

Ljus med frekvensskärpa eller kort varaktighet

Sune Svanberg

Med hjälp av lasrar kan ljus med unika egenskaper genereras. Många superlativer kommer ofta till användning i laser-sammanhang. Mycket höga energier kan erhållas i laserpulser, så höga att förhållanden nödvändiga för laserdriven fusion eventuellt kommer att kunna uppnås. I denna artikel skall vi främst behandla två andra egenskaper för lasrar, nämligen möjligheten att åstadkomma extremt frekvensskarpt ljus (skarpare än 10^{-5} Å) och pulser av extremt kort varaktighet (kortare än 10^{-12} s = 1 ps). Dessa extrema kan ej uppnås samtidigt, vilket är en direkt följd av osäkerhetsrelationen, eller om man så vill, av de matematiska egenskaperna hos Fouriertransformen. Om en laserpuls har en varaktighet Δt , begränsas frekvensskärpan $\Delta \nu$ av

$$\Delta \nu \approx \frac{1}{\Delta t} \quad (1)$$

För $\Delta t = 10^{-9}$ s blir $\Delta \nu \approx 1$ GHz. I synliga området motsvarar detta en våglängdsbreddning på ungefär 0,01 Å. En pikosekundpuls (10^{-12} s) måste på samma sätt ha en oskärpa på något 10-tal Ångström. En extrem frekvensskärpa kan endast åstadkommas med kontinuerliga lasrar.

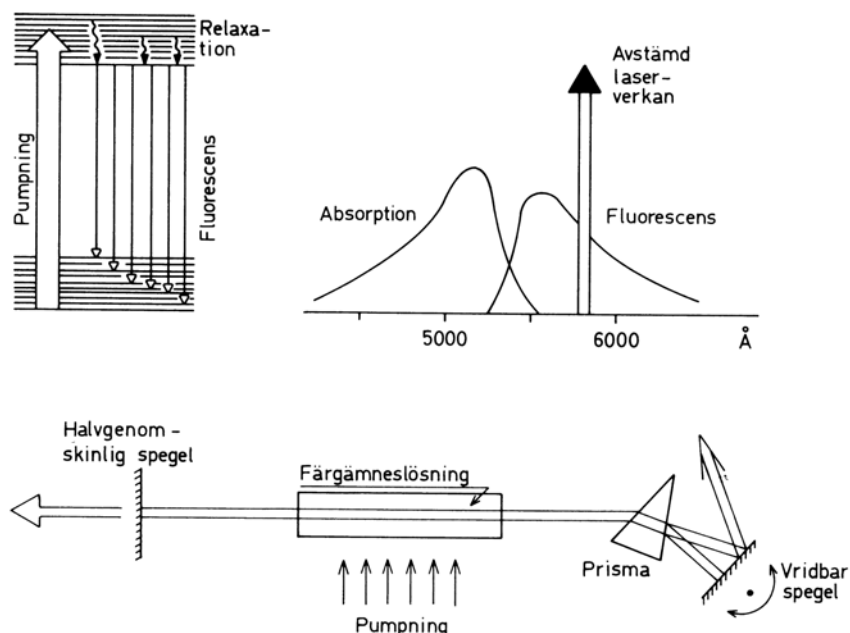
Frekvensskarpt eller kortvarigt laserljus har en mängd spektroskopiska tillämpningar. För praktiska ändamål är färgämneslasrar här av störst intresse. Med hjälp av kontinuerliga lasersystem kan paradoxalt nog extrema i båda dimensionerna alternativt uppnås: frekvensskärpa genom enkelmodgenerering och korta pulser genom modlåsning. Vi skall här redogöra för dessa företeelser vad gäller generering av laserljuset och karakteristik av dess egenskaper samt ange några tillämpningsområden.

Innehåll

Färgämneslasrar	173
Enkelmodgenerering	175
Högupplösande laserspektroskopi	177
Generering av pikosekundspulser	179
Mätteknik i pikosekundsområdet	183
Var går gränsen?	185

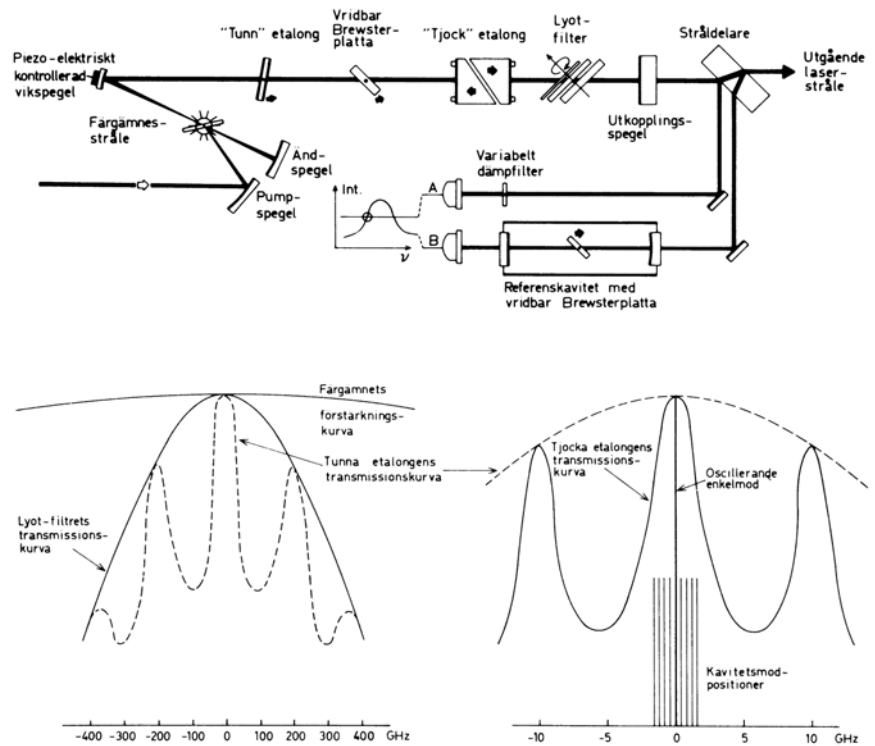
Färgämneslasrar

Färgämneslasrar introducerades av P Sorokin och medarbetare samt F Schäfer och medarbetare år 1966. Dessa ursprungligen pulsade system kompletterades 1970 av en



