

Dinamica ionilor grei de la energii joase până la energii ultra-relativiste

Domeniul fizicii nucleare a cunoscut o dezvoltare fără precedent o dată cu posibilitatea accelerării ionilor grei, la început la acceleratoarele ciclotron și tandem, la energii cu puțin deasupra barierei Coulombiene, apoi la acceleratoarele lineare de tip rezonant sau ciclotroane supraconductoare în domeniul energetic de zeci de MeV/nucleon - GeV/nucleon, la zeci și sute de GeV/nucleon folosind sincrotrane simple sau fascicule încrucișate (collider) până la limita de 5,5 TeV/nucleon, energie ce va fi accesată în viitorul apropiat la acceleratorul supraconductor LHC de la CERN. Prin interacția ionilor grei accelerați la asemenea energii a fost posibilă popularea unor noi stări de excitare și configurații nucleare, producerea de noi izotopi a nucleelor deja cunoscute, de noi elemente, a materiei nucleare la densități și temperaturi cu mult depărtate de valorile caracteristice nucleelor care formează materia din imediata noastră vecinătate până la producerea de stări ale materiei presupuse a fi existat la câteva microsecunde de la Big Bang sau a fi caracteristice miezului stelelor neutronice. Cum aceste stări se obțin prin interacția ionilor grei accelerați la diverse energii incidente, este evident că un loc esențial în înțelegerea completă a lor îl are studiul dinamicii de formare și evoluție ulterioară a acestora. Acesta este motivul pentru care ne propunem ca în lucrarea de față să facem o prezentare de ansamblu a principalelor aspecte legate de dinamica ionilor grei de la energii joase până la energii ultra-relativiste insistând asupra informațiilor obținute din acestea și a contribuțiilor grupului nostru. În ultima parte vor fi prezentate rezultate recente obținute de noi în pregătirea analizei datelor experimentale ce vor fi obținute folosind aranjamentul experimental ALICE la LHC.

La energii incidente mai mari decât energia corespunzătoare barierei Coulombiene, de la câțiva MeV/u până la ~ 10 MeV/u, dinamica ionilor grei este dominată de procesele adânc inelastice și fuziune. Detalii cu privire la principalele caracteristici ale proceselor profund inelastice în interacția ionilor de masă medie și mare precum și a celor ușori pot fi găsite în [1] și respectiv [2, 3, 4, 5, 6] și referințele din acestea. În contextul lucrării de față vom sublinia doar efectul gradientului dependenței de izospin a potențialului sistemului di-nuclear în procesul echilibrării de sarcină ce poate fi considerat ca primul fenomen de curgere colectivă observat în interacția ionilor grei. În Fig.1 este reprezentat prin linii de contur potențialul di-nuclear calculat în modelul de picătură de lichid, luând în considerare corecțiile de pături, ca funcție de numărul de neutroni și protoni, sistemul $^{92}\text{Mo} + ^{238}\text{U}$ fiind canalul inițial reprezentat în figură printr-o bulină. Gradientul puternic care se observă în variabila de izospin ($A=\text{constant}$) este de așteptat să guverneze schimbul de nucleoni între partenerii aflați în interacție.

Secțiunile dublu diferențiale experimentale, ca funcție de pierderea totală de energie și masa sau sarcina produsului detectat, obținute din ciocnirea $^{92}\text{Mo} + ^{238}\text{U}$ la energia incidentă de 14,7 MeV/u, cunoscute în literatură și sub denumirea de reprezentări de difuzie, sunt prezentate prin linii de contur în Fig.2. Dacă centroidul distribuțiilor funcție de masă rămâne aproape nemodificat în primii 300 de MeV de pierdere totală de energie, sarcina produsului de reacție asemănător proiectilului suferă o deplasare în jur de 3 unități spre valori mai mici.

Această concluzie este suportată și de Fig.3 unde se reprezintă prin linii de contur valoarea la semiînălțime a secțiunilor bidimensionale funcție de masa și sarcina fragmentului asemănător proiectilului în pași de 20 MeV în pierderea totală de energie.

Pentru a lua în considerare și efectele evaporării de particule asupra produșilor de reacție primari, au fost calculate valorile medii ale sarcinii și numărului de neutroni a produșilor secundari pentru diverși izotopi ai ^{92}Mo în pași de 25 MeV energie de excitare. Rezultatele sunt prezentate în Fig.4 sub forma unei rețele în coordonatele Z și N . Valorile Z și N ale fragmentelor secundare asemănătoare proiectilului rezultate din interacțiile $^{92}\text{Mo} + ^{154}\text{Sm}$ și

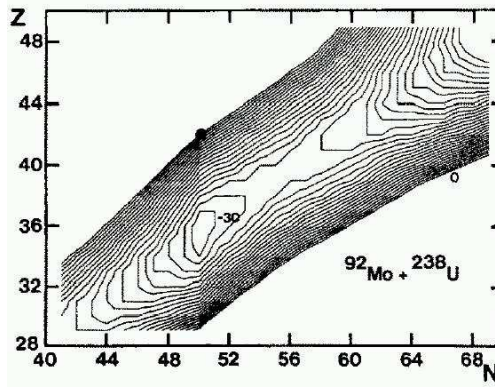


Figure 1: Reprezentarea prin linii de contur a potențialului di-nuclear calculat în modelul de picătură de lichid, luând în considerare corecțiile de părturi, ca funcție de numărul de neutroni și protoni, sistemul $^{92}\text{Mo} + ^{238}\text{U}$ fiind canalul inițial reprezentat în figură printr-o bulină.

$^{92}\text{Mo} + ^{238}\text{U}$ la energia de 14,7 MeV/u, în pași de 25 MeV energie de excitare sunt reprezentate prin cruciulițe și respectiv puncte pe aceeași figură. În felul acesta se poate urmări care au fost valorile primare, înainte de procesul de evaporare, ale sarcinii și numărului de neutroni a fragmentului detectat asemănător proiectilului.

Presupunerile și concluziile prezentate anterior cu privire la echilibrarea de izospin sunt pe deplin confirmate. Cantitativ acest lucru este prezentat în Fig.5 în care raportul N/Z determinat experimental și corectat luând în considerare efectele de evaporare este prezentat funcție de energia de excitare a fragmentului asemănător proiectilului și comparat cu valorile corespunzătoare minimului din potențialul di-nuclear pentru cele două sisteme. Deși schimbul de nucleoni este mai mare în cazul $^{92}\text{Mo} + ^{238}\text{U}$ relativ la $^{92}\text{Mo} + ^{154}\text{Sm}$, echilibrarea are loc mult mai rapid, demonstrând importanța valorii gradientului din potențialul de interacție în acest proces.

Dacă la energii incidente de până la 10 MeV/u aproximațiile bazate pe câmpul mediu pot explica principalele fenomene evidențiate experimental, în zona de energii incidente 10 MeV/u - 100 MeV/u, viteza de ciocnire fiind în jurul vitezei Fermi sau chiar mai mare, este de așteptat o coexistență a efectelor bazate pe câmpul mediu și a celor caracteristice interacției nucleon-nucleon. Este de presupus atunci că vom asista la existența unor fenomene în care se manifestă reminiscențe a celor observate la energii sub 10 MeV/u, trecute în revistă în capitolul anterior, concomitent cu precursori ale celor caracteristice energiilor mult mai înalte, așa cum vom vedea în capitolul următor. Mecanismele de fuziune și cele disipative, dominante în ciocnirea ionilor grei la energii incidente mai mici de 10 MeV/u continuă să joace un rol și în domeniul energiilor intermediare. Dacă la energii mai mici în ambele procese proiectilul și ținta interacționează urmând dinamica standard, mergând la energii mai mari, parte din nucleoni și impulsul asociat acestora sunt emiși în primele momente ale interacției ionilor grei, înainte ca partea remanentă să continue procesul de ciocnire disipativă sau fuziune. Din acest motiv, asemenea procese, specifice energiilor intermediare, se numesc incomplete și anume ciocniri disipative incomplete și respectiv fuziune incompletă. De subliniat că ele sunt complet diferite față de procesele de rupere (break-up) a proiectilului urmate de fuziunea unuia din produsele rezultate cu ținta, întâlnite și la energii incidente mai mici, folosind în special proiectile cu structură de tip cluster. Mecanismul de ciocniri adânc disipative pe întreg domeniul parametrilor de impact a fost evidențiat experimental în ciocnirile $^{100}\text{Mo} + ^{100}\text{Mo}$ și $^{120}\text{Sn} + ^{120}\text{Sn}$ la energia de 18 MeV/u și în $^{100}\text{Mo} + ^{100}\text{Mo}$ la 24 MeV/u [8]. Acest proces dă

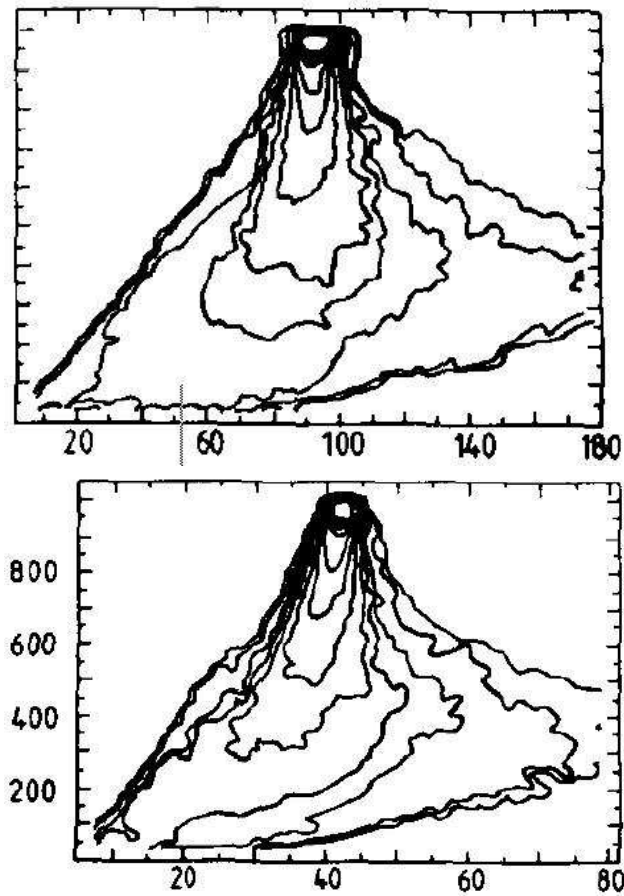


Figure 2: Reprezentarea prin linii de contur a secțiunilor dublu diferențiale experimentale, ca funcție de pierderea totală de energie și masa sau sarcina produsului detectat, obținute din ciocnirea $^{92}\text{Mo} + ^{238}\text{U}$ la energia incidentă de 14,7 MeV/u

posibilitatea studiului proceselor de preechilibru funcție de parametrul de impact pe întreg domeniul, de la ciocnirile frontale până la cele grazing. El poate fi privit și ca un proces intermediar care face trecerea spre procesele de la energii mult mai mari unde se poate vorbi în termeni de participant și spectator. În Fig.6 se prezintă dependența varianței distribuției de sarcină funcție de TKEL/l_g pentru trei sisteme la energii incidente de la 12 MeV/u până la 24 MeV/u. Dacă sistemul $^{98}\text{Mo} + ^{154}\text{Sn}$ prezintă o creștere exponențială funcție de TKEL/l_g cu o pantă de $6,07 \hbar/\text{MeV}$, corespunzând sistematiei specifice proceselor adânc disipative [7, 1, 4], deja la energia incidentă de 15 MeV/u s-a observat o pantă puțin mai mică și anume $5,27 \hbar/\text{MeV}$ [9].

