

# Laserkøling af lagrede ionstråler

Niels Kjærgaard og Niels Madsen, IFA, Århus Universitet  
 Jørgen S. Nielsen, ISA, Århus Universitet

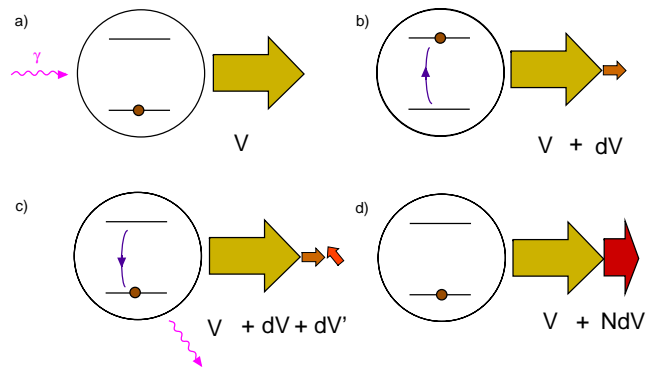
## Introduktion

I ASTRID studeres dynamikken for kolde lagrede ionstråler. Med laserlys er det muligt at manipulere hastighedsfordelingen for lagrede ioner og opnå såkaldt *laserkøling*. Samtidig kan laser-ion vekselvirkningen bruges til at probe egenskaber ved ionstrålen. Tilsammen giver dette et stærkt værktøj til at observere effekter af rumladning i lagrede stråler. Information om opførselen af en ionstråle når rumladningseffekter bliver af betydning er af generel interesse inden for acceleratorfysik, hvor man typisk ønsker tætte stråler af ladede partikler. En gammel drøm er at køle en lagret ionstråle så meget, at den bliver krystallinsk, men dette er endnu ikke observeret eksperimentelt. I en krystallinsk stråle vil ionerne sidde låst fast i rumlig ordnet struktur i et minimum for pseudopotentialet skabt af de ydre magnetiske kræfter fra lagringen og ionernes indbyrdes elektriske frastødning.

For det stråledynamiske formål er det sådan set kun af betydning, at vi har med ladede partikler at gøre, og studierne af kolde stråler er derfor meget generel. For at opnå en laser-ion vekselvirkning, der kan bruges som værktøj til at laserkøle og observere en ionstråle, er det imidlertid vigtigt, at energiniveauerne for ionernes elektronstruktur har en speciel natur.  $^{24}\text{Mg}^+$  er et eksempel på en sådan ion, og denne har været studeret i ASTRID siden 1993.

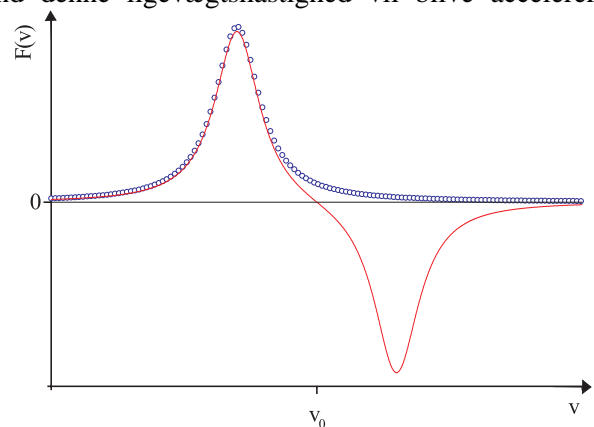
## Dopplerkøling

Til laserkøling af  $^{24}\text{Mg}^+$  i ASTRID benyttes ultraviolet lys ved 280 nm. Dette kan eksitere ionernes yderste elektron til en højereliggende energitilstand, som *kun* kan henfalde til grundtilstanden – en såkaldt *lukket optisk overgang*. Fra grundtilstanden kan ionen på ny eksiteres ved absorption af en foton fra laserfeltet. Da laserfotonerne bærer impuls, vil absorption give anledning til en lille impulsændring for ionen i laserens udbredelsesretning, mens rekylet fra den efterfølgende spontane emission vil ændre ionens hastighed i en *tilfældig* retning. Betragter vi effekten af at gentage denne proces mange gange, bliver nettoresultatet en hastighedsændring for ionen i laserens udbredelsesretning. De tilfældige impulsstørrelser fra spontane emissioner vil have en *symmetrisk* fordeling og bidrager derfor ikke i middel. Figur 1 skitserer situationen. Resonant laserlys påvirker således ionen med en middel-