Figur 1 Principen för en avstämbar färgämneslasers funktionssätt. Resonatoruppbyggnad, energinivåer och motsvarande absorptions- och emissionspektra visas.

kontinuerligt arbetande variant. I en tidigare KOSMOS-artikel (KOSMOS 1977 sid 73) har författaren beskrivit laserverkan i organiska färgämnen och redogjort för ett antal viktiga laserspektroskopiska metoder, där smalbandighet och *avstämbarhet* hos färgämneslasrar kritiskt utnyttjas. 1981 belönades N Bloembergen och A L Schawlow med Nobelpris i Fysik för sina insatser vid utvecklandet av laserspektroskopiska metoder (Se S Svanberg, KOSMOS 1982, sid 7). Grundprincipen för en färgämneslaser ges i Fig 1. Det förstärkande mediet, lasermediet, som i detta fall är ett kemiskt komplicerat organiskt färgämne, upplöst i etanol eller etylenglykol, pumpas till populationsinversion med hjälp av en blixtlampa eller en fixfrekvenslaser. Genom att vibrations- och rotationsstruktur i såväl grundtillståndet som det exciterade tillståndet bl.a. genom växelverkan med lösningsmedlet breddats till band erhålles absorption liksom emission i motsvarande breda band snarare än i diskreta linjer. Om inga speciella föranstaltningar göres kommer laserverkan att erhållas vid färgämnets fluorescensmaximum. Emellertid kan våglängden för laserverkan förskjutas, avstämmas, om en våglängdskänslig återkoppling introduceras, såsom föreslogs av Soffer och Mc Farland 1967. Olika tekniker utnyttjande gitter, prisma, interferens- eller Lyotfilter kan användas. I figuren har ett prismaarrangemang illustrerats. I pulssade system är gitteranvändning vanlig medan kontinuerligt pumpade system oftast utnyttjar Lyotfilter. Med olika färgämnen kan hela det synliga området samt nära UV- och IR-områdena täckas. Linjebredd beror bl a på återkopplingens våglängdskänslighet. Ljus kan endast erhållas för frekvenser, som uppfyller villkoret att stående vågor kan utbildas i



Figur 2 Kontinuerlig färgämneslaser av enkelmodtyp. Laserfrekvensen kan stabiliseras och förskjutas utnyttjande referenskaviteten. Transmissionskurvor för de för enkelmodgenereringen nödvändiga optiska strukturerna visas.

laserresonatoren. I likhet med fallet för Fabry-Pérot interferometern är de tillåtna frekvenserna för de sk longitudinella *moderna* separerade med intervallet

$$\Delta\nu_M = \frac{c}{2L} \quad (2)$$

där c är ljushastigheten och L är resonatorlängden. För en typisk resonatorlängd av 0,5 m blir då modseparationen 300 MHz. Då återkopplingen är måttligt frekvensskarp ($\sim \text{\AA}$) erhålles hundratals lasermoder, som samtidigt oscillerar. En dylik laser medger givetvis ingen hög spektroskopisk upplösning. Hög upplösning kan uppnås genom enkelmodgenerering, vilken beskrives redan i 1977 års KOS-MOS-artikel. Vi skall här främst koncentrera oss på hur högsta möjliga linjeskärpa skall kunna uppnås.

Enkelmodgenerering

I Figur 2 ges en kontinuerligt pumpad laserresonator med optiska element nödvändiga för uppnående av liten linjebredd, samt en översikt av de modhierarkier, som uppkommer svarande mot de olika komponenterna. Resonatoren har tre speglar, varav den ena endast har syftet att av praktiska skäl vika strålgången. Det förstärkande mediet föreligger i form av en plan stråle av färgämneslösningen, varigenom en effektiv kylning av mediet kan uppnås. För

pumpning användes en fokuserad argon eller kryptonjonlaser av ca 10 W effekt. Med hjälp av Lyotfiltret avstäm-
mes lasern grovt till det önskade våglängdsområdet. Ett
Lyot-filter är sammansatt av dubbelbrytande kvartsplattor,
lutade till Brewstervinkel gentemot laserstrålen. Ett dylikt
filter uppvisar ett flertal transmissionsmaxima varav ett
dock är högre än de övriga. På grund av laserverkans
regenerativa natur kommer lasern endast att utnyttja detta
maximum. Med hjälp av en tunn etalong, som lutas så att
ett transmissionsmaximum faller nära Lyotfiltrets maxi-
mum, kan antalet tillåtna kavitetsmoder nedbringas från
några hundra till kanske 5–10 moder. En etalong är en
solid kvartsplatta med partiellt reflekterande ytor. Den är
således en Fabry-Pérot-interferometer med fria spektral-
området

