



Universitatea București  
Facultatea de Fizică



TEZĂ DE DOCTORAT

Nicolae George Țuțuraș

**Tranziția de fază de la gazul hadronic la plasma de cuarci și gluoni și posibilele  
puncte critice. Aplicație pentru Experimentul CBM**

Conducător științific:  
Prof. univ. dr. Alexandru Jipa



# Mulțumiri

Țin să mulțumesc cu multă recunoștință domnului Prof. univ. dr. Alexandru Jipa pentru îndrumarea competentă, pentru încurajările și răbdarea acordate pe parcursul pregătirii și elaborării acestei teze de doctorat.

Mulțumesc pentru ajutor și încurajări membrilor Grupul de Fizică Nucleară Relativistă de la „Centrul de Cercetare a Materiei Nucleare în Condiții Extreme” al Facultății de Fizică a Universității din București, în special doamnei Conf. univ. dr. Oana Ristea și domnului dr. Cătălin Ristea, dar și domnului Prof. univ. dr. Ioan Lazanu, domnului Lect. univ. dr. Marius Călin, domnului Lect. univ. dr. Dănuț Argintaru, domnului dr. Tiberiu Eșeanu.

Doresc să mulțumesc în mod deosebit doamnei Prof. univ. dr. Daniela Dragoman și domnului Prof. univ. dr. Virgil Băran pentru ajutorul și înțelegerea acordate.

Mulțumesc pentru sprijin, comentarii și observațiile făcute pentru realizarea acestei teze domnului dr. Adam Jinaru, domnului dr. Adrian Chițan, domnului dr. Valeriu-Ioan Grossu.

De asemenea, mulțumesc prietenilor care m-au ajutat și au sprijinit în mod deosebit pentru finalizarea tezei, doamnei Iuliana Neacșa, domnului Mihai-Daniel Lazăr, doamnei Olivia-Maria Ștefănoiu.

Nu în ultimul rând, mulțumesc pentru sprijin în analiza rezultatelor din această teză membrilor Colaborării experimentului CBM de la FAIR-GSI Darmstadt, Germania.

# Cuprins

<b>Introducere</b> .....	1
<b>I. Generalități</b> .....	4
1.1 Noțiuni fundamentale de Fizica ionilor grei relativiști (Fizică nucleară relativistă).....	4
1.2. Noțiuni generale de cromodinamică cuantică.....	9
1.3 Constanta Hubble.....	14
1.4 Plasma de cuarci și gluoni.....	17
Bibliografie pentru capitolul I.....	21
<b>II. Experimentul CBM</b> .....	23
2.1 Programul de cercetare a materiei nucleare și subnucleare dense la FAIR.....	23
2.2 Proprietățile materiei care interacționează tare.....	26
2.3 Mecanisme de producere a particulelor cu „charm” („farmec”) și propagarea în materia nucleară la energiile de prag.....	35
2.4 Aranjament experimental CBM.....	36
2.5 Metode de măsurare a hiperonilor, hipernucleelor, dibarionilor cu stranietate („strange”), dielectronilor și a mezonilor D.....	40
Bibliografie pentru capitolul al II-lea.....	43
<b>III. Tranziția de fază de la gaz hadronic la plasma de cuarci și gluoni și invers, de la deconfinare la confinare</b> .....	45
3.1 Tranziția de fază electroslabă și tranziția de fază QCD.....	45
3.2 Tranzițiile de fază precise de calcule teoretice și rezultate experimentale.....	46
3.3 Calculele de rețea QCD.....	54
3.4 Numărul barionic și nucleosinteza.....	57
3.5 Fază mixtă.....	59
3.6 Tranziția cosmologică QCD.....	62
3.7 Posibile tranziții de fază ale unui gaz ideal.....	64
3.8 Univers omogen și izotrop.....	66
Bibliografie pentru capitolul al III-lea.....	68
<b>IV. Rezultate</b> .....	71
4.1 Necesitatea simulărilor în Fizica nucleară relativistă. Codul AMPT, codul UrQMD.....	71

4.2 Sistemul de simulare YaPT (Yet another High Energy Physics Tool).....	74
4.3. Spectre de impuls transversal și temperaturi aparente folosind simulări cu codurile UrQMD și AMPT.....	78
4.4 Fluctuații de ordin superior la energiile disponibile la FAIR. Metode de căutare a punctului critic....	82
4.5 Constanta Hubble cosmologică și constanta Hubble „microscopică” .....	86
4.6 Constanta Hubble „microscopică” estimată din rezultate experimentale.....	89
4.7 Rapoarte antiparticulă – particulă la energii de 6 și 20 A GeV. Compararea simulărilor cu cele două coduri.....	93
4.8 Funcția de excitare și rapoartele antiparticulă – particulă la energii în intervalul 6 -28 A GeV.....	100
4.9 Funcția de excitare și temperatura regiunii participante („fireball”)-ului extrasă din distribuții intermediare de masă a dileptonilor.....	111
Bibliografie pentru capitolul al IV-lea.....	114
<b>V. Concluzii</b> .....	119
<b>Anexa A – Figuri</b> .....	126
<b>Anexa B – Tabele</b> .....	132
<b>Anexa C – Lista de lucrări</b> .....	132
<b>Anexa D - Colaborarea experiment CBM</b> .....	136

# Introducere

S-au scurs mulți ani, enorm de mulți ani, de atunci de la explozia primordială care a dat naștere Universului nostru. S-a scris mult și foarte multe s-au scris despre Univers, despre formarea planetelor, despre originea vieții și începuturile noastre ca specie oscilându-se între legende, mituri și realitatea fizică. Toate ne-au plăcut, toate ne-au fermecat mai mult sau mai puțin, dar și ce mult ne-ar plăcea să avem mai multe certitudini științifice, certitudini morale, mai mult din acel „ceva” ce se numește autentic sau măcar pepite strălucitoare de adevăruri, de sens al sensului, de eliberare, de mulțumire adâncă, integrând prin armonie interioară armonia lucrurilor din jurul nostru. Subiectul tezei mele a fost ales în acest spirit de cunoaștere, de încercare de lămurire, de așezare a ideilor de bază bine orientate într-un cadru cu tradiție, cum este cel al Fizicii nucleare, Fizica particulelor elementare și Astrofizică.

Prezint în această teză câteva rezultate care sunt legate de tranzițiile de fază în materia nucleară creată prin ciocniri nucleare relativiste. Materia care interacționează tare la densități barionice mari este încă plină de enigme. De asemenea, complexitatea din starea finală a ciocnirii dintre doi ioni grei, la o energie înaltă, necesită extragerea informației semnificative, ceea ce face necesare măsurări experimentale sistematice, cât mai complete, care includ funcțiile de excitație, dependențele de dimensiunile sistemului și distribuțiile multidiferențiale în spațiul fazelor ale particulelor identificate. Se poate face o analogie între procesele care caracterizează evoluția Universului timpuriu și acelea care se pot produce în laborator prin ciocnirea nucleelor la energii înalte.

Bazat pe diferite scenarii cosmologice, o fază specifică materiei nucleare înalt excitată și densă, numită plasmă de cuarci și gluoni, ar fi fost formată la circa  $10^{-6}$  s după explozia primordială („Big Bang”). Această „supă” primordială are durată de viață foarte scurtă, fiind urmată de procesul de formare al hadronilor. Pentru a explora aceste densități de energie din primele momente ale Universului, în laborator se studiază ciocnirile ionilor grei relativiști, datorită faptului că în regiunea de suprapunere a celor două nuclee care se ciocnesc se formează o regiune de materie nucleară foarte fierbinte și extrem de comprimată, numită „sferă de foc” sau „fireball”. Caracteristicile acestei regiuni se aseamănă cu proprietățile presupuse ale materiei care a umplut Universul timpuriu. Interesul teoretic față de studiul ciocnirilor nucleare relativiste își are originea, în parte, și în credința conform căreia vom putea explora structura de vid cuantic a interacțiilor tari și, în particular, fenomenul confinării cuarcilor. Discuții generale despre valoarea constantei Hubble macroscopice, formarea plasmei de cuarci și gluoni și

evoluția ei similară evoluției generale a Universului după o lege de tip Hubble proprie și unele caracteristici datorate vidului cuantic le tratez în capitolul întâi al acestei teze.

Capitolul al doilea al tezei cuprinde o prezentare a experimentului CBM (Compressed Baryonic Matter). Programul de cercetare a materiei nucleare și subnucleare dense (materie CDC/QCD) la FAIR (Facility for Antiproton and Ion Research) va fi realizat de către experimentele CBM și HADES. Programul științific al experimentului CBM este orientat cu predilecție spre investigarea probelor care provin din etapele timpurii ale ciocnirii în care materia nucleară este înalt excitată. Prezint în acest capitol câteva proprietăți ale materiei care interacționează tare, mecanismele de producere ale diferitelor particulele în materia înalt excitată și densă, precum și propagarea în materia nucleară, cu considerarea energiilor de prag specifice. De asemenea, sunt prezentate caracteristici ale detectorilor folosiți în experimentul CBM. Este de așteptat, pentru diagrama de fază QCD, o structură foarte variată de evenimente, în strânsă legătură cu potențialul chimic barionic, tranziția de fază de ordinul întâi dintre materie hadronică și cea partonică, identificare punctului critic ș.a. Astfel, încercăm să facem un pas major înspre înțelegerea proprietăților materiei nucleare și a principiilor care stau la baza nașterii și evoluției Universului nostru.

Tranzițiile de fază și, în special, tranziției de ordinul întâi prin care se poate realiza trecerea de la starea hadronică la plasma de cuarci și gluoni dar și tranzițiilor de fază - în general - din Universul timpuriu sunt discutate în capitolul al III-lea. Sunt discutate semnale ale tranziție de fază de ordinul întâi prin calcule de rețea QCD și prin prisma unor calcule teoretice de referință, dar și a unor rezultate experimentale.

În capitolul al IV-lea al tezei sunt prezentate rezultate obținute din datele simulate pentru diferite mărimi fizice de interes în cunoașterea dinamicii ciocnirilor nucleare relativiste. Astfel, prezint rezultate bazate pe distribuțiile de impuls transversal, calcule care permit determinarea temperaturilor aparente, iar valorile obținute sunt în bun acord cu tipurile de tranziție de fază considerate. Curgerea materiei nucleare și numărul cumulativ pot fi influențate de fluctuații, acestea putând fi un instrument de analiză extrem de util în căutarea punctului critic. Astfel, prezint calcule pentru numărul cumulativ asociat pionilor pozitivi și negativi, la două centralități, la energii disponibile la FAIR-GSI Darmstadt, folosind experimentul CBM. Momentele superioare ale distribuțiilor de multiplicitate constituie una dintre cele mai sensibile probe pentru căutarea punctului critic; rezultate pentru parametrii de asimetrie („skewness”) și de formare de maxime („kurtosis”) vor fi, de asemenea, prezentate, precum și estimări ale „constantei Hubble microscopice”.

Funcția de excitare și raportul antiparticulă-particulă pot fi utilizate pentru studiul stărilor exotice și tranzițiilor de fază în materia nucleară formată în ciocniri nucleare, dar și pentru determinarea parametrilor de „freeze-out” („îngheț”). Poate oferi indicii asupra mecanismelor de hadronizare. De asemenea, se poate folosi pentru identificare tipului de stare de echilibru în materia nou formată în ciocniri nucleare relativiste. Analizele făcute în această teză au avut la bază datele simulate cu ajutorul unor coduri frecvent folosite în domeniu, și anume: codul UrQMD și codul AMPT (în variantele UrQMD 3.3, respectiv, AMPT 2.26t7).

Cele mai importante concluzii ale tezei sunt prezentate în capitolul V. Pentru studiul rapoartelor antiparticulă-particulă am considerat ciocniri Au-Au la energii disponibile la FAIR-GSI, folosind sistemul de detectori de la CBM. Domeniul de energii considerat este între 6 A GeV și 28 A GeV. S-a urmărit evoluția rapoartelor antikaon/kaon și antiproton/proton, dar și kaon/proton sau proton/pion în ciocnirile respective, la diverse centralități și pe intervale de rapiditate diferite. În analizele simulărilor făcute pentru ciocniri Au-Au la energiile menționate am găsit forme de tip palier, dar și creșteri bruște urmate de scurte paliere pentru anumite valori ale raportului antiparticulă-particulă, în contrast cu tendințele generale care arată o creștere a raportului cu creșterea energiei de ciocnire. Formele de tip palier sugerează tranziții de fază în materia nucleară înalt excitată obținută în ciocniri nucleare relativiste.

Unele informații de interes sunt incluse în cele patru anexe ale tezei de doctorat.



# Capitolul I - Generalități

## Cuprins capitolul I

1.1 Noțiuni fundamentale de Fizica ionilor grei relativști (Fizică nucleară relativistă)

1.2. Noțiuni generale de cromodinamică cuantică

1.3 Constanta Hubble

1.4 Plasma de cuarci și gluoni

## 1.1 Noțiuni fundamentale de Fizica ionilor grei relativști (Fizică nucleară relativistă)

După anul 1950 se introduce conceptul de materie nucleară. În stare normală, aceasta este formată din nucleoni și pioni virtuali. Descoperirea ionilor grei care aveau energii pe nucleon mai mari decât energia de repaus a unui nucleon, în anul 1948, a deschis cale spre observarea materiei nucleare în diferite faze ale ei, precum și a posibilelor tranziții între aceste faze. Pentru descrierea lor, de-a lungul anilor au fost propuse diferite modele, au fost introduse concepte noi, legate de structura particulelor considerate, la un moment dat, elementare, de tipuri distincte de interacții ș.m.a.

Trecerea de la radiații cosmice la sisteme de acceleratori pentru realizare de ciocniri ale ionilor grei relativști a crescut semnificativ posibilitatea caracterizării materiei nucleare formate în regiunea de suprapunere a ionilor grei care se ciocnesc la energii relativiste. În acest fel se poate ajunge la o mai bună și adâncă elucidare a unor aspecte greu de lămurit pe alte căi, la stabilirea cât mai corectă a unei diagrame de fază a materiei nucleare, diagramă care să includă nucleul normal, dar și materia nucleară aflată în condiții diferite, atât la densități sub cea normală și temperaturi sub energia de legătură pe nucleon, cât și materia aflată la densități superioare densității nucleare normale și temperaturi cu mult peste energia de legătură pe nucleon [1].

O astfel de diagramă de fază ar putea conține informații de la momentul apariției Universului nostru, până la etapa actuală și după. Noțiunile fundamentale sunt legate de Fizica nucleară, Fizica particulelor și Cosmologie. De aceea, Fizica nucleară relativistă (Fizica ionilor grei relativști) este considerată ca o punte de legătură între Fizica nucleară, Fizica particulelor elementare și Cosmologie. Ea poate oferi o viziune coerentă și adecvată asupra Universului timpuriu și evoluției sale de-a lungul a miliarde de ani. Pentru înțelegerea fenomenelor și proceselor implicate sunt necesare noțiuni specifice, inclusiv cele incluse în modelul standard, cu diferitele sale componente și dezvoltări [1].

Altfel, una dintre cele mai spectaculoase perioade a Universul timpuriu este cea în care au

apărut cuarcii și gluonii. Conform proprietăților specifice, descrise de Cromodinamica cuantică (CDC), ei trebuie să se grupeze rapid în particule care interacționează tare (hadroni). Acest proces rapid (între 100 s și 200 s) poartă numele de hadronizare. Etapele următoare, de nucleosinteză și formare a corpurilor cerești, au condus la apariția lumii în care trăim în prezent (a se vedea figura 1.1).

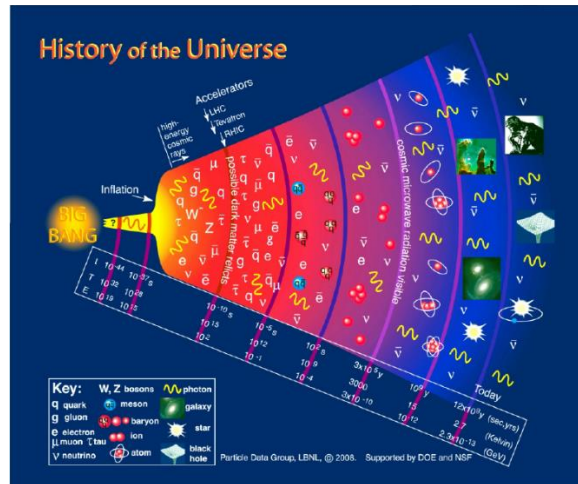


Figura 1.1: Originea și evoluția Universului [1]

De o aceeași importanță și interes în plan științific este și încercarea de a porni de la lumea actuală spre începuturile Universului nostru. Acest demers ar permite înțelegerea profundă a etapelor din evoluția Universului nostru și cunoașterea unor tranziții fundamentale, cum ar fi cele de deconfinare sau restaurare a simetriei chirale [1]. Numeroase dovezi științifice sugerează că există mai multă materie decât antimaterie în univers. Originea acestei asimetrii rămâne în continuare unul din misterele Fizicii, în general, ale Fizicii particulelor și Cosmologiei, în particular. Valoarea acestei asimetrii este definită de acest raport:

$$\eta = \frac{n_b - n_{b^-}}{n_\gamma}, \quad (1)$$

unde  $n_b$ , respectiv,  $(n_{b^-})$  sunt densitatea de barioni, respectiv, densitatea de antibarioni, iar  $n_\gamma$  este densitatea de fotoni.

Universul timpuriu este considerat în întregime lipsit de barioni, iar entropia era determinată de radiație în aceea perioadă [2,1]. În ciocnirile centrale ale ionilor grei ultrarelativiști realizate la RHIC (**R**elativistic **H**eamy **I**on **C**ollider), Laboratorul Național Brookhaven (SUA) și, respectiv, LHC (**L**arge **H**adron **C**ollider), CERN Geneva (Elveția) regiunea de rapiditate centrală este aproape în întregime lipsită de barioni (a se vedea figura 1.3). În regiunile situate la rapidități mai mari densitatea barionică crește datorită faptului că sunt transportați o parte din barionii inițiali. În zona centrală predomină mecanismele de producere de particule în perechi particula-antiparticulă. Pentru cazul ciocnirii a doi ioni grei relativști, în sistemul laboratorului, rapiditatea medie este translatată la dreapta, iar acest lucru se poate observa în graficele din figura 1.2 a și b. În cadrul experimentelor de

la FAIR-GSI Darmstadt (Germania) se vor putea crea condiții pentru densități nucleare/barionice mari și foarte mari, unele compatibile cu formarea unor tipuri de stele, cum ar fi stelele neutronice. Modelul standard și numeroase modele derivate prezic crearea unei forma noi a materiei nucleare, numită și materie CDC/QCD (**Quantum Chromo Dynamics**) [3]. Fizica particulelor elementare și Fizica nucleară, combinate cu relativitatea generală și Fizica statistică, ne oferă o descriere amplă a etapei de inflație timpurie a universului printr-o istorie termală detaliată, mergând până la formarea structurilor masive, a galaxiilor și a stelelor. Un obiectiv fundamental al experimentelor cu acceleratori de particule este observarea stărilor noi de materie nucleară formată în ciocniri nucleu-nucleu la energii relativiste și ultrarelativiste, considerate stări asemănătoare cu cele ce au urmat „Exploziei primordiale” („Big Bang”) în evoluția Universului. Astfel, se presupunea că Universul, în primele  $10^{-5}$ s -  $10^{-6}$  s după „Big Bang” era format dintr-o plasmă de cuarci și gluoni, urmare a unui proces complex de expansiune și de răcire, având ca rezultat procesul de hadronizare [4,2,1]. Avem, astfel, posibilitatea de a investiga materia nucleară nou formată, care ne permite să facem multe și interesante analogii cu materia care a existat în Universul timpuriu [2,1].

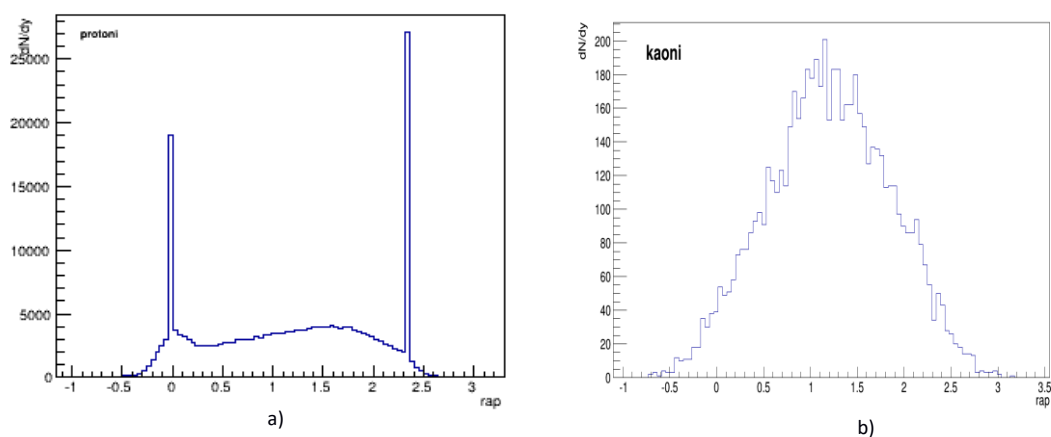


Figura 1.2: a) Distribuție de rapiditate a protonilor în cazul experimentelor cu țintă fixă (sistemul laboratorului), simulări pentru ciocniri Au-Au la diferite energii, realizate cu codul UrQMD, b) Distribuție de rapiditate a kaonilor în cazul experimentelor cu țintă fixă (sistemul laboratorului), simulări pentru ciocniri Au-Au la diferite energii, realizate cu codul UrQMD [1]

Experimentele desfășurate la energii superioare, cum sunt cele de la LHC și RHIC, explorează diagrama de fază CDC/QCD în regiunea de tranziție dintre plasma de cuarci și gluoni (QGP - **Quark-Gluon Plasma**) și gazul hadronic, la potențiale chimice barionice mici. În acest caz, materia este produsă într-un număr egal de particule și antiparticule. Această situație este similară cu cea din Universului timpuriu, așa cum s-a specificat anterior. Astfel, pentru densități relativ mici, se poate investiga o tranziție de fază de la materia nucleară normală la un gaz de nucleoni, iar pentru densități mari se poate studia apariția tranziției de fază la plasma de cuarci și gluoni. Materia nucleară formată în altfel de ciocniri nucleare se răcește și se poate investiga fenomenul de hadronizare. La finalul evoluției regiunii de suprapunere a nucleelor care se ciocnesc apare fenomenul de „îngheț” („freeze-

out”). Acesta poate fi chimic, ceea ce presupune stabilirea identității tuturor particulelor din starea finală, respectiv, cinetic. Temperaturile și vitezele de curgere la care se produc aceste tipuri de „îngheț” sunt corelate cu natura sistemelor nucleare care se ciocnesc, geometria ciocnirii și energia de ciocnire a celor două sisteme. Temperatura tranziției de fază la plasma de cuarci și gluoni este prevăzută în cadrul diferitelor modele bazate pe CDC/QCD la valori peste 160 MeV. Cele mai folosite valori sunt cele prevăzute de calculele de CDC pe rețele/latice QCD. În cadrul acestor tratări se consideră o tranziție de tip străpungere a suprafeței de separare a fazelor („cross-over”), cu posibilitatea trecerii continue de la materia hadronică la cea partonică și invers.

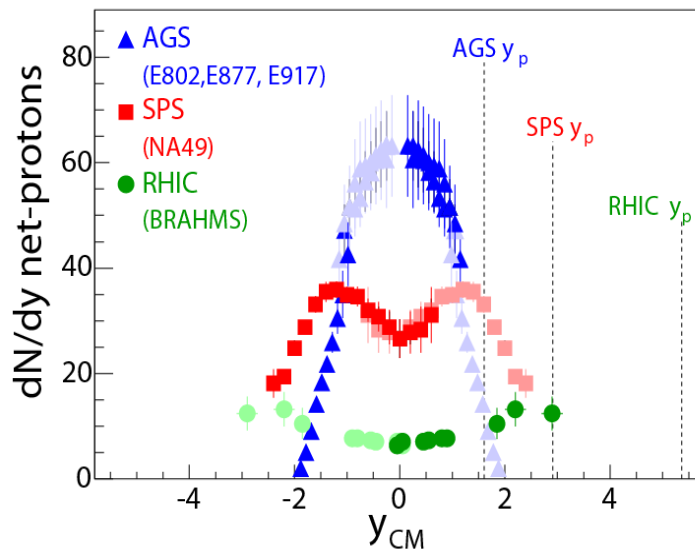


Figura 1.3: Distribuția de rapiditate a protonilor neți produși, în funcție de rapiditate, la energiile experimentelor AGS, SPS și RHIC [1]

Din cauza unor dificultăți în realizarea unor calcule bazate pe diferite ipoteze în cadrul Cromodinamicii cuantice, se poate considera că unele proprietăți ale materiei hadronice sunt mai puțin cunoscute la temperaturi în imediata vecinătate a temperaturii de tranziție. Calculele bazate pe CDC pe rețea/QCD pe latice pentru potențial chimic barionic finit sunt incomplete, deocamdată, din cauza așa-numitei „probleme a semnului”. Aceasta face neaplicabile metodele standard Monte Carlo, și astfel, nu sunt capabile încă să permită predicții ferme în ceea ce privește tranzițiile de fază la potențial chimic barionic mare [4,2,1].

