



UNIVERSITATEA
DIN BUCURESTI
FONDATA IN 1864



**UNIVERSITATEA DIN BUCURESTI
FACULTATEA DE FIZICA**

TEZA DE DOCTORAT

**Clusterizare si fragmentare
in interactii nucleare induse de fascicule
radioactive relativiste**

Coordonator

Prof. Univ. Dr. Alexandru JIPA

Doctorand

Elena FIRU

Clusterizare si fragmentare in interactii nucleare induse
de fascicule radioactive relativiste

<u>Introducere</u>	1
1. Scopul lucrarii	1
2. Structura tezei	3
<u>I Studiul procesului de fragmentare nucleara</u>	5
I.1 Fundamentele teoretice ale studiului asupra fragmentarii proiectilului	5
I.1.1 Experimentul lui H. H. Heckman	5
I.1.2 Modelul statistic al fragmentarii al lui Feshbach si Huang	6
I.1.3 Modelul statistic Goldhaber al procesului de fragmentare	12
I.1.4 Procedeu Bertsch: eliminarea fluctuatiilor impulsului de tip Pauli	16
I.2 Prelucrarea statistica a rezultatelor experimentale specifice procesului de fragmentare nucleara. Metoda de simulare Monte – Carlo	19
I.2.1 Generalitati	19
I.2.2 Caracteristici ale metodei Monte – Carlo	20
I.2.3 Precizia estimarii marimilor de interes	21
I.2.4 Definitia numerelor aleatoare uniform distribuite	23
I.2.5 Modul de generare al numerelor aleatoare uniform distribuite	24
I.2.6 Generarea variabilelor aleatoare continue. Metoda respingerii a lui Von Neumann	26
I.3 Modele uzuale ale coalescentei nucleonice folosite in tratarea fenomenului de multifragmentare nucleara	27
I.3.1 Modelul empiric de coalescenta nucleonica	27
I.3.2 Modelul de coalescenta nucleonica termodinamic (MCNTD)	28
I.3.3 Modelul de coalescenta nucleonica bazat pe matricea densitatii (MCNMD)	29
I.3.4 Modelul de coalescenta al fragmentelor	30
I.3.5 Modelul statistic al multifragmentarii nucleare	31
Bibliografie capitolul I	40
<u>II. Sisteme de detectie</u>	44
II.1 Principii generale de detectie	44
II.1.1 Proprietatile si functiile detectorilor	45
II.1.2 Detectori folositi in experimente de Fizica nucleara relativista	50

II.2. Tipuri de detectori pentru experimente de Fizica nucleara si Fizica particulelor elementare	51
II.2.1 Emulsia nucleara	51
II.2.2 Detectori solizi de urme cu cristale si plastici	54
II.3 Fascicule radioactive. Sisteme de detectori pentru experimente cu fascicule radioactive	64
II.3.1 Fascicule Nucleare Radioactive	64
II.3.2 Nuclee relativiste usoare din emulsii nucleare	69
Bibliografie capitolul II	76
<u>III. Metode de identificare a clusterilor și fragmentelor nucleare</u>	77
III.1 Diferente si similitudini intre clusteri nucleari si fragmente nucleare	77
III.1.1 Reactii de multifragmentare si proprietati ale materiei stelare la densitati subnucleare	79
III.1.2 Analiza fragmentarii nucleare a nucleelor relativiste in emulsia Nucleara	86
III.2 Metode de identificare	89
III. 3 Rezultate experimentale folosite in studiul proceselor de fragmentare nucleara	97
Bibliografie capitolul III	103
<u>IV. Mecanisme de clusterizare si fragmentare</u>	106
IV.1 Intrebari actuale in cercetarea clusterizarii nucleelor usoare in fragmentarea in fotoemulsii	106
IV.2 Procese de clusterizare si multifragmentare in reactii nucleare	108
IV.2.1 Jeturi de fragmente	109
IV.2.2 Sisteme de cluster	110
IV.2.3 Clusterizarea cu participarea tritiului	113
IV.2.4 Clusterizarea cu participarea ^3He	113
IV.3 Clasa de evenimente de tip stea “alba”	114
IV.3.1 Multifragmentarea in stelele “albe”	115
IV.3.2 Clusterizarea α in fragmentarea nucleelor de ^{12}C si ^{16}O	117
IV.3.3 Clusterizare α - deuteron la fragmentarea nucleului de ^6Li si ^{14}N	118

IV.4 Metode de studiu a proceselor de fragmentare si clusterizare	122
IV.4.1 Caracteristicile emulsiilor nucleare	123
Bibliografie capitolul IV	130
<u>V. Iradierea emulsiilor in fascicule de ^{56}Fe si masuratori ale caracteristicilor produsilor de reactie. Experiment BECQUEREL</u>	132
V.1 Prezentarea obiectivelor si descrierea Experimentului BECQUEREL	132
V.2 Iradierea emulsiilor nucleare. Metode de obtinere a informatiei fizice de interes	135
V.2.1 Iradierea emulsiilor in fascicule secundare de nuclee relativiste	135
V.2.2 Metode de obtinere	136
V.3 Rezultate experimentale generale pentru interactiuni între fascicule de fier și emulsii nucleare	139
V.3.1 Determinarea sectiunii eficace de interactie, drumul liber mediu	139
V.3.2 Asamblarea straturilor de emulsie intr-un pachet si efectuarea iradierii ..	141
V.3.3 Cautarea evenimentelor pe o urma si descrierea evenimentelor gasite	143
V.3.4 Topologia de sarcina observata	145
V.3.5 Distributii unghiulare ale fragmentelor nucleare	150
V.3.6 Determinarea sarcinilor fragmentelor prin metoda razelor delta	151
V.4 Studiul ciocnirilor periferice pentru nucleu de ^{56}Fe la 1 A GeV/c, compararea cu alte rezultate experimentale	155
V.4.1 Date experimentale	155
V.4.2 Detali experimentale pentru nucleul de ^{56}Fe	159
V.4.3 Analiza datelor pentru nucleul de ^{56}Fe	162
V.5 Prelucrarea digitala a imaginilor de interes obtinute in emulsia nucleara	169
V.6 Concluzii si perspective	176
Bibliografie capitolul V	180
<u>Concluzii</u>	182
<u>Lista de lucrari</u>	

Introducere

1. Scopul lucrării

Aparitia fragmentelor nucleare in ciocnirile nucleare la energii inalte este un fenomen insuficient studiat experimental cu adanci implicatii in comportarea materiei hadronice supraincalzite si comprimate. Acest fenomen este singular intr-un mediu in care nucleonii incidenti devin cvasiliberi, iar materia se disloca in plasma fierbinte de hadroni sau de cuarci.

Datele experimentale la energii superioare valorii de 10 GeV per nucleon au indicat prin utilizarea emulsiilor nucleare o componenta de fragmente nucleare avand sarcina electrica $Z = 1 \div 15$.

In incercarile de a explica mecanismul de fragmentare s-au desprins cateva directii, doua dintre acestea fiind exploatate la maximum in decursul anilor. Prima dintre acestea a vizat studiul mecanismului de fragmentare al proiectilului, considerat a fi un proces rapid care apare in interactii cvasiperiferice si periferice. Modelele care au cautat sa explice acest mecanism au variat de la cele statistice, in care se poate defini o asa zisa temperatura aparenta, la cele dinamice, in care un numar de nucleoni ai proiectilului se poate rupe rapid in urma excitatiei primite de la ciocnirea cu tinta.

A doua directie a constituit-o studiul mecanismului de coalescenta nucleonica. Modelele aferente presupun sau nu o tranzitie de faza gaz – lichid a materiei nucleare si calcule bazate pe ipoteze de ordin statistic. Interactiile au un caracter adiabatic, ducand la aparitia multifragmentarii nucleare.

Gama de detectori folositi in experimentele de pana acum este extrem de larga - de la emulsiile nucleare la detectori solizi de urme si calorimetre - iar aranjamentele experimentale cuprind mai multe tipuri de astfel de detectori. Toate marile laboratoare care lucreaza in domeniul Fizicii nucleare relativiste dispun de mai multe sisteme de detectori deosebit de complexe, dedicate unor anumite tipuri de experimente.

Progresul actual al cercetarii in domeniul fizicii nucleare a acceleratorilor la energii inalte a transformat aceasta directie intr-una din sectiunile cu cea mai rapida dezvoltare din fizica moderna a microcosmosului. Cercetarile detaliate al fenomenului de fragmentare al nucleelor relativiste au un avantaj important in comparatie cu experimentele clasice de separare al nucleelor-tinta.

In particular, identificarea sigura a produsilor unei fragmentari face posibila studierea structurii nucleare in conditiile unui transfer mic de energie-impuls. Cunoasterea caracteristicilor fragmentarii nucleelor relativiste e necesara deasemenea pentru rezolvarea anumitor probleme de astrofizica nucleara si fizica razelor cosmice.

Experimentele cu fascicule nucleare la energii de citiva GeV sunt recunoscute ca fiind unele dintre cele mai promitatoare cai pentru intelegerea proprietatilor de baza si a structurii intrinseci a nucleelor radioactive si nelegate. Asemenea fascicule pot fi folosite pentru a produce fascicule nucleare cu viata scurta prin intermediul breakup-ului, schimbului de sarcina sau a reactiilor de fisiune (splitare). In cadrul unei asemenea abordari, nu exista restrictii privind timpul de viata al nucleelor relativiste in chestiune. Avantajul tehnic in detectarea nucleelor imbogatite in protoni o reprezinta descresterea efectelor pierderilor prin ionizare in domeniul relativistic.

In cercetarea interactiilor la energii inalte un rol important este jucat de o metoda ce foloseste oportunitatile unice oferite de fotoemulsiile nucleare. Datorita celei mai bune rezolutii spatiale (0,5 microni), in emulsia nucleara care depinde de impulsul primar, se poate obtine o rezolutie unghiulara pentru urmele fragmentelor relativiste de pana la 10^{-5} rad. Aceasta permite observarea completa a tuturor dezintegrarilor posibile in fragmente al nucleelor relativiste. In plus, tehnica emulsiilor permite masurarea impulsurilor si identificarea particulelor. Deci, datorita rezolutiei mari a emulsiilor nucleare si oportunitatilor de vizionare a reactiilor in geometrie 4π , aceasta metoda reprezinta o modalitate efectiva pentru studierea proceselor de fragmentare relativista.

Studierea fragmentarii nucleelor de ^{56}Fe efectuata in aceasta teza este interesanta pentru ca intregeste imaginea generala a nucleelor deja studiate si se poate constitui deasemenea intr-o noua sursa de informatii privind caracteristicile dezintegrarilor multiparticula a nucleelor.

Scopul tezei consta in inregistrarea datelor experimentale privind observarea caracteristicilor de structura a nucleelor de ^{56}Fe in conditiile impuse peste pragul de dezintegrare al fragmentelor in emulsiile nucleare. In teza sunt citate deasemenea datele pentru canalele de disociere ale nucleelor de ^{56}Fe in evenimente de tipul stea "alba". Datele experimentale privind paritatile observate ale canalelor de disocierea al nucleelor dau reprezentarea privind legile generale ale proceselor de fragmentare al nucleelor si asupra caracteristicilor fragmentarii legate de structura nucleului de ^{56}Fe .

Fragmentarea nucleelor proiectil relativiste reprezinta in general un proces relativ bine izolat in schema complexa a reactiilor la energii inalte dintre sistemele multibarionice.

Cunoasterea experimentală a acestui proces e esențială pentru studiul modului în care spectrul razelor cosmice grele se schimbă în timpul transportului prin univers.

Primele informații experimentale despre fragmentarea nucleelor au fost de fapt obținute în experimente cu particule din razele cosmice. Accelerarea ionilor grei până la energii relativiste la Berkeley și Dubna oferă oportunitatea unor studii mai detaliate a acestui fenomen.

Programul iradierii emulsiilor în fasciculele de la Nuclotron-ul de la Laboratorul de Energii Înalte al IUCN, Dubna, Rusia, numit **Becquerel** (*Beryllium (Boron) Clustering Quest in Relativistic Multifragmentation*) este destinat să continue iradierea în fascicule noi cu scopul de a studia în detaliu atât procesele fragmentării nucleelor radioactive ușoare, cât și obținerea informațiilor de bază privind stările de sarcină a particulelor secundare în iradierea cu nuclee grele sau moderate. Rezultatele așteptate vor putea face posibil răspunsul la câteva întrebări de bază privind structura de cluster a nucleelor radioactive ușoare și de a clarifica rolul efectelor colective în materia densă a nucleelor care se ciocnesc. Datorită celei mai bune rezoluții spațiale emulsiile nucleare vor face posibilă obținerea de rezultate unice în această direcție.

Observațiile legate de fragmentarea nucleelor relativiste ușoare a deschis noi oportunități de explorare a stărilor foarte excitate ale nucleelor în apropierea pragurilor de dezintegrare în multiparticule. Interesul față de asemenea stări este motivat de către proprietățile lor prezise ca sisteme slab legate cu o împrăștiere spațială ce depășește semnificativ marimile fragmentelor. Componentele naturale ale unor asemenea stări sunt nucleele cele mai ușoare ce nu au stări excitate dar și pragurile de dezintegrare în particule adică în deuteroni, tritoni, nuclee de ^3He și ^4He .

Astfel, o cerință experimentală principală constă în oferirea unei spectroscopii complete a fragmentelor finale – observarea evenimentelor de disociere, determinarea diferitelor probabilități de canale (ramificări), identificarea fragmentului și măsurarea vitezei. Perspectiva noastră se bazează pe spectroscopia fragmentelor finale a nucleelor ce vin la expuneri longitudinale ale straturilor de emulsie nucleare.

2. Structura tezei

Teza este structurată pe 5 capitole după cum urmează:

- ✓ În capitol I este prezentat studiul asupra procesului de fragmentare nucleară și metoda de simulare Monte - Carlo. Tot aici discutăm despre modelele uzuale ale coalescenței nucleonice folosite în tratarea fenomenului de multifragmentare nucleară.

- ✓ Capitolul II prezinta principiile generale de detectie in Fizica nucleara si Fizica particulelor elementare, cit si principiile de functionare si caracteristicile de baza ale unor detectori mai des folositi in experimente de Fizica nucleara relativista. Unele din sistemele de detectori care au permis obtinerea de informatii fundamentate in domeniul ciocnirilor nucleare relativiste sunt prezentate deasemenea in acesta parte a tezei. Tot in acesta parte se face o discutie generala despre fasciculele nucleare relativiste si sunt prezentate sistemele de detectori pentru experimente cu fascicule radioactive.
- ✓ Capitolul III prezinta metode practice de identificare a clusterilor si fragmentelor nucleare. Tot in acest capitol sunt prezentate reactiile de multifragmentare si proprietatile materiei stelare la densitati subnucleare, dar si citeva rezultate experimentale folosite in studiul proceselor de fragmentare nucleara.
- ✓ In capitolul IV sunt descrise cateva din intrebarile actuale privind cercetarea clusterizarilor in nuclee usoare prin studierea fragmentarii lor in fotoemulsii, metode de studiu al proceselor de fragmentare si clusterizare, tehnica emulsiilor nucleare.
- ✓ In capitolul V este descrisa iradierea emulsiei intr-un fascicul de ^{56}Fe si masurarea caracteristicilor produsilor de reactie. Tot in acest capitol este descrisa metoda de calcul a drumului liber mediu, calcularea distributiilor unghiulare ale fragmentelor nucleare, determinarea sectiunii eficace de interactie, determinarea sarcinilor fragmentelor prin metoda razelor delta, prezentarea unei noi metode de achizitie de date in emulsia nucleara.

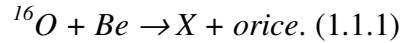
Concluziile contin rezultatele de baza ale muncii efectuate dar si perspective de viitor in ceea ce priveste emulsia nucleara.

Capitolul I Studiul procesului de fragmentare nucleara

I.1 Fundamentele teoretice ale studiului asupra fragmentarii proiectilului

I.1.1 Experimentul lui H. H. Heckman

In anul 1973 apare o comunicare [1] a grupului condus de catre H. H. Heckman in care se faceau cunoscute rezultatele experimentelor in care ionii grei relativisti ^{12}C si ^{16}O accelerati de catre Bevatronul de la **LBL**, au fost ciocniti pe o gama larga de nuclee tinta la energia de 2.1 A GeV. Se alege pentru analiza reactia tipica:



Fragmentele rezultate ale ^{16}O au fost identificate prin detectia ionilor care s-au miscat in aproximativ aceeasi directie cu cea a fasciculului incident de ^{16}O Heckman si colaboratorii au gasit pentru reactia mai sus mentionata, unde X este fragmentul de ^{16}O , ca sectiunea eficace pentru producerea lui X este factorizata de forma:

$$\sigma_{AB}^X = \gamma_A^X \cdot \gamma_B, \quad (1.1.2)$$

unde: $\gamma_A^X = f(A, X)$, $\gamma_B = f(B)$, $A = ^{16}\text{O}$ si $B = \text{Be}$.

Relatia (1.1.2) se verifica si pentru restul tintelor folosite: **C**, **S**, **Cu** si **Pb**. Sumand dupa toate fragmentele posibile care pot apare intr-o reactie se ajunge la o forma constrinsa:

$$\sum_X \sigma_{AB}^X = \gamma_B \cdot \sum_X \gamma_A^X \Rightarrow (1.1.3)$$

$$\Rightarrow \gamma_B = \frac{\sum_X \sigma_{AB}^X}{\sum_X \gamma_A^X} = \frac{\sigma_{AB}}{\gamma_A} \Rightarrow (1.1.4)$$

$$\Rightarrow \sigma_{AB}^X = \sigma_{AB} \cdot \frac{\gamma_A^X}{\gamma_A}. \quad (1.1.5)$$

Se observa ca forma ecuatiei (1.1.5) este identica cu cea care apare in teoria statistica a reactiilor nucleare. In contextul teoriei mentionate σ_{AB} reprezinta sectiunea eficace pentru formarea nucleului compus, iar $\frac{\gamma_A^X}{\gamma_A}$ este probabilitatea relativa ca un nucleu compus sa se dezintegreze printr-un anumit canal.

1.1.2 Modelul statistic al fragmentarii al lui Feshbach si Huang

Faptul ca raportul $\frac{\gamma_A^X}{\gamma_A}$ este o functie independenta de modul in care se formeaza nucleul compus reprezinta ipoteza de formare independenta a produsilor de reactie a lui Bohr.

Ecuatia (1.1.5) a sugerat fizicienilor H. Feshbach si K. Huang [2, 3, 4], aplicabilitatea ipotezei de formare in mod independent a produsilor de reactie rezultati din dezintegrarea nucleului compus pentru cazul fragmentarii proiectilului la energii superioare unui GeV per nucleon. Analogiile efectuate fiind astfel:

- a) Ionul care se fragmenteaza \Leftrightarrow Nucleul compus
- b) Fragmentele individuale \Leftrightarrow Canalele de dezintegrare ale nucleului compus.

Ipoteza mai sus mentionata statueaza ca modul in care se rupe ionul depinde numai de energia si de impulsul cedate ionului in timpul ciocnirii si nu depinde de mecanismul particular implicat in transferul de cvadri-impuls.

Nucleul tinta actioneaza numai in sensul injectarii energiei in ionul greu incident, crescandu-i-o pana la atingerea unei stari inalt excitate, cauzand “explozia” acestuia intr-un numar dat de fragmente.

Nu exista “memorie“ asupra modului cum a fost transferata aceasta energie, probabilitatea relativa pentru producerea unui fragment dat fiind independenta de modul in care a fost excitat ionul greu.

Testele experimentale care puteau fi facute in vederea verificarii aplicabilitatii ipotezei Bohr implicau varierea nucleului tinta **B** pentru un proiectil dat **A**. O alta posibilitate de verificare, desi din punct de vedere experimental mai dificila, ar fi implicat folosirea electronilor, miuonilor si pionilor in fragmentarea nucleului.

O a doua regularitate sesizata de H. Feshbach si K. Huang a fost data de observarea comportarii *universale* a distributiei de impulsuri a fragmentelor:

$$f(P) \approx e^{-P^2/2 \cdot m_\pi^2 \cdot c^2} \quad (1.1.6)$$

$$\sigma \cong m_\pi \cdot c = 139 \text{ MeV} / c \quad (1.1.7)$$

$$\sigma \neq \sigma(A_{\text{fragment}}). \quad (1.1.8)$$

Acest rezultat empiric poate fi retranscris intr-o forma mai sugestiva:

$$f(P) \approx e^{-2 \cdot P^2 / P_F^2}, \quad (1.1.9)$$

unde P_F este impulsul Fermi pentru nucleele grele:

$$P_F \cong 2 \cdot m_\pi \cdot c \cong 280 \text{ MeV} / c. \quad (1.1.10)$$

Cei doi fizicieni au propus o interpretare a ecuatiei (1.1.9) folosind si modificand totodata “modelul picaturii incoerente“, model dezvoltat de K. Huang [3, 4]. Au utilizat o aproximatie aplicabila pentru $P < P_F$. Voi reface pe scurt rationamentul urmat de acestia.

Pentru inceput se noteaza cu $\vec{P}_i (i = 1, \dots, n)$ in care prin n se desemneaza numarul fragmentelor in care se descompune ^{16}O . Nucleonii in nucleul care se fragmenteaza vor fi tratati ca patru gaze Fermi diferite (protonice si neutronice tinand cont si de degenerarea dupa spini). Presupunem ca acestea vor avea aceeasi distributie dupa impulsuri prezentand o simetrie sferica $g(p)$. Tinand cont atat de cele prezentate anterior cat si de conditia de normare a spatiului fazic va rezulta:

$$\int g(p) d^3 p = \frac{A}{4}. \quad (1.1.11)$$

Presupunerile fundamentale ale modelului vor fi prezentate dupa cum urmeaza:

- 1) Probabilitatea de tranzitie W este proportionala cu numarul de moduri in care cei A nucleoni pot fi redistribuiti in n grupuri cu impulsurile aferente \vec{P}_i . Factorul de proportionalitate se presupune ca este o functie care variaza lent cu \vec{P}_i dupa cum se poate vedea din reprezentarea Gaussiană (1.1.9).

- 2) In procesul redistribuirii nucleonilor se presupune conservarea impulsului in sistemul propriu al ionului incident care se fragmenteaza:

$$\sum_{i=1}^n \tilde{P}_i = 0. \quad (1.1.12)$$

- 3) Fragmentele, care se misca destul de incet in sistemul antilaboratorului sunt inalt excitate. Se presupune ca orice proces de evaporare care ar apare inaintea detectiei fragmentelor *nu schimba* distributia de impulsuri.
- 4) Conservarea energiei nu este luata in considerare, efectele fiind superioare ordinului $\left(\frac{P_i}{P_F}\right)^2$.

Metoda evaluarii numarului de moduri proportionale cu probabilitatea de tranzitie W a fost descrisa in [3, 4]. Pentru valori mari ale lui A rezultatul este:

$$\ln W \approx -\sum_{i=1}^{n-1} \lambda_i \cdot P_i + 4 \cdot \int d^3 p \cdot g(p) \cdot \ln \left\{ \frac{\left[1 + \sum_{i=1}^{n-1} e^{\lambda_i \cdot p} \right]}{n} \right\}. \quad (1.1.13)$$

Acest rezultat a fost complet demonstrat pentru dependenta de $P_{//}$ (componenta lui P pe directia incidenta), rezultatele preliminare de la vremea aceea indicand validitatea si pentru P_{\perp} .

Parametrii λ_i sunt determinati prin rezolvarea setului de ecuatii:

$$P_i = 4 \cdot \int d^3 p \cdot g(p) \cdot p \cdot e^{\lambda_i \cdot p} \cdot \left[1 + \sum_{j=1}^{n-1} e^{\lambda_j \cdot p} \right]^{-1} \quad (i = \overline{1, (n-1)}). \quad (1.1.14)$$

Relatia dintre P_i si λ_i poate fi obtinuta analitic pentru P mic, prin dezvoltarea exponentialelor in serie Taylor si folosindu-se aproximatiile pana in ordinul 2 exclusiv pentru exponentiala si pana la puterea a doua a lui P inclusiv:

$$e^x \cong 1 + x \quad \text{si} \quad \frac{1}{1+x} \cong 1 - x \quad \text{ptr.} \quad 0 < x \ll 1. \quad (1.1.15)$$

Rezulta astfel sirul de aproximatii succesive:

$$P_i \cong 4 \cdot \int d^3 p \cdot g(p) \cdot p \cdot (1 + \lambda_i \cdot p) \cdot \left[1 + \sum_{j=1}^{n-1} (1 + \lambda_j \cdot p) \right]^{-1} (i = \overline{1, (n-1)}) \Rightarrow (1.1.16)$$

$$\Rightarrow P_i \cong 4 \cdot \int d^3 p \cdot g(p) \cdot p \cdot (1 + \lambda_i \cdot p) \cdot \left[n + \sum_{j=1}^{n-1} \lambda_j \cdot p \right]^{-1} (i = \overline{1, (n-1)}) \Rightarrow (1.1.17)$$

$$\Rightarrow P_i \cong 4 \cdot \int d^3 p \cdot g(p) \cdot p \cdot (1 + \lambda_i \cdot p) \cdot \left[n - p \cdot \sum_{j=1}^{n-1} \lambda_j \right] (\forall) (i = \overline{1, (n-1)}) \Rightarrow (1.1.18)$$

$$\Rightarrow P_i \cong 4 \cdot \int d^3 p \cdot g(p) \cdot \left[p \cdot n - p^2 \cdot \sum_{j=1}^{n-1} \lambda_j + \lambda_i \cdot p^2 \cdot n \right] (\forall) (i = \overline{1, (n-1)}) . (1.1.19)$$

Tinandu-se seama de exprimarea mediei unei functii oarecare de \mathbf{P} in spatiul impulsurilor ca fiind:

$$\langle f(p) \rangle = \frac{\int d^3 p \cdot g(p) \cdot f(p)}{\int d^3 p \cdot g(p)} , (1.1.20)$$

se ajunge la formele contrase de mai jos:

$$P_i \cong 4 \cdot \frac{\int d^3 p \cdot g(p) \cdot \left[p \cdot n - p^2 \cdot \sum_{j=1}^{n-1} \lambda_j + \lambda_i \cdot p^2 \cdot n \right]}{\int d^3 p \cdot g(p)} \cdot \frac{A}{4} (\forall) (i = \overline{1, (n-1)}) \Rightarrow (1.1.21)$$

$$\Rightarrow P_i \cong A \cdot \left[n \cdot \langle p \rangle + \left(n \cdot \lambda_i - \sum_{j=1}^{n-1} \lambda_j \right) \cdot \langle p^2 \rangle \right] (\forall) (i = \overline{1, (n-1)}) . (1.1.22)$$

Dar media $\langle f(p) \rangle$ - care contine integrala pe un interval simetric din produsul dintre functia de distributie dupa impulsuri (functie para) si o functie impara - este nula, asa ca ultima relatie se reduce la:

$$P_i \cong A \cdot n \cdot \langle p^2 \rangle \cdot \left(\lambda_i - n^{-1} \cdot \sum_{j=1}^{n-1} \lambda_j \right) (\forall) (i = \overline{1, (n-1)}) . (1.1.23)$$

Pentru un gaz Fermi liber (anexa IV.A) se presupune o distributie sferica izotropa in spatiul impulsurilor, echivalent cu a spune ca $\mathbf{g}(\mathbf{p}) = \mathbf{I}$. La temperaturi joase media $\langle p^2 \rangle$ trece in:

$$\langle p^2 \rangle = \frac{\int p^2 \cdot d^3 p}{\int d^3 p} \Rightarrow \langle p^2 \rangle = \frac{\iiint_{p,\theta,\varphi} p^4 \cdot \sin \theta \cdot dp \cdot d\theta \cdot d\varphi}{\iiint_{p,\theta,\varphi} p^2 \cdot \sin \theta \cdot dp \cdot d\theta \cdot d\varphi} \Rightarrow \langle p^2 \rangle = \frac{4\pi \cdot \int_0^{p_F} p^4 \cdot dp}{4\pi \cdot \int_0^{p_F} p^2 \cdot dp} \Rightarrow (1.1.24)$$

$$\Rightarrow \langle p^2 \rangle_{\text{GazFermi}} = \frac{3 \cdot p_F^2}{5} . (1.1.25)$$

De mentionat ca $p_F \neq P_F$, deoarece calculele au fost performate pentru un proiectil usor:

¹⁶O. Aplicand (1.1.23) in relatia (1.1.12), se poate rescrie:

$$\lambda_i \cong 3 \cdot n \cdot A^{-1} \cdot \langle p^2 \rangle^{-1} \cdot (P_i - P_n); (\forall) (i = \overline{1, (n-1)}), (1.1.26)$$

$$\text{unde: } P_n \cong -3 \cdot A \cdot n^{-2} \cdot \langle p^2 \rangle \cdot \sum_{i=1}^{n-1} \lambda_i . (1.1.27)$$

Introducand (1.1.26) si respectiv (1.1.27) in relatia de debut (1.1.13) se obtine **principalul rezultat** al teoriei statistice a fragmentarii elaborate de H. Feshbach si K. Huang:

$$W \approx \exp \left[-\frac{3}{2} \cdot n \cdot A^{-1} \cdot \langle p^2 \rangle^{-1} \cdot \sum_{i=1}^n P_i^2 \right] . (1.1.28)$$

Demn de semnalat este ca autorii au tinut sa mentioneze ca distributia este **aceeasi** pentru fiecare fragment, independenta de masa acestora, modelul confirmand rezultatele inca nerafinate de la acea vreme.

Forma functionala care in cazul acesta este data de distributia de impulsuri din spatiul fazic $\mathbf{g}(\mathbf{p})$ intra in (1.1.28) numai prin intermediul lui $\langle p^2 \rangle$, neafectand natura Gaussiană a distributiei. Integrand dupa toate valorile P_i mai putin una singura si tinand cont de conservarea impulsului, se obtine distributia de impulsuri pentru un singur fragment care poate fi comparata cu cea care a fost masurata experimental:

$$f(p_j) = \int \dots \int_{j-1; j+1} \dots \int_n \exp \left[-\frac{3}{2} \cdot n \cdot A^{-1} \cdot \langle p^2 \rangle^{-1} \cdot \sum_{i=1}^n P_i^2 \right] dp_1 \cdot \dots \cdot dp_{j-1} dp_{j+1} \dots dp_n = (1.1.29)$$

$$= \int \dots \int_{j-1; j+1} \dots \int_n \exp \left[-\frac{1}{2 \cdot \gamma} \cdot \frac{n-1}{n} \cdot \sum_{i=1}^n P_i^2 \right] dp_1 \cdot \dots \cdot dp_{j-1} dp_{j+1} \dots dp_n; (1.1.30)$$

$$\text{unde a fost introdus } \gamma \text{ prin: } \gamma = \frac{1}{3} \cdot A \cdot (n-1) \cdot n^{-2} \langle p^2 \rangle. (1.1.31)$$

Absenta oricarei corelatii intre impulsurile fragmentelor face ca expresia de mai sus sa capete o forma mai simpla, data de factorizarea:

$$f(p_j) = \exp \left[-\frac{1}{2 \cdot \gamma} \cdot \frac{n-1}{n} \cdot P_j^2 \right] \cdot \prod_{k=1}^{n-1} \int_0^\infty \exp \left[-\frac{1}{2 \cdot \gamma} \cdot \frac{n-1}{n} \cdot P_k^2 \right] dp_k \Rightarrow (1.1.32)$$

$$\Rightarrow f(p_j) = \sqrt{\left(\frac{\pi \cdot \gamma}{2} \cdot \frac{n}{n-1} \right)^{n-1}} \cdot \exp \left[-\frac{1}{2 \cdot \gamma} \cdot \frac{n-1}{n} \cdot P_j^2 \right] \Rightarrow (4.1.33)$$

$$\Rightarrow f(p_j) \approx \exp \left[-\frac{1}{2 \cdot \gamma} \cdot \frac{n-1}{n} \cdot P_j^2 \right]; (4.1.34)$$

$$\lim_{n \rightarrow \infty} f(p_j) \approx \lim_{n \rightarrow \infty} \exp \left[-\frac{1}{2 \cdot \gamma} \cdot \frac{n-1}{n} \cdot P_j^2 \right] = \exp \left[-\frac{1}{2 \cdot \gamma} \cdot P_j^2 \right], (4.1.35)$$

relatie care se regaseste in distributiile experimentale. De mentionat ca a fost obtinuta in limita aproximatiilor folosite in cadrul "modelului picaturii incoerente" si anume valori mari ale numarului de masa ale nucleului care se fragmenteaza, implicit valori mari pentru numarul mediu de fragmente rezultate n .

S-a folosit in deducerea expresiei (1.1.35) forma analitica a integralei Euler - Poisson:

$$\int_0^\infty e^{-\alpha \cdot x^2} dx = \frac{1}{2} \cdot \sqrt{\frac{\pi}{\alpha}}. (4.1.36)$$

Valoarea medie a lui n poate fi determinata prin compararea (1.1.35) cu rezultatul empiric (1.1.9) sau cu rezultatul experimental. Folosind relatia (1.1.25) corespunzatoare gazului Fermi si o valoare empirica pentru p_F (la vremea respectiva Moniz si colaboratorii ofereau in [5] valorile impulsului Fermi pentru o gama intreaga de nuclee, valori masurate prin imprastierea

cvasielastica a electronilor pe nucleele respective), Feshbach si Huang au interpolat rezultatele [5] si au folosit in consecinta valoarea $p_F = 230 \text{ MeV}/c$ pentru ^{16}O .

Ei au gasit $\langle n \rangle \cong 7$ ceea ce corespunde, conform relatiei (1.1.35), unei abateri standard a Gaussienei de impuls (in sistemul propriu al proiectilului): $\sigma_{F-H}(^{16}\text{O}) = 144 \text{ MeV}/c$.

Efectele columbiene, care in prezentele calcule au fost neglijate, reduc valoarea lui n . Cu toate acestea, micsorarea lui n nu este importanta pentru fasciculul de ^{16}O dar ar putea deveni semnificativa pentru nuclee mai grele.

Procesul de fragmentare statistica oferea prin prisma rezultatelor experimentale de pana atunci, o explicatie posibila si credibila pentru acea vreme. Modelul era din punct de vedere conceptual consistent cu teoria lui Bohr. Se impuneau insa pentru viitor noi studii experimentale care sa ofere posibila confirmare a extensiei "modelului picaturii incoerente" prin:

- a) Determinarea numarului de fragmente pentru un nucleu dat, incluzand studii de corelatie dintre fragmentele rezultate.
- b) Aflarea distributiilor in P pentru o gama mai mare de sisteme tinta - proiectil.
- c) Performarea de experimente si la alte energii pentru confirmarea sau infirmarea relatiei (1.1.28) si pentru a determina dependenta numarului de fragmente de A_{proj} si de energie. In mod natural acesta trebuia sa fie o functie crescatoare de ambele variabile amintite.

Feshbach si Huang au incercat sa inteleaga rezultatele observate printr-un model care descria dezintegrarea (breakup-ul proiectilului) ca un proces rapid guvernata de distributia de impulsuri a nucleonilor in proiectil inainte de ciocnire.

La vremea respectiva o comparatie a predictiei $\sigma_{F-H}(^{16}\text{O}) = 144 \text{ MeV}/c$ cu experimentul putea oferi un test valabil pentru modelul folosit. Dupa cum se va vedea insa, date experimentale mult mai rafinate conduse de Beiser, Cork, Greiner, Heckman si Lindstrom [6] au aratat ca σ variaza cu numarul de masa al fragmentului K intr-o maniera bine fitata de o expresie de tip parabolic.

1.1.3 Modelul statistic Goldhaber al procesului de fragmentare

Forma parabolica a distributiei $\sigma = \sigma \left(A_{fragment}^{not.} = K \right)$ a fost sugerata in 1973 de catre fizicianul W. A. Wenzel, utilizand motivatii extrem de asemanatoare cu cele prezentate de catre Goldhaber ulterior [7], dar a fost descurajat de *aparenta* nepotrivre.

Aceiasi forma:

$$\sigma^2 = \sigma_0^2 \cdot \frac{K \cdot (A - K)}{A - 1}, \quad (1.1.37)$$

a fost adoptata de experimentatori in plotarea datelor lor, ghidandu-se dupa descoperirea ei de catre J. V. Lepore si R. J. Riddell [8], care construisera un model simplu pe baza acelorasi presupuneri initiale care vor fi prezentate si in prezenta lucrare.

Prin urmare, apare un progres fata de modelul Feshbach - Huang: semilargimea la jumatatea inaltimii, deci implicit abaterea standard a Gaussienei de impuls in sistemul antilaboratorului este deja o functie care variaza atat cu masa proiectilului dar mai ales prezinta o variatie semnificativa cu masa fragmentelor rezultate din breakup-ul proiectilului. In acest stadiu σ_0 apare ca o constanta veritabila, valoarea experimentală gasita atunci fiind: $\sigma_0 \approx 90 \text{ MeV}/c$.

Goldhaber are insa meritul de a fi primul care a remarcat ca ecuatia (1.1.37) reprezinta totodata o *consecinta imediata* a ipotezei statistice Feshbach - Huang. Chiar asa-zisa constanta σ_0 iese natural din aceasta teorie, aceasta avand o valoare cu numai **10%** mai mare decat cea experimentală: $\sigma_{0\text{teor.}} \approx 100 \text{ MeV}/c$.

Teoria Feshbach – Huang concorda foarte putin cu rezultate experimentale mai vechi deoarece produce o cantitate (probabilitatea de tranzitie W - (1.1.28)), care nu e comparabila direct cu experimentul. Ea confera numai latura calitativa aferenta procesului de fragmentare al proiectilului si anume forma distributiei de impuls in sistemul propriu al nucleului care se dezintegreaza. O aproximatie suplimentara insa in teoria Feshbach – Huang face posibila o comparatie directa. Aproximatia facuta va produce ecuatia (1.1.37) din nou.

Daca in loc de a presupune o eliberare brusca a unor clusteri virtuali, se presupune ca proiectilul a ajuns la echilibru termic la temperatura de excitatie T , ecuatia (1.1.37) reiese inca o data, de data aceasta cu $\sigma_0^2 \approx T$, corespunzand unei energii de excitatie apropiate de energia medie de legatura per nucleon $\approx 9 \text{ MeV}$.

Temperatura T poate fi scrisa in modul urmator [7]:

$$T = \frac{\sigma^2}{m_N} \cdot \frac{A}{K(A - K)}, \quad (1.1.38)$$

unde m_N este masa nucleonului: $938,5 \text{ MeV} / c^2$.

Concluziile precedente au putut fi deduse in aproximatia ca transferul de impuls catre nucleul proiectil este mic in comparatie cu σ_0 .

Ecuatia (1.1.37) poate fi obtinuta in ipoteza ca cei A nucleoni ai proiectilului sunt astfel aranjati in spatiul impulsurilor incat, in sistemul antilaboratorului, componentele impulsului total al acestora au valoare nula:

$$\vec{p}_A = \sum_{j=1}^A [p_x(j)\vec{e}_x + p_y(j)\vec{e}_y + p_z(j)\vec{e}_z] = 0, \quad (1.1.39)$$

$$\sum_{j=1}^A p_z(j) = 0. \quad (1.1.40)$$

Acest lucru prezinta o relativa plauzibilitate in ipoteza in care nucleonii proiectilului si cei din fragmente se distribuie Fermi – Dirac. Se poate face intr-o prima instanta aproximatia ca temperatura la care se gasesc nucleonii proiectilului inainte de interactiune este foarte scazuta $T \rightarrow 0$, functia de distributie Fermi – Dirac degenerand in acest caz in functia treapta a lui Heaviside.

In vederea compararii valorilor evaluate teoretic cu cele experimentale se inglobeaza fiecare dintre cei A , respectiv K nucleoni in cate un ansamblu statistic de $N \gg A$ nucleoni.

Pentru fiecare nucleon in parte se va defini atat media $\langle p_z(j) \rangle$ cat si abaterea patratica medie $\sigma_z^2(j)$ a impulsurilor longitudinale, impulsuri masurate in sistemul propriu al nucleului care se fragmenteaza:

$$\langle p_z(j) \rangle = \frac{1}{N} \sum_{\alpha=1}^N p_{z\alpha}(j) = 0, \quad (1.1.41)$$

$$\sigma_z^2(j) = \frac{1}{N} \sum_{\alpha=1}^N [p_{z\alpha}(j) - \langle p_z(j) \rangle]^2 = \frac{1}{N} \sum_{\alpha=1}^N p_{z\alpha}^2(j) = \langle p_z^2(j) \rangle. \quad (1.1.42)$$

Daca pentru proiectilul care nu a interactionat pot fi facute cu usurinta aproximatiile (1.1.39 – 1.1.40), distributia Fermi – Dirac a nucleonilor care apartin fragmentelor se deplaseaza odata cu tinderea spre palierul temperaturilor inalte dinspre o distributie Heaviside catre o distributie de tip Maxwell. Totusi, dupa cum s-a aratat in (1.1.38), temperaturile aparente la care

se vor afla nucleonii fragmentelor sunt in domeniul MeV-ilor. Aceasta duce la imposibilitatea aplicarii aproximatiilor (1.1.39 – 1.1.40) si implicit la o dispersie nenula a impulsurilor nucleonice in fragmente.

Folosind relatiile (1.1.40 – 1.1.41) si proprietatea de comutativitate a sumelor convergente, pot fi calculate mediile si dispersiile impulsurilor celor A respectiv K nucleoni din proiectil si fragment:

$$\langle p_{z_A} \rangle = \left\langle \sum_{j=1}^A p_z(j) \right\rangle = 0, \quad (1.1.43)$$

$$\langle p_{z_K} \rangle = \left\langle \sum_{j=1}^K p_z(j) \right\rangle = \sum_{j=1}^K \langle p_z(j) \rangle = 0, \quad (1.1.44)$$

$$\sigma_{z_A}^2 = \langle p_{z_A}^2 \rangle - \langle p_{z_A} \rangle^2 = \left\langle \left(\sum_{j=1}^A p_z(j) \right)^2 \right\rangle = 0, \quad (1.1.45)$$

$$\sigma_{z_K}^2 = \langle p_{z_K}^2 \rangle - \langle p_{z_K} \rangle^2 = \left\langle \left(\sum_{j=1}^K p_z(j) \right)^2 \right\rangle \quad (1.1.46)$$

Dezvoltand suma din (1.1.45) se obtine cu usurinta relatia care permite evaluarea mediilor produselor mixte de tipul $\langle p_z(i) \cdot p_z(k) \rangle$:

$$\sigma_{z_A}^2 = A \cdot \langle p_z^2(1) \rangle + \sum_{i=1}^A \sum_{\substack{k=1 \\ k \neq i}}^A \langle p_z(i) \cdot p_z(k) \rangle = A \cdot \langle p_z^2(1) \rangle + A \cdot (A-1) \cdot \langle p_z(i) \cdot p_z(k) \rangle = 0 \Rightarrow (4.1.47)$$

$$\Rightarrow \langle p_z(i) \cdot p_z(k) \rangle = -\frac{\langle p_z^2(1) \rangle}{A-1} \quad (1.1.48)$$

Prin repetarea procedeeului din (1.1.47) si prin inlocuirea rezultatului (1.1.48) in (1.1.49) se obtine dupa calcule de rutina:

$$\sigma_{z_K}^2 = \overset{not.}{\sigma_{z_K}^2} = K \cdot \langle p_z^2(1) \rangle + K \cdot (K-1) \cdot \langle p_z(i) \cdot p_z(k) \rangle \Rightarrow (1.1.49)$$

$$\Rightarrow \sigma^2 = \frac{K \cdot (A-K)}{A-1} \cdot \langle p_z^2(1) \rangle \quad (1.1.50)$$

S-a folosit pentru estimarea mediei $\langle p_z^2(1) \rangle$ formula (1.1.25) (calculata in cadrul modelului Fermi). Pentru ca s-a lucrat pentru o singura componenta Carteziana (1.1.51), poate fi regasita cu usurinta formula lui Goldhaber (4.1.37) cu $\sigma_0 = \frac{p_F}{\sqrt{5}}$:

$$\langle p_z^2(1) \rangle = \frac{\langle p^2 \rangle}{3} \Rightarrow (1.1.51)$$

$$\Rightarrow \sigma^2 = \frac{1}{3} \cdot \frac{3p_F^2}{5} \cdot \frac{K \cdot (A-K)}{A-1} \Rightarrow (1.1.52)$$

$$\Rightarrow \sigma^2 = \frac{p_F^2}{5} \cdot \frac{K \cdot (A-K)}{A-1}. (1.1.53)$$

1.1.4 Procedeu Bertsch: eliminarea fluctuatiilor impulsului de tip Pauli

In cele ce urmeaza se va demonstra importanta corelatiilor de tip Pauli in interpretarea distributiilor de impulsuri ale fragmentelor nucleare formate in ciocnirile ionilor grei la energii intermediare si inalte.

Dupa cum a fost aratat anterior, fragmentele rapide care emerg din ciocnirile ionilor grei la energii relativiste prezinta distributii de impulsuri inguste de forma Gaussiana, acestea fiind descrise cu oarecare succes de modelul particulelor independente Fermi. Cu toate acestea, **modelul particulelor independente ignora toate corelatiile in afara celor pur cinematice.**

In particular, corelatiile Pauli pot fi extrem de importante, reducand dispersia in masuratorile operatorilor uni-particula. Bertsch a aratat ca printr-o tratare cuantica a termenilor de corelatii care implica nucleoni identici, acesta fiind si cazul operatorului impuls, includerea acestor corelatii imbunatateste sensibil acordul dintre teorie si experiment [9].

Din punct de vedere calitativ, ne putem astepta la o anticorelatie puternica intre impulsurile a doi fermioni identici cand acestia se afla suficient de aproape intr-o celula de spatiu fazic.

Pentru a calcula efectul, trebuie introduse cateva consideratii asupra detaliilor spatiale ale procesului de masurare. Astfel, se considera ca experimentul masoara impulsul pe directia z cand o regiune de materie este indepartata din proiectil pe directia transversa. Fie operatorul ale carui valori proprii sunt valorile impulsului longitudinal, masurate deci in lungul axei Oz :

$$O = p_z \cdot f(x, y), \quad (1.1.54)$$

$$\text{unde: } f(x, y) = \begin{cases} 0, & \text{ptr. regiunile nucleului care sunt indepartate} \\ 1, & \text{ptr. regiunile nucleului care raman fragment} \end{cases} \quad (1.1.55)$$

Operatorul O^2 poate fi evaluat aplicandu-l pe functia de unda a proiectilului (1.1.56) ce poate fi separabila in coordonate Carteziane, unde $n \equiv (n_x, n_y, n_z)$ reprezinta numerele cuantice ale orbitelor ocupate, numarul total de orbite fiind a :

$$\Psi = F.N. \cdot \prod_{n=1}^a \varphi_{n_x}(x) \cdot \varphi_{n_y}(y) \cdot \varphi_{n_z}(z) \quad (1.1.56)$$

$$\langle \Psi \left| \left(\sum_{i=1}^a O_i \right)^2 \right| \Psi \rangle = 4a \cdot \langle \Psi | O_i^2 | \Psi \rangle + 4a \cdot (a-1) \cdot \langle \Psi | O_i \cdot O_j | \Psi \rangle_{i \neq j}^{\text{identici}} + 12a^2 \cdot \langle O_i \cdot O_k \rangle_{\text{ne-identici}} \quad (1.1.57)$$

Numarul de elemente diagonale (pentru acelasi nucleon cu aceeasi proiectie a spinului) este natural $4a$, deoarece in cele a stari cuantice avem cate 4 particule cu proiectiile spinului si ale izospinului diferite.

Cel de al doilea termen este termenul de corelatie intre nucleonii identici avand aceleasi numere cuantice, corelati din punct de vedere spatial (afleti in aceeasi celula de spatiu fazic) dar avand proiectii diferite ale impulsului longitudinal (anticorelati in spatiul impulsului). Numarul de combinatii de acest tip este $4 \cdot A_a^2 = 4a \cdot (a-1) = 4a^2 - 4a$.

Cum numarul total de combinatii intre nucleonii afleti in toate stările cuantice posibile este: $A_{4a}^2 = 4a \cdot (4a-1) = 16a^2 - 4a$, se poate deduce ca numarul de combinatii intre nucleonii neidentici (fie ei in aceeasi stare cuantica “ a ” sau nu) este $12 \cdot a^2$.

Evaluarea elementelor de matrice se face tinandu-se seama de proprietatile vectorilor *bra* si *ket* si de introducerea operatorului de proiectie. Astfel, atat elementele diagonale cat si cele nediagonale vor fi de forma:

$$\langle \Psi | O_i^2 | \Psi \rangle = \left\langle \prod_{n=1}^a \varphi_{n_x}(x) \cdot \varphi_{n_y}(y) \cdot \varphi_{n_z}(z) \left| O_i^2 \right| \prod_{n=1}^a \varphi_{n_x}(x) \cdot \varphi_{n_y}(y) \cdot \varphi_{n_z}(z) \right\rangle \quad (1.1.58)$$

Se are in vedere de asemenea proprietatea de inversie a sumarii cu medierea cuantica si de faptul evident ca operatorii de masurare a impulsului longitudinal a nucleonului din starea cuantica j , $\forall j = \overline{1, a}$, actioneaza numai asupra functiilor proprii ale acelui nucleon si se introduce operatorul de proiectie tinandu-se seama de proprietatile de ortonormare cunoscute:

$$P_{proj.} = \sum_{n_x, n_y, n_z} \iiint_{x, y, z} |\varphi_{n_x}(x) \cdot \varphi_{n_y}(y) \cdot \varphi_{n_z}(z)\rangle dx dy dz \langle \varphi_{n_x}(x) \cdot \varphi_{n_y}(y) \cdot \varphi_{n_z}(z) | = 1 \quad (1.1.59)$$

$$\langle \varphi_{n_x}(x) \cdot \varphi_{n_y}(y) \cdot \varphi_{n_z}(z) | \varphi_{n'_x}(x) \cdot \varphi_{n'_y}(y) \cdot \varphi_{n'_z}(z) \rangle = \delta_{n_x n'_x} \delta_{n_y n'_y} \delta_{n_z n'_z} \delta(x-x') \delta(y-y') \delta(z-z') \quad (1.1.60)$$

Elementele nediagonale care se stabilesc intre nucleonii identici cu acelasi set de numere cuantice aflati in aceeași celula din spatiul coordonatelor, vor ajunge dupa o suita de artificii la o forma mult simplificata, tinandu-se seama si de anticorelatia in spatiul impulsului:

$$\begin{aligned} \langle \Psi | O_i \cdot O_j | \Psi' \rangle_{i \neq j, \text{identici}} &= \langle \Psi | f^2 \cdot p_z \cdot (-p_z) | \Psi' \rangle_{i \neq j, \text{identici}} = \\ &= - \sum_{\substack{n, n' \\ n \neq n'}} \langle \varphi_{n_x}(x) \varphi_{n_y}(y) | f | \varphi_{n'_x}(x') \varphi_{n'_y}(y') \rangle^2 \cdot \langle \varphi_{n_z}(z) | p_z | \varphi_{n'_z}(z') \rangle^2 \end{aligned} \quad (1.1.61)$$

Neglijand corelatiile spatiale dintre nucleonii neidentici si utilizand un rationament asemanator celui descris de catre Goldhaber, Bertsch ajunge la exprimarea ultimului termen al relatiei (1.1.57) [9]:

$$12a^2 \cdot \langle O_i \cdot O_k \rangle_{ne-identici} \cong \frac{3K^2}{4} \cdot \langle p_i \cdot p_k \rangle_{ne-identici} = - \frac{\langle 0 | p_z^2 | 0 \rangle}{3a} \cdot \frac{3K^2}{4} \quad (1.1.62)$$

1.2 Prelucrarea statistica a rezultatelor experimentale specifice procesului de fragmentare nucleara. Metoda de simulare Monte – Carlo

1.2.1 Generalitati

Metoda Monte – Carlo consta in conceperea unui model matematic care poate fi asociat unui sistem fizic ce evolueaza dupa legi probabilistice.

Etaplele simularii Monte – Carlo constau in asocierea starilor sistemului fizic studiat - multimii starilor modelului matematic propus si in studiul tranzitiilor dintre stari, corespunzatoare evolutiei sistemului.

Modelarea tranzitiilor dintre stari se realizeaza cu ajutorul unor evenimente matematice formate prin generarea unor numere aleatoare care se supun distributiilor de probabilitate corespunzatoare. Tranzitia de la o stare la alta in cadrul modelului fizic este data de realizarea evenimentului matematic asociat.

Metodele de simulare pot fi imitative sau non - imitative. In cazul in care probabilitatile de tranzitie dintre starile sistemului fizic coincid cu probabilitatile de tranzitie dintre starile modelului matematic (cea mai intuitiva realizare a metodei Monte – Carlo), atunci exista o corespondenta perfecta, in termeni de probabilitate, intre experimentul fizic in care se urmareste evolutia sistemului dat si un experiment matematic, in care se genereaza aleator evolutia modelului.

Analizand comportarea modelului, se pot obtine informatiile necesare despre sistemul in studiu. Spre exemplu, se poate determina valoarea medie a unei functii definite pe multimea starilor sistemului sau probabilitatea de realizare a unor stari specificate [41].

Exista o paleta diversa de aplicatii generale ale metodei Monte – Carlo, putand fi mentionate simularea unor procese economice, a unor fenomene geologice, a unor procese de fiabilitate, rezolvarea unor probleme complexe de matematica si nu in ultimul rand, rezolvarea problemelor de transport al radiatiilor.

Germeii aparitiei si dezvoltarii acestei metode de calcul ii regasim in cercetarile asidue ale fizicienilor si matematicienilor reuniti la Los Alamos in cadrul proiectului Manhattan in timpul celui de al doilea razboi mondial. Savanti renumiti ca E. Fermi, J. von Neumann, H. Kahn, N. Metropolis si S. Ulam au contribuit decisiv in rezolvarea unor probleme specifice legate de transportul radiatiilor.

Transportul radiatiilor a fost modelat astfel printr-o succesiune de interactiuni individuale de probabilitati cunoscute, depinzand numai de starea initiala si finala (proces de tip Markovian).

1.2.2 Caracteristici ale metodei Monte - Carlo

- Metoda de simulare Monte – Carlo devine mult mai eficienta fata de metoda analitica odata cu cresterea gradului de complexitate al problemei in studiu. De asemenea, metoda este mult mai avantajos sa fie folosita pe masura ce numarul interactiunilor de interes va creste. In aceste cazuri, eficienta redusa a metodei analitice de calcul provine din volumul urias de calcul efectiv, din lucrul posibil cu un numar foarte mare de ecuatii si parametri.
- De obicei marimea ce trebuie determinata reprezinta valoarea medie a unei functii - o integrala cu o masura de probabilitate.
- In mod natural, precizia de estimare a marimilor de interes (dispersia sau varianta σ^2) va depinde de numarul de particule urmarite. Odata cu cresterea numarului de traiectorii urmarite, varianta se va mica semnificativ dar timpul de calcul va creste in consecinta. Astfel, imbunatatirea preciziei metodei prin marirea numarului de traiectorii simulate va fi foarte lenta. Ca urmare, alternativ, prin adoptarea unor proceduri speciale, asa numitele tehnici de reducere a variantei, s-a ajuns la micorarea dispersiei rezultatelor. Urmarind acest punct de vedere, se impune tratarea separata a doua clase de modelare Monte – Carlo: imitativa si non - imitativa.
- Simularea poate imita complet fenomenele studiate, metoda Monte – Carlo numindu-se imitativa sau directa (analogă). Metodele din aceste clase sunt relativ usor de programat fiind extrem de intuitive. Insa pentru un numar rezonabil de mic de traiectorii urmarite, ales astfel incat timpul de calcul sa fie considerat acceptabil, prezinta dezavantajul unei precizii reduse.
- Daca insa in cadrul metodei Monte – Carlo se urmareste selectia evenimentelor in procesul de simulare dupa distributii de probabilitate modificate fata de distributiile corespunzatoare sistemului fizic, metoda se numeste non - imitativa sau ponderata (neanalogă). Distributiile de probabilitate alterate sunt astfel alese incat se asigura imbunatatirea preciziei fara cresterea numarului de traiectorii urmarite. Pentru ca rezultatele ce trebuie determinate sa fie corecte prin modificarea distributiilor de probabilitate, se introduc ponderile corespunzatoare in scopul compensarii.
- In metoda Monte – Carlo ponderata se va castiga in precizia determinarii anumitor marimi, in detrimentul informatiilor despre alte marimi considerate a fi neinteresante pentru problema data. Metodele Monte – Carlo de tip non – imitativ sunt singurele metode capabile de a furniza rezultatele cu precizia necesara. Pentru aceasta, fac apel la diferite tehnici de reducere

a variantei fiind totodata mult mai dificil de programat. Se incearca in scopul perfectionarii metodei, realizarea unor metode Monte – Carlo adaptative, parametrii utilizati in tehnicile de reducere a variantei urmand a fi stabiliti in procesul de modelare in mod automat [42]. Pentru foarte multe probleme, modelarea Monte – Carlo non – imitativa este superioara modelarii directe.

- Atat dispersia rezultatelor σ^2 cat si durata timpului de calcul t depind de numarul de traiectorii simulate N_{tr} :

$$\sigma^2, t = f(N_{tr}). \quad (1.2.1)$$

- Prin urmare, produsul $\sigma^2 \cdot t$ poate fi un bun evaluator al unui program de modelare Monte – Carlo. Minimizarea produsului mai sus amintit reprezinta un factor de calitate superior al simularii.

1.2.3 Precizia estimarii marimilor de interes

Prin metoda de simulare Monte – Carlo se determina valoarea unei marimi prin simulare matematica bazata pe numere aleatoare. Valoarea exacta f a marimii care trebuie determinata poate fi valoarea unei marimi deterministe, un parametru al distributiei unei variabile aleatoare sau o functie de anumiti parametri ai distributiei unei variabile aleatoare.

In cadrul simularii Monte – Carlo, in cazul cel mai general, pentru a calcula valoarea f , se genereaza N traiectorii cu ajutorul unor numere aleatoare r_{k1}, r_{k2}, \dots , cu $k = 1, 2, \dots, N$. Se calculeaza apoi pentru fiecare traiectorie in parte, printr-un algoritm adecvat specific fiecarei probleme in parte, o marime $h_k = h(r_{k1}, r_{k2}, \dots)$, $k = 1, 2, \dots, N$. Se construiesc apoi o variabila aleatoare \hat{f}_N , care este o functie de numere aleatoare:

$$\hat{f}_N = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N h(r_{k1}, r_{k2}, \dots). \quad (1.2.2)$$

Daca \hat{f}_N ar fi o variabila cu o variatie continua, principalii parametri care ar caracteriza densitatea de probabilitate \hat{p}_N a variabilei \hat{f}_N : media $E(\hat{f}_N)$ si dispersia $\sigma_{\hat{f}_N}^2$ ar fi definiti in modul urmator:

$$E(\hat{f}_N) = \int x \cdot \hat{p}_N(x) dx, \quad (1.2.3)$$

$$\sigma_{\hat{f}_N}^2 = \int [x - E(\hat{f}_N)]^2 \cdot \hat{p}_N(x) dx. \quad (1.2.4)$$

Constructia parametrilor caracteristici se face inasa tinand cont ca functia de numere aleatoare \hat{f}_N are o structura discreta. Se repeta de m ori independent simularea Monte – Carlo si se urmaresc de fiecare data N traiectorii, obtinandu-se de fiecare data valori diferite pentru variabila aleatoare $\hat{f}_N^{(j)}$, $j = 1, 2, \dots, m$. Deci, functia de distributie nedepinzand de j , pentru m suficient de mare estimatorul mediei se va putea defini (conform teoremei la limita centrale):

$$\frac{1}{m} \sum_{j=1}^m \hat{f}_N^j \approx E(\hat{f}_N). \quad (1.2.5)$$

Masura imprastierii valorilor individuale $\hat{f}_N^{(j)}$, $j = 1, 2, \dots, m$ in jurul valorii medii $E(\hat{f}_N)$ este data de dispersia $\sigma_{\hat{f}_N}^2$. Dar variabilele h_k au aceeasi functie de distributie:

$$E(\hat{f}_N) = E(h), \quad (1.2.6)$$

iar dispersiile sunt marimi finite in marea majoritate a cazurilor de interes fizic, astfel incat, conform formulei de propagare a erorilor marimilor h_k statistic necorelate, din (1.2.2) rezulta:

$$\sigma_{\hat{f}_N}^2 = \frac{1}{N} \sigma_h^2. \quad (1.2.7)$$

Devine astfel evidenta urmatoarea relatie caracteristica unui numar mare de traiectorii simulate:

$$\lim_{N \rightarrow \infty} \sigma_{\hat{f}_N}^2 = 0. \quad (1.2.8)$$

Dar \hat{f}_N este doar un estimator al marimii f , el nu coincide cu valoarea marimii pe care incercam s-o determinam. Daca media statistica a estimatorului este egala cu marimea estimata, estimatorul este *nedeplasat*:

$$E(\hat{f}_N) = f . (1.2.9)$$

Estimatorul nedeplasat care indeplineste conditia (1.2.8) se numeste *absolut corect*.

1.2.4 Definitia numerelor aleatoare uniform distribuite

Un numar aleator r uniform distribuit intr-un interval $[a;b)$ va avea densitatea de probabilitate, respectiv functia de distributie corespunzatoare :

$$p(x) = \begin{cases} 1, & x \in [a,b) \\ 0, & x \notin [a,b) \end{cases} , (1.2.10)$$

$$P(x) = \Pr ob.(r < x) = \begin{cases} x, & x \in [a,b) \\ 0, & x < a \\ 1, & x \geq b \end{cases} . (1.2.11)$$

Valoarea medie si dispersia distributiei astfel construite vor fi date de :

$$\bar{r} = \int_a^b x \cdot p(x) dx = \frac{b^2 - a^2}{2} , (1.2.12)$$

$$\sigma_r^2 = \int_a^b (x - \bar{r})^2 \cdot p(x) dx = \frac{(b - \bar{r})^3 - (a - \bar{r})^3}{3} . (1.2.13)$$

In aplicatii, construirea diferitelor marimi fizice necesare se face generand numere aleatoare uniform distribuite in intervalul $[0,1)$, efectuand ulterior produsul acestora cu maximul distributiei de probabilitate de interes.

Daca consideram o variabila aleatoare s definita astfel incat sa ia una dintre valorile $0,1,2,\dots,9$ cu probabilitati identice egale cu $1/10$, variabila se numeste cifra aleatoare. Folosind setul de cifre aleatoare independente statistic, se construiesc numarul $r = 0,s_1 s_2 s_3 \dots s_q \dots$ care va fi uniform distribuit in intervalul $[0,1)$. Datorita izomorfismului care pune in corespondenta multimea numerelor reale \mathfrak{R} si intervalul $[0,1)$, se poate afirma ca cele doua multimi sunt

echipotente. Cum multimea \mathfrak{R} este o multime infinita nenumarabila, rezulta ca intervalul $[0,1)$ are cardinalul alef zero \aleph_0 . Cum insa in aplicatiile practice se intalnesc reprezentari cu un numar finit de cifre zecimale ale numerelor in calculator, se utilizeaza ***aproximatii ale numerelor aleatoare uniform distribuite*** in intervalul $[0,1)$.

1.2.5 Modul de generare al numerelor aleatoare uniform distribuite

Intr-un sir aleator, dupa o valoare r_n data, r_{n+1} va trebui sa ia cu ***egala*** probabilitate ***orice*** valoare din intervalul $[0,1)$. Urmarind acest criteriu, se observa ca in construirea numerelor de tipul $0, s_1 s_2 s_3 \dots s_q \dots$ pe baza unor tabele preexistente de cifre aleatoare, procedeul devine ineficient prin prisma alocarii unui bloc masiv de memorie necesar stocarii tabelii utilizate.

Frecvent, aproximatiile generate pe calculator utilizeaza relatii de recurenta in care elementul generat depinde de cel produs anterior :

$$r_{n+1} = f(r_n). \quad (1.2.14)$$

Fiind calculabile analitic, nu se poate vorbi de caracter total aleatoriu. Variabilele construite astfel se numesc ***variabile pseudo - aleatoare***. De alegerea relatiei de recurenta depinde crearea unui sir de numere cu proprietati foarte apropiate de cele ale unui sir aleator.

Pentru selectia unui astfel de sir, functia $f(r_n)$ trebuie sa indeplineasca anumite conditii:

- a) ***Nu*** trebuie sa fie o functie monotona. Altfel va exista o preferentiere a unor grupuri de puncte in jurul punctelor de acumulare ale functiei, in defavoarea altora. Mai mult, va exista o corelatie prea puternica intre numerele generate succesiv;
- b) $r_n, r_{n+1} \in [0;1) \Leftrightarrow f: [0;1) \rightarrow [0;1)$;
- c) Sirul r_n va degenera daca: $(\exists) x'$ ptr. care $f(x') = x' \Rightarrow r_n = x' \Rightarrow (\forall) q > n, r_q = x'$;
- d) Sirul definit de (3.1.14) va fi periodic, de perioada T dictata de dimensiunea maxima a cuvintului pe calculatorul pe care-l avem la dispozitie.
- e) O functie acceptabila se poate defini astfel: $r_{p+1} = x_{p+1} = y_p$. Data fiind reprezentarea finita a numerelor in calculator, se poate reprezenta grafic setul de puncte: $(r_p, f(r_p)) \in [0,1) \times [0,1)$.

