

Capitolul al XVI-lea

Modele hidrodinamice.

Analiză globală.

Jeturi de materie nucleară și unde de șoc

XVI.1. Considerații generale

Ciocnirile nucleu-nucleu la energii mari și foarte mari oferă posibilitatea studierii materiei nucleare în condiții extreme de densitate și temperatură și, de aceea, se pot stabili multe din proprietățile sistemelor de mai multe corpuri care interacționează tare. Ele pot fi puse mai clar în evidență prin analiza caracteristicilor colective ale datelor și rezultatelor experimentale. În cadrul cursului prin *colectivitate* se va denumi o caracteristică comună obținută din datele și rezultatele experimentale pentru mai multe particule care sunt emise într-o ciocnire. O trăsătură comună intens studiată este *curgerea colectivă*. Ea descrie *mișcarea unui număr mare de particule emise într-o direcție comună sau cu o mărime comună a vitezelor*. Există *diferite moduri de curgere colectivă*. Ideea existenței unor legături între comportarea colectivă și proprietățile fundamentale ale materiei nucleare aparține lui L.D.Landau [134]. În anul 1953 el a propus primul model hidrodinamic pentru descrierea ciocnirilor nucleon-nucleon la energii înalte. În cadrul modelului se face ipoteza că în etapa inițială a ciocnirii se realizează un *echilibru termodinamic local instantaneu*. Se presupuneau interacții puternice între particulele din sistemul creat prin ciocnire. Se făcea, de asemenea, ipoteza că sistemul format se extinde pe o direcție paralelă cu direcția de mișcare a nucleonilor incidenți, înainte de ciocnire. Se

presupunerea că emisia de particule se face într-un proces similar cu curgerea unui fluid. Comportarea fluidului se descrie cu ajutorul ecuațiilor Navier-Stokes, în ipoteza continuității pentru energie și impuls. S-a introdus, de asemenea, o ecuație de stare care lega presiunea locală de densitate (de energie sau barionică). Trebuie menționat faptul că *folosirea ipotezei echilibrului local instantaneu și a ecuației de stare* se întâlnește în toate modelele de tip hidrodinamic dezvoltate ulterior pentru ciocniri nucleon-nucleu și nucleu-nucleu. Modelul hidrodinamic Landau descrie corect multiplicitatea particulelor generate și dă comportări similare cu cele prevăzute de modelul statistico-termodinamic al lui Fermi. Un avantaj al introducerii modelului hidrodinamic pentru descrierea ciocnirilor hadronice la energii înalte a fost acela că poate explica forma distribuțiilor unghiulare. În plus, dă valori corecte cu cele obținute experimental pentru impulsurile transversale ale particulelor produse în ciocnire.

Folosirea modelelor hidrodinamice pentru descrierea dinamicii ciocnirilor nucleon-nucleon, nucleon-nucleu și nucleu-nucleu la energii înalte a permis introducerea conceptului de *undă de șoc* pentru producere de particule. Aceste unde de șoc determină apariția unor structuri în distribuțiile unghiulare ale particulelor. Se consideră că particulele incluse în aceste structuri au fost emise cu o viteză comună într-o direcție comună, în acord cu ipotezele formării undelor de șoc în fluide.

Modelele hidrodinamice au fost incluse, alături de modelele de cascadă intranucleară și alte modele bazate pe ecuația Vlasov sau ecuația Boltzmann, în categoria modelelor de transport. Ele pot include diferite tipuri de ipoteze, multe din ele specifice ciocnirilor nucleu-nucleu la energii intermediare și înalte (câmp mediu, efecte cuantice, blocare Pauli ș.a.). În general, concluziile modelelor de transport nu sunt unice. De asemenea, există încă procese și fenomene relevate de datele și rezultatele experimentale care nu au primit o interpretare consistentă. Problema ecuației de stare a materiei nucleare este o problemă deschisă în Fizica nucleară relativistă.

Având în vedere aceste aspecte în cadrul acestui capitol se va face o scurtă trecere în revistă a fundamentelor modelelor de tip hidrodinamic și căi de investigare a proprietăților materiei nucleare în stare fundamentală și în stare înalt excitată. Se are în vedere faptul că aceste modele par să descrie multe din fenomenele și procesele care se produc în ciocniri nucleare relativiste. Unele semnale experimentale ale unor tranziții de

fază în materia nucleară pot fi găsite, de asemenea, folosind metode legate de modelele hidrodinamice.

XVI.2. Tipuri de curgere. Fenomenologie și evoluție temporală

XVI.2.1. Tipuri de curgere

Pentru descrierea proprietăților macroscopice și cuasimacroscopice ale materiei nucleare trebuie să fie definite unele observabile colective. Având în vedere definiția generală a colectivității, dată anterior (caracteristică comună obținută din datele și rezultatele experimentale pentru mai multe particule care sunt emise într-o ciocnire), se impune restrângerea la observabile cinematice. Cu ajutorul lor se poate defini mai exact curgerea colectivă. Trebuie menționat faptul că *orice trăsătură comună a tuturor particulelor emise într-o ciocnire* nucleu-nucleu poate fi considerată ca un *indicator* al distribuției spațiului fazelor pentru materia nucleară formată.

Printre fenomenele colective mai des întâlnite și analizate în ciocniri nucleare relativiste și ultrarelativiste se numără: *curgerea longitudinală*, *curgerea radială*, *curgerea transversală*, “*împroșcarea*” (*curgerea*) *laterală* (“*side-splash*” sau “*side-flow*”), *efectul de salt* (“*bounce-off*”), *curgerea eliptică* ș.a.

Curgerea longitudinală este curgerea definită prin modelul hidrodinamic al lui Landau și descrie mișcarea colectivă a particulelor în direcția inițială, dată de direcția fascicului incident.

Curgerea radială apare pentru un câmp de viteze cu simetrie sferică; se caracterizează prin faptul că particulele care sunt emise din sursa de particule au un câmp de viteze comun, independent de direcție.

Curgerea transversală este aceea curgere pentru care câmpul de viteze este independent de unghiul azimutal.

Curgerea (“*împroșcarea*”) *laterală* este legată de orientarea vectorului asociat parametrului de ciocnire. În ciocniri nucleu-nucleu orientarea vectorului asociat parametrului de ciocnire definește o direcție azimutală specifică. Creșterea emisiei de particule în această direcție se numește curgere laterală sau “*împroșcare*” laterală.

Curgerea eliptică a fost introdusă pentru a descrie o formă de emisie în care particulele sunt emise în mod preferențial în raport cu un anumit unghi azimutal și cu o simetrie “spate în spate”.

Fiecare tip de curgere este asociat cu modele hidrodinamice specifice și cu metode de evidențiere specifice [4,6,14-16,35].

XVI.2.2. Evoluția temporală a curgerii

La descrierea prin metode specifice modelelor hidrodinamice a ciocnirii dintre două nuclee (ioni grei) este necesară luarea în considerare a *planului de reacție*. Acesta este definit de *orientarea în spațiu* a celor două nuclee care se ciocnesc și de *direcția fasciculului incident*. *Parametrul de ciocnire*, notat de obicei cu b , este localizat în planul de reacție.

În *faza inițială a ciocnirii celor două nuclee*, la momentul începerii suprapunerii lor, se poate considera că, datorită relațiilor dintre lungimea de undă de Broglie și distanța internucleonică medie, respectiv, dintre drumul liber mediu și raza nucleului, pot să apară împrăștiere nucleon-nucleon cu proprietăți similare celor din spațiul liber (*aproximația impulsului extinsă*). De aceea, nucleonii de la suprafață vor reflecta comportarea de tip forță Lorentz a interacției nucleon-nucleon în mod direct. Ei vor fi deviați spre exterior. Datorită simetriei, pentru parametrii de ciocnire finiți, acești nucleoni vor determina o *creștere e emisiei de particule în planul de reacție*.

La *suprapunerea completă a celor două nuclee care se ciocnesc* se presupune că proprietățile ciocnirii nucleon-nucleon nu mai pot fi considerate aceleași cu cele din cazul spațiului liber. Trebuie menționat aici faptul că nu se cunosc prea bine proprietățile interacției nucleon-nucleon în mediu nuclear.

Procesele fizice care au loc la *suprapunerea completă* a celor două nuclee care se ciocnesc *depind de energia fasciculului incident*. În cazul în care energia fasciculului incident este suficient de mare pentru ca *viteza sunetului în materia nucleară aflată în stare fundamentală (estimată în prezent ca fiind $\beta_s = 0.2c$)* nucleonii nu pot scăpa suficient de repede din regiunea de suprapunere și de aceea se crează o denistate mare în această zonă. Chiar și la densitate normală se pot produce efecte datorate interacției a mai multe corpuri. De asemenea, sunt de așteptat ca efectele mediului nuclear să se manifeste

indiferent de densitatea nucleară. Diferite tipuri de tranziții de fază în materia nucleară pot apare, în funcție de valorile atinse de densitatea nucleară.

Dacă *sistemele nucleare care se ciocnesc* sunt mari și *secțiunile eficiente de interacție* sunt suficient de mari regiunea de suprapunere se dezvoltă într-un *sistem unic* caracterizat printr-o *densitate barionică inițială* și o *densitate de energie inițială*.

Condițiile de densitate nucleară și temperatură atinse la un moment dat din evoluția sistemului unic format sunt date de *ecuația de stare*. În ecuația de stare se lucrează cu *valori medii*.

Procesele de *comprimare* și *încălzire* a materie nucleare care se produc în faza de suprapunere a nucleelor care se ciocnesc și de formare a sistemului unic sunt strâns legate de *gradul de stopare* a nucleelor care se ciocnesc. Acesta poate fi determinat de *cantitatea de energie din mișcarea longitudinală inițială transferată gradelor de libertate interne ale sistemului unic format prin ciocnire*. Prin energia stocată în procesul de compresie și prin energia folosită pentru excitarea termică, ciocnirile nucleare la energii intermediare și înalte permit obținerea unor condiții de densitate și temperatură care nu sunt realizate decât în sisteme care nu pot investigate direct în laborator (stele neutronice, supernove ș.a.). Particulele noi care pot fi emise în astfel de condiții de densitate nucleară și temperatură pot oferi, prin caracteristicile lor, informații asupra proprietăților globale ale mediului nuclear în care au fost create și din care au fost emise.

Așa cum s-a mai spus anterior în curs, este important să se ia în considerare ceea ce se întâmplă și cu nucleonii spectatori. Ei pot să ofere, prin comportarea lor, multe informații de interes despre comportarea materiei nucleare din regiunea de suprapunere a nucleelor care se ciocnesc. În cadrul multor modele hidrodinamice se consideră că nucleonii spectatori suferă numai influența câmpului mediu distorsionat al nucleelor părinte inițiale și că, de aceea, se propagă foarte puțin deviați de la direcția de mișcare a nucleelor din care provin.