**Figur 1.** a) Indkommende foton og ion i grundtilstand. b) Ionen eksiteres ved fotonabsorption og får et impulsspark i laserens udbredelsesretning. c) Den eksiterede ion henfalder til grundtilstanden ved udsendelse af en foton. Rekylet herfra giver ionen et impulsspark i en tilfældig retning. d) Effekten af at gentage a)-c) mange gange er en netto hastigheds ændring i laserens udbredelsesretning.

kraft i laserens retning. På grund af den optiske overgangs *naturlige liniebredde* kan ionerne absorbere fotoner med en frekvens forskellig fra den perfekte resonansfrekvens. Sandsynligheden for at absorbere sådan quasi-resonante fotoner aftager jo længere frekvensen kommer fra resonans (fordelingen er en Lorentz). Lyskraften aftager dermed også bort fra resonans og bliver *hastighedsafhængig* grundet det Dopplerskift af laserlysets frekvens, som en ion i bevægelse ser. Figur 2 viser formen af denne *Dopplerkraft* (blå signatur). Ved at introducere endnu en laser, der udbreder sig i modsat retning af den første (giver modsat rettet kraft), kan man opnå en samlet laserkraft som angivet med rød signatur på Figur 2. Det ses, at for hastigheden  $v_0$ , som bliver sat af valget af laserfrekvenser, er den samlede kraft 0. Ioner langsommere end denne ligevægtshastighed vil blive accelereret,



**Figur 2.** Blå cirkler: Form af Dopplerkraften fra en laser. Rød linie: Samlet kraft fra to modpropagerende lasere.

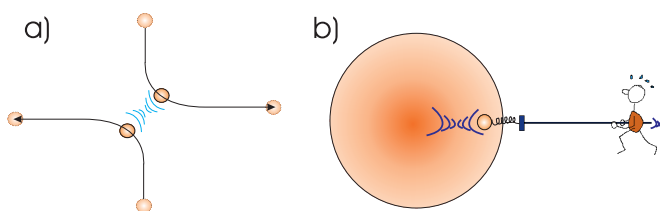
mens ioner, der er hurtigere, vil se en negativ kraft og decelereres. I de her beskrevne eksperimenter er  $v_0 = 8,93 \cdot 10^5$  m/s.

Den tilfældige proces med spontane emissioner giver anledning til *hastighedsdiffusion* og Dopplerkøling er derfor forbundet med en endelig spredning i hastigheder omkring  $v_0$ . For  $^{24}\text{Mg}^+$  svarer denne såkaldte Dopplerkølingsgrænse til en temperatur på 1 mK.

I ASTRID laserkølingseksperimentet overlappes en cirkulerende, *kontinuert* ionstråle med sådan to modpropagerende lasere over en af lagerringens lige sektioner. Man kan således manipulere ionernes longitudinale hastigheder til at ligge inden for en meget smal fordeling centreret omkring  $v_0$ . Dopplerkølingsgrænsen giver en fundamental nedre grænse, for hvor smal fordelingen kan blive, men i praksis nås denne ikke grundet forskellige opvarmningsmekanismer hidrørende fra den hurtige ionstråles vekselvirkning med lagerringen.

### Sympatetisk køling og rumladning

Dopplerkølingsmekanismen beskrevet ovenfor virker i ionstrålens longitudinale retning. På grund af Coulomb-frastødningen mellem ionerne er det imidlertid muligt via kollisioner mellem de enkelte partikler at få overført impuls fra de transversale dimensioner til den longitudinale (se Figur 3), hvor laserne så kan hente den ud. Dette giver anledning til såkaldt *sympatetisk køling* af ionstrålens transversale dimensioner. Den sympatetiske køling vil dæmpe amplituden for ionernes *betatronoscillationer* og formindske strålens *emittans*.



**Figur 3.** a) Via kollisioner mellem de enkelte ioner kan impuls overføres fra ionstrålens transversale dimensioner til den longitudinale. b) Ionstrålen set som et hele virker på den enkelte ion med en rumladningskraft.

