

Lagerringen ASTRID og hendes lillesøster ELISA

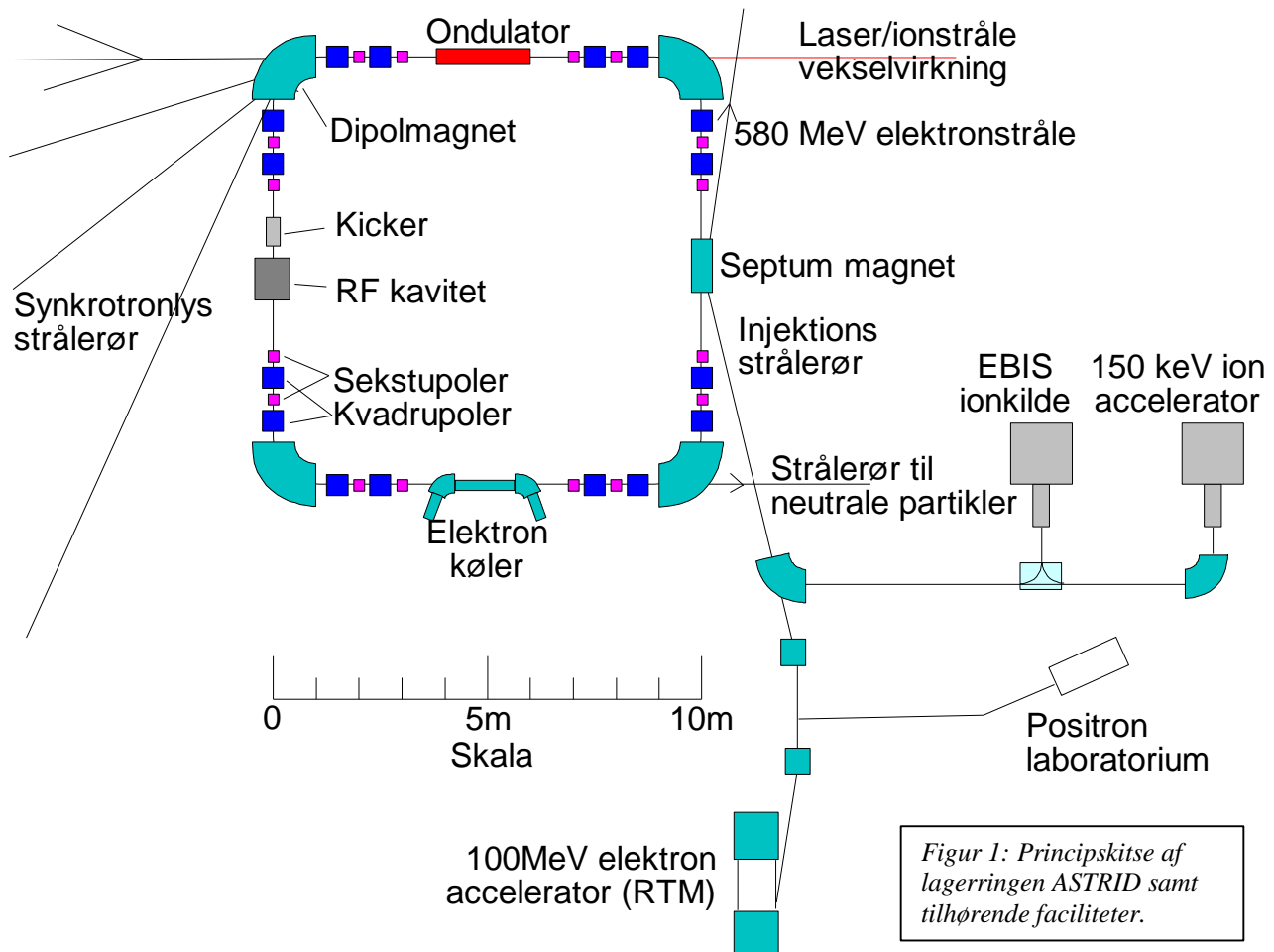
Niels Hertel & Søren Pape Møller, ISA, Århus Universitet

Introduktion og historie

Udviklingen af accelerators har været nært knyttet til elementarpartikelfysikken, der i den forbindelse er synonym med højenergifysik. Ny erkendelse indenfor dette felt har fordret stadig større og større energier. Der har dog været undtagelser fra denne regel, hvor specialiserede accelerators er blevet udviklet til specifikke formål. Et eksempel er synkrotronstrålings lagringene. I begyndelsen var synkrotronstråling et spildprodukt fra elektron-positron "colliderne", men i dag er synkrotronstrålingsfaciliteterne højt specialiserede accelerators med deres egne karakteristika. En anden undtagelse er de såkaldte køler-synkrotroner til akkumulering, acceleration, køling samt lagring af intense stråler af ioner. Disse accelerators er udsprunget fra antiproton ringene, specielt LEAR (Low Energy Antiproton Ring), på CERN.

I begyndelsen af 80'erne begyndte LEAR med lagring af antiproton stråler med energier ned til 6 MeV. Elektronkøling og stokastisk køling var blevet udviklet med enorme forbedringer i antiproton strålerne kvalitet. Efter fremkomsten af LEAR, deltog fysikere

fra Århus i designet af ELENA (Extra Low ENergy Antiproton ring), der skulle kunne decelerere og lagre antiprotoner ved energier ned til 200 keV. Dette projekt blev aldrig realiseret, men sammen med LEAR var det forløberen til ASTRID. Samtidig med opbygningen af ASTRID udvikledes der også på andre laboratorier ion lagringene: CRYRING og CELSIUS i Sverige, TSR, COSY og ESR i Tyskland, TARN i Japan samt IUCF i USA. Det var under designet af ELENA blevet klart at opbygningen af en lagring til ioner i Århus kunne øge mulighederne indenfor atomfysik med stråler af hurtige ioner betragteligt, specielt med den eksisterende ionkilde ekspertise. Under designet af ASTRID blev det også indset at en lagring principielt kan lagre både positive og negative ioner samt elektroner. Ved lagring af elektroner kunne forskningspotentialt af ASTRID øges væsentligt ved anvendelse af synkrotronstrålingen indenfor forskellige forskningsområder. Derfor blev ASTRID (Aarhus Storage Ring for Ions and electrons, Denmark) den første lagring i verden der kunne lagre både ioner og elektroner. En principskitse af ASTRID acceleratorkomplekset er vist i figur 1.



