

Capitolul al VII-lea

Participanți și spectatori în ciocniri nucleare relativiste

VII.1. Definirea noțiunilor de participanți și spectatori

Dinamica ciocnirile nucleare relativiste este strâns legată de geometria ciocnirii. Acest fapt a fost pus în evidență încă de la primele studii în domeniul Fizicii nucleare relativiste [4,7]. Cea mai folosită geometrie este cea de tip "participanți-spectatori" [1].

Această geometrie este folosită pentru descrierea ciocnirilor nucleare la diferite energii luând în considerare comportarea lungimii de undă de Broglie, λ_B , și a drumului liber mediu, λ [1,4]. Aceste două mărimi permit o selectare corectă a tipului de mecanism de interacție. Lungimea de undă de Broglie asociată nucleonului din nucleu - în sistemul centrului de masă - dă o măsură a micimii necesare sistemului incident pentru a "observa" ținta, la o energie dată, în timp ce drumul liber mediu al nucleonilor în nucleu dă o măsură a posibilității evidențierii unor interacții tari nucleon-nucleon.

Dacă cele două mărimi considerate anterior sunt comparate cu raza nucleului țintă, R_T , se pot stabili fundamentele mecanismelor de interacție la diferite energii.

În cazul energiilor joase și intermediare, pentru care sunt satisfăcute relațiile:

$$\lambda_B \gg R_T \quad , \quad (II.44)$$

$$\lambda \gg R_T \quad , \quad (II.45)$$

nucleul țintă este "observat" ca un întreg și, de aceea, descrierea interacției se face, în principal, prin împrăstieri pe potențiale.

Pentru energii înalte - energii pentru care $p_{NN}^2 \geq m_N^2$ (p_{NN} este impulsul pe nucleon al nucleului incident, iar m_N este masa de repaus a nucleonului liber) - ciocnirea a două nuclee, în sistemul centrului de masă, se poate descrie luând în considerare faptul că lungimea de undă de Broglie, λ_B , este mai mică decât distanța internucleonică medie în nucleu, d , iar drumul liber mediu, λ , este mai mic decât raza nucleului țintă, R_T . În aceste condiții - $\lambda_B \ll d$, respectiv, $\lambda < R_T$ - cele două nuclee sunt considerate ca doi "nori" de nucleoni, iar ciocnirea lor determină, în zona de suprapunere, ciocniri secvențiale nucleon-nucleon prin interacții tari. Apar, astfel, două regiuni distincte care au caracteristici dinamice diferite [1,4,20,45,60].

Regiunea de suprapunere a celor două nuclee care se ciocnesc este cunoscută și ca regiune participantă. În această regiune au loc ciocniri secvențiale nucleon-nucleon și se produc cele mai multe din fenomenele fizice de interes. *Părțile rămase nesuprapuse ale celor două nuclee care se ciocnesc formează regiunea (regiunile) spectatoare* (Fig.II.1.) [1,4,20,45,60].

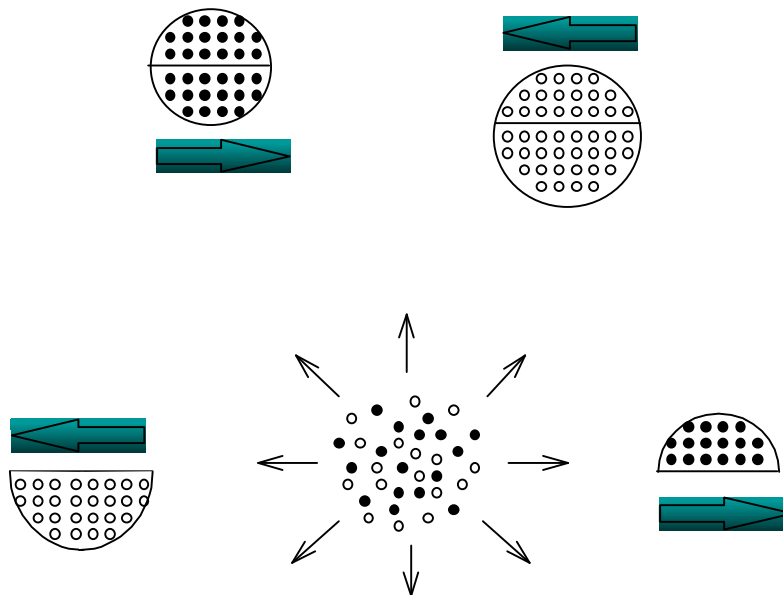


Fig.II.1. Imaginea participanți-spectatori

Este de așteptat ca în regiunea participantă să se producă variații semnificative ale densității și temperaturii materiei nucleare formate prin ciocnire, iar evoluția acestei materii

nucleare comprimate și fierbinți necesită cunoașterea unui număr important de mărimi fizice cu semnificație dinamică. De asemenea, regiunea spectatoare poate influența dinamica ciocnirii prin dimensiuni, contact cu regiunea participantă, absorbție de particule generate din regiunea participantă ș.a. *Această imagine geometrică a ciocnirilor nucleare la energii înalte este cea care poartă numele de imaginea participanți-spectatori.*

Geometria ciocnirii implică atât *parametrul de ciocnire*, cât și *gradul de simetrie al nucleelor care se ciocnesc*. În funcție de geometria de ciocnire se stabilește mărimea regiunii de suprapunere a nucleelor care se ciocnesc. Această regiune va conține un număr mai mare sau mai mic de nucleoni. Ei au fost numiți **nucleoni participanți**. În general, *nucleonii participanți se definesc ca nucleonii din exteriorul sferelor Fermi de fragmentare a nucleelor proiectil și țintă* [61,62].

Estimarea numărului de fragmente cu sarcină care participă la fiecare ciocnire se face cu ajutorul unei relații de forma:

$$Q = n_{ch} - 2n_{\pi^-} - (n_p^s + n_T^s) \quad , \quad (II.46)$$

unde n_{ch} este multiplicitatea particulelor/fragmentelor cu sarcină, n_{π^-} este multiplicitatea pionilor negativi, n_p^s este numărul de fragmente "spectator" ale nucleului incident (proiectil), n_T^s este numărul de fragmente "spectator" ale nucleului țintă.