$$\Delta\nu = \frac{c}{2nL} \quad (3)$$

där n är brytningsindex för substratet. Med $L = 1$ mm och
 $n = 1.5$ får vi $\Delta\nu = 100$ GHz, ett tillräckligt stort värde för
att etalongens närliggande transmissionsmaxima skall falla
vid frekvenser, där Lyotfiltret har rejält minskad transmis-
sion. Om ytterligare en etalong (tjockare) införes, med ett
väsentligt mindre fritt spektralområde, säg 10 GHz, och ett
transmissionsmaximum centreras på den gynnsammaste la-
sermoden kan enkelmodgenerering åstadkommas. Närlig-
gande maxima för den tjocka etalongen inträffar för frek-
venser där den tunna etalongens transmissionskurva sjun-
kit, varigenom en enda svängning erhålles. I stället för att
använda två etalonger kunde naturligtvis en enda tunn
etalong med hög *finess* (hög reflexion) ha använts. Skarpa
transmissionsmaxima hade då erhållits och enkel-modge-
nerering vore direkt möjlig. För att erhålla hög reflexions-
förmåga måste dielektriska skikt användas. Dylika kan
dock optimeras endast för begränsade våglängdsområden.
Genom att använda två etalonger med låg *finess* i serie kan
broadbandiga skikt utnyttjas och samma komponenter kan
användas i vida våglängdsband.

Laserns resulterande linjebredd kommer nu att högradi-
digt bestämmas av fluktuationer i kavitets optiska väg-
längd. Dessa kan bero på vibrationer eller oscillationer i
tjockleken på färgämnesstrålen. Linjebreden kan reduce-
ras till ett värde under 1 MHz ($\sim 10^{-5}$ Å) genom en aktiv
stabilisering av kavitets optiska våglängd. Härför erford-
ras en styrsignal, som man kan erhålla från en yttre refe-
renskavitet. En del av ljuset från lasern sändes genom
kaviteten till en detektor medan en annan del direkt får
träffa en detektor. Med hjälp av en planparallell kvarts-
platta under Brewstervinkel förskjutes transmissionsmaxi-
mat för referenskaviteten så att hälften av maximal trans-
mission uppnås. En liten frekvensändring hos lasern resul-
terar då i en diskret intensitetsändring på detektorn. Där-
emot ger frekvensändringen ingen intensitetsändring vid

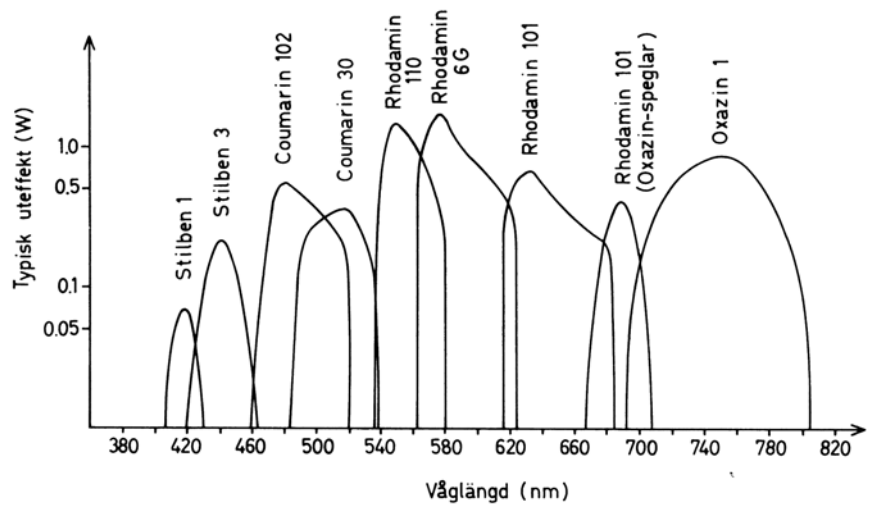
den direkta detektorn. Om systemet nu justeras optiskt och elektroniskt så att de två detektorerna normalt ger lika signal så kommer en faskänslig felsignal att genereras då laserns frekvens ändras genom kavitetslängdsfluktuationer. Ett servosystem ger då signaler för kompensation av kavitetslängden så att den nominella frekvensen återfås. Relativt långsamma fluktuationer kan kompenseras genom vridning i laserkaviteten av en Brewsterplatta av samma typ som den i referenskaviteten. Snabba fluktuationer ($> \text{kHz}$) måste dock kompenseras med ett element med snabbare frekvensrespons (mindre massa). En av speglarna (vikspegeln) göres då mycket liten och lätt och förskjutes piezoelektriskt till rätt position.

Referenskaviteten kan nu användas för ytterligare ett viktigt ändamål, nämligen för att svepa laserns frekvens. Om Brewsterplattan vrides genom att en rampspänning matas till den galvanometerspole, som plattan är sammankopplad med, kommer en felsignal att genereras, som leder till en kontinuerlig justering av laserkavitetslängden och därmed en kontinuerlig frekvensändring. Om ej etalongerna i kaviteten efterjusteras kommer snabbt en närliggande kavitetsmod att bli mera optimal än den ursprungliga och ett modhopp tillbaka i frekvens sker. Däremot håller den ursprungliga moden sin identitet och en kontinuerlig frekvensförskjutning erhålles om moden hela tiden har optimala transmissionsförhållanden. Detta uppnås genom att den tunna etalongen vrides elektroniskt på ett beräknat sätt. Regleringen för den tjocka etalongen (10 GHz) är dock mycket mera kritisk och här användes ett servosystem för att centrera dess transmissionsmaximum över kavitetsmoden. Ofta användes en Fabry-Pérot med luftspalt och interferometers plattavstånd moduleras då något och de inducerade ändringarna i laserintensiteten detekteras faskänsligt för generering av en centrerande styrsignal.

Med den här beskrivna tekniken kan en frekvensskarp laser kontinuerligt svepas ca $1/2 \text{ Å}$. Genom att i kaviteten även införa en elektrooptisk fasmodulator har linjebredder ner till 10 kHz uppnåtts. Med olika färgämnen utnyttjande olika pumplinjer hos jonlasern kan enkelmodgenerering erhållas i området 410–950 nm. Storleksordningen 100 mW kan erhållas. En 10-faldig effektökning kan nås med ringlaserarrangemang, där frånvaron av stående vågor i lasermediet tillåter att hela populationsinversionen kan nyttiggöras för den utvalda moden. Kommersiella system finns tillgängliga från flera leverantörer. I Fig 3 ges avstämningskurvor för olika färgämnen.

