# Jagten på en ny stoffase

*Rasmus Møller, Niels Bohr Institutet*[1]

**QCD og kvark-gluon plasma fasen.**

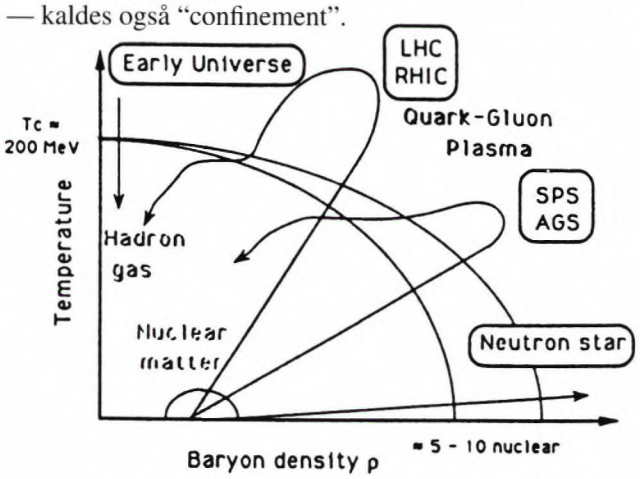
Siden 1986 har det ved Brookhaven og CERN været muligt at studere sammenstød mellem tunge ioner ved ultra-relativistiske energier, dvs. energier som er meget større end partiklernes masser omsat til energi. Herved er der åbnet for eksperimenter i et nyt felt, hvis mål er at studere kernestof ved højt tryk og høj temperatur.

Man håber f.eks. at kunne efterligne forholdene i det tidlige univers, omkring det tidspunkt hvor man forestiller sig, at nukleonerne (protoner og neutroner) blev til. Ideelt set ønsker man derfor at undersøge makroskopiske stofmængder. De tunge atomkerner er den bedste approksimation hertil, som er tilgængelig for eksperimenter. I sammenstødene produceres der mange (op til flere tusinde) partikler. Man håber så, at man kan holde styr på de væsentligste træk ved processerne ved at benytte termodynamikkens sprog, hvor komplekse mangepartikeltilstande beskrives ved hjælp af nogle få makroskopiske variable (temperatur, tæthed, entropi osv.)[2,3].

Inspirationen til at starte denne type eksperimenter kom fra teoretiske undersøgelser. De stærke vekselvirkninger beskrives i dag ved en teori som kaldes kvantechromodynamikken (QCD). Kvarkerne, som er nukleonernes byggesten, antages at bære en ny slags ladning, kaldet "farve". Feltkvanterne for kraftfeltet kaldes gluoner, og de bærer i QCD selv farveladning. Dermed bliver kræfternes opførsel væsentligt mere komplicerede end i kvanteelektrodynamikken, hvor feltkvanterne er fotoner, der jo ikke selv bærer elektrisk ladning.

Farvekræfternes styrke beskrives ved en koblingskonstant, $\alpha_s$, som spiller samme rolle i QCD som finstrukturkonstanten, $\alpha$, gør i elektrodynamikken. I QCD er $\alpha_s$ en funktion af den energiskala, som vekselvirkningerne foregår ved, og den aftager med voksende energi. Man kan så at sige tænke sig, at kvarkernes effektive farveladning bliver mindre, jo tættere på man måler den, idet gluonfeltet kan fordele farveladningen i en sky omkring kvarken. Denne effekt indebærer at kvarkerne ved meget store impulsudvekslinger opfører sig som næsten frie partikler. "Store" betyder i denne forbindelse væsentligt større end ca. 200 MeV/$c$, som ifølge Heisenbergs usikkerhedsrelation er den impulsudveksling der skal til for at opløse detaljer der er mindre end hadronernes størrelse (ca. $10^{-15}$ m, eller 1 fm). For sådanne afstande kan QCD's feltligninger løses ved hjælp af en tilnærmelsesmetode, hvor resultaterne udtrykkes ved en rækkeudvikling i $\alpha_s$.