$A_P - A_T$	$Q_{T(0,0)}$	$Q_{T(2,0)}$	$Q_{T(5,0)}$	$Q_{T(14,0)}$
<i>O-Ne</i>	6.1 ± 0.7	9.6 ± 0.3	11.7 ± 1.3	13.2 ± 1.1
<i>O-Pb</i>	19.0 ± 0.9	39.6 ± 0.5	44.8 ± 1.4	48.6 ± 2.0
<i>C-Ne</i>	5.1 ± 0.4	8.9 ± 0.9	11.0 ± 0.6	12.2 ± 0.8
<i>C-Cu</i>	9.0 ± 0.8	19.7 ± 1.0	22.3 ± 1.4	22.9 ± 1.5
<i>He-C</i>	2.9 ± 0.3	4.7 ± 0.2	5.1 ± 0.3	5.2 ± 0.5
<i>He-Al</i>	3.8 ± 0.3	5.8 ± 0.6	6.7 ± 0.7	7.2 ± 0.9
<i>He-Cu</i>	5.7 ± 0.5	8.2 ± 0.5	8.6 ± 0.8	9.0 ± 0.7
<i>He-Pb</i>	9.9 ± 1.0	14.7 ± 1.2	17.0 ± 1.4	19.4 ± 1.5
<i>C-C</i>	4.2 ± 0.2	7.8 ± 0.3	10.1 ± 0.7	-
<i>C-Zr</i>	9.8 ± 0.8	22.0 ± 0.9	25.7 ± 1.2	26.8 ± 1.4
<i>C-Pb</i>	-	34.8 ± 1.3	43.9 ± 2.0	48.3 ± 2.2
<i>Ne-Ne</i>	-	12.2 ± 0.7	-	-

$A_P - A_T$	$Q_{T(0,0)}$	$Q_{T(2,0)}$	$Q_{T(5,0)}$	$Q_{T(14,0)}$
<i>Ne-Zr</i>	-	28.0 ± 2.5	-	-

Tabelul II.9. Valorile experimentale ale numărului de protoni participanți în ciocniri nucleu-nucleu la 4.5 A GeV/c, pentru moduri diferite de declanșare a camerei cu streamer

O ipoteză unanim acceptată este aceea că majoritatea fragmentele au sarcini egale cu unitatea. Datorită faptului că numărul traiectoriilor particulelor cu sarcină care să aibă ionizarea mai mare de 1, lungimea corzii trasei mai mare decât valorile prestabilite, precum și impulsul mai mare decât valorile impuse este foarte mic, în relația (II.46) *mărimea Q este identificată cu numărul de protoni participanți* [45,60-62].

Tabelul II.9 prezintă rezultatele experimentale referitoare la protoni participanți, rezultate obținute în câteva ciocniri nucleu-nucleu la 4.5 A GeV/c, pentru diferite moduri de declanșare a camerei cu streamer a spectrometrului SKM 200 de la IUCN Dubna.

Studiile referitoare la protoni participanți și nucleoni participanți sunt strâns legate de existența unor corelații de multiplicitate în ciocniri nucleare relativiste [45,60-64]. Ele pot oferi, totodată, importante informații asupra unor parametri de interes în descrierea sursei de particule, evoluției ei și dinamicii asociate [1,3-5,17,22,45,48,60-64].

VII.2. Reflectarea geometriei și dinamicii ciocnirii în comportarea nucleonilor participanți și spectatori

Este de așteptat ca geometria ciocnirii să fie reflectată de comportarea nucleonilor participanți și spectatori. În funcție de aceasta există mecanisme de reacție (ciocniri) specifice. De aceea, este de așteptat să apară comportări specifice în ciocniri centrale și în ciocniri periferice. De asemenea, numărul de participanți, respectiv, de spectatori, poate influența evoluția regiunii participante după creare. În consecință, un astfel de studiu ar putea fi de interes pentru obținerea informațiilor dinamice necesare.

Deoarece Colaborarea SKM 200 de la IUCN Dubna a realizat un număr mare de ciocniri, simetrice sau profund asimetrice, în moduri de declanșare diferite, o astfel de analiză, care nu implică corecții suplimentare în raport cu sistemul de detectori și cu modul de obținere a rezultatelor experimentale, este posibilă și utilă în cunoașterea

dinamicii ciocnirilor nucleare relativiste și în determinarea unor aspecte legate de comportarea materiei nucleare aflate în condiții deosebite de densitate și temperatură.

Obținerea numărului de protoni participanți în ciocniri nucleu-nucleu la 4.5 A GeV/c se face pe baza relației (II.46), cu explicitarea tipurilor și numărului de fragmente asociate pentru fiecare caz în parte. Relația la care se ajunge este următoarea [4,5,20,45,60]:

$$Q = n_{ch} - 2n_{\pi^-} - (n_{s1} + n_r^+ + n_R^+ + n_{p < p_F}) \quad , \quad (II.47)$$

unde n_{s1} este numărul de particule cu impuls $p \geq 3.5$ GeV/c pe particulă, produse în intervalul unghiular corespunzător modului de declanșare a camerei cu streamer a spectrometrului SKM 200, $T(\theta_{ch}, \theta_n)$, n_r^+ este numărul de fragmente pozitive, de ionizare mare, care au lungimea corzii trasei mai mică decât o valoare r , n_R^+ este numărul de fragmente pozitive, de ionizare mare, care au lungimea corzii trasei cuprinsă între r și R , cu $r < R$, $n_{p < p_F}$ este numărul de fragmente pozitive, de ionizare mare, care ies din cameră și au un impuls $p < p_F$, unde p_F este impulsul Fermi.

Valorile specifice diferitelor mărimi incluse în relația (II.47), stabilite în funcție de caracteristicile tehnice și performanțele spectrometrului SKM 200, cele ale masei de explorare folosită pentru explorare și măsurare și condițiile cinematice specifice ciocnirilor considerate, precum și modul de lucru pentru obținerea datelor și rezultatelor experimentale sunt date în lucrarea [20].

Având în vedere importanța pentru obținerea unor rezultate experimentale și pentru descrierea fenomenologică a dinamicii ciocnirii trebuie menționat aici că, din considerente de conservare a numărului de nucleoni (masei) și numărului atomic (sarcinii), s-a propus introducerea unei relații de legătură între *numărul de nucleoni participanți*, Q_N , și *numărul de protoni participanți*, Q , de forma următoare [3-5,45,60]:

$$Q_N = \frac{A_P + A_T}{Z_P + Z_T} Q, \quad (II.48)$$

unde $A_{P,T}$ sunt numerele de masă ale nucleelor proiectil și, respectiv, țintă, iar $Z_{P,T}$ sunt numerele atomice ale aceluiași nucleu.

Rezultatele astfel obținute pot fi utilizate pentru a da o descriere fenomenologică, geometrică, dinamicii ciocnirilor nucleare relativiste la energii de câțiva GeV/nucleon.

VII.3. Influența caracteristicilor regiunii spectatoare asupra proceselor care au loc în regiunea participantă

O problemă de interes în studiul dinamicii ciocnirilor nucleare relativiste și comportarea materiei nucleare în condiții diferite de densitate și temperatură - pentru punerea în evidență a unor stări și fenomene anormale în materia nucleară fierbinte și densă - este separarea contribuțiilor regiunii participante și regiunii spectatoare, cu luarea în considerare a influenței caracteristicilor regiunii spectatoare (dimensiuni, număr de nucleoni, viteză de deplasare etc) asupra proceselor care au loc în regiunea participantă.

