet i dets eks citerede tilstand til tiden t , når det blev anbragt i denne tilstand til tiden $t=0$, kan vises for dette tilfælde at være givet ved

$$P_e(t) = \sum_n p(n) \cos^2(\pi F_r \sqrt{n+1} t) \quad (3)$$

hvor $p(n)$ er sandsynligheden for at finde n fotoner i kaviteten (fotonfordelingsfunktionen), og det er antaget, at Q er uendelig stor. Dette udtryk inkluderer også stimuleret emission. Spontan emission fås for $n=0$, dvs. $p(0)=1$.

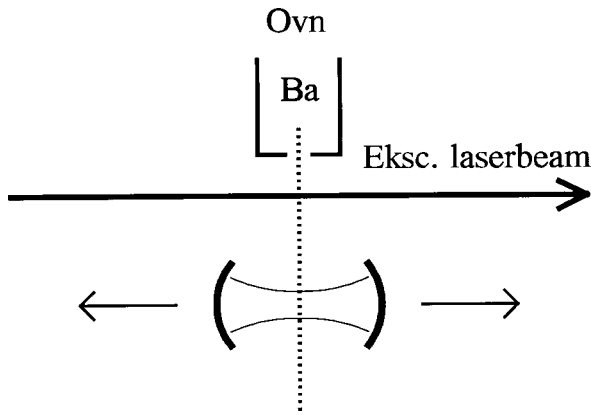


Fig. 1 Skitse af en enkelt atom laser. Ba-atomerne fra ovnen sendes gennem et laserbeam, som exciterer dem til øverste laserniveau, hvorefter de sendes ind mellem spejlene et ad gangen. Selve laserresonatoren for enkelt atom laseren er en høj- Q resonator med en finesse på ca. 10^6 .

Lad os nu undersøge, hvordan feltet kan vokse op i en høj- Q resonator (Q uendelig stor), hvor der sendes ét exciteret to-niveau atom igennem ad gangen. Efter det første atom har passeret resonatoren, vil kvantetilstanden af atom-felt systemet være en lineær superposition af tilstande $|b,0\rangle$ og $|a,1\rangle$. Notationen skal forstås således, at den første tilstand svarer til, at atomet er i exciteret tilstand (tilstand b), men der er 0 fotoner i feltet. Ved den anden tilstand er atomet i grundtilstand (a), og der er 1 foton tilstede i feltet. Idet (3) benyttes, kan superpositionen da skrives

$$|\psi_1\rangle = \cos(\pi F_r t) |E,0\rangle + \sin(\pi F_r t) |a,1\rangle \quad (4)$$

hvor t er den tid, som vekselvirkningen har fundet sted i, altså den tid, atomet opholder sig i kaviteten. Om der er udsendt en foton eller ej, kan checkes ved at undersøge, om atomet efter passagen af kaviteten er i grundtilstand eller ej. Det kan være, at der skal passere N atomer, før en foton er blevet udsendt i resonatoren. Atom ($N+1$) vil da opleve en ny situation, idet der nu er én foton tilstede. I lign. (3) skal man derfor sætte $n=1$, og tilstanden af systemet bestående af atom ($N+1$) og felt, er nu, efter atom ($N+1$) har forladt resonatoren

$$|\psi_{N+1}\rangle = \cos(\pi F_r \sqrt{2t}) |b,1\rangle + \sin(\pi F_r \sqrt{2t}) |a,2\rangle \quad (5)$$

På den måde kan man fortsætte, indtil en stationær tilstand er nået. Dette sker, når fotonantallet er n_0 , hvor n_0 skal have en sådan størrelse, at $(\pi F_r (n_0+1)^{1/2} t)$ er et helt multiplum af π . Når dette opfyldt, vil et atom altid forlade resonatoren i exciteret tilstand, fordi sinus i de analoge udtryk til (3) og (4) er blevet nul. Sådan en tilstand er i øvrigt kraftig ikke-klassisk, fordi fotonantallet og dermed lysintensiteten er præcist defineret, hvorved faseren er komplet vilkårlig. Et sådant felt vil ikke have amplitudefluktuationer, i modsætning til et klassisk felt, hvor intensitetsfluktuationerne er proportionale med $n^{1/2}$.

