

UNIVERSITATEA BUCUREȘTI
FACULTATEA DE FIZICĂ
Catedra de Fizică atomică și nucleară

Prof.univ.dr.Călin BEȘLIU

Conf.univ.dr.Alexandru JIPA

ELEMENTE
de
FIZICĂ NUCLEARĂ RELATIVISTĂ

- Note de seminar și îndrumător de laborator -

București

1999

Cuprins

Introducere

ELEMENTE FUNDAMENTALE DE FIZICA NUCLEARA RELATIVISTA

I. Considerații asupra modelării dinamicii ciocnirilor nucleare relativiste

- I.1. Diferențe în modelarea dinamicii ciocnirilor nucleare la diverse energii*
- I.2. Influența geometriei ciocnirii asupra dinamicii ciocnirilor nucleare la energii peste 1 GeV/nucleon*
- I.3. Tipuri de modelări ale dinamicii ciocnirilor nucleare relativiste*
- I.4. Mijloace și metode de investigare experimentală a dinamicii ciocnirilor nucleare relativiste*

II. Spectrometrul SKM 200 de la IUCN Dubna

- II.1. Descrierea spectrometrului SKM 200. Caracteristici tehnice și posibilități de identificare a diverselor tipuri de particule*
 - II.1.1. Prezentare generală*
 - II.1.2. Descrierea spectrometrului SKM 200 de la IUCN*
 - II.2. Obținerea datelor experimentale la Spectrometrul SKM 200*

METODE DE PRELUCRARE A DATELOR EXPERIMENTALE ȘI DE PREZENTARE A REZULTATELOR EXPERIMENTALE

III. Erori experimentale. Metode de înregistrare a datelor experimentale

- III.1. Definiții. Tipuri de erori. Metode de aproximare*
- III.2. Analiza grafică*

IV. Noțiuni de teoria probabilităților

- IV.1. Noțiuni fundamentale*
- IV.2. Parametrii populației*
- IV.3. Distribuții pentru populații. Legături cu momente și cumulanți*

V. Probe experimentale din populații

- V.1. Noțiuni fundamentale*

- V.2. Distribuții asociate probelor experimentale*
- V.3. Erori experimentale. Formula de propagare a erorilor*
- V.4. Metode de fit pentru distribuțiile experimentale*
 - V.4.1. Considerații generale*
 - V.4.2. Metoda celor mai mici pătrate*
 - V.4.2.1. Principiul metodei*
 - V.4.2.2. Aplicarea metodei celor mai mici pătrate*
 - V.4.3. Distribuția χ^2*
 - V.4.4. Distribuția t*
 - V.4.5. Distribuția F*

LUCRĂRI DE LABORATOR BAZATE PE INFORMAȚIA OBȚINUTĂ CU AJUTORUL SPECTROMETRULUI SKM 200 DE LA IUCN DUBNA

I. Lucrarea de laborator

Explorare și măsurare prin metoda "muncii de sclav"

II. Lucrarea de laborator

Reconstrucția geometrică a traiectoriilor înregistrate în camera cu streamer a spectrometrului SKM 200

III. Lucrarea de laborator

Metodă experimentală de determinare a secțiunii eficace pentru ciocniri nucleu-nucleu la 4.5 A GeV/c în experimente folosind spectrometrul SKM 200

IV. Lucrarea de laborator

Determinarea multiplicității particulelor cu sarcină. Distribuții de multiplicitate

V. Lucrarea de laborator

Determinarea numărului de protoni participanți în ciocniri nucleu-nucleu la 4.5 A GeV/c

VI. Lucrarea de laborator

Identificarea particulelor cu sarcină stopate în camera cu streamer a spectrometrului SKM 200

INTRODUCERE

Conf.univ.dr.Alexandru Jipa

Fizica nucleară relativistă este un domeniu nou la Fizicii nucleare. Deși a apărut, în formă inițială, în anul 1948, prin descoperirea de către Freier și colaboratorii săi a componentei de ioni grei relativști a radiației cosmice primare, *Fizica nucleară relativistă* s-a dezvoltat cu adevărat abia după intrarea în funcțiune a primelor sisteme de accelerare pentru ioni grei relativști. Primul sistem de accelerare de acest tip a intrat în funcțiune în anul 1970 la *Institutul Unificat de Cercetări Nucleare (IUCN) de la Dubna* (fosta U.R.S.S., Rusia - în prezent). În cei peste 27 de ani studiile de Fizică nucleară relativistă au cunoscut o dezvoltare deosebită, performanțele sistemelor de accelerare și cele ale sistemelor de detecție crescând continuu. Astăzi pot fi accelerate nuclee cu numere de masă mai mari de 200 la energii de 150-200 GeV/nucleon și pot fi detectate simultan câteva mii de particule. De aceea, gama fenomenelor puse în evidență este extrem de diversă și foarte bogată în informații, evidențiindu-se rolul Fizicii nucleare relativiste de punte de legătură între Fizica nucleară clasică, Fizica particulelor elementare și Cosmologie.

Avându-se în vedere importanța domeniului, bogăția informațiilor, deschiderile oferite, profunzimea conexiunilor cu alte domenii, precum și contribuțiile fizicienilor români la dezvoltarea acestui domeniu, în anul universitar 1990-1991, s-a introdus cursul de ***Fizică nucleară relativistă*** pentru studenții din anul V care se specializează în domeniul ***Fizicii nucleare și Fizicii particulelor elementare***. În cadrul programei actuale a secției de ***Fizică*** acesta face parte din pachetul de *cursuri opționale* pentru studenții din anul IV care doresc să se specializeze în domeniul ***Fizicii nucleare și Fizicii particulelor elementare***.

Prezentul manual include câteva considerații generale asupra ciocnirilor nucleare relativiste și un set de lucrări de laborator necesare pentru aprofundarea unor cunoștințe de bază din domeniul Fizicii nucleare relativiste. Aceste lucrări sunt legate de datele experimentale obținute în cadrul colaborării SKM 200 de la IUCN Dubna, colaborare din care grupul condus de ***Prof.univ.dr.Călin Beșliu*** a făcut parte. *El poate fi util tuturor celor care*

*doresc să se inițieze în acest fascinant domeniu, precum și doctoranzilor din domeniu. Este rodul muncii de aproape două decenii desfășurată de grupul de cercetare condus de domnul Prof.univ.dr.Călin Beșliu. La realizarea lui în forma finală au contribuit și cei patru studenți care au urmat cursurile de studii aprofundate în **Fizica nucleară și Fizica particulelor elementare** (anul VI), în anul universitar 1996-1997, anume: Mircea Acu, Laurențiu Aioanei, Răzvan Moașa și Ion Sorin Zgură (acesta având cea mai importantă contribuție). Ei au asigurat forma "conversațională" a programelor asociate unor lucrări de laborator incluse în manual. În munca lor au fost sprijiniți și de Asist.univ.drd.Radu Zaharia. Tuturor, sincere mulțumiri!*

ELEMENTE FUNDAMENTALE DE FIZICĂ NUCLEARĂ RELATIVISTĂ

CAPITOLUL I

CONSIDERAȚII ASUPRA MODELĂRII DINAMICII CIOCNIRILOR NUCLEARE RELATIIVISTE

Prof.univ.dr.Călin Beșliu, Conf.univ.dr.Alexandru Jipa

I.1. Diferențe în modelarea dinamicii ciocnirilor nucleare la diverse energii

Pentru descrierea ciocnirilor nucleare la diferite energii trebuie să se ia în considerare comportarea lungimii de undă de Broglie, λ_B , și a drumului liber mediu, λ [1,2]. Aceste două mărimi permit o selectare corectă a tipului de mecanism de interacție. Se are în vedere faptul că lungimea de undă de Broglie asociată nucleonului din nucleu - în sistemul centrului de masă - dă o măsură a micimii necesare sistemului incident pentru a "observa" ținta, la o energie dată, în timp ce drumul liber mediu al nucleonilor în nucleu dă o măsură a posibilității evidențierii unor interacții tari nucleon-nucleon.

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

În cazul energiilor joase și intermediare, pentru care sunt satisfăcute relațiile $\lambda_B \gg R_T$, $\lambda \gg R_T$, nucleul țintă este "observat" ca un întreg și, de aceea, descrierea interacției se face, în principal, prin împrăștiere pe potențiale.

Pentru energii înalte - energii pentru care $p^2 \geq m_N^2$ (p este impulsul pe nucleon al nucleului incident, iar m_N este masa de repaus a nucleonului liber) - ciocnirea a două nuclee, în sistemul centrului de masă, se poate descrie luând în considerare faptul că lungimea de undă

de Broglie, λ_B , este mai mică decât distanța inernucleonică medie în nucleu, d , iar drumul liber mediu, λ , este mai mic decât raza nucleului țintă, R_T . În aceste condiții - $\lambda_B \ll d$, $\lambda < R_T$ - cele două nuclee sunt considerate ca doi "nori" de nucleoni, iar ciocnirea lor determină, în zona de suprapunere, ciocniri secvențiale nucleon-nucleon prin interacții tari. Apar, astfel, două regiuni distincte care au caracteristici dinamice diferite [1-11].

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

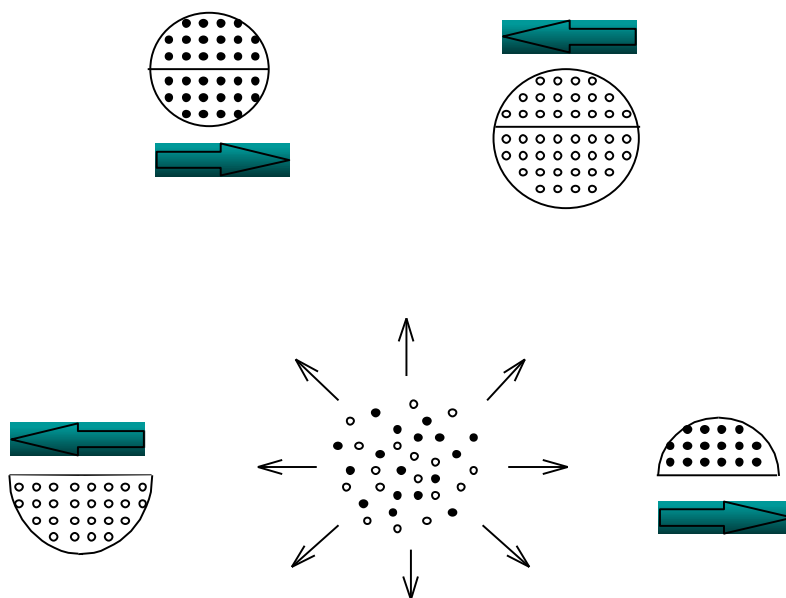


Fig.I.1. Imaginea participanți-spectatori

Este de așteptat ca în regiunea participantă să se producă variații semnificative ale densității și temperaturii materiei nucleare formate prin ciocnire, iar evoluția acestei materii nucleare comprimate și fierbinți necesită cunoașterea unui număr important de mărimi fizice cu semnificație dinamică [1-11]. De asemenea, regiunea spectatoare va influența dinamica ciocnirii prin dimensiuni, contact cu regiunea participantă, absorbție de particule generate din regiunea participantă ș.a. [1-4,6,7,10-12]. Această imagine geometrică a ciocnirilor nucleare la energii înalte se numește imaginea participanți-spectatori.

Modelarea dinamicii acestei regiuni presupune folosirea unei game extrem de diverse

de concepte, de la cele clasice la cele cuantice cu luarea în considerare a geometriei și simetriei ciocnirii [1,2,4,6,7,11,13-18].

În materia nucleară fierbinte și densă formată se pot produce diferite fenomene "exotice"/"anomale" și pot apărea diferite tranziții de fază în materia nucleară aflată la diferite temperaturi și densități. Gama acestor tranziții este extrem de diversă [1-6]. Punerea în evidență a unor astfel de stări și fenomene în ciocniri nucleu-nucleu la energii peste 1 GeV/nucleon este extrem de importantă în cunoașterea structurii și proprietăților materiei nucleare la nivel nucleonic și subnucleonic.

1.2. Influența geometriei ciocnirii asupra dinamicii ciocnirilor nucleare la energii peste 1 GeV/nucleon

Imaginea participanți-spectatori a ciocnirilor nucleare relativiste face ca geometria ciocnirii să joace un rol extrem de important în descrierea dinamicii acestor ciocniri. Este important de subliniat, în acest context, faptul că rolul geometriei ciocnirii a fost stabilit încă din etapa razelor cosmice [19,20]. De aceea, în analiza datelor experimentale se face distincție între diferite tipuri de experimente - inclusive, semiexclusive și exclusive - și, mai ales, între ciocniri periferice și ciocniri centrale [5,7,10,11,21-23]. De asemenea, în descrierea dinamicii ciocnirilor nucleu-nucleu la energii înalte simetria nucleu incident-nucleu țintă joacă un rol important [1-4,8,24,25].

Relevarea unor stări și fenomene anomale în ciocniri nucleu-nucleu la energii mai mari de 1 GeV/nucleon va fi strâns legată de geometria ciocnirii și de simetria ciocnirii. Acestea vor determina un anumit raport între regiunea participantă și regiunea (regiunile) spectatoare, ceea ce va face ca fenomenele de la suprafața de contact dintre cele două regiuni să fie mai ușor sau mai dificil de observat și de separat din punct de vedere experimental [3,4,7,11].

Importanța geometriei și simetriei ciocnirilor nucleare relativiste este subliniată și de faptul că toate modelele propuse fac apel la acestea, iar analizarea datelor experimentale și discutarea rezultatelor experimentale nu este posibilă decât în cazul luării în considerare a acestor aspecte. Este important de subliniat faptul că stabilirea unei relații de legătură între diferite mărimi fizice de interes pentru ciocniri periferice, de exemplu, nu presupune - decât în puține cazuri - găsirea unor relații similare pentru ciocniri centrale. Un exemplu semnificativ în

acest sens îl reprezintă secțiunile eficace [26].

Luarea corectă în considerare a contribuțiilor celor două tipuri de regiuni va face posibilă o mai profundă cunoaștere a dinamicii acestor ciocniri și a fenomenelor care au loc în materia nucleară fierbinte și densă formată în regiunea de suprapunere a nucleelor care se ciocnesc [3,4,7,11,12,27-29].

I.3. Tipuri de modelări ale dinamicii ciocnirilor nucleare relativiste

Ciocnirile nucleu-nucleu la energii înalte se caracterizează prin secțiuni eficace mari, multiplicități mari ale particulelor cu sarcină și fragmentelor, precum și prin abundența particulelor neutre în starea finală [1-4,7,19,20,22,30,31]. Aceste caracteristici fac dificilă descrierea dinamicii acestor ciocniri. Diversitatea și complexitatea fenomenelor care se pot produce în ciocniri nucleu-nucleu la energii înalte complică la rândul lor dinamica ciocnirii și fac extrem de dificilă separarea contribuțiilor specifice.

Pentru descrierea teoretică completă a dinamicii ciocnirilor nucleare relativiste ar fi necesară o teorie a mai multor corpuri, cuantică, relativistă, dependentă de timp, care să includă toate gradele de libertate hadronice [14,15]. Cum o astfel de teorie nu se poate constitui în prezent, pentru descrierea dinamicii ciocnirilor nucleare relativiste s-a urmat și se urmează calea modelelor de diverse tipuri, modele care urmează căi mai tratabile, cu simplificări și aproximații corespunzătoare [1-4,7,13-18]. Căile teoretice de abordare a dinamicii ciocnirilor nucleare relativiste trebuie să permită și crearea unor legături între mărimile determinabile experimental, pe de o parte, și mecanismele de ciocnire propuse și proprietățile sistemului nuclear format prin ciocnire.

Luarea în considerare a diverselor aspecte ale dinamicii ciocnirilor nucleare relativiste a condus la apariția a numeroase modele care folosesc un număr mare de concepte, de la cele clasice la cele mai moderne, specifice modelului standard [32-34].

Printre conceptele cele mai des folosite în descrierea dinamicii ciocnirilor nucleare relativiste de o largă răspândire se bucură cele statistice și hidrodinamice [13-16,20,21,34-37]. Caracterizarea stărilor și proprietăților materiei nucleare, în condițiile în care densitățile și temperaturile foarte mari atinse în regiunea de suprapunere a nucleelor care se ciocnesc

durează timpi de ordinul câtorva Fm/c , se poate face, totuși, folosind ipoteza echilibrului global - cazul modelelor termodinamice [38-41] - sau ipoteza echilibrului local - cazul modelelor hidrodinamice [42-46]. Folosirea ipotezei echilibrului în materia nucleară fierbinte și densă permite introducerea unor variabile specifice ansamblurilor statistice de tip canonic, cum ar fi temperatura și densitatea. În acest caz se pot defini diferite mărimi fizice de interes ca funcții de variabilele canonice, precum și relații de legătură între diferitele mărimi de interes, folosind relații termodinamice obișnuite [47,48]. Cea mai importantă relație care se dorește a fi obținută este ecuația de stare a materiei nucleare [49,50].

În descrierea dinamicii ciocnirilor nucleare relativiste se folosesc frecvent teorii legate de câmpul mediu. În acest caz este necesară folosirea ecuației Dirac dependente de timp, pentru descrierea proceselor în care sunt implicați nucleonii. De asemenea, este necesară luarea în considerare a câmpurilor mezonice - atractive și repulsive - precum și a interacțiilor mezon-barion, ceea ce implică folosirea ecuațiilor Klein-Gordon și Proca sau a altor tipuri de ecuații și potențiale [14-16,32-34,51-53]. Dacă în cazul modelelor considerate anterior era importantă găsirea unei ecuații de stare corespunzătoare a materiei nucleare folosind concepte și relații termodinamice și hidrodinamice, în acest caz este importantă scrierea unui lagrange-ian efectiv în termenii unor energii cinetice și potențiale corespunzătoare, care să permită folosirea de mase și constante de cuplaj fenomenologice. În funcție de numărul și natura termenilor introduși în lagrange-ian se poate descrie materia nucleară infinită la temperaturi și densități diferite. Obținerea ecuației de stare este posibilă, în acest caz, prin introducerea în lagrange-ian a unor termeni legați de mase efective, compresibilitate, potențial chimic, presiune ș.a.

Comportarea materiei nucleare în condiții extreme este una din problemele cele mai provocatoare care se pun Fizicii nucleare relativiste, iar răspunsul corect la această problemă poate să aibă consecințe în domenii care depășesc cadrul strict al acestui domeniu al Fizicii nucleare, dar care depind semnificativ de proprietățile materiei nucleare într-un domeniu foarte larg de densități și temperaturi. Printre acestea se numără mecanismul de explozie al supernovelor, structura internă a stelelor neutronice, formarea materiei în timpul evoluției Universului timpuriu, imediat după Explozia primordială. De aceea, gama conceptelor folosite pentru descrierea dinamicii ciocnirilor nucleare relativiste se diversifică continuu, iar gama stărilor și fenomenelor "exotice"/"anomale" observabile este foarte largă, în acord cu creșterea energiei pe nucleon pentru fasciculul incident, precum și cu numărul de masă al nucleului

incident.

În acest context este de remarcat teoria microscopică dinamică de n corpuri cunoscută și sub numele de "dinamică moleculară cuantică" [54,17]. Această teorie este o extindere cuantică a dinamicii moleculare clasice folosită în studii de chimie și astrofizică. Trebuie subliniat faptul că se pleacă de la ecuația Schrödinger pentru n corpuri și se obține ecuația de evoluție în timp pentru transformata Wigner a unei matrice de densitate de n corpuri. Evoluția în timp este legată atât de partea reală cât și de partea imaginară a matricei de tranziție, iar obținerea soluțiilor necesare este legată de folosirea unor sisteme de calcul cât mai puternice. De aceea, este necesară folosirea unui set complet și coerent de ipoteze simplificatoare pentru rezolvare. Principalele direcții de studiu sunt, în acest caz, fenomenele de fragmentare și obținerea ecuației de stare. În acest context trebuie subliniate extrem de interesante rezultate asupra unor stări și fenomene "exotice" în materia nucleară fierbinte și densă, precum și sublinierea rolului fundamental al ciocnirilor nucleare la energii înalte și foarte înalte în cunoașterea structurii materiei, precum și în elucidarea proceselor care au succedat imediat Exploziei primordiale.

Diversele tipuri de modele propuse pentru descrierea dinamicii ciocnirilor nucleare relativiste și ultrarelativiste trebuie să ia în considerare multe din aspectele majore, inclusiv producerea unor tranziții de fază și apariția unor stări și fenomene "exotice" în materia nucleară fierbinte și densă.

In funcție de tăria conceptelor folosite și de calitatea unor răspunsuri oferite modelele propuse se pot clasifica astfel:

- (i) ecuații de mișcare clasice nerelativiste și relativiste;*
- (ii) problema a n corpuri și ecuații Hartree-Fock dependente de timp;*
- (iii) ecuația Boltzmann;*
- (iv) ecuația Vlasov și ecuația Vlasov-Uenling-Uhlenbeck;*
- (v) ciocniri nucleon-nucleon și cascade intranucleare;*
- (vi) hidrodinamică și termodinamică în ipoteza echilibrului local și global;*
- (vii) cromodinamică cuantică și noțiuni de astrofizică.*

În cadrul cursului se vor detalia multe din aceste concepte.

I.4. Mijloace și metode de investigare experimentală a dinamicii ciocnirilor nucleare relativiste

Ciocnirile nucleu-nucleu la energii înalte și foarte înalte sunt extrem de complexe și, de aceea, obținerea de informații experimentale semnificative necesită metode și mijloace experimentale corespunzătoare. *Este necesar ca acestea să asigure o analiză rapidă, corectă și completă a informației.*

Din punct de vedere experimental și teoretic studiile de Fizică nucleară relativistă cunosc două etape distincte, anume:

(i) etapa razelor cosmice [19,20];

(ii) etapa sistemelor de accelerare [19,20].

Prima din aceste etape a debutat în anul 1948 odată cu descoperirea de către Freier și colaboratorii săi a componentei de ioni grei relativiști a radiației cosmice primare și folosirea ei în experimente care foloseau ca sisteme de detecție emulsiile nucleare. Acestei prime etape din dezvoltarea Fizicii nucleare relativiste îi revine meritul de a fi relevant - în pofida dificultăților legate de condițiile experimentale - problemele fundamentale ale domeniului.

Trebuie arătat că în cazul radiației cosmice primare componenta de ioni grei relativiști se caracterizează *printr-o intensitate slabă, iar erorile experimentale în determinarea sarcinii, masei și energiei ionilor componenți sunt mari.* Controlul extrem de limitat asupra condițiilor experimentale - incluzând imposibilitatea plasării sistemelor de emulsii nucleare în câmpuri magnetice adecvate - nu a permis crearea de aranjamente experimentale care să permită "pași" prea numeroși în aprofundarea domeniului. Totuși, experimentele făcute au permis să se sublinieze rolul hotărâtor al geometriei ciocnirii în dinamica ciocnirii, determinarea unor caracteristici de bază - secțiuni eficace mari și multiplicități mari pentru diferite tipuri de particule - precum și evidențierea unor fenomene "exotice", cum ar fi producerea de hipernuclee [4,55].

Cea de a doua etapă a început odată cu intrarea în funcțiune a primului sistem de accelerare pentru ioni grei relativiști, în luna august a anului 1970, la Institutul Unificat de Cercetări Nucleare (IUCN) de la Dubna (azi, în Rusia) [56-58,19,20,4]. Acest sistem de accelerare a fost Sincrofazotronul U-10 - care accelera până atunci protoni la energii de 10

GeV - dotat cu o nouă sursă de ioni și un accelerator liniar intermediar pentru injectarea fasciculului dorit în sincrofazotron. Dacă la început se puteau accelera numai deuteroni la 4.5 A GeV/c, după anul 1974 - când s-a pus în funcțiune o nouă sursă de ioni - s-au putut accelera, la aceeași energie pe nucleon, nuclee cu numere de masă $A \leq 20$. Sursa de ioni folosită era cu fascicul de electroni, criogenizată (CREBIS = CRyogenic Electron Beam Ion Source). Ea necesită un vid înalt (10^{-11} Torr) și un câmp magnetic longitudinal intens. Principiul de funcționare este următorul: o anumită cantitate de ioni unisarcină ai elementului de accelerat este introdusă într-un fascicul de electroni de densitate foarte mare (sute de A/cm^2), ionii suferă oscilații radiale sub acțiunea câmpului electric al sarcinii spațiale electronice, iar în urma interacțiilor electron-ion se produc ionizări multiple ale ionilor unisarcină inițiali, ceea ce face mai ușoară accelerarea acestora. Intensitățile atinse sunt cuprinse între 10^4 (^{20}Ne) și 10^{12} (d) nuclee/puls.

Până în anul 1986 s-au pus în funcțiune și alte sisteme de accelerare pentru ioni grei relativiști, energia la care se făcea accelerarea fiind de câțiva GeV/nucleon. Astfel, în anul 1971 s-a pus în funcțiune - pentru numai 1 an - un sistem de accelerare pentru ioni grei relativiști la Princeton (S.U.A.) [19,20,56,58].

Tot în anul 1971, la *Lawrence Berkeley Laboratory (S.U.A.)*, s-au făcut primele experimente de Fizică nucleară relativistă folosindu-se tot un sincrotron de protoni modificat, anume *Bevatron-ul* [19,20,56,58,59]. În acest tip de experimente s-au folosit două variante de sisteme de accelerare, anume:

- (a) *Bevatron-ul* - care implică sursa de ioni, un accelerator liniar de ioni grei de energii joase (5 MeV/nucleon) - ca injector - și sincrotronul Bevatron;
- (b) *Bevalac-ul* - care implică aceeași sursă de ioni, un accelerator liniar de ioni grei de energii joase cunoscut sub numele de *Superhilac* (8.5 MeV/nucleon) - ca injector - și sincrotronul Bevatron.

Sistemul de accelerare *Bevatron* permite accelerarea numai a nucleelor de ^4He și ^{12}C la energii cuprinse între 0.1 și 2.1 GeV/nucleon, iar sistemul de accelerare *Bevalac* permite accelerarea nucleelor cu numere de masă cuprinse între 6 și 20 la energii cuprinse tot între 0.1 și 2.1 GeV/nucleon. Intensitățile fasciculelor sunt cuprinse între 10^8 - 10^{10} nuclee/fascicul la ambele sisteme de accelerare, iar ratele de extragere a fasciculelor sunt cuprinse între 10 fascicule/min (pentru energii mai mari de 0.4 GeV/nucleon) și 15 fascicule/min (pentru energii mai mici de 0.4 GeV/nucleon).

Trebuie menționat faptul că sistemul de accelerare Bevalac permite accelerarea - la energii până la 1.8 GeV/nucleon și intensități între 10^4 și 10^8 nuclee/fascicul - unor nuclee cu numere de masă mult mai mari, și anume: ^{40}Ar , ^{56}Fe , ^{93}Nb , ^{238}U .

Pentru unele studii de Fizică nucleară relativistă a fost folosit și sistemul de accelerare *Saturne* de la *Saclay (Franța)*. Acest sistem de accelerare permite accelerarea nucleelor de ^4He la energia de 1.2 GeV/nucleon, iar intensitatea fascicului era de $2 \cdot 10^{10}$ nuclee/fascicul la o rată de 15 fascicule/min. Alte tipuri de nuclee se pot accelera numai până la energii de câteva sute de MeV/nucleon.

Din anul 1986 s-au folosit pentru studii de Fizică nucleară relativistă și alte sisteme de accelerare care erau menite să asigure energii de accelerare mai mari ale unor nuclee cu numere de masă mai mari [60-62].

Astfel, la *Brookhaven National Laboratory (S.U.A.)* a intrat în funcțiune pentru experimente de Fizică nucleară relativistă - în toamna anului 1986 - *Sincrotronul cu gradient alternant*, folosit anterior numai pentru accelerarea protonilor. Cu ajutorul acestui sistem de accelerare nuclee cu numere de masă până la $A = 32$ sunt accelerate la energii de 15 GeV/nucleon. În acest caz sincrotronului de protoni i-a fost atașată o sursă de ioni corespunzătoare și un accelerator de tip tandem ca injector. Ulterior aici s-au accelerat și nuclee cu numere de masă $A < 200$, la energii în jur de 11 A GeV.

Tot din toamna anului 1986 *Supersincrotronul de protoni de la CERN Geneva* a început să fie și el folosit în studii de Fizică nucleară relativistă. În acest caz se pot obține ioni grei relativiști - cu numere de masă, inițial, până la 32 - având energii de 60 GeV/nucleon, respectiv, 200 GeV/nucleon [60-63]. De această dată între sursa de ioni cu rezonanță ciclotronică și sincrotron se află un întreg sistem de acceleratori care cuprinde: un preaccelerator de tip Alvarez [64], un accelerator liniar de energii joase (de ordinul energiei de legătură pe nucleon în nucleu), un sincrotron. Acest din urmă sincrotron din sistemul de acceleratori folosit ca injector permite obținerea de ioni complet "dezbrăcați" cu o energie de 10 GeV/nucleon.

După anul 1986 în "familia" laboratoarelor care dispun de sisteme de accelerare pentru studii de Fizică nucleară relativistă a intrat și GSI (Gesellschaft für Schwerionenforschung) Darmstadt. Din anul 1990 funcționează sistemul de accelerare format din sincrotronul de ioni grei și inelul de stocare și răcire cu electroni SIS-ESR [31,64,65]. Marele avantaj al acestui sistem de accelerare constă în faptul că poate accelera ioni grei cu numere de masă $A \leq 238$ la

orice energii până la 2 GeV/nucleon. Inelul de stocare și răcire cu fascicul de electroni permite "dezbrăcarea" completă de electroni a atomilor, indiferent de numărul de masă. Cu acest sistem de accelerare se obțin cele mai mari luminozități; se pot obține și fascicule radioactive.

Sistemul de accelerare complet este format din: sursă de ioni cu rezonanță ciclotronică, accelerator liniar care furnizează fascicule de ioni grei pentru toate elementele cu energii până la 20 MeV/nucleon și care reprezintă un injector pentru următoarea componentă a sistemului, anume sincrotronul de ioni grei de energie medie, iar ca ultimă componentă se numără inelul de stocare și răcire. Mai este prevăzut și cu un separator de fragmente care permite, în principal, obținerea de fascicule secundare, radioactive. Acest sistem de accelerare mai este dotat și cu alte facilități ceea ce îl face extrem de manevrabil, performant și relativ ușor de modificat pentru creșterea performanțelor tehnice.

În general, toate marile laboratoare care dispun de sisteme de accelerare pentru ioni grei relativiști au fost și sunt preocupate de creșterea performanțelor tehnice ale sistemelor de accelerare de care dispun. Eforturile sunt îndreptate, în principal, spre creșterea energiei pe nucleon a nucleelor incidente, creșterea numerelor de masă nucleelor incidente, mărirea intensității și luminozității fasciculului incident.

Printre sistemele de accelerare intrate în funcțiune recent se numără și Nuclotron-ul de la IUCN Dubna [34] - care asigură accelerarea unor nuclee cu $A \leq 30$ la energii în jur de 7 GeV/nucleon - și a Numatron-ului de la Tokyo. Sunt în pregătire și alte sisteme de accelerare, cum ar fi: Tevalac-ul de la LBL (S.U.A.), Saturne+Mimas de la Saclay (Franța) ș.a.

Cele mai importante eforturi ale comunității științifice internaționale sunt, însă, concentrate pentru realizarea - până la sfârșitul acestui mileniu - a două mari sisteme de accelerare, de tip "collider", la CERN și BNL [34,62,66].

Sistemul de accelerare de la BNL, numit RHIC - adică Relativistic Heavy Ion Collider - are la bază Sincrotronul cu gradient alternant și acceleratoarele de injecție existente, cărora le vor fi adăugate o nouă sursă de ioni, un ciclotron - intrat deja în funcțiune, un sincrotron și un "collider". Acest sistem de accelerare va permite ciocniri de nuclee cu $A \leq 200$ la energii de câteva sute de GeV/nucleon, în sistemul centrului de masă.

La CERN este în lucru un alt sistem de accelerare, care va fi folosit pentru studii în domenii diverse ale Fizicii energiilor înalte, inclusiv de Fizică nucleară relativistă. El se numește LHC (Large Hadron Collider) și va intra în funcțiune în primul deceniu al secolului următor. Ca și marea majoritate a celorlalte sisteme el folosește sistemele de accelerare

anterioare. In acest caz este vorba despre SPS și sistemele asociate. Este important de arătat că noul sistem de accelerare va permite accelerarea unor nuclee cu $A \leq 200$ până la energii de câțiva TeV/nucleon. De exemplu, se vor putea accelera nuclee de plumb ($A = 208$) asigurându-se energii totale disponibile în sistemul centrului de masă de 1262 TeV, luminozități în jur de $1.8 \times 10^{27} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ și intensități de 5×10^{10} ioni/fascicul [62]. Rezultatele preliminare sunt încurajatoare, având în vedere faptul că s-a reușit deja - cu o nouă sursă de ioni la SPS - să se accelereze ioni de Pb la 168 GeV/nucleon încă din toamna anului 1994 [62,66,67].

O problemă majoră care se pune în studiul ciocnirilor nucleu-nucleu la energii înalte este aceea a detectării numeroaselor particule și fragmente create în astfel de ciocniri. Datorită ratei mari de informații și necesității stabilirii unui număr mare de mărimi care să caracterizeze o particulă detectată sau un fragment detectat este de dorit ca în astfel de experimente să se folosească sisteme de detecție care să dispună de un anumit număr de nivele de decizie. În prezent se consideră 5 nivele de decizie pentru un sistem de detecție dintr-un aranjament experimental pentru studiul ciocnirilor nucleu-nucleu la energii înalte, și anume:

- (i) declanșare primară;
- (ii) declanșare secundară;
- (iii) lucrul "în linie" cu microprocesoare programabile;
- (iv) filtrare "în linie" a informației înainte de înregistrare;
- (v) monitorare și control "în linie" cu ajutorul calculatorului.

Detectorii care fac parte din sistemele de detecție care se folosesc în prezent în experimente de Fizică nucleară relativistă nu au la bază principii de detecție noi [4,19,30,57,58,63-66,68]. Ei sunt incluși în aranjamente experimentale sofisticate pentru a se obține maxim de informație experimentală în problema de interes abordată. Intrarea în funcțiune a sistemelor de accelerare de tip "collider" va face necesară apariția unor principii de detecție noi [62].

Gama de detectori folosiți în experimentele de până acum este extrem de largă - de la emulsii nucleare la detectori solizi de urme și calorimetre - iar aranjamentele experimentale cuprind mai multe tipuri de astfel de detectori. Toate marile laboratoare care lucrează în domeniul Fizicii nucleare relativiste dispun de mai multe sisteme de detecție deosebit de complexe, dedicate unor anumite tipuri de experimente [4,19,30,57,58,63-69].

Datele experimentale care vor fi considerate în acest manual au fost obținute cu

ajutorul spectrometrului SKM 200 de la IUCN Dubna, în cadrul Colaborării SKM 200. De aceea, în cele ce urmează se va prezenta pe larg acest sistem de detecție.