Pentru a se putea analiza posibilitățile de separare a contribuțiilor celor două tipuri de regiuni, cu luarea ulterioară în considerare a influențelor posibile asupra proceselor din regiunea participantă, se propune introducerea unor *funcții de densitate de probabilitate arbitrare* pentru cele două tipuri de regiuni [18,19]. Fie $f_p(n_p)$ funcția de densitate de probabilitate a particulelor cu sarcină emise din regiunea participantă, cu n_p multiplicitatea asociată particulelor emise din această regiune. Dacă $f_s(n_s)$ este funcția de densitate de probabilitate a particulelor cu sarcină emise din regiunea spectatoare - cu n_s multiplicitatea particulelor emise din regiunea respectivă - atunci:

$$f(n_{ch}) = f_p(n_p) + f_s(n_s) \quad , \quad (II.49)$$

este funcția de densitate de probabilitate a celor n_{ch} particule cu sarcină observate experimental.

Calculul momentelor ordinare necentrale de diferite ordine se poate face pe baza relațiilor de definiție uzuale [4,20,21,26,28]. Se obțin astfel expresiile pentru momentele ordinare de interes pentru separarea contribuțiilor celor două regiuni.

Momentul ordinar necentral de ordin zero – moment care dă aria de sub curbă – se scrie sub forma următoare:

$$m'_o = \sum_{n_{ch}} f(n_{ch}) = \sum_{n_p} f_p(n_p) + \sum_{n_s} f_s(n_s) \quad , \quad (II.50)$$

cu $\sum_{n_p} f_p(n_p) \equiv F_p$ și $\sum_{n_s} f_s(n_s) \equiv F_s$. Folosind aceste notații expresia momentului ordinar

de ordin zero, dată de relația (II.50), se va scrie în forma următoare:

$$m'_o = F_p + F_s \quad . \quad (II.51)$$

Următoarele două momente ordinare necentrale pot fi calculate fără introducerea unor ipoteze suplimentare. Se obțin expresiile de mai jos:

$$m'_1 = \sum_{n_{ch}} n_{ch} f(n_{ch}) = \sum (n_p + n_s) [f_p(n_p) + f_s(n_s)] = \langle n_p \rangle F_p + \langle n_s \rangle F_s \quad , \quad (\text{II.52})$$

$$m'_2 = \sum_{n_{ch}} n_{ch}^2 f(n_{ch}) = \sum_{n_p, n_s} (n_p + n_s)^2 [f_p(n_p) + f_s(n_s)] = (\sigma_p^2 + \langle n_p \rangle^2) F_p + (\sigma_s^2 + \langle n_s \rangle^2) F_s$$

(II.53)

În ecuațiile de mai sus a fost folosită următoarea relație de legătură:

$$\sum_{n_i} (n - n_i)^2 f_i(n_i) = \sigma_i^2 F_i \quad , \quad (\text{II.54})$$

unde $i = p$, respectiv, s . Aici, $\langle n_p \rangle$ și $\langle n_s \rangle$ sunt valorile medii ale multiplicităților particulelor cu sarcină generate din regiunea participantă, respectiv, regiunea spectatoare, iar σ_p^2 și σ_s^2 sunt dispersiile corespunzătoare.

Pentru a calcula mai rapid momentul ordinar necentral de ordinul al III-lea se poate face ipoteza următoare:

$$\sum_{n_i} (n - n_i)^3 f_i(n_i) = 0 \quad , \quad (\text{II.55})$$

unde $i = p$, respectiv, s . În această ipoteză se consideră – conform celor discutate în capitoul al V-lea și în literatura de specialitate citată – numai *distribuții simetrice*. Folosind această ipoteză, momentul ordinar necentral de ordinul al treilea se scrie în forma următoare:

$$m'_3 = (3 \langle n_p \rangle \sigma_p^2 + \langle n_p \rangle^3) F_p + (3 \langle n_s \rangle \sigma_s^2 + \langle n_s \rangle^3) F_s \quad . \quad (\text{II.56})$$

Din aceleași considerente ca în cazul momentului necentral de ordinul al treilea – simplificarea calculelor – și pentru momentul de ordinul al patrulea se face o ipoteză suplimentară, anume:

$$\sum_{n_i} (n - n_i)^4 f_i = \sigma_i^4 F_i \quad . \quad (\text{II.57})$$

În această ipoteză momentul ordinar necentral de ordinul al patrulea se scrie astfel:

$$m'_4 = (\langle n_p \rangle^2 - \sigma_p^2)^2 F_p + (\langle n_s \rangle^2 - \sigma_s^2)^2 F_s \quad . \quad (\text{II.58})$$

Din cauza faptului că ultimele două momente au fost calculate în anumite ipoteze restrictive – pentru simplificarea calculelor – este de dorit ca la rezolvarea sistemului de ecuații (II.51)-(II.53), (II.56) și (II.58) să se considere acele metode care să afecteze cât mai

puțin rezultatele finale. De preferat sunt metodele care folosesc acele momente pentru a căror obținere nu s-au introdus ipoteze simplificatoare, restrictive.

Trebuie supus aici, de asemenea, că ipotezele simplificatoare făcute ar putea afecta rezultatele prin faptul că ar putea neglija interacțiunile dintre particulele emise dintr-o anumită regiune, precum și interacțiunile dintre cele două tipuri de regiuni sau dintre particulele emise din cele două tipuri de regiuni.

O cale de rezolvare a sistemului ar fi să se ia în considerare toate momentele calculate și să se introducă o ipoteză restrictivă suplimentară, anume:

$$\sigma_p = \sigma_s = \sigma \quad . \quad (\text{II.59})$$

O a doua cale de rezolvare a sistemului presupune folosirea relațiilor (II.51)-(II.53) și a relației de legătură dintre momentele ordinare necentrale și centrale, anume:

$$m_k = \sum_{j=1}^k C_k^j m'_{k-j} (-m'_1)^j \quad , \quad (\text{II.60})$$

unde m_k sunt momentele centrale, iar $C_k^j = \frac{k!}{(k-j)!j!}$.

Ceea de a doua cale nu implică ipoteze restrictive.

Pentru rezolvarea prin prima metodă propusă se introduc unele notații suplimentare pentru ușurarea calculelor ulterioare. Cele mai importante sunt:

$$a = \frac{F_p}{F_p + F_s} \quad , \quad (\text{II.61})$$

$$b = 1 - a = \frac{F_s}{F_p + F_s} \quad . \quad (\text{II.62})$$

Folosind expresiile deduse anterior și notațiile de mai sus se pot scrie relații noi pentru momentele ordinare necentrale normate. Noile forme sunt date de ecuațiile de mai jos:

$$m'_{1n} = \frac{m'_1}{m'_o} = \langle n_p \rangle . a + \langle n_s \rangle . (1 - a) \quad , \quad (\text{II.63})$$

$$m'_{2n} = \frac{m'_2}{m'_o} = (\sigma^2 + \langle n_p \rangle^2) . a + (\sigma^2 + \langle n_s \rangle^2) . (1 - a) \quad , \quad (\text{II.64})$$

$$m'_{3n} = \frac{m'_3}{m'_o} = (3 \langle n_p \rangle \sigma^2 + \langle n_p \rangle^3) . a + (3 \langle n_s \rangle \sigma^2 + \langle n_s \rangle^3) . (1 - a) \quad , \quad (\text{II.65})$$

$$m'_{4n} = \frac{m'_4}{m'_o} = (\langle n_p \rangle - \sigma^2).a + (\langle n_s \rangle - \sigma^2).(1-a) \quad . \quad (\text{II.66})$$

Rezolvarea sistemului de ecuații anterior conduce la ponderi ale producerii de particule din cele două regiuni. În Tabelul II.10 sunt incluse rezultatele experimentale obținute în câteva ciocniri centrale. Se observă că multiplicitățile medii în regiunea participantă sunt mult mai mari decât cele din regiunea spectatoare, iar pentru unele ciocniri, cu deosebire pentru cele cu un grad de asimetrie mare, acestea depășesc multiplicitatea medie experimentală. Acest fapt sugerează creșterea procesului de absorbție în regiunea spectatoare cu creșterea dimensiunilor sale spațiale.