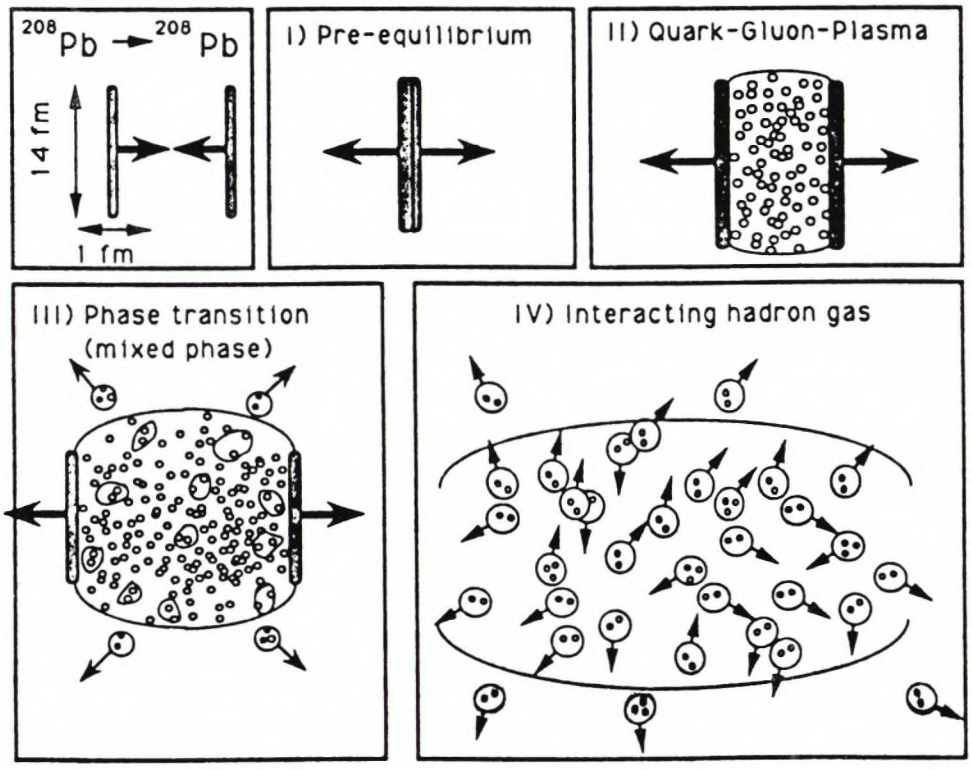
Ved store afstande mellem farveladningerne bliver $\alpha_s$ imidlertid så stor, at den nævnte tilnærmelsesmetode bryder sammen. Samtidig er ligningerne for komplicerede til at tillade analytiske løsninger, altså sædvanlige matematiske løsninger, i hvert fald med kendte metoder. Meget tyder imidlertid på, at farvekræfterne ved store afstande bliver omtrent uafhængige af afstanden. Det vil derfor kræve uendelig stor energi at frigøre en kvark fra en nukleon eller fra en anden hadron. Fænomenet — den permanente indespærring af kvarkerne i farveneutrale hadroner — kaldes også "confinement".




**Figur 1.** Skematisk fremstilling af fasediagrammet for stof bestående af kvarker og gluoner.

Mens man således kan beregne mange ting i QCD når kvarkerne og gluonerne indgår i tætte sammenstød, hvor de udvekslede impulser er store, så er man for processer, der involverer store afstande, i høj grad henvist til fænomenologiske modeller. De fleste sammenstød mellem hadroner ved høj energi er karakteriseret ved, at de udvekslede impulser er små. De er domineret af hadronernes endelige størrelse, og foregår derfor netop i det område af afstande og impulsudvekslinger hvor man ikke er i stand til at løse QCD's bevægelsesligninger. Fysikken i disse "bløde" sammenstød er imidlertid kendt gennem mange års eksperimenter og fænomenologiske undersøgelser. Typisk resulterer et sammenstød ved høj energi mellem to hadroner, f.eks. to protoner, i et antal nye partikler, hvoraf de fleste er $\pi$-mesoner. Fordelingen af mesonernes impulskomposanter på tværs af protonernes bevægelsesretning har en middelværdi omkring 3-400 MeV/c og falder stejlt af ved højere værdier. Denne middelværdi ændrer sig kun meget lidt med stødenergien. De oprindelige partikler bevarer til en vis grad deres identitet, og fortsætter i omtrent uændret retning med ca. halvdelen af deres oprindelige energi.