I fig. 1 er vist en skitse af enkelt atom laseren fra MIT¹. Selve den optiske resonator er hjertet i laseren. Den er opbygget af to konkave spejle med krumningsradius 10 cm anbragt 1 mm fra hinanden. Resonatoren havde en finesse på 8×10^5 svarende til, at hvert spejl har en reflektans på 99,99961%. Yderligere var det

et krav, at spejlafstanden varierede mindre end 10^{-4} nm, samt at et feed-back system kunne holde resonansfrekvensen præcist på frekvensen svarende til den atomare overgang i bariumatomerne (791 nm). Bariumatomerne udsendes fra en ovn og løber gennem en laserstråle, inden de sendes ind mellem spejlene. Laserstrålen exciterer atomerne, så de er i det øverste laserniveau, når de kommer ind i resonatoren. Levetiden for dette niveau er ca. 3 μ s, mens det kun tager ca. 0,2 μ s for atomet at passere resonatoren.

Udgangseffekten fra laseren er ca 2,5 nW svarende til ca 10^7 udsendte fotoner pr sekund. Ud fra denne effekt samt reflektansen af spejlene kan den cirkulerende effekt mellem spejlene udregnes og dermed fotonantallet mellem spejlene betsemes. Dette er vist i fig. 2, hvor fotonantallet i stationær tilstand ses som funktion af det gennemsnitlige antal atomer i resonatoren, når atombeamet sendes igennem denne. Det ses, at ved gennemsnitlig ét atom i resonatoren er der ca. 11 fotoner cirkulerende mellem spejlene. Den fuldt optrukne kurve er beregnet ud fra den ovenfor skitserede teori for et system bestående af et enkelt atom i vekselvirkning med det kvantiserede elektromagnetiske felt i en resonator mode.

Enkelt atom laseren virker altså nærmest på atomar skala, hvor kun enkelte atomer og fotoner er tilstede og svarer derfor ikke rigtig til den sædvanlige opfattelse af en laser, hvor en stor mængde fotoner er tilstede i moden. Der er ikke nogen tærskelværdi, hvor laseren går i gang. Man kan næppe kalde emissionsprocessen for stimuleret emission, men snarere for kvantiseret Rabi oscillation. Enkelt atom laseren er imidlertid spændende, fordi den kan bruges til eksperimentelle undersøgelser inden for området "Cavity Quantum Electrodynamics". Den kan benyttes til at danne ikke-klassiske elektromagnetiske felter, og dermed anvendes til undersøgelser af ikke-klassisk statistik. F.eks. er det let at fremstille en to-foton laser, hvor to fotoner emitteres samtidigt.

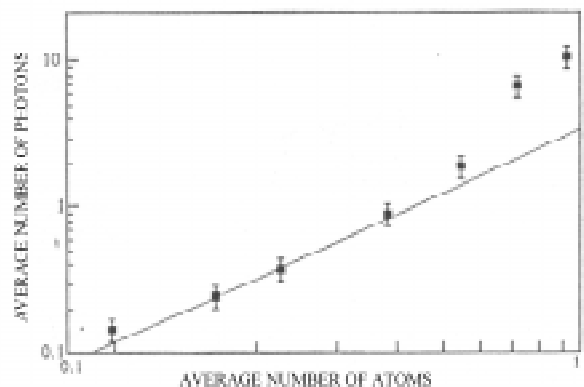


Fig. 2 Fotonantal i det cirkulerende felt mellem spejlene i en enkelt atom laser som funktion af antallet af atomer mellem spejlene. Når der i gennemsnit er ét atom ad gangen i resonatoren, ses det, at der findes ca. 11 fotoner i det cirkulerende felt. Den fuldt optrukne kurve er det forventede antal ud fra teorien omtalt i teksten (fra Ref. 1).

Referencer

1. K. An, J. J. Childs, R. R. Dasari, and M. S. Feld, Phys. Rev. Lett. **73**, 3375 (1994).
2. R. G. Hulet, E. S. Hilfer, and D. Kleppner, Phys. Rev. Lett. **55**, 2137 (1985).

Se også følgende litteratur:

M. S. Feld and K. An, "The Single-Atom Laser", Scientific American, July 1998, 41 (1998).

B. G. Levi, "Cavity Lasers When Occupied, on Average, by Less Than One Atom", Physics Today, Feb. 1995, 20 (1995),
S. Haroche and D. Kleppner, "Cavity Quantum Electrodynamics", Physics Today, Jan. 1989, 24 (1989).



Torben Skettrup. Docent ved Danmarks Tekniske Universitet. Uddannet civilingeniør (1964) og lich. tech. (1970) ved DTH. Har i mange år undervist og forsket i ulineær optik, senest arbejdet med kvasi-fasetilpasning i ulineære optiske processer som f.eks. anden harmonisk generering og optisk parametriske oscillation. Torben Skettrup modtog i 1995 en hæderspris fra DOPS for sin indsats som pædagog og underviser i optik.