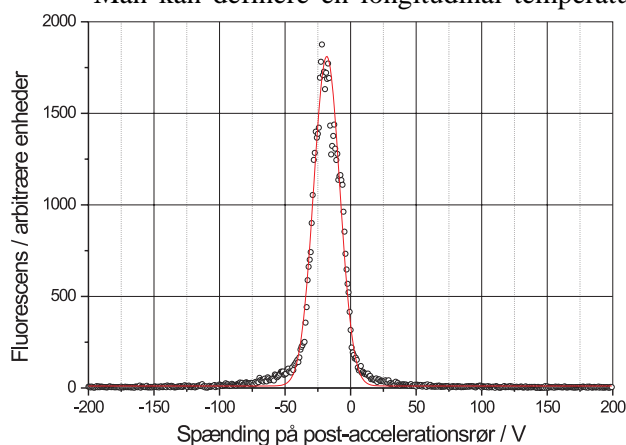
Når ionerne i strålen ved laserkøling mister kinetisk energi, kan de ydre magnetiske kræfter fra ringen begrænse dem til et lille volumen. Det er intuitivt klart at frastødningen mellem de ladede partikler vil søge at modvirke en samling på et sted (jvf. fig 3.b). Coulomb-kraften fra strålen, set som et hele, på den enkelte ion begynder altså at blive af betydning for høje tætheder. Disse såkaldte rumladningseffekter er af stor interesse inden for acceleratorfysik, hvor man ofte ønsker ionstråler med høje tætheder (i for eksempel kollisionseksperimenter). Diagnostikken beskrevet ne-

denfor er et kraftfuldt værktøj til at studere rumladningseffekter med.

### Diagnostik af en laserkølet ionstråle

Effekten af laserkøling på en lagret ionstråle kan måles ved at benytte laserinduceret fluorescens fra en probelaser, resonant med den samme optiske overgang som bruges til køling. Man udnytter her de fotoner der udsendes ved spontan emission under processen a)-c) på Figur 1 til at "se" strålen med. Ved at probe strålen over en lille brøkdel af ringen med en svag laserintensitet undgås nævneværdig ændring af ionstrålens hastighedsfordeling. Probelaseren overlappes med ionstrålen over en lige sektion i ringen (forskellig fra kølesektionen). I midten af denne probesektion passerer ionerne igennem et såkaldt post-accelerationsrør, der blot er rundt metalrør med en længde på 40 cm, som kan påtrykkes en elektrisk spænding. Sættes en spænding på røret vil ionerne her blive skiftet lokalt i hastighed, når de bevæger sig ind i røret (fx accelereres ved negativ spænding), for dernæst at blive skiftet tilbage til deres oprindelige hastighed, når de forlader røret. Herved kan man vælge, hvilken hastighedsklasse probelaseren er resonant med i røret. Udenfor post-accelerationsrøret er probelaseren langt fra resonans for ioner, der befinder sig omkring centeret  $v_0$  for hastighedsfordelingen, og Dopplerkraften i probesektionen er forsvindende sammenlignet med den kraft, ioner udsættes for i kølesektionen. Gennem vinduer i post-accelerationsrøret kan strålen observeres, og ved at måle raten af udsendte fotoner som funktion af spændingen på røret kan man bestemme strålens longitudinale hastighedsfordeling. Figur 4 viser et eksempel på en sådan hastighedsprofil, der er tilnærmet med en Gaussisk fordeling (rød). Spredningen i hastighed er 9,9 V svarende til 45 m/s.

Man kan definere en longitudinal temperatur



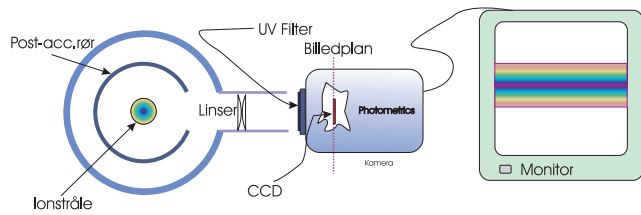
**Figur 4.** Eksempel på måling af den longitudinale temperatur for en ionstråle, ved at måle den laserinducerede fluorescens fra probelaseren som funktion af spændingen på post-accelerationsrøret.

ud fra:

$$T = \frac{m \langle (v - v_0)^2 \rangle}{k_B}$$

hvor  $m$  er ionmassen,  $\langle (v - v_0)^2 \rangle$  er variansen i hastighed og  $k_B$  er Boltzman-konstanten. I eksemplet på Figur 4 findes temperaturen 6 Kelvin.