Umplerea uniforma a patratului $[0,1) \times [0,1)$ va demonstra clar lipsa corelatiilor dintre

numerele aleatoare generate succesiv. Dat fiind N_{even} - numarul de evenimente generate in cadrul unei singure simulari Monte – Carlo, studiul corelatiilor intre q numere aleatoare consecutive va situa intr-un hipercub q - dimensional: $[0,1)_1 \times [0,1)_2 \times [0,1)_3 \times \dots \times [0,1)_q$ secventele:

$$\left(r_p, f_{(1)}(r_p), f_{(2)}(f_{(1)}(r_p)), \dots, f_{(q-1)}(f_{(q-2)} \dots (f_{(1)}(r_p))) \right); (\forall) p \in [1; (N_{even} - q)]. \quad (1.2.15)$$

Tinand seama de proprietatile insiruite mai sus, D. H. Lemmer a propus in anul 1949 o clasa de functii de generare a numerelor pseudo – aleatoare (algoritmii congruentiali liniari) care si-a gasit o larga aplicabilitate in practica.

Astfel, se poate constata ca aparitia unei noi variabile pseudo – aleatoare poate fi realizata cu o periodicitate suficient de ridicata prin selectarea resturilor impartirii numarului $a \cdot r_n + c$ la un numar m cat mai apropiat de dimensiunea maxima a cuvintului pe calculator, codul de generare fiind executat astfel in timp minim prin evitarea impartirii in limbaj masina:

$$r_{n+1} = (a \cdot r_n + c) \pmod{m}. \quad (1.2.16)$$

Valorile a , c si m iau valori bine definite [43,44] in vederea obtinerii unui sir de numere pseudo – aleatoare care sa satisfaca un numar cat mai mare din multitudinea de teste statistice si empirice folosite [43]:

1. Testul spectral (masurarea distantei dintre punctele vecine distribuite pseudo – aleator in hipercubul q - dimensional: $[0,1)_1 \times [0,1)_2 \times [0,1)_3 \times \dots \times [0,1)_q$);
2. Testul serial (determinarea frecventei de aparitie a perechilor (r_j, r_{j+1}));
3. Testul frecvential (calculul frecventei de aparitie al variabilelor pseudo – aleatoare in subintervale date);
4. Testul maxim din t (analiza distributiei valorii maxime din grupe de t numere consecutive);
5. Testul coliziunilor (studiul distributiei dintr-un numar de clase mult mai mare decat numarul de valori testate);
6. Testul iteratiilor (analiza distributiei numarului de termeni succesivi cu proprietati date);

7. Testul poker (calcularea frecventei de aparitie a 2, 3, 4 sau 5 numere egale din grupe de 5 numere consecutive r_j);
8. Testul permutarilor (determinarea frecventei de aparitie a diferitelor ordonari posibile din grupe de t numere consecutive);
9. Calculul coeficientului de corelatie al variabilelor pseudo – aleatoare generate prin proceduri Monte - Carlo.

Se castiga viteza in executie prin alegerea incrementului $c = 0$, astfel incat perioada va fi egala cel mult cu $m - 1$ (cazul generatorului congruential multiplicativ). Un astfel de algoritm (GGUB), bazat pe parametri optimi ($m = 2^{31} - 1 = 2.147.483.647$ si $a = 7^5 = 16.807$), a fost propus de Forsythe si colab. si face parte din subrutinele bibliotecilor RAND si RAVAGE (Centrul de Calcul al Universitatii Bucuresti) [45,46].

I.2.6 Generarea variabilelor aleatoare continue. Metoda respingerii a lui Von Neumann

Pentru variabilele discrete pot fi amintiti: algoritmul lui Walker si cel de cautare semilogaritmica, iar pentru cele distribuite continuu: metoda functiei inverse (directa), cu aplicabilitate restransa in sa la sfera functiilor bijective, metoda compunerii (superpozitiei) si nu in ultimul rand, metoda respingerii (rejection method), folosita pentru generarea functiilor de interes fizic in cadrul acestei teze de doctorat.

Metoda respingerii a fost propusa de von Neumann in anul 1951. Pornindu-se de la presupunerea ca variabila aleatoare x are o densitate de probabilitate data $p(x)$ si $a < x < b$, conditia de normare va arata astfel:

$$\int_a^b p(x)dx = 1. \quad (1.2.17)$$

Se poate realiza selectia unei valori x avand densitatea de probabilitate $p(x)$ prin:

- 1.) Generarea unui numar aleator r_1 , uniform distribuit in intervalul $[0,1)$.
- 2.) Calcularea valorii $x' = a + r_1 \cdot (b - a)$ si de asemenea $p(x')$; x' va fi uniform distribuit in intervalul $[a,b)$.

3.) Generarea unui nou numar aleator r_2 , uniform distribuit in intervalul $[0,1)$.

4.) Calcularea variabilei $y' = M \cdot r_2$, unde $M = \sup_{a < x < b} p(x)$.

5.) Daca $p(x') < y'$ se revine la punctul 1.); ELSE : $x = x'$ si ciclul se reia.

Eficacitatea acestei metode este data de raportul dintre aria de sub curba $p(x)$ si aria dreptunghiului in interiorul caruia se genereaza secventele de numere pseudo – aleatoare:

$$\varepsilon = \frac{1}{M \cdot (b-a)} \quad (1.2.18)$$

1.3 Modele uzuale ale coalescentei nucleonice folosite in tratarea fenomenului de multifragmentare nucleara

Procesul de nucleosinteza prin coalescenta nucleonilor in ciocnirile ionilor grei a fost descris intr-o multitudine de moduri, fiecare metoda permitand extragerea razelor surselor de particule:

1. Modelul empiric de coalescenta nucleonica
2. Modelul de coalescenta nucleonica termodinamic
3. Modelul de coalescenta nucleonica bazat pe matricea densitatii
4. Modelul de coalescenta nucleonica dinamic

1.3.1 Modelul empiric de coalescenta nucleonica

- Modelul lui Butler si Pearson elaborat in 1963 [66], care descrie producerea deuterionului a fost extins in acelasi an de catre Schwarzschild si Zupancic [67] pentru a putea descrie producerea nucleului de tritium, a ${}^3\text{He}$, precum si formarea particulelor ${}^4_2\alpha$. Versiunea relativista a acestor modele a fost oferita de Dover si colaboratorii sai in 1991 [68].
- Aceste modele empirice ale coalescentei nucleonice sunt bazate pe presupunerea ca oricare doi nucleoni al caror impuls relativ este mai mic decat o valoare data p_0 se unesc - "coalesceaza" - pentru a forma un deuterion. In mod analog, oricare trei nucleoni cu aceeasi conditie formeaza un nucleu de tritium, etc.

- Modelul presupune insa implicit o **temperatura infinita**. Aceasta face ca modelele empirice sa fie **irealiste**, deoarece temperatura sursei emitatoare nu este semnificativ mai mare decat **energia de legatura** a fragmentelor presupuse a se forma via coalescenta.
- Acesta este cazul nucleosintezei in ciocnirile ionilor grei la energii intermediare ($E < 100 \text{ A MeV}$), temperaturile tipice fiind $< 10 \text{ MeV}$.

1.3.2 Modelul de coalescenta nucleonica termodinamic (MCNTD)

- Modelul de coalescenta nucleonica termodinamic reprezinta de fapt modelul empiric extins de coalescenta nucleonica pentru a permite **valori finite ale temperaturii**.
- Sectiunea eficace invarianta pentru un compozit particular de masa “K” - $d^3 N_K / dp_K^3$ si sectiunea eficace nucleonica $d^3 N_N / dp_N^3$ pot fi corelate cu volumul “V” al regiunii in interiorul careia nucleonii “coalesceaza” pentru a forma compozitul.
- Presupunand ca acest compozit de masa “K” se formeaza intotdeauna in starea sa **fundamentala** si ca inainte de coalescenta nucleonii sunt presupusi a fi **necorelati**, relatia se reduce la:

$$\left(\frac{d^3 N_K}{dp_K^3} \right)_{MCNTD} = R_{np}^N \cdot K^3 \cdot \frac{2S+1}{2^K} \cdot \left(\frac{h^3}{V} \right)^{(K-1)} \cdot e^{B/T} \cdot \left(\frac{d^3 N_N}{dp_N^3} \right)_{MCNTD}^K, \quad (1.3.1)$$

unde: “B” e energia de legatura, “S” spinul, “N” numarul nucleonilor, “T” temperatura si

$$R_{np} = \frac{N_P + N_T}{Z_P + Z_T}.$$

- Acest model presupune ca:
 - Nucleonii umplu **uniform** volumul de ciocnire.
 - Conditii de **echilibru chimic** si **termic** au fost indeplinite.
 - Proximitatea spatiala **nu are** nici un **efect** asupra probabilitatii de coalescenta.
 - “Freeze-out”-ul apare **brusc**.
 - In aplicatii tipice spectrele protonice si cele neutronice sunt asemanatoare.
- Modelul este folosit in prezicerea razei sursei emitatoare:

$$R_{MCNTD} = \sqrt{\frac{5}{3}} \cdot \left(\frac{3V}{4\pi}\right)^{1/3} \cdot (1.3.2)$$

- **Nu** se ia in considerare dimensiunea **finita** a fragmentelor.
- Functiile termodinamice pentru un sistem cu mai multe particule (“many-body”) pot fi deduse cu ajutorul functiei de partitie “Z” (1.3.3) pentru un ansamblu statistic pentru care se defineste temperatura “T”, potentialul chimic “μ”, hamiltonianul sistemului “ \hat{H} ” si operatorul numarului de particule “ \hat{N} ”, pentru ansamblurile grandcanonice fluctuand atat energia cat si numarul de particule:

$$Z = Tr \left[\exp \left\{ -\frac{1}{T} (\hat{H} - \mu \hat{N}) \right\} \right] \cdot (1.3.3)$$

1.3.3 Modelul de coalescenta nucleonica bazat pe matricea densitatii (MCNMD)

- Modelul de coalescenta nucleonica bazat pe matricea densitatii Sato si Yazaki [69] presupune ca particulele emise pot fi reprezentate prin matrici de densitate.
- Valorile finite ale temperaturii pot fi incluse in calcule.
- Echilibrul chimic si termic nu este presupus.
- Calculele acestui model sunt nerelativiste. Prin utilizarea functiilor Wigner relativiste, Muller si colaboratorii sai au generalizat modelul in 1986 [70].
- Pentru functiile de unda ale particulelor si pentru distributia spatiala a acestora in regiunea excitata unde apare coalescenta se presupune forma functiei Gauss. Prin rezolvarea ecuatiei:

$$\left(\frac{d^3 N_K}{dp_K^3} \right)_{MCNMD} = R_{np}^N \cdot K^{5/2} \cdot \frac{2S+1}{2^K} \cdot \left(\frac{\hbar}{m_e} \right)^{(K-1)} \cdot \left[(1 + \beta_T v_K) \cdot \frac{4\pi \cdot v_K v}{v_K + v} \right]^{(3/2)(A-1)} \cdot \left(\frac{d^3 N_N}{dp_N^3} \right)_{MCNMD}^K$$

se poate determina parametrul dimensiunii ce caracterizeaza regiunea excitata in care are loc coalescenta “v”.

1.3.4 Modelul de coalescenta al fragmentelor

- Acest model de coalescenta [71] se foloseste pentru extragerea razelor surselor de particule din ciocnirile ionilor grei.
- Pentru energii de ciocnire intermediare se incearca explicarea nucleosintezei prin coalescenta fragmentelor.
- Modelul de coalescenta a fragmentelor ofera o posibilitate de “vizualizare” a fazei de fragmentare din interactiile ionilor grei.
- A fost aplicat la datele experimentale $^{40}\text{Ar}+^{45}\text{Sc}(b \cong 0)$ $E_{\text{fascicul}} = 55 \text{ \& } 115 \text{ A MeV}$, folosind detectorul 4π Array de la Michigan State University.
- O atentie deosebita s-a dat parametrului temperatura in model, deoarece razele extrase depind in mod semnificativ de acesta.
- A fost descris modul in care se pot extrage temperaturile din datele experimentale analizate.
- S-a realizat comparatia cu modelul de coalescenta dependent de doua temperaturi.
- Masurarea razelor emise in ciocnirile ionilor grei aduce informatii fundamentale asupra evolutiei dinamice a materiei nucleare excitate.
- Aceasta informatie permite estimarea expansiunii colective a sistemului inainte de “freeze-out” si duce la deducerea densitatilor.
- Comparatia razelor surselor excitate pentru fragmente avand mase diferite poate fi folositoare pentru deducerea unei relative ordonari a timpilor de “freeze-out” functie de mase si s-a sugerat posibila existenta a fazelor de separare lichid-gaz si gaz-plasma ale materiei nucleare.
- Materia compresata si incalzita expandeaza si se emit particule. Unele dintre acestea sunt compozite formate prin fuziunea unui numar de particule mai mici din interiorul zonei excitate.
- Probabilitatile pentru emisia particulelor sunt dependente de energie fiind corelate cu raza regiunii emitatoare prin **argumente de coalescenta**.
- Sectiunea eficace invariata pentru formarea unui compozit de “K” nucleoni d^3N_K/dp_K^3 se compara cu densitatea din spatiul impulsurilor a nucleonilor la puterea “K”: d^3N_N/dp_N^3 .
- Rezultatul este o variabila dimensionata, care sub anumite presupuneri specifice poate fi convertita in raza unei surse expandabile la momentul in care doua sau mai multe particule

inceteaza sa mai interactioneze prin forte tari pentru a forma un compozit specific (momentul de “freeze-out”).

- In regiunea energetica $E_{fascicul} \leq 100 A \text{ MeV}$ se obtin multiplicitati relativ mari ale nucleonilor si ale fragmentelor usoare. De aceea, cel putin la aceste energii trebuie considerata formarea fragmentelor prin coalescenta a doua particule.
- Aceste concepte au fost aplicate pentru studiul formarii fragmentelor usoare si asupra razelor surselor de particule la Lawrence Berkeley Laboratory (LBL) – Bevalac si la Brookhaven National Laboratory (BNL) – Alternative Gradient Synchrotron (AGS).

1.3.5 Modelul statistic al multifragmentarii nucleare

- Acesta este un model statistic pentru problema multifragmentarii [72] in ciocnirile ionilor grei.
- Se incepe cu o expresie Sackur-Tetrode generalizata pentru entropie.
- Se gasesc functiile - ponderi de configuratie. Fluctuatiile acestor configuratii se demonstreaza a fi Poisson.
- Prin minimizarea informatiei totale (se aplica legile conservarii energiei si ale numarului barionic) se obtin productiile de fragmente.
- Se lucreaza in cadrul fazei de tranzitite lichid-gaz, parametrii (ε, ρ) luand valorile caracteristice materiei nucleare “reci”.
- Este inclus studiul efectelor suprafetei nucleare (inclusiv corectia curburii suprafetei), energia Coulomb si starile interne excitate ale picaturii.
- Efectele Coulomb sunt incluse folosind atat o dependenta simpla $\approx A^{5/3}$ (ca in modelul picaturii de lichid) cat si o expresie mai completa care include prezenta “vaporilor”.
- Pentru ecuatie de stare se adopta o expresie viriala si se gaseste o solutie analitica pentru curba de coexistenta in materia neincarcata, infinita. Este de asemenea discutat cazul materiei finite si incarcate.
- Prin identificarea clusterilor cu nucleele detectate experimental se pot calcula ponderile fragmentelor pentru un palier de temperaturi.
- Pentru sisteme ale caror temperaturi sunt mult sub punctul critic se poate adopta modelul de evaporare Weisskopf si extins de Friedman si Lynch [73].

- Pentru temperaturi peste punctul critic se regaseste gazul nucleonic plus clusteri recombinati.
- Doua lucrari cheie asupra multifragmentarii vin de la colaborarea Purdue - Fermilab, care a descoperit o lege putere descrescatoare in distributiile de compozitie a speciilor observate ca functie de numarul de masa $dN/dA \approx A^{-\tau}$ [74].
- Legea putere - descrescatoare a fost prezisa de o teorie de condensare pentru modelul picatura, model dezvoltat de Fisher [75].
- In modelul Fisher, distributia de masa a picaturii langa un punct critic scade ca $A^{-\tau}$, unde “ τ ” este exponentul critic.
- In regiunea de tranzitie dintre evaporarea lichidului si recombinarea gazului, sistemul nuclear are un punct critic. In apropierea punctului critic, multe fragmente nucleare de dimensiuni variabile ar trebui sa fie prezente in distributia de compozitie (fenomenul de opalescenta critica). In aceasta zona de temperatura apar fluctuatii mari.
- Pentru ciocnirile ionilor grei la energii medii este necesara o teorie intre modelul de evaporare si cel de recombinaire a gazului nucleonic.
- Daca se presupune ca ionii care se ciocnesc formeaza o masa de “vapori” de nucleoni termalizati, se aplica o analiza statistica pentru a descrie compozitia sistemului.
- Se foloseste **aproximatia entropiei maxime**:
 - ❖ Se incepe cu un gaz format din “ A_0 ” nucleoni. Se asociaza clusterii cu nuclee legate.
 - ❖ La formarea clusterilor, densitatea medie a sistemului creste astfel incat noua raza “ R_g ” e mai mica decat raza initiala “ R_g^0 ”.
 - ❖ Dintr-un gaz de raza “ R_g^0 ” si densitate de sarcina “ $\zeta_g(z)$ ” se formeaza un cluster de nucleoni de raza “ R_g ” si densitate de sarcina “ $\zeta_l(z)$ ”.
 - ❖ Presupunerea ca procesul clusterizarii apare **simultan** in tot continutul gazului permite atribuirea aceleiasi temperaturi fiecarui cluster.
 - ❖ Se presupune ca **toti** nucleonii din gaz sunt continuti in clusteri de la dimensiunea 1 la “ A_0 ”.
 - ❖ Din multitudinea de configuratii in care gazul ar putea clusteriza se incearca identificarea celei mai probabile. Acest lucru se poate infaptui prin **maximizarea entropiei**.
- Expresia Sackur – Tetrode pentru entropie a fost generalizata de A. R. De Angelis si A. Z. Mekjian pentru a include excitatiile interne ale clusterilor:

$$S = k_B \sum_A N_A \left\{ \ln \left[e^{5/2} \cdot \frac{V}{N_A} \cdot \frac{Z_{\text{int.}}(A)}{\lambda_T^3(A)} \right] + \frac{\mathcal{E}_A^*(k_B T)}{k_B T} \right\}, \quad (1.3.5)$$

- ❖ unde: “V” e volumul sistemului ; “ N_A ” este numarul de clusteri cu “A” nucleoni;
 “ $Z_{\text{int.}}$ ” e functia de partitie interna a clusterului:

$$Z_{\text{int.}}(A) = \sum_{n=0} e^{-\varepsilon_n(A)/k_B T} \cdot g_S(n). \quad (1.3.6)$$

- ❖ $\mathcal{E}_A^*(T)$ este energia de excitatie interna:

$$\mathcal{E}_A^*(T) = \frac{\sum_n \varepsilon_n \cdot e^{-\varepsilon_n(T)/k_B T} \cdot g_S(n)}{\sum_n e^{-\varepsilon_n(T)/k_B T} \cdot g_S(n)}. \quad (1.3.7)$$

- ❖ $\varepsilon_n(A) = 0$ starea fundamentala; $n=1,2,\dots$ sunt starile excitate ale clusterului.
- ❖ $g_S(n) = 2J_n + 1$ este factorul de degenerare dupa spin.
- ❖ $M_A \approx m_p \cdot A$, iar inversul functiei de partitie de translatie este:

$$\lambda_T^3 = \frac{h^3}{(2\pi M_A k_B T)^{3/2}} = \frac{1}{Z_{tr.}}. \quad (1.3.8)$$

➤ “ N_A ” se obtine prin maximizarea entropiei supusa la doua constrangeri:

- ❖ 1-a fixeaza ca numarul total de nucleoni sa fie “ A_0 ”:

$$A_0 = \sum_{A=1}^{A_0} A \cdot N_A. \quad (1.3.9)$$

- ❖ cea de a 2-a fixeaza ca energia totala sa fie:

$$E = \sum_{A=1}^{A_0} \left(\frac{3}{2} k_B T + \bar{\epsilon}_A^*(T) + M_A - B_E(A) \right) \cdot N_A, \quad (1.3.10)$$

❖ unde: $B_E(A)$ este energia starii fundamentale (de legatura a nucleului).

- Pentru a obtine entropia maxima se construiesc prin tehnica multiplicatorilor lui Lagrange functia:

$$h = S - \lambda \cdot \left[A_0 - \sum_{A=1}^{A_0} A \cdot N_A \right]. \quad (1.3.11)$$

- Se gaseste setul “ N_A ” pentru care:

$$\delta h = 0 \text{ si } \delta E = 0, \quad (1.3.12)$$

$$\bar{N}_A = \frac{V}{\lambda_T^3} \cdot e^{\lambda A - (M_A - B_E(A))/k_B T} \cdot Z_{\text{int.}}(A). \quad (1.3.13)$$

- “ λ ” se determina din constrangerea:

$$A_0 = \sum_{A=1}^{A_0} A \cdot N_A. \quad (1.3.14)$$

- Din cauza ca numarul de particule din sistemul nostru este mic la scara termodinamica, pot exista fluctuatii mari ale valorilor determinate termodinamic. Functia pondere a multiplicitatii reprezinta o masura a probabilitatii ca o configuratie sa apara.
- Calculand nr. de microstari compatibile cu o macrostare data:

$$\Omega = e^{S/k_B}, \quad (1.3.15)$$

- se obtine dupa inlocuire expresia entropiei Sackur – Tetrode:

$$\Omega = \prod_A \left\{ \left[e^{5/2} \cdot \frac{V}{N_A} \cdot \frac{Z_{\text{int.}}(A)}{\lambda_T^3(A)} \right]^{N_A} \cdot e^{\frac{\bar{\epsilon}_A^*(k_B T) \cdot N_A}{k_B T}} \right\}. \quad (1.3.16)$$

➤ Utilizand aproximatia Stirling:

$$N_A! \cong \sqrt{2\pi N_A} \cdot N_A^{N_A} \cdot e^{-N_A}, \quad (1.3.17)$$

➤ rezulta imediat:

$$\Omega = \prod_A \left\{ \left[e^{3/2} \cdot V \cdot Z_{\text{tr.}} \cdot Z_{\text{int.}}(A) \cdot e^{\frac{\bar{\epsilon}_A^*(k_B T)}{k_B T}} \right]^{N_A} \cdot \frac{\sqrt{2\pi N_A}}{N_A!} \right\}. \quad (1.3.18)$$

➤ Forma Poisson a numarului de microstari compatibile cu o macrostare data face lesne de studiat importanta fluctuatiilor departe de cea mai probabila partitie:

$$\Omega = \prod_A \left\{ \frac{(\bar{N}_A)^{N_A}}{N_A!} \right\} \cdot e^{-\lambda A_0 + E/k_B T}. \quad (1.3.19)$$

ANEXA I: Distributia impulsurilor nucleonilor in aproximatia gazului Fermi

O caracteristica fundamentala a oricarui sistem de multi-corpuri o reprezinta drumul liber mijlociu caracteristic ciocnirilor dintre particulele componente ale sistemului. O varietate larga de dovezi experimentale constituie un argument convingator al faptului, ca in nucleu, acest drum liber mijlociu este mare in comparatie cu distanta dintre nucleoni. In multe cazuri, acesta este mai mare chiar decat dimensiunea nucleului.

Una dintre caile cele mai directe de explorare a opacitatii nucleare este data de catre experimentele de imprastiere, care pot implica protoni si neutroni incidenti. Pentru un sistem care este caracterizat de un drum liber mijlociu mic in comparatie cu raza nucleara, sectiunea eficace totala variaza monoton cu energia, descrescand lent cu energia pe palierul de energie considerat, catre valoarea limita $2\pi R^2$. Observarea unor variatii semnificative ale sectiunii

eficace, este atribuita interferentei dintre unda incidenta si unda transmisa. Caracteristic acestor sisteme, drumul liber mijlociu este comparabil cu raza nucleara.

Existenta unui drum liber mijlociu nucleonic mai lung decat raza nucleara, indica existenta unui potential mediu variind lent, potential in care particulele se misca independent. Ca o prima aproximatie pentru nucleeele grele, efectele de suprafata pot fi neglijate. Astfel, modelul de gaz Fermi rezultat, se dovedeste a fi un punct de plecare in analiza multor proprietati volumice ale nucleelor.

Daca se considera, spre exemplu, un volum V in care potentialul are o valoare constanta, starile uni-particula sunt descrise de unde plane de forma:

$$\varphi_v = V^{-1/2} \exp(i\vec{k} \cdot \vec{r}) \chi_{m_s} \xi_{m_\tau}, \quad (\text{A.1})$$

unde: χ_{m_s} si ξ_{m_τ} sunt functiile de unda nucleonice de spin si respectiv de izospin, specificate prin numerele cuantice "magnetice" care descriu spinul nucleonului, $m_s = \pm \frac{1}{2}$, si respectiv izospin, $m_\tau = +\frac{1}{2}$ (proton), $m_\tau = -\frac{1}{2}$ (neutron).

Neglijarea efectelor de suprafata, face ca valorile permise pentru vectorul de unda \vec{k} sa fie determinate relativ usor, prin impunerea conditiilor de periodicitate ale functiei de unda uni-particula:

$$\varphi(x, y, z) = \varphi(x + L, y, z) = \varphi(x, y + L, z) = \varphi(x, y, z + L), \quad (\text{A.2})$$

unde L este lungimea elementului de volum in care particulele sunt cuantificate ($\Omega = L^3$). Conditii la limita (A.2) conduc la urmatoarele valori proprii ale proiectiilor vectorului de unda pe cele trei axe spatiale:

$$k_x = \frac{2\pi}{L} n_x, k_y = \frac{2\pi}{L} n_y, k_z = \frac{2\pi}{L} n_z, \quad (\text{A.3})$$

cu: $n_x, n_y, n_z = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$, iar indicele v este reprezentat de intregul set de numere cuantice de mai sus: $v \equiv (n_x, n_y, n_z, m_s, m_\tau)$. Calcule elementare conduc la expresia binecunoscuta a densitatii medii de nivele uni-particula in spatiul numerelor de unda k :

$$dn = 4 \left(\frac{1}{2\pi} \right)^3 V d^3k, \quad (\text{A.4})$$

unde factorul 4 reflecta cele patru stari diferite de spin si izospin corespunzatoare fiecarei valori proprii \vec{k} . Starea fundamentala a gazului Fermi poate fi obtinuta prin formarea unei stari produs in care sunt completate starile uni-particula (A.1) avand energia cea mai joasa. Starile completate vor fi despartite de starile necompletate de suprafata Fermi, avand numerele de unda corespunzatoare notate: $k_F^{(n)}$ (pentru neutroni) si respectiv $k_F^{(p)}$ pentru protoni.

Valoarea k_F este determinata din conditia ca numarul de stari ocupate sa fie egal cu numarul de particule (N pentru neutroni si Z pentru protoni). Astfel, ecuatia (A.4) conduce la:

$$k_F^{(n)} = \left(3\pi^2 \frac{N}{V} \right)^{1/3}, \quad (\text{A.5})$$

$$k_F^{(p)} = \left(3\pi^2 \frac{Z}{V} \right)^{1/3}. \quad (\text{A.6})$$

Folosind valoarea binecunoscuta a densitatii centrale nucleare normale:

$$\rho(0) = 0,17 \text{ nucleoni } fm^{-3}, \quad (\text{A.7})$$

pentru nucleele cu numar egal de protoni si neutroni ($N=Z=A/2$), se poate obtine o valoare estimativa a numarului de unda la suprafata Fermi [76]:

$$k_F \approx 1,36 \text{ } fm^{-1}. \quad (\text{4.A.8})$$

Unul din testele directe al modelului de gaz Fermi consta in masuratorile distributiei de impulsuri ale nucleonilor. Experimentele care utilizeaza particule incidente avand energii inalte au incercat sa determine acest tip de distributie. Analiza cantitativa este insa marcata de dificultati in descrierea mecanismelor de reactie implicate.

Energia Fermi, obtinuta cu ajutorul valorii numarului de unda Fermi estimat mai sus (A.8), reprezinta maximul energiei cinetice a unei particule in gazul Fermi:

$$\varepsilon_F = \frac{(\hbar k_F)^2}{2m_N} \approx 37 \text{ MeV} . \quad (\text{A.9})$$

Energia cinetica totala a gazului Fermi de nucleoni poate fi obtinuta prin sumarea peste toate starile ocupate:

$$E_{cin.} = \frac{3}{5} (N\varepsilon_F^{(n)} + Z\varepsilon_F^{(p)}) \approx \frac{3}{5} A\varepsilon_F . \quad (\text{A.10})$$

Valoarea energiei Fermi indica ca, in conditii experimentale normale, nucleul poate fi aproximat cu un gaz Fermi avand un grad inalt de degenerare ($T \cong 0$). O fractiune semnificativa a nucleonilor va fi excitata, numai atunci cand energiile de excitatie vor fi de ordinul $\varepsilon_F A \approx 1 \text{ GeV}$.

Corectiile cuantice pentru sistemele nucleonice de multi-corpuri aflate in cele patru stari diferite de spin si izospin [77] modifica perturbativ expresia (A.10) astfel:

$$\frac{E_{cin.}}{A} = \frac{(\hbar k_F)^2}{2m_N} \cdot \left[\frac{3}{5} + \frac{2}{\pi} k_F d + \frac{12}{35\pi^2} \cdot (11 - 2 \ln 2) \cdot (k_F d)^2 + 0,78 \cdot (k_F d)^3 + \dots \right] . \quad (\text{A.11})$$

unde: d reprezinta lungimea de imprastiere efectiva pentru imprastierea libera a doua particule, putand fi definita si pentru potentiale care contin singularitati.

Lungimea de imprastiere este egala ca valoare cu diametrul particulei in modelul de gaz Fermi care ia in considerare potentiale de scurta distanta repulsive [78-80] care tind ca valoare la infinit (modelul de "hard-sphere").

Ecuatia (A.11) ofera urmatoarea interpretare fizica:

- Primul termen este termenul familiar al energiei cinetice a unui gaz Fermi de particule care nu interactioneaza intre ele (A.10)
- Cel de al doilea termen, linear in lungimea de imprastiere, reprezinta efectul imprastierii inainte (directe si de schimb) de catre celelalte particule din mediu si a fost obtinut pe cale teoretica in ipoteza in care se include efectul unui potential repulsiv asupra functiei de unda biparticula in mediul nuclear [77]. Un rezultat echivalent a fost derivat de catre Lenz in 1929 folosind relatia dintre indicele de refractie si amplitudinea de imprastiere inainte [81].

- Prin aplicarea principiului de exclusiune starilor intermediare, Huang, Yang si Lee au obtinut pentru prima oara cel de al treilea termen [82, 83].
- Ultimul termen necesita un studiu de corelatii de trei particule, depinzand de forma precisa a potentialului. DeDominicis si Martin au determinat in 1957 termenul corectiv proportional cu $(k_F d)^3$ pentru materia nucleara [84], iar expresia generala a fost calculata de catre Efimov si Amusya in anul 1965 [85].
- Fiecare ciocnire dintre o particula si un gol implica existenta unei particule in plus, justificand aparitia puterilor mai mari sau egale cu 4 in lungimea de imprastiere, termenii corectivi fiind insa neglijabili.

Totusi, corectiile cuantice pentru sistemele nucleonice de multi-corpuri (A.11) nu influenteaza rezultatele prezentate in aceasta teza de doctorat, intrucat conditiile perturbative $k_F d \ll 1$ nu sunt indeplinite pentru nici unul dintre sistemele fizice analizate:

1. Pentru ciocnirile ${}^4_2\text{He} + {}^7_3\text{Li}$ la $E_{inc.} = 4,6 \text{ A GeV}$, amplitudinea de imprastiere ia valori foarte mari, astfel incat, in ciuda faptului ca proiectilul de ${}^4_2\text{He}$ poate fi considerat un sistem fermionic rarefiat avand $k_F \rightarrow 0$ (A.5 – A.6), produsul $k_F d$ ia valori comparabile cu unitatea.
2. Corespunzator interactiilor ${}^{40}_{18}\text{Ar} + {}^{12}_6\text{C}$ la energii medii $E_{inc.} = 213 \text{ A MeV}$ [10], atat amplitudinea de imprastiere cat si densitatea fermionica a nucleului de ${}^{40}_{18}\text{Ar}$ au valori suficient de mari ($k_F d \cong 1$) pentru ca dezvoltarea perturbativa (A.11) sa nu mai poata fi luata in considerare.

Bibliografie

Capitolul I

1. H. H. Heckman *et al.*, in “*Proc. of the 5th Intern. Conf. on High Energy Physics and Nuclear Structure (Uppsala, Suedia, 1973)*”, editata de G. Tibbell, (Elsevier, New York), 403 (1974).
2. H. Feshbach si K. Huang, Phys. Lett. 47B, no. 4, 300 (1973).
3. K. Huang, Phys. Rev. 146, 1075 (1966).
4. K. Huang, Phys. Rev. 156, 1555 (1967).
5. E. J. Moniz, I. Sick, R. R. Whitney, J. R. Ficenec, R. D. Kephart si W. P. Trower, Phys. Rev. Lett. 26, no. 8, 445 (1971).
6. F. Beiser, B. Cork, D. Greiner, H. Heckman si P. Lindstrom, in “*Report to Second Summer Study of Relativistic Heavy Ions, LBL, Berkeley, California, iulie 1974*”, (1974); Bull. Am. Phys. Soc. 19, 518 (1974).
7. A. S. Goldhaber, Phys. Lett. 53B, 306 (1974).
8. J. V. Lepore si R. J. Jr. Riddell, LBL Report LBL-3086 (1974); LBL-3675, 283 (1974).
9. G. F. Bertsch, Phys. Rev. Lett. 46, 472 (1981).
10. Y. P. Viyogi *et al.*, Phys. Rev. Lett. 42, no. 1, 33 (1979).
11. M. J. Murphy, Phys. Lett. 135, nos. 1,2,3, 25 (1984).
12. F. P. Brady *et al.*, Phys. Rev. Lett. 60, no. 17, 1700 (1988).
13. S. Nagamiya *et al.*, Annual Rev. Nucl. Part. Sc. 35, 155 (1984).
14. J. Dreute *et al.*, Phys. Rev. C44, 1057 (1991).
15. M. Muthuswamy, Colaborarea E814, Nucl. Phys. A544, 425c (1992).
16. M. I. Adamovich, Phys. Rev. C40, 66 (1989).
17. E. Stenlund, Colaborarea EMU01, in “*Proc. of the Conference on High-energy Physics: Hadron structure ' 94 (Kosice, Slovacia, 19-23.09.1994)*”, 188 (1994).
18. Colaborarea EMU01, Nucl. Phys. A593, no. 4, 535 (1992).
19. R. Stock, Phys. Rep. 135, 259 (1986).
20. C. Besliu si Al. Jipa, Rev. Roum. Phys. 33, 409 (1988).
21. W. Cassing, V. Metag, U. Mosel si K. Niita, Phys. Rep. 188, 363 (1990).
22. C. Besliu si Al. Jipa, Rom. Journal of Phys. 37, 1011 (1992).
23. C. Besliu si Al. Jipa, Il Nuovo Cimento A106, 317 (1993).

24. C. Besliu si Al. Jipa, Rom. Journal of Phys. 38, 507 (1993).
25. C. Besliu, Al. Jipa, R. Zaharia, D. Felea, I. S. Zgura *et al.*, in “*Proc. of the XXVIIth International Conference on High Energy Physics ICHEP ’ 94 (Glasgow, Scotia, Marea Britanie, 20-27.07.1994)*”, editata de P. J. Bussey si I. G. Knowles, (Institute of Physics Publishing, Bristol si Philadelphia), 1440 (1995).
26. C. Besliu, Al. Jipa *et al.*, Rom. Rep. in Phys. 48, 407 (1996).
27. Al. Jipa, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 22, 231 (1996).
28. C. Beşliu, Al. Jipa, R. Zaharia, M. Iosif, C. Argintaru, D. Argintaru, D. Felea, C. Grigorie, N. Ioneci, Cl. Rusu si I. S. Zgura, in “*Proc. of the International Symposium on Large Scale Collective Motion of Atomic Nuclei (Brolo-Messina, Sicilia, Italia, 15-19.10.1996)*”, editata de G. Giardina, G. Fazio si M. Lattuada, (World Scientific, Singapore, New Jersey, Hong Kong si Londra), 307 (1997).
29. C. Beşliu, Al. Jipa *et al.*, European Physical Journal A1, 65 (1998).
30. C. Besliu, Al. Jipa, D. Argintaru, R. Zaharia, D. Felea, I. S. Zgura, C. Argintaru si C. Grigorie, Romanian Journal of Physics 43, nos. 1-2, 489 (1998).
31. C. Beşliu si Al. Jipa, Rom. Journal of Phys. 44, 237 (1999).
32. C. Besliu, Al. Jipa, R. Zaharia, D. Argintaru, C. Argintaru, D. Felea, N. Ioneci–Sarbu, M. Iosif, C. Grigorie si I. S. Zgura, Nuclear Physics A672, 446 (2000).
33. D. Felea, C. Besliu, V. Topor – Pop, Al. Jipa, A. Gheata, I. S. Zgura si R. Zaharia, prezentare orala a autorului in cadrul celui de-al 36^{lea} curs “FROM THE PLANCK LENGTH TO THE HUBBLE RADIUS” al Scolii Internationale de Fizica Subnucleara, Erice – Sicilia, Italia, 29.08-7.09.1998.
34. D. Felea, C. Besliu, V. Topor – Pop, A. Gheata, Al. Jipa, I. S. Zgura si R. Zaharia, in “*Proc. of the 8th International Conference on the Structure of Baryons – BARYONS’ 98, Univ. din Bonn, Germania, 22-26.09.1998*”, Ed. World Scientific (Singapore), (prezentare poster a autorului), (1999).
35. C. Besliu, D. Felea, V. Topor – Pop, A. Gheata, I. S. Zgura, Al. Jipa si R. Zaharia, Phys. Rev. C60, 024609 (1999).
36. B. Jakobsson, R. Kullberg si I. Otterlund, Lett. Nuovo Cimento 15, 444 (1976).
37. K.-H. Schmidt *et al.*, Nucl. Phys. A542, 699 (1992).
38. E. Hanelt *et al.*, Z. Phys. A346, 43 (1993).
39. C. Donzaud *et al.*, Nucl. Phys. A593, 503 (1995).
40. J. Reinhold *et al.*, Phys. Rev. C58, 247 (1998).

41. O. Sima, “*Simularea Monte - Carlo a transportului radiatiilor*”, Editura ALL, Bucuresti, (1994).
42. E. M. Gelbard, *Progr. Nucl. Energy* 24, 1 (1990).
43. D. E. Knuth, “*Tratat de programare a calculatoarelor. Algoritmi seminumerici*”, Ed. Tehnica, Bucuresti, (1983).
44. G. S. Fishman, L. R. Moore, *SIAM J. Sci. Stat. Comput.* 7, 24 (1986).
45. V. Sima, “*Metode noi in matematica moderna*”, Ed. Stiintifica, Bucuresti, (1992).
46. I. Vaduva, *RAVAGE*, “*O biblioteca de subrutine FORTRAN pentru generarea cu calculatorul a numerelor aleatoare si a vectorilor aleatori. Ghidul utilizatorului*”, Bucuresti, CCUB, (1980).
47. P. L’Ecuyer, *Comm. ACM* 31, 742 (1988).
48. A. S. Goldhaber, *Phys. Lett.* 53B, 306 (1974).
49. C. Besliu, D. Felea, V. Topor – Pop, A. Gheata, I. S. Zgura, Al. Jipa si R. Zaharia, *Phys. Rev. C*60, 024609 (1999).
50. E. J. Moniz *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* 26, no. 8, 445 (1971).
51. P. B. Gossiaux, R. Puri, Ch. Hartnack si J. Aichelin, *Nucl. Phys.* A619, 379 (1997).
52. A. Schuttauf *et al.*, *Nucl. Phys.* A607, 457 (1996).
53. J. V. Lepore si R. J. Jr. Riddell, *LBL Report* LBL-3086 (1974); LBL-3675, 283 (1974).
54. D. E. Greiner *et al.*, *Physics Review Letters* 35, 152 (1975).
55. M. J. Murphy, *Phys. Lett.* 135, nos. 1,2,3, 25 (1984).
56. S. Chandrasekhar, *Rev. Mod. Phys.* 15, 1 (1943).
57. A. A. Markoff, “*Wahrscheinlichkeitsrechnung*”, Leipzig, (1912).
58. Y. P. Viyogi *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* 42, no. 1, 33 (1979).
59. J. Aichelin, *Phys. Rep.* 202, 233 (1991).
60. S. A. Bass *et al.*, *Prog. Part. Nucl. Phys.* 41, 225 (1998).
61. M. Bleicher *et al.*, <http://www.th.physik.uni-frankfurt.de/~urqmd/urqmd.html>.
62. B. Nielsson – Almquist si E. Stenlund, *Comp. Phys. Comm.* 43, 387 (1987).
63. H. Sorge *et al.*, *NATO ASI Series B: Physics* 303, 335 (1993).
64. M. I. Adamovich *et al.*, *Nucl. Phys.* A593, 535 (1995).
65. C. Besliu, D. Felea, Al. Jipa, I. S. Zgura, A. Gheata, R. Zaharia, *Rom. Rep. in Phys.* 52, nos. 8-9, 583 (2000)
66. S. F. Butler si C. A. Pearson, *Phys. Rev.* 129, 836 (1963).
67. A. Schwarzschild si C. Zupancic, *Phys. Rev.* 129, 854 (1963).
68. C. B. Dover, U. Heinz, E. Schnedermann si J. Zimanyi, *Phys. Rev. C*44, 1636 (1991).

69. H. Sato si K. Yazaki, Phys. Lett. 98B, 153 (1981).
70. B. Muller, M. Sano, H. Sato si A. Schafer, Report no. INS-Rep-609, (1986).
71. W. J. Llope *et al.*, Phys. Rev. C52, 2004 (1995).
72. A. R. De Angelis si A. Z. Mekjian, Phys. Rev. C40, 105 (1989).
73. W. A. Friedman si W. G. Lynch, Phys. Rev. C28, 950 (1983).
74. J. E. Finn *et al.*, Phys. Lett. 118B, 458 (1982).
75. M. E. Fisher, Physics (N.Y.) 3, 255 (1967).
76. A. Bohr si B. R. Mottelson, in “*Nuclear Structure*”, (Ed. W. A. Benjamin, New York, Amsterdam), 140 (1969).
77. A. L. Fetter si J. D. Walecka, in “*Quantum Theory of Many-Particle Systems*”, editata de B. Bayne si M. Eakins (Ed. McGraw-Hill Book Company, New York, San Francisco, Mexico, St. Louis, Panama, Dusseldorf, Sydney, Londra, Toronto), 132-149 (1971).
78. V. M. Galitskii, Sov. Phys. – JETP 7, 104 (1958).
79. K. A. Brueckner, in “*Theory of Nuclear Structure*”, in C. DeWitt (ed.), “*The Many Body Problem*”, (Ed. John Wiley and Sons, Inc., New York), 47 (1959).
80. L. I. Schiff, in “*Quantum Mechanics*”, a 3^a ed., (Ed. McGraw-Hill Book Company, New York), sectiunea 19 (1968).
81. W. Lenz, Z. Phys. 56, 778 (1929).
82. K. Huang si C. N. Yang, Phys. Rev. 105, 767 (1957).
83. T. D. Lee si C. N. Yang, Phys. Rev. 105, 1119 (1957).
84. C. DeDominicis si P. C. Martin, Phys. Rev. 105, 1417 (1957).
85. V. N. Efimov si M. Ya. Amusya, Sov. Phys. – JETP 20, 388 (1965).
86. L. D. Landau si E. M. Lifchitz, in “*Fizica Statistica*”, al 5^{lea} volum, a 3^a ed., editata de R. Dinu, O. Nistor si S. Dumitrescu (Ed. Tehnica, Bucuresti), 160 (1988); traducere de G. Ciobanu si N. Fiuciuc dupa “*Statisticeskaya Fizika*”, tom V, (Ed. Nauka, Moscova), (1978).

Capitolul II Sisteme de detectie

II.1 Principii generale de detectie

Detectare radiatiilor nucleare se bazeaza pe procesele de interactie dintre radiatia nucleara si materie. De aceea, pentru orice tip de radiatie nucleara – particule cu sarcina de mase diferite (de la electroni la ioni grei), particulele neutre cu masa de repaus nenula, radiatii electromagnetice s.a. – trebuie cunoscute aceste procese [1, 2, 3, 4, 5]. Prin procesul de interactie, radiatiile nucleare transfera o parte din energia lor – uneori toata energia disponibila – mediului cu care interactioneaza. Acesta este principiul fundamental al radiatiilor nucleare. Particulele cu sarcina transfera energia lor materiei prin ciocniri directe cu electronii atomilor, ceea ce provoaca excitarea sau ionizarea atomilor. Radiatia neutra (fara sarcina electrica) trebuie sa sufere o reactie cu materia care sa conduca la particule cu sarcina care, la randul lor, excita si/sau ionizeaza atomii mediului respectiv. Forma sub care apare energia convertita in mediu depinde de structura si proprietatile detectorului.

Trebuie mentionat faptul ca, uneori, prin **sistem de detectie** se intelege detectorul de radiatii si sistemul de prelucrare a semnalului [4, 5].

Orice detector de radiatii nucleare este format din 3 parti componente importante, si anume:

- (a) volumul sensibil;
- (b) elementele de structura;
- (c) sistemul de formare a semnalului.

In volumul sensibil se produc interactiile dintre radiatiile nucleare si materie. In urma acestor interactii se obtine informatia necesara. Sistemul de formare a semnalului permite extragerea informatiei obtinute in volumul sensibil si pregatirea ei pentru sistemul de prelucrare al semnalului. Elementele de structura implica aceea parte a detectorului de radiatie care permite mentinerea volumului sensibil, sistemului de formare al semnalului si eventual, a sistemelor de alimentare cu curent electric sau tensiune electrica, intr-un tot unitar. La multi detectori de radiatii nucleare, printre elementele de structura se numara si fereastra de intrare. Aceasta fereastra de intrare trebuie sa fie transparenta la radiatia nucleara detectata. Trebuie remarcat ca orice detector trebuie sa dea un semnal de iesire.

Natura volumului sensibil al detectorului si natura semnalului de iesire dat de detector sunt doua criterii importante pentru clasificarea acestora. De aceea, se vorbeste despre:

- ✓ detectori cu gaz,

- ✓ detectori lichizi (cu lichid),
- ✓ detectori solizi (cu corp solid),
- ✓ detectori cu semnal electric si semnal neelectric.

Pentru fiecare tip de detector se obtin diferite semnale de iesire, iar pentru fiecare semnal exista metode diferite de prelucrare.

Prezentarea detectorilor de radiatii nucleare se poate face din mai multe puncte de vedere. Cele mai des folosite sunt cele care discuta tipurile de detectori in termenii de structura si mod de operare. O alta cale de interes este cea a functiilor specifice indeplinite de detectori. Prima cale este de interes mai mare pentru cei care gandesc si construiesc diferite tipuri de detectori, iar cea de a doua cale este de folos pentru cei care utilizeaza diferiti detectori.

II.1.1 Proprietatile si functiile detectorilor

Aspectele mentionate anterior referitoare la detectorii de radiatii nucleare pot fi intelese mai bine si sunt legate mai profund prin proprietatile fundamentale ale detectorilor si sistemelor de detectie. Trebuie aratat faptul ca tipul de detector determina proprietatile fundamentale, iar proprietatile detectorului permit stabilirea functiilor detectorului.

Detectorii pot avea sase proprietati fundamentale, si anume:

1. Detectia
2. Formarea semnalului de iesire
3. Discriminarea
4. Masurarea de energie
5. Masurarea de timp
6. Masurarea de pozitie

Din cele 6 proprietati prezentate numai 2 sunt comune tuturor detectorilor, anume: detectia si formarea semnalului de iesire.

Cele sase proprietati fundamentale mentionate determina cinci functii de baza pentru detectorii de radiatii. Acestea sunt:

1. Numararea
2. Masurarea de energie (Spectrometria de amplitudine a pulsurilor)
3. Masurarea de pozitie (Formarea de imagini si traectorii)
4. Masurarea de timp (Obtinerea de informatii temporale)

5. Dozimetria radiatilor nucleare

Fiecare proprietate fundamentala este caracterizata printr-un parametru asociat si printr-o variabila asociata. Variabila asociata stabileste domeniul de aplicare a unei proprietati, iar parametrul asociat da o masura cantitativa a acesteia.

Parametrul asociat proprietatii de detectie este eficacitatea de detectie. Variabila asociata acestei proprietati este numarul de semnale/pulsuri inregistrate. Pentru proprietatea de formare a semnalului exista diferiti parametrii asociati, iar variabila asociata este, pentru oricare dintre ei, continutul de informatie. O situatie similara se intalneste si in cazul proprietatii de discriminare; si in acest caz exista diferiti parametrii asociati, iar variabila asociata este, pentru oricare dintre ei, natura radiatiei. Rezolutia energetica este parametrul asociat proprietatii de masurare de energie. Variabila asociata este, in acest caz, energia. Cea de a cincea proprietate din lista prezentata anterior, masurarea de timp, are ca parametru asociat rezolutia temporala, variabila asociata fiind timpul. In ceea ce priveste proprietatea de masurare de pozitie, parametrul asociat este rezolutia spatiala, iar variabila asociata este pozitia.

In multe situatii se prefera tratarea globala a unor aspecte legate de performantele detectorilor si se foloseste termenul de **caracteristici generale ale detectorilor**. Prin aceasta formulare se regasesc parametrii asociati proprietatilor detectorilor, cu unele componente ale lor. Printre aceste caracteristici generale ale detectorilor se numara: sensibilitatea, raspunsul detectorului, rezolutia energetica, functia de raspuns a detectorului, timpul de raspuns, eficacitatea de detectie si timpul mort al detectorului.

Prin **sensibilitate** se intelege capacitatea unui detector de radiatii nucleare de a produce un semnal de iesire utilizabil pentru un tip de radiatie dat si o energie data. Nici un detector nu este sensibil la toate tipurile de radiatie si la toate energiile radiatiilor nucleare. Sensibilitatea unui detector depinde de sectiunile eficace ale proceselor de ionizare in volumul sensibil al detectorului, masa volumului sensibil al detectorului, zgomotul detectorului, natura elementelor de structura (natura materialului care inconjoara volumul sensibil al detectorului), inclusiv a materialului din care este realizata fereastra de intrare. Aceasta caracteristica este legata, in principal, de proprietatea de formare a semnalului.

Raspunsul detectorului este definit ca fiind relatia dintre energia radiatiei si sarcina totala sau amplitudinea pulsului pentru semnalul de iesire. Este legat de proprietatea de masurare de energie. Relatia dintre energia radiatiei si sarcina totala sau amplitudinea pulsului pentru semnalul de iesire este, in cele mai multe situatii de interes, una liniara sau aproximativ liniara, pe anumite domenii de energie sau pentru anumite tipuri de radiatii.

Raspunsul detectorului este, de aceea, dependent si de mecanismele de reactie declansate in volumul sensibil al detectorului de diferite particule, sau de acelasi tip de particula dar cu energii in domenii diferite.

Rezolutia energetica este parametrul asociat proprietatii de masurare a energiei. Nu toti detectori au aceasta proprietate. Se defineste ca fiind extinderea in energie pentru care detectorul de radiatii mai poate detecta doua radiatii nucleare ca distincte. In mod ideal, maximul care trebuie observat la o masurare de energie ar trebui sa aiba forma unei functii δ (Dirac). Datorita fluctuatiilor in numarul de excitari si ionizari, specifice proceselor la nivel atomic si nuclear, forma maximului este de tip gaussian. De aceea, rezolutia energetica absoluta este definita ca largimea totala la semianaltimea maximului. Rezolutia energetica relativa este definita ca raportul dintre rezolutia energetica absoluta si energia pentru care a fost determinata rezolutia energetica absoluta. Rezolutia energetica relativa are o anumita dependenta de energie. Forma acestei dependente este determinata de tipul de detector de radiatii nucleare folosit. Este una din caracteristicile cele mai importante ale unui detector de radiatii nucleare.

Functia de raspuns a unui detector este legata tot de proprietatea de masurare a energiei. Se ia in considerare faptul ca forma spectrului de energie masurat prezinta dependenta de tipul radiatiei nucleare detectate. Functia de raspuns a unui detector la o energie data este determinata de mai multi factori, si anume: natura interactiilor pe care radiatiile nucleare le sufera in volumul sensibil al detectorului, natura volumului sensibil, forma detectorului si geometria de detectare. In mod obisnuit functia de raspuns a detectorului ia forma spectrului de amplitudini ale pulsurilor radiatiilor nucleare detectate. Ea este diferita de la un tip de detector la altul. De exemplu, forma functiei de raspuns pentru energia de 661 keV a unor radiatii γ este diferita pentru un detector cu semiconductor (cu germaniu, de exemplu) si pentru un detector cu scintilatie (scintilator organic, de exemplu). In primul caz, datorita faptului ca sectiunea eficace pentru producerea efectului fotoelectric este mare in raport cu sectiunea eficace pentru imprastiere Compton, la energia considerata, se va observa un maxim datorat efectului fotoelectric foarte inalt si ingust dar si o distributie continua datorata imprastierii Compton foarte mica. In cel de al doilea caz, datorita faptului ca scintilatorul organic are un numar atomic Z mic, se va observa in functia de raspuns a detectorului numai distributia continua datorata imprastierii Compton, imprastiere care este predominanta pentru situatia considerata.

Timpul de raspuns al detectorului reprezinta timpul necesar pentru formarea unui semnal de iesire, timp considerat de la ajungerea radiatiei nucleare pe volumul sensibil al detectorului. Timpul de raspuns al detectorului este asociat proprietatii de masurare de timp. Pentru a indeplini in conditii optime functia de masurare de timp este necesar ca semnalul de iesire sa fie format rapid astfel incat sa aiba o largime mica (sa fie ingust), cu un front de crestere cat mai rapid, aproape vertical. Este importanta si durata semnalului, deoarece in acest interval de timp nu mai poate fi inregistrat un al doilea eveniment. In functie de natura volumului sensibil al detectorului pe durata inregistrarii unui eveniment pot interveni doua situatii:

(a) detectorul este insensibil pentru un al doilea eveniment;

(b) din cauza prezentei primului eveniment, cel de al doilea eveniment se va suprapune peste primul eveniment; apare asa numitul fenomen de “ingramadire” care contribuie la cresterea timpului mort al detectorului de radiatii nucleare si la limitarea ratei de numarare.

Eficacitatea de detectie este parametrul asociat proprietatii de detectie. Se pot intalni mai multe tipuri de eficacitate de detectie. Cele mai des folosite sunt eficacitatea de detectie absoluta si eficacitatea de detectie intrinseca. Eficacitatea de detectie absoluta sau eficacitatea de detectie totala se defineste ca raportul dintre numarul de radiatii emise de catre sursa si inregistrate (evenimente), in realitate, de catre detector si numarul de radiatii emise de sursa. De aceea, eficacitatea de detectie totala depinde de geometria detectorului, de distanta de la sursa de radiatii la detector, precum si de probabilitatea de interactie in volumul sensibil al detectorului. In cazul in care lungimea traiectoriei strabatute de radiatie prin detector nu variaza prea mult pentru un anumit detector sau drumul liber mediu este foarte mic, eficacitatea de detectie absoluta poate fi factorizata in doua componente, si anume: eficacitatea de detectie intrinseca, ε_{int} si eficacitatea de detectie geometrica, ε_{g} . Se poate scrie urmatoarea relatie de legatura: $\varepsilon = \varepsilon_{\text{int}} \cdot \varepsilon_{\text{g}}$. Trebuie amintit aici faptul ca eficacitatea de detectie geometrica este denumita si acceptanta.

Eficacitatea de detectie intrinseca este data de raportul dintre numarul de radiatii cazute pe detector si inregistrate de acesta si numarul total de radiatii cazute pe detector. Cea mai importanta dependenta a eficacitatii de detectie intrinseca este cea de sectiunea eficace de interactie a radiatiei nucleare cu volumul sensibil al detectorului. De aceea, ea este o functie de tipul de radiatie, energia radiatiei si natura substantei din care este facut volumul sensibil. In consecinta, in multe situatii de interes se pune problema dimensiunilor

detectorilor pentru a avea o probabilitate de interacție suficient de mare pentru detectarea unor radiații nucleare.

Eficacitatea de detecție geometrică (acceptanță) se poate defini ca fracția din radiația emisă de către o sursă de radiații nucleare care este interceptată de către detector. Ea depinde de configurația geometrică a detectorului și sursei. Pentru determinarea ei corectă este necesară cunoașterea distribuției unghiulare a radiației nucleare pentru sursa considerată în experiment. În cazul aranjamentelor experimentale complexe este necesară realizarea unor simulări Monte Carlo pentru stabilirea acceptanței.

O altă caracteristică de bază a unui detector este **timpul mort**. El este legat de proprietatea de detecție și de parametrul asociat acesteia, eficacitatea de detecție. Timpul mort reprezintă timpul necesar unui detector de a prelucra un eveniment (radiația nucleară înregistrată). Acest timp este finit și depinde de durata semnalului pentru pulsul considerat. Un detector de radiații nucleare poate să rămână sau nu sensibil pe perioada prelucrării informației de la un eveniment înregistrat. În cazul în care detectorul nu este sensibil, orice altă radiație care ajunge în această perioadă în volumul său sensibil este pierdută. Dacă detectorul rămâne sensibil, atunci radiațiile care ajung în intervalul de timp necesar prelucrării informației pentru o radiație nucleară înregistrată se pot suprapune peste radiația înregistrată, ceea ce va determina distorsionarea semnalului de ieșire obținut și pierderi ulterioare de informație pentru ambele radiații. Sunt afectate astfel ratele de numărare obținute (variabila asociată proprietății de detecție). De asemenea, este distorsionată distribuția temporală a sosirii radiațiilor nucleare pe volumul sensibil al detectorului, ceea ce poate conduce la pierderea unor informații importante. De exemplu, pentru o sursă care emite radiații nucleare în conformitate cu caracterul statistic al dezintegrărilor radioactive se poate ajunge la distribuție temporală care să nu mai fie descrisă de o distribuție de probabilitate de tip Poisson. Pentru reducerea valorilor timpului mort și pentru reducerea efectelor asupra informației experimentale obținute se preferă rate de numărare mai mici care să scadă probabilitatea apariției unui alt eveniment pe perioada înregistrării celui anterior. Există mai multe metode de determinare și măsurare a timpului mort, în funcție de tipul de detector (paralizabil – cu timp mort care se poate extinde, respectiv, neparalizabil – cu timp mort care nu se poate extinde) [2, 3, 4 - 10].

În folosirea oricărui detector trebuie avute în vedere proprietățile și funcțiile enumerate, precum și diferențele lor caracteristice. Trebuie ținut seama de faptul că un detector poate să nu aibă toate proprietățile menționate și, de aceea, nu poate îndeplini toate funcțiile. În plus, caracteristicile lor de bază îi pot face mai utili pentru anumite radiații nucleare sau

pentru anumite energii ale acestora. In acest mod se poate obtine o informatie corecta si completa asupra proceselor si fenomenelor fizice investigate.

II.1.2 Detectori folositi in experimente de Fizica nucleara relativista

Gama sistemelor de detectie folosite in experimente de Fizica nucleara relativista este extrem de larga si implica principii de detectie diverse. In majoritatea aranjamentelor experimentelor propuse pana in prezent – in absenta unor principii de detectie noi – se incearca combinarea multor tipuri de detectori, astfel incat informatia fizica obtinuta sa fie cat mai completa. De asemenea, electronica asociata detectorilor respectivi este tot mai sofisticata pentru ca raportul dintre semnal si zgomot sa atinga valori care sa permita o analiza adecvata a informatiei. In experimentele de Fizica nucleara relativista se intalnesc domenii extrem de largi de mase, sarcini si energii ale particulelor si fragmentelor detectate, ceea ce impune combinarea diferitelor metode de detectie. De aceea, intr-un aranjament experimental pentru studiul ciocnirilor nucleare relativiste se pot intalni:

- ✓ spectrometre cu timp de zbor,
- ✓ detectori Cerenkov,
- ✓ detectori cu semiconductori,
- ✓ detectori solizi de urme,
- ✓ diferiti detectori cu vizualizare [emulsii nucleare, camere cu bule, camere cu streamer, camere proportionale multifilare, camere cu deplasare, (drift), camere cu proiectie temporala],
- ✓ spectrometre magnetice,
- ✓ calorimetre de diferite tipuri.

Trebuie avut in vedere faptul ca in ciocniri nucleare relativiste se produc, numeroase particule si fragmente nucleare in starea finala, iar masele, sarcinile si energiile lor sunt extrem de diverse. In aceste conditii o multitudine de aspecte trebuie avute in vedere pentru extragerea informatiei de interes asupra fiecarei dintre particulele si fragmentele detectate.

De aceea, orice detector complex sau orice sistem de detectori trebuie sa satisfaca cateva cerinte majore. Acestea ar fi:

- ✓ localizarea in spatiu a traiectoriei particulei;
- ✓ masurarea energiei particulei;
- ✓ identificarea particulei;

- ✓ localizarea in timp a particulei;
- ✓ obtinerea de detalii asupra naturii interactiei cu materia pentru fiecare din particulele considerate.

Pentru a servi acestor scopuri detectorii trebuie sa ofere o separare spatiala suficienta a particulelor detectate. De asemenea, o buna separare temporala este necesara. Aceste doua aspecte - diferite de rezolutia spatiala, respectiv, rezolutia temporala - pot limita gama de detectori folositi atunci cand se pregateste un aranjament experimental. Detectarea unei particule presupune masurarea unor observabile in procese distincte. Metodele de detectie sunt in stransa legatura cu natura particulelor si cu natura proceselor de interactie cu materia. Ele pot fi clasificate dupa mai multe criterii. Printre acestea se numara cele care au la baza identificarea particulei detectate. Daca identitatea particulei este masurata pe parcursul procesului de masurare, permitand masuratori multiple, se considera ca metodele de detectie sunt nedistructive. Daca identitatea particulei este distructiva prin procesul de detectare se poate vorbi de metode de detectie distructive. Alte criterii de clasificare a metodelor de detectie sunt legate de tipul de functie care are in vedere, in principal, modul de prelucrare al informatiei.

II.2. Tipuri de detectori pentru experimente de Fizica nucleara si Fizica particulelor elementare

Printre detectori cu vizualizare mai des folositi in experimente de Fizica nucleara relativista se numara: emulsiile nucleare, detectori formati din plastici sau minerale, camera cu ceata, camera cu bule, camera cu streamer.

II.2.1 Emulsia nucleara

Emulsia nucleara si detectori formati din plastici sau minerale intra in categoria detectorilor solizi de urme, in care informatia lasata de particula la trecerea si interactiunea coulombiana cu mediul detectorului este dezvoltata apoi printr-o metoda chimica si studiata cu metode vizuale (microscop, optic, microscop electronic etc.)

Utilizare emulsiei nucleare ca detector a inceput cu descoperirea radioactivitatii uraniului de catre Becquerel in 1896, dar au trecut destul de multi ani pana cand emulsia

nucleara a devenit un detector utilizabil in sensul stiintific al cuvintului. Aceasta incepand cu realizarea emulsiilor speciale groase cu procent mare de AgBr.

Ele sunt placi fotografice cu un continut ridicat de argint si pot inregistra traiectoriile particulelor cu sarcina, chiar si la ionizare minima. Obtinerea informatiilor de interes se face din determinarea densitatii de granule si combinarea sub diverse alte masuratori pentru determinarea vitezei si masei particulei.

Procesul de formare a imaginii intr-o emulsie nucleara este acelasi cu cel prin care se formeaza imaginea in emulsia fotografica. Interactia particulei cu atomii din microcristalele de bromura de argint duce la eliberarea de electroni care trec in banda de conductie a cristalului si se deplaseaza pana sunt capturati in regiuni care astfel capata o sarcina negativa. Deoarece cristalii de halogenuri de argint sunt conductori ionici, aceste regiuni negative incarcate, capteaza ioni pozitivi interstitiali de argint si astfel formeaza aglomerari de argint metalic.

Aceste aglomerari formeaza apoi centri in jurul carora se acumuleaza argintul metalic prin procesul de dezvoltare. Astfel, procesul de dezvoltare este, in fond, o continuare a procesului prin care se formeaza imaginea latentă.

