

Capitolul al VI-lea

Secțiuni eficace în ciocniri nucleare relativiste

VI.1. Secțiuni eficace. Definiții

Secțiunea eficace este o mărime importantă în obținerea de informații asupra dinamicii ciocnirilor nucleare la diferite energii . Noțiunea de secțiune eficace este strâns legată de caracterizarea proceselor de interacție dintre sisteme nucleare de naturi diferite și având proprietăți din cele mai diferite. O definiție generală a secțiunii eficace este destul de dificilă [49,50]. Se acceptă, în general, ideea că este probabilitatea de realizare a unei anumite interacții, valoarea sa depinzând de natura sistemelor nucleare care participă la ciocnire și de energia incidentă, cu luarea în considerare a ipotezei formei sistemelor nucleare care interacționează. De aceea, unitatea de măsură este legată de secțiunea geometrică normală a procesului de interacție dintre două sfere. Unitatea de măsură tolerată se numește barn și ia în considerare dimensiunile specifice sistemelor nucleare, anume: $1 \text{ barn} = 10^{-28} \text{ m}^2 = 100 \text{ Fm}^2$.

Secțiunea eficace mai poate fi considerată ca un *coeficient specific interacției*. Astfel, *secțiunea unei entități țintă, σ , pentru o interacție produsă de un sistem nuclear incident, cu sarcină sau fără sarcină, este definită ca raportul dintre probabilitatea de interacție pentru entitatea țintă considerată, P , și fluența sistemelor nucleare incidente, Φ , anume:*

$$\sigma = \frac{P}{\Phi} \quad . \quad (II.38)$$

Fluența reprezintă numărul de particule incidente, dN , pe o sferă care are aria secțiunii da . $\{[\Phi]_{SI} = m^{-2}\}$. Definiția secțiunii eficace dată de relația (II.38) este valabilă dacă probabilitatea P îndeplinește condiția următoare: $P \ll 1$.

*Trebuie menționat faptul că termenul de **interacție** se referă la orice proces în care energia și/sau direcția particulei incidente este modificată sau particula incidentă este absorbită. În urma interacției sunt emise una sau mai multe particule secundare.*

Așa cum s-a văzut, definirea distribuției de multiplicitate în termenii teoriei probabilităților s-a făcut cu ajutorul secțiunilor eficace totale și secțiunilor eficace parțiale. În descrierea fenomenelor de producere multiplă de particule aceste secțiuni, împreună cu secțiunea eficace topologică și secțiunea eficace diferențială, au un rol important. Utilitatea acestor mărimi este legată de dependențele lor de energia de ciocnire, de natura sistemelor care participă la ciocnire, de tipul particulelor generate [4,51,52].

Secțiunea eficace totală, σ_t , este definită ca secțiunea de creare a tuturor particulelor permise de legile de conservare într-o ciocnire dată, la o energie dată. Acest tip de secțiune crește lent cu creșterea energiei pentru diferite sisteme nucleare care se ciocnesc.

Secțiunea eficace parțială, σ_n , dă numărul de particule de un anumit tip, produse la o energie dată. De aceea, acest tip de secțiune prezintă dependențe de numărul de particule și de tipul de particulă considerat. Secțiunea eficace parțială prezintă un maxim în vecinătatea energiei de prag pentru producerea tipului de particulă considerat. Creșterea numărului de particule deplasează maximumul spre energii mai mari.

Secțiunea eficace totală este dată de suma tuturor secțiunilor eficace parțiale, anume:

$$\sigma_t = \sum_n \sigma_n = \frac{\sum_n P_n}{\Phi} \quad . \quad (II.39)$$

Secțiunea eficace topologică, σ_{ch} , descrie producerea unui anumit număr de particule cu sarcină în starea finală a unei ciocniri la o energie dată. În acest caz, numărul particulelor cu sarcină, n_{ch} , este o variabilă aleatoare, iar producerea unui anumit număr de particule cu sarcină, în starea finală, este un eveniment aleator. De aceea, descrierea secțiunii eficace topologice se face, pentru multiplicități relativ mici, cu o distribuție de probabilitate de tip Poisson, iar pentru multiplicități mari cu o distribuție de probabilitate de tip Gauss.