Transversale størrelser for den af probelaseren oplyste stråle kan måles ved at afbilde den oplyste stråle ind på CCD-chip'en i et digitalt kamera. Princippet er skitseret på Figur 5. Fra sådanne billeder udtrækkes de

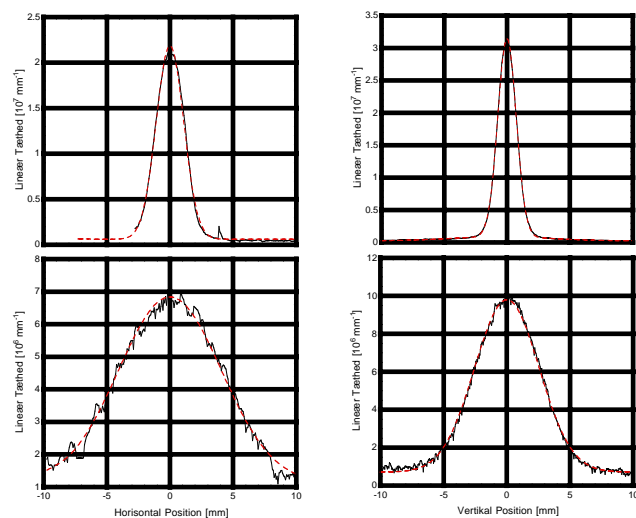


**Figur 5.** Princip for måling af transversale størrelser for ionstrålen. Til venstre ses et snit gennem post-accelerationsrøret, hvor den oplyste ionstråle afbildes ind på en CCD-chip.

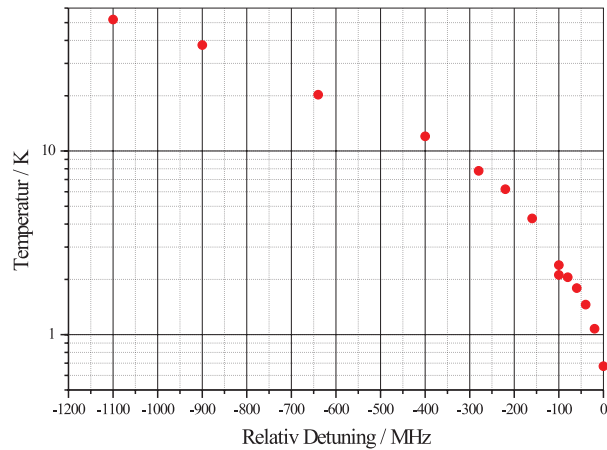
transversale ionstråleprofiler i de vertikale og horisontale dimensioner. Figur 6 viser eksempler på profiler for kølede og ukølede ionstråler, og de kølede stråler ses at være tydeligt smallere grundet den sympatetiske køling af de transversale dimensioner.

### Begrænsninger i de opnåelige størrelser

Ionstråleens longitudinale temperatur bliver sat af, hvor langt (såkaldt detuning) kølelaserens frekvens ligger fra resonans for en ion med den ideale hastighed  $v_0$ .