Bibliografie

- [1]. S.Nagamiya - Prog.Part.Nucl.Phys.XV(1985)363
- [2]. R.Stock - Prog.Part.Nucl.Phys.XV(1985)455
- [3]. C.Beșliu, Al.Jipa - Rev.Roum.Phys.33(1988)409
- [4]. Al.Jipa - Teză de doctorat - Universitatea București, Facultatea de Fizică, 1989
- [5]. M.Buenerd, C.Furget - Phys.Rev.D41(1990)103
- [6]. W.Cassing, V.Metag, U.Mosel, K.Niita - Phys.Rep.188 (1990)363
- [7]. C.Beșliu, Al.Jipa - Rom.J.Phys.37(1992)1011
- [8]. A.Mukhopadhyay, P.L.Jain, G.Singh - Il Nuovo Cimento A106(1993)793
- [9]. Yu.M.Shabelski - Z.Phys.C57(1993)409
- [10].L.Simič, S.Backovič, D.Salihagič - Phys.Rev.C52(1995)356
- [11].Al.Jipa, C.Beșliu, R.Zaharia, A.David - J.Phys.G: Part.Nucl.Phys.22(1996)221
- [12].Al.Jipa, R.Zaharia - Conferința Națională de Fizică, Constanța, 14-16.X.1993, pag.1
- [13].S.Das Gupta, A.Z.Mekjian - Phys.Rep.72(1981)131
- [14].J.J.Molitoris, D.Hahn, H.Stöcker - Prog.Part.Nucl.Phys. XV(1985)239
- [15].H.Stöcker, W.Greiner - Phys.Rep.137(1986)277
- [16].G.F.Bertsch, S.Das Gupta - 160(1988)189
- [17].J.Aichelin - Phys.Rep.202(1991)233
- [18].N.S.Amelin et al - Phys.Rev.C52(1995)362
- [19].A.S.Goldhaber, H.H.Heckman - Ann.Rev.Nucl.Part.Sci.28 (1978)161
- [20].D.K.Scott - Prog.Part.Nucl.Phys.IV(1981)5
- [21].M.Kh.Anikina et al - Z.Phys.C9(1981)105
- [22].M.Kh.Anikina et al - Phys.Rev.C33(1986)895
- [23].J.Barrette et al -Phys.Rev.C50(1994)3047
- [24].M.Vidovič, M.Greiner, C.Best, G.Soff - Phys.Rev.C47 (1993)2308
- [25].H.Huber, F.Weber, M.K.Weigel - Phys.Rev.C51(1995)1790
- [26].Al.Jipa - Analele Universității București - Fizică XL-XLI(1990-1991)41

- [27].C.Beşliu, Al.Jipa, Maria Iosif, R.Zaharia - Trends in Physics - The X-th General Conference of the European Physical Society, 9-13.IX.1996, Sevilla (Spain)
- [28].Al.Jipa, C.Beşliu, Maria Iosif, R.Zaharia - Quark Matter'96 - Twelfth International Conference on Ultra-Relativistic Nucleus-Nucleus Collisions, Heidelberg, Germany, 20-24.V.1996
- [29].C.Beşliu, Al.Jipa, Radu Zaharia, D.Felea, Maria Iosif, C.Rusu, D.Argintaru, Cristina Argintaru, Nicoleta Ioneci, Cl.Grigorie, V.Cartuş - XXVIII-th International Conference on High Energy Physics, 25-31.VII.1996, Warsaw (Poland)
- [30].R.Stock - Phys.Rep.135(1986)259
- [31].V.Metag - Prog.Part.Nucl.Phys.XXX(1993)75
- [32].I.J.R.Aitchison, A.J.Hey - Gauge Theories in Particle Physics - IOP Publishing Ltd & Adam Hilger, Bristol and Philadelphia, 1989
- [33].I.S.Hughes - Elementary particles - Cambridge University Press, Cambridge, New York, Port Chester, Melbourne, Sydney, 1991
- [34].P.J.Bussey, I.G.Knowles (editors) - Proceedings of the XXVII International Conference on High Energy Physics, 20-27 July 1994, Glasgow, Scotland, UK - IOP Publishing Ltd, Brristol and Philadelphia, 1995
- [35].J.A.Maruhn, W.Greiner - in "Treatise on Heavy Ion Science" - Plenum Press, New York and London, 1985, vol.IV, pag.595
- [36].Al.Jipa - Balkan Physics Letters 1(3,4)(1993)79
- [37].Al.Jipa - J.Phys.G: Part.Nucl.Phys.22(1996)231
- [38].G.D.Westfall et al - Phys.Rev.Lett.37(1976)1202
- [39].J.Gosset et al - Phys.Rev.C16(1977)629
- [40].J.Gosset, J.I.Kapusta, G.D.Westfall - Phys.Rev.C18 (1978)844
- [41].H.Stöcker, A.Oglobin, W.Greiner - Z.Phys.A303(1981)259
- [42].B.Andersson, G.Jarlskog, G.Damgaard - Nucl.Phys.B112 (1976)413
- [43].A.A.Amsden, F.H.Harlow, J.R.Nix-Phys.Rev.C15(1977) 2059
- [44].Ph.J.Siemens, J.O.Rasmussen - Phys.Rev.Lett.42(1979)880
- [45].H.H.Tang, Cheuk-Yin Wong - Phys.Rev.C21(1980)1846
- [46].R.B.Clare, D.Strottman -Phys.Rep.141(1986)223
- [47].Ş.Ţiţeica - Termodinamica - Editura Academiei R.S.R., Bucureşti, 1982
- [48].L.Landau, E.Lifchitz - Physique statistique - Editions MIR, Moscou, 1984

- [49].R.Bock - Lectures Notes in Physics 279(1987)399
- [50].Zhi-Xin Qian, Hong-Qiu Song, Ru-Keng Su - Phys.Rev.C48(1993)154
- [51].C.W.Wong - Phys.Rep.136(1986)1
- [52].P.J.Mulders - Phys.Rep.185(1990)83
- [53].W.Weise - International School on Heavy Ion Physics, Erice, Italy, 6-16.X.1993
- [54].J.Aichelin, H.Stöcker - Phys.Lett.B176(1986)14
- [55].C.Beşliu, Al.Jipa, Irina Tudoraşcu, R.Zaharia - Analele Universităţii Bucureşti - Fizica XLIII(1994)26
- [56].C.Beşliu, N.Ghiordănescu, M.Penţia - Studii şi Cercetări de Fizică 29(1977)817
- [57].A.M.Baldin - Prog.Part.Nucl.Phys.IV(1981)95
- [58].E.M.Friedlander, H.H.Heckman - Treatise on Heavy Ion Science - Plenum Press, New York and London, 1984, vol.IV, pag.460
- [59].H.Crawley-Milling - Rep.Prog.Phys.46(1983)51
- [60].M.Pignanelli - Prog.Part.Nucl.Phys.XV(1985)483
- [61].H.J.Specht - Prog.Part.Nucl.Phys.XV(1985)479
- [62].G.Jarlskog, D.Rein (editors) - Large Hadron Collider Workshop, Aachen, 4-9.X.1990, Preprint CERN CERN 90-10(1990), Preprint ECFA 90-133(1990)
- [63].C.W.Fabjan - Preprint CERN CERN-EP 88-73(1988)
- [64].K.D.Gross - GSI Report GSI-93-44(1993)
- [65].H.Geissel - Preprint GSI-94-70(1994)
- [66].Courier CERN - colecţia pe anii 1991-1996
- [67].C.Beşliu - comunicare particulară (participant la experiment)
- [68].C.W.Fabjan, H.G.Fisher - Rep.Prog.Phys.43(1980)1003
- [69].Maria Iosif - Teză de doctorat, Facultatea de Fizică, Universitatea Bucureşti, 1997

CAPITOLUL AL II-LEA
SPECTROMETRUL SKM 200 DE LA IUCN DUBNA

Prof.univ.dr.Călin Beșliu, Conf.univ.dr.Alexandru Jipa

*II.1. Descrierea spectrometrul SKM 200. Caracteristici tehnice și posibilități de
identificare a diverselor tipuri de particule*

II.1.1. Prezentare generală

La IUCN Dubna, Laboratorul de Fizica Energiilor Înalte, se folosesc mai multe instalații experimentale pentru studiul ciocnirilor nucleare relativiste. Cele două sisteme de accelerare care sunt în funcțiune în prezent pentru studii de Fizică nucleară relativistă - Sincrofazonul și Nuclotronul - asigură fascicule relativ intense de ioni grei cu numere de masă până la 30 [1-4]. Sistemele de detecție asociate celor două sisteme de accelerare sunt diverse și complexe, permițând abordarea unor aspecte importante ale ciocnirilor nucleare relativiste, de la generarea multiplă de particule până la procese exotice, producere de hipernuclee și tranziții de fază [1,2,5-10].

Printre sistemele de detecție din cadrul Laboratorului de Fizica Energiilor Înalte de la IUCN Dubna care au permis obținerea unor rezultate experimentale extrem de utile în cunoașterea dinamicii ciocnirilor nucleare relativiste se numără și Spectrometrul SKM 200 [3].

Spectrometrul SKM 200 are ca detector principal o cameră cu streamer. Trebuie arătat că o astfel de cameră permite o mai bună localizare a traselor și are o "memorie" ceva mai lungă, de ordinul sutelor de nanosecunde. Aceste două proprietăți pe care le are camera cu streamer fac posibilă folosirea ei în experimente care implică sisteme de accelerare care au intervalul de timp dintre două pulsuri mai mare cu un ordin de mărime, așa cum este și cazul celor două sisteme de accelerare de la IUCN Dubna. Principiul de funcționare al camerei cu streamer este determinat de procesele de descărcare în gaze. Astfel, la trecerea unei particule cu sarcină prin gazul care umple camera se creează perechi de ioni cu energii suficiente pentru

a determina ciocniri succesive, ulterioare. Acestea pot iniția faza primară a descărcării în avalanșă. De asemenea, poate apărea fenomenul de fotoionizare. În condițiile în care se aplică un câmp electric foarte intens poate avea loc transformarea avalanșei într-o iluminare locală a gazului. Această iluminare poartă numele de "streamer" [11]. Datorită fotoionizării streamer-ul suferă o lărgire simetrică spre cei doi electrozi - anod și catod. Luminozitatea și lărgimea streamer-ului depind de amplitudinea și durata pulsului de tensiune înaltă care se aplică pe cei doi electrozi [12-14]. De asemenea, ele depind de presiunea gazului din cameră, fiind de preferat valori mai mari ale presiunii [15].

Întrucât spectrul energetic al streamer-ului este un spectru de linii, se poate considera că apariția acestuia este determinată de dezexcitățile atomilor din gaz. Excitarea acestora se produce în timpul formării avalanșelor, primare sau secundare.

Luminozitatea streamer-ului este relativ scăzută. De aceea, în general, se folosesc metode suplimentare de creștere a luminozității acestora. Cele mai comune sunt metodele optice, deoarece cele electrice - creșterea amplitudinii și duratei pulsului - pot determina o proastă localizare a trasei particulei de interes, datorită lărgirii streamer-ului sau efectelor corona [11,16,17].

II.1.2. Descrierea spectrometrului SKM 200 de la IUCN

La descrierea spectrometrului SKM 200 de la IUCN Dubna trebuie avute în vedere părțile sale componente importante, și anume:

- (i) camera cu streamer;
- (ii) generatorul de pulsuri de înaltă tensiune;
- (iii) sistemul de asigurare a gazelor;
- (iv) magnetul analizor;
- (v) sistemul de declanșare;
- (vi) sistemul de stereofotografiere.

Camera cu streamer - construită la IUCN Dubna în perioada 1972-1974 - a intrat în funcțiune în anul 1974 fiind folosită intens pentru studii de Fizică nucleară relativistă, atât pentru studiul generării multiple de particule și mecanismelor de producere [2,5-7,9,10] cât și pentru producerea de hipernuclee în ciocniri nucleare relativiste [8,18].

Dimensiunile acestei camere sunt: $2m \times 1m \times 0.6m$. Cele 2 spații de lucru - determinate de prezența a 3 electrozi - pot fi observate prin două ferestre având dimensiunile următoare: $1.91m \times 0.88m$; ele sunt acoperite etanș cu peliculă de "lavsan" de 0.15mm grosime. Trebuie arătat faptul că această cameră a fost cea mai mare cameră cu streamer până la intrarea în funcțiune, la CERN Geneva, în anul 1986, a unei camere cu streamer având dimensiunile: $2m \times 1.2m \times 0.72m$ [19].

Camera este montată pe o carcasă ecran și este instalată pe un cărucior mobil, ghidabil, și plasată în spațiul special creat în magnetul analizor (Fig.II.1.).

Cei trei electrozi ai camerei au forme diferite și sunt plasați astfel: la partea superioară, la mijlocul și la baza camerei. Primii sunt cilindrici, din sârmă, iar cel inferior este sub formă de placă. Formele și dimensiunile optime ale acestor electrozi au fost stabilite prin măsurători experimentale, astfel încât să nu apară descărcări corona [19]. Diametrele electrozilor cilindrici sunt de 0.1 mm, respectiv, 0.25 mm, iar pașii corespunzători sunt de 0.6 mm, respectiv, 1.8 mm. Electrocul inferior este o placă de duraluminiu și este prevăzută cu 9 ferestre pentru fotografierea reperelor de referință aflate pe partea inferioară a camerei. Placa de duraluminiu este înnegrită pentru a reduce reflexia luminii, ceea ce mărește calitatea imaginilor obținute.

Intrarea fasciculului în camera cu streamer se face printr-o fereastră de intrare specială, plasată la circa 80 mm de electrocul mijlociu.

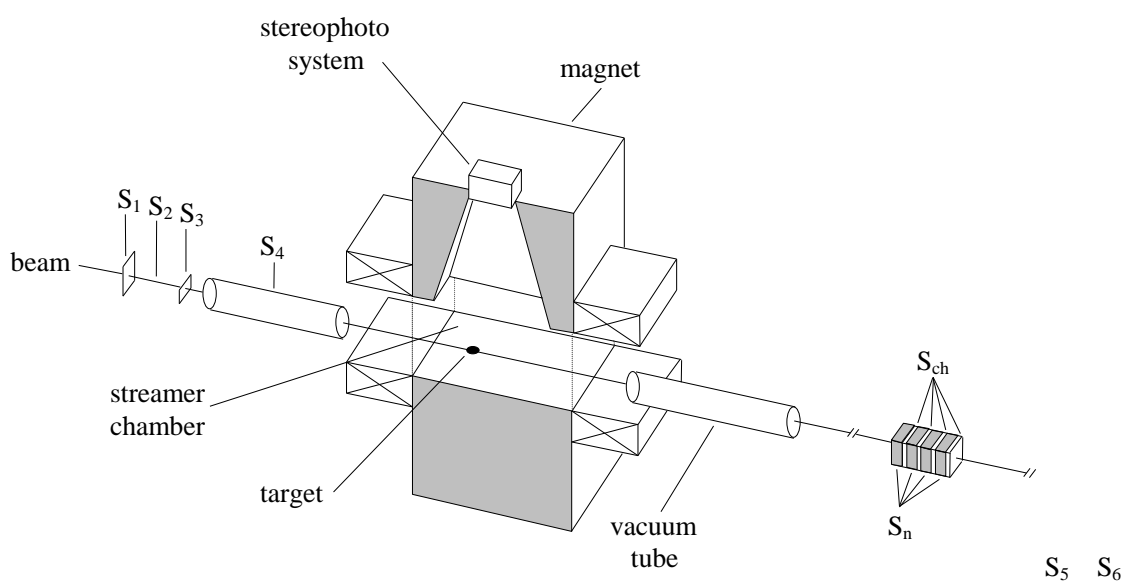


Fig.II.1. Spectrometrul SKM 200 de la IUCN Dubna

Ținta se plasează în interiorul camerei cu streamer, la circa 30-40cm de fereastra de intrare. De obicei aceasta este sub formă de disc subțire și este montată în interiorul unui cilindru din material electroizolant și transparent, vidat și închis, ceea ce permite evitarea unor descărcări electrice parazite în timpul funcționării, precum și alte disfuncționalități în exploatare.

O altă problemă de interes este cea a **generatorului de pulsuri de înaltă tensiune**. *Pe electrozii camerei se aplică pulsuri de înaltă tensiune cu amplitudini de până la 700 kV și durate de zeci de nanosecunde folosind un generator Marx [11] și un formator de pulsuri bazat pe un cablu dublu coaxial. Cu cât durata unui puls este mai mică, la aceeași valoare a amplitudinii, cu atât este mai mare strălucirea streamer-ilor. În condițiile date durata nu a putut fi mai mică de 10 ns, deoarece pentru valori mai mici creștea brusc contribuția efectului corona și exista pericolul defectării instalației experimentale.*

Camera cu streamer de la IUCN Dubna poate funcționa cu *două tipuri de gaze nobile: heliu și neon*. În cazul umplerii cu *neon* a camerei amplitudinea pulsului de tensiune a fost de 500 kV, iar durata pulsului a fost de 10.5 ns. La umplerea cu heliu amplitudinea pulsului poate atinge 700 kV, iar durata sa se apropie de 20 ns. Întârzierea totală a pulsurilor de înaltă tensiune este de 1ns.

Sistemul de asigurare a gazelor pentru această cameră cu streamer *permite suflarea permanentă a gazului de lucru - heliu sau neon - în cameră, precum și colectarea și regenerarea gazului degradat. Regenerarea gazului se poate face, în funcție de necesitățile de puritate a gazului din cameră, și după întreruperea funcționării sistemului de detecție.*

Presiunea gazului în camera cu streamer este egală cu presiunea atmosferică și este păstrată pe toată durata funcționării sistemului de detecție. Urmărirea automată a presiunii din camera cu streamer se face cu ajutorul unui gaz special ("gaz holder").

Debitele necesare pentru păstrarea presiunii gazului din cameră sunt cuprinse între 5 și 500 l/h. Valoarea debitului depinde și de durata "memoriei" camerei cu streamer (circa 10 ns). Productivitatea sistemului de regenerare a gazului este de minim 3 m³/h pentru impurități mai mici de 0.01 %.

Magnetul analizor în al cărui spațiu dintre cei doi poli se introduce camera cu streamer - *magnetul ISP-41 modificat* - are suprafețele polilor de 2m x 1m, iar spațiul dintre ele de 0.5 m. Ulterior, acest spațiu a crescut la 0.76 m.

Pe polul inferior al magnetului se află ghidajele pentru introducerea camerei, precum și placa cu reperele de referință. În polul superior al magnetului s-a creat un spațiu sub formă de trunchi de piramidă, cu baza mare (1.8m x 0.8m) spre camera cu streamer, pentru plasarea sistemului de stereofotografiere.

Aceste modificări ale magnetului ISP-41 au determinat scăderea valorii câmpului magnetic sub 1 T, dar nu au produs neomogenități mari ale câmpului magnetic în camera cu streamer. Astfel, în partea centrală a camerei (1.6m x 0.6m x 0.4m) neomogenitățile nu depășesc 5 %.

Sistemul de stereofotografiere este legat rigid de magnet. În funcție de experiment s-au folosit 2 până la 4 camere. Varianta obișnuită a fost cea cu 3 camere. Planul de focalizare al obiectivelor camerelor se poziționează pe axa fasciculului incident. Distanța de fotografiere este de 2300 mm, ceea ce conduce la un raport 1:40. În Fig.II.2. este reprezentat modul de realizare a fotografierii.

Fotografierea se face pe filme de mare sensibilitate (3000-4500 unități GOST și coeficient de contrast 1.6-1.8) cu lățimea de 35 mm. În general, dimensiunile unui cadru sunt de 22mm x 50 mm.

Introducerea în cadrul fotografiei a unor informații de interes - numărul filmului, numărul cadrului, numărul proiecției ș.a. - furnizate de un **sistem de afișare a informației numerice** se face cu ajutorul unui sistem optic. De aceea, evenimentul din camera cu streamer și informația numerică corespunzătoare se fotografiază simultan.

Spectrometrul SKM 200 face parte din categoria sistemelor de detecție care dispun de **declanșare primară și de declanșare secundară** [14].

Declanșarea sa se face prin două sisteme de detectori cu scintilație plasate înainte și după camera cu streamer (Fig.II.1). Primul sistem de detectori are rolul de a selecta fasciculul incident de tipul dorit (precizie în numărul de masă și numărul atomic al nucleului incident mai bună de 99%) și de energia dorită (același nivel de precizie). Cel de al doilea sistem de detectori permite diferențierea între ciocniri centrale și ciocniri periferice (inelastice). Modurile de declanșare ale spectrometrului SKM 200 se notează prin $T(\theta_{ch}, \theta_n)$. θ_{ch} , respectiv, θ_n , reprezintă valorile minime ale unghiurilor de emisie acceptate pentru fragmente cu sarcină, respectiv, fragmente neutre ale nucleului incident. Pentru $\theta_{ch} = 0$ și $\theta_n = 0$ se obține modul de declanșare periferic (inelastic), notat $T(0,0)$, iar pentru $\theta_{ch} > 0$ și $\theta_n \geq 0$ se obține modul de declanșare central; de exemplu $T(2,0)$, $T(3,3)$, $T(5,0)$ sunt moduri de

declanșare centrale. În cazul ciocnirilor nucleu-nucleu la 4.5 A GeV/c se consideră ca fragmente de tip "stripping" ale nucleului proiectil cele pentru care impulsul este mai mare de 3.5 GeV/c pe nucleon al fragmentului.

Modurile de declanșare sunt legate de geometria și dinamica ciocnirii. Cu creșterea valorilor unghiurilor minime acceptate pentru fragmentele nucleului incident crește și gradul de centralitate a ciocnirii, ceea ce înseamnă scăderea parametrului de ciocnire. De aceea, discutarea datelor și rezultatelor experimentale se face în cadrul fiecărui mod de declanșare.

II.2. Obținerea datelor experimentale la Spectrometrul SKM 200

Camera cu streamer, detectorul principal al spectrometrului SKM 200, face parte din categoria *detectorilor cu vizualizare* [11,12,14] și de aceea trecerea de la imagini la date numerice implică un proces care se desfășoară în mai multe etape, și anume:

- (i) *explorarea*;
- (ii) *măsurarea*;
- (iii) *reconstrucția geometrică* [20-22].

În general, **explorarea (scanning-ul)** implică examinarea filmului sau plăcii holografice, conform unor *criterii de explorare*, pentru evenimentele de interes. Prin explorare se face prima reducere a cantității de informație și are ca instrument de bază ochiul uman. Pentru explorare se folosesc toate proiecțiile avute la dispoziție, iar operațiunea se face de mai multe ori, de persoane diferite, ceea ce permite evaluarea *eficacității de explorare (scanning)*. *Explorarea se face pe masa de scanning*.

Măsurarea permite - în mod concret - trecerea la date numerice prin determinarea unui număr de coordonate etalon care definesc traiectoriile particulelor și fragmentelor. *Măsurarea se face în raport cu un sistem de repere de referință*, iar precizia ei depinde de *mijloacele de măsurare* folosite. *Metodele de măsurare* trebuie să fie în acord cu mijloacele de măsurare avute la dispoziție și sunt determinate de caracteristicile sistemelor de detecție folosite [15,17,22-26].

Reconstrucția geometrică este următorul pas în obținerea datelor experimentale la detectorii cu vizualizare. Prin reconstrucția geometrică se obțin parametrii de bază ai

trajectoriei unei particule. În obținerea acestor parametri este foarte utilă prezența unui câmp magnetic, deoarece traiectoria ideală într-un astfel de câmp este o elică. Aceasta poate fi caracterizată prin următorii parametri: raza de curbură, unghiul de adâncime, unghiul azimutal și lungimea arcului de cerc care identifică traiectoria.

Pentru imaginile înregistrate pe film sunt două metode de reconstrucție importante, anume:

(a) metoda punctelor corespondente;

(b) metoda razelor de lumină [20-22].

Pentru realizarea reconstrucției geometrice sunt necesare *programe de calcul adecvate*, care să ia în considerare toate aspectele importante pentru obținerea de date experimentale afectate de erori cât mai mici, de la caracteristicile tehnice ale sistemului de detecție până la metoda de măsurare și reconstrucție geometrică aleasă. *Majoritatea programelor de reconstrucție confirmă influența metodei de reconstrucție asupra metodei de măsurare și structurii programului [27,28].* În realizarea programelor de calcul pentru reconstrucția geometrică s-a manifestat tendința de asociere cu programe de cinematică corespunzătoare - cum ar fi programul HYDRA de la CERN [27,28] - iar în ultimul timp asocierea cu modelări Monte Carlo ale proceselor și fenomenelor fizice de interes [29].

În cazul filmelor obținute cu ajutorul spectrometrului SKM 200 de la IUCN Dubna măsurarea s-a făcut prin metoda "muncii de sclav" pe masa de explorare [30]. S-a folosit o masă de explorare de tip ENEDEP 121 (Franța) de la Laboratorul de Fizica Energiilor Înalte de la IFIN București-Măgurele. Metoda de reconstrucție geometrică folosită este cea a razelor de lumină. Programul de reconstrucție geometrică, asociat cu unele elemente de cinematică, este scris în limbaj FORTRAN și a fost adaptat pentru lucru pe calculatoare personale [22]. Evaluările erorilor unghiulare și de impuls făcute confirmă comportările și valorile determinate anterior [30,31], și anume:

a) în cazul impulsului se observă:

- creșterea erorii absolute cu creșterea valorii impulsului;
- menținerea relativ constantă a erorii relative;
- eroarea relativă medie în impuls este de 7 %, comparativ cu 8% determinată în lucrările [30] și [31].

(b) în cazul unghiului de emisie se constată:

- menținerea relativ constantă a erorii absolute cu creșterea unghiului de emisie;

- scăderea accentuată a erorii relative;
- eroarea absolută medie în unghiul de emisie este de 2.5° , comparativ cu 2.9° determinată în aceleași lucrări [30,31].

Valorile ceva mai mici pot fi legate de absența unor particule de impulsuri foarte mari în cadrele folosite la măsurare și de creșterea performanțelor calculatoarelor folosite în realizarea reconstrucției geometrice. Rezultatele obținute sunt în acord cu cele raportate de alte grupuri membre ale colaborării SKM 200 [5-7,32].

Din evenimentele de interacție înregistrate pe film se pot identifica direct - cu erori experimentale mici - numai pionii negativi. Această identificare este legată de devierea în câmp magnetic și de gradul de ionizare al trasei (urmei) particulei [5-9,33]. De asemenea, se mai pot identifica, după explorare, măsurare, reconstrucție geometrică, fit-are cinematică și interpretare fizică, protonii participanți și unele particule neutre care se dezintegrează în camera cu streamer [34,35]. La acestea se adaugă informații globale asupra particulelor cu sarcină; se poate face separarea acestora numai după gradul de ionizare - notat convențional prin 1, 2 și 3 - și după semnul sarcinii - pozitive și negative [33].

Datorită faptului că informația dinamică era relativ săracă s-a propus o metodă de identificare a particulelor cu sarcină stopate în camera cu streamer a spectrometrului [30,31,36].

În cadrul cursului de **Fizică nucleară relativistă** - predat, inițial, pentru *studentii anului V, secția Fizică, specialitatea Interacții nucleare și ale particulelor elementare*, iar apoi, *din anul universitar 1996-1997, anului IV de la aceeași specialitate* - se folosesc date experimentale astfel obținute pentru prelucrare și aprofundare a unor cunoștințe. **In cele ce urmează se va prezenta un set de 6 lucrări de laborator care se efectuează cu studenții anului IV.**

Bibliografie

1. C.Beșliu, N.Ghiordănescu, M.Penția - Studii și Cercetări de Fizică 29(1977)817
2. A.M.Baldin - Prog.Part.Nucl.Phys.IV(1981)95
3. A.U.Abdurakhimov et al - Preprint IUCN Dubna 13-10692(1977)
4. A.M.Baldin - Proceedings of the XXVII International Conference on High Energy Physics, 20-27 July 1994, Glasgow, Scotland, U.K.

5. V.D.Aksinenko et al - Nucl.Phys.A348(1980)516
6. A.U.Abdurakhimov et al - Nucl.Phys.A362(1981)376
7. M.Kh.Anikina et al - Phys.Rev.C33(1986)895
8. A.U.Abdurakhimov et al - Il Nuovo Cimento A102(1989)645
9. C.Beşliu, Al.Jipa - Romanian Journal of Physics 37(1992)1011
- 10.Al.Jipa - Journal of Physics G: Part.Nucl.Phys.22(1996)231
- 11.Peter Rice-Evans - Spark, Streamer, Proportional and Drift Chambers - The Richelieu Press, London,1974
- 12.G.Charpak - Preprint CERN 74-9(1974)
- 13.P.Bayle, H.Schmeid - Preprint CERN 72-9(1972)
- 14.C.W.Fabjan, H.G.Fisher - Rep.Prog.Phys.43(1980)1003
- 15.V.Eckardt, P.Lecoq, S.Wenig, E.Wiatrowski - Nucl.Instr.Meth.Phys.Res.225(1984)651
- 16.H.Gentsch, E.Gygi, M.Hanney, F.Schneider - Preprint CERN 74-4(1974)
- 17.H.Ströbele - Nucl.Instr.Meth.Phys.Res.221(1984)523
- 18.C.Beşliu, Al.Jipa, Irina Tudoraşcu, R.Zaharia - Analele Universităţii Bucureşti - Fizica XLIII(1994)26
- 19.A.Bamberger et al - Phys.Lett.B184(1987)271
- 20.M.Jobes, H.R.Shaylor - Rep.Prog.Phys.35(1972)1077
- 21.* * * - Preprint CERN CERN 81-03(1981)
- 22.C.Beşliu, Maria Iosif, Al.Jipa, R.Zaharia - Lucrările celei de a XXV-a Conferinţe Naţionale "Metode de învăţământ de concepţie proprie", Iaşi, 17-19.V.1996 - publicată în "Lucrările celei de a XXV-a Conferinţe Naţionale "Metode de învăţământ de concepţie proprie", Editura "Spiru Haret", Iaşi, 1996, pag.6-13
- 23.Al.Jipa - Fizică nucleară relativistă - note de curs
- 24.M.Barth et al - Nucl.Instr.Meth.Phys.Res.226(1984)349
- 25.I.P.K.Tavernier - Nucl.Instr.Meth.Phys.Res.225(1984)642
- 26.H.Devermann,K.K.Geissler-Nucl.Instr.Meth.Phys.Res.225(1984)650
- 27.Titus Ponta - Preprint ICEFIZ HE-108 (1984)
- 28.Titus Ponta - Preprint ICEFIZ HE-111 (1985)
- 29.K.Werner - Preprint BNL, BNL-40981(1988)
- 30.Al.Jipa - Teză de doctorat, Universitatea Bucureşti, Facultatea de Fizică, 1989
- 31.Al.Jipa - Turkish Journal of Physics 19(1995)846

- 32.M.Anikina, C.Beşliu et al - Preprint JINR Dubna E1-84-785(1984)
- 33.G.L.Vardenga - Instrucţiuni de măsurare pe masa de explorare pentru evenimente înregistrate cu ajutorul spectrometrului SKM 200 de la IUCN Dubna - Raport Intern IUCN 1982
- 34.C.Beşliu, Al.Jipa - Il Nuovo Cimento A106(1993)317
- 35.M.Kh.Anikina et al - Phys.Rev.Lett.50(1983)1971
- 36.Al.Jipa, Coralia Labu, Cleopatra Simion - Rom.Rep.Phys.48(5,6)(1996)

METODE DE PRELUCRARE A DATELOR EXPERIMENTALE ȘI DE PREZENTARE A REZULTATELOR EXPERIMENTALE

CAPITOLUL AL III-LEA ERORI EXPERIMENTALE.

METODE DE ÎNREGISTRARE A DATELOR EXPERIMENTALE

Conf.univ.dr.Alexandru Jipa

III.1. Definiții. Tipuri de erori. Metode de aproximare

Definiție: *Studiul măsurătorilor fizice are ca obiect dezvoltarea posibilităților de a concepe experimente adecvate pentru înțelegerea fenomenelor fizice, furnizarea de tipuri speciale de "instrumente" mentale și dezvoltarea de tipuri speciale de atitudini mentale care rezultă din forma corespunzătoare și analiza diferitelor tipuri de măsurători cu privire, în principal, la precizia și acuratețea (corectitudinea) lor.*

Orice **experiment științific** se bazează pe **măsurători**. Analiza experimentelor conduce la fapte științifice care pot sau nu să fie puse sub semnul întrebării. *Același fapt științific poate fi pus în evidență prin diferite forme de investigare și, de aceea, este necesar ca oamenii de știință să aibă un limbaj comun în prezentarea rezultatelor experimentale.* Pentru aceasta **este necesar să existe metode precise și repetabile de prelucrare a datelor experimentale** [1-5].

Având în vedere acest fapt este util ca studenții anului IV, studenți care sunt pe cale să își realizeze lucrarea de diplomă - o lucrare științifică fundamentală pentru viitorul lor profesional - să aibă la îndemână metodele consacrate de investigare și prelucrarea a datelor experimentale și de prezentare a rezultatelor experimentale. De asemenea, datorită cerințele

generale impuse la rezolvarea unor aspecte legate de lucrările de laborator incluse în acest manual, precum și datorită unor cerințe speciale (referate sub forma unor scurte articole științifice, de exemplu) studenții care urmează cursul de *Fizică nucleară relativistă* vor trebuie să cunoască și să folosească astfel de metode. În consecință, în cadrul acestui manual se va acorda un spațiu suficient de mare prezentării acestor metode, având în vedere faptul că, în prezent, *există metode și căi de obținere a unor rezultate experimentale sigure*.

Un prim pas pe calea stabilirii unor rezultate experimentale sigure îl reprezintă distingerea între **erorile** care afectează o măsurătoare fizică și **greșelile** care se pot face la realizarea măsurărilor.

Greșelile sunt datorate *neatenției, neglijenței sau incompetenței experimentatorului*. **Erorile** sunt inerente oricărei metode sau tehnici de măsurare. Pentru reducerea sau eliminarea erorilor există o serie de metode speciale, care vor fi prezentate în acest capitol.

Erorile se pot clasifica în două categorii mari:

(a) erori sistematice;

(b) erori aleatoare (statistice).

Erorile sistematice se pot clasifica, la rândul lor, în următoarele tipuri: *(i) erori teoretice; (ii) erori instrumentale; (iii) erori personale*.

Erorile sistematice de pot fi reduse, corectate sau chiar înlăturate. Pentru toate acestea există metode speciale.

Erorile statistice sunt datorate fluctuațiilor. În cazul reducerii la minimum posibil sau eliminării erorilor sistematice se poate afirma că principala sursă de eroare și de imprecizie asupra unor măsurători fizice o reprezintă erorile statistice. Acest fapt impune acordarea unei atenții deosebite acestui tip de eroare și metodelor de calculare statistice asociate pentru obținerea de rezultate experimentale cât mai sigure și precise.

Pentru a avea posibilitatea analizării corecte a datelor experimentale trebuie să fie respectate o serie de aspecte de interes la colectarea acestora. Un prim aspect de interes este legat de **modul de înregistrare a datelor experimentale**. Aici trebuie avute în vedere eliminarea evenimentelor care sunt afectate de greșeli în timpul măsurărilor fizice, precum și a celor afectate de erori prea mari. De asemenea, este necesară respectarea cu strictețe a procedurilor de măsurare, citire și înregistrare a datelor experimentale. Un alt aspect este determinat de *modul de scriere a datelor experimentale* și de legătura dintre forma de scriere și *eroarea de citire specifică aparatului folosit în experiment*. Trebuie avut în vedere faptul

că o practică comună este ca eroarea de citire a unui instrument să fie considerată diviziunea cea mai mică posibilă și observabilă în experiment.

Corectitudinea unei măsurători poate fi descrisă folosind 2 termeni: **(a) acuratețea (exactitatea); (b) precizia.** În general, *noțiunea de acuratețe este legată de erorile sistematice, iar noțiunea de precizie de erorile statistice.*

În prezent nu există un experiment care să nu fie afectat de erori. De aceea, *nu se poate determina valoarea adevărată a unei mărimi și numai o valoare care se stabilește cu o anumită acuratețe sau precizie.* Acestea din urmă impun un *anumit număr de cifre semnificative* la scrierea valorii mărimii fizice determinate experimental. Dacă această valoare este folosită în diferite calcule *este necesar ca numărul de cifre semnificative să se conserve.* Acolo unde este cazul, după calcule, *se va proceda la rotunjiri pentru a păstra numărul de cifre semnificative.* Păstrarea numărului de cifre semnificative, precum și rotunjirea numerelor se face cu respectarea unor **reguli** care permit să nu se introducă erori suplimentare semnificative asupra rezultatelor finale.