Pentru ca emulsia fotografica sa poata inregistra cu succes particulele au fost modificati unii parametri ai acesteia. Astfel:

- a) continutul in AgBr al emulsiei nucleare este mai mare decat la emulsia fotografica ~80% la emulsia nucleara fata de ~35% la emulsia fotografica. Compozitia aproximativa a unei emulsii nucleare este data de tabelul alaturat:

Compozitia emulsiei nucleare			
Element	Nr. atom	Nr. De grade/cm ³	Nr. De atomi/cm ³
Ag	47	1,82 ± 0,03	101*10 ²⁰
Br	35	1,34 ± 0,02	100*10 ²⁰
I	53	0,01 ± 0.0002	0,565*10 ²⁰
C	6	0.28 ±0,01	138*10 ²⁰
H	1	0,053 ± 0,001	321*10 ²⁰
O	8	0,25 ± 0,005	95*10 ²⁰
N	7	0,074 ± 0,0002	31,7* 10 ²⁰
S	16	0,0072 ± 0.0002	1,35*10 ²⁰

- b) Grosimea emulsiei nucleare este sensibil mai mare decat a emulsiei fotografice. Astfel, emulsia fotografica are circa 35μ grosime pe cand emulsia nucleara este utilizata in grosimi de $100\div 1000\mu$. Limita superioara emulsiei este data de posibilitatea de developare uniforma.
- c) Dimensiunile granulelor (cristalelor) sunt mici ($0,5\div 1\mu$ in emulsia nucleara) decat in emulsia fotografica ($3\div 5\mu$).

Fiind mici si avand sensitivitate continua au fost utile in experimente implicand radiatia cosmica primara. Au cea mai buna rezolutie spatiala dintre toti detectori cu vizualizare folositi. Acest fapt este datorat dimensiunilor foarte mici ale granulelor din emulsiile nucleare (sub $0,5\mu\text{m}$) si a distantelor mici dintre acestea $1\text{-}2\mu\text{m}$. In multe cazuri sunt obtinute rezolutii similare, de $1\text{-}2\mu\text{m}$. De aceea, ele pot fi folosite pentru determinarea timpilor de viata foarte scurti ai unor particule. Daca initial emulsiile au fost folosite intr-un strat sau in straturi multiple, in prezent ele sunt folosite in sisteme de detectori.

Rezolutia temporala este nula deoarece emulsia nucleara integreaza informatia asupra tuturor particulelor care au trecut prin pelicula din momentul in care a fost preparata si pana la developare. Acest fapt este pozitiv in unele experimente, dar o face inutilizabila in alte experimente. Tot aici trebuie sa mai subliniem ca aceasta integrare a informatiei pe timpul existentei emulsiei este perturbata de faptul ca, cu timpul imaginea latentă dispare. Conditiiile de pastrare a imaginii latente cat si de sensibilitate a emulsiei sunt functie de temperatura si umiditate.

Densitatea mare a mediului ($\sim 3,8\text{g}/\text{cm}^3$) conduce la o putere de oprire mare si la pierderi specifice dE/dx mari, fapt ce ne permite sa oprim in emulsie chiar particule de energie foarte mare si sa nu avem nevoie de dimensiuni foarte mari ale detectorului.

Pe de alta parte, densitatea mare conduce la imprastiere coulombiana multipla puternica, fapt ce face dificila sau chiar imposibila utilizarea campurilor magnetice pentru determinarea impulsurilor din curbura. Pentru a avea o curbura care sa fie masurabila fata de difuzia coulombiana trebuie utilizate campuri cu valori de $15\div 50$ T. In mod normal, determinarea energiei se face fie dupa parcurs (daca particula se opreste in emulsie), fie din masuratori de imprastiere coulombiana multipla sau de pierdere de energie specifice prin ionizare.

In general, emulsia nucleara se utilizeaza in acelasi timp ca tinta si ca detector, studiindu-se interactiile care au loc intre particulele incidente si atomii din emulsie. In aceste cazuri, datorita compozitiei este imposibil sa se faca separatie certa intre interactiile pe diferite nuclee. Separarea acestor informatii se face doar statistic. Daca se doreste favorizarea

unui anumit tip de interacție sau să se studieze interacții pe un nucleu care nu există în emulsie, emulsia nucleară se îmbibă înainte de expunere cu o substanță care conține nucleele respective și care nu modifică caracteristicile emulsiei. Astfel, pentru a mări procentul de protoni se îmbibă cu apă. Pentru a studia interacția pe deuteriu se poate îmbibă emulsia cu apă grea. Substanța respectivă poate fi introdusă în emulsie și sub formă de praf sau fire, dar aceste incluziuni duc la micșorarea transparenței și implicit a posibilităților de cercetare a emulsiei.

În afară de utilizarea ca tintă și detector emulsia nucleară se mai utilizează și în calitate exclusivă de detector. Cel mai simplu caz este atunci când se utilizează plăci dintr-un metal (tintă) introduse între plăci de emulsie nucleară. Se poate, de asemenea, utiliza emulsia ca detector pentru determinarea numărului de particule emise într-o anumită direcție. De exemplu, înregistrarea protonilor de recul dintr-o experiență de împrăștiere p-p la energii mari.

Dacă dorim să înregistrăm neutroni, aceasta se poate face prin mărirea numărului de protoni sau îmbibând emulsia cu litiu sau bor pentru care se urmăresc reacțiile: ${}^6\text{Li}(n,\alpha){}^3\text{H}$, ${}^{10}\text{B}(n,2\alpha){}^3\text{H}$.

Pentru o cercetare mai comodă a emulsiei cu microscopul și pentru ușurarea urmăririi unei trase dar și în cazul utilizării peliculelor de emulsie suprapuse, se imprimă pe suprafața peliculelor de emulsie un carioaj cu numerotații și se așază peliculele de emulsie, astfel ca numerotarea de pe diferitele pelicule să corespundă.

II.2.2 Detectori solizi de urme cu cristale și plastici

Detectia în acest caz se bazează pe faptul că o particulă încărcată care trece prin orice izolator solid, lasă în lungul traiectoriei o imagine latentă care poate apoi fi amplificată prin metode chimice. Informația conținută în această imagine este suficientă pentru a determina sarcina și viteza particulei. Imaginea latentă este formată din defecte atomice sau moleculare (nu electronice), defecte care sunt concentrate într-un domeniu de câțiva microni față de traiectoria particulelor. Această imagine latentă care se poate vedea la microscopul electronic este formată în esență datorită tensiunilor mari care apar, datorită concentrării mari de ioni pozitivi, astfel încât efectul electrostatic este mai mare decât rezistența mecanică a materialului. Urmele acestor tensiuni se pot obține practic în toți dielectricii și se formează cu atât mai ușor cu cât materialul are o constantă dielectrică mai mică, distanțele interatomice

mai mici si rezistenta mecanica mai mica. Urmele mecanice astfel lasate sunt dezvoltate cu ajutorul unui revelator adecvat care ataca mai puternic materialul in regiunea unde exista aceste defecte. Ca materiale se utilizeaza cristale, sticla sau polimeri (exemplu, lexan).

Datorita proprietatilor lor, acesti detectori sunt indicati pentru particule grele cu sarcina mare si cu viteze relativ mici. Au o foarte buna rezolutie spatiala, rezolutia temporala este practic nula, imaginea latentă poate fi stearsa prin ridicarea temperaturii, astfel ca, tensiunile interne sa dispara.

II.2.2.1 Camera cu ceata

Camerele cu ceata pun in evidenta drumul particulelor elementare prin condensarea vaporilor suprasaturati pe ionii produsi de interactiunea particulei respective cu gazul. Cand picaturile devin suficient de mari, ele devin vizibile daca sunt luminate adecvat si pot fi fotografiate.

Producerea vaporilor suprasaturati poate fi facuta pe doua cai:

- ✓ Prin expansiunea unui volum continand vaporii respectivi, metoda utilizata in camera Wilson.
- ✓ Prin difuzarea vaporilor dintr-o regiune calda unde nu este suprasaturatie intr-o regiune rece unde devin suprasaturati. Aceasta metoda este utilizata in camera cu difuzie.

Problemele tehnice care se pun in cele doua cazuri sunt complet diferite, desi principiul de formare al picaturilor este acelasi. Daca suprasaturarea nu este puternica si nu exista alti centri de condensare, picaturile se formeaza numai pe ionii prezenti in gaz si pentru a avea numai urmele produse de particule, este necesar ca toti ionii paraziti sa fie eliminati. Acest lucru se face printr-un camp electrostatic de curatire sau prin suprasaturari succesive.

Daca suprasaturarea este mai puternica, picaturile se pot forma pe fluctuatii intamplatoare in densitate. Acest lucru limiteaza superior valoarea admisibila a suprasaturatiei necesara pentru formarea ionilor depinde de natura vaporilor si de semnul ionilor.

Notand cu p presiunea vaporilor existenti si cu p_0 presiunea de vapori de echilibru, raportul p/p_0 se numeste coeficient de suprasaturare. Valoarea pe care acest coeficient trebuie sa o aiba pentru lucru in camera cu ceata variaza dupa tipul de valori, astfel ca, pentru apa

este 4,14, pentru alcool etilic este de 1,94, iar pentru amestec apa-alcool poate ajunge pana la 1,62.

Viteza de crestere a picaturilor determina timpul de care este nevoie sa se faca fotografierea. Aceasta viteza depinde foarte mult de conductibilitatea termica a gazului respectiv. In practica, pentru a putea avea o fotografie de buna calitate, picatura trebuie sa aiba un diametru de circa 10^{-3} cm. Timpul necesar pentru a ajunge la aceasta dimensiune variaza intre 50÷250 milisecunde.

Camerele cu ceata pot sa lucreze intr-un domeniu de presiune care variaza de la cateva zecimi de atmosfere pana la 50 atmosfere.

Pentru masura impulsului particulelor camerele cu ceata sunt plasate in camp magnetic. Acest camp trebuie sa fie cat mai uniform posibil pentru a nu fi nevoie de corectii de calcule. De asemenea, este nevoie de repere precise fata de care sa se faca masuratorile.

Masuratorile de impuls in camp magnetic sunt limitate de difuzia multipla coulombiana si de curentii de gaz din camere. Impulsul maxim detectabil dupa curbura, in cazul in care urma trece de lungimea de 40 cm, iar campul este de 10000 Gauss, este de aproximativ 50 GeV/c. Campurile utilizate nu trec de 18000 Gauss. Gazul avand o densitate foarte mica, probabilitatea de interactiune este si ea foarte mica.

Pentru marirea numarului de interactiuni ce au loc in camera se introduc placi din metal greu asezate in interiorul camerei in asa fel incat sa nu impiedice fotografierea. Aceasta metoda permite in anumite cazuri si masuratori de impuls prin masurarea parcursului.

Conditiiile de temperatura in care lucreaza o camera cu ceata sunt foarte stricte. In cazul camerei Wilson, temperatura trebuie mentinuta cu o precizie de $\pm 0,1^{\circ}\text{C}$ pentru cazurile obisnuite, iar cand avem nevoie de masuratori de buna calitate a curburii este nevoie de mentinerea temperaturii cu precizie de $\pm 0,01^{\circ}\text{C}$.

Datorita faptului ca ele sunt sensibile in mod continuu, camerele cu difuzie pot fi utilizate atat in studiul radiatiei cosmice cat si la accelerator. Durata unui ciclu este limitata doar de timpul necesar pentru disparitia picaturilor de la ciclul anterior.

In ceea ce priveste camera Wilson, ea trebuie comandata de catre trecerea particulelor. Daca expansiunea se face inainte ca particulele sa fi trecut prin camera, se capata trase mai fine si deci, mai potrivite pentru masura. In acest caz, grosimea traselor este de circa 1 mm. Daca expansiunea se face dupa trecerea particulelor, trasele sunt mai difuze, largimea lor ajungand la 2÷3 mm. Latimea traselor este data in functie de viteza de expansiune.

Latimea trasei este data de formula:

$$X = 4,68 (D t)^{1/2}$$

unde: X – latimea in care sunt cuprinse 90 % dintre picaturi;

D – coeficientul de difuzie;

t – timpul de expansiune.

Camerele cu ceata au un camp foarte larg de utilizare. Camerele Wilson sunt mai comode, dat fiind faptul ca pot fi asezate in orice pozitie, pe cata vreme camerele de difuzie nu pot fi asezate decat cu regiunea sensibila orizontal. Grosimea regiunii sensibile depinde de conditiile de temperatura, dar nu poate intrece $5\div 7$ cm. Camerele cu difuzie au fost mult utilizate, inainte de descoperirea camerei cu bule, la acceleratori, umplute cu hidrogen sub presiune.

II.2.2.2 Camera cu bule

Camera cu bule este o dezvoltare directa a camerei cu ceata (Wilson, 1912) si a fost construita de Glasser in anul 1952. Volumul sensibil al acestui tip de detector este un lichid, iar informatia este inregistrata pe film sau, mai nou, pe placa holografica. In camera cu bule se creeaza o stare instabila a unui lichid prin supraincalzire. Aceasta supraincalzire a lichidului se realizeaza prin reducerea brusca a presiunii lichidului. In general, reducerea presiunii se face prin intermediul unui piston care se afla in contact cu lichidul din camera. O cantitate foarte mica de energie depozitata de o particula cu sarcina care interactioneaza cu volumul sensibil al camerei cu bule este suficienta pentru a crea instabilitatea si a produce fierberea lichidului. De exemplu, pentru camere cu bule cu hidrogen lichid cantitatea de energie minima care trebuie sa fie depozitata este in jur de 20 MeV/m (3.2×10^{-12} J/m). In aceste conditii, traiectoriile particulelor cu sarcina devin vizibile sub forma unor curbe alcatuite din mici bule.

Ca volume sensibile pentru camere cu bule se folosesc: hidrogen lichid (H_2), deuteriu lichid (D_2), heliu lichid (He), propan lichid (C_2H_6), freon lichid (CF_3Br), xenon lichid (Xe). Parametrii de operare pentru lichidul din camera sunt: temperatura, presiunea, densitatea, indicele de refractie si lungimea de radiatie. Ei au valori diferite pentru lichidele folosite in mod curent ca volume sensibile (Tabelul 1). Pentru fiecare lichid in parte trebuie luate masuri corespunzatoare, avand in vedere ca unele lichide sunt extrem de explozive – H_2 , inflamabile (propanul) sau foarte scumpe (Xe).

Lichidul care reprezinta volumul sensibil	T [°C]	p [atm]	ρ [g/cm ³]	N Indice de refractie	Lungim e de radiatie [m]	Observatii
Hidrogen	-246	5	0.06	1.09	11.45	Se foloseste ca tinta de protoni pura; este foarte exploziv
Deuteriu	-240	7	0.13	1.10	9.50	Se foloseste ca tinta de neutroni
Heliu	-270	1	0.12	1.03	9.00	Foarte utila ca sursa de hiperfragmente; are spin 0 si izospin 0
Propan	58	21	0.43	1.22	1.18	Este foarte inflamabil
Freon	30	18	1.5		0.11	Nu este inflamabil
Xenon	-19	26	2.2	1.18	0.035	Este foarte scump

Tabloul 1 Parametrii de operare pentru camere cu bule avand diferite volume sensibile

O problema importanta la operarea camerei cu bule este timpul de expansiune. Este necesar ca fasciculul incident sa intre in camera cu bule atunci cand presiunea este la valoarea minima sau in vecinatatea valorii minime. In acest moment sensitivitatea camerei cu bule este maxima. Iluminarea camerei pentru inregistrarea informatiei pe film sau placa holografica este intarziata in raport cu momentul intrarii fasciculului incident in camera cu pana la 1 milisecunda. Durata aceasta este legata de dimensiunea dorita a bulei, avand in vedere ca pentru fiecare tip de volum sensibil (lichid) exista anumiti timpi de crestere ai bulei. La stabilirea momentului iluminarii camerei pentru a permite cresterea suficienta a bulei trebuie luate in considerare si caracteristicile filmului sau placii holografice folosite pentru inregistrarea informatiei.

Camera cu bule nu poate fi folosita pentru inregistrarea unui alt eveniment de interactie pana in momentul reantoinerii pistonului la pozitia initiala si atingerea presiunii initiale. Perioada scursa de la inceperea detentei pistonului pana la atingerea presiunii initiale mai este cunoscuta ca fiind ciclul camerei cu bule. Ratele de repetitie pentru o camera cu bule obisnuita sunt cuprinse intre 20 cicluri pe secunda si 30 de cicluri pe secunda. De aceea, camera cu bule este un detector bun pentru experimente implicand fascicule de protoni si ioni grei si mai putin adecvat pentru fascicule de alt tip (in principal, electroni).

Pentru multe experimente, camerele cu bule pot fi plasate in campuri magnetice perpendiculare pe directia fasciculului incident si paralele cu axa optica a sistemului de

stereofotografiere. Valorile campurilor magnetice folosite sunt de pana la 3T (magneti supraconductori).

In cazul inregistrarii holografice a informatiei trebuie avut in vedere, la un sistem optic conventional, faptul ca utilizarea unei aperturi largi pentru imbunatatirea rezolutiei poate sa reduca adancimea de focalizare. De aceea, se poate obtine rezolutia necesara pentru studierea particulelor de viata scurta, dar se pot folosi si fascicule largi incidente pe camera cu bule deoarece straturile de adancimi diferite nu interfera unul cu celalalt.

Experimentele de Fizica energiilor inalte pot folosi camere cu bule de dimensiuni diferite, in acord cu obiectivele urmarite. Astfel, camerele cu bule de dimensiuni mici, cu rezolutie spatiala mare si rata de repetitie mare, pot fi folosite ca detectori de vertex de interactie in sisteme de detectori complexe, hibride, care implica mai multe tipuri de detectori. Prezinta avantajul ca in astfel de sisteme se poate face declansarea camerei cu bule in vederea inregistrarii informatiei doar pentru interactiile de interes, in acord cu informatia data de ceilalti detectori din sistem. In cazul in care este folosita doar camera cu bule nu se poate face declansarea.

S-au construit si camere cu bule de dimensiuni mari (lungimi de 3-4 m) pentru experimente in care sectiunea de interactie a particulei de interes cu substanta este foarte mica (de exemplu, la CERN a fost construita o camera cu bule de 3.5 m destinata, in principal, detectarii neutrinilor). Dimensiunile tipice ale majoritatii camerelor cu bule folosite in prezent sunt de 2m, in lungime, respectiv, 0.5 m, in inaltime.

Camerele cu bule pot fi folosite pentru reconstructia completa a traiectoriilor particulelor cu sarcina. Procesul de reconstructie se bazeaza pe explorare (scanning) si masurare. Ambele operatii necesita un timp de lucru mare, mai ales daca informatia este inregistrata pe film.

Pentru o buna functionare si pastrarea caracteristicilor legate de proprietatea de masurare de pozitie – rezolutie spatiala buna, separarea vertex-urilor de interactie si de dezintegrare, posibilitatea determinarii masei din densitatea de granule – este necesar ca fasciculul incident sa aiba intensitate mica pentru particule cu sarcina. Avand in vedere dezvoltarile actuale din Fizica acceleratoarelor, trebuie mentionat faptul ca nu pot fi folosite camere cu bule pentru acceleratori de tip “collider”.

II.2.2.3 Camera cu streamer

Un alt detector cu vizualizare folosit in multe experimente de Fizica nucleara relativista – mai ales in prima perioada din etapa sistemelor de acceleratori – este camera cu streamer.

Camera cu streamer este un detector care are ca volum sensibil un gaz si poate inregistra informatia de interes pe film sau placa holografica. De aceea, ca si camera cu bule, camera cu streamer este clasificata ca detector cu vizualizare. Primele camere cu streamer au fost construite la IUCN Dubna de catre Chikovani si Dolgoshein si colaboratorii lor, urmati de grupuri de la CERN, din 1966.

Principiul de functionare al camerei cu streamer se bazeaza pe interactia particulelor cu sarcina, cu gazul din camera si pe teoria descarcarilor electrice in gaze. Intr-o camera cu streamer descarcarile electrice sunt limitate la momentele initiale prin aplicarea pe o durata foarte scurta a pulsurilor de tensiune inalta. La trecerea unei particule cu sarcina printr-o camera cu streamer, pe electrozii careia s-a aplicat un astfel de puls de tensiune, se produc ionizari ale gazului din camera care determina aparitia unor electroni de ionizare primara (electroni primari). Electronii primari pot genera avalanse. Avalansele se pot transforma in streamer-i atunci cand campul intern al sarcinii spatiale (avalansei) devine comparabil cu campul electric aplicat. Dupa cateva nanosecunde avalansele devin vizibile si actiunea campului electric extern trebuie sa inceteze. De aici vine necesitatea unui puls de tensiune inalta cu o durata foarte scurta.

Trebuie mentionat faptul ca, in general, numarul streameri-lor formati este mai mic decat numarul electronilor primari. Acest lucru se poate explica simplu luand in considerare faptul ca doi sau mai multi electroni primari pot participa la crearea aceleasi sarcini spatiale (avalanse). O alta explicatie importanta este legata de faptul ca unele avalanse se transforma in streamer-i inaintea altora.

Streamerii la a caror formare au participat doi sau mai multi electroni primari se dezvoltă mai aproape de traiectoria reala a particulei cu sarcina.

In functie de stralucirea streameri-lor formati, pentru inregistrarea pe film sau placa holografica a informatiei este necesara sau nu folosirea unor intensificatori de imagine (Fig. 1). Elementele principale ale unei camere cu streamer sunt:

- ✓ incinta - cea care contine gazul folosit ca volum sensibil,
- ✓ electrozii – pe care se aplica pulsul de tensiune inalta si de durata foarte scurta,

- ✓ sistemul de asigurare a tensiunii inalte,
- ✓ sistemul de formare a pulsurilor,
- ✓ sistemul de asigurare a gazului,
- ✓ sistemul de purificare a gazului din incinta,
- ✓ sistemul de inregistrare si stocare a informatiei.

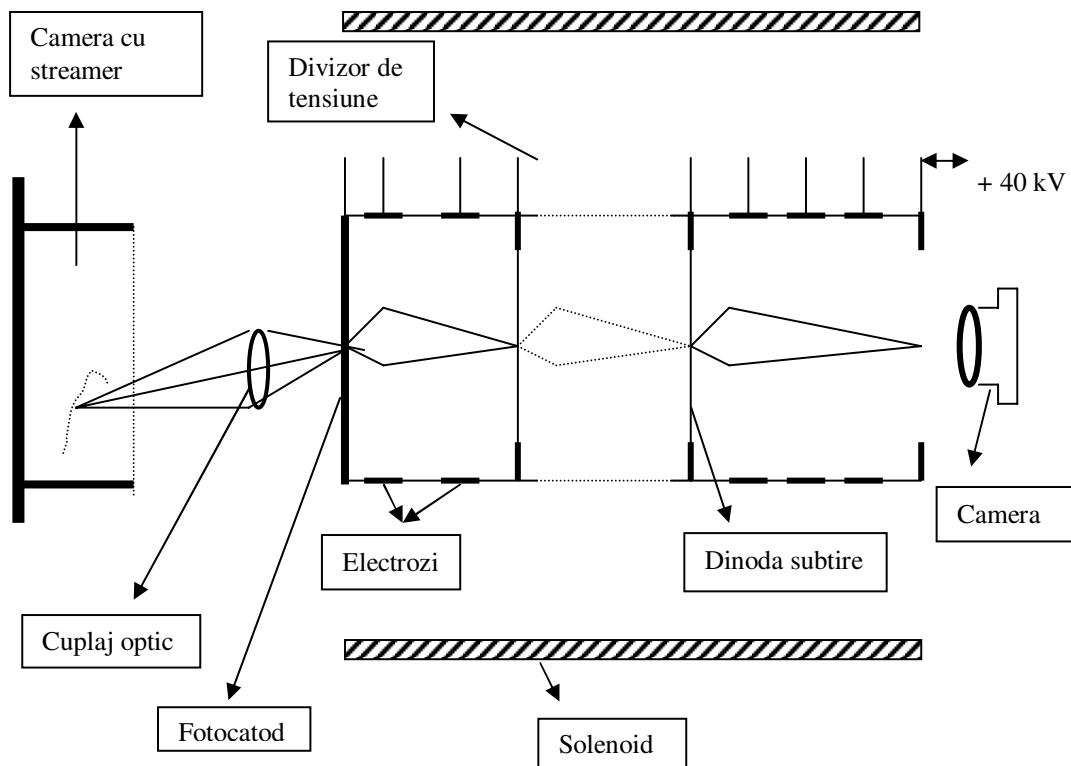


Fig. 1 Intensificator de imagine pentru camera cu streamer. Schema de principiu

Deoarece camera cu streamer poate fi inclusa in aranjamente experimentale complexe ea este prevazuta cu un sistem de declansare pentru evenimente de interes. Deoarece se poate selecta atat tipul de particula sau fascicul incident, cat si tipul de eveniment de interactie, se poate considera ca o camera cu streamer are sistem de declansare primara si sistem de declansare secundara. Un sistem de detectie cu camera cu streamer, cu sistem de declansare, este prezentat in Fig. 2.

La camera cu streamer incinta este umpluta cu un gaz nobil sau cu o combinatie de gaze nobile. Datorita interactiilor care se produc in volumul sensibil poate apare o degradare

a gazului din camera. De aceea, gazul din camera trebuie sa fie inlocuit. Inlocuirea sa se poate face in mod continuu sau in trepte. Pentru acest lucru incinta este in legatura cu sistemul de asigurare a gazului, precum si cu sistemul de purificare a gazului, sistem care asigura valori extrem de mari ale puritatii lui (pana la 99.9%). Presiunea gazului din camera este, pentru majoritatea camerelor cu streamer construite pana in prezent, in jurul presiunii atmosferice. Daca inregistrarea informatiei se face pe placa holografica se prefera presiuni mari ale gazului din incinta camerei cu streamer (pana la 10 atmosfere). In acest caz rezolutia spatiala este mult mai buna (circa 25 μm).

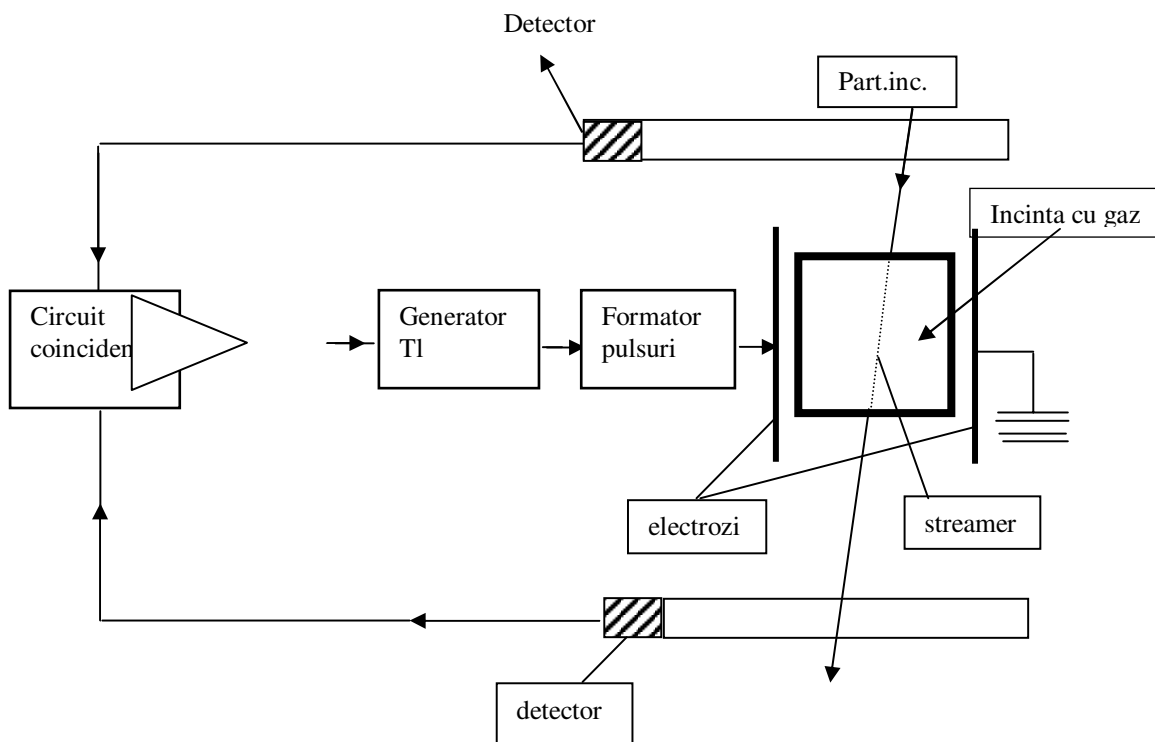


Fig. 2 Sistem de detectie cu camera cu streamer

Pentru a se putea inregistra informatia peretii incintei sunt, in majoritatea cazurilor, transparenti sau semitransparenti. Exista unele camere cu streamer care au doar o fereastră transparenta pentru inregistrarea informatiei prin stereofotografiere.

In functie de numarul de electrozi utilizati incinta poate avea mai multe spatii de lucru. La camera cu streamer nu este necesar ca particulele cu sarcina sa treaca printre electrozi sau prin vecinatatea acestora. De aceea, electrozii unei camere cu streamer pot avea forme si dimensiuni diferite. In general, se utilizeaza electrozi sub forma de fire sau placi. Materialele din care se construiesc electrozii, aluminiu, cupru, otel inox, determina forma si

dimensiunea aleasa pentru un electrod. Impreuna, ele influenteaza alegerea materialului din care sunt construiti peretii incintei si regimul de operare si de stereofotografiere al camerei cu streamer.

Pe electrozi se aplica tensiunea inalta furnizata de un generator de tip Marx. Pentru a limita descarcarea la etapele de inceput ale formarii avalansei, pe electrozi se aplica tensiuni de ordinul sutelor de kV pentru timpi foarte scurți (10-20 ns). De aceea, tensiunea inalta trebuie sa fie aplicata in pulsuri. O camera cu streamer trebuie sa fie dotata cu un formator de pulsuri care sa asigure atingerea valorii dorite a tensiunii in cateva nanosecunde, iar pe toata durata pulsului volumul sensibil al camerei cu streamer sa aiba aceleasi conditii de camp electric.

Exista mai multe moduri de formare a pulsurilor. Cele mai cunoscute sunt cele bazate pe intervale de descarcare – plasate intre generatorul Marx si camera cu streamer – si cele bazate pe considerarea camerei ca o linie de transmisie si pe existenta conditiilor de terminare completa a pulsului la capatul camerei departat de generator.

Performantele camerei cu streamer – precizia localizarii traiectoriei particulei in spatiu, capacitatea de a distinge si de a numara streameri individuali – sunt dependente si de modul de inregistrare a imaginii pe film sau placa holografica. Acesta este influentat de pozitia relativa dintre sistemul de inregistrare a imaginii si electrozi. De aceea, se pot considera trei regimuri de operare a camerei cu streamer, anume:

(a) regim de streameri uniti;

(b) regim de streameri izolati, in vedere laterala;

(c) regim de streameri izolati, in vedere de la un capat al camerei – in raport cu directia fasciculului incident. Regimul de streameri uniti prezinta avantajul unei luminozitati mai mari, ceea ce usureaza inregistrarea stereoscopica a urmei traiectoriei particulei.

In cazul inregistrarii pe placa holografica a imaginii exista avantajul decuplarii adancimii campului optic de rezolutia spatiala, ceea ce permite marirea rezolutiei spatiale (pana la cativa zeci de micrometrii). De asemenea, se inregistreaza un numar mare de interactii intr-o singura imagine si se poate elimina folosirea intensificatorilor de imagine.

Caracteristicile tehnice si performantele determina folosirea camerei cu streamer in numeroase experimente de Fizica particulelor elementare si Fizica nucleara relativista.

II.3 Fascicule radioactive. Sisteme de detectori pentru experimente cu fascicule radioactive

II.3.1 Fascicule Nucleare Radioactive

II.3.1.1 Ce este un Fascicul Nuclear Radioactiv?

Fasciculele Nucleare Radioactive (*RNB – Radioactive Nuclear Beams*), sunt fascicule de nuclee radioactive care au fost ionizate și apoi accelerate. Deoarece nucleizii radioactivi nu pot fi găsiți în stare naturală, ei trebuie mai întâi produși într-o reacție nucleară, de exemplu în fragmentările induse de ioni grei sau în fisiunile induse de neutroni. După producere, nucleizii de interes sunt separați de obicei electromagnetic de ceilalți produși de reacție înainte de a putea fi studiați.

II.3.1.2 De ce se face fizica cu fascicule de ioni radioactivi?

Această tehnică relativ nouă oferă posibilități unice de explorare a bogatului “peisaj” nuclear. În special studiile asupra structurii nucleare și a mecanismelor de reacție au beneficiat enorm de existența fasciculelor de nuclee radioactive. De asemenea au apărut noi posibilități de investigare a influenței raporturilor extreme neutron-proton (cunoscut și sub numele de isospin). Nucleele situate departe de linia de stabilitate beta se presupune că joacă un rol decisiv în procesele astrofizice care sintetizează elemente grele din nuclee mai ușoare, e.g. supernove, și deci studiile asupra acestor nuclee “exotice” ne pot ajuta să înțelegem mai bine propriile noastre origini.

Dar nucleele puternic instabile sunt de asemenea interesante și prin prisma faptului că nu știm dacă modelele fizice pe care le-am construit pentru a explica sisteme mai stabile sunt valabile și la limitele de stabilitate ale materiei nucleare. Acest domeniu de cercetare este și mai interesant datorită apariției posibilităților noi de cercetare a comportamentului nucleelor exotice la viteze de rotație înalte, și a modului în care mecanismele de reacție și producția de particule sunt afectate de gradul de libertate de izospin.

La un nivel mai aplicativ, fasciculele de nuclee radioactive sunt de asemenea utilizate în domenii diverse precum fizica atomică, știința materialelor/fizica stării solide, chimie nucleară și medicină. Cercetarea bazată pe fascicule radioactive este într-o fază de expansiune și un număr de facilități bazate pe acceleratori și reactori sunt construite în toată

lumea, e.g., in Franta, Germania, Japonia si Statele Unite. Acest domeniu este intr-adevar foarte incitant ca si in prima linie a stiintei nucleare.

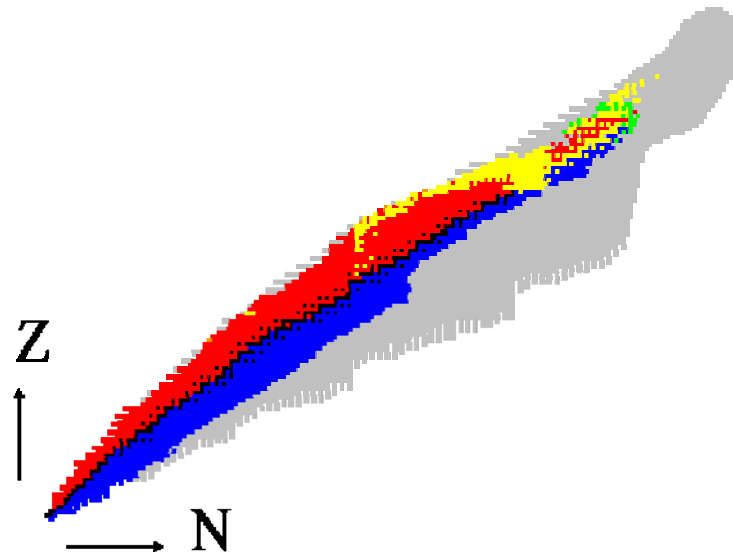


Fig. 3 Harta nuclizilor

Harta nuclizilor indica toti nuclizii care au fost observati experimental in functie de numarul lor de protoni Z si de numarul de neutroni N . Patratelele negre indica izotopii stabili, adica cei care exista in stare naturala. Patratelele colorate reprezinta nucleele radioactive sortate dupa modul lor predominant de dezintegrare: *rosu* = β^+ , *albastru* = β^- , *galben* = α , si *verde* = *fisiune spontana*. Mai multe detalii sunt in prezent disponibile numai pentru acei nuclizi care sunt pe sau foarte aproape de linia de stabilitate beta, si pentru multi dintre nuclizii observati nu sunt determinate nici macar proprietatile de baza precum masa, forma, timp de injumatatire sau primele nivele de excitatie. Patratele gri indica nucleele care sunt prezise teoretic (dupa diferite modele). Multe dintre aceste nuclee probabil ca nu vor fi niciodata sintetizate in laborator, dar cu ajutorul fasciculelor radioactive se spera ca intelegerea noastra asupra structurii si proprietatilor nucleului se va imbunatati semnificativ pe masura ce experimentele noi incearca sa acopere teritoriile necunoscute la limitele stabilitatii nucleare.

II.3.1.3 Cum este produs un fascicul de ioni radioactivi?

Fasciculele de nuclee radioactive pot fi produse folosind o întreaga varietate de tehnici. Un factor comun este ca izotopul (izotopii) de interes este produs într-o reacție nucleară, adică între un proiectil primar accelerat și o țintă staționară. Lista reacțiilor folosite pentru experimentele cu RNB este lungă: fisiune, fuziune-evaporare, spalatie, fragmentare, etc.

Reacția care este aleasă depinde într-o mare măsură de nucleul radioactiv care se dorește a fi produs. Ca o regulă, sunt mai ușor de produs nucleele “bogate în protoni”, adică nucleele cu un raport neutron/proton scăzut. Deoarece produsii inițiali sunt adesea înalt excitați imediat după reacția nucleară, aceștia se vor dezexcita prin evaporarea de particule. Deoarece energia medie de legătură a neutronilor este mai joasă decât cea a protonilor, cei dintâi sunt evaporati preferențial, lăsând reziduuri cu izospin mai scăzut decât combinația proiectil/țintă. Deci, este dificil de produs reziduuri bogate în neutroni din reacții nucleare, dar se pot folosi pentru aceasta alte procese precum fisiunea sau reacții de fragmentare. În general, probabilitatea de producere a unui nuclid anume (asa zisa secțiune eficace de producere) descrește rapid cu distanța față de linia de stabilitate indiferent de ce metodă este folosită – nucleele de pornire (proiectil și țintă) sunt stabile.

Deoarece, în cele mai multe cazuri, reacția de producere este neselectivă, produsii de reacție trebuie să fie separați dacă se dorește un anumit grad de puritate a izotopului vizat. Alegerea metodei de separare este, bineînțeles, foarte mult limitată de reacția folosită: dacă reziduurile de reacție au energie cinetică înaltă, precum în procesele de fragmentare, atunci ele pot fi sortate potrivit raportului sarcină/masă prin curbarea în câmpuri magnetice și/sau electrice. (Această presupune că produsii au fost stripați de cel puțin câțiva electroni, aceștia fiind într-o stare ionizată). În alte reacții, reziduurile pot avea viteze de recul foarte mici, de aceea în aceste cazuri se folosesc tehnicile ISOL (*Isotope Separation On-Line*): reziduurile sunt colectate (de ex. într-o folie capcană sau într-un gaz), transportate via difuzie sau tehnici de jeturi de gaze într-o sursă de ioni unde acestea sunt ionizate (un singur electron) și apoi extrase cu ajutorul unui potențial de accelerare relativ scăzut. Fascicului de ioni rezultat poate fi atunci separat electromagnetic în funcție de masă.

II.3.1.4 Ce experimente sunt posibile?

Proprietatile fascicului radioactiv (secundar), ca de exemplu energia (valoarea absoluta si varianta), dimensiunea fizica (cat de bine colimat este) si intensitatea, depind foarte mult de combinatia dintre mecanismul de productie si metoda de separatie. La randul lor, proprietatile fascicului determina tipul de experimente care pot fi realizate.

Ca un exemplu, produsii din reactia de fragmentare au deseori energii cinetice mari ($50 - 500 \text{ MeV/nucleon}$), ceea ce face posibila obtinerea unui fascicul secundar foarte bine colimat si de o puritate isotopica inalta. Asemenea fascicule sunt ideale pentru experimentele unde este ceruta identificarea de particule eveniment cu eveniment (e.g. cautarea de noi nuclizi) si pentru studiile de mecanisme de reactie unde fasciculul radioactiv separat interactioneaza cu o tinta secundara. Este dificila totusi realizarea de investigatii care necesita decelerarea fascicului secundar, e.g. studii de dezintegrare – din cauza energiei inalte (trebuie folosite straturi groase de materiale de stopare care conduc la pierderi datorate imprastierii unghiulare si a reactiilor nucleare).

Fasciculele de ioni produse cu tehnicile ISOL au energii joase, tipic $10 - 30 \text{ keV}$, si sunt foarte usor de implementat. Totusi, proprietatile lor optice (ion-optice) sunt in general proaste. In plus, identificarea de particule eveniment cu eveniment este in mod normal imposibila, ceea ce este un dezavantaj in special cand fasciculul separat nu este izotopic pur. (Adesea fasciculele ISOL contin cativa nuclizi cu aceeasi masa daca nu este folosita o sursa de ioni speciala pentru separarea pe elemente.) Trebuie notat deasemenea ca din cauza multitudinii de pasi intermediari pe care metoda ISOL o implica, aceasta nu este utila in cazul izotopilor cu timpi de injumatatire foarte scurți (mai mici de 0.1 s).

Este deci evident ca proiectarea si executia unui experiment cu fascicul de ioni radioactivi este puternic influentata de nucleul de interes, deoarece acesta determina reactia de productie si tehnica de separatie. In acele cazuri in care mai multe reactii sunt posibile, proprietatile nucleare care se urmaresc joaca de obicei un rol decisiv. Poate fi dificil de gasit cea mai buna metoda, in special cand sectiunile eficace si eficientele de separare trebuie estimate din calcule sistematice sau teoretice. Uneori sunt necesare cateva experimente folosind diferite abordari pentru a obtine un rezultat bun.

II.3.1.5 Producerea de fascicule radioactive

Cele doua metode de creare a fasciculelor radioactive ofera oportunitati unice in fizica nucleara si astrofizica nucleara. Este important de subliniat ca cele doua tehnici se adreseaza unor regimuri de energie diferite cu o foarte mica suprapunere in jurul energiei de 25 MeV/u . Deci ele sunt complementare. Metoda ISOL, care a fost prima dezvoltata, foloseste ionii radioactivi produsii de fasciculul primar provenit de la un accelerator sau de neutronii de la un reactor nuclear.

Aranjamentul tinta/capcana opreste produsii de recul si activitatea este transportata de aici intr-o sursa de ioni (prin difuzie, transport prin jeturi, etc.). Selectivitatea chimica in procesul de transfer catre sursa de ioni poate fi obtinuta cu ajutorul unei alegeri potrivite a materialului din tinta, a temperaturii sale de operare si a "conexiunii" cu sursa. In prezent este disponibila o intreaga varietate de tehnici pentru sursele de ioni care pot furniza o mai buna selectivitate.

Dupa extragerea fasciculului dorit din sursa, si separarea in masa, speciile radioactive pot fi folosite pentru experimente la energii scazute (de la cateva zeci la cateva sute de keV) sau pot fi re-accelerate de catre un accelerator secundar. Louvain-la-Neuve este prima facilitate de acest fel din lume. Aici, fasciculele radioactive sunt accelerate pana la energii de $0,65 - 5 \text{ MeV/u}$.

Fasciculele radioactive cu energii de peste 20 MeV/u au fost obtinute pana acum la acceleratoarele de ioni grei folosind separarea in zbor a fragmentelor de recul; o tehnica ce se bazeaza pe colimarea foarte buna a fragmentelor obtinute in urma ciocnirilor nucleare periferice. Conceptul de "separator de fragmente" a fost folosit prima data la fasciculele de ioni grei relativisti de la Berkeley. Primul spectrometru dedicat, "LISE", a fost construit pentru GANIL, urmata de constructia a altor instrumente mari, "FRS" la GSI, "A1200" la MSU, "RIPS" la RIKEN si, cel mai recent "SISSI" la GANIL.

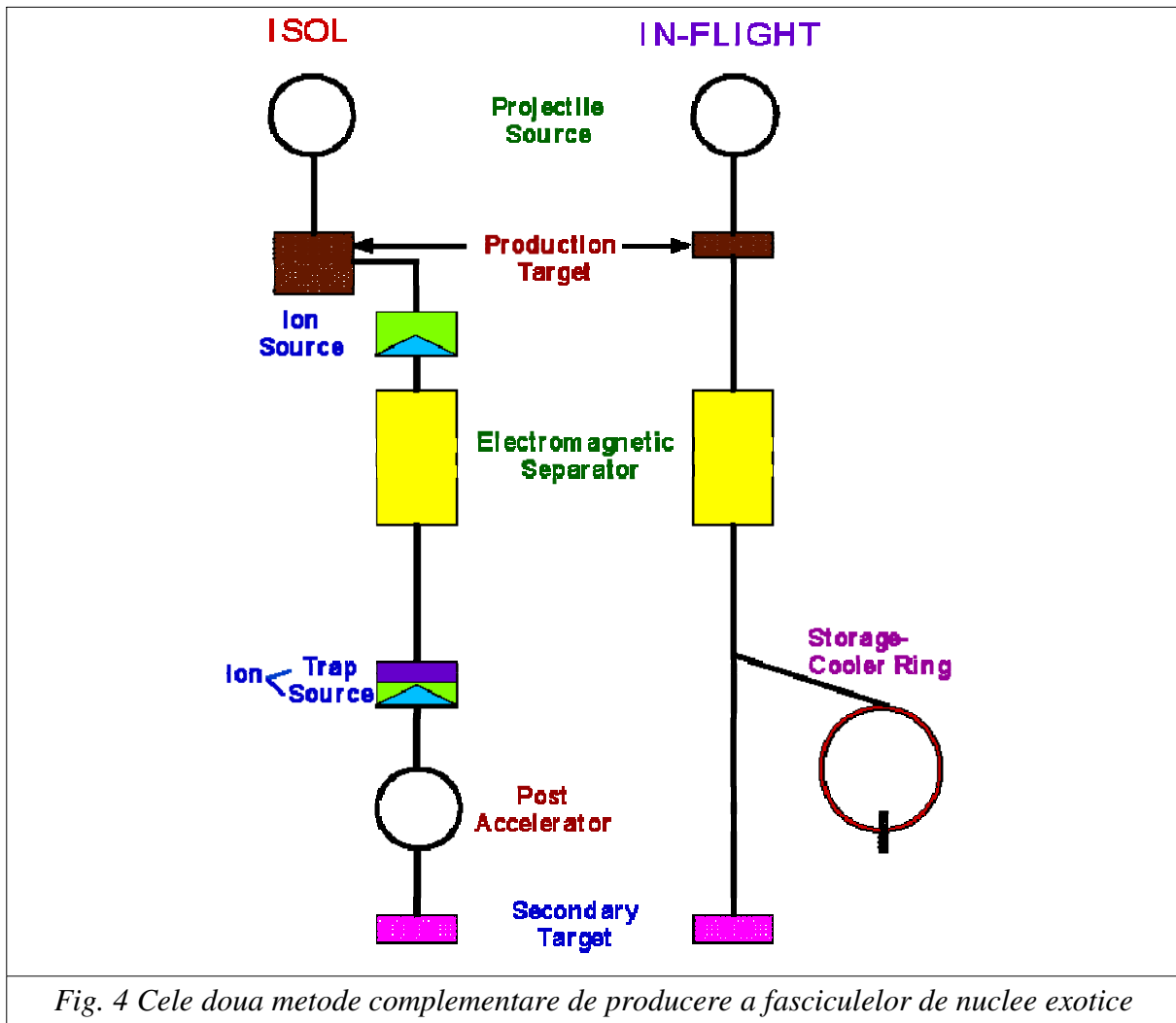


Fig. 4 Cele doua metode complementare de producere a fasciculelor de nuclee exotice

II.3.2 Nuclee relativiste usoare din emulsii nucleare

In procesul de cercetare a unor noi frontiere ale stiintei, a devenit clar ca tendinta practicata pana acum de a merge spre energii din ce in ce mai mari nu mai este valabila. Prin constructia noilor acceleratoare vom avea deja acces la energii suficient de mari pentru a atinge energia Fermi si a obtine maximum de moment unghiular. Frontierele acum s-au mutat la limitele existentei nucleare unde putem amplifica sensibilitate prezicerilor noastre prin a merge la valori extreme de N/Z pentru a verifica dependenta de densitate a interactiei efective. Pentru a atinge aceste regiuni exotice a hartii nucleelor si a obtine informatiile experimentale necesare este necesara folosirea fasciculelor radioactive.

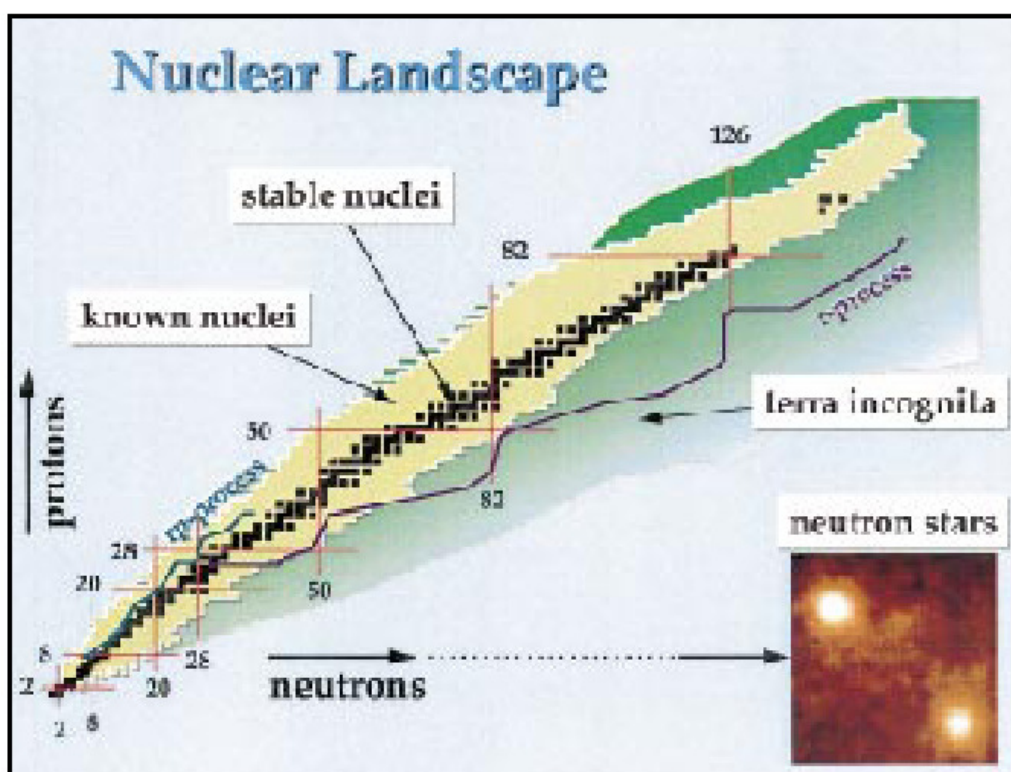


Fig. 5 Harta nucleelor

În figura de mai sus sistemele nucleare sunt reprezentate ca o funcție de numărul de protoni (axa verticală) și numărul de neutroni (axa orizontală). Patratele negre reprezintă nucleele stabile, în sensul că ele trăiesc destul de mult deoarece au fost formate în stele și apar pe pământ. Acestea formează linia de stabilitate. Culoarea galbenă indică nucleele formate de om, produse în laborator care au un timp de viață mai scurt. Adăugând fie protoni fie neutroni, ne departăm de valea de stabilitate, ajungând la “drip line” unde legătura nucleară încetează să mai existe din cauza că forțele nucleare între neutroni și protoni, nu mai au putere să țină aceste particule legate. Multe nuclee exotice cu valori de N/Z prea mari sau prea mici trebuie formate și explorate (culoarea verde).

Linia protonilor “drip line” este stabilită de experimente a fi la $Z = 83$. În contrast, linia neutronică de Drip este considerabil mai departe de valea de stabilitate și mult mai greu de atins. Ea a fost atinsă doar de nucleele cele mai ușoare, dar poziția ei este estimată pe baza modelelor nucleare și incertă datorită unor extrapolări foarte mari. Linia verde și mov indică calea de-a lungul căreia se crede că nucleele sunt formate în stele. Numai unele dintre procesele importante sunt arătate. Nucleele din stele se dezintegrează foarte rapid în unele

mult mai stabile. O exceptie de la aceasta reprezentare de stabilitate are loc in agregatele de neutroni extrem de masive si compacte, si anume stelele neutronice, sub influenta combinata a fortelor nucleare si a gravitatii.

Un alt mod de reprezentare a nucleelor in jurul unei Drip-line este data mai jos:

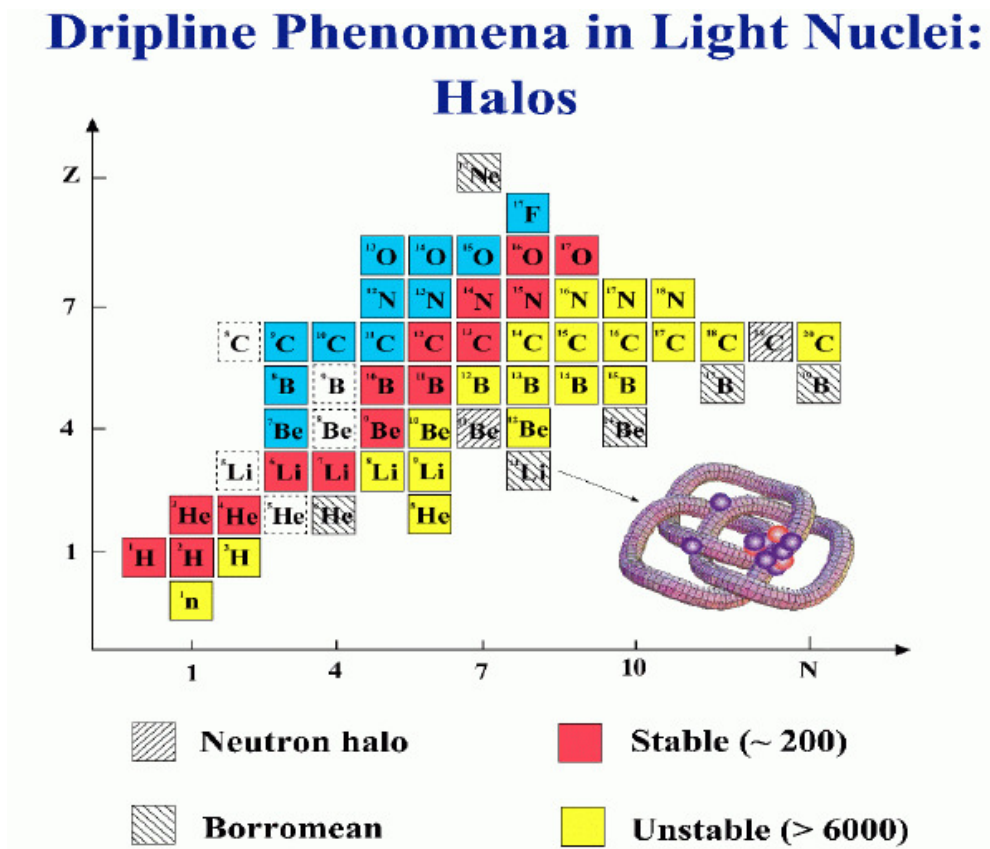


Fig. 6 Fenomene dripline in invelisuri de nuclee usoare

Este clar ca nucleonii intr-un nucleu nu sunt liberi. Ei pot fi considerati cvasiparticule care sunt inconjurate de un nor de alti nucleoni. O cvasiparticula este un sistem dinamic SD de tip “stream” care se supune unei serii de transformari spontane in spatiul fazelor. Din punct de vedere teoretic putem considera o corelatie a unui asemenea sistem cu modelul naiv partonic al producerii de particule in ciocniri hadron-hadron. Aceasta face posibila calculul cantitativ al unor caracteristici observate experimental, ca de exemplu fragmentele acestor nuclee.

Modelul naiv partonic al producerii de fragmente intr-un nucleu relativist consta in faptul ca fiecare particula (hadron, quark, nucleu si nucleon) este totdeauna inconjurata in sistemul ei propriu de repaus de un camp cuantic de interactii tari, altfel denumit partoni, care

sunt particule punctiforme fara masa. Fiecare parton are o viata medie de 10^{-34} s in sistemul propriu de referinta. Norul de partoni se schimba continuu in forma si compozitie fara a schimba numerele cuantice in starea initiala. In toate transformarile, legile de conservare de impuls sunt satisfacute. Cu toate acestea conservarea de energie poate fi violata in limitele permise de principiul de incertitudine. Toti partonii sunt corelati si coerenti.

Descrierea unei ciocniri nucleu-nucleu la energii mari se bazeaza pe ipoteza ca dupa ciocnire putem observa experimental fragmentele rezultate cu caracteristicile lor, care existau deja in nucleu inainte de interactia cu un alt nucleu. Aceasta ipoteza ne permite sa prezicem nu numai distributii unghiulare si de impuls ale fragmentelor dar si sa calculam probabilitatile de observare a unor fragmente.

Metoda cea mai adecvata care se poate aplica pentru cercetari de procese ca de exemplu schimb de sarcina sau fragmentare de nuclee usoare este folosirea emulsiilor nucleare. In general experimentele cu fascicule nucleare cu energie de cativa GeV sunt recunoscute sa fie cele de baza in cercetarea proprietatilor si a structurii intrinseci a nucleelor radioactive. Asemenea fascicule pot fi utilizate pentru a produce fascicule de nuclee de viata scurta prin reactii de breakup, schimb de sarcina sau fisiune. Intr-o asemenea abordare a problemei nu apar restrictii datorite timpului de viata a nucleelor relativiste.

In timpul iradierii emulsiile sunt pozitionate paralel cu directia fasciculului astfel incat particulele patrund in emulsiile printr-o margine. Cautarea de interactii nucleu-nucleu se efectueaza prin scanning vizual prin urmarirea urmelor de fascicul la microscop, cu o marire de x900 ori.

Emulsiile nucleare au fost folosite in primele experimente de Fizica nucleara relativista. Ele sunt placi fotografice cu un continut ridicat de argint si pot inregistra traiectoriile particulelor cu sarcina, chiar si la ionizare minima. Obtinerea informatiilor de interes se face din determinarea densitatii de granule si combinarea cu diverse alte masuratori pentru determinarea vitezei si masei particulei.

Fiind mici si avand sensitivitate continua ele au fost foarte utile in experimente implicand radiatia cosmica primara. Au cea mai buna rezolutie spatiala dintre toti detectorii cu vizualizare folositi. Acest fapt este datorat dimensiunilor foarte mici ale granulelor din emulsiile nucleare (sub $0.5 \mu\text{m}$) si a distantelor mici dintre acestea, anume 1-2 m. In multe cazuri sunt obtinute rezolutii spatiale similare, de 1-2 μm . De aceea, ele pot fi folosite pentru determinarea timpilor de viata foarte scurti ai unor particule. Daca, initial, emulsiile nucleare au fost folosite singure, intr-un strat sau in straturi multiple, in prezent ele sunt folosite in

sisteme complexe de detectori. Asociate cu camere cu bule si detectori cu semnal electric ele pot da informatii privind localizarea interactiilor de interes.

La NUCLEOTRONUL de la IUCN-Dubna au fost efectuate diferite experimente si masuratori in emulsii nucleare expuse in fascicule de nuclee radioactive. Fascicule secundare de nuclee radioactive usoare sunt produse prin reactii de schimb de sarcina, B^8 si B^9 vor fi formate prin reactii de fragmentare ale nucleului de B^{10}

In studierea diferitelor nuclee radioactive si pentru o reprezentare foarte utila s-au folosit desene in care protonii si neutronii sunt reprezentati sub forma de bile colorate, iar diferitele clustere apar ca grupari de bile. Mai jos avem schematic o particula de 4He si deasemenea deuteron, triton si 3He .

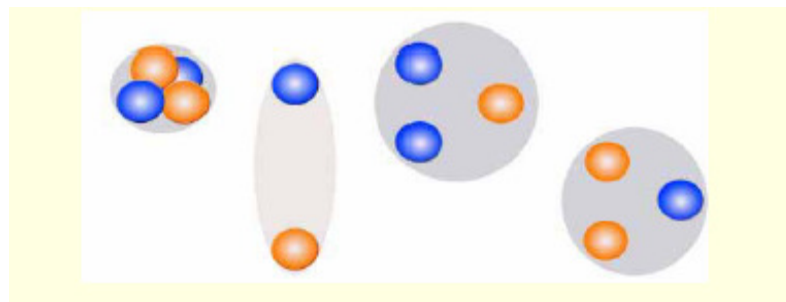


Fig. 7 Particula de 4He si deasemenea deuteron, triton si 3He

In figura de mai jos este reprezentata structura interna a diferitelor nuclee radioactive, modul de clusterizare.

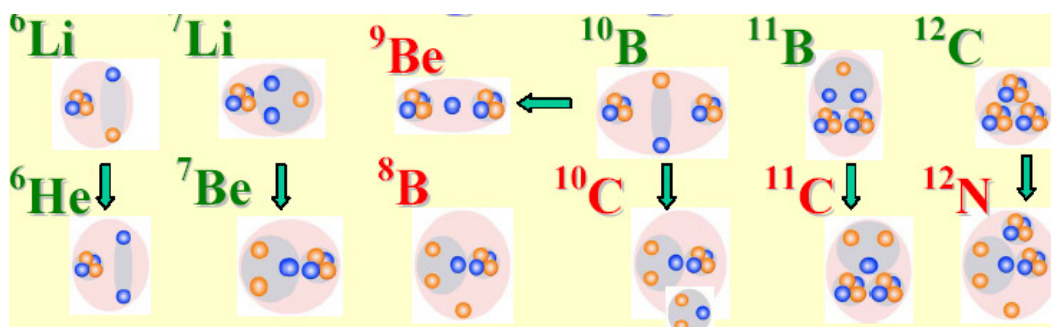


Fig. 8 Structura interna a diferitelor nuclee radioactive

Un fapt comun in caracteristicile topologice ale interactiilor nucleelor de Ne, Mg, Si si S, este suprimarea dezintegrarii binare in fragmente cu sarcina mai mare decat 2l.

Cresterea gradului de fragmentare in urma interactiei acestor nuclee rezulta din cresterea multiplicatatii de fragmente de sarcina 1 si 2, pana la o disociere totala, cu cresterea gradului de excitare.

Apare astfel un canal dominant de stari de clustere multiple cu o mare densitate, fata de stari binare cu prag mic de energie.

Mai jos este reprezentata reactia de disociere coerenta a nucleului de Li^6 la energie de 4.5 GeV/c iradiat la nuclotron si masuratorile unghiulare efectuate in emulsii nucleare.

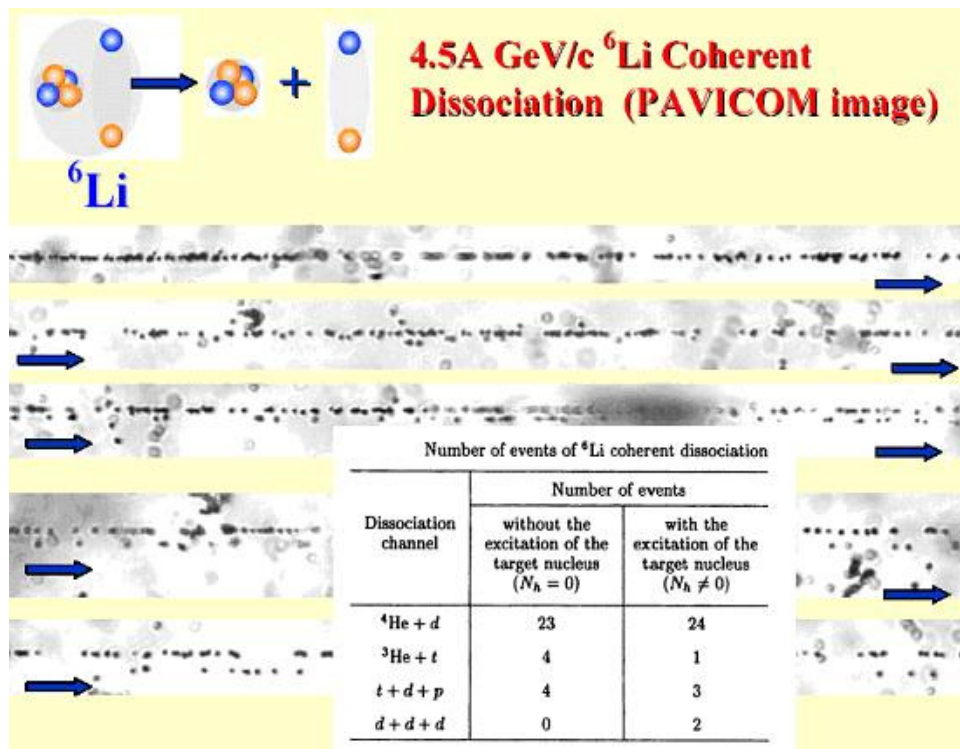
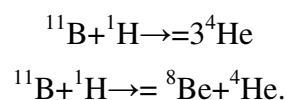


Fig. 9 Reactia de disociere coerenta a nucleului de Li^6

Un interes deosebit il prezinta nucleele de ${}^8\text{Be}$, ${}^9\text{Be}$. Nucleul de ${}^8\text{Be}$ se formeaza ca nucleu intermediar in reactiile urmatoare:



In concluzie, procesele de interactie a nucleelor relativiste furnizeaza un excelent laborator "cuantic" pentru explorarea tranzitiilor nucleelor din starea fundamentala la o faza gaz-lichid compusa din clustere de nucleoni care nu prezinta excitari, adica d, t, ${}^3\text{He}$, ${}^4\text{He}$,

Scopul investigatiilor este de a gasi stari cuasi stabile sau sisteme foarte putin legate care depasesc dimensiunea fragmentelor. Cautarea unor asemenea stari pe scara nucleara este extrem de importanta deoarece ea joaca rolul de stare intermediara ("stare de asteptare") pentru fuziunea nucleara datorata in primul rand reducerii repulsiei Coulombiene. Caracteristicile de fragmentare pe de alta parte pot fi folosite pentru un scenariu de fuziune, ca proces invers procesului de fragmentare.