După suprapunerea completă a nucleelor care se ciocnesc și atingerea compresibilității maxime și temperaturii maxime urmează *expansiunea sistemului unic format*, ceea ce determină *scăderea densității nucleare, densității de energie și temperaturii*. Descrierea modului în care se produce expansiunea sistemului rezultat prin suprapunerea celor două nuclee care s-au ciocnit este o problemă dificilă și care depinde puternic de geometria

ciocnirii. Prin geometria ciocnirii se are în vedere atât gradul de simetrie dintre numerele de masă ale nucleelor care s-au ciocnit, cât și parametrul de ciocnire. În general, pentru *ciocniri centrale dintre nuclee cu numere de masă egale* se presupune că *expansiunea* prezintă o *simetrie azimutală*. În cazul unor parametri de ciocnire finiți și, eventual, a unei asimetrii între numerele de masă ale nucleelor care se ciocnesc, presupunerea unui anumit tip de simetrie pentru expansiune este extrem de dificilă. Dificultatea este legată, în principal, de existența unui *câmp de viteze orientat*. Ele este datorat numărului mare de spectatori ai nucleelor care se ciocnesc. De obicei, se consideră că acest câmp este suprapus peste expansiunea datorată proceselor și fenomenelor din regiunea de suprapunere a nucleelor care se ciocnesc. De aceea, se consideră că expansiunea are loc pe direcția celor mai mari gradienti în densitate nucleară, densitate de energie și temperatură. Se consideră că în direcție transversală expansiunea inițială este mai mare pe direcție planului de reacție. În direcția longitudinală expansiunea depinde de gradul de stopare pentru nucleele care se ciocnesc. Așa cum s-a arătat în partea a doua a cursului, pentru energii sub 10 A GeV gradul de stopare pentru cele două nuclee care se ciocnesc este mare. Pentru astfel de situații este de presupus faptul că nucleele sunt contractate Lorentz pe direcție longitudinală și, de aceea, gradientul de presiune este mai mare pe direcția fascicului incident. În aceste condiții apare o relaxare mai mare a sistemului pe direcție longitudinală și este favorizată curgerea longitudinală (se mai folosește și termenul de “sferă fierbinte” Landau). În cazul în care stoparea nucleelor care se ciocnesc este mică poate apare o decuplarea expansiunii pe direcție longitudinală și pe direcție transversală [135].

Viteza cu care se produce expansiune a sistemului este determinată de de diferiți parametri de relaxare a sistemului. Ea impune introducerea unei scale de timp care poate fi comparată cu scala de timp dată de energia cinetică a fascicului incident. Se consideră o relație de forma următoare:

$$t = \frac{R_p + R_T}{\gamma v_{fasc}} \quad , \quad (III.118)$$

unde R_p este raza nucleului incident, R_T este raza nucleului țintă, v_{fasc} este viteza fascicului, iar γ este factorul de contracție Lorentz.

Este important de subliniat aici faptul că, în funcție de viteza de expansiune, materia nucleară din regiunea centrală poate interacționa cu materia nucleară rece a nucleonilor spectatori. Această interacție poate să modifice forma distribuției unghiulare azimutale. Trebuie menționat faptul că în cazul unor ciocniri elastice pot să apară reîmprăștierea, iar în cazul unor ciocniri inelastice se poate produce absorbția unor particule în regiunile specatoare. Dacă expansiunea este foarte rapidă în raport cu mișcarea longitudinală, ceea ce se întâmplă, de obicei, la energii ale fasciculului incident în jur de 1 A GeV, se poate presupune că nucleonii care participă la expansiune sunt absorbiți, în marea lor majoritate, în planul de reacție, deoarece aici sunt prezenți nucleonii spectatori. Este de presupus că la energii mai mari – cum sunt cele specifice SPS-CERN și RHIC-BNL – viteza nucleonilor spectatori crește mult mai repede. De aceea, luând în considerare scala de timp definită anterior, nucleonii spectatori nu vor mai fi prezenți în planul de reacție după timpul necesar formării sistemului unic – prin suprapunerea nucleelor care se ciocnesc – comprimării și încălzirii materiei nucleare incluse aici. Din această cauză, expansiunea sistemului va fi din ce în ce mai liberă în planul de reacție. Este posibil ca o astfel de comportare să apară de la energiile disponibile la Sincrofazotronul U-10 de la IUCN Dubna [100,136-141].

Trăsăturile specifice comportării colective dispar atunci când ciocnirea atinge un anumit punct din dezvoltarea sa. Acest punct este cunoscut ca *încetarea interacțiilor*, *“îngheț”* sau *“freeze-out”*. La atingerea acestui punct *densitatea barionică și densitatea nucleară sunt suficient de mici pentru ca drumul liber mediu să fie suficient de lung în raport cu dimensiunile sistemului astfel încât să nu se mai producă ciocniri suplimentare*. Se consideră că proprietățile sistemului la atingerea punctului de *“îngheț”* pot fi reflectate

de rapoartele unor particule emise ($\frac{\pi^-}{\pi^+}, \frac{K^-}{K^+}, \frac{K}{\pi}, \frac{p}{p}$ ș.a.). Cu ajutorul acestor rapoarte se

pot obține informații asupra temperaturilor și potențialelor chimice, iar prin acestea, informații asupra unor posibile tranziții de fază.

Toate aceste rezultate confirmă importanța studierii fenomenelor colective care se produc în ciocniri nucleare relativiste și ultrarelativiste. Trebuie subliniat faptul că *observabile bazate pe curgerea colectivă*, spre deosebire de multe observabile hadronice – inclusiv rapoartele de particule – *nu pierd memoria condițiilor inițiale din tipul procesului de*

realizare a echilibrului deoarece curgerea se definește luând în considerare întreaga istorie a ciocnirii. Este așteptat ca producerea unei tranziții de fază să modifice anumite comportări colective specifice pentru o ciocnire dată, luând în considerare comportările la diferite energii ale fasciculului incident. De exemplu, pentru tranziția de fază la plasma de cuarci și gluoni este de așteptat ca presiunea să fie mai mică decât în faza hadronică pură. Din acest motiv este de așteptat ca viteza de expansiune să se reducă. În plus, curgerea eliptică și “împroșcarea” laterală se vor reduce semnificativ.

Fenomenele de curgere a amteriei nucleare apar pe întregul domeniu de energii specific Fizicii nucleare la energii intermediare și înalte [142]. De aceea, în evaluarea fenomenelor de curgere nucleară și a tranzițiilor de fază care se pot produce în materia nucleară aflată în diferite condiții de densitate și temperatură sunt folosite mai multe scale de timp. Cele mai folosite scale de timp sunt următoarele: (i) *timpul de trecere* pentru nucleeele care se ciocnesc, $t_{trecere}$; (ii) *timpul de realizare a echilibrului* în regiunea de suprapunere a nucleelor care se ciocnesc (regiunea participantă sau “sfera foerbinte”), $t_{echilibru}$; (iii) *timpul de expansiune*, $t_{expansiune}$.

Se poate observa faptul că numai timpul de trecere nu depinde de proprietățile materie nucleare formate în timpul ciocnirii celor două nucleee; el depinde numai de energia fasciculului incident și de dimensiunile sistemului străbătut. Celelalte scale de timp depind de proprietățile materiei nucleare formate. Astfel, *realizarea echilibrului* este determinată de *tipul și tăria interacțiilor* care se produc între particulele care se află în regiunea de suprapunere a nucleelor care se ciocnesc, *de numărul lor* precum și de *numărul de ciocniri* dintre particule. În cazul *expansiunii* trebuie avute în vedere *presiunea și energia de compresie*. De asemenea, trebuie avut în vedere faptul că numărul gradelor de libertate trebuie să fie luat în considerare pentru evaluarea corectă a ponderilor diferitelor tipuri de energii în energia totală a sistemului. Alături de energia de compresie trebuie avută în vedere *energia termică, energia potențială* ș.a. Unii autori au propus chiar considerarea unei *energii de curgere* în ecuația de stare a sistemului [136-141]. Pentru o analiză corectă a datelor experimentale este necesară considerarea atentă a ipotezelor și predicțiilor principalelor tipuri de modele hidrodinamice.

XVI.3. Clase de modele hidrodinamice

XVI.3.1. Considerații generale

În cazul modelelor folosite pentru studiul dinamicii ciocnirilor nucleare relativiste trebuie avută totdeauna în vedere necesitatea ca ipotezele fundamentale să fie în acord. cât mai mult posibil, cu experimentul considerat. În multe experimente de interes geomatria ciocnirii și energia fasciculului incident nu permite să se ajungă la un număr mare de nucleoni participanți, deci la un număr suficient de grade de libertate. O altă problemă de interes este cea a timpului cât durează ciocnirea și a scalelor de timp asociate. Multe dintre modelele discutate până în prezent folosesc ipoteza echilibrului termodinamic global și scale de timp adecvate pentru realizarea lui, dar condițiile sunt dificil de îndeplinit în cele mai multe dintre experimente. De aceea, aplicarea conceptelor statistico-termodinamice în mod sistematic este dificilă în majoritatea situațiilor experimentale de interes. Această problemă, ridicată de la începuturile modelelor ststistico-termodinamice (a se vedea capitolul al XV-lea din curs), a fost rezolvată parțial de modelele hidrodinamice. Primul model hidrodinamic a fost introdus, așa cum s-a menționat anterior, de către Landau, în anul 1953.

Modelul Landau - așa cum s-a mai menționat - presupune că echilibrul termic este atins numai local și numai în prima fază a procesului și admite existența unor interacții apreciabile între particulele generate. În cea de-a doua fază a procesului, sistemul intermediar se extinde pe o direcție paralelă cu direcția de mișcare a particulei incidente, particulele finale fiind emise printr-un proces asemănător cu curgerea unui fluid, a cărui comportare poate fi descrisă prin ecuația Navier - Stokes. Pentru multiplicitatea particulelor generate în proces, modelul Landau obține un rezultat identic cu cel al teoriei statistice a lui Fermi. Modelul Landau explică bine distribuțiile unghiulare și impulsurile transversale observate experimental. Viteza longitudinală a fluidului este mult mai mare decât viteza lui transversală. De aici rezultă impulsuri transversale mici pentru particulele din starea finală, în concordanță cu rezultatele experimentale.

De-a lungul timpului au fost propuse diferite modele hidrodinamice pentru descrierea ciocnirilor nucleon-nucleon, nucleon-nucleu și nucleu-nucleu la energii intermediare și înalte. Ele pot fi clasificate după diferite criterii. Unul dintre ele este cel determinat de

modul de obținere a ecuațiilor hidrodinamice specifice. Conform acestui criteriu modelele hidrodinamice pot fi împărțite în două categorii mari, anume:

- (i) modele ce folosesc ecuația Boltzmann pentru obținerea ecuațiilor hidrodinamice;
- (ii) modele ce folosesc teoria Hartree-Fock dependentă de timp pentru obținerea ecuațiilor hidrodinamice.

În ambele situații, stabilirea echilibrului local instantaneu trebuie presupusă ca fiind atinsă rapid pentru a se atinge regimul hidrodinamic.

XVI.3.2. Modele care folosesc ecuația Boltzmann
pentru obținerea ecuațiilor hidrodinamice

Ecuția Boltzmann descrie evoluția în timp a unei funcții de distribuție uniparticulă, $f(\vec{r}, \vec{v}, t)$:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla f = S \quad , \quad (III.119)$$

unde S este termenul de ciocnire.

Forma termenului de ciocnire este următoarea:

$$S = \int d^3 v_1 d^3 v_2 db d\varphi w(\vec{v}_1, \vec{v}_2 \rightarrow \vec{v}, \vec{v}'; b, \varphi) [f(\vec{r}, \vec{v}_1, t) f(\vec{r}, \vec{v}_2, t) - f(\vec{r}, \vec{v}, t) f(\vec{r}, \vec{v}', t)]$$

(III.120)

unde w reprezintă probabilitatea de realizare a unei ciocniri între două particule cu viteze \vec{v}_1 și \vec{v}_2 , la un parametru de ciocnire b și un unghi azimutal φ , din care rezultă două particule cu viteze \vec{v} și \vec{v}' .