Pentru aceasta este necesar să se ia în considerare următoarele relații de calcul pentru cazul în care se folosesc mărimi fizice determinate în experimente:

$$(1+x)^n = 1 + nx + n(n-1)x^2/2 + \dots$$

$$(1+a)^l(1+b)^m(1+c)^n = 1 + la + mb + nc \quad , \quad a,b,c \ll 1, \quad l,m,n < 5$$

$$1/(1+a) = 1-a$$

$$(1+a)^{1/2} = 1+a/2$$

$$(1+a)/(1+b) = 1+a-b$$

$$(A^2+d)^{1/2} = A+d/2A$$

O altă serie de aproximații se bazează pe calculul diferențial. De obicei, se folosesc primii 2-3 termeni din dezvoltarea în serie Taylor. Fie o dependență de tipul $y = f(x)$. Dacă se cunoaște o valoare y_1 a funcției y , pentru o valoare x_1 a lui x , atunci valoarea lui y la $x_1+\Delta x$ se poate scrie astfel:

$$y_2 \approx y_1 + (dy/dx)_1 \cdot \Delta x + (1/2) \cdot (d^2y/dx^2)_1 \cdot (\Delta x)^2 + \dots \quad (III.1)$$

În general, primii doi termeni sunt suficienți. În relația (III.1) termenul $(dy/dx)_1$

reprezintă rata de creștere a funcției $y = f(x)$ la o creștere a variabilei x , considerând o valoare particulară a variabilei x , anume x_1 .

Metoda de aproximare prezentată mai sus se poate aplica și în cazul funcțiilor de mai multe variabile, $f(x_1, x_2, \dots, x_n)$. În acest caz rata de creștere se poate scrie în modul următor:

$$\Delta y = \left(\frac{\partial f}{\partial x_1}\right)_{x'} \Delta x_1 + \left(\frac{\partial f}{\partial x_2}\right)_{x'} \Delta x_2 + \dots + \left(\frac{\partial f}{\partial x_n}\right)_{x'} \Delta x_n, \text{ (III.2)}$$

unde x' este setul de valori pentru care se calculează derivatele parțiale.

III.2. Analiza grafică

După culegerea/înregistrarea datelor experimentale un pas important în analiza măsurărilor fizice este **reprezentarea grafică**. De cele mai multe ori reprezentării grafice îi este asociată și *reprezentarea curbei care fit-ează cel mai bine punctele experimentale* incluse. În acest mod se obține o imagine mai clară a asupra experimentului și se oferă posibilitatea repetării lui. *Formele curbelor de fit obținute pot servi la verificarea legilor existente sau pot sugera legi noi.*

Curba de fit dă legătura dintre variabilele măsurate. De obicei, curba de fit se trasează printre punctele experimentale. La trasarea ei se respectă anumite reguli și se folosesc anumite metode specifice.

Cel mai important aspect este să se găsească o *ecuație matematică* care să fit-eze curba respectivă. În acest mod se poate obține mult mai multă informație. La obținerea ecuațiilor matematice se pleacă de la cea mai simplă formă - cea a *liniei drepte* - mergând spre forme din ce în ce mai complicate. Legea liniei drepte este destul de des întâlnită în Fizică și, în particular, în Fizica nucleară, deoarece numeroase date experimentale urmează în mod natural o astfel de dependență sau pot fi puse într-o formă care să urmeze o astfel de dependență. De exemplu, timpul de înjumătățire se poate obține din curbele de dezintegrare punând relația dintre vitezele de numărare adevărate - $R = R_0 e^{-\lambda t}$ - sub forma $\ln R = \ln R_0 - \lambda t$ [6].

Multe din legile Fizicii nu sunt însă liniare. În acest caz sunt două aspecte care trebuie avute în vedere, anume:

(a) *legea neliniară de variație este cunoscută din considerente teoretice*; în acest caz problema care se pune este aceea de a stabili *constantele ecuației matematice prin fit-area*

datelor experimentale;

(b) *legea nelinară de variație nu este cunoscută*; de data aceasta se pune problema efectuării unei *aproximații empirice la datele experimentale*.

Remarcă. Introducerea de mai mulți termeni în funcția de fit mărește posibilitatea de a sesiza imprecizia aproximației utilizate în problemele de tip (b).

În analiza datelor experimentale un rol fundamental îl au metodele statistice. Ele dau o metodă clară de a construi o linie dreaptă ca rezultat al unui fit la datele experimentale (metoda celor mai mici pătrate, de exemplu) și pun la dispoziția fizicianului testele necesare pentru stabilirea unui fit corect în toate situațiile [1-6].

Pentru o mai corectă înțelegere a acestor aspecte în cele ce urmează vor fi prezentate unele aspecte legate de noțiuni de teoria probabilităților și statistică matematică.

Bibliografie

- [1]. H.G.Worthing, J.Geffner - Prelucrarea datelor experimentale, Editura Tehnică, București, 1959
- [2]. B.R.Martin - Statistics for Physicists - Academic Press, London and New York, 1971
- [3]. A.Solmitz - Annual Review of Nuclear Science (1963)
- [4]. W.T.Eadie et al - Statistical Methods in Experimental Physics, North-Holland Publishing Company, Amsterdam, 1971
- [5]. F.James - Proceedings of the 1970 CERN Computing and Data Processing School - Via Monastero, Varenna, Italy, 30 August-12 September 1970 - Preprint CERN 71-6 (1971)
- [6]. Colectiv de catedră - Fizică nucleară - îndrumător de laborator, Tipografia Universității București, 1987

CAPITOLUL AL IV-LEA

NOȚIUNI DE TEORIA PROBABILITĂȚILOR

Conf.univ.dr.Alexandru Jipa

IV.1. Noțiuni fundamentale

Pentru analiza datelor experimentale, prelucrarea lor și prezentarea rezultatelor experimentale este importantă definirea noțiunii de **probabilitate**. Trebuie avute în vedere două căi de definire a probabilității: *calea matematică, respectiv, calea fizică*. Pentru discutarea acestor probleme este necesară definirea unor noțiuni [1-6].

Fie un set de condiții inițiale, reproductibile, care definesc un *experiment*. Prin realizarea unei *observații* sau a unui *set de observații* se produce un *efect (rezultat) al experimentului*. Fie x_i , cu $i = 1, 2, \dots, n$, rezultatele experimentului. Trebuie menționat că mărimile x_i pot fi numere sau seturi de numere.

Definiție *Setul tuturor rezultatelor posibile $\{x_i\}$ ($i = 1, 2, \dots, n$) ale unui experiment se numește spațiul probelor sau populație, iar x_i este un punct din acest spațiu. Se notează în modul următor:*

$$S = \{x_i / i = 1, 2, \dots, n\}$$

Definiție *Un subset de puncte din populație $\{x_k\}$, cu $k = 1, 2, \dots, m$, unde $m < n$, se numește eveniment. Se notează astfel: $E = \{x_k / k = 1, 2, \dots, m\}$.*

Atunci când **m=n** toată populația este inclusă în eveniment. **Realizarea unui eveniment** înseamnă că un punct din populație este inclus în subsetul de puncte din populație care definesc un anumit eveniment.

Calea matematică presupune definirea unei populații cu proprietăți specifice. În acest caz teoria probabilităților se dezvoltă axiomatic și implică stabilirea exactă a parametrilor și naturii populației [7,8].

Calea fizică este strâns legată de situațiile reale, situații în care parametrii și natura populației sunt foarte rar cunoscute. De aceea, *scopul analizei statistice este tocmai acela de*

a stabili natura populației din care face parte eșantionul (proba, mostra,...) de date experimentale, precum și valorile parametrilor populației. În acest mod se încearcă găsirea acelei expresii matematice care descrie corect o anumită situație când se cunoaște o anumită parte a populației [1-4]. În acest caz se introduc probabilități operaționale, iar rezultatele obținute se prezintă în termenii acestor probabilități.

Definiție Se consideră o secvență de n încercări (extrageri, probe) în care evenimentul E se realizează de n_E ori. Raportul n_E/n se numește **frecvență relativă a unui eveniment E** , de clasă dată. Se notează cu $R[E]$.

Probabilitatea $P[E]$ a unui eveniment E este limita lui $R[E]$, când n crește nedefinit, presupunând că limita există.

Aceasta este definiția fizică a probabilității. Limitările sunt determinate de faptul că se poate realiza doar un număr finit de încercări (extrageri).

În terminologia curentă se mai întâlnește noțiunea de **probabilitate "a posteriori"**, respectiv, cea de **probabilitate "a priori"**. Prima este legată de observațiile experimentale, iar cea de a doua de modelarea matematică a unui eveniment.

Conform definițiilor și comentariilor de mai sus se poate defini **probabilitatea unui eveniment E ca un număr cuprins în intervalul închis $[0,1]$ pentru care se realizează condiția $0 \leq P[E] \leq 1$. Dacă $E \equiv S$, atunci $P[E] = 1$.**

Complementul unui eveniment E se notează prin E^* .

Definirea evenimentelor s-a făcut folosind noțiuni specifice mulțimilor. De aceea se poate defini intersecția și reuniunea a două evenimente. Rezultatul intersecției a două evenimente A și B este un eveniment de tip "A sau B", iar reuniunea acestor evenimente dă un eveniment de tip "A și B". Ele au reflectări diferite în teoria probabilităților. Două evenimente sunt distincte dacă intersecția lor este mulțimea vidă.

Se poate defini o **probabilitate condițională**, anume: dacă un eveniment poate rezulta din n efecte reciproc exclusive - realizarea unui eveniment exclude realizarea celorlalte - și egale ca posibilități de realizare, din care n_B corespund la realizarea evenimentului B , iar n_{AB} corespund la realizarea evenimentului A , în condițiile în care evenimentul B s-a realizat, atunci probabilitatea unui eveniment A obținut după realizarea unui eveniment B este:

$$P[A / B] = \frac{n_{AB}}{n_A}$$

și se numește probabilitate condițională a evenimentului A.

Expresia probabilității condiționale a lui A se mai poate scrie astfel:

$$P[A / B] = \frac{P[A \cap B]}{P[B]}$$

Evenimentele se pot clasifica după diferite criterii. Fie A, B, C trei criterii de clasificare. În aceste condiții se poate defini **probabilitatea marginală**.

Dacă clasificările în criterii sunt $A_1, A_2, \dots, A_r, B_1, B_2, \dots, B_s$ și C_1, C_2, \dots, C_t , iar condiția:

$$\sum_{j=1}^r P[A_j] = \sum_{k=1}^s P[B_k] = \sum_{l=1}^t P[C_l] = 1$$

este îndeplinită, atunci probabilitatea marginală a lui A_j și C_l se definește astfel:

$$P[A_j \cap C_l] = \sum_{k=1}^s P[A_j \cap B_k \cap C_l].$$

Se poate defini și probabilitatea marginală a lui C_l prin relația următoare:

$$P[C_l] = \sum_{j=1}^r \sum_{k=1}^s P[A_j \cap B_k \cap C_l] = \sum_{j=1}^r P[A_j \cap C_l] = \sum_{k=1}^s P[B_k \cap C_l].$$

Pe baza noțiunilor definite până în prezent se poate defini **independența evenimentelor**, astfel:

Evenimentul A este independent de evenimentul B dacă $P[A / B] = P[A] = \frac{P[A]P[B]}{P[B]}$.

Folosind relația de definiție de mai sus se pot scrie următoarele relații:

$$P[A^*] = 1 - P[A],$$

$$P[A \cap B] = P[A] \cdot P[B/A] = P[A] \cdot P[B],$$

$$P[A \cup B] = P[A] + P[B] - P[A \cap B].$$

Dacă evenimentele A și B sunt independente se poate scrie următoarea relație:

$$P[A \cup B] = P[A] + P[B] - P[A \cap B] = P[A] + P[B].$$

Pentru analiza și prelucrarea datelor experimentale teorema lui Thomas Bayes - care datează din anul 1763 - este destul de des folosită. Enunțul acestei teoreme este următorul: Dacă B_i ($i = 1, 2, \dots, n$) sunt evenimente exclusive reciproc și exhaustive - adică, toate evenimentele posibile sunt incluse în B_i - și dacă evenimentul A se poate realiza numai în combinație cu unul din cele n evenimente B_i , atunci:

$$P[B_i / A] = \frac{P[B_i] \cdot P[A / B_i]}{\sum_{j=1}^n (P[B_j] \cdot P[A / B_j])}$$

Teorema Bayes dă probabilitatea "a posteriori" de a avea evenimentul B_i când evenimentul A este cunoscut și realizat. Mărimea $P[B_i/A]$ se numește **verosimilitate**. Se alege, în general, acea situație care are cea mai mare probabilitate "a posteriori" și, de aceea, metoda se mai numește *metoda verosimilității maxime*. Pentru folosirea metodei este necesar să se cunoască și probabilitățile "a priori" $P[B_i]$. Trebuie menționat faptul că aceste probabilități sunt - pentru cele mai multe situații de interes - necunoscute. Prin teorema Bayes toate probabilitățile "a priori" sunt luate egale.

Această teoremă, alături de aranjamente, permutări și combinații, este de mare utilitate în procesul complex și delicat al **deducerii statistice**.

IV.2. Parametrii populației

Într-un experiment **nu** se dispune de o populație completă ci numai de diferite probe (eșantioane, mostre) care reprezintă submulțimi (subseturi) ale populației totale. *Problema fizică care se pune este cea a estimării proprietăților pornind de la natura probei prin deducție statistică.*

Printre cei mai folosiți parametri ai populației se numără: *media aritmetică, mediana (valoarea mediană), modul, abaterea medie, varianța, abaterea standard, momentele asociate de diferite ordine.*

Media aritmetică a unui set de N valori x_i ($i = 1, 2, \dots, N$) se definește prin relația de mai jos:

$$m_a = \frac{\sum_{j=1}^N x_j}{N}. \quad (IV.1)$$

*Dacă mărimile x_1, x_2, \dots, x_N sunt aranjate în ordine crescătoare sau descrescătoare și sunt renumerotate ca $x_{(1)}, x_{(2)}, \dots, x_{(N)}$ se definește **mediana** ca valoarea de mijloc a noului set - pentru N număr impar - respectiv, ca valoarea de mijloc a perechii mijlocii - pentru N număr par.*

Un alt parametru de interes este **modul**. Acesta reprezintă acea valoare din setul de

x_1, x_2, \dots, x_N care se realizează cu frecvență maximă.

Pentru a avea o măsură a dispersiei datelor și rezultatelor experimentale se pot folosi mai mulți parametri ai populației. Ca și cei definiți anterior ei dau o măsură a localizării.

Media aritmetică a valorilor absolute ale abaterilor observațiilor de la mediană (m_m) se numește **abatere medie** și are următoarea expresie:

$$\delta_m = \frac{\sum_{j=1}^N |x_j - m_m|}{N}. \quad (IV.2)$$

Varianța unei populații - notată prin σ^2 - se definește ca media aritmetică a abaterilor mărimilor x_i , din setul dat, de la media aritmetică, m_a . Relația de definiție are următoarea formă:

$$\sigma^2 = \frac{\sum_{i=1}^N (x_i - m_a)^2}{N}. \quad (IV.3)$$

De interes în analiza datelor experimentale și în prezentarea rezultatelor experimentale este **abaterea standard**, σ . Ea se definește ca rădăcina pătrată a varianței.

O altă mărime de interes este **coeficientul de variație**, definit ca raportul dintre abaterea standard și media aritmetică, anume σ/m_a .

Alături de mărimile menționate mai sus, de mare interes în analiza datelor experimentale și în obținerea de informații dinamice în ciocniri nucleare la diferite energii, cu deosebire la energii relativiste, sunt momentele asociate unei distribuții de probabilitate specifice unei anumite populații. Se folosesc mai multe tipuri de momente. Dintre aceste de mare interes sunt **momentele simple (ordinare) și momentele factoriale**.

Dacă momentele simple sunt calculate în raport cu un punct arbitrar m se obțin **momentele simple (ordinare) necentrate** definite astfel:

$$m'_k = \frac{\sum_{i=1}^N (x_i - m)^k}{N}. \quad (IV.4)$$

Trebuie subliniat aici că momentul simplu necentrat de ordinul întâi este egal cu valoarea medie (media aritmetică).

Atunci când punctul ales este chiar valoarea medie m_a se obțin **momentele simple (ordinare) centrate**:

$$m_k = \frac{\sum_{i=1}^N (x_i - m_a)^k}{N}. \quad (IV.5)$$

Trebuie menționat aici faptul că între cele două tipuri de momente simple există următoarele relații de recurență:

$$m_k = \sum_{j=0}^k C_k^j m_{k-j}' (-m_1')^j, \quad (IV.6.1)$$

$$m_k' = \sum_{j=0}^k C_k^j m_{k-j} (-m_1)^j. \quad (IV.6.2)$$

Momentele factoriale se definesc prin relația următoare:

$$\langle (n)_k \rangle = \sum_{n>k} (n)_k P_n, \quad (IV.7)$$

unde $(n)_k = n(n-1)\dots(n-k+1)$.

Caracteristicile generale ale populației sunt reflectate și de câțiva parametri care pot fi definiți în funcție de valorile momentelor asociate [2-5,8,9]. Fiind determinați de forma distribuției de probabilitate care descrie populația ei pot fi legați de indicatorii de formă [2-5,8,9].

Parametrul de asimetrie se definește prin următorul raport:

$$\beta_1 = m_3^2 / m_2^3. \quad (IV.8)$$

La definirea acestui parametru care indică abaterea de la forma simetrică a populației s-a avut în vedere faptul că pentru o populație distribuită simetric în jurul valorii medii momentul simplu centrat de ordinul al III-lea este nul ($m_3=0$).

Un alt parametru important este **parametrul de formare de maxime**. Ele se poate defini tot cu ajutorul momentelor simple centrate de ordin superior. Relația de definiție este următoarea:

$$\beta_2 = m_4 / m_2^2. \quad (IV.9)$$

Acest parametru ia valori standard pentru populații diferite.

Toți parametrii menționați anterior sunt extrem de utili în analiza statistică a datelor experimentale, precum și în descrierea dinamicii diferitelor ciocniri hadronice [9-11]. Ei sunt strâns legați de noțiunea de distribuție, în general, și de distribuție de probabilitate, în particular. De aceea, în cele ce urmează vor fi abordate câteva aspecte legate de această noțiune.

IV.3. Distribuții pentru populații. Legături cu momente și cumulanți

Noțiunea de *distribuție* este strâns legată de noțiunea de **variabilă aleatoare**. Se definește variabila aleatoare ca o funcție care poate lua o valoare definită în orice punct din populație (spațiul probelor).

Fie o populație **SP** cu o funcție de probabilitate **P** și o variabilă aleatoare **X** care este definită în populația respectivă. În aceste condiții pentru fiecare punct din populație (spațiul probelor) - $x_i \in SP$ - se poate stabili o probabilitate $P[x_i]$ și o valoare numerică definită, $X(x_i)$, pentru o variabilă aleatoare. Variabila aleatoare poate fi *continuă* sau *discretă*.

Pentru o variabilă aleatoare continuă x se poate introduce o **funcție de densitate de probabilitate** (funcție de densitate), $f(x)$. Acest lucru este posibil numai dacă sunt satisfăcute următoarele condiții:

- (i) $f(x)$ este un număr real, nenegativ, unic, pentru toate valorile reale ale lui x ;
- (ii) $f(x)$ este normată la unitate, anume:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} f(x)dx = 1, \quad (IV.10);$$

- (iii) probabilitatea cu care x cade între orice două valori reale a și b - pentru care $a < b$ - este dată de relația următoare:

$$P[a \leq x \leq b] = \int_a^b f(x)dx. \quad (IV.11)$$

Se poate asocia și o **funcția de distribuție cumulativă** unei variabile aleatoare continue x . Ea se definește prin relația:

$$F(x) = \int_{-\infty}^x f(u)du. \quad (IV.12)$$

Din relațiile de mai sus se poate deduce că probabilitatea ca un membru ales din întâmplare dintr-o distribuție să aibă valoarea x este chiar funcția de densitate $f(x)$. De asemenea, $F(x)$ este o funcție nedescrescătoare de x cu valori în intervalul $[0,1]$.

Folosind funcția de densitate definită mai sus se pot scrie expresiile unor parametri ai populației definiți în subcapitolul IV.2., anume:

- (a) media în jurul unui punct arbitrar m :

$$m_m = \int_{-\infty}^{+\infty} f(x)(x-m)dx, \quad (IV.13)$$

(b) varianța:

$$\sigma^2 = \int_{-\infty}^{+\infty} f(x)(x-m_a)^2 dx, \quad (IV.14)$$

(c) momentele simple, centrate și necentrate, de ordin k:

$$m_k = \int_{-\infty}^{+\infty} f(x)(x-m_a)^k dx, \quad (IV.15.1)$$

$$m'_k = \int_{-\infty}^{+\infty} f(x)(x-m)^k dx. \quad (IV.15.2)$$

Remarcă. Pentru variabilele discrete se folosesc relații de definiție similare în care integralele trec în sume. De exemplu,

$$m_k = \sum_{j=1}^{\infty} f(x_j)(x_j - m_a)^k, \quad (IV.15.1')$$

$$m'_k = \sum_{j=1}^{\infty} f(x_j)(x_j - m)^k. \quad (IV.15.2')$$

În analiza statistică a datelor experimentale este de interes cunoașterea **valorii așteptate** pentru un anumit tip de populație. Pentru o variabilă aleatoare continuă x care are o funcție de densitate $f(x)$ valoare așteptată a lui x , $A[x]$, se poate defini astfel:

$$A[x] = \int_{-\infty}^x xf(x)dx, \quad (IV.16)$$

Pentru o funcție $g(x)$ a lui x se poate scrie:

$$A[g(x)] = \int_{-\infty}^x g(x)f(x)dx, \quad (IV.17)$$

Din relațiile de mai sus rezultă următoarele relații de legătură:

$$\begin{aligned} A[c] &= c, \\ A[cg(x)] &= cA[g(x)], \\ A[g_1(x) + g_2(x)] &= A[g_1(x)] + A[g_2(x)], \\ A[g_1(x) \cdot g_2(x)] &= A[g_1(x)] \cdot A[g_2(x)]. \end{aligned} \quad (IV.18)$$

unde $c = \text{constantă}$.

Relații similare se pot scrie pentru momentele de diferite tipuri și diferite ordine.

Cunoașterea primelor câteva momente, în practică, determină caracteristicile esențiale ale distribuției. De aceea, este util să se stabilească o metodă generală de determinare a momentelor de orice ordin. Pentru aceasta este necesară introducerea unei funcții speciale, numită **funcție generatoare de momente (f.g.m.)**.

Funcția generatoare de momente simple necentrate se definește astfel, dacă variabila aleatoare x are funcția de densitate $f(x)$:

$$M_x(z) = A[e^{xz}] = \int_{-\infty}^{+\infty} e^{xz} f(x) dx \quad . \quad (IV.19)$$

Pentru momentele de diferite ordine se dezvoltă în serie e^{xz} și se obține, dacă $m = 0$:

$$M_x(z) = A[1 + xz + \frac{1}{2!}(xz)^2 + \dots] = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{n!} m'_n z^n \quad . \quad (IV.20)$$

Dacă relația (IV.20) se diferențiază de n ori și se calculează pentru $z = 0$, atunci se obține următoarea relație generală pentru momentele simple necentrate de ordin n :

$$m'_n = \left. \frac{\partial^n M_x(z)}{\partial z^n} \right|_{z=0} \quad . \quad (IV.21)$$

Funcția generatoare de momente simple, în jurul oricărui punct m , se poate scrie astfel:

$$M_x(z) = A[e^{(x-m)z}] \quad . \quad (IV.22)$$

Pentru funcția generatoare de momente simple centrate se definește în modul următor:

$$M_m(z) = e^{-mz} M_x(z) \quad . \quad (IV.23)$$

Logaritmiile funcțiilor generatoare de momente sunt folosiți pentru definirea **cumulanților de diferite ordine**. Fie dezvoltarea în serie Taylor a $\ln M_x(z)$:

$$\ln M_x(z) = k_1 z + k_2 \frac{z^2}{2!} + \dots \quad , \quad (IV.24)$$

unde $k_i = \left. \frac{\partial^i M_x(z)}{\partial z^i} \right|_{z=0}$ reprezintă cumulanții de ordin i . Pentru fiecare tip de moment se pot

defini cumulanți corespunzători.

Există distribuții pentru care nu se pot defini funcții generatoare de momente. În aceste situații se introduce **funcția generatoare de momente**, $\Phi_x(t)$. Dacă variabila aleatoare x are funcția de densitate $f(x)$, atunci se poate defini următoarea funcție caracteristică:

$$\Phi_x(z) = A[e^{iz}] = \int_{-\infty}^{+\infty} f(x)e^{iz} dx = M_x(iz) \quad . \quad (IV.25)$$

Legătura dintre funcția de densitate și funcția caracteristică este dată de teorema următoare, numită teorema de inversie: dacă $f(x)$ este o funcție de densitate cu o funcție de distribuție continuă peste tot și are o funcție caracteristică $\Phi_x(t)$, definită prin relația (IV.25), atunci:

$$f(x) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \Phi_x(z)e^{-izx} dz \quad . \quad (IV.26)$$

Relația (IV.26) reprezintă transformata Fourier.

Observații

1. Toate mărimile și noțiunile introduse până în prezent se pot extinde și pentru distribuții de mai multe variabile. În acest caz variabila aleatoare x devine un vector de n componente, iar integralele, respectiv, sumările se vor face în spații cu n dimensiuni, respectiv, după n indici.

2. Dacă variabila aleatoare este o funcție de o variabilă x , $y(\{x\})$, iar $y(\{x\})$ este o funcție monotonă, atunci funcția de densitate se poate fi scrisă sub forma următoare:

$$f(y\{x\}) = f(x\{y\}) \left| \frac{dx}{dy} \right| \quad . \quad (IV.27)$$

3. Există cazuri în care funcția de densitate se calculează numai dacă sunt satisfăcute condițiile:

(i) $dy/dx \neq 0$;

(ii) $y = y(\{x\})$ are o soluție reală, finită, iar expresia este de forma:

$$f(y\{x\}) = \prod_{\forall x} f(x\{y\}) \left| \frac{dy}{dx} \right|^{-1} \quad . \quad (IV.28)$$

În cazurile în care condițiile de mai sus nu sunt respectate $f(y\{x\}) = 0$.

Din multitudinea de distribuții folosite în Fizica nucleară, Fizica particulelor elementare

și Fizica nucleară relativistă cele mai des folosite sunt: **distribuția Poisson, distribuția binomială, distribuția Gauss și distribuția binomială negativă [1-9].** În multe situații de interes sunt utile combinații ale acestor distribuții [2,4,5,9,11,12]. Unele aspecte de interes legate de aceste distribuții vor fi considerate în curs și în diferitele lucrări de laborator incluse în acest manual.

Bibliografie

- [1]. H.G.Worthing, J.Geffner - Prelucrarea datelor experimentale, Editura Tehnică, București, 1959
- [2]. B.R.Martin - Statistics for Physicists, Academic Press, London and New York, 1971
- [3]. A.Solmitz - Annual Review of Nuclear Science (1963)
- [4]. W.T.Eadie et al - Statistical Methods in Experimental Physics, North-Holland Publishing Company, Amsterdam, 1971
- [5]. F.James - Proceedings of the 1970 CERN Computing and Data Processing School - Via Monastero, Varenna, Italy, 30 August-12 September 1970 - Preprint CERN 71-6 (1971)
- [6]. Colectiv de catedră - Fizică nucleară - îndrumător de laborator, Tipografia Universității București, 1987
- [7]. B.Gndenko - Theory of probability, MIR , Moscow,1982
- [8]. Gh.Mihoc, V.Craiu - Tratat de Statistică matematică, Editura Academiei RSR, București, 1981
- [9]. P.Carruthers, C.C.Shih - International Journal of Modern Physics A2(5)(1987)1447-1547
- [10].Isac Stern - Teză de doctorat, IFIN București-Măgurele, 1981
- [11].Al.Jipa - Teză de doctorat, Facultatea de Fizică, Universitatea București, 1989
- [12].Al.Jipa, C.Beșliu, R.Zaharia, A.M.David - Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics 22(2)(1996)221-230

CAPITOLUL AL V-LEA

PROBE EXPERIMENTALE DIN POPULAȚII

Conf.univ.dr.Alexandru Jipa

V.1. Noțiuni fundamentale

O problemă majoră în deducerea statistică este legată de faptul că **într-un experiment nu se poate avea acces la întreaga populație**. Într-un experiment se are acces la o parte din populație, parte care se numește **eșantion (probă sau mostră) din populație** [1-8]. Din această cauză este foarte important să se aleagă corect metoda de caracterizare a probei, astfel încât concluziile asupra populației să rămână relativ stabile de la o probă la alta. **Acest lucru înseamnă că parametrii variază puțin de la o probă la alta.**

Proprietățile de dorit pentru diferite probe din populații sunt legate de o serie de definiții și teoreme.

Se definește o probă de dimensiune n ca fiind setul de valori numerice x_1, x_2, \dots, x_n pentru cele n observații selectate dintr-un set mai mare.

Statistica reprezintă o valoare numerică determinată din probă. Tot prin **statistică** se înțelege totalitatea valorilor probei.

Media unei probe de dimensiune n, $\langle m_a^p \rangle$, se calculează astfel:

$$\langle m_a^p \rangle = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n x_i \quad . \quad (V.1)$$

Pentru proba de dimensiune n considerată se poate calcula **varianța** folosind următoarea relație:

$$\sigma_p^2 = \frac{1}{n-1} \sum_{j=1}^n (x_j - m_a^p)^2 \quad . \quad (V.2)$$

$\sigma_p = \sqrt{\sigma_p^2}$ reprezintă **abaterea standard** a probei experimentale.

Notă. Factorul $1/N$ folosit în definirea varianței populației se înlocuiește în cazul varianței

probei experimentale prin factorul $1/(n-1)$ pentru a avea asigurări că valoarea așteptată a întregii statistici de un tip dat, calculată pentru o probă experimentală de dimensiune n , va fi egală cu parametrul corespunzător pentru populație.

Fie o probă aleatoare de dimensiune n - x_1, x_2, \dots, x_n - cu o funcție de densitate $f(x)$. În acest caz, funcția de distribuție a unei probe statistice $y(x_1, x_2, \dots, x_n)$, este dată de o relație de forma următoare:

$$F(y) = \int \dots \int \prod_{j=1}^n f(x_j) dx_j \quad . \quad (V.3)$$

Observații

- (a) Integrarea se face pentru regiunea în care $y \geq y(x_1, x_2, \dots, x_n)$.
- (b) Se poate considera că $y(x_1, x_2, \dots, x_n)$ este o nouă variabilă. În acest caz se aleg $(n-1)$ variabile - funcții de x_j - astfel încât integrandul n -dimensional din relația (V.3) să ia o formă simplă.
- (c) În foarte multe lucrări de interes din domeniu se folosește convenția următoarea: parametrii populației sunt notați cu litere grecești, iar parametrii probei experimentale din populație sunt notați cu litere latine.

V.2. Distribuții asociate probelor experimentale

Fie o probă, PS, de n observații x_j ($j = 1, 2, \dots, n$) selectate la întâmplare. Proba experimentală PS se numește **probă aleatoare cu înlocuire sau probă aleatoare simplă** dacă - în general - observația x_{n-1} este înapoiată populației înainte ca observația x_n să fie selectată. Dacă observația x_{n-1} nu este înapoiată populației, atunci PS este numită probă aleatoare fără înlocuire. În cele mai multe situații de interes se întâlnește cea de a doua situație.

Legăturile dintre parametrii populației și parametrii probei experimentale sunt exprimate în câteva teoreme de interes.

Teorema I. Fie N dimensiunea unei populații finite și fie n dimensiunea unei probe experimentale fără înlocuire. În acest caz, pentru toate probele experimentale de dimensiune n , media mediilor este egală cu media populației, iar varianța mediilor este egală cu varianța populației înmulțită cu un factor $(N-n)/[n(N-1)]$.

Conform teoremei de mai sus se poate scrie:

$$\begin{aligned} \langle m_a^p \rangle &= m_a \\ \sigma_p &= \frac{\sigma^2}{n} \cdot \frac{N-n}{N-1} \quad . \quad (V.4) \end{aligned}$$

Remarcă. Dacă proba este cu înlocuire, atunci relațiile de mai sus, (V.4), se modifică astfel:

$$\begin{aligned} \langle m_a^p \rangle &= m_a \\ \sigma_p &= \frac{\sigma^2}{n} \quad . \quad (V.5) \end{aligned}$$

Observație. Pentru populații discrete infinite se realizează numai relațiile (V.5), indiferent de tipul probei.

Pentru unele populații continue infinite este utilă următoarea teoremă:

Teorema II. Fie x o variabilă aleatoare continuă distribuită cu media $\langle m_a \rangle$, varianța σ^2 și funcția de densitate $f(x)$. Fie niște probe aleatoare de dimensiune n scoase din această distribuție. Atunci distribuția asociată mediilor are media $\langle m_a^p \rangle$ egală cu media populației, m_a , și varianța, σ_p^2 , egală cu varianța populației, σ^2 , înmulțită cu un factor $1/n$.

Conform teoremei de mai sus sunt îndeplinite relațiile:

$$\begin{aligned} \langle m_a^p \rangle &= m_a \\ \sigma_p &= \frac{\sigma^2}{n} \quad . \quad (V.6) \end{aligned}$$

Cele două teoreme conduc la următoarea concluzie: pe măsură ce dimensiune probei crește varianța mediei probei descrește, astfel încât probabilitatea ca media probei să fie o estimare bună a mediei populației crește. Această concluzie este strâns legată de **legea slabă a numerelor mari**. Enunțul acestei legi este următorul:

Fie x_i o populație de variabile aleatoare independente cu media m_a și varianță finită. Fie $\langle m_a^p \rangle$ media unei probe de dimensiune n , definită prin relația:

$$\langle m_a^p \rangle = \frac{1}{n} \sum_{j=1}^n x_j \quad . \quad (V.7)$$

Atunci, pentru orice valori date $\varepsilon > 0$ și $0 < \delta < 1$, există un număr întreg n , astfel încât, pentru toate numerele $m \geq n$, este satisfăcută relația:

$$P\left[\left| m_a^p(m) - m_a \right| < \varepsilon \right] \geq 1 - \delta \quad . \quad (V.8)$$

Legea numerelor mari este o consecință (un caz special) de inegalitatea Cebîșev. Teorema asociată acestei inegalități se enunță astfel:

Fie $f(x)$ o funcție de densitate pentru o populație cu media m_a și varianța finită σ^2 . Fie p orice număr pozitiv și fie $\langle m_a^p \rangle$ media unei probe aleatoare de dimensiune n obținută din $f(x)$. În acest caz este satisfăcută relația:

$$P\left[\left| m_a^p(m) - m_a \right| \leq \frac{p\sigma}{\sqrt{n}} \right] \geq 1 - \frac{1}{p^2} \quad . \quad (V.9)$$

Teoremele enunțate anterior permit să se introducă una din cele mai importante teoreme pentru analiza statistică, anume: **teorema limitei centrale**. Teorema se aplică atât pentru distribuții discrete cât și pentru distribuții continue și se enunță în modul următor:

Fie variabilele aleatoare independente x_i , de funcție de densitate necunoscută, identic distribuite, cu media m_a și varianța σ^2 , ambele finite. Atunci, distribuția având media probei $\langle m_a^p \rangle$ tinde la distribuția normală cu media m_a și varianța σ^2/n , când n devine mare. Dacă $u(t)$ este forma standard a distribuției normale, atunci, pentru t_1 și t_2 arbitrari, se realizează următoarea relație de legătură:

$$\lim_{n \rightarrow \infty} P\left\{ t_1 \leq \frac{\langle m_a^p \rangle - m_a}{\frac{\sigma}{\sqrt{n}}} \leq t_2 \right\} = \int_{t_1}^{t_2} u(t) dt \quad . \quad (V.10)$$

O altă teoremă de interes este următoarea:

Fie $l = \sum_{j=1}^n a_j x_j$, unde a_j sunt constante reale și x_j sunt variabile aleatoare cu media m_a , varianța σ^2 și covarianțe σ_{ij} ($i, j = 1, 2, \dots, n$ și $i \neq j$). Atunci

$$m_l = \sum_{j=1}^n a_j m_j \quad , \quad (V.11)$$

$$\sigma_l^2 = \sum_{j=1}^n a_j^2 \sigma_j^2 + 2 \sum_{j < k} a_j a_k \sigma_{jk} \quad . \quad (V.12)$$

Dacă variabilele aleatoare x_j sunt independente, atunci:

$$\sigma_l^2 = \sum_{j=1}^n a_j^2 \sigma_j^2 \quad . \quad (V.13)$$

Odată stabilite aceste reguli teoretice importante pentru analiza statistică este necesară găsirea unei "punți" cu diferite situații experimentale concrete.