Bibliografie

Capitolul II

1. S. Nagamyia - Prog. Part. Nucl. Phys. XV (1985) 363
2. Al. Jipa - Teza de doctorat, Universitatea Bucuresti, Facultatea de Fizica, 1989
3. C. Besliu, Al. Jipa - Rom. J. Phys. 37 (1992) 1011
4. H. Reeves - Nucl. Phys. A 488 (1988) 665c
5. H. Reeves - Phys. Rep. 201 (1991) 335
6. C. Besliu, Al. Jipa, Amelia Horbuniev - Conferinta Nationala de Fizica, Constanta, 16-18. IX. 1998
7. H. L. Anderson et al - Phys. Rev. 85 (1952) 934
8. H. I. Friedman, R. W. Kendall - Ann. Rev. Nucl. Sci. 22 (1972) 203
9. W. Ehehalt, W. Cassing, U. Mosel, G. Wolf - Phys. Rev. C47 (1993)
10. J. N. Capdevielle - Nucl. Phys. A 386 (1982) 571
11. C. Besliu, Al. Jipa - Rev. Roum. Phys. 33 (1988) 409
12. L. P. Csernai, J. I. Kapusta - Phys. Rep. 131 (1986) 223
13. E. Feenberg, H. Primakoff - Phys. Rev. 70 (1946) 980
14. A. B. Migdal - JETP 34 (1972) 1184
15. V. Metag - Prog. Part. Nucl. Phys. XXX (1993) 75
16. Al. Jipa - J. Phys. G: Part. Nucl. Phys. 22 (1996) 231
17. Al. Jipa, R. Ionescu, Nicoleta Ioneci - Rom. Repp. Phys. 48 (1996) 389-397
18. C. Besliu et al - J. Phys. G: Part. Nucl. Phys. 18 (1992) 807
19. C. Besliu et al - J. Phys. G: Part. Nucl. Phys. 19 (1993) 1831
20. K. Werner, J. Aichelin - Phys. Rev. C52 (1995) 1582
21. H. Heiselberg, C. J. Pethick, E. Staubo - Phys. Rev. Lett. 70 (1993) 1355

Capitolul III Metode de identificare a clusterilor și fragmentelor nucleare

III.1 Diferențe și similitudini între clusteri nucleari și fragmente nucleare

Domeniul fizicii ionilor grei cuprinde o serie de obiective de mare interes actual dintre care amintim: studierea comportării materiei nucleare în condiții extreme de temperatură și densitate, studiul plasmei quarc gluonice și apariția tranzițiilor de fază, studiul fragmentării nucleare, structurii de cluster, etc.

Investigarea nucleelor ușoare situate la limita stabilității neutrine a deschis o nouă direcție de cercetare în căutarea nucleelor exotice. Au fost stabilite noi fenomene în structura nucleară, în particular s-a observat producerea de nuclee de rază mare și producerea de clustere de nucleoni separate în spațiu. Energia mică de legătură a clusterelor nucleare face posibilă determinarea structurii nucleelor, ca una de tip molecular.

S-au făcut progrese importante în studierea structurii nucleelor cu exces și număr maxim de neutroni. De asemenea, s-au făcut mari progrese și în experimente menite să definească elementele structurale ale nucleelor în apropierea limitei de stabilitate protonică. Asemenea nuclee sunt stabile în lipsa paturilor de electroni. Structura acestor nuclee poate deveni un element în înțelegerea proceselor de nucleosinteză. De exemplu, prezenta haloului protonic (un proton foarte îndepărtat de miezul nucleului) poate servi ca o “traversă” pentru generarea de izotopi, atunci când se avansează de-a lungul limitei de stabilitate protonică urmată de o dezintegrare ulterioară în izotopi stabili.

Unul dintre candidații la sistemele de tip halou protonic este nucleul de ${}^8\text{B}$. Este de remarcat că tranziția alternativă în ciclul solar CNO poate avea loc prin alăturarea unui proton la nucleul de ${}^7\text{B}$ și la nucleul de ${}^4\text{He}$. Nucleul de ${}^{12}\text{N}$ se dezintegrează în izotopul stabil ${}^{12}\text{C}$ prin captura de electron. Un alt exemplu este fuziunea unuia sau mai multor protoni în nucleul de ${}^8\text{B}$ rezultând din producerea de ${}^9\text{C}$, care este de asemenea stabil în prezenta electronilor. Fuziunea unui nucleu de ${}^4\text{He}$ într-unul de ${}^9\text{C}$ conduce la formarea unui izotop ${}^{13}\text{N}$ intermediar în ciclul CNO. Un nucleu instabil de ${}^6\text{Be}$ poate juca un rol de mediator ca și unul de ${}^8\text{Be}$. Mai pot fi amintite și alte asemenea modele de **sisteme de cluster**, incluzând și nuclee în stare excitată.

Producerea fasciculelor relativiste de izotopi radioactivi ușori este efectuată în prezent la Nucleotronul de la IUCN, Dubna. Metoda cea mai adecvată care se poate aplica pentru cercetări de procese ca de exemplu schimb de sarcină sau fragmentare de nuclee ușoare este folosirea tehnicilor emulsiei nucleare.

Emulsia nucleara este simultan atat detector de particule cat si tinta pentru ciocnirile diferitelor particule proiectil care patrund in ea. Folosind emulsia nucleara s-au descoperit cele mai multe particule elementare, in special in radiatia cosmica. Cu ajutorul emulsiei se pot vizualiza toate particulele incarcate intr-un domeniu foarte larg de energii, se pot numara toate produsele unei interactii la energii mari, se pot masura distantele cu o precizie fara egal printre detectori de urme (dimensiunea unei graunte in emulsie medie este de $0,5 \mu$). Microscopie specializate de masuratori in emulsia nucleara ofera posibilitatea de a masura coordonate in sistemul microscopului cu o precizie foarte mare.

Aceste posibilitati pot fi exploatate pentru a efectua masuratori de parcurs, ionizare, sarcini, unghiuri. Metodele folosite in prezent sunt rezultatul a multor ani de studiu care au dus la perfectionari treptate, astfel incat performantele emulsiei au crescut considerabil.

In general experimentele cu fascicule nucleare cu energie de cativa GeV sunt recunoscute sa fie cele de baza in cercetarea proprietatilor si a structurii intrinseci a nucleelor radioactive. Asemenea fascicule pot fi utilizate pentru a produce fascicule de nuclee de viata scurta prin reactii de breakup, schimb de sarcina sau fisiune. Intr-o asemenea abordare a problemei nu apar restrictii datorate timpului de viata a nucleelor relativiste. Un avantaj tehnic in analiza nucleelor bogate in protoni fata de studiile la energii joase este o ionizare minima si posibilitatea de observare completa a procesului de fragmentare.

Fragmentarea limitata a nucleelor serveste ca baza pentru studiul structurii nucleare. Tabloul de fragmentare, sau compozitia izotopica si spectrul de energie pentru unul dintre nucleele care se ciocnesc este foarte putin dependenta de proprietatile de fragmentare ale celuilalt nucleu. Aceasta face posibila studierea procesului de fragmentare la excitari nucleare foarte mici.

Necesitatea de a recunoaste fragmentele nucleului proiectil impune o cerinta de baza asupra tehnici de masurare, in sensul ca sunt necesare o rezolutie unghiulara maxima si identificarea fragmentelor in conul din fata care este foarte ingust (cateva grade). Procesul de fragmentare duce la o ionizare foarte slaba, care se datoreaza produselor de reactie, in comparatie cu semnul nucleului primar, respectiv particula de ionizare minima.

Tehnica emulsiilor nucleare poate fi implementata si aplicata cu succes. In procesul de fragmentare, nucleonii produc cu o mare probabilitate clustere, care atunci cand se dezintegreaza sunt detectate in emulsie la fel ca in orice detector de urme in 3D. Cazurile cunoscute sunt cele in care se observa disocieri coerente ale nucleelor relativiste de ^{12}C in trei particule α si nucleele de ^{16}O in 4 particule α . Emulsia serveste ca un detector universal al fragmentarii totale, pastrand informatia completa intr-un singur strat de emulsie.

Studierea interaciunilor nucleelor relativiste duc la o excitare minima mutuala a nucleelor ce se ciocnesc si nu implica producerea de mezoni incarcati fiind modul cel mai avantajos de studiere a structurii nucleelor. In acest caz fragmentele de fragmentare ale tinte si proiectilul pot fi usor separate prin impulsurile lor. Se impune criteriul ca numar de masa al proiectilului sa fie conservat intr-un con ingust de fragmentare in directia inainte. Aplicarea acestui criteriu conduce si la o descrestere puternica a multiplicatatii produselor de fragmentare ale tinte.

III.1.1 Reactii de multifragmentare si proprietati ale materiei stelare la densitati subnucleare

O explozie de supernova de tip II este unul din cele mai spectaculoase evenimente in astrofizica, cu eliberari uriase de energie in jur de 10^{53} erg sau cativa zeci de MeV/nucleon. Cand miezul unei stele masive colapseaza, atinge densitati de cativa ori mai mari decat densitatea nucleara normala $\rho_0 = 0.15 \text{ fm}^{-3}$. Imprastierea repulsiva nucleon-nucleon da nastere unui salt si duce la crearea unei unde de soc ce se propaga prin materia stelara. Aceasta unda de soc este responsabila pentru eliminarea unui invelis al stelei care este observata ca o explozie de supernova. In timpul colapsului si dupa explozie, pot fi atinse temperaturi de $T \approx 0,5 - 10$ MeV si densitati barionice de $\rho \cong 10^{-5} - 2\rho_0$. Asa cum s-a aratat in numeroase studii teoretice, tranzitia de faza lichid-gaz este posibila in materia nucleara in aceste conditii. Acest lucru ofera fundamentul pentru folosirea modelelor bine stabilite ale reactiilor nucleare, dupa anumite modificari, pentru a descrie starile materiei pe perioada exploziei supernovei.

Asa cum a fost demonstrat de mai multi autori [41, 42], simularile hidrodinamice prezente ale regiunii colapsului nu produc explozii de succes, chiar cand efectele de conventie si de incalzire sunt incluse. Pe de alta parte, este stiut ca compozitia nucleara e extrem de importanta pentru intelegerea fizicii exploziei supernovei. In particular, ratele reactiei slabe si spectrul energetic ale emiterii neutrinilor sunt foarte sensibile la prezenta nucleelor grele. Acest lucru este deasemenea adevarat pentru ecuatia de stare (EOS) folosita in simularile hidrodinamice atat timp cat puterea socului depinde de disocierea nucleelor grele. Cu toate acestea, se bazeaza pe proprietatile nucleelor reci sau aproape reci ($T < 1-2$ MeV) extrase din reactii nucleare la densitati scazute (tinte in stare solida) ($\rho \sim 10^{-14} \rho_0$). Pe de alta parte, proprietatile nucleelor se pot modifica semnificativ la temperaturi inalte si densitati barionice si leptonice asociate cu explozia supernovei.

Pentru o descriere mai realista a fizicii supernovei, ar trebui sa folosim, experienta acumulata in ultimii ani prin studiul reactiilor nucleare la energii intermediare, in particular, reactii de multifragmentare. Proprietatile sistemelor in echilibru “trecator” produse in aceste reactii sunt similare cu cele asteptate in explozile supernovelor. Alt defect al acestui model este faptul ca reduce un ansamblu de nuclee grei la un singur “nucleu mediu”. Aceasta este o aproximatie, care poate dezvolta puternic ansamblul statistic si in cel mai bun caz, poate fi aplicat doar intr-un numar limitat de cazuri. Deci, o problema urgenta este sa se obtina o ecuatie de stare mai realista a materiei stelare dense si fierbinti care poate fi aplicata pe un interval larg de conditii termodinamice. Scopul nostru este impartit in doua: mai intai, demonstram ca reactiile de multifragmentare nucleara descopera informatii importante despre proprietatile nucleelor in medii dense, care este important pentru a face calcule de incredere privind compozitia nucleara in conditii astrofizice. Apoi, aratam ca intr-o aproximare realista trebuie considerat intreg ansamblu de nuclee fierbinti imbogatite in neutroni si studierea modului in care acest ansamblu evolueaza cu temperatura, densitatea si fractiunea de electroni in materia supernovei.

In mediul supernovei, apar noi ingrediente importante comparative cu reactiile nucleare. Materia la scala stelara este neutra electric: deci, electronii trebuie inclusi pentru a echilibra o sarcina nucleara pozitiva. Fotonii energetici sunt deasemenea prezenti in materia fierbinte, si pot schimba compozitia nucleara via reactiile fotonucleare. In cele din urma, continutul in aroma a materiei poate fi afectat de un flux de neutrino de la stelele protoneutronice nou-nascute. Intrebarea cruciala pentru descrierea teoretica este ce grad de echilibru se atinge in diferite reactii. Estimările noastre arata ca la temperaturi si densitati de interes, timpul de reactie caracteristic pentru interactiile nucleare in intervalul $10\text{-}10^6$ fm/c, este foarte mic comparativ cu timpul caracteristic al exploziei (in jur de 10 ms). Presupunerea echilibrului nuclear este justificat complet pentru aceste conditii si deci compozitia nucleara poate fi determinata printr-un model statistic. Rata reactiilor fotonucleare depinde puternic de densitate. La densitati foarte scazute, mai mici de $10^{-5} - 10^{-6} \rho_0$, aceste reactii sunt mai eficiente decat interactiile tari. Interactiile slabe sunt mult mai incete si este mult mai probabil ca la energii inalte, $\rho \geq 10^{-3} \rho_0$, acestia sa scape liberi din stea. Procesele slabe sunt responsabile in intregime pentru continutul in neutrino si electroni ai materiei. De exemplu, captura de electroni poate sa fie in echilibru cu reactiile nucleare la densitati mici. Deci, un tratament adecvat este necesar pentru a discrimina anumite conditii cu respectarea reactiilor slabe. Concluzionam ca aproximarea statistica poate fi aplicata

pentru reactiile nucleare, dar trebuiesc luate in considerare explicit posibile derivatii pentru echilibru si pentru interactii slabe si electromagnetice.

Modelele statistice sunt de mare succes in fizica nucleara daca in reactie poate fi definita o sursa echilibrata. De exemplu, o astfel de sursa o reprezinta “nucleul compus” introdus de Niels Bohr. Imaginea standard de nucleu compus e valabila numai la energii de excitare mici cand evaporarea particulelor usoare si fisiunea sunt canale de dezintegrare dominante. Cu toate acestea, acest concept nu poate fi aplicat la energii de excitare mari, $E^* > 2 - 3$ MeV/nucleon, cand nucleul se sparge rapid in multe fragmente. Cateva versiuni ale aproximatiei statistice au fost propuse pentru descrierea unor asemenea reactii de multifragmentare. Asa cum a fost demonstrat in mai multe experiente o sursa echilibrata poate fi formata in acest caz, iar modelele statistice pot fi in general foarte bune in descrierea proprietetilor ei. Studiile sistematice ale unor asemenea sisteme inalt-excite au aratat manifestarea tranzitiei de faza gaz-lichid nuclear.

In prezent, modelul de unifragmentare statistic (SMM) este singurul model de multifragmentare care poate fi aplicat atat pentru sisteme finite cat si pentru sisteme infinite in limita termodinamica. Aceasta il face sa poata fi folosit pentru conditii astrofizice. Acest model presupune echilibru statistic nuclear la o stare de inghet la densitate scazuta. Nucleele usoare cu numar de masa $A \leq 4$ sunt tratate ca particule elementare cu un singur grad de libertate (gaz nuclear). Nucleele cu $A > 4$ sunt tratate ca picaturi fierbinti de lichid. In acest fel, se poate studia coexistenta lichid-nuclear-gaz in volumul de inghet. Interactia Coulombiana a fragmentelor e descrisa cu ajutorul aproximatiei Wigner-Seitz [43]. Canalele diferite f sunt generate prin modele Monte Carlo in concordanta cu ponderile lor statistice, $\propto \exp S_f$, unde S_f reprezinta entropia canalului f . Dupa spargere acceleratia Coulomb si dezexcitarea secundara a fragmentelor primare fierbinti sunt deasemenea luate in considerare.

Un avantaj important al SMM-ului e faptul ca include toate canalele de spargere de la nucleele compuse la vaporizare (canale continand numai nucleee usoare $A \leq 4$), si se poate studia competitia dintre ele. Multifragmentarea dominanta a nuclelelor compuse la energii de excitare mari trebuie luata in considerare pentru explicarea producerii de fragmente multiple. Acest lucru e demonstrat in Fig. 1. unde, pe langa entropia totala, sunt aratate deasemenea si entropiile unor moduri de dezintegrare externe de ^{238}U , si anume canalele de nucleu compus (CN) si de vaporizare (V) in functie de energia de excitare. Se poate vedea clar ca canalele CN domina la energii de excitare mici, dar canalele V cistiga la energii de excitare de peste 12 MeV pe nucleon. De fapt, canalele CN mor la energii de excitare mult mai mici, 2-3 MeV/nucleon, pe

cind canalele continind un rezidu greu si/sau citeva fragmente de masa intermediara ($4 < A < 50$) au o entropie mai mare.

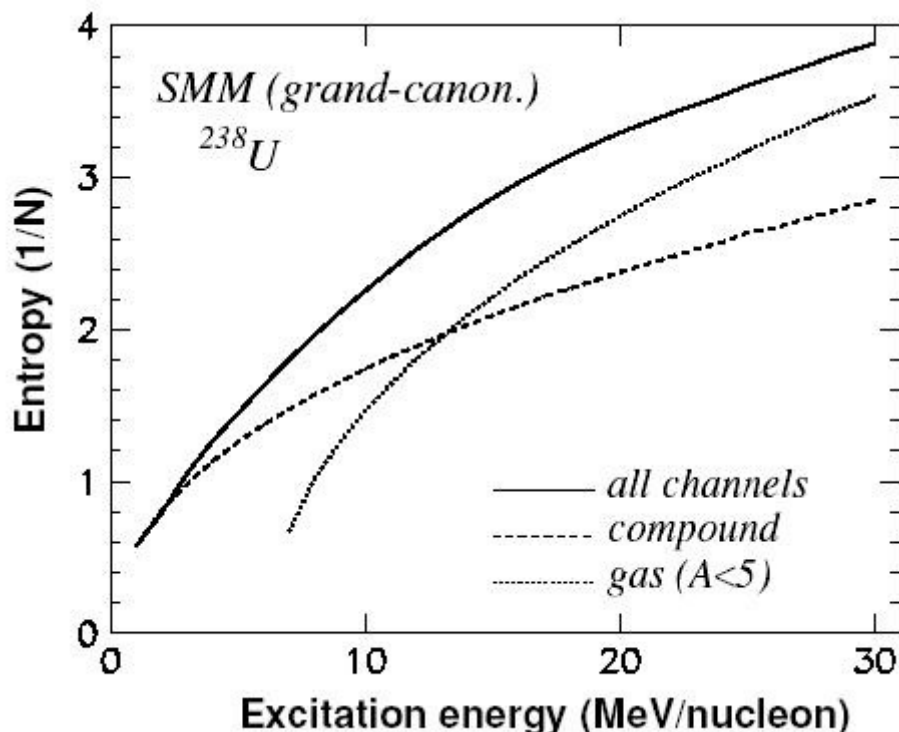


Fig. 1 Entropia per nucleon in functie de energia de excitare per nucleon pentru diferite canale de dezintegrare ale ^{238}U . Calculele sunt efectuate in versiunea grand-canonica a SMM la densitatea de inghet $\rho = \rho_0/3$. Liniile intrerupte si cele punctate corespund nucleelor compuse si respectiv canalelor de vaporizare ($A \leq 4$). Linia plina reprezinta entropia totala, obtinuta prin sumarea tuturor canalelor de dezintegrare

Diferenta dintre liniile pline si cele punctate din fig. 1 este cauzata in intregime de prezenta fragmentelor grele fieribinti si a celor de masa intermediara. Putem concluziona ca contributia lor ramane semnificativa chiar si la energii de excitare foarte mari si entropii nucleare pana la 4 unitati pe barion. Acest rezultat este relevant pentru fizica supernovel deoarece supravietuirea nucleelor relativ grele reduce pierderile de energie pentru disociere si poate ajuta la revigorarea undelor de soc.

Pentru aplicatiile astrofizice, e important ca SMM-ul, pe langa paritatea fragmentelor, poate descrie bine continutul in neutroni al fragmentelor. In cazul surselor imbogatite cu neutroni, SMM-ul prezice fragmentele primare fierbinti bogate in neutrini. Asa cum arata calculele, aceasta pastreaza o parte din excesul lor de neutrini chiar si dupa dezexcitare. Multe experimente noi ofera dovezi pentru producerea unor astfel de nuclee neobisnuite imbogatite in neutroni, care ar trebui sa fie destul de comune pentru materia supernovelor. De exemplu, fig. 2

arata raportul neutron/proton (N/Z) pentru fragmente produse in fragmentarea ^{238}U cu energii de 1 GeV/nucleon pe tinte de Pb si Ti [43].

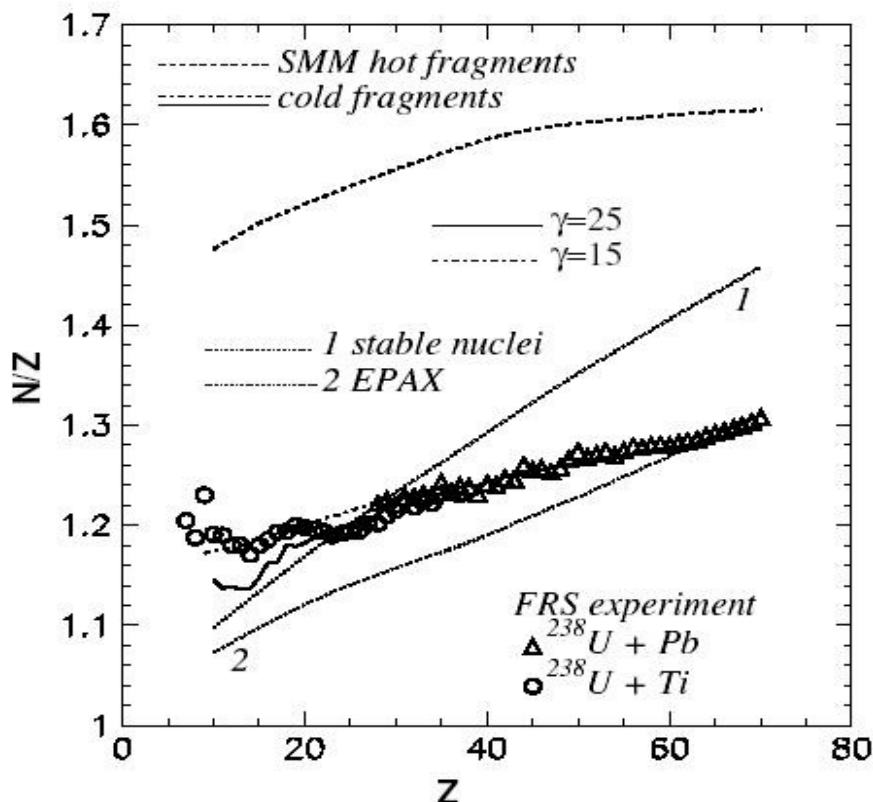


Fig. 2 Media N/Z vs sarcina fragmentelor produse in dezintegrarea ^{238}U cu energia de 1 GeV/nucleon pe tinte de Pb si Ti. Punctele reprezinta datele experimentale obtinute in separatorul de fragmente (FRS) de la GSI. Linia intrerupte reprezinta calculul SMM pentru fragmentele primare fierbinti; linia plina si linia intrerupta cu puncte reprezinta fragmentele dupa a doua dezexcitare. Linia punctata 1 corespunde nucleelor stabile, linia punctata 2 reprezinta parametrizarea fenomenologica EPAX pentru nuclee produse prin spalatie. Linia plina si cea intrerupta reprezinta calculele pentru parametrul standard al energiei de simetrie $\gamma=25$ MeV; linia intrerupta cu puncte reprezentind calculul pentru γ redus =15 MeV

Cu ajutorul experimentelor de multifragmentare se pot determina parametrii modelului necesari pentru descrierea mai buna a nucleelor fierbinti imbogatite in neutroni, de exemplu, energia de simetrie. Energia de simetrie pentru fragmente e definita in SMM ca fiind $E_{A<Z}^{sym} = \gamma(A - 2Z)^2 / A$ unde γ este un parametru fenomenologic. In cazul fragmentelor reci, $\gamma \approx 25$ MeV. Pentru fragmente fierbinti, acest parametru poate fi extras din fitarile producerilor de izotopi via fenomenul de izoscalare. In prezent exista indicatii privind reducerea esentiala a energiei de simetrie in nucleele de izoscalare. Mica discrepanta observata in fig. 2 dintre calculele standard cu $\gamma \approx 25$ MeV si experiment pentru fragmente cu $Z < 20$ poate fi

atribuita urmatorului efect: energia de simetrie mai mica de la inceputul cascadei secundare de evaporare poate creste imbogatirea cu neutroni a fragmentelor finale reci. Acest lucru e demonstrat in fig. 2 prin calculele SMM cu $\gamma \approx 15$ MeV (linii punctate).

Posibilitatea reducerii energiei de simetrie ar trebui pastrata deschisa pentru o descriere mai buna a nucleeleor fierbinti produse in conditii termodinamice apropiate celor din reactiile de multifragmentare. Apoi aceste rezultate pot fi folosite pentru a gasi o compozitie nucleara a materiei supernovei.

Pentru a descrie materia supernovei, a fost modificat SMM-ul pentru a include electronii si neutrinii in ansamblu statistic. Modelul a fost formulat pentru diferite presupuneri privind ratele reactiilor slabe, care il face flexibil suficient pentru a fi folosit in diferite etape ale unei explozii a supernovelor. In fig. 3 este prezentat predictiile SMM-ului pentru rapoartele sarcina/masa (Z/A) si distributia de masa fierbinte pentru conditiile unei supernove tipice. Au fost efectuate calcule pentru temperaturi si densitati diferite la rapoarte fixe lepton (neutrino+electroni) – barioni Y_L sau electron-barion (Y_e). Se poate observa ca la temperaturi joase ($T = 1$ MeV) distributia de masa are in mod normal trei picuri: la $A = 1$ (nucleoni liberi), la $A = 4$ (particule α) si la un $A \approx 100$ corespunzator nucleeleor grele. Aceasta este o imagine tipica pentru regiunea de coexistenta gaz-lichid. Distributia nucleeleor grele in acest caz poate fi bine aproximata de o distributie gaussiana. Cu toate acestea, la temperaturi mai mari ($T = 3$ MeV) distributia de masa poate fi foarte larga (liniile punctate in panoul din stanga jos), si devine mai aproape de o lege de putere (pentru $A > 4$). Asa cum se vede in partea din stanga sus, raportul Z/A variaza intre 0,45 la densitati mici pana in jurul de 0,25 la densitati mai mari.

Subliniem ca in timpul exploziei se pot forma o mare varietate de nuclee imbogatite in neutroni si chiar nuclee exotice (masa mare, sarcina mica). Analiza arata ca scaderea energiei de simetrie are o puternica influenta asupra compozitiei nucleare si formarea privilegiata a nucleeleor imbogatite in neutroni. Ca exemplu, in fig.3 se demonstreaza ca masele si rapoartele Z/A ale nucleeleor produse la γ standard $\gamma \approx 25$ MeV si la $\gamma \approx 15$ MeV sunt diferite, cu un factor egal cu 2, in cazul unor densitati mai mari la $T = 3$ MeV. Alt efect important in acest caz este acela ca distributia izotropa la un A dat (largimile lor fiind $\sigma_z^A \cong \sqrt{(AT/8\gamma)}$) devine considerabil mai larga. Deci, proprietatile nucleeleor fierbintii imbogatite in neutroni in mediul supernovei trebuie reconsiderate in concordanta cu experimentele de laborator cele mai recente, in particular, cu privire la energia de simetrie.

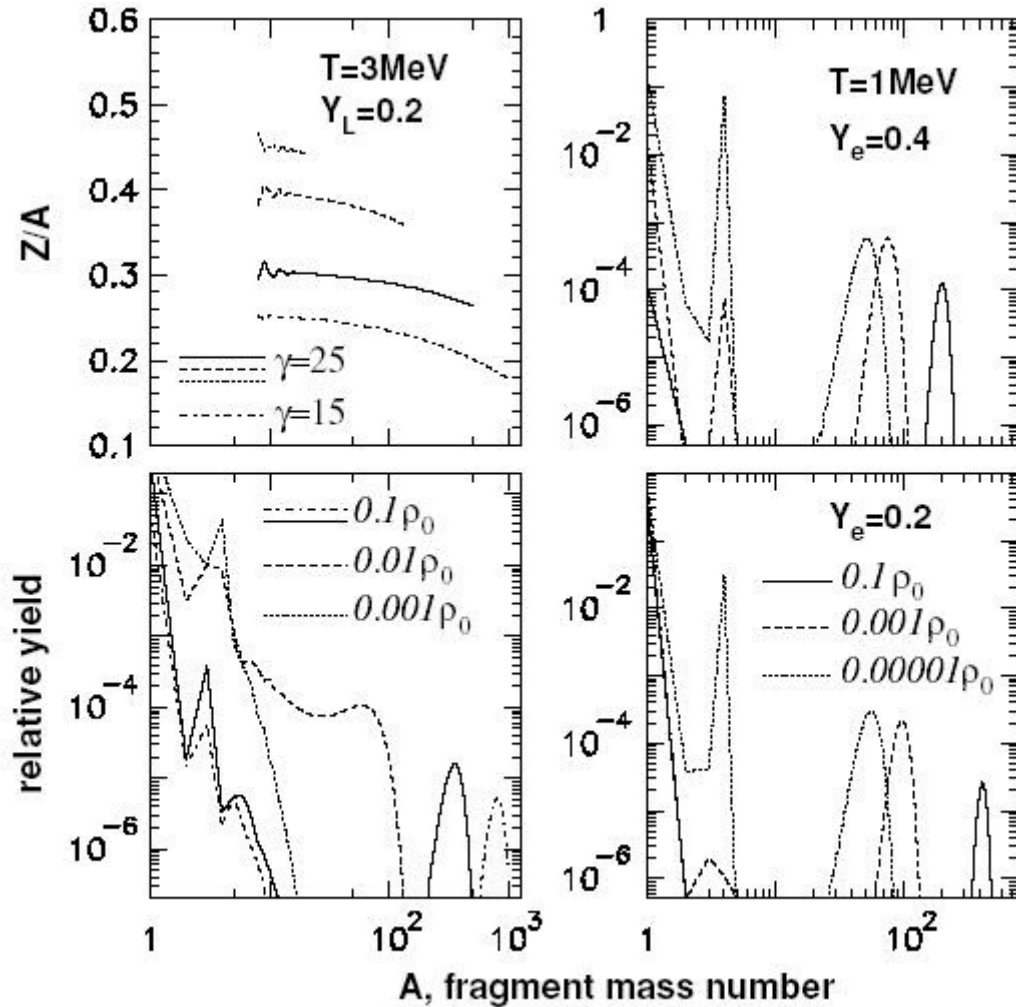


Fig. 3: Raportul mediu sarcina-masa (desen stnga sus) si distributia de masa a fragmentelor primare fierbinti (celelalte desene) calculate cu SMM generalizata pentru conditiile supernovei. Desenele din stnga reprezinta calculele pentru temperatura $T=3$ MeV si fractia leptonilor fixata $Y_L=0,2$ pe nucleon. Desenele din dreapta sunt pentru temperatura $T=1$ MeV si fractia electronilor fixata Y_e . Liniile corespund densitatilor barionica specificate in figura. Liniile plina, intrerupta si cea punctata reprezinta calculele pentru parametrul energiei de simetrie $\gamma=25$ MeV; liniile intrerupte cu puncte reprezinta calculele pentru parametru redus $\gamma=15$ MeV

Pe langa o EOS mai realista exista si alte aspecte importante ale dinamicii supernovei care sunt sensibile la ansamblu nucleelor fierbinti. In particular, opacitatea neutrino-ului si rata de captura a electronilor sunt foarte sensibile la efectele de structura nucleara si la energia de simetrie. Investigarea consecintelor noilor invelitori la excese de neutroni foarte mari si posibilitatea de producere a nucleelor grele sau chiar supergrele in conditii de supernova, e promitatoare. Nucleosinteza in mediu supernovei poate avea loc deasemenea diferit, daca ansamblu de nuclee grele va oferi noi "graunte" pentru procesele r .

S-a semnalat o similaritate a starilor materiei nucleare atinse in reactiile de multifragmentare si in exploziile supernovelor. Asa cum a devenit clar din ultimele experinte, proprietatile nucleelor produse in materia fierbinte la densitati subnucleare sunt diferite primordial de cele pentru nucleeele izolate la energii de excitare mici care au fost investigate de comunitatea de structura nucleara. Reactia de multifragmentare ne permite sa investigam nucleeele in regiunea diagramei de faza cu $T \sim 3 - 8$ MeV si densitati in jur de $\rho \sim 0,1\rho_0$.

Informatia experimentală privind proprietatile nucleelor fierbinti in mediul dens este cruciala pentru construirea unor ecuatii de stare serioase a materiei stelare. EOS imbunatatita ar trebui implementata in simularile hidrodinamice moderne pentru dinamica supernovelor. In acest fel, va fi posibila efectuarea unor calcule mai realiste privind exploziile supernovelor si sintetizarea elementelor grele.

III.1.2 Analiza fragmentarii nucleare a nucleelor relativiste in emulsia nucleara

Ciocnirile periferice al nucleelor ce au loc la o energie de peste 1 A GeV sunt ciocniri de un tip special in care ruptura nucleelor primare este provocata de interactii electromagnetice si de difractie, ca si de ciocniri de nucleoni pentru o suprapunere minima a densitatilor nucleare. Emulsiile nucleare cu urma expuse razelor de nucleee relativiste fac posibila obtinerea de informatii despre produsele cu incarcatura ale unor asemenea coliziuni, lucru unic in ceea ce priveste detaliile de observatie ale urmelor de particule.

Topologia de sarcina a fragmentelor in interactiile periferice ale nucleelor usoare la o energie primara mai mare de 1 GeV pe nucleon poate servi ca o caracterizare eficienta a multifragmentarii nucleare. In aceasta regiune a energiilor, se poate atinge regimul de limitare a fragmentarii nucleare – ceea ce inseamna ca spectrul fragmentelor devine independent de energia de ciocnire si de compozitia nucleului tinta.

In studiul multifragmentari in regiunea energiilor relativiste, posibilitatile de observatie si de spectroscopie a starilor finale ale unui produs sistem format de fragmente incarcate sunt determinate de acuratetea la care se ajunge prin masurarea unghiurilor. Datorita celei mai bune rezoluției spațiale, emulsiile nucleare oferă o rezolutie unghiulara de aproape 10^{-5} radiani pentru fragmente relativiste de urme. Aceasta asigura observabilitatea tuturor dezintegrarilor posibile al starilor nucleare in fragmente. Drept exemplu, indicam ca, pe o lungime de 1 mm, se poate distinge cu siguranta procesul ${}^8\text{Be} \rightarrow 2\alpha$, care se manifesta la un impuls de 4,5 GeV/c per nucleon ca o pereche de urme intr-un con unghiular de aproape 2×10^{-3} radiani. Asemenea

dezintegrari inguste sunt observate destul de frecvent in fragmentarea relativista a nucleelor de oxigen si nucleelor mai grele.

Caracteristicile topologice ale evenimentelor incluzand disocierea nucleelor usoare in interactii periferice au fost investigate in emulsii pentru nucleeele de ^{12}C [1-6], ^{22}Ne [1-12], ^{24}Mg [13], ^{28}Si [14-16], ^{16}O [17-18], ^6Li [19-22] si ^{10}B [23-25] la energii de cativa GeV per nucleon. Disocierea nucleelor de ^{16}O si ^{32}Si a fost investigata la o energie de 200 GeV per nucleon [17, 26, 27]. Aceste rezultate sunt complete si de mare incredere, ele pot fi folosite în planificarea investigatiilor de multifragmentare nucleara ce este caracterizata de o semnificatie statistica inalta.

Datele experimentale asupra fractiunilor ramurilor disocierilor canalelor nucleare observate dau o idee atat despre regularitatile generale ale procesului de fragmentare nucleara cat si despre caracteristicile speciale ale fragmentarii ce sunt asociate cu structura de nucleee individuale.

In interactii periferice, nucleelor li se acorda un spectru de excitatie apropiat de pragurile energiei de disociere. In regiunea cinematica a fragmentarii unui nucleu relativist, exista sisteme ce apar si sunt alcatuite din fragmente nucleare a caror incarcatura totala este apropiata de incarcatura nucleului parinte. Unghiul de deschidere a conului relativist de fragmentare este definit de catre miscarea Fermi a nucleonului. Astfel, fragmentele se gasesc la periferia distributiei rapide de particule ce se obtine prin adunarea tuturor canalelor ale reactiei respective.

Valorile impulsurilor fragmentelor normalizate fata de numerele de masa sunt distribuite intre impulsul normalizat al nucleului primar cu o dispersie de cateva procente. Prin urmare, distributia vitezelor fragmentelor trebuie sa fie una non-relativista. In concordanta cu modelul stabilit al limitarii fragmentarii nucleare, probabilitatile popularii starilor finale ale fragmentului infatiseaza un grad foarte ridicat de universalitate. Sunt descoperite a fi slab dependente de energia initiala si proprietatile nucleului tinta.

Interactiile de tipul mentionat anterior pot servi ca „laborator” pentru generarea de ansambluri non-relativiste a catorva nucleee mai usoare. Termenul „periferic” nu reflecta in totalitate modificarile dramatice ce au loc la nivel microscopic. Gradul de disociere al unui nucleu poate atinge distrugerea sa totala in nucleoni separati si in nucleee mai usoare ce nu au stari excitate, adica in nucleee de $^2,3\text{H}$ si $^3,4\text{He}$.

Pentru studiul experimental al sistemelor de multiparticule, alegerea acelora dintre ele ce rezulta din disocierea unui proiectil relativist si nu din disocierea nucleului tinta are avantaje metodologice speciale. Datorita ciocnirilor cinematice si absentei pragului de detectare,

fragmentele relativiste pot fi observate complet intr-un unghi solid ingust iar distorsiunile datorate pierderilor energie de ionizare in detectorul de materie sunt minime

Atunci cand se selectează evenimentele cu disocierea unui proiectil intr-un con de fragmentare, fragmentele non-relativiste sunt fie absente („stele albe”) fie numarul lor este nesemnificativ de mic. Aceste fragmente sunt emise in tot unghiul solid, prin urmare, fractia lor in conul unghiular de fragmentare relativista este neglijabila. Fragmentele tinta nu au impulsuri non-relativiste ce permit distingerea lor de fragmentele proiectil ale acestui con.

In perspectiva relativista de studiere a fragmentarii, apar de asemenea probleme metodologice proprii. Pentru un nucleu primar cu încarcatura Z , se doreste detectarea pana la particulele cu o singura incarcatura. Ionizarea produsa de toate fragmentele poate fi redusa pana la un factor Z , in timp ce ionizarea pe o singura urma poate fi redusa pana la un factor Z^2 prin comparatie cu cel al nucleului primar. Prin urmare, metoda experimentală ar trebui sa ofere cea mai larga gama de detectie luand valoarea Z^2 in considerare.

Cautarile pentru stele albe au fost efectuate urmarind calea proiectilului pana la un vertex de interactie cu ajutorul microscopului.

Detectia unor asemenea evenimente in emulsie si metrologia preliminara reprezinta argumente serioase in favoarea studiilor sistematice a tranzitiilor de faza a nucleelor catre un gas Bose diluat de particule α , pe baza unei statistici mult mai mari si pentru o mai mare varietate de nuclee.

Sistemele de citeva corpuri constand din mai mult de doua nuclee de H si He pot contribui la nucleosinteza stelara. Tranzitia de faza in plasma stelara poate actiona prin intermediul producerii de stari cuantice cvasi-stabile si slab legate. Printre candidati pentru asemenea stari se pot numara gazul condensat de particule diluate Bose precum si nuclee radioactive si nelegate pe linia de curgere a unui proton. In asemenea sisteme extinse, legatura intre clusterii incarcati e facuta pentru a reduce repulsia Coulomb-iana. La o prima privire, explorarea unor astfel de tranzitii in conditii de laborator pare imposibila. Cu toate acestea, asemenea reactii pot fi studiate indirect in procese inverse de dezintegrari prin excitarea aproape de pragul dezintegrării a citorva corpuri.

Prezentarea invarianta face posibila extragerea calitativa de noi informatii despre sistemele de citiva clusteri din fragmentarea nucleelor relativiste in interactii periferice.

III.2 Metode de identificare

Fiecare particula reala (hadron, cuarc, nucleu, si nucleon) este intotdeauna inconjurata in sistemul sau de repaus cu cuante de camp care poseda interactii tari, particule punctuale fara masa numite partoni. Fiecare parton are un timp de viata de aproximativ 10^{-24} s in propriul sau sistem de referinta.

Norul partonic isi schimba continu forma si compozitia fara a-si schimba insa numerele cuantice ale starii sale initiale (o particula). In toate transformarile partonice, legea de conservare a impulsului este satisfacuta. Totusi, legea conservarii energiei poate fi violata in limitele si in intervalul de timp admis de principiul de incertitudine. Toti partonii sunt corelati si coerenti.

Imaginea partonica a fragmentarii nucleelor relativiste se bazeaza pe ipoteza ca, dupa o interactie, putem observa experimental fragmente, care pot fi gasite intr-un nucleu inaintea interactiei acestuia cu un alt nucleu.

Ca si fragment al unui nucleu relativist, a fost analizat nucleul de ${}^8\text{Be}$ care este in special convenabil pentru astfel de investigatii din mai multe motive. Primul este ca acesta este produs direct dintr-un nucleu relativist, pe cand, de exemplu, particulele α sau protonii pot fi emisi deasemenea din asa-zisele pre-fragmente (precum ${}^5\text{Li}$, ${}^5\text{He}$, sau ${}^8\text{Be}$). Al doilea motiv este ca acest nucleu poate fi identificat foarte bine in foto-emulsii. J.A.Wheeler a stabilit experimental existenta nucleelor de ${}^8\text{Be}$ in 1940. El a studiat imprastierea particulelor α pe heliu [28] si a aratat ca cele 2 particule α observate in starea finala provin din 2 stari metastabile cu un moment cinetic total par si o paritate pozitiva. Energiile (0.125 si 2.9 MeV) si largimile (aproximativ 100 eV si 0.8 MeV) a acestor stari determinate de Wheeler difera foarte putin de datele moderne pentru starile cele mai joase a nucleelor de ${}^8\text{Be}$ [29].

Existenta nucleelor ${}^8\text{Be}$ in produsele dezintegrarilor nucleare al particulelor inalt-energetice a fost stabilita in 1950 [30]. Perechile de particule α au fost detectate in evenimentele de dezintegrare al unui nucleu in emulsii iradiate cu particule foarte energetice din radiatia cosmica. Faptul ca aceste perechi au fost rezultatul unei dezintegrari ${}^8\text{Be}$ in doua particule α a fost stabilit vizual si a fost cumva subiectiv. Unghiul dintre trasele celor 2 particule α trebuie sa fie mic (20-30 mrad) pentru o emisie izotropa a acestor particule. In plus, dupa estimarile unui operator, diferenta dintre drumurile libere al particulelor ar trebui sa fie mici.

In acelasi timp, dezintegrarile de tipul ${}^8\text{Li} \rightarrow {}^8\text{Be} + e^- \rightarrow 2\alpha + e^-$ au fost deasemenea studiate in emulsiile iradiate cu particule din raze cosmice. In aceste evenimente, nucleul de ${}^8\text{Li}$, sufera dezintegrari β intr-un timp de aproximativ 0.84 s, si, nucleul de ${}^8\text{Be}$ dezintegreaza in 2

particule α . Un eveniment caracteristic de tipul 'ciocan' si o trasa de electron sunt vazute apoi [31].

In mod natural, producerea de fascicule de ioni relativisti a stimulat interesul pentru investigarea formarii nucleelor de ${}^8\text{Be}$ [32, 33]. Prezenta canalului ${}^8\text{Be} \rightarrow 2\alpha$ a fost deasemenea stabilita in fragmentarea nucleelor de plumb cu energii de 160 GeV per nucleon. In aceste studii, evenimentele au fost identificate datorita unghiului dintre trasele particulelor si datorita unghiului dintre proiectiile traselor pe planul emulsiei in fragmentarea plumbului cu energia de 160 AGeV [34]. S-a observat ca fractia de evenimente care au avut un fragment de ${}^8\text{Be}$ a fost mare pentru nuclee usoare si ca scade in fragmentarea nucleelor grele. Totusi, aceste observatii, nu au fost acompaniate de nici un fel de calcul al probabilitatilor de formare al nucleului de ${}^8\text{Be}$ pentru un anumit nucleu parinte. De aceea, consideram in detaliu aceste fapte aplicate fragmentarii nucleelor relativiste de ${}^{10}\text{B}$, ${}^{12}\text{C}$ si ${}^{16}\text{O}$. Efectele de clusterizare ar trebui sa fie puternice in special pentru aceste nuclee.

Imaginea raspandita cum ca procesele de fragmentare a nucleelor relativiste si emisia fragmentelor rezultante dintr-un nucleu tinta iradiat cu particule energetice are loc in a doua faza a excitarii nucleului, adaugata sugestiei ca aceasta excitatie are loc in prima faza a interactiei particula-rapida-nucleu, este falsa. Nu exista date experimentale care sa probeze conceptul ca exista un anumit interval de timp intre un proces rapid de producere de multi-particule in prima faza si un proces lent de evaporare sau o dezintegrare rapida a unui nucleu excitat in a doua faza. O asemenea imagine poate da o descriere a evenimentelor observate intr-un experiment si poate fixa un anumit numar de parametri liberi. Totusi, desi teoria a supravietuit multi ani, a esuat in a da predictii cantitative noilor fenomene. Mai mult, se pare ca, de exemplu, numarul mediu de particule lente produse in dezintegrarea nucleelor din fotoemulsie indusa de particule inalt-energetice, precum si caracteristicile lor unghiulare si de impuls, sunt independente atat de energie cat si de masa particulelor primare.

Aceasta observatie este valabila pentru energii ale particulelor primare intre 1-200 GeV cu sarcini de la 1 (proton) pana la 82 (plumb). Indiferent de ce este folosit pentru a excita nucleul, energia sa de excitatie ramane constanta. Un numar de intrebari apar: De ce nucleonii dobandesc abilitatea de a conglomera numai in a doua faza si ce face ca acest eveniment sa nu se desfasoare mai devreme de ciocnirea cu o particula rapida. Totusi, exista o intrebare centrala care trebuie pusa: Ce forteaza, in general, nucleul sa formeze cuasi-particule? Ca raspuns, este clar din [35] ca proprietatile posedate de constituintii sistemelor de multe corpuri determina formarea cuasi-particulelor.

In plus, sistemul de particule are un spin izotopic egal cu zero sau cu unitatea. De aceea, numai patru nucleoni cu diferite numere cuantice se pot afla intr-o celula din spatiul fazelor \hbar , si aceasta este formatia puternic legata pe care o definim ca fiind un cluster α .

Acest cluster traieste mult mai mult decat, spre exemplu, o formatiune aleatoare in care un cluster este format din patru neutroni, sau trei neutroni si un proton, etc. Formarea de clusteri compusi din doi nucleoni cu orientari de spin sau izospin opuse (deuteron) este deasemenea probabila, dar si acestia traiesc un timp mai scurt decat clusterii α . O situatie complet noua apare imediat dupa formarea a doua clusteri α intr-un nucleu: aceste clusteri sunt acum cuasi-particule Bose, care, ocupand acelasi nivel energetic, formeaza o stare similara unei condensate. Acestea incep sa interactioneze eficient si sa formeze o rezonanta (un nucleu de ${}^8\text{Be}$).

A fost investigat cat de frecvent are loc un asemenea eveniment intr-un nucleu oarecare folosindu-se doar produsi ai dezintegrarii ${}^8\text{Be} \rightarrow 2\alpha$ [36].

S-a efectuat un studiu al distributiilor unghiulare si de energie al fragmentelor emise din nucleele tinta iradiate cu protoni la energii inalte [36]. Rezultatele experimentale fiind descrise folosinduse presupunerea ca fragmentele au fost emise dintr-un nucleu excitat care se misca in sistemul laboratorului cu o viteza oarecare de-a lungul directiei impulsului protonului primar [36].

Pentru descrierea distributiilor unghiulare si de impuls al fragmentelor nucleare (si a fragmentelor nucleu-tinta) sunt suficiente informatiile despre starea fundamentala a nucleului fragmentat inainte de interactia lui cu un alt nucleu (sau inainte de interactia unui proton rapid cu o tinta).

Presupunem ca nucleul este un sistem de particule Fermi, a carui spatiu al impulsurilor este o sfera de raza P_F , si ca imprastierea in impuls a nucleonilor in nucleu este egala cu $\sigma_0^2 = P_F^2 / 5$. Aici, P_F este impulsul Fermi maxim. Valoarea lui se poate determinata, de exemplu, din imprastierea electronilor pe nuclee. In spatiul conventional, nucleonii unui nucleu cu numarul de masa A umplu o sfera de raza $R = r_0 A^{1/3}$ [36]. Pentru diferite nuclee, constanta r_0 este determinata deasemenea experimental din imprastierea diferitelor particule pe nuclee. Volumul in spatiul fazelor Ω ocupat de A nucleoni si egal cu produsul volumului sferic uzual in spatiul impulsurilor este egal cu $4A\hbar$. Atunci, obtinem:

$$\sigma_0 r_0 = \frac{(9\pi)^{1/3}}{2\sqrt{5}} \hbar \quad (3.2.1)$$

sau $\sigma_0 r_0 = 134.422$ (MeV/c) fm. O estimare experimentală [38] da valoarea $\sigma_0 = (102.5 \pm 2.5)$ MeV/c pentru fragmentarea nucleului de ^{22}Ne cu un impuls de 4.1 GeV per nucleon, pe când valoarea așteptată a acestei cantități găsite din impulsul Fermi este egală cu 105.1 MeV/c. Asemenea confirmări a valorii așteptate a σ_0 au fost obținute într-un număr de experimente [36].

Cele mai generale idei asupra tipului de funcție de undă al nucleonului în nucleu au condus la concluzia că proiecția impulsurilor nucleonilor pe o direcție arbitrară în spațiu ar trebui să fie distribuită normal, cu o medie egală cu zero și o variabilă σ_0^2 . Dacă se extrag k nucleoni [37] dintr-un nucleu în mod aleator pentru care suma vectorială a impulsurilor lor este zero și varianța distribuției lor este egală cu σ_0^2 , varianța sumei vectoriale a acestor esantioane este egală cu:

$$\sigma_k^2 = \sigma_0^2 \frac{k(A-k)}{A-1} \quad (3.2.2)$$

Relația 3.2.2 este numită legea parabolică a lui Goldhaber. Această lege a fost testată experimental de multe ori și a fost confirmată. Pentru fiecare fragment cu un număr de nucleoni k în fragmentarea unui nucleu relativistic oarecare cu numărul de masă A , putem estima proiecția $P_\varphi = kP_0 \tan \varphi$ a impulsului transvers P_\perp pe un plan al emulsiei din unghiul măsurat φ dintre direcția impulsului nucleului primar P_0 și a proiecției P_\perp pe planul emulsiei. Este clar din această estimare că variabila aleatoare

$$P_\gamma = P_\varphi \sqrt{\frac{A-1}{k(A-k)}} \quad (3.2.3)$$

pentru acest nucleu relativist ar trebui să fie distribuit normal, cu o medie egală cu zero și o variabilă σ_0^2 . Este arătat experimental ca [38], pentru mai mult de 6000 de fragmente ale nucleului ^{22}Ne , ipoteza cu privire la distribuția normală a valorilor definite de ecuația (3.2.3) nu poate fi ignorată.

Distribuția de impuls transvers $x = P_\perp$ pentru fragmente nucleare relativiste sau unghiurile de emisie $x = \theta$ pentru aceste fragmente ar trebui să urmeze distribuția Rayleigh, a cărei densitate de probabilitate este:

$$f(x, \sigma) = \frac{x}{\sigma^2} \exp(-x^2 / 2\sigma^2) \quad (3.2.4)$$

iar functia distributiei este

$$F(x, \sigma) = 1 - \exp(-x^2 / 2\sigma^2) \quad (3.2.5)$$

Daca un nucleu excitat de ^{10}B dezintegreaza in $^{10}\text{B} \rightarrow 2\alpha + p + d$ sau $^{10}\text{B} \rightarrow 2\alpha + p + n$, este inevitabil, pentru asa numar mic de particule in starea finala, sa apara puternice corelatii cinematice intre impulsurile transverse. Deci, aceste corelatii exista deasemenea si pentru unghiurile de emisie ale particulelor secundare. Atunci, distributia unghiurilor dintre particulele α in chestiune poate fi calculata prin simularea dezintegrarii nucleului ^{10}B in spatiul fazelor la o anumita energie de excitatie; va fi necesar sa se introduca un parametru ajustabil de care sa depinda unghiul mediu dintre perechile de astfel de particule.

Totusi, daca particulele reale observate in starea finala sunt doar o fractie mica a unui nor partonic cu un numar incert de particule pentru care suma vectoriala a tuturor impulsurilor transverse este intotdeauna egala cu zero, nu ar trebuie sa apara nici o corelatie intre impulsurile transverse ale particulelor din starea finala. De fapt, intr-un asemenea caz, particulele ar parea ca evadeaza independent una de alta. Ambele supozitii pot fi probate experimental. Daca particulele α sunt emise dintr-un nucleu de ^{10}B in mod independent, unghiul θ_{12} [39] dintre ele, ar trebui sa aiba distributia χ_2 cu constanta

$$\sigma(\theta_{12}) = \sqrt{2}\sigma_\theta, \quad \sigma(\theta_{12}) = 29.7 \text{ mrad}$$

Unghiul mediu dintre cele doua particule α ar trebui sa fie egal cu

$$\langle \theta_{12} \rangle = \sqrt{\pi/2}\sigma (\theta_{12}), \text{ sau } \langle \theta_{12} \rangle = 37.2 \text{ mrad}$$

In experimentele cu fotoemulsii, unghiurile de emisie sunt de obicei determinate din cele doua unghiuri egale cu unghiurile dintre proiectiile impulsului pe doua plane perpendiculare - planul emulsiei (unghiul φ) si planul perpendicular pe planul emulsiei (unghiul α). Daca cele 2 particule sunt emise independent una de alta in fiecare eveniment si ambele unghiuri, φ si α ,

sunt esantioane aleatoare din distributia normala cu aceeasi varianta pentru fiecare particula, atunci varianta sumei a patru asemenea unghiuri in fiecare eveniment ar trebui sa fie egala cu patru variante a distributiei acestor unghiuri, adica,

$$\sigma(\varphi_1 + \varphi_2 + \alpha_1 + \alpha_2) = 2\sigma_\theta \quad (3.2.6)$$

Caracteristica de baza a corelatiilor dintre particule intr-un plan transvers este parametrul de asimetrie azimutala A, care este determinat ca fiind raportul dintre diferenta dintre probabilitatile de a observa diferenta unghiulara-azimutala $\Delta\Psi$ mai mare de 90° si sub 90° pentru 2 particule, si suma acestor doua diferente:

$$A = \frac{N(\Delta\Psi > 90^\circ) - N(\Delta\Psi < 90^\circ)}{N(\Delta\Psi > 90^\circ) + N(\Delta\Psi < 90^\circ)} \quad (3.2.7)$$

Pentru o emisie independenta a particulelor, acest parametru ar trebui sa fie zero. Distributia unghiurilor $\Delta\Psi$ dintre vectorii impulsurilor transverse ale celor doua particule din eveniment ar trebui sa fie uniforma in acest caz. La dezintegrarea unui sistem excitat in n particule in spatiul fazelor, atunci cand suma vectoriala a impulsurilor transverse a tuturor particulelor este egala cu zero pentru fiecare eveniment apar inevitabil corelatii cinematice in planul transvers[40]. In acest caz, parametrul de asimetrie azimutala A trebuie sa fie egal cu $1/(n - 1)$. In fragmentarea nucleului ^{10}B , numarul total n de particule nu poate fi asa de mare incat A sa fie aproape zero.

In dezintegrarea ^8Be in doua particule, toate diferentele de unghiuri azimutale pentru cele doua particule ar trebui sa fie mai mici de 90° daca ^8Be este emis din ^{10}B . Parametrul de asimetrie azimutala A pentru aceste evenimente ar trebui sa fie aproape de k-1. Acum ne vom concentra atentia asupra a ce se poate intampla daca evenimentele cu 2 particule α din experimentul nostru evolueaza prin dezintegrarea $^8\text{Be} \rightarrow 2\alpha$. Presupunem ca ^8Be evadeaza din nucleul ^{10}B in acelasi mod ca intr-o fragmentare tipica. In asemenea circumstante, impulsul transvers a nucleului ^8Be urmeaza distributia Rayleigh, a carui constanta o putem calcula usor cunoscand constanta r_0 a nucleului de ^{10}B . Impulsul longitudinal al nucleului ^8Be este virtual invariabil si egal cu $^8P_0 = 13.6\text{GeV}/c$. Ca rezultat, cunoastem directia si impulsul unui nucleu care dezintegreaza in zbor in doua particule α . Energia cinetica $T_\alpha^* = (P_\alpha^*)^2 / (2M\alpha)$ a fiecărei particule α in sistemul centrului de masa (CMS) a nucleului de ^8Be dezintegrand din starea 0^+ este egala cu 45.96 keV.

Aici, P_α^* este impulsul unei particule α in CMS a nucleului de ^8Be , iar M_α este masa de repaus a unei particule α . Este clar ca

$$2T_\alpha^* = \sqrt{(E_1 + E_2)^2 - (P_1 + P_2)^2} - 2M_\alpha \quad (3.2.8)$$

daca E_1, E_2, P_1 si P_2 sunt energiile totale si respectiv vectorii impuls ale particulelor intr-un sistem de referinta arbitrar.

Daca unghiul dintre vectorul P_α^* si vectorul impuls al nucleului ^8Be este $\theta^* = 90^\circ$, atunci $P_\alpha^* = P_{\perp\alpha}$, impulsul particulei α in CMS-ul nucleului ^8Be este egal cu impulsul sau transvers in sistemul laborator. In general,

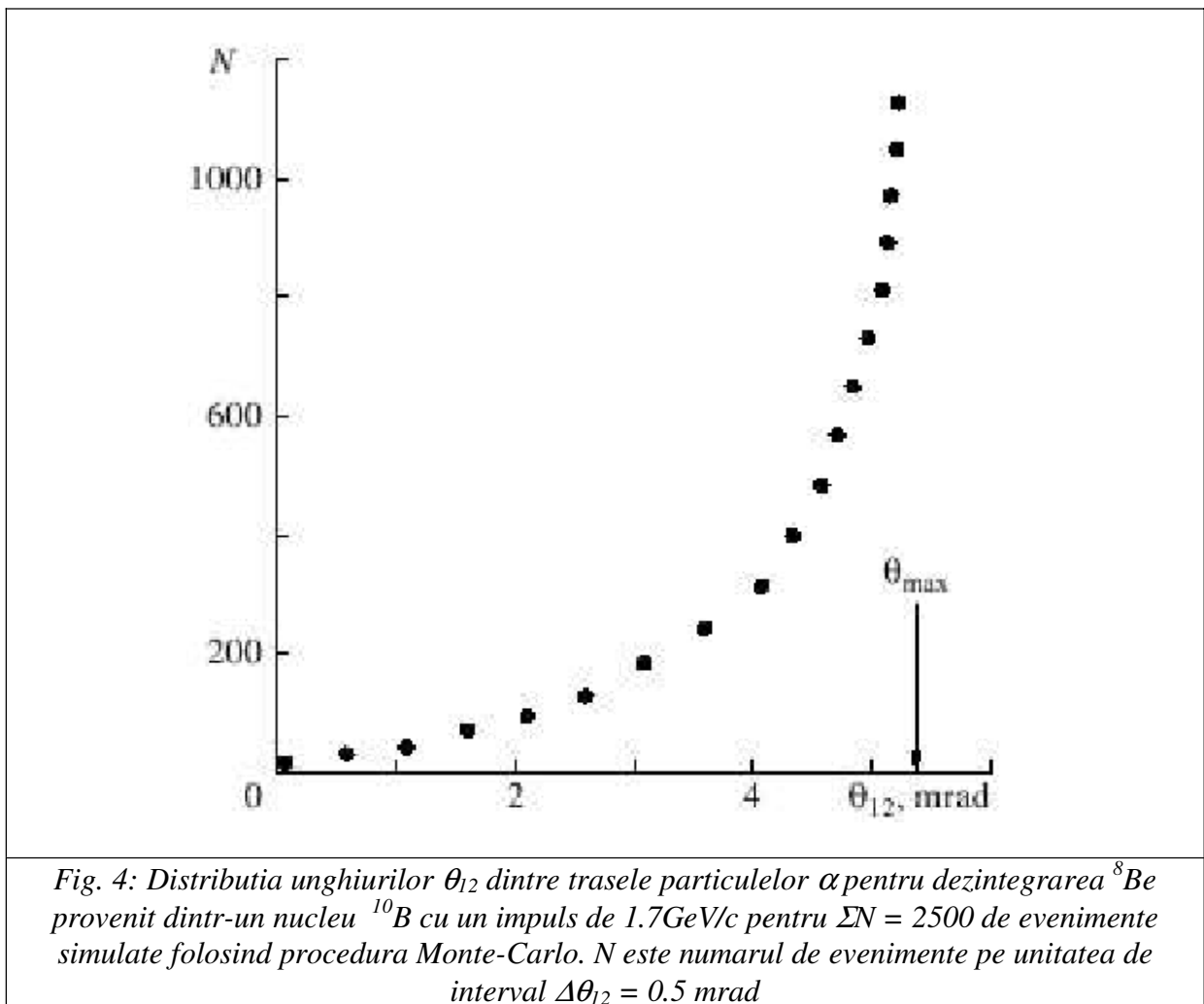
$$P_{\perp\alpha}^* = P_{\perp\alpha} = 4P \sin(\theta_{12} / 2)$$

Aceasta relatie este satisfacuta doar pentru ca unghiul de iesire pentru un nucleu ^8Be este mic. Impulsurile transverse ale particulei α in CMS-ul ^8Be si ^{10}B sunt aproape identice. Ocazional, aceasta circumstanta este considerata a fi o oportunitate de a determina nivele de energie a starii fundamentale 0^+ si a starii excitate 2^+ a nucleelor de ^8Be intr-un experiment cu fotoemulsii, prin masurarea doar a impulsului transvers a particulelor α . Totusi, in aceasta procedura, sa se determine numai partea transversala a masei invariante a celor doua particule α in loc de valoarea totala. Este evident ca, chiar daca masa totala invarianta a celor doua particule este fixata strict, o estimare experimentală a partii transversale a masei invariante va avea aceeasi distributie ca si θ_{12}^2 . In comparatie cu unghiul θ_{12} , acest fapt nu da nici o informatie noua.

Continuam cu descrierea procedurii prin care obtinem distributia unghiurilor θ_{12} dintre particulele α pentru dezintegrarea $^8\text{Be} \rightarrow 2\alpha$. Distributia unghiulara a particulelor α in CMS-ul unui nucleu ^8Be dezintegrat este presupusa a fi izotropa. Folosind simularea Monte-Carlo pentru unghiul θ^* dintre particulele α in sistemul de repaus al nucleului, obtinem impulsul particulei α in sistemul laboratorului si gasim unghiul dintre particule pentru fiecare eveniment. Distributia unghiurilor dintre particule obtinut in acest mod este ilustrat in figura 4. Figura are un maxim pronuntat corespunzand probabilitatii de a observa aceste unghiuri la 5.45 mrad, datorita faptului ca unghiul solid pentru emisia a doua particule α sub un unghi de 90° in CMS-ul nucleul dezintegrat este mult mai mare decat aceea pentru emisia lor sub un unghi de zero grade pentru

impulsul nucleului dezintegrat. Daca energia particulei primare creste, forma acestei distributii ramane nealterata, totusi, unghiul limita θ_{\max} scade. Pentru impulsul $4.5\text{GeV}/c$ per nucleon, unghiul limita dintre particulele α emise in dezintegrarea ${}^8\text{Be}$ din starea 0^+ intr-o emulsie este de aproximativ 2mrad .

Pentru dezintegrarea ${}^8\text{Be}$, in prima stare excitata 2^+ pentru care $2T_\alpha^* \approx 3\text{MeV}$, distributia unghiurilor θ_{12} este similara cu aceea aratata in figura X dar unghiul maxim dintre particulele α este egal cu $\approx 30\text{mrad}$. Mai mult, impulsul P_α^* este de 5-6 ori mai mare, in timp ce impulsul transferat de particulele α ramane neschimbat ($4P_0 = 6.8\text{GeV}/c$).



