

# Elektronindfangning og elektrontab i kollisioner mellem hurtige ioner og statiske atomer

Preben Hvelplund, Institut for Fysik og Astronomi, Aarhus Universitet.

## De første ioner

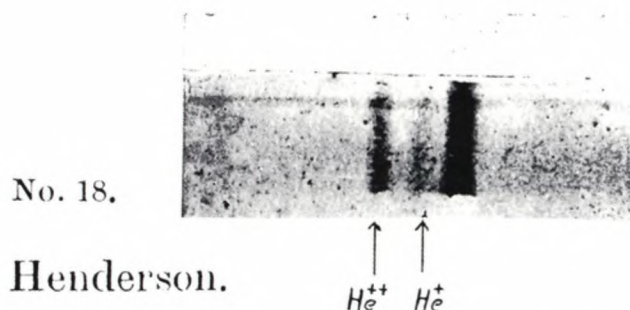
Michael Faraday var den, der første gang brugte ordet **ion** (græsk: gående eller vandrer) som benævnelse for bæreren af elektrisk ladning i gasser og væsker; året var 1839. I sidste halvdel af det nittende århundrede blev disse ioner gjort til genstand for talrige eksperimentelle og teoretiske undersøgelser. Stråler af ioner blev dog først tilgængelige i laboratoriet omkring 1890, i form af, hvad der dengang blev benævnt, *kanalstråler*. Navnet kanalstråle blev anvendt, før strålernes natur var endelig afklaret. De fik deres navn, fordi de passerer gennem en kanal, der blev boret gennem katoden i et udladningsrør. Eksperimenter vedrørende kanalstråler er knyttet til navne som Helmholtz og Wien, der fastslog, at kanalstråler er stråler af positive ioner, der dannes ved ionisering af gassen i udladningsrøret. Wien foreslog, at man kunne efteraccelerere kanalstrålerne i et elektrisk felt for at frembringe stråler af hurtige ioner. Denne idé blev imidlertid opgivet i første omgang, da man fandt ud af, at naturen selv frembringer hurtige, lette ioner i form af, hvad vi i dag kalder alfa( $\alpha$ )partikler eller heliumkerner ( $\text{He}^{++}$ ).

## Hurtige ioner

I 1906, kun 10 år efter at Henri Becquerel opdagede, at uransalte udsender  $\alpha$ -stråling, kunne Ernest Rutherford rapportere, at man nu kendte en halv snes radioaktive  $\alpha$ -emittere. Energien af de udsendte  $\alpha$ -partikler er i alle tilfælde ca. 5 MeV, svarende til en hastighed  $v = 1.5 \cdot 10^7$  m/s. Rutherford havde også fundet, at  $\alpha$ -partiklerne vekselvirker med stof. *Alfapartiklernes hastighed findes at aftage, når de passerer gennem stof*, skrev han i 1906, et år før han flyttede fra Montreal til Manchester. Det var her han i 1910-11 sammen med sine to studerende Hans Geiger og Ernest Marsden udførte de berømte forsøg, hvor  $\alpha$ -partikler spredtes på guldatomer. De selv samme forsøg, der førte til forståelsen af, at et atom består af en lille kompakt kerne omgivet af en diffus elektronsky. Som beskrevet i Jens Thorsens indlæg i dette nummer af Kvant var det denne berømte forskerskole, Niels Bohr blev medlem af i 1912.

I 1922 udførte en af Rutherfords unge medarbejdere, G.H. Henderson, nogle forsøg, der viste, at  $\alpha$ -partikler kan indfange og tabe elektroner i kollisioner med atomer. Et "liniespektrum", der viser, at  $\alpha$ -partikler efter passage af stof også kan optræde som neutrale heliumatomer og enkeltladede heliumioner er gengivet på Figur 1.

I 1938 blev fissionsprocessen opdaget af Otto Hahn og Fritz Strassmann. Fissionsprodukterne, der er tunge højt-ladede ioner med energier på ca. 100 MeV, viste sig velegnede til studier af elektronindfangning og elektrontab i kollisioner med atomer. Efter anden verdenskrigs afslutning mistede naturlige  $\alpha$ -partikler og fissionsprodukter imidlertid deres betydning som projektiler i atomare kollisionstudier. Man udviklede accelerators og ionkilder således, at det nu er blevet muligt at frembringe stråler af ioner med ladningstal fra 1 til 100 og med hastigheder fra næsten 0 til lyshastigheden.