Högupplösande laserspektroskopi

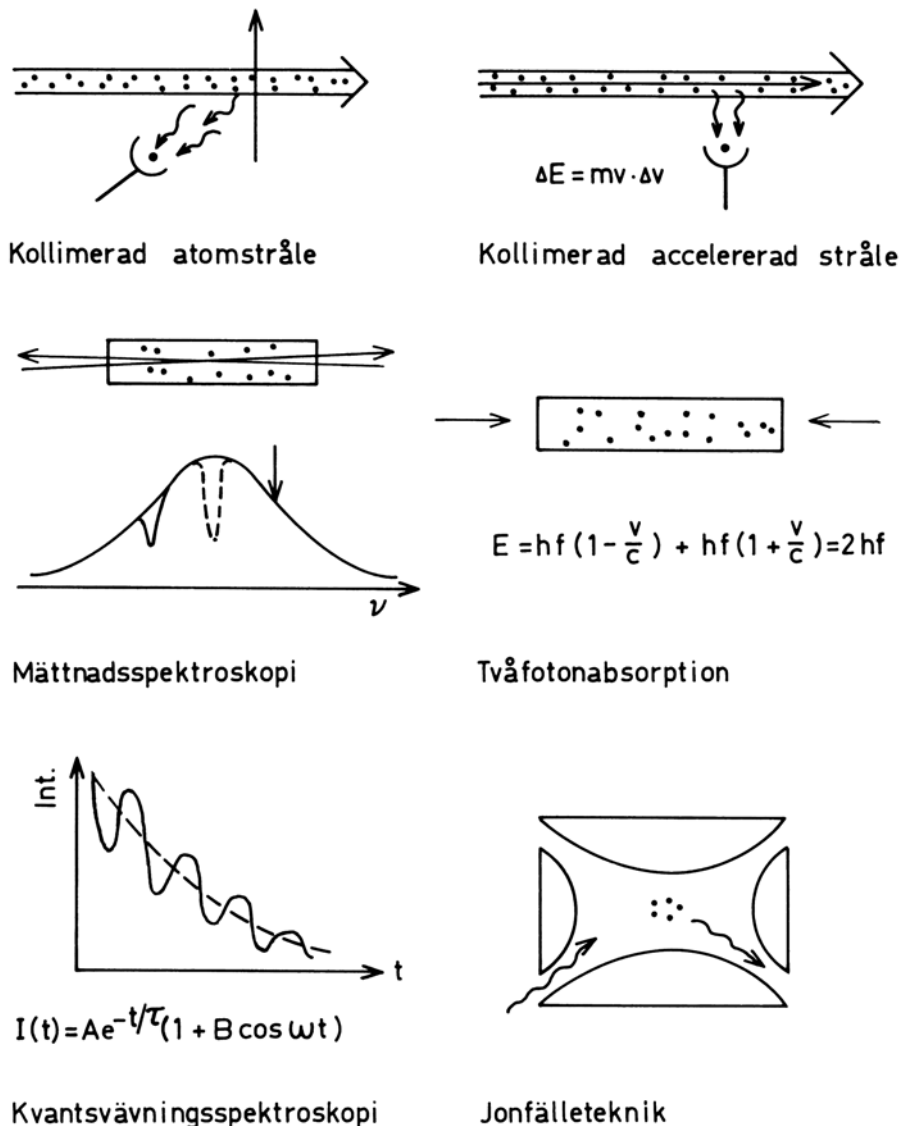
En typisk Dopplerbredd för en spektrallinje på grund av den termiska rörelsen hos atomerna eller molekylerna är



Figur 3 Lasringsprofiler för olika färgämnen använda i en kommersiell ringlaser av enkeltmodtyp.

1 GHz eller 10^{-2} Å i det synliga området. Lasrarnas låga linjebredd kan således utnyttjas endast om Dopplerfria mätmetoder användes. Ett flertal sådana metoder beskrivs i författarens tidigare KOSMOS-artikel. I tekniken med kollimerade atomstrålar belyses atomer vinkelrätt mot flyktriktningen varigenom Dopplerspridningen kraftigt minskas. I flera metoder baserade på mättnadseffekter utnyttjas motriktade laserstrålar och koppling mellan laserstrålarna fås enbart vid linjecentrum, där båda laserstrålarna växelverkar med samma hastighetsgrupp. I tvåfotonspektroskopi med motriktade laserstrålar kompenseras Dopplerskiftet i den ena fotonabsorptionen exakt av skiftet i den andra. I jonfälletekniken kan enskilda joner infångas i lämpliga fält och hastigheten kan, t ex genom sk laserkyllning, kraftigt reduceras för jonerna varigenom Dopplereffekten får allt mindre betydelse. Dopplerfria spektra avslöjar linjernas hyperfinstruktur och isotopiförskjutningar, varigenom kopplingen mellan atomkärna och elektronhölje kan studeras. I Fig 4 ges en översikt över några Dopplerfria mätmetoder.