Ciocnirile nucleu-nucleu la energii relativiste pot determina, în regiunea de suprapunere a nucleelor care se ciocnesc, apariția unor noi faze ale materiei nucleare datorită densității de energie și temperaturii foarte mari care se pot atinge în această regiune. Unele modelele teoretice actuale prevăd temperaturi critice între 80 MeV și 170 MeV pentru realizarea trecerii de la o fază la alta a materiei nucleare. Pentru tranziția de la faza hadronică la faza de plasmă de cuarci și gluoni acestea sunt cuprinse între 140 MeV și 170 MeV. După câțiva Fm/c, timpul mediu de viață estimat de mai multe modele pentru plasma de cuarci și gluoni, urmează procesul de formare a hadronilor, apoi procesul de formare a nucleelor (nucleosintează) [4].

Ciocnirile de ioni grei la energii relativiste de ordinul GeV-ilor pe nucleoni sunt considerate cele mai potrivite pentru producerea unor regiuni participante cu densități barionice nete ridicate. Rezultate obținute în cadrul diferitelor modele sunt prezentate în figura 1.4, pentru ciocniri Au-Au la 5 A GeV și 10 A GeV. Se observă dependența densității de energie de excitare de densitatea din interiorul regiunii participante, pentru 5 coduri bazate pe ipoteze distincte, bazate pe modele hidrodinamice și modele de transport. În calcule au fost considerate ciocniri centrale, pentru ambele energii. Energia de excitare este definită prin relația  $\epsilon^*(t) = \epsilon(t) - m_N \cdot \rho(t)$ . Liniile solide corespund evoluției temporale a sistemului, reprezentarea evoluției urmând sensul acelor de ceasornic. Punctele de pe curbe corespund unor pași de 1Fm/c. Liniile întrerupte delimitează regiunea unde este prevăzută coexistența fazelor [5].

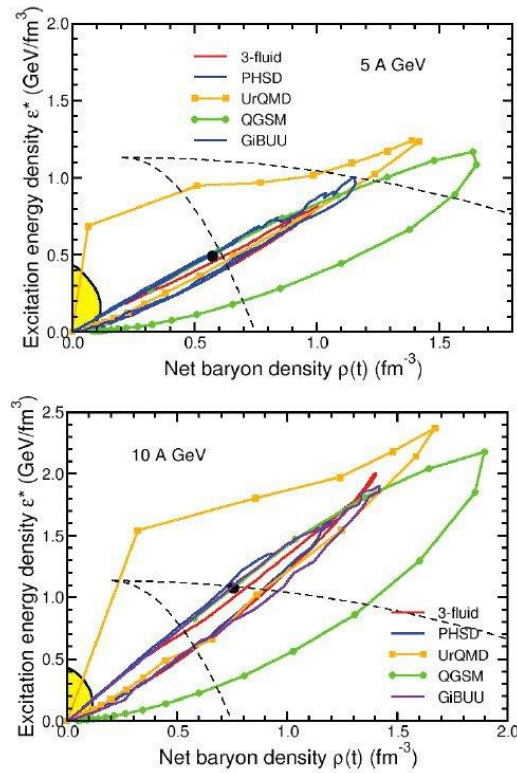


Figura 1.4: Comparație dintre rezultatele diferiților generatori (3-fluid, PHSD, UrQMD, QGSM, GiBUU), pentru 5 A GeV (jos) și 10 A GeV (sus), considerând dependența de densitatea de barioni [5]

Calcululele specifice ale acestor modele prezic o densitate în centrul regiunii participante („fireball”-ului) de 6 ori mai mare decât densitatea normală a materiei nucleare,  $\rho_0$ , în ciocniri Au-Au la 5 A GeV, în timp ce pentru același tip de ciocnire, dar la energia de 10 A GeV, se pot atinge valori în jur de 7-8 $\rho_0$ . În strânsă legătura cu condițiile care permit producerea unui număr mare de particule în „fireball”, datorită ecranării Debye, poate să aibă loc procesul de deconfinare în ciocnirile ionilor grei la energii relativiste și/sau să se producă un proces de refacere parțială a simetriei chirale,

iar local, eventual, să se rupă sacii de cuarci care sunt nucleonii. Calculele prevăd faptul că „fireball”-ul cu densitate mare petrece un timp relativ lung în regiunea de coexistență a fazelor la energii în jurul valorii de 5 A GeV. De aceea, este dificilă caracterizarea deplină a fazei mixte [5]. În capitolul al III-lea și în capitolul al IV-lea voi analiza câteva aspecte importante ale fazei mixte.

Descrierea stării Universului timpuriu, în care se consideră că a existat această formă a materiei nucleare, plasma de cuarci și gluoni, și, de asemenea, precum și a unor procese specifice de formare a hadronilor și de creare a nucleelor (hadronizare, respectiv, nucleosinteză), sunt probleme de mare interes științific, cu multe necunoscute, la descrierea și înțelegerea cărora studiile de Fizică nucleară relativistă pot ajuta în mod deosebit. De asemenea, problemele complexe legate de refacerea simetriei chirale ce păstrează, totuși, o fază confinată rămân subiecte de dezbatere teoretică și de confirmare experimentală. Măsurările de mare precizie ale multiplicității pentru specii de hadroni la SIS-100 pot fi decisive în elucidarea proprietăților termice ale regiunii participante la „îngheț” chimic și, prin urmare, a unei posibile tranziții de fază la densitate barionică netă mare [6].

## 1.2. Noțiuni generale de Cromodinamică cuantică

Interesul teoretic față de studiul ciocnirilor ioni grei la energii relativiste și ultrarelativiste își are originea în ipoteza conform căreia vom putea explora structura de vid a interacțiilor tari și în particular, fenomenul confinării cuarcilor. Câteva dintre aspectele de bază ale fenomenului de confinare-deconfinare sunt prezentate în cele ce urmează.

Toate particulele care interacționează tare sunt formate din cuarci și gluoni. Constanta efectivă de cuplaj, care descrie probabilitatea unei interacții dintre un cuarc și un gluon, este dată de ecuația:

$$\alpha(Q^2) = \frac{12\pi}{(33-2n_f)\ln(Q^2/\Lambda_{QCD}^2)}, \quad (2)$$

unde  $n_f$  este numărul de arome ale cuarcilor și  $Q^2$  este pătratul transferului de impuls.

Interacțiile tari au o scală energetică  $\Lambda_{QCD} \sim 200 MeV$  sau o scală de temperatură  $T_{QCD} \sim 10^{12} K$ . În teoria CDC/QCD avem o proprietate numită libertate asimptotică. Această caracteristică a materiei care interacționează tare o înțelegem prin faptul că cuplajul descrește logaritmice ( $\alpha_s(Q^2) \ll 1$ ), când distanța dintre cuarci scade (cuarci vor fi mai slab legați între ei), iar pentru distanțe mari constanta efectivă de cuplaj devine puternică - crește exponențial - pentru scala de energii  $\Lambda_{QCD}$  [7,1].

Variabila  $\Lambda_{QCD}$  reprezintă scala interacției tari și face diferența între lumea hadronilor confinați ( $Q^2 \sim \Lambda_{QCD}^2$ ) și cea a cuarcilor și gluonilor liberi  $Q^2 \gg \Lambda_{QCD}^2$ . Aici  $Q$  reprezintă transferul de impuls.

Cuarci  $q$  și gluonii  $g$  sunt încărcăți din punctul de vedere al „sarcinii de culoare”. Gluonul, care este cuanta de schimb a interacției tari la nivel subnuclear, este, totuși, purtător de sarcină de culoare. Deoarece mediază interacția între cuarci cu sarcini de culoare diferite, el are o combinație de

două sarcini de culoare, eventual, de sarcină de culoare și sarcină de anticuloare. De aceea, toate stările fizice asimptotice observabile pe care le pot produce sunt lipsite de sarcină de culoare (incolore). Potențialul de interacție dintre doi cuarci (a se vedea figura 1.5 b) poate fi descris astfel:

$$V(r) = \sigma r - \frac{4\alpha_s^2}{3r}, \quad (3)$$

unde  $\alpha_s$  este constanta de cuplaj tare,  $\sigma$  este tensiunea corzii („string”-ului) și este de ordinul  $\sigma \sim 1$  GeV/Fm, iar  $r$  este distanța dintre cei doi cuarci [9].

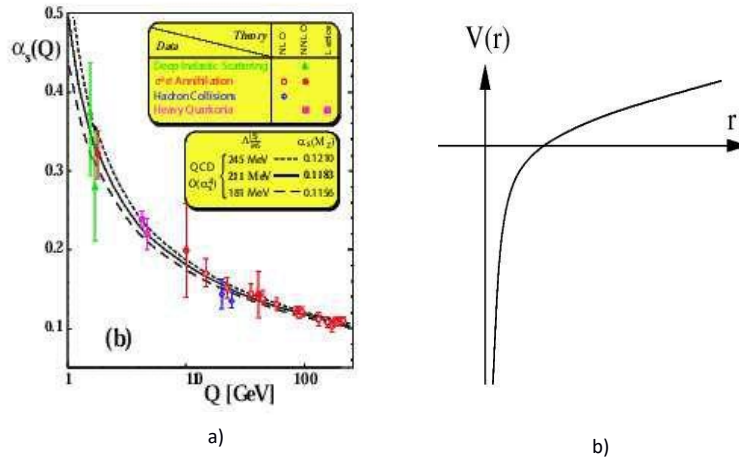


Figura 1.5: a). Dependența constantei de cuplaj a interacției tari în funcție de transferul de impuls. b) Potențialul de interacție dintre doi cuarci în funcție de distanța dintre cuarci [8]

Există trei sarcini de culoare diferite: roșu (red (r)), albastru (blue (b)) și verde (green (g)). Un cuarc poartă o sarcină de culoare, iar un anti-cuarc o sarcină de anticuloare, iar fiecare gluon are o sarcină care este o combinație dintre o sarcină de culoare și o sarcină anticuloare. Deoarece nu au fost observați cuarci individuali în natură, s-a postulat că numai singleții de culoare (stările „albe”) sunt stări observabile în natură.

Hadronii sunt particule alcătuite din cuarci (barionii din trei cuarci  $qqq$ , mezonii din perechi cuarc-anticuarc  $\bar{q}q$ ) care interacționează între ei prin schimb de gluoni, în mod analog schimbului de fotoni în Electrodinamică, prin care „se simt” între ele sarcinile electrice și interacționează. Dacă distanța dintre doi cuarci crește, interacțiile gluon-gluon cauzează concentrarea liniilor câmpului de culoare în tuburi de culoare, numite corzi („string”-uri). Pentru distanțe mari, cel de-al doilea termen din ecuația (2) este predominant și potențialul crește liniar cu distanța dintre cuarci. Când distanța devine suficient de mare, va fi suficientă energie potențială pentru a se crea o nouă pereche  $\bar{q}q$ . Producerea perechilor anticuarc-cuarc prin ruperea „string”-urilor se face cu respectarea strictă a combinațiilor posibile de culoare, fiecare sistem produs este nevoit să păstreze neutralitatea culorii. Este necesară mai puțină energie pentru a crea doi noi cuarci decât pentru a muta doi cuarci departe unul de altul. Obținem astfel două perechi de cuarci în locul uneia. Peste o anumită valoare critică  $T_c$ ,



energia potențială nu mai poate compensa această creștere cu distanța  $r$ . Energia perechii colorate va fi întotdeauna pozitivă și condensatul  $\bar{q}q$  dispare în vidul cuantic. În consecință, se consideră că simetria chirală va fi restaurată și masele efective ale cuarcilor vor scădea, de la masele lor dinamice,  $m_q$ , până la masele considerate „de repaus”, numite, uneori, și valori curente [9].

În cazul în care o simetrie este „ruptă”, teorema Goldstone demonstrează existența unei particule scalare fără masă, pionul. Masa finită a pionului este o consecință a maselor finite ale cuarcilor în ecuațiile de mișcare din cromodinamica cuantică. Pionii sunt (cvasi) bosonii Goldstone rezultați din ruperea simetriei chirale  $SU(2)_L \otimes SU(2)_R \rightarrow SU(2)_{R+L}$ . Această rupere a simetriei chirale este responsabilă de generarea masei dinamice care este de ordinul 300 MeV pentru cuarcii „up” și „down” și în jur de 450 MeV pentru cuarcii „strange” [9,7].

La o temperatură mai mică decât temperatura critică,  $T_c$ , are loc ruperea simetriei chirale și confinarea cuarcilor. Cuarcii obțin masă dinamică prin interacțiunea cu câmpul Higgs și devin mai grei. La o temperatură mai mare sau egală cu  $T_c$  se reface simetria chirală și, de asemenea, are loc o deconfinare a cuarcilor și gluonilor. Deoarece densitatea de energie și presiunea sunt proporționale cu numărul gradelor de libertate, se poate considera că o creștere foarte puternică a densității de energie într-un interval foarte îngust de temperatură este legată de eliberarea unui număr mare de gluoni care pot produce prin fuziunea lor, alte perechi cuarc-anticuarc, ceea ce face mai probabilă realizarea unui echilibru chimic între cuarci, anticuarci și gluoni în plasma QGP [9,7]. Simetria chirală este legată de helicitatea cuarcilor. Dacă vectorul spin este paralel cu vectorul impuls particula are helicitate dreapta, iar dacă cele două mărimi sunt antiparalele, particula are helicitate stânga [9].

Un aspect deosebit al teoriei CDC/QCD este faptul că masa dinamică a cuarcilor dispare peste temperatura critică. La  $T > T_c$ , în plasma de cuarci și gluoni, datorită faptului că  $\alpha_s \rightarrow 0$ , interacțiunile dintre cuarci sunt minime, iar masa nu mai este dată de masa dinamică, ci de valoarea zisă valoare curentă. Scade, astfel, pragul de producere al cuarcilor, iar o creștere a stranietății (a producerii particulelor cu stranietate) poate fi o probă pentru formarea plasmei de cuarci și gluoni. Deconfinarea hadronilor la temperaturi mai mari decât  $T_c$  în gluoni și cuarci produce o creștere rapidă a densității de energie în jurul zonei de deconfinare.

Vidul cuantic este starea fundamentală în CDC/QCD caracterizată prin existența unor fluctuații de energie numite „condensați ai vidului” care sunt perechi cuarc-anticuarc virtuali sau perechi gluon-antigluon ale căror energie medie în unitatea de volum este de ordinul a  $(235\text{MeV})^3$ , respectiv, a  $(500\text{MeV})^3$ . „Condensatul de cuarci” poate fi descris prin  $\langle \Psi\Psi \rangle = \langle \Psi_R \Psi_L + \Psi_L \Psi_R \rangle$ , dând densitatea de perechi  $q\bar{q}$  aflate în vidul CDC/QCD. El reprezintă expresia ruperii simetriei chirale [9].



Există o stare naturală a vidului,  $|V\rangle$ , caracterizată de „condensați de cuarci/anticuarci” și, de asemenea, de „condensați de gluoni/antigluoni”. Se presupune, că există o stare excitată, notată prin  $|P\rangle$ , denumită „vid perturbativ”, unde pot exista particulele cu sarcină de culoare („colorate”) ca entități individuale și, astfel, pot să se deplaseze într-un mod liber. În plasma de cuarci și gluoni este posibilă propagarea cvasiliberă a cuarcilor și a gluonilor. Descrierea interacțiilor hadronice la energii înalte, cu treceri spre materia deconfinată, este foarte variată, prin tot felul de semnificații fizice și astfel justifică studierea interacțiilor în cadrul Cromodinamicii cuantice (CDC/QCD), dar și pentru aflarea unor caracteristici ale materiei existente în Universul timpuriu. Datorită acestei teorii fundamentale, putem să descriem hadronii ca fiind asemănători unor saci, i.e. stări legate, asamblate, de cuarci. Cuarzii se pot mișca liber când sunt apropiați - la o distanță de circa 1 Fm - dar sunt foarte strâns legați atunci când distanța dintre ei se mărește. Această proprietate se numește libertate asimptotică. Ei trebuie să îi fie adăugată cea de confinare a culorii (sarcină de culoare totală nulă). Aceste proprietăți sunt incluse în modelul numit Modelul sacului de cuarci (MIT) extrem de folosit în calcule. Se presupune că vidul are o densitate de energie, B, constantă și proporțională cu  $T^4$  [10]. Această densitate de energie B, forțează cuarcii să rămână „captivi”/confinați într-o zonă spațială numită sac de cuarci. Această ipoteză poate fi descrisă matematic printr-o presupunere ideatică, în sensul ca energia unui hadron poate fi aproximată cu o sumă de doi termeni, un termen cinetic și un termen provenit din densitatea de energie a vidului. Parametrii numerici cei mai potriviți pentru a descrie starea hadronilor se obțin punând condiția ca energia particulelor să fie minimă, în acord cu dimensiunea foarte mică a sacului de cuarci, luând în considerare - conform principiului lui Heisenberg - că termenul de energie cinetică este invers proporțional cu raza sacului (constanta de proporționalitate este soluție a ecuației lui Dirac și are valoare  $C = 6,12$ ). Termenul datorat energiei vidului este direct proporțional cu volumul sacului de cuarci [11]. Se poate obține rezolvând ecuațiile de mai jos:

$$dE/dR = \left(\frac{d}{dR}\right)(C/R + BV) = 4\pi R^2 - C/R^2 = 0 \quad (4)$$

$$P = (\pi^2/30)T^4 \quad (5)$$

La temperaturi mari, unde  $T > T_c$ , putem considera un model de „gaz relativist” format din cuarci și gluoni. Pentru a obține cuarci liberi se adaugă termenului de densitate de energie cinetică, termenul B datorat energiei vidului. Acesta poate fi obținut din relațiile  $dE = -PdV$  și  $E = BV$ , cu B constantă. Se poate considera că are un rol de constantă cosmologică. De obicei, termenul B este asociat fazei confinate și nu fazei deconfinată discutate în subcapitol. Valoarea pozitivă, în acest caz, arată o semnificație fizică. Poate fi înțeleasă ca o manifestare a presiunii exercitate de către vidul cuantic, pentru a păstra cuarcii în interiorul volumului foarte mic, al sacului de cuarci, de exemplu, în care sunt confinați. În consecință se pot scrie relațiile de mai jos:

$$\epsilon = 37(\pi^2/30)T^4 + B \quad (6)$$

$$P = (37/3)(\pi^2/30)T^4 + B \quad (7)$$

Aici factorul de multiplicitate 37 este obținut ca suma totală a gradelor de libertate. Modalitatea de calcul va fi prezentată în cadrul discuției despre caracteristici și semnale ale plasmii de cuarci și gluoni.

Tranziția de fază are loc la temperatura  $T_c$ , temperatură la care cele două faze sunt în echilibru. Se poate scrie relația

$$B = \frac{1}{3}(37 - 3)(\pi^2/30)T_c^4 \quad (8)$$

a cărei soluție este:

$$T_c = 0.72B^{\frac{1}{4}} \quad (9)$$

Starea conductivă de culoare, topită,  $|P\rangle$ , constituie un domeniu spațio-temporal, local excitat, în care cuarcii și gluonii se pot deplasa cvasiliber. Putem spune că această stare ar avea proprietăți, oarecum, simple, aparent fără o structură. Ne interesează să aflăm dacă starea de „culoare topită” nu conține stări excitate cuarc-gluon de tip particulă cu interacții foarte specifice [12,11,9].

Confinarea cuarcilor nu a putut fi explicată ca fiind o urmare directă a interacției dintre cuarci, generată de sarcina de culoare, prin schimbul de gluoni. Pentru ca sarcina de culoare să se poată deplasa într-o regiune mai extinsă în spațiu, trebuie să se „topească” structura responsabilă de confinare. Pentru o tranziție de fază de ordin întâi, cele două faze diferă prin densitatea de energie, căldura latentă pe unitate de volum, valoare constantei B fiind dată de relația de mai jos [12]:

$$B \equiv \epsilon^{QGP}(T_{cr}, V_{cr}; b) - \epsilon^{HG}(T_{cr}, V_{cr}; b) \approx 0.5 GeV F m^{-3} \quad (10)$$

Proprietățile specifice de vid ale interacțiilor tari pot fi exploatate atunci când este atinsă experimental starea locală deconfinată, de plasmă de cuarci și gluoni. Studiul proprietăților fizice ale vidului hadronic este o provocare fundamentală. Care sunt adevărații parametri de ordine pentru o tranziție de ordinul întâi, în sensul unei înțelegeri mai adânci a forței tari? Tranziția confinare-deconfinare QCD nu are un parametru de ordine evident. Un exemplu de parametru de ordine potrivit - într-o teorie  $SU(N)$ , de tip Yang - Mills - este bucla Polyakov [13]:

$$L(x) = \frac{1}{N} \langle Tr P exp \left( ig \int_0^T A_0(\vec{x}, \tau) d\tau \right) \rangle \quad (11)$$

În expresia de mai sus,  $g$  este parametrul de cuplaj,  $T$  este temperatura,  $A_0$  este componenta temporală a potențialului de cuplaj  $SU(N)$ , iar  $P$  este simbolul de ordine al transformării. Bucla Polyakov este de obicei interpretată ca energia liberă a unui cuarc de test infinit de greu [13].

Vidul în QCD/QCD, descris prin  $|V\rangle$ , este bine structurat, așa cum s-a discutat anterior, în conexiune cu „condensații de cuarci” și „condensații de gluoni”. Suntem interesați să înțelegem și să determinăm celelalte proprietăți fizice ale sale. Apariția unui câmp de „condensați gluonici”, astfel

încât valoarea așteptată a pătratului câmpului gluonic, în vid, așa-numitul corelator de câmp, în starea de vid cuantic natural, este de o importanță specială pentru înțelegerea formei și valorii lui  $|V\rangle$ . Pentru câmpurile gluonice, unde s-a folosit convenția de sumare a lui Einstein, rezultă expresia [12]:

$$\frac{1}{2}F^2 \equiv \sum_a \frac{1}{2}F_{\mu\nu}^a F_a^{\mu\nu} = \sum_a \left[ \vec{B}_a^2 - \vec{E}_a^2 \right] \quad (12)$$

Valoarea obținută este în bun acord cu rezultatele obținute numeric prin folosirea metodei teoriei de etalonare pe rețea (lattice gauge theory):

$$\Delta F^2 \equiv \langle V \left| \frac{\alpha_s}{\pi} F^2 \right| V \rangle - \langle P \left| \frac{\alpha_s}{\pi} F^2 \right| P \rangle \simeq (2.3 \pm 0.3) \times 10^{-2} \text{GeV}^4 = [390 \pm 12 \text{MeV}]^4 \quad (13)$$

unde  $\alpha_s = g_s^2/4\pi$  este constanta de cuplaj pentru interacția tare [12].

### 1.3 Constanta Hubble

Se consideră că investigarea ciocnirilor nucleare la diferite energii și cunoașterea proprietăților statice și dinamice ale nucleelor sunt singurele moduri de studiere a etapelor de început ale proceselor complexe de hadronizare.

Cunoașterea proprietăților plasmei de cuarci și gluoni va permite obținerea de mai multe informații despre primele momente ale Universului, imediat după „Explozia primordială”, deoarece se consideră că în Universul timpuriu, înainte de formarea nucleelor și atomilor, a existat această stare a materiei de cuarci și gluoni deconfinați, la câteva  $\mu\text{s}$  după „Explozia primordială”.

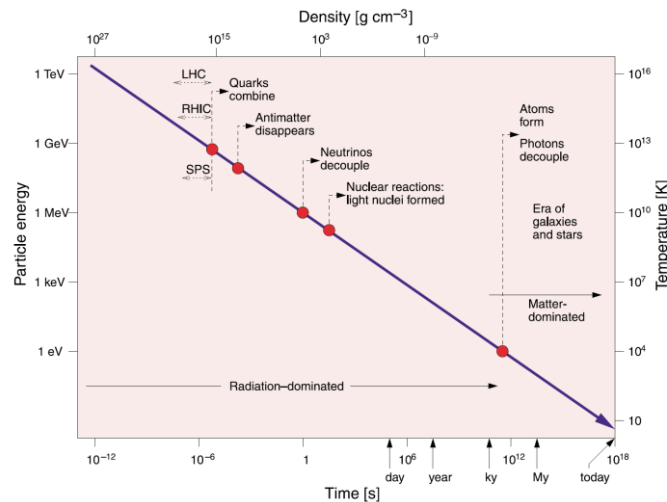


Figura 1.6: Etapele de evoluție în Univers, cu producerea de diferite particule specifice acestora [12]

Scenariile de evoluție al Universului după „Explozia primordială” sunt dezvoltate și verificate prin studierea ciocnirilor de ioni grei la energii ultrarelativiste și relativiste. Caracterizarea corectă și amplă a plasmei de cuarci și gluoni poate să deschidă o fereastră înspre Universul timpuriu și, totodată, să aibă un rol important în estimarea unei mărimi, numită „constanta Hubble microscopică”. Estimarea „constantei Hubble microscopice” poate să ajute comunitatea fizicienilor la realizarea unor conexiuni specifice cu teoriile cosmologice [14].