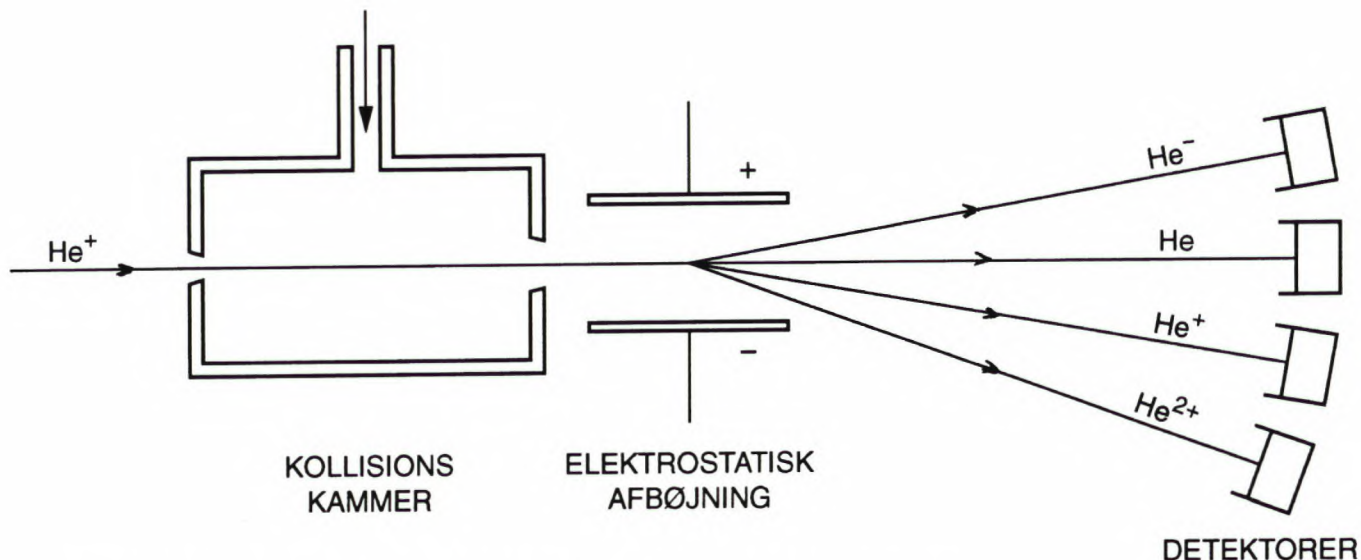


**Figur 1.** Foto optaget af G.H. Henderson i 1922. Linierne er frembragt ved at bestråle en film med  $\alpha$ -partikler efter, at disse først har passeret stof, for derefter at blive sorteret i et magnetfelt. Bemærk, at  $\alpha$ -partiklerne eller heliumionerne optræder med forskellige ladningstal (0, 1, 2).

## Kollisioner mellem ioner og atomer

I Niels Bohrs afhandling fra 1948 [1] omhandler kapitel 4 *Capture and Loss of Electrons in Atomic Collisions*. Dette arbejde uddybes i 1954 [2] sammen med Jens Lindhard i en afhandling med titlen *Electron Capture and Loss by Heavy Ions Penetrating through Matter*. I det følgende vil jeg diskutere dele fra kapitel 4 og afhandlingen fra 1954. Nyere målinger af elektronindfangning og tab vil blive inddraget i denne diskussion, da de udgør et bedre sammenligningsgrundlag end de sparsomme eksperimentelle resultater, der var til rådighed i 1948.