Hvor analytiske metoder ikke findes, træder numeriske metoder til. Det er også lykkedes i nogen grad at løse QCD's feltligninger ved numeriske beregninger, hvor rum og tid diskretiseres til et gitter, og hvor problemet viser




**Figur 2.** Forløbet af et centralt sammenstød mellem to blykerner ved ultrarelativistisk sammenstødsenergi.

sig at kunne transformeres matematisk til løsningen af en statistisk mekanisk model. Der er brugt meget store computerressourcer på disse beregninger.

Et af resultaterne er, at der i QCD ser ud til at være en faseovergang fra den stoffase, bestående af farveneutrale hadroner, som kvarkerne og gluonerne normalt befinder sig i, til en plasmafase hvori kvarkerne og gluonerne er frit bevægelige. Denne "deconfinement" faseovergang ventes at optræde ved høj temperatur, eller ved høj stoftæthed. Figur 1 viser en skematisk fremstilling af kvark-gluon-systemets fasediagram, ifølge QCD.

Den kritiske temperatur, $T_c$, svarer til energien 200 MeV ($\approx 2 \cdot 10^{12}$ K), og den kritiske tæthed $\rho_c$ ventes at være 5–10 gange tætheden $\rho_0$ af sædvanligt kernestof ($\rho_0 = 0.15$ GeV/fm$^3$, svarende til $3 \cdot 10^{17}$ kg/m$^3$). Stof i dette område af tryk og temperatur må forventes at bestå overvejende af de tre letteste kvarker (u, d, og s), som indgår i de gammelkendte hadroner ($\pi$, K, $\rho$, p, $\Lambda$, ...).

Ved lave tætheder og temperaturer er kvarkerne og gluonerne som sagt bundet i farveneutrale objekter, hadronerne. I plasmafasen, ved høje temperaturer og tætheder, er kvarkerne derimod ikke længere bundet af confinement kræfterne.

Studiet af QCD's fasediagram er ikke kun interessant i sig selv, men ventes at kunne kaste lys over mange fundamentale spørgsmål i partikelfysik, kosmologi og astrofysik. F.eks. antages det, at universet gennemgik faseovergangen fra kvark-gluon plasmafasen til en hadron gas omkring $10^{-5}$ s efter the Big Bang. Langtrækkende fluktuationer i tæthed, som de kendes fra faststoffysikken nær faseovergange, kan have influeret væsentligt på universets udvikling. Som eksempler fra astrofysikken på objekter, hvor det er af betydning at kende stoffets tilstandsligning i dette område, kan nævnes supernovaeksplosioner, og neutronstjerners indre, hvor tætheden måske kan blive større end $\rho_c$.

På figur 1 er vist hvilke veje i fasediagrammet stoffet kan tænkes at følge, i henholdsvis det tidlige univers, i neutronstjerners indre, og i relativistiske tungionskollisioner ved nuværende og planlagte acceleratorer.

**Relativistiske tungionsstød.**

Nu er det ikke så let at skaffe sig makroskopiske mængder af kernestof at eksperimentere med. Det nærmeste man kan komme eksperimentelt, er at studere sammenstød mellem tunge atomkerner. Hvis naturen viser sig samarbejdsvillig, skulle det være muligt at skabe tilstrækkeligt høj temperatur og tæthed i et kort øjeblik, til at plasmafasen kan skabes.