Teoriile cosmologice actuale indică o evoluție a Universului care implică o creștere continuă a dimensiunilor acestuia și răcirea lui continuă, numită și deplasarea spre roșu. În universul timpuriu, în perioada tranziției de fază de la plasma de cuarci și gluoni la hadroni, scala de timp a expansiunii era mult mai mare decât scala de timp pentru interacțiile tari,  $\sim 10^{-23}$  s. În cazul ciocnirilor nucleare, atracția gravitațională este neglijabilă, ceea ce conduce la expansiunea rapidă a sistemului, timpul de viață al „fireball”-ului fiind mic (de ordinul a câțiva Fm/c). Totuși, conexiunea dintre constanta Hubble corespunzătoare evoluției Universului și cea corespunzătoare evoluției „fireball”-ului în ciocnirile nucleare relativiste și ultrarelativiste se poate face prin înlocuirea constantelor caracteristice Cosmologiei cu cele caracteristice interacțiilor tari corespunzătoare materiei nucleare înalt excitate. Pentru cazul unui Univers omogen și izotrop, teoriile de câmp permit folosirea unei metrici spațio-temporale, numită metrica lui Friedmann – Robertson – Walker. Considerând sistemul natural de unități (unde  $c = 1$ ), se poate scrie relația [15,14]:

$$ds^2 = dt^2 - R^2(t) \cdot \left[ \frac{dr^2}{1-kr^2} - r^2(d\theta^2 + \sin^2 \theta \cdot d\phi^2) \right], \quad (14)$$

unde  $R(t)$  este o funcție de timp în Cosmologie care depinde de caracteristicile mediului investigat, dominant de materie sau dominant de radiație, dar și de posibila existență a energiei întunecate sau a unei perioade de accelerare exponențială inflaționistă a universului.  $R(t)$  este considerat factor de scală pentru distanțe în coordonatele sistemului în mișcare (propriu), iar  $k$  poate lua următoarele valori:  $+1, -1$  sau  $0$ . Ele corespund unui spațiu geometric închis, deschis și, respectiv, plat [16,14].

Folosind legea Stefan-Boltzmann,  $\epsilon(t) \sim T^4(t)$ , se poate afla constanta Hubble:

$$H = \left( \frac{8\pi G_N \epsilon}{3} \right)^{1/2} = \left( \frac{8\pi G_N \frac{\pi^2}{30} g_* T^4}{3} \right)^{1/2} = 1.66 \sqrt{g_* G_N} T^2, \quad (15)$$

unde  $g_*$  este numărul efectiv de grade de libertate,  $T$  este temperatura medie,  $G_N = \hbar c / m_{Pl}^2$  este constanta gravitațională, iar  $m_{Pl}$  masa Planck. Densitatea și temperatura scad o dată cu expansiunea Universului - în timpul perioadei de radiație - iar timpul de evoluție poate fi estimat cu următoarea ecuație:  $t = \frac{1}{2H}$ . Pentru  $g_* \sim 62$  s-a calculat o temperatură de 200 MeV la 7.7 microsecunde după „Big Bang”. Acesta este momentul în care au apărut hadronii în Univers. Când densitatea de energie s-a schimbat din radiație în materie, timpul de evoluție a devenit  $t = \frac{2}{3H}$  [17].

Din ecuația lui Einstein se poate deduce ecuația lui Friedmann:

$$H^2 = \left( \frac{\dot{R}}{R} \right)^2 = \frac{8\pi \cdot G_N \cdot \rho}{3} - \frac{k}{R^2} + \frac{\Lambda}{3} \quad (16)$$

Ecuația (16) este echivalentă cu ecuația de mai jos:

$$\frac{\ddot{R}}{R} = \frac{\Lambda}{3} - \frac{4\pi \cdot G_N}{3} (\rho + 3p), \quad (17)$$

unde  $\rho$  este densitatea totală de masă (energie),  $p$  este presiunea izotropă,  $G_N = 6,67 \cdot 10^{-11} \text{ m}^3\text{kg}^{-1}\text{s}^{-2}$  este constanta gravitațională a lui Newton, iar  $\Lambda$  este o constantă cosmologică ( $|\Lambda| < 3 \cdot 10^{-52} \text{ m}^{-2}$ ). Pentru a face o comparația cu evoluția regiunii participante obținută prin ciocnirile nucleare relativiste, se ia în calcul  $\Lambda = 0$

Parametrului de densitate actuală  $\Omega_0$  este calculat folosind ecuația (16):

$$\frac{k}{R_0^2} = H_0^2(\Omega_0 - 1), \Omega_0 = \frac{\rho_0}{\rho_c}, \quad (18)$$

unde  $\rho_c$  este densitatea critică a Universului și are valoarea [15,16]:

$$\rho_c = \frac{3H_0^2}{8\pi G_N} = 1.88 \cdot 10^{-29} \cdot h^2 \text{ gcm}^{-3} \quad (19)$$

În cadrul modelului standard, pentru grupuri de simetrie  $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ , se pot specifica gradele de libertate până la temperatura de ordinul 100 GeV [18].

Astfel, pentru calculul constantei Hubble avem relația:

$$H(t) = \sqrt{\frac{8\pi G_N \rho}{3c^2}} = \sqrt{\frac{8\pi^3 N(T)}{90} \frac{T^2}{M_P}} \sim 1.66 N(T)^{1/2} T^2 / M_P, \quad (20)$$

unde  $M_P = G^{-1/2}_N$  este masa Planck.

Timpul de expansiune se calculează astfel:

$$t_{\text{exp}} = \frac{1}{H(t)} = \sqrt{\frac{3c^2}{8\pi\rho G_N}} = \left( \frac{90}{32\pi^3 G_N N(T)} \right)^{1/2} T^{-2} \quad (21)$$

Scala timpului de expansiune este de ordinul  $10^{-22} \text{ s}$ , de 10 ori mai mare decât scala de timp a interacțiunilor tari. În capitolul al IV-lea al tezei mele voi prezenta câteva evaluări ale timpului de decuplare corespunzător „înghețului” („freeze-out”-ului) chimic și termic, dar și estimări ale constantei Hubble pentru aceste momente ale evoluției „fireball”-ului în funcție de energie.

Expansiunea Universului poate să fie studiată prin comportarea constantei lui Hubble,  $H$ , dată de legea lui Hubble de evoluție a Universului:  $v=H \cdot d$ , cu  $v$  viteza de expansiune ( $v \propto R$ ), iar  $d$  este distanța dintre obiecte [14]. Pentru estimarea parametrului de tip „constantă Hubble microscopică” se consideră timpul cosmologic sau timpul microscopic. O metodă folosită pentru calcularea „constantei Hubble microscopice” este și metoda numită  $H_p$ . Parametrul de tip Hubble a fost determinat din densitățile nucleare, cu luarea în considerare a constantei de interacție nucleară tare în locul celei gravitaționale. Astfel, se obține o valoare pentru „constantă Hubble microscopică”:

$$H_p [\text{s}^{-1}] = \sqrt{\frac{8 \cdot \pi \alpha_s}{3} \cdot \rho_m} = 10^{23} \cdot \sqrt{0.0998 \cdot \rho_m(t)} \quad (22)$$

Tabelul 1.1 [14] cuprinde valorile „constantei Hubble microscopice” pentru ciocniri centrale nucleu-nucleu, la 4,5 A GeV/c, pentru momentul inițial și momentul final, al încetării contactului dintre cele două tipuri de regiuni. Estimarea s-a făcut pe baza metodei  $H \sim v/d$ . Se constată scădere de aproape două ori a valorii „constantei Hubble microscopice” de la momentul inițial, al formării

„fireball”-ului, la momentul final, al încetării contactului dintre regiuni, pentru diferite ciocniri centrale: He-Cu, O-Ne, C-Cu, He-Pb, C-C [14].

$A_P - A_T$	$t_\pi$ ( $\mu\text{s}$ )	$H_i$ (v/d) ( $\cdot 10^{23} \text{ sec}^{-1}$ )	$H_f$ (v/d) ( $\cdot 10^{23} \text{ sec}^{-1}$ )
He - C	$62.948 \pm 4.63$	1.784	0.865 01
He - Cu	$54.912 \pm 5$	1.394	0.735 16
He - Pb	$41.616 \pm 2.49$	1.205	0.59958
C - C	$61.469 \pm 5.56$	1.648	0.741 96
C - Cu	$50.414 \pm 2.96$	1.149	0.413 56
O - Ne	$56.268 \pm 6.03$	1.429	0.709 79
O - Pb	$35.25 \pm 4.04$	0.939	0.470 79

Tabel 1.1. Valorile „constantei Hubble microscopice” pentru ciocniri centrale nucleu-nucleu la 4.5 A GeV/c, pentru momentul inițial și momentul final al încetării contactului dintre cele două tipuri de regiuni, folosind metoda  $H \sim v/d$  [14]

Multe rezultate pentru o plajă mare de energii de ciocniri nucleare relativiste au evidențiat faptul că valoarea raportului dintre constanta Hubble cosmologică și „constanta Hubble microscopică” este de ordinul rapoartelor dintre intensitățile interacțiilor implicate, cea gravitațională ( $\sim 10^{-39} - 10^{-40}$ ), respectiv, cea tare ( $\sim 1$ ) [14].

#### 1.4 Plasma de cuarci și gluoni

Pentru o temperatură de  $\sim 170$  MeV, se face aproximația că plasma conține doar cuarci „up” și „down” care au masă de repaus foarte mică. Folosind această aproximație și presupunând că se neglijează toate interacțiile dintre cuarci în interiorul plasmei putem obține ecuația de stare. Gradele de libertate pentru constituenți sunt:

$$\text{Gluoni: } N_g = 2(\text{spin}) \times 8(\text{culoare}) = 16 \quad (23)$$

$$\text{Cuarci: } N_q = 2(\text{spin}) \times 2(\text{aroma}) \times 3(\text{culoare}) = 12 \quad (24)$$

Densitatea de energie pentru fiecare grad de libertate se calculează separat pentru cuarci și pentru gluoni. Forma gluonică fără interacții care presupune un gaz ideal Bose relativist la temperatura T este:

$$E_g = \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} \frac{p}{(e^{\beta p} - 1)} = \frac{\pi^2 T^4}{30}, \quad (25)$$

unde  $\beta = 1/T$ . Pentru cuarci și anticuarci, se poate introduce un potențial chimic,  $\mu$ , deoarece, în general, există un surplus ușor de cuarci față de anticuarci în plasma de cuarci și gluoni. La temperatură zero, potențialul chimic  $\mu$  este dat de energia necesară pentru a adăuga un alt cuarc la

plasmă. Deoarece nu există anticuarci la  $T=0$ , energia necesară pentru a adăuga un anticuarc este zero. Acest lucru nu implică  $\mu = 0$ , deoarece un anticuarc în plus se poate anihila cu un cuarc și se eliberează energie, de ordinul lui  $\mu$ , presupunând că acești cuarci se află la suprafața mării Fermi. Potențialul chimic al anticuarcilor trebuie să fie ales  $-\mu$  [19,12].

Densitatea de energie pentru un cuarc și un anticuarc se poate scrie astfel:

$$E_q = \int \frac{d^3p}{(2\pi^3)} \frac{p}{[e^{\beta(p-\mu)}+1]} \quad (26)$$

$$E_{\bar{q}} = \int \frac{d^3p}{(2\pi^3)} \frac{p}{[e^{\beta(p+\mu)}+1]} \quad (27)$$

$$E_q + E_{\bar{q}} = \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} \left[ \frac{p}{[e^{\beta(p-\mu)}+1]} + \frac{p}{[e^{\beta(p+\mu)}+1]} \right] = \frac{7\pi^2}{120} T^4 + \frac{\mu^2}{4} T^2 + \frac{\mu^4}{8\pi^2} \quad (28)$$

Considerând că materia formată din cuarci și gluoni are număr barionic simetric, astfel încât  $\mu = 0$  și, multiplicând cu respectivele grade de libertate, densitatea de energie devine:

$$E = 16E_g + 12(E_q + E_{\bar{q}}) = \frac{37\pi^2}{30} T^4 = \left( \frac{T}{160\text{MeV}} \right) [\text{GeV}/Fm^3]. \quad (29)$$

În expresia de mai sus s-a folosit sistemul natural de unități ( $k_B = c = \hbar = 1$ ).  $T$  are dimensiune de energie, iar lungimea dimensiune de inversul energiei (energie<sup>-1</sup>). Densitatea de energie din interiorul unui nucleon este de patru ori constanta sacului de cuarci MIT,  $E_N = 4B \approx 300 - 500 \text{ MeV}/Fm^3$ , care împreună cu o temperatură de tranziție de  $\sim 150 \text{ MeV}$ , dau o densitate de energie a plasmei de cuarci și gluoni de  $\sim 1.5 \text{ GeV}/Fm^3$  [12,10].

Dar dacă  $\mu \neq 0$  putem folosi ecuația (25), iar  $\mu$  trebuie calculat astfel încât să cunoaștem legătura lui cu densitatea barionică,  $n_B$ . Această densitate este o treime din diferența dintre densitățile cuarcilor și anticuarcilor multiplicată cu numărul gradelor de libertate:

$$n_q = \int \frac{dp}{e^{\beta(p-\mu)}+1} \quad (30)$$

$$n_{\bar{q}} = \int \frac{dp}{e^{\beta(p+\mu)}+1} \quad (31)$$

$$n_q - n_{\bar{q}} = \frac{\mu}{6} T^2 + \frac{\mu^3}{6\pi^2} \quad (32)$$

$$\Rightarrow n_B = 4(n_q - n_{\bar{q}}) = \frac{2\mu}{3} T^2 + \frac{2\mu^3}{3\pi^2} \quad (33)$$

Densitatea barionică este  $n_B = \frac{4}{3} \frac{\partial E}{\partial \mu}$ , unde  $E = E_q + E_{\bar{q}}$ . Se poate calcula folosind ecuațiile (23) și (24). Presiunea și entropia plasmei sunt date de relațiile de mai jos:

$$p = \frac{1}{3} E \quad (34)$$

$$s = \frac{1}{3} \frac{\partial E}{\partial T} \quad (35)$$

Producerea de perechi de leptoni și fotoni, producerea de stranietate, scăderea producerii de particule  $J/\Psi$  (stări legate de charm/anticharm) sau atenuarea jeturilor sunt semnale importante de formare ale plasmei de cuarci și gluoni [20].

Fotonii și perechile de leptoni sunt particule care interacționează electromagnetic și slab fiind produse în cantitate mare în plasma de cuarci și gluoni, așa cum s-a menționat anterior. Pot fi detectate fără să fie semnificativ afectate de interacțiile tari din interiorul regiunii participante. Fotonii direcți și dileptonii care sunt creați într-o ciocnire nucleară relativistă, au drum liber mediu mare, deoarece nu interacționează tare, astfel încât pot ieși din „fireball” înainte să interacționeze. De aceea, pot oferi informații despre starea fierbinte și foarte densă din etapa de început a ciocnirii, etapă în care se consideră că s-a format plasma de cuarci și gluoni. Fotonii sunt produși în plasma de cuarci și gluoni prin mai multe procese. De exemplu, prin procese de împrăștiere gluon-foton, împrăștiere Compton- este cel mai accentuat proces pentru crearea fotonilor direcți. Alte procese importante prin care se obțin fotonii sunt:  $q(q^-)g \rightarrow q(q^-)\gamma$  și anihilare cuarc-anitcuarc,  $q\bar{q} \rightarrow g\gamma$ , sau prin radiație de frânare a cuarcilor, datorată sarcinii de culoare .

Distribuția fotonilor direcți a fost determinată prin procedee statistice, a fost comparată cu cantitatea de fotoni de fond prezisă de calculele dezintegrărilor hadronice. Se consideră că fotonii direcți formați în plasma de cuarci și gluoni pot oferi un semnal ce poate fi diferențiat de fondul hadronic. Selecția de fotoni care contribuie la fondul datorat proceselor hadronice de interacție, se datorează dezintegrărilor unor particule create în plasma de cuarci și gluoni, cum ar fi:  $\pi^0 \rightarrow 2\gamma, \eta \rightarrow 3\gamma, \eta \rightarrow 3\pi^0 \rightarrow 6\gamma$ . Contribuțiile acestora se pot identifica prin analizarea spectrelor de masă efectivă. [21,22]. Colaborarea WA98 din cadrul experimentului SPS-CERN a prezentat o analiză pentru observarea fotonilor direcți din ciocniri  $Pb + Pb$  [21].

Fotonii pot furniza, de asemenea, informații dacă plasma de cuarci și gluoni este în echilibru termodinamic. Sursa dominantă de fotoni din gazul hadronic este dată reacția:  $\pi^+\rho \rightarrow \gamma\pi^+$  sau de anihilarea pionilor:  $\pi^+\pi^- \rightarrow \gamma\rho$ . Deoarece faza hadronică apare la o temperatură mai scăzută decât faza de plasmă de cuarci și gluoni, putem să căutăm un exces de fotoni într-un interval de impuls mare [21]. Se poate analiza dezintegrarea rezonanței mezonice  $\rho$  în dileptoni și se speră să fie posibilă măsurarea modificării masei mezonului  $\rho$  în mediul nuclear. Perechile de leptoni provenite din sursele hadronice, în intervalul de masă invariantă 0.5-1 GeV/c<sup>2</sup>, pot oferi semnale importante pentru materia hadronică densă formată în ciocniri nucleare relativiste și ultrarelativiste. Observarea unei scăderi a maselor mezonilor vectoriali poate fi un semnal pentru realizarea unei tranziții de fază de restaurare a simetriei chirale. În toate fazele de evoluție a ciocnirii se emit fotoni virtuali care se desprind de regiunea de ciocnire și se materializează ca perechi de miuoni sau electroni și pozitroni. Canalele de dezintegrări leptonice oferă posibilitatea investigării interiorului „fireball”-ului și sunt probe eficiente



pentru evidențierea curenților hadronici care se stabilesc între sistemele care interacționează tare, în stări ale materiei nucleare foarte dense și înalt excitată. Panta distribuției masei invariante a leptonilor reflectă în mod direct temperatura medie a „fireball”-ului și poate indica instalarea deconfinării și localizarea punctului critic [22, 23, 24].

În programul de cercetare care se derulează în cadrul Colaborării CBM de la FAIR-GSI se va căuta măsurarea de cât mai mare precizie a distribuției masei invariante pentru perechi de dileptoni, în ciocniri nucleu-nucleu, la diferite energii ale fasciculului. Rezultate de interes pentru dezintegrări ale unor particule cu „charm” care se vor putea obține la energiile de la FAIR-GSI vor fi comparate cu rezultatele obținute în diferite ciocniri nucleu-nucleu la energiile de la SPS-CERN, RHIC-BNL și LHC-CERN. Sunt așteptate contribuția din procese de tip Drell-Yang în ciocniri nucleare la energii ale fasciculului de până la 20 A GeV [25,5].

Se prevede că particulele care conțin cuarci cu „charm” sunt create chiar în prima etapă a reacției și, astfel, să ofere posibilitatea identificării gradelor de libertate pe întreaga „istorie” a ciocnirii [26]. Având în vedere posibilele interacții cu mediul, cuarcii și anticuarcii cu „charm” hadronizează în mezoni D sau/și în barioni cu „charm”. Observarea suprimării „charmonium”-ului, datorită ecranării de culoare a potențialul de cuplaj al cuarcilor grei în faza deconfinată, a fost primul semnal prezis al formării plasmei de cuarci și gluoni. Suprimarea „charmonium”-ului a fost prima dată observată în ciocniri Pb+Au la 158 A GeV, la SPS-CERN, și apoi a fost regăsită în experimentele de la RHIC-BNL și LHC-CERN.

Odată cu începerea experimentelor în cadrul Colaborării CBM de la FAIR-GSI va fi studiată, pentru prima dată, producerea de particule cu „charm” la energii ale fasciculului aproape de energia de prag de producere. În acest caz, timpul de formare al „charmonium”-ului este foarte scurt în comparație cu timpul de viață al sistemului [14,9,5].

Ciocnirile nucleare relativiste și ultrarelativiste oferă posibilitatea de a observa și investiga diferite stări ale materiei nucleare la energii înalte, în condiții de laborator. Studiarea dinamicii ciocnirii nucleare ale ionilor grei relativiști este realizată în cadrul unor experimente cum este cel din cadrul Colaborării CBM de la FAIR-GSI.

## Bibliografie pentru capitolul I

- [1]. Oana Ristea – Note de curs, Fizică nucleară relativistă (2020), Kolb EW, Turner MS. The Early Universe. Redwood City, CA: Addison-Wesley (1990), Coles P, Lucchin F. Cosmology. Chichester, UK: Wiley (1995), Mukhanov V. Physical Foundations of Cosmology. Cambridge, UK: Cambridge Univ. Press (2005), Denis Perret-Gallix, January 2013 - Journal of Physics Conference Series 454(1) DOI: 10.1088/1742-6596/454/1/012051, U. Heinz, arXiv:hep-ph/9902424v3 5 Mar 1999, **N. G. Tuțuraș**, A.Jipa, T. Eșanu, A.Jinaru, M.Călin - Antiparticle to particle ratios at CBM energies in Au-Au collisions - CBM Progress Report 2016, pages 193-194; IV Grossu, ..., ..., **N.G. Tuțuraș**, ... - CMBE v05—Implementation of a toy-model for chaos analysis of relativistic nuclear collisions at the present BNL energies - Computer Physics Communications 185(11) (2014)3059-3061
- [2].Steigman G. astro-ph/0511534; Olive KA, Steigman G, Walker TP. Phys. Rep.333:389 (2000)
- [3]. F. Becattini et al. - Phys. Rev. Lett. 111, 082302 (2013), J. Stachel et al. - J. Phys.: Conf. Ser. 509, 012019 (2014).
- [4]. U. Heinz, Nuclear Physics A Volume 661, Issues 1–4, 27 December 1999, Pages 140-149
- [5]. I.C. Arsene et al., Phys. Rev. C 75, 034902 (2007). B. Friman et al. (Editors), The CBM Physics Book, Lect.Notes Phys. Vol. 814 (Springer, 2011),17. V.D. Toneev et al., Eur. Phys. J. C 32, 399 (2003), T. Ablyazimov, ... **N.G. Tuțuraș**, ... M. Zyzak Eur. Phys. J. A (2017) **53**: 60 DOI 10.1140/epja/i2017-12248-y
- [6]. K. Fukushima, Phys. Lett. B 695 (2011) 387
- [7]. Donoghue JF, et al. Dynamics of the Standard Model. Cambridge, UK: Cambridge Univ. Press (1992)A. Benvenuti et al. , Phys. Lett. B223, 490 (1989)
- [8]. S. Bethke , hep-ex/0211012
- [9]. B. Friman et al. (Editors), The CBM Physics Book, Lect.Notes Phys. Vol. 814 (Springer, 2011). pag. 47-90, Daniel Naegels - arXiv:2110.14504v1 [hep-th] 27 Oct 2021
- [10]. Shuryak EV. The QCD Vacuum, Hadrons and Superdense Matter, Vol. 71. Singapore: World Sci. (2004)
- [11]. H.Reeves – Phys.Rep.201(1991)335
- [12]. Jean Letessier, Johann Rafelski, - Hadrons and Quark–Gluon Plasma, Cambridge Press, 2002, pag 258-267

- [13]. Dumitru A, Pisarski RD. Phys. Rev. D66:096003 (2002); Dumitru A, Pisarski RD. Nucl. Phys. Proc. Suppl. 106:48(2002); Dumitru A, Pisarski RD. Phys.Lett. B 504:282 (2001), Yang, C. N.; Mills, R. (1954). Physical Review 96 (1)
- [14]. Al.Jipa - BRAHMS Collaboration Meeting, University of Copenhagen, “Niels Bohr” Institute, Denmark, 3-5 May 2006, Al.Jipa for the BRAHMS Collaboration – Sesiunea Anuală de Comunicări Științifice a Universității din București – 26 mai 2006 – lecție invitată, Al.Jipa for the Relativistic Nuclear Physics Group - Conferința Națională de Fizică, 13-18.IX.2005, București-Măgurele – prezentare orală
- [15]. U. Heinz, Primordial hadrosynthesis in the Little Bang, 1999, M. Chonjnacki, W. Florkowski, T. Csorgo, On the formation of Hubble flow in Little Bangs, 2004.
- [16]. C. Grupen, Astroparticle Physics, (Springer Verlag, 2005); K.A. Olive, arXiv:hep/ph/1005.3955
- [17]. C. Ristea, ..., **N. G. Țuțuraș**, ... et. al. Romanian Reports in Physics, Vol. 68, No. 3, P. 1060–1068, 2016
- [18]. C. Ristea, A. Jipa, I. Lazanu, O. Ristea, C. Besliu, V. Baban, T. Esanu, V. Covlea, From Little Bangs to Big Bang, Romanian Report in Physics, iulie 2012.
- [19]. Ramona Vogt - "Ultrarelativistic Heavy-Ion Collisions", ed Elsevier 2007, Amsterdam
- [20]. W. Cassing, E. Bratkovskaya, A. Sibirtsev, Nucl. Phys. A691, 753 (2001).
- [21]. Alam J-e, et al. Ann. Phys. 286:159 (2001); Alam J-e, et al. Ann. Phys.47:4171 (1993); Baier R, et al. Z. Phys.C 53:433 (1992); McLerran LD, Toimela T. Phys. Rev. D 31:545 (1985); Aurenche P, et al. Phys. Rev. D 58:085003 (1998), Aggarwal MM, et al. (WA98 Collab.) Phys. Rev. Lett. 85:3595 (2000), M.M. Aggarwa et al - arXiv:nucl-ex/0607018 v1 16 Jul 2006
- [22]. C. Gale, J.I. Kapusta, Nucl. Phys. B 357, 65 (1991), Kapusta JI, et al. Phys. Rev. D 44:2774 (1991); Aurenche P, et al. Phys. Rev. D 58:085003 (1998)
- [23]. R. Rapp, H. van Hees, Phys. Lett. B 753, 586 (2016)
- [24].B. Tomasik, E.E. Kolomeitsev, Eur. Phys. J. A 52, 251 (2016)
- A. Andronic, P. Braun-Munzinger, J. Stachel, Nucl. Phys. A 834, 237c (2010)
- [25]. P. Braun-Munzinger, J. Stachel, C. Wetterich, Phys. Lett. B 596, 61 (2004), P.P. Bhaduri *et al.*, Phys. Rev. C **89**, 044912 (2014).
- [26]. R. Averbek, Prog. Part. Nucl. Phys. 70, 159 (2013)

## Capitolul II – Experimentul CBM

### Cuprins capitolul II

- 2.1 Programul de cercetare a materiei nucleare și subnucleare dense la FAIR
- 2.2 Proprietățile materiei care interacționează tare
- 2.3 Mecanisme de producere a particulelor cu „charm” („farmec”) și propagarea în materia nucleară la energiile de prag
- 2.4 Aranjament experimental CBM
- 2.5 Metode de măsurare a hiperonilor, hipernucleelor, dibarionilor cu stranietate („strange”), dielectronilor și a mezonilor D

### 2.1 Programul de cercetare a materiei nucleare și subnucleare dense la FAIR

FAIR (*F*acility for *A*ntiproton and *I*on *R*esearch) este un sistem de acceleratori aflat în prezent în construcție la GSI Darmstadt, Germania, și va permite studiul ciocnirilor nucleare la rate de interacție foarte mari. În varianta de început - MSV (*M*odularized *S*tart *V*ersion) – va conține inelul SIS100 (vezi Figura 2.1) [1] și va furniza fascicule de ioni grei (aur, argint, nichel) cu energii de până la 11 A GeV ( $\sqrt{s_{NN}} = 4,9$ ), respectiv 15 A GeV, pentru nuclee simetrice ( $N = Z$ ), precum și protoni de până la 30 GeV. În vederea atingerii unor energii mai mari, este nevoie de un accelerator secundar, numit SIS300 (vezi Figura 2.1). Unele caracteristici de interes ale unor experimente importante, în construcție sau rezultate prin extinderea unor facilități sunt prezentate în Figura 2.2 [2].