Figur 1: Principskitse af lagringen ASTRID samt tilhørende faciliteter.

Alternativt til lagerringe kan ioner også lagres i elektromagnetiske fælder, enten såkaldte "Penning Traps" eller "RFQ Traps". I sådanne fælder findes der ingen feltfrie områder. Yderligere er ionernes middelhastighed overalt forsvindende, hvilket gør detektion af sekundærpartikler, det være sig elektroner eller molekylfragmenter, umulig. Dette i modsætning til lagerringe, som vi skal se herunder.

Vi skal i dette temanummer af KVANT beskrive lagerringsfaciliteterne omkring ASTRID. I nærværende bidrag skal vi specielt se på de relevante acceleratorfysiske aspekter af synkrotroner og lagerringe, eksempelvis ved ASTRID. I de følgende artikler vil der blive givet eksempler på igangværende forskningsaktiviteter både fra ionlagrings- og synkrotronstrålingsprogrammet.

Acceleratorfysik

Der er i tidens løb udviklet mange forskellige typer af accelerators, men en af de mest universelle er den såkaldte synkrotron. Basis for denne acceleratortype er dels acceleration v.h.a. et RF (radiofrekvens) felt dels stærk transversal fokusering ved hjælp af kvadrupolmagneter.

Transversal bevægelse: Magnetisk set består en synkrotron af et system af dipol- og kvadrupolmagneter. Ofte konstrueres en synkrotron af et antal ens celler, der hver især består af et antal dipolmagneter og et vist antal kvadrupolmagneter.

I ASTRIDs tilfælde drejer det sig om en 90°s dipol-magnet med en kvadrupol dublet på begge sider, se fig. 1. Alle dipol-magneterne i en synkrotron har tilsammen en afbøjning på 360° således at ladede partikler vil cirkulere langs en lukket bane. En sådan synkrotron kaldes ved fast energi for en lagerring. Det er velkendt at der gælder en relation mellem magnetfelt B , krumningsradius R samt partiklernes impuls p . I praktiske enheder er denne relation

$$B[\text{T}]R[\text{m}] = 3.3356 p[\text{GeV}/c]$$

Normalt er den transversale bevægelse, vinkelret på den optiske akse af de magnetiske elementer, afkoblet den longitudinale bevægelse. Yderligere er de to transversale komponenter, den horisontale og den vertikale, også uafhængige af hinanden.

Transversal fokusering foretages ved anvendelse af kvadrupolmagneter, se figur 2, hvor polprofilen er hyperbel-formet. Dette giver anledning til et magnetfelt proportionalt med afstanden til centret, $B_x=ky$ samt $B_y=kx$, hvilket sørger for en konstant fokuserende/defokuserende kraft $F_y=k$ samt $F_x=-k$.

Den transversale bevægelse kan nu udledes fra Newtons anden lov, og man får herved Hill's ligning

$$\frac{d^2z}{ds^2} + k(s)z = 0$$

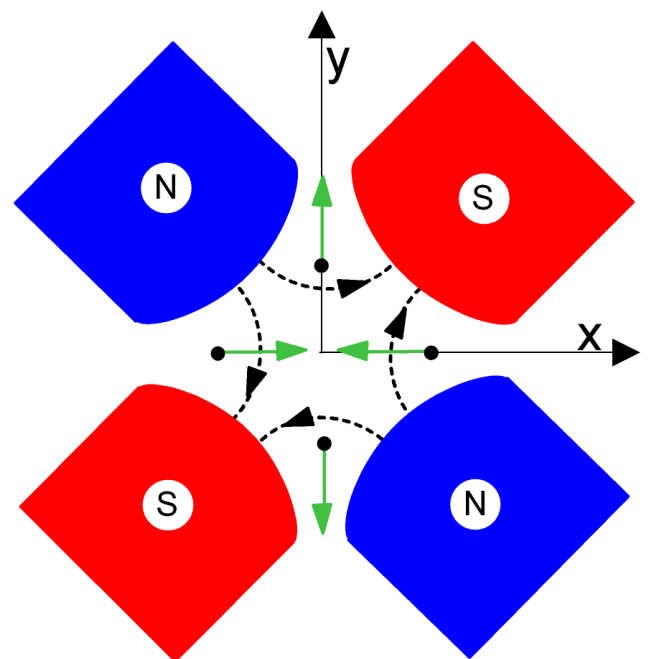
hvor $z = x, y$ er enten den horisontale eller vertikale transversale koordinat og s er koordinaten rundt langs den lukkede bane. Denne ligning er som ligningen for den harmoniske oscillator men med en fjederkraft der afhænger af s : $k(s)=\pm k$ i de fokuserende/defokuserende kvadrupoler samt 0 alle andre steder. Løsningen til denne ligning er en quasi-harmonisk bevægelse