$A_P - A_T$	O-Ne	O-Pb	C-Cu
N	290	2693	100
$\langle n_p \rangle$	7.69	14.40	8.97
$m'_{1\text{exp}}$	4.91±0.22	11.83±0.25	6.55±0.24
$m'_{1\text{th}}$	4.92	12.35	6.54
$m'_{2\text{exp}}$	27.69±0.33	150.13±3.36	48.83±3.44
$m'_{2\text{th}}$	27.31	159.05	50.50
$m'_{3\text{exp}}$	168.90±15.98	2009.62±49.15	401.53±42.11
$m'_{3\text{th}}$	164.06	2124.43	413.77
$m'_{4\text{exp}}$	1091.40±96.85	28073.40±756.70	3572.60±502.20
$m'_{4\text{th}}$	1055.00	29377.10	3577.60
$\langle n_s \rangle$	2.78	2.57	2.42

Tabelul II.10. Multiplicități în regiunea participantă și în regiunea spectatoare pentru ciocniri nucleu-nucleu la 4.5 A GeV/c

Aceste rezultate experimentale asupra numerelor de participanți și spectatori, alături de cele considerate anterior, confirmă existența stărilor și proceselor anormale în ciocniri nucleu-nucleu la 4.5 A GeV/c.

VII.4. Informații asupra dinamicii ciocnirilor nucleare relativiste din comportarea protonilor participanți

Pentru obținerea unor informații suplimentare cu privire la dinamica ciocnirilor nucleare relativiste este utilă studierea legăturilor dintre multiplicitatea medie a pionilor negativi și numărul mediu de protoni participanți, respectiv, numărul mediu de nucleoni participanți [3-5,33,45,63].

Rezultatele experimentale referitoare la multiplicități și participanți, incluse în tabelele anterioare, obținute pentru diferite ciocniri nucleu-nucleu la 4.5 A GeV/c – atât pentru ciocniri centrale, cât și pentru ciocniri periferice – arată că *numărul de protoni participanți crește cu centralitatea ciocnirii, pentru o ciocnire dată*. De asemenea, *numărul de protoni participanți crește cu creșterea numărului de masă pentru nucleul incident, pentru un nucleu țintă dat, respectiv, cu numărul de masă al nucleului țintă, pentru un nucleu incident dat*. Comportări similare se observă și pentru *numărul total de nucleoni participanți*.

Dependența numărului mediu de protoni participanți de numărul de masă al nucleului țintă sugerează unele diferențe între ciocnirile simetrice și ciocnirile asimetrice. Astfel de diferențe au fost observate și pentru alte mărimi, precum secțiunile eficace și multiplicitățile [3-5,45].

De aceea, s-a considerat că legătura dintre multiplicitatea pionilor negativi și numărul de protoni participanți poate oferi informații despre dinamica ciocnirii [3-5,45]. O relație de interes, având în vedere constanța raportului dintre multiplicitatea medie a pionilor negativi și numărul mediu de protoni participanți (Tabelul II.11), este cea dintre ***numărul de protoni participanți pe eveniment și multiplicitatea pionilor negativi pe eveniment***.

Constanța raportului dintre multiplicitatea medie a pionilor negativi și numărul mediu de protoni participanți indică *existența unor mecanisme de producere similare pentru cele două tipuri de particule*. *Corelația dintre numărul de protoni participanți pe eveniment și multiplicitatea pionilor negativi pe eveniment, menționată mai sus, ar putea da indicații asupra tipului de echilibru termodinamic care se stabilește în regiunea participantă într-o ciocnire nucleu-nucleu la energii relativiste*.

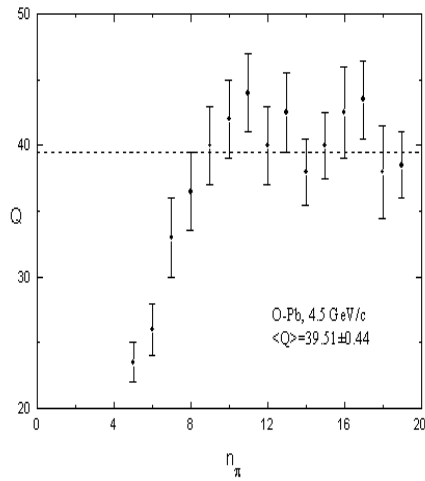
În Fig.II.2.(a,b,c) este prezentată dependența numărului de participanți pe eveniment de multiplicitatea pionilor negativi pe eveniment, pentru trei ciocniri centrale – O-Ne, C-Cu și O-Pb – la impulsul incident de 4.5 A GeV/c. Selectarea a fost făcută pentru a avea numere diferite de nucleoni participanți și a observa influența numărului gradelor de libertate asupra stabilirii echilibrului termodinamic în regiunea participantă.

Din analiza rezultatelor experimentale incluse în figură se poate constata că pentru ciocniri nucleu-nucleu în care numerele de masă sunt mari, deci numerele de nucleoni participanți sunt mari, numărul de protoni participanți pe eveniment crește, inițial, cu multiplicitatea pionilor negativi din eveniment, dar, pentru valori ale multiplicității pionilor negativi din eveniment sub valoarea multiplicității medii, $\langle n_{\pi} \rangle$, acest număr atinge, în limita erorilor experimentale, o valoare constantă. Această valoare este dată de numărul mediu de protoni participanți. O astfel de comportare este cu atât mai evidentă cu cât numărul mediu de protoni participanți este mai mare (trecerea de la C-Cu la O-Pb). Ea nu se observă pentru sisteme ușoare, de tipul O-Ne. O astfel de comportare sugerează *posibilitatea atingerii echilibrului termodinamic în condiții mai bune în sisteme care implică un număr mai mare de grade de libertate, adică au un număr mai mare de nucleoni participanți*. De aceea, în multe experimente realizate după anul 1990, sunt preferate ciocniri simetrice de nuclee cu numere de masă mari.