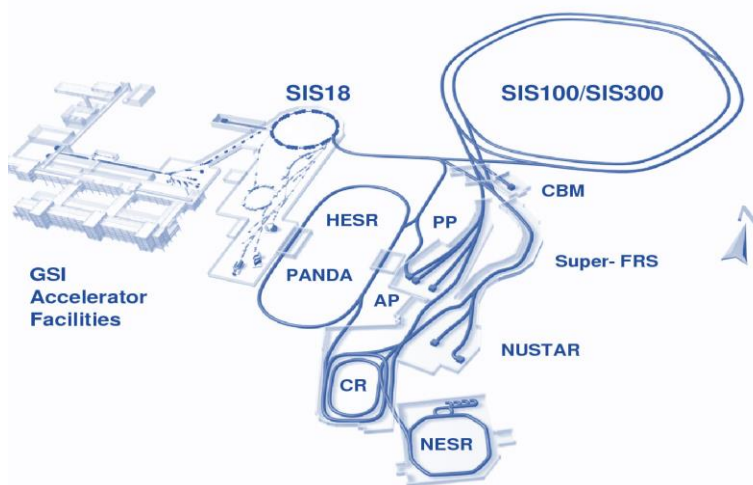


Figura 2.1. Ansamblul de acceleratori de la FAIR, GSI Darmstadt, Germania [1]

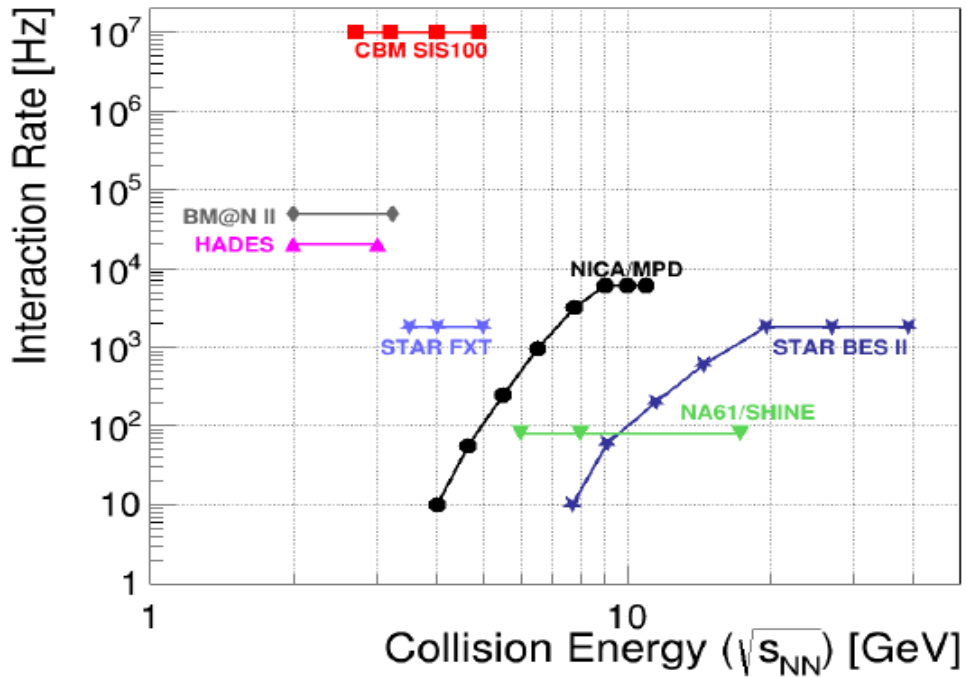


Figura 2.2: Ratele de interacție atinse de către experimentele de ioni grei deja existente sau în construcție, în funcție de energia în sistemul centrului de masă. „STAR FXT” este un experiment cu țintă fixă la RICH-BNL [2]

Experimentele de rate mari sunt, de asemenea, propuse la JPARC Tsukuba, Japonia, și SPS-CERN, dar acestea sunt, încă, în stadiu conceptual [2].

Programul de cercetare a materiei nucleare și subnucleare dense de la FAIR va fi realizat de către experimentele CBM și HADES.

Sistemul de detectori HADES, cu acceptanță mare în unghi polar, cu valori între 18-85 grade, a fost gândit pentru a face măsurări cu fascicule de protoni și ioni grei, cu multiplicități moderate ale particulelor, de exemplu, prin ciocniri Ni-Ni sau Ag-Ag, la energiile SIS 100 [1]. Perechile de electroni și hadroni provenite din dezintegrările unor particule, inclusiv hiperoni multi-stranii sunt reconstruite cu sistemul de detectori HADES. Se vor putea realiza experimente pe un domeniu larg de energii de la 2 A GeV la 45 A GeV și pentru diferite combinații de nucleu incident-nucleu țintă, folosind același sistem de detectori.

Programul științific al experimentului CBM (*Compressed Baryonic Matter*) este axat pe investigarea semnalelor care provin din etapele timpurii ale ciocnirii în care materia este foarte densă și înalt excitată. Din rezultatele experimentelor de ciocniri de ioni grei relativști de până acum și din sinteza analizelor unor modele teoretice s-a constatat că particulele care conțin cuarci cu „farmec” („charm”) se produc în etape foarte timpurii ale ciocnirii și, astfel, oferă posibilitatea de a investiga gradele de libertate

pe întreaga durată a ciocnirii [2]. Diferitele interacții ale cuarcilor cu „charm” („farmec”) și anti-„charm” cu mediul determina hadronizări în mezoni D, barioni cu „charm,,. Toate particulele de acest tip sunt cunoscute sub numele global de „charmonium” (lb. engleză).

Experimentul CBM este un experiment cu țintă fixă, construit astfel încât să lucreze la rate de interacție foarte ridicate, de până la 10 MHz, pentru observabilele selectate (de exemplu, dezintegrarea lui  $J/\Psi$ , la 1-5 MHz, pentru hiperoni multi-stranii și dileptoni, la 100 kHz) [3].  $J/\Psi$  este o stare legată  $c\bar{c}$  (anticuarc-cuarc), care se poate dezintegra și prin emisia unei perechi  $\mu^+ \mu^-$  care ar putea ieși din regiunea participantă fără împrăștiere pe alte particule (fără să interacționeze cu mediul) [3]. Potențialul de cuplaj al cuarcilor grei se diminuează datorită ecranării Debye a sarcinilor de culoare în plasma de cuarci și gluoni, având ca rezultat ruperea stărilor legate de charmonium [4]. Supresia particulelor  $J/\Psi$  în plasma de cuarci și gluoni apare datorită faptului că perechea  $c\bar{c}$  formată prin fuziunea a doi gluoni nu se poate lega suficient de bine în interiorul plasmei. Acest argument sugerează că suprimarea charmonium-ului ar putea oferi o dovadă pentru existența QGP; în lucrarea [5] este analizată suprimarea/supresia numărului de particule  $c\bar{c}$ . O suprimare normală a charmonium-ului este așteptată pe principiul că odată formată, starea legată  $c\bar{c}$  interacționează cu alți nucleoni din materia nucleară înalt excitată. Suprimarea/supresia poate rezulta, de exemplu, din împrăștierea pe gluoni „duri” din plasmă, astfel producându-se dezintegrarea stărilor legate de „anticharm-charm”. Această suprimare prevăzută este studiată în ciocniri proton-nucleu și extrapolată la ciocniri nucleu-nucleu (a se vedea figura 2.5).

În domeniul de energii pentru SIS 100 este așteptată producerea și investigarea materiei care interacționează tare, la densități care se presupun că ar exista în miezul stelelor neutronice. Pentru ciocnirile de ioni grei la energiile specifice SIS 100, calculele modelelor prezic crearea materiei QCD/CDC, la valori extreme de densitate, similare densităților caracteristice stelelor neutronice. Aceste calcule sugerează ideea dezvoltării unei faze mixte de hadroni și cuarci/gluoni. Un exemplu în acest sens sunt calculele bazate pe modelul Nambu - Jona-Lasinio (NJL). Acesta este un model nelocal cu 3 arome și se poate aplica pentru medii cu densități de ordinul  $5\rho_0$  și mai mari. De exemplu, o tranziție înspre materie de cuarci și gluoni se presupune a se realiza la valori mai mari de  $8\rho_0$  [6]. Modelul NJL este bazat pe grupuri de simetrie SU(3). Creșterea producerii de particule sub energia de prag, în cazul ciocnirilor nucleon-nucleon, este analizată în modelul NJL în strânsă legătură cu procesul formării de rezonanțe, responsabile de apariția unor tipuri de tranziție specifice. De asemenea, se introduce ipoteza încălcării aproximației impulsului extinsă în ciocniri nucleare relativiste și este analizat fenomenul modificării maselor de repaus ale particulelor produse la densitatea materiei nou formată în regiunea participantă. Pentru mai multe detalii legate de modelul NJL, pot fi consultate referințele [6,7].

La Experimentul CBM avem oportunitatea explorării diagramei de fază a materiei nucleare și subnucleare în regiuni cu densități barionice ridicate, ceea ce permite studiul ecuației de stare a materiei nucleare, căutarea unor noi tranziții de fază, precum și restaurarea simetriei chirale [8].

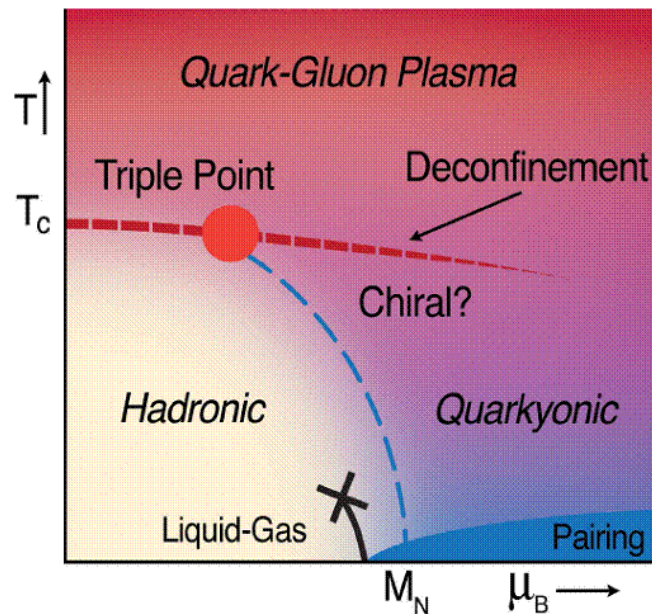


Figura 2.3: Diagramă de fază QCD [8]

Este de așteptat, pentru diagrama de fază a materie, în cadrul QCD, (Figura 2.3) o structură foarte variată de faze, care să creeze noi condiții de caracterizare a zonei din apropierea punctul critic sau să ne ofere indicii despre posibilele tranziții de fază de ordinul întâi dintre materie hadronică și cea partonică. Astfel încercăm să facem un pas major înspre înțelegerea proprietăților materiei nucleare și a principiilor care stau la baza nașterii și a evoluției Universului nostru [8].

## 2.2. Proprietățile materiei care interacționează tare

Putem spune că proprietățile materiei care interacționează tare la densități barionice înalte au încă multe enigme. Datorită complexității stărilor finale în reacțiile ionilor grei relativști și ultrarelativști, extragerea informației semnificative necesită măsurări experimentale sistematice precum: funcțiile de excitare, dependențele de dimensiunile sistemului, secțiunile diferențiale simple sau duble și alte tipuri de distribuții pentru particulele identificate. În Figura 2.3 sunt ilustrate fazele posibile ale materiei nucleare și limitele lor într-o diagramă de fază de tip temperatură și potențial chimic barionic [8]. Măsurări de mare precizie ale funcțiilor de excitare și a ratelor de producere ale hiperonilor cu stranie simplă sau multiplă în ciocniri Au-Au, la energiile SIS 100, vor permite studiul gradelor de



libertate ale „fireball”-ului și, prin urmare, vor deschide posibilități de găsire a semnalului/semnalelor pentru declanșarea deconfinării la densități barionice nete ridicate.

Materia nucleară normală este alcătuită doar din protoni, neutroni și pioni virtuali. La temperaturi și densități moderate, suficiente ca pioni să devină reali, nucleonii sunt excitați în stări cu timpi de viață scurtă (rezonanțe barionice). Diferitele tipuri de rezonanțe barionice, în special cele cu moduri de dezintegrări pionice pot să apară la densități sub  $3\rho_0$ . La densități mai mari pot să apară o nouă fază, numită gaz hadronic sau plasmă hadronică. La temperaturi mai mari sunt create și perechi barion-antibarion. Acest amestec de barioni, anitbarioni și mezoni (toate particule care interacționează tare) este în general denumită materie hadronică sau materie barionică [7,9]

Pentru densități barionice suficiente, există posibilitatea ca numărul de particule și antiparticule să fie aproximativ egale, iar teoria prezice că hadronii se dizolvă în cuarci și gluoni, la o temperatură de aproximativ 160-170 MeV [9]. Procesul invers a avut loc în Universul timpuriu. După câteva microsecunde după „Big Bang” („Explozia primordială”), odată cu apariția constituenților fundamentali ai interacției tari, cuarcii și gluonii au început să se confineze în hadroni. În această regiune a diagramei de fază, tranziția ar trebui să fie o trecere „lină”, de străbateră a regiunii de separare de la materia partonică la cea hadronică sau de alt tip. Tranziția de fază de la plasma de cuarci și gluoni la gazul hadronic, prezisă de calculele bazate pe Cromodinamica cuantică (CDC/QCD), pare să fie de tip „străbateră a regiunii de separare dintre faze” („crossover”). Această tranziție este caracterizată printr-o trecere peste curba care delimitează fazele și este presupusă ca fiind o tranziție de fază de ordinul al II-lea - fără o granița de echilibru între faze - în ipoteza unui potențial chimic nul. Mai multe modele sugerează existența unui punct critic, la potențial chimic barionic mare, atunci când se trece de la confinare la deconfinare. După acest punct critic, pentru valori mai mari ale densității barionice, este așteptată o tranziție de fază de la materie hadronică la materie partonică, cu o regiune de coexistență între cele două faze. În capitolul dedicat rezultatelor, dar și în capitolul al treilea al acestei teze de doctorat, discut o serie de semnale de fază mixtă pentru ciocniri de ioni grei la energiile SIS 100 și SIS 300.

În Figura 2.4 [9] sunt prezentate rezultate ale unor simulări pentru trei momente corespunzătoare unor diferite stadii de evoluție a „fireball”-ului („sferei de foc”). Calculele au fost efectuate cu codul UrQMD și arată timpul de emisie pentru unele particule și posibile dezintegrări pentru câteva specii de particule. Mezonii D și particula  $J/\psi$  pot servi drept probe pentru caracterizarea regiunii fierbinți și dense („fireball”-ului) și a gradelor sale de libertate. Mezonii vectoriali  $\omega$ ,  $\rho$  și  $\phi$  sunt produși continuu prin anihilarea  $\pi^+\pi^-$  pe durata evoluției „fireball”-ului și se dezintegrează într-o pereche de leptoni [9]. Așadar, canalele de dezintegrări leptonice oferă posibilitatea scrutării „fireball”-ului și „probarea” curenților hadronici care se pot stabili între sistemele de particule care interacționează tare. Leptonii nu



sunt afectați de interacțiuni în starea finală, dezintegrarea dileptonică oferind posibilitatea de a obține informații despre starea inițială a „fireball”-ului

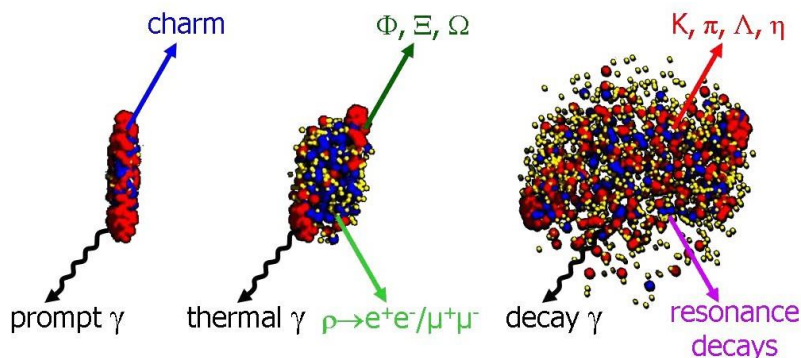


Figura 2.4: Momente de evoluție a unei ciocniri de ioni grei simulate cu ajutorul codului de transport UrQMD [9]

Mezonul  $\rho$  se poate dezintegra în perechi de dileptoni,  $e^+e^-$  sau  $\mu^+\mu^-$ , care pot ieși din „fireball” fără să interacționeze. Aceste perechi -  $e^+e^-$  sau  $\mu^+\mu^-$  - pot da indicii despre caracteristicile stărilor inițiale ale mediului hadronic. Pentru mezonul vectorial  $\rho$  timpul de viață este  $\sim 1 \text{ fm}/c$  [10]. De aceea, odată produs în plasma hadronică (gazul hadronic), se dezintegrează, iar dileptonii produși poartă informații despre acest timp din evoluția „fireball”-ului, înainte de decuplarea hadronilor.

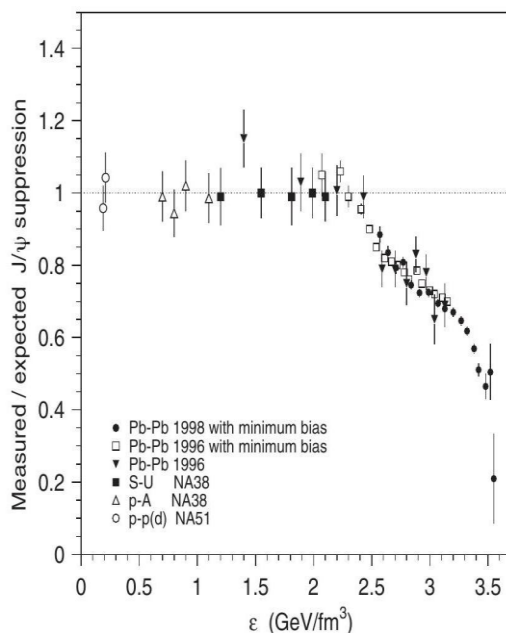


Figura 2.5: Supresia anomală a producției  $J/\psi$  în funcție de diferitele densități de energie [11]

Trebuie menționat faptul că, alături de mezonul  $\rho$ , ca probă promițătoare pentru caracterizarea materiei nucleare fierbinți și dense, sunt și alte tipuri de mezoni, cum ar fi mezonul  $\phi$ . În capitolul al IV-lea al tezei prezint o estimare făcută în cadrul colaborării CBM, și anume: funcția de excitare și temperatura regiunii participante („fireball”-ului) extrasă din distribuții de masă a dileptonilor. Prin aceste estimări, care vor fi comparate cu rezultatele experimentale, se dorește definirea unor posibile metode de susținere prin experiment a unor modele sau aspecte fenomenologice legate de găsirea punctului critic în ecuația de stare pentru densități barionice mari.

Predicții și rezultate de interes sunt pentru particula  $J/\Psi$ , la diferite energii. Se poate dezintegra prin canale dileptonice ( $e^+e^-$ , respectiv,  $\mu^+ \mu^-$ ). În figura 2.5 sunt prezentate rezultate care au fost considerate primele semnale ale formării plasmei de cuarci și gluoni. Cuarzii circulă liber prin plasmă, iar când are loc procesul de hadronizare, cuarcii cu „farmec”/„charm” se leagă mai probabil de cuarci ușori, formând mezonii cu „charm”, cum sunt mezonii  $D$  și  $\bar{D}$ , în dauna particulelor  $J/\Psi$ . Se observă o supresie în producerea particulelor  $J/\Psi$ , măsurată prin canalul de dezintegrare:  $J/\Psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$  atunci când mărimea sistemului și energia cresc. Când sistemul trece de la ciocniri  $p+A$  la ciocniri  $S+U$ , producția de  $J/\Psi$  respectă „caracteristica” absorbției nucleare, iar datele obținute de Colaborarea NA50 oferă posibile dovezi pentru deconfinarea cuarcilor și a gluonilor în ciocniri [11].

La AGS Brookhaven nu au existat condițiile necesare pentru măsurări ale probelor de perechi de leptoni, de particule purtătoare de cuarci cu „charm”. În experimentele desfășurate la AGS s-a investigat producerea unor alte tipuri de particule, cum ar fi kaonii și particulele  $\Lambda$ , ambele particule cu stranie, precum și curgerea protonilor, dar și corelațiile particulelor de diferite tipuri. Experimentele de la AGS au fost focalizate pe măsurători dedicate hadronilor care au parte de interacții tari în stările finale și mai puțin pe observabile din stadiile timpurii ale formării materiei nucleare înalt excitată și densă. Energiile de ciocnire au fost între 10 A GeV și 15 A GeV. S-au considerat ciocniri Au-Au, p-Au și p-p. În câteva experimente s-a studiat și producerea de hiperoni multi-stranii, de exemplu, hiperoni  $\Xi^-$ . Experimentele desfășurate ulterior la RHIC, în aceleași tipuri de ciocniri au indicat prezența acestora [12].

În cadrul experimentului CBM de la FAIR-GSI se vor detecta diferitele tipuri de particule produse la unghiuri polare de emisie cuprinse între  $2,5^0$  și  $25,0^0$ , ceea ce va permite obținerea unor rapidități din zona mediană și înainte pentru ciocniri simetrice. O caracteristică specifică experimentelor care se vor derula la FAIR-GSI, cu deosebire în Experimentul CBM, este rata foarte mare de interacție, peste 1 MHz, fiind o combinație între un fascicul de intensitate mare și un sistem de detectori care lucrează la rate mari. Se consideră că, în aceste condiții, se pot obține procese și fenomene noi care să permită stabilirea ecuației de stare la densități foarte mari. Unul din obiectivele principale este cel de identificare a punctul critic al tranziției de fază de la materia confinată la cea deconfinată.