$$z = \sqrt{e} \sqrt{b(s)} \cos(y(s) + I)$$

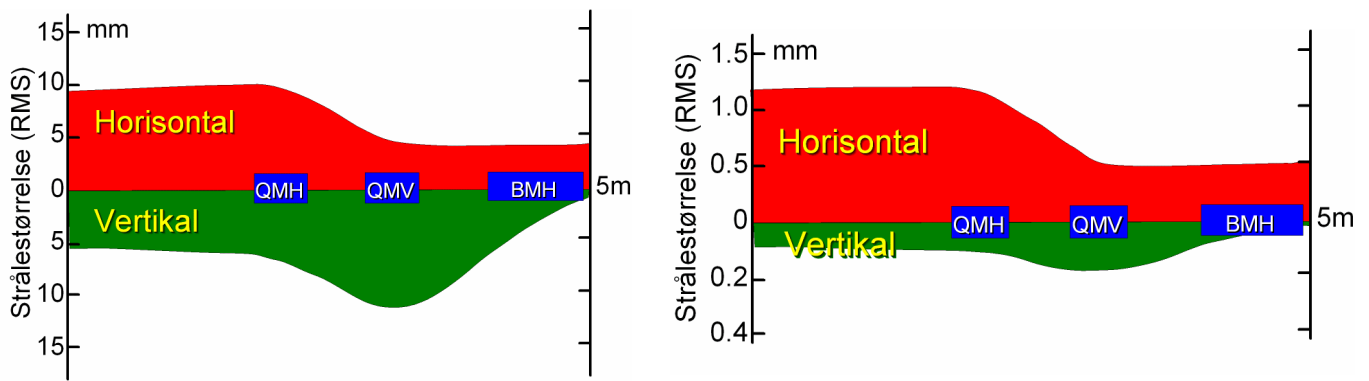
hvor den såkaldte emittans e er en konstant og hvor amplituden b er en funktion af s . Partiklerne foretager altså oscillationer omkring centralbanen, såkaldte betatronoscillationer. Fasen er givet ved

$$y(s) = \int_0^s \frac{dz}{b(z)}$$

Antallet af betatronoscillationer per omgang, den såkaldte 'tune' er givet ved $Q = (y(L) - y(0))/2\pi$, hvor L er omkredsen af ringen. Disse tunes er meget vigtige parametre for stabilitet af betatronbevægelsen. Hvis den horisontale tune Q_x og den vertikale tune Q_y opfylder ligningen $mQ_x + nQ_y = p$ for små hele tal m, n og p ligger arbejds punktet (Q_x, Q_y) på en såkaldt resonans, og bevægelsen er ustabil. Det skyldes at bevægelsen efter et helt antal omgange vil gentage sig selv, hvilket betyder at påvirkningen fra de små, uundgåelige, magnetiske fejl vil addere kohærent.



Figur 2: Kvadrupolmagnet. Feltforløbet er vist med stiplede linier, og kræfter på en negativ partikel med retning ind mod papiret er vist med grønne pile.



Figur 3 Horizontal og vertikal beamstørrelse i 1/8 af ringen af hhv. en ionstråle (til venstre) og en 580 MeV elektronstråle i ASTRID. Bemærk de forskellige y-akser. Elektronstrålens størrelse er ca. 50 mikrometer i midten af dipolmagneten.

I praksis findes løsningen til Hill's ligning ved matrix multiplikation, idet de optiske elementer: dipol-magneter, kvadrupol-magneter samt felt-frie stræk kan repræsenteres ved 2x2 matricer. Tværsnittet af en stråle er nu givet ved $\mathbf{b}_x(s)$ og $\mathbf{b}_y(s)$ samt strålens emittans. Se figur 3 for størrelsen af en typisk ionstråle ved injektion samt af en accelereret 580 MeV elektronstråle.

Ovenstående gælder for en monoenergetisk stråle af ladede partikler uden energispredning. I virkeligheden har en realistisk stråle af enten ioner eller elektroner en given energispredning, der dels leder til såkaldt kromaticitet dels til dispersion. Kromaticitet betyder at fokuseringen afhænger af energien, hvilket betyder at alle partikler ikke har samme tune; med andre ord leder det til en tunespredning. Den anden effekt er at partikler med forskellige energier vil have forskellig afbøjning i magneterne, og derfor have en anden bane i ringen, såkaldt dispersion.

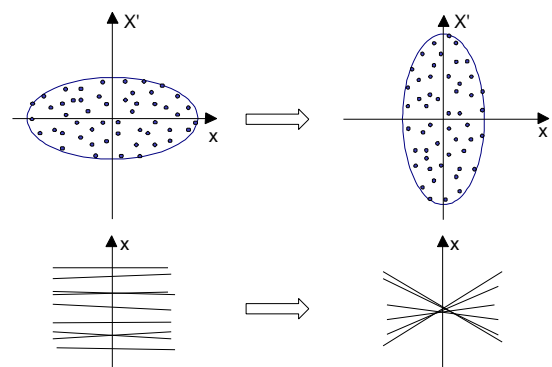
Begrebet emittans: Et centralt begreb indenfor acceleratorfysikken er emittans.

Bevægelsen af en partikel rundt i en accelerator kan beskrives ved en bane i faserummet. For eksempel kan den horisontale transversale bevægelse beskrives i det to-dimensionale faserum bestående af den horisontale position x samt den tilhørende impuls p_x . Til et givet tidspunkt vil alle partiklerne i en stråle fylde et givet område i faserummet.

På grund af Liouvilles teorem er arealet af dette område en bevaret størrelse. Indenfor acceleratorfysikken anvendes ofte divergensen af en partikel $z' = dz/ds$ i stedet for den transversale impuls. Arealet af en partikelstråle i dette faserum kaldes strålens emittans; se fig. 5. Ved konstant energi er denne emittans altså en bevaret størrelse, men under acceleration aftager emittansen proportionalt med impulsen. Af ovenstående fremgår også at man ikke ved hjælp af kvadrupoler kan ændre en strålens emittans.

Det er velkendt at fokuserer man en stråle til et lille tværsnit sker dette på bekostning af en forøgelse af

strålens divergens; se fig. 5. Forudsætningerne for anvendelse af Liouvilles teorem er blandt andet at partiklerne kun påvirkes af konservative kræfter. Vi skal senere se på at man kan formindske en strålens emittans, 'køle' strålen, ved anvendelse af ikke-konservative kræfter.



Figur 5: Eksempel på hvordan stort tværsnit og lille divergens (x, x') ændres til mindre tværsnit og større divergens ved fokusering. Øverst vist i faserummet, nederst i faktiske partikelbaner.