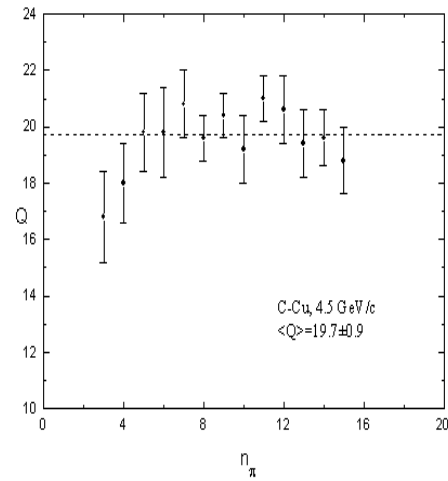
A_P-A_T	$T(\theta_{ch}, \theta_n)$	$\langle n_{\pi} \rangle$	$\langle Q \rangle$	$\langle n_{\pi} \rangle / \langle Q \rangle$
O-Pb	$T(0,0)$	5.2 ± 0.3	19.0 ± 0.9	0.27 ± 0.02
O-Pb	$T(2,0)$	9.4 ± 0.2	39.6 ± 0.5	0.25 ± 0.01
O-Pb	$T(5,0)$	11.1 ± 0.3	44.8 ± 1.4	0.25 ± 0.01
O-Pb	$T(14,0)$	12.2 ± 0.4	48.6 ± 2.0	0.25 ± 0.01
O-Ne	$T(0,0)$	2.9 ± 0.4	6.1 ± 0.7	0.47 ± 0.08
O-Ne	$T(2,0)$	5.0 ± 0.3	9.6 ± 0.3	0.52 ± 0.04
O-Ne	$T(5,0)$	6.1 ± 0.4	11.7 ± 1.3	0.52 ± 0.07
O-Ne	$T(14,0)$	6.9 ± 0.7	13.2 ± 1.1	0.52 ± 0.07
C-Ne	$T(0,0)$	2.2 ± 0.5	5.1 ± 0.4	0.43 ± 0.10
C-Ne	$T(2,0)$	4.2 ± 0.4	8.9 ± 0.9	0.47 ± 0.07
C-Ne	$T(5,0)$	4.7 ± 0.5	11.0 ± 0.6	0.43 ± 0.05

<i>C-Ne</i>	<i>T(14,0)</i>	4.9 ± 0.7	12.2 ± 0.8	0.40 ± 0.06
<i>C-Cu</i>	<i>T(0,0)</i>	3.2 ± 0.4	9.0 ± 0.8	0.36 ± 0.05
<i>C-Cu</i>	<i>T(2,0)</i>	6.2 ± 0.4	19.7 ± 1.0	0.32 ± 0.03
<i>C-Cu</i>	<i>T(5,0)</i>	7.0 ± 0.6	22.3 ± 1.4	0.31 ± 0.03
<i>C-Cu</i>	<i>T(14,0)</i>	7.3 ± 0.8	22.9 ± 1.5	0.32 ± 0.04

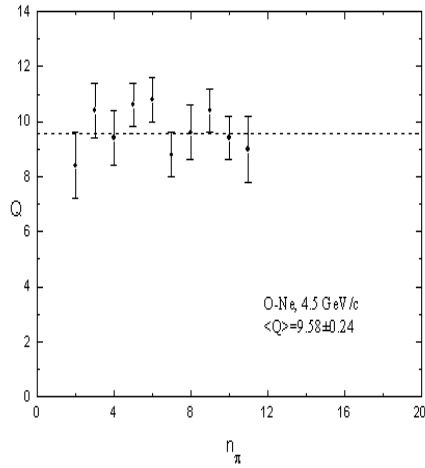
Tabelul II.11. Raportul dintre multiplicitatea medie a pionilor negativi și numărul mediu de protoni participanți pentru ciocniri nucleu-nucleu la 4.5 A GeV/c cu grade diferite de centralitate



(a)



(b)



(c)

Fig.II.2. Dependența numărului de protoni participanți pe eveniment în funcție de multiplicitatea pionilor negativi din eveniment pentru trei ciocniri centrale ($T(2,0)$) la $4.5A$ GeV/c: (a) O-Pb; (b) C-Cu; (c) O-Ne

Dependența raportului dintre multiplicitatea medie a pionilor negativi și numărul mediu de protoni participanți de energia cinetică pe nucleon a nucleelor din fasciculul incident indică, pentru ciocniri simetrice sau cuasisimetrice, existența unei dependențe liniare [3-5,30,45,63]. Trebuie menționat aici faptul că pentru o energie dată a nucleelor din fasciculul incident valoarea raportului scade cu creșterea gradului de asimetrie dintre nucleele care se ciocnesc. Se observă, de asemenea, dependența raportului de masa nucleului incident (Tabelul II.11 și Tabelul II.12). În plus, datorită faptului că valoarea raportului rămâne practic constantă pentru o ciocnire dată, la o energie dată, indiferent de gradul de centralitate pe care îl are ciocnirea, poate să sugereze comportări similare ale multiplicității medii a pionilor negativi și a numărului mediu de protoni participanți în raport cu geometria ciocnirii și cu energia nucleelor din fasciculul incident.

A_P-A_T	$\langle n_\pi \rangle$	$\langle Q \rangle$	$\langle n_\pi \rangle / \langle Q \rangle$
He-C	1.37 ± 0.06	4.7 ± 0.2	0.29 ± 0.02
He-Al	1.72 ± 0.12	5.8 ± 0.6	0.29 ± 0.04

He-Cu	2.15 ± 0.10	8.2 ± 0.5	0.26 ± 0.02
He-Pb	2.23 ± 0.08	14.7 ± 1.2	0.15 ± 0.02
C-C	3.85 ± 0.08	7.8 ± 0.2	0.49 ± 0.04
C-Zr	7.55 ± 0.23	22.0 ± 0.9	0.34 ± 0.02
C-Pb	8.35 ± 0.24	34.8 ± 1.3	0.24 ± 0.01

Tabelul II.12. Comportarea raportului $\langle n_{\pi} \rangle / \langle Q \rangle$ pentru diferite ciocniri nucleu-nucleu la energia cinetică de 3.6 A GeV, pentru modul de declanșare central T(2,0)

Trebuie remarcat faptul că dependența numărului mediu de protoni participanți de de numărul de masă al nucleului țintă indică o schimbare a tipului de dependență la trecerea de la ciocniri simetrice la ciocniri asimetrice. Schimbarea tipului de dependență apare pentru un raport al razelor nucleelor care se ciocnesc în jur de 1.5-2.0, depinzând ușor de raza nucleului incident. Valoarea acestui raport scade cu creșterea numărul de masă al nucleului incident. Peste această valoare se trece de la o dependență liniară cu pantă abruptă, la una mai lentă, cuasiliniară. *Această modificare a comportării în jurul acestor valori a fost observată și pentru celelalte mărimi discutate.*

O posibilă explicație a acestei comportări ar putea fi legată de fenomene care pot avea loc în regiunea/regiunile spectatoare, cum ar fi: absorbție mai mare în regiunile spectatoare cu creșterea asimetriei dintre nucleeele care se ciocnesc datorită creșterii dimensiunilor acestora, dependențele unor parametrii termodinamici și hidrodinamici ai regiunii spectatoare de masele/razele nucleelor care se ciocnesc. Este posibilă, de asemenea, apariția unor dificultăți determinate de stabilirea cu acuratețe a gradului de centralitate a ciocnirii, în anumite situații, pentru ciocniri asimetrice, ceea ce ar putea conduce la modificarea dependenței.