En enkelmodlaser, som med hjälp av en Dopplerfri laserspektroskopisk teknik frekvenslåses till en molekylär absorptionslinje, kan utnyttjas för en noggrann meterdefinition. Teknik har utvecklats för direkt frekvensmätning för optisk laserstrålning. Med hjälp av interferometri kan våglängden för laserstrålningen bestämmas i termer av gällande meterdefinition. Till helt nyligen användes för standardbruk en ^{86}Kr lampa. Genom att multiplicera uppmätta värden för frekvens- och våglängd kan ljushastigheten noggrant bestämmas. Dopplerbreddningen hos den inkoherenta ^{86}Kr lampan var huvudproblemet för uppnående av hög noggrannhet. Genom beslut den 20 oktober 1983 av Conférence Générale des Poids et Mesures i Paris har man valt att i stället för att mäta upp ljushastigheten *definiera* den till



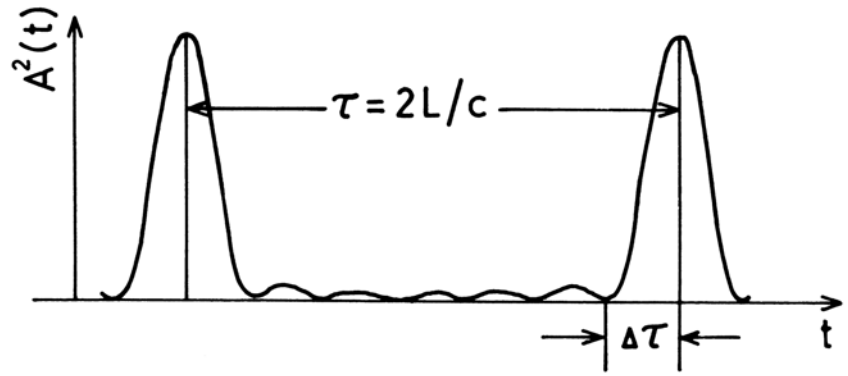
Figur 4 Schematisk översikt av ett antal laserspektroskopiska metoder, där upplösningen ej längre begränsas av Dopplerbreddningen. Se även KOSMOS 1977, sid 77–85.

$$c = 299.792.458 \text{ m/s}$$

Längdenheten 1 meter är då den vägsträcka som ljus förflyttar sig i vacuum under en tidsrymd av $1/299.792.458$ s. Som sekundära standards för meterdefinitionen användes He-Ne eller färgämneslasrar, som låsts till absorptionslinjer i CH_4 eller I_2 . Dessa linjers våglängd är nogt nogt angivna i termer av primärdefinitionen.

Generering av pikosekundspulser

Vi skall nu beskriva hur en färgämneslaser kan bringas att generera extremt korta ljuspulser. Som nämnts kan en färgämneslaser i avsaknad av frekvensdiskriminerande element svänga på ett stort antal moder. Dessa är separerade i vinkelfrekvens från varandra med $\Delta\omega = 2\pi (c/2L) = \pi c/L$, och deras inbördes faser är helt orelaterade. Om vi nu



Figur 5 Intensitetsfördelningen i ti- faslåsta lasermoder av samma inten- den erhållen genom interferens av 7 sitet (Ekv 5–7).

antar att vi har ett idealiserat fall av $2N + 1$ moder av samma amplitud E_0 och att närliggande moder har en konstant inbördes fasrelation

$$\varphi_k - \varphi_{k-1} = \alpha \quad (4)$$

(modlåsning) så kan det totala ljusfältet skrivas som

$$E(t) = \sum_{l=-N}^N E_0 \exp [i (\omega_0 + l\Delta\omega)t + l\alpha] \quad (5)$$

där ω_0 är centrum(vinkel)frekvensen. I evalueringen av uttrycket känner vi igen samma typ av matematik som för intensitetsberäkningen för ett gitter och vi erhåller

$$E(t) = A(t) \exp(i\omega_0 t) \text{ med} \quad (6)$$

$$A(t) = E_0 \frac{\sin[(2N + 1) (\Delta\omega t + \alpha)/2]}{\sin [(\Delta\omega t + \alpha)/2]} \quad (7)$$

Ekv (6) beskriver en optisk sinusformad bärvåg av frekvens ω_0 som i tiden amplitudmoduleras enligt ekv (7). Ljusintensiteten är proportionell mot $A^2(t)$. I Fig 5 ges denna för fallet 7 låsta moder. På grund av fasrelationen (4) kommer de kontinuerliga delvågorna att interferera konstruktivt till kortvariga pulser separerade i tiden med