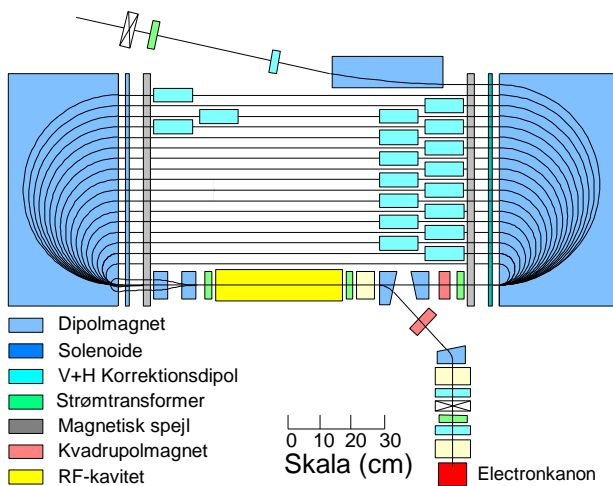
Longitudinal bevægelse: Den longitudinale bevægelse er bestemt af accelerations-aggregatet (RF-kaviteten) over hvilken der er en spændingsforskel $V = V_0 \sin(2\pi f_a t)$ hvor f_a er RF frekvensen, der ofte ligger i radiobølgeområdet; deraf navnet. Partiklerne cirkulerer rundt i ringen med en frekvens $f = bc/L$. I den ideelle accelerator findes der en såkaldt 'synkron' partikel, der altid ankommer til accelerations-sektionen med samme fase F_s efter nulgennemgangen af RF signalet. Hvis dette skal opfyldes må $f_a = hf$, hvor h er det såkaldte harmoniske tal. Det er denne synkronisme der har givet navn til synkrotronen. Der findes faktisk h synkroner faser, og de ladede partikler vil altså under acceleration være bundtet i h bundter. Den synkron partikel vil under acceleration blive påvirket af en energi-tilvækst $\Delta E = qV = qV_0 \sin F_s$ per omløb. Det

er nu klart at denne energitilvækst nøje skal følges af magneternes felter således at afbøjningsradius og fokusering holdes konstant under accelerationen. Partikler, der har en anden fase end den synkrone partikel, vil oscillere omkring den synkrone fase og derfor også fastholdes i den longitudinale bevægelse. Så længe partiklernes hastighed er meget mindre end lysets hastighed skal RF frekvensen øges under acceleration, men efterhånden som partiklernes hastighed nærmer sig lysets bliver frekvensen konstant. Specielt kan frekvensen holdes konstant i elektronsynkrotroner.

Liouvilles teorem gælder også longitudinalt. I acceleratorfysikken anvendes partiklernes impuls og fase som longitudinale faserumskoordinater. Under injektion fyldes ringen af en kontinuert stråle, der derefter bundtes v.h.a. RF feltet inden acceleration. En følge af Liouvilles teorem er derfor at energispredningen øges under denne proces.

Injektorerne til ASTRID

Elektroner injiceres i ASTRID fra en 100 MeV ”væd-



Figur 6: Principskitse af 100 MeV mikrotronen ved ASTRID

deløbsbane” mikrotron; se fig. 6.

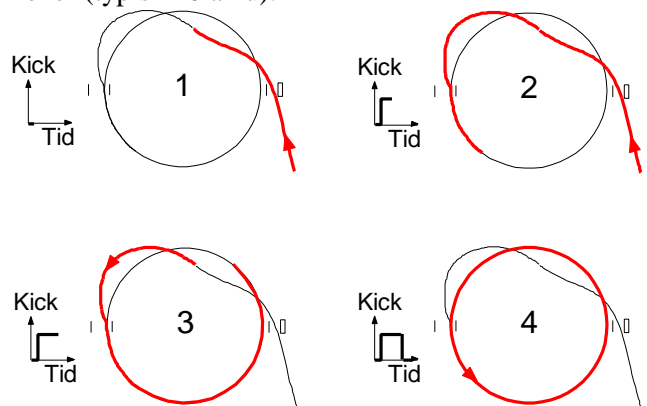
Denne accelerator er også en RF accelerator, hvor energitilvæksten i accelerationssektionen på 5.3 MeV udnyttes 19 gange til at opnå en total energi på 100 MeV. Den anvendte frekvens i mikrotronen er 3 GHz. Denne accelerator er pulseret og kan levere en elektronstråle på 10 mA i 1 mikrosekund med en repetitionsfrekvens på op til 25 Hz.

Ioner injiceres i ASTRID fra en isotopseparator. Denne består af en 200 kV højspændingsterminal, hvor ionkilden er monteret. En separator magnet udvælger den ønskede isotop, og derefter transporteres ionerne gennem den såkaldte injektionsstrålerør ind i ASTRID; se fig. 1. Denne type foraccelerator er særdeles fleksibel idet alle typer ioner kan accelereres, og idet principielt alle typer af ionkilder kan anvendes.

Yderligere kan både positive og negative samt atomare såvel som molekulære ioner accelereres. På det seneste er der opbygget en EBIS (Electron Beam Ion Source) til produktion af multipelt ladede ioner.

Lagring af ioner

Ioner kan lagres i ASTRID ved en såkaldt enkelt-omgangs-injektion; se fig. 7. Her fyldes ASTRIDs omkreds, 40m, med ioner fra fra injektoren. Herefter kan ionerne accelereres fra injektionsenergien til den ønskede lagringsenergi, dog maksimalt til en impuls på 580 MeV/c, svarende til 180 MeV protoner. RF frekvensen er 0.5-5 MHz svarende til harmonisk tal h mellem 1 for højenergetiske protoner og 30 for tunge ioner (typisk 40 amu).



Figur 7. Enkelt-omgangs-injektion af ioner i ASTRID. En kort puls tilføres kickerpladerne, der er placeret modsat septummagneten.