După cum se poate vedea în Fig.6, sistemele $^{100}\text{Mo} + ^{100}\text{Mo}$ și $^{120}\text{Sn} + ^{120}\text{Sn}$ la energii incidente mai mari prezintă o deviație mult mai mare de la sistemica specifică proceselor adânc inelastice, aceasta crescând cu energia incidentă iar pentru o energie incidentă cu pierderea totală de energie - TKEL, respectiv scăderea parametrului de impact. Imaginând un mecanism în doi pași în care în primul pas, printr-un proces de preechilibru, sunt emiși nucleoni care transportă o parte din energia cinetică totală din canalul incident iar în al doilea pas are loc un proces standard de ciocnire inelastică între nucleele remanente la o energie incidentă diminuată, s-a reușit explicarea abaterilor de la sistemica σ_Z^2 funcție de TKEL/l_g . Numărul de nucleoni de preechilibru și energia pe nucleon rămase în sistem după acest proces au fost estimate utilizând o parametrizare bazată pe calcule folosind ecuația master [8, 10]. Rezul-

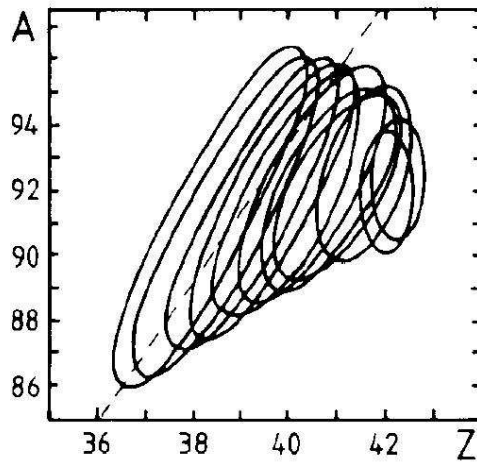


Figure 3: Reprezentarea prin linii de contur a secțiunilor bidimensionale funcție de masa și sarcina fragmentului asemănător proiectilului la semiînălțime în pași de 20 MeV în pierderea totală de energie.

tatul corectării datelor experimentale luând în considerare acest mecanism în doi pași numit de noi ciocnire adânc inelastică incompletă, poate fi urmărit în Fig.7

Se observă că sistematica evidențiată la energii mai joase unde procesele de preechilibru sunt neglijabile este reprodusă și la energii mai mari dacă se consideră valorile σ_Z^2 și $TKEL/l_g$ asociate celui de-al doilea pas, cel de ciocnire profund inelastică, care are loc după emisia de preechilibru. Este evident că în realitate cele două procese, emisia de preechilibru și schimbul de nucleoni între parteneri și transferul de energie cinetică din canalul incident în energie de excitare a partenerilor specific ciocnirilor adânc inelastice, coexistă. Restaurarea însă a sistematicii $\sigma_Z^2 - TKEL/l_g$ folosind aproximația de mecanism în doi pași pentru ciocnirile adânc inelastice incomplete ne arată că aproximația redă foarte bine contribuția relativă a celor două procese pe durata timpului de interacție. Estimări mai realiste ale procesului de preechilibru au fost făcute folosind ecuația master Boltzmann [8, 11]. Reproducerea datelor experimentale a fost posibilă considerând numărul de excitoni proporțional cu numărul de nucleoni din regiunea de suprapunere geometrică a nucleelor care interacționează, ceea ce suportă ideea că deja la aceste energii incidente apar germenii mecanismului de participant-spectator specific energiilor mai înalte.

Crescând energia incidentă, energia de excitare a zonei de interacție crește iar timpul de emisie de nucleoni sau fragmente intermediare din această zonă devine mai mic decât timpul de viață al sistemului care interacționează și care, ca urmare a transferului de moment unghiular din mișcarea relativă în cel intrinsec, se rotește.

În Fig.8 este reprezentată evoluția timpului de interacție pentru sistemul $^{100}\text{Mo}+^{100}\text{Mo}$ la patru energii incidente funcție de pierderea totală de energie cinetică, comparativ cu timpul de viață corespunzător emisiei statistice de particule. Cu cruciulițe și linie punctată sunt reprezentați timpii de viață corespunzători celor două procese pentru energia de 23,7 MeV/u luând în considerare mecanismul de ciocnire adânc inelastică incompletă. Este evident că distribuția azimutală a particulelor și fragmentelor intermediare emise de un ansamblu aflat în rotație va prezenta un maxim în planul de rotație care este în acest caz chiar planul de reacție, dând naștere la așa numita distribuție azimutală în-plan de tip rotațional. Producții emiși duc la scăderea momentului unghiular al sursei precum și a masei acesteia. În acest fel studiul distribuțiilor azimutale a diversilor produși poate contribui la înțelegerea detaliată a

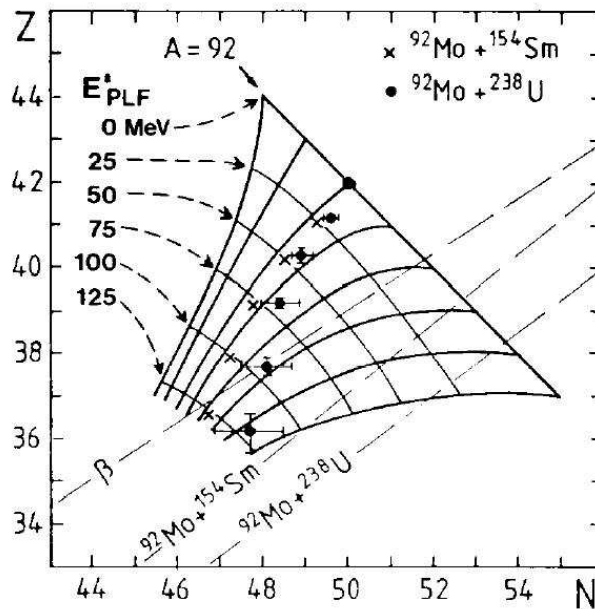


Figure 4: Valorile medii ale sarcinii și numărului de neutroni a produșilor secundari pentru diverși izotopi ai ^{92}Mo în pași de 25 MeV energie de excitare. Valorile Z și N ale fragmentelor secundare asemănătoare proiectilului rezultate din interacțiunile $^{92}\text{Mo} + ^{154}\text{Sm}$ și $^{92}\text{Mo} + ^{238}\text{U}$ la energia de 14,7 MeV/u, în pași de 25 MeV energie de excitare, sunt reprezentate prin cruciulițe și respectiv puncte.

procesului de fragmentare, dacă este un fenomen de dezintegrare instantanee sau secvențială, particulele ușoare fiind emise în primele momente iar fragmentele intermediare ulterior, funcție de masă.

Studiul complet al comportării tuturor produșilor de reacție observați la energii incidente apropiate de energia Fermi pune în evidență trecerea de la dinamica dominată de câmpul mediu, în care procesele sunt predominant binare, la cea dominată de ciocnirile nucleon-nucleon, în care se manifestă sub diferite aspecte trecerea la mecanismul de participant-spectator caracteristic energiilor mari. Astfel, unul dintre cele mai controversate subiecte în studiul reacțiilor la energiile Fermi este înțelegerea mecanismelor de bază care conduc la formarea de fragmente. În particular, aceste mecanisme sunt determinate de evoluția rapidă în timp a structurii stării fundamentale nucleare inițiale, care suferă modificări mari ale densităților locale. Astfel, studiind producerea de fragmente, în conformitate cu diferite caracteristici temporale, de la emisia promptă la o emisie mai întârziată și secvențială, am putea explora diferitele stadii ale evoluției dinamice, care este sensibilă la diferitele feluri de interacții efective modelate de densitățile locale. Un alt aspect implică natura procesului însuși. Se știe bine că o clasă largă de date experimentale legată de procesele de multifragmentare poate fi rezonabil de bine descrisă de modele statistice în care variabila timp dispare (cel puțin ca variabilă independentă a problemei) în timp ce alte variabile, mai familiare lumii macroscopice, cum ar fi temperatura și volumul, joacă cel mai important rol. Aceste cazuri sunt considerate în mod normal exemple ale unor procese complicate care sunt probabil suficient de lungi pentru a atinge echilibrul parțial al surselor fierbinți. În acest context multifacțat, identificarea experimentală a unor procese complexe cu trăsături dinamice clare capătă o relevanță remarcabilă.

Ciocnirile semiperiferice oferă cel mai bun mod de a studia procese bine localizate care au

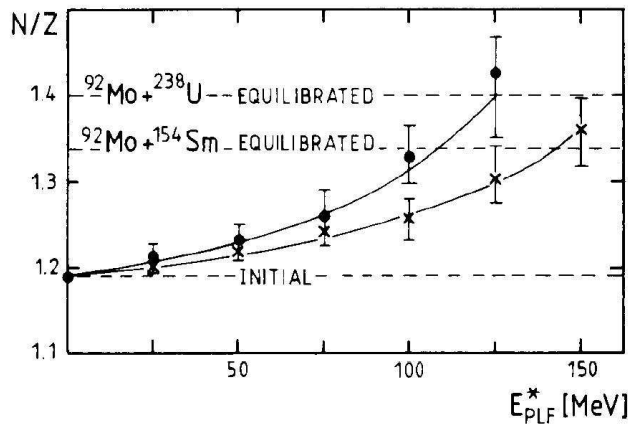


Figure 5: Raportul N/Z determinat experimental, corectat luând în considerare efectele de evaporare, funcție de energia de excitare a fragmentului asemănător proiectilului, comparat cu valorile corespunzătoare minimului din potențialul di-nuclear pentru cele două sisteme.

loc în zona de contact între două nuclee care se ciocnesc. Zona de interacție suferă cea mai interesantă evoluție dinamică: în stadiul timpuriu al reacției absoarbe cea mai mare parte din căldura generată de ciocnirile nucleon-nucleon iar mai târziu în procesul de resecarare, poate evolua într-o structură tranzientă de tip "gât" între cele două nuclee. Zona de interacție este astfel un precursor al sursei participante de la midrapiditate, identificată la energii relativiste și structura de tip gât poate fi văzută ca un analog la energii joase al zonei participante în stadiul de expansiune. Astfel în investigarea ciocnirilor semiperiferice în reacția $^{124}\text{Sn} + ^{64}\text{Ni}$ la 35 MeV/nucleon [12] din studiul corelațiilor vitezelor relative (Fig. 9) se stabilește că fragmentele de masă intermediară (IMF) sunt emise predominant din zona "gâtului" în expansiune dinamică, fie aproape prompt (când ambele fragmente sunt încă foarte apropiate) sau secvențial, adică din fragmentul proiectil sau fragmentul țintă la un timp după resecararea sistemului binar dar destul de devreme pentru a păstra memoria configurației de "gât" manifestată prin mișcarea aproape coliniară a celor trei fragmente. Se estimează timpul de formare al IMF în primii 120-150 fm/c după resecarare. Mecanismul emisiei aproape prompte a IMF relativ ușoare din regiunea "gâtului" observat atât experimental cât și în simulări BNV, poate fi văzut ca precursorul mecanismului de fragmentare în zona participantă- care dezvoltă multifragmentare completă la parametrii de impact mai mici și energii mai mari. Pe de altă parte, emisia de IMF mai grele care se arată că are loc la un stadiu ulterior al procesului de expansiune a "gâtului" poate fi asociată cu scenariul reacțiilor de "fisiune dinamică". Fenomenul de fisiune rapidă, de neechilibru a fragmentelor de tip proiectil (PLF) a fost observat pentru prima dată în ciocniri profund inelastice la energii destul de joase și ulterior la energii mai mari. În reacția menționată mai sus [13] se evidențiază o clasă de evenimente în care PLF suferă fisiune dinamică în două fragmente aliniat într-un timp relativ scurt după ciocnire ($100 < t < 300$ fm/c). Proprietățile de neechilibru ale fisiunii dinamice sunt reflectate în distribuțiile în plan (Fig. 10) și în afara planului ca și în vitezele relative ale fragmentelor. Contribuția fisiunii dinamice crește cu asimetria de masă. În [14] rezultatele experimentale descrise mai sus sunt analizate în cadrul unui model de dinamică moleculară cu constrângere dată de regula de conservare a momentului unghiular total. Modelul confirmă rezultatele anterioare. De asemenea prezice, pe aceeași scală de timp pe care se dezvoltă gâtul, existența unui proces dinamic mai complex în care fragmentul de tip țintă (TLF) se rupe în cel puțin trei fragmente iar PLF supraviețuiește încă. Anumite evenimente analizate