Pentru raportul dintre multiplicitatea medie a pionilor negativi și numărul mediu de protoni participanți s-a propus o dependență empirică de energia pe nucleon a fasciului incident [3-5,9,30,45,63]. Dependența este de forma următoare:

$$\langle n_{\pi} \rangle / \langle Q \rangle = (A_P / A_T)^{0.15} \exp(-2.15 / \gamma^2 \beta) \quad , \quad (II.67)$$

unde β și γ sunt factorii Lorentz pentru energia pe nucleon a nucleului incident în ciocnirea considerată. Ei definesc transformarea Lorentz în SCM pentru ciocnirea nucleon-nucleon la energie egală cu energia pe nucleon, relativ la SL. În acest caz, pentru ciocniri nucleu-nucleu la energii până la 12 A GeV, se observă o tendință spre saturare, cu creșterea energiei pe nucleon a nucleului incident. Acest lucru ar putea fi legat de posibilitatea apariției unor tranziții de fază în materia nucleară fierbinte și densă formată în aceste ciocniri. Alte informații asupra unor aspecte legate de dinamica ciocnirilor nucleare relativiste și apariția unor tranziții de fază pot fi obținute prin studierea comportării nucleonilor participanți.

VII.5. Nucleoni participanți.

Metode de determinare și informații dinamice

Stabilirea numărului de nucleoni participanți s-a făcut, de-a lungul timpului, în moduri diferite [1-5]. O primă cale avea în vedere explicit *simetria ciocnirii* [1,2]. Se considera că, pentru *ciocniri simetrice*, numărul (total) de nucleoni participanți este de două ori numărul de protoni participanți, adică:

$$Q_N = 2Q \quad . \quad (II.68)$$

Pentru *ciocniri asimetrice* s-a propus o relație de forma:

$$Q_N = 2.5Q \quad . \quad (II.69)$$

Aceste relații nu luau în considerare explicit asimetria dintr-o ciocnire dată. Având în vedere importanța numărului (total) de nucleoni participanți în obținerea unor rezultate experimentale și pentru descrierea fenomenologică a dinamicii ciocnirii s-a propus, din considerente de conservare a numărului de nucleoni (masei) și numărului atomic (sarcinii), introducerea unei relații de legătură între *numărul de nucleoni participanți*, Q_N , și *numărul de protoni participanți*, Q , de forma următoare [3-5,45,60]:

$$Q_N = \frac{A_P + A_T}{Z_P + Z_T} Q, \quad (\text{ecuația II.48})$$

unde $A_{P,T}$ sunt numerele de masă ale nucleelor proiectil și, respectiv, țintă, iar $Z_{P,T}$ sunt numerele atomice ale acelorași nuclee.

Tabelul II.13 conține valorile obținute cu cele trei relații de mai sus.

A_P-A_T	$\langle Q_{exp} \rangle$	$\langle Q_N \rangle = 2 Q_{exp}$	$\langle Q_N \rangle = 2.5 \langle Q_{exp} \rangle$	$\langle Q_N \rangle$ -rel.(II.48)-
<i>O-Ne</i>	9.6 ± 0.3	19.2 ± 0.6	24.0 ± 0.8	19.2 ± 0.6
<i>O-Pb</i>	39.6 ± 0.5	79.2 ± 1.0	99.0 ± 1.3	98.6 ± 1.2
<i>C-C</i>	7.8 ± 0.3	15.6 ± 0.6	19.5 ± 0.8	15.6 ± 0.6
<i>C-Ne</i>	8.9 ± 0.9	17.8 ± 1.8	22.3 ± 2.3	17.8 ± 1.8
<i>C-Cu</i>	19.7 ± 1.0	39.4 ± 2.0	49.3 ± 2.5	42.8 ± 2.2
<i>C-Zr</i>	22.0 ± 0.9	44.0 ± 1.8	55.0 ± 2.3	49.3 ± 2.2
<i>C-Pb</i>	34.8 ± 1.3	69.6 ± 2.6	87.0 ± 3.3	87.0 ± 3.3
<i>He-C</i>	4.7 ± 0.2	9.4 ± 0.4	11.8 ± 0.5	9.4 ± 0.4
<i>He-Al</i>	5.8 ± 0.6	11.6 ± 1.2	14.5 ± 1.5	12.0 ± 1.2
<i>He-Cu</i>	8.2 ± 0.5	16.4 ± 1.0	20.5 ± 1.3	18.0 ± 1.1
<i>He-Pb</i>	14.7 ± 1.2	29.4 ± 2.4	36.8 ± 3.0	37.1 ± 3.0

Tabelul II.13. Numerele totale de nucleoni participanți date de cele trei relații [(II.68), (II.89) și (II.48)]

Se constată faptul că relațiile (II.68) și (II.48) dau rezultate similare pentru ciocniri simetrice și cuasisimetrice, iar relațiile (II.69) și (II.48) dau rezultate similare pentru ciocniri profund asimetrice. Pentru ciocnirile asimetrice, cu grad de asimetrie între cele două limite extreme menționate, rezultatele obținute cu relația (II.48) dă valori între cele două limite extreme propuse, în acord mai bun cu asimetria reală a ciocnirii considerate.

Pentru verificarea acestei metode de determinarea a numărului total de nucleoni participanți s-a urmărit obținerea unor informații și rezultate experimentale suplimentare. De aceea, s-a urmărit determinarea numărului de participanți din nucleul incident și din nucleul țintă [45,60].

Numărul mediu de protoni participanți din nucleul incident se poate determina din datele experimentale folosind următoarea relație de legătură [3-5,10,21,45]:

$$\langle Q_p \rangle = Z_p - \langle n_{strip} \rangle \sum_{Z=1}^{Z_p} ZW(Z) \quad , \quad (II.70)$$

unde $W(Z)$ este distribuția fragmentelor de tip “stripping” ale nucleului incident în funcție de sarcinile lor.

O altă relație importantă este cea care dă numărul mediu de nucleoni participanți din nucleul țintă. Ea se poate scrie astfel:

$$\langle Q_N^T \rangle = (\langle Q \rangle - \langle Q_p \rangle) \frac{A_T}{A_p} \quad . \quad (II.71)$$

unde Q_p este dat de relația (II.70).

Numărul de protoni participanți din regiunea de suprapunere a nucleelor care se ciocnesc se poate estima folosind relația următoare:

$$\langle Q \rangle = \langle Q_p \rangle + \langle Q_t \rangle \quad . \quad (II.72)$$

unde Q_p este dat de relația (II.70). Q_t se poate obține din Q_p folosind relații diferite.