Levetiden af ioner er bestemt af vekselvirkning med restgassen i vacuumsystemet, der typisk har et tryk på $2 \cdot 10^{-11}$ mBar og hovedsagelig består af H_2 . Typiske levetider er fra få sekunder til 30 sekunder bestemt af elektronindfangning og elektrontab.

Lad os også her nævne, at der er flere vigtige del-systemer hørende til en synkrotron/lagerring. Et meget væsentligt system er diagnostik, der skal muliggøre observation af strålen af lagrede partikler, helst ikke-destruktivt, således at strålen kan diagnosticeres under brug. Af andre væsentlige elementer skal her nævnes korrektions- og sekstupol-magneter.

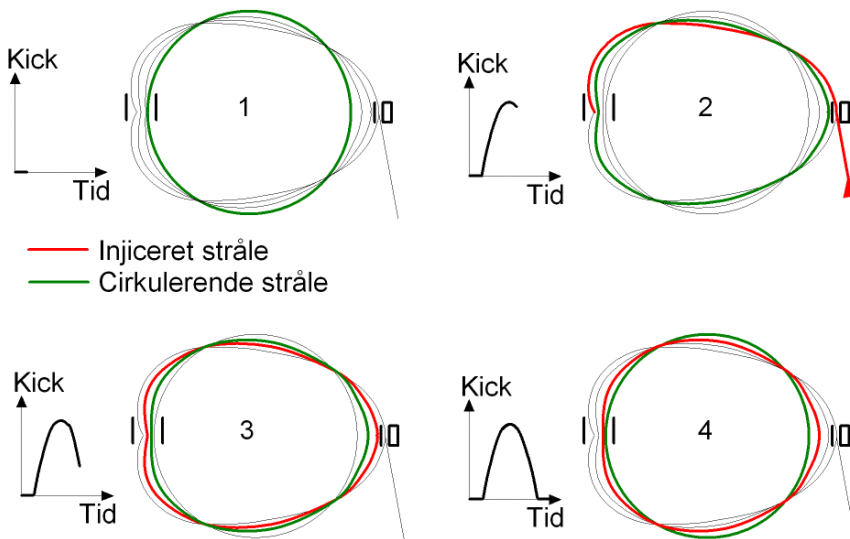
Køling af ioner

Som nævnt ovenfor er de transversale emittanser og den longitudinale emittans normalt bevaret. Imidlertid kan man køle en ionstråle ved at ”snyde” Liouvilles teorem. Dette kan gøres på flere måder. Ved stokastisk køling, som bl.a. har været en forudsætning for antiproton programmet på CERN, detekterer man positionen eller hastigheden af de enkelte ladede partikler (eller grupper af sådanne) og korrigerer derefter

disse ved hjælp af en elektromagnetisk kraft. Ved *elektronkøling*, som vil blive diskuteret i et senere afsnit i dette nummer af KVANT, overlejrer man ionstrålen med en kold elektronstråle. Efterhånden får ionstrålen så samme temperatur som den kolde elektronstråle. Her omgås Liouvilles teorem altså ved at anvende hastighedsafhængige kræfter, gnidningskræfter. En anden kølemetode, *laserkøling*, beskrives også i et senere bidrag til dette nummer af KVANT.

Lagring af elektroner i ASTRID

Elektroner injiceres og akkumuleres i ASTRID ved 100 MeV ved en såkaldt fler-omgangs-injektion; se figur 8. På denne måde kan man tilføje flere elektroner til de allerede cirkulerende elektroner. På grund



Figur 8. Fler-omgangs-injektion af elektroner i ASTRID. En cosinus-formet strømpuls tilføres kickerspølen modsat septummagneten.

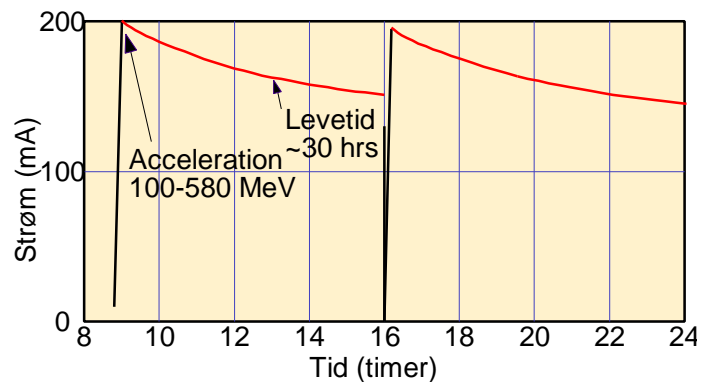
af Liouvilles teorem kan man ikke injicere elektroner i områder af faserummet, hvor der allerede findes elektroner. Processen foretages derfor ved at injicere nye elektroner ved siden af de allerede cirkulerende elektroner. De "nye" elektroner vil nu efterhånden samles oveni de "gamle" på grund af synkrotronstrålingskøling; se nedenfor. Herefter kan nye elektroner igen injiceres, og på denne måde kan man akkumulere en meget stor elektronstrøm, meget større end elektronstrømmen fra injektoren. Typisk leder én injektion til et par mA cirkulerende elektroner. Efter cirka 5 sekunder kan en ny puls injiceres, og på den måde kan man akkumulere 150 mA elektroner ved 100 MeV i løbet af 15 minutter. Herefter accelereres disse elektronerne uden nævneværdige tab til ASTRIDs maximal energi på 580 MeV. RF frekvensen er valgt til 105 MHz, der svarer til 14 elektronbunder. Frekvensen er blandt andet valgt fordi den ligger i det

såkaldte FM-bånd, hvilket betyder at RF-generatorer ved denne frekvens er billige.

