

## ***Capitolul al XV-lea***

### ***Modele termodinamice***

#### *XV.1. Considerații generale asupra primelor modele termodinamice*

Modelele termodinamice pentru descrierea dinamicii ciocnirilor nucleare relativiste sunt *modele fenomenologice*. Ele se bazează pe “aspectele termodinamice” conținute în datele experimentale. Ele sunt dezvoltări ale unor modele anterioare folosite pentru descrierea ciocnirilor nucleon-nucleon și nucleon-nucleu la energii înalte.

Termodinamica interacțiilor tari se bazează pe *idealizări*. Primele încercări de a da o descriere termodinamică proprietăților materie hadronice înalt excitată se bazează pe o idee a lui *Heisenberg* din anul 1936 [102]. El a considerat că, pe baza aspectelor noi introduse de către Enrico Fermi în teoria scalară a dezintegrării  $\beta$ , se poate trata producerea multiplă de particule în ciocniri proton-proton la energii înalte. Heisenberg considera că, pentru energii mai mari decât o anumită energie critică, ar putea avea loc *procese explozive* în care se produc particule noi. Aceste procese apar în ciocnirile la energii înalte dintre doi nucleoni (protoni) contractați Lorentz. Diametrul fiecărui “disc” rezultat din contracția Lorentz este determinat de raportul  $\frac{1}{m_\pi}$ , iar grosimea este dată de

raportul  $\frac{1}{\gamma m_\pi}$ , unde  $\gamma$  este factorul de contracție Lorentz. În urma procesului exploziv se

formează un pachet de unde foarte dens care reprezintă suprapunerea unui număr foarte mare de stări într-un volum mic. În urma extinderii spațiale apare o puternică disipare de energie și se produc particule noi. Heisenberg a încercat și o abordare hidrodinamică a interacțiilor proton-proton despre care se va discuta la capitolul consacrat modelelor

hidrodinamice. Insuficiențele modelului propus de Heisenberg – legate de interacțiile în stare finală ale particulelor generate (mezoni și nucleoni, conform teoriei forțelor nucleare, recent dezvoltate la momentul respectiv) - au fost considerate de către *Lewis, Oppenheimer și Wouthuysen* [103]. Ei tratează într-o *aproximație semiclassicală* interacția dintre câmpul mezonice și câmpul nucleonic. Modelul propus de ei conducea la distribuții unghiulare izotrope în sistemul centrului de masă și dădea relații de legătură între multiplicitatea particulelor generate și energia protonului (nucleonului) incident de formele următoare:

$$n \propto E^{1/3} \text{ în sistemul laboratorului } , \text{ (III.73)}$$

$$n \propto E_{cm}^{2/3} \text{ în sistemul centrului de masă } , \text{ (III.74)}$$

Modelul propus de Lewis, Oppenheimer și Wouthuysen nu lua în considerare interacțiile dintre particule în starea finală și de aceea, chiar dacă în variante ulterioare au fost introduse unele ipoteze restrictive (de exemplu, nu toată energia disponibilă era folosită pentru producerea de particule, distribuția unghiulară în sistemul centrului de masă putea să nu fie izotropă) și o tratare relativistă, nu descria corect rezultatele experimentale.

Unele abordări noi ale termodinamicii interacțiilor tari (Koppe [104,105] și Fermi [106]) au permis apariția unui model nou, anume: *modelul statistico-termodinamic al lui Enrico Fermi* [106-108]. *Acest model stă la baza tuturor modelelor termodinamice ulterioare.* Totodată, el stă la baza studiului rezonanțelor de orice tip. Enrico Fermi l-a folosit pentru punerea în evidență a rezonanței barionice  $\Delta$ .

Ideea de bază a modelului statistico-termodinamic propus de Fermi este aceea că în urma ciocnirilor sistemelor nucleare inițiale se formează un sistem compus între componentele căruia stabilește echilibrul termodinamic; în plus, energia totală de interacție este concentrată într-un volum mic bine definit,  $\Omega$ , și este repartizată foarte rapid pe toate gradele de libertate ale sistemului compus, conform legilor termodinamicii statistice (independența particulelor în starea finală). Densitatea de energie este dată de o lege de tip Stefan-Boltzmann, având în vedere stabilirea echilibrului între toate stările finale posibile. Stările finale sunt dictate de legile de conservare fundamentale pentru impuls, energie, sarcină, număr de nucleoni, izospin ș.a.

Volumul sistemului compus este *parametrul ajustabil* al modelului propus de către Fermi. La estimarea lui se consideră o formă sferică a sistemului compus. Raza sa,  $r$ , este egală cu raza norului de mezoni care se află în jurul unui nucleon. Pentru cazul nerelativist raza și volumul se pot scrie:

$$r = \frac{\hbar}{m_\pi} \quad , \quad (III.75)$$

$$\Omega_0 = \frac{4\pi r^3}{3} \quad . \quad (III.76)$$

Contrația care apare în cazul relativist conduce la o altă expresie a volumului, anume:

$$\Omega = \gamma \Omega_0 \quad , \quad (III.77)$$

unde factorul de contracție Lorentz este definit de relația  $\gamma = \frac{2m}{E}$ , cu  $m$  masa sistemului în starea finală și  $E$  energia sistemului nuclear incident.

Deoarece în starea finală pot exista configurații diferite se pune problema determinării *probabilității de realizare a unei anumite stări finale*,  $P(E)$ . În modelul statistico-termodinamic Fermi se consideră că probabilitatea menționată este *proporțională cu densitatea de stări din spațiul fazelor*,  $\rho_{sf}(E)$ , și cu *pătratul elementului de matrice*,  $|M|^2$ . Se poate scrie:

$$P(E) \propto |M|^2 \rho_{sf}(E) \quad . \quad (III.78)$$

Calculul probabilității de realizare a unei anumite stări finale nu se poate face deoarece, pentru cele mai multe situații de interes, pătratul elementului de matrice nu este cunoscut. De aceea, Fermi a introdus în modelul său statistico-termodinamic următoarea *ipoteză: Pătratul elementului de matrice este constatnt și egal cu probabilitatea de ca particulele din starea finală să se găsească în același volum de interacție*,  $\Omega$ . În această ipoteză probabilitatea de realizare este dată de denistatea în spațiul fazelor, pentru  $n$  particule în starea finală, anume:

$$\rho_{sf}^{(n)} = \int \prod_{i=1}^n \frac{d^3 p_i}{E_i} \delta^3 \left( \sum_{i=1}^n p_i \right) \delta \left( E_{cm} - \sum_{i=1}^n E_i \right) \quad , \quad (III.79)$$

unde  $E_{cm}$  este energia totală în sistemul centrului de masă.

Modelul statistico-termodinamic Fermi prevede următoarea dependență a multiplicității particulelor generate,  $n$ , de energia totală în sistemul centrului de masă,  $E_{cm}$ :

$$n \propto (E_{cm})^{1/4} \quad . \quad (III.80)$$

Această dependență este verificată experimental pentru un domeniu larg de energii, în diferite ciocniri hadronice (de exemplu, nucleon-nucleon, mezon-nucleon, nucleon-antinucleon) și în diferite procese de producere de particule (de exemplu, generare de pioni, generare de particule strani, producere de rezonanțe). *Este unul din succesele importante ale modelului.*

Principalele deficiențe ale modelului – *izotropia distribuției unghiulare și dependența de energie a impulsului transversal mediu* – sunt legate de unele contradicții în ipotezele fundamentale ale modelului. De exemplu, ipoteza că echilibrul termodinamic se stabilește rapid în volumul de interacție implică faptul că interacția este foarte puternică, dar ipoteza independenței particulelor în starea finală contravine acestei ipoteze.

Ipotezele modelului fac acesta să se conducă la *acordri mai bune cu rezultatele experimentale pentru ciocniri centrale, ciocniri în care transferul de impuls este mare*. Trebuie de avut în vedere și faptul că ponderea ciocnirilor centrale în numărul total de ciocniri scade cu creșterea energiei fascicului incident.

Pentru *corectarea deficiențelor modelului statistico-termodinamic Fermi*, legate, în principal, de *contradicțiile în ipotezele sale fundamentale referitoare la stabilirea rapidă a echilibrului termodinamic și independența particulelor în starea finală*, se pot introduce *interacții între particulele din starea finală*. În acest fel a apărut o nouă variantă de model termodinamic, variantă datorată lui *Raymond Hagedorn* [109,110]. Pentru corectarea deficiențelor modelului statistico-termodinamic al lui Fermi și îmbunătățirea acordului cu datele experimentale Hagedorn propunerea *luarea în considerare, în mai mare măsură, a împrăștierilor inelastice*. El consideră că *imediat după ciocnire se formează o materie nucleară înalt excitată*. În plus, se consideră că *o parte din energia disponibilă în ciocnire este folosită pentru mișcarea colectivă a particulelor, pe direcția de mișcare a sistemului nuclear incident; ele formează un "fluid nuclear"*. Mișcarea colectivă este descrisă de o *"funcție de viteză", universală, care*

poate să fie determinată din date experimentale. “Funcția de viteză” este prepusă *independentă* de energia incidentă. Partea rămasă din energie este *transformată adiabatic în căldură*. Particulele din starea finală sunt produse prin *evaporarea “fluidului nuclear”*. *Procesul de evaporare se desfășoară conform legilor termodinamicii statistice*.