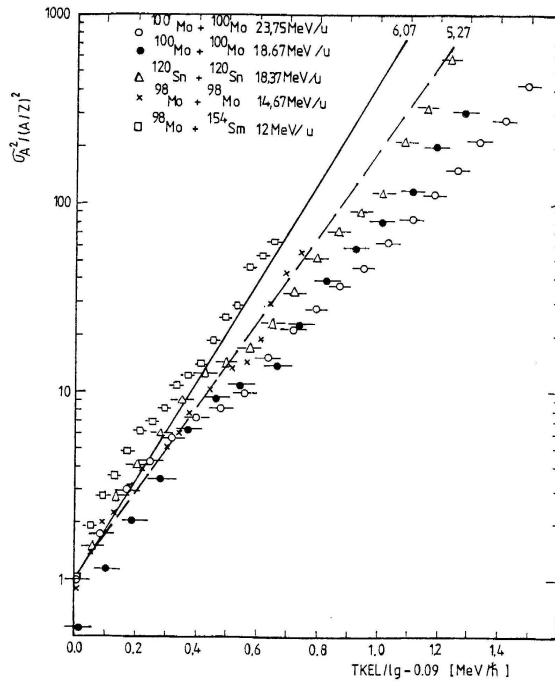


Figure 6: Variația distribuției de sarcină σ_Z^2 funcție de $TKEL/l_g$

experimental sugerează acest mecanism caracterizat de efecte de neechilibru proeminente în împărțirea energiei de excitație între cele două surse primare. Acest proces poate fi considerat ca un prototip al mecanismului de multifragmentare a nucleelor indus în întregime dinamic, în care câmpul mediu al partenerului greu joacă un rol dominant. În sfârșit, modelul descrie dinamica rotațională a procesului care duce la fisiunea dinamică a partenerului greu. Calcululele arată că alinierea medie observată poate fi încă înțeleasă în termenii rotației relative între PLF în formare și IMF și deci prin dinamică rotațională colectivă esențială.

La energii incidente în jur de 100 MeV/u, în ciocnirile ultra-centrale ale ionilor grei, s-a evidențiat existența fenomenului de expansiune colectivă a materiei nucleare caracterizată prin densități și temperaturi ridicate [15, 16].

Așa cum se observă în Fig. 11, expansiunea colectivă, la o energie incidentă dată este cu atât mai mare cu cât masa nucleelor care interacționează este mai mare, crește cu energia incidentă și are valori mai mici și manifestă dependență de masa partenerilor care interacționează dacă este analizată în sistemul de coordonate asociat centrului de masă, în direcția perpendiculară pe direcția de ciocnire. Dacă analiza se face în zona unghiurilor polare mai mici, valorile obținute sunt mai mari, dependența de masa ionilor care interacționează dispărând [17]. Analizând numărul mediu de ciocniri suferite de un nucleon emis în diverse zone de unghiuri polare, în sistemul centrului de masă, evaluat în cadrul unui model de transport microscopic IQMD [18], s-a putut constata că numărul mediu de ciocniri suferite de un nucleon emis la 90° este dublu față de cel corespunzător nucleonilor emiși la unghiuri polare din apropierea direcției de ciocnire. Prin urmare este de așteptat ca informația asupra energiei colective de expansiune extrasă din analiza datelor experimentale în direcția perpendiculară pe axa de ciocnire să se datoreze în principal expansiunii unui sistem de nucleoni echilibrat, la densități și temperaturi ridicate, pe când extragerea informației folosind datele experimentale în domenii de unghiuri polare mici este contaminată de fenomene de transparentă, corona sau fluctuații în selectarea geometriei de ciocnire. Comparăția cu estimările bazate pe modele de

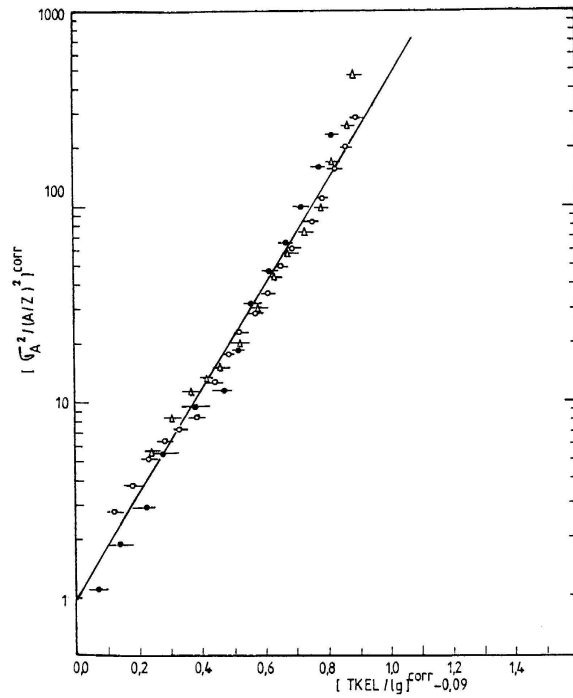


Figure 7: Varianța distribuției de sarcină σ_Z^2 funcție de $TKEL/l_g$ corectând valorile experimentale prin luarea în considerare a mecanismului de ciocnire profund inelastică incompletă

transport microscopic folosind diverse ecuații de stare arată că materia nucleară populată în ciocnirile ionilor grei la aceste energii este caracterizată de o ecuație de stare moale ("soft") [19]. În cazul ciocnirilor necentrale, la aceste energii, mecanismul participant-spectator începe să joace un rol important, zona participantă, așa cum s-a văzut anterior va suferi un proces de expansiune în prezența zonei spectatoare, neparticipante la ciocnire. Ca urmare se așteaptă ca distribuțiile azimutale să prezinte un maxim în direcția perpendiculară pe planul de reacție. Studiul dependenței de energie a distribuțiilor azimutale în zona de rapiditate a centrului de masă pot pune în evidență tranziția de la emisia preponderentă în planul de reacție de tip rotație la cea preponderentă perpendicular pe planul de reacție, cunoscută în literatură sub denumirea de "squeeze-out" [20]. Cantitativ, distribuțiile azimutale pot fi caracterizate prin valoarea coeficientului termenului al doilea (a_2) dintr-o dezvoltare în serie Fourier funcție de azimut, folosită pentru potrivirea distribuțiilor azimutale experimentale. Fig.12 prezintă dependența de energia incidentă a așa numitului raport de squeeze-out - $R_N = (1-a_2)/(1+a_2)$ și a lui a_2 pentru ciocnirea Au + Au la un parametru de impact în domeniul 4-6 fm și impulsul pe nucleon al particulei analizate normal la impulsul pe nucleon din canalul incident p_t în domeniul 0.8 - 1.0. Se poate observa evoluția lui $R_N(a_2)$ de la valori subunitare (pozitive) caracteristice emisiei preponderente în planul de reacție la valori supraunitare (negative) caracteristice unei emisii intensificate în direcția perpendiculară pe planul de reacție. De remarcat dependența de tipul particulei analizate la aceste energii de tranziție (E_{tran}).

Studiul dependenței de energia incidentă a lui a_2 prezentat în Fig.13 [21] arată că emisia diverșilor produși în direcția perpendiculară pe planul de reacție se intensifică până la energia incidentă de aproximativ 400 MeV/u, la energii mai mari valorile lui a_2 începând să scadă.

Înainte de a continua studiul dinamicii ionilor grei funcție de energia incidentă, prezentăm rezultatele unui studiu integrat în domeniul de energii în care fenomenul de squeeze-out este preponderent și anume a dependenței azimutale a energiei cinetice medii pentru diverse specii

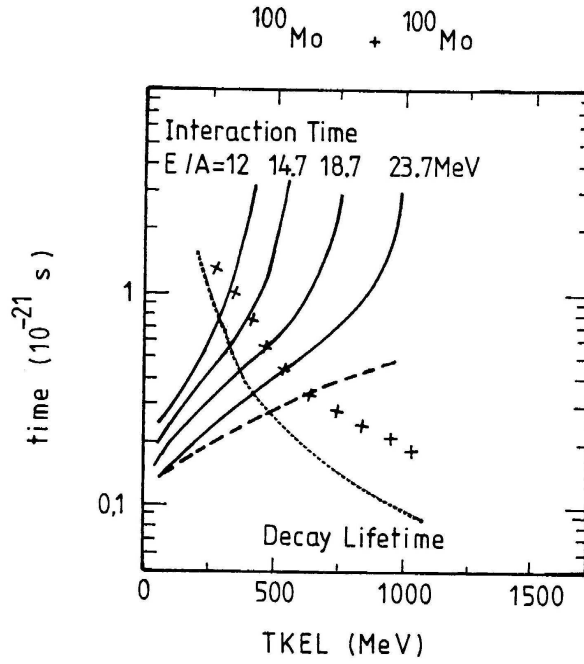


Figure 8: Evoluția timpului de interacție pentru sistemul $^{100}\text{Mo}+^{100}\text{Mo}$ la patru energii incidente funcție de pierderea totală de energie cinetică, comparativ cu timpul de viață corespunzător emisiei statistice de particule. Cruciulițele și linia punctată reprezintă timpii de viață corespunzatori celor două procese pentru energia de 23,7 MeV/u luând în considerare mecanismul de ciocnire adânc inelastică incompletă.

de particule emise și al dependenței azimutale a expansiunii colective extrase din acestea [22, 23]. În Fig.14 este prezentată pentru exemplificare distribuția azimutală a energiei cinetice medii în centrul de masă și pentru domeniul unghiular polar $75^\circ - 105^\circ$ pentru producții având $Z=2$ pentru parametrul de impact în domeniul 2-4 fm funcție de energia incidentă, la energia incidentă de 250 MeV/u funcție de geometria ciocnirii și la aceeași energie și parametrul de impact 2-4 fm pentru Au+Au și Xe+CsI.

Folosind pentru energia cinetică medie expresia caracteristică emisiei dintr-o stare de echilibru termic caracterizată printr-o temperatură T suprapusă peste o mișcare colectivă caracterizată printr-o viteză de expansiune:

$$\langle E_{kin}^{cm} \rangle \approx \frac{1}{2} a \cdot M_0 \langle \beta_{flow}^2 \rangle + \frac{3}{2} T^m, \quad (1)$$

din dependența de masă a energiei cinetice medii funcție de masă determinată experimental și potrivit cu expresia de mai sus se poate obține valoarea energiei colective de expansiune pe nucleon și cea a temperaturii. Dependența azimutală a energiei colective pe nucleon și a temperaturii extrase din datele experimentale conform rețetei descrise mai sus poate fi urmărită în Fig.15.