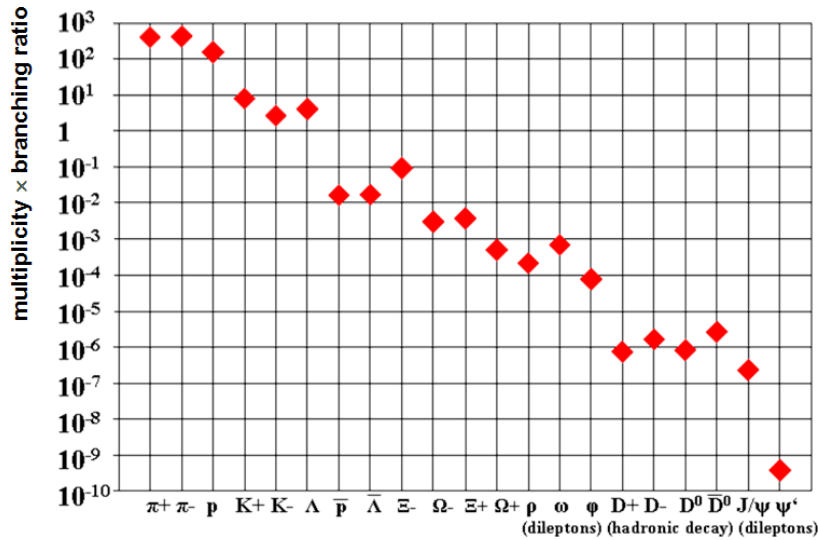


Figura 2.6: Multiplicități de particule corespunzătoare diferitelor canale de dezintegrare [13]

În figura 2.6 sunt prezentate calculele efectuate pentru ciocniri centrale Au-Au la 25 A GeV, folosind modelul HSD (a se vedea capitolul întâi) și modelul termic. Se observă faptul că mezonii ce conțin cuarci cu „charm” și „anticharm” prezintă un coeficient de supresie de 9 ori mai mare în comparație cu cel al pionilor. În cazul altor tipuri de particule, cum ar fi:  $\omega$ ,  $\rho$ ,  $\Phi$ ,  $J/\Psi'$ , D, coeficienții lor de supresie sunt mult mai mari.

La energiile SIS-100, stadiul inițial al sistemului de acceleratori FAIR, densitățile barionice estimate sunt de 7 ori mai mari decât densitatea nucleară normală, pentru energia de aproximativ 10A GeV. Densitatea barionică variază în funcție de energia de ciocnire (Figura 2.7). Se caută o descriere complexă a materiei aflată în condiții extreme. Se va analiza posibilitatea de realizare a unei noi stări a materiei nucleare în care cuarcii sunt încă confinați, însă simetria chirală este parțial restabilită [13]. De asemenea, o alta stare numita „cuarconică” (quarkonium, în limba engleză) este prezisă să se formeze la un potențial bario-chimic mare și o temperatură moderată (a se vedea diagrama de fază din Figura 2.3). „Variabilele” de control într-un astfel de experiment sunt energia fasciculului și luminozitatea. Se consideră că pentru a realiza o tranziție de fază într-un experiment la acceleratori, un mediu cu o temperatură apropiată de valoarea critică de tranziție,  $T_c$ , trebuie format în regiunea de suprapunere a nucleelor care se ciocnesc. Densitatea de energie pentru particule, la echilibru, pentru temperatura  $T$  este dată de  $\varepsilon = CT^4$ , unde constanta  $C$  depinde de numărul de grade de libertate. Pentru QCD cu  $T_c \sim 177MeV$ ,  $\varepsilon$  trebuie să fie cel puțin  $\sim 1GeV/Fm^3$  [7,9,13,14].

Pentru majoritatea observabilelor care sunt sensibile la proprietățile materiei nucleare dense (spre exemplu: curgerea particulelor și antiparticulelor identificate și momentele superioare ale distribuțiilor

de multiplicitate) este necesară o statistică bună. Identificarea și studierea proprietăților materiei nucleare în condiții extreme necesită cunoașterea evoluției fazei hadronice și a proprietăților ei macroscopice. Pentru a stabili și pentru a putea descrie proprietățile macroscopice ale materiei nucleare este necesară investigarea observabilelor colective.

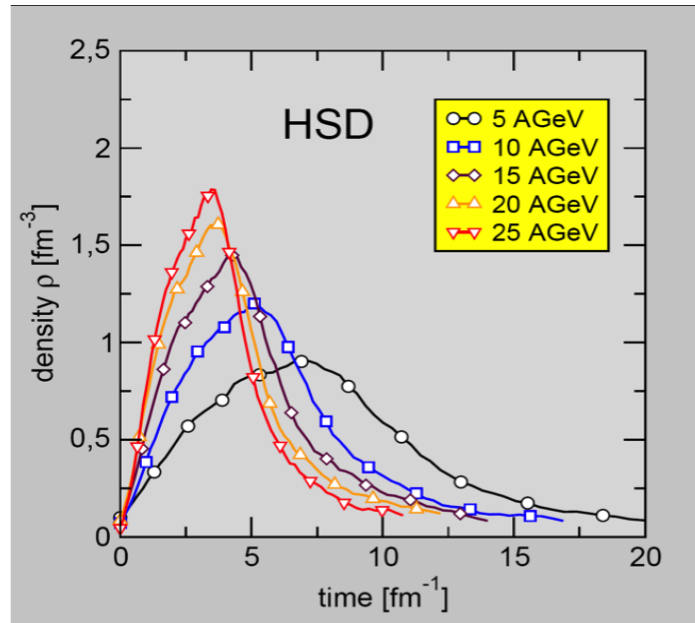


Figura 2.7: Densitatea barionică în funcție de timp calculată cu codul de transport HSD în ciocnirile centrale Au-Au [14]

Termenul de „colectivitate” se referă la o caracteristică comună, de corelare, de cuplaj, care este observată pentru particulele care ies din reacție după o direcție comună sau cu un câmp de viteze comun. Evidențierea trăsăturilor comune pentru particulele emise într-o ciocnire de ioni grei poate fi considerată „instrument de filtrare” în observarea distribuției în spațiul fazelor a materiei nucleare nou formate. Toate tipurile de curgere sunt corelate și reprezintă părți diferite ale unei imagini globale [15].

Este deosebit de important studiului fenomenelor de curgere colectivă la energiile SIS 100. Aceste fenomene reprezintă o consecință a atingerii imediat după ciocnire, a unei faze partonice și, de asemenea, pot indica realizarea unui grad de termalizare, ca, mai apoi, datorită răcirii, să urmeze o comportare hidrodinamică în procesul de răcire a materiei nucleare nou formate. Curgerea colectivă de hadroni este dată de gradientul de presiune format în stadiile inițiale ale ciocnirii, iar o bună caracterizare a „curgerii” poate oferi informații despre faza densă inițială a „sferei de foc” („fireball”-ului) [15]. Efectele de curgere pot fi caracterizate prin distribuția azimutală a particulelor emise  $dN/d\phi = C(1 + v_1 \cos(\phi) + v_2 \cos(2\phi) + \dots)$ , unde  $\phi$  este unghiul azimutal relativ la planul de reacție, iar coeficienții  $v_1$  și  $v_2$  reprezintă coeficienții de curgere directă, respectiv de curgere eliptică. Au fost făcute

calculare numerice pentru curgerea protonilor produși în ciocniri Au-Au la energii cinetice de 2 A GeV și 10,7 A GeV. Pentru curgerea longitudinală și viteze de curgere transversală este importantă acceptanța mare în rapiditate,  $y$ , și în impuls transversal,  $p_T$ , pentru diferite tipuri de particule. Despre curgerea anizotropică se poate spune că aceasta „cere” o acoperire uniformă a unghiului azimutal pentru reconstrucția corectă a planului de reacție. O caracterizare bună a întregului spectru de impulsuri pentru toți produșii de reacție permite reconstrucția completă a evenimentului, condiție imperios necesară pentru acoperirea cât mai mare a întregului spațiu al fazelor [15].

Considerând rezultate experimentale și calcule bazate pe modelul de transport HSD, putem obține informații despre ecuația de stare a materiei nucleare (*Equation of State* - EoS). O curgere apreciabilă de kaoni a fost estimată în ciocniri Au+Au la 6 A GeV. La energiile de la SIS 18, de 2-3 A GeV, măsurări ale curgerii kaonice au fost realizate în experimentele FOPI și KaoS [16]. Rezultatele simulărilor făcute de autor cu codul UrQMD, pentru kaoni, vor fi prezenta în capitolul al IV-lea al tezei. Ele arată o bună concordanță între datele obținute în experimentul KaoS și rezultatele simulărilor obținute de autor în analizele pentru ciocniri Au-Au, la energii până la 10 A GeV, folosind sistemul de detectori CBM.

În Figura 2.8 este prezentată viteza de curgere directă în funcție de energia disponibilă în sistemul centrului de masă pentru antiprotoni, protoni și protoni neți. Sunt incluse date experimentale și date simulate cu codul UrQMD. Se consideră că în curgerea directă cauza ar fi legată de presiunea internă care rezulta în etapa inițială de suprapunere a nucleelor care se ciocnesc. De asemenea, se poate observa o curgere eliptică pentru particule și antiparticule în ciocniri Au+Au la energii de la  $\sqrt{s_{NN}} = 7,7$  GeV până la  $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$  GeV. Aspecte relevante observate în curgerea eliptică au contribuit la identificarea formării plasmei de cuarci și gloni în cazul experimentelor de la RHIC [17].

În Figura 2.9 este reprezentat rezultatul măsurării unei diferențe între viteze de curgere eliptică  $v_2$  pentru particule și antiparticule în funcție de energia din sistemul centrului de masă. Această diferențiere de comportare care determină o „despărțire” în viteza de curgere eliptică,  $v_2$ , a fost atribuită efectelor potențialului de câmp mediu, atât în faza partonică, cât și în cea hadronică [18].

La cea mai mică energie de ciocnire din domeniul de energii explorat la RHIC-BNL, măsurările de viteze de curgere eliptică  $v_2$  au fost făcute pentru pioni, protoni, antiprotoni, kaoni încărcăți și, cu o precizie mai scăzută, pentru  $\bar{\Lambda}/\Lambda$ . Se așteaptă ca prin Experimentul CBM să se îmbunătățească în mod substanțial datele experimentale prin măsurarea curgerii particulelor identificate în intervalul de energii FAIR.

Raportul hiperonilor multistranii ( $\Xi$ ,  $\Omega$ ) și distribuția lor în spațiul fazelor sunt instrumente promițătoare în vederea caracterizării proprietăților și a gradelor de libertate a materiei descrise de

Cromodinamica cuantică (*Quantum Chromo Dynamics - QCD*) la densități nucleare extreme, precum și a unei posibile tranziții către materia „cuarconică”. Energiile de prag pentru unele procese elementare nucleon-nucleon cu producere de particule cu straniețate simplă și /sau multiplă, sunt în domeniul de energii investigat în experimentele de la ambele laboratoare (de exemplu, 3,7 GeV pentru  $pp \rightarrow \Xi^- K^+ K^+ p$ , respectiv, 7 GeV pentru  $pp \rightarrow \Omega^- K^+ K^+ p$  [19]).

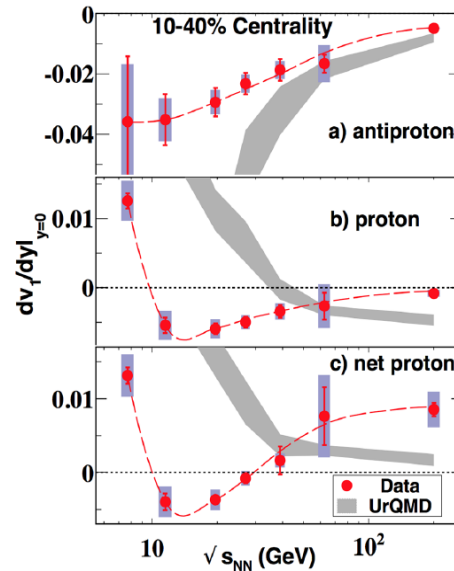


Figura 2.8: Panta curgerii directe  $\frac{dv_1}{dy}$  în apropierea rapidității  $y=0$  la energii diferite pentru ciocniri semicentrale Au+Au. Panourile (a), (b) și (c) reprezintă antiprotonii, protonii și net-protonii măsurați, respectiv calculele UrQMD (benzi gri) [17]

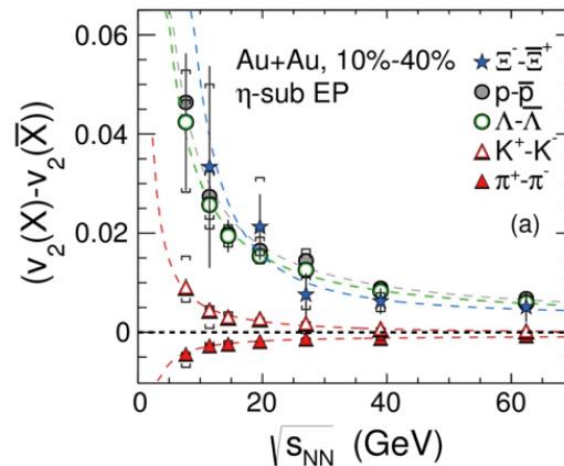
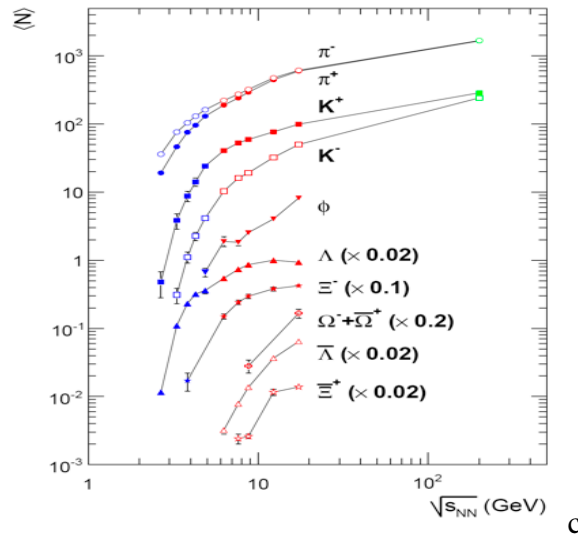


Figura 2.9: Măsurarea diferenței de curgere eliptică  $v_2$  pentru particule și antiparticule în funcție de energie în sistemul centrului de masă [17]

În figura 2.10 sunt prezentate rezultate simulărilor pentru multiplicități de mezoni și hiperoni pentru ciocniri nucleare la energiile SIS-100 [20]. Măsurările sistematice ale hiperonilor multistranii au potențial de „sondă de diagnosticare” pentru materia nucleară fierbinte și densă la energiile SIS 100.

Măsurări de mare precizie ale funcțiilor de excitare al hiperonilor multistranii produși în ciocniri Au+Au la energiile care vor fi disponibile la SIS 100 și la SIS 300 vor fi posibile, după 2028. Se vor crea, astfel, condițiile pentru găsirea unor noi grade de libertate ale materiei nucleare formate în regiunea participantă („fireball”-ului).



Figură 2.10: Numărul mediu de particule pentru mezoni, hiperoni și anti-hiperoni, în funcție de energia de ciocnire, măsurată în ciocniri centrale Au+Au sau Pb+Pb [20]

De aceea, ecuația de stare va putea fi studiată prin studierea curgerii colective a particulelor identificate, curgere care este generată de către gradientul de densitate al „fireball”-ului inițial și, de asemenea, de cea a hiperonilor multi-stranii, care sunt produși, în mod preponderent, în faza inițială, foarte densă, de formare a „fireball”-ului. O tranziție de fază de la materia hadronică la cea partonică se presupune că ar genera un efect de echilibrare al hiperonii multistranii la suprafața de separare a fazelor.

Există unele predicții legate de posibilitatea formării, la aceste energii; a „strangelets”-ilor (strangelets), dibarionilor, sau „atomilor” (cluster-ilor) kaonici [21]. Raportul de producere pentru sistemele de kaoni în ciocnirile ionilor grei a fost calculat în termenii modelului termic, model care preconizează un raport maxim în domeniul de energii de la SIS-100. Până în prezent, nici unul dintre aceste sisteme de particule nu a fost pus în evidență experimental, cu excepția unei indicații de producere a unei stări legate  $ppK^-$  raportată de experimentul FINUDA [22,21].

Prin coalescența perechilor  $\Lambda\Lambda$  și  $\Xi^- p$  se pot produce dibarionii H. Aceștia se dezintegrează slab, având în vedere procesul de bază  $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ . Parcursurile uzuale sunt cuprinse între circa 5 cm și circa 20 cm [13].



O dezintegrare similară este așteptată pentru sistemul  $(\Xi^0\Lambda)_b$ . Experimentul CBM este capabil să identifice hiperoni, în ciocniri centrale Au+Au, cu o sensibilitate foarte mare, din dezintegrările dibarionilor stranii, de tipurile următoare:  $H \rightarrow \Lambda p - \pi$ ,  $(\Xi^0\Lambda)_b \rightarrow \Lambda\Lambda$  [23,19].

### 2.3 Mecanismele de producere a particulelor cu „charm”/„farmec” și propagarea în materia nucleară la energii de prag

Hadronii ce conțin cuarci cu „charm” sunt „sonde de diagnosticare” promițătoare ale materiei nucleare dense și fierbinți. Dacă acest mediu este partonic, formarea particulelor cu „charm” va fi suprimată de ecranarea Debye și, prin urmare, cuarcii cu „charm” se vor uni cu alte particule, de la cuarci ușori la hadroni cu canale deschise proprietății de „charm”. O suprimare anomală a numărului de particule cu „charm”, de exemplu, particule  $J/\Psi$ , raportat la perechile de leptoni (electroni, respectiv, miuoni) a fost observată de colaborarea NA50 de la SPS-CERN, în procesele Drell-Yan, pentru ciocniri centrale Pb+Au la 158 A GeV [24]. Calculele de model au fost efectuate pentru a estima producerea de „charmonium” în ciocnirile de tip p+A pentru domeniul de energii de la FAIR [25]. La SIS-100 măsurările de particule cu „charm” pot fi realizate în reacții induse de protoni, folosind fascicule de energii de până la 29 A GeV. Măsurările pentru „open charm” (particule cu un singur cuarc cu „charm”) sunt legate de producerea de „charmonium” la energiile de prag. Secțiunea eficace de producere a „charmonium”-ului poate fi determinată măsurând separat producerea mezonilor D ( $D^+$ ,  $D^-$ ,  $D^0$  și anti  $D^0$ ). Până acum nu există date referitoare la producerea de particule de tipul „open charm” în reacțiile induse cu protoni la energiile SIS-100 (Figura 2.11). O provocare particulară și interesantă este aceea de a studia producerea de „charmonium” în ciocnirile Au+Au sub energiile de prag, unde raportul dintre producerea de particule  $J/\Psi$  și continuul dileptonic este preconizat a fi foarte mic (Figura 2.12) [26]. Estimări ale producerii de particule de tip „open charm” și de particule cu „charm” la energiile disponibile la SPS-CERN și RHIC-BNL au fost făcute cu codurile AMPT (*A Multi-Phase Transport*), HSD (*Hadronic String Dynamics*), UrQMD (*Ultra-relativistic Quantum Molecular Dynamics*) [26]. Energiile cinetice de prag pentru producerea de particule cu „charm” în ciocniri nucleu-nucleu, în experimente cu țintă fixă, sunt de 11,16 GeV în cazul  $p+p \rightarrow J/\psi + p+P$ , 11,95 GeV pentru  $p+n \rightarrow \Lambda_c^+ -D+p$  și 14,92 GeV în cazul  $p+p \rightarrow +D+-D+p+p$ . La SIS-100, aceste investigații pot fi realizate cu ioni grei, a căror energii ale fasciculelor se ridică la 10 A GeV, pentru raportul  $Z/A=0,5$  [27].



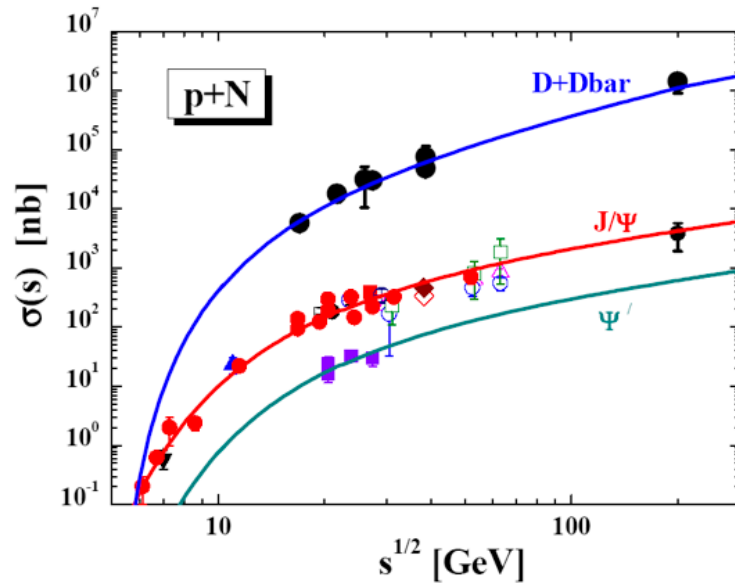


Figura 2.11: Măsurări ale secțiunii eficace de producere a cuarcului charm în ciocniri p+A, în funcție de energia de ciocnire [26]

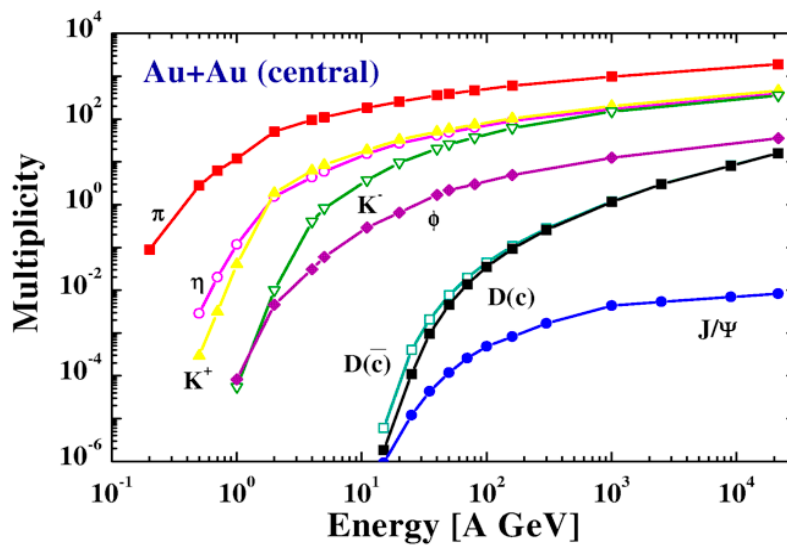


Figura 2.12: Predicțiile modelului HSD pentru multiplicitatea de mezoni în ciocniri Au+Au în funcție de energia incidentă a fasciculului [26]

## 2.4 Aranjament experimental CBM

Sistemul de detectori CBM a fost construit ca un dispozitiv multi-scop și va putea să măsoare hadroni, electroni și miuoni proveniți din ciocniri de nucleoni elementari sau de ioni grei, pe tot spectrul de energii al fasciculului furnizat de FAIR [28].