Figur 2 viser i tegneserieform, hvorledes man kan forestille sig forløbet af et centralt sammenstød mellem to blykerner ved meget høj energi, set fra massemidtpunktsystemet. I den første fase af reaktionen bevirker sammenstød mellem nukleonerne i de to kerner, der er stærkt fladtrykte pga. Lorentz-kontraktionen, at en del af beamenergien fordeles på andre frihedsgrader.

Efter en kort tid, som lidt arbitrært antages at være af størrelsesordenen 1 fm/$c$ således at, rumlige og tidslige intervaller bliver umiddelbart sammenlignelige, har en kaskade af kvarker og gluoner udviklet sig. Måske vil disse materialisere sig i form af et kvark-gluon plasma i (nær) termodynamisk ligevægt. Systemet ekspanderer hurtigt, især i den longitudinale retning, og køles derfor af. Den kritiske temperatur, $T_c$, nås efter 3–5 fm/$c$. Potentielt kan stoffet tilbringe lang tid ($> 10$ fm/$c$?) i en blandet fase, især hvis faseovergangen er af første orden. I denne del af forløbet skal de mange kvarker og gluoner i plasmafasen bindes i et mindre antal hadroner, og en stor mængde latent varme skal frigives. I den sidste del af forløbet ekspanderer systemet som en gas (eller væske) af hadroner, som stadigt vekselvirker, indtil rumfanget bliver så stort ($V > 10^4 - 10^5$ fm$^3$) at partiklerne frigøres fra hinanden ("freeze-out"), og fortsætter ud i detektorerne.

For at tungionskollisioner skal være et egnet redskab til at studere faseovergangen skal en række betingelser være opfyldt:

- Systemet skal være stort ($\gg 1$ fm), og bestå af et stort antal partikler for at der skal være mening i at bruge termodynamiske begreber, og for at man kan konstatere fraværet af confinement.
- Systemet skal passere igennem (nær) termodynamiske ligevægtstilstande. Det indebærer at dets levetid skal være væsentligt større end den typiske tidsskala for hadroniske vekselvirkninger ($\approx 1$ fm/$c$), og at partiklerne kolliderer mange gange indbyrdes (multiple kollisioner er ikke en ulempe her, men tværtimod af afgørende betydning for opnåelse af termodynamisk ligevægt!).
- Den nødvendige energitæthed på 1–3 GeV/fm$^3$ skal kunne nås. Det skønnes, at dette allerede er tilfældet i nogle af de eksperimenter som er udført.
- På grund af systemets hurtige ekspansion vil de eksperimentelle data i almindelighed repræsentere gennemsnitsværdier for hele reaktionsforløbet indtil freeze-out. Det skal alligevel være muligt at separere bidrag fra de forskellige stadier. Et system der udvikler sig gennem ligevægtstilstande har ikke nogen erindring om sin tidligere tilstand (pr. definition!). Man må derfor regne med, at hadronstoffet, efter ekspansionen og afkølingen ikke længere rummer megen information om plasmafasen. For at tungionskollisionerne overhovedet skal kunne bruges til at studere den, skal det derfor være muligt at identificere variable, som afkobler på forskellige tidspunkter af forløbet, på samme måde som f.eks. fotonerne afkoblede fra stoffet under universets tidlige udvikling, da stoffet overgik fra ioniseret form til neutrale atomer.

**Signaturer på plasmadannelse.**

Hvordan kan man nu se, om der virkelig er dannet et kvark-gluon plasma ? Som signaturer er der bla. foreslået:

*Forøget særhedsproduktion.* Da s-kvarkens masse i plasmafasen er sammenlignelig med $T_c$, og da yderligere u– og d–kvarker forekommer som bestanddele af de kolliderende kerner, og dermed i forvejen har et højt kemisk potential, vil man vente en øget hyppighed af s og $\bar{s}$ kvarker. Dette antages at føre til en øget produktion af sære partikler (K-mesoner, $\Lambda$, ...), som kunne være et signal om, at kernestoffet har været i plasmafasen. Signalet er imidlertid ikke uproblematisk, idet udviklingen gennem hadron-gas fasen kan udviske det, og idet K-meson produktionen også kan øges blot ved multiple stød i de kolliderende kerner.