În ipotezele anterioare, modelul termodinamic propus de Hagedorn descrie corect spectrele observate experimental ale pionilor, kaonilor și antiprotonilor, într-un domeniu larg de energii incidente.

Principalele deficiențe ale modelului – *este aplicabil, în varianta inițială, numai ciocnirilor proton-proton, iar spectrele obținute sunt spectre totale, suimate pe toate multiplicitățile* – sunt înlăturate parțial prin introducerea unor dezvoltări ulterioare legate de noțiunea de “*sferă fierbinte*” (“*fireball*”) și considerarea *interacțiilor în starea finală* prin crearea de *izobari* și dezintegrarea lor finală.

Trebuie menționată necesitatea separării cinematice dintre mișcarea colectivă – pe direcția de mișcare a sistemului nuclear incident – și mișcarea termică izotropă. Este necesară considerarea ipotezei că *mișcarea colectivă nu determină creșterea turbulenței*. Dezvoltările modelului au permis folosirea lui pentru descrierea ciocnirilor nucleon-nucleu și dezvoltarea lui pentru descrierea ciocnirilor nucleare relativiste.

## XV.2. Bazele fizice ale modelelor termodinamice pentru ciocniri nucleare relativiste

Modelele termodinamice pentru ciocniri nucleare relativiste au la bază *imaginea participanți-spectatori (Fig.III.1)*. De aceea, *geometria ciocnirii, prin parametrul de ciocnire,  $b$ , și gradul de simetrie* dintre nucleele care se ciocnesc – determinat de raportul în care se află numerele lor de masă – are un rol important în descrierea *dinamicii ciocnirii*. Se consideră că, în sistemul centrului de masă, regiunile spectatoare se deplasează cu viteze apropiate de viteza nucleului incident, iar împrăștierea în viteze a nucleonilor spectatori se poate descrie prin mișcarea Fermi a nucleonilor în interiorul nucleului [62,64,67,111]. În sistemul laboratorului spectatorii și regiunile spectatoare pot avea două origini distincte. Astfel, cei cu energii mici și care au unghiuri de emisie diferite își au originea în nucleul țintă, în timp ce cei cu energii foarte mari, în vecinătatea

energiei pe nucleon a nucleului incident, și sunt emiși la unghiuri limitate la unghiuri înainte, își au originea în nucleul incident. Pentru modelele termodinamice importanți sunt participanții. Trebuie avută în vedere, însă, necesitatea separării cinematice dintre cele două tipuri de regiuni, participantă și spectatoare. De exemplu, dacă se consideră că impulsul Fermi pentru nucleonii din nucleu este de 230 MeV/c, nucleonii spectatori care își au originea în nucleul țintă nu pot avea – în sistemul laboratorului – impulsuri mai mare decât acest impuls Fermi. În plus, nucleonii spectatori din nucleul incident au unghiuri de emisie limitate, care depind de energia pe nucleon a nucleului incident; astfel, la o energie incidentă de 0.8 A GeV fragmentele spectatoare ale nucleului incident nu pot să apară la unghiuri mai mari de  $90^\circ$ . De aceea, în diferite experimente se pot separa participanții de spectatori.

S-a menționat anterior faptul că modelele termodinamice folosite pentru descrierea dinamicii ciocnirilor nucleare relativiste sunt *modele fenomenologice*, ele bazându-se pe “aspectele termodinamice” conținute în datele și rezultatele experimentale. Printre “aspectele termodinamice” conținute în rezultatele experimentale se numără *lipsa de structură a secțiunilor eficiente de producere a unor particule*, cum ar fi protonii și deuteronii. Cum în regiunea participantă apar densități și temperaturi mari pentru timpi scurți, datorită transferului foarte mare de energie – transfer de energie care este mult mai mare decât energia de legătură pe nucleon – se poate presupune că aici sunt generate marea majoritate a particulelor detectate în starea finală. În cazul celor două tipuri de particule menționate lipsa de structură poate aminti de un “gaz” nucleonic fierbinte.

Analiza dinamicii regiunii participante formate prin ciocniri nucleare relativiste se poate face folosind spectrele de energie sau impuls ale unor particule, precum pionii și protonii, la unghiuri de  $90^\circ$ , în sistemul centrului de masă. Acest lucru este posibil deoarece la aceste unghiuri contribuția regiunii spectatoare/regiunilor spectatoare este minimă, conform considerațiilor cinematice anterioare. Pentru a reduce la minim contribuțiile regiunilor spectatoare se pot considera ciocniri de nuclee cu numere de masă aproximativ egale. Se constată că spectrele pionilor și protonilor – la  $\theta_{cm} = 90^\circ$  - nu depind puternic de numerele de masă ale nucleelor care se ciocnesc. Se poate considera că energia pe nucleon a fasciculului incident este cea care determină, în principal, dinamica ciocnirii.

Spectrele particulelor menționate pot fi descrise – mai ales în parte de impulsuri/energii mari - prin funcții de tip exponențial, de forma:

$$E \frac{d^3 \sigma}{dp^3} \propto e^{-\frac{E_{cm}}{E_0}} . \quad (III.81)$$

Dacă spectrul pionilor poate fi explicat printr-o formă exponențială simplă, de pantă  $E_0(\pi) < E_0(p)$ , pentru explicarea spectrului protonilor, care prezintă un “umăr” (“shoulder-arm”) în partea de energii/impulsuri mici sunt necesare ipoteze suplimentare. Printre ele se numără producerea abundentă de protoni peste limita cinematică de producere a protonilor pentru ciocniri de nucleoni liberi, anume: energii de peste 180 A MeV (aproximația impulsului extinsă poate conduce la unele limitări în mediul nuclear). De asemenea, luarea în considerare a mișcării Fermi proprii a nucleonilor în nucleu și considerarea ciocnirilor multiple nucleon-nucleon sunt alte căi de explcare a forme spectrelor protonilor.

Distribuțiile unghiulare și cele de multiplicitate pot conține în ele informații asupra comportării termodinamice a materiei nucleare fierbinți și dense create în regiunea participantă. Realizarea unui echilibru termoidinamic global ar impune ca distribuția unghiulară a particulelor generate numai din regiunea participantă să fie izotropă, iar distribuția de multiplicitate să fie descrisă complet de o funcție de distribuție de tip Poisson.

### XV.3. Descrierea generală a principalelor modele termodinamice

Pentru descrierea dinamicii ciocnirilor nucleare relativiste au fost propuse mai multe variante de model termodinamic [2,4,6,13,14,16,112,113]. Printre cele mai importante se numără: *modelul de “sferă fierbinte” (modelul de “fireball”)*, *modelul de “tuburi fierbinți” (modelul de “firestreaks”)*, *modelul de două “sfere fierbinți”*, *modelul de spațiul fazelor*, *modelul termic modificat (modelul de implozie-explozie)*.

#### XV.3.1. Modelul de “sferă fierbinte” (Modelul de “fireball”)

Modelul de “sferă fierbinte” [37,38], în forma sa inițială, nu a luat în considerare decât procese specifice regiunii participante. Pentru descrierea geometriei ciocnirii

modelul inițial consideră că nucleeele care se ciocnesc determină *formarea unui cilindru în regiunea de suprapunere*, iar nucleonii participanți din nucleul incident își *transferă complet impulsurile în sistemul de masă efectiv al tuturor nucleonilor* care formează “sfera fierbinte” sau “fireball”-ulul. “Sfera fierbinte” se mișcă pe direcția înainte, în sistemul laboratorului, cu o viteză cuprinsă între viteza nucleului țintă (în repaus, în sistemul laboratorului, în varianta inițială) și viteza nucleului incident. Se face ipoteza că în *sistemul centrului de masă propriu* “sfera fierbinte” (“fireball”-ul) *expandează izotrop*, cu o distribuție de tip Maxwell în energie.

Deoarece în interiorul “sferei fierbinți” *energia cinetică medie pe nucleon* este mult mai mare decât *energia de legătură pe nucleon* ansamblul de particule de aici se poate trata ca un *gaz ideal la echilibru*. De aceea, el este caracterizat prin *temperatură*. Varianta inițială a modelului de “sferă fierbinte” considera că, pentru o energie pe nucleon dată a fascicului incident, temperatura este independentă de numărul de masă  $A$ . De aceea, între energia incidentă pe nucleon, în sistemul centrului de masă,  $\frac{E_{cm}^{in}}{A}$ , și temperatură se

consideră o relație empirică de forma:

$$\frac{E_{cm}^{in}}{A} = \frac{3}{2}T + 2.3 \frac{\rho_0}{\rho} \left( \frac{T}{m_\pi c^2} \right)^{9/2} m_\pi c^2, \quad (III.82)$$

unde  $\rho_0$  este *densitatea materiei nucleare în sate fundamentale*, iar  $\rho$  este *densitatea materie nucleare comprimate și excitate din “sfera fierbinte”* (regiunea participantă).

În această variantă de model termodinamic se consideră că *energia totală disponibilă în regiunea participantă* este folosită integral pentru *proces de termalizare*, în interiorul regiunii stabilindu-se un *echilibru termodinamic global*.