Folosind expresia:

$$E_{kin,coll} = E_{kin,coll}^0 - \Delta E_{kin,coll} \cdot \cos 2\Phi$$

se poate extrage din distribuțiile azimutale, de genul celor prezentate anterior, valoarea medie a energiei cinetice medii E_{kin}^0 și a expansiunii colective pe nucleon E_{coll}^0 precum și amplitudinea de oscilație a acestora ΔE_{kin} , respectiv ΔE_{coll} , funcție de parametrul de impact sau numărul

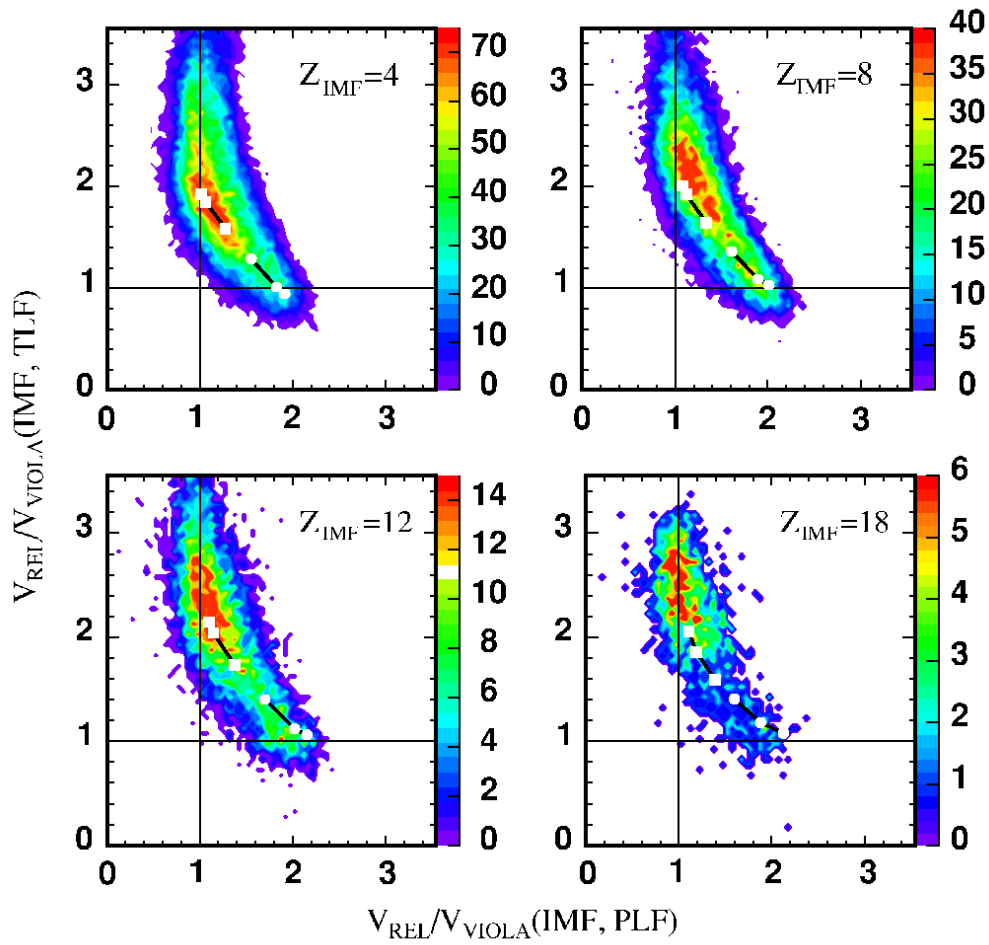


Figure 9: Corelația între vitezele relative $v_{rel}/V_{Viola}(IMF, PLF)$ și $v_{rel}/V_{Viola}(IMF, TLF)$ pentru diferite IMF. Distribuțiile experimentale sunt comparate cu calcule simple de model care presupun că IMF este emis ca rezultat al unui proces în doi pași de rupere a ”gâtului” care are loc la 40,80 sau 120 fm/c după reșepararea sistemului binar primar. Timpii de separare cei mai scurți corespund localizării lângă diagonală. Două ramuri ale corelației corespund ”break-upului” proiectilului (ramura de sus) sau respectiv țintei (ramura de jos).

de nucleoni participanți A_{part} estimați folosind modelul geometric. Rezultatul unei asemenea potriviri se poate urmări în Fig.16

Comparația cu estimările teoretice bazate pe modelul de transport microscopic BUU [24] reprezentate în Fig.16 prin zonă hașurată, corespunzând ecuației de stare hard ($K=380$ MeV) și prin zonă gri închis, corespunzând ecuației de stare soft ($K=210$ MeV) demonstrează elocvent puterea de discriminare a observabilei asociate amplitudinii de oscilație în distribuția azimutală a mediei energiei cinetice și în special a energiei de expansiune colectivă pe nucleon.

Studiul distribuțiilor azimutale și al fenomenului de expansiune colectivă a fost continuat la energii mai mari la acceleratoarele AGS, SPS și recent la RHIC [25]. Fig.17 prezintă funcția de excitație a așa numitului flow eliptic și anume a termenului al 2-lea ($v_2=a_2/2$) din dezvoltarea Fourier a distribuției azimutale a diverșilor produși de reacție. Pe figură se poate observa o nouă tranziție în jurul energiei de 4 A·GeV de la o distribuție azimutală de tip squeeze-out la o emisie preponderent în planul de reacție - eliptic flow, de data aceasta datorită reducerii timpului de tranziție a materiei spectatoare, neparticipante la interacția ionilor gri,

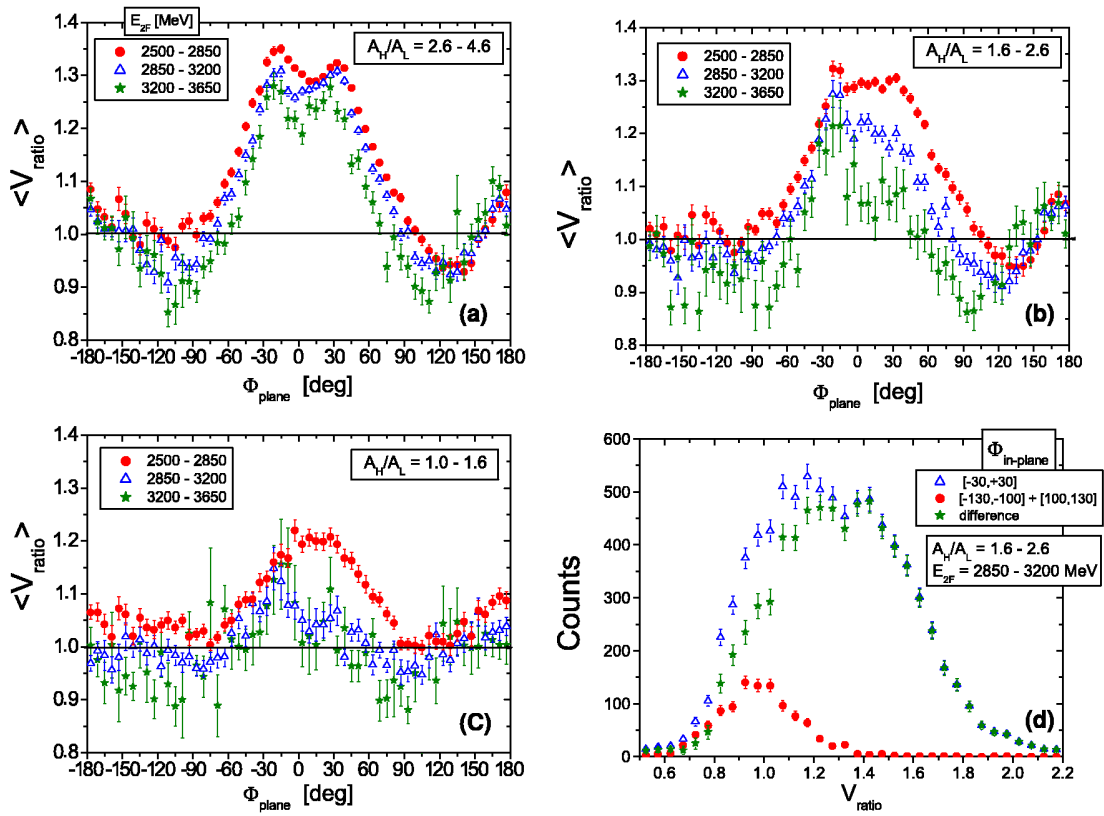


Figure 10: Viteza relativă a PLF normată de sistematica Viola (V_{ratio}). (a),(b),(c) Valori medii ale vitezei relative ca funcție de unghiul în-plan pentru diferite centralități ale ciocnirii și asimetrii ale împărțirii PLF;(d) exemplu al spectrelor de viteză în regiunile unghiulare ”dinamic” și de ”echilibru” și spectrul ”dinamic” net rezultat după extragerea fondului dat de cel ”echilibrat”.

fenomenului de contracție Lorenz și unei intensificări a expansiunii materiei populate în planul de reacție ca urmare a gradientului de presiune mai ridicat în această direcție. Urmează după aceea o ușoară creștere a emisiei în planul de reacție pe un domeniu energetic mare, și anume 10 - 200 A·GeV.

Rezultatele recente de la RHIC, prezentate în Fig.17, obținute de către toate experimentele în curs de desfășurare, indică o creștere a valorii lui v_2 cu un factor de 2 pe un domeniu de energie de un ordin de mărime în centrul de masă.

Ceea ce este specific flow-ului eliptic de la energiile RHIC este evidențierea unei scalări funcție de numărul de quarci constituenți ai hadronilor considerați. Fig.18 prezintă valoarea lui $v_2/(\text{numarul de quarci})$ funcție de energia cinetică în direcția perpendiculară pe direcția de ciocnire împărțită la numărul de quarci ai hadronului respectiv. Acest lucru sugerează că la momentul hadronizării gradul dominant de libertate este legat de numărul de quarci, asimetria azimutală fiind stabilită deja la nivel partonic, hadronii fiind formați printr-un proces de coalescență a quarcilor constituenți.

Apare întrebarea firească dacă din fenomenele de flow se pot extrage mai multe informații decât cele prezentate mai sus. În Fig.19 sunt prezentate distribuțiile de moment transvers pentru particulele identificate în experimentul STAR de la RHIC, în ciocnirile Au + Au la energia de 200 A·GeV pentru zona centrală de rapidități.

Aceste distribuții pot fi potrivite destul de bine cu distribuțiile sugerate de un model

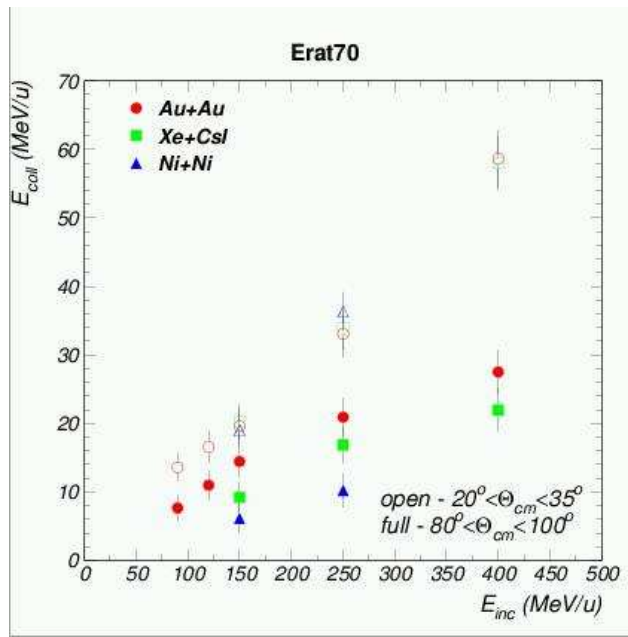


Figure 11: Dependența de energia incidentă a energiei de expansiune colectivă pe nucleon pentru ciocirile ultracentrale a Au + Au, Xe + CsI, Ni + Ni, în două domenii de unghiuri polare

hidrodinamic de expansiune folosind o viteză de expansiune medie $\langle \beta \rangle$ și o temperatură de freeze-out (T_{kin}). Valorile acestor doi parametri sunt prezentate în Tabelul I pentru diverși hadroni identificați.