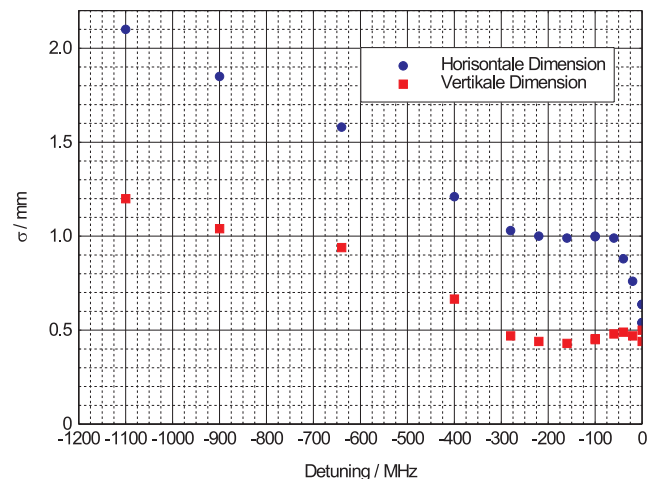


**Figur 6.** Eksempler på målte transversale profiler i de horisontale (til venstre) og vertikale (til højre) dimensioner for  $5,8 \cdot 10^7$  cirkulerende ioner i ASTRID. Øverst er vist laserkølede stråler, mens de nederste profiler er for ukølede stråler.



**Figur 7.** Den longitudinale temperaturs afhængighed af kølelaserens detuning fra resonans.

Figur 7 viser udviklingen i longitudinal temperatur som funktion af kølelaserens detuning fra resonans. Der cirkulerer  $400 \text{ nA}$  ( $\approx 10^8$  ioner) i lagringen, og den longitudinale temperatur er fundet som beskrevet ovenfor. Figur 8 viser de tilsvarende transversale størrelser for ionstrålen. De transversale profiler beskrives godt med Gaussiske fordelinger  $\propto \exp(-x^2 / 2\sigma^2)$ , og spredningen  $\sigma$  bruges som mål for ionstråleens transversale størrelse. Det ses, at mens strålen bliver stadig longitudinalt koldere, når der detunes mod resonans, opstår der plateauer i de transversale størrelser omkring  $-300 \text{ MHz}$ , hvor det ikke er muligt at gøre strålen mindre med sympatetisk køling. Dette skyldes formodentlig at ionstrålen undergår et rumladningsstunneskift, hvor arbejds punktet ( $Q_x, Q_y$ ) (jvf. introduktionsartiklen om ASTRID) bevæger sig mod resonanser. Grundet rumladningsfrastødning vil den effektive, stadafhængige fjederkonstant  $k(s)$  i Hill's ligning formindskes, og frekvensen for ionernes quasi-harmoniske, transversale oscillationer ændres mod lavere værdier. Plateauerne i de transversale størrelser kan således forstås som en ligevægt mellem den sym-

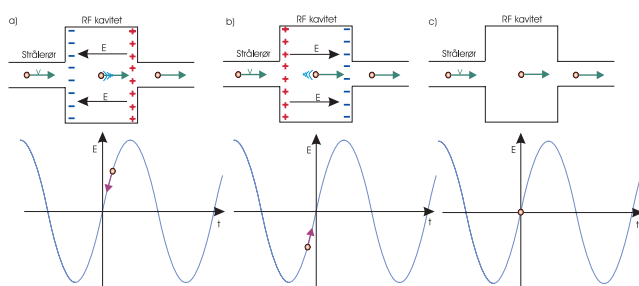


**Figur 8.** De transversale størrelser afhængighed af kølelaserens detuning fra resonans.

patetiske køling og opvarmning fra resonanser. For detuningen tættere på resonans end  $-100$  MHz kan kølelaserne ikke længere holde ionerne i én smal hastighedsfordeling, og størstedelen af ionerne befinder sig i varme haler til fordelingen. Figur 7 viser kun temperaturen for den lille del, der forbliver i en smal top. Det tilsyneladende fald i horisontal størrelse for disse små detuningen skyldes derfor, at der er meget få kolde partikler, som kan ses med probelaseren.

## Laserkøling af bundtede stråler

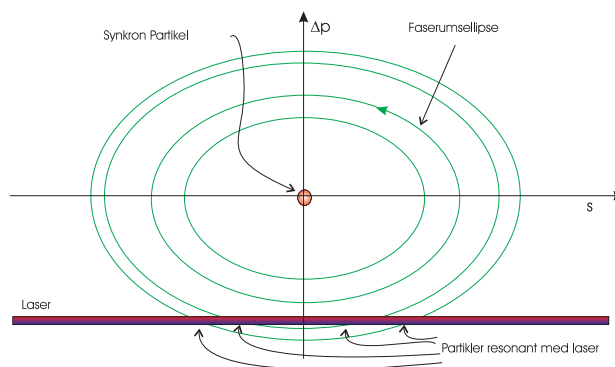
I det ovenstående har vi betragtet en kontinuert ionstråle. Som beskrevet i introduktionsartiklen om ASTRID er det muligt at bundte en lagret ionstråle ved at etablere et longitudinalt, harmonisk varierende elektrisk felt et sted i lagringen. Figur 9 illustrerer princippet.