På figur 2 vises princippet i et moderne ladningsskifteeksperiment. En monoenergetisk stråle af  $\text{He}^+$  ioner fra en accelerator vekselvirker med en statisk heliumgas, og man måler intensiteten af  $\text{He}^{++}$  og  $\text{He}^+$  ioner samt intensiteten af He atomer og  $\text{He}^-$  ioner efter passage af gassen. Strålen skilles i sine forskellige bestanddele i et elektrostatisk felt, og de enkelte dele registreres i partikeldetektorer. "Sandsynligheden" for



Figur 2. Typisk eksperimentel opstilling for måling af elektronindfangnings- og -tabstværsnit.

ladningsskift i kollisionerne angives ved de såkaldte tværsnit, og man anvender  $\sigma$  som udtryk for tværsnittet. Hvis  $\text{He}^{++}$ -strålen er relativt intens efter passage af heliumgassen, er elektrontabstværsnittet stort, og hvis heliumstrålen er relativt intens, er elektronindfangningstværsnittet stort.

I indledningen til kapitel 4 skriver Bohr bl.a.: *I modsætning til elektrontab, som kan sammenlignes med en simpel ionisationsproces, er elektronindfangningen klart et mere kompliceret fænomen, der involverer mindst tre partikler, som f.eks. to kerner og en elektron.* Jeg vil kort gennemgå Bohrs udledning af formelen for det "simple" elektrontabstværsnit og overlade en gennemgang af teorien bag det mere komplicerede elektronindfangningstværsnit til eventuelt selvstudium for den interesserede læser.

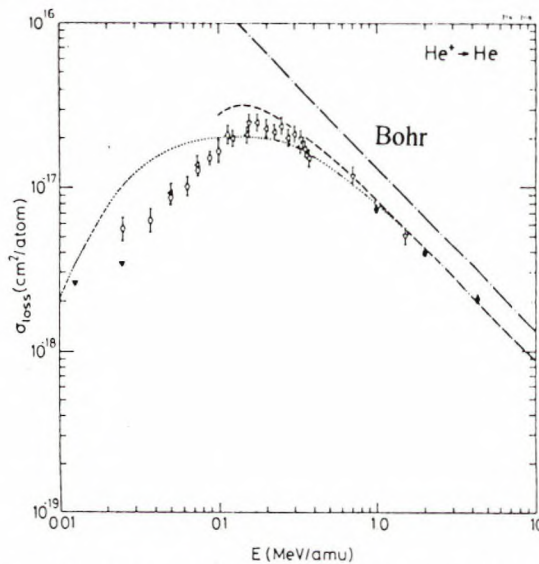
### Elektrontab i ion-atom kollisioner

Vi vælger at betragte elektrontab i en kollision mellem en  $\text{He}^+$  ion med hastighed  $v$  og et stillestående heliumatom. Hastigheden kunne typisk være  $\sim 1.5 \cdot 10^7$  m/s, svarende til hastigheden af en 5 MeV heliumion. Efter at have overbevist sig om, at  $\kappa < 1$  (se Jens Thorsens artikel), og at  $v$  er meget større end banehastigheden af heliumatomets elektroner, når Bohr frem til, at  $\text{He}^+$  ionen effektivt støder mod to frie, stillestående elektroner og en stillestående heliumkerne. Med andre ord, vi kan i denne tilnærmelse se bort fra heliumatomets interne struktur og betragte det som tre stillestående, frie partikler. Ved at anvende Rutherford's tværsnit for energioverførsel i kollisioner mellem ladede partikler, når Bohr frem til, at tværsnittet for elektrontab ved omtalte proces kan skrives som følger:

$$\sigma_{tab} = 4\pi a_0^2 \frac{Z_2^2 + Z_2}{Z_1^2} \left(\frac{v_0}{v}\right)^2. \quad (1)$$