$$\tau = 2L/c \quad (8)$$

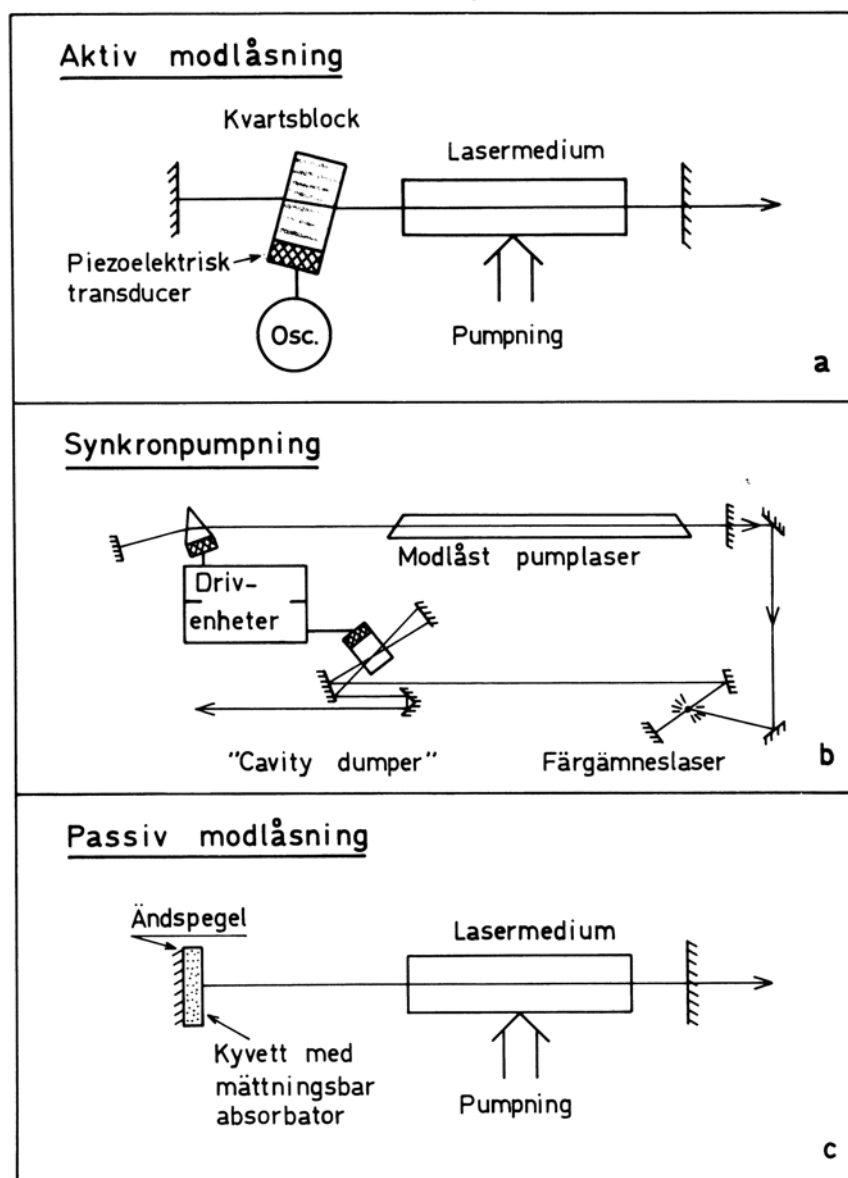
(Pulsmaxima inträffar när nämnaren i (7) går mot 0). Pulsseparationen är alltså tiden för ljuset att gå fram och tillbaka i kaviteten ("round trip time"). Av uttrycket (7) framgår även att tiden från pulsmaximum till första nollstället blir

$$\Delta\tau = \frac{2\pi}{(2N + 1) \Delta\omega} = \frac{1}{\nu_{\text{osc}}} \quad (9)$$

$\Delta\tau$ är alltså inversen av laserns totala oscillerande bandbredd ν_{osc} och vi kan se att för att uppnå liten pulslängd erfordras ett stort antal låsta moder. I en färgämneslaser med ett brett avstämningselement, resulterande i 5 Å bandbredd, fås vid modlåsning pulser av få pikosekunders längd. Av Ekv (7) framgår, att pulsintensiteten $A^2(t)$ är proportionell mot $(2N + 1)^2 E_o^2$. Om vi ej har modlåsning utan godtyckliga faser blir ljusintensiteten proportionell mot $(2N + 1) E_o^2$. Vi ser att för en modlåst färgämneslaser kan mycket höga toppeffekter nås.

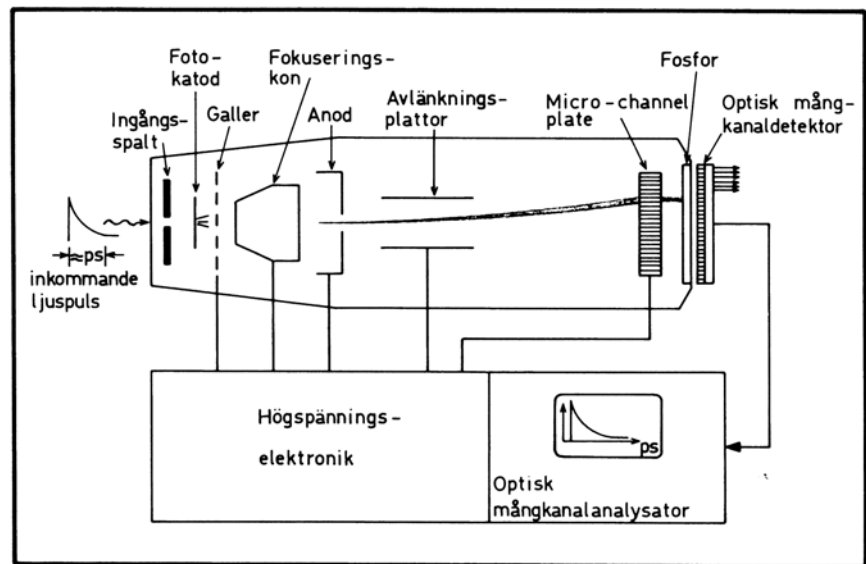
Vi skall nu beskriva hur modlåsning enligt uttrycket (4) kan åstadkommas. Två principiellt olika metoder kan användas: *aktiv* eller *passiv* modlåsning. Aktiv modlåsning erhålles genom att laserns förluster eller förstärkning moduleras på en frekvens, som svarar mot modseparationen. Härför användes ofta en Braggcell (Se Fig 6a). Då genereras för varje mod sidband som faller exakt på närliggande moder. Härigenom kopplas successivt alla moderna i fas. Ett alternativt synsätt är att se förlustmodulationen som en slutare i kaviteten. Slutaren är bara öppen under korta ögonblick separerade med "round-trip" tiden. Under sådana möjligheter kan en enda kavitetsmod ej svänga, ej heller kan multimodoscillation med orelaterade faser ske eftersom varje mod blir kraftigt dämpad. Om däremot faserna är kopplade som i Ekv (4) erhålles för energidistributionen i resonatorn en kortvarig puls, som passerar slutaren när den är öppen, vilket sker vid exakt rätta tillfällen. På grund av laserverkans "regenerativa" natur tenderar faserna att låsa sig på det sätt som ger upphov till låga effektiva förluster (vid pulsbildning). Ett vanligt sätt att modlåsa en jonlaserpumpad färgämneslaser är att använda s k *synkronpumpning*. En aktivt modlåst jonlaser av samma kavitetslängd som färgämneslasern användes då (i praktiken justeras färgämneslaserns längd). Lasermediet är populationsinverterat endast under korta tidsintervall och endast en i kaviteten studsande ljuspuls, som hela tiden passerar det förstärkande mediet vid rätt tidpunkt, kan förstärkas (Fig 6b). Genom att använda ytterligare en Braggcell i färgämneslasern kan en studsande puls kastas ut ur resonatorn då den vuxit sig stark i avsaknad av halvgenomskinlig utkopplingsspegel. Genom denna s k *cavity-dumping* teknik kan starkare pikosekundspulser erhållas med större tidsseparation än vid vanlig modlåsning. En enskild pikosekundpuls kan sen förstärkas i successiva steg utnyttjande förstärkarceller med färgämne, pumpat av en pulsad fixfrekvenslaser av högeffekttyp, tex en frekvensfördubblad Nd:YAG laser (532 nm).