V.3. Erori experimentale.

Formula de propagare a erorilor

După cum s-a arătat anterior **într-un experiment nu se poate determina valoarea unei mărimi cu o precizie absolută**. Cu alte cuvinte nu se pot reduce erorile făcute în măsurători la zero. În acest context este important să se găsească "*punți de legătură*" între statistica teoretică și diferitele situații experimentale și, mai ales, modalități de aplicare în situații concrete.

Înainte de a trece la aceste trebuie reamintit faptul că prin **precizie** - în statistica datelor și rezultatelor experimentale - se are în vedere micimea erorilor, iar prin **exactitatea (acuratețe, corectitudine)** se definește devierea (abaterea) observației de la valoarea "adevărată" - în ipoteza că are sens acest concept.

În mod convențional, ca măsură a erorilor aleatoare (întâmplătoare) se folosește *abaterea standard*, σ . De multe ori, în practică, ea mai este denumită și **eroare standard**.

Trebuie menționat aici că în anumite situații se mai folosește și conceptul de **eroare probabilă**, definită prin următoarea relație:

$$\int_{m_a-p}^{m_a+p} f(x)dx = \frac{1}{2} \quad . \quad (V.14)$$

Determinarea valorii unei mărimi din date și rezultate experimentale afectate de diferite erori impune stabilirea unei metode sigure și repetabile de calculare sau estimare a erorii de care este afectată mărime respectivă. Această metodă poartă numele de **legea propagării erorilor**.

Fie $y=y(p)=y(p_1, p_2, \dots, p_m)$ o funcție de m parametri p_j ($j=1, 2, \dots, m$). Dacă se dorește cunoașterea erorii experimentale asupra lui y , atunci când se cunosc erorile experimentale asupra lui p_j , este necesar să se ia în considerare valorile "adevărate" pentru parametrii p_j . Fie p_j^* aceste valori "adevărate". În acest caz, dacă mărimile ($p_j - p_j^*$) sunt mici, atunci funcția $y=y(p)=y(p_1, p_2, \dots, p_m)$ se poate dezvolta în serie Taylor în jurul punctului $p=p^*$. Se obține următoarea expresie:

$$y(p) = y(p^*) + \sum_{j=1}^m (p_j - p_j^*) \left. \frac{\partial y(p)}{\partial p_j} \right|_{p=p^*} + \dots \quad . \quad (V.15)$$

Observație. Pentru valori mici ale diferenței $(p_j - p_j^*)$ se poate considera numai aproximația de ordinul întâi în dezvoltarea Taylor.

Varianța mărimii $y(p)$ se poate scrie sub forma următoare:

$$\text{var}[y(p)] = A[[y(p) - A[y(p)]]^2] \cong A[[y(p) - y(p^*)]^2] \quad . \quad (V.16)$$

Elementele matricei de varianță au expresii de forma:

$$V_{ij} = A[(p_i - p_i^*)(p_j - p_j^*)] \quad . \quad (V.17)$$

Fie $(\Delta y)^2 = \text{var}[y(p)]$. Atunci se poate scrie următoarea relație, luând în considerare mărimile calculate anterior:

$$(\Delta y)^2 = \sum_{i=1}^m \sum_{j=1}^m \left\{ \frac{\partial y(p)}{\partial p_i} \Big|_{p=p^*} V_{ij} \frac{\partial y(p)}{\partial p_j} \Big|_{p=p^*} \right\} \quad . \quad (V.18)$$

Relația (V.18) este cunoscută sub numele de **formula de propagare a erorilor**.

În cazul unor erori necorelate este îndeplinită următoarea relație pentru covarianță:

$$\text{cov}(p_i, p_j) = 0 \quad . \quad (V.19)$$

De aceea, $V_{ij} = 0$ - pentru $i \neq j$, respectiv, $V_{ij} = (\Delta p_i)^2$ - pentru $i=j$. În acest caz, formula de propagare a erorilor, pentru erori necorelate se poate scrie astfel:

$$(\Delta y)^2 = \sum_{i=1}^m \left[\frac{\partial y(p)}{\partial p_i} \Big|_{p=p^*} \Delta p_i \right]^2 \quad . \quad (V.20)$$

Remarcă. La utilizarea formulei de propagare a erorilor, indiferent de formă - (V.18) sau (V.20) - trebuie ca să se analizeze dacă mărimile Δp_i sunt suficient de mici pentru a se putea aplica formula lui Taylor, de dezvoltare în serie.

V.4. Metode de fit pentru distribuțiile experimentale

V.4.1. Considerații generale

În mod obișnuit distribuțiile experimentale sunt comparate cu diferite distribuții teoretice. Alegerea distribuției teoretice depinde de ipotezele făcute pentru descrierea unui anumit set de date experimentale [9-12].

Stabilirea acordului dintre rezultatele experimentale și diferitele modelări propuse se poate face cu ajutorul unor tipuri specifice de teste. Multe din aceste teste sunt legate de

distribuția normală (Gauss), distribuție care se bucură de un număr de proprietăți speciale [1-9].

Măsurătorile fizice implică, în multe situații de interes, distribuții care au abateri standard relativ mici, atât de la o probă la alta, cât și de la valoarea adevărată (așteptată). Din acest motiv se poate considera că chiar cu un număr relativ mic de observații experimentale se poate defini o distribuție caracterizată de o valoare medie și o varianță suficient de bune pentru scopuri practice, în raport cu o populație de același tip de populație.

Aceste metode - **numite metode de fit (potrivire)** - trebuie să îndeplinească anumite condiții și să satisfacă anumite necesități practice. *Una din condițiile de bază este ca ele să fie aplicabile indiferent de numărul de "citiri" implicate.* De aceea, este necesară raportarea fiecărei "citiri".

Trebuie menționat aici faptul că intră în sarcina celui care face un experiment și prelucrează datele experimentale obținute să folosească o estimare descriptibilă și repetabilă în mod exact pentru erori experimentale și distribuțiile asociate acestora.

V.4.2. Metoda celor mai mici pătrate

V.4.2.1. Principiul metodei

Printr-un număr finit de citiri nu se poate determina exact distribuția erorilor. Din acest motiv nu se poate determina valoarea adevărată a oricărei mărimi măsurate. Printr-un experiment se poate obține valoarea cea mai probabilă.

Fie x_i ($i = 1, \dots, n$) valoarea unei citiri și fie x_o valoarea cea mai probabilă. Pentru valoarea cea mai probabilă trebuie avută în vedere următoarea definiție: *cea mai probabilă valoare care poate fi obținută dintr-un set dat de observații experimentale este cea care face ca setul de observații respectiv să fie cel mai probabil.*

Se poate constata că *metoda verosimilității maxime* este cea mai utilă în acest caz, pentru stabilirea setului de observații care dă probabilitatea maximă. De aceea, trebuie să se considere că x_o este o variabilă aleatoare, deoarece - în acest caz - mărimile x_1, x_2, \dots, x_n sunt cunoscute. Două direcții de studiu sunt importante: stabilirea probabilității de a găsi setul de observații experimentale care dă probabilitatea maximă și găsirea valorii maxime a expresiei

considerate.

Probabilitatea de a găsi setul de citiri setul de "citiri" cu probabilitatea maximă se obține prin înmulțirea probabilităților individuale pentru toate "citirile". Se poate scrie o relație de forma:

$$P = \Delta P_1 \Delta P_2 \dots \Delta P_n \quad , \quad (V.21)$$

unde

$$\Delta P_i = Q(x_i - m_a \leq x \leq x_i - m_a + \Delta x) \quad . \quad (V.22)$$

Se face ipoteza că mărimile ΔP_i sunt distribuite conform distribuției normale (Gauss), anume:

$$\Delta P_i = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-\frac{(x_i - m_a)^2}{2\sigma^2}} \cdot \Delta x \quad . \quad (V.23)$$

În acest mod se poate determina probabilitatea de a găsi grupul de "citiri" căutat. Expresia acestei probabilități este următoarea:

$$P = \left(\frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma}\right)^n (\Delta x)^n e^{-\frac{1}{2\sigma^2} \sum_{j=1}^n (x_j - m_a)^2} \quad . \quad (V.24)$$

Metoda celor mai mici pătrate este o metodă de fit care permite estimarea valorilor așteptate pentru distribuția considerată folosind valori $\delta_j = x_j - x_o$ diferite și modificând valoare x_o până când probabilitatea P atinge valoarea maximă. Acest mod de lucru nu afectează mărimile n , Δx și $\frac{1}{\sqrt{2\sigma}}$.

Argumentul funcției exponențiale conține numai termeni pătratici. De aceea, valoarea maximă a probabilității P se obține atunci când valoarea sumei $\sum_{j=1}^n \delta_j^2$ este cea mai mică posibilă în condițiile date. *Acesta este principiul metodei celor mai mici pătrate.*

V.4.2.2. Aplicarea metodei celor mai mici pătrate

Ideea fundamentală pentru găsirea valorii celei mai probabile a mărimii măsurate este aceea de a lua din "citirile" existente pe cele mai probabile.

Înainte de a se discuta cazuri concrete de aplicare a metodei celor mai mici pătrate trebuie făcute două observații importante, anume:

A. Metoda se poate aplica atât pentru cazul în care se consideră o singură necunoscută, cât și pentru cazul în care se consideră mai multe necunoscute.

B. În general, x_o este media aritmetică a observațiilor.

Fie cazul unei singure necunoscute. Pentru a respecta condiția ca suma $\sum_{j=1}^n \delta_j^2$ să fie minimă este necesar să fie satisfăcută următoarea relație:

$$\frac{\partial \sum_{j=1}^n \delta_j^2}{\partial x_o} = -2[(x_1 - x_o) + (x_2 - x_o) + \dots + (x_n - x_o)] = 0 \quad . \quad (V.25)$$

Din relația (V.25) se obține:

$$x_o = \frac{\sum_{j=1}^n x_j}{n} \quad . \quad (V.26)$$

Se confirmă astfel observația de la punctul A.

Fie cazul general în care se consideră m necunoscute care satisfac n ecuații, unde $m < n$. Fie A_1, A_2, \dots, A_m mărimile necunoscute, iar x_1, x_2, \dots, x_n observațiile experimentale. Dacă variabilele experimentale cunoscute sunt $a_1, b_1, \dots, a_n, b_n, \dots$, iar între ele există o relație liniară, atunci se pot scrie următoarele ecuații:

$$A_j a_k + A_j b_k + \dots + A_j q_k = x_k \quad , \quad k = 1, n, \quad j = 1, m \quad . \quad (V.27)$$

Pentru a păstra liniaritatea ecuațiilor trebuie ca: $a_k = b_k^2$.

Este necesară calcularea sumei pătratelor mărimilor δ_i . În acest mod se obține un sistem de m ecuații cu m necunoscute. Suma pătratelor se poate scrie în modul următor:

$$\sum_{j=1}^n \delta_j^2 = \sum_{j=1}^n \sum_{k=1}^m [x_j - (\sum_{l=1}^n A_k a_l + A_k b_l + \dots + A_k q_l)]^2 \quad . \quad (V.28)$$

Folosind o relație de tipul relației (V.25) se obțin ecuațiile normale pentru coeficienții A_k :

$$\frac{\partial \sum_{j=1}^n \delta_j^2}{\partial A_k} = -2\{a_1[x_1 - (A_1 a_1 + A_2 b_1 + \dots + A_m q_1)] + a_2[x_2 - (A_1 a_2 + A_2 b_2 + \dots + A_m q_2)] + \dots + a_n[x_n - (A_1 a_n + A_2 b_n + \dots + A_m q_n)]\} = 0 \quad . \quad (V.29)$$

Pentru rezolvarea sistemului se introduc următoarele notații:

$$[aa] = \sum_{j=1}^n a_j^2; \quad [bb] = \sum_{j=1}^n b_j^2; \dots; [ab] = \sum_{j=1}^n a_j b_j; \dots; [aq] = \sum_{j=1}^n a_j q_j; \quad [ax] = \sum_{j=1}^n a_j x_j. \quad (V.30)$$

Cu ajutorul notațiilor de mai sus sistemul de m ecuații normale (V.29), cu m necunoscute, se poate scrie în modul următor:

$$\begin{aligned} [aa]A_1 + [ab]A_2 + \dots + [aq]A_m &= [ax] \\ [ab]A_1 + [bb]A_2 + \dots + [bq]A_m &= [bx] \\ \cdot & \\ \cdot & \\ \cdot & \\ [aq]A_1 + [bq]A_2 + \dots + [qq]A_m &= [qx] \end{aligned} \quad (V.31)$$

Pentru rezolvarea sistemului de ecuații (V.31) se pot folosi diferite metode. O cale folosită relativ frecvent este cea care implică introducerea determinanților. Calculul unui coeficient A_i se poate face folosind proprietățile determinanților, anume:

$$A_i = \frac{\begin{vmatrix} [aa] & [ab] & \dots & [ax] & \dots & [aq] \\ [ab] & [bb] & \dots & [bx] & \dots & [bq] \\ \cdot & & & & & \\ \cdot & & & & & \\ \cdot & & & & & \\ [aq] & [bq] & \dots & [qx] & \dots & [qq] \end{vmatrix}}{\begin{vmatrix} [aa] & [ab] & \dots & [al] & \dots & [aq] \\ [ab] & [bb] & \dots & [bl] & \dots & [bq] \\ \cdot & & & & & \\ \cdot & & & & & \\ \cdot & & & & & \\ [aq] & [bq] & \dots & [ql] & \dots & [qq] \end{vmatrix}} \quad (V.32)$$

Există și alte căi de rezolvarea a sistemului de ecuații (V.31).

Metoda celor mai mici pătrate se poate folosi pentru fit-area cu o dreaptă a unui set de date experimentale, situație des întâlnită în experimentele de Fizică nucleară [6].

Fie cazul în care nu există nici un motiv "a priori" de a presupune că datele experimentale nu sunt de încredere. Fie $y = A + Bx$ ecuația dreptei cu care se face fit-area și fie y_i valoarea observată a mărimii y atunci când mărimea x are valoarea x_i . Aplicând principiul fundamental al metodei se obține:

$$\sum_i \delta_i^2 = \sum_i (A + Bx_i - y_i)^2 \quad , \quad (V.33)$$

de unde se ajunge, prin derivare, la următoarele ecuații:

$$\frac{\partial \sum_i \delta_i^2}{\partial A} = 2 \sum_i (A + Bx_i - y_i) = 0 \quad , \quad (V.34)$$

$$\frac{\partial \sum_i \delta_i^2}{\partial B} = 2 \sum_i (A + Bx_i - y_i)x_i = 0 \quad . \quad (V.35)$$

Cele două ecuații ale sistemului se mai pot scrie astfel:

$$nA + B \sum_{i=1}^n x_i = \sum_{i=1}^n y_i \quad , \quad (V.36)$$

$$A \sum_{i=1}^n x_i + B \sum_{i=1}^n x_i^2 = \sum_{i=1}^n x_i y_i \quad . \quad (V.37)$$

Aici n este numărul de date experimentale considerate în eșantionul respectiv.

Soluțiile pentru parametrii A și B sunt următoarele:

$$A = \frac{\sum_{i=1}^n y_i \sum_{i=1}^n x_i^2 - \sum_{i=1}^n x_i \sum_{i=1}^n x_i y_i}{n \sum_{i=1}^n x_i^2 - (\sum_{i=1}^n x_i)^2} \quad , \quad (V.38)$$

$$B = \frac{n(\sum_{i=1}^n x_i y_i) - \sum_{i=1}^n x_i y_i}{n \sum_{i=1}^n x_i^2 - (\sum_{i=1}^n x_i)^2} \quad . \quad (V.39)$$

Prin efectuarea calculelor se obțin cele mai bune valori ale parametrilor A și B pentru situația considerată. Cu ajutorul lor se poate trasa - printre punctele experimentale - dreapta care descrie cel mai bine eșantionul respectiv.

În multe experimente fiecare observație experimentală este caracterizată prin precizie specifică, diferită de a celorlalte. De aceea, este necesară introducerea unei distribuții "părinte" a erorilor de dimensiune infinită. Eroarea fiecărei observații (date) experimentale poate fi caracterizată prin valori diferite ale mărimii $h = \frac{1}{\sqrt{2}\sigma}$ care intră în expresia ecuației pentru funcția de distribuție normală [1-6].

Fie un set de n date experimentale având erori ζ_i , caracterizate de un indice de precizie

$h_i = \frac{1}{\sqrt{2}\sigma_i}$, dar având toate aceeași valoare așteptată [1-8]. Probabilitatea de a obține un astfel

de set este următoarea:

$$P = \left(\prod_{i=1}^n \frac{h_i}{\sqrt{\pi}} \right) (\Delta \zeta)^n e^{-\sum_{i=1}^n h_i^2 \zeta_i^2} \quad . \quad (V.40)$$

Valoarea așteptată, comună pentru cele n date, se estimează pentru valoarea maximă a probabilității P. Această valoare maximă se obține atunci când $\sum_{i=1}^n h_i^2 \delta_i^2$ are cea mai mică

valoare posibilă. Cele mai probabile valori ale necunoscutelor se obțin atunci când $\sum_{i=1}^n h_i^2 \delta_i^2$ este minimă.

Fie $h_i^2 = w_i h^2$, unde h este o constantă. Pe baza relațiilor anterioare se poate scrie:

$$h^2 \left(\sum_{i=1}^n w_i \delta_i^2 \right) = \min \quad . \quad (V.41)$$

Se consideră δ_i de forma următoare:

$$\delta_i = x_i - x \quad ,$$

unde x este valoarea așteptată a mărimii necunoscute, putând fi considerată ca o variabilă. Prin înlocuirea în ecuația (V.41) și diferențierea în raport cu variabila aleatoare x se obține, din

condiția de minim $\frac{\partial \left(\sum_{i=1}^n w_i \delta_i^2 \right)}{\partial x} = 0$, următoarea expresie a valorii așteptate:

$$x = \frac{\sum_{i=1}^n w_i x_i}{\sum_{i=1}^n w_i} \quad . \quad (V.42)$$

Relația de mai sus este utilă în obținerea mediilor ponderate. De aceea, se consideră că w_i reprezintă ponderile observațiilor, iar h reprezintă precizia măsurării pentru cazul în care ponderea este egală cu unitatea.

Din relațiile anterioare - (V.40)÷(V.42) - se obține următoarea relație de legătură:

$$\frac{h_1}{h_2} = \sqrt{\frac{w_1}{w_2}} = \frac{\sigma_2}{\sigma_1} = \frac{p_2}{p_1} \quad , \quad (V.43)$$

Dacă h_o , respectiv, σ_o , sunt precizia măsurării, respectiv, abaterea standard pentru

distribuția mediilor aleatoare pentru n date experimentale, atunci ecuația (V.43) conduce la următoare relație de legătură:

$$\sigma_o^2 = \frac{1}{n} \sigma^2 \quad . \quad (V.44)$$

Pentru această situație se obține un nou sistem de ecuații, asemănător cu cel din ecuația (V.31), anume:

$$\begin{aligned} [waa]A_1 + [wab]A_2 + \dots + [waq]A_m &= [wax] \\ [wab]A_1 + [wbb]A_2 + \dots + [wbq]A_m &= [wbx] \\ \cdot & \\ \cdot & \\ \cdot & \\ [waq]A_1 + [wbq]A_2 + \dots + [wqq]A_m &= [wqx] \end{aligned} \quad . \quad (V.45)$$

Aici $[waa] = \sum_{i=1}^n w_i a_i^2$ ș.a.m.d. Rezolvarea sistemului se face ca și în cazul sistemului de ecuații (V.31).

Există situații când un set de observații/date experimentale poate să conțină câteva mărimi (necunoscute) care satisfac exact una sau mai multe condiții teoretice care se stabilesc între necunoscute. În aceste situații se reduce numărul necunoscutelor care trebuie să fie calculate. Numărul necunoscutelor care nu mai trebuie să fie calculate este dat de numărul de condiții care sunt satisfăcute de mărimile considerate.

Trebuie menționat aici faptul că există experimente în care ecuațiile care definesc condițiile conțin necunoscute neliniare. În aceste cazuri metoda celor mai mici pătrate se poate aplica numai dacă se cunosc valorile aproximative pentru necunoscute. Aceste valori pot fi obținute prin metode care necesită calcule mai puțin complicate și laborioase.

Fie Z_1 și Z_2 astfel de necunoscute. Se consideră relații de legătură de forma $f_i(Z_1, Z_2) = X_i$, $i=1, n$ și ponderile w_i corespunzătoare. Se presupune că funcțiile $f_i(Z_1, Z_2)$ sunt neliniare în cele două variabile, Z_1 și Z_2 .

Dacă se presupune că valorile aproximative ale lui Z_1 și Z_2 au fost obținute prin alte metode, atunci se poate considera că $Z_1 = A + z_1$ și $Z_2 = B + z_2$, unde z_1 și z_2 sunt noile necunoscute de determinat. Prin dezvoltarea în serie Taylor a funcțiilor $f_i(Z_1, Z_2) = X_i$, pentru z_1 și z_2 foarte mici, se obține:

$$f_i(Z_1, Z_2) = f_i(A, B) + \frac{\mathcal{F}_i}{\partial Z_1} \Big|_{A, B} z_1 + \frac{\mathcal{F}_i}{\partial Z_2} \Big|_{A, B} z_2 + \dots, \quad i=1, n. \quad (V.46)$$

Se introduc notațiile: $X_i - f_i(A, B) = m_i$, $i=1, n$. Mărimile m_i sunt foarte mici și pot fi considerate ca noi variabile. În acest caz se obține un nou set de ecuații, și anume:

$$X_i - f_i(A, B) = \frac{\mathcal{F}_i}{\partial Z_1} \Big|_{A, B} z_1 + \frac{\mathcal{F}_i}{\partial Z_2} \Big|_{A, B} z_2 = m_i, \quad i=1, n. \quad (V.47)$$

Ecuațiile (V.47) sunt liniare în mărimile z_1 și z_2 . Ele se rezolvă prin metoda celor mai mici pătrate, în modul arătat anterior.

Metoda celor mai mici pătrate se poate utiliza în estimarea împrăștierii unor mărimi determinate din date experimentale. Trebuie avut în vedere faptul că între abaterea standard a populației, σ , și abaterea standard a eșantionului (probei), σ_p , există unele diferențe (subcapitolul V.1). De obicei, interesează cea mai bună estimare a abaterii standard a populației.

Fie o distribuție "mamă" centrată pe valoarea așteptată, m_a . Fie o distribuție specifică unei probe centrată pe valoarea cea mai probabilă, m_n , rezultată din n date experimentale sau observații. Cunoscând cea mai bună estimare a centrului de simetrie pentru distribuția "mamă" este necesară stabilirea lărgimii sale, în ipoteza că sub curba specifică probei este inclusă 0.6827 din aria unitate a curbei "mamă".

Fie $d = m_n - m_a$. Pentru o valoare experimentală e_i se pot scrie următoarele relații:

$$\begin{aligned} \xi_i &= e_i - m_a \\ \delta_i &= e_i - m_n \\ \xi_i &= \delta_i + d \end{aligned} \quad (V.48)$$

Deoarece valoarea lui m_n se găsește punând condiția $\sum_{i=1}^n \delta_i = 0$ din relațiile (V.48) se obține:

$$\sum_{i=1}^n \xi_i^2 = \sum_{i=1}^n \delta_i^2 + nd^2 \quad (V.49)$$

Valoarea lui d trebuie să fie, cel mult, de același ordin de mărime cu una din măsurile împrăștierii pentru o distribuție a mediilor, în cazul unor probe de dimensiune n . Toate măsurile împrăștierilor au aceeași formă, și sunt legate unele de altele prin constante.

În ipoteza că:

$$d^2 = c\sigma_p^2 = c\frac{\sigma^2}{n} = c\frac{\sum_{i=1}^n \xi_i^2}{n^2}, \quad (V.50)$$

relația (V.49) se poate scrie astfel:

$$\sum_{i=1}^n \xi_i^2 = \sum_{i=1}^n \delta_i^2 + c\frac{\sum_{i=1}^n \xi_i^2}{n} \quad (V.51)$$

Soluția este de forma:

$$\frac{\sum_{i=1}^n \xi_i^2}{n} = \frac{\sum_{i=1}^n \delta_i^2}{n-c}. \quad (V.52)$$

Observații

1. Pentru valori foarte mari ale lui n corecția nu este importantă.

2. Corecția este importantă numai pentru valori mici ale lui n .

3. În cazul $n=1$ se ajunge la o valoare nedeterminată a raportului $\frac{\sum_{i=1}^n \xi_i^2}{n}$. De aceea, pentru $n=1$ se alege $c=1$.

Având în vedere rezultatele anterioare, se consideră că pentru o singură variabilă cea mai bună estimare a abaterii standard este de forma următoare:

$$\sigma = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n \delta_i^2}{n-1}} \quad (V.53)$$

Cea mai bună estimare a abaterii standard pentru medie se poate scrie astfel:

$$\sigma_p = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n \delta_i^2}{n(n-1)}} \quad (V.54)$$

În relația (V.54) mărimea $(n-1)$ reprezintă numărul gradelor de libertate ale sistemului.

Remarcă. În acest caz prin grad de libertate se înțelege numărul de date experimentale sau observații în exces în raport cu numărul minim teoretic necesar pentru a obține mărime necunoscută. În general, pentru n date experimentale sau observații asupra a q necunoscute este $(n-q)$.

Pentru q necunoscute abaterea standard - în cazul unor ponderi egale cu unitatea ale datelor experimentale sau observațiilor - are următoarea expresie:

$$\sigma = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n \delta_i^2}{n - q}} \quad (V.55)$$

Dacă ponderile sunt diferite de unitate și au valori specifice w_i , atunci abaterea standard are o formă nouă, anume:

$$\sigma = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n w_i \delta_i^2}{n - q}} \quad (V.56)$$

Abaterea standard pentru o dată experimentală sau observație de pondere w_k se poate scrie în modul următor:

$$\sigma_{w_k} = \frac{\sigma}{\sqrt{w_k}} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n w_i \delta_i^2}{w_k (n - q)}} \quad (V.57)$$

Pentru cazul unei singure necunoscute abaterea standard a mediei (eroarea) se poate scrie astfel:

$$\sigma_p = \frac{\sigma}{\sqrt{\sum_{k=1}^n w_k}} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n w_i \delta_i^2}{\sum_{k=1}^n w_k (n - 1)}} \quad (V.58)$$

În cazul mai multor necunoscute soluția se complică și se calculează diferit, de la caz la caz.

Există situații în care printre datele experimentale se pot afla și unele afectate de greșeli. Pentru a le elimina se consideră că sunt afectate de greșeli cele pentru care valoare este

mai mare decât $3.29 \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n \delta_i^2}{n - 1}}$. Valoarea respectivă este stabilită cu ajutorul unei relații de tipul relației (V.23), integrând de la 0 la valoarea considerată ca admisibilă.

O altă metodă de eliminare a datelor experimentale (observațiilor) afectate de greșeli este cea cunoscută sub numele de **criteriul lui Chauvenet**. Această metodă dă probabilitatea limită de realizare pentru date experimentale (observații) "acceptabile", în funcție de *numărul acestora*. Această probabilitate este dată de următoarea relație:

$$P_{\text{lim}} = \frac{2n-1}{4n} \quad (\text{V.59})$$

Estimarea gradului de **precizie** se poate face prin observarea diferenței dintre valorile cele mai mari și cele mai mici ale datelor experimentale (observațiilor). Diferența poartă numele de **domeniu** și nu are aceeași distribuție de probabilitate ca acestea.

Fie R dimensiunea unui domeniu. Fie $\delta = R/2$ diferența dintre cea mai mare și cea mai mică valoare din cele n date experimentale (observații). În aceste condiții este satisfăcută următoarea relație:

$$n-2 = 2nP\left(|\delta| < \frac{R}{2}\right), \quad (\text{V.60})$$

unde $P\left(|\delta| < \frac{R}{2}\right)$ este probabilitatea de a observa o diferență δ mai mică decât $R/2$.

În general, sunt îndeplinite următoarele condiții:

$$2nP\left(|\delta| > \frac{R}{2}\right) = \frac{1}{2} \quad (\text{V.61})$$

$$P\left(|\delta| < \frac{R}{2}\right) = 1 - P\left(|\delta| > \frac{R}{2}\right) \quad (\text{V.62})$$

V.4.3. Distribuția χ^2

Pentru descrierea dispersiei unei populații folosind varianța probei a fost introdusă distribuția χ^2 . Definiția ei se poate face în cadrul următoarei **teoreme**:

Dacă x_i ($i=1,2,\dots,n$) sunt probe de variabile aleatoare distribuite normal și independente, de medii m_i și varianțe σ_i , atunci statistica

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^n \left(\frac{x_i - m_i}{\sigma_i} \right)^2 \quad (\text{V.63})$$

este distribuită cu funcția de densitate de probabilitate:

$$f(\chi^2, \mu) = \frac{1}{2^{\frac{\mu}{2}} \Gamma\left(\frac{\mu}{2}\right)} \chi^{2\left(\frac{\mu}{2}-1\right)} e^{-\frac{\chi^2}{2}}, \quad \chi^2 > 0, \quad (\text{V.64})$$

de medie μ și varianță 2μ .

Statistica (V.63) se numește distribuție χ^2 cu n grade de libertate.

Funcția gamma este definită prin integrala următoare:

$$\Gamma(x) = \int_0^{\infty} du e^{-u} u^{x-1}, \quad 0 < x < \infty \quad (V.65)$$

Funcția caracteristică a distribuției χ^2 are următoarea expresie:

$$\Phi(t) = (1 - 2it)^{-\frac{\mu}{2}} \quad (V.66)$$

Ținând seama de expresia funcției generatoare, anume:

$$M_x(t) \equiv E[e^{xt}] = \int_{-\infty}^{\infty} dx e^{tx} f(x) \quad (V.67)$$

se poate scrie următoarea funcție generatoare de momente pentru distribuția χ^2 :

$$M(t) = (1 - 2t)^{-\frac{\mu}{2}} \quad (V.68)$$

Proprietățile funcției generatoare de momente permit obținerea expresiilor pentru momentele simple necentrate, anume:

$$\begin{aligned} \left. \frac{\partial M(t)}{\partial t} \right|_{t=0} &= \mu = m'_1 \\ \left. \frac{\partial^2 M(t)}{\partial t^2} \right|_{t=0} &= 2\mu = m'_2 \\ \left. \frac{\partial^3 M(t)}{\partial t^3} \right|_{t=0} &= 8\mu = m'_3 \\ \left. \frac{\partial^4 M(t)}{\partial t^4} \right|_{t=0} &= 12\mu(\mu + 4) = m'_4 \end{aligned}$$

Cu ajutorul acestor momente se pot defini parametrii de asimetrie și de formare de maxime - β_1 , respectiv, β_2 . Se obțin următoarele expresii:

$$\begin{aligned} \beta_1 &= \frac{8}{\mu} \\ \beta_2 &= 3 \left(1 + \frac{4}{\mu} \right) \end{aligned}$$

Se observă că, pentru $\mu \rightarrow \infty$, valorile parametrilor de mai sus tind spre cele caracteristice distribuției normale, și anume:

$$\beta_1^n = 0$$

$$\beta_2^n = 3$$

În condiția menționată - $\mu \rightarrow \infty$ - distribuția χ^2 însăși tinde lent spre distribuția normală.

Distribuția χ^2 este o distribuție uniparametrică. De aceea, în anumite situații, se folosește statistica $\sqrt{2\chi^2}$ care tinde rapid spre distribuția normală, atunci când $\mu \rightarrow \infty$, având media $\mu' = \sqrt{2\mu - 1}$ și varianța I .

O proprietate importantă a statisticii χ^2 este proprietatea de aditivitate. Această proprietate arată că *suma a n variabile independente χ^2_j , $j=1,2,\dots,n$, fiecare având distribuții χ^2 cu ν_j , $j=1,2,\dots,n$, grade de libertate, este ea însăși distribuită ca χ^2 cu $\nu = \sum_{j=1}^n \nu_j$ grade de libertate.*

În folosirea statisticii și distribuției χ^2 sunt utile și următoarele două teoreme.

Teorema I. Fie x_1, x_2, \dots, x_n o probă de dimensiune n extrasă dintr-o populație normală cu

medie 0 și varianță unitate. Atunci, statistica $u = \sum_{i=1}^n (x_i - \langle x \rangle)^2$ este distribuită ca χ^2 cu $n-$

1 grade de libertate, iar varianța probei este $\sigma_p = \frac{\sigma^2 \chi^2}{n-1}$, fiind distribuită, de asemenea, ca χ^2 cu $n-1$ grade de libertate și independentă de media probei, $\langle x \rangle$.

Teorema II. Media și varianța probei sunt variabile aleatoare independente atunci când proba este extrasă la întâmplare dintr-o populație normală.

Este utilă calcularea proporției α a ariei de sub curbele distribuției χ^2 a diferitelor puncte χ^2_α pentru care este satisfăcută următoarea condiție:

$$P(\chi^2 \geq \chi^2_\alpha) = \alpha = \int_{\chi^2_\alpha}^{\infty} f(\chi^2, \mu) d\chi^2 \quad (V.69)$$

Punctele definite de relația (V.69) sunt numite și puncte de procentaj.

Determinarea parametrilor - în cazul folosirii testului χ^2 - se face prin impunerea condiției de minimizare pentru distribuția χ^2 . Este cea mai utilizată metodă de analiză a datelor experimentale obținute prin măsurători fizice.

V.4.4. Distribuția t

În marea majoritate a situațiilor de interes nu sunt cunoscute media și varianța populației. De aceea, acestea se înlocuiesc cu estimări calculate din proba respectivă. Distribuția unei probe de medie $\langle x \rangle$ este aproximativ normală, cu o medie a populației μ și o varianță $\frac{\sigma^2}{n}$, unde σ^2 este varianța populației, iar n este dimensiunea probei.

Statistica $u = \frac{\langle x \rangle - \mu}{\frac{\sigma}{\sqrt{n}}}$ este distribuită aproximativ normal cu medie 0 și varianță 1 ,

pentru n mare.

În aceste condiții este important să se stabilească care este *distribuția care permite să se folosească varianța probei pentru a putea face afirmații cu privire la media populației*. Acest tip de distribuție se numește **distribuție t sau distribuție Student**. Ea se poate introduce pe baza următoarei teoreme:

Fie $u = \frac{\langle x \rangle - \mu}{\frac{\sigma}{\sqrt{n}}}$ cu o distribuție normală de medie 0 și varianță 1 . Fie w cu o

distribuție χ^2 cu n grade de libertate. Mărimile \sqrt{w} și u sunt independente statistic. Atunci, variabila aleatoare

$$t = \frac{u}{\sqrt{\frac{w}{n}}} \quad (\text{V.70})$$

are o funcție de densitate de probabilitate

$$f(t, n) = \frac{\Gamma\left[\frac{n+1}{2}\right]}{\sqrt{\pi n} \Gamma\left(\frac{n}{2}\right)} \left(1 + \frac{t^2}{n}\right)^{-\frac{n+1}{2}}, \quad -\infty < t < +\infty \quad (\text{V.71})$$

de medie 0 și varianță $\frac{n}{n-2}$, pentru $n > 2$.

Statistica t se spune că are o distribuție t (Student) cu n grade de libertate.

Principalele proprietăți ale distribuției t (Student) sunt cuprinse în următoarele 3 teoreme:

Teorema I. Fie $x_i, i=1,2,\dots,n$, o probă de dimensiune n extrasă dintr-o populație normală de medie μ și varianță σ^2 . Atunci statistica

$$t = \frac{\sqrt{n}}{\sigma_p} (\langle x \rangle - \mu), \quad (V.72)$$

unde $\sigma_p = \frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n (x_i - \langle x \rangle)^2$ și $\langle x \rangle = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n x_i$, este distribuită ca distribuția t (**Student**) cu $n-1$ grade de libertate.