Her er  $a_0$  den såkaldte Bohr-radius og  $v_0$  den såkaldte

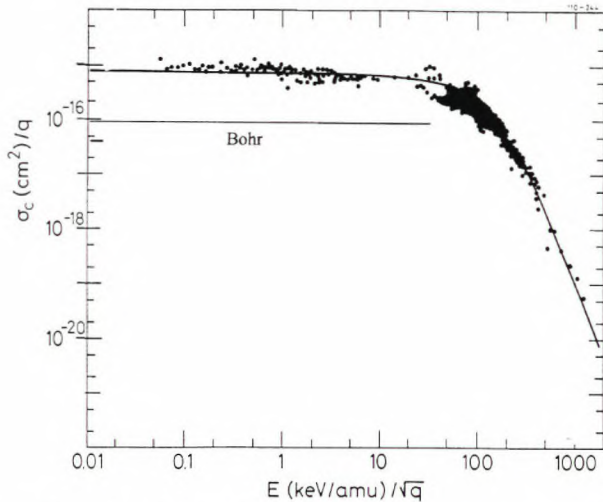
Bohr-hastighed. (Baneradius og elektronhastighed for en elektron i grundtilstanden i et brintatom i Bohrs beskrivelse).  $Z_1$  og  $Z_2$  er atomnumrene for hhv. projektilet og det stillestående atom. (I vores eksempel er de begge lig 2). Denne formel har, som angivet ovenfor, ikke generel gyldighed, men Bohr gør meget ud af at specificere præcis, hvornår den kan anvendes. På



Figur 3. Elektrontabstværsnit for  $\text{He}^+$  ioner, der støder ind i heliumatomer. Punkterne refererer til eksperimentelle værdier og kurverne til teoretiske beregninger. Kurven, der refererer til Bohrs arbejde, var kun tænkt at være gyldig for store energier [3].

den anden side er det vigtigt at understrege, at formelen gælder for andet end 5 MeV  $\text{He}^+$  ioner. Vi ser bl.a., at elektrontabstværsnittet aftager omvendt proportionalt med ionens hastighed. I figur 3 er Bohrs teoretiske værdier for elektrontabstværsnittet indtegnet, sammen med nyere eksperimentelle værdier og nyere teoretiske kurver [3]. Man bør især bemærke, at tværsnittets

hastighedsafhængighed inden for gyldighedsområdet er korrekt gengivet, og at selv den absolutte værdi er forholdsvis præcis beregnet af Bohr.



**Figur 4.** Elektronindfangningstværsnit for højtloadede ioner, der støder ind i H atomer. Punkterne refererer til eksperimentelle værdier. Kurven, der refererer til Bohrs arbejde, var kun tænkt at være gyldig for små værdier af energi divideret med kvadratroden af ladningstallet  $q$ .

### Elektronindfangning i ion-atom kollisioner

Man kunne fra det ovenstående få det indtryk, at elektronindfangning, som det er tilfældet for hurtige heliumprojektiler, altid er en kompliceret proces at forstå. Dette er ingenlunde tilfældet. Som illustreret i Bohr og Lindhards afhandling fra 1954 er elektronindfangning i kollisioner mellem højtloadede ioner og lette atomer en forholdsvis enkel proces at beskrive. De projektilioner, Bohr og Lindhard især havde i tankerne, var de omtalte fissionsfragmenter. Nyere eksperimentelle undersøgelser har bekræftet, at teorien har mere generel gyldighed. Lad os her tænke på en højtloadet ion som f.eks.  $\text{Ar}^{16+}$ , der i dag forholdsvis let lader sig fremstille og bringes til at kolliderer med f.eks. et brintatom (H) ved moderate hastigheder ( $v \sim 10^6$  m/s). Idet vi med Bohr og Lindhard tænker os, at den højtloadede ion langsomt nærmer sig brintatomet, kan man ud fra Coulombs lov finde den afstand mellem brintatomet og ionen, hvor kraften på elektronen, stammende fra den højtloadede ion, overstiger den kraft protonen udøver på elektronen. Denne afstand kaldes frigørelsesafstanden  $R_f$ . Kravet om, at elektronen frigøres er imidlertid ikke tilstrækkeligt til også at sikre, at den indfanges af den højtloadede ion, der jo bevæger sig med hastigheden  $v$ . Man må stille det yderligere krav, at elektronens potentielle energi i den højtloadede ions hvilesystem i frigørelsesøjeblikket er numerisk større end elektronens kinetiske energi i samme system. Denne betingelse definerer på forholdsvis simpel vis en såkaldt indfangningsafstand  $R_i$ . Ved at indføre et simpelt geometrisk