Vid *passiv* modlåsning använder man sig av en mättningsbar absorbator (speciella färgämnen) av liten tjocklek ($\sim 100 \mu\text{m}$). Vid tillräckligt höga ljusintensiteter minskar absorbatorns absorption. Vid modlåsning med tillhörande pulsformning erhålles dessa intensiteter medan orelaterade



Figur 6 Modlåsning av lasrar. a) Aktiv modlåsning utnyttjande en Bragg-cell. b) Synkronpumpning av en färgämneslaser. Den aktivt modlåsta pumplaseren har samma resonatorlängd som färgämneslasern. Principen för cavity-dumping utnyttjande en Braggcell visas även. Då cellen aktiveras deflekteras den i resonatorn uppbyggda pulsen ut ur kaviteten. c) Passiv modlåsning utnyttjande en mättningsbar absorbator.

kavitetsmoder alla absorberas kraftigt och stryps. Lasermoderna arrangerar sig då så att oscillation och intensitetsuppbyggnad kan ske och passiv modlåsning uppnås. Störst effektivitet fås om absorbatoren placeras i direkt anslutning till ena spegeln så att ännu högre intensitet fås från den vändande pulsen (Fig 6c). I tekniken med *kolliderande pulser* användes en ringkavitet och ett extremt tunt mättnadsmedium, vanligen i form av en vätskestråle. I ringkaviteten cirkulerar ljuset i båda riktningarna. Endast då extremt korta pulser samtidigt från båda hållen passerar mättnadsmediet erhålles tillräcklig "blekning" så att god transmission erhålles. På detta sätt har en pulslängd på 90 fs (femtosekunder, 10^{-15} s) uppnåtts, svarande mot 50 Å spektralbredd. De formella bevisen för aktiv och passiv



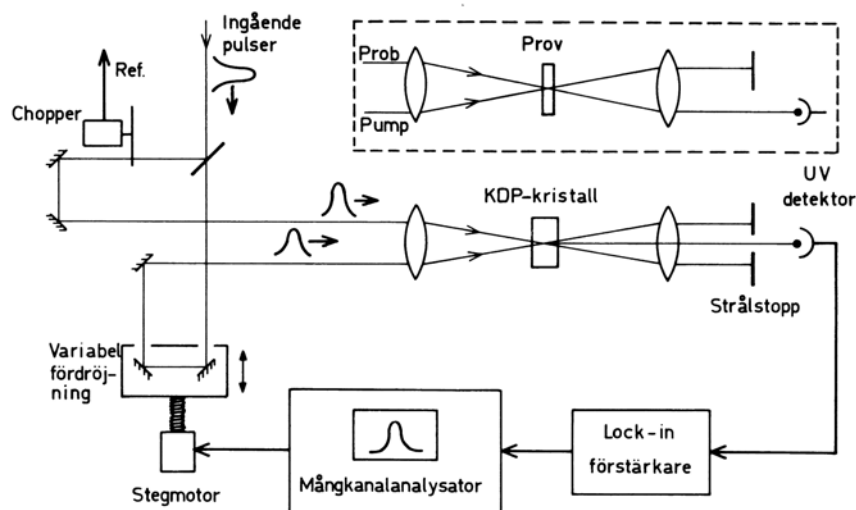
Figur 7 Principen för en streak-kamera.

modlåsning är relativt komplexa och vi nöjer oss här med ovanstående plausibilitetsresonemang.

Helt nyligen har man genom s k *pulskompression* kunnat nedbringa pulslängden ytterligare. En femtosekundpuls sändes då genom en optisk fiber, vars brytningsindex beror på intensiteten. Den spektrala fördelningen breddas och pulslängden förkortas genom efterföljande passage av en våglängdsberoende fördröjare bestående av två gitter. Den kortaste pulsen som producerats har en längd svarande mot endast 14 optiska perioder.

Mätteknik i pikosekundsområdet

Mätteknik i det ultrasnabba tidsområdet måste naturligtvis bli ganska speciell. Med s k *streak-kameror* kan snabba förlopp direkt fångas ungefär som på ett oscilloskop. Andra mätmetoder bygger på tvåpulsanvändning (pump- och prob-puls) och tidsskillnader genereras genom optisk fördröjning (0,3 mm/ps). Mätteknik är erforderlig dels för att karakterisera laserpulserna, dels för att studera snabba fysikaliska fenomen. Principen för en streak-kamera ges i Fig 7. Det infallande ljuset träffar en fotokatod. De frigjorda elektronerna accelereras, fokuseras och avlänkas med plattor på vilka en ytterst snabbt växande rampspänning pålagts. Den avböjda elektronstrålen träffar en elektronförstärkarplatta (micro-channel plate), där varje infallande elektron ger upphov till en elektronskur. Elektronfördelningen genererar ett ljusstråk i en fosfor. Intensiteten över skärmen är proportionell mot den tidsupplösta ljusintensiteten. Stråket läses med ett känsligt optiskt mångkanalsystem och intensiteten ges ut på ett oscilloskop. Avancerade mätsystem finns kommersiellt tillgängliga. Den högsta tidsupplösningen är ca 1 ps. I Fig 8 visas hur bredden hos pikosekundspulser kan mätas med s k autokorrelationstek-