Teorema II. Cu cât numărul gradelor de libertate ale distribuției t (**Student**) se apropie de infinit cu atât distribuția tinde la distribuția normală, în forma standard.

Teorema III. Fie probele aleatoare $x_{11}, x_{12}, \dots, x_{1n}$ și $x_{21}, x_{22}, \dots, x_{2n}$ de dimensiuni n_1 , respectiv, n_2 , independente, reprezentate prin populațiile normale 1, respectiv, 2, având medii μ_1 , respectiv, μ_2 , și aceeași varianță, σ^2 . Atunci, definind $\langle x_i \rangle = \frac{1}{n_i} \sum_{j=1}^{n_i} x_{ij}$, $i = 1, 2$, statistica

$$t = \frac{(\langle x_1 \rangle - \langle x_2 \rangle) - (\mu_1 - \mu_2)}{\sqrt{\sigma_{12}^2 \left(\frac{1}{n_1} + \frac{1}{n_2} \right)}} \quad (V.73)$$

are o distribuție t (**Student**) cu $n=n_1+n_2$ grade de libertate.

În relația (V.73) σ_{12}^2 este varianța sumei probelor 1 și 2 și este definită prin următoarea expresie:

$$\sigma_{12}^2 = \frac{\sum_{i=1}^2 \sum_{j=1}^{n_i} (x_{ij} - \langle x_i \rangle)^2}{n_1 + n_2 - 2} \quad (V.74)$$

Ca și distribuția χ^2 și distribuția t (**Student**) este o familie uniparametrică de curbe. Valorile - în procente - ale punctelor din familia de curbe se obține ținându-se cont de faptul că distribuția este simetrică în jurul valorii $t=0$. Se obține următorul rezultat:

$$P[t < -t_\alpha(n)] = P[t > t_\alpha(n)] = \alpha \quad (V.75)$$

V.4.5. Distribuția F

În cazul în care este necesar să se compare două varianțe sau mai mult de două valori medii se folosește un alt tip de distribuție, anume *distribuția F*.

Teorema care permite introducerea acestui tip de distribuție se enunță astfel:

Fie două variabile aleatoare χ^2_i ($i=1,2$), distribuite ca χ^2 cu n_i grade de libertate. Statistica

$$F = F(n_1, n_2) = \frac{\frac{\chi_1^2}{n_1}}{\frac{\chi_2^2}{n_2}} \quad (V.76)$$

este distribuită, în acest caz, cu funcția de densitate de probabilitate

$$f(F; n_1, n_2) = \frac{\Gamma\left(\frac{n_1 + n_2}{2}\right)}{\Gamma\left(\frac{n_1}{2}\right)\Gamma\left(\frac{n_2}{2}\right)} \left(\frac{n_1}{n_2}\right)^{\frac{n_1}{2}} \frac{F^{\frac{n_1-2}{2}}}{\left(1 + \frac{n_1}{n_2} F\right)^{\frac{n_1+n_2}{2}}} \quad (V.77)$$

cu $F \geq 0$, medie $\mu = \frac{n_2}{n_2 - 2}$, $n_2 > 2$ și varianță $\sigma^2 = \frac{2n_2^2(n_1 + n_2 - 2)}{n_1(n_1 - 2)^2(n_2 - 4)}$, $n_2 > 4$.

Punctele din familia de curbe - în procente - se definesc prin relația de mai jos:

$$P[F \geq F_\alpha] = \alpha = \int_{F_\alpha}^{\infty} dF f(F; n_1, n_2). \quad (V.78)$$

Trebuie menționat, în încheierea acestui capitol, că există și alte metode de analiză a datelor experimentale [1-12]

Bibliografie

- [1]. H.G.Worthing, J.Geffner - Prelucrarea datelor experimentale, Editura Tehnică, 1959
- [2]. B.R.Martin - Statistics for Physicists, Plenum Press, 1971
- [3]. A.Solnitz - Annual Review of Nuclear Science (1963)
- [4]. W.T.Eadie et al - Statistical Methods in Experimental Physics, North-Holland Publishing Company, Amsterdam, 1971
- [5]. F.James - Proceedings of the 1970 CERN Computing and Data Processing School - Via Monastero, Varenna, Italy, 30 August-12 September 1970 - Preprint CERN 71-6 (1971)

- [6]. Colectiv de catedră - Fizică nucleară - îndrumător de laborator, Tipografia Universității București, 1987
- [7]. B.Gndenko - Theory of probability, MIR , Moscow,1982
- [8]. Gh.Mihoc, V.Craiu - Tratat de Statistică matematică, Editura Academiei RSR, București, 1981
- [9]. P.Carruthers, C.C.Shih - International Journal of Modern Physics A2(5)(1987)1447-1547
- [10].Isac Stern - Teză de doctorat, IFIN București-Măgurele, 1981
- [11].Al.Jipa - Teză de doctorat, Facultatea de Fizică, Universitatea București, 1989
- [12].Al.Jipa et al - Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics 22(2)(1996)221-230

**LUCRĂRI DE LABORATOR BAZATE PE INFORMAȚIA
OBȚINUTĂ CU AJUTORUL SPECTROMETRULUI
SKM 200 DE LA IUCN DUBNA**

LUCRAREA DE LABORATOR I

EXPLORARE ȘI MĂSURARE PRIN METODA "MUNCII DE SCLAV"

Prof.univ.dr.Călin Beșliu, Conf.univ.dr.Alexandru Jipa

LI.1. Considerații generale

Detectorii cu vizualizare implică, în general, aranjamente experimentale simple, ceea ce implică și o analiză relativ simplă a datelor experimentale. Ei asigură o geometrie de detecție 4π și sunt foarte utili în experimente legate de domenii noi ale Fizicii nucleare. Acest lucru este valabil și pentru Fizica nucleară relativistă [1-5].

În cazul detectorilor cu vizualizare informația experimentală se obține pe film sau pe placă holografică [5-7]. O parte din informația obținută este nefolositoare, datorită unor "zgomote". De aceea, unui detector cu vizualizare trebuie să îi fie asociate unul sau mai multe *sisteme de selectare și prelucrare prealabilă a informației*. Aceste sisteme implică 5 mari categorii de nivele de decizie, și anume:

- (1) declanșare (trigger-are) primară rapidă;**
- (2) declanșare secundară;**
- (3) lucrul "în-linie" (on-line) cu microprocesoare programabile;**
- (4) filtrare "în-linie" (on-line) a informației înainte de înregistrare;**

(5) monitorare și control "în-linie" cu ajutorul calculatorului pentru întregul sistem.

Indiferent de numărul nivelelor de decizie de care dispune sistemul de detecție este necesară extragerea informației numerice de interes pentru fiecare traiectorie (particulă) înregistrată. *Trecerea de la imagine la date experimentale numerice și stabilirea parametrilor specifici fiecărei traiectorii (particule) se face în mai multe etape.* Aceste etape sunt [8,9]:

(i) **explorarea (scanning-ul)**; (ii) **măsurarea**; (iii) **reconstrucția geometrică**. Această trecere este, în general, dificilă. Dificultatea trecerii scade cu creșterea numărului de nivele de decizie de care dispune sistemul de detecție și depinde de natura suportului pe care este înregistrată imaginea - film (imagine bidimensională) sau placă holografică (imagine tridimensională).

***Explorarea (scanning-ul)** constă în examinarea filmului/plăcii holografice pentru evenimente de interes. Această operațiune se face prin proiectarea imaginii pe o masă de explorare (scanning) și urmărirea - cadru cu cadru - a imaginilor înregistrate. Identificarea evenimentelor de interes se face în funcție de anumite criterii, numite criterii de explorare (scanning). Criteriile de explorare se stabilesc în funcție de natura interacțiilor și de caracteristicile tehnice și fizice ale sistemului de detecție.*

Operația de explorare (scanning) reprezintă o primă reducere a șirului de date care trebuie să fie introduse în memoria calculatorului. "Instrumentul" de bază pentru această operație este *ochiul omenesc*. Pentru a face o explorare corectă sunt necesare toate proiecțiile obținute cu ajutorul sistemului de stereofotografiere al sistemului de detecție. La creșterea calității operației de explorare contribuie semnificativ repetarea operației de mai multe ori, de persoane diferite, și estimarea *eficacității de explorare (scanning)*.

***Măsurarea** este a doua operație necesară trecerii de la imagine la date experimentale numerice și este o operație mult mai complexă decât explorarea. Această a doua operație presupune determinarea unui număr de coordonate etalon care definesc traiectoriile diferitelor tipuri de particule. Coordonatele etalon stau la baza ultimei etape: **reconstrucția geometrică**.*

Operația de măsurare se face în raport cu un *sistem de repere de referință*. *Precizia operației de măsurare trebuie să fie în acord cu mijloacele de măsurare folosite.* Între metodele și mijloacele de măsurare există o *strânsă dependență*.

Prima metodă de măsurare a fost cea a "**muncii de sclav**" [8]. Denumirea metodei a fost dată de către MacLeod și Snow. *Metoda constă în desenarea imaginilor proiectate pe masa de explorare (scanning) - de pe mai multe vederi - și măsurarea, cu*

mijloace uzuale (riglă, echer, raportor) a mărimilor de interes.

La începutul anilor '50 apar primele mașini (dispozitive) de măsurare. Ele au apărut la CERN Geneva și la Laboratorul "Lawrence" de la Berkeley (SUA) [Lawrence Berkeley Laboratory (LBL)]. Aceste dispozitive de măsurare se pot clasifica în: (a) *mașini manuale*; (b) *mașini semiautomate*; (c) *mașini automate*. Trebuie menționat aici că nu există o mașină de măsurare complet automată [4,7-11]. Mașinile care sunt considerate automate sunt, în fapt, mașini semiautomate cu ghidare de vertex sau cu ghidare de drum. Primele dispozitive de măsurare au fost realizate pentru camera cu bule - creată în anul 1952 de către Glasser [12-15]. Ulterior ele au fost adaptate și pentru alți detectori cu vizualizare.

Perfecționarea sistemelor de detecție cu vizualizare, precum și a tehnicilor de înregistrare a imaginii - cu deosebire înregistrarea holografică a acestora [5,7] - a impus realizarea unor dispozitive de explorare și măsurare adecvate [4,10].

Reconstrucția geometrică a traiectoriilor particulelor cu sarcină înregistrate se bazează pe ipoteza că traiectoria ideală a acestor particule în câmp magnetic este o elice. Parametrii principali ai elicei sunt: Raza de curbură, unghiul de adâncime, unghiul azimutal, și lungimea arcului de cerc care identifică traiectoria.

Pentru realizarea reconstrucției geometrice este necesar un *program de calcul*. Structura programului de calcul depinde de *metoda de reconstrucție* folosită. În anumite situații programul de reconstrucție geometrică poate include și programul de cinematică [16-17]. Unele din aspectele de interes vor fi discutate în lucrarea de laborator consacrată reconstrucției geometrice (Lucrarea a III-a).

În această lucrare de laborator se urmărește stabilirea unor mărimi de interes care caracterizează ciocnirile nucleu-nucleu la 4.5 A GeV/c. Experimentele au fost realizate la IUCN Dubna, în cadrul colaborării SKM 200. Informația a fost înregistrată pe film lat de mare sensibilitate (vezi capitolul al II-lea). Explorarea și măsurarea, prin metoda "muncii de sclav", se poate face pe o masă de explorare simplă, tip ENEDEP-121. Criteriile de explorare și măsurare - în acord cu toți membrii colaborării - sunt prezentate în cele ce urmează [18,11].

LI.2. Criterii de explorare la spectrometrul SKM 200

LI.1.2.1. Criterii generale de explorare

Criteriile de explorare (scanning) comune pentru toți membrii ai colaborării sunt următoarele:

- (i) ciocnirile au loc în țintă sau în gazul din cameră, pe direcția fasciculului incident;
- (ii) eliminarea ciocnirilor care au loc pe suportul țintei sau în "pahar" (în cilindrul vidat care închide ținta metalică, dar nu în țintă);
- (iii) eliminarea cadrelor care conțin numai urma/traectoria fasciculului incident;
- (iv) eliminarea cadrelor care conțineau două sau mai multe fascicule incidente.

În funcție de diferitele obiective urmărite au mai fost luate în considerare și alte criterii, cum ar fi:

- (a) existența unor particule neutre care se dezintegrează în cameră (așa-numitele "V-uri");
- (b) prezența unor perechi electron-pozitron care își au originea în țintă;
- (c) existența unor particule cu sarcină care prezintă modificări bruște ale direcției traiectoriei ("coturi"), modificări care ar putea fi legate de modurile de dezintegrare specifice ale diferitelor tipuri de particule sau de interacții secundare cu gazul din cameră;
- (d) prezența oricărei alte anomalii care ar putea fi legată de moduri de dezintegrare ale unor particule sau interacții secundare; este recomandat ca astfel de interacții să fie desenate pe fișa de explorare (de obicei, pe verso).

În Fig.LI.1. este dată forma unei fișe de explorare minimale.

| Numărul filmului | Numărul cadrului | Prezență "V-uri" | Perechi e^+e^- | Prezență "coturi" | Topologie eveniment | Alte urme deosebite |
|------------------|------------------|------------------|------------------|-------------------|---------------------|---------------------|
| | | | | | | |
| | | | | | | |
| | | | | | | |
| | | | | | | |
| | | | | | | |

Fig.LI.1. Fișă de explorare pentru evenimente înregistrate cu ajutorul spectrometrului SKM 200

Ca urmare a explorării (scanning-ului) se poate stabili și "harta electronilor δ ", hartă care include pozițiile cele mai frecvente de apariție ale unor astfel de electroni care apar ca urmare a interacțiilor coulombiene dintre particulele cu sarcină și electronii atomilor gazului din camera cu streamer.

Tema de lucru va putea varia de la caz la caz sau poate include toate situațiile menționate anterior.

Explorarea este însoțită, uneori, și de **premăsurare**. La premăsurare se pot stabili unele mărimi, cum ar fi: multiplicitatea particulelor cu sarcină, multiplicitatea particulelor pozitive, multiplicitatea particulelor negative, ionizarea ș.a. În anumite situații gama mărimilor stabilite prin *premăsurare* este mai mare. Pentru aceasta se pot folosi unele șabloane speciale. Rezultatele obținute sunt afectate de erori experimentale mari dacă particulele considerate pentru această operațiune nu au traiectoria conținută complet în planul de stereofotografiere. De aceea, premăsurarea este folosită doar pentru obținerea unor rezultate preliminare, calitative asupra evenimentelor de ciocnire considerate.

II.2.2. Modul de lucru

Pentru efectuarea lucrării se procedează în modul următor:

- Se verifică faptul că aparatul de explorare nu este racordat la rețeaua de tensiune electrică.
- Se introduce filmul în aparatul de explorare, cu toate cele trei proiecții (vederi).
- Se face alimentarea cu tensiune electrică a aparatului.
- Se pornește iluminarea pentru toate cele 3 proiecții (vederi) și se verifică că toate aparțin aceleiași interacții - adică au toate același număr de film - și că au același număr de cadru inițial; în caz contrar se aduc toate cele trei proiecții la același număr de cadru inițial acționându-se motoarele pentru proiecțiile de interes.
- Se notează în fișa de explorare numărul filmului și se începe căutarea evenimentelor de interes conform criteriilor generale de explorare prezentate anterior. Căutarea se face pe toate cele trei proiecții. Toate cadrele care respectă condițiile generale de explorare (scanning) sunt trecute în fișa de explorare.
- Se trec în fișa de explorare numerele cadrelor pentru care se observă evenimente de interes, în acord cu criteriile speciale prezentate anterior. Se pot face comentarii asupra topologiei

traietoriilor de interes dintr-un cadru dat.

- Se vor căuta evenimente de interes pentru cel puțin 100 de evenimente (cadre).

Aceste informații se vor folosi pentru diferite situații, astfel:

- numărul de perechi e^+e^- se poate folosi ca semnal pentru stări anormale și tranziții de fază;
- identificarea unor particule cu sarcină stopate în camera cu streamer poate să fie susținută de prezența unor "coturi" pe traiectoriile particulelor cu sarcină;
- existența unor hiperoni neutrii - hiperonul Λ^0 , în principal - sau kaoni neutrii în ciocniri nucleu-nucleu la 4.5 A GeV/c.

NOTĂ. Deși cele două operațiuni de bază de trecere de la imagini la date numerice sunt grupate în aceeași lucrare acestei activități îi vor fi consacrate câte două ședințe distincte, pentru explorare și măsurare.

LI.3. Criterii de măsurare la spectrometrul SKM 200

LI.3.1. Criterii generale de măsurare

În funcție de scopurile urmărite și de mijloacele de explorare și măsurare de care se dispune, precum și de intervalul de timp de care se dispune pentru efectuarea acestor operații, măsurarea se poate face concomitent cu operațiunea de explorare (scanning) sau imediat după aceasta. În anumite situații, cum ar fi încărcarea prea mare a mesei de explorare și de măsurare, se poate apela la desenarea cadrelor de pe film care conțin evenimentele de interes, folosind cel puțin două proiecții, măsurarea lor făcându-se ulterior. La desenare se va avea în vedere păstrarea tuturor trăsăturilor specifice fiecărui eveniment și redarea corectă a lor pe desen pentru a nu afecta rezultatele obținute, ulterior, prin măsurare.

Înainte de începerea măsurării trebuie avute în vedere următoarele aspecte:

(a) Masa de explorare și măsurare nu trebuie să prezinte deformări. Aceasta implică faptul că toate reperele (crucile) de referință se află pe o dreaptă.

(b) Scara de mărire - adică, distanța dintre reperele (crucile) de referință extreme - trebuie să fie aceeași pentru toate proiecțiile și mesele de explorare și măsurare avute la dispoziție. Neîndeplinirea acestei condiții face imposibilă măsurarea unor mărimi, cum ar fi paralaxa. Se poate face, totuși, o estimare a altor mărimi, cum ar fi unghiul de adâncime.

Pentru realizarea măsurării pe masa de explorare sunt necesare următoarele:

(i) riglă, care - de preferință - să fie transparentă, cu scală neagră și lungime de cel puțin 30 cm;

(ii) echer, care să aibă - de preferință - aceleași caracteristici ca rigla folosită; pentru corectitudinea măsurării este necesar ca diviziunea sa "zero" să coincidă cu muchia sa pentru a se obține rezultate corecte asupra săgeții și paralaxei;

(iii) șabloane corespunzătoare proiecției cu numărul 2, proiecție pentru care camera de fotografiat este perpendiculară pe țintă.

Pe aceste șabloane trebuie să fie, obligatoriu, desenate următoarele:

(1) reperele (crucile) de referință;

(2) ținta;

(3) limitele ("frontierele") camerei;

(4) traiectoria fasciculului incident;

(5) un cerc gradat pentru unghiuri;

(6) proiecțiile mărite ale coordonatelor obiectivelor camerelor de fotografiat, pentru corecta stabilire a paralaxelor.

În Fig.LI.2. este prezentat un astfel de șablon.

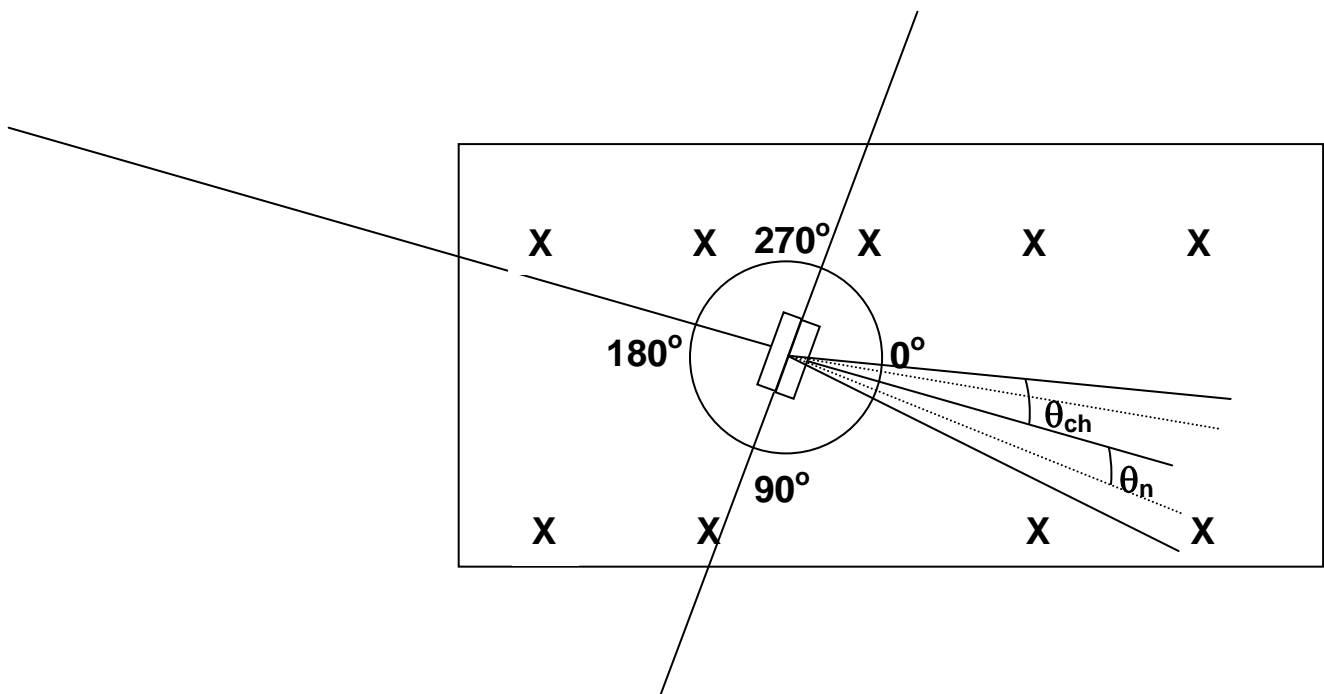


Fig.LI.2. Șablonul de unghiuri pentru măsurarea pe masa de explorare prin metoda muncii de sclav

(iv) Tabele care să conțină următoarele rubrici:

(1) distanța dintre reperele (crucile) de referință extreme pe proiecția nr.2; se trece valoarea exprimată în centimetri, într-un format FORTRAN F5.1, pentru o mai ușoară introducere în programul de reconstrucție geometrică;

(2) numărul filmului, într-un format FORTRAN I5, din aceleași motive ca mai sus;

(3) numărul cadrului, tot într-un format FORTRAN I5;

(4) numărul urmei (trasei) particulei, în același format;

(5) semnul sarcinii și ionizarea ($\pm I$), tot în format FORTRAN I5;

(6) indicele de evaluare a unghiului de adâncime ($\pm n_i$), în același format;

(7) unghiul în plan dintre coarda urmei (trasei) particulei și urma fascicului (θ), măsurat în grade, și trecut în tabel tot în format I5;

(8) jumătate din valoarea lungimii corzii urmei care corespunde unghiului θ și săgeții S (L/2); se trece valoare exprimată în centimetri și se scrie într-un format FORTRAN F5.1;

(9) săgeata urmei (trasei) particulei (S), măsurată în milimetri; se trece în tabel într-un format FORTRAN F5.1;

(10) lungimea totală a corzii (DL), exprimată în centimetri; formatul de scriere este tot F5.1; dacă coincide cu L se pune 0;

(11) numărul de rotații (învârtituri) pe care le face spirala traiectoriei particulei cu sarcină, în câmp magnetic (NVIT); formatul de scriere este F5.1;

(12) diametrul primei spire a elicei (D); se trece valoarea, exprimată în centimetri, numai dacă $NVIT \geq 0.5$, adică traiectoria descrie mai mult de jumătate de circumferință; se folosește formatul de scriere F5.1;

(13) paralaxa (PAR), adică cuasi-concordanța punctelor trasei pe diferite proiecții; se exprimă în milimetri și se scrie într-un format F5.1; se măsoară ca fiind distanța dintre capetele traselor (urmelor), paralelă cu baza dată de punctele de interacție pentru proiecțiile de pe film alese pentru măsurare;

(14) concordanța acestor puncte de-a lungul coardei sau paralaxa coardei (LPR); se scrie în același format și se folosesc aceleași unități de măsurare ca pentru paralaxă (mm); scrierea sa se face într-un format F5.1;

(15) distanța de la centru țintei la punctul de interacție (XYEV); pentru evenimente care au loc în țintă valoarea ei este nulă; valori nenule se obțin pentru interacții în gazul care umple camera

cu streamer; distanța se dă în centimetri (cm) și se scrie în formatul F4.1;

(16) paralaxa vertex-urilor de interacție (PAREV); această mărime se dă în milimetri (mm), iar formatul de scriere este F4.1;

(17) numerele proiecțiilor pe care se face măsurarea paralaxelor (NPK); cum proiecția care este proiecția a doua aici vor apare numai combinații de tipul 21 sau 23; formatul de scriere este I2.

L.I.3.2. Modul de lucru

Pentru efectuarea lucrării primele etape sunt similare celor de la explorare (scanning), anume:

- Se verifică faptul că aparatul de explorare și măsurare nu este racordat la rețeaua de tensiune electrică.
- Se introduce filmul în aparatul de explorare și măsurare, cu toate cele trei proiecții (vederi).
- Se face alimentarea cu tensiune electrică a aparatului.
- Se pornește iluminarea pentru toate cele 3 proiecții (vederi) și se verifică că toate aparțin aceleiași interacții - adică au toate același număr de film - și că au același număr de cadru inițial; în caz contrar se aduc toate cele trei proiecții la același număr de cadru inițial acționându-se motoarele pentru proiecțiile de interes.
- Se notează în fișa de măsurare numărul filmului și numărul primului cadru care respectă toate condițiile impuse prin criteriile de (explorare) generale prezentate anterior. Măsurarea se face pe toate cele trei proiecții.
- Se procedează la măsurarea pe masa de explorare (scanning) a traselor particulelor înregistrate în camera cu streamer, în ordinea indicată la prezentarea criteriilor generale de măsurare pentru spectrometrul SKM 200.

Notă. 1. Pentru ciocniri care au multiplicități mari ale particulelor cu sarcină se poate proceda la desenarea - pe aceeași foaie de hârtie - a cadrelor pe două din cele trei proiecții, cu respectarea ionizărilor și tuturor caracteristicilor specifice evenimentului avut în vedere pentru măsurare.

2. În vederea estimării corecte a erorilor asupra unor mărimi cinematice de bază - impulsuri și unghiuri de emisie, în principal - se va proceda la măsurarea aceluiași cadru de cel puțin 3 persoane diferite.

3. Se va estima eficacitatea de explorare (scanning).

Bibliografie

- [1]. Peter Rice-Evans - Spark, streamer, proportional and drift chambers - The Richelieu Press, London, 1974
- [2]. E.M.Friedlander, H.H.Heckman - Treatise on Heavy Ion Science, vol.IV, Plenum Press, New York and London, 1985, pag.460 (Editor: A.Bromley)
- [3]. A.M.Baldin - Prog.Part.Nucl.Phys.IV(1981)95
- [4]. H.Ströbele - Nucl.Instr.Meth.Phys.Res.221(1984)523
- [5]. I.P.K.Tavernier - Nucl.Instr.Meth.Phys.Res.225(1984)642
- [6]. V.Eckardt et - Nucl.Instr.Meth.Phys.Res.225(1984)651
- [7]. H.Devermann,K.K.Geissler - Nucl.Instr.Meth.Phys.Res.225(1984)660
- [8]. M.Jobes, H.R.Shaylor - Rep.Prog.Phys.35(1972)1077
- [9]. ***** - Preprint CERN CERN 81-03(1981)
- [10]. M.Barth - Nucl.Instr.Meth.Phys.Res.226(1984)349
- [11]. C.Beşliu, Maria Iosif, Al.Jipa, R.Zaharia - Lucrările celei de a XXV-a Conferințe Naționale "Mijloace de Învățământ de Concepție Proporie", Iași, 17-19.V.1996, Editura "Spiru Haret", Iași, 1996, pag.6-13
- [12]. W.H.Tait - Radiation Detection - Butterwords, London, Boston, Sydney, Wellington, Toronto, Durban, 1980
- [13]. T.Farbel - Experimental Techniques in High Energy Physics - World Scientific, Singapore, New Jersey, Hong Kong, London, 1991
- [14]. W.R.Leo - Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments - Springer-Verlag, Heidelberg, 1994 (second edition)
- [15]. F.Sauli - Instrumentation in High Energy Physics, World Scientific, Singapore, 1994
- [16]. T.Ponta - Preprint ICEFIZ București-Măgurele HE-108(1984)
- [17]. T.Ponta - Preprint ICEFIZ București-Măgurele HE-111 (1985)
- [18]. G.L.Vardenga - Instrucțiuni de măsurare pe masa de explorare pentru evenimente înregistrate cu ajutorul spectrometrului SKM 200 de la IUCN Dubna - Raport Intern IUCN Dubna (1981)

LUCRAREA a II-a

RECONSTRUCȚIA GEOMETRICĂ A TRAIECTORIILOR ÎNREGISTRATE ÎN CAMERA CU STREAMER A SPECTROMETRULUI SKM 200

*Prof.univ.dr.Călin Beșliu, Conf.univ.dr.Alexandru Jipa,
Laurențiu Costel Aioanei, Răzvan Moașa, Ion Sorin Zgură
anul VI Interacții nucleare și particule elementare
(Anul universitar 1996-1997)*

L.II.1. Considerații generale

Camera cu streamer, detectorul principal al spectrometrului SKM 200 de la IUCN Dubna, face parte din categoria detectorilor cu vizualizare [1,2] și, de aceea, trecerea de la imagini la date numerice este un proces care se desfășoară în mai multe etape, și anume: **(i) explorarea (scanning); (ii) măsurarea; (iii) reconstrucția geometrică** [3-5]. Explorarea și măsurarea au fost prezentate într-o lucrare anterioară. Prezenta lucrare de laborator este consacrată pasului final al trecerii de la imagini la date experimentale sub formă numerică: **reconstrucția geometrică.**

Trebuie reamintit aici unele aspecte generale referitoare la explorare (scanning) și măsurare. **Explorarea (scanning-ul)** implică examinarea filmului sau plăcii holografice, conform unor *criterii de explorare*, pentru evenimentele de interes. Prin explorare se face prima reducere a cantității de informație și are ca instrument de bază ochiul uman. Pentru explorare se folosesc toate proiecțiile avute la dispoziție, iar operațiunea se face de mai multe ori, de persoane diferite, ceea ce permite evaluarea eficacității de explorare (scanning). *Explorarea se face pe masa de scanning.*

Măsurarea permite - în mod concret - trecerea la date numerice prin determinarea unui număr de coordonate etalon care definesc traiectoriile particulelor și fragmentelor. *Măsurarea se face în raport cu un sistem de repere de referință, iar precizia ei depinde de mijloacele de*

măsurare folosite. Metodele de măsurare trebuie să fie în acord cu mijloacele de măsurare avute la dispoziție și sunt determinate de caracteristicile sistemelor de detecție folosite [3-7].

Reconstrucția geometrică - ultima operație de trecere de la imagini la date numerice - asigură datele experimentale necesare descrierii cinematice și dinamice a ciocnirilor înregistrate cu detectori cu vizualizare. Lucrarea de laborator își propune să prezinte programul de reconstrucție geometrică pentru traiectoriile particulelor cu sarcină produse în ciocniri nucleu-nucleu la 4.5 A GeV/c obținute în experimente realizate la Sincrofazotronul de la IUCN Dubna, în cadrul Colaborării SKM 200.

Așa cum s-a arătat în lucrarea de laborator consacrată explorării și măsurării traiectoria ideală a unei particule cu sarcină care se mișcă în câmp magnetic este o elice. De aceea, pentru reconstrucția geometrică a unei astfel de traiectorii curbate se consideră o *elice circulară*, caracterizată prin următorii *parametrii importanți*:

- (i) raza de curbură a elicei (r);
- (ii) unghiul de adâncime (λ);
- (iii) unghiul azimutal (θ);
- (iv) lungimea arcului de cerc al traiectoriei reconstruite (l).

O reconstrucție geometrică completă implică un volum imens de date numerice - legate de mărimile măsurate - calcule complexe și anevoioase, analize detaliate. De aceea, realizarea reconstrucției geometrice necesită un program de calcul, program care trebuie să aibă în vedere criteriile de explorare și măsurare folosite, metoda de măsurare folosită, mijloacele de măsurare avute la îndemână, precum și metoda de reconstrucție geometrică care a stat la baza scrierii programului respectiv.

Pentru imaginile înregistrate pe film sunt două **metode de reconstrucție** importante, anume:

- (a) *metoda punctelor corespondente*;
- (b) *metoda razelor de lumină [3,5,8]*.

Programele de calcul pentru realizarea reconstrucției geometrice trebuie să ia în considerare toate aspectele importante pentru obținerea de date experimentale afectate de erori cât mai mici, de la caracteristicile tehnice ale sistemului de detecție până la metoda de măsurare și metoda de reconstrucție geometrică aleasă. Majoritatea programelor de reconstrucție confirmă influența metodei de reconstrucție asupra metodei de măsurare și structurii programului [9,10]. În realizarea programelor de calcul pentru reconstrucția

geometrică s-a manifestat tendința de asociere cu programe de cinematică corespunzătoare - cum ar fi programul HYDRA de la CERN [9,10] - iar în ultimul timp asocierea cu modelări Monte Carlo ale proceselor și fenomenelor fizice de interes [11].

În cazul filmelor obținute cu ajutorul spectrometrului SKM 200 de la IUCN Dubna măsurarea se face prin metoda "muncii de sclav" pe masa de explorare [12]. Se poate folosi o masă de explorare de tip ENEDEP 121 (Franța) de la Laboratorul de Fizica Energiilor Înalte de la IFIN București-Măgurele. Metoda de reconstrucție geometrică folosită este cea a razelor de lumină. Programul de reconstrucție geometrică, asociat cu unele elemente de cinematică, este scris în limbaj FORTRAN și a fost adaptat pentru lucru pe calculatoare personale de către grupul de Fizică nucleară relativistă de la Facultatea de Fizică a Universității București [5,12,13].

L.II.2. Metode de reconstrucție geometrică

Pentru imaginile înregistrate pe film sunt - așa cum s-a menționat anterior - două metode de reconstrucție geometrică: **(a) metoda punctelor corespondente;** **(b) metoda razelor de lumină** [3,5,8].

L.II.2.1. Metoda punctelor corespondente

Folosirea *metodei punctelor corespondente* permite numai determinarea poziției vertex-ului de interacție. Pentru această metodă sunt necesare măsurători numai pe două proiecții. Punctele corespondente dau imaginea aceleiași bule sau aceluiași streamer. Folosind măsurători pe două proiecții diferite ale aceluiași eveniment se consideră razele de lumină trasate de la film, prin diferitele sisteme optice, până la bula/streamer-ul înregistrată/înregistrat în detectorul respectiv (cameră cu bule sau cameră cu streamer). Intersecția acestor raze de lumină dă poziția bulei/streamer-ului în cameră.

De la începutul folosirii metodei s-au constatat unele deficiențe. O primă deficiență este legată de folosirea a numai două proiecții. Există, de asemenea, posibilitatea unor interpolări greșite la unghiuri mici în raport cu axa sistemului de stereofotografiere. Această a doua deficiență este strâns legată de folosirea a numai două proiecții. Cea de a treia deficiență este

dată de dificultatea obținerii de estimări de încredere pentru erorile în determinarea coordonatelor și parametrilor vertex-ului.

Având în vedere dificultățile menționate, precum și faptul că metoda dădea informații numai asupra vertex-ului de interacție ea a fost rapid abandonată în favoarea unei mai complete și mai adecvate ciocnirilor tot mai complexe care erau înregistrate cu detectori cu vizualizare, anume *metoda razelor de lumină*.