Dacă numărul de particule cu sarcină din starea finală este fixat și se variază energia de ciocnire, atunci secțiunea eficace topologică crește cu energia până la o anumită valoare a energiei de ciocnire, apoi scade lent cu creșterea energiei.

Într-un experiment se măsoară, în general, în mod direct secțiunile eficace topologice, iar prin diferite normări, dependente de experiment, se pot obține distribuțiile de multiplicitate.

Descrierea completă a unui proces de interacție necesită informații asupra distribuțiilor secțiunilor eficace specifice în termenii **energiei sau impulsului** oricărui sistem nuclear (particulă, nucleu) care există după interacție sau **unghiului solid de emisie** pentru sistemul nuclear considerat. Astfel de distribuții sunt numite secțiuni eficace diferențiale.

Prin această raportare la diferite mărimi fizice, secțiunile eficace diferențiale permit obținerea unui număr mare de caracteristici dinamice ale ciocnirilor nucleare. Fie un proces semiexclusiv de forma:

$$A_p + A_T \rightarrow n_1 a_1 + n_2 a_2 + \dots + n_m a_m + X \quad , \quad (II.40)$$

cu n_i ($i=1, \dots, m$) numărul de particule de tip a_i ($i=1, \dots, m$) detectate în starea finală și X toate celelalte particule produse dar nedetectate. Fie \vec{q}_i ($i=1, \dots, m$) impulsurile particulelor detectate în starea finală, exprimate în sistemul centrului de masă (SCM). În acest caz, secțiunea eficace diferențială se exprimă, în sistemul centrului de masă, astfel:

$$E_1 E_2 \dots E_m \frac{\partial^m \sigma_m}{\partial \vec{q}_1 \partial \vec{q}_2 \dots \partial \vec{q}_m} = \frac{1}{|\vec{p}| \sqrt{s}} \left[|M_m|^2 \delta(p_{A_p} + p_{A_T} - q_1 - q_2 - \dots - q_m) \right] \quad . \quad (II.41)$$

În relația (II.41) E_i ($i=1, \dots, m$) sunt energiile particulelor din starea finală, $s = (p_{A_p} + p_{A_r})^2$ este pătratul energiei disponibile în sistemul centrului de masă, M_m este amplitudinea de ciocnire (reacție), iar $|\vec{p}|$ este impulsul sistemelor nucleare care se ciocnesc, în sistemul centrului de masă.

Amplitudinea de ciocnire depinde de $3m$ variabile independente, invariante relativist. Cunoașterea amplitudinii de ciocnire permite caracterizarea completă a ciocnirii. Pentru amplitudinea de ciocnire se pot alege variabile diferite: impuls total, impuls longitudinal, impuls transversal, rapiditate, unghi de emisie, etc. În funcție de variabila în raport cu care se face diferențierea în relația (II.41) și de dependența mărimii astfel obținute în membrul stâng de variabila considerată se obțin diferite tipuri de distribuții. Cele mai importante sunt: *distribuția unghiulară* (variabila aleasă în acest caz este *unghiul de emisie al particulei din starea finală*; notațiile uzuale pentru diferite distribuții unghiulare sunt: $\frac{d\sigma}{d\Omega}$, $\frac{d\sigma}{d\theta}$, $\frac{d\sigma}{d(\cos\theta)}$), *distribuția de rapiditate* (variabila

aleasă este *rapiditatea*, definită prin relația următoare: $y = \frac{1}{2} \ln\left(\frac{E_i + p_i^L}{E_i - p_i^L}\right)$; o notație

uzuală este: $\frac{d\sigma}{dy}$) sau *distribuția de pseudorapiditate* (variabila aleasă este

pseudorapiditatea, definită prin relația $\eta = -\ln\left(\operatorname{tg}\frac{\theta}{2}\right)$; notația uzuală este: $\frac{d\sigma}{d\eta}$);

distribuția de impuls (notație uzuală: $\frac{d\sigma}{dp}$) și *distribuția de energie* (notație uzuală: $\frac{d\sigma}{dE}$).