*Termiske fotoner.* Fotoner vil lettere end hadroner kunne undslippe fra kernestoffet i kollisionsområdet. En analyse af fotonspektret er derfor i princippet den bedste måde til at finde den opnåede temperatur (Planck's strålingslov) og udstrækningen af det område, hvori den var effektiv. Imidlertid er baggrundsproblemerne, bla. på grund af $\pi^0$-mesonernes henfald til fotoner, så alvorlige, at målingens gennemførlighed er yderst tvivlsom.

*Undertrykkelse af J/$\psi$ produktion.* J/$\psi$ partiklen er en bunden tilstand af en c og en $\bar{c}$ kvark ("charmonium"). Da confinement kræfterne forsvinder i plasmafasen, må man forestille sig, at en stor del af de dannede J/$\psi$ partikler vil nå at dissociere inden faseovergangen fra plasma til hadron gas, så c og $\bar{c}$ kvarkerne i stedet indgår i hver sin meson. Det vil især gælde J/$\psi$ mesoner med lille transversalimpuls. J/$\psi$ mesonen kan detekteres gennem sit henfald til to leptoner ($e^+e^-$ eller $\mu^+\mu^-$), som ikke vekselvirker stærkt, og som derfor formår at undslippe straks fra hadron gassen. Et signal om plasmadannelse kunne derfor være en mindre relativ hyppighed af J/$\psi$ mesoner end i f.eks. sammenstød mellem to protoner.

Hertil kommer en række andre effekter, som vil være med til at tegne det samlede billede. F.eks. kunne man vente at finde stærke fluktuationer i partikeltætheden, og på grund af confinement kræfternes bortfald i plasmafasen kan de kortlevende partiklers egenskaber være forvrængede, således at de optræder med ændrede masser, levetider osv. Det er sandsynligt, at kun en detaljeret kortlægning af reaktionerne, og samtidig analyse af mange forskellige signaltyper, kan give en tilstrækkelig forståelse af forløbet til at drage utvetydige konklusioner.

**Eksperimentelle resultater ved Brookhaven og CERN.**

Brookhavens AGS accelerator har siden 1986 leveret stråler af tunge ioner, i første omgang med ioner op til $^{28}$Si med en energi på 14,5 GeV pr. nukleon. SPS acceleratoren ved CERN har i samme periode leveret stråler af $^{16}$O med 60 og 200 GeV pr. nukleon, og $^{32}$S med 200 GeV pr. nukleon. I begge tilfælde har strålerne kunnet skydes ind i et fast target, f. eks. af bly eller af uran. Ved AGS er programmet blevet udbygget med et $^{197}$Au beam (11.5 GeV/nukleon), som dog først for nylig er taget i brug (1992). De hidtidige resultater stammer således alle fra forsøg med forholdsvis lette (og små) beam partikler.

Ikke desto mindre har man været i stand til at høste mange erfaringer og få et første blik ind i det nye område.

**Sammenhængen mellem masse og energi**

I partikelfysikken anvendes Einsteins formel: $E = mc^2$ hele tiden til at regne massen af partikler om i energienheder.

**Energienhed**

Når en elektrisk ladet partikel med ladningen $e$ passerer et spændingsfald på 1 Volt, får den en energi på 1 eV. Sædvanligvis bruger man denne energi som enhed indenfor partikelfysikken, typisk som GeV $= 10^9$ eV. Masser angives i GeV$/c^2$ og impuls (bevægelsesmængde) i GeV$/c$.