Energia totală în sistemul centrului de masă,  $E_{cm}$ , este legată de energia totală în sistemul laboratorului,  $E_{lab}$ , printr-o relație de forma:

$$E_{cm} = \gamma(E_{lab} - \beta P_{lab}) \quad , \quad (III.83)$$

unde energia totală în sistemul laboratorului este dată de următoarea relație:

$$E_{lab} = E_{lab}^P + E_{lab}^T \quad , \quad (III.84)$$

iar  $\beta$  și  $\gamma$  sunt factorii Lorentz, definiți astfel:



$$\beta = \frac{P_{lab}}{E_{lab}} \quad , \quad (III.85)$$

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} \quad . \quad (III.86)$$

În toate aceste relații impulsul în sistemul laboratorului este considerat pentru cazul în care nucleul țintă este în repaus, anume:

$$P_{lab} = P_{lab}^P \quad , \quad (III.87)$$

unde  $P_{lab}^P$  este impulsul total al nucleului incident.

Energiile totale, în sistemul laboratorului, ale nucleului proiectil,  $E_{lab}^P$ , respectiv, nucleului țintă,  $E_{lab}^T$ , sunt date de ecuațiile de mai jos:

$$E_{lab}^P = Q_N^P (m_N^{ef} + \varepsilon) \quad , \quad (III.88)$$

$$E_{lab}^T = Q_N^T m_N^{ef} \quad . \quad (III.89)$$

În relațiile anterioare  $m_N^{ef}$  este *masa efectivă a nucleonului* ( $m_N^{ef} \approx 931 \text{ MeV} / c^2$ ),  $\varepsilon$  este *energia pe nucleon a fascicului incident*, în sistemul laboratorului,  $Q_N^P$  este *numărul de nucleoni participanți din nucleul incident*, iar  $Q_N^T$  este *numărul de nucleoni participanți din nucleul țintă*.

Relațiile (III.82)-(III.89) sunt scrise lând în considerare sistemul natural de unități.

Pentru stabilirea unor aspecte dinamice ale ciocnirii trebuie avut în vedere faptul că modelul de “sferă fierbinte” consideră că etapa primară a ciocnirii se desfășoară într-un timp foarte scurt și că în această etapă interacția este localizată la regiunea de suprapunere a nucleelor care se ciocnesc. Ulterior, *energia acumulată în procesul de comprimare* datorat suprapunerii nucleonilor din cele două nuclee în cilindrul format, precum și *energia de suprafață* sunt disipate. Disiparea energiei și emisia de particule din “sfera fierbinte” determină inerațiuni cu regiunile rămase nesuprapuse (regiunile spectatoare) ale nucleelor care se ciocnesc.

În estimarea unor mărimi fizice de interes trebuie avut în vedere faptul că în ciocnirile nucleu-nucleu pentru care se realizează condiția:

$$E_{cm} > (Q_N^P + Q_N^T) m_N \quad , \quad (III.90)$$

cu  $m_N$  masa nucleonului liber ( $m_N = 939 \text{ MeV}/c^2$ ), există suficientă energie pentru ca toți nucleonii să fie eliberați în participanți.

Luând în considerare ipotezele menționate anterior, cu deosebire cele legate de termalizare, echilibru termodinamic global și expansiunea “sferei fierbinți”, se consideră că spectrele nucleonilor eliberați în participanți au expresii date de distribuția Fermi-Dirac. Numărul de protoni, respectiv, numărul de neutroni se pot determina astfel:

$$N_p = \frac{gV}{(2\pi)^3} \int \frac{p^2 dp d\Omega}{e^{\left[\frac{(\epsilon' - \mu_p)}{\tau}\right]} + 1}, \quad (III.91)$$

$$N_n = \frac{gV}{(2\pi)^3} \int \frac{p^2 dp d\Omega}{e^{\left[\frac{(\epsilon' - \mu_n)}{\tau}\right]} + 1}, \quad (III.92)$$

cu  $g$  factor de degenerare de spin și  $V$  volumul “sferei fierbinți” la un anumit moment de timp din evoluția “sferei fierbinți”. Aici,  $\mu_p$  este potențialul chimic al protonilor, iar  $\mu_n$  este potențialul chimic al neutronilor.

Energia disponibilă în sistemul centrului de masă se poate calcula acum folosind relația de mai jos:

$$E_{cm} = E_{cm}^p + E_{cm}^n = \frac{gV}{(2\pi)^3} \left[ \int \frac{\epsilon' p^2 dp d\Omega}{e^{\left[\frac{(\epsilon' - \mu_p)}{\tau}\right]} + 1} + \int \frac{\epsilon' p^2 dp d\Omega}{e^{\left[\frac{(\epsilon' - \mu_n)}{\tau}\right]} + 1} \right]. \quad (III.93)$$

Modelul inițial de “sferă fierbinte” introducea ipoteza că volumul “sferei fierbinți” la momentul desfacerii sale în constituienți este dat de o relație de forma următoare:

$$V_f = \frac{(Q_N^p + Q_N^n)}{\rho_f}, \quad (III.94)$$

unde  $\rho_f$  este densitatea în “sfera fierbinte” la momentul considerat. În general, se presupune că  $\rho_f < \rho_0$ . Modelul inițial de “sferă fierbinte” considera următoarea valoare a acestei densități:  $\rho_f = 0.12 \text{ Fm}^{-3}$ .

Relațiile de mai sus scos în evidență importanța metodelor experimentale de determinare a unor mărimi fizice cu semnificație dinamică, legate de geometria ciocnirii,

cum ar fi: numărul de nucleoni participanți, din nucleul incident și nucleul țintă, temperatura la emisia unor particule, ș.a.

Pentru energii peste 0.4 A GeV, în sistemul laboratorului, distribuția Fermi-Dirac poate fi aproximată de o distribuție Maxwell-Boltzmann. Introducând funcțiile Macdonald,  $K_j$ , [114] se poate scrie următoarele ecuații pentru numărul de protoni și energia protonilor în sistemul centrului de masă:

$$N_p = \frac{V}{\pi^2} e^{\frac{\mu_p}{\tau}} m^2 \tau K_2\left(\frac{m}{\tau}\right) , \quad (III.95)$$

$$E_{cm}^p = \frac{V}{\pi^2} e^{\frac{\mu_p}{\tau}} m^3 \tau \left[ K_1\left(\frac{m}{\tau}\right) + \frac{3\tau}{m} K_2\left(\frac{m}{\tau}\right) \right] . \quad (III.96)$$

Se pot scrie relații de legătură între spectrul protonilor în sistemul centrului de masă propriu al “sferei fierbinți” și spectrul acestora în sistemul laboratorului. Calculele pentru spectrul protonilor în sistemul centrului de masă propriu se fac pentru un parametru de ciocnire dat. Se poate scrie o relație de legătură de forma:

$$\varepsilon_{cm} = \gamma(\varepsilon_{lab} - \beta p_{lab} \cos \theta) , \quad (III.97)$$

unde  $\cos \theta$  este direcția de observare în sistemul laboratorului.

Modelul de “sferă fierbinte” permite includerea producerii de particule (pioni, kaoni etc) și nucleele ușoare (deuteroni, tritoni, nuclee de heliu ș.a.) [115,116]. În ipoteza *atingerii echilibrului termodinamic global* se atinge atât echilibrul mecanic și termic, cât și echilibrul chimic [47,48,65]. De aceea, pentru un proces de interacție de tipul  $p+n+N \Leftrightarrow d+N$ , la echilibru chimic, se poate scrie că potențialul chimic al deuterionului este dat de suma potențialelor chimice asociate protonului și neutronului, anume:  $\mu_d = \mu_p + \mu_n$ . În mod similar se pot scrie potențialele chimice pentru diferite alte tipuri de nuclee ușoare create în ciocniri nucleare relativiste. Calculul numărului de nuclee ușoare create într-o ciocnire se poate face pe baza unei relații similare cu relațiile (III.91) și (III.92). De exemplu, pentru o particulă alfa se poate scrie:

$$N_\alpha = \frac{V}{(2\pi)^3} e^{\frac{2(\mu_p + \mu_n)}{\tau}} \int e^{-\frac{\sqrt{m_\alpha^2 + p^2}}{\tau}} p^2 dp d\Omega . \quad (III.98)$$

Calculul potențialelor chimice pentru diferite particule și rezonanțe se poate face într-un mod similar. De exemplu, pentru determinarea potențialului chimic al rezonanței

$\Delta^{++}$  - rezonanță care se dezintegrează în modul următor:  $\Delta^{++} \Leftrightarrow p + \pi^+$  - se poate folosi reacția  $p + n \Leftrightarrow n + n + \pi^+$ . Din această reacție se deduce potențialul chimic al pionului pozitiv, anume:  $\mu_{\pi^+} = \mu_p - \mu_n$ , de unde rezultă potențialul chimic al rezonanței, anume:  $\mu_{\Delta^{++}} = 2\mu_p - \mu_n$ . Includerea producerii de pioni și nucleoni prin dezintegrarea rezonanțelor barionice conduce la modificări în secțiunile eficace, distribuțiile de multiplicitate și în spectrele de impuls și energie [117]. De exemplu, introducerea rezonanțelor barionice determină modificarea formei distribuției de multiplicitate și a multiplicității medii, iar în spectrele de impuls și energie determină creșterea ponderii părții de impulsuri mici, respectiv, de energii mici, ceea ce determină scăderea temperaturii “sferei fierbinți” (regiunii participante).