Termenul de ciocnire impune introducerea unor ipoteze suplimentare; printre cele mai importante se numără următoarele:

- pentru a putea lua în seamă numai interacții binare, sistemul trebuie să fie suficient de diluat;
- drumul liber mediu al nucleonilor trebuie să fie mic în raport cu distanța pe care funcția de distribuție uniparticulă f variază semnificativ;
- particulele sunt necorelate (ele "uită" ciocnirile suferite anterior).

Ecuatiile hidrodinamice se obțin prin integrarea ecuației Boltzmann după viteză cu o pondere $\chi(\vec{v})$:

$$\frac{\partial}{\partial t} \langle \chi \rangle + \nabla \cdot \langle \chi \vec{v} \rangle = \int d^3v \chi(\vec{v}) S \quad (III.121)$$

Mărimile din paranteze sunt mărimi mediate după viteze. Pentru ponderea χ s-au luat mărimi ce sunt invariante de ciocnire, anume: 1, \vec{v} și \vec{v}^2 . Pentru aceste mărimi se poate arăta că integrala din membrul drept al ecuației (III.121) se anulează. În final, se obțin următoarele trei ecuații:

$$\begin{cases} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{v}) = 0 \\ \frac{\partial}{\partial t} (\rho \langle \vec{v} \rangle) + \nabla \cdot (\rho \langle \vec{v} \rangle \cdot \langle \vec{v} \rangle) = -\nabla \cdot \vec{p} \\ \frac{\partial}{\partial t} (\rho \mathcal{E}) + \nabla \cdot (\rho \mathcal{E} \langle \vec{v} \rangle) = -\nabla \cdot \vec{q} + \nabla \cdot (\vec{p} \cdot \langle \vec{v} \rangle) \end{cases} \quad (III.122)$$

unde \mathcal{E} este energia medie per particulă, \vec{p} este tensorul tensiunilor, iar \vec{q} este fluxul de căldură.

Mărimile anterioare se pot exprima prin relațiile de mai jos:

$$\begin{aligned} \mathcal{E} &= \frac{1}{2} m \langle |\vec{v} - \langle \vec{v} \rangle|^2 \rangle \\ \vec{p} &= \rho \langle (\vec{v} - \langle \vec{v} \rangle) \cdot (\vec{v} - \langle \vec{v} \rangle) \rangle \\ \vec{q} &= \rho \langle (\vec{v} - \langle \vec{v} \rangle) |\vec{v} - \langle \vec{v} \rangle|^2 \rangle \end{aligned} \quad (III.123)$$

În relațiile de mai sus s-a folosit următoarea notație:

$$\rho(\vec{r}, t) = \int d^3v f(\vec{r}, \vec{v}, t)$$

Setul de ecuații (III.123) poate fi rezolvat numai dacă \vec{p} și \vec{q} pot fi exprimate în funcție de ρ , $\langle \vec{v} \rangle$, și \mathcal{E} . Acest lucru este adevărat în ipoteza echilibrului local instantaneu. În acest caz funcția de distribuție este de tip Maxwell-Boltzmann sau Fermi – Dirac, pentru cazul general.

Se poate remarca faptul că în sistemul de ecuații (III.123) a dispărut termenul de ciocnire. Din acest motiv, aceste ecuații au un caracter mai general decât ecuația Boltzmann (III.119), putând fi aplicate și sistemelor nediluate.

XVI.3.2. Modele care folosesc teoria Hartree-Fock
pentru obținerea ecuațiilor hidrodinamice

Pentru introducerea modelelor de acest tip s-a luat în considerare ecuația Hartree-Fock dependentă de timp [64], iar ciocnirile binare sunt luate în considerare prin ipoteza echilibrului local instantaneu. Ecuația Hartree-Fock dependentă de timp se scrie în modul următor:

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \hat{\rho}(\vec{r}, \vec{r}', t) = -\frac{\hbar^2}{2m} (\nabla^2 - \nabla'^2) \hat{\rho}(\vec{r}, \vec{r}', t) + \int d^3 r'' [V(\vec{r} - \vec{r}'') - V(\vec{r}' - \vec{r}'')] \cdot [\hat{\rho}(\vec{r}, \vec{r}', t) \cdot \hat{\rho}(\vec{r}'', \vec{r}', t) - \hat{\rho}(\vec{r}, \vec{r}'', t) \cdot \hat{\rho}(\vec{r}'', \vec{r}', t)] \quad (III.124)$$

Aici $\hat{\rho}$ este matricea densitate. Ea se obține prin sumare pe toate stările ocupate și are expresia următoare:

$$\hat{\rho}(\vec{r}, \vec{r}', t) = \sum_{\alpha} \Psi_{\alpha}(\vec{r}, t) \Psi_{\alpha}^*(\vec{r}', t) \quad (III.125)$$

Funcția de undă Ψ se poate descompune în modul următor:

$$\Psi(\vec{r}, t) = \phi(\vec{r}, t) \exp \frac{imS(\vec{r}, t)}{\hbar} \quad (III.126)$$

cu ϕ și S câmpuri reale. Trebuie menționat aici faptul că acest tip de legătură dintre Hidrodinamică și Mecanică cuantică a fost propusă încă din anul 1926, de către Madelung [4,14].

Câmpurile hidrodinamice pot fi scrise astfel:

$$\rho(\vec{r}, t) = \hat{\rho}(\vec{r}, \vec{r}', t) = \sum_{\alpha} \rho_{\alpha} \quad (III.127)$$

$$u(\vec{r}, t) = \frac{\hbar}{2im\rho} \lim_{\vec{r}' \rightarrow \vec{r}} (\nabla - \nabla') \hat{\rho}(\vec{r}, \vec{r}', t) = \frac{1}{\rho} \sum_{\alpha} \rho_{\alpha} \vec{v}_{\alpha} \quad (III.128)$$

Fie τ energia cinetică internă. Ea se definește în modul următor:

$$\tau = \phi \left(-\frac{\hbar^2}{2m} \right) \nabla^2 \phi \quad (III.129)$$

Folosind această definiție se poate trece la separarea părții reale și părții imaginare din ecuația (III.124). Se obține expresia următoare (ecuația (III.130)):

$$\begin{cases} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \bar{u}) = 0 \\ \frac{\partial}{\partial t} (\rho \bar{u}) + \nabla \cdot \left(\sum_{\alpha} \rho_{\alpha} \nabla S_{\alpha} \nabla S_{\alpha} \right) = -\frac{1}{m} \sum_{\alpha} \rho_{\alpha} \nabla \left(\frac{\tau_{\alpha}}{\rho_{\alpha}} \right) - \frac{\rho}{m} \nabla \int d^3 r'' V(\bar{r} - \bar{r}'') \rho(\bar{r}'') + \\ + \frac{1}{m} \nabla \int d^3 r'' \nabla V(\bar{r} - \bar{r}'') \rho(\bar{r}, \bar{r}'')^2 \end{cases}$$

Prima dintre ecuațiile (III.130) are forma unei ecuații hidrodinamice. A doua ecuație trebuie să fie prelucrată pentru a căpăta o astfel de formă. Pentru aceasta se separă potențialul într-un termen de distanță scurtă, dependent de densitate, și un termen de distanță lungă. Se obține expresia de mai jos:

$$V(\bar{r} - \bar{r}') = V_s [\rho(\bar{r})] \delta(\bar{r} - \bar{r}') + V_L(\bar{r} - \bar{r}') \quad . \quad (III.131)$$

Se introduce tensorul tensiunilor, definit prin relația:

$$\vec{p} = \frac{1}{m} \sum_{\alpha} \rho_{\alpha} (\vec{v}_{\alpha} - \bar{u}) \cdot (\vec{v}_{\alpha} - \bar{u}) \quad . \quad (III.132)$$

În cazul în care se neglijează vâscozitatea mediului nuclear, tensorul tensiunilor definit anterior conține numai presiunea scalară, presiune care este datorată fluctuațiilor termice.

În final rezultă următoarea ecuație de mișcare:

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho \bar{u}) + \nabla (\rho \bar{u} \cdot \bar{u}) = -\frac{1}{m} \nabla p - \frac{1}{m} \rho \nabla \bar{V}_L \quad . \quad (III.133)$$

Introducerea temperaturii necesită obținerea unei a treia ecuații. Se obține în final ecuația standard pentru conservarea energiei din hidrodinamica clasică.

Din analiza ecuațiilor hidrodinamice obținute pe baza teoriei Hartree-Fock dependente de timp se observă că modelele hidrodinamice care au la bază ecuația Hartree-Fock dependentă de timp, deși mai dificil de tratat din punct de vedere matematic, permit introducerea firească a unor ipoteze și presupunerea unui mediu continuu prin folosirea densității de probabilitate din mecanica cuantică. Așa cum s-a mai menționat ipoteza echilibrului local instantaneu este fundamentală pentru obținerea ecuațiilor hidrodinamice.

XVI.3.3. Comentarii asupra informațiilor fizice
obținute cu modele hidrodinamice

Ecuțiile hidrodinamice obținute din ecuația Boltzmann sau din ecuația Hartree - Fock dependentă de timp trebuie să fie completate cu o ecuație de stare. De obicei, ecuația de stare este dată sub forma dependenței energiei de legătură per nucleon de densitate și entropie. O expresie uzuală a ecuației de stare este următoarea:

$$W(\rho, S) = W_o(\rho) + W_{th}(\rho, S) \quad . \quad (III.134)$$

unde $W_o(\rho)$ reprezintă energia de legătură în absența excitației termice (la entropie nulă). $W_o(\rho)$ este considerată și energia necesară realizării compresiei materiei nucleare fără încălzire. De aceea, două forme mai des utilizate pentru $W_o(\rho)$ sunt următoarele:

$$W_o(\rho) = \frac{K_o(\rho - \rho_o)^2}{18 \rho \rho_o} \quad , \quad (III.135)$$

$$W_o(\rho) = \frac{K_o(\rho - \rho_o)^2}{18 \rho_o^2} \quad . \quad (III.136)$$

În relațiile de mai sus K_o este compresibilitatea materiei nucleare, iar ρ_o este densitatea materiei nucleare în condiții normale.

Pentru a da o formă completă informației fizice care se poate obține din ecuațiile prezentate până acum ar fi necesară introducerea vâscozității și termoconductivității materiei nucleare. Pentru că aceste două mărimi nu sunt prea bine cunoscute, multe modele nu le iau în considerare.

Modelele hidrodinamice sunt folosite în special pentru descrierea ciocnirilor centrale simetrice, deoarece procesele centrale duc la un număr mare de ciocniri nucleon – nucleon, deci la o comportare hidrodinamică, în timp ce procesele periferice, cu un număr mai mic de ciocniri nucleon – nucleon, pot fi bine descrise într-un model de tip cascadă intranucleară.