indfangningstværsnit

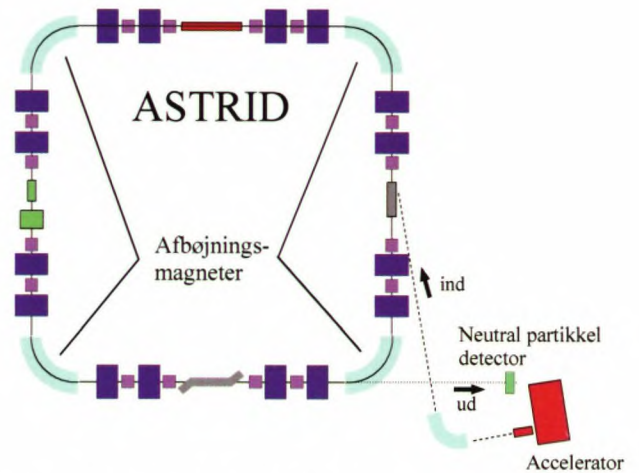
$$\sigma_{indf} = \pi \cdot R_f^2, \quad (2)$$

der gælder for  $R_f < R_i$ , når Bohr og Lindhard frem til et udtryk for indfangningstværsnittet, der ved lave hastigheder er uafhængigt af hastigheden og kan skrives på følgende form:

$$\sigma_{indf} = \pi \cdot a_0^2 \cdot q, \quad (3)$$

hvor  $q$  er den højtloadede ions ladningstal, i vores eksempel 16.

På figur 4 vises eksperimentelle værdier for indfangningstværsnittet sammen med en kurve, der relaterer til Bohrs-Lindhard teorien som her beskrevet [4]. Det bør nævnes, at man med forholdsvis enkle argumenter, som anført i den omtalte afhandling, også kan forstå tværsnittets voldsomme hastighedsafhængighed ved større hastigheder.



**Figur 5.** Lagringen ASTRID. Der er vist, hvorledes ioner skabes og accelereres i en accelerator, hvorefter de sendes ind i ringen, hvor de afbøjes i fire dipolmagneter. Strålen "henfaldt" måles ved at registrere intensiteten af udsendte neutrale partikler som funktion af den tid, der er forløbet efter injektion af en given mængde ioner.

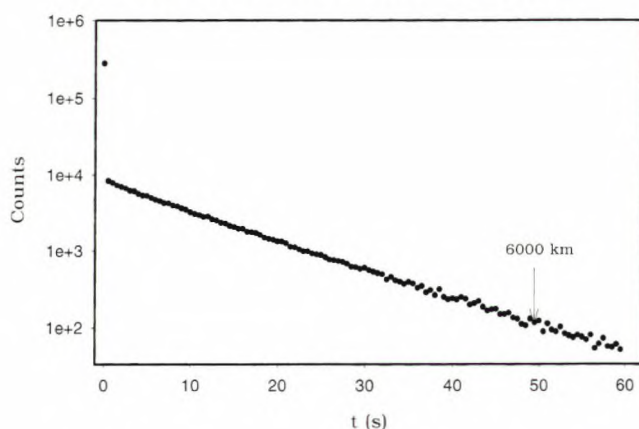
Det skal understreges, at jeg har valgt at gennemgå Bohrs argumenter i to tilfælde, som er relativt let tilgængelige. I det ene eksempel diskuteres, hvorledes elektrontabsprocesser kan beskrives for hurtige, lette ioner, der kolliderer med lette atomer, og i det andet eksempel diskuteres elektronindfangning i kollisioner mellem højtloadede ioner og lette atomer. Man kan imidlertid ved et nøjere studium af de to afhandlinger få et ganske godt overblik over tværsnittene for de to processer i et bredt hastighedsområde og for vilkårlige kombination af størrelsen af de to kolliderende atomare partikler.