Pentru ultimele două se mai folosesc denumirile de *spectrul de impuls*, respectiv, *spectrul de energie*.

Distribuțiile considerate anterior permit extragerea unor informații dinamice extrem de importante pentru descrierea mecanismelor de interacție în ciocniri nucleare relativiste și stabilirea influenței geometriei ciocnirii asupra dinamicii ciocnirii. Câteva din aspectele de interes vor fi discutate în cele ce urmează.

VI.2. Secțiuni eficiente pentru ciocniri centrale și periferice.

Legături cu geometria și dinamica ciocnirilor nucleare relativiste

Pentru a obține valoarea experimentală a secțiunii eficiente 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 eficiente pentru ciocnirea nucleon-nucleon la aceeași energie, secțiune care este tabelată [53], obținându-se astfel **secțiunea eficiente a ciocnirii nucleu-nucleu considerate** [3-5,54,55].

Acest mod de determinare a secțiunilor eficiente în ciocniri nucleare relativiste oferă posibilitatea ca rezultatele experimentale obținute să prezinte o serie de 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.

Rezultatele experimentale obținute în ciocniri nucleu-nucleu la energii peste 1 A GeV indică unele dependențe comune, anume [1-5,8-11,54-56]:

- (a) secțiunile eficiente - atât cele pentru ciocniri centrale, cât și cele pentru ciocniri periferice - cresc cu numărul de masă al nucleului țintă, pentru un nucleu incident dat;
- (b) secțiunile eficiente pentru ciocniri periferice cresc cu creșterea numărului de masă al nucleului incident, pentru un nucleu țintă dat;
- (c) secțiunile eficiente pentru ciocniri centrale scad cu creșterea numărului de masă al nucleului incident, pentru un nucleu țintă dat;
- (d) pentru o ciocnire dată secțiunea eficiente scade cu creșterea gradului de centralitate a ciocnirii; scăderea este mult mai rapidă pentru sisteme ușoare și aproximativ simetrice;
- (e) pentru o ciocnire dată valoarea secțiunii eficiente crește relativ lent cu energia; creșterea secțiunii eficiente este mult mai lentă decât creșterea energiei.

Rezultatele experimentale incluse în Tabelul II.6 și Tabelul II.7, pentru ciocniri nucleu-nucleu, centrale și periferice, la 4.5 A GeV/c, confirmă aceste dependențe. Multe din comportări se pot observa mai ușor folosind rapoarte diferite, cum ar fi: raportul dintre numerele de masă ale nucleelor care se ciocnesc, raportul dintre secțiunile eficiente ale ciocnirilor considerate la secțiunea eficiente pentru ciocnirea care are suma maximă

dintre numerele de masă ale nucleelor care se ciocnesc sau energia maximă. În Tabelul II.8. sunt incluse rezultatele obținute pentru ciocniri O-Pb la energii cuprinse între 2.1 A GeV și 200 A GeV. Se observă că raportul $\frac{\sigma_{in}(E/A)}{\sigma_{in}(200 A GeV)}$ crește mult mai lent decât raportul dintre energii. Această comportarea ar putea sugera unele legături cu invarianța la scală a secțiunilor eficace [3-5,9,10,27]. Invarianța la scală implică găsirea unei variabile, de obicei dată de raportul dintre multiplicitatea dintr-un eveniment și multiplicitatea medie, $z=n/\langle n \rangle$, pentru care distribuția de multiplicitate asociată, $P(z)$, nu își mai schimbă forma sau/și poziția cu creșterea energiei disponibile în sistemul centrului de masă, pentru ciocnire dată.