Figur 8 Mätning av pikosekundspulser med autokorrelationsteknik. Innomat visas hur ett provs relaxationshastighet kan undersökas med pump/prob teknik.

nik. Den infallande pulsen delas upp i två delar som båda fördröjes; den ena variabelt genom att ändra längden hos en fördröjningsarm. Strålarna fokuseras in i en icke-linjär kristall av kaliumdivätefosfat (KDP), där frekvensfördubbling kan ske. För kristallen kan erforderlig fasmatchning fås längs bisektrisen till de två infallande strålarna om pulserna anländer samtidigt. Den genererade frekvensfördubblade strålningen uppmätes som funktion av tidsfördröjningen. Ur den mätta kurvan kan pulsens längd och form bestämmas. Flera andra metoder, som bygger på icke-linjära fenomen, kan även användas tex fluorescens utlöst efter tvåfotonabsorption.

För mätningar på verkliga prov kan KDP-kristallen ersättas med provet. En stark pump-puls överför ett stort antal molekyler från ett lägre energitillstånd till ett övre. Därigenom minskar absorptionen av en svag, fördröjd prob-puls. Varaktigheten av den nya situationen kan mätas genom att successivt ändra fördröjningen. På detta sätt kan relaxationsprocesser studeras. Vi kan speciellt notera, att tidsupplösta absorptionsmätningar utnyttjande ett pikosekundkontinuum relativt enkelt kan utföras. Om en pikosekundspuls sändes in i en vätska, tex vatten, genereras ett våglängdskontinuum genom sk självfasmodulering av den från början betydligt frekvensskarp strålningen. Även fluorescens kan monitoreras med två-puls teknik utnyttjande sk *up-conversion*. Man åstadkommer då icke-linjär summafrekvensgenerering i en icke-linjär kristall genom att blanda det exciterande laserljuset med det utlösta fluorescensljuset. En ljusintensitet proportionell mot fluorescensljusintensiteten genereras då i ett mycket kortvågigare område (härav teknikens namn). Snabba fenomen förekommer främst i vätskor och fasta kroppar. Sålunda kan biologiska processer såsom fotosyntesen och synprocessen studeras. Laserstyrda kemiska reaktioner ("bond-selective

chemistry”) erfordrar ofta ytterst korta excitationspulser. Snabba förlopp i halvledarmaterial är vidare av stort intresse. Uppenbarligen kan även snabba fenomen för fria atomer studeras, t ex hyperfinstrukturkvantsvävningar.

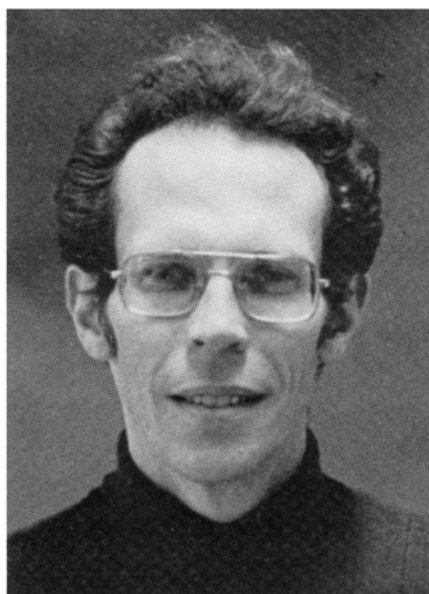
Var går gränsen?

Vi har i denna artikel diskuterat extremt frekvensskarpa lasrar och mycket kortvariga laserpulser. Man kan fråga sig hur långt teknikerna kan drivas. Redan nu kan avstämbara lasrar med en frekvensskärpa på något 100-tal Hz konstrueras. För att en dylik linjeskärpa spektroskopiskt skall kunna utnyttjas erfordras övergångar mellan långlivade tillstånd, vilka ger en mycket liten linjebreddning på grund av osäkerhetsrelationen. Vidare måste den breddning, som är associerad med atomers ändliga uppehållstid i laserstrålen reduceras. Detta kan ske genom multipla växelverkningar (s k Ramseyfransteknik) eller genom att det studerade systemet bringas till vila. Stillastående absorbatorer är även attraktiva därför att de ej är utsatta för det svaga Dopplerskift, som alltid finnes hos rörliga system oberoende av rörelseriktningen (andra ordningens Dopplereffekt $\sim v^2/c^2$). Joner kan bringas till vila i en jonfälla (Fig 4). En spektroskopisk upplösning på $1:10^{14}$ synes vara i sikte.

Vi har sett att pulser av en varaktighet svarande mot ett fåtal optiska perioder kan genereras. Pulser av en femtosekunds längd torde kunna genereras. En dylik puls har dock Fourierkomponenter distribuerade över hela det synliga området varför det konventionella spektroskopibegreppet förlorar sin mening.

Litteraturhänvisning

- O Svelto, *Principles of Lasers*, 2nd Edition, Plenum, New York 1982.
W Demtröder, *Laser Spectroscopy*, Springer Series in Chemical Physics Vol 5, Springer-Verlag, Heidelberg 1981.
S Svanberg, *Atom- och Molekylspektroskopi*, Sigmatryck LTH, Lund 1982.



SUNE SVANBERG (f 1943) professor, Fysiska Institutionen, Lunds universitet.