Fig.20 prezintă comportarea acestor parametri funcție de multiplicitatea de particule și comparația cu temperatura extrasă din reproducerea rapoartelor de probabilități de producere a diversilor hadroni folosind modele statistice - T_{ch} . Așa cum se poate vedea, viteza medie de expansiune $\langle \beta \rangle$ crește cu creșterea multiplicității de particule, temperatura T_{kin} scade iar temperatura chimică T_{ch} rămâne constantă. Se poate constata de asemenea că hadronii multistrange care sunt caracterizați printr-o secțiune de interacție hadronică mică, sunt caracterizați de o temperatură înaltă, egală cu cea chimică și o viteză de expansiune mai mică, sugerând a fi caracteristice stadiului partonic al expansiunii.

În Fig.21 reprezentăm $\langle p_t \rangle$ ca funcție de masă pentru π^- , K^- și \bar{p} în cazul interacției p + p, Cu + Cu și Au + Au la energia incidentă de 200 A·GeV în centrul de masă. Pentru cazul Au + Au am introdus și valorile $\langle p_t \rangle$ corespunzătoare deuteroniilor (d) și anti-deuteroniilor (\bar{d}). Se observă clar creșterea pantei dependenței lui $\langle p_t \rangle$ ca funcție de masa hadronilor de la cazul p + p la Au + Au.

În Fig.22 am reprezentat o compilație a valorilor $\langle p_t \rangle$ ca funcție de masă pentru toți hadronii identificați în cazul interacției p + p și ciocnirilor centrale Au + Au la energia de 200 A·GeV, folosind datele publicate de Colaborarea STAR. Potrivirea datelor experimentale cu expresia pentru impuls în cazul unui echilibru termic suprapus peste un fenomen de curgere colectivă este prezentată în figura 22 prin cele două curbe continue. Se poate observa că dacă în limita erorilor, temperatura cinetică are aceeași valoare în ambele ciocniri, în cazul Au + Au viteza de expansiune este mult mai mare. Acest lucru poate fi explicat printr-o densitate mai mare a hadronilor după procesul de confinare în cazul ciocnirii ionilor grei. Datorită interacției dintre ei procesul de expansiune de la nivel partonic se continuă și la nivel hadronic, viteza de expansiune finală extrasă din datele experimentale fiind mai mare. Ca urmare a expansiunii

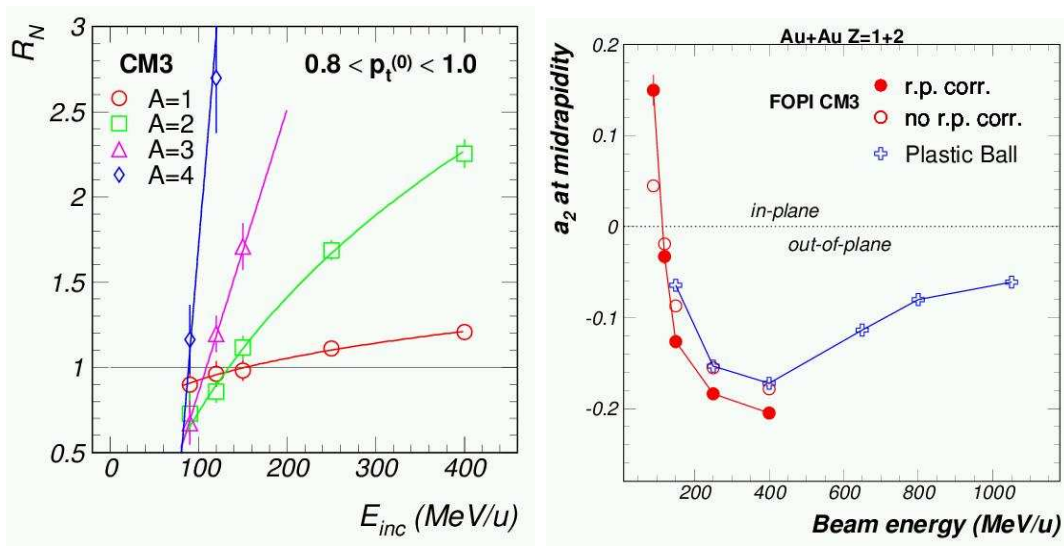


Figure 12: Dependența de energia incidentă a raportului de squeeze-out și a_2 pentru ciocnirea Au + Au la un parametru de impact în domeniul 4-6 fm și impulsul pe nucleon al particulei analizate normal la impulsul pe nucleon din canalul incident p_t în domeniul 0.8 - 1.0.

sistemul se răcește ducând la valori reduse ale temperaturii cinetice. Dacă în cazul Au + Au se potrivesc cu aceeași expresie numai hadronii care conțin unul sau mai mulți quarci cu stranietate și mezonul J/Ψ , pentru viteza medie de expansiune $\langle \beta \rangle$ se obține o valoare de 0,36 iar pentru temperatura cinetică 172 MeV. Această valoare a temperaturii este în vecinătatea valorii prezise de modelele teoretice ca fiind caracteristică tranziției de fază la materia deconfinată, formată din quarci și gluoni. Acest lucru suportă interpretarea că din această analiză se poate extrage valoarea lui $\langle \beta \rangle$ caracteristică expansiunii colective la nivel partonic. Potrivind parametrii $\langle \beta \rangle$ și T pentru hadronii care au o secțiune mare de interacție, și anume $\bar{\pi}$, \bar{K} and \bar{p} , d și \bar{d} , valorile obținute sunt 0,59 și respectiv 104 MeV, ceea ce evidențiază faptul că expansiunea colectivă la nivel partonic este continuată și la nivel hadronic în cazul hadronilor cu secțiuni de interacție mari și ca urmare asistăm și la un proces de răcire a materiei care expandează concretizat printr-o valoare mult mai mică a temperaturii relativ la valoarea din momentul confinării.

În urma acestor studii se poate trage concluzia că o analiză corespunzătoare a dependenței impulsului transvers mediu funcție de masa diverșilor produși de reacție poate fi folosită pentru obținerea de informații privind dinamica expansiunii și temperaturii în diferitele faze ale materiei produse în ciocnirile ultra-relativiste.

În Fig.23 prezentăm o compilare a vitezei medii de expansiune și a temperaturii cinetice în care se folosesc toate datele experimentale obținute până la momentul actual. Se poate observa că viteza de expansiune crește cu un factor de doi pe un domeniu energetic întins pe două ordine de mărime în timp ce variația temperaturii indică o ușoară scădere - răcire cu creșterea energiei incidente.

Cu o creștere în energia disponibilă pe nucleon în centrul de masă de aproape un factor 30, complexul de accelerare LHC de la CERN va da posibilitatea creării de materie la densități și temperaturi mult mai mari, având un volum și timp de viață a materiei populate mult mai mare și respectiv lung față de valorile atinse în prezent la RHIC. Toate acestea creează premise pentru posibilitatea evidențierii unor fenomene complet noi odată cu realizarea primelor experimente cu aranjamentul experimental ALICE. Din acest motiv, în cadrul grupului nostru s-au desfășurat activități pentru crearea structurii hardware și software care să dea posibili-

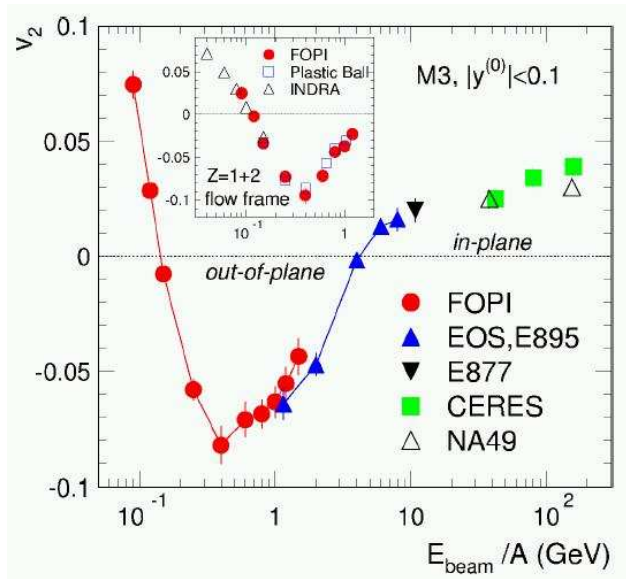


Figure 13: Dependența de energia incidentă a lui a_2

tatea membrilor grupului nostru să proceseze, analizeze și interpreteze informația experimentală ce va fi livrată de experimentul ALICE la a cărei realizare, așa cum se vede și din prima parte a prezentului raport, grupul nostru are o contribuție remarcabilă.

În ultima parte a prezentei sinteze prezentăm câteva rezultate preliminare referitoare la estimări bazate pe aproximația modelului Glauber și la analiza datelor obținute prin simulări Monte-Carlo pentru ciocnirea Pb + Pb la energia de 5,5 TeV folosind aranjamentul experimental ALICE. Modelul Glauber [27, 28] este folosit în estimări ale geometriei ciocnirii în termeni de parametru de impact, numărul nucleonilor participanți și numărul ciocnirilor binare [29]. În studiul interacției ionilor grei ultra-relativiști s-a observat că multiplicitatea hadronilor produși în asemenea ciocniri nu se poate explica pe baza multiplicității produse în interacția p+p înmulțită cu numărul de ciocniri binare estimate cu ajutorul modelului Glauber. Apare ideea necesității tratării separate a numărului de ciocniri singulare, care ar trebui să satisfacă acest tip de scaling și care pot fi numite ciocniri Corona, și a celor multiple care fac întradevăr distincția între ciocnirile p+p și A+A și la care participă în special nucleonii din miezul nucleelor care interacționează. Pe de altă parte, după cum am subliniat anterior, pe lângă scăderea timpului de tranziție și contracția Lorentz care devin semnificative la energii incidente mai mari de ~ 4 GeV/nucleon, datorită asimetriei azimutale a gradientului inițial de presiune din zona participantă, are loc din nou o intensificare a emisiei diverselor specii de particule în planul de reacție. Am arătat deasemenea, pe baza datelor experimentale, că informația asupra dinamicii de expansiune a materiei populate în ciocnirile ultra centrale sau semi-centrale a ionilor grei, cel mai puțin distorsionată de alte procese, se obține analizând combinațiile cele mai grele la rapiditatea centrului de masă și în direcția perpendiculară pe direcția de ciocnire. Folosind calcule Monte-Carlo bazate pe modelul Glauber vom încerca să vedem în ce măsură putem avea un răspuns cantitativ la aspectele de mai sus în cazul ciocnirii ionilor grei, Au+Au și Pb+Pb la energia de 0,2 TeV/nucleon de la RHIC și respectiv cea de 5,5 TeV de la LHC [31, 32, 30]. În aceste calcule s-a folosit pentru secțiunea p+p valoarea de 42 mb pentru energia de 0,2 TeV, determinată experimental la RHIC și valoarea de 62 mb pentru energia de 5,5 TeV, obținută printr-o extrapolare lineară a valorilor experimentale de la energii mai mici. În Fig.24 sunt prezentate estimările bazate pe calcule Glauber Monte Carlo, realizate de noi, a procentajelor de ciocniri singulare nucleon-nucleon relative

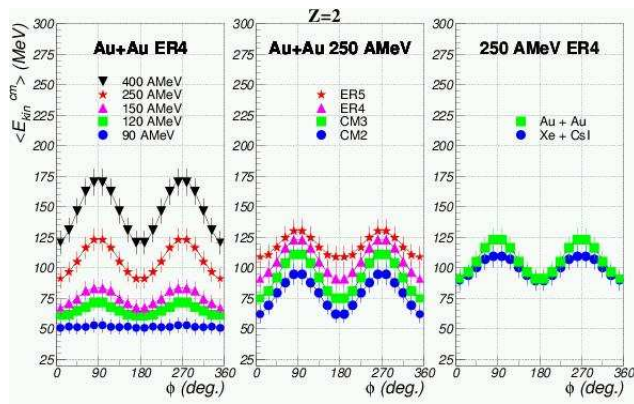


Figure 14: Distribuția azimutală a energiei cinetice medii în centrul de masă și pentru domeniul unghiular polar $75^\circ - 105^\circ$ pentru produșii având $Z=2$ pentru parametrul de impact în domeniul 2-4 fm funcție de energia incidentă, la energia incidentă de 250 MeV/u funcție de geometria ciocnirii și la aceeași energie și parametrul de impact 2-4 fm pentru Au+Au și Xe+CsI

la numărul de nucleoni participanți, la cele două energii incidente, pentru ciocniri frontale, funcție de masa ionilor care se ciocnesc, în ipoteza că aceștia au aceeași masa, A . Se poate observa că eventualele contaminări ale fenomenelor ce se studiază în ciocnirea ionilor grei, venite din interacțiunile singulare nucleon-nucleon scad cu creșterea masei ionilor care interacționează, această contaminare fiind sistematic mai mică la energia LHC, ajungând la sub 1% pentru ciocnirea Pb+Pb.