Pentru ciocniri centrale la energii relativiste se poate introduce ipoteza undei de șoc ca mecanism de tip hidrodinamic pentru producerea de particule [143,144]. Se consideră că unda de șoc este plată, iar sistemul se extinde rapid pe o direcție perpendiculară pe direcția de mișcare a nucleului incident (proiectil). Apare o curgere laterală care este o

consecință a presupunerii realizării echilibrului local instantaneu. Această ipoteză permite o conversie rapidă a impulsului de pe direcția fasciculului incident (impulsul longitudinal) în impuls transversal. De aceea se poate considera curgerea laterală ca o metodă de detectare directă a echilibrului atins în reacție. Din păcate, ciocnirile centrale sau aproape centrale nu contribuie prea mult la secțiunea totală de reacție. În aceste condiții este necesară și studierea ciocnirilor care se produc la parametri de ciocnire intermediari. În cazul ciocnirilor semicentrale și periferice apare o rotație a zonei de compresie. Pentru parametri de ciocnire și mai mari se obțin în starea finală fragmente nucleare emise la unghiuri mici, ca și cum ar fi avut loc o reacție adânc inelastică. Acest efect se numește efect de “salt” („bounce-off”). Dacă se face analiza distribuției energiei și densității în starea finală se observă trei zone distincte, anume: două zone periferice de joasă temperatură și densitate mare, corespunzătoare fragmentelor rămase din proiectil și țintă, și o zonă centrală foarte fierbinte și diluată, care este rămășița zonei de compresie. Modelele hidrodinamice confirmă prin urmare imaginea participanți-spectatori, ca și celelalte tipuri de modele discutate până în prezent.

În cazul ciocnirilor asimetrice, mecanismele de bază sunt aceleași. Apar însă trăsături caracteristice datorate contribuției mai mari a nucleonilor spectatori la geometria ciocnirii. Și în cazul ciocnirilor semicentrale și periferice apar fenomene precum undele de șoc, jeturile de materie nucleară, “împroșcarea” laterală sau efectul de “salt” („bounce-off”). Există o mai mare probabilitate a competiției dintre diferitele mecanisme de producere de particule [100,101,145].

XVI.4. Analiza globală în studiul comportării hidrodinamice a materiei nucleare

Pentru descrierea cât mai completă dinamicii ciocnirilor nucleare relativiste folosind modele de tip hidrodinamic s-a introdus **analiza globală**. Este o metodă sensibilă la etapa compresiei. Prin analiză globală se introduc mărimi care descriu mișcarea medie a particulelor în starea finală, pentru fiecare eveniment în parte [14–16,113,146]. Pentru definirea mărimilor fizice de interes se folosesc combinații pătratice de tip $p_i \cdot p_j$ ale

componentelor carteziene ale impulsului pentru particulele produse în ciocnirile nucleare relativiste. Aceste produse prezintă avantajul că au o comportare saturată imediat după atingerea densității maxime, la sfârșitul etapei de compresie [14–16,113,136-140,146-148]. *Pot fi obținute informații directe legate de comportarea materiei nucleare în primele momente ale ciocnirii.*

Mărimile globale se pot determina prin calculul variabilelor globale pentru fiecare eveniment, ținând cont de toate particulele emise într-un eveniment. În acest caz se determină suma totală a mărimilor cinematice care definesc particulele emise într-un eveniment. Se obțin astfel componentele unor tensori, care vor fi diagonalizați, iar componentele diagonale ale acestora vor fi folosite pentru definirea unor mărimi fizice de interes. Descrierea hidrodinamică a ciocnirilor nucleare relativiste presupune stabilirea rapidă (instantanee) a echilibrului local. Acest lucru este posibil dacă au loc numeroase ciocniri între particule pentru a se produce termalizarea. Ca urmare, pentru o corectă abordare hidrodinamică a ciocnirii, este necesar ca un mare număr de nucleoni participanți să fie antrenați în ciocnire. O consecință importantă a ipotezei echilibrului local instantaneu este conversia impulsului longitudinal în impuls transversal. În acest caz, poate fi pusă în evidență “curgerea laterală” sau “împroșcarea laterală a materiei nucleare [149,150].

Au fost propuse mai multe tipuri de tensori în analiza globală pentru studierea dinamicii ciocnirilor nucleare la energii înalte [14,15,149-151]. Unul dintre cei mai folosiți tensori este *tensorul de curgere* sau *tensorul cinetic de curgere* [14,15,149]. Componentele acestui tensor sunt definite de relația de mai jos:

$$F_{ij} = \sum_n w(n) \cdot p_i(n) \cdot p_j(n) \quad , \quad (III.137)$$

unde: $i,j=x,y,z$, n este numărul trasei, $w(n)$ este factorul de pondere al particulei sau fragmentului considerat.

Componentele tensorului formează în spațiul impulsului un elipsoid de rotație ale cărui axe sunt determinate de valorile proprii ale tensorului. Acestea servesc și la definirea unor mărimi globale, precum *raportul de curgere* – definit ca *raportul dintre axa cea mai mare și axa cea mai mică a elipsoidului* – și *unghiul de curgere* – definit ca *unghiul dintre axa cea mai mare a elipsoidului și direcția nucleului incident* (proiectil).

Pentru ciocniri centrale simetrice și nesimetrice unghiul de curgere scade cu creșterea parametrului de ciocnire, în timp ce factorul de curgere crește cu creșterea factorului de ciocnire. Pentru ciocniri la un parametru de ciocnire $b < 3.5 \text{ Fm}$ (valori considerate, în general, specifice ciocnirilor centrale și ultra centrale) unghiul de curgere este mare, iar factorul de curgere este mic. Această comportare indică o formă cuasisferică a eleipsoidului. De aceea, la energii de câțiva GeV/nucleon se poate considera că – pentru interferometrie de particule identice – este corectă folosirea unei distribuții sferice pentru sursa care emite particule (definită de regiunea de suprapunere a nucleelor care se ciocnesc) și că rezultatele obținute pentru caracteristicile sale spațio-temporale sunt corecte.

Cea mai probabilă direcție inițială de curgere a materiei nucleare formate în regiunea de suprapunere a celor două nuclee poate fi determinată folosind mărimea numită *thrust* (“împingere”). **Tensorul de thrust** (tensorul de “împingere”) este definit prin relația de mai jos [139,140,150]:

$$T = \max_n \frac{\sum_n |\vec{p}(n) \cdot \vec{e}|}{\sum_n |\vec{p}(n)|} \quad , \quad (III.138)$$

unde \vec{e} este versorul unei direcții oarecare

Direcția versorului \vec{e} pentru care se obține *maximul expresiei* de mai sus definește *direcția de curgere cu cea mai mare probabilitate* pentru materia nucleară fierbinte și densă care se formează în regiunea de suprapunere a celor două nuclee care interacționează la energii intermediare și înalte.

Pentru o descriere completă a dinamicii ciocnirilor nucleare la energii de câțiva GeV/A trebuie luată în considerație geometria ciocnirii. De exemplu, distribuțiile unghiului “thrust” (“împingere”) sunt diferite pentru ciocnirile nucleare simetrice și cuasisimetrice, respectiv, nesimetrice [143,144,151]. Valorile unghiurilor de “thrust” și valorile direcției indică posibilitatea ca particulele să fie generate în conuri pe diferite direcții. Pentru ciocniri nucleu nucleu la 4.5 A GeV/c – în experimente folosind spectrometrul SKM 200 la care înregistrarea informației se face pe film – aceste conuri sunt în acord cu imaginile de pe film. Aceste conuri au fost numite **jeturi de materie nucleară**.

O altă mărime de interes în studierea comportării hidrodinamice a materiei nucleare este *sfericitatea*. Ea poate fi calculată folosind *tensorul de sfericitate* definit astfel:

$$S_{ij} = \sum_n [p^2(n)\delta_{ij} - p_i(n) \cdot p_j(n)] \quad . \quad (III.139)$$

Prin rezolvarea ecuației de funcții și valori proprii asociate tensorului, se poate defini sfericitatea ca fiind raportul următor:

$$S = \frac{3\lambda_3}{\sum_{i=1}^3 \lambda_i} \quad , \quad (III.140)$$

unde λ_i sunt valorile proprii ale tensorului de sfericitate definit prin relația (III.139), ordonate descrescător. Sfericitatea ia valori între $S=0$ – când apar 2 *jeturi de materie nucleară*, în direcții opuse – și $S=1$ – caz pentru care *emisia este izotropă*.

Folosind valorile proprii pentru ecuații de funcții și valori proprii a tensorului de sfericitate se poate introduce o altă mărime importantă, anume: *planaritatea*. Relația de definiție este dată de următoarea relație:

$$P = \frac{3(\lambda_3 - \lambda_2)}{\sum_{i=1}^3 \lambda_i} \quad , \quad (III.141)$$

Forma diagramei de curgere poate oferi diverse argumente pentru comportarea hidrodinamică a materiei nucleare în ciocnirile nucleare la energii înalte. Este important să precizăm că multe dintre aceste mărimi sunt de asemenea folosite în Fizica particulelor elementare pentru stabilirea structurii de jet a producerii de particule și a structurii de cuarc pentru hadroni [32,152–157]. Despre alte mărimi specifice analizei globale se va mai discuta în această parte a cursului.

XVI.5. Metode de evidențiere a jeturilor de materie nucleară produse în ciocniri nucleare relativiste

S-a menționat anterior faptul că datele experimentale indică prezența unor *jeturi de materie nucleară*. S-a specificat, de asemenea, faptul că *analiza globală* oferă

metodele de evidențiere a existenței acestora în contextul studierii comportării colective de tip hidrodinamic a materie nucleare formate prin ciocniri nucleare relativiste.

Pentru evidențierea experimentală a jeturilor de materie nucleară – prin analogie cu existența jeturilor în ciocniri leptonice și hadronice la energii foarte mari - prima metodă utilizată este *analiza de sfericitate*. Ea a fost introdusă prima oară în lucrările [158,159] și constă în *determinarea, pentru fiecare eveniment, a axei pentru care mărimea $\sum_i p_{Ti}^2$ ($i = \overline{1, n_{ch}}$) este minimă, după care se calculează mărimea numită sfericitate*. Aceasta mărime se poate deduce din relațiile (III.139) și (III.140) sau dintr-o relație de următoarea formă:

$$S = \frac{3 \sum_i p_{Ti}^2}{2 \sum_i p_i^2} \quad , \quad (III.142)$$

unde p_{Ti} este impulsul transvers al particulei i , iar p_i este impulsul total al aceleiași particule

Trebuie menționat aici faptul că sensibilitatea analizei de sfericitate crește dacă există posibilitatea de a se lua în considerare și particulele neutre. Din cauza faptului că există dificultăți în detectarea particulelor neutre (a se vedea partea I-a și partea a II-a a cursului) în foarte puține analize experimentale sunt folosite și aceste particule.

Din Fizica particulelor elementare se cunoaște faptul că pot exista structuri de două jeturi (bi-jet), trei jeturi (tri-jet) sau patru jeturi (cuadri-jet) [32,33].

Pentru a stabili structura de bi-jet a unor evenimente s-au folosit mărimi precum “*thrust*”-ul sau “*împingerea*” (legată de tensorul de “*thrust*” definit de relația (III.138)) și *sferocitatea* [160,161]. Pentru definirea acestor mărimi se pot utiliza și următoarele relații:

$$T = \frac{\sum_{i=1}^n |\vec{p}_{Li}|}{\sum_{i=1}^n |\vec{p}_i|} \quad , \quad (III.143)$$

și, respectiv:

$$S_0 = \left(\frac{4}{\pi} \right)^2 \left(\frac{\sum_{i=1}^n |\vec{p}_{Ti}|}{\sum_{i=1}^n |\vec{p}_i|} \right)^2 \quad . \quad (III.144)$$

Valorile proprii ale tensorului de “thrust” sunt cuprinse între $1/2$ și 1 . Pentru $T = 1$ toate particulele au aceeași direcție a impulsului, iar pentru $T = 1/2$ emisia de particule este izotropă. Așa cum s-a mai spus, pentru tensorul de “thrust” axa jetului se alege astfel încât să maximizeze valoarea lui T dată de relația (III.138), adică:

$$T = \max(\vec{n}) \left(\frac{\sum_{i=1}^n |\vec{p}_i \cdot \vec{n}|}{\sum_{i=1}^n |\vec{p}_i|} \right)$$

cu \vec{n} versorul axei jetului.