Levetiden af den cirkulerende elektronstrøm er en væsentlig størrelse for anvendelsen af en synkrotronstrålingsfacilitet. Den er under de fleste omstændigheder bestemt af vekselvirkning af elektronerne med restgasatomerne samt med de andre elektroner i strålen. Tab af elektroner fra vekselvirkning med restgassen kan skyldes to effekter, dels inelastiske stød mellem elektronerne og restgasatomerne, hvorved der udsendes et gammakvant af så stor energi, at energitabet ikke kan kompenseres af RF-systemet. Dels elastiske stød, hvor elektronen som en følge af spredningsvinklen vil ramme vacuumkammeret. Begge dele kan kontrolleres ved at have et tilstrækkeligt lavt tryk, og normalt vil levetiden på grund af disse effekter være negligerbar hvis trykket er under 10^{-9}

mBar. Det skal her nævnes at vacuumkammeret rammes af den af elektronerne udsendte synkrotronstråling, se næste afsnit, og denne stråling leder til en meget stærk photo-desorption af restgas fra overfladen af vacuumkamrene. Når restgaslevetiden kan negligeres er levetiden bestemt af den såkaldte Touschek effekt, der er spredning af en elektron på en af de andre elektroner, hvorved den får en så stor energiændring at den ikke kan kompenseres af RF systemet. Denne effekt er derfor afhængig af strålens emitans, både transversalt og longitudinalt. I tilfældet af ASTRID er denne levetid under normale driftsbetingelser omkring 30 timer ved

150 mA, og tilsvarende større ved lavere strømme. En typisk synkrotronstrålingsdag for ASTRID er vist i fig. 9., med to daglige injektioner.



Figur 9: Elektronstrøm i ASTRID i løbet af en dag. Accelereret stråle er vist med rødt.

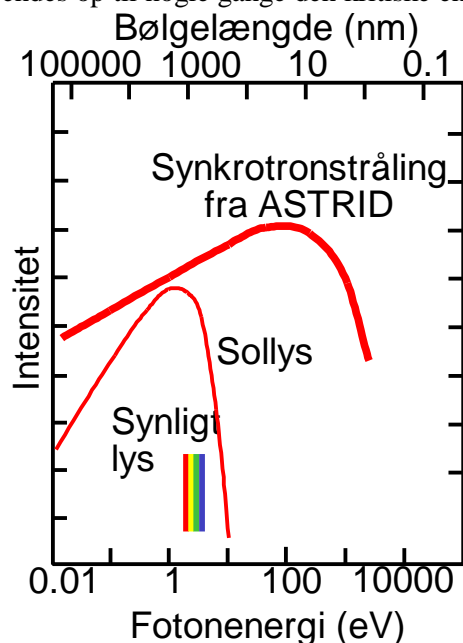
Synkrotronstråling

Når en ladet partikel accelereres udsender den elektromagnetisk stråling. Specielt, når en elektron afbøjes, og dermed accelereres, i en magnet kaldes den udsendte elektromagnetiske stråling for synkrotronstråling. Spektret af den udsendte synkrotronstråling er givet ved en universel kurve bestemt ene og alene af elektronenergien E og magnetfeltet B , samt selvfølgelig den cirkulerende strøm af elektroner. Spektret er karakteriseret af den karakteristiske energi e_c eller bølgelængde I_c givet ved

$$e_c [\text{keV}] = 0.665 B [\text{T}] E^2 [\text{GeV}]$$

$$I_c [\text{\AA}] = \frac{18.64}{B [\text{T}] E^2 [\text{GeV}]}$$

Spektret for ASTRID er vist på fig. 10 og er karakteriseret ved $e_c=360\text{eV}$ medens $I_c=35\text{\AA}$. Det ses af spektret at intensiteten kun er ganske svagt aftagende for energier mindre end e_c medens intensiteten aftager stærkt for energier større end e_c . I praksis kan strålingen anvendes op til nogle gange den kritiske energi.



Figur 10: Spektret af synkrotronstrålingen fra ASTRID. Til sammenligning er vist solens spektrum.

Fotonerne udsendes i den fremadgående retning indenfor en karakteristisk vinkel på $1/\gamma$ ved den karakteristiske energi. Fotoner med højere/lavere energi udsendes indenfor mindre/større vinkler. Dette er en konsekvens af Dopplereffekten, idet strålingen i elektronernes hvilesystem er såkaldt dipolstråling, der udsendes i alle retninger vinkelret på accelerationsretningen.

To andre vigtige størrelser for lagringens drift er elektronernes energitab per omløb U_0 , der skal kom-

penseres af RF systemet, samt den totale udsendte effekt P , der jo vil ramme vaccumkammeret og skal køles væk. Disse er givet ved

$$U_0 [\text{keV}] = \frac{88.5 E^4 [\text{GeV}]}{r [\text{m}]}$$

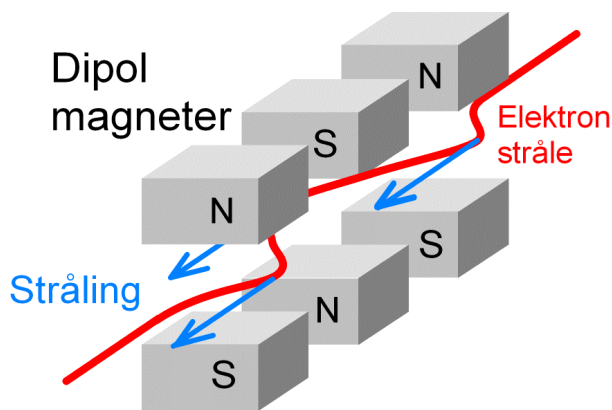
$$P [\text{kW}] = U_0 [\text{keV}] I [\text{Amp}]$$

hvor I er elektronstrømmen og r krumningsradius i magneterne. I ASTRIDs tilfælde er $U_0=8.3\text{keV}$ samt $P=1.7\text{kW}$ for $I=200\text{mA}$.