Dependența N_{sc}/N_{part} ca funcție de parametrul de impact sau N_{part} pentru Au+Au și Pb+Pb la energia de 200 GeV/nucleon și respectiv 5,5 TeV/nucleon poate fi urmărită în Fig.25. Din aceste reprezentări rezultă foarte clar că ciocnirile frontale ale ionilor celor mai grei sunt cele care dau informația cea mai curată privind fenomenele noi ce se așteaptă să fie evidențiate în ciocnirea ionilor ultra-relativiști, diferite de cele din ciocnirile nucleon-nucleon.

Este evident că pentru ciocnirile frontale distribuțiile azimutale ale nucleonilor care au suferit un număr dat de ciocniri sunt izotrope. Este însă important de știut care este distribuția lor în planul x-y perpendicular pe axa de ciocnire. Rezultatul acestor calcule poate fi urmărit în Fig. 26 unde sunt prezentate distribuțiile bi-dimensionale ale nucleonilor participanți la reacție care au suferit un număr dat de ciocniri nucleon-nucleon pentru ciocnirea Au+Au la 200 GeV/nucleon, pentru $N_{coll} = 1, 5$ și respectiv 11. Aceste calcule arată că densitatea cea mai mare de energie, de așteptat să corespundă numărului de ciocniri cel mai ridicat, este compactă în planul x-y și ca urmare a numărului mare de ciocniri este de așteptat să aibă și în rapiditate, în lungul axei de ciocnire, o distribuție cu lărgime redusă. Ca urmare regiunea rapidităților corespunzătoare centrului de masă este din nou recomandată a fi aleasă în analiza datelor experimentale în vederea studiilor legate de fenomenele legate de zona de interacție cu probabilitatea cea mai mare de a fi atins o stare de echilibru.

Să trecem acum la ciocniri cu parametrul de impact diferit de zero și să studiem distribuția nucleonilor care au suferit un anumit număr de ciocniri în cazul unor asemenea geometrii de interacție. În Fig.27 sunt prezentate distribuțiile bi-dimensionale ale nucleonilor participanți la reacție care au suferit un număr dat de ciocniri nucleon-nucleon pentru ciocnirea Au+Au la 200 GeV/nucleon, pentru $N_{coll} = 1, 5$ și respectiv 10. Se poate observa că anizotropia azimutală descrește cu numărul de ciocniri de la topologie tip oval la una de tip disc pentru nucleonii care au suferit un număr mare de ciocniri.

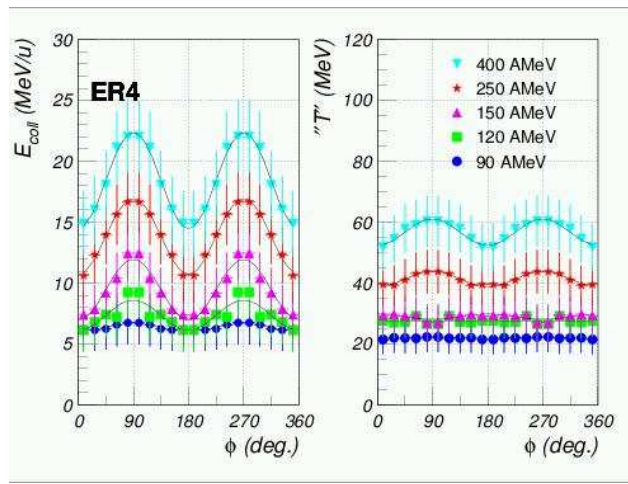


Figure 15: Distribuția azimutală a energiei colective pe nucleon și temperaturii pentru Au+Au la cele cinci energii incidente studiate experimental și pentru parametrul de impact 2-4 fm

Normând numărul de nucleoni care suferă un anumit număr de ciocniri la o anumită valoare a unghiului azimutal la valoarea suprafeței zonei participante corespunzătoare aceleiași zone de azimut se obțin distribuții azimutale normale a acestor nucleoni. Potrivind aceste distribuții unghiulare cu expresia:

$$dN_{col}/dS_{\Phi} = v_1 + v_2 \cdot \cos 2\Phi + v_4 \cdot \cos 4\Phi$$

se obțin valorile v_2 care sunt prezentate în Fig.28 funcție de numărul de ciocniri.

Se observă că până la valori ale numărului de ciocniri de 6 anizotropia azimutală, descrisă cantitativ de valoarea termenului v_2 din expresia de mai sus, scade cu valoarea numărului de ciocniri suferite de nucleonii analizați, valorile v_2 fiind sistematic mai mari la energia LHC de 5,5 TeV/nucleon față de cele corespunzând energiei de la RHIC de 0,2 TeV/nucleon. Dacă în evoluția ulterioară a zonei de interacție caracterizată de această anizotropie nu intervin procese care să ștergă anizotropia inițială sau chiar să o inverseze, este de așteptat ca la energia LHC fenomenul colectiv de tip eliptic să fie mult mai puternic.

În vederea analizei datelor ce vor fi obținute cu ajutorul aranjamentului experimental ALICE la LHC pe linia celor prezentate mai sus, este în curs de elaborare configurația software pentru analiza fenomenului de curgere ("flow") în ciocnirile centrale și semicentrale Pb+Pb la energia de 5,5 TeV/nucleon. Testarea pachetelor software precum și a posibilității de a obține informația nedistorsionată de aranjamentul experimental s-a făcut folosind simulări Monte Carlo. Evenimentele au fost generate folosind modelul HIJING sau GeVSim iar răspunsul diversilor subdetectors care intră în componența aranjamentului experimental ALICE s-a făcut folosind codul GEANT.

În Fig.29 se reprezintă comparația dintre valorile inițiale și cele reconstruite ale impulsului transvers mediu pentru pionii, kaonii și protonii primari. După cum se vede, valorile inițiale sunt reproduse cu suficientă acuratețe folosind aranjamentul experimental, ceea ce arată că valorile expansiunii și temperaturii ce se pot obține din analiza dependenței de masă a impulsului transvers mediu funcție de masa particulelor detectate experimental vor fi de încredere.

În cazul ciocnirilor semicentrale ne punem problema analizei distribuțiilor azimutale a impulsului transvers mediu pentru diverse specii de particule emise în urma ciocnirii în vederea obținerii de informații complete privind valorile expansiunii colective și temperaturii funcție de

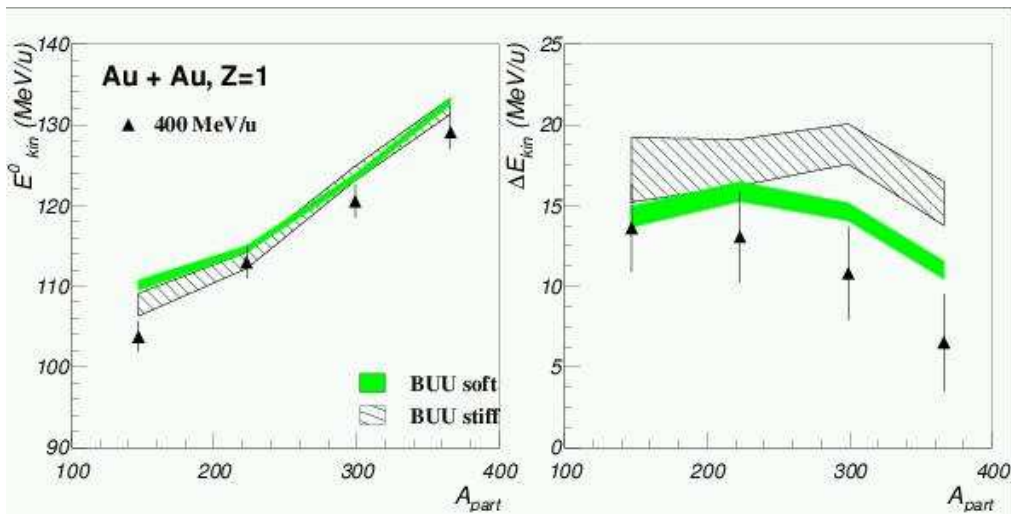


Figure 16: Dependența de A_{part} a valorii medii a energiei cinetice medii E_{kin}^0 și a expansiunii colective pe nucleon E_{coll}^0 și amplitudinea de oscilație a acestora ΔE_{kin} respectiv ΔE_{coll} funcție de numărul de nucleoni participanți A_{part} pentru ciocnirea Au + Au la energia incidentă de 400 MeV/u

azimut. În ce măsură aranjamentul experimental ALICE permite reconstrucția cu acuratețe a distribuțiilor inițiale de impuls transvers funcție de azimut, se poate urmări în Fig.30 unde se pot vedea valorile v_2 din expresia $\langle p_t \rangle = v_1 + v_2 \cdot \cos 2\Phi$ folosită pentru potrivirea distribuțiilor azimutale ale impulsului transvers mediu pentru pionii, kaonii și protonii primari.

După cum se vede din figură, există încă diferență mai mare decât eroarea experimentală între valorile v_2 corespunzătoare distribuțiilor inițiale și celor reconstruite. Originea acestor discrepanțe și găsirea posibilităților de corecție sunt în curs de studiu. Studii similare cu cele prezentate mai sus pentru rezonanțe vor fi efectuate în etapa următoare astfel încât odată cu obținerea primelor informații experimentale în ciocnirea Pb+Pb la energia de 5,5 TeV/nucleon să putem efectua aceste studii pe date reale, având posibilitatea punerii în evidență a unor fenomene complet noi ce se așteaptă la această energie.

În concluzie, în lucrarea de față am prezentat o imagine de ansamblu asupra dinamicii ionilor grei de la energii joase până la energii ultra-relativiste, insistând asupra fenomenelor esențiale evidențiate și a informațiilor extrase din studiul acestora, prezentând rezultate noi din domeniul energiilor intermediare și ultrarelativiste efectuate recent în cadrul grupului nostru.