În cazul sfericității axa jetului se alege astfel încât să minimizeze mărimea definită prin relația (III.144).

Pentru evenimentele cu structură de trei jeturi se introduce mărimea numită **triplicitate**, definită astfel [162]:

$$TR = \max \left(\frac{\sum_{j=1}^3 \sum_{i \in C_j} \vec{p}_i \cdot \vec{n}_j}{\sum_{i=1}^n |\vec{p}_i|} \right) \quad . \quad (III.145)$$

Aici fiecare particulă i este inclusă într-una din cele 3 clase C_j , $j = 1,2,3$, iar $i \in C_j$ dacă este îndeplinită condiția:

$$\vec{p}_i \cdot \vec{n}_j \geq \vec{p}_i \cdot \vec{n}_k \quad , \quad \text{cu } j \neq k \quad (III.146)$$

Alte mărimi pentru studiul evenimentelor cu structură de trei jeturi sunt legate de următoarele variabile:

$$\chi = \min \left(\frac{|\vec{q}_i|}{\sum_{i=1}^3 |\vec{q}_i|} \right) \quad , \quad (III.147)$$

$$\eta = \max(\cos(\vec{n}_i, \vec{n}_j)) \quad , \quad (III.148)$$

unde \vec{q}_i este impulsul total al particulelor din clasa C_i

Clasele C_i , cu $i = 1,2,3$ sunt determinate din calculul tensorului de triplicitate. Variabila χ caracterizează distribuția de impuls în fiecare clasă C_i , iar η descrie orientările axelor definite de tensorul de triplicitate și de ecuația de funcții și valori proprii asociată [163].

Pentru analiza evenimentelor cu structură de 4 jeturi a fost introdus **tensorul de “di-thrust”** (“dublă împingere”) [164]. Această mărime este definită de relația:

$$DT = \max \left(\frac{\sum_{j=1}^2 \sum_{i \in C_j} |\vec{p}_i \dots \vec{n}_j|}{\sum_{i=1}^n |\vec{p}_i|} \right) \quad , \quad (III.149)$$

unde \vec{n}_1 și \vec{n}_2 sunt vectorii unitate pe axele tensorului de “di-thrust”.

Particula i este inclusă în clasa C_i dacă este satisfăcută următoarea condiție:

$$|\vec{p}_i \cdot \vec{n}_1| > |\vec{p}_i \cdot \vec{n}_2| \quad (III.150)$$

De asemenea trebuie folosite cele două variabile definite prin relațiile (III.147) și (III.148), anume:

$$\chi' = \min \left(\frac{|\vec{q}_i|}{\sum_{i=1}^3 |\vec{q}_i|} \right)$$

$$\eta' = \max |\cos(\vec{n}_1, \vec{n}_2)|$$

Pentru calculul variabilelor necesare în descrierea jeturilor se pot folosi diverse metode.

Pentru studiul ciocnirilor nucleare relativiste cele mai importante sunt următoarele două categorii de metode: (i) *metodele ierarhice*; (ii) *metodele neierarhice*.

Metodele ierarhice pornesc de la ipoteza că asemănarea obiectelor (particulelor) poate fi descrisă de o *măsură a asemănării*, numită distanță. Asocierea unei valori numerice proprietății de asemănare oferă posibilitatea particulelor emise într-o ciocnire dată de a fi localizate în nodurile unei structuri ramificate.

Ca o măsură cantitativă a "distanței" dintre două particule poate fi ales unghiul dintre vectorii impuls care corespund celor două particule:

$$\theta_{i,j} = \arccos\left(\frac{\vec{p}_i \cdot \vec{p}_j}{|\vec{p}_i| \cdot |\vec{p}_j|}\right) \quad (III.151)$$

O metodă neierarhică des folosită este metoda centrului de greutate. Cele N particule dintr-un eveniment sunt aleator divizate în M grupuri, cu $M < N$. Pentru fiecare subgrup se calculează centrul de greutate. După aceasta, în etapa următoare, fiecare particulă este inclusă în subgrupul care are centrul de greutate situat la cea mai mică distanță. Pentru subgrupurile obținute după această iterație se calculează noile centre de greutate, după care se reia împărțirea pe subgrupuri. Procesul se oprește când se obține o configurație stabilă de cluster. Pentru a stabili dacă numărul de subgrupuri M ale celor N particule dintr-un eveniment este egal cu numărul jeturilor se introduce următoarea mărime:

$$T_M = \frac{\sum_{j=1}^M \left| \sum_{i=1}^{m_j} \vec{p}_i^j \right|}{\sum_{l=1}^N \vec{p}_l} \quad (III.152)$$

Această mărime ia valori de la 0 la 1. Valoarea $T_M = 0$ corespunde situației în care *toate particulele formează un singur grup*, și poate fi obținută numai dacă sunt incluse și particulele neutre. Valoarea $T_M = 1$ corespunde cazului în care *fiecare particulă din eveniment formează câte un grup*. Acestea sunt cazurile extreme.

Ținând cont de ipotezele folosite la obținerea relațiilor anterioare (cu deosebire a relației (III.152)), dependența mărimii T_M de numărul de jeturi este cea dată în Fig.III.10. O caracteristică a comportării acestei mărimi este faptul că dacă valoarea M este egală cu numărul de jeturi, atunci T_M tinde discontinuu la 1.

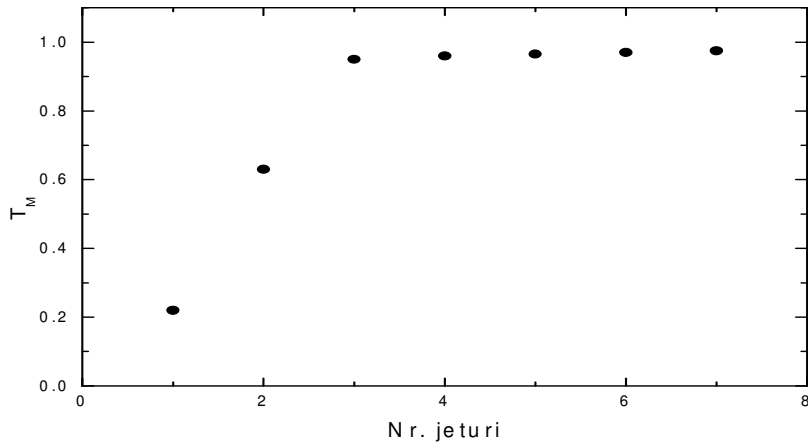


Fig.III.10. Dependența mărimii T_M de numărul de jeturi

Analiza globală a fost aplicată pentru studierea comportării colective a materiei nucleare formate în ciocniri nucleu-nucleu asimetrice și cuasisimetrice, centrale și periferice la 4.5 A GeV/c [100,101,136-141]. Cele mai importante rezultate vor fi discutate în partea finală a acestui capitol.

XVI.6. Jeturi de materie nucleară în ciocniri nucleu-nucleu la 4.5 A GeV/c

Acest capitol consacrat modelelor de tip hidrodinamic folosite pentru descrierea dinamicii ciocnirilor nucleare relativiste – modele care dau o descriere calitativă și cantitativă destul de completă comportării colective a materie nucleare formate în astfel de ciocniri și aflată în diferite condiții de densitate și temperatură – se va încheia cu prezentarea aplicării metodei analizei globale pentru evidențierea structurii de jeturi de materie nucleară, sugerată de datele experimentale primare, în ciocniri nucleu-nucleu la 4.5 A GeV/c. Experimentele au fost efectuate la IUCN Dubna în cadrul Colaborării SKM 200.

S-a arătat anterior (vezi și partea a II-a a cursului) că la această energie stoparea nucleului proiectil în nucleul țintă este aproape completă [11]. Valorile diferitelor mărimi,

observate experimental, reflectă geometria ciocnirii și țin cont de absorbția în regiunea spectatoare, la această energie [1,2,4,6,14,15,36,37,85,100,101,113].

Datorită faptului că spectrul de impuls al pionilor negativi este afectat și modificat de diferitele fenomene care au loc în materia nucleară densă și fierbinte [1,2,4,6,14,15,100,101,113], au fost făcute unele tăieri, dintre care cea mai importantă este tăierea în impuls. S-a considerat că pioni negativi sunt numai particulele negative de ionizare minimă care au impulsuri mai mari decât 50 MeV/c. Astfel, contribuția posibililor leptoni negativi – în special miuoni – a fost eliminată.

Pentru această analiză s-au considerat *pionii negativi* produși în patru ciocniri asimetrice necentrale (periferice (inelastice)), anume: *He+Li*, *He+Al*, *He+Cu*, *He+Pb*. Pentru aceste ciocniri s-a observat existența unei comportări colective de tip hidrodinamic. Ea a fost pusă în evidență cu ajutorul *analizei globale* [100,136-141]. Diverse comportări ale rapoartelor de curgere, ale unghiurilor de curgere și ale unghiurilor de “împingere” (“thrust”) au fost observate în ciocniri nucleare centrale și periferice la 4.5 A GeV/c [100,136-141].

De exemplu, valoarea raportului de curgere pentru ciocniri centrale scade în comparație cu valoarea sa pentru ciocniri periferice. Numărul de participanți pe eveniment sau pe ciocnire influențează de asemenea curgerea hidrodinamică. Pentru o ciocnire dată distribuția unghiului de curgere în funcție de numărul de participanți este o constantă, iar distribuția raportului de curgere scade semnificativ cu creșterea numărului de participanți. Pentru o valoare oarecare a numărului de participanți – 20 pentru multe ciocniri asimetrice – distribuția numărului de participanți este constantă în limita erorilor experimentale [140]. Unghiul de “thrust” scade cu creșterea asimetriei celor două nuclee implicate în ciocnire [139]. Toate rezultatele experimentale confirmă rolul important al geometriei ciocnirii și, în consecință, rolul nucleonilor participanți în descrierea dinamicii ciocnirilor nucleare relativiste.

Alegerea sfericității ca variabilă pentru evidențierea existenței jeturilor de materie nucleară este legată de faptul că această mărime reflectă forma evenimentelor. Pot fi obținute astfel informații noi asupra mecanismelor de producere a particulelor, în ipoteza că topologia ciocnirii reflectă dinamica acesteia. Folosind relația (III.139) și valorile proprii ordonate ale tensorului de sfericitate date de relația (III.140), anume: $\lambda_1 \geq \lambda_2 \geq \lambda_3$,

se poate obține un elipsoid ale cărui axe sunt date de valorile proprii. Direcția axei asociate cu valoarea cea mai mare, λ_I , este "direcția de curgere", adică direcția pentru care suma impulsurilor transversale este minimizată. Dacă S tinde la 0, elipsoidul tinde către o linie, iar dacă $S = 1$, elipsoidul devine o sferă.

Folosind sfericitate și metoda neierarhică a centrelor de greutate, prezentată anterior, au fost analizate cele 4 ciocniri asimetrice necentrale He – A_T la 4.5 A GeV/c menționate mai sus. Cu ajutorul variabilelor definite anterior a fost posibilă clasificarea pionilor negativi conținuți în fiecare eveniment în evenimente cu structură de două, trei sau patru jeturi de materie nucleară emise longitudinal (jeturi longitudinale), pe direcția înainte, respectiv, pe direcția înapoi, sau transversal (jeturi transversale). Fiecare jet de pioni negativi a fost asociat cu numărul cumulativ total [151,165]. În acest mod poate fi investigată posibilitatea ca structura de jet să fie o consecință a ciocnirii cu o țintă multinucleonică (flucton) [166,167].