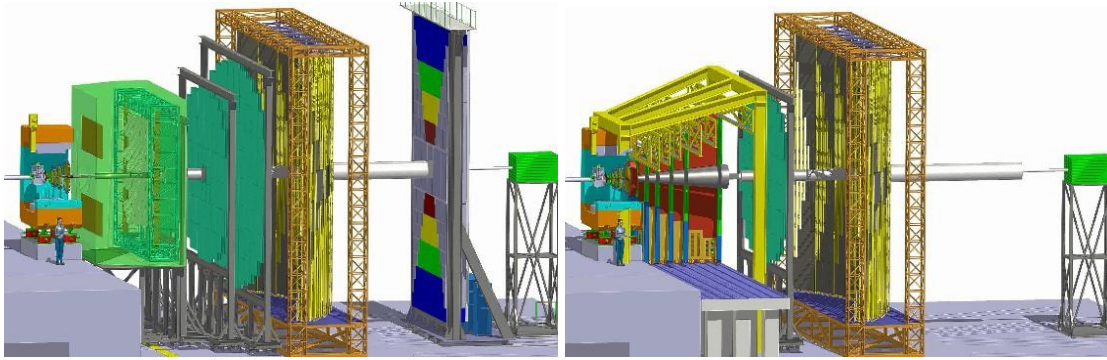


Figura 2.13 a): Platforma experimentală CBM cu detectorii pentru electroni RICH și TRD [29]

Figura 2.13 b): Platforma experimentală CBM cu sistemul pentru detectarea miuonilor [29]

Măsurările de hipernuclee, perechi de leptoni sau de particule cu charm necesită sisteme de detecție cu rate ridicate. Aranjamentul experimental CBM este special conceput pentru aceste cerințe. De aceea, platforma experimentală CBM conține:

- Un sistem STS (**Silicon Tracking System**) compus dintr-un număr de straturi de detectoare silicon microstrip ce vor determina impulsul particulelor și reconstrucția de traiectorii (trase). Are la bază un spectrometru cu sistem de urmărire pe baza de siliciu, plasat în interiorul unui magnet superconductor cu deschidere mare (unghi polar de acceptanță  $2.5^\circ$ -  $25^\circ$  pentru toate unghiurile azimutale). Spectrometrul va măsura traiectoriile particulelor produse în câmpul de dipol magnetic, va determina impulsul și va permite reconstruirea topologiei dezintegrării hiperonilor [29].
- Vertex-urile primare și secundare sunt determinate cu ajutorul unui sistem MVD (**Micro-Vertex Detector**) plasat între țintă și STS
- Un detector RICH (**Ring-Imaging Cherenkov detector**) pentru a identifica perechile de electron-pozitron formate în urma dezintegrării mezonilor de masă mică. Detectorul RICH este un detector de radiație Cherenkov, iar o particulă care traversează un radiator cu o viteză mai mare decât viteza luminii în acel mediu produce un con de radiație Cherenkov. Se vor putea observa o serie de inele ce vor fi reconstituite pe baza informației de la un detector fotosensibil. RICH va identifica electroni cu impulsuri de până la 10-12 GeV/c
- Un sistem de detecție a miuonilor (MUCH – **MUon CHamber**) pentru a măsura „charmonium”-ul în urma dezintegrării sale în perechi de mioni. Detectorii MUCH și RICH vor fi mobili pentru măsurări alternative de miuoni, respectiv electroni [29].

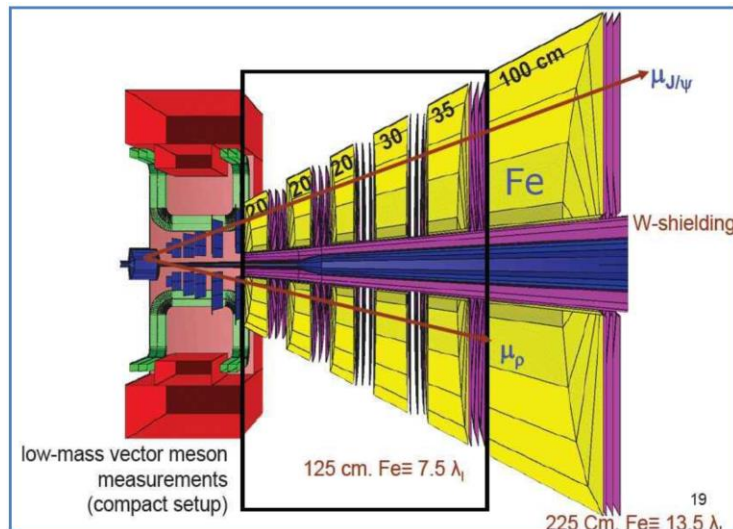


Figura 2.14: Sistemul de detecție al miuonilor [31]

- Un detector intermediar, care poate avea între trei și patru straturi, este TRD (**T**ransition **R**adiation **D**etector). El permit reconstrucția traiectoriilor cu spectrometrul STS pentru măsurări TOF (**T**ime **o**f **f**light). Acest TRD este versiune inițială a unui sistem complet care va putea fi folosit la SIS-300. Este construit din zece straturi de detecție pentru a identifica electroni cu impuls mare [29]. Detectorul TRD se bazează pe apariția radiației de tranziție pentru pozitroni și electroni cu  $p > 1.5$  GeV/c care parcurg materialul radiator. TRD-ul este compus din trei stații localizate la 5 m, 7.2 m și 9.5 m de țintă. Fiecare strat conține un radiator ce produce radiație de tranziție și un detector cu gaz în care energia depusă de particulă și radiația de tranziție poate fi măsurată. Zona centrală a TRD-ului trebuie să facă față la rate de numărate de până la 100 kHz. Volumul sensibil, din gaz, trebuie să fie suficient de îngust (subțire) pentru minimalizarea efectelor de sarcină; se urmărește, în același timp, să se atingă un factor de supresie de pioni de ordinul 100, la o eficiență de electroni de 90%, pentru întregul TRD.
- Un detector TOF (**T**ime **o**f **F**light) este dedicat unei zone de acoperire mai largi. Este construit din camere rezistive multiple pentru identificarea pionilor, kaonilor și protonilor.
- Un calorimetru electromagnetic (ECAL) pentru măsurarea fotonilor rezultați în urma unor procese de dezintegrare, cum ar fi cele ale mezonilor ușori [30]. Calorimetrele electromagnetice sunt caracterizate prin fenomene predominant electromagnetice ale electronilor și radiațiilor gamma, radiație de frânare și producere de perechi, împrăștiere Compton. În urma proceselor de interacție într-un calorimetru electromagnetic sunt produse generații secundare de electroni care la rândul lor vor provoca apariția unor fotoni. Se identifica o „jerbă” electromagnetică de

electroni, fotoni si pozitroni. ECAL va fi compus din module cu dimensiuni de 3x3, 6x6, 12x12 cm<sup>2</sup>. Un modul conține 140 de straturi de plumb de 1 mm grosime si un scintilator de 1 mm.

- Un calorimetru hadronic pentru determinarea centralității ciocnirii și a planului de reacție prin măsurarea fragmentelor spectatoare ale nucleului incident completează sistemul. Se numește (PSD - Projectile Spectator Detector).

FAIR ring	SIS100	SIS300
Collision system, beam+target	Au+Au	Au+Au
Beam kinetic energy $E_b$ , AGeV	2, 4, 6, 10	15, 25, 35
Heavy-ion event generator	1. DCM-QGSM (includes fragment simulation) 2. UrQMD (all energies, only optimal distances)	
Simulated geometry, GEANT4	CBM subsystems: Au target, magnet, beam pipe, STS, PSD	
GEANT4 physics list	1. FTFP_BERT 2. QGSP_BIC_HP	
Magnetic field, $B \times \rho$ , Tm	0.5 (0.1-1.0) for $E_b = 2$ AGeV 0.6 for $E_b$ of 4 & 6 AGeV 1.0 for $E_b = 10$ AGeV	1.0
PSD to target distance, m	8*,10,12,15	8,10,12,15*
Additional configurations	Forward TOF (charged hadron hits in PSD acceptance)	

Tabel 2.1: Lista configurațiilor pentru calorimetrul (PSD) [30]

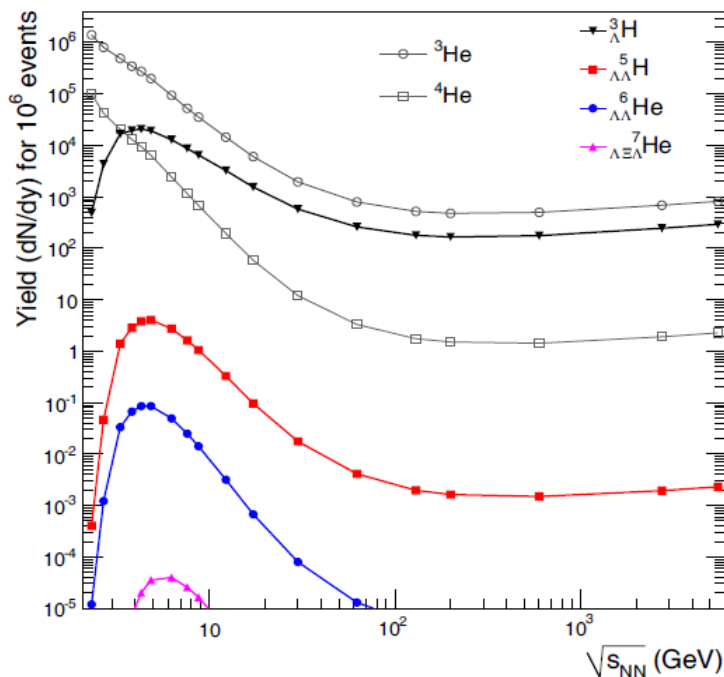


Figura 2.15: Cantitatea de hipernuclee la rapiditate medie pentru  $10^6$  coliziuni centrale în funcție de energie, calculată cu modelul termic. [31]

Experimentul CBM de la SIS 100 va măsura hipernucleele de hidrogen și heliu care se vor putea forma în cantități mari în ciocniri nucleu-nucleu la aceste energii. Conform Figurii 2.15 [31], într-un

milion de ciocniri centrale Au+Au, hipernucleele  ${}^5_{\Lambda\Lambda}H$  și  ${}^6_{\Lambda\Lambda}H$  vor fi produse, la o energie a fasciculului în jurul valorii de 10 A GeV. Se preconizează o rata de reacție de  $10^6$  evenimente centrale/s, o probabilitate de dezintegrare de 10%, pentru două dezintegrări slabe secvențiale, și o eficiență de 1%,. Într-o săptămână de achiziție de date experimentale s-ar putea măsura  $3000 {}^5_{\Lambda\Lambda}H$ , respectiv  $60 {}^6_{\Lambda\Lambda}H$ . Astfel de măsurători ar reprezenta un succes pentru Fizica hipernucleelor, deoarece, până acum, au fost găsite foarte puține evenimente care să conțină hipernuclee duble cu hiperoni  $\Lambda$  [32]. Descoperirea de hipernuclee duble de tip  $\Lambda$  și determinarea timpului lor mediu de viață ar putea oferi informații despre interacțiile hiperon-nucleon și hiperon-hiperon, iar acestea sunt ingrediente fundamentale pentru înțelegerea ecuației de stare a materiei nucleare la densități mari și, implicit, a structurii stelelor neutronice [33].

## 2.5 Metode de măsurare a hiperonilor, hipernucleelor, dibarionilor cu stranie, dielectronilor și a mezonilor D

Hiperonii și kaonii neutri sunt măsurați prin reconstrucția topologică a dezintegrării vertex-ului în STS [29]. Eficiența detecției, incluzând și acceptanța geometrică este de 15% pentru  $\Lambda$  și 3% pentru hiperonii multi-stranii. În absența semnalului de declanșare (trigger signature), măsurările hiperonilor vor fi realizate cu o rată de stocare de informație de  $2 \times 10^4$  pe s. Faptul că multiplicitatea în evenimentele în care nu sunt impuse condiții de selecție de centralitate („minimum bias”) este de 25% din cea pentru evenimentele centrale, estimarea producerii de hiperoni, măsurată pe săptămână la energiile de prag de 4 A GeV, este de câteva sute de  $\Omega^+$ . Folosind multiplicitatea prezisă de modelul statistic și presupunând eficiența de detecție de 1% și aceeași scalare a multiplicității pentru ciocniri centrale, pentru hiperoni estimarea numărului de hipernuclee detectate pe săptămână va fi de  $2 \times 10^4$  interacții pe secundă, dintre care  $1,2 \times 10^6$  pentru  ${}^3_{\Lambda}H$ , 480 pentru  ${}^5_{\Lambda\Lambda}H$  și 12 pentru  ${}^6_{\Lambda\Lambda}He$ .

Perechile de electroni și pozitroni rezultați în urma dezintegrării mezonilor vectoriali cu masă mică produși în ciocniri nucleare relativiste vor fi măsurate cu una dintre configurațiile de bază ale sistemului de detectori CBM, alcătuită dintr-un magnet și detectorii MVD, STS, RICH și TOF. Electronii sunt identificați folosind informațiile de la RICH și TOF.

Pentru măsurările hadronilor ce conțin cuarci cu „farmec”/„charm” deschis, cu dezintegrări tipice pe lungimi de ordinul 100  $\mu\text{m}$ , MVD-ul va reconstrui vertex-urile cu o rezoluție de 50-80  $\mu\text{m}$ , depinzând de canalul de dezintegrare. Deoarece acest dispozitiv are un timp de citire mare comparativ cu STS, de exemplu, un număr de evenimente poate fi pierdut (20-30 la o rată de interacție de 1MHz).

În plus, fiind localizat în apropierea vertexului de interacție, poate suferi din pricina electronilor delta produși în țintă.

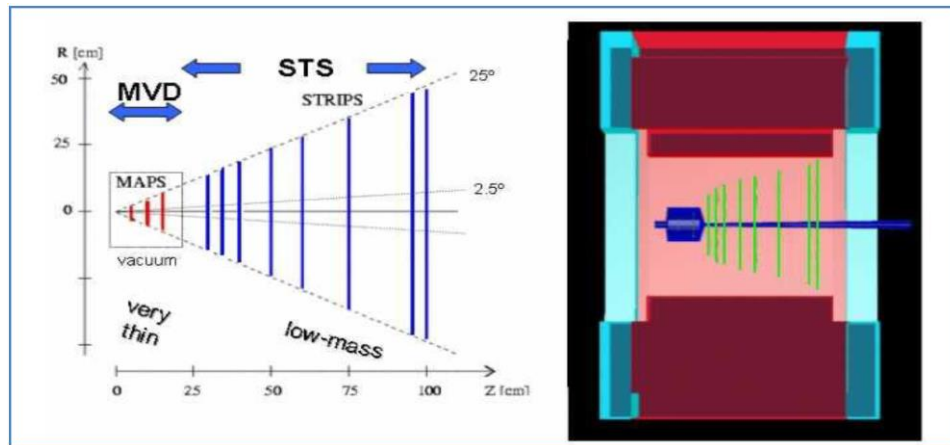


Figura 2.16 sistemul central de tracking [34]

Pentru identificarea „charmonium”-ului în ciocnirile de tip p+A la energiile SIS-100 sunt necesari doi detectori TRD cu trei starturi. Un detector va fi asamblat cu ajutorul detectorilor GEM, iar pentru cel de-al doilea va fi folosit detectorul TRD [29,30].

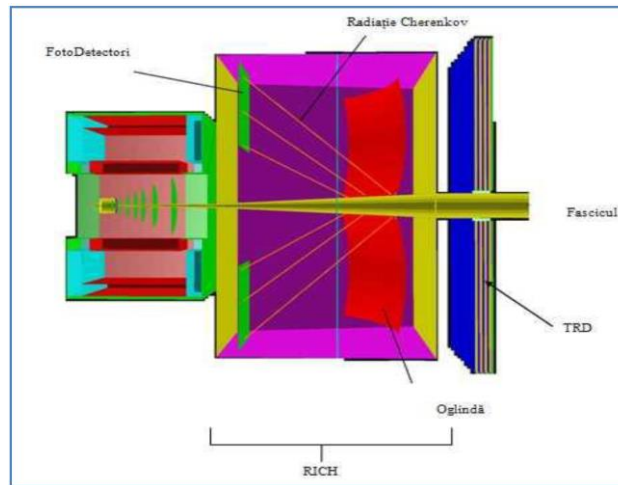


Figura 2.17: Detectorii RICH și TRD [35]

Într-un mediu cu densitate mare de traiectorii, pentru ciocnirile Au+Au, este necesar un detector suplimentar pentru a potrivi corect semnalele după fenomenele de absorbție, la reconstruirea traiectoriilor din datele obținute cu STS. Simulările pentru ciocniri Au+Au la 10 GeV arată că există particulele  $J/\Psi$  „vizibile” peste fond („semnalele de zgomot”).

Experimentul CBM va măsura particule  $J/\Psi$  considerate ca o probă a mediului fierbinte la energii mai mici în raport cu alte experimente. Considerând predicțiile modelului HSD, statistica obținută

într-o săptămână de funcționare, la o rată de interacție de 10 MHz, va fi de aproximativ 300  $J/\Psi$ , pentru ciocniri centrale Au+Au, la 10 A GeV, și de aproximativ 600  $J/\Psi$  pentru ciocniri centrale Ni+Ni la 15 A GeV. Ca urmare, statistica preconizată în ciocniri centrale Ni+Ni la 15 A GeV va fi de aproximativ 30 de mezoni D pe săptămână. Astfel, se va putea face o analiză foarte bună a propagării și absorbției „charmonium”-ului în materia barionică densă.



## Bibliografie pentru capitolul al II-lea

- [1]. FAIR Baseline Technical Report 2006, <http://www.gsi.de/fair/reports/btr.html>
- [2]. CBM Progress Report 2017 pag. 1
- [3]. Collaboration - Technical design report for the CBM Silicon Tracking System (STS), GSI Report 2013 -4 (2013)
- [4]. Matsui .T, Satz.H. Phys. Lett. B 178:416 (1986)
- [5]. B. Alessandro et al. (NA50 collaboration),Eur. Phys. J. C 39 (2005) 335
- [6]. M. Orsaria et al., Phys. Rev. C 89, 015806 (2014).
- [7]. Alexandru Jipa, Călin Beșliu - Elemente de Fizică nucleară relativistă. Note de curs - Editura Universității București, 2001, ISBN 973-575-373-2 -
- [8]. A. Andronic et al. - Nucl. Phys. A 837 (2010) 65
- [9].The CBM Collaboration - Technical design report for the CBM Silicon Tracking System (STS), GSI Report 2015 -4 (2015),
- [10].Wambach J, Rapp. R Nucl. Phys. A 638:171c (1998), Kapustta JI,et al.Phys, Rev. D 58:085003 (1998)
- [11].Abreau M,et al. (NA50 Collb.) Phys. Lett. B 477:28 (2000)
- [12]. P. Chung et al., Phys. Rev. Lett. 91, 202301 (2003)
- [13]. The CBM Collaboration - Technical design report for the CBM Transition Radiation Detector (TRD) - GSI Report 2017
- [14]. N. Herrmann, J. Wessels, T. Wienold, Annu. Rev. Nucl.Part. Sci. 49, 581 (1999). H. Oeschler, H.-G. Ritter, N. Xu, Hadron Production in Heavy Ion Collisions, in Relativistic Heavy Ion Physics, edited by R. Stock (Springer, Materials, 2010).
- [15]. Oana Ristea, Teză de doctorat, 2005, W. Ehehalt and W. Cassing, Nucl. Phys. A 602 (1996) 449, N. Herrmann, J. Wessels, and T. Wienold Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. 49, 581 (1999).
- [16].C. Pinkenburg et al., Phys. Rev. Lett. 83, 1295 (1999),  
P. Danielewicz et al., Science 298, 1592 (2002).  
P. Chung et al., Phys. Rev. Lett. 85, 940 (2000), V. Zinyuk et al., Phys. Rev. C 90, 025210 (2014)
- [17]. L. Adamczyk and the STAR Collaboration - Phys. Rev. Lett. 112, 162301 (2014), E. V. Shuryak, Physical Review C66, (2002) 027902,U. Heinz, P. Kolb, Early thermalization at RHIC, <http://arxiv.org/pdf/hep-ph/0111075v1.pdf>, P. F. Kolb, J. Sollfrank, U.Heinz, Anisotropic transverse flow and the quark-hadron phase transition, <http://arxiv.org/pdf/hep-ph/0006129v2.pdf>
- [18]. J. Xu et al., Phys. Rev. Lett. 112, 012301 (2014).



- Y. Hatta, A. Monnai, B.W. Xiao, Nucl. Phys. A 947, 155 (2016).
- [19]. B. Friman et al. (Editors), The CBM Physics Book, Lect. Notes Phys. Vol. 814, pag. 137
- [20]. C. Blume - J. Phys. G 31 (2005) S57
- [21]. A. R. Bodmer, Phys. Rev. D 4 (1971) 1601 R. L. Ja\_e, Phys. Rev. Lett. 38 (1977) 195, erratum ibid. 38 (1977) 617 Y. Akaishi and T. Yamazaki, Phys. Rev. C. 65 (2002) 044005
- [22]. M. Agnello et al. (FINUDA collaboration), Phys. Rev. Lett. 94 (2005) 212303
- [23]. J. F. Donoghue, E. Golowich and B. E. Holstein, Phys. Rev. D 34 (1986) 3434, H. Stocker et al., Nucl. Phys. A 827 (2009) 624c.
- [24]. NA50 Collaboration (M. Abreu et al.), Phys. Lett. B 410,337 (1997).
- [25]. P. P. Bhaduri, A. K. Chauduri and S. Chattopadhyay - Phys. Rev. C 84 (2011) 054914
- [26]. CBM Book pag. 182, pag. 383, pag. 210, pag. 382, pag. 383
- [27]. W. Cassing, E. L. Bratkovskaya and A. Sibirtsev - Nucl.Phys. A691(2001)753
- [28]. The CBM Collaboration - Technical design report for the CBM Silicon Tracking System (STS), GSI Report 2015 -4 (2015),
- [29]. The CBM Collaboration, Technical Design Report for theCBM Time-of-Flight System, GSI-2015-01999 (2014).
- The CBM Collaboration, Technical Design Report for the CBM Ring Imaging Cherenkov Detector, GSI-2014-00528 (2013).
- The CBM Collaboration, Technical Design Report for the CBM Muon Chambers, GSI-2015-02580 (2015).
- [30]. The CBM Collaboration, Technical Design Report for the CBM Projectile Spectator Detector, GSI-2015-02020 (2015)
- [31].A. Andronic et al., Phys. Lett. B 697, 203 (2011)
- [32]. J.K. Ahn et al., Phys. Rev. C 88, 014003 (2013).
- [33]. A.S. Botvina et al., Phys. Lett. B 742, 7 (2014).
- [34]. CBM experiment, Silicon Tracking System and Micro-Vertex Detector, <http://cbmwiki.gsi.de/cgi-bin/view/Public/PublicSts>
- Claudia Höhne, Hadronic Matter at High Baryon Density, Hirschegg 2010.
- [35]. Claudia Höhne, Grundlagen des RICH Detektors, <http://cbm-wiki.gsi.de/cgi-bin/view/Public/RichDetektoren>

# Capitolul III - Tranziția de fază de la gaz hadronic la plasma de cuarci și gluoni și invers, de la deconfinare la confinare

## Cuprins capitolul III

- 3.1 Tranziția de fază electroslabă și tranziția de fază QCD
- 3.2 Tranzițiile de fază prezise de calcule teoretice și rezultate experimentale
- 3.3 Calculele de rețea QCD
- 3.4 Numărul barionic și nucleosinteza
- 3.5 Fază mixtă
- 3.6 Tranziția cosmologică QCD
- 3.7 Posibile tranziții de fază ale unui gaz ideal
- 3.8 Univers omogen și izotrop

### 3.1 Tranziția de fază electroslabă și tranziția de fază QCD

Am discutat în capitolele anterioare multe idei teoretice contemporane care caracterizează Universul timpuriu cu etapele lui fundamentale: etapa timpurie de inflație, când dimensiunea vizibilă a Universului a crescut exponențial, urmată de o expansiune încetinită în care Universul se răcește. Universul a trecut prin etape cu diferite scale de energie în care Fizica particulelor și Fizica nucleară prezic tranziții de fază cu ruperea de simetrie. La  $10^{-41}$  secunde după „Explozia primordială” toate forțele fundamentale erau încă unificate dar a urmat o serie de uimitoare schimbări de simetrie. Simetriile din natură se traduc prin simetrii ale ecuațiilor ce descriu lumea fizică în raport cu diverse transformări, de exemplu a fazei de oscilație, transformări Lorentz, simetrie la oglindire sau la rotații.

În Modelul Standard avem opt tipuri de gluoni, fotonul și trei bosoni de interacție slabă  $W^+$ ,  $W^-$ ,  $Z$ . Bosonul Higgs este un boson scalar cu spin zero iar bosonii  $W$  și  $Z$  sunt bosoni vectoriali cu spin unu. Existența câmpului Higgs asigură mecanismul prin care bosonii Goldstone de masă nulă devin masivi. Interacțiunile slabe devin interacțiuni cu rază de acțiune scurtă după tranziția de fază cu rupere a simetriei  $SU(2)_C \otimes U(1)_Y \rightarrow U(1)_{em}$  la o scală energetică de ordinul maselor bosonilor vectoriali  $Z^0$  și  $W^\pm$ , corespunzătoare unei temperaturi  $T_{EW} \sim 100 GeV \sim 10^{15} K$ . La temperaturi  $T > T_{EW}$ , simetria este restaurată, iar bosonii vectoriali sunt (aproape) lipsiți de masă. Pentru  $T < T_{EW}$ , bosonii vectoriali ce mediază interacțiunile slabe,  $W^\pm$  și  $Z^0$  capătă mase prin mecanismul Higgs. În Modelul Standard particulele fundamentale sunt inițial cu masă nulă. Bosonul Higgs este legat de mecanismul de formare a

particulelor elementare. Acest mecanism explică de ce bosonii W și Z, care mediază interacția slabă, sunt masivi, iar fotonul, care mediază interacția electromagnetică, este cu masă zero. În mod similar, fermionii au masă nenulă, care este obținută printr-un schimb permanent de bosoni Higgs. Altfel,  $T_{EW}$  determină scala de temperatură a tranziției de fază electrolabe în Universul timpuriu și este o tranziție de fază precisă de modelul standard al fizicii particulelor [1].