**Figur 9.** Det varierende elektriske felt ( $E$ ) påvirkning af positive partikler passerende en RF-kavitet i lagringen. a) Partikel passerer lidt tidligere end det synkrone tidspunkt.  $E$ -feltet er modsatrettet partiklens bevægelse således at den bremses lidt. b) Partikel passerer lidt senere end det synkrone tidspunkt:  $E$ -feltet går i partiklens bevægelsesretning og virker accelererende. c) Partiklen passerer netop til det synkrone tidspunkt og ser ikke noget felt. Dens hastighed ændres ikke. (Bemærk at hastigheden godt kan være forskellig fra den ideale således at partiklen efter næste omløb i lagringen ikke nødvendigvis ankommer til det synkrone tidspunkt).

Partikler i et bundt vil udføre longitudinale *synkrotronoscillationer* omkring en *synkron partikel* (partikel, der altid ankommer til synkront tidspunkt i RF-kaviteten, jvf. figur 9). Afbildes impulsafvigelsen  $\Delta p$ , i forhold til en sådan synkron partikel mod longitudinal stedafvigelse  $s$  (et såkaldt faserumsdiagram), vil partiklerne bevæge sig på homotetiske (dvs. med samme facon) ellipser som vist på figur 10. Dette har en stærk analogi i bevægelsen for et svingende pendul, hvis man her bruger vinkelafvigelse og impuls som faserumskoordinater. Identiske penduler med forskellige udsvingsamplituder vil nemlig ligeledes bevæge sig på homotetiske ellipser i faserummet.

For bundtede partikler udførende synkrotronoscillationer ses (figur 10), at en laser med negativ detuning i forhold til resonans for en synkron partikel, vil vek-



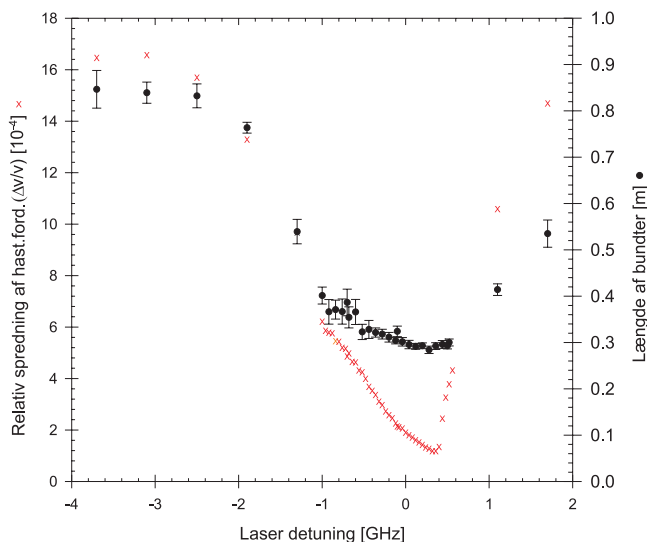
**Figur 10.** Synkrotronoscillationer i longitudinalt faserum. Partikler der ikke er synkrone vil vekselvirke med laseren og korrigeres til at bevæge sig på mindre faserumsellipser

selvirke resonant med partikler bevægende sig på ellipser over en vis størrelse (sat af detuningen). Disse partikler korrigeres til at bevæge sig på stadig mindre ellipser i faserummet, indtil lyskraften har skubbet dem så langt væk fra resonans, at de i det væsentlige ikke vekselvirker med laseren mere på et faserumsomløb. Da impulsen for partikler, der vekselvirker med laseren, ændres mod impulsen for en synkron partikel, er det således muligt at køle en bundtet stråle med en enkelt laser. Valget af laserdetuning sætter partiklernes maksimale hastighedsafvigelse fra en synkron partikel.