**Partikler og antipartikler**

Ved stød mellem partikler der har fået tilført energier svarende til mange gange deres hvilemasse, kan noget af den overskydende "rene" energi blive omdannet til partikler. De vil altid optræde som partikel–antipartikel par, hvor antipartiklen har modsatte egenskaber. F.eks. har den modsat elektrisk ladning. Antipartikler markeres ved at sætte en streg over partikelbetegnelsen: $\overline{p}$ er en antiproton. Undtagelsen er antielektronen, positronen, der betegnes med $e^+$. Det antal partikler der dannes pr. stød kaldes for stødets multiplicitet. Dannelsen af et elektron–positronpar koster ca. 1 MeV, og et baryonpar ca. 1 GeV.

**Ordliste**

*baryoner:* Partikler, sammensat af tre kvarker f.eks. proton og neutron.

*mesoner:* Partikler, bestående af kvark–antikvark, f.eks. pion og K–meson.

*hadroner:* Baryoner og mesoner. ( Partikler sammensat af kvarker).

*leptoner:* Partikler der ikke består af kvarker.

*QED:* Den kvanteelektrodynamiske teori der bl.a. i detaljer beskriver elektronens opførsel.

*QCD:* Den kvantekromodynamiske teori, der beskriver kvarkers opførsel.

Blandt de vigtigste konklusioner der kan drages er: Fordelingen af den samlede transversale energi, $E_T$, og partikelantallet afviger ikke væsentligt fra den forventning man vil have, hvis man går ud fra sit kendskab til proton-proton sammenstød ved tilsvarende energier, og blot tager hensyn til "trivielle" effekter, som f.eks. de kolliderende kerners geometri. De observerede partikelantal er meget store, og vokser for centrale stød mere end proportionalt med nukleonantallet $A$, hvilket må betyde, at multiple stød spiller en vis rolle. Spørgsmålet om kernernes stoppeevne, dvs. med hvilken effektivitet beamenergien omsættes til andre frihedsgrader, er dog stadig noget uklart. Da den opnåede energitæthed ikke er målt direkte, må den skønnes, f.eks. ud fra den transversale energiudstråling og kendskabet til kollisionens geometri. De således skønnede værdier ligger fra 1 GeV/fm$^3$ ved AGS til 2–3 GeV/fm$^3$ ved SPS, altså af samme størrelsesorden som den kritiske værdi, som formodes at være nødvendig for faseovergangen.

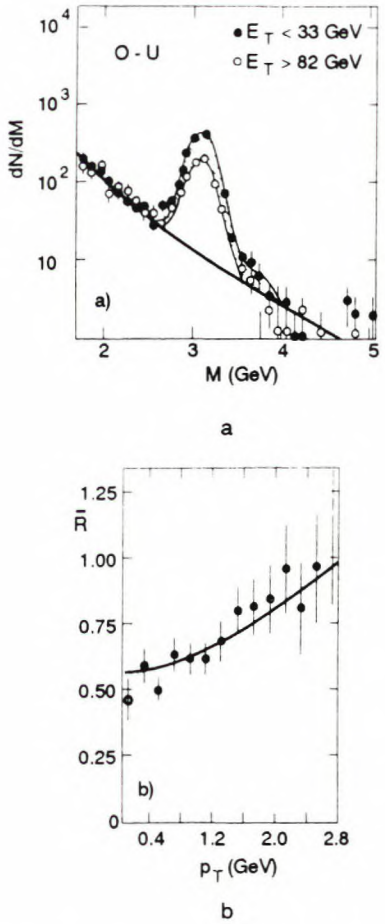
Den rumlige (og tidslige) udstrækning af kilden for de udstrålede mesoner, dvs. størrelsen ved freeze-out, kan måles med interferometri (i analogi til den metode, man i astronomien bruger til at måle stjerneradier !). NA35 kollaborationen ved SPS har f.eks. analyseret de udsendte $\pi^-$ mesoner for reaktionerne O+Au og S+Au og herved fundet et overraskende resultat[4]: Hvis der midles over alle udsendelsesretninger, ser reaktionsområdet til at have en radius, der omtrent er af samme størrelse som projektilets geometriske udstrækning ($r(^{16}O) \approx 3$ fm); hvis man derimod kun ser på mesoner med store udsendelsesvinkler, bliver radius dobbelt så stor. Det betyder, at levetiden før freeze-out er stor ($> 5$ fm/$c$), og at reaktionen involverer et volumen på over 1000 fm$^3$, med flere hundrede partikler. For en partikelfysiker er dette i høj grad "makroskopisk".