II.2.2. Metoda razelor de lumină

Metoda razelor de lumină implică, așa cum arată și numele, determinarea razelor de lumină de la toate punctele măsurate, de pe toate proiecțiile, și fit-area unei elice la aceste raze de lumină. Metoda a fost propusă în anul 1960 de către Moorhead [3,6,8]. Pe baza acestei metode Moorhead a realizat **programul de reconstrucție geometrică numit THRESH**. El a fost conceput pentru experimente legate de ciocniri hadronice în care se foloseau camere cu bule ca detectori unici sau numai ca detectori de vertex. Metoda a fost îmbunătățită de către Solmitz [3,6,8]. El a propus ca fit-are finală să se facă pe o proiecție a elicei pe film pe fiecare vedere (proiecție) a acestuia. Îmbunătățirea adusă de către Solmitz metodei a fost inclusă în programul de reconstrucție geometrică conceput de către Moorhead. În cadrul programului cei patru parametri ai elicei sunt variați până la minimizarea abaterilor punctelor măsurate de la elicea proiectată. Pe baza metodei au fost propuse și concepute alte programe de reconstrucție geometrică, cum ar fi cel de la *Rutherford High Energy Laboratory* sau cel de la *Lawrence Berkeley Laboratory*, numit TVGP (**T**hree **V**iew **G**eometrical **P**rogram) [3,6,8].

Având în vedere faptul că programul de reconstrucție geometrică folosit la IUCN Dubna pentru experimentele desfășurate în cadrul colaborării SKM 200 - program pe care îl vom numi în continuare **PRGSKM200** - se bazează pe metoda razelor de lumină se va prezenta mai detaliat această metodă.

Reconstrucția geometrică, în cadrul metodei razelor de lumină, se bazează pe ecuațiile razelor de lumină. Dacă (x,y,z) sunt coordonatele unui punct din camera cu bule/camera cu streamer, atunci ecuațiile asociate sunt de forma:

$$x = (tg \alpha_n \cdot \sin \theta) \cdot z + G_x \quad , \quad (1)$$

$$y = (tg \alpha_n \cdot \cos \theta) \cdot z + G_y \quad , \quad (2)$$

unde:

$$\sin \theta = (x' - x_c) / l' \quad , \quad (3)$$

$$\cos \theta = (y' - y_c) / l' \quad , \quad (4)$$

În relațiile de mai sus (x_c, y_c, z_c) sunt coordonatele lentilei aparatului de fotografiat folosit pentru stereofotografiere, $(x', y', 0)$ sunt coordonatele care dau poziția aparentă a punctului de interacție, $(G_x, G_y, 0)$ sunt coordonatele punctului de intersecție dintre raza de lumină și planul $z=0$, iar α_i - cu $i=1, n$ - sunt unghiurile de refracție în diferitele medii străbătute de raza de lumină, stabilite conform legii lui Snell [14]. Grosimile mediilor refractante se determină astfel:

$$l = \sum_{i=0}^{n-1} d_i \cdot tg \alpha_i \quad , \quad (5)$$

$$l' = tg \alpha_0 \sum_{i=0}^{n-1} d_i \quad , \quad (6)$$

Pentru rezolvarea sistemului format de ecuațiile (1) și (2) se introduc următoarele notații:

$$F_x = [(x' - x_c) / l'] \cdot tg \alpha_n \quad , \quad (7)$$

$$F_y = [(y' - y_c) / l'] \cdot tg \alpha_n \quad . \quad (8)$$

Se obține un nou sistem de ecuații, anume:

$$x = F_x \cdot z + G_x \quad , \quad (9)$$

$$y = F_y \cdot z + G_y \quad , \quad (10)$$

de unde se pot scrie coordonatele punctului de intersecție dintre raza de lumină și planul $z = 0$, anume:

$$G_x = (x' - x_c) / l' + x_c \quad , \quad (11)$$

$$G_y = (y' - y_c) / l' + y_c \quad . \quad (12)$$

Este necesară transformarea de la coordonatele măsurate pe film (x_f, y_f) la planul de referință al camerei, caracterizat prin $z=0$. Această transformare are următoarele caracteristici:

- (a) implică folosirea a 6 coeficienți pentru fiecare proiecție (vedere);
- (b) aduce toate măsurătorile făcute pe film la un sistem de referință standard;
- (c) posibilitatea corectării valorilor obținute prin transformare pentru distorsiuni ale lentilelor.

Pentru reconstrucția traiectoriilor particulelor cu sarcină se pune următoarea **condiție**: *razele de lumină determinate pe două proiecții - a și b - trebuie să se intersecteze. Forma matematică a acestei condiții este de forma următoarea:*

$$\begin{vmatrix} F_x^a - F_x^b & F_y^a - F_y^b \\ G_x^a - G_x^b & G_y^a - G_y^b \end{vmatrix} = 0. \quad (13)$$

După reconstrucția geometrică tridimensională a traiectoriei particulei cu sarcină este necesară stabilirea parametrilor traiectoriei.

Trebuie subliniat aici, încă o dată, faptul că majoritatea programelor de reconstrucție geometrică fac determinarea parametrilor prin fit-area cu o elice a punctelor reconstruite. Sunt necesare corecții - în general, mici - la parametrii astfel încât razele de lumină să fie satisfăcute simultan, în mod optim. Una din căile uzuale pentru rezolvarea acestei probleme este aceea legată de minimizarea sumei distanțelor de la razele de lumină la elice, în planul filmului. Se obțin, astfel, cei mai buni parametri ai elicei.

Înainte de a încheia trebuie făcute câteva remarci necesare referitoare la structura programelor de reconstrucție geometrică care au la bază metoda razelor de lumină, anume:

(i) Deoarece metoda de reconstrucție permite este necesar ca programul de reconstrucție geometrică asociat să includă subprograme pentru corecții pentru variațiile câmpului magnetic, pierderilor de impuls, precum și pentru alți factori; în acest mod se elimină posibilitățile de introducere a unor erori mari asupra datelor experimentale obținute prin reconstrucție.

(ii) Pentru detectori cu vizualizare mari, cum este și cazul camerei cu streamer folosite în spectrometrul SKM 200, trebuie ca programul de reconstrucție geometrică asociat să aibă subrutine în care să se introducă corecții legate de caracteristicile constructive ale detectorului respectiv. Trebuie menționat aici faptul că, pentru astfel de detectori cu vizualizare, au fost modificate programe de reconstrucție geometrică anterioare - cum este cazul programului **TVGP** de la LBL (SUA) - sau au fost concepute programe noi - cum este cazul programului **LBCG** (**L**arge **B**ubble **C**hamber **G**eometry) care a fost creat la CERN pentru o cameră cu bule de mari dimensiuni.

(iii) Parametrii și erorile se obțin, în majoritatea cazurilor, folosindu-se metoda celor mai mici pătrate [15].

(iv) Datorită complexității tot mai mari a sistemelor de detecție în care sunt incluși detectorii cu vizualizare, precum și a necesității de a introduce diferite corecții și de a lărgi gama de parametrii cinematici necesari descrierii traiectoriei unei particule cu sarcină sunt tot mai preferate programele cu o structură modulară, cum este programul HYDRA, creat la

CERN [9,10].

Trebuie menționat aici faptul că programul de reconstrucție geometrică **PRGSKM200** este un program creat special pentru camera cu streamer a spectrometrului SKM 200 și are o structură modulară.

L.II.3. Descrierea programului de reconstrucție geometrică PRGSKM200

L.II.3.1. Prezentarea generală a programului

*Programul de reconstrucție geometrică realizat în cadrul colaborării SKM 200 de la IUCN Dubna - numit în acest manual PRGSKM200 - este un program care se bazează pe metoda razelor de lumină și are o structură modulară. El folosește limbajul de programare FORTRAN și are în structura sa subprograme care permit determinarea unor mărimi cinematice de interes. De aceea sunt necesare moduri specifice de introducere a datelor experimentale. Pentru a face mai ușoară introducerea datelor experimentale obținute la măsurare - făcută prin metoda "muncii de sclav" - în anul universitar 1996-1997 s-a realizat o formă "conversațională" a acestui program împreună cu studenții anului VI - studii aprofundate în domeniul Interacțiilor nucleare și particulelor elementare - în cadrul laboratorului de la cursul de **Prelucrarea informației la detectori cu vizualizare**.*

Indiferent de numărul subprogramele introduse programul de reconstrucție geometrică **PRGSKM200** trebuie să includă informații referitoare la pozițiile unor părți componente ale sistemului de detecție, anume:

- (i) coordonatele reperelor de referință;
- (ii) coordonatele țintei;
- (iii) coordonatele obiectivelor camerelor fotografice ale sistemului de stereofotografiere;
- (iv) coordonatele vertex-ului de interacție;
- (v) coordonatele unghiulare ale fasciculului.

Dimensionarea mărimilor menționate anterior se face prin instrucțiuni COMMON separate. O serie de mărimi fizice de interes - cum ar fi: impulsul (P), impulsul longitudinal (PL), impulsul transversal (PT), rapiditatea (Y), numărul de cumulatitate (G), unghiul de emisie a unei particule (THETA) ș.a. - sunt dimensionate tot prin instrucțiuni COMMON.

Printr-o instrucțiune DATA se dau valoarea unui radian, în grade sexazecimale, precum și valoarea numărului π . Ambele valori sunt date cu 6 cifre semnificative. Prin instrucțiuni DATA separate, precedate de instrucțiuni de comentariu specifice, se introduc următoarele mărimi:

- (a) *distanța dintre reperele de referință extreme (DLSK);*
- (b) *constanta de tipărire (IPRINT);*
- (c) *constanta de perforare (IPERF).*

Se citesc, în continuare, următoarele mărimi:

- (i) *coordonatele țintei - în formatul (3F6.1,62X);*
- (ii) *coordonatele obiectivelor sistemului de stereofotografiere - în formatul (9F6.1,62X);*
- (iii) *caracteristicile câmpului electromagnetic;*
- (iv) *coordonatele reperelor de referință - în formatul (3F6.1,62X);*
- (v) *parametrii unghiulari ai fasciculului - în formatul (2F8.4,64X).*

Se tipăresc valorile mărimilor considerate și se face controlul tipăririi. Citirile respective sunt prezentate prin instrucțiuni de comentariu adecvate.

Mărimile măsurate sunt scrise într-o instrucțiune cu trei părți:

- (1) *HEAD CARD - conține caracterizarea generală a unui eveniment;*
- (2) *MEASUREMENT CARD - cuprinde mărimile măsurate pentru determinarea parametrilor specifici ai traiectoriei unei singure particule din evenimentul specificat prin HEAD CARD;*
- (3) *CALCULATION RESULT - specifică mărimile calculate pentru determinarea poziției în spațiu a traiectoriei particulei specificate în MEASUREMENT CARD, precum și parametrii acesteia.*

Fiecare parte este citită și tipărită, apoi se face controlul tipăririi. Cele 17 mărimi stabilite prin operațiunea de măsurare prin metoda "muncii de sclav" se introduc în formatul general următor: (F5.1,6I5,7F5.1,2F4.1,I2).

În cadrul programului de reconstrucție PRGSKM200 se face distincția între evenimentele care conțin hiperoni L (IFORM = 1) și cele care nu conțin astfel de particule (IFORM = 0). Pentru cele două situații se inițiază cicluri logice separate în care se calculează coordonatele evenimentului - în raport cu coordonatele țintei și coordonatele obiectivelor sistemului de stereofotografiere - unghiurile de emisie - polar și de adâncime - ale traiectoriei particulei, distanța de la primul reper de referință la vertex-ul de interacție ș.a. Pentru

evenimentele care conțin hiperoni Λ^0 se calculează și coordonatele punctului în care se produce dezintegrarea acestuia și unghiurile corespunzătoare.

Calculul coordonatelor relative se face în cadrul unui subprogram special care poartă numele de *VERTEX*. Parametrii cu care se face apelarea acestui subprogram sunt:

(i) *paralaxa vertex-urilor de interacție pe cele două proiecții (vederi) pe care s-a făcut măsurarea;*

(ii) *distanța de la primul reper de referință la vertex-ul de interacție, calculat anterior cu luarea în considerare a factorului de micșorare;*

(iii) *unghiul dintre dreapta care unește reperele de referință extreme pe orizontală și dreapta care unește primul reper de referință cu vertex-ul de interacție;*

(iv) *coordonatele evenimentului;*

(v) *numerele proiecțiilor pe care s-a făcut măsurarea.*

Parametrii sunt specifici tipului de eveniment, anume: cu producere de hiperoni Λ^0 , respectiv, fără producere de hiperoni Λ^0 .

După calcularea reperelor relative ale vertex-ului se trece la determinarea pozițiilor în spațiu ale traiectoriilor particulelor, parametrilor acestora, precum și a unor mărimi cinematice.

Traietoriile particulelor sunt proiectate pe direcția fascicului. *La reconstrucția geometrică se folosește metoda razelor de lumină și de aceea fit-area se face cu o elice.* Pentru calcularea unor mărimi de interes se ține seama de legătura dintre săgeata, h , și lungimea corzii traiectoriei, L , măsurate conform instrucțiunilor prezentate la lucrarea de laborator consacrată explorării și măsurării pe masa de explorare, cu raza de curbură a traiectoriei, anume:

$$r = kL^2/8h + kh/2,$$

unde k este factorul de micșorare.

Deoarece câmpul magnetic este perpendicular pe planul camerei cu streamer din egalitatea dintre forța Lorentz care acționează asupra particulei cu sarcină și forța centrifugă care apare ca urmare a curbării traiectoriei se poate scrie următoarea relație de legătură între impuls și raza de curbură:

$$p[\text{MeV}/c] = 300 r[\text{m}].B[\text{T}],$$

unde B este intensitatea câmpului magnetic, măsurată în Tesla, iar constanta numerică "300" apare ca urmare a trecerii de la sistemul natural de unități - folosit pentru impuls - la sistemul internațional de unități folosit pentru raza de curbură și câmpul magnetic.

Calculul mărimilor de interes se face în cadrul unor subprograme specifice. Printre subprogramele mai importante se numără:

(A) **subprogramul COORT** care permite calculul coordonatelor punctelor de pe traiectoria unei particule;

(B) **subprogramul ANGOL** în care se determină cele două unghiuri, azimutal și de adâncime, ale traiectoriei unei particule cu sarcină;

(C) **subprogramul CALCOR** stabilește săgeata traiectoriei reale;

(D) **subprogramul CALRO** în care se calculează raza de curbură a traiectoriei reale.

Toate aceste subprograme sunt apelate în cadrul unui alt subprogram, numit **APPR3**. Acest subprogram permite estimarea erorilor relative, precum și a unghiurilor de întoarcere ale razelor vectoare ale elicelor folosite la fit-are. Tot în cadrul acestui subprogram se calculează corecțiile asupra razei de curbură și unghiurilor de emisie pentru traiectoria reală.

Se folosesc unele din mărimile măsurate, precum și mărimi calculate în cadrul programului principal sau a unora din subprograme.

Calcularea corecțiilor la raza de curbură și la unghiurile de emisie pentru traiectoria unei particule cu sarcină permite trecerea la determinarea unor mărimi cinematice. Trebuie arătat că sunt posibile următoarele două situații:

(a) în program **nu** sunt incluse subprograme de cinematică speciale; în acest caz se calculează numai impulsul total și cele două componente majore pentru studiul dinamicii acestor ciocniri: impulsul longitudinal și impulsul transversal;

(b) în program sunt incluse subprograme speciale pentru calcule de cinematică; în acest caz pe lângă impuls și cele două componente ale sale se pot calcula și alte mărimi de interes, cum ar fi: rapiditatea, energia totală și componentele sale, numărul de cumulativate și a.

Programul de reconstrucție geometrică **PRGSKM200** face parte din cea de a doua categorie. Unul din subprogramele incluse de la început de grup în structura programului de reconstrucție este subprogramul **RELAT** care permite calcularea tuturor mărimilor menționate mai sus.

Pentru particulele cu sarcină produse prin dezintegrarea hiperonului Λ^0 calculul mărimilor cinematice - în principal, impulsul și componentele sale - se face în cadrul unui subprogram separat, numit **PROJ**.

Odată cu determinarea modulului, direcției și sensului vectorului impuls se poate spune că reconstrucția geometrică propriu-zisă este realizată. În acest stadiu mărimile determinate în

cadrul programului sunt pregătite pentru a fi scrise în forma dorită, ca date de ieșire ale programului de reconstrucție geometrică. Această parte implică redefinirea unor mărimi, alegerea sistemului de referință pentru care se vor scrie datele experimentale finale, formatele asociate ș.a. În general, datele experimentale de ieșire se pot grupa în mai multe categorii. Numărul de categorii depinde de numărul și structura subprogramelor de cinematică incluse în programul principal de reconstrucție geometrică. Pentru fiecare categorie în parte se fixează un anumit format de scriere a datelor experimentale asociate. Acest lucru este permis - așa cum s-a menționat - de structura modulară a programului de reconstrucție geometrică **PRGSKM200**.

Pentru familiarizarea studenților se dă, în subcapitolul următor, lista cu toate instrucțiunile (listing-ul) care alcătuiesc programul de reconstrucție geometrică **PRGSKM200**.

Forma "conversațională", cu formate generale - ceea ce ușurează foarte mult crearea fișierelor de date experimentale - este scrisă într-un limbaj FORTARN modern, anume F77. Ea va fi cea utilizată în cadrul lucrării de laborator.

LII.3.2. Listing-ul programului de reconstrucție geometrică PRGSKM200

```
C PROGRAMUL DE RECONSTRUCTIE GEOMETRICA PRGSKM200
C FOLOSESTE MASURARILE FACUTE PE MASA DE EXPLORARE PRIN
C METODA "MUNCII DE SCLAV".
C PROGRAM DE RECONSTRUCTIE GEOMETRICA ESTE REALIZAT DE
C COLABORAREA SKM 200 DE LA IUCN DUBNA
COMMON/AB/XC,YC,ZC
COMMON/ABC/XM,YM,ZM
COMMON/BCD/XOB(3),YOB(3),ZOB(3),XC1(6),YC1(6),ZC1(6)
COMMON/WYZ/XO,YO,S
COMMON/BEAM/ALPO,BETAO
COMMON/CONT/K(17),L(11),NFILM,NCADR,NTRAC
DATA RAD/57.295781/,PI/3.1415926/
OPEN(1,FILE='DRG.DAT',STATUS='OLD',FORM='FORMATTED')
OPEN(2,FILE='DRG.OUT',STATUS='NEW',FORM='FORMATTED')
C DISTANTA DINTRE REPERELE DE REFERINTA EXTREME
```

```

DATA DLSK/1800./
write(*,900)
900  format(/,' Observatie:Toate datele care se vor
      *introduce vor respecta formatul cerut',/, ' iar acestea se      *introduc fie una cite una cu
      spatiu de un caracter intre      *ele',/, ' iar dupa ce se termina de introdus setul de date      *se
      tasteaza ENTER fie dupa',/, ' fiecare valoare se      *tasteaza ENTER pina cind se
      epuizeaza setul de date      *cerut',/, ' datele se vor introduce in formatul cerut la      *fiecare
      pas')
C    COORDONATELE TINTEI
write(*,901)
901  format(/,' Introduceti coordonatele tintei in      *formatul F6.1 in urmatoarea
      ordine',/, ' XM= ,YM= ,ZM= ')
      READ(*,5) XM,YM,ZM
5    FORMAT(3F6.1,62X)
C    J#1,3 PENTRU DOUA OBIIECTIVE; J#4,6 PENTRU TREI OBIIECTIVE
write(*,902)
902  format(/,' Introduceti coordonatele tintei in formatul      *F6.1 in urmatoarea ordine',/, '
      (XC1(I)= ,YC1(I)= ,      *ZC1(I)= ,I=1,3')
      READ(*,6)(XC1(J),YC1(J),ZC1(J),J=1,3)      write(*,903)
903  format(/,' Introduceti coordonatele tintei in formatul      *F6.1 in urmatoarea ordine',/, '
      (XC1(I)= ,YC1(I)=      *,ZC1(I)= ,I=4,6')
      READ(*,6)(XC1(J),YC1(J),ZC1(J),J=4,6)
6    FORMAT(9F6.1,26X)
C    FACTOR PENTRU CIMPUL MAGNETIC
write(*,904)
904  format(/,' Introduceti factorul pentru cimpul magnetic in      *formatul F8.4',/, ' EMAG=
      ,MeV/C/CM')
      READ(*,8) EMAG
8    FORMAT(F8.4,64X)
C    COORDONATELE PRIMULUI REPER DE REFERINTA
write(*,905)
905  format(/,' Introduceti coordonatele primului reper de      *referinta in formatul F6.1 in',/, '
      urmatoarea ordine XC=      *,YC= ,ZC= ')

```

```

        READ(*,9) XC,YC,ZC
9      FORMAT(3F6.1,62X)
C      PARAMETRII UNGHIULARI AI FASCICULULUI
      write(*,906)
906   format(/,' Introduceti parametrii unghiulari ai          *fasciculului in formatul F8.4',/,
APLO= , BETAO=')
        READ(*,10) ALPO,BETAO
10     FORMAT(2F8.4,64X)
        WRITE(*,12)
12    FORMAT(/,'TARGET COORDINATES:XM,YM,ZM')
        WRITE(*,5000) XM,YM,ZM
5000  FORMAT(F6.1,2X,F6.1,2X,F6.1)
        WRITE(*,5010)
5010  FORMAT(/,'OPTICAL COORDINATES:')
        WRITE(*,5020) (XC1(I),I=1,3)
5020  FORMAT(/,' XOB(1)='F8.4,' XOB(2)='F8.4,' XOB(3)='F8.4)
        WRITE(*,5030) (YC1(I),I=1,3)
5030  FORMAT(/,' YOB(1)='F8.4,' YOB(2)='F8.4,' YOB(3)='F8.4)
        WRITE(*,5040) (ZC1(I),I=1,3)
5040  FORMAT(/,' ZOB(1)='F8.4,' ZOB(2)='F8.4,' ZOB(3)='F8.4)
        WRITE(*,5050) EMAG
5050  FORMAT(/,'EMAG='F6.4,'MEV/C/CM')
        WRITE(*,5060)
5060  FORMAT(/,'PROJECTILE ANGLES:')
        WRITE(*,5070) ALPO,BETAO
5070  FORMAT(/,'ALPO='F8.4,'BETAO='F8.4)
        WRITE(*,5080)
5080  FORMAT(/,'COORDINATES OF SUPPORT MARK=')
        WRITE(*,5090) XC,YC,ZC
5090  FORMAT('XC='F6.1,'YC='F6.1,'ZC='F6.1)
        WRITE(*,14)
14    FORMAT(11X,9HHEAD CARD/

```

```

@1X,48H NFILM NCADR DLEV TEV PAREV DLVO ,
@24H TVO PARVO DLEVVO/
@1X,24H NTBL NPRJ NPW,
@38H DLCL DLCR NTR NPM NM NS1 NS2 //
@11X,16HMEASUREMENT CARD /
@1X,46H NFILM NCADR NTRAC ION NALP ALP /
@1X,49H L/2 S DL VIT D PAR ,
@16H DLPR NPR // 1X,
@18HCALCULATION RESULT /
@1X,46H XEV YEV ZEV XVO YVO ZVO/
@58H 1/R RO RK FI ALT LAMBDA DVO,
@16H GAMMA PSI //)
C INCEPE CALCULUL MARIMILOR DE INTERES
NPC=0
NEVENT=0
15 CONTINUE
NPC=NPC+1
C CITIREA "HEAD CARD"-ULUI
write(*,907)
907 format(/,' Introduceti datele in urmatoarele formate',/, ' *NFILM=,NCADR=,cu
I5),NPM=,cu I3,NM=,cu I2, *NS1=,cuI3,NS2=,cu I2',/, ' (NTBL=,NPRJ=,cu
I2),NPW=,cu *I1,(DLCL=,DLCR=,cu F5.1),NTR=,cuI5',/, '
*(DLEV=,TEV=,PAREV=,DLVO=,TVO=,PARVO=,DLEVVO=,cuF5.1,
*(IPCH=,NCRS=,cu I1')
READ(*,18) NFILM,NCADR,NPM,NM,NS1,NS2,NTBL,NPRJ,NPW,
*DLCL,DLCR,NTR,DLEV,TEV,PAREV,DLVO,TVO,PARVO,DLEVVO,
*IPCH,NCRS
IF(NFILM.EQ..9999) GO TO 100
18 FORMAT(2I5,2(I3,I2),2I2,I1,2F5.1,I5,7F5.1,2I1)
NPR=NPW
C TIPARIREA "HEAD CARD"-ULUI
write(*,908)

```

```

908  format(/,'          Programul          tipareste          urmatoarele          valori
*(NFILM=,NCADR=cuI8',/,'(DLEV=,TEV=,PAREV=,DLVO=,TVO=,          *PARVO=,
DLEVVO=cu F8.2)')
      WRITE(*,17)NFILM,NCADR,DLEV,TEV,PAREV,DLVO,TVO,PARVO,DLEV
*VO
17   FORMAT(////1X,2I8,7F8.2)
      write(*,909)
909  format(/,' Programul tipareste urmatoarele valori          *(NTBL=,NPRJ=,NPW=cu
I8)',/,'(DLCL=,DLCR=cu F8.2),          *(NTR=,NPM=,NM=,NS1=,NS2=cu
I4),(IPCH=,NCRS=cuI2)')
      WRITE(*,217)NTBL,NPRJ,NPW,DLCL,DLCR,NTR,NPM,NM,NS1,NS2,IP
*CH,NCRS
217  FORMAT(/1X,3I8,2F8.2,5I4,2I2)
C    NOBJ#THE NUMBER OF OBJECTIVES
      K(1)=NPM
      K(2)=NM
      K(3)=NS1
      K(4)=NS2
      K(5)=NPRJ
      K(6)=NPW
      K(7)=DLCL
      K(8)=DLCR
      K(9)=DLEV
      K(10)=TEV
      K(11)=PAREV
      K(12)=DLVO
      K(13)=TVO
      K(14)=PARVO
      K(15)=DLEVVO
      K(16)=IPCH
      K(17)=NCRS
      CALL CONTR(1)

```

```

YC=-90.
DLSK=1800.
NOBJ=3
IF(NFILM.LT.500) NOBJ=2
DO 301 JO=1,3
NO=(3-NOBJ)*3+JO
XOB(JO)=XC1(NO)
YOB(JO)=YC1(NO)
301 ZOB(JO)=ZC1(NO)
IF(NCRS.NE.1) GO TO 302
YC=-45.1
DLSK=1350.
302 CONTINUE
C IFORM#1 FOR VO EVENTS
C IFORM#0 FOR OTHER EVENTS
IFORM=0
IF(DLVO.EQ.0) GO TO 24
NTR=2
IFORM=1
write(*,910)
910 format(/,'Calcularea lui VO masurat')
c WRITE(*,19)
c19 FORMAT(1X,'CALCULATIONS OF VO MEASUREMENTS')
IF(DLEV.EQ.0.) WRITE(*,20)
IF(DLEV.NE.0.) WRITE(*,21)
20 FORMAT(1H+,60X,10(2H* ))
21 FORMAT(1H+,56X,10HIN GASE ,10(2H* ))
24 CONTINUE
C INCEP CALCULELE
NL=NPRJ/10
NR=NPRJ/10*NL
BASE=DLCL

```

```

IF(NPW.EQ.NR)BASE=DLCR
SCALD=DLSK/BASE
IF(DLEV.NE.0.) GO TO 25
XEV=XM-XOB(NPW)
YEV=YM-YOB(NPW)
ZEV=ZM
GO TO 28
25  CONTINUE
DLEV=DLEV*SCALD
TEV=TEV/RAD-PI
PAREV=PAREV*SCALD/10.
IF(IFORM.EQ.0) GO TO 26
DLVO=DLVO*SCALD
TVO=TVO/RAD-PI
PARVO=PARVO*SCALD/10.
DLEVVO=DLEVVO*SCALD
26  CONTINUE
C   CALCULUL COORDONATELOR VERTEX-ULUI DE INTERACTIE
CALL VERTEX(PAREV,DLEV,TEV,XEV,YEV,ZEV,NPRJ,NPW)
write(*,911)
911  format(/,'          Programul          tipareste          urmatoarele          valori',/,
*(PAREV=,DLEV=,TEV=,XEV=,YEV=,ZEV=cu G8.2),(NPRJ=,NPW=cu *I4)')
C   PRINT 128, PAREV,DLEV,TEV,XEV,YEV,ZEV,NPRJ,NPW
128  FORMAT(1X,'PAREV,DLEV,TEV,XEV,YEV,ZEV,NPRJ,NPW=',6G8.2, *2I4)
28  CONTINUE
IF(IFORM.EQ.0) GO TO 29
C   CALCULUL VERTEX-ULUI HIPERONULUI LAMBDA 0
CALL VERTEX(PARVO,DLVO,TVO,XV,YV,ZV,NPRJ,NPW)
DVO=SQRT ((XV-XEV)**2+(YV-YEV)**2+(ZV-ZEV)**2)
C   CALCULUL UNGHIURILOR
CALL ANGOL(XV-XEV,YV-YEV,ZV-ZEV,GAMMA,PSI)
C   RELATIVE COORDINATES OF VERTEX

```

```

XO=XV
YO=YV
S=ZOB(NPW)-ZV
SPX=0.
SPY=0.
SPZ=0.
GO TO 30
29 CONTINUE
XO=XEV
YO=YEV
S=ZOB(NPW)-ZEV
30 CONTINUE
DXV=0.5
DX=0.5
DYV=1.
DY=1.
DZV=3.
DZ=3.
DLMBD=0.2
DFI=0.05
RDP=0.13
JJM=0
SPT=0.
74 IF(DLVO.EQ.0.) GO TO 300
XVP=XV+XOB(NPW)
YVP=YV+YOB(NPW)
write(*,912)
912 format(/,' Programul tipareste coordonatele ale lui VO in *vertex',/,
(XVP=,YVP=,ZV=cu F8.2)')
WRITE(*,73) XVP,YVP,ZV
73 FORMAT(1X,'COORDINATES OF VO VERTEX:XVP,YVP,ZV=',3F8.2)
73 FORMAT(1X,3F8.2)

```



```

write(*,913)
913  format(/,' Programul tipareste valorile          *(NFILM=,NCADR=,NPC= ,cu
I10)')
      WRITE(*,401) NFILM,NCADR,NPC
write(*,914)
914  format(/,' Programul tipareste valorile          *(NFILM=,NCADR=,NPC=,cu
I10)')
      WRITE(*,400) NFILM,NCADR,NPC
400  FORMAT(2I10,50X,I10)
401  FORMAT(1X,2I10,50X,I10)
      NPC=NPC+1
      ZVP=0
write(*,915)
915  format(/,'          Programul          tipareste          valorile',/'
*(XEP=,YEP=,ZEV=,XV,P=, YVP=,ZVP=cu F10.3),NPC=cu I10)')
      WRITE(*,500) XEP,YEP,ZEV,XVP,YVP,ZVP,NPC
write(*,916)
916  format(/,'          Programul          tipareste          valorile',/'
*(XEP=,YEP=,ZEV=,XV,P=, YVP=,ZVP=cu F10.3),NPC=cu I10)')
      WRITE(*,501) XEP,YEP,ZEV,XVP,YVP,ZVP,NPC
write(*,917)
917  format(/,'          Programul          tipareste          valorile',/'
*(DX=,DY=,DZ=,DXV=,DYV=,DZV=cu F10.3),NPC=cu I10)')
      WRITE(*,500) DX,DY,DZ,DXV,DYV,DZV,NPC
write(*,918)
918  format(/,'          Programul          tipareste          valorile',/'
*(DX=,DY=,DZ=,DXV=,DYV=,DZV=cu F10.3),NPC=cu I10)')
      WRITE(*,501) DX,DY,DZ,DXV,DYV,DZV,NPC
500  FORMAT(6F10.3,10X,I10)
501  FORMAT(1X,6F10.3,10X,I10)
300  DO 90 JJ=1,NTR
C    MARIMILE MASURATE PENTRU FIECARE TRASA
      READ(*,32) NFILM,NCADR,NTRAC,ION,NALP,ALP,SL,H,DL,VIT,

```

```

    @D,PAR,DLPR,NPR1,IPCT
32   FORMAT(5I5,8F5.1,I2,8X,I1)
C    SCRIEREA MARIMILOR MASURATE
    write(*,919)
919  format(/,' Programul tipareste marimile masurate pentru      *fiecare trasa',/,
          *FILM(I)=,NCADR(I)=,NTRAC(I)=,ION(I)=,NALP(I)=,cu I8)
          *',/,(ALP(I)=,SL(I)=,H(I)=,DL(I)=,VIT(I)=,D(I)=,PAR(I)=,
          *DLPR(I)=,cu F8.2)',/,(NPR1(I)=,IPCT(I)=cu I2),I=1,NTR')
          WRITE(*,34) NFILM,NCADR,NTRAC,ION,NALP,ALP,SL,H,DL,VIT,D,
          *PAR,DLPR,NPR1,IPCT
34   FORMAT(1X,5I8,8F8.2,2I2)
      L(1)=NALP
      L(2)=ALP
      L(3)=SL
      L(4)=H
      L(5)=DL
      L(6)=VIT
      L(7)=D
      L(8)=PAR
      L(9)=DLPR
      L(10)=NPR1
      L(11)=IPCT
      CALL CONTR(2)
C    RELATIVE VERTEX COORDINATES
      XO=XO+XOB(NPW)-XOB(NPR1)
      YO=YO+YOB(NPW)-YOB(NPR1)
      S=S-ZOB(NPW)+ZOB(NPR1)
    write(*,920)
920  format(/,' Programul tipareste marimile masurate',/,
          *(ZV=,ZEV=,S=cu
          F12.2),NPW=cu I4,ZOB(NPW)=cu F12.2,NPR1=      *I4,ZOB(NPR1)= F12.2*)
      WRITE(*,328)ZV,ZEV,S,NPW,ZOB(NPW),NPR1,ZOB(NPR1)
328  FORMAT(1X,'ZV,ZEV,S,NPW,ZOB(NPW),NPR1,ZOB(NPR1)='

```

```

*3F12.2,2(I4,F12.2))
C  ALTE CALCULE
    BASE=DLCL
    IF(NPR1.EQ.NR)    BASE=DLCR
    SCALD=DLSK/BASE
    SCALM=SCALD*S/(ZOB(NPR1)+66.)
    SL=SL*SCALM*2.
    H1=SIGN(H*SCALM,FLOAT(ION))/10.
    DL=DL*SCALM
    IF(DL.EQ.0.) DL=SL
    DLPR=DLPR*SCALM
    IF(DLPR.EQ.0.AND.PAR.NE.0.) DLPR=SL
C  DISTANTA DINTRE REPERE SI PARALAXA
    PAR=PAR*SCALD/10.
C  CALCULUL UNGHIURILOR
    ALP=ALP/RAD-PI-ALPO*(1-IFORM)
C  PROIECTILE TRASEI
    IF(PAR.EQ.0.AND.NALP.NE.0.OR.NALP.EQ.0.AND.PAR.EQ.99.) GO    *TO 44
ZERO=0
    CALL VERTEX(PAR,DLPR,ZERO,A,B,ZH,NPRJ,NPR1)
C  ZH - COORDONATA Z A CORZII TRASEI
C  DH - COORDONATA "WAZOBCY XORD"
    DH=ZCOOR(DLPR,SL,ZH-ZOB(NPR1)+S)
    GO TO 52
C  INDEXAREA UNGHIURILOR
44  CONTINUE
    IF(NALP) 46,48,50
    ZACT=(-60.-ZOB(NPR1)+S)*.5
46  DH=ZCOOR(DL,SL,ZACT)
    IF(NALP.EQ.-1)    DH=ZCOOR(DL,SL,ZACT)
    GO TO 52
48  DH=0.