I forrige afsnit blev nævnt at udsendelsen af synkrotronstrålingen også leder til køling, såkaldt *synkrotronstrålingsdæmpning*, af elektronstrålen. Dette kan let indses i den vertikale plan: De udsendte fotoner udsendes i middel i den fremadgående retning af elektronernes oscillerende bevægelse. Elektronen vil derfor rekylerer i den modsatte retning, men da den tabte energi altid tilføres i den longitudinale retning af RF systemet, vil elektronerne efterhånden få deres hastighedsvektorer rettet op langs den longitudinale akse. I den horisontale retning kompliceres tingene lidt af at elektronerne jo ændrer energi under udsendelse af fotonerne, og på grund af dispersionen vil de derfor også eksiteres i den horisontale retning. Derfor opnår en elektronstråle en horisontal ligevægtsemitans alene bestemt af magneterne samt elektronernes energi. Den horisontale emittans i ASTRID er 0.14 mmmrad (eller 140 nm, nanometer) ved 580 MeV, hvilket svarer til en strålestørrelse på omkring 1 mm og en divergens på 1 mrad. Den vertikale emittans er typisk nogle % af den horisontale, grundet en lille kobling mellem de to transversale bevægelser. Longitudinalt vil elektronstrålen også køles til en lille ligevægtsenergispredning. Køletiderne af elektronerne er stort set givet ved den tid det tager at stråle hele deres energi væk som synkrotronstråling, d.v.s. E/U_0 omløb. Dette svarer til 3 sekunder ved 100 MeV samt 3 millisekunder ved 580 MeV for ASTRID.

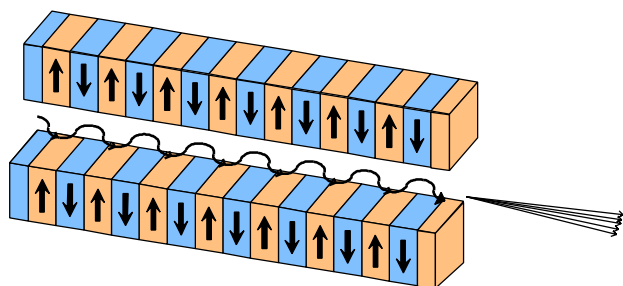
Som nævnt ovenfor er intensiteten af synkrotronstrålingen bestemt af elektronenergien, magnetfeltet samt elektronstrømmen. I visse eksperimenter er det ikke intensiteten, der er bestemmende for antallet af fotoner, der rammer ens prøve, men snarere den såkaldte *brillians* defineret som intensiteten per areal og rumvinkelenhed, eller med andre ord fotonstrålens emittans. Denne er hovedsagelig bestemt af elektronstrålens emittans, og derfor er de sidste år blevet udviklet elektronlagerringe med meget små horisontale emittanser på få nm, der leder til meget høje værdier af brilliansen. Strålingen fra en elektronstråle med lille emittans muliggør monokromatorer (se et senere afsnit i dette nummer af KVANT) med meget høj op-

løsning og/eller fokusering af fotonstrålen til meget små dimensioner.



Figur 11: Principskitse af en wiggler.

I det seneste tiår er der blevet udviklet såkaldte "insertion devices", d.v.s. arrangementer af magneter placeret i lagringen, der har forøget intensiteten og energien af synkrotronstrålingen betragteligt. I en såkaldt "wavelength shifter" afbøjes elektronstrålen lokalt af en magnet med et meget stort magnetfelt, og herved øges den karakteristiske energi proportionalt med magnetfeltet; se figur 11. F.eks. er der blevet opbygget sådanne "wigglere" af superledende magneter med felter op til 8 Tesla, hvorved energien øges med en faktor 5 i forhold til stråling fra en dipolmagnet. I en *ondulator* anbringes mange permanente magneter efter hinanden, se fig. 12, hvorved elektronstrålen af-



Figur 12: Principskitse af en ondulator

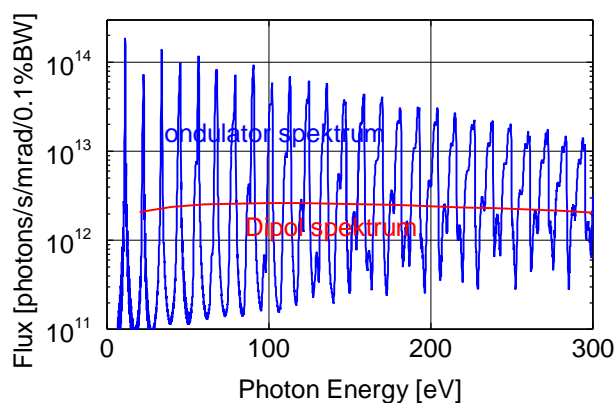
bøjes mange gange, hvilket leder til en kraftig forøgelse af intensiteten.

Umiddelbart vil man forvente en forøgelse af intensiteten med en faktor svarende til antallet af magnetpoler N , men hvis afbøjningen af elektronstrålen er mindre end den karakteristiske vinkel hvorunder fotonerne udsendes, $1/g$ vil intensiteten fra de forskellige magnetpoler addere kohærent, og intensiteten, eller snarere brilliansen øges med N^2 . Det betyder også at foton spektret fra en ondulator ikke er et kontinuert spektrum, med et linespektrum med en karakteristisk frekvens. Denne frekvens kan vurderes på simpel vis: i laboratoriesystemet oscillerer elektronerne transversalt med en frekvens på c/I_u , hvor I_u er længden af en magnetperiode af ondulatoren. I elektronerne hvile-

system udsender de derfor dipolstråling med en frekvens på g/I_u grundet Lorentz tidsforlængelsen. Ved Doppler-transformation tilbage til laboratoriesystemet observeres nu stråling i den fremadgående retning med en bølgelængde på $I_u/2g$. Elektronernes strålingsmønster er kun approksimativt dipolstråling, og i praksis udsendes også højere harmoniske af den fundamentale frekvens. Generelt er bølgelængden af den første harmoniske fra en ondulator givet ved

$$I = \frac{I_u}{2g^2} (1 + K^2/2 + g^2q^2)$$

hvor afbøjningsparameteren $K=0.934B[T]I_u[\text{cm}]$ er forholdet mellem den maksimale afbøjningsvinkel af elektronerne og fotonernes udsendelsesretning $1/g$ og hvor q er udsendelsesretningen af fotonen. Et typisk