Et andet CERN eksperiment, NA44, som i øvrigt har dansk deltagelse, har for nylig på samme måde fundet, at den radius, man måler ved hjælp af K-mesoner er væsentligt mindre end den man måler ved hjælp af $\pi$-mesoner, og at den ligeledes er mindre for $\pi$-mesoner med høj transversalimpuls end for $\pi$-mesoner med lav transversalimpuls.

Allerede kort tid efter at de første data blev taget i 1986 observerede man forøget produktion af særhed i tungionsstødene. Der er imidlertid stor sandsynlighed for, at der er tale om en effekt af multipel spredning på nukleonerne. På den anden side har man også ved SPS observeret en forøget produktion af antihyperoner($\bar{\Lambda}, \bar{\Xi}$) hvor en konventionel forklaring ikke er fundet.

J/$\psi$ produktion er især blevet studeret af NA38 eksperimentet ved SPS[5], som detekterer $\mu^+\mu^-$ par. Disse kan dels produceres ved kvark-antikvark annihilation (Drell-Yan mekanismen), hvorved der dannes et kontinuum af $\mu\mu$-masser, dels ved henfald af f.eks. J/$\psi$. Figur 3 opsummerer de vigtigste iagttagelser fra $^{16}$O-U kollisioner. Figur 3a viser fordelingen af $\mu$-parrenes masse, $M$, målt i GeV, for sammenstød med henholdsvis stor ($E_T > 82$ GeV) og lille ($E_T < 33$ GeV) samlet transversal energi. Fordelingerne har to komponenter: et kontinuum af masser, som falder med $M$, overlejret med en resonanstop ved ca. 3 GeV. Den skyldes $J/\psi$ mesonen, som her ses med en bredde der helt er domineret af den eksperimentelle opløsning ($J/\psi$ resonansens egen bredde er kun ca. 5 keV)Man ser, at J/$\psi$ signalet relativt til kontinuet er undertrykt med en faktor 2 når den samlede transversale energi, $E_T$, i sammenstødene er stor. Undertrykkelsen af signalet er størst ved lave transversalimpulser af J/$\psi$ mesonen som det ses af fig. 3b, som viser forholdet mellem $J/\psi$ signalet (relativt til kontinuet) ved høj og lav $E_T$ som funktion af $J/\psi$ mesonens transversalimpuls. Dette er præcist som forventet, hvis kernestoffet har befundet sig i plasmafasen, og dette signal er måske det mest lovende der hidtil er set. Det kan imidlertid ikke udelukkes at

absorption i kernestoffet, i kombination med andre effekter som er kendt fra højenergireaktioner med kerner, kan forklare det observerede signal. For fuldt ud at udrede de forskellige muligheder ville det være af stor værdi at have samtidige målinger af produktionshyppigheden for den væsentligt tungere $\Upsilon$- resonans, som er en bunden tilstand af en b og en $\bar{b}$ kvark. Det kræver højere stødenergi end man hidtil har haft til rådighed i tungionskollisionerne.




**Figur 3.** a) Fordelingen af massen, $M$, af $\mu$-par fra sammenstød mellem $^{16}$O kerner med 200 GeV pr. nukleon med hvilende U kerner. Fordelingen er vist både for sammenstød med høj og lav transversal energi, $E_T$.
b) Forholdet $\bar{R}$ mellem $J/\psi$ produktion i sammenstød med høj transversalenergi og lav transversalenergi.