O problemă importantă care se pune în cadrul modelelor termodinamice este aceea stabilirii semnificației unor noțiuni, cum sunt cele de *temperatură* și *potențial chimic*. De asemenea, este necesară considerarea unor aspecte legate de noțiunile de “*izvor de căldură*” și “*izvor de particule*”. Trebuie menționat, în acest context, faptul că unele modele fenomenologice care au considerat ipoteze diferite, inclusiv termodinamice, au încercat să ia în considerare și contribuțiile regiunii/regiunilor spectatoare atribuindu-le funcții legate de cele două tipuri de “izvoare” considerate în Termodinamică [3,4,7,36,37]. Pentru discutarea dinamicii ciocnirilor nucleare relativiste în cadrul modelelor termodinamice este folosită o *ipoteză comună*, anume aceea că *nucleonii suferă ciocniri multiple*. De aceea, “sfera fierbinte” *pierde memoria modului în care s-a format* (“își uită istoria”). În aceste condiții toate părțile (celulele) spațiului fazelor sunt egal probabile. În plus, spațiul fazelor există atât nucleoni, cât și alte tipuri de particule. Toate tipurile de particule care apar respectă legile de conservare (în principal, conservarea *sarcinii, numărului de barioni și energiei*), iar abundențele lor sunt dictate de spațiul fazelor. Există posibilitatea ca *spectrele inclusive* ale diferitelor tipuri de particule să fie calculate numai din spațiul fazelor (ansamblul microcanonic), fără a fi necesară introducerea temperaturii și potențialului chimic. Această cale este mult mai dificilă decât cea în care se consideră că numărul de particule este suficient de mare pentru a aplica legile specifice Termodinamicii statistice. Pentru un număr suficient de mare de *grade de libertate* se poate introduce *temperatura T și potențialul chimic  $\mu$*  în locul *energiei E*.

Se are în vedere ca valorile mărimilor respective să fie alese astfel încât să se regăsească valorile corecte ale *energie medii*, respectiv, *numărului mediu de particule*.

Folosirea unui dintre ansamblurile termodinamice uzuale – ansamblu microcanonic, ansamblu canonic, ansamblu macrocanonic – depinde de tipul de experiment considerat și de mărimile fizice de interes determinate în experiment.

Printre mărimile de interes în studierea dinamicii ciocnirilor nucleare relativiste se numără *multiplicitatea medie* și *distribuția de multiplicitate* asociată. Așa cum s-a arătat în partea a doua a cursului, distribuția de multiplicitate poate fi exprimată în termeni specifici teoriei probabilităților [4,118,119]. Fie  $P_n$  distribuția de probabilitate pentru producerea a  $n$  particule de un anumit tip într-o ciocnire nucleu-nucleu dată. Ea se numește și *distribuție de multiplicitate* [119]. Modelele termodinamice [13-16,120,121] permit realizarea calculului distribuției de multiplicitate și multiplicității medii pentru orice tip de particulă.

Fie un parametru de ciocnire fixat pentru o ciocnire nucleu-nucleu dată în care se conservă energia,  $E$ , numărul de barioni,  $B$ , și sarcina,  $Q$ . Pentru un număr mare de particule generate în ciocnire se poate introduce temperatura,  $T$ . La o temperatură dată probabilitatea de a obține  $n_1$  particule de un anumit tip în starea proprie  $S_1$ ,  $n_2$  particule de un alt tip în starea proprie  $S_2$  ș.a.m.d. se poate scrie astfel:

$$P_{S_1 S_2 \dots}^{n_1 n_2 \dots} = \frac{e^{-\frac{E_{S_1}(n_1)}{T}} e^{-\frac{E_{S_2}(n_2)}{T}} \dots}{\sum_{\substack{S_1 S_2 \dots \\ n_1 n_2 \dots}} \left[ e^{-\frac{E_{S_1}(n_1)}{T}} e^{-\frac{E_{S_2}(n_2)}{T}} \dots \right]} \quad . \quad (III.99)$$

În relația (III.99) partițiile  $n_1, n_2, \dots$  trebuie să respecte legile de conservare pentru număr de barioni și sarcină.

Pe baza relației anterioare se poate determina probabilitatea de a obține  $n_1$  particule de un tip,  $n_2$  particule de alt tip ș.a.m.d.. Se poate scrie relația de mai jos:

$$P_{n_1 n_2 \dots} = \frac{\sum_{S_1 S_2 \dots} \left[ e^{-\frac{E_{S_1}(n_1)}{T}} e^{-\frac{E_{S_2}(n_2)}{T}} \dots \right]}{\sum_{\substack{S_1 S_2 \dots \\ n_1 n_2 \dots}} \left[ e^{-\frac{E_{S_1}(n_1)}{T}} e^{-\frac{E_{S_2}(n_2)}{T}} \dots \right]} \quad . \quad (III.100)$$

Funcția de partiție a unei particule de tip  $i$ , notată  $Z_i$ , este definită prin relația de mai jos:

$$Z_i = \frac{g_i V}{(2\pi)^3} \int e^{-\frac{\varepsilon_i}{T}} p^2 dp d\Omega \quad , \quad (III.101)$$

unde  $g_i$  este factorul de degenerare de spin, iar  $\varepsilon_i = \sqrt{m_i^2 + p^2}$  este energia particulei de tip  $i$ .

Se observă că există următoarea relație de legătură pentru funcția de partiție canonică de  $n_i$  particule:

$$\frac{1}{n_i!} (Z_i)^{n_i} = \sum_s e^{-\frac{E_s(n_i)}{T}} \quad . \quad (III.102)$$

De aceea, relația (III.100) se mai poate scrie în modul următor:

$$P_{n_1 n_2 \dots} = \frac{\frac{1}{n_1!} (Z_1)^{n_1} \frac{1}{n_2!} (Z_2)^{n_2} \dots}{\sum_{m_1 m_2 \dots} \frac{1}{m_1!} (Z_1)^{m_1} \frac{1}{m_2!} (Z_2)^{m_2} \dots} \quad . \quad (III.103)$$

Relația (III.103) definește distribuția de multiplicitate în modele termodinamice (de “sferă fierbinte”, în principal). Pentru determinarea multiplicității medii a unui anumit tip de particulă se pot folosi relațiile specifice pentru multiplicități [118,119]:

$$\langle n_i \rangle = \sum n_i P_{n_1 n_2 \dots n_i \dots} \quad . \quad (III.104)$$

Sumarea în ecuația (III.104) se face cu restricțiile impuse de legile de conservare a sarcinii și numărului de barioni.

Trebuie spus că relația anterioară este destul de dificil de folosit în practică datorită numărului mare de nucleoni, pioni, rezonanțe barionice (rezonanțe  $\Delta$ , în principal), mezoni, nuclee ușoare ș.a. De aceea, sunt necesare unele aproximații pentru a aduce relația (III.104) la o formă mai ușor de calculat. Cele mai multe aproximații sunt legate de natura particulelor produse și de legile de conservare a sarcinii și numărului de barioni. Ele trebuie să ia în considerare și dezintegrările unor particule sau rezonanțe (de exemplu, creșterea numărului de pioni prin dezintegrarea rezonanței barionice delta), ceea ce complică semnificativ calculele. În baza diferitelor aproximații se deduce că distribuția de multiplicitate este descrisă de o distribuție Poisson [118-121]:

$$P_{n_i} = \frac{(\langle n_i \rangle)^{n_i}}{n_i!} e^{-\langle n_i \rangle} . \quad (III.105)$$

Valoarea medie  $\langle n_i \rangle$  este apropiată de valoarea obținută folosind ansamblul macrocanonic, anume  $Z_i e^{\frac{\mu_i}{T}}$ .

Principalele deficiențe ale modelului termodinamic de “sferă fierbinte”, în forma sa inițială, sunt legate de imposibilitatea descrierii “umărului” observat în spectrele de impuls ale protonilor, de faptul că dă aceeași valoare a temperaturii pentru toate tipurile de particule emise din aceeași “sferă fierbinte” – în dezacord cu rezultatele experimentale. Acest model termodinamic prevede o distribuție unghiulară izotropă pentru particulele emise din “sfera fierbinte”, în sistemul centrului de masă, ceea ce nu este în acord cu rezultatele experimentale.

Pentru corectarea unor deficiențe ale acestui prim model termodinamic au mai fost propuse și alte modele de acest tip. Ele folosesc idea inițială de “sferă fierbinte”, ceea ce face ca să existe un conținut termodinamic similar, iar diferitele variante să difere între ele prin *cinematica* considerată.