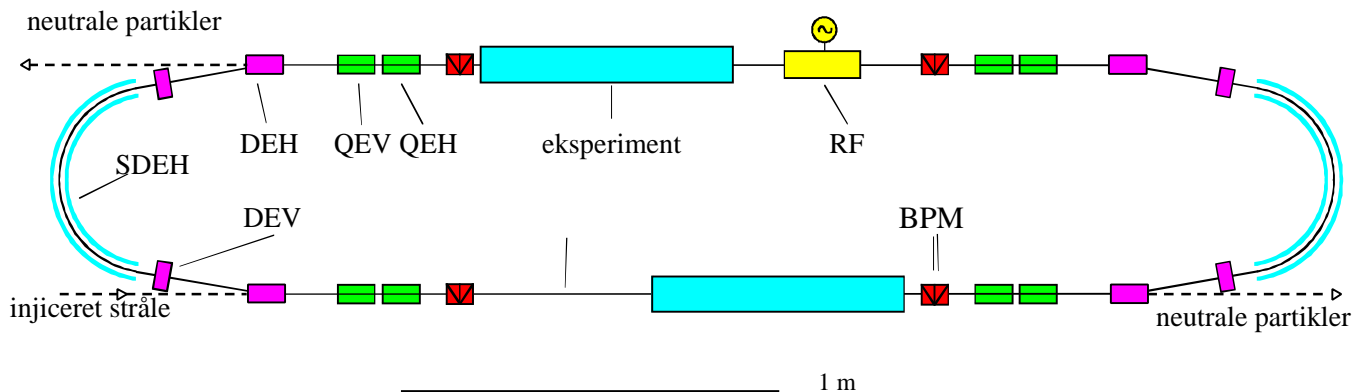


Figur 13: Et typisk spektrum fra ASTRID ondulatoren

spektrum fra ASTRID ondulatoren er vist i fig. 13. for en elektronenergi på 580 MeV. Spektret viser et linespektrum svarende til den fundamentale bølgelængde samt højere harmoniske. Typisk kan antallet af fotoner på ens prøve øges med 1000 gange ved at anvende stråling fra en ondulator i stedet for fra en afbøjningsmagnet.

ELISA

En del af ionprogrammet ved ASTRID laves med stråler der ikke er accelererede, hvor energien ikke er kritisk og hvor eksperimenterne alene er afhængige af en lang levetid samt mulighed for detektion af neutraliserede ioner/fragmenter samt muligvis at påvirke ionerne med lasere etc. Disse tanker ledte til ASTRID's lillesøster, ELISA (ELectrostatic Ion Storage). ELISA er enestående i verden, idet den er den eneste ion lagring i verden, der udelukkende benytter elektrostatiske elementer til styring og fokusering af strålen. En skitse af ELISA er vist i figur 14.



Figur 14: Principskitse af ELISA. SDEH: 160° afbøjning. DEH: 10° horisontal afbøjning. DEV: Vertikal styring. QEV, QEH: Vertikal og horisontal kvadrupol. BPM: Pick-up til positionsmåling.

Elektrostatisk lagring har flere fordele i forhold til magnetisk: Elementerne og de tilhørende forsyningsanordninger er betydeligt billigere både i anskaffelse og drift. Yderligere er en elektrisk afbøjning kun af ionernes ladning og kinetiske energi, hvilket medfører at ioner med enhver masse kan lagres ved samme kinetiske energi. Den største begrænsning ved en elektrostatisk lagring er, at det ikke er muligt at lagre højenergetiske ioner på grund af de høje afbøjningsspændinger dette ville kræve. I ELISA er grænsen ca 25 kV.

Injektion i ELISA er simpel: Netop hvor strålen fra injektoren træder ind i ELISA sidder en horisontal afbøjningsplade. Spændingen på denne holdes på nul indtil strålen er nået rundt i ringen, og sættes så på den værdi, der er nødvendig for at kunne lagre strålen.

Der er opnået levetider af lagrede ionstråler i ELISA på op til 30 sekunder, bestemt af elektronindfangning i restgaskollisioner. De første eksperimenter er allerede lavet i ELISA, og de er naturligt foretaget som en fortsættelse af eksperimenter med tunge ioner i ASTRID. Her har fordelene ved en elektrostatisk lagring allerede vist sig. På længere sigt vil eksperimenter med lagring af meget tunge molekyler af biologisk interesse blive foretaget.

Fremtidige planer og muligheder

Faciliteter som ASTRID og ELISA kræver naturligvis en vedvarende udbygning og forbedring for at kunne være med i frontforskningen. Hvad angår lagring af ioner, drejer dette sig for nærværende især om udvikling og anvendelse af ionkilder til eksotiske ioner. Hvad angår synkrotronstråling vil det på sigt være

nødvendigt med en ny moderne elektronlagring, med en lille emittans og med flere undulatorer. Kun på denne måde kan intensiteten, og specielt brilliansen, gøres konkurrencedygtig med udenlandske faciliteter.

Referencer:

N. Hertel og E. Uggerhøj: ASTRID – en ny strålingskilde – stærkere end solen!, *Naturens Verden* 1991, side 347.

S.P. Møller: The Aarhus Storage Ring for Ions and Electrons ASTRID, Proc. From the 1993 Particle Accelerator Conference, Washington 1993.

S.P. Møller: ELISA, an electrostatic storage ring for atomic physics, *Nucl. Instruments and Methods in Physics Research A* 394 (1997) 281.

Bibliografi:

H. Wiedemann: *Particle Accelerator Physics*, Springer-Verlag, 1993.

M. Conte and W.W. MacKay: *Physics of Particle Accelerators*, World Scientific, 1991.

P.J. Bryant and K. Johnsen: *Circular Accelerators and Storage Rings*, Cambridge University Press, 1993.

H. Winick: *Synchrotron Radiation Sources*, World Scientific, 1994.