```

```

GO TO 52
ZACT=S-ZOB(NPR1)
50  DH=ZCOOR(DL,SL,ZACT)
    IF(NALP.EQ.1)    DH=ZCOOR(DL,SL,ZACT)
52  CONTINUE
C   RAZA DE CURBURA
    RO=SL**2/(8.*H1)+.5*H1
C   CALCUL EROARE
    DELP=SQRT((.2*SCALM/SL)**2+(.05*SCALM/H1)**2)
C   EROAREA ABSOLUTA LA MASURAREA LUMGIMII CORZII = 0.1CM
C   EROAREA ABSOLUTA LA MASURAREA SAGETII CORZII = 0.05CM
C   UNGHIURI DE INTOARCERE PENTRU RAZA VECTOARE
    TM=SIGN(.5*PI,RO)
    STM=.5*SL*(S-DH)/S/RO
C
    IF(ABS(STM).LT.1.) TM=ASIN(STM)
    RK=RO
    ALT=ALP-TM
    FICR=0.
    IF(ABS(DH).GT..01) GO TO 118
118  CALL APPR3(ALP,DL,SL,H1,DH,RO,RK,ALT,FICR,TM)
     write(*,921)
921  format(/,'          Programul          tipareste          marimile          calculate',/,
*(ALP=,DL=,SL=,H1=,DH=,RO=,RK=,ALT=,FICR=,TM=cu G8.2)')
     WRITE(*,228)ALP,DL,SL,H1,DH,RO,RK,ALT,FICR,TM
228  FORMAT(1X,'APPR3 WORK: ALP,DL,SL,H1,DH,RO,RK,ALT,FICR,
*TM=',10G8.2)
C   ALG UNGHI POLAR IN COORDONATELE CAMEREI
C   ALT E.G. FOR VO AND POLAR ANGLE IN REGARD TO PROJECTILE
C   FICR UNGHI DE ADINCIME
    ALG=.5*PI-ALT
    IF(ALG.GT.2.*PI) ALG=ALG-2.*PI

```

```

IF(ALG.LT.0.) ALG=2.*PI+ALG
ALT=ALT+ALPO*(1.-FLOAT(IFORM))
IF(ALT.LT.0.) ALT=2.*PI+ALT
IF(ALT.GT.2.*PI) ALT=ALT-2.*PI
FICR=FICR-BETA0
IF(VIT.NE.0.) FICR=ATAN(.5*DH/RK/(2.*PI*VIT))
C
C   CALCULUL IMPULSURILOR
PIMPO=ABS(RO)*EMAG/COS(FICR)
PIMP=ABS(RK)*EMAG/COS(FICR)
IF(ION.LT.0) PIMPO=-PIMP
IF(IFORM.EQ.0) GO TO 60
C   PROBLEMA IMPULSURILOR PENTRU VO
CALL PROJ(PIMP,ALT,FICR,PX,PY,PZ)
SPX=SPX+PX
SPY=SPY+PY
SPZ=SPZ+PZ
IF(JJ.NE.2) GO TO 60
C   IMPULSURI
SIMP=SQRT(SPX**2+SPY**2+SPZ**2)
CALL ANGOL(SPX,SPY,SPZ,VTH,VFI)
60  CONTINUE
C   PREGATIREA PENTRU TERMINAREA CALCULELOR DE BAZA
C   CUR - CURBURA, TDL - LUNGIMEA TRASEI, UIMP - INVERSA
C   VALORII IMPULSULUI
C   DIMP - EROARE ASUPRA IMPULSULUI
CUR=-1./RK*100.
TDL=2.*RK*TM
UIMP=1000./PIMP
DIMP=(1./DELP)**2
IF(DIMP.GT.999.) DIMP=999.
ICONT=NFILM*100000

```

```

        ICONT=ICONT+NCADR
write(*,930)
930  format(/,' Programul tipareste marimile calculate',/, '          *ICONT=CU
I9,(CUR,TDL,UIMP,FICR,DIMP,ALG,DVO,GAMMA,PSI=CU  F7.3)')
        WRITE(*,70)ICONT,CUR,TDL,UIMP,FICR,DIMP,ALG,DVO,GAMMA,PSI
70  FORMAT(I9,9F7.3)
C    ALT - UNGHI POLAR, FICR - UNGHI DE ADINCIME
C    GAMMA - UNGHI POLAR AL LUI VO DI GEOMETRIE
C    PSI - UNGHI DE ADINCIME PENTRU VO
        IF(IFORM.EQ.0) GO TO 210
        GAM=GAMMA*RAD
        PS=PSI*RAD
210  TETA=ALT*RAD
        FI=FICR*RAD
        IF(DLEV.EQ.0.) GO TO 170
C    COORDONATELE VERTEX-ULUI
        XEP=XEV+XOB(NPW)
        YEV=YEV+YOB(NPW)
        YEP=0
        IF(JJ.EQ.1) WRITE(*,71)XEP,YEP,ZEV
71  FORMAT(1X,'COORDINATES OF VERTEX: XEP,YEP,ZEV=',3F8.2)
170  S1=SIN(ALT)
        P2=PIMP*S1
        P3=ABS(P2)
write(*,922)
922  format(/,' Programul tipareste marimile calculate',/, '          *(S1=,P2=,P3=cu F7.2)')
        WRITE(*,502) S1,P2,P3
502  FORMAT(1X,'S1,P2,P3=',3F7.2)
        JJM=JJM+1
C    LAMBH - UNGHI DE ADINCIME; FIH - UNGHI POLAR IN PLANUL XY C R
IN END MEANS RAD AND B MEANS DEGREES OR SIGN CHANGE %
C    FOR HBOOK

```

```

FAMBHR=FICR
FIHR=ALT
PHB=ABS(PIMP)
PTHB=PHB*SQRT(SIN(FAMBHR)**2+SIN(FIHR)**2*COS(FAMBHR)**2)
PL=PHB*COS(FAMBHR)*COS(FIHR)
FAMBHB=FI
TETAHR=ACOS(PL/PHB)
TETAHB=TETAHR*RAD
THB=TETAHB
DP=DELP
FIHB=FIHR*RAD
PSIHR=ACOS(PHB*SIN(FAMBHR)/PTHB)
PSIHB=PSIHR*RAD
IF(FIHB.GT.180.) PSIHB=360.-PSIHB
C
E=SQRT(PHB**2+139.57**2)
Q=E-PL
IF(Q.LE.0) GO TO 171
T=(E+PL)/(E-PL)
Y=0.5*ALOG(T)
WRITE(*,731) Y
731  FORMAT(1X,'CUMDY=',F5.3)
ADP=DP*PIMP
ICD=NCADR*10
IFL=NFILM*100000
III=ICD+IFL
write(*,923)
923  format(/,' Programul tipareste marimile calculate',/, '      *III= cu I8,ION=cu
I2,CUR=cu F4.1,TDL=cu F7.1',/, '
*(PIMP=,FAMBHR=,ALP=,ALG= cu F9.4)')
WRITE(*,333)III,ION,CUR,TDL,PIMP,FAMBHR,ALP,ALG
333  FORMAT(1X,I8,I2,F4.1,F7.1,4F9.4)

```

```

GO TO 172
171  WRITE(*,173)E,PL
173  FORMAT(1X,'ERROR E=',F8.2,'AND PL=',F8.2)
172  WRITE(*,72)NTRAC,THB,PTHB,PIMP,FICR,ALG
72   FORMAT(1X,'TRACK',I2,3X,'TETA=',F5.1,3X,'PT=',F7.1,3X,
      *'PIP=',F7.1,3X,'LAMBD=',F6.2,3X,'FIXI=',F6.2)
      WRITE(*,721) ALT,DELP,TDL,PSIHB
721  FORMAT(1X,'FIHB=',F6.2,3X,'DP=',F5.2,3X,'DLINA=',F5.1,
      *3X,'PSI=',F5.1,20X,'PUOS DATA')
      IF(DLVO.EQ.0.) GO TO 78
      IF(JJ.EQ.2) WRITE(*,75) DVO,GAM,PSI
75   FORMAT(1X,'DVO,GAM,PSI=',3F8.2)
78   CONTINUE
79   FORMAT(1X,'POLAR,DEEP=',2F8.2)
      NPC=NPC+1
      DP=RDP*PIMP
      write(*,924)
924  format(/,'          Programul          tipareste          marimile          calculate',/,
      *(PIMP=,FICR=,ALG=,DP=,DLMBD=,DFI=,NPC=cu F7.3)')
      WRITE(*,601) PIMP,FICR,ALG,DP,DLMBD,DFI,NPC
601  FORMAT(1X,7F7.3)
      IF(IFORM.EQ.0.OR.JJ.NE.2) GO TO 90
C    SIMP - SUMMARY IMPULSE OF VO FRAGMENTS
C    VTH - POLAR DIRECTION OF SUMMARY IMPULSE
C    VFI - DEEP DIRECTION OF SUMMARY IMPULSE
      VTH=VTH*RAD
      VFI=VFI*RAD
      WRITE(*,80)SIMP,VTH,VFI
80   FORMAT(1X,'SUMMARY  MOMENTUM  CHARACTERISTICS  OF  VO:
      *P,POLAR,DEEP=',3F9.2)
90   CONTINUE
      NGO=NM+NPM

```



```

        IF(NGO.EQ.0) GO TO 1111
        NEVENT=NEVENT+1
1111  IF(JJM-NM) 91,92,91
        write(*,925)
925  format(/,' Programul tipareste marimile calculate',/, '      *(NM=,NPM=cu
I5),(DP=,ZEV=,XEV=,YEV=cu F8.2)')
        WRITE(*,111) NM,NPM,DP,ZEV,XEV,YEV
111  FORMAT(1X,'NM,NPM,DP,ZEV,XEV,YEV=',2I5,4F8.2)
91  WRITE(*,93)NM,JJM
93  FORMAT(20X,'DISCREPANCE:NMINUS=',I2,'AND  N  OF  MEASURED
*NEG.TRACKS=',I2/)
92  GO TO 15
100  CONTINUE
        STOP
        END
        SUBROUTINE ANGOL(X1,Y1,Z1,AL,FI)
C  UNGHIURILE AZIMUTALE
        DATA PI/3.1415926/
        XY=X1**2+Y1**2
        XYZ=Z1/SQRT(XY)
        FI=ATAN(XYZ)
        ZN=2.-SIGN(1.,X1)-SIGN(1.,X1*Y1)
        IF(ABS(Y1)-1.E-5) 10,10,20
10  AL=.5*PI*(2.-SIGN(1.,X1))
        RETURN
20  AL=ATAN(X1/Y1)+.5*PI*ZN
        RETURN
        END
        SUBROUTINE APPR3(ALP,DL,DB,H,DH,RO,R3,ALT,FI,TTM)
C  CORECTIILE RAZELOR DE CURBURA SI UNGHIURUII
COMMON/WYZ/XO,YO,S
        DATA PI/3.141592/

```

```

DH1=DH
SQL=SQRT(H**2+(.5*DB)**2)
DH2=ZCOOR(DB,SQL,DH1)
TM1=ASIN(DB/DL*SIN(TTM))-TTM
TM2=-ATAN(2.*H/DB)
CALL COORT(DL,ALP,X1,Y1,DH)
C   IN PROGRAMUL INITIAL - MULTE INSTRUCIUNI "CALL" DREPT
C   COMENTARIU
CALL ANGOL(X1,Y1,DH1,ALA,FI)
ALPCT=ALP+TM2
CALL COORT(SQL,ALPCT,X2,Y2,DH2)
CALL CALCOR(X1,Y1,X2,Y2,H1,DHL,SSL,RO)
WRITE(*,128)H1,DHL,SSL,R3
CALL CALRO(H1,DHL,SSL,R3)
WRITE(*,128)H1,DHL,SSL,R3
128  FORMAT(1X,'CCALRO WORK: H1,DHL,SSL,R3   =' ,4F8.2)
BTM=.5*SSL/R3
TTM=SIGN(.5*PI,RO)
IF(ABS(BTM).LT.1.) TTM=ASIN(BTM)
C   TTM=TTM1*DH/DH1
ALT=ALA-TTM
FI=ATAN(TAN(FI)*SIN(TTM)/TTM)
RETURN
END
SUBROUTINE CONTR(IHM)
DOUBLE PRECISION NK,NAME
C
COMMON/CONT/K(17),L(11),NFILM,NCADR,NTRAC
DIMENSION KL(2,17),LL(2,11),NK(17),NAME(2),NL(11)
DATA
NK/
*'NPM','NM','NS1','NS2','NPRJ','NPW','DLCL','DLCR','DLEV',
*'TEV','PAREV','DLVO','TVO','PARVO','DLEVVO','IPCH',

```

```

*'NCRS'/
      DATA NAME/'HEAD','MEASURM.'/
DATA KL/0,99,0,22,0,9,0,9,12,32,1,3,300,420,300,420,4,35,
*170,340,12,18,0,35,0,360,0,29,0,28,0,6,0,1/          DATA NL/
*'NALP','ALP','(L/2)','S','DL','VIT','D','PAR','DLPR',
*'NPR','IPCT'/
      DATA                                                    LL/
*2,2,0,360,1,35,0,42,0,14,0,5,0,14,0,30,0,35,1,3,0,6/
      NCRS=K(17)                                                    J=IHM
      NM=NAME(J)                                                    IF(J-1)5,5,20
5      N2=17
      IF(NCRS)10,10,15
10     KL(1,7)=400
      KL(1,8)=400
      KL(1,7)=KL(1,8)
      KL(2,7)=420
      KL(2,8)=420
      KL(2,7)=KL(2,8)
      GO TO 30
15     KL(1,7)=300
      KL(1,8)=300
      KL(1,7)=KL(1,8)
      KL(2,7)=315
      KL(2,8)=315
      KL(2,7)=KL(2,8)
      GO TO 30
20     N2=11
30     DO 100 I=1,N2
      IF(J-1) 40,40,50
40     NER=NK(I)
      IC=K(I)
      L1=KL(1,I)

```

```

L2=KL(2,I)
GO TO 60
50  NER=NL(I)
    IC=L(I)
    L1=LL(1,I)
    L2=LL(2,I)
    IF(I.NE.8) GO TO 60
    IF((L(1).NE.0).AND.(L(8).EQ.0)) GO TO 100
    IF((L(1).EQ.0).AND.(L(8).EQ.99)) GO TO 100
60  IF(IC.GE.L1.AND.IC.LE.L2) GO TO 100          WRITE(*,69)
    WRITE(*,70) NM,NER,IC,L1,L2
69  FORMAT('ERROR IN--NM--CARD--NER--OUT OF LIMITS--L1-L2')
70  FORMAT(6X,F8.1,F8.1,I5,2I5)
100 CONTINUE          RETURN
    END

SUBROUTINE CALCOR(X1,Y1,X2,Y2,H,DHL,SSL,RO)
C  CALCULUL SAGETII
    SSL=X1**2+Y1**2
    H=SIGN((X2*Y1-Y2*X1)/SQRT(SSL),RO)
    C2=X2*X1+Y2*Y1
    X3=X1*C2/SSL
    Y3=Y1*C2/SSL
    SSD=SQRT(X3**2+Y3**2)
    SSL=SQRT(SSL)
    DHL=ABS(.5*SSL-SSD)
    RETURN          END

SUBROUTINE CALRO(H,DHL,SL,RO)          C  CALCULUL
RAZEI DE CURBURA
    RO=-SL**2/(8.*H)+.5*H
    IF(DHL.EQ.0.) GO TO 10
    RO2=RO- DHL**2/(2.*H)
    RO=SQRT(RO2**2+DHL**2)*SIGN(1.,H)

```

```

10  CONTINUE
    RETURN
    END

C   SUBROUTINE COORT(SL,ALP,X,Y,DH) CALCULUL COORDONATELOR C
    IN PROIECTIE ORTOGONALA
    COMMON/WYZ/XO,YO,S
    X=(SL*SIN(ALP)+XO)*(S-DH)/S-XO
    Y=(SL*COS(ALP)+YO)*(S-DH)/S-YO
    RETURN
    END

    SUBROUTINE PROJ(R,ALP,BETA,X,Y,Z)

C   CALCULUL COORDONATELOR SI UNGHIURILOR VECTORULUI
    A=COS(BETA)
    X=R*SIN(ALP)*A
    Y=R*COS(ALP)*A
    Z=R*SIN(BETA)
    RETURN
    END

    SUBROUTINE VERTEX(PAR,XYEV,FITA,X,Y,Z,NLR,NW)

C   CALCULUL COORDONATELOR X,Y,Z ALE PUNCTELOR CU PARALAXA
    COMMON/AB/XC,YC,ZC
    COMMON/BCD/XOB(3),YOB(3),ZOB(3),XC1(6),YC1(6),ZC1(6)
    N2=NLR/10
    N1=NLR-N2*10
    BASE=SQRT((XOB(N1)-XOB(N2))**2+(YOB(N1)-YOB(N2))**2)
    Z=(ZOB(NW)+66.)*PAR/(PAR+BASE)-66.
    IF(Z.GT.0)Z=0.
    IF(Z.LT.-60.)Z=-60.

C   PROIECTIE ORTOGONALA - COORDONATELE X SI Y
    X=(XYEV*SIN(FITA)+XC-XOB(NW))*(ZOB(NW)-Z)/(ZOB(NW)+66.)
    Y=(XYEV*COS(FITA)+YC-YOB(NW))*(ZOB(NW)-Z)/(ZOB(NW)+66.)
    RETURN

```

```

END
FUNCTION ZCOOR(DL1,DL2,Z1)
C   CALCULUL COORDONATEI Z A COARDEI
COMMON/WYZ/XO,YO,S
GG=DL2/DL1
ZCOOR=Z1*GG/(1.-(1.-GG)*Z1/S)
RETURN
END

```

II. 4. Modul de lucru

Pentru desfășurarea în condiții optime a lucrării de laborator este necesar ca fișa de măsurare să fie completă și corectă, anume: toate mărimile să fie măsurate în unitățile de măsură menționate și scrise în formatul FORTRAN adecvat.

După urmărirea instrucțiunilor de bază din programul de reconstrucție geometrică - pentru familiarizarea cu modalitatea de introducere a mărimilor de interes - se trece la folosirea programului de reconstrucție geometrică **PRGSKM200**

Etapele de lucru sunt următoarele:

- Se pornește calculatorul și se selectează programul de reconstrucție geometrică, forma "executabilă".
- Se începe executarea programului prin apăsarea pe tasta **Enter**.
- Se introduc mărimile cerute în ordine, cu respectarea tuturor cerințelor: formate FORTRAN, unități de măsură, spații libere ș.a.
- Se notează valorile de interes pentru particulele ale căror traiectorii au fost reconstruite.

Notă. Există și posibilitatea tipăririi acestor valori.

- Pentru particulele din evenimentele care au fost măsurate de cel puțin trei persoane distincte se face selectarea valorilor unghiurilor de emisie și impulsurilor.
- Se stabilesc valorile medii și se face estimarea erorilor absolute și relative pentru cele două mărimi cinematice fundamentale: unghiul de emisie și impulsul.
- Toate mărimile de interes - semilungimea corzii, $L/2$, săgeata, h , paralaxa, PAR , impulsul transversal, p_T , unghiul de emisie, θ , și impulsul total, p - și erorile lor vor fi incluse într-un tabel cum este cel din Fig.LII.1.

| Nr. Cadru | Nr. trasă | L/2 [cm] | h [cm] | PAR [cm] | p _T [MeV/c] | θ [°] | p [MeV/c] |
|--------------|--------------|-------------|-----------|-------------|---------------------------|----------|--------------|
| | | | | | | | |
| | | | | | | | |
| | | | | | | | |
| | | | | | | | |
| | | | | | | | |
| | | | | | | | |
| | | | | | | | |
| | | | | | | | |
| | | | | | | | |

*Fig.LII.1. Valori medii și erori pentru mărimi măsurate și mărimi calculate în cadrul programului de reconstrucție geometrică **PRGSKM200***

- Se iese din programul de reconstrucție și se închide calculatorul urmând instrucțiunile specifice.
- Se vor discuta comportările erorilor absolute și relative pentru impulsul transversal, unghiul de emisie și impulsul total.

Cu datele experimentale obținute se poate trece la discutarea unor aspecte de interes pentru dinamica ciocnirilor nucleu-nucleu la 4.5 A GeV/c. Unele din aceste aspecte vor fi abordate în lucrările de laborator următoare.

Bibliografie

- [1]. Peter Rice-Evans - Spark, streamer, proportional and drift chambers - The Richelieu Press, London, 1974
- [2]. C.W.Fabjan, H.G.Fisher - Rep.Prog.Phys.43(1980)1003
- [3]. M.Jobes, H.R.Shaylor - Rep.Prog.Phys.35(1972)1077
- [4]. W.H.Tait - Radiation Detection, Butterworths, London, Boston, Sydney, Wellington,

Toronto, Durban, 1980

- [5]. C.Beşliu, Maria Iosif, Al.Jipa, R.Zaharia - Lucrările celei de a XXV-a Conferințe Naționale "Mijloace de Învățământ de Concepție Proprie", Iași, 17-19.V.1996, Editura "Spiru Haret", Iași, 1996, pag.6-13
- [6]. H.Gentsch et al - Preprint CERN 74-9(1974)
- [7]. V.Eckardt et al - Nucl.Instr.Meth.Phys.Res.225(1984)651
- [8]. ***** - Preprint CERN 81-03(1981)
- [9]. Titus Ponta - Preprint ICEFIZ HE-108 (1984)
- [10].Titus Ponta - Preprint ICEFIZ HE-111 (1985)
- [11].K.Werner - Preprint BNL 40981(1988)
- [12].Alexandru Jipa - Teză de doctorat, Facultatea de Fizică, Universitatea București, 1989
- [13].Maria Iosif - Teză de doctorat, Facultatea de Fizică, Universitatea București, 1997
- [14].Iancu Iova - Elemente de Optică aplicată - Editura Științifică și Enciclopedică, București, 1977
- [15].B.R.Martin - Statistics for Physicists - Plenum Press, London and New York, 1971

LUCRAREA a III-a

METODĂ EXPERIMENTALĂ DE DETERMINARE A SECȚIUNII EFICACE PENTRU CIOCNIRI NUCLEU-NUCLEU LA 4.5 A GeV/c ÎN EXPERIMENTE Folosind Spectrometrul SKM 200

Conf.univ.dr.Alexandru Jipa

L.III.1. Prezentarea metodei

Secțiunea eficace este o mărime importantă în obținerea de informații asupra dinamicii ciocnirilor nucleare la energii înalte. De aceea, determinarea secțiunii eficace pentru ciocnirile nucleu-nucleu la 4.5 A GeV/c este de interes deosebit.

Pentru a obține valoarea experimentală a secțiunii eficace într-o ciocnire dată trebuie să fie cunoscute următoarele mărimi: numărul de interacții în țintă ale nucleului incident și numărul de nuclee incidente pe țintă. Raportul dintre cele două mărimi se înmulțește cu secțiunea eficace pentru ciocnirea nucleon-nucleon la aceeași energie, secțiune care este tabelată [1], obținându-se astfel secțiunea eficace a ciocnirii nucleu-nucleu considerate.

Numărul de nuclee incidente pe țintă se determină folosind informația furnizată de cei patru detectori cu scintilație plasați în fața camerei cu streamer a spectrometrului SKM 200 (Fig.II.1. și Fig.II.2.).

Metoda de determinare experimentală a secțiunii eficace în ciocniri nucleare relativiste este afectată de câteva surse de eroare. Aceste surse de eroare sunt legate, în general, de caracteristicile tehnice ale sistemului de detecție și de metoda de explorare.

Sursele de eroare legate de caracteristicile tehnice ale sistemului de detecție sunt determinate de timpii morți ai detectorilor cu scintilație montați în anticoincidență ($t_m = 20$ ns), precum și de posibilitatea unor declanșări incorecte, mai ales pentru ciocniri centrale, de către un fragment al nucleului incident. Corecțiile necesare la secțiunea eficace sunt de 2-4 %, în primul caz, respectiv, 1-2 %, în cel de al doilea caz.

Principalele surse de eroare determinate de **metoda de explorare** sunt *ineficacitatea de explorare* și *pierderile de la explorare*. Primele impun corecții în jur de 1 %, iar celelalte necesită corecții între 1 % și 3 %, în funcție de numărul de masă al nucleului țintă. Există și alte surse de eroare, dar acestea impun corecții foarte mici asupra valorii experimentale a secțiunii eficace [2-4].

L.III.2. Modul de lucru

Lucrarea își propune obținerea secțiunilor eficace pentru diferite ciocniri nucleu-nucleu la 4.5 A GeV/c, centrale și periferice (inelastice). Modul de declanșare centrale care vor fi considerate sunt: T(2,0), T(5,0) și T(14,0). Modul de declanșare periferic (inelastic) este T(0,0).

Pentru determinarea secțiunilor eficace respective se vor folosi fișele de explorare (scanning), fișele de măsurare, o revistă care să conțină proprietățile particulelor elementare, precum și notificare grupului asupra intensității fasciculului incident pentru ciocnirile nucleu-nucleu pentru care se vor stabili secțiunile eficace.

Modul de lucru este următorul:

- Se stabilește ciocnirea nucleu-nucleu pentru care se dorește determinarea secțiunii.
- Din fișa de explorare se determină numărul de ciocniri corecte, conform criteriilor generale de explorare.
- Se raportează acest număr la numărul total de cadre înregistrate pe un film (indiferent dacă evenimentele înregistrate sunt corecte sau nu, din punct de vedere al criteriilor generale de explorare).
- Din fișele de măsurare se determină multiplicitatea medie a particulelor cu sarcină.
- Se caută și se notează intensitatea fasciculului pentru ciocnirea nucleu-nucleu avută în vedere.
- Se caută într-o revistă care conține informații asupra proprietăților particulelor elementare [1] secțiunea eficace pentru ciocniri nucleon-nucleon la impulsul de 4.5 GeV/c.
- Se determină numărul de interacții în țintă ale nucleului incident calculând produsul între raportul dintre numărul de cadre care includ evenimente utile la numărul total de cadre de pe un film, pe de o parte, și multiplicitatea medie a particulelor cu sarcină, pe de altă parte.
- Se determină raportul dintre numărul de interacții în țintă și numărul de nuclee în țintă.
- Se înmulțește acest raport cu secțiunea eficace pentru ciocnirea nucleon-nucleon la aceeași energie și se obține secțiunea eficace dorită.

Notă. Se procedează în mod similar pentru toate modurile de declanșare, alegând numărul de evenimente utile și multiplicitățile particulelor cu sarcină în acord cu modurile de declanșare dorite.

- Valorile mărimilor fizice folosite pentru obținerea secțiunilor eficace, precum și valorile experimentale obținute pentru secțiunile eficace vor fi incluse într-un tabel (Fig.LIII.1).

| A_P-A_T | $T(\theta_{ch},\theta_n)$ | I_{fasc} | Nr. cadre pe film | Nr. cadre utile | $\langle n_{ch} \rangle$ | σ_{NN} [mb] | σ^{exp} [mb] |
|-----------|---------------------------|------------|-------------------|-----------------|--------------------------|--------------------|---------------------|
| | | | | | | | |
| | | | | | | | |
| | | | | | | | |

Fig.LIII.1. Tabel cu valorile mărimilor fizice folosite pentru determinarea secțiunilor eficace și valorile secțiunilor eficace

L.III.3. Analiza și interpretarea rezultatelor experimentale

Rezultatele experimentale obținute se vor analiza urmărind unele dependențe de interes, cum ar fi:

- (i) dependența de numărul de masă al nucleului țintă;
- (ii) dependența de numărul de masă al nucleului incident;
- (iii) dependența de gradul de centralitate a ciocnirii.

Pentru ciocnirile inelastice se va face un fit cu două relații importante, anume [4-7]:

$$\sigma_{in} = \pi r_o^2 (A_P^{1/3} + A_T^{1/3} - \delta)^2 \quad , \quad (3.1)$$

$$\sigma'_{in} = \pi r_o^2 \{ A_P^{1/3} + A_T^{1/3} - [(A_P + A_T)/(A_P - A_T)]^{1/3} \}^2 \quad . \quad (3.2)$$

Dependența dată de relația (3.1) sugerează că nucleele care se ciocnesc la energii mari interacționează în mod eficient într-o distanță $r = r_o(A_P^{1/3} + A_T^{1/3} - \delta)$. În această relații δ este un parametru de corecție care este datorat "molicinii"/transparentei nivelelor cu nucleoni de la suprafața nucleelor.

Valorile parametrilor r_0 și δ variază de la experiment la experiment. Astfel, în lucrarea [3] valorile considerate sunt $r_0 = 1.3$ Fm și $\delta = 0.6$, iar în lucrarea [8] se raportează valorile $r_0 = 1.2$ Fm și $\delta = 1.3$. Din fit-urile la rezultatele experimentale obținute în unele ciocniri nucleu-nucleu la 4.5 A GeV/c făcute până în prezent s-au obținut următoarele valori ale celor doi parametri: $r_0 = 1.25$ Fm, $\delta = 0.65$ [4,5].

Relația (3.2) a fost obținută luând în considerare o modelare geometrică a ciocnirilor nucleu-nucleu la energii în jur de 1 A GeV [4-7]. Ca și relația (3.1) ea este utilă pentru secțiunile eficiente inelastice (totale). Ea se poate aplica numai pentru ciocniri nesimetrice, însă. Cea mai folosită valoare a parametrului r_0 este 1.4 Fm [4-7].

Având în vedere obiectivele menționate anterior și ținând seama de posibilitatea stabilirii unei limite pentru tratarea ciocnirilor nucleare relativiste ca fiind cuasi-simetrice sau nesimetrice în lucrarea de laborator se va face calculul secțiunilor eficiente considerate cu ajutorul relației (3.2) și se va face un fit la rezultatele experimentale obținute cu ajutorul relației (3.1). Fit-ările se pot face cu ajutorul unor programe generale, cum ar fi: *GRAPHER*, *ORIGIN*. Este posibilă și realizarea unor programe proprii de fit de către studenți.

Se va urmări, de asemenea, dacă pentru ambele tipuri de ciocniri - centrale și periferice (inelastice) se poate stabili o relație de legătură între valoarea secțiunii eficiente și numerele de masă ale nucleelor care se ciocnesc. În funcție de rezultatele acestei analize se vor face interpretări ale acestora în funcție de modul de definire a centralității ciocnirii în raport cu modul de declanșare, parametrul de ciocnire, multiplicitatea particulelor cu sarcină, precum și de raportul dintre raza nucleului țintă și raza nucleului incident.

În cadrul acestei părți a lucrării se vor face graficele dependențelor secțiunilor eficiente de numerele de masă ale nucleelor incidente, nucleelor țintă și de suma acestor numere. Aceste grafice vor fi realizate pentru fiecare mod de declanșare $T(\theta_{ch}, \theta_n)$ în parte.

În finalul lucrării se va face încadrarea rezultatelor experimentale obținute în sistematica celorlalte rezultate experimentale existente.

Bibliografie

- [1]. Particle Data Group - Review of Particle Properties - în Physical Review D: Particles and Fields 50(3)(1994)1173-1826
- [2]. V.D.Aksinenko et al - Preprint IUCN Dubna E1-12713(1979)

- [3]. V.D.Aksinenko et al - Nucl.Phys.A348(1980)516-534
- [4]. Al.Jipa - Analele Universității București - Fizică XL-XLI(1991-1992)41-48
- [5]. Al.Jipa - Teză de doctorat, Facultatea de Fizică, Universitatea București, 1989
- [6]. C.Beșliu, Al.Jipa - Rev.Roum.Phys.33(1988)419
- [7]. C.Beșliu, Al.Jipa - Rom.J.Phys.37(1992)1011
- [8]. P.D.Barnes et al - Phys.Lett.B206(1988)146

LUCRAREA a IV-a

DETERMINAREA MULTIPLICITĂȚII PARTICULELOR CU SARCINĂ. DISTRIBUȚII DE MULTIPLICITATE

Conf.univ.dr.Alexandru Jipa

L.IV.1. Multiplicități și distribuții de multiplicitate. Momente asociate și cumulanți

L.IV.1.1. Considerații generale

Printre mărimile fizice de interes în cunoașterea dinamicii ciocnirilor nucleare relativiste și în punerea în evidență a unor fenomene "exotice" și tranziții de fază în materia nucleară se numără multiplicitatea particulelor de diferite tipuri generate în astfel de ciocniri și distribuțiile de multiplicitate asociate.

Obținerea informației experimentale referitoare la multiplicități pentru diferite tipuri de particule și la distribuțiile asociate se poate face, în general, relativ direct și fără ca ea să fie afectată de erori experimentale mari. În cazul condițiilor experimentale oferite de spectrometrul SKM 200 se pot determina valorile multiplicităților pentru particulelor cu sarcină, pozitive și negative, pentru cele trei grade de ionizare care pot fi separate [1-7]. De asemenea, se pot identifica unele particule neutre care se dezintegrează în camera cu streamer, cum ar fi hiperonii Λ^0 [8,9], precum și protonii participanți [5-7,10].

Așa cum s-a menționat în lucrările de laborator anterioare, *singurul tip de particulă cu sarcină pentru care se poate face identificarea este pionul negativ*. Se consideră că traiectoriile particulelor negative de ionizare minimă având un impuls mai mare de 50 MeV/c sunt cele ale pionilor negativi.

În identificarea pionilor negativi există unele surse de eroare. Ele sunt datorate unor declanșări necorespunzătoare ale sistemului de detecție, pierderilor prin explorare și pierderilor de pioni cu

energie cinetică mică. Corecțiile asupra multiplicității pionilor negativi care sunt necesare pentru aceste surse de eroare nu depășesc 2-3 %, atât pentru ciocniri centrale cât și pentru ciocniri inelastice. Valorile considerate pentru corecții includ și impurificarea cu alte tipuri de particule cu sarcină de interes, anume: electroni, kaoni, hiperoni cu sarcină ș.a.

Înainte de a trece la prezentarea modului de lucru este utilă reamintirea unor considerații teoretice de interes asupra acestor multiplicități, distribuției de multiplicitate și momentelor de diferite tipuri asociate distribuției de multiplicitate, precum și a consecințelor dinamice ale comportării lor în diferite ciocniri, la diferite energii [5-7,11-18].

L.IV.1.2. Rolul distribuțiilor de multiplicitate și momentelor asociate în studiul dinamicii ciocnirilor nucleare relativiste

Multiplicitatea se definește ca numărul de particule secundare de un anumit tip produse într-un eveniment de un tip bine stabilit. **Distribuția de multiplicitate** dă repartizarea particulelor secundare de tipuri date produse în categorii de evenimente care satisfac condiții date. În general, distribuția de multiplicitate reflectă geometria ciocnirii, iar momentele asociate distribuției de multiplicitate reflectă dinamica ciocnirii [5,6,12,19]. Acest fapt le face extrem de utile în studiul ciocnirilor nucleare relativiste, ciocniri în care între geometria ciocnirii și dinamica ciocnirii există legături extrem de profunde [5,6,19-28].

Distribuția de multiplicitate se poate defini în termeni specifici teoriei probabilităților. Se consideră o ciocnire semiexclusivă de tipul:

$$A_P + A_T \rightarrow n_1 a_1 + n_2 a_2 + \dots + n_m a_m + X \quad (4.1)$$

Distribuția de multiplicitate corespunzătoare se poate defini ca fiind următoarea distribuție de probabilitate:

$$P = (p_{n_1, \dots, n_m}(s; A_P, A_T; a)) \quad , \quad (4.2)$$

unde

$$p_{n_1, \dots, n_m}(s; A_P, A_T; a) = \sigma_{n_1, \dots, n_m}(s; A_P, A_T; a) / \sum_{n_1, \dots, n_m} (\sigma_{n_1, \dots, n_m}(s; A_P, A_T; a)),$$

cu $\sigma_{n_1, \dots, n_m}(s; A_P, A_T; a)$ secțiunea eficace parțială, iar $\sigma(s; A_P, A_T; a) = \sum_{n_1, \dots, n_m} \sigma_{n_1, \dots, n_m}(s; A_P, A_T; a)$ este secțiunea eficace totală. Este satisfăcută condiția de normare pentru distribuția de probabilitate P:

$$\sum_{n_1, \dots, n_m} p_{n_1, \dots, n_m}(s; A_P, A_T; a) = 1 \quad , \quad (4.3)$$

Așa cum s-a arătat [19], prin trecerea la distribuții de probabilitate nu se pierde informație

asupra structurii în multiplicități, iar secțiunile eficace care intervin în relațiile de definiție sunt determinate univoc până la un factor dependent de energie, $f(s)$. Acest factor este comun pentru toate secțiunile implicate, pentru o ciocnire dată [29].