### XV.3.2. Modelul de “tuburi fierbinți” (Modelul de “firestreaks”)

Un prim model termodinamic propus după modelul de “sferă fierbinte” a fost modelul de “tuburi fierbinți” (modelul de “firestreaks”) [122,40]. Acest model încerca să explice *anizotropia distribuției unghiulare observată experimental* propunând o nouă geometrie a ciocnirii (Fig.III.6). În acest model regiunea de suprapunere a nucleelor care se ciocnesc este alcătuită dintr-o distribuție continuă de tuburi paralele. Un tub din nucleul incident  $P$  se suprapune cu un tub din nucleu țintă  $T$ , se contopesc și formează un “*tub fierbinte*”, datorită interacțiilor din interiorul tubului format.

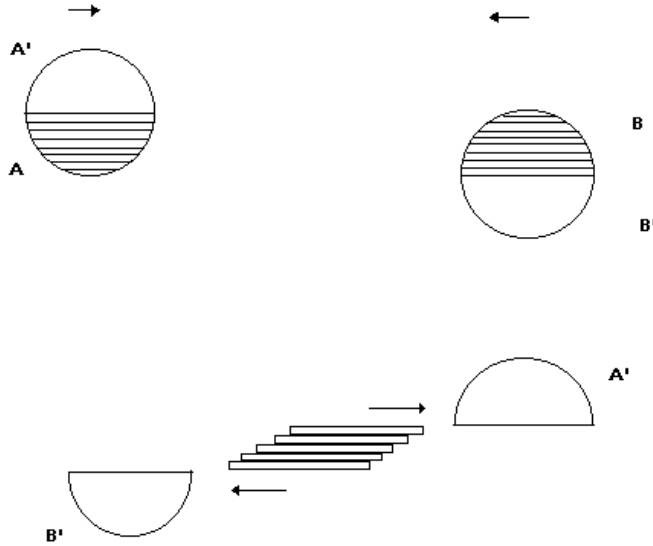


Fig.III.6. Geometria ciocnirii în modelul de “tuburi fierbinți”

Ciocnirea nucleu-nucleu se poate descrie acum pe baza unor *ciocniri “tub”-“tub”*. Pentru fiecare parametru de ciocnire este necesară calcularea energiei disponibile pentru termalizare în fiecare “tub”. De aceea, nu mai este necesară considerarea echilibrului termodinamic global. *Echilibrul termodinamic se realizează în fiecare “tub fierbinte”*. Pentru a justifica acest lucru se introduce ipoteza că *ciocnirea nucleu-nucleu la energii înalte* este determinată de *proces total inelastice* în regiunea de suprapunere a nucleelor care se ciocnesc. În plus, se consideră că geometria de “tuburi” asigură o *decuplare completă* pe direcție transversală, deoarece nu există comunicare (conexiuni) între “tuburile” vecine.

Modelul face ipoteza că *proprietățile materiei nucleare aflate în fiecare “tub”* sunt determinate numai de *raportul dintre numărul de particule dintr-un “tub” al nucleului incident,  $n_p^k$ , și suma numărului de particule dintr-un “tub” al nucleului incident,  $n_p^k$  și numărului de particule din “tubul” corespunzător al nucleului țintă,  $n_T^k$ , anume:*

$$\eta = \frac{n_p^k}{n_p^k + n_T^k} \quad . \quad (III.106)$$



Natura difuzivă a suprafețelor nucleare permite obținerea de valori continue ale parametrului  $\eta$  pentru diferitele “tuburi” create în regiunea de suprapunere a nucleelor care se ciocnesc. Ele sunt cuprinse între valoarea 0 – cazul nucleului țintă “spectator” – și valoarea 1 – cazul nucleului incident “spectator”.

Autorul modelului de “tuburi fierbinți”, W.D.Myers [122], a propus integrarea după parametrul de ciocnire pentru fiecare valoare a raportului dat de relația (III.106). Ea se face odată pentru totdeauna. Pentru perechi specifice de nuclee care se ciocnesc acesta a calculat *tabele* pentru o mărime, notată  $Y(\eta_i)$ , a cărei expresie este dată de relația următoare:

$$Y(\eta_i) = \int_{\eta_i - \delta\eta}^{\eta_i + \delta\eta} d\eta' \int 2\pi b db \iint dx dy w_b(x, y) \delta(\eta' - \eta_b(x, y)) \quad . \quad (III.107)$$

Mărimea  $w_b(x, y)$  se obține prin proiectarea combinației dintre distribuțiile de densitate ale nucleelor care se ciocnesc în planul  $(x, y)$ . De aceea, această mărime are dimensiuni de *particule pe unitatea de suprafață*. Trebuie menționat faptul că în detreminarea mărimii  $w_b(x, y)$  se ia în considerare difuzivitatea suprafețelor nucleare. Toate aceste observații permit să se considere că mărimea dată de relația (III.107) consideră, în principal, *geometria ciocnirii*.

Calculul unor mărimi fizice de interes se poate face folosind mărimea  $Y(\eta_i)$ . În acest scop se folosesc sume după o serie de termeni, fiecare conținând factori de naturi diferite. De obicei se introduc trei tipuri de factori, anume: *geometri*, *cinematic* și *statistic*. De exemplu, pentru calcularea densităților în spațiul impulsului, în sistemul laboratorului, pentru particule de tip  $k$ ,  $F_k(\vec{p})$ , se folosește următoarea relație:

$$F_k(\vec{p}) = \sum_i Y(\eta_i) J_{\vec{p}' \rightarrow \vec{p}}[\beta(\eta_i)] f_k[\vec{p}'; t(\eta_i)] \quad . \quad (III.108)$$

În relația de mai sus  $\beta(\eta_i)$  este viteza tubului considerat,  $J_{\vec{p}' \rightarrow \vec{p}}[\beta(\eta_i)]$  este Jacobian-ul transformării de la sistemul de referință al “tubului” la sistemul de referință al laboratorului, iar mărimea  $f_k[\vec{p}'; t(\eta_i)]$  conține termodinamica ciocnirii. Ea reprezintă distribuția în spațiul impulsului, în sistemul centrului de masă, pentru particulele de tip  $k$  care se așteaptă să fie emise dintr-un sistem combinat excitat care are o energie internă pe

particulă egală cu  $t$ . Această energie internă se normalizează astfel încât să corespundă la rata de producere pe nucleon așteptată de la sistemul combinat inițial.

Pentru a explica anizotropia distribuției unghiulare în sistemul centrului de masă – anizotropie observată experimental – modelul de “tuburi fierbinți” ia în considerare faptul că în fiecare “tub” numerele de nucleoni care provin din nucleul incident, respectiv, din nucleul țintă diferă. De aceea, în sistemul centrului de masă apare o mișcare longitudinală. Chiar dacă particulele sunt emise izotrop în raport cu fiecare “tub fierbinte”, emisia de particule care rezultă prezintă maxime pe direcțiile “înainte” și “înapoi”. Este o *explicație calitativă a anizotropiei* distribuției unghiulare în ciocniri nucleare relativiste.

Modelul “de tuburi fierbinți” are și el o serie de dificultăți în explicarea cantitativă și calitativă a unor rezultate experimentale. Astfel, ca și modelul de “sferă fierbinte” acest model termodinamic nu poate explica “umărul” observat în spectrele experimentale de impuls ale protonilor. De asemenea, supraestimează diferitele mărimi fizice calculate. Un exemplu în acest sens este supraestimarea păroducerii de pioni. Ca și modelul de “sferă fierbinte”, nu poate să explice diferențele de pantă în spectrele de impuls, deci diferențele de temperatură pentru diferite tipuri de particule emise din aceeași sursă (de exemplu, pentru protoni și pioni).

Modelul de “tuburi fierbinți” inițial a fost propus pentru explicarea unor rezultate experimentale obținute la *Laboratorul Național Berkeley (LBL), din SUA*. Luând în considerare deficiențele modelului și energia mai mare la care s-au făcut experimentele, la *Institutul Unificat de Cercetări Nucleare (IUCN) de la Dubna (Rusia)* s-a propus o variantă care lua în considerare posibilele conexiuni între tuburi [123,124]. Nici modelul de “tuburi fierbinți coerente” nu a permis obținerea unui acord mai bun cu rezultatele experimentale obținute în ciocniri  $He-A_T$  la  $4.5 A \text{ GeV}/c$ .

### XV.3.3. Modelul de două “sfere fierbinți” (Modelul de două “fireball”-uri)

Modelele termodinamice anterioare considerau că în cazul ciocnirii a două nuclee simetrice (numere de masă egale) centrul de masă definit pentru aceste nuclee este identic cu sistemul centrului de masă pentru “sfera fierbinte” (“fireball”). De aceea, în acest sistem de referință – pentru ciocniri simetrice – secțiunile eficace ale particulelor emise, inclusiv cea a protonilor, ar trebui să fie simetrice. Totuși, rezultatele experimentale

obținute în ciocniri  $C-C$  și  $Ne-NaF$ , la energiile disponibile la  $LBL$  ( $SUA$ ), indică prezența unei asimetrii destul de mari pentru secțiunile eficace ale protonilor, în sistemul centrului de masă considerat. Pentru explicarea acestei asimetrii observată experimental a fost introdus *modelul termodinamic de două “sfere fierbinți”* [125,126]. Ipoteza principală a modelului este legată de numărul relativ mic de nucleoni participanți implicați, ceea ce implică o transparență parțială a nucleelor care se ciocnesc. Deoarece stoparea nu este completă părțile care se suprapun ale nucleelor care se ciocnesc nu își pierd în totalitate impulsurile inițiale (nu își pierd complet “memoria”), ceea ce conduce la formarea a două “sfere fierbinți” (două “fireball”-uri). Deoarece o parte din energie este folosită pentru termalizare, iar o altă parte este folosită pentru mișcarea de translație pe direcția de ciocnire inițială emisia de particule se face izotrop din cele două “sfere fierbinți” formate, dar – pe ansamblu – distribuția unghiulară globală este anizotropă, în sistemul centrului de masă.