Pentru ciocnirile necentrale (inelastice) He – Li la 4.5 A GeV/c au fost analizate 4026 evenimente. Principalele rezultate obținute pentru multiplicități sunt: multiplicitatea medie a particulelor cu sarcină în evenimentele selectate $\langle n_{ch} \rangle = 5.7 \pm 0.2$, multiplicitatea medie a particulelor negative $\langle n_{-} \rangle = 1.87 \pm 0.04$, numărul mediu de protoni participanți $\langle Q \rangle = 2.0 \pm 0.5$, numărul mediu de nucleoni participanți $\langle Q_N \rangle = 4.0 \pm 1.0$, secțiunea eficace inelastică $\sigma_{in} = 327 \pm 20 \text{ mb}$, impulsul transversal mediu $\langle p_T \rangle = 241 \pm 3 \text{ MeV}/c$, rapiditatea medie în sistemul centrului de masă $\langle y \rangle = -1.20$ [3,4,7,36,37,85,100,101].

Din cele 4026 evenimente au fost alese numai 2336, deoarece acestea respectă condiția impusă pentru multiplicitate, anume: $n_{ch} > 4$. Trebuie menționat faptul că în cele 2336 de evenimente selectate multiplicitățile particulelor cu sarcină sunt cuprinse între 4 și 14. Pentru fiecare eveniment a fost construit tensorul de sfericitate și a fost calculată sfericitatea pe eveniment folosind relațiile (III.139) și (III.149). S-a făcut, de asemenea, o selecție după multiplicitatea particulelor încărcate din fiecare eveniment. În Fig.III.11.a – d sunt prezentate distribuțiile sfericității în evenimente cu $n_{ch} = 4$, $n_{ch} = 6$, $n_{ch} = 8$ și, respectiv, $n_{ch} \geq 9$. Valorile medii ale sfericității pentru aceste cazuri sunt următoarele:

$\langle S(4) \rangle = 0.158 \pm 0.007$, $\langle S(6) \rangle = 0.223 \pm 0.009$, $\langle S(8) \rangle = 0.242 \pm 0.008$, respectiv,
 $\langle S(9) \rangle = 0.273 \pm 0.011$.

Din analiza distribuțiilor de sfericitate pentru cele 4 domenii de multiplicități ale particulelor cu sarcină se ajunge la concluzia că o astfel de comportare este compatibilă cu o structură de jeturi multiple de materie nucleară.

Pentru evenimente cu multiplicități mici ale particulelor cu sarcină este suficientă ipoteza superpoziției de ciocniri independente nucleon – nucleon. Pentru evenimente cu multiplicități mai mari ale particulelor cu sarcină trebuie presupuse mecanisme mai complexe de producere a particulelor, cu probabilități mai mici. Se poate lua în considerare și un mecanism de tip producere cumulativă de particule [166,3,4,7,100,101,136-141,143,151,165,167,168, Partea a IV a a cursului].

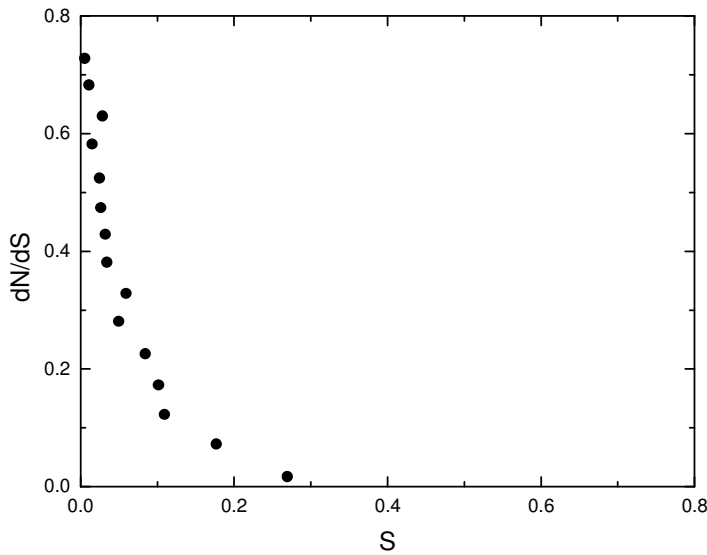


Fig.III.11.a. Distribuția de sfericitate în evenimente pentru care multiplicitatea particulelor cu sarcină îndeplinește condiția $n_{ch} = 4$ (ciocniri He-Li la 4.5 A GeV/c)

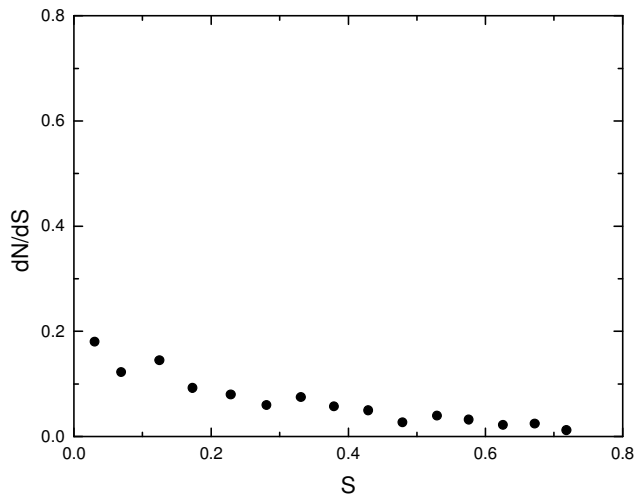


Fig.III.11.b. Distribuția de sfericitate în evenimente pentru care multiplicitatea particulelor cu sarcină îndeplinește condiția $n_{ch} = 6$ (ciocniri He/Li la 4.5 A GeV/c)

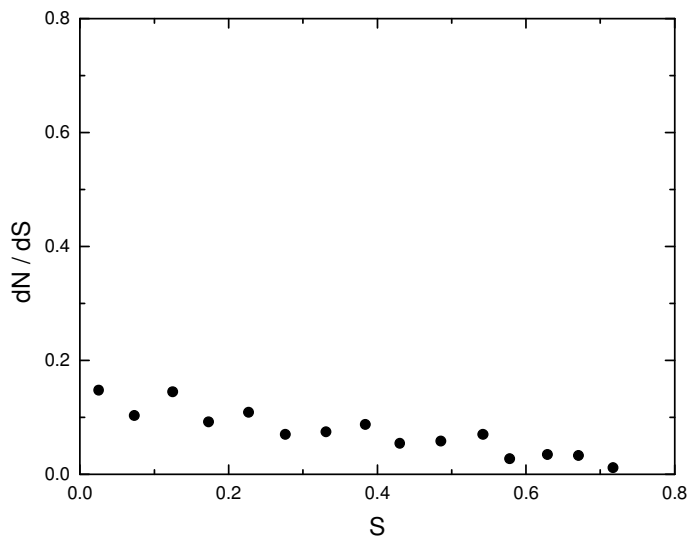


Fig.III.11.c. Distribuția de sfericitate în evenimente pentru care multiplicitatea particulelor cu sarcină îndeplinește condiția $n_{ch} = 8$ (ciocniri He/Li la 4.5 A GeV/c)

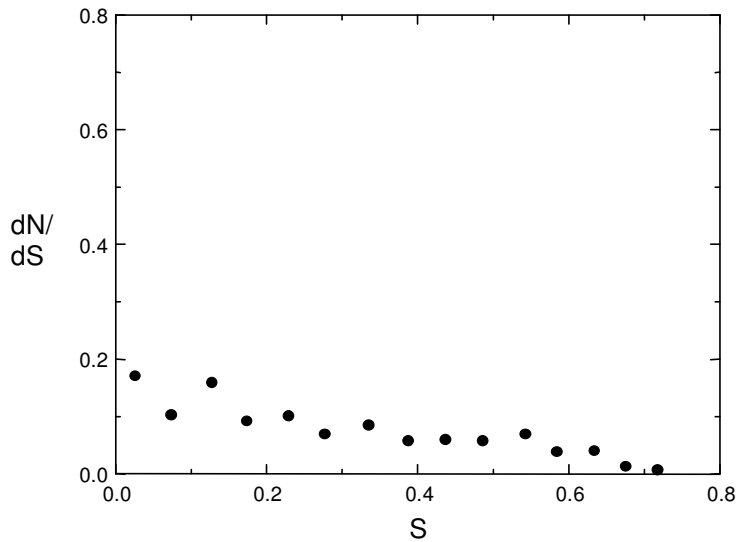


Fig.III.11.d. Distribuția de sfericitate în evenimente pentru care multiplicitatea particulelor cu sarcină îndeplinește condiția $n_{ch} \geq 9$ (ciocniri He/Li la 4.5 A GeV/c)

Având în vedere că primele experimente în care au fost puse în evidență jeturi au contribuit la stabilirea existenței cuarcilor, este de menționat faptul că distribuția de impuls a perechii cuarc-anticuarc trebuie să fie similară cu cea a hadronilor emiși. În acest caz, în absența corelațiilor între hadronii neconsecutivi, poate fi scrisă relația de mai jos, care leagă sfericitatea medie pentru o multiplicitate dată, n_{ch} , de multiplicitatea respectivă:

$$\langle S \rangle_{n_{ch}} = (n_{ch} / \alpha) - \frac{1}{\exp(\alpha / n_{ch}) - 1} , \quad (III.153)$$

unde α este o constantă.

Pentru $n_{ch} / \alpha \ll 1$ relația (III.153) poate fi scrisă în modul următor:

$$\langle S \rangle_{n_{ch}} = (n_{ch} / \alpha) . \quad (III.154)$$

În figurile III.12-III.15 este reprezentată dependența sfericității medii de multiplicitatea particulelor cu sarcină pentru cele 4 ciocniri considerate, anume: He-Li, He-Al, He.Cu, He-Pb. Pentru $n_{ch} > 10$ se observă o schimbare semnificativă a comportării distribuției, lucru care sugerează diferite mecanisme de producere a particulelor [1–6,7,8,143,144,151,165]. În fiecare dintre figuri este inclus fit-ul cu expresia dată de relația (III.154).

O altă problemă care se pune este cea a numărului de evenimente cu structură de două sau mai multe jeturi. Din 2336 evenimente selectate, pentru ciocniri He-Li la 4.5 A GeV/c, 1433 evenimente au o structură de 2 jeturi, iar 903 evenimente au o structură de 3 jeturi. Nu au fost detectate evenimente cu structură de 4 jeturi pentru astfel de ciocniri.

Comportarea sfericității medii pentru o multiplicitate dată a particulelor încărcate în funcție de acea multiplicitate sugerează posibilitatea unor mecanisme cumulative de producere a particulelor cu sarcină [3,4,7,36,37,85,100,101,143,151,165,166–168]. Aceste mecanisme sunt legate de structura de cuarci și gluoni a materie la nivel subnuclear. De aceea a fost făcută și o analiză a numărului cumulativ pentru evenimente cu 2 sau 3 jeturi [100,101,136-141,151].