O analiză suplimentară a calității rezultatelor experimentale obținute pentru ciocniri nucleu-nucleu nesimetrice se bazează pe excesul de neutroni din nucleul țintă. Acest exces, notat prin Q_T^n , poate fi estimat folosind relația de mai jos:

$$Q_n^T = \frac{A_T}{Z_T} Q_p^T + A_p \quad , \quad (II.73)$$

unde numărul de protoni participanți din nucleul țintă, Q_p^T , poate fi calculat astfel:

$$Q_p^T = Q - Z_p \quad , \quad (II.74)$$

Aici, ca și în relațiile anterioare, $A_{P,T}$, respectiv, $Z_{P,T}$, sunt numerele de masă, respectiv, numerele atomice, ale nucleelor incident și țintă.

Câteva rezultate experimentale obținute cu ajutorul relațiilor de mai sus, pentru unele ciocniri nucleu-nucleu la 4.5 A GeV/c, având grade de centralitate diferite, sunt incluse în Tabelul II.14.

$A_P - A_T$	$T(\theta_{ch}, \theta_n)$	$\langle Q_P^P \rangle$	$\langle Q_T^n \rangle$
C-Ne	$T(0,0)$	2.3 ± 0.3	5.6 ± 1.0
C-Ne	$T(2,0)$	4.1 ± 0.2	12.0 ± 1.0
C-Ne	$T(5,0)$	5.4 ± 0.2	12.0 ± 1.4

<i>C-Ne</i>	<i>T(14,0)</i>	<i>6.0</i>	<i>13.8±1.5</i>
<i>C-Cu</i>	<i>T(0,0)</i>	<i>2.9±0.8</i>	<i>12.9±2.5</i>
<i>C-Cu</i>	<i>T(2,0)</i>	<i>5.5±0.2</i>	<i>31.0±2.0</i>
<i>C-Cu</i>	<i>T(5,0)</i>	<i>6.0</i>	<i>35.3±2.3</i>
<i>C-Cu</i>	<i>T(14,0)</i>	<i>6.0</i>	<i>36.4±2.8</i>
<i>O-Ne</i>	<i>T(0,0)</i>	<i>3.1±0.9</i>	<i>6.2±1.1</i>
<i>O-Ne</i>	<i>T(2,0)</i>	<i>5.3±0.7</i>	<i>12.7±1.5</i>
<i>O-Ne</i>	<i>T(5,0)</i>	<i>7.4±0.6</i>	<i>12.6±2.9</i>
<i>O-Ne</i>	<i>T(14,0)</i>	<i>8.0</i>	<i>14.2±2.8</i>
<i>O-Pb</i>	<i>T(0,0)</i>	<i>4.3±0.7</i>	<i>36.7±5.1</i>
<i>O-Pb</i>	<i>T(2,0)</i>	<i>7.2±0.3</i>	<i>90.6±4.3</i>
<i>O-Pb</i>	<i>T(5,0)</i>	<i>8.0</i>	<i>100.0±5.0</i>
<i>O-Pb</i>	<i>T(14,0)</i>	<i>8.0</i>	<i>108.0±7.0</i>

Tabelul II.14. Numărul de protoni participanți din nucleul incident și numărul de nucleoni din nucleul țintă

Din analiza rezultatelor experimentale din tabelul II.14 se observă un acord rezonabil cu rezultatele obținute prin celelalte metode.

Folosind rezultatele experimentale prezentate până aici se pot stabili unele conexiuni care să permită obținerea unor informații privind dinamica ciocnirii. De exemplu, din distribuția de multiplicitate a pionilor negativi produși într-o ciocnire și spectrul de impuls al acestora se poate încerca, pe baza imaginii participanți-spectatori, determinarea unor posibile interacții în starea finală. Este importantă, de asemenea, stabilirea regiunii din care au fost emiși diferiți pioni [17,18]. Trebuie avută în vedere și o producere semnificativă de particule sub energia de prag de producere, energie determinată în ciocniri independente nucleon-nucleon [31].

De aceea, se poate considera că regiunea/regiunile spectatoare - prin absorbția de particule produse în regiunea participantă și fenomenele care au loc la suprafața de contact dintre cele două tipuri de regiuni – poate fi considerată ca o posibilă sursă de

producere de pioni cu impulsuri mici. În general, multiplicitatea pionilor poate fi corelată cu energia termică pe barion și cu energia de compresie. O ipoteză general acceptată este aceea că aceste energii pot să implice cam jumătate din energia disponibilă [9,11,14,15]. O relație de legătură între diferite mărimi fizice discutate și aceste energii ar fi de interes.

Numărul de protoni participanți și numărul de nucleoni participanți se pot determina experimental, așa cum s-a arătat și mai sus, sau se pot calcula pentru diferite ciocniri, la diferite energii, fie pe baza unor coduri de calcul, fie pe baza unor modele fenomenologice geometrice [3-5], așa cum se va vedea în partea a treia a cursului.

Pe de altă parte, pentru secțiunile eficace se pot folosi relații geometrice simple. Fie secțiunea eficace geometrică pentru ciocnire a două nuclee [60]:

$$\sigma_G = \pi r_o^2 (A_P^{1/3} + A_T^{1/3})^2 \quad . \quad (II.75)$$

Secțiunile eficace individuale (vazute ca arii simple) ale nucleelor care se ciocnesc, proiectil și țintă, se pot scrie astfel:

$$\sigma_P = \pi r_o^2 A_P^{2/3} \quad , \quad (II.76)$$

respectiv,

$$\sigma_T = \pi r_o^2 A_T^{2/3} \quad . \quad (II.77)$$

Numărul de protoni participanți din nucleul incident (proiectil), respectiv, numărul de protoni participanți din nucleul țintă ar trebui să fie proporționale cu rapoartele dintre arii și secțiunea eficace geometrică, precum și cu numerele atomice. Din analiza datelor și rezultatelor experimentale s-a considerat că, pentru nucleul incident, constanta de proporționalitate trebuie să fie factorul $1/\delta$ - cu δ “molicineea” suprafeței nucleare – deoarece el este ce care exercită presiune asupra nucleului țintă. În cazul nucleului țintă constanta de proporționalitate propusă a fost $1/\gamma$ - cu γ factorul Lorentz – pentru a lua în considerare deformarea formei nucleare datorită contracției Lorentz; se consideră, în general, factorul corespunzător ciocnirilor nucleon-nucleon, relativ la SCM (aproximația impulsului extinsă).

Valoarea parametrului δ este dată de fitarea secțiunilor eficace inelastice cu relația (II.42). Pentru secțiunile eficace inelastice (periferice) obținute în ciocniri nucleu-nucleu la 4.5 A GeV/c, în cadrul colaborării SKM 200, această valoare este $\delta=0.65$ [3-5,45,55,60]. Relațiile finale sunt următoarele:

$$\langle Q_p \rangle = \frac{Z_P A_T^{2/3}}{\delta (A_P^{1/3} + A_T^{1/3})^2} \quad , \quad (II.78)$$

$$\langle Q_i \rangle = \frac{Z_T A_P^{2/3}}{\gamma (A_P^{1/3} + A_T^{1/3})^2} \quad . \quad (II.79)$$

Trebuie avut în vedere faptul că, așa cum s-a menționat anterior, pentru un nucleu incident (proiectil) dat, care ciocnește nuclee țintă diferite, există o schimbare a tipului de dependență a secțiunii eficace de numărul de masă al nucleului țintă pentru $\frac{R_T}{R_P} \approx 1.5$. Cu creșterea numărului de masă al nucleului incident crește rolul mărimii suprafețelor de contact dintre nucleele care se ciocnesc, precum și rolul caracteristicilor suprafețelor nucleare implicate, inclusiv al “moliciunii” lor.