Din tipurile de comportări menționate - pe baza rezultatelor experimentale incluse în Tabelul II.7 - se mai observă că secțiunile eficace centrale își schimbă semnificativ comportarea - într-o dependență de suma razelor nucleelor care se ciocnesc - pentru $\sqrt[3]{A_p} + \sqrt[3]{A_t} > 5$. Această modificare a comportării se reflectă și în alte dependențe ale secțiunilor eficace. Unele dintre dependențe, cum ar fi cea legată de energia nucleului incident, ar putea sugera unele legături cu proprietatea de invarianță la scală asociată distribuției de multiplicitate.

$A_P - A_T$	$\sigma_{exp}(mb)$	$\sigma_{calc}(mb)$
He-Li	320 ± 15	399
He-C	450 ± 20	511
He-Ne	615 ± 40	655
He-Al	720 ± 30	761
He-Cu	1150 ± 50	1197
He-Pb	2400 ± 170	2312
C-Ne	1040 ± 60	930
C-Si	1130 ± 80	1073
C-Cu	1700 ± 90	1561
C-Zr	2025 ± 120	1839
C-Pb	3025 ± 160	2809
O-Ne	1237 ± 147	1032

O-Pb	3785 ± 350	2983
------	----------------	------

Table II.6. Secțiuni eficace experimentale pentru ciocniri periferice nucleu-nucleu la 4.5 A GeV/c. Rezultatele calculelor bazate pe relația (II.42) sunt incluse în tabel

$A_P - A_T$	$T(\theta_{ch}, \theta_n)$	$\sigma_{exp}(mb)$
He-Li	T(2,0)	120 ± 12
He-Li	T(5,0)	75 ± 7
He-Li	T(14,0)	35 ± 5
He-C	T(2,0)	180 ± 15
He-C	T(5,0)	121 ± 10
He-C	T(14,0)	65 ± 6
He-Cu	T(2,0)	663 ± 50
He-Cu	T(5,0)	548 ± 50
He-Cu	T(14,0)	380 ± 40
He-Pb	T(2,0)	1840 ± 160
He-Pb	T(5,0)	1300 ± 200
He-Pb	T(14,0)	1060 ± 200
C-C	T(2,0)	35 ± 4
C-C	T(5,0)	2.1 ± 0.5
C-C	T(14,0)	0.4 ± 0.2
C-Ne	T(2,0)	89 ± 7
C-Ne	T(5,0)	10.9 ± 1.2
C-Ne	T(14,0)	3.3 ± 0.5
C-Cu	T(2,0)	340 ± 40
C-Cu	T(5,0)	95 ± 12
C-Cu	T(14,0)	29 ± 4
C-Zr	T(2,0)	490 ± 40
C-Zr	T(5,0)	150 ± 20
C-Zr	T(14,0)	50 ± 8
C-Pb	T(2,0)	950 ± 80

C-Pb	T(5,0)	440 ± 40
C-Pb	T(14,0)	280 ± 35
O-Ne	T(2,0)	50 ± 6
O-Ne	T(5,0)	4.7 ± 0.9
O-Ne	T(14,0)	2.6 ± 0.6
O-Pb	T(2,0)	880 ± 80
O-Pb	T(5,0)	360 ± 44
O-Pb	T(14,0)	200 ± 25

Tabelul II.7. Secțiuni eficiente experimentale pentru ciocniri centrale nucleu-nucleu la 4.5 A GeV/c

E (GeV/A)	$\sigma_{\text{exp}}(\text{mb})$	$\sigma_{\text{exp}}(E/A) / \sigma_{\text{exp}}(200 \text{ GeV/A})$
2.1	3100 ± 320	0.66 ± 0.09
4.5	3785 ± 350	0.80 ± 0.10
60	4580 ± 420	0.97 ± 0.12
200	4720 ± 390	1