In plus, aceasta distributie este un amestec a distributiilor cu diferite valori a unghiului maxim θ_{12} , care rezulta dintr-o largime a nivelului 2^+ de aproximativ 0.8MeV . Asa cum am vazut, valoarea asteptata este $\sigma(\theta_{12}) = 29.7\text{ mrad}$ pentru procesul ${}^{10}\text{B} \rightarrow 2\alpha$. In circumstantele in

care energia nucleului primar este mare si masa sa permite fragmentarea acestui nucleu in cateva particule α (mai mult de doua), apar noi probleme. Acum, distributia unghiurilor θ_{12} dintre toate perechile de particule depinde de numarul de particule din fiecare eveniment. Cu cat acest numar este mai mare, cu atat probabilitatea de a observa valori mici ale unghiului θ_{12} in dezintegrarea nucleului primar in particule α creste, chiar si fara formarea unei stari de ${}^8\text{Be}$ intermediare. Fondul devine mai intens. Totusi, in evenimentele continand 2 particule alfa, maximul de probabilitate pentru observarea unghiurilor θ_{12} in aceste evenimente, asa cum am vazut, coincide cu unghiul maxim θ_{12} in dezintegrarea ${}^8\text{Be}$ din starea 2^+ . Daca exista un numar mare de evenimente cu 2 particule alfa, maximul va aparea probabil din fondul distributiei de unghiuri θ_{12} provenind din evenimentele cu un numar de particule alfa maimare de 2. Este posibil sa interpretam acest maxim ca fiind dezintegrarea ${}^8\text{Be} \rightarrow 2\alpha$ din starea 2^+ . Cert este ca un experiment capabil sa faca o determinare rezonabil de precisa a impulsului total al particulei α ar fi ideal pentru ca ar fi posibil sa se determine masa invarianta a perechii de particule α cu o acuratete mai buna de 1 MeV. Deci, distributiile de unghiuri θ_{12} dintre 2 particule α emise independent dintr-un nucleu ${}^{10}\text{B}$ si dintr-o stare fundamentala intermediara de ${}^8\text{Be}$ sunt foarte diferite. Exact acest lucru ne ajuta sa diferentiem evenimentele ce evolueaza via ${}^{10}\text{B} \rightarrow {}^8\text{Be} \rightarrow 2\alpha + \text{all}$ de cele care evolueaza via ${}^{10}\text{B} \rightarrow 2\alpha + \text{all}$.

III.3 Rezultate experimentale folosite in studiul proceselor de fragmentare nucleara

Studiul fenomenului de fragmentare a fost initiat inca din deceniul al saselea, dar prima incercare consistenta de explicare a acestuia a avut loc în 1963 cand S. F. Pearson si C. A. Butler au dezvoltat teoria clasica a coalescentei. De atunci sistematica datelor experimentale s-a imbunatatit, in aceeasi masura aparand noi modele de fragmentare cu mult mai performante.

In luna iunie a anului 1973, H. H. Heckman si colaboratorii sai au prezentat primele rezultate experimentale cu privire la fragmentarea proiectilelor de ${}^{16}\text{O}$ si ${}^{12}\text{C}$ (A), nuclee accelerate de catre Bevatronul de la Lawrence Berkeley Laboratory si ciocnite pe o gama larga de nuclee tinta (B) la energia de 2.1 A GeV [44]:

$$A + B \rightarrow X + \text{orice} \quad (3.3.1)$$

Fragmentele proiectilului de ^{16}O au fost identificate prin detectia ionilor care s-au miscat in aproximativ aceeasi directie cu cea a fascicului incident. S-a constatat ca sectiunea eficace pentru producerea fragmentului X era factorizata intr-o forma similara celei din teoria statistica a reactiilor nucleare:

$$\sigma_{AB}^X = \gamma_A^X \cdot \gamma_B, \quad (3.2.2)$$

unde: $\gamma_A^X = f(A, X)$, $\gamma_B = f(B)$.

Ecuatia (3.3.2) a sugerat fizicienilor H. Feshbach si K. Huang in 1973 [45 - 47], aplicabilitatea ipotezei Bohr de formare in mod independent a produsilor de reactie rezultati din dezintegrarea nucleului compus pentru cazul fragmentarii proiectilului la energii superioare unui GeV per nucleon, analogiile sesizate fiind:

- a) Ionul care se fragmenteaza \Leftrightarrow Nucleul compus;
- b) Fragmentele individuale \Leftrightarrow Canalele de dezintegrare ale nucleului compus.

S-a constatat de asemenea universalitatea comportarii Gaussiene a distributiei de impulsuri a fragmentelor:

$$f(P) \approx e^{-P^2/2\sigma^2}, \quad (3.3.3)$$

$$\sigma \cong m_\pi \cdot c = 139 \text{ MeV}/c. \quad (3.3.4)$$

Tratand nucleonii din nucleul care se fragmenteaza ca patru gaze Fermi diferite, functie de spin si de izospin, luand in considerare o distributie sferica simetrica si folosind rezultatele pentru probabilitatile de tranzitie [46], Feshbach si Huang au incercat sa inteleaga rezultatele observate printr-un model care descrie dezintegrarea (breakup-ul proiectilului) ca un proces rapid guvernat de distributia de impulsuri a nucleonilor in proiectil inainte de ciocnire.

Ei au propus o interpretare a ecuatiilor de mai sus prin folosirea si modificarea "modelului picaturii incoerente" [46]. Autorii au mentionat inasa ca distributiile de impuls sunt independente de masa fragmentului $\sigma \neq \sigma(A_{\text{fragment}})$.

Folosind o valoare a impulsului Fermi $p_F = 230 \text{ MeV}/c$ pentru proiectilul de ^{16}O , obtinuta prin interpolarea datelor lui Moniz si a colaboratorilor sai (valori masurate prin imprastierea cvasielastica a electronilor pe o gama de 9 nuclee) [47], Feshbach si Huang au gasit o abatere standard a Gaussienei de impuls in sistemul antilaboratorului de $\sigma_{F-H}(^{16}\text{O}) = 144 \text{ MeV}/c$ [45].

Procesul de fragmentare statistica oferea prin prisma rezultatelor experimentale de pana atunci, o explicatie posibila si credibila pentru acea vreme. Modelul era din punct de vedere conceptual consistent cu teoria lui Bohr, dar in final, era sugerat un studiu asupra corelatiilor dintre fragmente.

Ulterior, experimentele conduse de catre Greiner si colaboratorii sai [48], au demonstrat ca patratal dispersiei σ al distributiei de impulsuri longitudinale in sistemul propriu al nucleului care se fragmenteaza, variaza cu numarul de masa al fragmentului K intr-o maniera bine fitata de o expresie de tip parabolic (3.3.5).

Forma parabolica a distributiei $\sigma = \sigma(A_{fragment})$ a fost sugerata in 1973 de catre fizicianul Wenzel si regasita de catre Lepore si Riddell in 1974 [49], utilizand motivatii extrem de asemanatoare cu cele prezentate de catre Goldhaber ulterior [50]:

$$\sigma^2 = \sigma_0^2 \cdot \frac{K \cdot (A - K)}{A - 1}, \quad (3.3.5)$$

unde K este numarul de masa al fragmentului iar A reprezinta numarul de nucleoni al proiectilului. Deviatia standard a distributiei Gaussiene de impulsuri in sistemul propriu al proiectilului este in acest caz o functie atat de masa proiectilului cat si de masa fragmentelor produse. Varianta σ_0 apare in formula (3.3.5) ca o constanta, valoarea experimentalata gasita fiind $\sigma_0 \approx 90 \text{ MeV}/c$.

Goldhaber are meritul de a fi primul care a remarcat ca ecuatia (3.3.5) reprezinta totodata o consecinta imediata a ipotezei statistice Feshbach – Huang. Chiar asa-zisa constanta σ_0 iese natural din aceasta teorie ea avand o valoare cu numai 10 % mai mare decat cea experimentalata: $\sigma_{0\text{teor.}} \approx 100 \text{ MeV}/c$.

Goldhaber a presupus de asemenea ca, daca in locul eliberarii bruste a unor clusteri virtuali, se presupune ca proiectilul a ajuns la echilibru termic la temperatura de excitatie T , ecuatia (3.3.5) reiese inca o data, de data aceasta cu $\sigma_0^2 \approx T$, corespunzand unei energii de excitatie apropiate de energia medie de legatura $\approx 9 \text{ MeV}$. Temperatura T poate fi scrisa in modul urmator [51]:

$$T = \frac{\sigma^2}{m_N} \cdot \frac{A}{K(A - K)} \quad (3.3.6)$$

Bertsch in 1981 a demonstrat importanta corelatiilor Pauli [52] in interpretarea distributiilor de impuls ale fragmentelor nucleare, formate in ciocnirile ionilor grei la energii

intermediare si inalte. Corelatiile Pauli reduc dispersia in masuratorile operatorului de impuls uni-particula. Bertsch a aratat ca includerea acestor corelatii imbunatateste acordul dintre teorie si experiment. Pentru nucleul de ^{40}Ar Bertsch a gasit ca dispersia se reduce cu 37 % in comparatie cu reducerea masurata experimental de 31,5 % .

O alta contributie importanta in studiul fragmentarii proiectilului a fost facuta de catre Murphy in 1984, prin presupunerea ca fragmentul este de asemenea un gaz Fermi [53]. Rezultatele au fost imbunatatite considerabil din punct de vedere calitativ, reusind sa puna in valoare forma dependentei variantei σ_0 de numarul de masa al fragmentului K , incluzand o comportare particulara la $A/2$. Cu toate acestea, rezultatele lui Murphy au prezis distributii de impulsuri ale fragmentelor mult mai inguste decat cele observate experimental.

Analizand principalele caracteristici ale interactiilor inelastice ale nucleelor relativiste de ^{56}Fe cu emulsiile nucleare expuse la Lawrence Berkeley Laboratory (Berkeley), Chernov si colaboratorii sai au desprins cateva concluzii noi referitoare la procesul de fragmentare al proiectilului [54]. Impulsurile transversale ale fragmentelor proiectilului au aratat o puternica dependenta de numarul de masa al nucleului proiectil si o dependenta slaba de numarul de nucleoni al tinte. Cozile acestor distributii de impulsuri ale fragmentelor, corespunzand unor transferuri de impuls transvers mare, nu pot fi descrise numai pe baza modelelor de fragmentare statistice. Emisia asimetrica de fragmente in planul azimutal a sugerat existenta unui transfer suplimentar de impuls in timpul ciocnirii. Datele lor experimentale pareau a indica ca nucleul proiectil nu este un simplu spectator nici in procesele de fragmentare care au loc in ciocniri periferice sau cvasiperiferice.

Inca din 1972, Heckman si colaboratorii au masurat in tinte de carbon si hidrogen la 0° sectiunea eficace de fragmentare pentru nucleele de ^{14}N la 2.1 A GeV, oferind astfel primele dovezi ale independentei modurilor de fragmentare ale proiectilului de masa tinte [55]. O confirmare utila a fost adusa in 1996, cand Schuttauf si colaboratorii au gasit independenta de masa tinte a numarului mediu de fragmente cu masa intermediara ale proiectilului $6 \leq A < A_{tinta}/3$ [56].

Primele masuratori de impuls transvers p_T pentru fragmentele proiectilelor grele produse prin ruperea nucleelor de ^{139}La la 1,2 A GeV au fost realizate de catre Brady si colaboratorii sai in 1988 [57]. Comparatia a fost facuta intre calculele lui Lepore si Riddell [50], Goldhaber [51] si datele lor experimentale. Folosind doua tinte de grosimi diferite s-a aratat ca efectul datorat interactiilor nucleare multiple este nesemnificativ:

$$\overline{\sigma}_0 = 169 \pm 12 \text{ MeV}/c \quad (\rho_s = 2,68 \text{ g}/\text{cm}^2), \quad (3.3.7)$$

$$\overline{\sigma}_0 = 175 \pm 13 \text{ MeV}/c \quad (\rho_s = 5,56 \text{ g}/\text{cm}^2). \quad (3.3.8)$$

De asemenea, s-a remarcat ca distributiile de impulsuri ale fragmentelor cu $Z \cong 26 - 56$ sunt mai largi decat cele prezise de modelele bazate pe impulsurile interne Fermi ale nucleonilor proiectilului. Au concluzionat astfel ca impulsul transvers p_T si masa fragmentului pot furniza informatii suficient de bune asupra parametrului de impact b . Un studiu similar a fost realizat de catre Dreute si colab. sai in 1991 [58].

In 1990, Gan si colaboratorii au calculat in cadrul unui model semi-clasic pur cinematic distributia de impulsuri a K nucleoni "rupti" dintr-un nucleu care contine A nucleoni [61]. Ei au aratat ca distributia de impulsuri a unui fragment "rupt" bruscat dintr-un nucleu proiectil, ai carui nucleoni sunt distribuiti Fermi, poate fi calculata si ca largimea acesteia este sensibila la distributiile uni-particula. Totusi, discrepanta cantitativa cu experimentul nu putea fi inca explicata. Asa cum autorii articolului observasera [61], datele experimentale pareau a nu fi explicate pentru valori departate de $p_K = 0$ in sistemul antilaboratorului.

Prezentand in cadrul colaborarii E814 distributiile de impuls transvers ale fragmentelor usoare de ^1H , ^3He si ^4He , obtinute in interactiile ^{28}Si la 2.1 A GeV pe tinte de Al, Cu si Pb, Muthuswamy si colaboratorii sai au remarcat ca largimile acestora cresc odata cu micșorarea parametrului de ciocnire [24]. S-a dedus astfel, ca topologia interactiunilor periferice joaca un rol insemnat in procesul de fragmentare nucleara a proiectilului. De asemenea, s-a regasit un rezultat mai vechi – independenta de masa tinteii in limitele erorilor experimentale.

In afara presupunerii facute de catre Goldhaber asupra posibilitatii stabilirii unei stari de echilibru termic in ciocnirile periferice si cvasiperiferice [58], au fost dezvoltate alte cateva metode in scopul estimarii energiei de excitatie transferate catre proiectil in timpul ciocnirii.

Cea mai comuna metoda utilizata din anul 1985 [62], a fost propusa de catre Albergo si colaboratorii sai. Prin aplicarea modelului de gaz Fermi a fost gasita o temperatura aparenta in jurul valorii de 5.5 MeV desi concluzia principala a fost ca pentru ciocnirile studiate $^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$ ($E_{inc.} = 600 \text{ A MeV} - \text{colaborarea ALADIN}$) echilibrul termodinamic ar putea sa nu fie atins. De altfel, asa cum a aratat ulterior colaborarea IN2P3 folosind masuratorile de temperatura aparenta realizate de catre grupul ALADIN, atat densitatea sistemului nuclear cat si energia de excitatie primita de catre spectatori in timpul ciocnirii pot fi dominate de procese dinamice [63].

Comportarea acestor marimi poate fi insa la fel de bine explicata folosind modele termodinamice [64], bazate pe ipoteza Goldhaber [51]. Asumand echilibrul termic si chimic si presupunand ca toate fragmentele sunt produse simultan in stare lor fundamentala la aceeasi temperatura T , se poate aplica aproximatia grand canonica si obtine temperaturile izotopice prin intermediul rapoartelor dublu izotopice asociate productiei de fragmente.

Aceasta metoda a fost folosita prin utilizarea rapoartelor dublu izotopice de hidrogen, heliu si litiu in ciocnirile centrale $^{197}\text{Au}+^{197}\text{Au}$ gasindu-se temperaturi aparente de fragmentare de la 5 MeV la 12 MeV [65]. Temperaturile au corespuns unei energii incidente care a baleiat de la 50 la 200 A MeV.

De asemenea, au fost analizate corelatiile productiilor de fragmente usoare, fiind obtinute valori ale temperaturilor aparente pentru starile excitate ale ^4He , $^5,6\text{Li}$ si ^8Be in jurul valorii de 5 MeV, reflectand temperatura interna a fragmentelor la "freeze-out" [61, 66, 67].

Pe de alta parte, prin evaluarea energiei cinetice per nucleon, s-a observat ca marirea energiei interne raportata la numarul de nucleoni de la aproximativ - 4.5 MeV la circa 20 MeV se datoreaza cresterii energiei potentiale dintre nucleoni pe masura ce acestia se apropie intre ei in stadiul de "freeze-out" al interactiei nucleare.

Un pas important a fost facut prin considerarea unui tratament microcanonic al fenomenului de fragmentare nucleara, luand in considerare legile de conservare pentru energie, sarcina electrica si numarul barionic si prin obtinerea ponderilor fragmentelor din dezintegrarile secundare ale fragmentelor primare [67-71].

Dependentele liniare dintre variantele spectrelor de viteza ale fragmentelor si masa acestora, in conditiile in care se presupune atingerea unei stari de echilibru termic a sistemului nuclear, ofera temperaturi aparente in jurul valorii de 30 MeV [56]. Bauer a aratat in 1995 prin aplicarea modelului uni-particula, ca cele doua tipuri de temperaturi aparente, cea a nucleonilor in fragment si cea a fragmentelor inainte de atingerea starii de "freeze-out", pot fi intelese intr-un cadru comun [72].

Bibliografie

Capitolul III

1. M. I. Adamovich *et al.*, JINR Commun., No. E1- 10838 (Dubna, 1977).
2. A. Marin *et al.*, Yad. Fiz. 32, 1387 (1980) [Sov. J. Nucl. Phys. 32, 716 (1980)].
3. U. A. Abdurazakova, R.A.Bondarenko, U. G. Gulyamov *et al.*, Yad. Fiz. 39, 272 (1984) [Sov. J. Nucl. Phys. 39, 169 (1984)].
4. V. V. Belaga *et al.*, Yad. Fiz. 58, 2014 (1995) [Phys. At. Nucl. 58, 1905 (1995)].
5. V. V. Belaga *et al.*, Pis'ma Zh. E' ksp. Teor. Fiz. 62, 385 (1995) [JETP Lett. 62, 395 (1995)].
6. A. I. Bondarenko *et al.*, Yad. Fiz. 61, 263 (1998) [Phys. At. Nucl. 61, 214 (1998)].
7. N. P. Andreeva *et al.*, JINR Commun.OIYAI No. P1-85-692 (Dubna, 1985).
8. M. Karabova *et al.*, ActaPhys. Slov. 36, 238 (1986).
9. N. P. Andreeva *et al.*, Yad. Fiz. 47, 157 (1988) [Sov. J. Nucl. Phys. 47, 102 (1988)].
10. N. P. Andreeva *et al.*, Pis'maZh. E' ksp. Teor. Fiz. 47, 20 (1988) [JETP Lett. 47, 23 (1988)].
11. A. El-Naghy *et al.*, J.Phys.G14, 1125 (1988).
12. A. El-Naghy *et al.*, JINR Commun. No. E1-85-547 (Dubna, 1985).
13. A. I. Bondarenko, V. V. Rusakova, Dzh. A. Salomov and G.M. Chernov, Sov. Phys. J. 34, 400 (1991).
14. S. A. Krasnov *et al.*, JINR Commun. №. P1-88-252 - (Dubna, 1988).
15. B. U. Ameeva *et al.*, Yad. Fiz. 51, 1047 (1990) [Sov. J. Nucl. Phys. 51, 669 (1990)].
16. M. I. Adamovich *et al.*, Z. Phys.A 351, 311 (1992).
17. M. I. Adamovich *et al.*, Z. Phys.C55, 235 (1992).
18. F. A. Avetyan *et al.*, Yad. Fiz. 59, 110 (1996) [Phys. At. Nucl. 59, 102 (1996)].
19. F. G. Lepekhin, D.M. Seliverstov, and B. B. Simonov, Yad. Fiz. 58, 881 (1995) [Phys. At. Nucl. 58, 816, (1995)].
20. F. G. Lepekhin *et al.*, Eur. Phys. J.A1, 137 (1998).
21. M. I. Adamovich *et al.*, Yad. Fiz. 62, 1461 (1999) - [Phys. At. Nucl. 62, 1378 (1999)].
22. M. I. Adamovich *et al.*, Part. Nucl. Lett. 110, 29, (2003); nucl-ex/0206013.
23. V. Bradnova *et al.*, Few-Body Syst., Suppl. 14, 241, (2003).
24. V. Bradnova *et al.*, Yad. Fiz. 66, 1694 (2003) [Phys. At. Nucl. 66, 1646 (2003)].
25. M. I. Adamovich *et al.*, Yad. Fiz. 67, 533 (2004), [Phys. At. Nucl. 67, 514 (2004)].

26. G. Baroni *et al.*, Nucl.Phys.A516, 673 (1990).
27. G. Baroni *et al.*, Nucl.Phys.A540, 646 (1992).
28. J. A. Wheeler, Phys. Rev. 59, 16 (1941), 59, 27 (1941).
29. G. Audi, A. H. Wapstra, and C. Thibault, Nucl. Phys. A, 729, 337 (2003).
30. D. Perkins, Proc. R. Soc. London, Ser. A 203, 399 - (1950).
31. C. F. Powell, P. H. Fowler, and D. H. Perkins, *The Study of Elementary Particles by the Photographic Method* - (Pergamon, London, 1959; Inostrannaya Literatura, Moscow, 1962).
32. V. V. Belaga *et al.*, Yad. Fiz. 59, 869 (1996) [Phys. At. Nucl. 59, 832 (1996)].
33. V. V. Belaga *et al.*, Yad. Fiz. 59, 1254 (1996) [Phys. At. Nucl. 59, 1198 (1996)].
34. M. I. Adamovich *et al.*, Eur. Phys. J. A 6, 421 (1999).
35. R. D. Mattuck, *A Guide to Feynman Diagrams in the Many-Body Problem* (McGraw-Hill, New York, 1967; Mir, Moscow, 1969).
36. F. G. Lepekhin - *The Formation of 8Be Nuclei and Their Role in the Fragmentation of Light Nuclei* - Physics of Particles and Nuclei, Vol. 36, No. 2, 2005, pp. 233–245.
37. J. S. Goldhaber, Phys. Lett. B 53, 306 (1974).
38. F. G. Lepekhin, “Main Regularities in Distribution of Transverse Momenta of Relativistic Nuclei Fragments in Nuclear Photoemulsions,” in *Main Results of Scientific Research in 1990–1991* (St. Petersburg, 1992), p. 80
39. M. B. Green, J. H. Schwarz, and E. Witten, *Superstring Theory* (Cambridge Univ. Press, Cambridge, 1987)
40. S. A. Azimov *et al.*, “Studies of Correlations in Multiple Particle Production,” in *Multiple Processes at High Energies* (FAN, Tashkent, 1976), p. 120.
41. H. T. Janka, R. Buras, K. Kifonidis, M. Rampp, and T. Plewa, Review in *Core Collapse of Massive Stars*, edited by C. L. Fryer (Kluwer, Dordrecht, 2001); H. T. Janka and E. Mueller, Astron. Astrophys. 306, 167 (1996).
42. M. Liebendorfer *et al.*, Nucl. Phys. A719, 144c (2003).
43. A. S. Botvina and I. N. Mishustin, “Multifragmentation reactions and properties of stellar matter at subnuclear densities”, PHYSICAL REVIEW C 72, 048801 (2005)
44. H. H. Heckman *et al.*, in “*Proc. of the 5th Intern. Conf. on High Energy Physics and Nuclear Structure (Uppsala, Suedia, 1973)*”, editata de G. Tibbell, (Elsevier, New York), 403 (1974).
45. H. Feshbach si K. Huang, Phys. Lett. 47B, no. 4, 300 (1973).
46. K. Huang, Phys. Rev. 146, 1075 (1966).
47. K. Huang, Phys. Rev. 156, 1555 (1967).

48. E. J. Moniz *et al.*, Phys. Rev. Lett. 26, no. 8, 445 (1971).
49. D. E. Greiner *et al.*, Phys. Rev. Lett. 35, 152 (1975).
50. J. V. Lepore si R. J. Jr. Riddell, LBL Report LBL-3086 (1974); LBL-3675, 283 (1974).
51. A. S. Goldhaber, Phys. Lett. 53B, 306 (1974).
52. G. F. Bertsch, Phys. Rev. Lett. 46, 472 (1981).
53. M. J. Murphy, Phys. Lett. 135, nos. 1,2,3, 25 (1984).
54. G. M. Chernov *et al.*, Nucl. Phys. A412, 534 (1984).
55. H. H. Heckman *et al.*, Phys. Rev. Lett. 28, 926 (1972).
56. A. Schuttauf *et al.*, Nucl. Phys. A607, 457 (1996).
57. F. P. Brady *et al.*, Phys. Rev. Lett. 60, no. 17, 1699 (1988) si referintele aferente.
58. J. Dreute *et al.*, Phys. Rev. C44, 1057 (1991).
59. H. H. Gan, S. J. Lee, S. Das Gupta si J. Barrette, Phys. Lett. B234, 4 (1990).
60. M. Muthuswamy, Colaborarea E814, Nucl. Phys. A544, 423c (1992).
61. J. Pochodzalla *et al.*, Phys. Rev. C35, 1695 (1987).
62. S. Albergo *et al.*, Nuovo Cimento 89, 1 (1985).
63. P. B. Gossiaux, R. Puri, C. Hartnack si J. Aichelin, Nucl. Phys. A619, 379 (1997).
64. A. S. Botvina *et al.*, Nucl. Phys. A584, 737 (1995).
65. V. Serfling *et al.*, Phys. Rev. Lett. 80, 3928 (1998).
66. D. J. Morrissey *et al.*, Ann. Rev. Nucl. Part. Science 44, 65 (1994).
67. G. J. Kunde *et al.*, Phys. Lett. 272B, 202 (1991).
68. A. Kolomiets *et al.*, Phys. Rev. C54, R472 (1996).
69. M. J. Huang *et al.*, Phys. Rev. Lett. 78, 1648 (1997).
70. F. Gulminelli si D. Durand, Nucl. Phys. A615, 117 (1997).
71. J. P. Bondorf, A. S. Botvina si I. N. Mishustin, Phys. Rev. C58, 27 (1998).
72. W. Bauer, Phys. Rev. C51, 803 (1995).

Capitolul IV Mecanisme de clusterizare și fragmentare

IV.1 Intrebari actuale in cercetarea clusterizarii nucleelor usoare in fragmentarea in fotoemulsii

Avansarile in experimentele cu raze nucleare relativiste dau avant dezvoltarii de noi perspective in rezolvarea unor probleme foarte importante legate de structura nucleara. In legatura cu aceasta, trebuie indicat investigarea unor grade colective de libertate in nucleeele excitate, unde grupurile individuale de nucleoni se comporta precum grupari constituate. Asemenea grupare in nucleee excitate este in mod special pronuntata in nucleeele usoare, unde numarul posibil de configuratii de grupare este relativ mic. Sistemele cu putini nucleoni ce nu au nici o excitare intrinseca sunt componente naturale ale unui asemenea model. In primul rand, acestea sunt particule α , dar si deuteroni, tritoni si nucleee de ${}^3\text{He}$, precum si stari pereche de protoni si neutroni pot de asemenea sa aiba acest rol. Investigarea nucleelor stabile si radioactive in grupari la energii relativiste vor dezvalui unele noi caracteristici speciale ale originii gruparilor si rolul lor in procesele de nucleosinteza.

Utilizarea unei raze nucleare cu o energie de peste 1 GeV per nucleon se bazeaza pe efectul cunoscut al fragmentarii nucleare limitate. In cazul de fata, acesta implica independenta compozitiei izotopice a fragmentelor proiectile fata de tipul de nucleu-tinta. Aceasta ofera un suport suficient pentru folosirea, ca o tinta si un detector de produse relativiste multifragmentate a unei emulsii nucleare ce este un material cu o compozitie mai degraba complicata. Absenta unui prag de energie pentru detectarea procesului de fragmentare este unul dintre avantajele metodei cu emulsie nucleara. Emulsiile nucleare asigura detectia proceselor de fragmentare relativista a multiparticulelor, ceea ce ajuta la dezvaluirea celor mai probabile canale incarcate ale unor asemenea procese. Masurarea unghiurilor de imprastiere multipla face posibila determinarea impulsului total al fragmentelor relativiste de hidrogen si heliu, prin care se poate estima masa lor. Datorita unei rezolutii unghiulare record, tehnica emulsiei permite reconstruirea masei invariante (adica, energia excitatiei) a sistemului in fragmentare.

Interactiile nucleelor relativiste ce conduc la o excitatie mutuala minima a nucleelor ce se ciocnesc si care nu implica producerea de mezoni incarcati sunt cele mai avantajoase pentru studiul structurii de clusterizare in nucleee. In acest caz, produsele fragmentare proiectil si tinta pot fi separate clar in impuls. Cerinta ca incarcatura electrica si numarul de masa al nucleului proiectil sa fie pastrata într-un con de fragmentare unghiular ingust este criteriu principal de

selectare a unor asemenea evenimente. Aplicarea acestui criteriu duce la o descrestere evidenta a multiplicitatii medii a produselor de fragmentare tinta.

Progresul atins in cercetarea actuala folosind fascicule de nuclee relativiste a dat nastere unei abordari noi in rezolvarea unor probleme curente de structura nucleara. Printre acestea se numara cautarea gradelor de libertate colective in nuclee excitate, in care grupuri separate de nucleoni se comporta ca si compusi ai clusterilor. O asemenea caracteristica speciala - clusterizarea in nuclee excitate - este pusa in evidenta in special in nuclee usoare, in care numarul de configuratii cluster posibile e mai degraba mic. Componentele naturale ale unei asemenea imagini sunt sistemele de citiva nucleoni fara excitari nucleare specifice. Primele dintre acestea sunt particulele α precum si starile de perechi de protoni si neutroni, deuteriu, tritium si nucleele de ${}^3\text{He}$. Studiul dezintegrarilor nucleelor stabile si radioactive in fragmente de cluster e posibil sa puna in evidenta anumite particularitati noi ale originii lor si a rolului acestora in nucleosinteza razelor cosmice.

In cazul nostru folosirea fasciculelor nucleare cu energii de peste 1 A GeV se bazeaza pe fenomenul prestabilit de fragmentare limitata a nucleelor. Aceasta presupune ca, componenta izotopica a fragmentelor unui proiectil intr-un con unghiular inainte ingust e independenta de tipul nucleului tinta si de natura reactiei. Reactia dureaza cel mai putin timp posibil, unul dintre meritele tehnice fiind absenta pragului de energie pentru detectarea proceselor de fragmentare.

Calea cea mai avantajoasa pentru studiul clusterizarii o reprezinta folosirea interactiilor periferice a nucleelor relativiste care apar la o excitatie reciproca minima a nucleelor ce se ciocnesc cauzata de interactiile electromagnetice si difractive si de absenta producerii de mezoni incarcati. In acest caz, se atinge o separare clara a produsilor de fragmentare nucleara in functie de rapiditate. Cerintele de conservare a sarcinii electrice si a numarului de masa a proiectilului si corelatiile unghiulare limitate ale fragmentelor relativiste pot fi deasemenea folosite in analize.

Observatiile precise si complete ale proceselor de fragmentare multiparticula relativiste reprezinta unul din motivele pentru care am folosit tehnica emulsiilor nucleare. Emulsiile ne permit stabilirea canalelor cele mai probabile ale acestor procese. Masuratorile unghiurilor de imprastiere fac posibila determinarea impulsului total al fragmentelor relativiste si prin urmare determinarea maselor acestora. Rezolutia unghiulara buna a emulsiilor ne permite reconstructia masei invariante a sistemului ce se fragmenteaza.

IV.2 Procese de clusterizare si multifragmentare in reactii nucleare

In ultimii ani, fizica clusterizarii nucleare, adica formarea de clusteri in interactii nucleu-nucleu la energii inalte, a avut o atentie sporita din partea cercetatorilor [1-4]. Aceasta atentie nu este datorata doar importantei in nucleosinteza [5] si a dorintei de a intelege problemele generale a sistemelor cu multe particule [6] ci si datorita interesului in teoria super-stringurilor [7] si a descoperirii recente a condensatelor de particule Bose si Fermi [8, 9].

Este clar ca nucleonii in nucleu nu sunt liberi. Mai degraba ei sunt quasi-particule inconjurate de un nor format din ceilalti nucleoni. O cuasi-particula este un sistem dinamic (DS) de tipul stream [10] supus unei secvente de transformari spontane in spatiul fazelor. In teoria DS (DST), acesta este un grup de transformari uni-parametric. De fapt, DST este o sectiune a matematicii moderne a carei concluzii le putem folosi fara a merge prea adanc in demonstratii. Din punctul de vedere al fizicii, este necesar ca timpul de viata al unei cuasi-particule sa fie mare, astfel incat descrierea unui nucleu in termeni de cuasiparticule sa fie adecvat si deasemenea in acord cu datele experimentale. Este util sa notam corelarea dintre DST si modelul partonic al productiei de particule in interactiile hadron-hadron la energii ultra-inalte [11-13]. Aceasta corelare este de interes nu numai pentru ca principalul obiectiv al stiintei este cautarea de corelatii intre fenomene, ci in principal pentru ca tehnica si reprezentarile ce descriu fragmentarea cuarcilor si hadronilor, cand sunt aplicate pentru descrierea fragmentarii nucleelor relativiste, fac posibila calcularea caracteristicilor cantitative a asociatiilor de nucleoni observate experimental, de exemplu, clusteri, care sunt fragmente ale acestor nuclee.

Imaginea partonica a productiei de multi-particule sau fragmentarea unui nucleu relativist este clara. Fiecare particula reala (hadron, cuarc, nucleu, si nucleon) este intotdeauna inconjurata in sistemul sau de repaus cu cuante de camp care poseda interactii tari, de exemplu, particule punctuale fara masa numite partoni. Fiecare parton are un timp de viata de aproximativ 10^{-24} s in propriul sau sistem de referinta. Norul partonic isi schimba continuu forma si compozitia fara a-si schimba insa numerele cuantice ale starii sale initiale (o particula). In toate transformarile partonice, legea de conservare a impulsului este satisfacuta. Totusi, legea conservarii energiei poate fi violata in limitele si in intervalul de timp admis de principiul de incertitudine. Toti partonii sunt corelati si coerenti. O reantoincere la un punct arbitrar din spatiul fazelor este posibil in acord cu teorema de recurenta a lui Poincare din DST.

Aceasta descriere spatio-temporala a ciocnirilor ultra-relativiste este data atat de Geiger [11] cat si de Feynman [12]. Imaginea partonica a fragmentarii nucleelor relativiste se bazeaza

pe ipoteza ca, dupa o interactie, putem observa experimental fragmente cu caracteristicile descrise mai sus, care pot fi gasite intr-un nucleu inaintea interactiei acestuia cu un alt nucleu. Aceasta presupunere ajuta sa se precizeze nu numai constantele distributiilor unghiulare si de impuls ale fragmentelor ci si sa se calculeze probabilitatile de observare a unor anumite fragmente [13-15].

IV.2.1 Jeturi de fragmente

Fragmentarea relativista a proiectilului are drept rezultat producerea unui jet de fragmente care poate fi definit prin variabilele invariante:

$$b_{ik} = -\left(\frac{P_i}{m_i} - \frac{P_k}{m_k}\right)^2 \quad (4.2.1),$$

cu P si m fiind cuadri-impulsul si respectiv masele fragmentelor i si j . Jetul e compus din fragmente avand miscarea relativa in intervalul nerelativist $10^{-4} < b_{ik} < 10^{-2}$. Limita inferioara corespunde dezintegrarii in starea fundamentala ${}^8\text{Be} \rightarrow 2\alpha$, in timp ce cea superioara corespunde limitei interactiilor nucleare la energii inalte. Exprimarea datelor in variabila relativista invarianta b_{ik} face posibila compararea fragmentarii tinte si a proiectilului intr-o forma comuna. Exemplul unui jet de fragmente relativist e aratat in fig. 1 (stea "alba"). Aceasta corespunde disocierii relativiste a ${}^{14}\text{N}$ neansotita nici de fragmente ale tinte, nici de producere de mezoni. Variabila ce caracterizeaza excitarea unui sistem de fragmente ca un intreg este masa invarianta M^* definita ca:

$$M^{*2} = (\Sigma P_j)^2 = \Sigma(P_i \cdot P_k) \quad (4.2.2).$$

Excitarea sistemului poate fi caracterizata deasemenea de:

$$Q = M^* - M \quad (4.2.3)$$

cu M fiind masa nivelului fundamental al nucleului corespunzator sarcinii si masei sistemului de fragmente. Variabila Q corespunde unei energii de excitatie totala a fragmentelor in SCM.

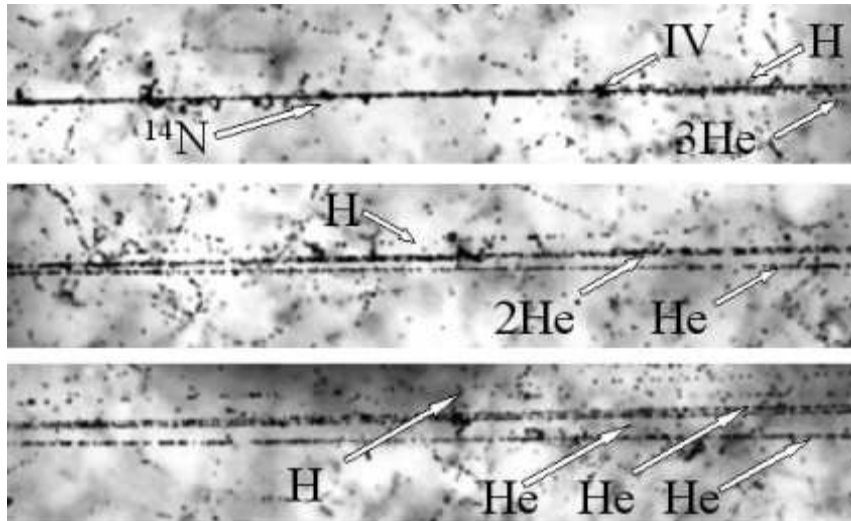


Fig. 1 Exemplu de interacție periferică a nucleului de ^{14}N la 2,1 A GeV într-o emulsie nucleară cu urma. Vertexul interacției și urmele de fragment nuclear (**H** și **He**) într-un con unghiular îngust sunt vizibile în microfotografia superioară. Urmarind direcția jetului de fragment, este posibilă distingerea unui fragment cu o singură încărcătură și a 3 fragmente cu încărcătură dublă în microfotografia din mijloc și cea inferioară.

Procesele de interacție a nucleelor relativiste furnizează un excelent laborator “cuantic” pentru explorarea tranzițiilor nucleelor din starea fundamentală la o fază gaz-lichid compusă din clustere de nucleoni care nu prezintă excitații, adică d , t , ^3He , ^4He . Scopul investigațiilor este de a găsi stări cvasi-stabile sau sisteme foarte puțin legate care depășesc dimensiunea fragmentelor. Căutarea unor asemenea stări pe scara nucleară este extrem de importantă deoarece ea joacă rolul de stare intermediară (“stare de așteptare”) pentru fuziunea nucleară datorată în primul rând reducerii repulsiei Coulombiene. Caracteristicile de fragmentare pe de altă parte pot fi folosite pentru un scenariu de fuziune, ca proces invers procesului de fragmentare.

IV.2.2 Sisteme de cluster

Interesul actual în studierea tranzițiilor de fază este motivat de predicția proprietăților unor asemenea stări ca sisteme de cluster slab legate [16, 17]. Extinderea spațială a acestor sisteme poate depăși dimensiunile fragmentelor (stări Efimov [16] în apropierea pragului de dezintegrare al sistemelor de 3 corpuri, nucleele ușoare având structura de tip molecular [17], condensării Bose de particule α în nuclee $N\alpha$ [18]). Un proces de multifragmentare ce are loc cu transfer adiabatic al excitației și fără schimb de nucleoni poate fi interpretat ca o dispariție a barierei Coulomb din cauza unei creșteri simultane a distanțelor dintre clusterii încarcăți.

Studiul unor asemenea stari pe scara tipica a nucleonului si a structurii de cluster a nucleului e de interes pentru astrofizica nucleara. De exemplu, datorita unei descresteri esentiale in repulsia Coulomb in asemenea sisteme extinse, cel din urma poate juca rolul starilor intermediare in procesele de nucleosinteza din stele. Topologiile stabilite se pot dovedi a fi folositoare pentru clarificarea variantelor de sinteza nucleara ca procese inverse celor de fragmentare a lor.

Componentele naturale ale unei asemenea imagini sunt sistemele cu deficit de nucleoni care nu au atins starile de nuclee excitate. In primul rand sunt nucleele de ${}^4\text{He}$ si ${}^3\text{He}$, si deasemenea deuteriu, tritii si, perechile de protoni si neutroni (figura 2). Studiul proceselor de fragmentare a nucleelor stabile si radioactive in fragmentele de cluster la energii relativiste va releva caracteristici noi ale aparitiei acestora si a rolului lor in procesele de nucleosinteza.

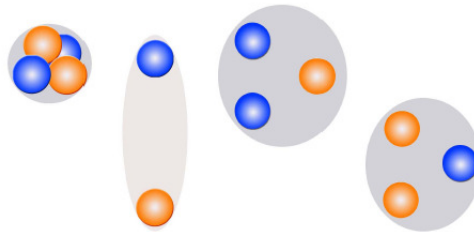


Fig. 2 Structuri de cluster: ${}^4\text{He}$, deuteriu, tritii si ${}^3\text{He}$

Caracteristicile evenimentelor in disocierea nucleelor usoare in interactii periferice au fost investigate prin metoda fotoemulsiilor pentru nucleele de ${}^{12}\text{C}$ (3α), ${}^{16}\text{O}$ (4α), ${}^6\text{Li}$ ($\alpha+d$) si ${}^{10}\text{B}$ ($2\alpha+d$) la energii de ordinul a citorva GeV pe nucleon. Toate aceste rezultate au completitudini unice si prezinta incredere si pot fi de folos la planificarea cercetarilor privind multifragmentarea nucleelor cu o statistica mare. Interesul de baza il reprezinta cautarea si cercetarea fragmentarii nucleelor de ${}^{22}\text{Ne}$, ${}^{24}\text{Mg}$, ${}^{28}\text{Si}$ si ${}^{32}\text{S}$ la un impuls de $4,5 \text{ A GeV}/c$ prin supravegherea starilor finale ce contin citeva particule α .

Interactiile nucleelor relativiste, ca rezultat al excitarilor reciproce minime ale nucleelor ce se ciocnesc, fara formarea de mezoni incarcati, reprezinta cea mai avantajoasa cale pentru cercetarea clusterizarii. Aceasta separa clar, in functie de impuls, produsii de fragmentare a nucleelor proiectil si a tinte. Criteriul de baza pentru selectia unor asemenea evenimente e cerinta de conservare a sarcinii electrice si a numarului de masa a nucleului in conul unghiular ingust de fragmentare.

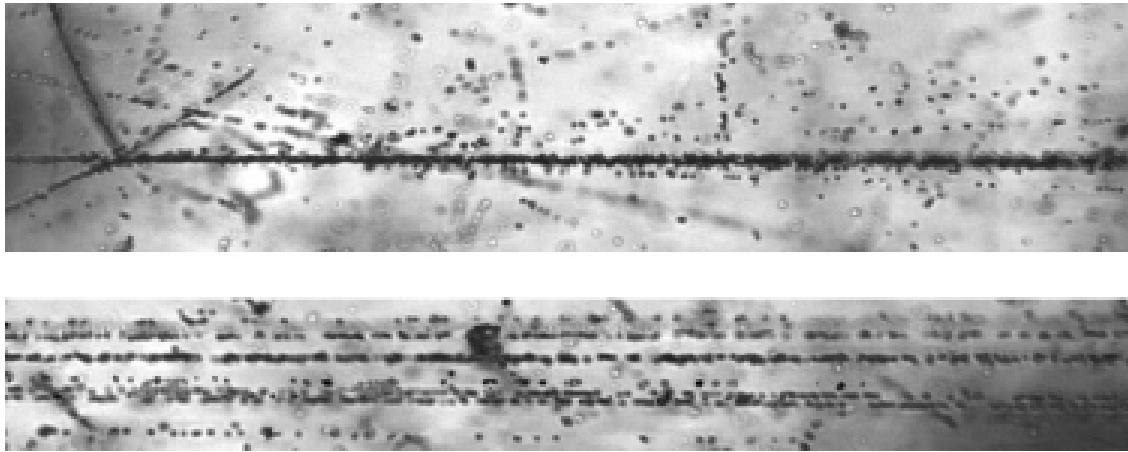


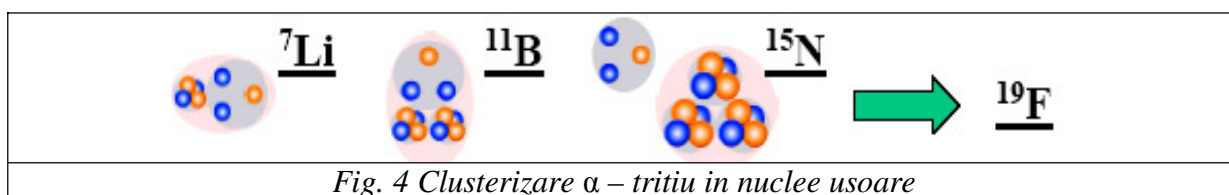
Fig. 3 Fotografia unui eveniment de fragmentarea a nucleului de ^{28}Si cu energia de 3,65 A GeV in interactia periferica in fotoemulsie. In imaginea de sus sunt vizibile: vertexul de interactie, jetul de fragmente in conul unghiular ingust, patru particule cu sarcina unu acompaniatoare intr-un con largit si fragmentele nucleului tinta care ies sub unghiuri mai mari. La deplasarea pe directia jetului de fragmente a nucleului (imaginea de jos) se pot distinge 3 fragmente de H si 5 de He. Urma ingrosata din imaginea de jos (cu unghiul cel mai mic la plecare) identificata ca fiind foarte ingusta intr-o pereche de fragmente cu $Z=2$, corespunde dezintegrării nucleului de ^8B . Imaginea tridimensionala a evenimentului a fost reconstruita ca proiectie plana cu ajutorul microscopului automatizat FIAN din complexul PAVICOM.

Pentru ilustrarea criteriilor de selectie a evenimentelor, in figura 3 este prezentat un eveniment de multifragmentare a unui nucleu de *Siliciu* cu un impuls de 4,5 A GeV/c. Interesul de baza e reprezentat de grupul de fragmente al nucleului proiectil cu sarcina totala $Z = 13$, in conul ingust cu unghi de ordinul a catorva grade. Marimea unghiului conului e definita de raportul impulsului Fermi pe impulsul unui nucleon a nucleului proiectil. Deoarece pentru un impuls initial de ordinul a citorva GeV/c per nucleon acest unghi e destul de mic, urmele fragmentelor relativiste ramin intr-o singura fotoemulsie ceea ce e destul pentru reconstructia unei imagini tridimensionale continue a acestui grup de urme.

Cea mai raspandita clusterizare - in particule α - si cea mai rara clusterizare - a deuteriului - vor fi discutate in detaliu in paragrafele urmatoare ale acestui capitol. Ca exemplu vom descrie experimentele efectuate si cele planificate cu clusterizari ale t si ^3He .

IV.2.3 Clusterizare cu participarea tritiului

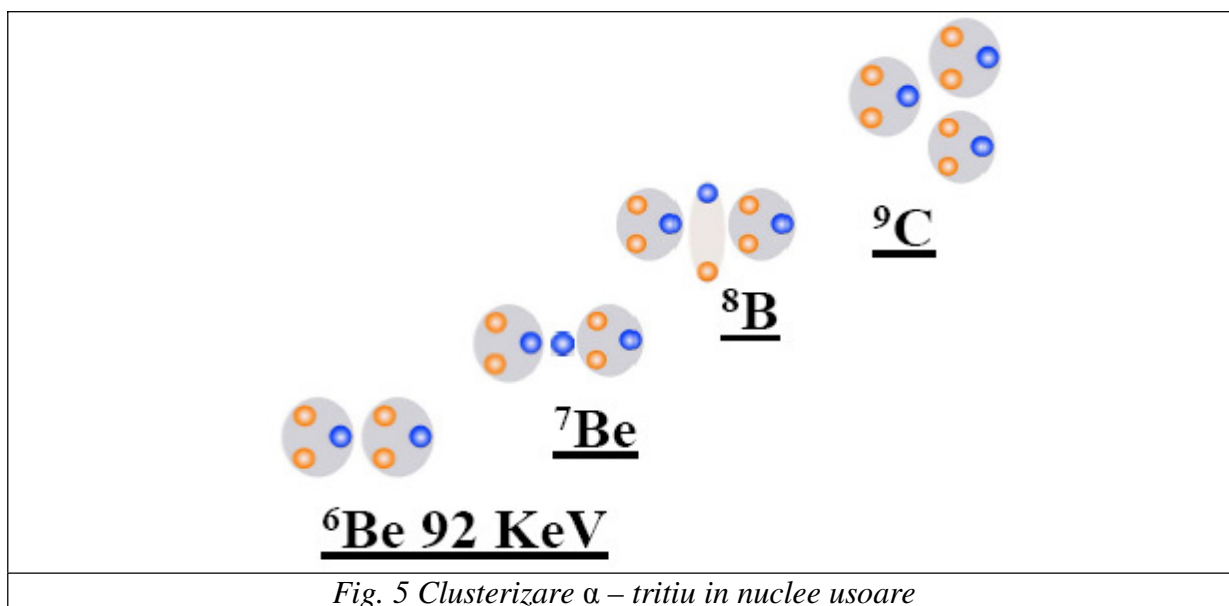
In fotoemulsiile nucleare, iradiate intr-un fascicul de nuclee de ${}^7\text{Li}$ cu impusul de 3 AGeV/c au fost descoperite 1274 interactii inelastice. Aproximativ 7% din totalul interactiilor inelastice ale nucleelor de ${}^7\text{Li}$ sufera interactii periferice (80 evenimente) care contin numai fragmente incarcate ale nucleului relativist. Jumatate din aceste evenimente prezinta dezintegrarea atat in particule α cit si tritiu (40 evenimente). Numarul dezintegrarilor intr-o particula α , deuteriu si neutron reprezinta un procent de 30% iar intr-o particula α , un proton si doi neutroni – 20%. Structura izotopica a produsilor dezintegrarii specifica corelarea acestora cu structura unui nucleu de ${}^7\text{Li}$ sub forma de cluster de particule α si tritiu. Continuarea cautarii unui posibil rol al tritiului ca element al clusterului in disocierea nucleelor de ${}^{11}\text{B}$, ${}^{15}\text{N}$ si ${}^{19}\text{F}$ (figura 4) poate fi de real interes. Studiarea stelelor “albe” ale nucleelor stabile usoare par-impare poate oferi baza pentru includerea in imaginea generala si a tritiului.



IV.2.4 Clusterizarea cu participarea ${}^3\text{He}$

Nucleul de ${}^3\text{He}$ e un element natural al imaginii clusterizarii nucleelor usoare cu deficit de neutroni, precum ${}^6\text{Be}$, ${}^7\text{Be}$, ${}^8\text{B}$, ${}^9\text{C}$, ${}^{10}\text{C}$, ${}^{11}\text{C}$, ${}^{12}\text{N}$ si altele mai grele (figura 5).

Daca inlocuim clusterii de particule α in nucleele de ${}^8\text{Be}$, ${}^9\text{Be}$, ${}^{10}\text{B}$, ${}^{12}\text{C}$, ${}^{14}\text{N}$ cu cluster de ${}^3\text{He}$ e posibil sa obtinem stari de clusterizare similare. ${}^6\text{Be}$ e slab legat ${}^3\text{He} - {}^3\text{He}$ – stari rezonante, apropiate de proprietatile sistemului $\alpha - \alpha$ in nucleul ${}^8\text{Be}$. Prin analogie cu nucleul de ${}^9\text{Be}$ in nucleul ${}^7\text{Be}$ sunt posibile excitari $n-{}^8\text{Be}$ si ${}^3\text{He}-n-{}^3\text{He}$, in plus fata de starea $\alpha - {}^3\text{He}$. Este foarte interesanta punerea in evidenta a starilor ${}^3\text{He}-{}^3\text{He}-{}^3\text{He}$ in nucleul de ${}^9\text{C}$, $\alpha - {}^3\text{He}-{}^3\text{He}$ in nucleul de ${}^{10}\text{C}$ si $\alpha - \alpha - {}^3\text{He}$ in nucleul de ${}^{11}\text{C}$.



IV.3 Clasa de evenimente de tip stea “alba”

In interactiile periferice, nucleele au un spectru de excitare apropiat de pragul de disociere a energiei. In regiunea cinematica a fragmentarii unui nucleu relativist, apar sisteme constand din fragmente nucleare a caror sarcina totala e aproape de sarcina nucleului parinte. Unghiul de deschidere a conului fragmentarii relativiste e definit de miscarea nucleonica Fermi. Deci, fragmentele se gasesc la periferia distributiei de rapiditate care e obtinuta prin sumarea peste toate canalele reactiei in discutie.

Valorile impulsului fragmentelor normalizate la numerele de masa se distribuie peste impulsul normalizat al nucleului primar cu o dispersie de citeva procente. Deci distributia vitezelor fragmentelor in SCM propriu trebuie sa fie nerelativista. In concordanta cu modelul stabilit al fragmentarii nucleare limitate, probabilitatile de populare a starilor finale ale fragmentului releva un grad foarte mare de universalitate. S-a descoperit ca acestea depind slab de energia initiala si de proprietatile nucleului tinta. Interactiile de tipul mentionat mai sus pot servi ca "laborator" pentru generarea de ansambluri nerelativiste de citeva nuclee mai usoare. Termenul "periferic" nu reflecta in intregime schimbarile dramatice care apar la nivel microscopic. Gradul de disociere a unui nucleu poate duce la distrugerea totala a acestuia in nucleoni separati chiar si a celor mai usoare nuclee care nu au stari excitate, cum ar fi ${}^2,3\text{H}$ si ${}^{3,4}\text{He}$. Intensitatea relativa a producerii lor ne permite sa descoperim importanta diferitelor grade de libertate a clusterelor.

Pentru studiul experimental al sistemelor multiparticula, alegerea acelora dintre ele care rezulta din disocierea unui proiectil relativist si nu din disocierea nucleului tinta are avantaje metodice speciale. Datorita colimarii cinematice si absentei pragului de detectie, fragmentele relativiste pot fi observate in intregime intr-un unghi solid mic iar distorsiunile datorate pierderilor de energie prin ionizare in materialul detectorului sunt minime.

Cand se selecteaza evenimente cu disocierea unui proiectil in conul de fragmentatie, fragmentele nerelativiste sunt fie absente (stele "albe") fie numarul lor e insignifiant de mic. Aceste fragmente sunt emise in intregul unghi solid, deci, fractiunea lor in conul unghiular de fragmentatie relativist e neglijabila. Fragmentele tinta au impuls nerelativist care ne permite sa le distingem de fragmentele proiectilului in acest con. Desigur, in abordarea relativista a studiului fragmentarii apar deasemenea probleme metodice. Pentru un nucleu primar cu sarcina Z e de dorit sa se ofere detectia pana la particule cu sarcina unu. Ionizarea produsa de toate fragmentele poate fi redusa pana la un factor Z , in timp ce ionizarea pe o urma se poate reduce pana la un factor de Z^2 in comparatie cu cea din nucleul primar. Deci metoda experimentală ar trebui sa ne ofere cea mai mare raza de detectie luand in considerare valoarea Z^2 .

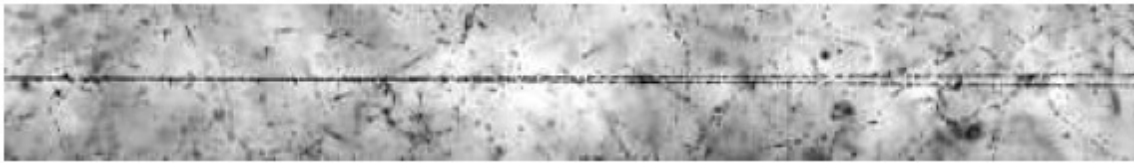


Fig. 6 Un eveniment de tipul stea «alba» din fragmentarea nucleelor de ${}^9\text{Be}$ in doua fragmente de He in emulsie. Fotografia a fost obtinuta la complexul PAVICOM (FIAN)

IV. 3. 1 Multifragmentarea in stelele “albe”

Dintr-un set cu statistici pentru studierea multifragmentarii nucleelor sunt selectate evenimentele fara urme ale particulelor incarcate din zonele de fragmentare a nucleelor tinta si proiectil. Ca regula, in asemenea evenimente avem un transfer complet de sarcina a nucleului incident intr-un con unghiular ingust de fragmentare. Interpretarea cea mai clara e oferita pentru evenimentele care nu contin urme si de la fragmentele nucleului tinta. Acestea sunt formate in cazul transferului minim de energie a nucleului ce se fragmenteaza. Evenimentele de acest tip datorita tipului lor sunt numite stele “albe” (figura 7 si figura 8). Partea lor din numarul general de evenimente inelastice reprezinta cîteva procente. Numele reflecta nu numai aparitia evenimentului dar deasemenea reducerea puternica a pierderilor prin ionizare (in cazul limita -

de Z ori) la trecerea de la urma nucleului incident la conul ingust al urmelor secundare. Formarea stelelor “albe” apare in interactiile electromagnetice cu fotonii virtuali ai nucleelor tinta si la dispersia difractionata pe neutronii periferici ai tinteii.

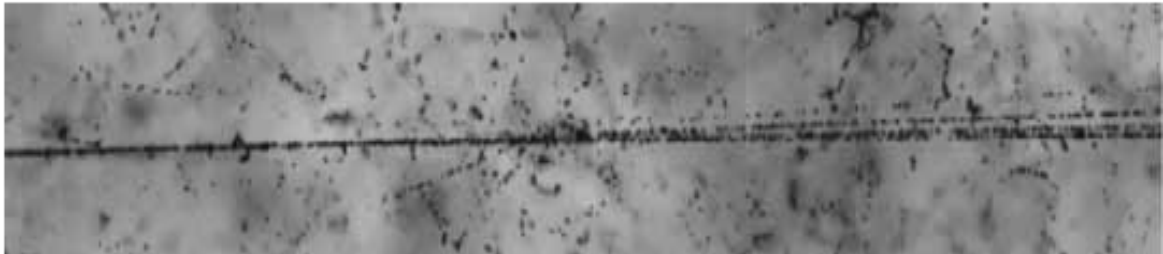


Fig. 7: Fotografia unui eveniment de fragmentare a unui nucleu de ^{14}N cu energia de 2,1 A GeV in interactia periferica cu nucleul emulsiei. La deplasarea pe directia jetului de fragmente e posibila distingerea unui fragment de H si a 3 fragmente de He. Imaginea tridimensionala a evenimentului a fost reconstruita ca proiectie plana cu ajutorul miscoscopului automatizat FIAN din complexul PAVICOM.

Importanta practica in cautarea evenimentelor de acest tip e cerinta de conservare a sarcinii care permite excluderea contributiei la fascicul a impuritatilor de nuclee mai usoare cu sarcina si masa apropiate. La iradierea unei emulsii in fascicule secundare de nuclee relativiste e esential ca acestea sa aiba o structura suficient de complexa.

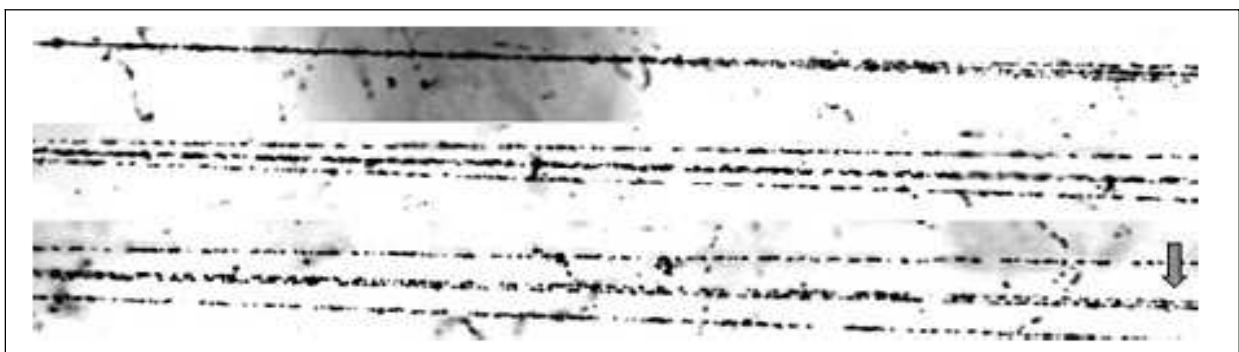


Fig. 8 Fotografia unui eveniment de fragmentare a unui nucleu de ^{16}O cu energia de 4,5 A GeV in interactia periferica cu nucleul emulsiei. In imaginea de sus se pot vedea vertexul interactiei si jerba de fragmente in conul unghiular ingust. La deplasarea pe directia jetului de fragmente (imaginea de jos) se pot distinge 2 fragmente de He si intr-un unghi foarte ingust o pereche de fragmente cu $Z=2$, corespunzatoare dezintegrarii nucleului de ^8Be

Criteriul descris de selectie a stelelor “albe” impreuna cu conditia de conservare a energiei in conul de fragmenteare poate fi folosit in experimentele viitoare la cercetarea caracteristicilor globale ale fragmentarii nucleelor grele in procese de disociere periferica.

IV.3.2 Clusterizarea α in fragmentarea nucleelor de ^{12}C si ^{16}O

Probabilitatile de formare a sistemelor constand dintr-un numar mic de fragmente cu $Z=1$ si 2 si proprietatile lor pot fi explorate cu ajutorul selectarii stelelor “albe” provenite din fragmentarea izotopilor de B , C , N si O .

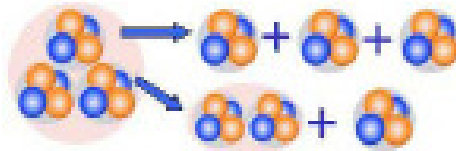


Fig. 9 Clusterizarea $^{12}\text{C}^* \rightarrow 3\alpha$ si $^{12}\text{C} \rightarrow ^8\text{Be} + \alpha$

Informatii detaliate privind multifragmentarea nucleelor apartinand acestui grup pot fi considerate ca baza pentru intelegerea proceselor ce apar in nucleeele grele. Disocierea nucleelor de B si C in sisteme de 3 corpuri poate avea loc prin intermediul separarii celor mai usoare nucleee, adica a particulelor α , deuteriu, tritium si nucleee de ^3He din miezul sub forma unui nucleu instabil de ^8Be , precum si prin intermediul fragmentarii directe a acestora in izotopi de He .



Fig. 10 Imaginea unui eveniment de fragmentare a unui nucleu de ^{12}C cu energia de 4,5 A GeV in 3 particule α in interactia periferica cu nucleul emulsiei

Stelele “albe” din canalul de $^{12}\text{C}^* \rightarrow 3\alpha$ la o energie de 3,65 GeV pe nucleon au fost studiate (fig. 9 si fig. 10). In particular, s-a demonstrat rolul canalului cu un nucleu de ^8Be si se poate trage o concluzie privind tranzitia catre multifragmentarea directa cu cresterea energiei totale a sistemului constand din trei particule α . In [9] folosindu-se o statistica de 2757 interactii inelastice, s-a stabilit ca n-a fost observat nici macar un singur eveniment de separare binara prin singurul canal posibil $^{12}\text{C}^* \rightarrow ^6\text{Li} + ^6\text{Li}$.

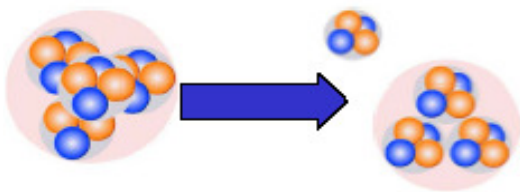


Fig. 11 a Clusterizare ^{16}O : $^{16}\text{O}^* \rightarrow ^{12}\text{C} + \alpha$

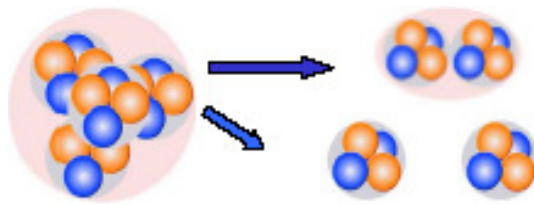


Fig. 11 b Clusterizare ^{16}O : $^{16}\text{O}^* \rightarrow ^8\text{Be} + 2\alpha$

Au fost investigate stelele “albe” din canalul $^{16}\text{O}^* \rightarrow 4\alpha$ folosindu-se o cantitate mare de informatie (641 evenimente). Analiza corelatiilor unghiulare au pus in evidenta faptul ca impulsul unghiular a fost transferat sistemelor de fragmente si ca dezintegrarea in cascada prin intermediul nucleelor de ^8Be si ^{12}C a fost neesentiala (figura 11 si figura 12).



Fig. 12 Imaginea unei dezintegrari duble asimetrice a unui nucleu de ^{16}O cu energia de 4,5 A GeV in interactie periferica. Imaginea de sus prezinta vertexul interactiei si jerba de fragmente in conul unghiular ingust. La deplasarea pe directia jerbei de fragmente (imaginea de jos) se poate distinge un fragment de C si un fragment de He.

IV.3.3 Clusterizare α - deuteron la fragmentarea nucleului de ^6Li si ^{14}N

Proprietatile unice ale nucleului de ^6Li si utilizarea practica a acestuia sunt bine-cunoscute. Raza unui nucleu de ^6Li e mai degraba mare ($r_0 \sim 1,6 \text{ fm}$), ceea ce evalueaza marimea σ_0 ca fiind $\sigma(r_0) = 70 \text{ MeV}/c$. Fragmentele incarcate ale unui nucleu de ^6Li pot fi izotopi numai ai hidrogenului si litiului (figura 13 si figura 14).