Pentru descrierea cantitativă a asimetriei observate în secțiunea eficace a protonilor, în sistemul centrului de masă definit pentru nuclee simetrice ușoare care se ciocnesc la diferiți parametri de ciocnire, s-a introdus o mărime care să ia în considerare fracția din impulsul inițial care rămâne după ciocnire, la un parametru de ciocnire  $b$ . Fie  $y(b)$  această fracție. La estimarea fracției  $y(b)$  trebuie să se aibă în vedere faptul că în ciocniri nucleon-nucleon la energii egale cu energia pe nucleon a nucleului incident din ciocnirea nucleu-nucleu considerată impulsul fiecărui nucleon, în sistemul centrului de masă, este redus, în medie, cu o valoare  $\zeta = 0.5$ . În ipoteza că *numărul de ciocniri pe care un nucleon din nucleul incident le are cu nucleonii din nucleul țintă*,  $\bar{\nu}(b)$ , este dat – în medie – de *raportul dintre lungimea medie a unui fragment care se ciocnește la un anumit parametru de ciocnire  $b$ ,  $\bar{l}(b)$ , și drumul liber mediu,  $\lambda$* , pentru ciocniri nucleon-nucleon la energii comparabile cu energia la care are loc ciocnirea nucleu-nucleu, se poate scrie relația următoare:

$$y(b) = (\zeta)^{\bar{\nu}(b)}, \quad (III.109)$$

unde  $\bar{\nu}(b) = \frac{\bar{l}(b)}{\lambda}$ . Mărimea poate fi calculată pentru o ciocnire nucleară dată, la o energie dată și un parametru de ciocnire dat, numai din considerente geometrice [121,125,126].

Au apărut diferite variante de model termodinamic de două “sfere fierbinți”. Unele dintre ele se pot aplica și ciocnirilor asimetrice (numerele de masă ale nucleelor care se ciocnesc diferă unul de altul).

Printre rezultatele obținute cu ajutorul modelului de două “sfere fierbinți” se numără și raportul dintre multiplicitatea particulelor secundare obținută în ciocniri nucleon-nucleu și multiplicitatea particulelor secundare obținute în ciocniri nucleon-nucleon, la aceeași energie. Relația semiempirică obținută este de forma următoare:

$$R(\bar{\nu}) = c_1 + c_2 \bar{\nu} \quad , \quad (III.110)$$

unde  $c_1 = 0.47$ ,  $c_2 = 0.61$ , iar  $\bar{\nu}$  este numărul mediu de ciocniri dintre nucleon și nucleu.

Cu ajutorul acestei relații ecuația (III.109) se mai poate scrie astfel:

$$y(b) = (\zeta)^{R(\bar{\nu})} \quad . \quad (III.111)$$

Modelul de două “sfere fierbinți” explică – ca și modelul de “tuburi fierbinți” – anizotropia distribuției unghiulare în sistemul centrului de masă, precum și asimetria secțiunii eficace a protonilor în sistemul centrului de masă definit pentru nucleeele care se ciocnesc. De asemenea, ca și modelul de “tuburi fierbinți”, nu poate explica “umărul” din spectrele de impuls pentru protoni și temperaturile diferite ale particulelor emise din aceeași sursă. La fel ca toate modelele termodinamice supraestimează producerea de particule, în principal, cea de pioni.

#### XV.3.4. Modelul termodinamic de spațiul fazelor

O dezvoltare a modelului termodinamic de “tuburi fierbinți” este modelul termodinamic de spațiul fazelor [127,128]. Geometria folosită este cea de “tuburi fierbinți”. În fiecare “tub” se ia în considerare, complet și corect, conservarea energiei și a impulsului. Modelul leagă modelele de tip termodinamic de modelele de ciocnire independentă nucleon-nucleon [60]. Astfel, în cazul în care un “tub” conține numai doi nucleoni se regăsesc formulele specifice modelului de ciocnire independentă nucleon-nucleon, cu includerea mișcării Fermi.

Modelul încearcă să explice “cozile” de la energii înalte ale spectrelor. Se consideră că ele provin, în principal, de la ciocniri multiple nucleon-nucleon. Se obține un acord aproximativ cu predicțiile unor modele termodinamice. În regiunea de energii joase împrăștierea nucleon-nucleon cuasielestice, multiple, dau naștere la un exces în

producerea de protoni. Se observă pentru valori în jur de 180 MeV, în sistemul centrului de masă. Apare, de asemenea, numai în ciocniri nucleu-nucleu la energii pe nucleon în sistemul centrului de masă mai mari de 180 MeV ( $E_p^{cm} = \frac{E_{in}^{cm}}{A} \cong 182 MeV$ ). În acest mod se explică “umărul” care apare în spectrele de impuls pentru protoni generați în ciocniri nucleare relativiste. Modelul explică și deferența dintre pantele spectrelor de impuls ale protonilor și pionilor care provin din aceeași sursă de particule. Se consideră că pentru o energie totală fixată (dată) este disponibilă mai puțină energie cinetică pentru emisia de pioni decât pentru emisia de protoni. Trebuie avut în vedere faptul că protonii există deja în regiunea de suprapunere a nucleelor care se ciocnesc, în timp ce pentru producerea de pioni trebuie să fie asigurată energia de repaus specifică, de circa 140 MeV.

Deficiențele principale ale modelului de spațiul fazelor sunt legate de deficiențele generale ale modelelor termodinamice. Se remarcă și în cazul acestui model supraestimarea producerii de particule. În particular, producerea de pioni este supraestimată cu un factor de 2-3.

#### XV.3.5. Modelul de implozie-explozie (Modelul de explozie termică)

Modelul de implozie-explozie este un model termodinamic care folosește, în mare măsură, geometria ciocnirii și ipotezele modelului de “sferă fierbinte” (“fireball”). El a fost propus de Siemens și Rasmussen, în anul 1979 [44].

În cadrul modelului se face ipoteza că în faza inițială a ciocnirii materia nucleară este mai întâi comprimată. Ca urmare a procesului de comprimare se acumulează energie care determină apariția unui proces de explozie. Se poate crea astfel o undă de șoc spre exterior. În urma exploziei apare un fenomen de curgere – cu expansiune radială de viteză  $\beta_{rad}$  – care se suprapune peste mișcarea termică, complet haotică.

Particulele care au viteze mici sunt influențate de curgere mai mult decât cele care au viteze mari. Din această cauză spectrele de impuls ale protonilor se abat semnificativ de la forma exponențială, cu deosebire în partea de impulsuri joase. În acest mod se poate explica prezența “umărului” în spectrele de impuls experimentale.

Modelul de implozie-explozie reușește să dea o explicație și pentru diferențele observate experimental între pantele pionilor și protonilor emiși din aceeași sursă de particule. În acest caz se consideră că la o energie cinetică fixată viteza unui proton este

mult mai mică decât viteza unui pion. Deoarece masele de repaus ale celor două particule diferă semnificativ -  $\frac{m_p}{m_\pi} \cong 6.71$  - se obțin modificări în energiile lor cinetice, în sensul creșterii energiei cinetice a protonilor în raport cu cea a pionilor.

Modelul de implozie-explozie supraestimează producerea de pioni deoarece, în forma sa inițială, nu lua în considerare faptul că o parte considerabilă din energia disponibilă este utilizată în procesul de compresie și nu în cel de producere de particule, în general, și de producere de pioni, în particular. Unele dezvoltări ale modelului [86] iau în considerare aceste aspecte. Se consideră că până la 50% din energia cinetică disponibilă este transportată de unda de șoc creată. Dezvoltările modelului acoperă numai unele din deficiențele modelului în explicarea datelor și rezultatelor experimentale [30].

Acest model depășește prin ipotezele sale limitele modelelor termodinamice. Ele permite legături cu *modelele de cascadă intranucleară* și cu *modelele hidrodinamice*.

#### XV.3.6. Modelul “șiruri pe șiruri” (Modelul “rows-on-rows”)

Un alt model care depășește limita convențională a ipotezelor specifice modelelor termodinamice este modelul “șiruri pe șiruri” (“rows-on-rows”) [129].