Når laseren formindsker arealet i faserummet som et bundt udfylder, er det imidlertid ikke muligt for alle partikler at have samme *position* i bundtet som en synkron partikel. Dette skyldes den tidligere omtalte rumladningsfrastødning, der opstår når man prøver at samle mange ens-ladete partikler på samme sted. Der vil således opstå begrænsninger i den opnåelige længde for et bundt under køling som følge af ligevægt mellem den frastødende rumladningskraft og den fokuserende kraft fra RF-kaviteten. I det meget kolde tilfælde, hvor laseren er detunet tæt på resonans for en synkron partikel, vil det faserumsareal, som partiklerne bevæger sig indenfor, derfor blive smalt langs  $\Delta p$ -aksen, men udstrakt langs  $s$ -aksen på figur 10. Længden af bundter kan findes ved at måle den inducerede spænding på en ladningsfølsom pick-up i ringen som funktion af tid. Figur 11 viser, hvorledes bundtlængden udvikler et plateau, mens den longitudinale temperatur fortsat bliver koldere, når kølelaseren detunes mod resonans for en partikel med idealhastigheden.

## Udviklingen af en ionstråle i virkelig tid

Ved at anvende en såkaldt billed-forstærker (anbragt i billedplanet på figur 5), der kan forstærke lyssignalet fra ionstrålen, er det for nylig blevet muligt at følge den transversale udvikling i tid af lagrede ionstråler. En billed-forstærker består i det væsentlige af en fotokatode, hvor indkommende fotoner ved fotoelektrisk



NB: kan downloades fra:  
<http://www.ifa.au.dk/isa/isaact98.pdf>

- Niels Madsen *et al.*, Limits to Bunched Beam Laser Cooling, i *Sixth European Particle Accelerator Conference, EPAC'98*, redigeret af S. Myers *et al.* (IOP Publishing, Bristol,1998), s. 1043.  
 NB: kan downloades fra:  
<http://www.cern.ch/accelconf/e98/PAPERS/THP21F.PDF>
- C.S. Adams og E. Riis, Laser Cooling and Trapping of Neutral Atoms, *Progress in Quantum Electronics* 21, 1 (1997)

Niels Kjærgaard, cand.scient,  
 Ph.D.-stipendiat ved Institut for  
 Fysik og Astronomi , Aarhus  
 Universitet.

effekt kan rive elektroner løs. Disse accelereres under højspænding gennem en kanalstruktur, hvor de vil forårsage en kaskade af sekundære elektroner. Sværmen af elektroner rammer til slut en fosforskærm, hvor de giver anledning til et kraftigt signal (kan ofte ses med det blotte øje). Billedet af denne skærm kan nu optages med et hurtigt digitalt videokamera og gemmes på harddisk. Herefter kan man analysere sekvensen på en computer og udtrække informationer om stråleprofilen til et givet tidspunkt. Eksempler på sådanne videosekvenser kan ses på internetsiden <http://www.ifa.au.dk/lasercool>, hvor uddybende information om laserkøling af ioner i ASTRID også er at finde.

Niels Madsen, Ph.D., Fellow ved  
 CERN, Genève.

Jørgen S. Nielsen, Ph.D.,  
 Acceleratorfysiker ved ISA, Aarhus  
 Universitet.

ASTRID Laserkølingsgruppen ledes af lektor Jeffrey S. Hangst og består foruden forfatterne til denne artikel af Paul Bowe, Lars Erik Siegfried, Søren Aggerholm, Michael Drewsen og Liv Hornekær.

### Referencer og Litteratur:

- J.S. Nielsen: Generation of Laser Light at 280 nm and Laser Cooling of  $^{24}\text{Mg}^+$  in the ASTRID Storage Ring, Ph.D.-afhandling, Institut for Fysik og Astronomi, Aarhus Universitet, 1995.
- Niels Madsen, Dynamics of laser-cooled ion beams, Ph.D.-afhandling, Institut for Fysik og Astronomi, Aarhus Universitet, 1998.
- J.S. Hangst *et al.*, Laser Cooling of a Bunched Beam in a Synchrotron Storage Ring, *Phys. Rev. Lett.* 74, 4432 (1995)
- Niels Kjærgaard *et al.*, Laser Cooling of a Stored Ion Beam, *ISA Activity Report No. 2*, 76 (1998).