### Udviklingen gennem de sidste 50 år

Elektronindfangning og elektrontab i atomare kollisioner har været studeret intensivt, især efter udgivelsen

af Bohrs afhandling i 1948. Udviklingen inden for acceleratorteknologien har bevirket, at vi i dag har målinger af tværsnit for elektronindfangning og -tab for næsten alle tænkelige atomare kollisionssystemer. Det undersøgte energiområde strækker sig fra termiske energier til de største energier, man kan opnå i accelerators, som dem man finder på CERN ved Genève. Den teoretiske beskrivelse af elektronindfangning og -tab har også – i takt med udviklingen af mere sofistikerede teoretiske modeller og fuldt kvantemekaniske beskrivelser – nået et stade, hvor man må sige, at disse processer nu i det store og hele er forstået. Tværsnittene anvendes idag i andre grene af fysikken og i mere teknologiske sammenhænge. Der kan nævnes talrige eksempler, men lad os her nøjes med at fremhæve fusionsforskning og astrofysik som flittige aftagere af elektronindfangning og -tabstværsnit. Der publiceres i dag evaluerede tabeller, som angiver tværsnit med henblik på brug inden for disse mere anvendelsesprægede områder.

$C_{60}^-$  in ASTRID: Long time stability



**Figur 6.** “Henfaldscurve” for  $C_{60}^-$  ioner i lagringen ASTRID. Trykket i ringen er  $2 \cdot 10^{-11}$  mbar, men elektrontabsprocesser bevirker, at ionernes middellevetid alligevel kun er 7 sekunder.

Lad mig slutte med et aktuelt eksempel på anvendelse af viden om elektronindfangning og -tabskollisioner. I tungionslagerringe og ionfælder ønsker vi at opbevare ioner i længere tid, dels for at studere deres “langtidsholdbarhed”, dels for at accelerere ionerne til meget høje energier. Figur 5 viser et “billede” af lagringen ASTRID ved Aarhus Universitet [5]. Længden af den tid en given ion kan opbevares i, f.eks. en lagring, er som regel bestemt af ionens elektronindfangnings- eller -tabstværsnit, idet et ladningsskift i en kollision med et såkaldt restgas atom tvunger ionen til at forlade lagringen. Størrelsen af tværsnittene for ladningsskift er således direkte bestemmende for, hvor lang tid man kan lagre en ion i en lagring eller i en ionfælde.

I figur 6 vises, hvorledes  $C_{60}^-$  ioner “henfalder” i lagringen ASTRID på grund af kollisioner med de

ganske få brintatomer, der trods ihærdig pumpen stadig findes i lagringen [6]. Som det fremgår af figuren, når nogle få ioner at gå (husk den græske betydning af ordet ion) 6000 km, inden de kolliderer med et brintatom og eventuelt taber elektronen. Dette eksempel illustrerer på bedste vis, at så længe fysikere finder det interessant at lade ioner vandre, så længe vil der være brug for en god forståelse af de kollisionsprocesser, der så minutiøst og pædagogisk blev behandlet af Niels Bohr i den afhandling, vi i dag kalder “Bohrs bog”.

## Referencer:

- [1] N. Bohr (1948), “The Penetration of Atomic Particles through Matter”, Mat.Fys.Medd. Dan.Vid.Selsk., bind **18**, nr. 8.
- [2] N. Bohr og J. Lindhard (1954), “Electron Capture and Loss by Heavy Ions Penetrating through Matter”, Mat.Fys.Medd. Dan.Vid.Selsk., bind **28**, nr. 7.
- [3] H. Knudsen, L. H. Andersen, H. K. Haugen og P. Hvelplund (1982), “Electron Loss from Fast One-Electron Ions Colliding with He, N<sub>2</sub>, and Ar”, Physica Scripta, bind **26**, side 132.
- [4] R. K. Janev og P. Hvelplund (1981), “On the Cross-Section Scaling Laws for Charge Exchange Ionization, and Electron Loss in Atom – Highly-Charged-Ion Collisions”, Comments At.Mol.Phys., bind **11**, side 75.
- [5] S. P. Møller (1993), “The Aarhus Storage Ring for Ions and Electrons ASTRID”, i Proc. IEEE Particle Accelerator Conference, Washington, DC, red. af S. T. Corneliussen (IEEE, Piscataway, N.J.).
- [6] P. Hvelplund, J. U. Andersen og K. Hansen (1999), “Clusters in Storage Rings”, Proc. CP457, Trapped Charged Particles and Fundamental Physics, red. af D. H. E. Dubin og D. Schneider, The American Institute of Physics, side 220.



Preben Hvelplund er docent ved Institut for Fysik og Astronomi ved Aarhus Universitet.