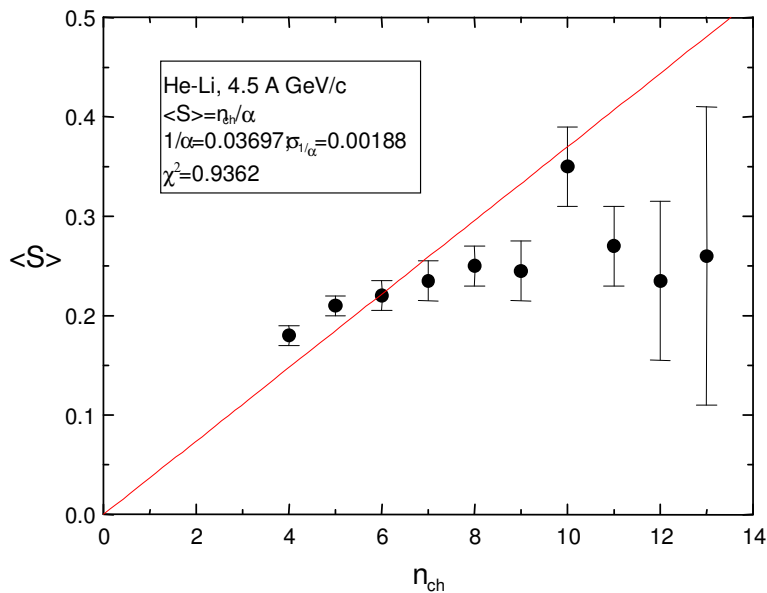


Fig.III.12. Dependența sfericității medii de multiplicitatea particulelor încărcate

în ciocniri inelastice He-Li la 4.5 A GeV/c.

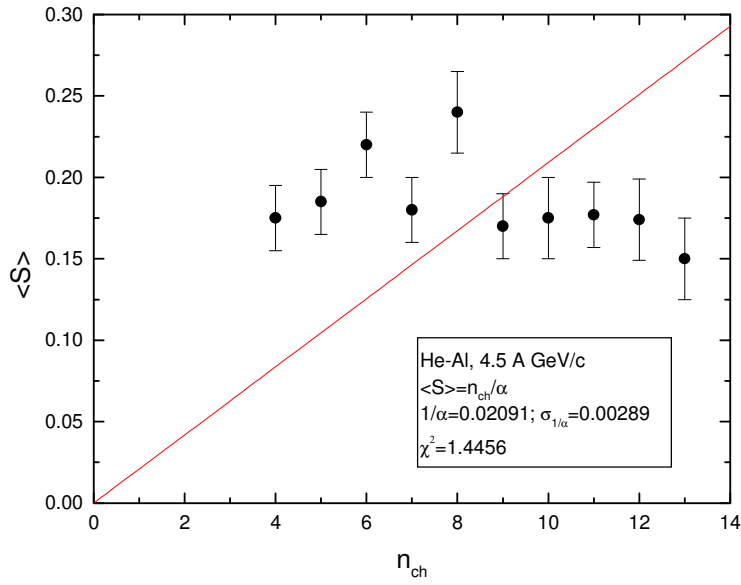


Fig.III.13. Dependența sfericității medii de multiplicitatea particulelor încărcate în ciocniri inelastice He-Al la 4.5 A GeV/c.

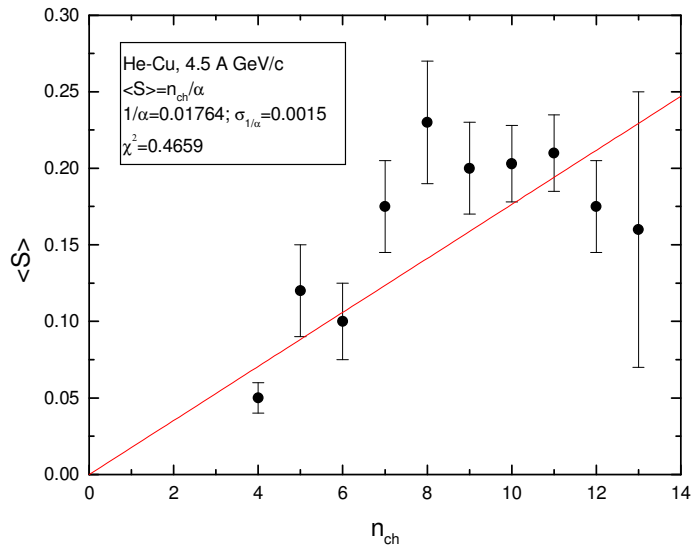


Fig.III.14. Dependența sfericității medii de multiplicitatea particulelor încărcate în ciocniri inelastice He-Cu la 4.5 A GeV/c.

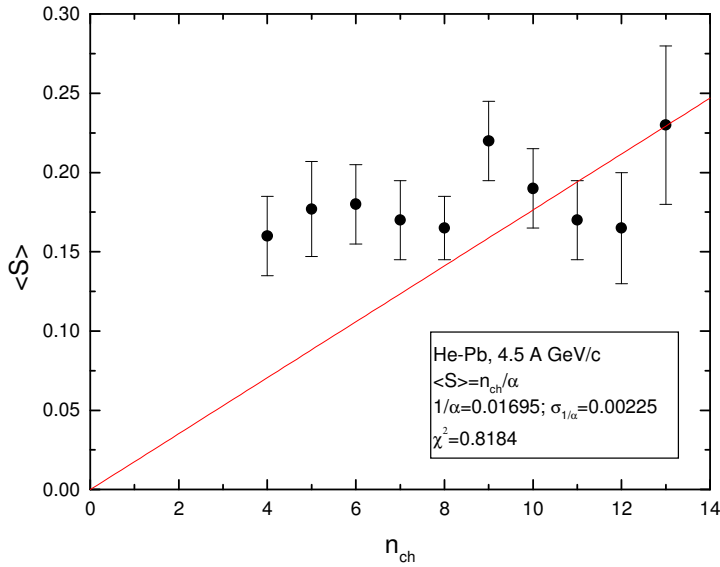


Fig.III.15. Dependența sfericității medii de multiplicitatea particulelor încărcate în ciocniri inelastice He-Pb la 4.5 A GeV/c.

În evenimentele cu 2 jeturi numărul cumulativ mediu pentru particulele din jetul emis pe direcția înainte este $\langle Q_{2f} \rangle = 1.30 \pm 0.21$, iar cel corespunzător particulelor din jetul emis înapoi este $\langle Q_{2b} \rangle = 9.09 \pm 0.99$. Numărul cumulativ mediu pentru toate evenimentele cu 2 jeturi este $\langle Q_{2T} \rangle = 10.40 \pm 1.21$. Toate aceste valori sunt legate de cinemática ciocnirii și sunt corelate cu valorile medii ale unghiurilor de deschidere ale jeturilor de materie nucleară, anume: $\Phi_{2f} = 47.3^{\circ} \pm 2.1^{\circ}$, respectiv $\Phi_{2b} = 53.1^{\circ} \pm 2.7^{\circ}$, cu $\Phi_{2f} < \Phi_{2b}$.

Pentru evenimentele cu structură de 3 jeturi de materie nucleară numerele cumulative medii corespunzătoare celor trei tipuri de jeturi – înainte (f), înapoi (b), și respectiv transversal (t) – au următoarele valori: $\langle Q_{3f} \rangle = 1.05 \pm 0.19$, $\langle Q_{3b} \rangle = 9.47 \pm 1.13$, $\langle Q_{3t} \rangle = 3.20 \pm 0.72$. În acest caz, numărul cumulativ mediu pentru toate evenimentele cu 3 jeturi este $\langle Q_{3T} \rangle = 13.72 \pm 1.35$.

Comparând între ele toate aceste valori, putem observa că $\langle Q_{3T} \rangle > \langle Q_{2T} \rangle$ și că $\langle Q_{3f} \rangle + \langle Q_{3b} \rangle = \langle Q_{2T} \rangle$. De aceea, se poate considera că jetul transversal de materie nucleară, în evenimentele cu structură de 3 jeturi, are o contribuție importantă.

În evenimentele cu structură de 3 jeturi, observate în ciocniri inelastice He – Li la 4.5 A GeV/c, unghiurile medii de deschidere ale jeturilor de materie nucleară sunt următoarele: jet înainte - $\langle \Phi_{3f} \rangle = 41.9^{\circ} \pm 2.5^{\circ}$; jet înapoi - $\langle \Phi_{3b} \rangle = 44.7^{\circ} \pm 2.6^{\circ}$; jet transversal - $\langle \Phi_{3t} \rangle = 37.4^{\circ} \pm 2.5^{\circ}$.

Pentru un studiu mai aprofundat al caracteristicilor jeturilor de materie nucleară produse în ciocniri necentrale asimetrice He-A_T la 4.5 A GeV/c este necesară *analiza corelațiilor dintre diferite mărimi fizice care caracterizează aceste evenimente*. Printre mărimile ale căror corelații interesează se numără: *unghiul de deschidere a jetului de materie nucleară și multiplicitate, unghiul de deschidere a jetului de materie nucleară și numărul cumulativ, impulsul transversal și numărul cumulativ*, etc. De exemplu, dacă se presupune o dependență liniară între unghiul mediu de deschidere și numărul cumulativ mediu pentru cele trei jeturi – înainte, înapoi și transversal – pentru coeficientul de corelație r s-au obținut următoarele valori: $r_{3f} = 0.143$, $r_{3b} = 0.179$, $r_{3t} = 0.127$. Se constată o foarte slabă corelație liniară între cele două mărimi.

Și celelalte trei ciocniri - He – Al, He – Cu și He – Pb la 4.5 A GeV/c - au fost analizate în mod asemănător. S-au observat comportări similare ale distribuțiilor de sfericitate și sfericității medii în evenimente cu o multiplicitate dată a particulelor încărcate (Fig.III.16 – III.19). Dacă se folosește o funcție liniară de forma $y(x) = a + bx$ pentru fit-are datelor experimentale, atunci se obține o pantă negativă pentru două din cele trei ciocniri. Dacă se consideră pentru fit o creștere de tip exponențial, atunci sfericitatea medie poate fi descrisă cu o funcție de forma $y(x) = a + be^{cx}$. Fit-urile cu această funcție și valorile parametrilor a , b , c sunt incluse în Fig.III.16–III.19.

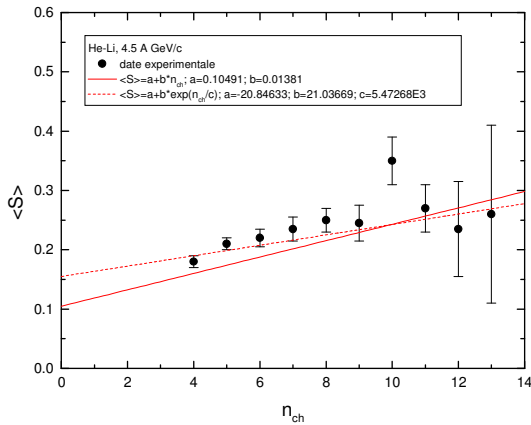


Fig.III.16. Dependența sfericității medii de multiplicitatea particulelor încărcate în ciocniri necentrale He-Li la 4.5 A GeV/c – fit cu funcție liniară și funcție exponențială.