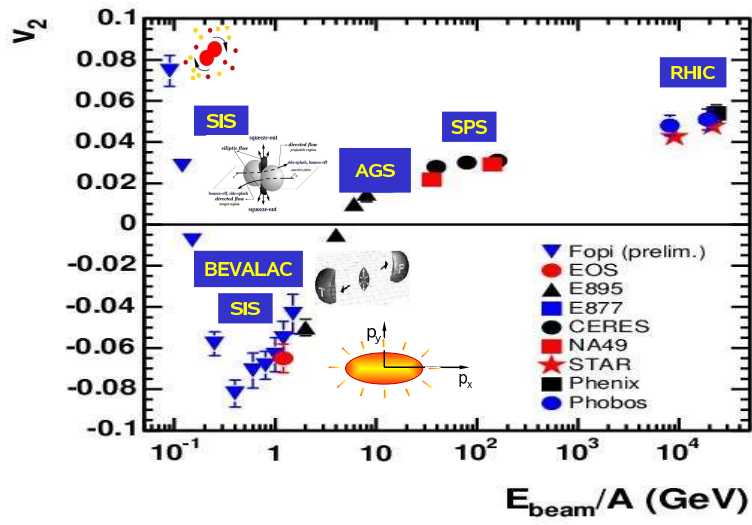


Figure 17: Funcția de excitație a flow-ului eliptic în domeniul de energii ultra-relativiste

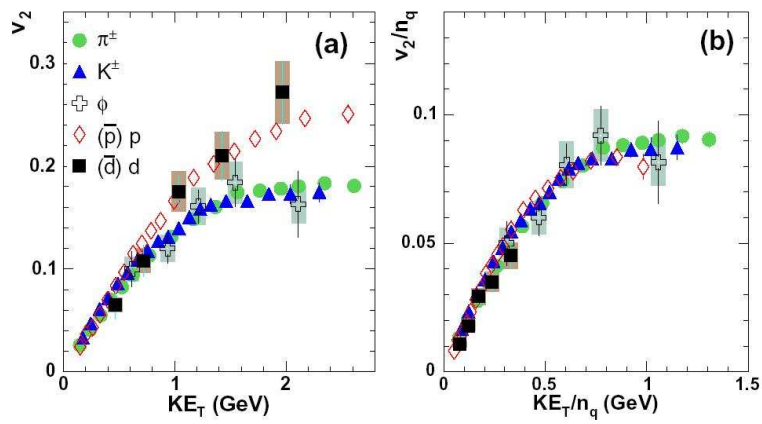


Figure 18: v_2/n_q funcție de EK_T/n_q

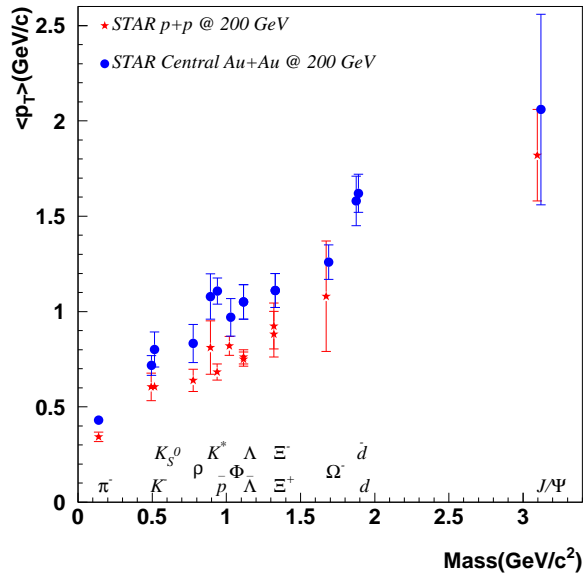


Figure 19: Distribuțiile de moment transvers pentru particulele identificate în experimentul STAR de la RHIC

| Particle | T_{kin} (MeV) | $\langle \beta \rangle$ (c) |
|--------------------------|-----------------|-----------------------------|
| π, K, p | 89 ± 10 | 0.59 ± 0.05 |
| K^* | 75 ± 35 | 0.62 ± 0.05 |
| $\Lambda, \bar{\Lambda}$ | 115 ± 20 | 0.54 ± 0.05 |
| $\Xi^-, \bar{\Xi}^+$ | 161 ± 20 | 0.46 ± 0.10 |
| $\Omega, \bar{\Omega}$ | 179 ± 60 | 0.45 ± 0.10 |

Tabelul I: Valorile $\langle \beta \rangle$ și T_{kin} obținute din potrivirea distribuțiilor impulsului transvers p_t a diversilor hadroni identificați

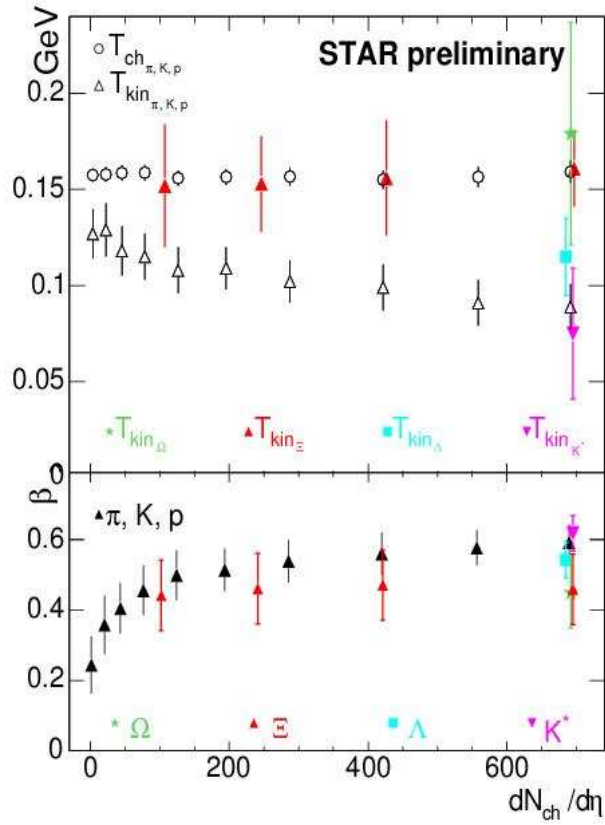


Figure 20: β și T_{kin} funcție de multiplicitatea de particule și comparația cu temperatura extrasă din reproducerea rapoartelor de probabilități de producere a diversilor hadroni folosind modelele statistice - T_{ch} .

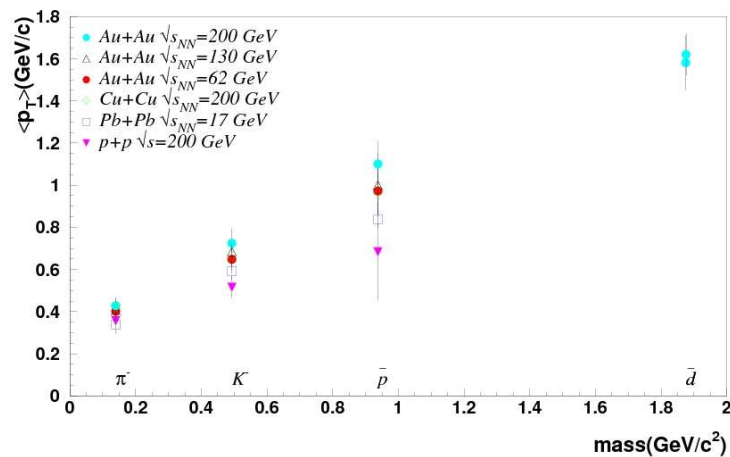


Figure 21: $\langle p_t \rangle$ ca funcție de masă pentru π^- , K^- and \bar{p} în cazul interacției p + p, Cu + Cu și Au + Au la energia incidentă de 200 A·GeV în centrul de masă.

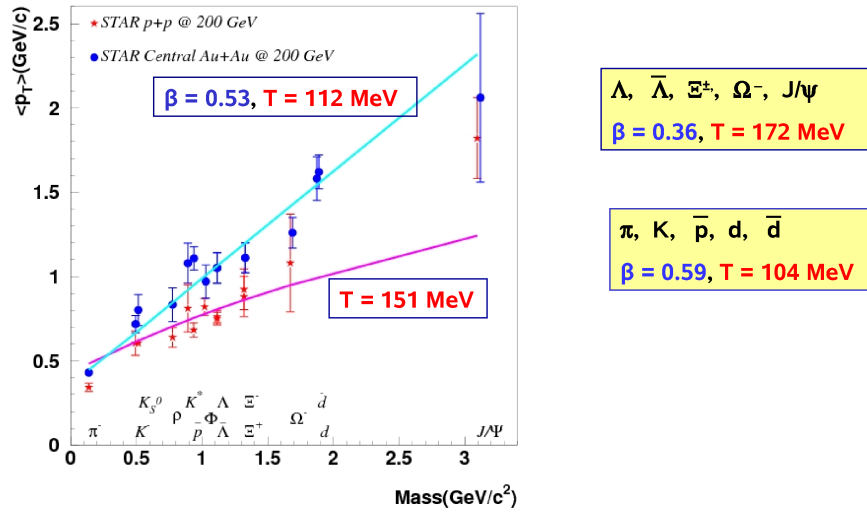


Figure 22: $\langle p_t \rangle$ ca funcție de masă pentru toți hadronii identificați în cazul interacției p + p și Au + Au la energia de 200 A·GeV, folosind datele publicate de Colaborarea STAR.

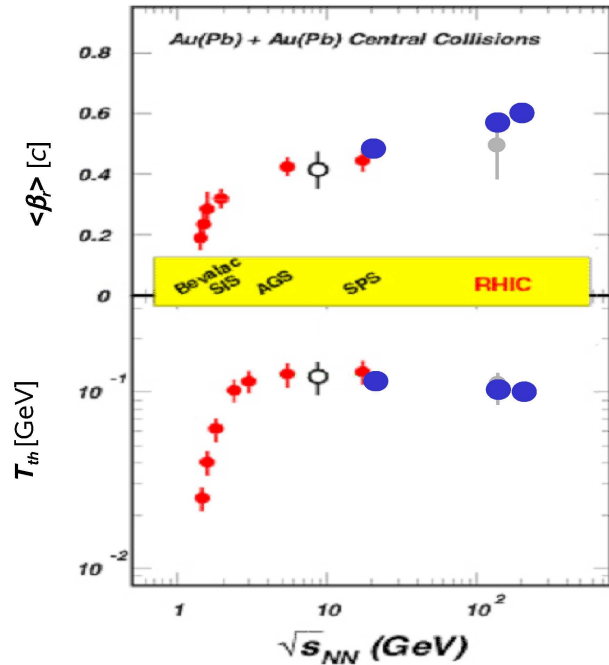


Figure 23: $\langle p_t \rangle$ și temperatura cinetică funcție de energia incidentă

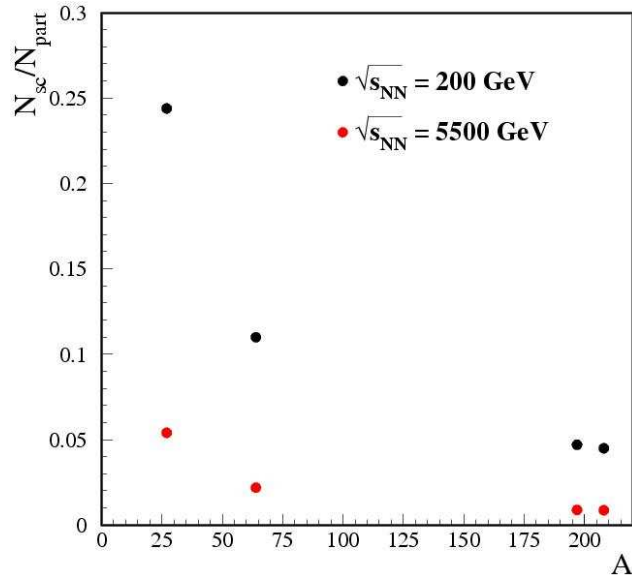


Figure 24: Procentajul de ciocniri singulare nucleon-nucleon relative la numărul de nucleoni participanți, la energiile incidente corespunzând acceleratoarelor RHIC și LHC, pentru ciocniri frontale, funcție de masa ionilor care se ciocnesc