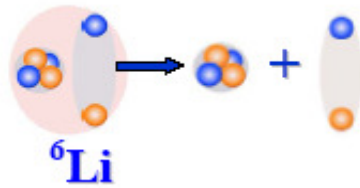


Fig. 13 Clusterizarea ${}^6\text{Li} \rightarrow \alpha + d$

Mentinerea relativa a izotopilor de hidrogen si heliu formati in fragmentarea nucleelor relativiste e interesanta nu doar pentru fizica nucleara dar si pentru astrofizica sau fizica razelor cosmice. In experiment [19] la studierea caracteristicilor fragmentarii nucleelor relativiste de ${}^6\text{Li}$ in fotoemulsie, clasificarea izotopilor a fost facuta prin masurarea sarcinii particulei Z si marimea $p\beta c$, estimata in masuratori repetate de dispersie Coulomb a particulelor incarcate in fotoemulsie.

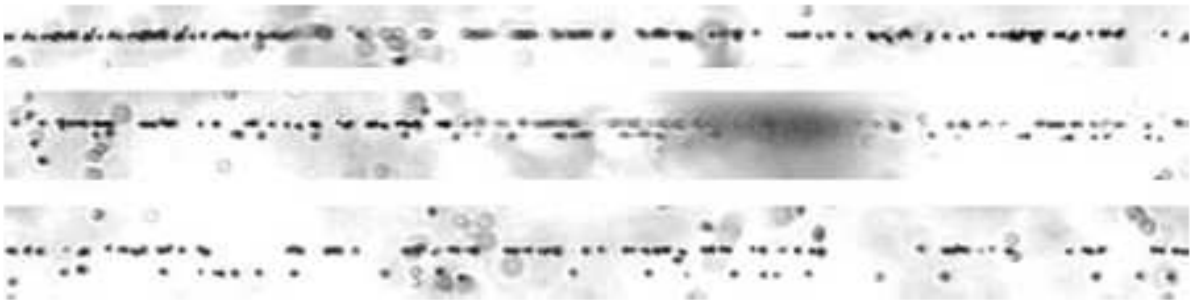


Fig. 14 Imaginea unui eveniment de fragmentare a unui nucleu de ${}^6\text{Li}$ cu energia de 4,5 A GeV in interactia periferica cu nucleul emulsiei in fragmente de H si He. In imaginea de sus se observa dezintegrarea nucleului proiectil in fragmente pereche cu unghiuri foarte apropiate. La deplasarea pe directia jetului de fragmente (imaginea de jos) se pot distinge fragmente cu sarcina unu si doi

In experiment, prima caracteristica ciudata descoperita e aceea ca drumul liber mediu a nucleelor de ${}^6\text{Li}$ descreste puternic comparativ cu valoarea asteptata. Valoarea obtinuta corespunde unuei nucleu cu numarul de masa A egal cu 11. Aceasta indica o raza neobisnuit de mare a distributiei nucleonilor in nucleul de ${}^6\text{Li}$. Folosind modelul de suprapunere geometrica, valoarea sa a fost estimata a fi $2.7 \pm 0.1 \text{ fm}$, ceea ce e in buna concordanta cu datele cunoscute despre imprastierea elastica a protonilor pe tinte de ${}^6\text{Li}$.

O alta caracteristica distinctiva a nucleului de ${}^6\text{Li}$ a fost obtinuta cu ajutorul analizei imprastierilor multiple, care ne permit sa stabilim compozitia izotopica a fragmentelor relativiste. A fost stabilita o productie neobisnuit de mare de deuteroni relativisti asemanatoare protonilor. Analiza ulterioara a fost efectuata cu nuclee de ${}^3\text{He}$ si ${}^4\text{He}$. Fragmentarea ${}^6\text{Li}$ sub forma de cluster constand in nuclee de ${}^3\text{He}$ si tritium s-a dovedit a fi cu un ordin de marime mai mica decit structura

produsa de o particula α si un deuteron. Aceasta explica o productie marita de deuteroni ca o reflectare a structurii de cluster slab-legat de particule α si deuteron.

Canalul de fragmentare ${}^6\text{Li}$ indica o valoare mai mica a impulsului transversal mediu a particulelor α , $\langle P_T \rangle = 0.13 \pm 0.1 \text{ GeV}/c$ comparabila cu cazul ${}^{12}\text{C}$ unde $\langle P_T \rangle = 0.24 \pm 0.01 \text{ GeV}/c$. In spiritul unei relatii neclare, acest fapt e o alta indicatie catre o marime crescuta a nucleului de ${}^6\text{Li}$.

Printre cele 1000 de interactii ale ${}^6\text{Li}$ gasite, pot fi considerate “de aur” 31 de evenimente de disociere coerenta a ${}^6\text{Li}$ neinsotite de excitarea nucleului tinta (stele “albe”). Dintre ele, 23 de evenimente corespund canalului de disociere $\alpha+d$, 4 dintre ele disocierii ${}^3\text{He}+t$, 4 - $t+t+d$ si nici unul disocierii $d+d+d$. Aceasta topologie arata structura de cluster a nucleului ${}^6\text{Li}$ in maniera cea mai clara. Datorita reconstructiei complete a cinematicii disocierii coerente devine posibila reconstructia nivelelor ${}^6\text{Li}$ de 2,19 si 4,31 MeV cu spin izotopic $T=0$. Dimpotriva, nivelul 3,56 MeV cu spin izotopic $T=1$ e absent din cauza sistemului $\alpha+d$ cu spin izotopic $T=0$.

Studiul contributiei deuteronilor la dezintegrarea nucleelor impar-impare ${}^6\text{Li}$, ${}^{10}\text{B}$ si a nucleelor de ${}^{14}\text{N}$ a urmat investigarii multifragmetarii nucleelor usoare par-pare cu disociere numai in particule α . E interesant de gasit rolul dezintegrarilor in 3 corpuri care a fost definit pentru ${}^{10}\text{B}^* \rightarrow d+2\alpha$, ${}^{12}\text{C}^* \rightarrow 3\alpha$ si ${}^{16}\text{O}^* \rightarrow 4\alpha$ [19], precum si dezvoltarea ideilor de clusterizare in nuclee ce contin deuteroni. Topologia stelelor “albe”, intr-un con i de 8^0 , a fost investigata pentru nucleele de ${}^{14}\text{N}$ cu energia de 2,1 GeV per nucleon. Pana in acest moment au fost acumulate date extrase din 540 interactii ale nucleelor de ${}^{14}\text{N}$ in nucleele emulsiei incluzind 25 de stele “albe”. Din distributia lor in raport cu topologia de sarcina se observa rolul important a configuratiei de sarcina 2+2+2+1 care e legata de dezintegrarea ${}^{14}\text{N}$. Rolul notabil al configuratiei 6+1 pare a avea analogie cu evenimentele cu separare a fragmentelor cu $Z=1$ in disocierea nucleelor simetrice mai grele. Deci topologia dezintegrarii e indicativul unei analogii cu dezintegrarea ${}^{12}\text{C}^* \rightarrow 3\alpha$.

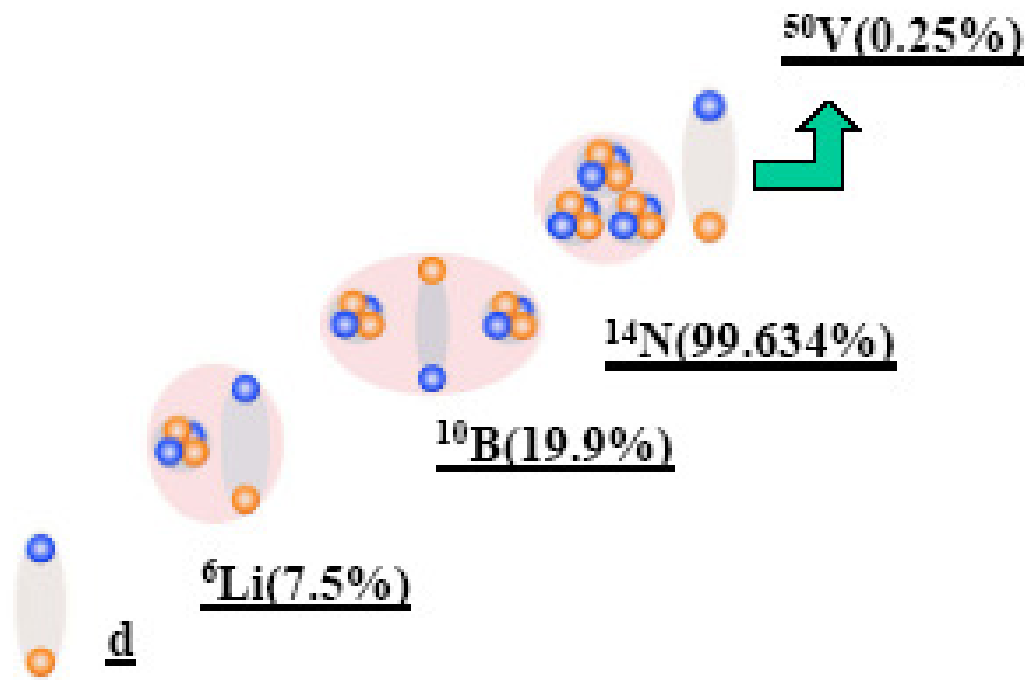


Fig. 15 Clusterizare α -deuteron in nuclee usoare

O stare nucleara analoaga gazului Bose diluat poate fi descrisa ca formarea ansamblelor de $N\alpha$ particule ce poseda coerenta cuantica aproape de pragul de productie. Fiind originara in nucleele relativiste poate aparea sub forma unei jerbe inguste de $n\alpha$ particule in conul inainte. Detectia unor asemenea stari $N\alpha$ “ultrareci” e un argument serios in favoarea realizarii tranzitiei de faza a nucleele clusterizate α catre gazul Bose diluat de particule α . Aceasta ofera o motivatie speciala explorarii sistemelor $N\alpha$ mai usoare produse ca potentiale “blocuri de constructie” ale gazului Bose diluat de $N\alpha$ particule.

Studii de corelare specifice au fost efectuate pentru canalele de fragmentare dominante precum ${}^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ [19], ${}^{16}\text{O} \rightarrow 4\alpha$ [19], ${}^6\text{Li} \rightarrow d\alpha$ [19], ${}^{10}\text{B} \rightarrow d\alpha\alpha$ [19]. In plus la clusterizarea α , a fost relevata o clusterizare a nucleonilor sub forma deuteroniilor in dezintegrarile ${}^6\text{Li}$ si ${}^{10}\text{B}$; descoperindu-se rolul important al disocierii multiparticula pentru aceste nuclee. Emulsiile expuse la izotopi relativisti de ${}^{14}\text{N}$ au fost analizate in scopul studierii clusterizarii de acest tip. Urmatoarele cercetari, cu privire la care dintre aceste tipuri de clusterizare nucleara e relevata in nuclee usoare cu deficit de neutroni precum ${}^8\text{B}$ si ${}^{9,10,11}\text{C}$, e in progres acum la Nuclotron-ul de la JINR.

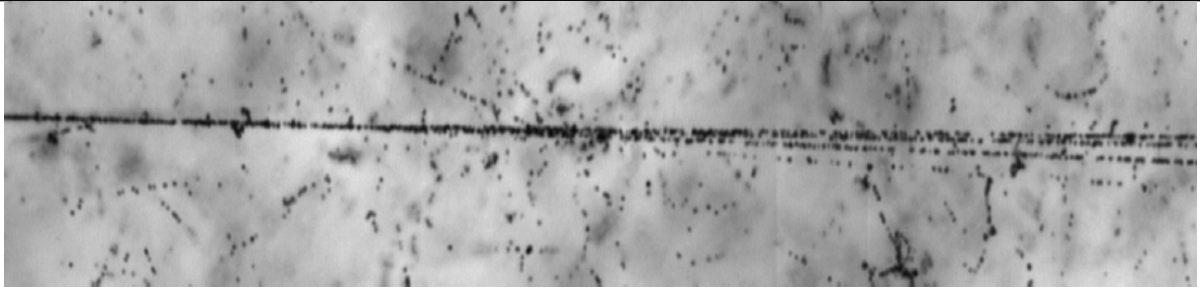


Fig. 16 Interactie periferica la 2.1 AGeV a nucleului de ^{14}N intr-o emulsie nucleara. Vertexul de interactie si urmele fragmentelor nucleare sunt vazute intr-un con ingust in partea de jos si de mijloc a fotografiei. Urmand directia jeturilor de fragmente e posibila distingerea unui fragment de sarcina 1 si a 3 fragmente de sarcina 2

Ca o aplicatie importanta, aceasta concluzie poate afecta problemele fizicii razelor cosmice legate de abundenta elementelor in regiunea unei "gauri" Li-Be. Problema fundamentala a abundentei Li, Be si B in razele cosmice galactice comparativ cu abundenta lor in materia sistemului Solar nu a fost rezolvata inca. Acest model indica faptul ca lantul principal de separare consecutiva a nucleelor, cand sunt propagate in gaze interstelare de H si He, trece peste producerea de nuclee de Li, Be si B. Acest fapt stimuleaza interesul in cautarea surselor de origine a grupului de nuclee mentionat, in special a izotopilor $^{6,7}\text{Li}$.

IV.4 Metode de studiu a proceselor de fragmentare si clusterizare

Una dintre metodele de determinare a parametrilor necesari in procesele de simulare a interactiei radiatiei cosmice se realizeaza folosind ca detector emulsia nucleara. Un pachet de mai multe placi de emulsii se expune la accelerator, in fascicule de nuclee grele. Laboratorul de Cercetari Spatiale din cadrul ISS, in colaborare cu diverse alte laboratoare din lume a efectuat de-alungul anilor experimente in emulsia nucleara. Avand in vedere spectrul energetic al radiatiei cosmice se poate utiliza cu mult folos acceleratorul de la IUCN Dubna care accelereaza nuclee la energia de 4.5 GeV, respectiv 2 GeV pe nucleon.

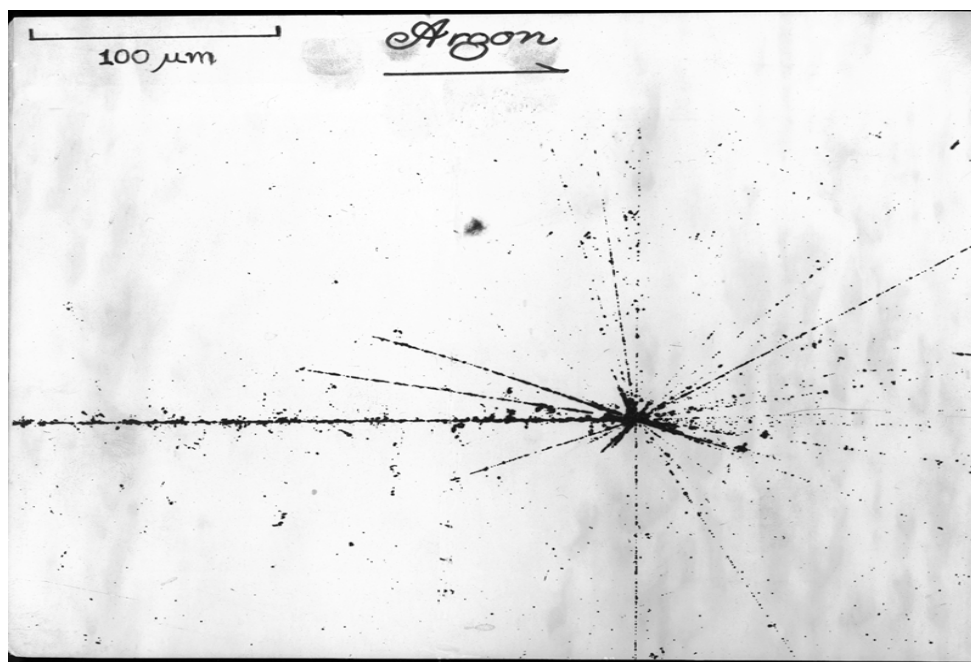


Fig.17: Interactia nucleului de Argon in emulsia nucleara

In figura 17 este prezentata o interactiune a unui nucleu de argon in emulsia nucleara, expusa la o energie de 2 GeV. Fotografia a fost facuta la microscop sub o marire de $10 \times 1.5 \times 20$. Nucleul de argon, care avand sarcina $Z=20$ este o urma relativ groasa, usor vizibila, se distinge venind din partea stanga a figurii. In urma ciocnirii cu un nucleu de argint din emulsie au luat nastere 29 de urme secundare. Modelul de fragmentare imparte aceste urme in doua mari categorii: urme ce provin din dezintegrarea nucleului primar si urme care provin din dezintegrarea nucleului ciocnit. Aceste categorii se deosebesc prin unghiul de emisie si prin viteza particulelor, cele provenite din tinta fiind mai lente. Urmele cu energie mare se vad sub forma punctata, ele avand o pierdere de ionizare foarte mica.

IV.4.1 Caracteristicile emulsiilor nucleare

Tehnica emulsiilor nucleare reprezinta o modalitate excelenta de cercetare a interactiilor nucleare datorita rezolutiei spatiale excelente si observarii aproape totale a urmelor particulelor incarcate. Intr-un numar important de cazuri, ofera posibilitatea masurarii impulsului, pentru a identifica particulele. De aceea, aceasta tehnica e o cale sigura pentru studierea fragmentarii relativiste datorita unei rezolutii mari a emulsiilor si a posibilitatii observarii reactiilor in intreaga

geometrie. Un avantaj special il reprezinta observarea in emulsie a nucleelor cu deficit de neutroni datorata celei mai complete observari a starilor finale.

Emulsia nucleara este un detector solid in care informatia lasata de particule la trecerea si interactia cu volumul sensibil al detectorului este dezvoltata apoi printr-o metoda chimica si studiată prin metode vizuale (microscop optic).

Tehnica emulsiilor poate fi folosita cu succes pentru a studia nuclee imbogatite in protoni. Nucleonii produc, cu o mare probabilitate, clustere incarcate care, cind se dezintegreaza, sunt detectate in emulsie. Trebuie accentuat ca emulsiile sunt folosite pentru a inregistra dezintegrările multi-particula a nucleelor sau a evenimentelor de multifragmentare.

Utilizarea emulsiei nucleare ca detector a inceput cu descoperirea radioactivitatii uraniului de catre Becquerel in 1896, dar au trecut destul de multi ani pana a devenit un detector utilizabil in sensul stiintific al cuvantului. Acest lucru a devenit posibil odata cu realizarea emulsiilor speciale cu procent mare de *AgBr*.

Procesul de formare al imaginii intr-o emulsie nucleara este acelasi cu cel prin care se formeaza imaginea in emulsia fotografica. Interactia particulei cu atomii din microcristalele de bromura de argint duce la eliberarea de electroni care trec in banda de conductie a cristalului si se deplaseaza pana sunt capturati in regiuni care astfel capata o sarcina negativa. Deoarece cristalele de halogenuri sunt conductori ionici, aceste regiuni incarcate capteaza ioni pozitivi interstitiali de argint si astfel formeaza aglomeratii de argint metalic prin procesul de dezvoltare. Acest proces de dezvoltare este, in fond, o continuare a procesului prin care se dezvolta imaginea latentă.

Pentru ca emulsia fotografica sa poata inregistra cu succes particule elementare au fost modificati unii parametri ai acesteia. Astfel:

- ✓ Continutul de *AgBr* al emulsiei nucleare este mai mare decat la emulsia fotografica: aproximativ 80% la emulsia nucleara fata de aproximativ 25% la emulsia fotografica. Compozitia aproximativa a unei emulsi nucleare este data in tabelul alaturat:

<i>element</i>	<i>numar atomic</i>	<i>numar de grame/cm³</i>	<i>numar de atomi/cm³</i>
<i>Ag</i>	47	1.85 ± 0.03	$101 \cdot 10^{20}$
<i>Br</i>	35	1.34 ± 0.02	$100 \cdot 10^{20}$
<i>I</i>	53	0.012 ± 0.0002	$0.565 \cdot 10^{20}$
<i>C</i>	6	0.28 ± 0.01	$138 \cdot 10^{20}$

<i>element</i>	<i>numar atomic</i>	<i>numar de grame/cm³</i>	<i>numar de atomi/cm³</i>
<i>H</i>	<i>1</i>	<i>0.053 ± 0.001</i>	<i>321 10²⁰</i>
<i>O</i>	<i>8</i>	<i>0.25 ± 0.005</i>	<i>95 10²⁰</i>
<i>N</i>	<i>7</i>	<i>0.074 ± 0.002</i>	<i>31.7 10²⁰</i>
<i>S</i>	<i>16</i>	<i>0.0072 ± 0.0002</i>	<i>1.35 10²⁰</i>

Tabel 1. Compozitia emulsiei nucleare

- ✓ Grosimea emulsiei este sensibil mai mare decat a emulsiei fotografice. Astfel, emulsia fotografica are circa 35μ grosime pe cand emulsia nucleara este utilizata in grosimi de $1000 + 1000 \mu$. Limita superioara a emulsiei este data de posibilitatea de dezvoltare uniforma.
- ✓ Dimensiunile granulelor (cristalelor) sunt mai mici (0.5μ in emulsia nucleara) decat in emulsia fotografica ($3-5 \mu$).

O emulsie nucleara utilizata astazi in detectarea particulelor elementare este furnizata in general de intreprinderi mari specializare sub forma de placi de $200 - 400 \mu$ grosime si $(10-20) \times (10-20) \text{ cm}$ suprafata sau pelicule fara suport de $600 - 1000 \mu$ grosime cu aceiasi dimensiuni in suprafata. Aceste emulsii sunt sensibile la particule elementare dar gradul de sensibilitate difera dupa tipul emulsiei. Astfel exista emulsie care este sensibila numai la particule grele, dar exista emulsie care este sensibila si la particule din domeniul minimului de ionizare.

Emulsia nucleara este un detector cu buna rezolutie spatiaala, practic cea mai buna rezolutie spatiaala dintre detectorii existenti, dar are o slaba, dar nu nula, rezolutie temporala.

Rezolutia temporala este slaba deoarece emulsia nucleara inregistreaza informatia asupra tuturor particulelor care au trecut prin pelicula din momentul cand a fost preparata si pana la dezvoltare. Acest fapt este pozitiv in unele experimente, dar o face inutilizabila in altele. Inregistrarea informatiei pe timpul existentei emulsiei este perturbata de faptul ca, cu timpul, imaginea latentă dispare. Condițiile de pastrare a imaginii latente cat si de sensibilitate a emulsiei sunt functie de temperatura si umiditate.

Rezolutia spatiaala este data de dimensiunea cristalelor de $AgBr$, cristale care in multe cazuri pot ajunge la zeci de microni.

Densitatea mare a mediului (3.8 g/cm^3) conduce la o putere de oprire mare si la pierderi specifice dE/dx mai mari, fapt ce ne permite sa oprim in emulsie chiar particule de energie foarte mari ale detectorului.

Urmele intr-o emulsie nucleara se clasifica in felul urmatoar:

- ✓ urme de tip ***b*** (black)
- ✓ urme de tip ***g*** (gri)
- ✓ urme relativiste de tip ***s*** (shower)
- ✓ fragmente de sarcina 1
- ✓ fragmente de sarcina 2 de tip α
- ✓ fragmente de sarcina mai mare decat 3 de tip ***f***

Urmele negre care provin din fragmentarea tinte servesc in anumite conditii la selectarea ciocnirilor dintre tinte. Urmele gri sunt in general protoni de recul din nucleul tinta, urmele relativiste sunt in general mezoni nou creati si protoni, deuteroni sau tritoni proveniti din fragmentarea proiectilului.

Selectarea particulelor ***f*** in emulsiile nucleare poate fi usor efectuata deoarece aceste urme sunt caracterizate printr-o ionizare inalta care, in contrast fata de particulele ***b*** si ***g***, nu se schimba pe distante mari (cativa centimetri). In plus acestea nu releva imprastieri multiple notabile. Sarcinile particulelor ***f*** se determina prin masuratori ale numarului de goluri si electroni pe o lungime mai mare de 1 centimetru.

Emulsia nucleara se utilizeaza in acelasi timp ca tinta si detector, studiindu-se interactiile care au loc intre particulele incidente si atomii din emulsie. In aceste cazuri datorita compozitiei emulsiei este posibil sa se faca separarea certa intre interactiile de diferite nuclee. Separarea acestor interactii se face doar statistic. Daca se doreste favorizarea unui anumit tip de interactie sau studierea interactiei pe un anumit nucleu care nu exista in emulsie, emulsia nucleara se imbiba inainte de expunere cu o substanta care contine nucleele respective si care nu modifica din caracteristicile emulsiei. Astfel, pentru a mari procentul de protoni se imbiba cu apa, pentru a studia interactia pe deuteriu se poate imbiba emulsia cu apa grea. Inregistrarea neutronilor se poate face prin marirea numarului de protoni sau imbiband emulsia nucleara cu litiu sau bor pentru care se urmaresc reactiile: ${}^6\text{Li}(n,\alpha){}^3\text{H}$, ${}^{10}\text{B}(n,2\alpha){}^3\text{H}$.

Substantele respective pot fi introduse in emulsie si sub forma de praf sau fire dar aceste incluziuni duc la micșorarea transparentei si implicit a posibilitatilor de cercetare a emulsiilor.

Este important faptul ca materialul sa fie omogen, procedandu-se identic cu toate pachetele de emulsie expuse in diferite fascicule. In plus, prin aplicarea unor criterii de selectie se pot separa interactiile pe tinte quasi-nucleonice (***H***), nuclee usoare (***CNO***) si nuclee grele (***AgBr***), aceasta permitand studierea variatiei diferitilor parametri de interes in functie de masa tinte.

Intr-un act individual de interactie, se poate efectua analiza distributiei de sarcina a fragmentelor si concomitent, a multiplicitatii si a caracteristicilor unghiulare ale tuturor urmelor. Acest avantaj al emulsiilor nucleare devine din ce in ce mai important, cu cat energia proiectilului este mai mare.

In afara de utilizarea ca tinta si detector emulsia nucleara se mai utilizeaza si in calitate exclusiva de detector. Cel mai simplu caz este atunci cand se utilizeaza placi dintr-un material (tinta) introduse intre placi de emulsie nucleara. Se poate utiliza emulsia nucleara ca detector pentru determinarea numarului de particule emise intr-o anumita directie. De exemplu inregistrarea protonilor de recul intr-un experiment de imprastiere pp la energii mari sunt minime.

In stadiul initial al investigarilor, metoda emulsiilor nucleare satisfacea bine aceste cerinte. Scopul major al acesteia este de a cauta dovezi credibile pentru existenta diferitelor canale de fragmentare pentru o statistica la nivel de zeci de evenimente. Tehnica emulsiilor ne permite sa masuram sarcina particulelor, incepand cu particule cu sarcina unu pana la particule cu cea mai mare sarcina, prin combinarea mediilor de ionizare.

O ilustratie graitoare a acestor asertiuni e microfotografia unui eveniment de dezintegrare totala a nucleului de Pb cu energia de $158 AGeV$ in interactia sa periferica cu un nucleu al emulsiei (fig. 18, expunerea a fost efectuata in fascicole de la acceleratorul SPS (CERN) in cadrul colaborarii EMU).

Prima imagine prezinta urma nucleului primar care e inconjurata de un nor dens de electroni. In imaginea a doua vertexul de interactie arata ca un burghiu intunecat de densitatea de ionizare in care nu exista urme de la fragmentarea nucleului-tinta. Imaginea 3 arata o separare graduala a urmelor particulelor cu sarcina simpla sau dubla din trunchiul jetului. La o energie data unghiurile de emisie a nucleelor de He sunt restrictionate la o valoare de 0.1° . Separarea totala a urmelor se vede in imaginea 4 corespunzator unei distante de aproape 3 cm de la vertex.

Observatorul nu vede in acest eveniment un flux intens de zeci de neutroni relativisti care nu sunt in stare sa uneasca nucleele cele mai usoare. Imaginea unui eveniment in emulsie e creata de cristale microscopice de $1\ \mu\text{m}$ grosime, acestea fiind mai mari decat marimea reala a fragmentelor nucleare cu aproape 9 ordine de marime. Cu toate acestea aceasta imaginea reproduce destul de bine detaliile unei "*catastrofe*" ce apare la scala microscopica.

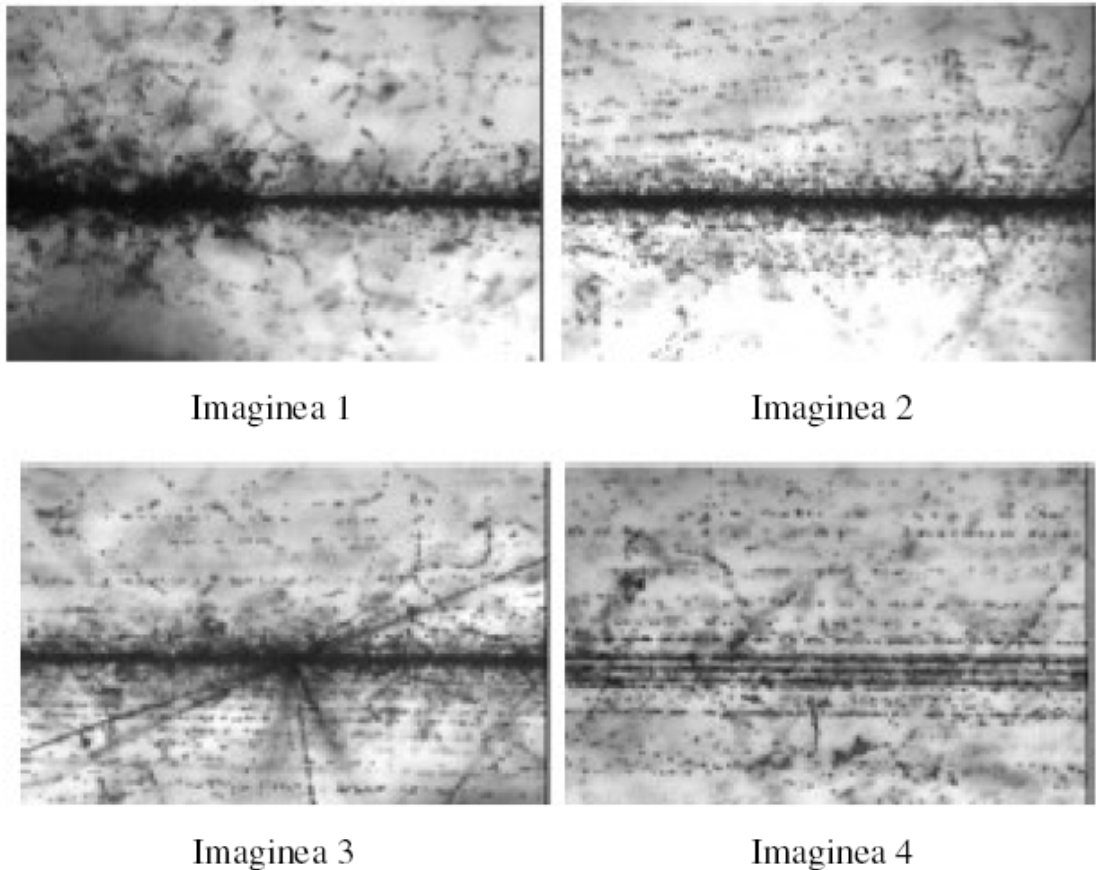


Fig.18 Un eveniment de interactie periferica a nucleului de ^{207}Pb de 158 A GeV in emulsie nucleara in imagini de $\sim 100 \times 100 \mu\text{m}^2$, fotografiat succesiv: urma nucleului primar si vertexul de interactie urmat de jetul fragmentului proiectil (imag. 1); miezul jetului cu urmele aparute ale particulelor cu sarcina unu si doi (imag. 2); miezul jetului cu o stea de interactie secundara (imag. 3); miezul jetului complet recognoscibil (imag. 4, la 3 cm distanta de vertex).

Evenimentele de dezintegrare totala reprezinta o fractiune mica din intreaga varietate a starilor finale a nucleelor grele care sufera fisiune in perechi, formarea de fragmente singulare acompaniate de un numar mare de nuclee usoare, formarea de grupuri de nuclee usoare. Excitarea transferata nucleului, la o extindere mai larga, e defnita de pragul de energie a masei din starea finala. Aceasta creste cu cresterea multiplicatatii fragmentelor. In acest sens, topologia de sarcina a starii finale defneste deja excitarea. Intr-un proces complicat de distributie a energiei pe multiplicatatia gradelor de libertate, fragmentele nucleare merg catre suprafata masei si obtin o mica posibilitate de a realiza energie Coulomb de repulsie reciproca in energia cinetica a fiecarui fragment. Astfel apare o asa-zisa "explozie" Coulomb a nucleului.

Exemplul dezintegrării totale a unui nucleu de *Pb* poate fi interpretat ca un eveniment de tranziție de fază a materiei nucleare de la starea de lichid cuantic la starea formată din gaz de nucleoni diluat cuantic și cele mai ușoare nuclee. Metrologia unor asemenea evenimente este laborioasă și necesită un nivel înalt de îndemănare. Totuși asemenea evenimente sunt de un interes științific indubitabil, de aceea acumularea lor se face în continuare în colaborarea BECQUEREL. Fragmentarea nucleului ușor poate fi considerată o componentă a imaginii fragmentării nucleului greu.

Bibliografie

Capitolul IV

1. M. I. Adamovich *et al.*, *Yad. Fiz.* 67, 533 (2004) [*Phys. At. Nucl.* 67, 514 (2004)].
2. V. Bradnova *et al.*, *Phys. At. Nucl.* 66, 1646 (2003).
3. M. I. Adamovich *et al.*, *Pis'ma Fiz. Elem. Chastits At. Yadra*, No. 2[177], 29 (2003).
4. V. V. Kirichenko, *Fiz. Elem. Chastits At. Yadra* 32, 803, (2001) [*Phys. Part. Nucl.* 32, 427 (2001)].
5. B. S. Ishkhanov, I. M. Kapitonov, and I. A. Tutyn', *Nucleosynthesis in the Universe* (Mosk. Gos. Univ., Moscow, 1998) [in Russian], <http://nuclphys.sinp.msu.ru/np/nuclsint/index.html>.
6. R. D. Mattuck, *A Guide to Feynman Diagrams in the Many-Body Problem* (McGraw-Hill, New York, 1967)
7. M. B. Green, J. H. Schwarz, and E. Witten, *Superstring Theory* (Cambridge Univ. Press, Cambridge, 1987; Mir, Moscow, 1990), Vols. 1–2; <http://superstringtheory.com/index.html>.
8. C. A. Regal, M. Greiner, and D. S. Jin, *Phys. Rev. Lett.* 92, 040 403 (2004).
9. D. Schneble *et al.*, *Science* 300, 475 (2003).
10. Ya. G. Sinai, in *Dynamical Systems II*, Ed. by Ya. G. Sinai (VINITI, Moscow, 1985; Springer, Berlin, 1989), Vol. 2, p. 115.
11. K. Geiger, *Phys. Rep.* 258, 237 (1995).
12. R. P. Feynman, *Photon–Hadron Interactions* (Benjamin, Reading, Mass., 1972; Mir, Moscow, 1975).
13. F. G. Lepekhin, “Partonic Picture of Fragmentation of Relativistic Nuclei,” in *Proceedings of 31rd Winter School on the Physics of Atomic Nucleus and Elementary Particles* (Inst. of Nuclear Physics, Russ. Acad. Sci., St. Petersburg, 1997), pp. 315–348.
14. F. G. Lepekhin, “Jets of Fragments of Relativistic Nuclei,” in *Proceedings of 34th Winter School on the Physics of Atomic Nucleus and Elementary Particles* (Inst. of Nuclear Physics, Russ. Acad. Sci., St. Petersburg, 2000), pp. 474–497.
15. F. G. Lepekhin, *Pis'ma Fiz. Elem. Chastits At. Yadra*, No. 3[112], 25 (2002).
16. V. Efimov *et al.*, *Phys. Lett. B* 32, 563(1970).
17. F. Nunes, *Comptes Rendus Physique* 4, 489(2003).
18. P. Schuck, H. Horiuchi, G. Ropke, and A. Tohsaki, *Comptes Rendus Physique* 4, 537 (2003).

19. N. P. Andreeva, A. Sh. Gaitinov, V. Bradnova, A. Vok'alov'a, P. I. Zarubin - Topology of "white" stars in relativistic fragmentation of light nuclei, arXiv:nucl-ex/0605015 v2 16 May 2006

*Capitolul V Iradierea emulsiilor in fascicule de ^{56}Fe si masuratori ale
caracteristicilor produsilor de reactie. Experiment BECQUEREL
V.1 Prezentarea obiectivelor si descrierea Experimentului BECQUEREL*

Experimentele cu fascicule nucleare la energii de citiva GeV sunt recunoscute ca fiind unele dintre cele mai promitatoare cai pentru intelegerea proprietatilor de baza si a structurii intrinseci a nucleelor radioactive si nelegate. Asemenea fascicule pot fi folosite pentru a produce fascicule nucleare cu viata scurta prin intermediul breakup-ului, schimbului de sarcina sau a reactiilor de fisiune (splitare). In cadrul unei asemenea abordari, nu exista restrictii privind timpul de viata a nuclidelor relativiste in chestiune. Avantajul tehnic in detectarea nucleelor imbogatite in protoni o reprezinta descresterea efectelor pierderilor prin ionizare in domeniul relativistic.

Programul iradierii emulsiilor in fasciculele de la Nuclotron-ul de la Laboratorul de Energii Inalte al IUCN, Dubna, Rusia, numit **Becquerel** (*Beryllium (Boron) Clustering Quest in Relativistic Multifragmentation*) [1] e destinat sa continue iradierea in fascicule noi cu scopul de a studia in detaliu atat procesele fragmentarii nucleelor radioactive usoare, cit si obtinerea informatiilor de baza privind starile de sarcina a particulelor secundare in iradierea cu nuclee grele sau moderate. Rezultatele asteptate vor putea face posibil raspunsul la citeva intrebari de baza privind structura de cluster a nucleelor radioactive usoare si de a clarifica rolul efectelor colective in materia densa a nucleelor care se ciocnesc. Datorita celei mai bune rezolutii spatiale emulsiile nucleare vor face posibila obtinerea de rezultate unice in aceasta directie.

Acest proiect reuneste eforturile mai multor echipe care poseda dispozitive de scanat si masurat (microscopae) si echipamente de procesare a emulsiilor. Un interes special il ofera folosirea in cadrul colaborarii a unui complex microscopic complet automatizat de la Institutul de Fizica P.N. Lebedev si a unui semiautomat de la Institutul de Stiinte Spatiale.

Aceasta colaborare detine informatii unice si experienta in procesarea informatiilor experimentale privind interactiile nucleelor usoare obtinute in Dubna si cele pentru nuclee grele la energiile obtinute la BNL si CERN.

Rezultatele privind disocierea coerenta a nucleelor de *Li*, *C*, *O*, *Mg* si *S* obtinute prin aceasta metoda sunt de real interes acum deoarece deschid noi posibilitati in intelegerea problemelor de baza despre structura nucleara. Avantajul obtinut din folosirea fasciculelor de la Nuclotron consta in acela ca avem o fragmentare limitata, reactiile tin putin timp, produsii de

fragmentare sunt colimati intr-un con ingust, iar pierderile prin ionizare ale produsilor de reactie sunt minime.

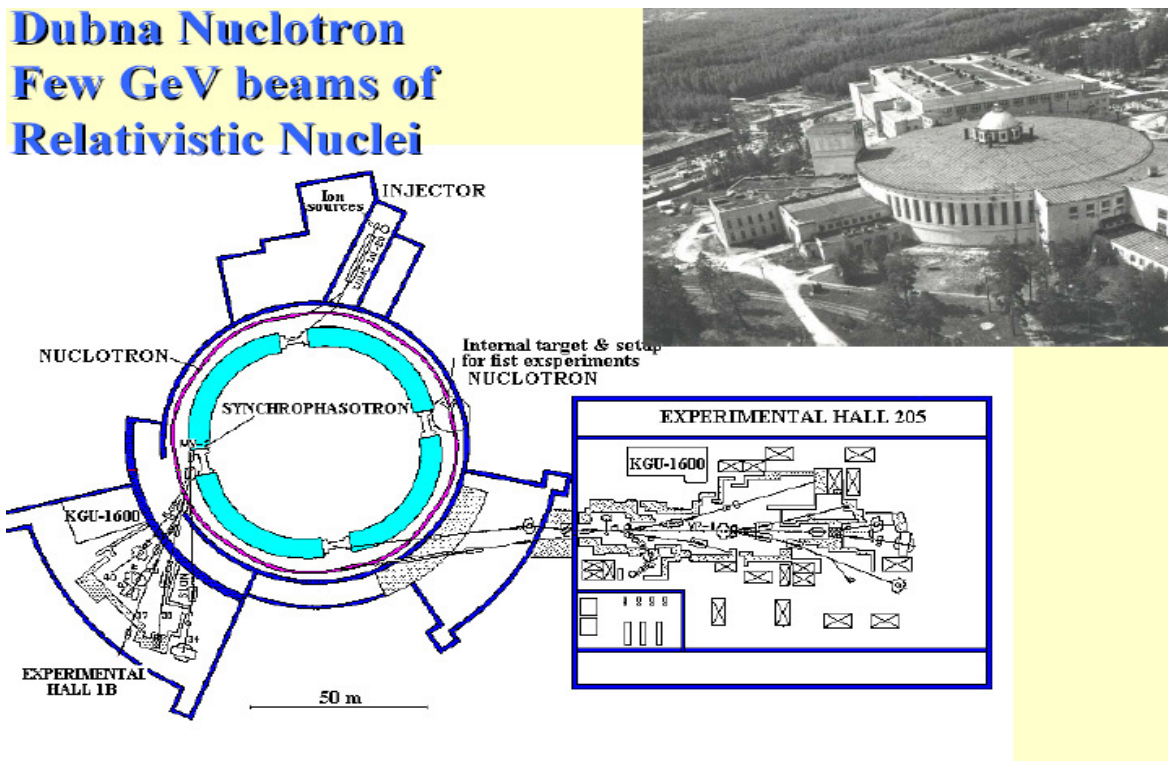


Fig. 1 Schema complexului accelerator de la Laboratorul de Energii Inalte, IUCN, Dubna

Emulsiile nucleare sunt in special de folos in studiul nucleelor cu deficit de neutroni. E foarte interesant de a cauta dovezile ca exista un halo de protoni pentru nuclee radioactive precum 8B (foarte important deasemenea in procesele astrofizice privind sinteza nucleara).

Tranzitia din urma la ciclul solar *CNO*, care e important pentru producerea 4He , poate aparea prin adaugarea unui proton la 7Be si adaugarea consecutiva a nucleului de 8He . ${}^{12}N$ produs se dezintegreaza intr-un izotop stabil de ${}^{12}C$. Comparat cu versiunea binecunoscuta a lui Hoyle prin 8Be , avantajul cazului mai sus mentionat consta in acela ca timpul de viata al 8B e cu 16 ordine de marime mai mare decat acela al 8Be .

Alt exemplu este fuziunea a inca unui proton cu nucleul de 8B rezultat din producerea unui nucleu radioactiv de 9C . Fuziunea 4He la 9C conduce la formarea unui izotop al nucleului ${}^{13}N$ intermediar in ciclul *CNO*. Asemenea exemple ale sistemelor nucleare de cluster mai pot fi citate si prin includerea unor nuclee in stari excitate.

Seria de investigatii propusa are ca scop elucidarea aplicabilitatii imaginii de cluster. Abordarea noastra privind studiul clusterizarii in nuclee e justificata pe baza experientei

obținute când au fost studiate fragmentarea ${}^6\text{Li}$ și ${}^6\text{He}$ în emulsie la energii relativiste. Se sugerează construirea unui program privind cercetările ulterioare ale fragmentării izotopilor cu deficit de neutroni Be , B , C și N .

Limitarea fragmentării nucleelor servește ca bază pentru aplicarea acestei abordări la studiul structurii nucleare. Acest fenomen a fost stabilit în cercetările timpurii privind fizica nucleară relativistă la Sincrofazotron. Imaginea fragmentării pentru unul dintre nucleele ce se ciocnesc s-a dovedit a avea o slabă dependență de proprietățile de fragmentare ale altuia. Studiul fragmentării nucleelor relativiste poate realmente completa experimentele clasice de dezintegrare a nucleelor folosite ca țintă. Într-o asemenea abordare, pragul de detecție este aproape de zero ceea ce face posibil studiul proceselor de fragmentare la o excitație nucleară mai degrabă slabă. Abordarea experimentală bazată pe înregistrarea fragmentelor nucleului proiectil impune o cerință crucială tehnicii de măsurare, care oferă rezoluția unghiulară maximă și identificarea fragmentelor într-un con înalt îngust. În plus, procesul de fragmentare conduce la o ionizare sesizabilă mai mică, care se datorează produsilor de reacție, comparativ cu semnalul nucleului primar. Acest lucru impune o cerință specială a largimii intervalului de sensibilitate de la nucleul primar până la particule cu ionizare minimă. Acestea reprezintă cerințele specifice unui experiment când se alege sincrotronul ca instrument pentru studierea structurii nucleare. Realizarea măsurătorilor în întregul unghi solid nu mai este de mare importanță ca limitarea rezoluției unghiulare într-un con îngust a fragmentării relativiste.

Proiectul BECQUEREL este orientat spre expunerile emulsiei cu nuclee ușoare stabile și radioactive cu o energie de ordinul a câtorva GeV per nucleon în razele Nucleotronului de la JINR. Observațiile legate de fragmentarea nucleelor relativiste ușoare deschid noi oportunități de explorare a stărilor foarte excitate ale nucleelor în apropierea pragurilor de dezintegrare în multiparticule. Interesul nostru față de asemenea stări este motivat de către proprietățile lor prezise ca sisteme slab legate cu o împrăștiere spațială ce depășește semnificativ mărimea fragmentelor. Componentele naturale ale unor asemenea stări sunt nucleele cele mai ușoare ce nu au stări excitate, reprezintă pragurile de dezintegrare în particule, adică în deuteroni, tritoni, nuclee de ${}^3\text{He}$ și ${}^4\text{He}$.

Participanții la proiect s-au pus de acord în acordarea numelui de Becquerel nu numai în onoarea unui mare descoperitor a metodei fotografice pentru observarea radioactivității. Numele experimentului conține unul dintre primele scopuri ale proiectului și anume căutarea clusterilor de Beriliu în multifragmentări relativiste (*Beryllium Clustering Quest in Relativistic Multifragmentation*).

V.2 Iradierea emulsiilor nucleare. Metode de obtinere a informatiei fizice de interes

V.2.1 Iradierea emulsiilor in fascicule secundare de nuclee relativiste

In zilele noastre sugestiile privind producerea de fascicule relativiste ale izotopilor radioactivi usori sunt discutate la Laboratorul de Energii Inalte incluzind si experti de la accelerator. Numarul de masa al unui nucleu initial se conserva, pierderile fascicolului in accelerare sunt mai mici, iar natura clusterului prin structura sa intrinseca e partial setata.

Pot fi folosite urmatoarele procese pentru obtinerea nucleelor relativiste instabile ${}^7\text{Li} \rightarrow {}^7\text{Be}$, ${}^{10}\text{B} \rightarrow {}^{10}\text{C}$, ${}^{12}\text{C} \rightarrow {}^{12}\text{N}$ etc. Un anume avantaj in producerea fasciculelor secundare in scopul de a creste sarcina o reprezinta o reducere relativa a fondului a altor fragmente cu Z/A mai apropiat de regiunea de stabilitate.

Una dintre posibilele aplicatii ale acestei metode poate fi producerea unui fascicol cu doua succesive schimburi de sarcina la doua tinte, de exemplu ${}^{10}\text{B} \rightarrow {}^{10}\text{C} \rightarrow {}^9\text{C}$, ${}^{11}\text{B} \rightarrow {}^{11}\text{C} \rightarrow {}^{11}\text{N}$ (intersectind limita de stabilitate), ${}^{12}\text{C} \rightarrow {}^{12}\text{B} \rightarrow {}^{12}\text{Be}$, folosind avantajul lungimii extinse a canalelor de transport a fascicului (pana la 100 m) si cativa magneti separatori (pana la 5) [20].

Pe baza studiului nucleelor de ${}^6\text{Li}$ si ${}^6\text{He}$ tehnica emulsiilor e de asteptat sa ne ofera atingerea unei intelegeri mai adanci a structurii nucleului usor de-a lungul liniei de stabilitate a protonilor. Tehnica emulsiilor are un numar de merite datorate posibilitatii observarii vaste a starilor finale. In plus, separarea analizei magnetice si diagnosticurile on-line ale izotopilor cu deficit de neutroni abia produsii devine mai simpla cu cresterea lui Z/A .

Un fascicol interesant de ${}^8\text{B}$ poate fi produs in reactii de dezmembrare ale izotopilor stabili. Investigarea cu ajutorul tehnicii emulsiilor a unui asemenea fascicol poate clarifica problema existentei haloului de protoni. Caracteristica particulara a nucleului de ${}^8\text{B}$ e cea mai scazuta energie de legatura a unuia dintre protoni (135 KeV). Prin urmare, cel mai probabil nucleul de ${}^8\text{B}$ are un miez in forma nucleului de ${}^7\text{B}$ si un proton usor cuplat cu miezul. Distributia spatiala a lor defineste intr-o larga aproximatie valoarea razei lui ${}^8\text{B}$, distributiile de impuls transversal pentru protoni relativisti si ${}^7\text{Be}$, si distributia produsilor de disociere cu respectarea impulsului transversal relativ. Probabilitatile canalelor individuale de disociere sunt sugerate a fi masurate pentru ${}^8\text{B} \rightarrow {}^7\text{Be}p$, $\alpha {}^3\text{He}p$, ${}^6\text{Li}pp$, αppp . Datele obtinute ofera posibilitatea judecarii structurii si a invelisului protonic al nucleului de ${}^8\text{B}$ [20].

Dintre toate nucleele, nucleul de ${}^9\text{C}$ are cel mai mare raport al numarului de protoni in comparatie cu cel al neutronilor. Comparativ cu nucleul de ${}^8\text{B}$ acest nucleu are un proton aditional. Energia de legatura a acestui proton aditional e mult mai mare decit cea a protonului extern in nucleul de ${}^8\text{B}$. ${}^9\text{C}$ nu are un invelis extern bi-protonic. Acest nucleu e interesant in particular deoarece substituirea unuia dintre protoni cu un neutron conduce la un izotop instabil de ${}^9\text{B}$ in ciuda repulsiei coulombiene. Una dintre posibilele explicatii este clusterizarea ${}^3\text{He}$ cu un miez de neutroni. Probabilitatile canalelor individuale de disociere sunt masurate pentru ${}^9\text{C} \rightarrow {}^8\text{Bp}, {}^3\text{He}{}^3\text{He}{}^3\text{He}$ [20].

Nucleul de ${}^{10}\text{C}$ e produs din ${}^9\text{C}$ prin adugarea unui neutron. Structuri de doi clusteri de forma nucleelor de ${}^7\text{Be}$ si ${}^3\text{He}$ sau de forma unui ${}^8\text{B}$ si a unui deuteron sunt improbabile datorita energiei de legatura mari a acestor nuclee in nucleul de ${}^{10}\text{C}$. In cazul unui singur proton extern, miezul nucleului este reprezentat de nucleul instabil de ${}^9\text{B}$. In alte posibile structuri cu doi protoni externi miezul nuclear e reprezentat de un alt, deasemenea instabil, nucleu de ${}^8\text{Be}$. Se pare ca asemenea structuri in dinamica lor ar trebui sa fie similare structurilor nucleelor cu excess de neutroni (invelis de protoni). In cazul de fata, unul sau doi protoni externi impiedica starile nucleare rezonante sa se dezintegreze.

Dezintegrarea ${}^{10}\text{C}$ poate avea loc prin intermediul dezintegrarii in cascada cu producere in stare intermediara a nucleelor de ${}^9\text{B}$, ${}^8\text{Be}$, si ${}^6\text{Be}$. Intr-o asemenea dezintegrare in starea finala sunt produse patru fragmente incarcate. Trebuie sa fim atenti la faptul ca, atunci cand se lucreaza cu emulsiile nucleare exista posibilitatea de a obtine date experimentale despre o multime de dezintegrari multi-particula. Dificultatile analizarii acestor date in separarea diferitelor canale sunt explicate prin faptul ca diferentele in impulsul relativ dintre produsii finali de dezintegrare in aceste canale pot fi semnificative.

V.2.2 Metode de obtinere

Tehnica emulsiilor nucleare ofera o privire de ansamblu in domeniul fizicii nucleare relativiste datorata inaltei sigurante a evenimentelor de observat, rezolutiei spatiale excelente, si observarii aproape totale a urmelor particulelor incarcate. Intr-un numar important de cazuri, ofera posibilitatea masurarii impulsului, pentru a idendifica particulele. De aceea, aceasta tehnica e o cale sigura pentru studierea fragmentarii relativiste datorita unei rezolutii mari a emulsiilor si a posibilitatii observarii reactiilor in intreaga geometrie. Un avantaj special il

reprezinta observarea in emulsia nucleara a nucleelor cu deficit de neutroni datorat celei mai complete observari a starilor finale.

Tehnica emulsiilor poate fi folosita cu succes pentru a studia nuclee imbogatite in protoni. In cele din urma nucleoni produc, cu o mare probabilitate, clustere incarcate care atunci cind se dezintegreaza, sunt detectate in emulsia nucleara. Trebuie accentuat ca emulsiile sunt folosite pentru a inregistra dezintegrarile multi-particula a nucleelor sau a evenimentelor de multifragmentare. Un caz evident il reprezinta studiile de succes ale dezintegrarii nucleelor de ^{12}C in 3α si de ^{16}O in 4α . In plus, dezintegrarea nucleelor imbogatite in protoni, poate avea loc cu o mare probabilitate, cu formarea starilor rezonante nucleare intermediare ce se dezintegreaza in fragmente incarcate. Emulsia poate servi ca detector universal unic al intregii fragmentari pastrand informatia in principal intr-un singur strat. Aceasta reduce gradual munca de analiza.

Pentru toate particulele sarcinile sunt definite de densitatea de ionizare a urmei. Unghiurile de emisie ale tuturor particulelor incarcate cu respectarea directiei nucleelor primare si unghiurile relative sunt masurate cu o eroare de 10^{-4} radiani. Marimea unghiurilor medii ale imprastierilor Coulomb al particulelor intr-o emulsie este luata in considerata pentru a estima masele tuturor fragmentelor relativiste incarcate. Produsii de dezintegrare sunt folositi pentru a identifica canalele de multifragmentare si a reconstitui canalele de dezintegrare ale nucleului in fragmente incarcate. S-au obtinut informatii despre cuplarea structurala a protonilor in exces, a structurii miezului nucleului si distributia de impuls a lor. Se masoara deasemenea si impulsul relativ al produsilor de dezintegrare. Pe baza acestor date, se pot obtine informatii despre energia de excitare a unui nucleu ce se fragmenteaza.

Dezavantajele acestei tehnici sunt urmatoarele:

- Gasirea evenimentelor este supusa observatiilor subiective ale cititorilor la microscop.
- Tinta oferita de emulsia nucleara nu este pura, ci constituie un amestec de nuclee din categoria H, nuclee usoare din grupa CNO, nuclee grele din grupa AgBr.
- Masuratorile in emulsie sunt deasemenea supuse erorilor subiective.
- Datorita dificultatilor de mai sus, statistica evenimentelor nu poate fi suficient de mare pentru a fi competitiva.

Toate aceste dezavantaje pot fi eliminate sau reduse prin diferite metode. Pe scurt in aceiasi ordine enumeram procedeele respective:

- Pentru a elimina subiectivitatea in gasirea evenimentelor se efectueaza explorari duble si in mod obligatoriu, de catre persoane diferite. Odata materialul adunat se introduc teste multiple de eficienta.
- Interactiunile pe diferite tinte pot fi separate din punct de vedere statistic printr-un procedeu care se va expune in sectiunile urmatoare.
- Pentru a elimina erorile de masura s-au introdus sisteme semiautomate, on line, pentru coordonate si sarcini.
- Pentru a obtine o statistica bogata se organizeaza largi colaborari internationale, in care materialul experimental se pune in comun.

Avantajele cercetarilor cu energie scazuta sunt urmatoarele:

- interactiile ating un regim de fragmentare limitat peste o energie de coliziune de 1 A GeV sși o compozitie complexă a emulsie nu afecteaza compozitia izotopica a fragmentelor de nucleu ce vin,
- reactiile dureaza cel mai putin, mai ales în cazul disociatiilor electromagnetice si difractare,
- fragmentele nucleului proiectil dupa ciocnire sunt in principal intr-un con inaintare ingust limitat de un unghi de $0,2/P_0$, unde P_0 este impulsul nucleului primar; acest lucru permitand obtinerea unei imagini 3D a urmelor separate intr-un singur strat de emulsie,
- pierderile de ionizare a fragmentelor proiectil sunt minime si practic nu afecteaza masuratorile;
- energia pragului de detectare pentru fragmentele proiectil este absenta;
- o rezolutie spatiala record a emulsiei (0,5 microni) ofera o rezolutie unghiulara record; scala de excitatie a unui sistem in fragmentare într-un proiectil este de ordinul a catorva MeV per nucleon. In cazul fragmentarii unui nucleu proiectil, masuratorile unghiulare joaca rolul determinant in estimarea scalei de excitatie a energiei in timp ce impulsul lor per nucleon poate fi acelasi cu cel al unui nucleul ce vine,
- determinari de incredere a încarcarilor fragmentelor relativiste sunt oferite într-o gama larga;
- gruparea nucleara se manifesta in compozitia izotopica a fragmentelor nucleului proiectil; prin intemediul masuratorilor impulsului total, prin tehnica imprastierii multiple se poate identifica izotopi de hidrogen si heliu;

- este posibilă selectarea interacțiilor periferice corespunzătoare transferurilor minime de energie către un nucleu ce vine; adică, aceste evenimente prezintă un interes major pentru studiul dezintegrării de multiparticule în lumină.

V.3. Rezultate experimentale generale pentru interacțiuni între fascicule de fier și emulsii nucleare

O dată cu descoperirea nucleelor grele în radiația cosmică primară, în 1984, au devenit posibile studiile interacțiilor nucleu-nucleu la energii înalte. S-a studiat drumul liber mediu al interacțiilor și producerea de fragmente deoarece datele obținute sunt mai adecvate pentru fizica razelor cosmice. Deși la început au fost împiedicate de intensități scăzute și nesiguranta în determinarea sarcinii și energiei nucleelor grele, ulterior experimentele cu raze cosmice au arătat multe caracteristici generale ale interacțiilor nucleu-nucleu, de exemplu: producerea de particule “shower”, producerea de particule α din nucleul țintă și proiectil, producerea de nucleu grele. În aceste experimente de cercetare nucleară, ca în cel prezent, emulsia nucleară a fost ca țintă și detector.

V.3.1 Determinarea secțiunii eficace de interacție, drumul liber mediu

Datorită separării mari în rapiditate dintre fragmentele proiectilului și țintei la energii relativiste, fragmentarea limitată spune că nu există corelări între fragmentele proiectilului și țintei. Experimentele la fragmentarea 0^0 a proiectilelor relativiste de ioni grei la $E=1.05$ și 2.1 GeV/nucleon au arătat că modelele de fragmentare sunt independente de masa nucleelor țintă, rezultând că aceasta este compatibilă cu principiul fragmentării limitate.

- Într-un simplu material numărul atomilor în volum este:

$$n = \frac{N\rho}{A} \quad (5.3.1)$$

unde: N – numărul lui Avogadro, ρ – densitatea mediului, A – masa molară.

- Într-un material compozit numărul de atomi pe volum pentru elementul i este:

$$n_i = \frac{N\rho w_i}{A_i} \quad (5.3.2)$$

unde: N – numărul lui Avogadro, ρ – densitatea mediului, w_i - ponderea de masa a elementului i, A_i - masa molară a elementului i

- Pentru determinarea secțiunii eficace de interacție se folosește relația între drumul liber mijlociu al unui proces și secțiunea eficace.

$$\lambda(E) = (\sum_i [n_i \sigma(Z_i, E)])^{-1} \quad (5.3.3)$$

unde: $\sigma(Z_i, E)$ este secțiunea eficace totală pe proces și \sum_i merge pe toate elementele care compun materialul. Mărimea $\sum_i [n_i \sigma(Z_i, E)]$ se numește secțiunea eficace macroscopică.

Drumul liber mediu este inversul secțiunii eficace macroscopice. Secțiunea eficace pe atom și valorile drumului liber mediu sunt puse în table în timpul initializării.

Pentru un fascicul omogen de nuclee cu sarcină Z drumul liber mediu notat $\lambda = \lambda_z$ este definit prin intermediul distribuției distanțelor de interacție x:

$$f(x)dx = \exp(-x/\lambda)dx/\lambda \quad (5.3.4)$$

Drumul liber mediu λ se obține din relația $\lambda = L/N$, în care L este lungimea totală a urmelor urmărite atât a celor care interacționează cât și cele care nu interacționează iar N este numărul de interacțiuni pentru care se determină secțiunea eficace. Această estimare este deci independentă de mărimea pachetului sau de locația segmentului de urmă în care se măsoară λ . Abaterea patratică medie relativă a lui λ este $N^{-1/2}$ (dar doar dacă N nu este foarte mare).

Eroarea se determină după relația:

$$\Delta\lambda = \lambda/\sqrt{N} \quad (5.3.5)$$

Pentru a extrage informațiile din mai multe probe, fiecare la Z fixat, folosim faptul că în intervalul 0.2 - 2.1 GeV/nucleon, λ pentru nucleele fascicolului, $2 \leq Z \leq 26$ poate fi parametrizat astfel:

$$\lambda_Z = \Lambda Z^{-b} \quad (5.3.6)$$

in care Λ este $\Lambda = \Lambda_{\text{fasc}} = 30.4 \pm 1.6$ cm si $b = 0.44 \pm 0.02$. Aceasta parametrizare este in concordanta cu tendinta drumului liber mediu calculat din sectiunile eficace bazat pe modelele de suprapunere geometrica. O estimare probabilistic maxima, Λ^* , pentru Λ la b fixat este oferita de expresia:

$$\Lambda^* = \frac{\sum_z \lambda_z * N^b}{\sum_z N_z} \quad (5.3.7)$$

Estimarea Λ^* pentru parametru Λ la diferite distante D de la originile fragmentelor proiectilelor este aratata in figura 2:

Se obtin valori mici ale lui Λ^* pentru primii cativa centimetrii, $D \cong 5$ cm, Λ^* este comparabil cu $\Lambda_{\text{fascicol}}$.

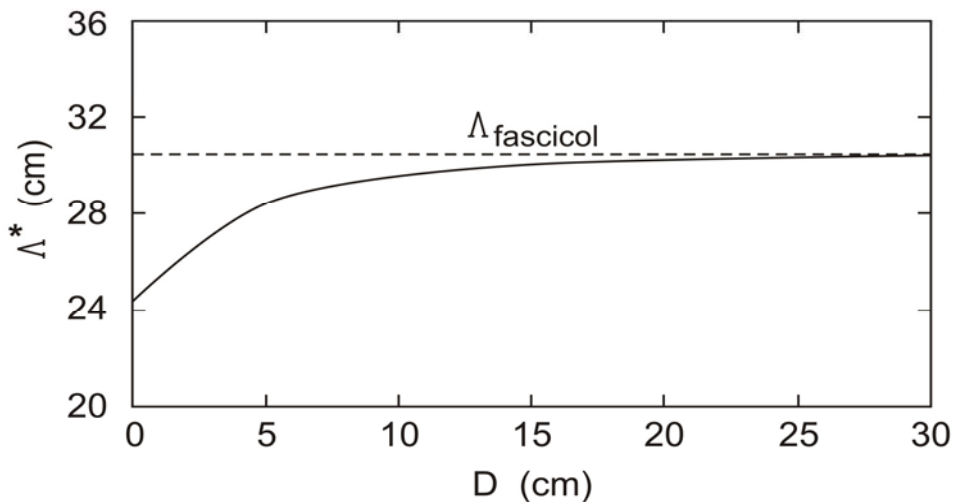


Fig. 2 Estimarea Λ^* pentru parametrul Λ la diferite distante D de originea fragmentelor proiectilelor , linia punctata- predictiile pentru $\Lambda_{\text{fascicol}}$

V.3.2 Asamblarea straturilor de emulsie intr-un pachet si efectuarea iradierii

Pachetul de placi de emulsii tip BR-2 N6774 a fost iradiat cu un fascicul primar de nucleu de ^{56}Fe cu energia de 1 GeV/nucleon la Nuclotronul LHE IUCN, Dubna la 12.06.2003. A fost generat un fascicol cu o structura de forma unei piramide cu o distributie destul de uniforma. Marimea fascicolului a fost supervizata cu camere proportionale multifilare iar fluxul total – cu contoare de monitorizare.

Straturile fotoemulsiei au marimea de $10 \times 10 \text{ cm}^2$ grosimea fiecarui strat fiind de ordinul a $550 \text{ }\mu\text{m}$. Iradierea in fascicol s-a facut paralel cu planul emulsiei (figura 3 si figura 4).