Interacțiunile tari au o scală energetică  $\Lambda_{QCD} \sim 200 MeV$  și altfel, o scală de temperatură  $T_{QCD} \sim 10^{12} K$ , la care constanta de cuplaj devine tare. CDC/QCD este o teorie a libertății asimptotice, iar cuplajul dintre cuarci și gluoni devine mai mic la energii mari, dar crește exponențial pentru scala de energii  $\Lambda_{QCD}$ . Pentru energii sub scala  $\Lambda_{QCD}$ , CDC/QCD este o teorie a interacțiunii tari, iar cuarcii și gluonii sunt confinați în mezoni și barioni. Acest fenomen este interpretat în funcție de tranziția de fază la o scală energetică  $\Lambda_{QCD}$  sau  $T_{QCD}$ . În cazul în care  $T > T_{QCD}$ , gradele relevante de libertate sunt cuarcii și gluonii cu un cuplaj scăzut între aceștia, iar sub  $T_{QCD}$  gradele de libertate luate în considerare sunt hadronii. În limita matematică de masă nulă a cuarcilor „up” și „down”, CDC/QCD prezintă o simetrie chirală  $SU(2)_L \otimes SU(2)_R$  care este ruptă spontan la aproximativ aceeași temperatură cu tranziția confinare-deconfinare. Pionii sunt particule considerate (cvasi) bosonii Goldstone, ei fiind rezultați în urma ruperii simetriei chirale  $SU(2)_L \otimes SU(2)_R \rightarrow SU(2)_{R+L}$ . Tranziția de fază CDC/QCD este o tranziție de fază precisă de modelul standard al fizicii particulelor. Faza de temperatură înaltă deasupra  $T_{QCD}$ , cu cuarci și gluoni cvasi-liberi (deoarece cuplajul este mic datorită libertății asimptotice) este considerată un ”fluid perfect”, numit plasmă de cuarci și gluoni (QGP) [1].

### 3.2 Tranzițiile de fază precise de calcule teoretice și rezultatele experimentale

Programele experimentale de la CERN și de la Laboratorul National Brookhaven (BNL) studiază tranziția de fază QCD prin intermediul ciocnirilor ultrarelativiste cu ioni grei, iar o analiză sistematică a datelor adunate în ultimul timp de la experimente diferite oferă o perspectivă optimistă asupra existenței QGP [2].

Problema ordinului tranziției de fază, dacă este o tranziție de fază de ordinul I sau nu, încă se studiază deoarece, ordinul tranziției de fază este dependent de masele cuarcilor folosiți în calcule. În timp ce se răcește sistemul hadronizează și în final se produce „freeze-out”-ul chimic la o temperatură în jurul valorii de 160 MeV [3]. Aceasta temperatură coincide cu temperatura de tranziție precisă de calculele QCD pe latice [4] care pun în evidență un cross-over („străpungere”) de la materia hadronică la cea

partonica [5,6]. Pe de altă parte, unele calcule de modele prezic evenimente importante în diagrama de fază partonică QCD la potențiale barionice însemnate, spre exemplu existența unui punct critic [6].

În special pentru experimentul CBM este de dorit să avem o analiză a curgerii particulelor care nu suferă în mod special de re-împrăștiere, spre exemplu, particula  $\Omega$  în cazul hiperonilor și a mezonilor  $\phi$ , pentru care nu există date experimentale. Particulele care conțin cuarci „strange” constituie probe importante de identificare a mediului excitat creat în ciocniri de ioni grei [7]. Rezultate pentru energiile superioare ale SPS sugerează că hadronii cu stranietate care includ  $\Omega$  și  $\bar{\Omega}$  sunt produși la echilibru termic [8]. Pentru ciocnirile ionilor grei acest lucru înseamnă că timpul dintre interacțiunile constituenților materiei înalt excitate trebuie să fie mai mic decât timpul de viață al sistemului, astfel încât să existe suficient timp pentru realizarea echilibrului termic și astfel, să existe în cazul unui echilibru termic condiții bune pentru caracterizarea unei ecuații de stare.

Suprimarea „charmonium”-ului datorită ecranării de culoare realizate de către potențialul cuarcilor grei în faza deconfinată a fost prima semnătură prezisă pentru formarea plasmei de cuarci și gluoni [9]. Suprimarea „charmonium”-ului a fost prima dată observată în ciocniri Pb-Au la 158 A GeV [10] și apoi aceasta a fost regăsită în experimentele de la RHIC și LHC [11].

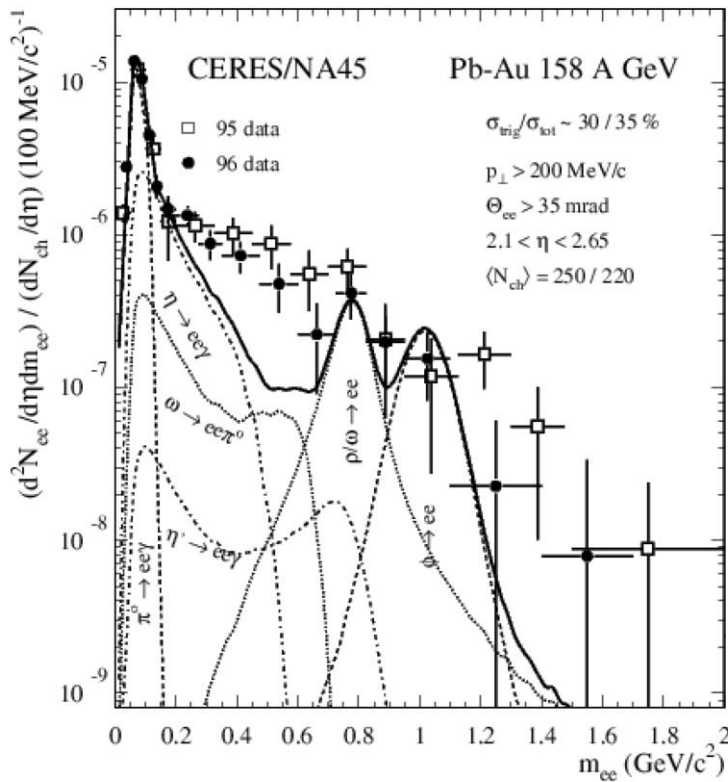


Figura 3.1: Spectrul de masă invariantă a perechilor e+e- obținute în ciocniri Pb+Au la 158 A GeV/c [6]

În analiza rezultatelor experimentale referitoare la spectre  $e^+ e^-$  în ciocniri Pb-Au la 158 A GeV, prezentate de colaborarea CERES-NA45 [10], s-a găsit un exces de perechi  $e^+ e^-$  în regiunea de masă mică, de la 200 MeV/c<sup>2</sup> până în regiunea de masă a lui  $\rho$ . Astfel, s-a constatat o creștere în regiunea 0.25 - 0.70 GeV/c<sup>2</sup> cu  $2.6 \pm 0.5$ , dar nu s-a observat un maxim clar la  $m_\rho = 770$  MeV/c<sup>2</sup> [11].

Numărul dileptonilor din regiunea de masă efectivă mică depășește numărul celor proveniți din dezintegrarea mezonilor  $\rho$  nemodificați - care sunt în regiunea de 770 MeV/c<sup>2</sup> - și oferă o indicație despre stadiul de reîmprăștiere hadronice care durează câțiva timpi de viață ai lui  $\rho$ .

Creșterea sub masele mezonilor  $\rho$  (770 MeV/c<sup>2</sup>) și  $\omega$  (782 MeV/c<sup>2</sup>) ar putea să fie explicată printr-o restaurare parțială a simetriei chirale, rezultând o descreștere a masei lui  $\rho$ . Unii autori consideră că excesul dileptonic în regiunea de masă invariantă mică nu poate fi explicat prin anihilarea pionilor [12]. Aceste interpretări nu oferă informație directă despre formarea plasmei de cuarci și gluoni, dar poate susține ipoteza formării unui gaz fierbinte din hadroni, care conține, majoritar, pioni.

Dacă se produce deconfinarea în materia nucleară nou formată în ciocniri de ioni grei relativști, producerea de cuarci „up” și „down” va fi suprimată datorită principiului de excluziune a lui Pauli. Volumul fireball-ului este deja ocupat de mulți cuarci „up” și „down” proveniți din nucleeele care s-au ciocnit, iar umplerea rapidă a spațiului fazelor disponibil pentru cuarcii „up” și „down” favorizează producerea de perechi  $s\bar{s}$  („strange-antistrange”). Acest fenomen se reflectă și în creșterea producerii de barioni multi-strange și de antibarioni strange, dacă se formează plasma de cuarci și gluoni. În experimentul SPS, hadronii cu stranietate, care includ  $\Omega$  și  $\bar{\Omega}$ , par produși în echilibru chimic, lucru pe care l-am specificat mai sus. Echilibrarea barionilor  $\Omega$ , în particular, nu poate fi înțeleasă în termeni de proces de „relaxare” hadronic de două corpuri, în timpul limitat al fireball-ului. A fost considerată ca fiind o puternică indicație în favoarea faptului că sistemul a parcurs o tranziție dintr-o fază partonică la starea finală hadronică, cu echilibrarea determinată de ciocniri multi-obiect la densități ridicate de particule de lângă granița fazelor [13]. Conform modelelor de transport hadronic care nu dețin o fază partonică, (anti-)hiperonii „multi-strange” sunt produși în ciocniri secvențiale care implică formarea de kaoni și  $\lambda$  (lambda), și prin urmare sunt sensibili la densitatea din fireball. Această susceptibilitate/sensibilitate este maximă la energiile mai scăzute ale fasciculului, aproape sau chiar sub pragul de producere și se așteaptă să dea câteva indicații asupra compresibilității materiei nucleare.

Caracterizarea densității barionice mari este un obiectiv principal al experimentului CBM iar altfel, o bună analiză a curgerii colective a hadronilor identificați ar putea oferi informații interesante despre dinamica ciocnirilor Au - Au. Curgerea colectivă este determinată de gradientii de presiune creați în faza incipientă a ciocnirii și poate să dea indicii cu privire la ecuația de stare a materiei nucleare dense și la proprietățile de transport ale plasmei de cuarci și gluoni create în materia nucleară nou formată.

Excesul de perechi leptonice în intervalul de energii SIS 100 - SIS 300 este sensibil atât la temperatura materiei create, cât și la timpul ei de viață (la extensia spațio-temporală). Se preconizează că această observabilă este o măsură a timpului de viață al fireball-ului și este susceptibilă la restaurarea simetriei chirale [14]. Dileptonii (perechi de leptoni), ca și fotonii, oferă informații despre starea termodinamică a mediului în care au fost produși. Deoarece dileptonii interacționează electromagnetic, ei părăsesc zona de reacție fierbinte și densă fără să interacționeze tare cu mediul.

Se consideră că perechile de leptoni dau informații despre posibilele modificări ale proprietăților hadronice din mediului foarte dens. Este așteptată o scădere a maselor mezonilor vectoriali în apropierea tranziției de fază de restaurare a simetriei chirale. O bună metodă de identificare a tranzițiilor posibile realizate în materia nucleară în condiții extreme și căutarea punctului critic este analiza dezintegrării mezonului  $\rho$  în dileptoni (se caută modificarea masei mezonului  $\rho$ ). Panta distribuției masei invariante a leptonilor reflectă în mod direct temperatura medie a fireball-ului [15]. În figura 3.2 vedem funcția de excitare și valorile temperaturii fireball-ului extrasă din intervalul intermediar al mase dileptonice, așa cum s-a calculat în referința [16,17]. Acesta este un rezultat al colaborării CBM și arată o formă estimată pentru valorile temperaturii sursei de emisie, calculată în funcție de energia de coliziune. Aplatizarea curbei calorice (platoul) sugerează o tranziție de ordin I [17].

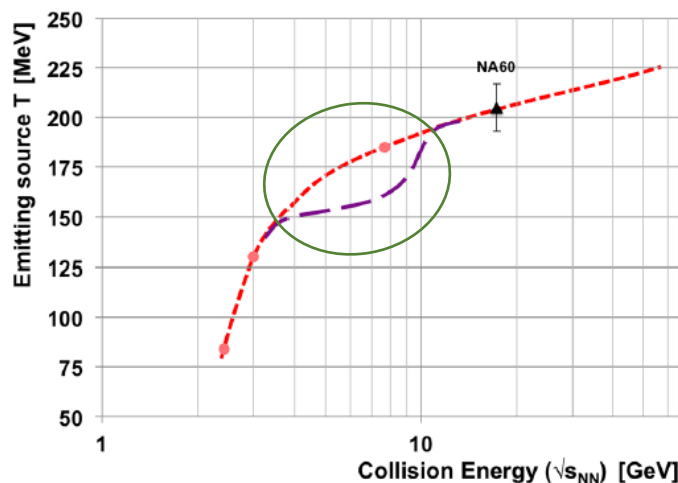


Figura 3.2: Valorile temperaturii T fireball-ului extrasă din distribuții intermediare de masă a dileptonilor în funcție de energia disponibilă în SCM [17]

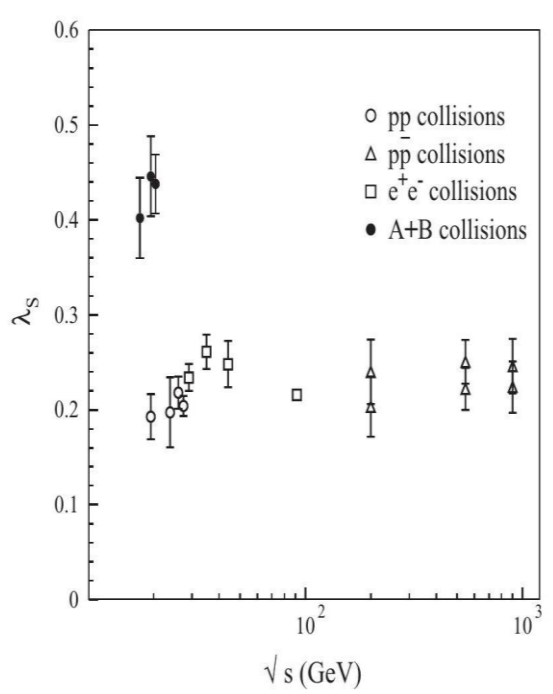


Figura 3.3: Raportul  $\lambda_s = 2\langle\bar{s}s\rangle/\langle\bar{u}u + \bar{d}d\rangle$  în funcție de diferite energii [18]

Este estimat un timp de echilibrare a stranieității într-o plasmă de cuarci și gluoni care este de același ordin cu timpul de viață prevăzut al „QGP”-ului ( $\sim 10 \text{ fm}/c$ ).

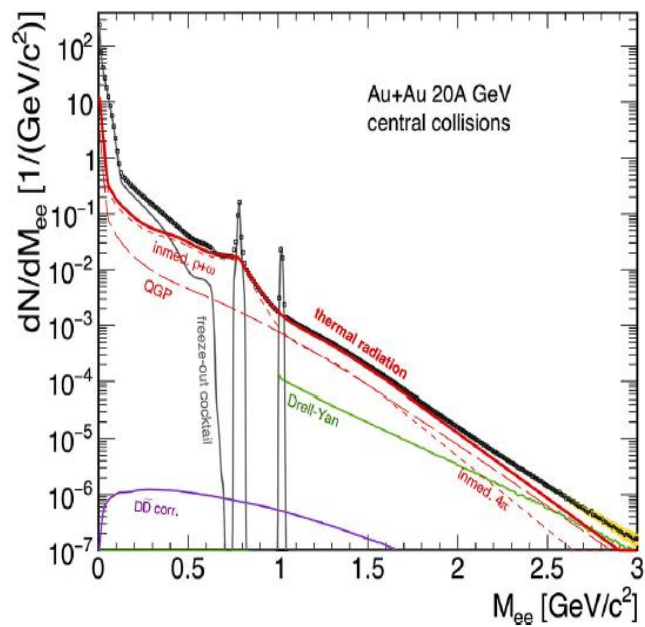


Figura 3.4: Spectrul masei invariante pentru perechi  $e^+e^-$  emise într-o ciocnire centrală Au+Au la 20 A GeV [20]



Dacă straniețea este produsă la echilibru chimic în „QGP”, această valoare „de echilibru” este semnificativ mai mare decât producerea de straniețea într-o ciocnire ordinară, spre exemplu nucleon-nucleon. De asemenea, producerea stranieții prin reîmprăștierea hadronică sau interacțiuni în stare finală a fost estimată ca fiind neglijabilă. În „QGP”, deconfinarea de culoare conduce la o densitate mare de gluoni care conduce la crearea de perechi  $s\bar{s}$  ale cuarcului  $s$  („strage”), considerat greu ( $M_s \approx 150 \text{ MeV}/c^2$ ), comparativ cu masele cuarcilor „up” și „down”. În plasma de cuarci și gluoni, producerea de straniețea este realizată prin fuziunea de gluoni  $gg \rightarrow s\bar{s}$  și prin anihilări cuarc/anticuarc  $q\bar{q} \rightarrow s\bar{s}$ . Canalul gluonic poate deveni dominant, deoarece deconfinarea culorii conduce la o densitate gluonică mare și un câmp magnetic de culoare intens. Astfel, se pot produce, cu o secțiune eficace de interacție mare, procese de acest tip. Această situație contrastează cu cazul reîmprăștierii hadronice sau cu interacțiuni în starea finală, în care producerea de perechi de cuarci cu „straniețea” are energii de prag mai mari și secțiuni eficace mici [19]. O estimare a creșterii stranieții se poate realiza prin studiul raportului  $\lambda_s = 2\langle s\bar{s} \rangle / (\langle \bar{u}u \rangle + \langle \bar{d}d \rangle)$  în funcție de energia disponibilă. În Figura 3.3, valoarea lui  $\lambda_s$  ca funcție de  $\sqrt{s}$  pentru ciocniri nucleon-nucleon cât și pentru ciocniri nucleu-nucleu ( $S+S$ ,  $S + Ag, Pb + Pb$ ), la SPS, indică producerea unei stări foarte fierbinți a materiei [20].

O parte importantă a programului de cercetare propus de Colaborarea CBM va fi măsurarea cu acuratețe a distribuției masei invariante a dileptonilor proveniți din dezintegrări ale particulelor cu „charm”, în intervalul de mase cuprins între 1 și 2,5  $\text{GeV}/c^2$ , pentru diferite energii ale fascicului, într-o ciocnire dată. A fost observată contribuția dileptonilor proveniți din procese Drell-Yan, prin comparație cu unele rezultate obținute la energiile de la SPS, RHIC și LHC. Astfel de contribuții, pentru ciocniri Au-Au la energia fascicului de 20 A GeV sunt prezentate în Figura 3.4 [20].

Maximul energiei la SIS 100 pentru ciocniri Au-Au va fi în jur de 10-12 A GeV. Pragul de producere pentru particule cu „farmec deschis” („open charm”) în ciocniri p+p este de aproximativ 12 GeV. În ciocnirile Au+Au, la aceeași energie pe nucleon, energia disponibilă este de aproximativ 200 de ori mai mare, ceea ce ar putea crește posibilitatea producerii de particule cu „farmec”, dar acest lucru nu a fost încă evidențiat experimental, în mod clar. Există o dependență de secțiunea eficace de producere și dimensiunile probelor cu evenimente de interes. Cele mai bune estimări actuale arată că nu se va putea măsura particule cu „farmec deschis” în ciocniri Au+Au la 11 A GeV, în experimentul CBM. Acest lucru poate fi posibil doar pentru ciocnirile Ni+Ni la 15 A GeV sau p+C la 30 GeV. Rezultatul prezentat în Figura 3.4, pentru ciocniri Au-Au la 20 A GeV, discutat mai sus, rămâne valabil pentru SIS 300. Acest rezultat poate fi comparat cu rezultatele calculelor mele, care sugerează o tranziție de fază mixtă, posibil de ordinul I, în intervalul de energii 18-21 A GeV și intervalul de rapiditate  $0.5 < y < 1.4$ , având în vedere



valoarea raportului antiproton/proton (a se vedea capitolul IV, Figura 4.29, în care este prezentată dependența raportului  $\frac{K^-}{K^+}$  de raportul  $\frac{\bar{p}}{p}$ ) [21].

În modele folosite pentru descrierea dinamicii ciocnirilor nucleare relativiste, se consideră că există o probabilitate mare de atingere a unor densități nucleare ridicate, estimările conducând la 6-7  $\rho_0$ . De asemenea, se consideră că, în aceste condiții, canalul gluonic poate să devină dominant. Având în vedere aceste aspecte, consider că se creează un câmp magnetic de culoare extrem de intens și „corzile” („string”-urile) vor putea interfera, astfel încât este de așteptat să se realizeze condiții de preechilibru. Se poate face ipoteza că se formează, local, într-un spațiu redus, pentru o fracțiune de timp extrem de mică, o plasmă gluonică suficient de fierbinte, care, ulterior, s-ar putea transforma într-o plasmă de cuarci și gluoni. Astfel, s-ar putea să se ajungă la un amestec de faze, cum ar fi cel dintre faza de gaz hadronic și faza de QGP, formându-se o stare de coexistență de faze, cu o durată mai mare de viață, cu o desfășurare mai lentă. Pentru raportul antiproton/proton funcțiile de excitare pentru cele două tipuri de particule prezintă, în simulările cu codul UrQMD, paliere care sunt bine definite, pentru intervalul de rapiditate  $0 < y < 0.8$ , precum și pentru intervalul de rapiditate  $0.5 < y < 1.4$ , în ciocniri cu clasă de centralitate 0-20%. Ele sugerează amestecuri de faze și/sau posibilă refacere parțială a simetriei chirale.

În figura 3.5 sunt prezentate rezultate simulărilor cu codul UrQMD referitoare la dependența raportului  $\frac{\bar{p}}{p}$  de impulsul total, în ciocniri Au-Au la 40 A GeV - în intervalul de rapiditate  $-0.5 < y < 0.5$ . Aceste rezultate ar putea indica o posibilă tranziție de fază mixtă.

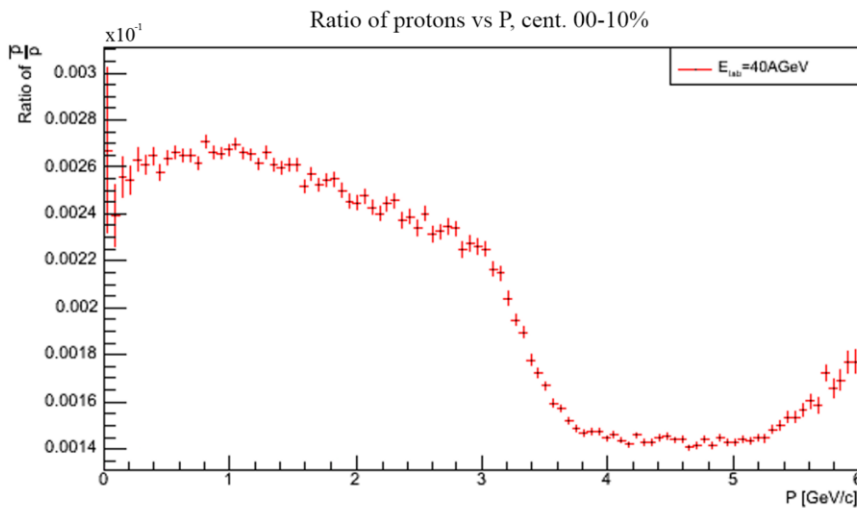


Figura 3.5: Raportul de  $\frac{\bar{p}}{p}$  în funcție de impulsul total, pentru ciocniri Au-Au la 40 A GeV, în sistemul laboratorului, centralitate 00-10%, pentru intervalul de rapiditate  $-0.5 < y < 0.5$ , generatorul UrQMD, cu  $0 < b \leq 13$  fm [21]

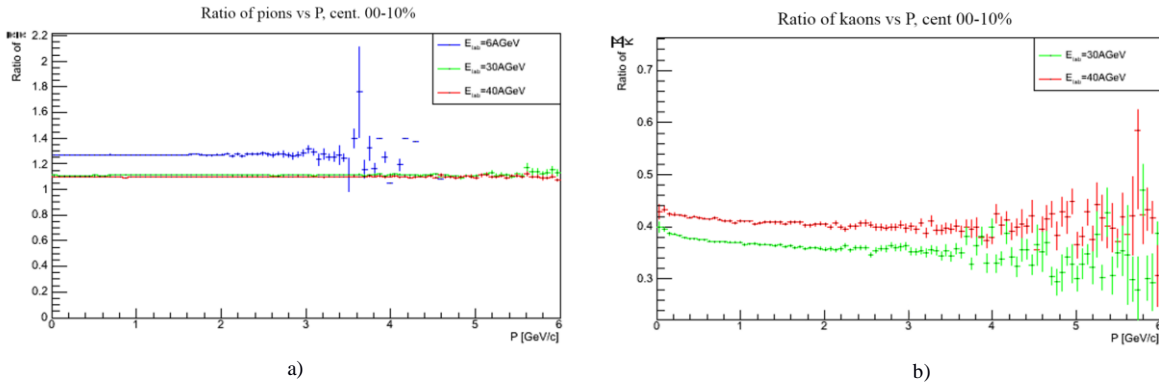


Figura 3.6: a) Raportul de  $\frac{\pi^-}{\pi^+}$  în funcție de impulsul total, ciocniri Au-Au, la 6, 30, 40 A GeV, centralitate 00-10%, codul UrQMD, b) Raportul de  $\frac{K^-}{K^+}$  în funcție de impulsul total la 30 și la 40 A GeV, centralitate 00-10%, codul UrQMD [21]

Rezultatele simulărilor prezentate în Figura 3.6, pentru rapoartele antiparticulă-particulă, în ciocniri centrale Au-Au, la trei energii (6 A GeV, 30 A GeV, respectiv, 40 A GeV) indică o creștere a raportului cu creșterea energiei incidente, în acord cu alte simulări. Rezultate similare sunt prezentate și în Figura 3.7. Rezultatele acestei teze care au un caracter predictiv pentru experimentul CBM. Ele sunt în acord cu datele de la experimentele STAR și Kaos (a se vedea figura 3.8), la energii comparabile sau mai mari, pentru aceleași tipuri de ciocniri sau similare (Au-Au, Pb-Au, Pb-Pb, U-Pb) [22,10].