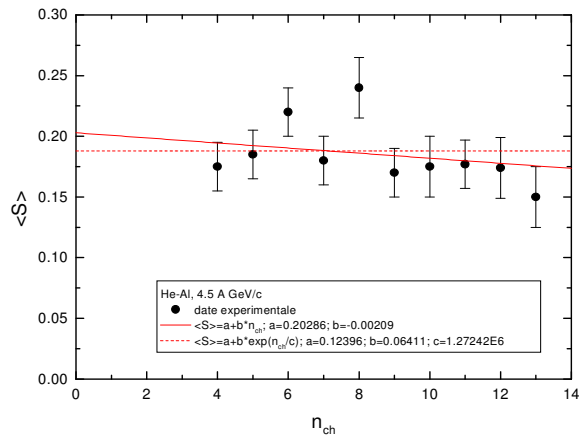


Fig.III.17. Dependența sfericității medii de multiplicitatea particulelor încărcate în ciocniri necentrale He-Al la 4.5 A GeV/c – fit cu funcție liniară și funcție exponențială

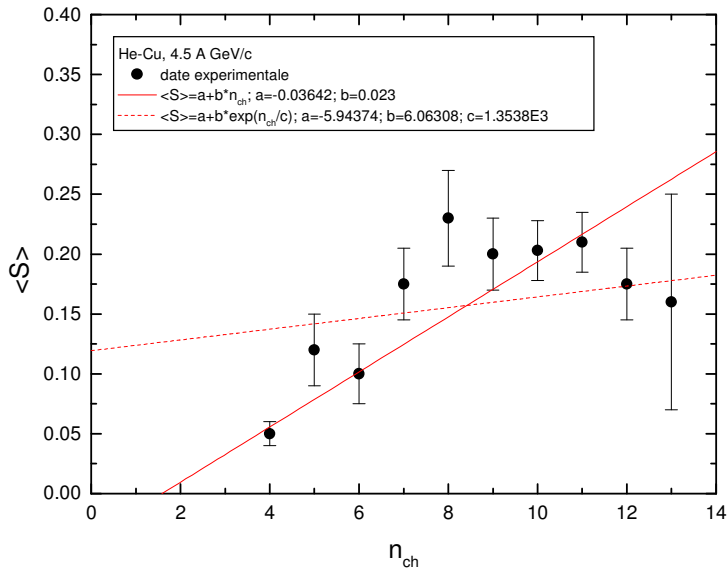


Fig.III.18. Dependența sfericității medii de multiplicitatea particulelor încărcate în ciocniri necentrale He-Cu la 4.5 A GeV/c – fit cu funcție liniară și funcție exponențială

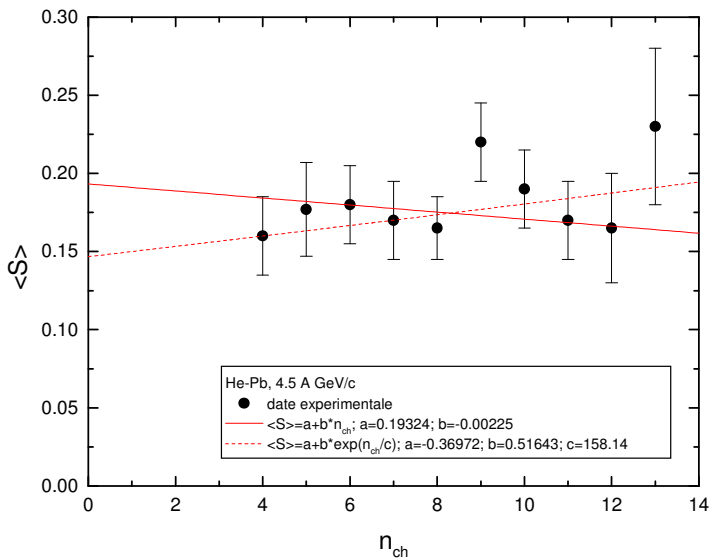


Fig.III.19. Dependența sfericității medii de multiplicitatea particulelor încărcate în ciocniri necentrale He-Pb la 4.5 A GeV/c – fit cu funcție liniară și funcție exponențială

Pentru ciocnirile necentrale He – Pb la 4.5 A GeV/c s-au analizat 1048 evenimente. Dintre ele, 1004 evenimente au multiplicitatea particulelor cu sarcină $n_{ch} \geq 4$. Din 1004 evenimente, 322 evenimente prezintă o structură 3 jeturi de materie nucleară. Numerele cumulative medii pentru cele 3 tipuri de jeturi sunt următoarele: $\langle Q_{3f} \rangle = 1.38 \pm 0.16$, $\langle Q_{3b} \rangle = 13.77 \pm 2.18$, $\langle Q_{3t} \rangle = 2.43 \pm 0.35$. Comparând aceste valori cu cele corespunzătoare ciocnirilor necentrale He – Li la aceeași energie, se observă o creștere semnificativă numai pentru numărul cumulativ mediu al jetului înapoi. Acest lucru se poate datora creșterii numărului de participanți în ciocnirile necentrale He – Pb, sau emisiei preferențiale a pionilor negativi cumulativi pe direcția înapoi [165,167,168]. Numerele medii de protoni, respectiv, de nucleoni participanți în ciocnirile necentrale He – Pb la 4.5 A GeV/c sunt: $\langle P \rangle_{He-Pb} = 7.9 \pm 1.2$, respectiv $\langle P_N \rangle_{He-Pb} = 25.0 \pm 2.5$ [4–6,32,36,60]. De asemenea, secțiunea eficace inelastică este considerabil mai mare, iar impulsul transversal mediu este mai mic: $\sigma_{in}^{He-Pb} = 2400 \pm 170$ mb, respectiv $\langle p_T \rangle_{He-Pb} = 204 \pm 4$ MeV/c [3,4,7,36,37,85]. Comportarea impulsului transversal mediu indică influența regiunilor spectatoare, mult mai mari pentru ciocniri He-Pb.

Unghiurile medii de deschidere pentru evenimentetele cu structură de trei jeturi în ciocniri He-Pb la 4.5 A GeV/c au următoarele valori: $\langle \Phi_{3f} \rangle_{He-Pb} = 53.8^\circ \pm 1.7^\circ$, $\langle \Phi_{3b} \rangle_{He-Pb} = 54.7^\circ \pm 1.8^\circ$, $\langle \Phi_{3t} \rangle_{He-Pb} = 45.3^\circ \pm 2.4^\circ$. În acest caz se poate observa cum direcțiile înainte – înapoi au aproximativ același unghi mediu de deschidere. Unghiul mediu de deschidere pentru jetul transversal continuă să rămână mai mic decât celelalte două, dar crește în comparație cu unghiul corespunzător din ciocnirile inelastice He – Li la aceeași energie. Deschiderea unghiulară mai mare poate fi privită ca o consecință a creșterii gradului de termalizare [3,4,7,36,37,85,101].

Coeficienții de corelație pentru o dependență liniară a unghiului de deschidere de numărul cumulativ pentru cele 3 jeturi sunt următorii: $r_{3f}^{He-Pb} = 0.148$, $r_{3b}^{He-Pb} = 0.253$, $r_{3t}^{He-Pb} = 0.141$. Comparând aceste rezultate cu rezultatele experimentale pentru ciocnirile He–Li la aceeași energie, se observă o creștere a coeficienților de corelație pentru jeturile înapoi și transversale. Această comportare poate fi legată atât de comportarea numerelor cumulative, cât și de geometria și simetria ciocnirii. De asemenea, acest rezultat poate fi

corelat cu “împroșcarea” laterală observată în aceleași ciocniri analizând comportarea hidrodinamică a materie nucleare cu ajutorul tensorului de curgere [136-141].

Aceste comportări sunt prezente în toate cele 3 ciocniri He-A_T, valorile mărimilor de interes crescând odată cu numărul de masă al nucleului țintă.

Pentru a obține informații suplimentare asupra dinamicii ciocnirii, s-a calculat -pentru evenimentetele cu aceeași structură de jeturi multiple de materie nucleară - impulsul total mediu și impulsul transversal mediu. Pentru ciocnirile He-Pb valorile medii ale impulsului total – calculate ca sume ale impulsurilor totale ale tuturor particulelor din jet – sunt următoarele: $\langle p_{3f}^{He-Pb} \rangle = 6.874 \pm 0.741$ GeV/c, $\langle p_{3b}^{He-Pb} \rangle = 4.041 \pm 0.357$ GeV/c, și $\langle p_{3t}^{He-Pb} \rangle = 4.275 \pm 0.456$ GeV/c. Dacă se presupune o dependență liniară între unghiul de deschidere și impulsul mediu total pentru fiecare tip de jet, obținem valori mici ale coeficienților de corelație pentru jeturile înainte și înapoi (0.127, respectiv 0.139), în timp ce pentru jetul transversal coeficientul de corelație este aproximativ 0.

Tabelul III.1. conține o comparație între valorile experimentale ale ponderilor jeturilor de materie nucleară pentru ciocnirile inelastice He – Pb la 4.5 A GeV/c, ponderi stabilite prin metoda analizei de sfericitate, și valorile ponderilor obținute prin simulări Monte Carlo pentru aceeași ciocnire. La realizarea simulărilor prin metoda Monte Carlo valorile pentru tensorul de “thrust” au fost stabilite folosind impulsurile și multiplicitățile experimentale pentru fiecare eveniment. Componentele carteziane ale impulsului pentru fiecare particulă au fost calculate cu ajutorul unui generator de numere aleatoare.

Nr. jeturi per eveniment	P_{exp}	P_{jet}^{ran}
1 jet	0.256 ± 0.030	0.012 ± 0.001
2 jeturi	0.145 ± 0.040	0.045 ± 0.003
3 jeturi	0.080 ± 0.007	0.030 ± 0.001

Tabelul III.1. Ponderi experiemntale și estimate ale diferitelor tipuri de jeturi de materie nucleară în ciocniri He-Pb la 4.5 A GeV/c

Ponderea P_{jet}^{ran} a fost calculată ca raportul dintre numărul de evenimente cu $T > 0.9$ și numărul de evenimente construite aleator. Diferențele sunt mult peste limita erorilor experimentale pentru toate cele trei tipuri de jeturi de materie nucleară considerate.

Toate aceste rezultate confirmă faptul că în ciocnirile nucleu–nucleu la 4.5 A GeV/c comportarea hidrodinamică a materiei nucleare formate – inclusiv existența unei structurii de jeturi – este prezentă semnificativ, iar diferitele tipuri de comportări colective sunt rezultatele unor procese fizice și nu rezultatul unor fluctuații geometrice sau statistice.

În concluzie, se poate afirma că în ciocniri nucleu-nucleu la energii mai mari de 1 A GeV există condiții pentru formarea jeturilor de materie nucleară. Originea acestor jeturi nucleare este diferită și poate fi legată de diverse mecanisme de ciocnire. Informații dinamice importante se pot obține din studierea detaliată a originii jeturilor transversale de materie nucleară [100,101,143,144,151,165,168]. Pentru ciocnirile He-A_T la 4.5 A GeV/c analizate mai detaliat în curs se poate afirma că o contribuție importantă la formarea jetului transversal de materie nucleară o are producerea cumulativă de particule. El poate fi format, însă, și în fenomene legate de curgerea colectivă, hidrodinamică, a materiei nucleare. Geometria ciocnirii are o influență semnificativă asupra structurii de jeturi și a proprietăților acestei structuri.

Este important să se studieze mai multe ciocniri la diferite energii pentru a obține mai multă informație asupra dinamicii ciocnirilor nucleare la energii de câțiva GeV/A. Numai în această situație pot fi separate diverse efecte, cum ar fi: nestoparea nucleului incident în nucleul țintă, procesele de echilibru și neechilibru, etc.

Se poate afirma că modelele hidrodinamice și metodele asociate lor aduc o cantitate semnificativă de informații asupra dinamicii ciocnirilor nucleare la energii intermediare și mari. Ele pot reflecta corect – alături de alte modele și metode – competiția dintre diferite tipuri de mecanisme.