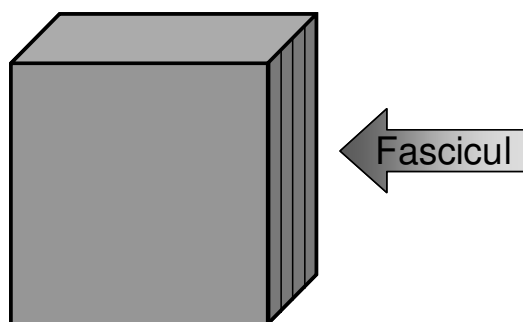


Fig. 3 Pozitia casetei in timpul iradierii. Pozitionarea straturilor: numerotarea placilor se face in pozitia data de sus in jos perpendicularare pe fascicol; mergand catre suprafata in placuta X se cauta continuarea urmelor la sticla in placuta X-1 iar pentru urmele ce ies la sticla in placuta X+1

Particulele incarcate ce se deplaseaza in fotoemulsie datorita interactiei cu atomii vor suferi o incetinire. Asadar energia particulei descreste, fapt ce duce la reducerea capacitatii de ionizare. Datele privind energia sau natura particulei pot fi obtinute din urma lasata de particula. Lungimea urmei particulei L , reprezentand distanta masurata de-a lungul traiectoriei din punctul de aparitie al urmei si pana la ultima graunta observata, permite definirea cu precizie suficient de mare a parcursului real.

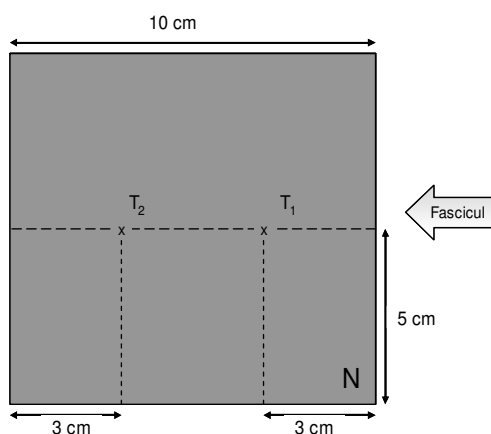


Fig. 4 Imaginea schematica a stratului de emulsie, in care N – numarul placutei, T_1 , T_2 , – punctele in care se masoara grosimea emulsiei inainte de tratarea chimica. Latimea emulsiei – 10 cm , lungimea emulsiei – 10 cm , grosimea $\approx 600 \text{ }\mu\text{m}$

5.3.3 Cautarea evenimentelor pe o urma si descrierea evenimentelor gasite

Un experiment poate fi conceput adeseori astfel incat functia emulsiei sa fie doar cea de detectie si numararea evenimentelor. Emulsia ofera discriminarea intre diferite tipuri de evenimente si e capabila sa le inregistreze pe toate simultan.

Microscopul este un instrument indispensabil pentru analiza comportarii urmelor in emulsii. O importanta componenta a microscopului este lentila obiect sau obiectivul. Aceasta formeaza o imagine reala a obiectului. Ocularul serveste precum o sticla ce mareste imaginea reala formata de obiectiv.



Fig. 5 Microscop optic normal de tip NF

Etapa de explorare pentru gasirea evenimentelor de interes se executa pe microscopie optice normale de tip NF. Placa nucleara se aseaza pe masuta metalica a microscopului si se fixeaza solidar pe aceasta, cu ajutorul unor magneti, astfel incat placa sa nu se poate deplasa. Observatorul masoara parcursul tuturor urmelor puternic ionizate urmarind pe placa parcursul particulei principale (HP) pana la dezintegrarea intr-o stea (periferica, centrala sau disociere coerenta), pana la iesirea la aer ori sticla din placa sau pana se opreste in emulsie. Citirile se fac de catre observator, se noteaza pe hartie.

Pentru masuratori geometrice este esential ca reticulul ocularului sa aiba gravat pe el o scala gradata, de preferinta pana la 100. Geometria masuratorilor in emulsie consta in

determinarea coordonatelor punctelor (intr-un sistem de coordonate corespunzatoare), masurarea distantelor intre puncte, masurarea ariilor si volumelor, masurarea unghiurilor proiectate si spatiale, masurarea deviatiilor statistice a unei urme de la linia dreapta, testele aplicate pentru coplaniaritate, coliniaritate si simetrie, masurarea distributiilor unghiulare si spatiale si, cu dezvoltarea recenta a tehnicilor de camp magnetic inalt, masurarea curburii urmelor.

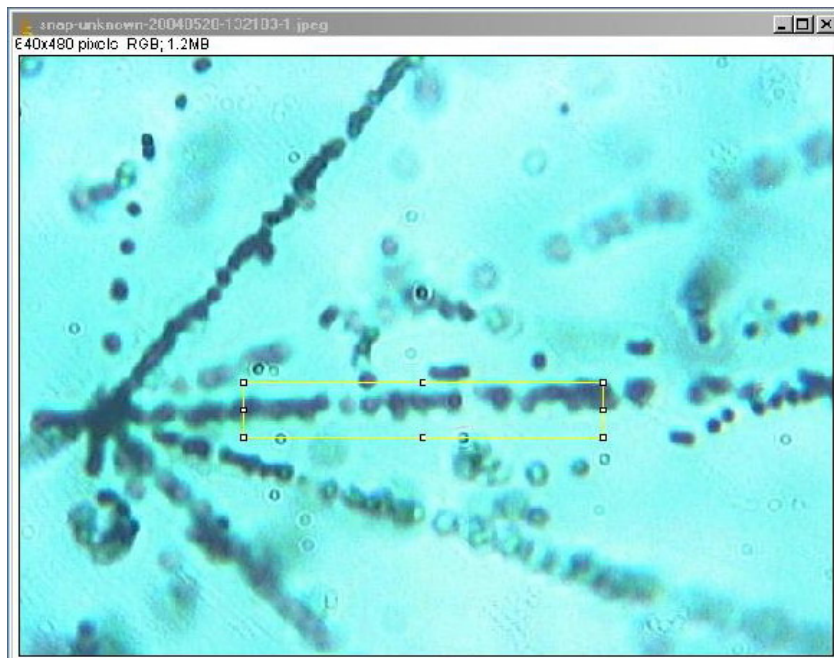
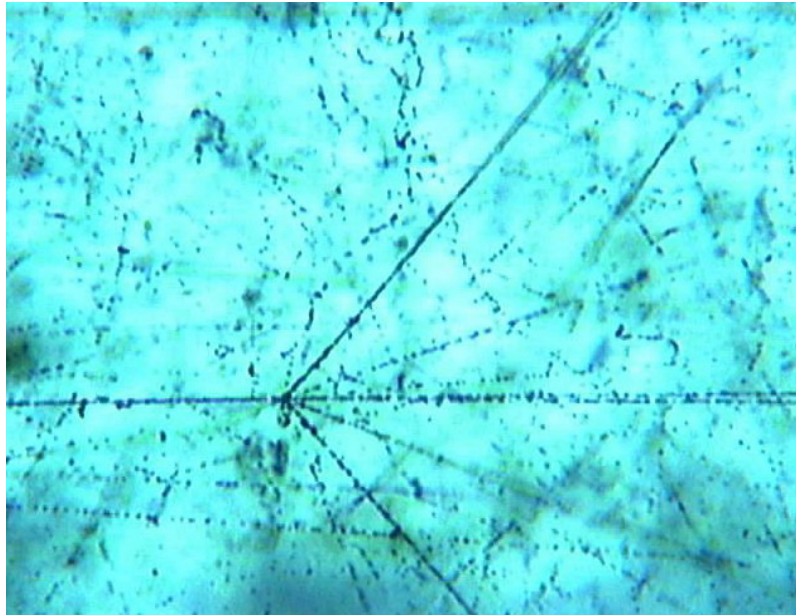


Fig. 6 Masurarea traselor optic normal de tip NF

Ionizarea unei urme poate fi masurata determinand densitatea grauntelor sau prin numararea intervalelor dintre graunte. Razele delta pot fi numarate pentru a ajuta la identificarea particulei ce produce o urma. Densitatea evenimentelor se poate referi la numarul de evenimente in unitatea de timp, lungime, arie, volum.

Dupa terminarea scanarii fiecarei urme se calculeaza parcursul liber mediu si se face o statistica a tipurilor de interactii gasite in vederea masuratorilor unghiulare si de impuls care se efectueaza la un alt microscop numit KSM.

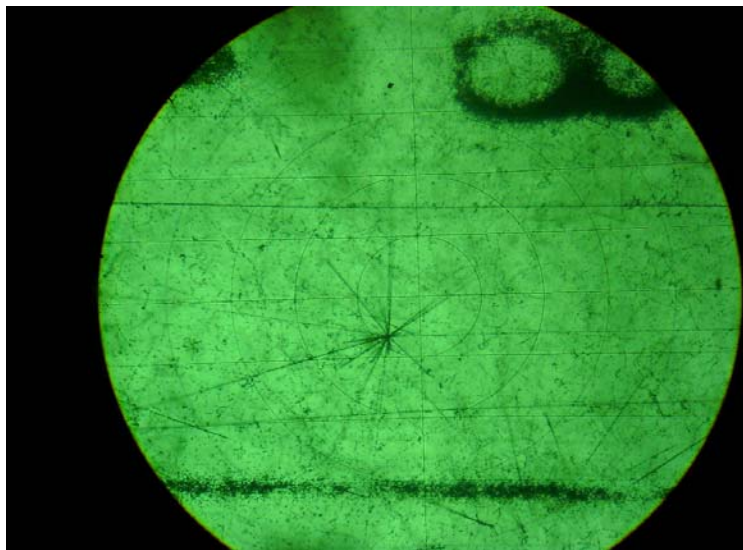


Fig. 7 Vedere la microscopul KSM

V.3.4 Topologia de sarcina observata

Scanarea vizuala e concentrata pe evenimentele cu un transfer de sarcina total de la nucleul incident la particulele secundare in conul de fragmentare ingust. Fragmentarea nucleului emulsiei si producerea mezonilor devine in acest fel redusa sau chiar suprimata.

Asemenea evenimente reprezinta citeva procente din numarul total al evenimentelor inelastice. In practica, aceasta abordare ne permite acumularea statistica de citeva zeci de evenimente periferice, care e suficienta pentru o determinare corecta a canalelor de disociere dominante. In acest fel, emulsiile ofera o oportunitate excelenta a observarii complete si studierii multifragmentarii nucleului in zbor.

Emulsiile nucleare sunt un mediu concentrate si dispersat de bromura de argint, care se gaseste sub forma de microcristale de forma aproximativ sferica in gelatina. Dimensiunea acestor cristale in majoritatea emulsiilor nucleare este de 0.12 – 0.13 microni. Densitatea medie a emulsiilor este de 3.8 – 4.0 g/cm³. Emulsiile pe care s-a lucrat au grosimea initiala de 600 μ iar dupa dezvoltare de aproximativ 400 μ.

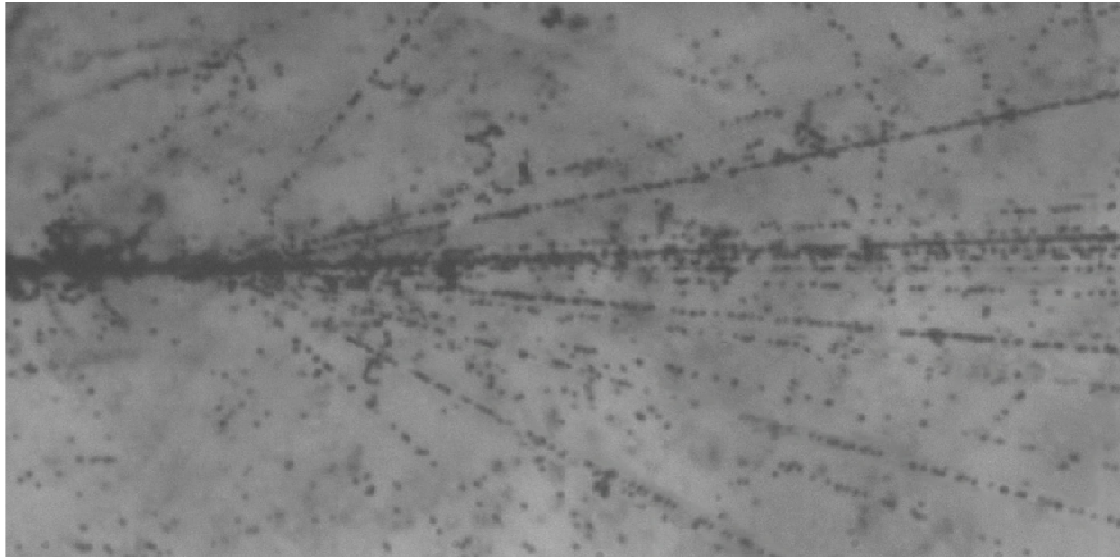


Fig. 8 Interactia nucleului de ⁵⁶Fe in emulsia nucleara

Analiza elementala a emulsiilor nucleare scoate in evidenta faptul ca ca grupul de nuclee H, C, N, O si Ag, Br sunt departate ca greutate atomica acest lucru ne permite sa separam ciocnirile diferite de nucleele primare pe nucleele emulsiilor.

Urme rezultate din fiecare interactie sunt categorisite conform terminologiei admise in mod normal in experimentele cu emulsii, in urmatoarele grupe:

Urme negre (N_b) - Urmele avand ionizare specifica $g^* > 10$ ($g^* = g / g_0$, unde g_0 este ionizarea particulelor relativiste incarcate de sarcina unitate iar g e ionizarea particulelor secundare incarcate) sunt numite urme negre. Acestea corespund protonilor cu viteza relativa $\beta (= v/c) < 0,3$ si parcurs rezidual in emulsie $L < 3,0$ mm. Ele se noteaza cu indicele “b” (black particles). Energia urmelor negre corespunzatoare protonilor este de 26 MeV.

Urme gri (N_g) - Urmele cu $1,4 \leq g^* \leq 10$ sunt numite urme gri si corespund protonilor cu viteza in intervalul $0,3 \leq \beta \leq 0,7$ si parcurs rezidual in emulsie $L \geq 3,0$ mm. Urmele gri sunt asociate cu protonii de recul si se presupune a fi o masura a grosimii efective a tinteii. Ele

se noteaza cu indicele "g", (grey particles). Energia corespunzatoare protonilor este cuprinsa intre limitele $26 \text{ MeV} < E_p < 450 \text{ MeV}$.

Urme puternic ionizante (N_h) - Urmele negre si gri luate impreuna sunt denumite urme puternic ionizante. Asadar aceste urme corespund la $g^* \geq 1,4$. Numarul acestora intr-o stea, $N_h (= N_b + N_g)$ reprezinta o caracteristica a tinteii. Ele se noteaza cu indicele "h" (heavy particles)

Urme de jerba (n_s) - Urmele avand $g^* < 1,4$ sunt considerate ca fiind urme ale jeturilor ($\beta > 0,7$). Particulele produse de urmele de jeturi sunt in cea mai mare parte pioni cu un amestec mic de kaoni incarcati si protoni rapizi. Ele se noteaza cu indicele "s" (shower particles).

Urme de nucleee grele (nucleu incident si fragmentele acestuia) - Intr-o ciocnire periferica doar o parte din nucleul proiectil este implicat direct in ciocnire. Asadar, nucleul proiectil se rupe in fragmente de sarcina unitate si in multiple fragmente incarcate.

Fragmente de sarcina 2 - Aceste urme au $g^* \sim 4$ cu nici o schimbare in ionizare de-a lungul unei urme pe cel putin 2 cm de la vertexul interactiei

Fragmente multiplu incarcate ($Z \geq 3$) - Particulele cu $g^* > 6$ si fara nici o schimbare in ionizare de-a lungul a de cel putin 1 cm de vertex sunt puse in aceasta categorie

Estimarea sarcinii fragmentelor se face prin masuratori de ionizare si prin numararea razelor delta.

Urmele nucleelor relativiste cu sarcina $Z \geq 2$ se indexeaza cu litera "f" (sunt de regula fragmente ale proiectilului). In cazul particular in care fragmentele au sarcina $Z = 2$ se noteaza cu " α ". Particulele α au o ionizare $I/I_{\min} \cong 4$, care nu se schimba pe o lungime de cativa centimetri, spre deosebire de urmele de tip g, care la aceiasi ionizare isi schimba valoarea ionizarii relativ repede si difuzeaza in mod vizibil. Urmele fragmentelor au o ionizare $I/I_{\min} > 7$ si au aspect de urme negre, dar se pot deosebi prin prezenta razelor delta si prin lungimea urmei (de ordinul centimetrilor) pe care nu are loc nici o schimbare.

Materialul emulsiei nucleare si lichidul camerei cu bule sunt exemple de materiale care se comporta ca tinta si detector in acelasi timp. In acest sens rolul emulsiei nucleare e destul de clar. In fapt, asa cum s-a dovedit de multe ori in trecut, datorita senzitivitatii lor continue, rezolutiei spatiale exceptionale in 3-dimensiuni si acoperii in unghi solid 4π , emulsiile s-au potrivit perfect pentru multe lucrari de pionerat care au condus la experimente mai rafinate. Rolul jucat de razele cosmice detectate in emulsiile nucleare in descoperirea de noi particule si proprietatile acestora este foarte bine cunoscut.

Identificarea exacta a tintelor in experimentele cu emulsie nu e posibila deoarece mediul emulsiei e heterogen si compus din nuclee de H, C, N, O, Ag si Br. Totusi, evenimentele cu $N_h = 1$ se considera a fi in general datorate interactiilor cu H ($A_T = 1$) iar cele avind $2 = N_h = 7$ sunt considerate a fi datorate interactiilor cu CNO sau grupuri de nuclee mai usoare ($\langle A_T \rangle \approx 14$). La fel, evenimentele cu $N_h = 8$ sunt plasate in categoria interactiilor cu AgBr sau un grup de nuclee mai grele ($\langle A_T \rangle \approx 94$). Totusi, gruparea evenimentelor numai pe baza valorilor N_h nu conduce la procentul corect de evenimente de interactie datorate grupurilor de nuclee usoare si grele. De fapt, un procent considerabil de stele cu $N_h \leq 7$ sunt produse in interactiile cu grupuri de nuclee mai grele.

Criteriul folosit de noi arata in felul urmator:

✓ evenimente AgBr:

(i) $N_h > 7$, sau

(ii) $N_h \leq 7$ si cel putin o urma cu intervalul $R \leq 10 \mu m$

si nici o urma cu $10 < R \leq 50 \mu m$;

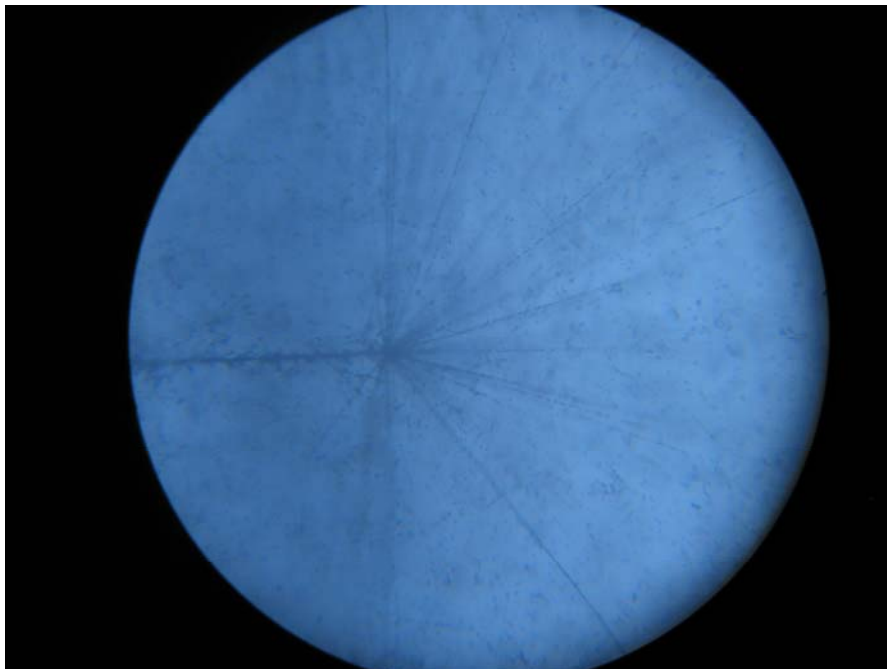


Fig. 9 Imaginea unei stele din categoria AgBr

✓ evenimente CNO:

(i) $2 \leq N_h \leq 7$ si nici o urma cu $R \leq 10 \mu m$;

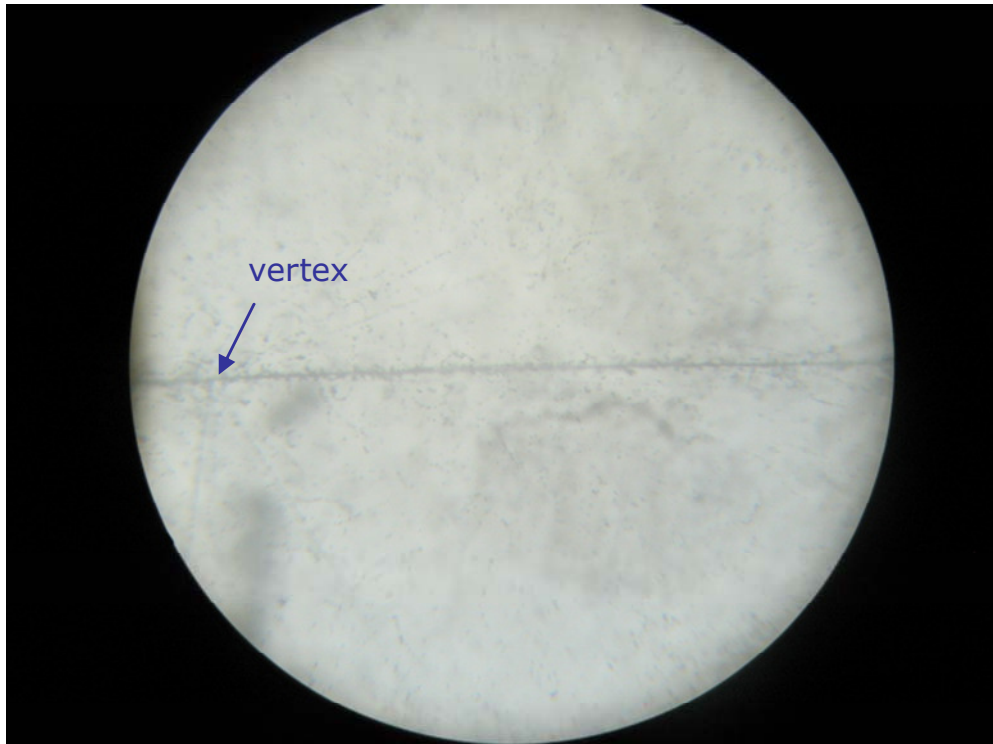


Fig. 10 Imaginea unei stele din categoria CNO

✓ evenimente H:

(i) $N_h = 0$, sau

(ii) $N_h = 1$, si nici o urma cu $R \leq 50\mu m$.



Fig. 11: Imaginea unei stele din categoria H - deplasere pe directia vertexului

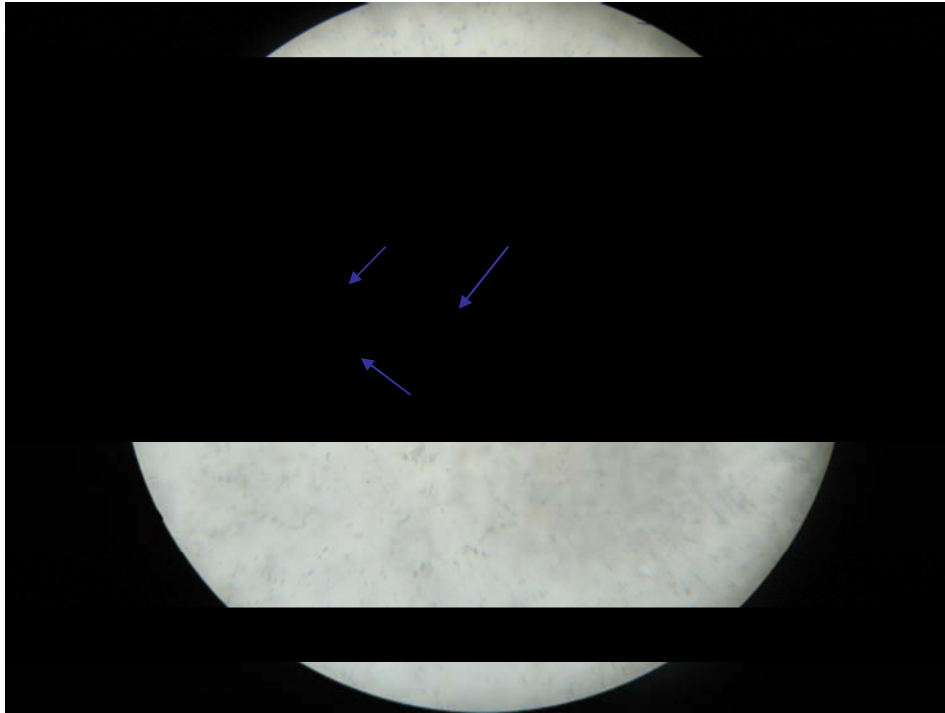


Fig. 12: Imaginea unei stele din categoria H - deplasere pe directia vertexului

În ciuda restricțiilor statistice, emulsiile nucleare asigură starea inițială a investigațiilor într-o manieră imparțială și permit dezvoltarea de scenarii pentru experimentele respective. Observațiile noastre experimentale în legătură cu aspectele de fizică nucleară a câtorva corpuri pot fi descrise într-o formă relativist invariantă permițând sporirea fundamentului fizicii nucleare a modelului nucleosintezei.

V.3.5 Distribuții unghiulare ale fragmentelor nucleare

Pentru a determina unghiurile particulelor secundare față de direcția proiectilului se așază foaia de emulsie cu direcția fascicolului cât mai paralel cu mișcarea x a microscopului. Se măsoară apoi coordonatele pe cele 3 axe în 5 – 10 puncte atât pe primar cât și pe urmele secundare (figura 13). Prin metoda celor mai mici pătrate se stabilește apoi unghiul între cele 2 direcții (unghiul polar) și unghiul azimutal într-un plan perpendicular pe direcția primarului.

Măsurătorile unghiulare au fost făcute semiautomat. Cititorul pune pe masă microscopului interacția în centrul câmpului, apoi se deplasează pe toate urmele fixând centrul reticolului din ocular pe rând, pe toate urmele care trebuie măsurate și în fiecare punct fixat, cu ajutorul unei pedale de picior imprimă coordonatele direct în calculator.

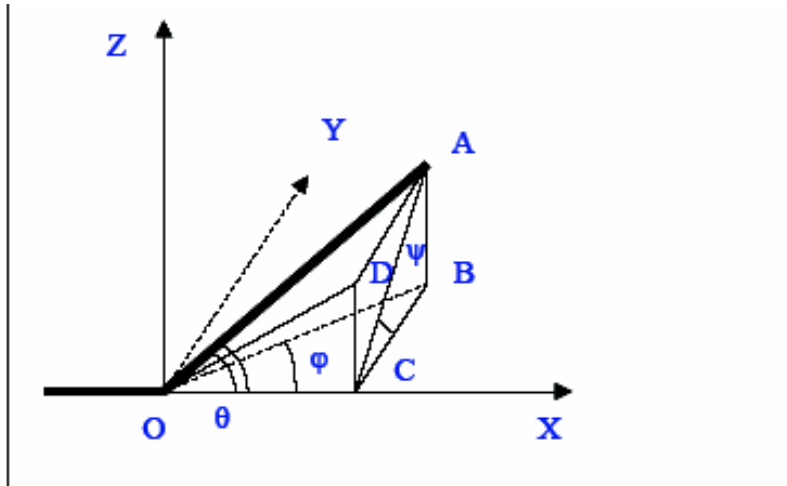


Fig. 13 Nucleul primar este orientat pe axa OX a microscopului , unghiul plan φ se masoara in planul XOY iar unghiul azimutał ψ este definit in planul ABCD, perpendicular pe axa OX. Unghiul polar θ apare in figura, intre axa OX si urma OA.

Unghiul de limitare a conului de fragmentare s-a calculat dupa formula:

$$\sin \theta_p = \frac{p_f}{p_0} \quad (5.3.8)$$

unde $p_f = 0.2 \text{ GeV}/c$ reprezinta impulsul Fermi, iar P_0 este impulsul nucleului primar pe nucleon.

V.3.6 Determinarea sarcinilor fragmentelor prin metoda razelor delta

Dupa terminarea scanarii fiecarei urme se calculeaza parcursul liber mediu si se face o statistica a tipurilor de interactii gasite in vederea masuratorilor unghiulare si de impuls. Dupa ce interactiunile sunt gasite se efectueaza selectia de ciocniri periferice. In acest scop trebuiesc facute masuratori de sarcini si masuratori unghiulare. Sarcinile particulelor relativiste de ionizare minima cat si ale particulelor de sarcina 2 pot fi determinate foarte usor si fara dubii prin observatii cu ochiul liber. Pentru fragmente grele se foloseste fie metoda de densitate de lacune fie de densitate de electroni delta.

Ca urmare a descoperirii existentei de nuclee grele in radiatiile cosmice primare, multi cercetatori au utilizat cercetarea emulsiilor nucleare pentru a le determina incarcatura.

Incarcatura a fost de obicei dedusa din observatii ale - (a) frecventei de aparitie per unitatea de lungime a liniei N_δ a electronilor necunoscuti sau a razelor δ cu energii in exces fata de o anumita valoare minima, impreuna cu - (b) razele de raspandire reziduale ale particulelor sau - (c) imprastierea lor multipla.

V.3.6.1 Starea initiala a electronilor

Luand in considerare doar forte electrostatice de repulsie sau atratie si presupunand ca electronii sunt liberi, tratarea clasica a problemei are ca rezultat urmatoarea expresie, cunoscuta sub numele de formula Rutherford, pentru numarul de raze δ per cm cu energii intre W și $W + dW$:

$$N'_\delta(\beta_p, W) = 2\pi \mathcal{N}_t \left(\frac{e^2}{mc^2} \right)^2 \frac{Z^2}{\beta_p^2} mc^2 \frac{dW}{W^2} \quad (5.3.9)$$

unde N_t este numarul total de electroni per unitatea de volum, si β_p este viteza particulei primare ($c=1$).

Integrand-o pe aceasta peste W are ca rezultat N_δ :

$$N_\delta = 2\pi \mathcal{N}_t \left(\frac{e^2}{mc^2} \right)^2 \frac{Z^2}{\beta_p^2} \left(\frac{mc^2}{W_{\min}} - \frac{mc^2}{W_{\max}} \right). \quad (5.3.10)$$

V.3.6.2 Limitele de energie corespunzand conventiilor de numarare ale razelor δ

Pana acum s-au utilizat doua conventii de numarare diferite. In prima, toate acele linii de electroni cu originea in linia particulei primare care contine nu mai putin de un numar dat G de graunte in afara linie primare sunt acceptate drept raze δ . Conventia $G \geq 4$ este deseori utilizata.

In cea de a doua, criteriul se bazeaza pe raza de raspandire: ca o raza δ sa fie acceptata, proiectarea în planul emulsiei a distantei perpendiculare din acelasi punct din raza δ inspre linia particulei primare trebuie sa depaseasca o valoare minima de ordinul a 2 microni. De

dragul conciziei aceste doua criterii vor fi numite de acum inainte „criteriul grauntelui” si respectiv „criteriul razei de raspandire”.

V.3.6.3 Criteriul graunte

La calcularea probabilitatii ca o linie de raza δ sa contina graunte G , vom face presupunerea simplificata ca linia este dreapta si ca poate fi impartita in celule, toate avand aceeaasi masura d . Pentru d luam valoarea de 0,6 microni, diametrul mediu al grauntelor in dezvoltare al emulsiilor noastre. Efectele de imprastiere, variatiile in marimea grauntelui si densitatea grauntelui sunt considerate a fi de o importanta secundara si vor fi ignorate. Celule toate au aceeaasi masura d .

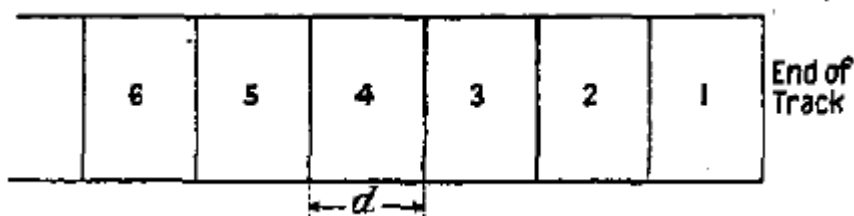


Fig. 14 Numarul de graunte pentru electroni

V.3.6.4 Criteriul razei de raspandire

Majoritatea electronilor de raza δ se misca initial pe o directie de unghiuri fata de calea particulei primare, dar, din cauza imprastierii, directiile primei portiuni de linii cu raze δ cu energii scazute sunt aproape de a fi distribuite izotropical in punctele lor de origine. Tot datorita imprastierii, distanta maxima pe care o atinge un electron de la punctul sau de origine va fi mai mica decat raza sa de raspandire adevarata sau curbata.

Relatia dintre raza de raspandire curbata si distanta maxima atinsa a fost studiata de Williams (1931) [16] pentru electroni de 20 kev. El a gasit rapoarte de 1:24 pentru oxigen si 1:48 pentru argon, si a dedus din aceasta un raport de 1:35 pentru aluminiu, un element foarte similar prin ionizarea sa si prin proprietatile de imprastiere cu emulsia nucleara. Aceasta relatie a fost confirmata experimental de R.G. Herz (1949) [16] pentru electroni de 25 si 50 kev in emulsie cercetata nuclear.

V.3.6.5 Masuratori de ionizare

Pentru a decela o urma gri de o urma relativista se efectueaza masuratori de densitate de graunte de-alungul urmei. Se alege o lungime potrivita altfel incit numarul total de graunte sa fie $\approx 300 - 400$ graunte.

Pentru evaluarea valorii parametrului de ionizare g , se folosesc metoda Fowler – Perkins in doua variante. Se masoara densitatea tuturor lacunelor (sau densitatea de blobi B) si densitatea de lacune mai mare decit o lungime data. Aceasta metoda este folosita in cazul particulelor, unde ionizarea este apropiata de limita spre urme relativiste. Relatia folosita este urmatoarea:

$$H = B \exp(-gl) \quad (5.3.11)$$

unde H este densitatea de lacune de lungime mai mare decat l , B este densitatea de blobi, g este parametrul de ionizare.

In cazul urmelor la limita dinspre urme negre, sau a urmelor nucleelor usoare se masoara densitatea de lacune mai mare decit o lungime data l , pentru doua valori diferite l_1 si l_2 , respectiv H_1 si H_2 .

Pentru o evaluare rapida a raportului g/g_0 s-au numarat graunte pe o lungime de 1000μ . Urmele cu $g/g_0 > 1,4$ unde g_0 reprezinta ionizarea urmelor relativiste care au intrat in categoria “g” iar cele cu $g/g_0 \leq 4$ au intrat in categoria “s”. Din pacate emulsiile sunt foarte neuniforme in dezvoltare, astfel incat ionizarea variaza in diferite zone ale emulsiei, in special la diverse adancimi. Din aceasta cauza o masuratoare a raportului g/g_0 cuprinde in afara masuratorii pe urma respectiva, o masuratoare similara pe o urma relativista de referinta, care sa fie pe cat posibil din aceiasi interactie sau dintr-o regiune invecinata, si care sa poata fi atribuita unui fragment de sarcina unitate, despre care se stie sigur ca are ionizare g_0 .

Eroarea statistica care se obtine din masuratorile de blobi este data de relatia:

$$g = \frac{1}{l_1 - l_2} \ln \frac{H_2}{H_1} \quad (5.3.12)$$

iar eroarea statistica care se obtine din masuratoarea de electroni delta este data de relatia:

$$\delta(g/g_0) = g/g_0 \sqrt{\left(\frac{0,8}{\sqrt{N}}\right)^2 + \left(\frac{0,8}{\sqrt{N_0}}\right)^2} \dots\dots\dots(5.3.13)$$

unde N si N_0 sunt numarul total de blobi pe urma necunoscuta si respectiv pe urma relativista.

V.4 Studiul ciocnirilor periferice pentru nucleu de ^{56}Fe la 1 A GeV/c, compararea cu alte rezultate experimentale

V.4.1 Date experimentale

Datele experimentale utilizate sunt parte din efortul colaborarii BECQUEREL [1] de a colecta date asupra interactiilor nucleare cu scopul de a studia structura nucleelor si proprietatile lor.

Pentru multi ani tehnica emulsiei nucleare a fost utilizata pentru a investiga interactiile hadron-nucleu sau nucleu-nucleu. Detectorii folosind emulsia nucleara au avantaje unice precum detectia in unghi solid de 4π , rezolutie spatiala submicronica, detectie buna atat pentru particulele relativiste cit si pentru cele cu energie foarte mica si nu in cele din urma, simplitatea si pretul redus in comparatie cu alte tehnici. Principalul dezavantaj consta in compozitia relativ complexa a emulsiei nucleare constand in 3 grupe de nuclee: H, usoare (C, N, O) si grele (AgBr).

O suprapunere de pelicule de emulsie nucleara Br-2, cu $550\ \mu\text{m}$ grosime avand dimensiuni de $10 \times 10\ \text{cm}^2$, a fost expusa la Nuclotronul de la JINR unui fascicol de nuclee de ^{56}Fe cu energie de 1 GeV/nucleon cu unghiul de incidenta paralel cu suprafata. Cautarea urmelor cu nucleele primare de ^{56}Fe a inceput la o distanta de 2 cm de la intrarea pe placa. Cautarea urmelor cu primari nuclee de ^{56}Fe a inceput la o distanta de 2 cm de la intrarea pe placa. Fiecare traiectorie a fascicolului a fost scanata de-a lungul urmei, marite la rezolutia de $(100 \times 1.5 \times 10)\ \mu\text{m}$ pentru a obtine un esantion cu minimul de eroare.

Trajectoriile individuale ale nucleelor de ^{56}Fe au fost urmarite pana la vertex sau la punctul de iesire din cimpul vizual al microscopului. A fost astfel scanata o lungime totala de aproximativ 28.4414 m de urme de ^{56}Fe . In acest mod, 383 de interactii au fost localizate si analizate in detaliu. Drumul liber mediu (λ) a fost experimental determinat ca fiind de $7.53 \pm 0.14\ \text{cm}$, in acord rezonabil cu valorile gasite de alte experimente (Tabelul 1) dar si cu modelul geometric (fig.15).

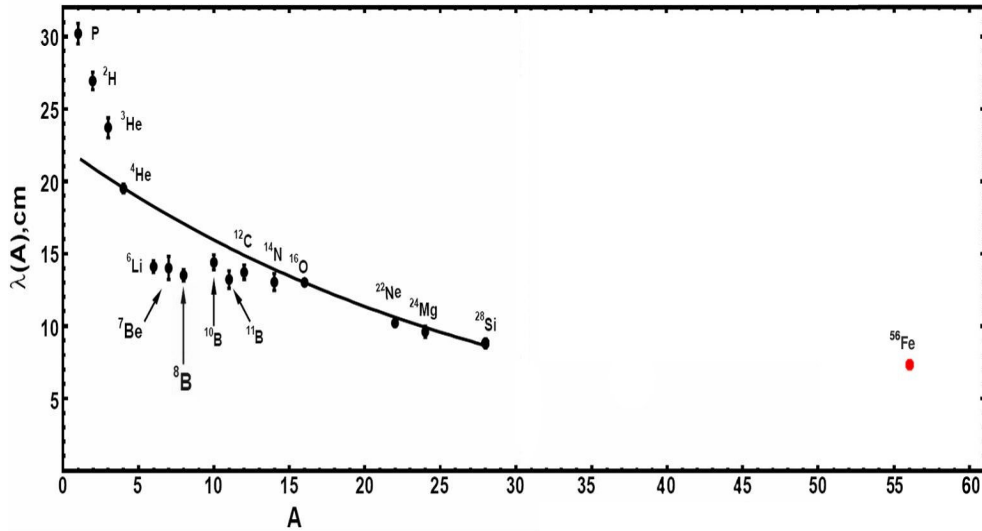


Fig. 15 Drumul liber mediu (λ) al unui proiectil datorat interacțiilor inelastice din fotoemulsii ca funcție de numărul de masă al proiectilului. Curba reprezintă un fit obținut cu modelul geometric

<i>nucleu</i>	<i>Energia A GeV/c</i>	$\lambda_{teoretic}$ [cm]	λ_{exp} [cm]	<i>Ref.</i>
^4He	4.5	19.6	19.5 ± 0.30	[21]
^6Li	4.5	16.5	14.1 ± 0.40	[20]
^7Li	3	15.9	14.3 ± 0.40	[20]
^{12}C	4.5	13.5	13.7 ± 0.50	[20]
^{14}N	2.9	13.0	13.0 ± 0.40	[21]
^{16}O	4.5	12.1	13.0 ± 0.50	[20]
^{22}Ne	4.1	10.6	10.2 ± 0.10	[20]
^{22}Mg	4.5	10	9.60 ± 0.40	[20]
^{56}Fe	1	7.73	7.53 ± 0.14	[lucrarea de fata]

Tabel 1 Drumul liber mediu (λ) pentru interacții ale nucleelor in fotoemulsii nucleare

Intr-o combinatie neomogena de tinta si emulsie ca detector, se poate masura drumul liber mediu al reactiei mai curand decit sectiunea totala. Cu toate acestea, noi calculam valoarea sectiunii eficace din relatia $\sigma = 1/N_t \lambda$ (unde $N_t = 7.967 \times 10^{22} \text{ atoms/cc}$ este concentratia de A_T nuclei din emulsie si λ este drumul liber mediu determinat experimental pentru interacțiile nucleare).

Utilizand compozitia chimica a emulsiei nucleare [5] gasim o valoare de 1666.9 mb. Sectiunea eficace poate fi de asemenea calculata folosind relatia [6]:

$$\sigma = \pi[r_0(A_B^{1/2} + A_T^{1/2} - b)]^2$$

unde b reprezinta parametrul de suprapunere, A_B corespunde cu masa fascicolului, A_T corespunde cu masa tinte si r_0 este o constanta data de relatia

$$r = r_0 A^{1/3}$$

in cazul in care r este raza nucleara.

Folosind parametrizarea din [7] bazata pe date dintr-o varietate de experimente cu emulsii si proiectile diferite obtinem $b = 1.16 \pm 0.06$ si $r_0 = 1.25 \pm 0.01 \text{ fm}$. A_B corespunde masei fascicolului si A_T corecpeunde masei tinte ($\langle A \rangle = \sum N_i A_i / N$) [8].

Folosind acesti parametrii obtinem $\sigma = 1623$ mb, in foarte bun acord cu valoarea experimentalata.

	Energia (A GeV/c)	λ (cm)	Ref.
^{56}Fe	1.7	8.4 ± 0.2	[2]
^{56}Fe	1.8	7.63 ± 0.21	[3]
^{56}Fe	1.7	7.97 ± 0.19	[4]
^{56}Fe	1	7.53 ± 0.14	[lucrarea de fata]

Table 2 Drumul liber mediu (λ) din diferite referinte in emulsia nucleara

Am gasit 383 de interactii Fe-Em care au fost utilizate pentru analiza. Urmele secundare incarcate din aceste evenimente au fost clasificate in urmatoarele tipuri: particule negre (tip b) cu un interval in emulsie $R \leq 3$ mm ($E_{\text{protons}} \leq 26$ MeV), particule gri (tip g) cu $R \geq 3$ mm si viteza $\beta = v/c < 0.7$ ($26 < E_{\text{protons}} < 375$), (pentru particulele tip b si g impreuna se mai foloseste termenul de ‘trase grele care produc particule’, ori tip h), particule tip s sunt cele cu sarcina electrica 1 si $\beta > 0.7$, precum si fragmente din proiectil care nu interactioneaza (particule f) si au sarcina $Z \geq 2$.

Suma numarului de particule de tip b (n_b) si g (n_g), notat cu $n_h = n_b + n_g$ va fi folosit pentru a separa coliziunile pe diferite tinte din emulsia nucleara.

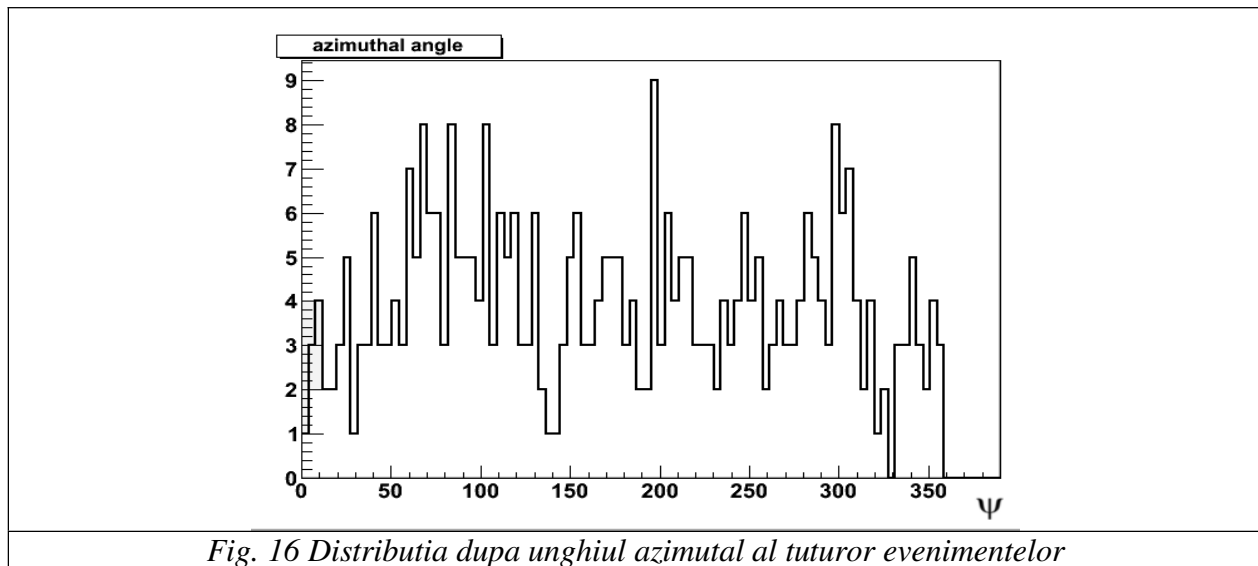


Fig. 16 Distributia dupa unghiul azimutal al tuturor evenimentelor

Selectia particulelor de tip f in emulsiile nucleare poate fi usor facuta din moment ce urmele sunt caracterizate de prezenta razelor delta si de ionizarea puternica si prin contrast cu particulele tip b si g, nu se schimba pe distante mari (de ordinul cm). Mai mult, ele nu prezinta semne de imprastieri multiple. Identificarea particulelor de tip f a fost facuta prin luarea in calcul a densitatii de urme ale electronilor delta pe o lungime a urmei de mai mult de 1 cm si/sau o densitate de graunte B si densitate de goluri H mai mari decit lungimea L. Am luat diferite valori pentru L pentru sarcini diferite.

Unghiurile de emisie polare θ si azimutale ψ au fost masurate prin metoda coordonatelor folosind un sistem de masurare semi-automat atasat unui microscop tip ksm si care inregistreaza unghiurile si coordonatele traselor direct in calculator. Distributia dupa unghiul azimutal ψ este data in figura 16 si prezinta un profil uniform care demonstreaza corectitudinea datelor.

Particulele relativiste cu $Z = 1$ au fost separate in fragmente ($\theta < \theta_{lim}$) si particule noi create, in principal mezoni ($\theta \geq \theta_{lim}$) unde θ_{lim} a fost calculat cu formula:

$$\sin(\theta_{lim}) = \frac{p_f}{p_0}$$

unde p_f este impulsul Fermi si p_0 este impulsul nucleului primar, luand in calcul pierderea medie de energie a fierului in emulsie. In cazul nostru θ_{lim} este de 15 grade. Toate urmele cu $\theta < \theta_{lim}$ au fost considerate fragmente. Aceste urme fiind atribuite protonilor, deuteriului sau tritonului.

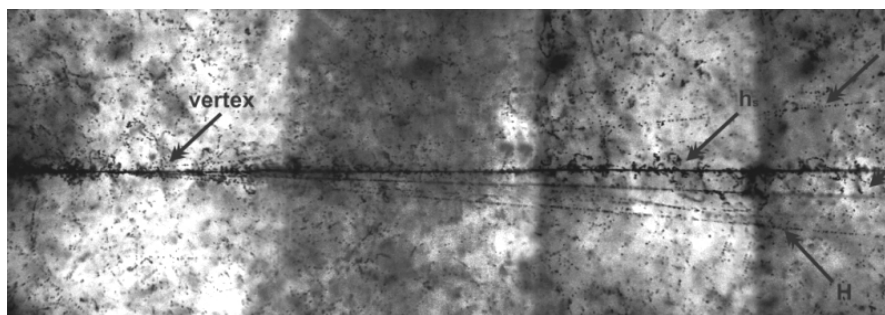
V.4.2 Detali experimentale pentru nucleul de ^{56}Fe

Emulsia nucleara este un mediu compus din hidrogen (H , $A_t = 1$), nuclee usoare (CNO , $A_t = 14$) si grele (AgBr , $A_t = 94$). Desigur, exista si alte nuclee in emulsia nucleara, dar concentratia lor este prea mica pentru a fi luata in calcul [9]. Metoda de separare folosita aici este bazata pe numarul n_h de fragmente tinta.

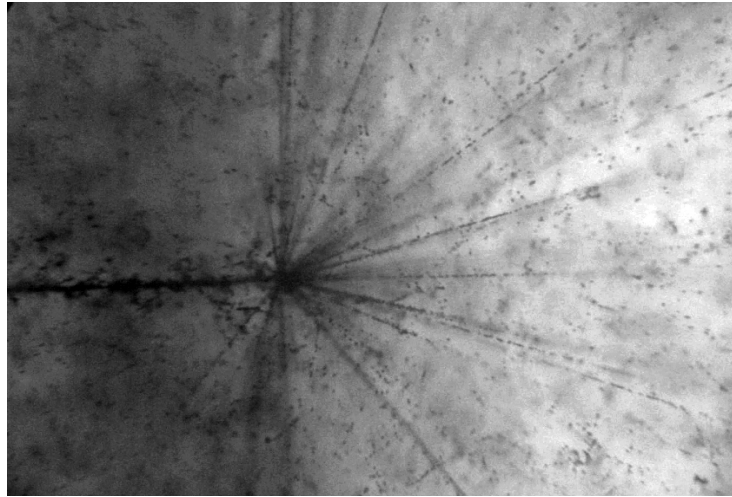
Evenimentele cu $n_h = 0-1$ sunt datorate interactiilor $^{56}\text{Fe}-\text{H}$ (nucleon liber sau aproape liber) si interactiilor cu alte tinte (interactii cu numai un nucleon legat din CNO sau AgBr). Evenimentele avind $2 \leq n_h \leq 7$ sunt in principal interactii cu tinte de CNO plus o componenta de interactii periferice $^{56}\text{Fe}-\text{AgBr}$.

Toate evenimentele cu $n_h \geq 8$ sunt datorate numai interactiilor $^{56}\text{Fe}-\text{AgBr}$. Urmand referintele [2, 10,11], aceasta clasificare pe grupe de evenimente cu $n_h = 0-1$, $2-7$, and ≥ 8 poate fi folosita pentru a elucida natura interactiilor cu cele 3 componente tinta principale ale emulsiei H , CNO si AgBr .

Prezentam in figura 17 o interactie $\text{Fe}-\text{H}$ (Fig. 17 a) cu $n_h = 0$ si o interactie $\text{Fe}-\text{AgBr}$ cu $n_h = 24$ (Fig. 17 b). In figura (17 a) sagetile arata un fragment cu $Z=22$, o particula α si citeva particule de tip s . In figura (17 b) nici un fragment cu $Z \geq 2$ nu este produs.



(a)



(b)

Fig. 17 Imagini cu emulsii nucleare fotografiate in laborator cu o camera foto pusa la un microscop trinocular

Pe baza criteriilor de mai sus obtinem 89 de evenimente pe H, 129 de evenimente pe CNO si 165 pe AgBr din totalul de 383 evenimente selectate. Din 88 de evenimente satisfacind criteriile unei ciocniri Fe-H in emulsie, am reusit sa masuram unghiuri in 59 dintre acestea.

Am exclus 19 stele cu doua-trase, pentru ca una dintre ele se datora proiectilului cu ionizare neschimbata si celalalt datorat unui proton de recul satisfacand cinematica unei ciocniri elastice Fe-p. Rezultatele separarii impreuna cu comparatia cu alte experimente este data in tabelul 3.

Proiectilul	Energia A GeV	Tinta			
		H	CNO	AgBr	Ref
^{14}N	2.1	12.7 ± 1.2	32.9 ± 2.0	54.0 ± 3.0	[12]
^{16}O	2.0	10.8 ± 2.0	37.9 ± 6.0	51.3	[13]
^{16}O	2	13.0	29.0	58	[14]
^{40}Ar	1.8	17.8 ± 1.5	34.6 ± 1.8	47.5 ± 3.0	[7]
^{56}Fe	1.8	16.6 ± 0.8	36.6 ± 1.7	47.8 ± 2.6	[3]
^{56}Fe	1	18.27 ± 2.1	33.68 ± 2.21	43.08 ± 2.14	Lucrarea de fata

Tabelul 3 Procentul de aparitii ale interactiilor pe diferite tinte

Tabelul 3 arata ca procentul de evenimente tip H, CNO, AgBr din diferite alte lucrari este la fel ca in aceasta teza. Observam ca procentul de aparitii a evenimentelor tip H creste cu cresterea masei fascicolului in timp ce procentul de evenimente AgBr descreste cu cresterea masei fascicolului.

In ciocnirile tip CNO si AgBr am masurat numai unghiurile urmelor relativiste cu $Z = 1$ pentru a le gasi pe cele emise in conul de inainte, si care au provenit de la fragmentele nucleului primar.

In tabelul 4 prezentam datele asupra multiplicitatii medii ale fragmentelor cu sarcina $Z=1$ si $Z=2$ din interactiile nucleelor de ^{56}Fe -emulsie, comparat cu rezultatele obtinute in [5], unde energia primara a fost mai mare (1,7 A GeV/nucleon). Observam o valoare mai mica pentru numarul de particule α in ciocnirile Fe-H si Fe-CNO. Valorile medii pentru Fe-AgBr sunt similare.

Sarcina fragmentului Z	$\langle n_z \rangle$			Ref
	Fe-H	Fe-CNO	Fe-AgBr	
1	2.52 ± 0.29	3.19 ± 0.28	4.94 ± 0.44	Present work
	2.35 ± 0.17	3.00 ± 0.13	3.03 ± 0.09	[2]
2	0.52 ± 0.06	1.12 ± 0.09	1.77 ± 0.16	Present work
	1.17 ± 0.11	1.61 ± 0.10	1.62 ± 0.05	[2]

Tabelul 4 Multiplicitatile fragmentelor de proiectile in interactiile nucleelor relativiste de ^{56}Fe in emulsia nucleara

Sarcinile particulelor cu $Z \geq 3$ au fost evaluate in principal prin masurarea densitatii de electroni delta. Nucleele usoare au fost identificate prin numararea grautelor mai mari de 1 sau 2 micrometri. Folosim pentru calibrare densitatea de raze delta pe urmele nucleelor de ^{56}Fe si pe urma unui fragment secundar cu sarcina $Z=16$, identificat prin tipul de particule din conul de fragmentare (8 particule de sarcina unu si unghiuri mai mici de 15 grade si o particula He, presupunand ca toate particulele cu sarcina 1 au fost protoni).

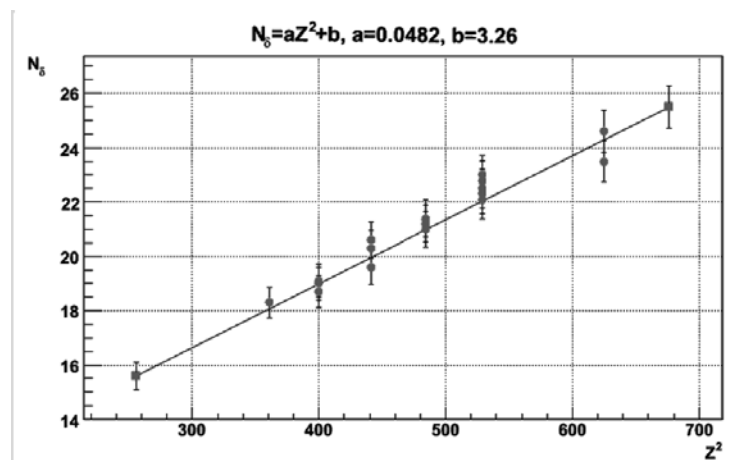


Fig. 18 Distributia de electroni delta pentru fragmente cu $Z > 10$

In figura 18 este prezentat distributia masurata a densitatii de raze delta, N_δ . Dependinta lui N_δ de Z^2 este liniara conform ecuatiei: $N_\delta = aZ^2 + b$. Valorile estimate ale parametrilor a si b sunt: $a = 0.0482$, $b = 3.26$.

V.4.3 Analiza datelor pentru nucleul de ^{56}Fe

Pentru analiza am selectat citeva categorii de evenimente:

- interactii tip Fe-H, in care $n_h = 0,1$ (42 de stele);
- stele albe, WS, $n_h = 0$ (32 stele);
- interactii ED (43 evenimente).

Pentru a verifica cit de bine sunt selectate evenimentele ED, am comparat valorile diferitilor parametrii din seturi de date diferite. Am impartit evenimentele tip ED in:

- ED - 1 interactii cu $n_h = 0$ (15 stele);
- ED - 2 interactii cu $n_h \leq 1$ (26 stele);
- ED - 3 interactii cu $n_h \geq 2$ (17 stele);

V.4.3.1 Evenimentele Fe-H

Pentru analiza am selectat ciocnirile Fe-H, in care $n_h=0,1$ (42 stele).

In figura 19 am prezentat spectrul de sarcina al fragmentelor secundare emise intr-o stea in care nu au fost emise urme relativiste de sarcina 1 in conul exterior. Observam aceeasi forma ca si in alte lucrari [15], in special fragmente de proiectil cu sarcina $Z = 1$ si $Z = 2$. Am observat numai 3 proiectile cu sarcina $Z = 3$ si o pauza mare pana la sarcini de $Z = 14$.

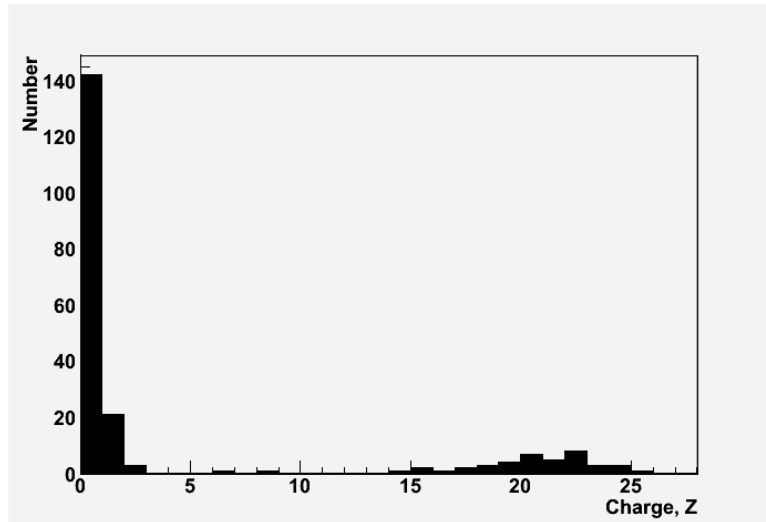


Fig. 19 Spectrul de sarcina pentru fragmentele evenimentelor H

Topologia de sarcina pentru stelele Fe-H este data in tabelul 5.

Charge values of fragments Fe-H														Nr					
26	25	24	23	22	21	20	19	18	17	16	15	...	9	7...	3	2	1		
1																		1	
	1																	1	2
		1																2	2
			1															1	1
				1												1	1	4	1
					1											1	1	4	1
						1											1	1	2
							1											4	2
								1										3	3
									1								1	2	2
										1								3	1
											1							4	1
												1						5	1
													1					2	1
														1				1	1
															1			2	1
																1		1	3
																	1	2	1
																		4	3
																		3	1
																		1	3
																		8	1
																		1	5
																		1	2
																		1	8
																		5	1
																		4	1
																		1	6
																		4	10
																			1

Table 5 Topologia de sarcina pentru stelele Fe-H

Dupa cum se poate vedea sunt doar 3 evenimente cu doua fragmente. In fiecare din cazuri unul din fragmente are valoarea $Z=3$.

In figura 20 este prezentat distributia de multiplicitate a fragmentelor cu diferite sarcini pentru stelele Fe-H.

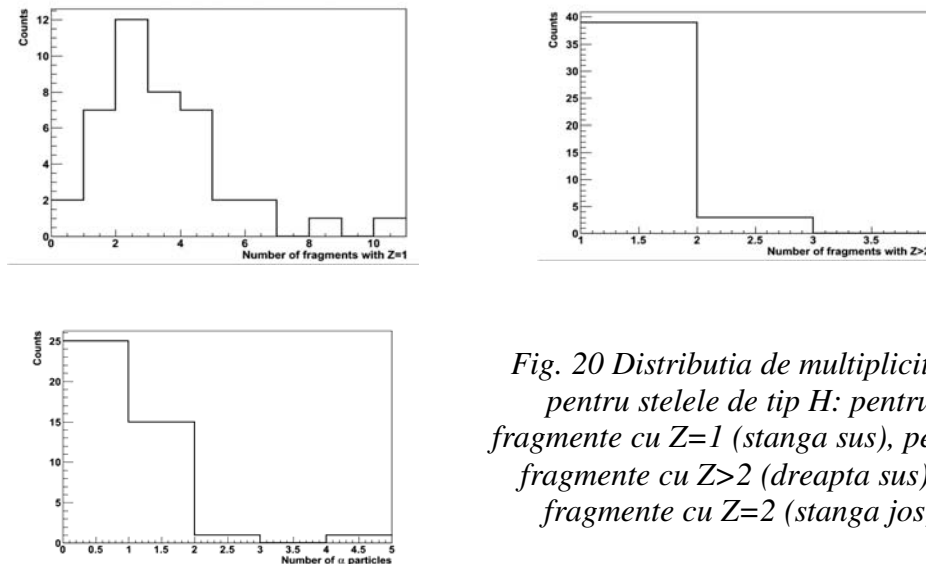


Fig. 20 Distributia de multiplicitate pentru stelele de tip H: pentru fragmente cu $Z=1$ (stanga sus), pentru fragmente cu $Z>2$ (dreapta sus) si fragmente cu $Z=2$ (stanga jos)

In figura 21 si 22 este prezentat distributia de unghi polar si impulsul transvers pentru fragmentele cu sarcina $Z = 1,2$ si fragmentele cu $Z \geq 3$. Valoarea medie a acestora este prezentata in figura 20.