**Kommende eksperimenter ved RHIC og LHC.**

Som nævnt er det planen, at accelerere Pb beams ved CERN fra næste år. Man er derudover i Brookhaven ved at bygge en kollider, RHIC, for tunge ioner. RHIC vil, når den er færdigbygget (efter planen i 1997), kunne accelerere ioner op til $^{197}$Au til en energi på 100 GeV pr. nukleon, og vil kunne frembringe sammenstød mellem to modsat rettede ionstråler.

Ved CERN er det næste store acceleratorprojekt LHC, som dog endnu ikke er endeligt godkendt af medlemslandene. LHC er primært en pp kollider, med en samlet stødenergi på 16000 GeV, men man planlægger også som en vigtig del af forskningsprogrammet at benytte maskinen med stråler af tunge ioner. Med Pb på Pb vil man kunne nå en energi på 3150 GeV pr. nukleon i hvert beam, hvilket svarer til en samlet stødenergi for to Pb-kerner på $1.26 \cdot 10^6$ GeV. Da et Pb beam vil være tilgængeligt på CERN's SPS fra 1994, vil man kunne være godt forberedt til at gennemføre de første forsøg kort efter LHC's start, som efter planen er i 1998-99.

Ekstrapolationen til denne meget høje stødenergi, og til de store ioner, er behæftet med forholdsvis stor usikkerhed. Det ventes at den totale multiplicitet i et centralt Pb-Pb stød bliver omkring 50.000–200.000 partikler, hvoraf de fleste udsendes næsten parallelt med beamretningen. I det interessante vinkelområde på tværs af beamretningen skal detektorerne dog stadig være i stand til at håndtere omkring 1000 ladede partikler pr. steradian fra hver kollision! Registreringen og analysen af disse komplekse reaktioner stiller selvsagt overordentligt store krav til detektorernes ydeevne.

Hvis RHIC og LHC følger tidsplanerne, vil den tilgængelige energi i tungionsstød ved århundredeskiftet være øget med en faktor $10^5$ på lidt over et årti — et tempo, som selv med partikelfysikkens målestok må siges at være overvældende. Mens mange vigtige resultater allerede er nået, er det også klart, at de egentlige forlystelser først starter med de store projektiler, og at man med god grund kan håbe på, at de kommende år vil bringe væsentlig ny indsigt på området.

| Acceleratorer med relativistiske tunge ioner | | |
|---|---|---|
| | | Energi pr. nukleon |
| CERN: | | |
| SPS | Super Proton Synchrotron | 200 GeV |
| LHC | Large Hadron Collider (fra 1999) | 3,15 + 3,15 TeV |
| Brookhaven: | | |
| AGS | Alternating Gradient Synchrotron | 14,5 GeV |
| RHIC | Relativistic Heavy Ion Collider (fra 1997) | 100 + 100 GeV |

**Referencer:**


1) Elementarpartikelfysik i almindelighed er behandlet i et temanummer, KVANT **3**, hæfte 1 (1992). Nærværende (opdaterede) artikel var skrevet til temanummeret, men har af pladshensyn først kunnet bringes nu.

2) M. Jacob: Heavy-Ion Collision Phenomenology, CERN-Th 5848 (1990).

3) J. Schukraft: Ultra-Relativistic Heavy-Ion Collisions or the Quest for the Quark-Gluon Plasma, CERN-PPE/91-137.

4) R. Bamberger et al., Phys. Lett. B203 (1988) 320.

5) A. Bussiõre et al., Z. Phys. C38 (1988) 117,
C. Baglin et al., Phys. Lett. B220 (1990) 471.





*Rasmus Møller.*
Lektorstipendiat ved Niels Bohr Institutet, Københavns Universitet. Cand. scient. 1974, Lic. scient. 1984. Forsker i eksperimentel højenergifysik. Deltog i en årrække i eksperimenter ved CERN's pp-kollider, ISR, og deltager nu i DELPHI eksperimentet ved LEP, med særligt ansvar indenfor dataanalysen og eftersøgningen af nye fænomener. P.t. Scientific Associate ved CERN.