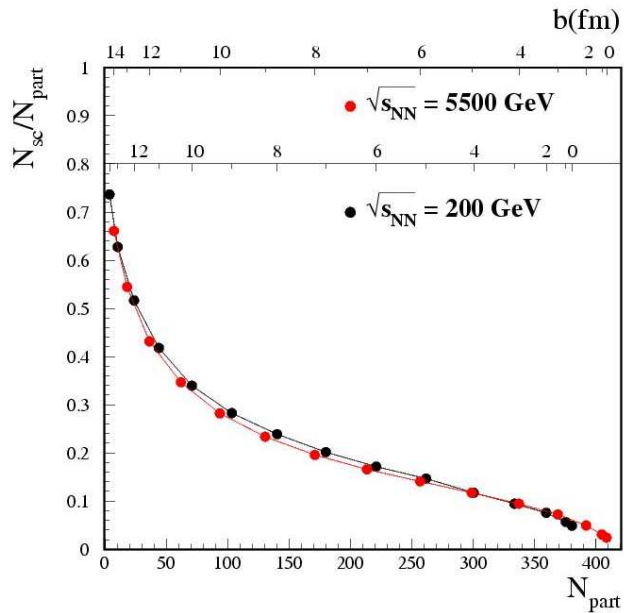


Figure 25: Dependența N_{sc}/N_{part} funcție de parametrul de impact sau N_{part} pentru Au+Au și Pb+Pb la energia de 200 GeV/nucleon și respectiv 5,5 TeV/nucleon

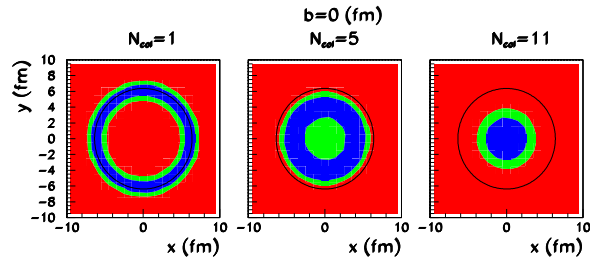


Figure 26: Distribuțiile bi-dimensionale ale nucleonilor participanți la reacție care au suferit un număr dat de ciocniri nucleon-nucleon pentru ciocnirea Au+Au la 200 GeV/nucleon, pentru $N_{coll} = 1, 5$ și respectiv 11, Au+Au la energia de 200 GeV/nucleon.

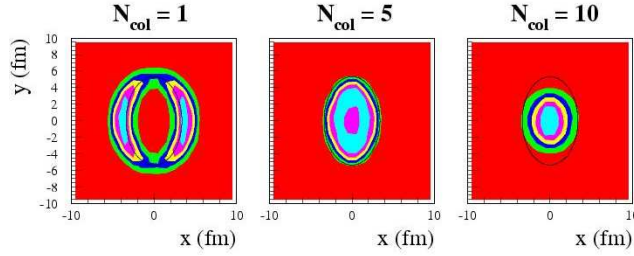


Figure 27: Distribuțiile bi-dimensionale ale nucleonilor participanți la reacție care au suferit un număr dat de ciocniri nucleon-nucleon pentru ciocnirea Au+Au la 200 GeV/nucleon, pentru $N_{coll}=1, 5$ și respectiv 10, Au+Au la energia 200 GeV/nucleon.

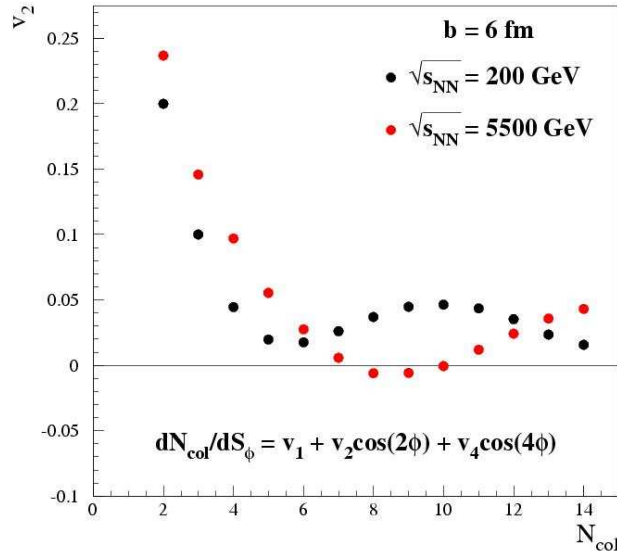


Figure 28: Anizotropia distribuției azimutale a_2 a numărului de nucleoni care au suferit un număr de ciocniri normat la suprafața zonei de interacție din zona corespunzătoare din azimut, funcție de numărul de ciocniri pentru interacția Au+Au și Pb+Pb la energia incidentă de 200 GeV/nucleon și respectiv 5,5 TeV/nucleon, pentru parametrul de impact $b=6$ fm.

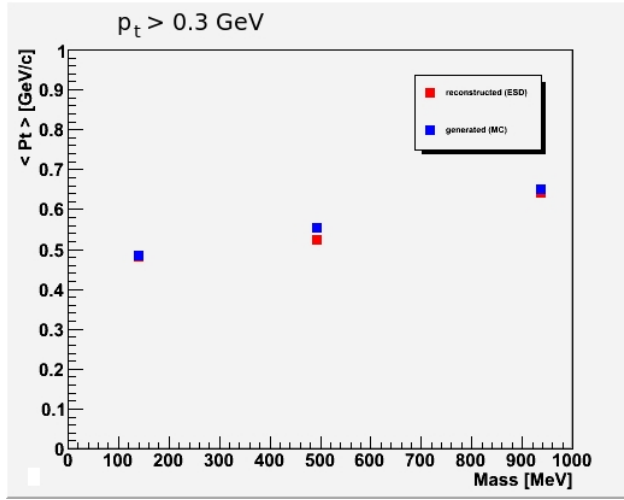


Figure 29: $\langle p_t \rangle$ funcție de masă pentru pionii, kaonii și protonii primari rezultați din ciocnirea Pb+Pb la energia de 5,5 TeV/nucleon simulată Monte Carlo folosind codul HIJING, pentru parametrul de impact în domeniul $b=0-3$ fm. Pătratele albastre corespund evenimentelor primare, iar cele roșii celor reconstruite folosind aranjamentul experimental ALICE. Studiul s-a făcut pentru domeniul de pseudorapidități ± 0.5

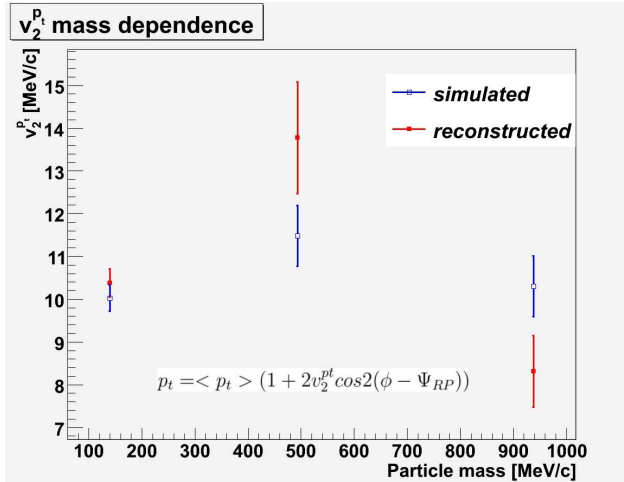


Figure 30: Valorile coeficientului v_2 al distribuțiilor azimutale a $\langle p_t \rangle$ pentru pionii, kaonii și protonii primari rezultați din ciocnirea Pb+Pb la energia de 5,5 TeV/nucleon simulată Monte Carlo folosind codul GeVSim, Punctele albastre corespund evenimentelor primare, iar cele roșii celor reconstruite folosind aranjamentul experimental ALICE. Studiul s-a făcut pentru domeniul de pseudorapidități ± 0.9

Bibliography

- [1] M. Petrovici et al., *Nucl.Phys.* **A387**, 313c (1982)
- [2] M. Petrovici et al., *Z. Phys.* **A354** Z. Phys. 11 (1996)
- [3] A. Pop et al., *Nucl. Phys.* **A679** 793 (2001)
- [4] A. Pop et al., *Phys.Lett.* **B397** 25 (1997)
- [5] I.Berceanu et al., *Phys.Rev.* **C57** 2359 (1998)
- [6] I.Berceanu et al., *Phys.Rev.* **C74** (2) Art. No. 024601, 2006
- [7] H.J. Wollersheim et al., *Phys.Rev* **C25**, 338 (1982)
- [8] M. Petrovici, AIP 250, ” Towards a Unified Picture of Nuclear Dynamics ”, Nikko, Japan, 1991, p.187
- [9] M. Petrovici et al., *Nucl.Phys.* **A477**, 277 (1988)
- [10] C. Ceruti et al., *Nucl.Phys.* **A476**, 74 (1988)
- [11] M. Petrovici et al., *Int.Nucl.Phys.Conf.INPC* International Nuclear Physics Conference INPC, July 26 - August 1, 1992, Wiesbaden, Germany p.3.3.23
- [12] E. De Filippo,.....I. Berceanu, M. Petrovici, A. Pop și Colaborarea CHIMERA *Phys.Rev.* **C71** 044602 (2005)
- [13] E. De Filippo,I. Berceanu, M. Petrovici, A. Pop și Colaborarea CHIMERA *Phys.Rev.* **C71** 064604 (2005)
- [14] M. Papa,.....I. Berceanu, M. Petrovici, A. Pop și Colaborarea CHIMERA *Phys.Rev.* **C75** 054616 (2007)
- [15] *Phys.Rev.Lett.* **72** 3468 (1994)
- [16] M. Petrovici and FOPI Collaboration, *Phys. Rev. Let.* **74**, 5001–5004 (1995).
- [17] M. Petrovici, Proc. Int. Symposium *Advances in Nuclear Physics*, Eds. D. Poenaru and S. Stoica, World Scientific, ISBN 9789810242763, 2000, pp. 242–249.
- [18] C. Hartnak et al., *Eur. Phys. J.* **A1** 151 (1998)
- [19] M. Petrovici, 7th International Conference on Clustering Aspects of Nuclear Structure and Dynamics, June 14-19, 1999, Rab, Croatia
World Scientific, 2000, p.337

- [20] A. Andronic and FOPI Collaboration, *Nucl.Phys. A* **679**, 765–792 (2001).
- [21] A. Andronic and FOPI Collaboration, *Phys.Lett.*.
- [22] M. Petrovici et al., *Fizika B* **12**, 165–180 (2003).
- [23] G. Stoicea and FOPI Collaboration, *Phys.Rev.Lett.* **92**, 072303 (2004).
- [24] P. Danielewicz et al., *Nucl. Phys.* **673A** 375 (2000)
- [25] A. Adare and PHENIX Collaboration, *Phys. Rev. Lett.* **98**, 162301 (2007).
 S. Afanasiev and PHENIX Collaboration, *Phys. Rev. Lett.* **99**, 052301 (2007).
 Olga Barannikova (for the STAR Collaboration), *nucl-ex/0403014*.
 B. I. Abelev and STAR Collaboration, *Phys. Rev. C* **75**, 064901 (2007).
- [26] M. Petrovici and A.Pop, AIP 972 ” Exotic Nuclei and Nuclear/Particle Astrophysics (II), p.98
- [27] R.J. Glauber, *Lecture Notes on Theoretical Physics* ed. **W.E.Brittin and L.G.Dunham** 1:350 (1969)
- [28] R.J. Glauber, *Phys.Rev.* 100:242 (1955)
- [29] M.L. Miller et al., *arXiv:nucl-ex 0701025v1* (2007)
- [30] M. Petrovici, C. Andrei, I. Berceanu, A. Herghelegiu, A. Pop, C. Schiaua, ”3rd International Conference on Light Heavy Ion Collisions” Protvino, Russian Federation June (2008)
- [31] C. Andrei, I. Berceanu, A. Herghelegiu, M. Petrovici, A. Pop, C. Schiaua, ” ALICE Workshop August 20-25, Sibiu-Romania (2008)
- [32] A. Herghelegiu, C. Andrei, I. Berceanu, M. Petrovici, A. Pop, C. Schiaua, ” ALICE Workshop August 20-25, Sibiu-Romania (2008)