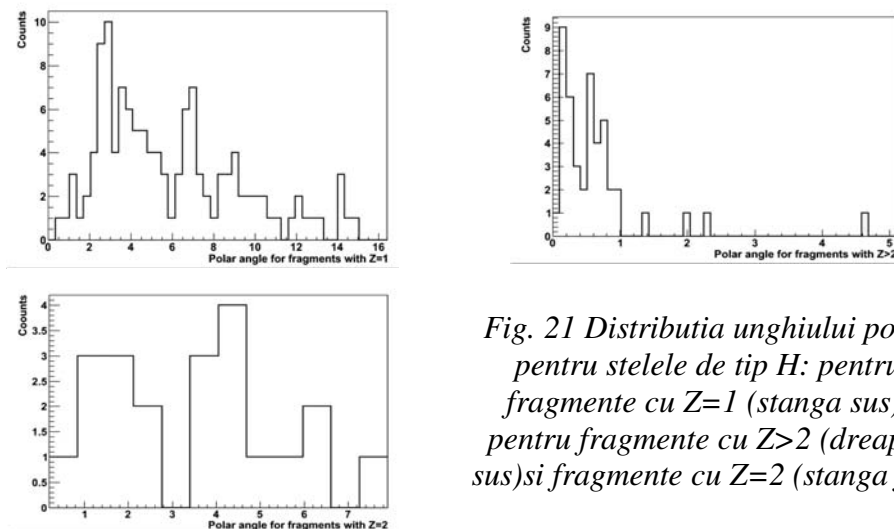


Fig. 21 Distributia unghiului polar pentru stelele de tip H: pentru fragmente cu $Z=1$ (stanga sus), pentru fragmente cu $Z>2$ (dreapta sus) si fragmente cu $Z=2$ (stanga jos)

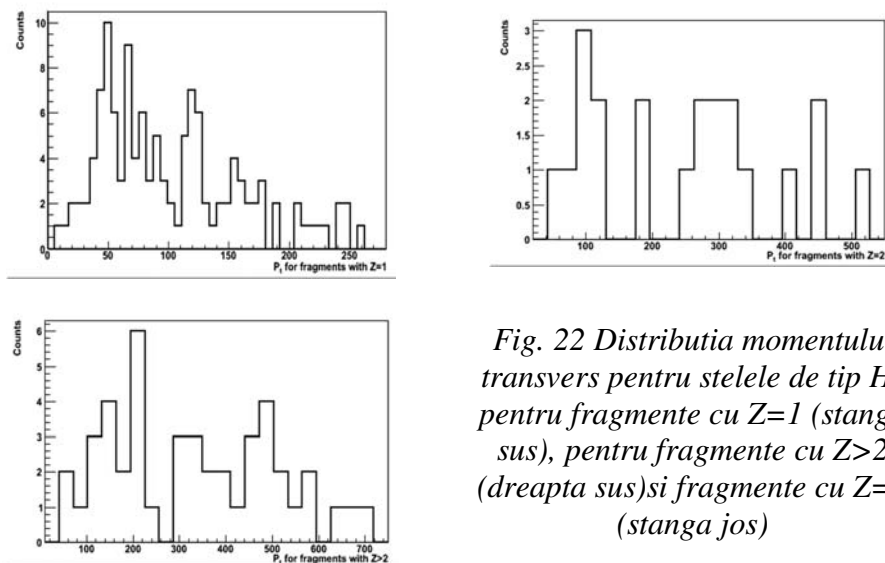


Fig. 22 Distributia momentului transvers pentru stelele de tip H: pentru fragmente cu $Z=1$ (stanga sus), pentru fragmente cu $Z>2$ (dreapta sus) si fragmente cu $Z=2$ (stanga jos)

	Nr. tracks	$\langle\theta\rangle$	$\langle P_t \rangle$
$Z=1$	123	5.97 ± 0.30	103 ± 5.34
$Z=2$	21	3.54 ± 0.42	246.7 ± 30
$Z \geq 3$	45	0.65 ± 0.11	334.5 ± 26.20

Table 6 Valoarea medie a unghiului polar si a momentului transvers pentru fragmentele de sarcina Z

V.4.3.2 Evenimentele ED

Diverse configuratii de fragmente relativiste produse in ciocnirile periferice in care nu exista fragmente tinta si nu sunt produci mezonii reflecta structura nucleelor. In ceea ce priveste emulsia nucleara ea asigura o monitorizare completa a fragmentelor relativiste cu o excelenta rezolutie unghiulara, aceasta abordare fiind aplicata cu success in colaborarea BECQUEREL.

Criteriile sunt urmatoarele:

1. Nici un traseu de la tinta (stele albe, WS, $n_h = 0$)
2. Nu este produs nici un mezon (nu sunt particule s in afara conului $n_s = 0$)
3. Sarcina proiectilului este egala cu suma sarcinii fragmentelor.

Procentul evenimentelor selectate de aceste criteri este de obicei foarte mic (4.17%), am incercat sa gasim o solutie pentru a mari acest procent. Se face o selectie a tuturor stelelor care satisfac criteriile 2 si 3. Acestea sunt denumite in continuare stele ED. Ele reprezinta 11% din esantionul nostru de 383 stele.

In figura 23 am prezentat spectrul de sarcina al fragmentelor ED care satisfac criteriile 2 si 3.

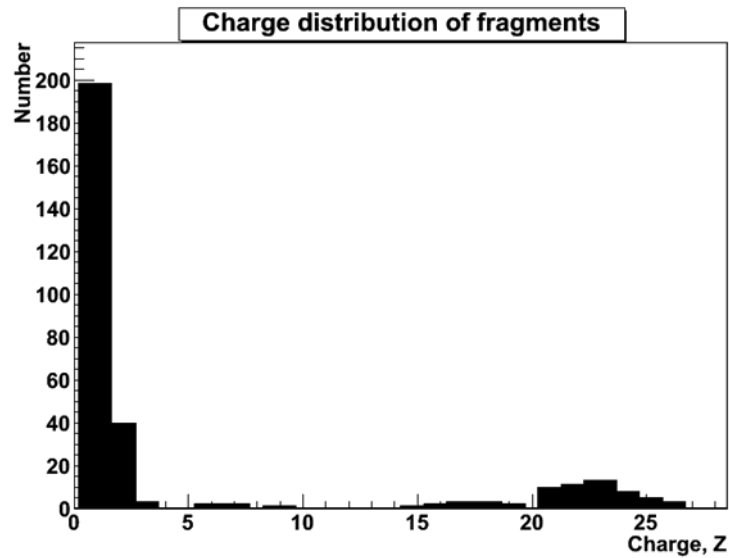


Fig. 23 Spectrul de sarcina pentru fragmentele evenimentelor ED

De aici rezulta ca stelele selectate care pot fi utilizate pentru studiu de evenimente electromagnetice reprezinta 11,23% din total.

	$\langle n_{Z=1} \rangle$	$\langle \theta \rangle_{Z=1}$
<i>ED (nh=0)</i>	3.2 ± 0.46	5.51 ± 0.47
<i>ED (nh>0)</i>	2.71 ± 0.43	6.29 ± 0.48

Tabelul 7 Valorile medii ale numarului de s - fragmente si unghiurile polare de s - fragmente pentru doua categorii de evenimente

Fiabilitatea acestei abordari poate fi verificata in moduri diferite. In tabelul 7 sunt date valorile medii ale numarului de fragmente n_s si unghiul mediu polar de n_s fragmente pentru doua categorii de evenimente si anume abordarea clasica (criteriile 1, 2 si 3) si abordarea propusa in acesta teza (criteriile 2 si 3). Avand in vedere marja de eroare, putem concluziona ca valorile sunt in acord foarte bun.

Am evaluat valoarea sarcinii totale a fragmentelor

$$Q = N_1 + N_2 * 2 + \sum_i N_i Z_i$$

unde N_1 este numarul de fragmente cu $Z = 1$, N_2 este numarul de fragmente cu $Z = 2$ si ultimul termen este suma dupa fragmentele grele cu $Z > 2$ multiplicata cu sarcina lor. Distributia lui Q este data in figura 24.

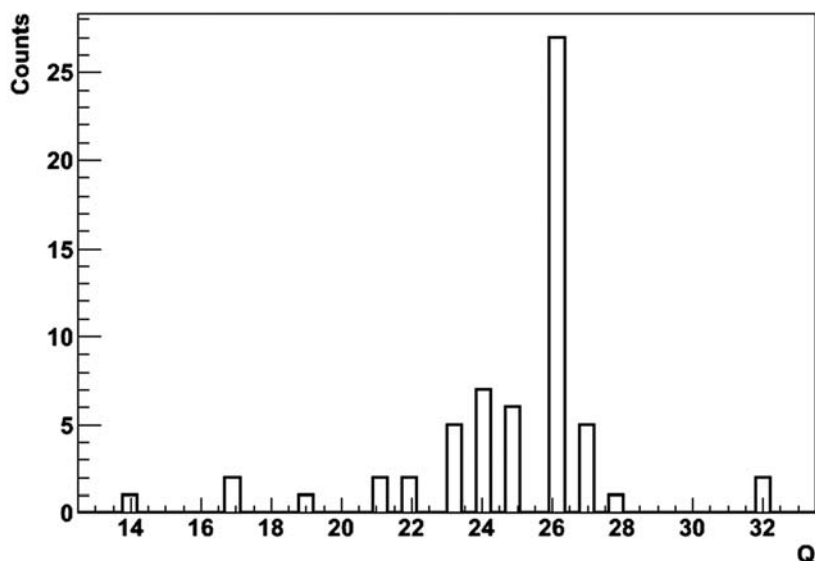


Fig. 24 Distributia dupa Q

Pentru analiza urmatoare, separam o clasa de evenimente ED dupa urmatoarele criterii:

- $23 < Q < 29$
- nici o urma in conul exterior

Consideram ca evenimentele satisfacind aceste criterii apartin evenimentelor de origine electromagnetica in care sarcina primara este conservata si nu sunt produsi mezoni (limitele impuse lui Q iau in calcul eroarea in evaluarea sarcinii pentru $Z > 15$).

Distributia de n_h in ED este data in figura 25.

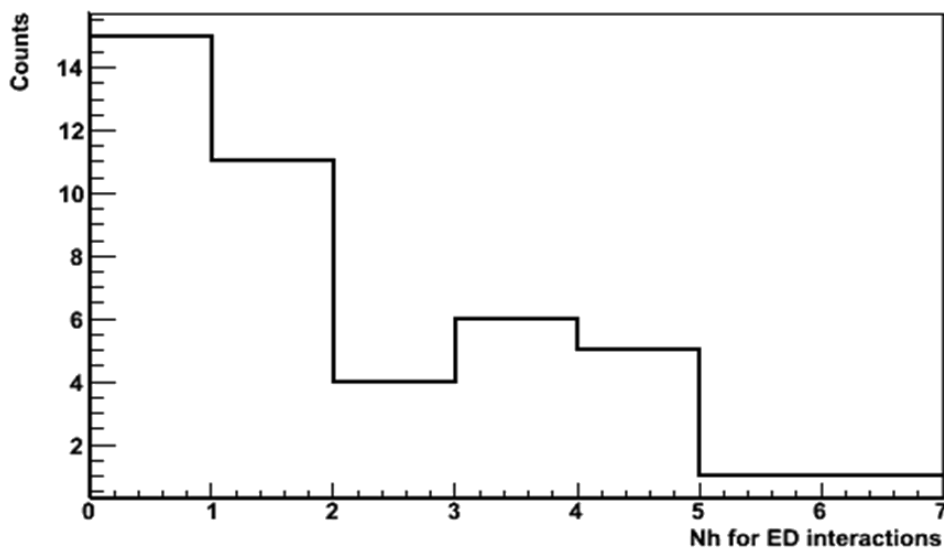


Fig. 25 Distributia de n_h pentru evenimentele ED

In figura 27 si 28 este prezentat distributia de unghi polar si impulsul transvers pentru stelele de tip ED. Valoarea medie a acestora este prezentata in figura 26.

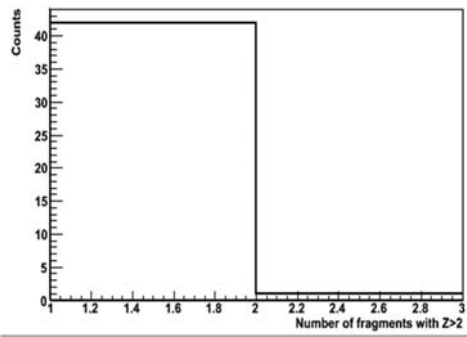
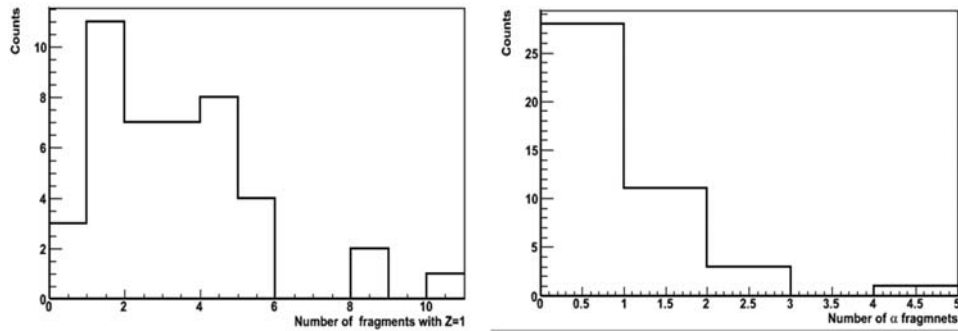


Fig. 26 – Distributia de multiplicitate pentru stelele de tip ED: pentru fragmente cu $Z=1$ (stanga sus), pentru fragmente cu $Z=2$ (dreapta sus) si fragmente cu $Z>2$ (stanga jos)

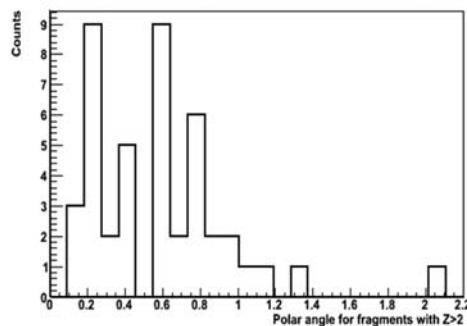
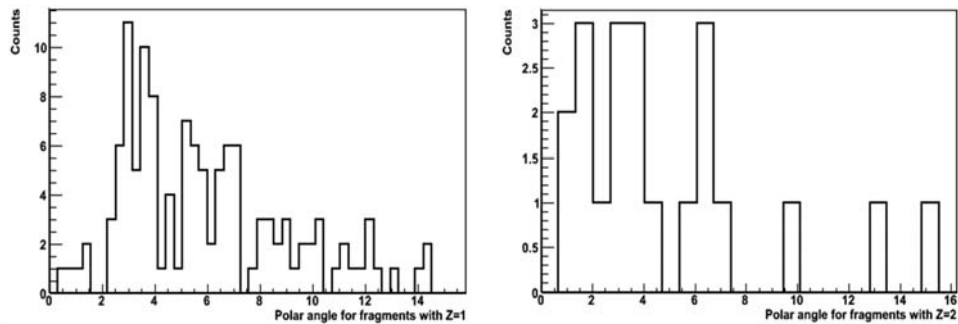


Fig. 27 Distributia unghiului polar pentru stelele de tip ED: pentru fragmente cu $Z=1$ (stanga sus), pentru fragmente cu $Z=2$ (dreapta sus) si fragmente cu $Z>2$ (stanga jos)

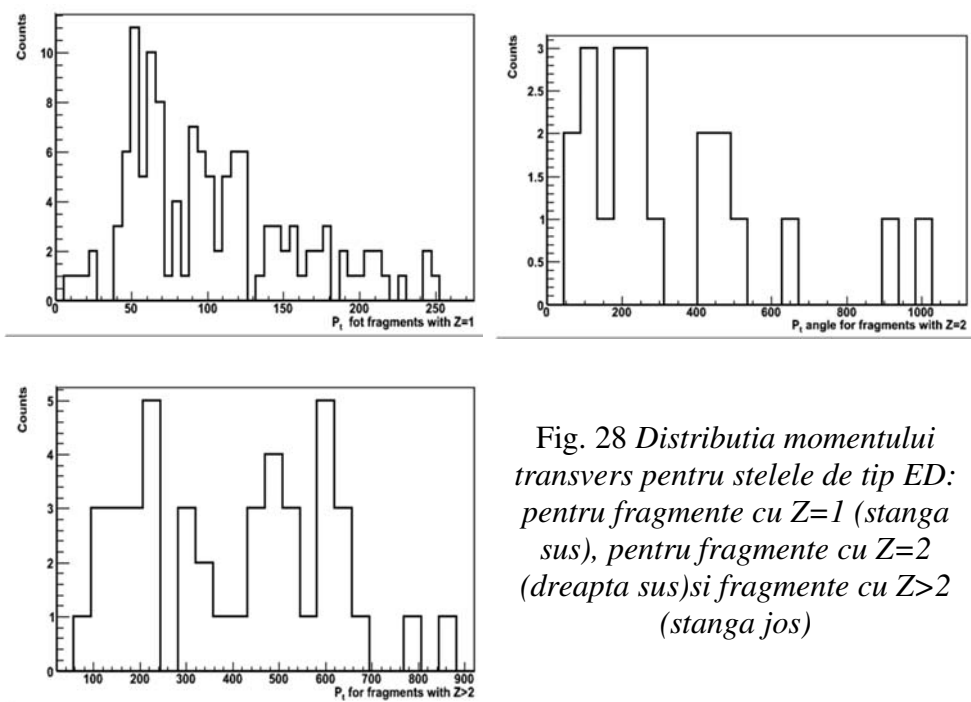


Fig. 28 *Distributia momentului transvers pentru stelele de tip ED: pentru fragmente cu $Z=1$ (stanga sus), pentru fragmente cu $Z=2$ (dreapta sus) si fragmente cu $Z>2$ (stanga jos)*

V.5 Prelucrarea digitala a imaginilor de interes obtinute in emulsia nucleara

Pentru ca masuratorile in emulsia nucleara sa fie competitive, propunem o metoda noua prin care imaginea optica de la microscop este transferata unui monitor si apoi prelucrata digital. Metodele clasice de determinari de sarcini sunt foarte anevoioase bazandu-se pe numaratoare de graunte. Pentru o precizie de ± 1 o unitate de sarcina este necesara o numaratoare pe o lungime de 1 cm in emulsiile care au o densitate de graunte de 25/100 microni. Acest fel de masuratori, in afara faptului ca necesita timp si efort mare, sunt supuse erorilor si subiectivismului operatorului. Toate aceste neajunsuri vor fi inlaturate prin prelucrarea digitala a imaginilor

In incercarea de a reusi sa putem ca achizitia datelor in emulsia nucleara sa devina electronic in cadrul laboratorului s-a incercat punerea la punct a unui program de prelucrare a imaginilor unor trase.

Programul a fost conceput pentru prelucrarea (*fotometrarea*) imaginilor unor trase produse de trecerea unor particule incarcate (ionizante) in emulsii fotografice groase (emulsii nucleare). Imaginile au fost obtinute sub microscop fiind inregistrate digital (cu o camera foto digitala) in fisiere de imagine in format JPG avand dimensiunea de 3648x2736 pixeli. Imaginile contin o zona "utila" de forma circulara, avand un diametru aproximativ egal cu

inaltimea imaginii, inconjurata de o zona neagra. In zona utila sunt vizibile una sau mai multe trase produse de trecerea unor particule nucleare ionizante dupa cum se vede în Figura 30.

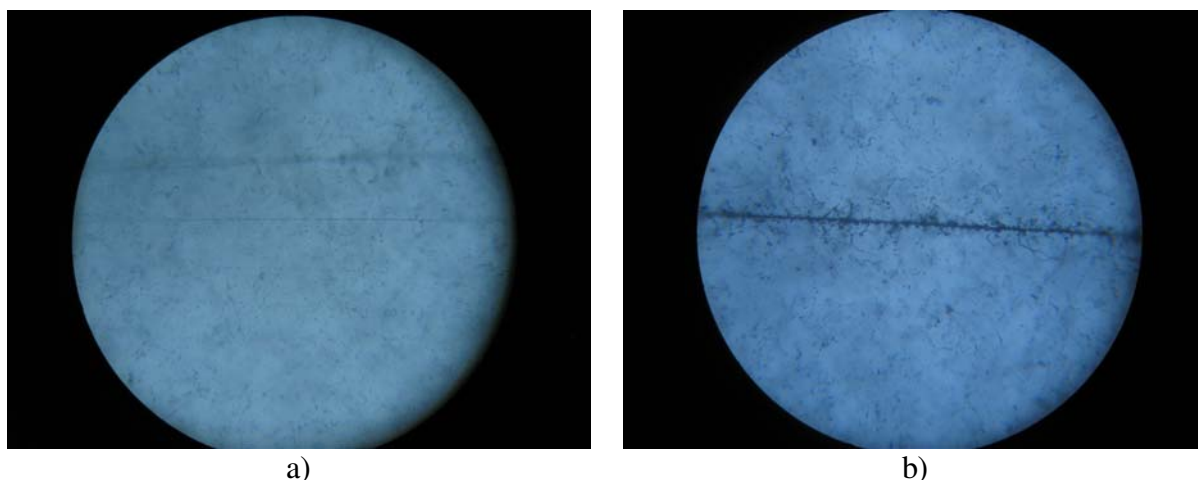


Fig. 30. Exemplu de imagini color (3648x2736pixeli) ale unor trase in emulsia nucleara otinute cu camera foto digitala cuplata la un microscop.

Imaginile din Figura 31 reprezinta mostre 800 x 250 pixeli, pentru doua trase tipice prezentate în Figura 30 care au fost prelevate din zona centrală a acestor imagini și prezentate ca imagini pe 256 nivele de gri. Trasa din mostra 31a) are o "latime" de cativa pixeli in timp ce trasa din mostra 31b), este mai "lata" decat cei 250 pixeli verticali folositi în ilustratie. Se poate presupune ca undeva departe de axa trasei emulsia nucleara nu este afectata de trecerea particulei incarcate care a produs trasa, astfel ca *fotometrarea* imaginii intr-o directie perpendiculara pe trasa, dupa o calibrare corespunzatoare, da informatii (precum sarcina sau energia) despre particula ionizantă care a produs trasa.

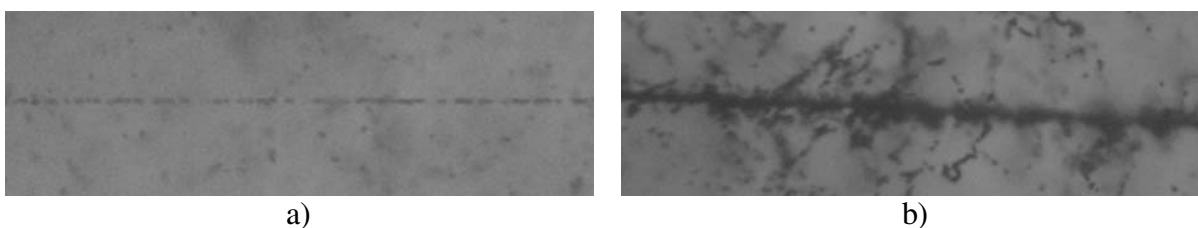


Fig. 31. Aspectul imaginii a doua trase in emulsia nucleara prelevate din zona centrala a imaginilor din Figura 30

Pentru prelucrarea *fotometrica* a zonei din jurul trasei este necesar ca imaginea de prelucrat sa fie una continand numai *tonuri de gri indexabile* intre valoarea $I = 0$ (negru) si $I = 255$ (alb). Imaginile originale JPG produse de camera foto digitala au fost de genul 24 biti = 3 byte pe pixel de aceea au trebuit sa fie convertite in imagini continand numai 256 tonuri de gri

(8 biti = 1byte pe pixel). O alta conversie care a fost necesara, pentru a efectua prelucrarea, priveste tipul fisierului de prelucrat. Formatul JPG este un format comprimat, si in prima aproximatie, mai putin adaptat pentru prelucrare. De aceea am ales transformarea sa in formatul BMP (hartă de biti) mult mai *transparent* în ceea ce priveste luminozitatea pixelilor si pozitia pe harta a acestora. Transformarea de la formatul JPG la formatul BMP cu 256 nivele de gri a fost efectuata cu un program de prelucrare de imagini Photoshop.

V.5.1 Programul de analiza al emulsiilor nucleare.

Folosind limbajul de scripting perl si modulul Tk al acestuia (pentru partea de grafica), am construit un program ce analizeaza imagini in format bmp cu adincimea de culoare de 8 biti (gri). Am ales acest format pentru modul simplu in care sunt stocate informatiile despre pixelii ce alcatuiesc imaginea.

In formatul bmp gri, un pixel are o anumita nuanta de gri ce poate lua valori 256 (0 la 255) cu 0 corespunzind negrului si 255 pentru alb. Pentru ilustrarea caracteristicilor programului in cele ce urmeaza vom folosi ca imagine test o imagine continind o emulsie nucleara.

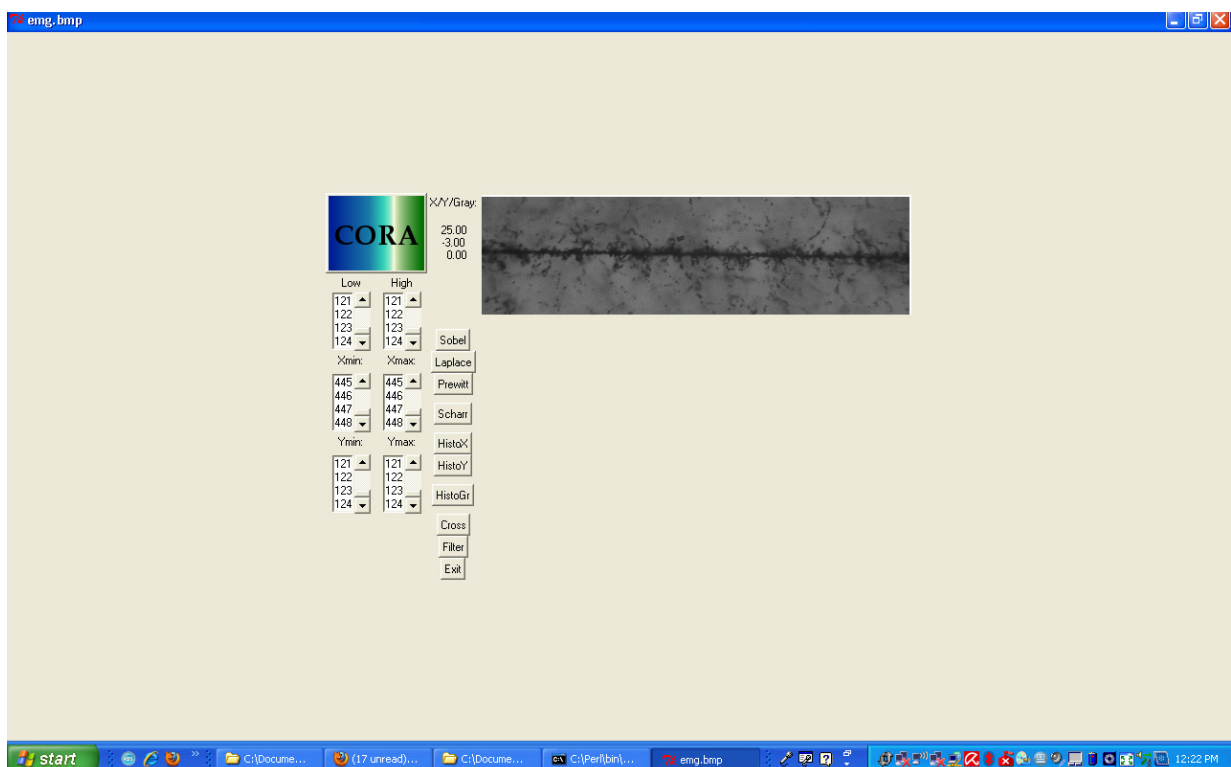


Fig. 32 Imaginea test fara filtre aplicate

Imaginile obtinute la microscop sunt deci convertite in bmp gri si apoi digitizate. Urmariu de ex http://en.wikipedia.org/wiki/BMP_file_format, am introdus in program o parte care preia informatia utila stocata de pixelii imaginii si am construit 3 vectori in care sunt stocate pozitiile pe x, y precum si valoarea de gri a fiecarui pixel. Acest mod de stocare permite o filtrare mai rapida decit in cazul constructiei unei matrici 3D. Aspectul filtrarii datelor este foarte important in cazul prelucrarii imaginilor pentru ca intotdeauna exista un zgomot (pete de diferite dimensiuni) variabil ca pondere asociat semnalului util (trasa, celula, etc.).

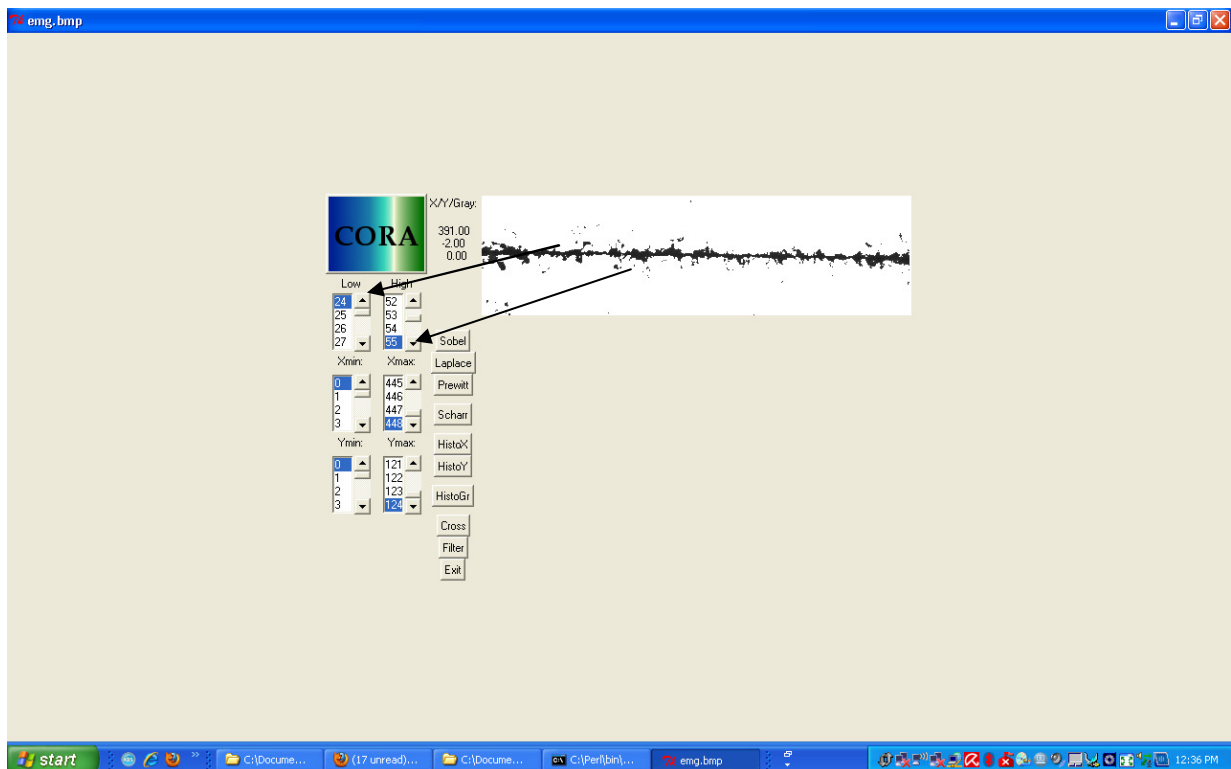


Fig. 33 Imaginea test cu pixeli gri de valori intre 24 si 55. Se observa o mai buna separare a trasei din emulsia nucleare

S-a optat pentru introducerea in program a cator mai multe elemente de control a calitatii datelor. Intre acestea se numara histogramarea dupa nuantele de gri (pentru o prima aproximatie a regiunilor de interes in domeniul de culoare),

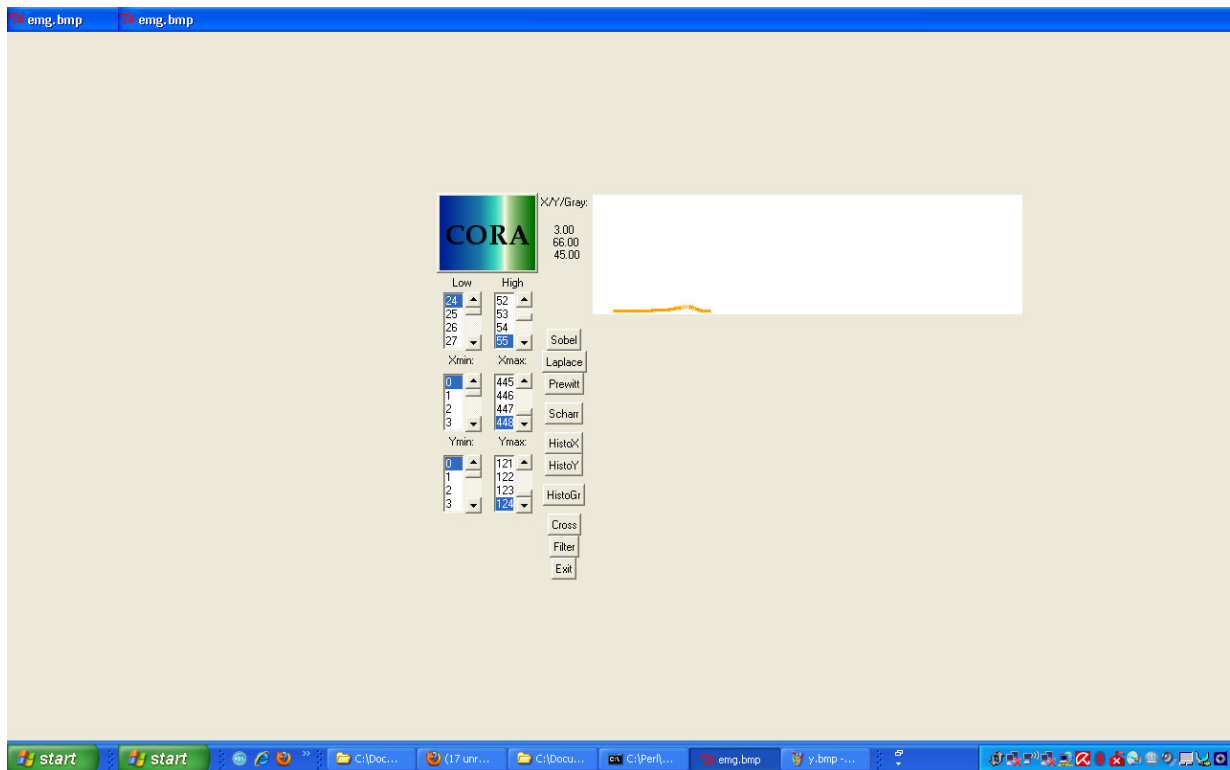


Fig. 34 Histograma dupa nuantele de gri a pixelilor imaginii initiale. Valorile sunt prezentate in acelasi timp si pe ecran precum si salvate intr-un fisier separat

posibilitatea alegerii unui domeniu de culoare variabil de analizat si histogramarea acestuia dupa proiectiile pe axe perpendiculare,

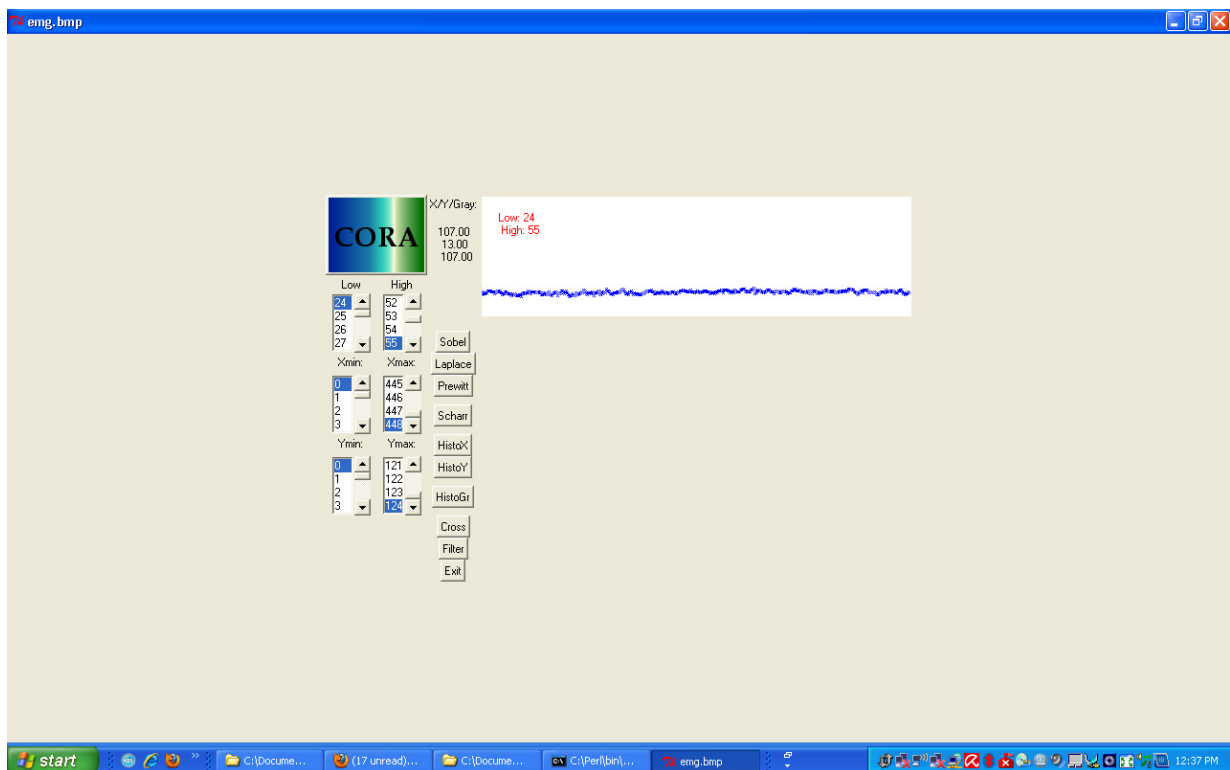


Fig. 35 Proiectia pe axa orizontala a valorii pixelilor din figura 33 dupa filtrare



Fig. 36 Proiectia pe axa verticala a valorii pixelilor din figura 33 dupa filtrare

salvarea datelor digitizate in format text pentru a putea fi analizate cu alte programe existente (root, origin, excel, etc.).

Programul mai include, pentru o estimare a structurilor de interes din imagini, diferiti algoritmi consacrați pentru detectarea marginilor structurilor. A fost inclus ca metode de detectare a marginilor algoritmii propusi de Sobel, Cross, Scharr, Prewitt (de prim ordin)

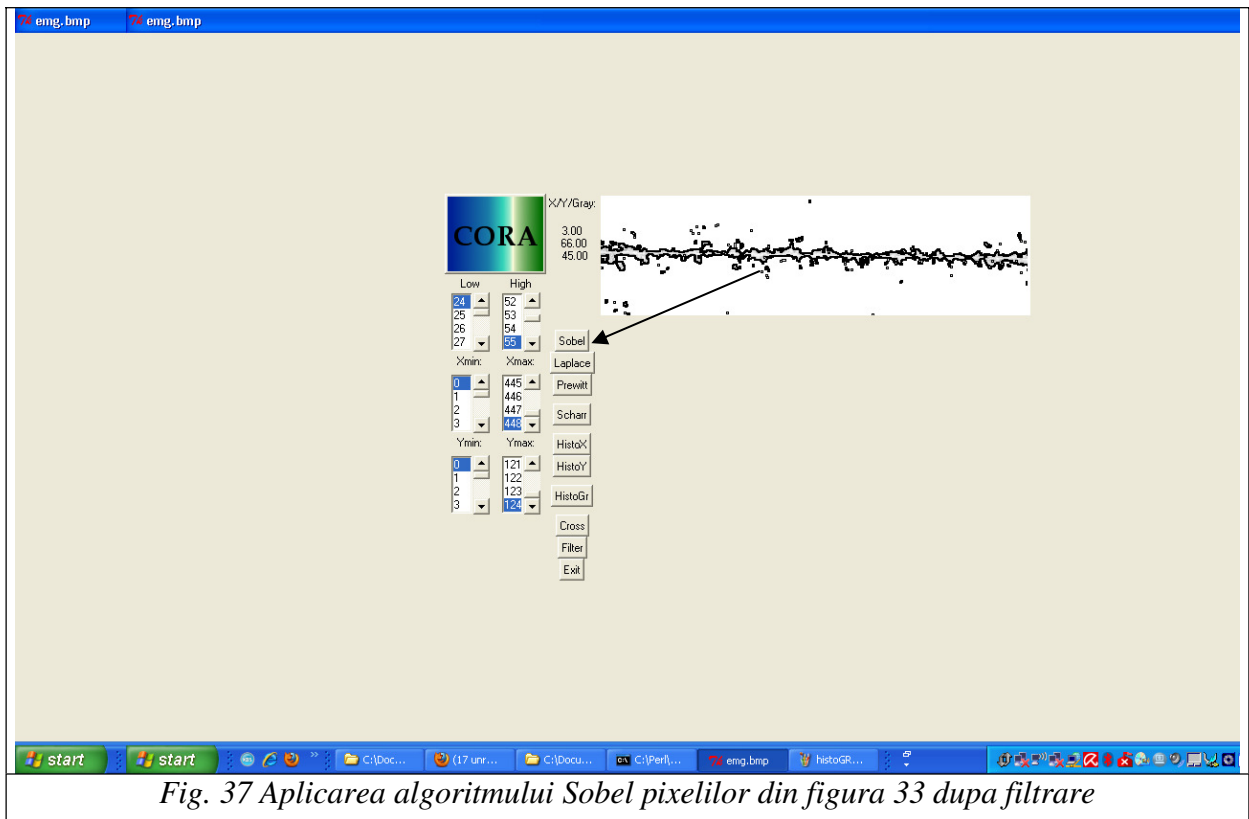


Fig. 37 Aplicarea algoritmului Sobel pixelilor din figura 33 dupa filtrare

si Laplace (de ordinul doi).

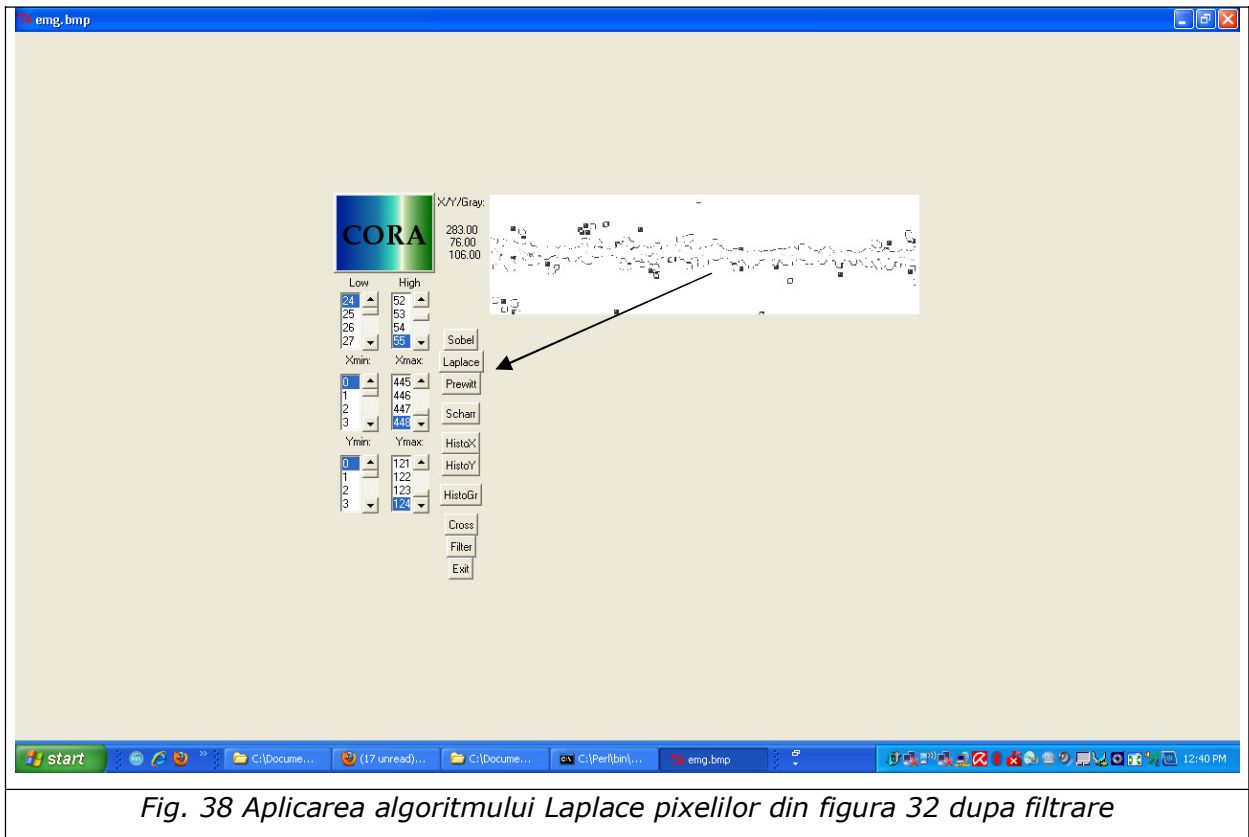


Fig. 38 Aplicarea algoritmului Laplace pixelilor din figura 32 dupa filtrare

In timp ce pentru algoritmi de ordin 1 se aplica 2 matrici de transformare (3 x 3) fiecarui pixel din imaginea initiala, pentru Laplace se foloseste o singura matrice (5 x 5). Aceasta implica si o diferenta in timpii de calcul necesari celor doua clase de algoritmi. Pentru reprezentarea grafica s-a folosit modulul Tk din perl. Acesta permite realizarea unor interfete intuitive ce accelereaza evaluarea datelor.

V.6 Concluzii si perspective

Scopul principal al experimentelor cu emulsii nucleare este de a defini proprietatile nucleelor din apropierea limitei de stabilitate a protonilor, de a studia legatura dintre structura protonilor in exces si efectul sarcinii asupra producerii atit a structurilor de cluster cit si a halourilor de protoni, dar si studierea nucleelor reziduale instabile.

Materialul experimental obtinut prin iradierea in fascicole diferite a emulsiilor nucleare ofera date bogate asupra fragmentarii in emulsia nucleara. S-au obtinut foarte multe rezultate empirice asupra fragmentarii nucleelor din grupa usoara C, Ne, Si, N, B in conditii de experimente exclusive, in geometria 4π , care dau posibilitatea studierii corelatiilor intre toate particulele unei interactii individuale. Este foarte importanta faptul ca materialul este omogen, procedandu-se identic cu toate pachetele de emulsie expuse in diverse fascicole. Prin aplicarea unor criterii de selectie se pot separa interactii pe tinte quasinucleonice (H), nuclee usoare (CNO) si nuclee grele (AgBr) Aceasta permite studierea variatiei diferitilor parametri de interes in functie de masa tinteii. Interactiile selectate corespund ciocnirilor inelastice ale proiectilului cu nucleele tinteii. In toate evenimentele s-au identificat fragmentele proiectilului, ale tinteii cat si particule noi generate. S-au masurat parcursurile urmelor, unghiul polar si azimutal al tuturor urmelor secundare. Pentru fiecare interactie s-a calculat marimea lui $Q =$

$\sum_i^N n_i Z_i$ (unde n_i este numarul de fragmente cu sarcina Z_i) care este o masura a parametrului de ciocnire. S-a studiat variatia diferitelor marimi in functie de numarul de masa al proiectilului, de masa tinteii, de parametrul de ciocnire (prin intermediul lui Q) si gradul de distrugere al proiectilului (prin intermediul marimii Z^{\max} care este valoarea cea mai mare a sarcinei dintr-o interactie). Frecventa diferitelor canale in diagramele topologice cu diferiti Q depinde de masa tinteii, dar pentru un Q dat este independent de N_h . Distribuatia evenimentelor in functie de Q arata ca pe masura ce creste masa proiectilului creste aportul ciocnirilor periferice (Q mare parametrul de ciocnire mic).

Pe tot parcursul prelucării materialului s-a perfecționat metoda de explorare și măsurare punându-se la punct un sistem automat pentru măsurările la microscop. Experiența acumulată și metodică înșusită va servi în continuare la prelucrarea emulsiilor iradiate cu ^{10}B și ^3He la energii de 1.2 AGeV. S-a studiat distribuția de sarcină a fragmentelor. Rezultatul analizei conduce la concluzia că producerea de fragmente este o suprapunere de diferite mecanisme. Procesul este însoțit de energii de excitare mici deoarece aceste fragmente sunt asociate cu o mică multiplicitate a urmelor provenite din țintă.

Analiza a arătat că dependența temperaturilor aparente ale fragmentelor cu unghiul polar de emisie, cu numărul atomic Z și cu multiplicitatea fragmentelor este utilă în estimarea puterii de stopare. Am evidențiat de asemenea modul în care protonul incident își eliberează energia și ponderea proceselor cinetice în procesele de multifragmentare a țintei.

Energia de legătură mică a clusterilor nucleari au făcut posibilă determinarea structurii nucleelor ca fiind asemănătoare moleculelor. Cea mai mare parte a acestora sunt nuclee radioactive, și dintre nucleele stabile cei mai apropiați vecini ai lor sunt deuteronul, ^3He și izotopi de ^6Li .

Gradul de disociere al nucleelor relativiste în interacțiile periferice poate ajunge la o distrugere totală în nucleoni și fragmente cu o singură încărcătură sau cu încărcătură dublă. În ciuda vitezei relativiste a mișcării fragmentelor sistemului ca un întreg, mișcarea relativă a fragmentelor este una non-relativistă. Prezentarea invariantă face posibilă extragerea calitativă de noi informații despre sistemele de câteva grupări de la fragmentarea nucleelor relativiste în interacții periferice. Tehnica emulsiilor nucleare permite observarea acestor sisteme până la cele mai mici detalii și oferă posibilitatea studierii lor experimentale.

Investigațiile fragmentării relativiste a nucleelor de la ^{10}Be până la ^{10}C servesc ca un fel de “caramizi” în construirea unei imagini complete a fazei de tranziție a nucleelor mai grele spre grupările cele mai ușoare. În rezolvarea unor asemenea probleme, energia nucleară de ordinul a mai mulți GeV per nucleon este optimă atâta timp cât la aceste energii conul de fragmentare relativistă are valoarea optimă ce poate fi măsurată de microscop.

Un studiu detaliat al ansamblurilor de fragmente nucleare face posibilă continuarea căutării stărilor complicate cvasi-stationare a fragmentelor. În scala nucleară a distanțelor și a excitațiilor, ele pot avea proprietăți ce le fac analoage gazelor diluate cuantice din fizica atomică la temperaturi ultra-reci. Dovada existenței unor asemenea sisteme poate avea câteva aplicații importante pentru problemele astrofizicii nucleare. În acest caz, jeturile de fragmente sunt un model microscopic în mediul stelar.

Studiul in laborator al fragmentarii nucleelor de ^{56}Fe a fost foarte dificil de realizat. Pana in prezent exista date disparate, nerelevante si doar la energii mici. Singurul mod de a efectua acest studiu este folosind rezolutia spatiala foarte buna a emulsiei nucleare, ceea ce permite vizualizarea interactiilor in geometrie 4π . Majoritatea particulelor elementare din radiatia cosmica au fost descoperite cu ajutorul emulsiilor nucleare.

Marimile fizice care au fost obtinute cu ajutorul emulsiilor sunt sectiunea eficace de interactie (ce poate fi determinata cu ajutorul parcurusului liber mediu), canale de dezintegrare si ratele de fragmentare (determinabile prin masuratori de sarcina).

In continuare voi rezuma pe scurt principalele informatii experimentale ale investigatiilor nucleelor de ^{56}Fe si formularea concluziilor care pot fi trase:

- ✓ Scopul principal al tezei a fost de a studia proprietatile generale ale interactiilor si de a le compara cu cele ale diferitelor modele, studierea ciocnirile centrale sau tranzitiile de faza, proprietatile neobisnuite ale materiei nucleare in conditii extreme de temperatura sau presiune. Telul nostru a fost de a studia ciocnirile periferice si proprietatile lor.
- ✓ Valoarea sectiunii eficace pentru interactia ^{56}Fe in emulsie este in acord cu valoarea obtinuta in aceasta teza
- ✓ Evaluam procentul de aparitii al evenimentelor tip H, CNO, AgBr ca functie de masa proiectilului. Observam o crestere a acestei valori cu valoarea masei proiectilului, in bun acord cu rezultatele altor lucrari.
- ✓ Toate interactiile analizate contineau un fragment greu. Fragmentele usoare ($Z = 3$) au fost emise in interactii cu 2 fragmente cu $Z \geq 3$.
- ✓ Distributia dupa numarul mediu, unghi polar si moment transversal al urmelor de diferite sarcini este oferit de stele atribuite ciocnirilor periferice.
- ✓ Un nou criteriu de selectie este sugerat pentru a selecta interactiile electromagnetice, care duc la cresterea numarului de evenimente de acest tip comparativ cu metoda clasica de abordare.

Efectele observate pot fi datorate reimprastierilor multiple, proceselor hard, corelatiilor intranucleare de raza scurta, repulsiei Coulombiene dintre clusteri, efectelor colective de fluid nuclear.

Pe de alta parte, datele ne permit sa tragem citeva concluzii independente de model. Datele noastre indica de exemplu ca nucleul partener nu e un simplu spectator a procesului de fragmentare.

Trasaturi speciale ale formarii de sisteme de nuclee extrem de usoare α , d și t au fost stabilite in multifragmentarea izotopilor stabili de Li, Be, B, C, N si O. La clusterizarea α , a

fost relevata o clusterizare a nucleonilor in forma deuteriului in dezintegrarile ${}^6\text{Li}$ si ${}^{10}\text{B}$ precum si in forma tritiului in dezintegrarile ${}^7\text{Li}$. Pe langa aceasta, disocierea multiparticula s-a dovedit a fi foarte importanta pentru aceste nuclee. Emulsiile expuse la izotopi relativisti de ${}^{14}\text{N}$ si ${}^{11}\text{B}$ sunt analizate cu scopul studierii clusterizarii de acest tip.

Emulsiile ofera o baza unica pentru reconstructia sistemelor multiparticula relativiste. Unele din aceste sisteme sunt asteptate sa joace rolul starilor initiale sau intermediare slab legate intr-o fuziune a mai mult de doua nuclee in nucleosintezele stelare. Bazele observatiilor din teza pot fi folosite in cautearea unor asemenea stari.

Cercetarea procesului de fragmentare este in plina desfasurare. In prezent sunt deja prelucrate si masurate interactiile de ${}^{10}\text{B}$ la 1.2 AGeV si sunt in lucru emulsiile expuse in fascicol de ${}^3\text{He}$ la 1.2 AGeV.

In paralel va continua procesul de automatizare al microscopelor de masurat si a prelucarii digitale al imaginilor din emulsiile nucleare pentru marirea randamentului si calitatii lucrarilor.

Bibliografie

Capitolul V

1. Web site of the Becquerel Project <http://becquerel.jinr.ru>
2. G.N. Chernov, K.G. Gulamov, U.G. Gulyamov, V.Sh. Navotny, N.V. Petrov, L.N. Svechnikova, *Fragmentation of relativistic ^{56}Fe nuclei in emulsion*, Nuclear Physics A412 (1984) 534-550
3. V.E. Dudkin et al, *Multiplicities of secondaries in interactions of 1.8 GeV/nucleon ^{56}Fe nuclei with photoemulsion and the cascade evaporations model* Nucl. Phys A 1990 509 783
4. L.K. Mangotra et al., *Characteristics of ^{56}Fe -emulsion interactions at 1.7Gev/A* IL Nuovo Cimento 87A, 279 (1985)
5. V. Singh, B. Bhattacharjee, S. Sengupta, A. Mukhopadhyay, *Estimation of Impact Parameter on event-by-event basis in Nuclear Emulsion Detector*, arXiv:nucl-ex/0412051
6. Haret C. Rosu, *One mean free path of relativistic heavy ion in nuclear emulsion* Acta Physica Polonica B Vol 25 nr 10 1994
7. R R Joseph, I D Ojha, B K Singh and S K Tuli, *Some general properties of projectile fragments in ^{40}Ar interaction in nuclear emulsion at 1.8 A_GeV* J Phys G; Nucl Part Phys 18
8. W.H. Barkas, *Nuclear Research Emulsion (part I)*, New York and London Academic) p 73, 1963.
9. M. I. Adamovich et al *Fragmentation and Multifragmentation of 10.6 A GeV Gold Nuclei.*, Eur. Phys. J. A **5**, 429 (1999)
10. M. El-Nadi, M. S. El-Nagdy, N. Ali-Mossa, A. Abdelsalam, A.M. Abdalla, and A. A. Hamed ., *Fragmentation of ^{28}Si in nuclear emulsion* J. Phys. G **25**, 1169 (1999)
11. M.L. Cherry, A. Dabrowska, P. Deines-Jones, R. Holynski, B.S. Nilsen, A. Olszewski, M. Szarska, A. Trzupek, C.J. Waddington, J.P. Wefel, B. Wilczynska, H. Wilczynski, W. Wolter, B. Wosiek, K. Wozniak, *Fragmentation and particle production in interactions of 10.6 GeV/N gold nuclei with hydrogen, light and heavy targets* Eur. Phys. J. C **5**, (641)1998
12. R. Bhanja, N.A.L. Devi, Z.R.R. Joseph, I.D. Ojha, M. Shyan and S.K. Tuli 1983 *Nucl. Phys A* 411 507
13. B. Jakobsson and R. Kullberg, *Interaction of 2GeV/nucleon ^{16}O with light and heavy emulsion nuclei* Phys. Scr, 1976 ,13 327

14. C. Bjarle, N.Y. Herrstom, R. Kullberg, A. Oskarsson and I. Otterlund *The Breakup Of O-16 Into He: An Event By Event Study Of Nucleus-Nucleus Collisions At 75-Mev/A, 175-Mev/A And 2000-Mev/A*, Nucl. Phys. A 381 1982 544-556
15. G. Singh, K. Sengupta, and P. L. Jain, *Electromagnetic dissociation of ^{32}S at ultrarelativistic energy in nuclear emulsion*, Phys., Rev. C 41, 999-1004
16. D. A. Tidman, E. P. George and A. J. Herz, *The Production of Delta-Rays in Nuclear-Research Emulsions*, 1953 *Proc. Phys. Soc. A* **66** 1019-1031
17. P.G.Hansen, A. S.Jensen Nuclear halos *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* 1995 45:591-634.
18. A.H.Wuosamaa, R.R. Betts, M.Freer, B.R.Fulton Recent advances in the study of nuclear clusters *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* 1995 45:89-131.
19. M.I.Adamovich et al. Interactions of Relativistic ^6Li nuclei with Photoemulsion Nuclei *Phys.At. Nucl.*, vol.. 62, N8, 1999, pp 1378-1387.
20. P. A. Rukoyatkin, V. V. Rusakova, P. I. Zarubin, S. Vokal,... Beryllium Clustering Quest in Relativistic Multifragmentation - BECQUEREL Project – aprobat de JINR PAC, aprilie 2003.
21. T.V. Schedrina et al. “Peripheral interactions of relativistic N-14 nuclei with emulsion nuclei.” - *Contributed to Russian Academy of Sciences Conference, Moscow, Russia, 5-9 Dec 2005*; e-print: <http://arxiv.org/abs/nucl-ex/0605022>
22. R. Stanoeva Draft of MS Thesis (25.03.2005)

Concluzii

Fragmentarea nucleelor relativiste este un proces bine definit in cadrul interactiilor la energii mari intre sisteme multibarionice. Studiarea experimentală a acestui proces este esentială, pentru largirea cunoasterii in domeniul interactiilor ionilor grei, pentru a extrage informatii asupra proprietatilor materiei in conditii extreme si pentru cunoasterea parametrilor de fragmentare care este absolut necesara in studiul modului in care spectrul radiatiei cosmice se modifica in decursul traversarii universului.

Prima informatie experimentală asupra fragmentarii a fost obtinuta in radiatia cosmica. Accelerarea de ioni grei la marile acceleratoare ale lumii ofera posibilitatea de studiere detaliata a acestui fenomen, in conditii mult mai favorabile, energia si natura particulei primare cunoscandu-se precis. Totusi, energiile ultrainalte ca cele intalnite in radiatia cosmica inca nu au fost atinse in laborator.

Fizica clusterizarii nucleare, adica formarea de clusteri dintr-un nucleu parinte in interactii nucleu-nucleu la energii inalte, a avut o atentie sporita din partea cercetatorilor. Aceasta atentie nu este datorata doar interesului in nucleosinteza si a dorintei de a intelege problemele generale ale sistemelor cu multe particule ci si datorita interesului in teoria superstringurilor si a descoperirii recente a condensatelor de particule Bose si Fermi.

In efectuarea investigatiilor privind interactiile nucleelor radioactive usoare cu nuclee ale emulsiei nucleare a fost folosit una si aceiasi metoda pentru studierea sistematica a structurii catorva nuclee imbogatite in protoni. Atentia a fost indreptata in cautarea manifestarilor unei structuri de tip halou de protoni, si a structurilor cu miez de nucleu instabil. Determinariile sectiunii eficace totale pentru interactiile inelastice ale nucleelor in emulsie, fac posibila estimarea razei nucleului. In emulsia nucleara, se masoara sarcina totala a fragmentelor si sunt detectate evenimentele cu schimb de sarcina a nucleului primar. Rezultatele acestor studii au fost insemnate. Acestea sunt folositoare pentru intelegerea caracteristicilor particulare ale structurii nucleelor in chestiune.

In ciuda restrictiilor statistice, emulsiile nucleare asigura starea initiala a investigatiilor intr-o maniera impartiala si permit dezvoltarea de scenarii pentru experimentele respective. Observatiile experimentale in legatura cu aspectele de fizica nucleara a catorva corpuri pot fi descrise intr-o forma relativist invarianta permitand sporirea fundamentului fizicii nucleare a modelului nucleosintezei.

Avantajele tehnicii emulsie nucleare sunt exploatate cel mai complet in studiul fragmentarii periferice a nucleelor stabile usoare si a nucleelor cu deficient de neutroni.

Se poate trage concluzia ca metoda emulsiei nucleare poate deveni o sursa destul de importanta in obtinerea informatiilor complete privind problema clusterizarilor si a halo-urilor de protoni in nuclee. Informatiile provenite din fragmentarea nucleara pot oferi date pretioase in privinta nucleelor nelegate de tipul ${}^5\text{He}$, ${}^5\text{Li}$, ${}^8\text{Be}$ ca “intermediari” importanti in nucleosinteza stelara.

In aceasta teza metoda emulsiilor nucleare a fost folosita pentru intelegerea caracteristicilor particulare ale structurii nucleului de ${}^{56}\text{Fe}$.

Pe perioada cercetarilor au fost indicate oportunitatile cheie ale acestei metode in aplicarea fragmentarii relativiste si a clusterizarii nucleare. Au fost efectuate masuratori in vederea

- ✓ definirii sarcinilor urmelor primare si secundare;
- ✓ definirea caracteristicilor unghiulare ale urmelor;
- ✓ determinarii de sectiunii eficace de interactie
- ✓ determinarea sarcinilor fragmentelor rezultate in urma interactiilor

Aceste masuratori au fost folosite pentru intelegerea caracteristicilor particulare ale structurii de ${}^{56}\text{Fe}$.

Investigatiile efectuate stimuleaza dezvoltarea tehnicii emulsiilor in laboratoarele care participa la colaborarea BECQUEREL. Rezultatele pot fi folosite in planificarea viitoarelor studii folosind fascicolul de la Nuclotron, in particular pentru formarea declansarilor de reactie in inregistrarea particulelor prin metode electronice.

Mulumiri

Aceasta lucrare nu ar fi fost posibila fara sustinerea in totalitate a familiei, a profesorilor si colegilor. Daca ar trebui sa imi exprim in scris totala multumire fata de toti cei care m-au sustinut ar insemna sa redactez o noua lucrare de "doctorat" doar cu multumiri. Am sa incerc sa ma restrang doar la cateva cuvinte intelegand prin acestea sutele si miile mele recunostinte. Formarea unui om nu depinde numai de el ci mai ales de oamenii cu care interactioneaza si din acest punct de vedere ma pot considera fericit sa am parte de o familie frumoasa si intelegatoare, colegi cu caracter ales si profesori de cea mai inalta pregatire.

*Sincere multumiri adresez pe aceasta cale domnului **Prof. Univ. Dr. Alexandru Jipa** pentru discutiile extrem de competente si utile precum si pentru abordarea deschisa a problemelor prezente in teza de doctorat.*

*Tin sa multumesc in mod deosebit doamnei **Dr. Maria Haiduc** pentru sprijinul permanent, sfaturile deosebit de competente si utile, atat pe perioada elaborarii tezei de doctorat cat si pe durata celor 9 ani de activitate sub permanenta indrumare a domniei sale.*

*Mulumiri adresez domnului Director al Institutului de Stiinte Spatiale din Bucuresti-Magurele, inginer fizician **Dr. Dumitru Hasegan**, pentru totala incredere acordata si pentru sprijinul permanent primit in cadrul institutului condus de domnia sa.*

*Tin sa multumesc domnului fizician **Dr. Cecil-Pompiliu Grunfeld**, seful Laboratorului de Cercetari Spatiale din cadrul Institutului de Stiinte Spatiale - Bucuresti-Magurele, pentru deosebita intelegere de care a dat dovada si pentru sprijinul permanent acordat.*

*Autoarea multumeste pentru sprijinul care i-a fost acordat in perioada 2002 - 2004 si pentru sfaturile utile primate, domnului **Prof. Univ. Dr. Calin Besliu**.*

*Cuvinte de multumire adresez, kolei mele: **Drd. Alina-Tania Neagu**, pentru ajutorul primit din partea ei pe parcursul redactarii tezei. Multumiri vreau sa adresez doamnelor tehniene **Ana Golea, Aurelia Critescu, Veronica Catrina** pentru ajutorul acordat in masurarea emulsiilor nucleare.*

*Mulumesc pe aceasta cale si koleilor mei **Dr. Marius Rujoiu, Dr. Ion-Sorin Zgura** si **Dr. Daniel Felea** pentru ajutorul furnizat pe tot parcursul elaborarii tezei.*

Adresez multumiri pentru continua sustinere si colegialitatea de care au dat dovada colegilor mei de la Institutul de Stiinte Spatiale: Drd. Ionel Stan, Drd. Andrea Danu, Drd. Veta Ghenescu, Drd. Adrian Sevcenco, Drd. Ciprian-Mihai Mitu, Drd. Mihai-Petru Potlog.

Autoarea vrea sa multumeasca, unui prieten drag care a sustinut-o si ajutat-o mereu Drd. Liviu Nedelcu.

Nu in ultimul rand as vrea sa multumesc parintilor mei Elena si Ion, fratelui meu Razvan si sotului meu Florin pentru intreaga sustinere/finantare dealungul anilor de studiu, fara acest suport orice referire la acesta teza s-ar fi oprit de mult. Tot ce au facut pentru mine a fost din inima, s-a simtit asta, si nu doar atat ci tin deasemenea sa le multumesc pentru calda lor prietenie si intelegere.