În termenii teoriei probabilităților distribuției de multiplicitate îi pot fi asociați diferiți **parametrii fenomenologici**, anume *momente și cumulanți*. Folosirea lor este extrem de utilă în obținerea de informații asupra dinamicii ciocnirilor nucleare relativiste și relevarea unor fenomene noi în materia nucleară formată în aceste ciocniri.

Clasificarea momentelor se poate face în *momente ordinare (simple) și momente factoriale*. Momentele ordinare se clasifică după punctul în jurul căruia se face medierea. Astfel, dacă punctul este ales arbitrar (n_a) avem *momente ordinare necentrale* (m'_i). Dacă acest punct este chiar valoarea medie a multiplicității ($\langle n \rangle$) avem *momente ordinare centrale* (m_i). Relațiile de definiție, experimentale, sunt următoarele [11,12]:

$$m'_i = \sum_{j=1}^N (n_j - n_a)^i / N \quad , \quad (4.4)$$

$$m_i = \sum_{j=1}^N (n_j - \langle n \rangle)^i / N \quad , \quad (4.5)$$

Cele două tipuri de momente ordinare pot fi deduse unul din celălalt folosind următoarea relație de legătură:

$$m_i = \sum_{j=1}^i C_i^j m'_{(i-j)} (-m'_1)^j \quad , \quad (4.6)$$

Pentru momentele factoriale se folosește următoarea relație de definiție:

$$F_k = \langle (n)_k \rangle = \sum_{(n>k)}^N (n)_k p_n = \sum_{(n>k)}^N (n(n-1)\dots(n-k+1)) p_n \quad . \quad (4.7)$$

Momentele factoriale sunt integrale ale secțiunilor eficace inclusive [12].

Pentru cele trei tipuri de momente definite anterior se pot introduce *funcții generatoare specifice*, $G(z)$. Astfel, pentru momentele ordinare necentrale funcția generatoare asociată este de forma $G(e^t)$, iar pentru momentele ordinare centrale se folosește o funcție de forma $e^{-\langle n \rangle t} G(e^t)$. În cazul momentelor factoriale funcția generatoare asociată este de forma $G(t+1)$. Pentru toate aceste funcții parametrul t este real.

Relațiile de definiție pentru cele trei tipuri de momente, folosind funcțiile generatoare de momente, se vor scrie astfel:

$$m'_i = \langle n^i \rangle' = [d^i G(e^t)/dt^i]_{(t=0)} \quad , \quad (4.8)$$

$$m_i = \langle n^i \rangle = \{d^i [e^{-\langle n \rangle t} G(e^t)]/dt^i\}_{(t=0)} \quad , \quad (4.9)$$

$$F_i = [d^i G(t+1)/dt^i]_{(t=0)} \quad , \quad (4.10)$$

Funcțiile generatoare de momente pentru *cumulanți* se obțin prin introducerea unor relații de forma $H(u) = \ln G(u)$, cu $u = t, t+1$, respectiv, e^t . Introducerea acestor funcții este posibilă

datorită faptului că la energii finite funcțiile $G(u)$ există și se pot dezvolta în serii de puteri convergente. În acest context se poate considera că funcțiile $G(u) = \exp(H(u))$ se pot dezvolta în serie, iar coeficienții acestor dezvoltări sunt cumulanți de diferite tipuri.

Distribuțiile de multiplicitate se pot caracteriza și cu ajutorul unor **parametrii și indicatori de formă** care se definesc folosind momente de diferite tipuri și cumulanți [11,12,29-31].

Doi dintre parametrii cei mai folosiți în descrierea distribuțiilor de multiplicitate sunt parametrul de asimetrie (skewness) - definit prin relația $\beta_1 = m_3^2/m_2^3$ (4.11) - și parametrul de formare de maxime (peaking) - definit prin relația $\beta_2 = m_4/m_2^2$ (4.12). În analiza contribuțiilor distribuțiilor de multiplicitate la stabilirea dinamicii ciocnirii se are în vedere faptul că momentul central de ordinul al treilea este nul pentru populații distribuite în mod simetric; de aceea $\beta_1 = 0$. Pentru distribuția normală valoarea parametrului de formare de maxime este următoarea: $\beta_2 = 3$.

Indicatorii de formă ai distribuției de multiplicitate se definesc astfel:

$$g_{(k-2)} = g_k/g_2^{(k/2)} = g_k/D^k \quad , \quad (4.13)$$

În relația (4.11) g_k sunt coeficienții dezvoltării în serie pentru funcția generatoare $G(e^t) = \exp(H(e^t))$, iar $D = g_2^{(1/2)}$ este dispersia distribuției de multiplicitate.

Ținând seama de cele arătate se poate spune că analiza multiplicităților și distribuțiilor de multiplicitate este extrem de importantă și de bogată în informații asupra dinamicii ciocnirilor nucleare relativiste, formării stărilor anormale în materia nucleară și apariția unor tranziții de fază în astfel de ciocniri.

L.IV.2. Modul de lucru

Pentru efectuarea în bune condiții a lucrării se pot urma două direcții, anume:

- folosirea fișelor de măsurare, care includ numărul particulelor cu sarcină - total, pentru particule pozitive și pentru particule negative - pentru ciocnirile de interes, în moduri diferite de declanșare a spectrometrului SKM 200;
- reluarea operațiunii de numărare a traiectoriilor particulelor de diferite tipuri, cu luarea în considerare a criteriilor generale prezentate la prima lucrare sau folosind criterii noi, specifice.

Indiferent de cale urmată trebuie să se completeze un tabel (Fig.L.IV.1) care să includă ciocnirea aleasă, A_p-A_T , modul de declanșare, $T(\theta_{ch}, \theta_n)$, numărul de evenimente considerate, N_{ev} , tipul particulei, valorile multiplicităților determinate în fiecare eveniment - cuprinse între 0 și n_{max} , n ,

frecvențele de apariție ale fiecărei valori a multiplicității, ν_n , precum și probabilitățile fizice experimentale pentru fiecare multiplicitate în parte, p_n^{exp} . Probabilitățile fizice experimentale se vor stabili ca fiind raportul dintre frecvența de apariție a multiplicității n , ν_n , și numărul total de evenimente, N_{ev} , adică: $p_n^{\text{exp}} = \nu_n/N_{\text{ev}}$.

| A_p-A_T | $T(\theta_{\text{ch}}, \theta_n)$ | N_{ev} | Tip part. | N | ν_n | p_n^{exp} |
|-----------|-----------------------------------|-----------------|-----------|---|---------|--------------------|
| | | | | | | |
| | | | | | | |
| | | | | | | |
| | | | | | | |
| | | | | | | |

Fig.L.IV.1. Tabel cu rezultate experimentale pentru multiplicități și distribuții de multiplicitate

În cadrul lucrării trebuie avute în vedere câteva obiective majore, și anume:

(i) determinarea multiplicității medii și a formei distribuției de multiplicitate pentru o ciocnire dată, la impulsul de 4.5 A GeV/c, pentru două moduri de declanșare a spectrometrului SKM 200: central și, respectiv, periferic (inelastic);

(ii) compararea valorilor multiplicităților medii și a formelor distribuțiilor de multiplicitate pentru cele două moduri de declanșare considerate;

(iii) considerarea unui anumit tip de mecanism de interacție și compararea - prin fit - a distribuțiilor de multiplicitate obținute cu tipul de distribuție de probabilitate impus de mecanismul considerat.

(iv) analizarea concordanței dintre mecanismul presupus și rezultatele experimentale stabilite; în acest caz se va avea în vedere calcularea unor momente asociate și a unor indicatori de formă.

Pentru atingerea obiectivului (i) al lucrării se vor face următoarele operații:

(a) se alege ciocnirea de interes și tipul de particulă pentru care se va face determinarea experimentală a multiplicității și distribuției de multiplicitate asociate (particule cu sarcină, particule pozitive, particule negative, pioni negativi);

(b) se determină multiplicitatea medie a particulelor de tipul selectat pentru ciocniri centrale

folosind relația $\langle n \rangle = \sum_n (v_n \cdot n / N_{ev})_{cen}$;

(c) se determină multiplicitatea medie a particulelor de tipul selectat pentru ciocniri periferice (inelastice) folosind o relație similară celei pentru ciocniri centrale, anume $\langle n \rangle = \sum_n (v_n \cdot n / N_{ev})_{per}$;

(d) se stabilește forma distribuției de multiplicitate a particulelor de tipul selectat, pentru ciocniri centrale; pentru aceasta se reprezintă grafic probabilitatea experimentală de apariție a multiplicității n , p_n^{cen} , în funcție de multiplicitate, n ;

(e) se stabilește forma distribuției de multiplicitate a particulelor de tipul selectat, pentru ciocniri periferice (inelastice); pentru aceasta se reprezintă grafic probabilitatea experimentală de apariție a multiplicității n , p_n^{per} , în funcție de multiplicitate, n .

Cu acești pași primul obiectiv al lucrării este îndeplinit. Se vor considera în continuarea operațiunile necesare pentru realizarea celui de al doilea obiectiv al lucrării. Acestea sunt:

(f) se compară multiplicitățile medii obținute și formele distribuțiilor de multiplicitate; comparațiile vor fi utile în stabilirea diferențelor între geometriile de ciocnire în cele două cazuri, precum și în stabilirea tipului de mecanism de interacție;

(g) pentru a da un suport fizic suplimentar concluziilor desprinse din comparațiile făcute anterior se va trece la calcularea momentelor asociate și a unor indicatori de formă, folosind relațiile (4.8-4.13), atât pentru ciocniri centrale, cât și pentru ciocniri periferice (inelastice);

(h) valorile obținute se vor compara cu cele date de distribuțiile standard folosite pentru definire.

Rezultatele astfel obținute vor permite să se considere un mecanism de producere de particule. În acest caz se vor urmări următoarele aspecte:

(i) alegerea funcției de densitate de probabilitate pentru mecanismul propus; se pot alege distribuții de tip Poisson, binomială, binomială negativă sau combinații de astfel de distribuții [11,12,19,27,28];

(j) calcularea momentelor asociate și indicatorilor de formă pentru funcția de densitate de probabilitate aleasă;

(k) compararea valorilor calculate ale momentelor și indicatorilor de formă cu valorile experimentale obținute.

În acest moment este posibilă trecerea la analizarea concordanței dintre mecanismul propus și rezultatele experimentale, așa cum s-a considerat la punctul (iv) al obiectivelor urmărite în lucrare. La luarea deciziei se vor lua în considerare concordanța dintre valorile experimentale și cele

teoretice, în limita erorilor experimentale, pentru momentele asociate și parametrii de formă. De asemenea, se va avea în vedere valoarea testului de concordanță folosit - χ^2 , Student, Kolmogorov [11,12] - pentru compararea distribuției de multiplicitate experimentale cu distribuția de probabilitate aleasă pentru descrierea acestei distribuții de multiplicitate experimentale.

Notă. Diferitele subgrupe de studenți pot folosi funcții de densitate de probabilitate diferite. În acest mod se pot purta discuții asupra diferitelor ipoteze fenomenologice care pot fi incluse în descrierea dinamicii ciocnirilor nucleare relativiste.

Finalizarea lucrării va presupune realizarea unui scurt referat care să aibă structura unui articol științific, în care să fie incluse toate etapele considerate mai sus, cu acordarea unei atenții deosebite obiectivului (iv) al lucrării.

Bibliografie

- [1]. V.D.Aksinenko et al - Nucl.Phys.A348(1980)516
- [2]. A.U.Abdurakhimov et al - Nucl.Phys.A362(1981)376
- [3]. M.Anikina, C.Beșliu et al - Preprint JINR Dubna E1-84-785 (1984)
- [4]. M.Kh.Anikina et al - Phys.Rev.C33(1986)895
- [5]. Al.Jipa - Teză de doctorat, Universitatea București, Facultatea de Fizică, 1989
- [6]. C.Beșliu, Al.Jipa - Romanian Journal of Physics 37(1992)1011
- [7]. Al.Jipa - Turkish Journal of Physics 19(1995)846
- [8]. G.L.Vardenga - Instrucțiuni de măsurare pe masa de explorare pentru evenimente înregistrate cu ajutorul spectrometrului SKM 200 de la IUCN Dubna - raport intern IUCN
- [9]. M.Kh.Anikina et al - Phys.Rev.Lett.50(1983)1971
- [10].C.Beșliu, Al.Jipa - Il Nuovo Cimento A106(1993)317
- [11].B.R.Martin - Statistics for Physicists, Plenum Press, 1971, London and New York
- [12].P.Carruthers, C.S.Shih - Int.J.Mod.Phys.A2(1987)1447
- [13].M.Kh.Anikina et al - Z.Phys.C9(1981)105
- [14].E.R.Nakamura, K.Kudo - Phys.Rev.D41(1990)281
- [15].C.C.Shih - Phys.Lett.B259(1991)393
- [16].K.A.Bugaev, M.I.Gorenstein - Phys.Lett.B255(1991)18
- [17].Cheng-Shing Wang, Kan-Zhu Guo - Phys.Rev.C48(1993)379
- [18].A.Mukhopadhyay, P.L.Jain, G.Singh - Il Nuovo Cimento A106(1993)793

- [19].Al.Jipa - Fizică nucleară relativistă - note de curs
- [20].D.K.Scott - Prog.Part.Nucl.Phys.IV(1980)5
- [21].C.Besliu, Al.Jipa - Rev.Roum.Phys.33(1988)409
- [22].S.Nagamiya - Prog.Part.Nucl.Phys.XV(1985)363
- [23].R.Stock - Prog.Part.Nucl.Phys.XV(1985)455
- [24].W.Cassing, V.Metag, U.Mosel, K.Niita - Phys.Rep.188 (1990)363
- [25].L.Simic et al - Z.Phys.C48(1990)577
- [26].L.Simic et al - Phys.Rev.C52(1995)356
- [27].Al.Jipa et al - J.Phys.G:Part.Nucl.Phys.22(1996)221
- [28].Maria Iosif - Teză de doctorat, Facultatea de Fizică, Univeritatea București, 1997
- [29].Z.Koba - Preprint CERN, CERN 73-12(1973)171
- [30].Boris Gndenko - The theory of probability, MIR Publishers, Moscow, 1982
- [31].C.P.Wang - Phys.Rev.180(1969)1463

LUCRAREA a V-a

DETERMINAREA NUMARULUI DE PROTONI PARTICIPANTI

IN CIOCNIRI NUCLEU-NUCLEU LA 4.5 A GeV/c

Prof.univ.dr.Călin Beșliu, Conf.univ.dr.Alexandru Jipa

LV.1. Definirea numărului de protoni participanți

Dinamica ciocnirile nucleare relativiste este strâns legată de geometria ciocnirii. Acest fapt a fost pus în evidență încă de la primele studii în domeniul Fizicii nucleare relativiste [1,2]. Cea mai folosită geometrie este cea de tip "participanți-spectatori" [3].

În funcție de geometria de ciocnire se stabilește mărimea regiunii de suprapunere a nucleelor care se ciocnesc. Această regiune va conține un număr mai mare sau mai mic de nucleoni. Ei au fost numiți ***nucleoni participanți***. În general, *nucleonii participanți se definesc ca nucleonii din exteriorul sferelor Fermi de fragmentare a nucleelor proiectil și țintă* [4,5].

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

$$Q = n_{ch} - 2n_{\pi^-} - (n_P^s + n_T^s) \quad , \quad (5.1)$$

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

O ipoteză unanim acceptată este aceea că fragmentele au sarcini egale cu unitatea. Datorită faptului că numărul traiectoriilor particulelor cu sarcină care să aibă ionizarea mai mare de 1, lungimea corzii trasei mai mare decât valorile prestabilite, precum și impulsul mai mare decât valorile impuse este foarte mic, în relația (5.1) mărimea Q este identificată cu numărul de protoni

participanți [6,7].

Studiile referitoare la protoni participanți și nucleoni participanți sunt strâns legate de existența unor corelații de multiplicitate în ciocniri nucleare relativiste [6-10]. Ele pot oferi, totodată, importante informații asupra unor parametri de interes în descrierea sursei de particule, evoluției și dinamicii asociate [2-6,11-13].

L.V.2. Modul de lucru

Obținerea numărului de protoni participanți în ciocniri nucleu-nucleu la 4.5 A GeV/c se face pe baza relației (5.1), cu explicitarea tipurilor și numărului de fragmente asociate pentru fiecare caz în parte. Relația la care se ajunge este următoarea:

$$Q = n_{ch} - 2n_{\pi^-} - (n_{s1} + n_r^+ + n_R^+ + n_{p < p_F}), \quad (5.2)$$

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

Caracteristicile tehnice și performanțele spectrometrului SKM 200, precum și cele ale masei de explorare ENEDEP-121, folosită pentru explorare și măsurare, ca și condițiile cinematice specifice ciocnirilor considerate în lucrare au condus la următoarele valori ale celor trei parametri: $r = 9.24$ cm, $R = 12.58$ cm, $p_F = 240$ MeV/c.

Pentru determinarea experimentală a numărului de protoni participanți este necesară folosirea unui șablon special - de tipul celui prezentat în Fig.L.V.1. - care să conțină limitele camerei cu streamer, reperele de referință, poziția țintei, direcția fasciculului, precum și două cercuri, de raze $r_r^+ = 9.24$ cm, respectiv, $r_R^+ = 12.58$ cm. Un alt șablon necesar este cel de impulsuri - pentru stabilirea mărimii $n_{p < p_F}^+$, respectiv, cel de unghiuri - pentru a determina numărul de particule stripping, n_{s1} . Astfel de șabloane au fost folosite și la lucrarea de laborator consacrată explorării și măsurării.

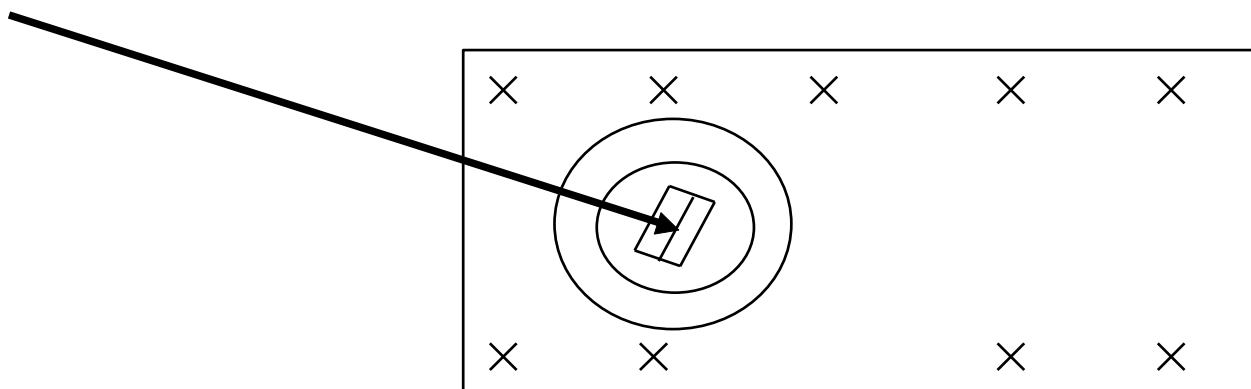


Fig.L.V.1. Șablonul special pentru determinarea experimentală a numărului de protoni participanți în ciocniri nucleu-nucleu la 4.5 A GeV/c

Se va proceda în modul următor pentru determinarea experimentală a numărului de protoni participanți:

(a) se alege ciocnirea de interes și se montează filmul asociat, cu toate cele trei proiecții, în aparatul de explorare și măsurare;

(b) pentru cadrele care respectă condițiile de explorare și măsurare se fac determinările necesare așezând șablonul special pe masa de explorare astfel încât limitele camerei, reperele de referință, poziția țintei și direcția fasciculului să coincidă;

(c) valorile obținute pentru mărimile implicate în relația de definiție a numărului de protoni participanți - multiplicitatea particulelor cu sarcină, multiplicitatea pionilor negativi, precum și multiplicitățile fragmentelor "spectator" ale nucleelor proiectil și țintă - sunt trecute într-un tabel (Fig.L.V.2.); la determinarea acestor multiplicități ale fragmentelor "spectator" ale nucleelor care se ciocnesc sunt folosite șabloanele menționate anterior;

| $A_P - A_T$ | $T(\theta_{ch}\theta_n)$ | n_{ch} | n_{π^-} | n_{sl} | n_r^+ | n_R^+ | $n_{p < pF}$ | Q | Q_N |
|-------------|--------------------------|----------|-------------|----------|---------|---------|--------------|---|-------|
| | | | | | | | | | |
| | | | | | | | | | |
| | | | | | | | | | |
| | | | | | | | | | |

Fig.L.V.2. Tabel cu date și rezultate experimentale pentru determinarea numărului de protoni participanți

(d) se calculează numărul de protoni participanți folosind relația (5.2) și se trec în tabel;
(e) se determină numărul total de nucleoni participanți folosind următoarea relație de legătură [2,12-15]:

$$Q_N = \frac{A_P + A_T}{Z_P + Z_T} Q, \quad (5.3)$$

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

(f) rezultatele experimentele obținute vor fi folosite pentru determinarea unor mărimi de interes, cum ar fi: raportul dintre multiplicitatea medie a pionilor negativi și numărul de protoni participanți - interesează, în principal, dependența acestui raport de energia cinetică a nucleelor incidente, de numerele de masă al nucleelor care se ciocnesc - densitatea nucleară ș.a.

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

Bibliografie

- [1]. D.K.Scott - Prog.Part.Nucl.Phys.IV(1980)5
- [2]. Al.Jipa - Teză de doctorat, Universitatea București, Facultatea de Fizică, 1989
- [3]. S.Nagamiya - Prog.Part.Nucl.Phys.XV(1985)363
- [4]. A.Sandoval et al - Phys.Rev.Lett.45(1980)874
- [5]. J.Hüfner, J.Knoll - Nucl.Phys.A290(1977)460
- [6]. C.Beșliu, Al.Jipa - Il Nuovo Cimento A106(1993)317
- [7]. Al.Jipa - Il Nuovo Cimento A108(1995)1271
- [8]. C.Beșliu et al - Prog.Part.Nucl.Phys.XV(1985)353
- [9]. R.Stock - Phys.Rep.135(1986)259
- [10].M.Plümer, R.Raha, R.M.Weiner (editors) - International Workshop on Correlations and Multiparticle Production - Marburg, Germany, 14-16 May 1990, publicat în World Scientific, Singapore, New Jersey, London, Hong Kong, 1991
- [11].W.Cassing, V.Metag, U.Mosel, K.Niita - Phys.Rep.188 (1990)363
- [12].Al.Jipa et al - J.Phys.G: Nucl.Part.Phys.22(1996)221

- [13].Al.Jipa - J.Phys.G: Nucl.Part.Phys.22(1996)231
- [14].C.Beşliu, Al.Jipa - Rev.Roum.Phys.33(1988)419
- [15].C.Beşliu, Al.Jipa - Rom.J.Phys.37(1992)1011

LUCRAREA a VI-a

IDENTIFICAREA PARTICULELOR CU SARCINĂ STOPATE ÎN CAMERA CU STREAMER A SPECTROMETRULUI SKM 200

Conf.univ.dr.Alexandru Jipa

VI.1. Metoda de identificare

Spectrometrul SKM 200 de la IUCN Dubna (Rusia) nu permite identificare completă a unui număr prea mare de particule. Așa cum s-a arătat anterior nu pot fi identificați decât pionii negativi, protonii participanți și unele particule neutre care se dezintegrează în camera cu streamer. Pentru a avea la dispoziție date experimentale referitoare și la alte tipuri de particule, care să permită o descriere mai adecvată și cât mai completă a dinamicii ciocnirilor nucleare relativiste la energii de câțiva GeV/nucleon, s-a propus o metodă nouă de identificare a particulelor cu sarcină stopate în camera cu streamer a spectrometrului SKM 200.

Metoda de identificare a particulelor cu sarcină a fost propusă în lucrarea [1] și dezvoltată în lucrările [2] și [3]. Ea ia în considerare particulele stopate în camera cu streamer a spectrometrului SKM 200 care au același grad de ionizare cu pionii negativi. La selectarea particulelor după gradul de ionizare s-a adăugat o selectare după impulsurile acestora; s-au luat în considerare numai particulele care aveau impuls mai mare de 50 MeV/c pentru a se evita posibilitatea prezenței electronilor între particulele selectate [4-8].

Pentru identificare este necesară parcurgerea unor "pași", și anume:

(i) *selectarea, prin explorare, a particulelor cu sarcină cu grad de ionizare minim, pozitive și negative; electronii au fost neglijați;*

(ii) *calcularea, în programul de reconstrucție geometrică, a coordonatei z a capătului de sfârșit al traiectoriei particulei considerate, folosind următoarea relație:*

$$z[cm] = \{(27.8*PAR[mm])/\{(B[cm]/K)+(PAR[mm]/10)\}\} - 66 , (6.1)$$

unde PAR este paralaxa dintre capetele de sfârșit ale traiectoriilor particulelor considerate, pe cele două proiecții de lucru, B este baza de stereofotografiere a sistemului, iar K este coeficientul de micșorare pentru cadrul de pe film considerat. Pentru experimentele considerate în lucrare $B = 39.1$ cm, iar $K = 1800$ mm/ $L_r[mm]$, unde L_r este distanța dintre reperele de referință extreme pe masa de explorare [9];

(iii) selectarea particulelor stopate în camera cu streamer luând în considerare coordonatele țintei, anume, $z_T = -23.0$ cm, și înălțimea camerei cu streamer, anume: 60 cm; $z = 0$ cm este limita superioară a camerei, iar $z = -60$ cm este limita inferioară a acesteia;

(iv) calcularea raportului impuls-parcurs folosind valorile mărimilor respective calculate în programul de reconstrucție;

(v) identificarea particulelor utilizând raportul parcurs-impuls și invarianța la scală a diferitelor tipuri de particule care se mișcă cu aceeași viteză într-un mediu dat.

Particulele cumulative [10] și particulele a căror stopare în cameră nu este completă (z în jur de 0 cm sau de 60 cm) au fost neglijate.

Dimensiunile camerei cu streamer, precum și poziția țintei în cameră permit să se stabilească parcursul maxim al unei particule în camera cu streamer a spectrometrului SKM 200 de la IUCN Dubna. Pentru situația prezentată în Fig.L.VI.1. se obține un parcurs maxim de 225 cm. **Impulsul maxim corespunzător depinde de natura particulei.** De exemplu, pentru pioni valoarea acestuia este de 275 MeV/c, pentru kaoni este de 700 MeV/c, pentru protoni este de 1750 MeV/c, iar pentru deuteroni este de 3500 MeV/c.

Calcularea parcursului și impulsului unei anumite particule s-a făcut cu următoarele relații:

$$L_{arc} = K(((l^2+h^2)/4h)*(arcsin(4lh/(l^2+h^2)))) , (6.2)$$

$$r_c = K((l^2/8h)+h/2) , (6.3)$$

$$p[MeV/c] = 300*r_c[m]*B[T] , (6.4)$$

Aici, l și h sunt lungimea corzii traiectoriei, respectiv, săgeata corespunzătoare acesteia. r_c reprezintă raza de curbură, B este intensitatea câmpului magnetic, p este impulsul particulei, iar L_{arc} este parcursul particulei stopate.

Cea mai mare valoare a lungimii reale a unei corzi este de 177 cm ($L = Kl$), iar a săgeții

asociate este de 60 cm ($H = Kh$). Pentru fiecare mărime se calculează abaterea standard folosind formula de propagare a erorilor [11]. Se folosesc numai măsurătorile pentru care $\sigma(L_{arc})/L_{arc} \leq 1/3$.

Pentru a crește încrederea în rezultatele experimentale obținute în acest mod se calculează probabilitatea de "supraviețuire" a unei particule de masă de repaus M și timp de viață τ care se mișcă pe o distanță egală cu L_{arc} . Formula folosită este următoarea [12,3]:

$$P = \exp(-(ML_{arc} \cdot 10^{-10})/3\tau p) \quad . \quad (6.5)$$

În relația de mai sus M este masa particulei stopate considerate, τ este timpul de viață al aceleiași particulei, p este impulsul particulei stopate, iar L_{arc} este parcursul respectivei particule.

Se pot lua în considerare 12 particule, și anume: **miuoni pozitivi și negativi**, **pioni pozitivi și negativi**, **kaoni pozitivi și negativi**, **protoni**, **hiperoni Σ pozitivi și negativi**, **hiperoni Ω negativi**, **particule Ξ negative și deuteroni**. Pentru miuoni, protoni și deuteroni această probabilitate este 1.

La identificarea finală s-au folosit rapoartele $c = L_{arc}/p$ și relația de invarianță la scală pentru particule cu sarcină, care străbat un mediu dat cu aceeași viteză [12], anume:

$$R_b(M_b, z_b, p_b) = [(M_b/M_a)/(z_b^2/z_a^2)].R_a(M_a, z_a, p_a=p_b M_a/M_b) \quad . \quad (6.6)$$

Pentru particulele considerate în lucrare $z_a = z_b = \pm 1$. De aceea, relația (6.6) se reduce la următoarea expresie:

$$R_b = (M_b/M_a)R_a \quad , \quad \text{pentru } v_a = v_b. \quad (6.6.1)$$

Notă. La calcularea vitezelor - în funcție de impulsul și masa particulei considerate se pot folosi relații de tip nerelativist ($p^2 < m^2$ și $v = p/m$) sau relativist [$p^2 \geq m^2$ și $v = p/(m^2 + p^2/c^2)^{1/2}$].

Pentru calcule complete se poate folosi un program de calcul propriu [3]. Rezultatele obținute prin această metodă sunt deosebit de utile pentru cunoașterea dinamicii ciocnirilor nucleu-nucleu la energii de câțiva GeV/nucleon. De aceea metoda se propune ca lucrare de laborator.

VI.2. Modul de lucru

Pentru a se face identificarea particulelor cu sarcină stopate în camera cu streamer a spectrometrului SKM 200 se pot folosi mai multe căi, și anume:

- (i) folosirea datelor experimentale obținute direct prin explorare (scanning) și măsurare;
- (ii) folosirea unor date și rezultate experimentale incluse în "listing-uri" obținute ca urmare a folosirii programului de reconstrucție geometrică;
- (iii) folosirea datelor și rezultatelor experimentale incluse în fișiere de date rezultate din folosirea programului de reconstrucție geometrică.

În prezenta lucrare de laborator se va folosi prima cale.

Etaple de parcurs pentru obținerea informației de interes sunt următoarele:

(a) se explorează evenimentele de interes de pe film sau desen și se aleg particulele ale căror traiectorii nu ating marginile camerei cu streamer;

(b) pentru particulele selectate se calculează coordonatele z ale capetelor traiectoriilor folosind relația (6.1);

(c) se verifică faptul că valoarea obținută pentru fiecare particulă luată în considerare se încadrează în intervalul (-60 cm, 0 cm); cele care nu se încadrează în intervalul menționat sunt neglijate;

(d) se măsoară coarda și săgeata pentru traiectoria fiecărei particule pentru care $z \in (-60 \text{ cm}, 0 \text{ cm})$;

(e) cu ajutorul relațiilor (6.2)-(6.4) se calculează lungimea arcului de cerc al traiectoriei, raza de curbura și impulsul particulei cu sarcină stopate în camera cu streamer;

(f) se calculează eroarea asupra lungimii arcului de cerc, razei de curbura și impulsului folosind următoarele relații:

$$\sigma(L_{arc}) = K \{ \{ (l/2h) * \arcsin[(4lh)/(l^2+h^2)] - 1 \}^2 \sigma_l^2 + \{ [(4h^2 - l^2)/(4h^2)] * \arcsin[(4lh)/(l^2+h^2)] + (l/h) \}^2 \sigma_h^2 \}^{1/2}, \quad (6.7)$$

$$\sigma(r_c) = \{ [(Kl)/(4h)]^2 \sigma_l^2 + [(kl^2)/(8h^2)]^2 \sigma_h^2 \}^{1/2}, \quad (6.8)$$

$$\sigma(p) = 2.4 \sigma(r_c) \quad . \quad (6.9)$$

Notă În relațiile de mai sus nu s-au considerat erori asupra factorului de micșorare, K , precum și

asupra valorii câmpului magnetic, B. În relația (6.9) s-a folosit valoarea efectivă a câmpului magnetic, anume: $B = 0.8 \text{ T}$.

(g) se verifică respectarea relației de selecție pentru traiectorii, anume: $\sigma(L_{arc})/L_{arc} \leq 1/3$;

(h) se determină rapoartele parcurs-impuls pentru fiecare particulă cu sarcină considerată stopată în camera cu streamer;

(i) se folosește relația de invarianță la scală (6.6) scrisă sub forma (6.6.1) pentru a se face identificarea particulelor;

Notă. La realizarea identificării trebuie avute în vedere câteva aspecte de interes, și anume:

- sarcina particulei identificate trebuie să coincidă cu sarcina stabilită la măsurare;
- în cazul în care există mai multe particule care au același parcurs (aceeași lungime a arcului de cerc) atribuirea unei identități pentru particula cu sarcină se face numai după determinarea vitezelor, așa cum s-a arătat la prezentarea principiului metodei;
- se va urmări ca la identificare să se ia în considerare particulele pentru care lungimile arcelor de cerc și vitezele sunt egale în limita celei mai mici abateri standard (se va avea în vedere faptul că se pot pune condiții legate de erori de la o abatere standard până la trei abateri standard).

(j) pentru a aduce un argument suplimentar pentru identificare propusă se calculează probabilitatea de supraviețuire a particulei de tipul considerat după parcurgerea unei distanțe egale cu L_{arc} ;

(k) se selectează particula care are probabilitatea de supraviețuire cea mai mare pentru parcursul considerat;

(l) se face statistica tipurilor de particule identificate;

(m) se determină unele rapoarte de interes - π^+/π^- , K^{\pm}/π^{\pm} , d/p ș.a. - și se compară cu rezultate obținute prin aceeași metodă sau prin alte metode [1-3,13-20].

Rezultatele obținute se vor considera în contextul semnalelor experimentale ale unor stări anormale și tranziții de fază.

Bibliografie

- [1]. Al.Jipa - Teză de doctorat, Universitatea București, Facultatea de Fizică, 1989
- [2]. Al.Jipa - Turkish Journal of Physics 19(1995)846-856
- [3]. Al.Jipa, Coralia Labu, Cleopatra Simion - Romanian Reports in Physics 48(5,6)(1996)
- [4]. V.D.Aksinenko et al - Nucl.Phys.A348(1980)516

- [5]. A.U.Abdurakhimov et al - Nucl.Phys.A362(1981)376
- [6]. M.Kh.Anikina et al - Phys.Rev.C33(1986)895
- [7]. A.U.Abdurakhimov et al - Il Nuovo Cimento A102(1989)645
- [8]. C.Beşliu, Al.Jipa - Romanian Journal of Physics 37(1992)1011-1022
- [9]. M.Anikina, C.Beşliu et al - Preprint JINR Dubna E1-84-785(1984)
- [10].A.M.Baldin - Prog.Part.Nucl.Phys.IV(1981)95
- [11].B.R.Martin - Statistics for Physicists, Plenum Press, 1971, London and New York
- [12].Particle Data Group - Physical Review D50(3)(1994) - Review of Particle Properties
- [13].Maria Iosif - Teză de doctorat, Facultatea de Fizică, Universitatea Bucureşti, 1997
- [14].R.Stock - Prog.Part.Nucl.Phys.XV(1985)455
- [15].W.Cassing, V.Metag, U.Mosel, K.Niita - Phys.Rep.188 (1990)363
- [16].Al.Jipa, C.Beşliu, Maria Iosif, R.Zaharia - Quark Matter'96 - Twelfth International Conference on Ultra-Relativistic Nucleus-Nucleus Collisions, Heidelberg, 20-24.V.1996 (poster)
- [17].R.Motticello et al -Phys.Rev.Lett.63(1989)1459
- [18].P.Vincent et al - Nucl.Phys.A498(1989)67
- [19].T.Abott et al - Phys.Rev.Lett.66(1991)1567
- [20].T.Akesson et al - Phys.Lett.B296(1992)273