Modelul “șiruri pe șiruri” folosește concepte specifice modelelor termodinamice, modelelor de cascadă intranucleară și geometria ciocnirii considerată de modelul termodinamic de “tuburi fierbinți”. Acest model încearcă să ia în considerare faptul că un număr mare de procese dinamice pot conduce la Termodinamică. Pentru evitarea unor aspecte delicate legate de necesitatea luării în calcul a tuturor acestor procese modelul “șiruri pe șiruri” încearcă obținerea unei soluții cuasianalitice a problemei mai multor corpuri folosind informații extrase din analiza unor ciocniri nucleon-nucleon la energii joase pentru descrierea ciocnirilor nucleu-nucleu la energii înalte. Pentru obținerea spectrelor inclusive uninucleonice se folosește teoria Glauber [130] în următoarea ipoteză geometrică: *nucleonii individuali se mișcă pe traiectorii în linie dreaptă*. Folosirea acestei variante a teoriei Glauber și a imaginii participanți-spectatori a ciocnirilor nucleare relativiste a condus pe autorii modelului la observația că *nu toți nucleonii din regiunea participantă interacționează unul cu celălalt*. Ei fac ipoteza că interacționează numai nucleonii care se află pe aceeași traiectorie în linie dreaptă. De aceea, ei introduc o geometrie a ciocnirii de tip “tuburi” și consideră că un “șir” de nucleoni aflat într-un

“tub” din nucleul incident se împrăştie numai pe acel “şir” de nucleoni dintr-un “tub” al nucleului ţintă care se află pe aceeaşi traiectorie în linie dreaptă. Ciocnirile dintre nucleonii din cele două “şiruri” pot fi descrise folosind calcule de cascadă intranucleară unidimensională. Se foloseşte o ecuaţie pentru distribuţii de probabilitate, cu considerarea legilor de conservare pentru energie şi impuls. Modelul “şiruri pe şiruri” permite obţinerea unui acord bun cu rezultatele experimentale pentru secţiuni eficace uninucleonice şi relevă importanţa lungimii de stopare în descrierea dinamicii ciocnirilor nucleare relativiste.

Pentru efectuarea unor calcule se consideră că aria secţiunii oricărui “tub” care conţine un “şir” de nucleoni este dată de secţiunea eficace totală nucleon-nucleon,  $\sigma_{NN}^{tot}$ . De asemenea, în fiecare “tub” de acest tip drumul liber al nucleonilor este dat de relaţia  $\lambda = \frac{1}{\rho\sigma_{NN}^{tot}}$ , unde  $\rho$  este densitatea barionică. Fiecare nucleon din “şirul” incident va interacţiona secvenţial cu fiecare nucleon din “şirul” ţintă şi invers. Se neglijează interacţiunile reciproce dintre nucleonii nucleului incident, precum şi cele dintre nucleonii nucleului ţintă.

Fie  $W_{mm}^P(\vec{p}, i)$  distribuţia de impuls total a celui de al  $m$ -lea nucleon dintr-un “şir” al nucleului incident după ce s-a împrăştiat cu primii  $n$  nucleoni ai “şirului” corespunzător din nucleul ţintă şi fie  $W_{mm}^T(\vec{p}, i)$  distribuţia de impuls total a celui de al  $n$ -lea nucleon din “şirul” ţintă după ce a fost lovit de primii  $m$  nucleoni din “şirul” incident. Indicele suplimentar  $i$  ia în considerare excitaţiile inelastice posibile de la starea nucleonică fundamentală [deci  $i$  poate însemna *nucleon* – N(939) – dar şi diferite *rezonanţe barionice* – de exemplu, rezonanţa  $\Delta(1232)$ ]. Se consideră că starea celui de al  $m$ -lea nucleon din “şirul” incident, respectiv, a celui de al  $n$ -lea nucleon din “şirul” ţintă, înainte de ciocnire, este descrisă de distribuţia  $W_{mm-1}^P$ , respectiv, de distribuţia  $W_{m-1n}^T$ .

Situaţia după ciocnire este descrisă de probabilitatea unită de a găsi particulele cu impulsuri totale  $\vec{p}'_P$  şi  $\vec{p}'_T$  şi în stările  $i'_P$  şi  $i'_T$  definită astfel:

$$W_{mm}(\vec{p}'_P, i'_P, \vec{p}'_T, i'_T) = \sum_{i_P, i_T} \int d\vec{p}_P d\vec{p}_T W_{mm-1}^P(\vec{p}_P, i_P) W_{m-1n}^T(\vec{p}_T, i_T) \times \cdot \quad (III.112)$$

$$\times M(\vec{p}'_P, i'_P, \vec{p}'_T, i'_T \leftarrow \vec{p}_P, i_P, \vec{p}_T, i_T)$$

Relația de mai sus este valabilă dacă există dependență numai de distribuțiile  $W_{m-1}^P$  și  $W_{m-1n}^T$  și nu de modul în care ele au fost obținute prin diferitele procese de interacție anterioare (proces Markov).

Probabilitatea de tranziție microscopică  $M$  conține întreaga informație asupra proceselor microscopice implicate în ciocnire. De aceea, ea depinde de secțiunile eficace microscopice nucleon-nucleon și respectălegile de conservare ale energiei și impulsului. Se ține cont de faptul că, inițial, toți nucleonii sunt în stare fundamentală  $[N(939)]$  și, de aceea, distribuția lor de impuls este ce a unui gaz Fermi de nucleoni. Se poate scrie:

$$W_{m0}^P(\vec{p}_P, i_P) = F(|\vec{p}_P - \vec{p}_0|) \delta_{i_P N} \quad , \quad (III.113)$$

$$W_{0n}^T(\vec{p}_T, i_T) = F(|\vec{p}_T|) \delta_{i_T N} \quad . \quad (III.114)$$

La energii relativiste, în cele două relații de mai sus, trebuie introdus factorul de contracție Lorentz,  $\gamma$ . În plus, indiferent de energie, se neglijează corelațiile dintre nucleoni. În acest caz probabilitatea unită dată de relația (III.112) se reduce la o probabilitate simplă prin integrarea pe impulsurile celorlalte particule:

$$W_{mn}^P(\vec{p}'_P, i'_P) = \sum_{i'_T} \int d\vec{p}'_T W_{mn}(\vec{p}'_P, i'_P, \vec{p}'_T, i'_T) \quad , \quad (III.115)$$

$$W_{mn}^T(\vec{p}'_T, i'_T) = \sum_{i'_P} \int d\vec{p}'_P W_{mn}(\vec{p}'_P, i'_P, \vec{p}'_T, i'_T) \quad . \quad (III.116)$$

Distribuțiile obținute în acest mod sunt folosite ca valori de intrare pentru ciocnirea următoare. La terminarea tuturor ciocnirilor se verifică dacă distribuția de impuls obținută este asemănătoare cu distribuția prevăzută în cadrul modelelor de o singură “sferă fierbinte” sau de două “sfere fierbinți”.

Modelul “șiruri pe șiruri” prezintă unele deficiențe. În primul rând nu consideră efectul de “îngrămădire” (suprapunere) a densităților. De asemenea, datorită faptului că nu sunt luate în considerare decât ciocniri binare nu se pot estima probabilități de formare a unor nuclee ușoare.

Și acest tip de model termodinamic, prin ipotezele și deficiențele sale, vin în sprijinul afirmației făcute anterior că multitudinea de fenomene complexe care se produc în ciocniri nucleare relativiste este greu de luat în întregime în considerare pentru a face o descriere dinamică completă a acestor ciocniri.



### XV.3.7. Modelul de “fuzionare” (Modelul de “coalescență”)

Pentru explicarea producerii de nuclee ușoare în ciocniri nucleare relativiste a fost propus un model termodinamic care lua în considerare interacțiunile din starea finală, model numit și model de “fuzionare” (“coalescență”) [131]. În cadrul acestui model se consideră că datorită interacțiilor în starea finală poate apare fuzionarea (coalescența) nucleonilor emiși. La “fuzionare”, pentru formarea unui nucleu, participă numai nucleonii care au impulsuri mai mici decât o anumită valoare, numită și “rază de fuzionare”,  $p_0$ . În toate situațiile de interes, “raza de fuzionare” este mai mică decât impulsul Fermi,  $p_F$ . Probabilitatea de formare prin “fuzionare” a unui nucleu cu număr atomic  $A$  este dată de relația următoare:

$$\frac{d^2 \sigma_A}{p^2 dp d\Omega} = \frac{1}{A!} \left( \frac{4\pi p_0 \gamma}{3\sigma_0} \right)^{A-1} \left( \frac{d^2 \sigma_1}{p^2 dp d\Omega} \right)^A . \quad (III.117)$$

Pentru obținere unor rezultate corecte este necesar ca secțiunea eficace dublu diferențială pentru formarea nucleului cu număr de masă  $A$ ,  $\frac{d^2 \sigma_A}{p^2 dp d\Omega}$ , și secțiunea eficace dublu diferențială pentru formarea unui singur nucleon,  $\frac{d^2 \sigma_1}{p^2 dp d\Omega}$ , să fie evaluate la același impuls pe nucleon, cu luarea în considerare a factorului Lorentz,  $\gamma$  și a secțiunii eficace totale pentru ciocnirea considerată,  $\sigma_0$ .

Rezultatele obținute pentru diferite experimente arată că “raza de fuzionare”,  $p_0$ , este destul de uniformă și respectă condiția de a fi mai mică decât impulsul Fermi,  $p_F$ . De exemplu, în ciocniri  $Ne-U$  la energii cinetice cuprinse între  $0.250 A \text{ GeV}$  și  $2.100 A \text{ GeV}$  – experimente desfășurate la LBL (SUA) cu detectarea a 4 nuclee ușoare, anume:  $d$ ,  $t$ ,  $^3He$ ,  $^4He$  - au fost obținute “raze de fuzionare” cuprinse între  $105 \text{ MeV}/c$  și  $150 \text{ MeV}/c$ .