Producerea de pioni este posibilă prin mai multe mecanisme în ciocniri nucleare relativiste. Unele dintre aceste mecanisme sunt *directe* (de exemplu, $N+N \rightarrow \pi+X$), altele sunt *mecanisme indirecte*, cum ar fi *formarea* inițială a unor *rezonanțe* - barionice sau mezonice - urmată de dezintegrarea lor prin canale care implică prezența a cel puțin un pion, cu sarcină sau neutru. În ciocniri nucleare relativiste un canal comun de producere de rezonanțe barionice este cel în care se produce rezonanța barionică Δ . Canalul ei principal de dezintegrare este următorul: $\Delta \rightarrow \pi+N$ [3-5,10]. Diferite calcule de model sau coduri de simulare arată că la energii de ordinul a câțiva GeV/nucleon echilibrul între nucleoni, pioni, rezonanțe Δ și alte particule prezente în regiunea participantă se stabilește în circa 10 Fm/c după ciocnire. După acest interval de timp în aceste ciocniri apare o comportare de tip saturație. Echilibrul suferă unele modificări în timpul expansiunii regiunii participante – denumită în cadrul multor modele dinamice “sferă fierbinte” sau “fireball” – iar diferitele mecanisme de producere de pioni pot fi reflectate în spectrele de impuls. Trebuie menționat aici faptul că în studiul ciocnirilor nucleare relativiste sunt extrem de utile atât spectrele de impuls total, cât și spectrele de impuls transversal și de impuls longitudinal. De exemplu, spectrele de impuls transversal sunt extrem de utile în obținerea temperaturii regiunii participante la emisia diferitelor tipuri de particule, iar spectrele de impuls longitudinal, în sistemul centrului de masă, oferă informații asupra centralității ciocnirii.

Studiile sistematice făcute asupra producerii de pioni în ciocniri nucleare relativiste simetrice au evidențiat o serie de trăsături caracteristice [9,22,30,31,61]. Printre acestea se numără:

- multiplicitatea pionilor crește cu numărul de protoni participanți;
- multiplicitatea pionilor crește cu energia pe nucleon disponibilă pentru procesul de termalizare; energia este evaluată în sistemul centrului de masă;
- existența unei corelații liniare între multiplicitatea pionilor și energia disponibilă în sistemul centrului de masă; apare de la energii de 0.1 A GeV.

Pentru ciocniri nucleare asimetrice este de așteptat o creștere a absorbției particulelor generate în regiunea participantă, în special pioni, în regiunea/regiunile spectatoare.

Acestor observații legate de ciocniri simetrice trebuie să le fie adăugat rezultatul obținut în ciocniri nucleu-nucleu la 4.5 A GeV/c legat de comportarea dependenței numărului de protoni participanți pe eveniment de multiplicitatea pionilor negativi pe eveniment în ciocniri centrale. Comportarea de tip saturație observată pentru ciocniri în care sunt obținute numere medii mari de nucleoni participanți poate fi legat de procese de termalizare în materia nucleară din regiunea participantă, dar și de absorbția pionilor în regiunile spectatoare, regiuni ale căror dimensiuni cresc cu gradul de asimetrie dintre nucleele care se ciocnesc. De asemenea, o altă cauză ar putea fi descreșterea energiei termice pe nucleon participant.

Energia termică disponibilă în SCM se poate estima folosind o relație de forma următoare [64]:

$$E_{Th} = E_{CM} - Q_N m_N \quad , \quad (II.80)$$

unde Q_N este numărul total de nucleoni participanți – determinat ca mai sus – iar m_N este masa nucleonului legat ($m_N \cong 931 \text{ MeV}/c^2$).

Energia disponibilă în SCM, E_{CM} , se poate determina folosind relația de mai jos:

$$E_{CM} = \sqrt{(E_P + E_T)^2 - p^2} \quad , \quad (II.81)$$

unde p este impulsul total al nucleului incident.

Dacă nucleul țintă este în repaus, atunci, pentru calcularea energiei disponibile datorate lui, se folosește relația următoare:

$$E_T = Q_N^T m_N \quad , \quad (II.82)$$

cu Q_N^T numărul de nucleoni participanți din nucleul țintă [45,60].

Remarcă. (i) Impulsul total se obține înmulțind impulsul pe nucleon pentru nucleul incident cu numărul de masă al nucleului incident, A ; de exemplu, dacă nucleul incident este nucleul de oxigen ($A=16$) și are impulsul pe nucleon de $4.5 A$ GeV/c, atunci impulsul total este de 72 GeV/c.

Remarcă. (ii) Relațiile (II.80)-(II.82) sunt scrise în sistemul natural de unități.

Luând în considerare rezultatele prezentate în capitolul consacrat multiplicităților referitoare la stoparea aproape completă a nucleului incident în nucleul țintă, precum și cele prezentate în acest capitol referitoare la determinarea contribuțiilor diferitelor regiuni la producerea de particule (Tabelul II.4, Tabelul II.5 și Tabelul II.10) și calculele bazate pe relațiile (II.80)-(II.82) se poate constata că pentru unele ciocniri asimetrice nucleu-nucleu la $4.5 A$ GeV/c multiplicitatea pionică calculată este mai mare decât multiplicitatea pionică experimentală [64].

Diferențele dintre calcule și rezultatele experimentale ar putea fi mai mari dacă s-ar face ipoteza nucleonii spectatori ai nucleului țintă iau o fracție din energia incidentă disponibilă. Nu există o cale simplă de luare în considerare a acestui transfer de energie de la nucleul incident la nucleul țintă. Este de așteptat ca diferența dintre calcule și rezultatele experimentale să fie mai mare dacă toate tipurile de pioni ar fi luate în considerare, nu numai pionii negativi. Un ajutor în rezolvarea acestei probleme ar putea fi dat de studierea comportării raportului π^-/π^+ și, prin acesta, a asimetriei de izospin în mecanismele de producere de pioni [1,2,4.22,30,31,61].

Ar mai trebui spus că numărul total de nucleoni participanți permite estimarea extinderii spațiale a regiunii participante, folosind o dependență similară celei dintre raza nucleară și numărul de masă al nucleului considerat [3-5,45,46]. Această dimensiune poate fi legată de tipul de particulă, ceea ce poate furniza unele informații asupra evoluției temporale a regiunii participante [45,46].

Toate aceste rezultate sunt extrem de utile în studierea dinamicii ciocnirilor nucleare relativiste, în stabilirea unor caracteristici termodinamice sau hidrodinamice ale comportării materiei nucleare înalt excitate, fierbinți și dense, formate.