Tabelul II.8. Compararea secțiunilor eficiente experimentale obținute în ciocniri periferice (inelastice) O-Pb la diferite energii relativiste

Dependențele experimentale observate sugerează o descriere pe baza unor relații geometrice. Pentru ciocnirile periferice (inelastice) se pot folosi relații de forma [4,5,20,54-56]:

$$\sigma_{in} = \pi r_o^2 \left(\sqrt[3]{A_P} + \sqrt[3]{A_T} - \delta \right)^2, \quad (\text{II.42})$$

$$\sigma'_{in} = \pi r_o^2 \left[\sqrt[3]{A_P} + \sqrt[3]{A_T} - \left(\sqrt[3]{\frac{A_P + A_T}{A_P - A_T}} \right) \right]^2. \quad (\text{II.43})$$

Dependența dată de relația (II.42) sugerează că nucleele care se ciocnesc la energii mari interacționează în mod eficient într-o distanță $r = r_o \left(\sqrt[3]{A_P} + \sqrt[3]{A_T} - \delta \right)$. În această relații δ este un parametru de corecție care este datorat "molicuniilor"

(transparentei) nivelelor cu nucleoni de la suprafața nucleelor. Această “moliciune” este o consecință a proprietății de saturație a forțelor nucleare [57,58].

Valorile parametrilor r_0 și δ variază de la experiment la experiment. Astfel, în lucrarea [54] valorile considerate sunt $r_0 = 1.3 \text{ Fm}$ și $\delta = 0.6$, iar în lucrarea [56] se raportează valorile $r_0 = 1.2 \text{ Fm}$ și $\delta = 1.3$. Din fit-urile la rezultatele experimentale obținute în unele ciocniri nucleu-nucleu la $4.5 \text{ A GeV}/c$ făcute până în prezent s-au obținut următoarele valori ale celor doi parametri: $r_0 = 1.25 \text{ Fm}$, $\delta = 0.65$ [4,55].

Relația (II.43) sugerează o modelare fenomenologică geometrică a tuturor ciocnirilor nucleu-nucleu la energii peste 1 A GeV . Ea va fi discutată în cadrul părții a treia a cursului, consacrată modelării dinamicii ciocnirilor nucleare relativiste. Ca și relația (II.42), relația (II.43) este utilă pentru secțiunile eficace inelastice. Ea se poate aplica numai pentru ciocniri nesimetrice, însă. Cea mai folosită valoare a parametrului r_0 este, în acest caz, 1.4 Fm [3-5,55].

Este important de subliniat aici faptul că relațiile (II.42) și (II.43) pot fi folosite și pentru sublinierea influenței geometriei ciocnirii asupra dinamicii ciocnirii pe un domeniu foarte larg de energii ($1-200 \text{ A GeV}$) [3-5,8,9,30,31,54-56,59]. Ele pot fi legate, de asemenea, de diferite mărimi fizice de interes pentru a afla informații noi asupra dinamicii ciocnirii. Printre aceste mărimi se numără multiplicitatea, numărul de participanți, interferometria de intensitate etc. Unele dintre aceste conexiuni au fost deja amintite, iar altele se vor prezenta în capitolele următoare.

Trebuie menționat - în încheierea acestei prezentări - faptul că 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 prelucrare a datelor experimentale primare**. Pentru Spectrometrul SKM 200 de la IUCN Dubna, sistem de detecție cu ajutorul căruia s-au obținut majoritatea datelor experimentale folosite la laboratorul asociat cursului de Fizică nucleară relativistă sursele de eroare legate de **caracteristicile tehnice ale sistemului de detecție** sunt determinate de timpii morți ai detectorilor cu scintilație montați în anticoincidență ($t_m = 20 \text{ ns}$), 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 [4,20,54,55].