Compararea predicțiilor modelului de “fuzionare” cu rezultatele experimentale a permis obținerea următoarelor concluzii:

- (a) “raza de fuzionare” scade foarte lent cu creșterea energiei cinetice a nucleului;
- (b) creșterea numărului de masă al nucleului determină o scădere ușoară a “razei de fuzionare”;

(c) “raza de fuzionare” nu dă informații asupra începutului expansiunii; în general, modelul de “fuzionare” *nu dă informații* asupra altor etape din evoluția sistemului creat după ciocnire.

Există posibilitatea dezvoltării modelului de “fuzionare” prin trecerea la spațiul fazelor. În acest caz se consideră volumul elementar din spațiul fazelor – determinat de constanta lui Planck,  $h$  – se ia în considerare faptul că nucleonii sunt fermioni și se ia în considerare degenerarea după spini.; “raza de fuzionare” poate ajunge până la 200 MeV/c. Modelul de “fuzionare” este foarte mult folosit pentru *descrierea producerii de hipernuclee* [132,133].

#### XV.4. Câteva remarci finale asupra modele termodinamice

Toate modelele termodinamice permit *calcularea unor mărimi fizice* de interes în baza unei *geometрии a ciocnirii bine definită* – bazată, în general, pe imaginea participanți-spectatori – și a unor *ipoteze comune*, și anume: (i) *toți hadronii sunt în echilibru termic*; (ii) *interacțiunile tari încetează atunci când densitatea hadronilor atinge o valoare critică, numită și densitate de “înghețare” (“freeze-out”)*; (iii) *la atingerea densității critice se pot folosi relațiile specifice pentru un gaz de particule care nu interacționează*; (iv) *pentru descrierea producerii de pioni și nuclee ușoare se introduc rezonanțe barionice*.

Folosirea acestor ipoteze are unele consecințe asupra rezultatelor obținute și a comportării materiei nucleare din regiunea de suprapunere a nucleelor care se ciocnesc. De exemplu, prin *introducerea rezonanțelor barionice* se produce o *răcire a “sferei fierbinți”*. Efectele introducerii rezonanțelor barionice asupra temperaturii “sferei fierbinți” la emisia pionilor se observă în Fig.III.7. Ele cresc ușor cu creșterea energiei nucleului incident.

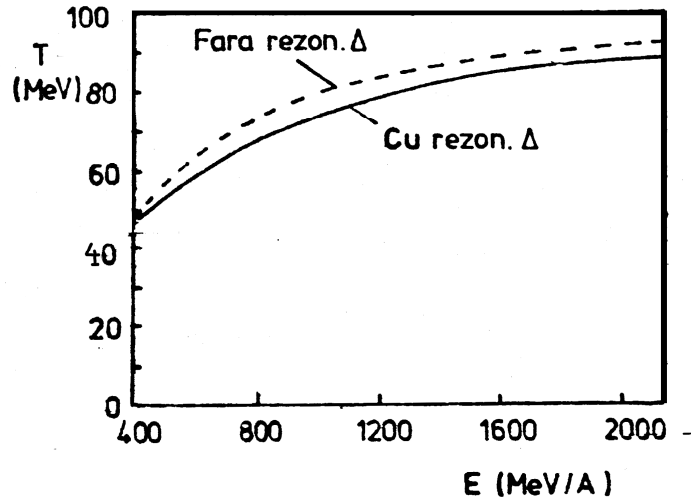


Fig.III.7. Dependența temperaturii pionice de energia nucleului incident în modelul de “sferă fiebinte”. Influența introducerii rezonanțelor  $\Delta(1232)$  în ciocniri de nuclee cu mase egale

De asemenea, dacă nucleele care se ciocnesc sunt bogate în neutroni este posibilă o conversie netă a neutronilor la protoni. În acest mod ar putea fi explicată multiplicitatea mai mare a pionilor negativi în raport cu multiplicitatea pionilor pozitivi. De asemenea, modificarea abundențelor relative ale unor nuclee ușoare produse în ciocniri nucleare relativiste ar putea fi explicată prin această conversie.

Modelele termodinamice permit studierea comportării materiei nucleare la temperaturi și densități înalte. Dependența temperaturii de densitatea critică (de “îngheț”), pentru diferite energii ale fasciculului incident (Fig.III.8) arată că odată cu creșterea energiei fasciculului crește atât temperatura, cât și densitatea critică. Se așteaptă ca densitatea critică să fie sub densitatea nucleară normală ( $\rho_0 = 0.17 \text{ Fm}^{-3}$  [1,2,13-17]). Modelele termodinamice prevăd densități de îngheț cuprinse între  $0.04 \text{ Fm}^{-3}$  și  $0.12 \text{ Fm}^{-3}$ . S-a constatat, de asemenea, și faptul că la densități critice mai mici raportul dintre pioni și numărul de nucleoni este mai mare decât la densități critice mai mari, apropiate de densitatea nucleară normală.

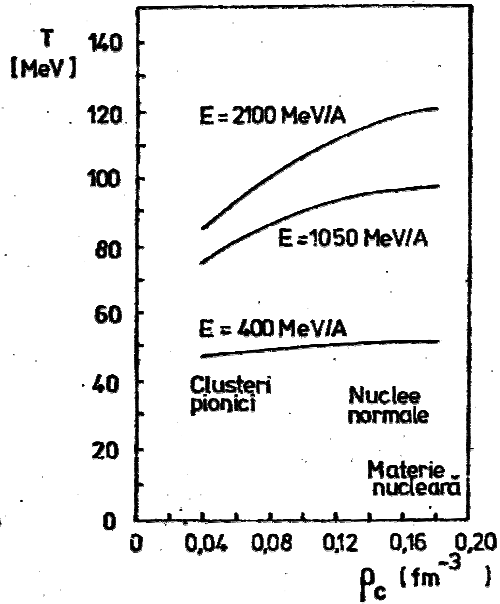


Fig.III.8. Dependența temperaturii “sferei fierbinți” de densitatea critică pentru diferite energii ale fasciculului incident, în ciocniri de nuclee cu mase egale

În cadrul modelelor termodinamice pot fi estimate caracteristicile spațio-temporale ale sursei de particule, folosind interferometria de particule identice [13].

O mărime de interes în stabilirea mecanismelor de reacție și determinarea ecuației de stare a materiei nucleare este *entropia sistemului creat prin ciocnire*. Pentru aceasta se folosește raportul dintre multiplicitatea deuteroniilor și multiplicitatea protonilor. Studiul comportării raportului în funcție de energia fasciculului incident indică o descreștere a acestuia cu creșterea energiei, ceea ce presupune creșterea entropiei pe nucleon. De asemenea, la o energie dată raportul are valoare mai mare într-o ciocnire în care sunt mai mulți nucleoni participanți. Ținând seama de relația de legătură cu entropia pe barion, anume:

$$s = \frac{S}{A} = 3.95 - \ln \frac{m_d}{m_p}$$

în lucrarea [15] s-a făcut o analiză a dependenței raportului dintre cele două multiplicități de valoarea entropiei pe barion. S-a constatat că între comportarea raportului inițial și cea a raportului final există mari diferențe (Fig.III.9). Raportul inițial este diminuat semnificativ prin dezintegrarea unor particule, nuclee ușoare instabile, rezonanțe

hadronice existente în “sfera fierbinte”. Analiza lui detaliată poate da detalii asupra dinamicii ciocnirilor nucleare relativiste.

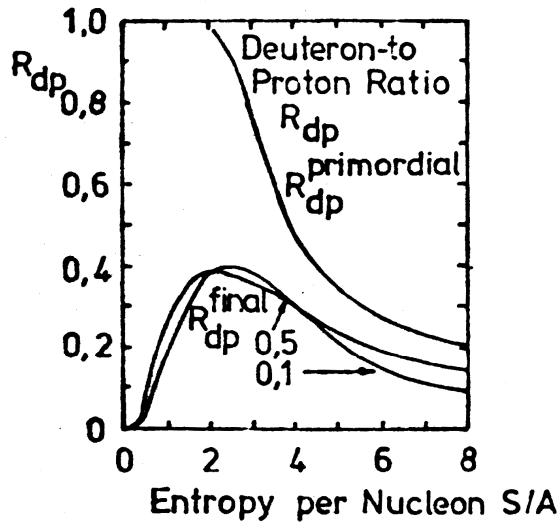


Fig.III.9. Dependența raportului dintre multiplicitatea deuteroniilor și multiplicitatea protonilor de entropia pe nucleon

O caracteristică comună tuturor modelelor termodinamice este *supraestimarea producerii de particule*, cu deosebire a celei de pioni.

Se poate afirma că modelele termodinamice pure întâmpină unele dificultăți în descrierea dinamicii ciocnirilor nucleare relativiste, dar folosirea conceptelor specifice Termodinamicii statistice este extrem de necesară deoarece foarte multe procese dinamice complexe conduc la termodinamică.