Existența unei valori puțin mai mari de 1,00 a raportului  $\frac{\pi^-}{\pi^+}$  - cu deosebire la energii mici - ar putea fi legată de viteza de curgere a regiunii participante fierbinți și dense și de existența unui timp mai lung în care se manifestă forța de repulsie coulombiană dintre participanți și pionii pozitivi, respectiv de atracție între regiunea participantă și pionii negativi, ceea ce poate da naștere la modificări ale raportului. Se pot face conexiuni atât cu procesele de curgere ale materie nucleare cât și cu comportarea impulsului Coulomb (a se vedea figura 3.6).

Este de remarcat saltul făcut de valorile rapoartelor de la energia de 6 A GeV la energia de 40 A GeV (a se vedea figura 3.7). Se poate considera că domeniile de energii acoperite de cele două sisteme de acceleratori de la FAIR-GSI, SIS-100, respectiv, SIS-300, pot ajuta la investigarea regimului de tranziție, definit de Gorenstein și Gazdzicki [22, 21].

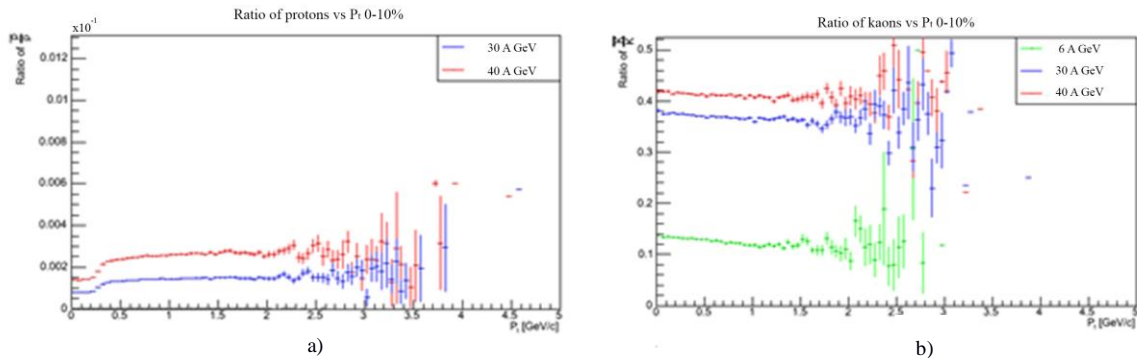


Figura 3.7: a) Raportul de  $\frac{p}{\pi^+}$  în funcție de impulsul transversal, ciocniri Au-Au, la 6, 30, 40 A GeV, centralitate 00-10%, codul UrQMD, b) Raportul de  $\frac{K^-}{K^+}$  în funcție de impulsul transversal la 6, 30 și la 40 A GeV, centralitate 00-10%, codul UrQMD [21]

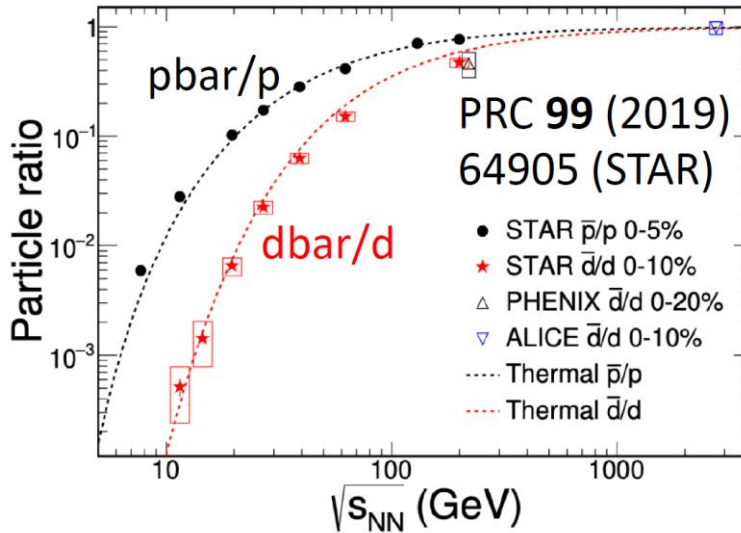


Figura 3.8: Dependența raportului  $\frac{\bar{p}}{p}$  de energie, măsurată în diferite experimente [22]

### 3.3 Calculele de rețea QCD

Anterior, am prezentat o serie de calcule teoretice, simulări și de rezultate experimentale care par să indice faptul că în materia nucleară fierbinte și densă formată în regiunea de suprapunere a nucleelor care se ciocnesc este posibilă o tranziție de fază de ordinul întâi. Această tranziție dorim să o investigăm și să o caracterizăm în vederea cunoașterii diagramei de fază a materiei nucleare. Doresc să subliniez faptul că ordinul tranziției de fază și valorile critice asociate (temperatură critică, densitate critică, potențial chimic barionic sau de stranietate ș.a.) sunt încă în curs de estimare pe bază de modele, simulări și rezultate experimentale. Pentru temperatura critică,  $T_c$ , sunt propuse diferite ipoteze, cu luarea în considerare a unor numere diferite de arome posibile. Pentru marea majoritate a modelelor propuse aceste arome sunt cele ușoare și pot fi în număr de două sau, uneori, trei. Calculele bazate pe rețele de cuarci („latice QCD”) au condus, de-a lungul timpului, la valori ale temperaturi critice cuprinse între 140 MeV și 192 MeV. În prezent, în modele care consideră doar cele două arome fundamentale, „up” (sus) și „down” (jos), temperatura critică estimată este  $T_c \sim 155$  MeV [23]. În cazul unui sistem cu 3 arome se obține o temperatură critică  $T_c \sim 175$  MeV. În cazul în care sunt folosite cele două arome de cuarci ușori („up” și „down”), precum și aroma pentru cuarcul cu stranietate („strange”), valoarea calculată este  $T_c \approx 170$  MeV [24]. Valoarea densității de energie critice este de ordinul a  $0.70 \pm 0.23$  GeV/fm<sup>3</sup> (circa 4,4 densități nucleare normale). O descriere microscopică a tranzițiilor de fază QCD necesită o evaluare de încredere a ecuației de stare, într-o abordare hidrodinamică a evoluției în spațiu-timp a ciocnirile relativiste cu ioni grei [25].

Un rezultat bazat pe calcule de rețea QCD pentru masele fizice a doi cuarci ușori („up” și „down”) și pentru unul mai greu („strange”) indică existența unei tranziții bruște dintre un gaz cu temperatură ridicată format din cuarci și gluoni și o fază hadronică la temperatură mai scăzută (fără discontinuități termodinamice). Acest lucru este prezentat în Figura 3.9 unde sunt arătate rezultate pentru densitatea de energie și presiune (ambele scalate cu  $T^4$  pentru a le compara cu un gaz liber din cuarci și gluoni lipsiți de masă, în funcție de  $T/T_c$  [26].

Din grafice se observă o creștere bruscă a densității de energie și a presiunii, când  $T = T_c$ . Valoarea densității de energie este  $\varepsilon_c \sim 6T_c^4$ , ceea ce înseamnă  $\varepsilon_c \sim 0.7 \text{ GeV}/\text{fm}^3$  (de circa 5,6 ori mai mare decât densitatea de energie normală).

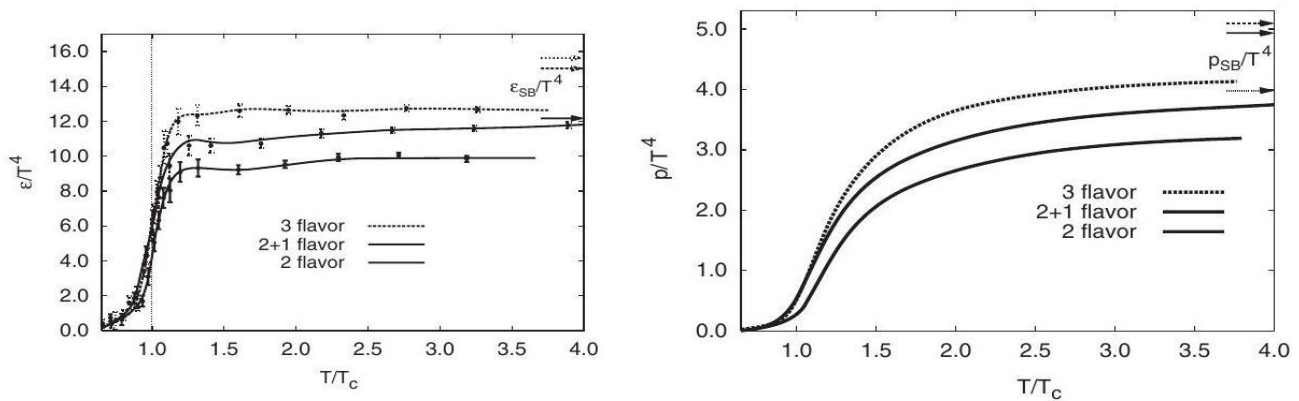


Figura 3.9 a) Densitatea de energie scalată cu  $T^4$  în funcție de temperatură folosind calculele de rețea QCD ( $16^3 \times 4$ ). Săgețile indică limita gazului ideal Stefan-Boltzmann. b) Presiunea scalată cu  $T^4$  în funcție de temperatură [22]

La temperaturi mai mici decât temperatura critică,  $T_c$ , pentru numărul de arome limitat la 3, se poate forma un „gaz hadronic”. Deasupra temperaturii critice există opt tipuri de gluoni colorați („dublu colorați”), fiecare gluon având două stări de helicitate. În funcție de numărul de arome considerate în model, 2 arome de cuarci, respectiv, 3 arome de cuarci, se are în vedere faptul că fiecare cuarc ar putea avea una dintre cele două stări de spin și, respectiv, una dintre cele trei culori. Știm că densitatea de energie și presiunea sunt mărimi proporționale cu numărul gradelor de libertate și, în consecință, putem considera că această creștere semnificativă a densității de energie într-un interval îngust de temperatură este legată de eliberarea unui număr mare de grade de libertate datorită tranziției de fază de la materia hadronică la plasma de cuarci și gluoni.

În Figura 3.9 b) este prezentată dependența presiunii, normată la  $T^4$ , de temperatură. Se observă că în regiunea tranziției de fază, unde densitatea de energie se modifică cu un ordin de mărime, variația presiunii reflectă schimbarea puternică a numărului gradelor de libertate. Pe măsură ce temperatura crește, materia se comportă ca un gaz partonic, iar densitatea de energie se apropie de limita dată de legea Stefan-Boltzmann. După cum se poate vedea din figura 3.9 b), nici chiar la  $4T_c$  nu este atinsă limita

Stefan-Boltzmann. Această comportare poate fi un indicator al interacțiilor semnificative dintre partoni în faza foarte fierbinte a materiei noi formate, care poate fi realizată în ciocniri nucleare relativiste [23].

Considerăm în continuare proprietățile plasmei de cuarci și gluoni, modelate inițial prin intermediul unui gaz ideal de cuarci și gluoni aflat la echilibru chimic, care să includă efectul unei structuri a vidului, confinată. În studiul gazului de cuarci și gluoni, modelul este considerabil simplificat, cu observația că atât gluonii, cât și cuarcii „up” și „down” sunt, cu aproximație, particule fără masă, cel puțin din punctul de vedere al scalei de energii corespunzătoare plasmei fierbinți și dense.

Densitatea de energie este dată, în termeni generali, de relația:

$$\epsilon = \frac{-\delta}{\delta\beta} \frac{1}{V} \ln Z(\beta, \lambda). \quad (1)$$

În absența vreunei scale, se poate scrie:

$$\frac{1}{V} \ln Z(\beta, \lambda) = \beta^{-3} f(\lambda) \quad (2)$$

Se obține, astfel, relația:

$$\epsilon = 3\beta^{-4} f(\lambda) = 3 \frac{T}{V} \ln Z(\beta, \lambda) = 3P \quad (3)$$

Prezența maselor cuarcilor și, în general, a variabilelor normate, încalcă această relație, în cazul gazelor relativiste. Se aplică, totuși, gazelor de fermioni, gazelor de bosoni și gazelor clasice. Pentru că particulele masive sunt mai puțin mobile, la o temperatură dată, presiunea exercitată de ele este considerată mai mică decât  $\epsilon/3$ .

În limita  $\beta m = m/T \ll 1$ , integralele pe spațiul fazelor pentru gazele cuantice ideale se pot calcula. Putem efectiv neglija masa particulei,  $m$ , atunci când o comparăm cu impulsurile foarte mari care apar și se neglijează, în primă aproximare, potențialele chimice. Se obține următoarea expresie pentru densitatea de energie:

$$\frac{E_{F,B}}{V} = \frac{g}{2\pi^2} \int_0^\infty p^2 dp \frac{p}{e^{\beta p \pm 1}} = \frac{g\beta^{-4}}{2\pi^2} 3! \sum_1^\infty \frac{(\pm 1)^{n-1}}{n^4} \quad (4)$$

Sumele infinite sunt sumele Riemann zeta și eta care, pentru bosoni, dau rezultatul Stefan-Boltzman bine-cunoscut:

$$P_B|_{m=0} = \frac{T}{V} \ln Z_B|_{m=0} = \frac{g\pi^2}{90} T^4 = \frac{1}{3} \epsilon_B \equiv \frac{E_B}{3V} \quad (5)$$

Dacă tranziția de la  $T > T_c$  până la  $T < T_c$  este continuă, dar bruscă, așa cum este evidențiat în figura 3.9, prin calcule QCD pe rețea, comportamentul poate să nu difere mult de o tranziție reală ce poate fi modelată de o EoS mai simplă, care permite tratarea analitică, cu modelul MIT de „sac de cuarci” („MIT bag model”). În acest model, presiunea și densitatea de energie sunt considerate în condițiile de potențial chimic nul:

$$p_{>} = g_{>} \frac{\pi^2}{90} T^4 - B; \varepsilon_{>} = g_{>} \frac{\pi^2}{30} T^4 + B; \text{ pentru } T > T_c \quad (6)$$

$$p_{<} = g_{<} \frac{\pi^2}{90} T^4; \varepsilon_{<} = g_{<} \frac{\pi^2}{30} T^4; \text{ pentru } T < T_c \quad (7)$$

unde  $B$  este constanta cu valoarea  $B^{\frac{1}{4}} \sim 200 \text{ MeV}$  [24]. Pentru o descriere a tranziției cuarc-hadron avem  $g_* = 37$ , pentru  $N_f = 2$  și respectiv,  $g_* = 47,5$  pentru  $N_f = 3$ .

### 3.4 Numărul barionic și nucleosinteza

Asimetria barionică materie-antimaterie este unul din „misterele” Fizicii particulelor și Cosmologiei. Valoarea asimetriei este definită de acest raport [25]:

$$\eta = \frac{n_b - n_{b^-}}{n_\gamma} \quad (8)$$

unde  $n_b (n_{b^-})$  este densitatea de barioni (antibarioni), iar  $n_\gamma$  este densitatea de fotoni. Concordanța între rezultatele obținute de WMAP (Wilkinson Microwave Anisotropy Probe) și cea mai recentă analiză a abundenței primordiale de deuteriu conduce la [25]:

$$\eta = (6.1 \pm 0.3) \times 10^{-10} \quad (9)$$

Pentru materia cosmică cu comportare nerelativistă de astăzi, densitatea de energie este :

$$\rho_B = m_B \cdot n_B, \text{ cun } n_B \propto R^{-3} \quad (10)$$

Un lucru important pentru evoluția Universului este faptul că raportul  $\frac{n_B}{s}$  este constant. Se consideră că densitatea de entropie actuală este determinată de densitatea de fotoni, astfel:  $s \cong 7 \cdot n_\gamma$ . În acest fel se pot calcula limitele nucleosintezei după „Big Bang”. O estimare pentru parametrul  $\eta$  este:

$$2.8 \cdot 10^{-10} \leq \eta \leq 4.0 \cdot 10^{-10}, \text{ unde } \eta = \frac{n_B}{n_\gamma} \quad (11)$$

Parametrul  $\eta$  reprezintă o parte din densitatea de barioni  $\Omega_B$ , definită prin:

$$\Omega_B = 3.6 \cdot 10^7 \cdot \eta \cdot h_0^{-2} \cdot \left( \frac{T_0}{2.7K} \right)^3 \quad (12)$$

Se consideră următoarea restricție:  $0.01 < \Omega_B \cdot h_0^2 < 0.02$ , de unde rezultă că Universul poate fi considerat închis la producerea de barioni.

Proprietățile dinamice ale Universului pot fi descrise de ecuația lui Einstein, prin modelul Einstein-de Sitte, un model de Univers plat, dominat de materie rece. Evoluția Universului este dominată

de o energie de vacuum care are o densitate constantă pe durata expansiunii Universului. De asemenea, include un termen de „gravitație repulsivă”. Vacuum-ul este bine caracterizat prin ecuațiile matematice de ecuațiile de câmp ale lui Einstein care includ și constanta cosmologică [26].

În universul dominat de radiație, pentru  $T > T_c$ , conținutul de particule este format din cuarci, gluoni, leptoni și fotoni. Este o aproximație bună să tratăm particulele cu  $m \ll 3T$  ca lipsite de masă. Deasupra temperaturii de tranziție QCD,  $g_{quarks} = (7/8)12N_f$  (numărul de arome de cuarci),  $g_{gluons} = 8$ ; sub temperatura de tranziție QCD,  $g_{hadrons}$  scade rapid la zero, i.e. pionii dispar la  $T \sim 40 \text{ MeV}$ . Creștere foarte puternică a densității de energie într-un interval foarte îngust de temperatură este legată de eliberarea unui număr mare de gluoni care pot produce alte perechi cuarc-anticuarc, ceea ce face probabilă producerea unui echilibru chimic între cuarci, anticuarci și gluoni, proces care este strâns legat de realizarea plasmei de cuarci și gluoni. Un aspect deosebit QCD este faptul că masa „dinamică” a cuarcilor dispare peste temperatura critică. La  $T > T_c$ , în plasma de cuarci și gluoni, datorită faptului că  $\alpha_s \rightarrow 0$ , interacțiile dintre cuarci sunt minime, iar masa nu mai este dată de masa „dinamică”, ci de valoarea curentă. Astfel, scade energia de prag de producere a cuarcilor și, de exemplu, o creștere a stranietății poate fi o probă pentru formarea plasmei de cuarci și gluoni.

De aceea, s-a estimat că în regiunea specifică tranziției de fază s-au atins valorile  $g_{>} = 51.25(61.75)$  și  $g_{<} = 17.25(21.25)$ , fără cuarci „stranii”. În timpul unor tranziții de fază permise de CDC/QCD se pot atinge densități specifice unor evoluții spre stele neutronice. În acest caz, raza, în acord cu evoluția Hubble, este de aproximativ  $10 \text{ km}$ , corespunzând unei scale de  $1 \text{ pc}$  sau de trei ani lumină. Masa din interiorul volumului Hubble este  $(4\pi/3)\varepsilon(T_c)R_H^3 \sim 1M_\odot$ , considerând deplasarea spre roșu  $\propto (1+z)$  în timpul expansiunii Universului dominat de radiație. Masa materiei întunecate reci (CDM) într-un volum al unui sistem în mișcare este considerată invariantă,  $M_{CDM} \equiv [(1+z_{eq})/(1+z)]M(z)$ . În tranziția QCD,  $(1+z_{eq})/(1+z) \sim 10^{-8}$  (unde  $z_{eq} \sim 10^4$ ), și de aceea:

$$M_H^{CDM} \sim 10^{-8}M_\odot \quad (13)$$

Timpul Hubble la realizarea acestei tranziții de fază în Universul timpuriu este etimat la  $t_{QCD} \sim 10^{-5} \text{ s}$ . El este mult mai mare decât timpul nuclear. Este de așteptat ca acest timp să fie regăsit prin studierea proprietăților și comportării materiei nucleare formate în regiunea de suprapunere a nucleelor care se ciocnesc la energii relativiste.

Densitatea numărului barionic  $n_B$  rezultă din raportul de barioni și fotoni în procesul de nucleosinteza după „Big Bang” (BBN),  $\eta \equiv (n_B/n_\gamma)_{BBN}$ , și din conservarea numărului barionic și al entropiei, anume,  $n_B/s = \text{constant}$ . Acest număr este dat de:



$$n_B(T_c) = \eta \left( \frac{n_Y}{s} \right)_{BBN} s(T_c) = (8.2 \pm 0.4) \times 10^{-11} s(T_c), \quad (14)$$

folosind valoarea  $\eta$  dată de Ecuația (8). În cele din urmă, numărul barionic din interiorul unui volum Hubble este dat de:

$$B_H \approx \left( \frac{61.75}{g} \right)^{\frac{1}{2}} \left( \frac{170 \text{ MeV}}{T_c} \right)^3 \left( \frac{\eta}{6.1 \times 10^{-10}} \right) 2.0 \times 10^{48} 44. \quad (15)$$

Aceasta este valoarea la începutul tranziției și poate atinge dublul acesteia la final.

Dacă tranziția cosmologică QCD este de ordinul întâi, atunci ea are loc prin nucleația bulelor hadronice. Durata sa normală este  $0.1 t_{QCD}$ . Din valorile mici ale tensiunii superficiale și ale căldurii latente estimate prin calculele de rețea QCD, cantitatea de energie dispată prin suprarăcire este mică [27]. Durata procesului de suprarăcire este scurtă,  $\Delta t_{sc} \sim 10^{-3} t_{QCD}$ . Într-un univers omogen, fără „impurități”, bulele hadronice pot suferi procesul de nucleație datorită fluctuațiilor termice, numită și nucleație omogenă, cu o distanță între bulele de ordinul a

$$d_{nuc} \sim 10^{-6} R_H \quad (16)$$

Bulele hadronice cresc foarte repede, în  $10^{-6} t_{QCD}$ , până când căldura latentă eliberată a reîncălzit universul la  $T_c$ . Până în acel moment, doar o mică fracțiune a volumului a trecut prin tranziție. Pentru restul de 99% din tranziție, gazul hadronic și plasma de cuarci și gluoni coexistă, la  $p_{HG}(T_c) = p_{QGP}(T_c)$ . În această perioadă, bulele hadronice cresc lent, iar căldura latentă eliberată menține temperatura constantă până la finalizarea tranziției. Densitatea de energie scade continuu, de la  $\varepsilon_{QGP}(T_c)$  la începutul tranziției, până la  $\varepsilon_{HG}(T_c)$ , atunci când tranziția este finalizată [28].

### 3.5 Faza mixtă

Din Fizica clasică, se știe că pot exista, împreună, apa și vaporii de apă, într-un regim izoterm, dacă și numai dacă temperatura este mai mică sau egală cu o temperatură critică,  $T_c$ . Deasupra temperaturii critice,  $T_c$ , nu există decât o singură fază. Numim faza de deasupra lui  $T_c$  fază fluidă. În literatura de specialitate, plasma de cuarci și gluoni este considerată un „fluid perfect” [29]. Coexistența fazelor de plasmă de cuarci și gluoni și gaz hadronic poate avea loc doar dacă cele două faze sunt în contact termic sau sunt în echilibru.

Rezultatele experimentale obținute de Colaborarea NA49 de la SPS-CERN indică faptul că depășim „granița” de faze pentru ciocniri Pb+Pb în domeniul de energii ale fasciculului incident cuprinse între 30 A GeV și 60 A GeV. Această trecere este denumită începutul deconfinării. Cea mai firească descriere a rezultatelor, spun unii autori, este aceea în care se consideră că în faza de densitate de energie



foarte mare avem atât simetrie chirală, cât și deconfinare. Sunt multe incertitudini în modelele teoretice actuale și lipsa unor date experimentale de încredere nu permite, încă, să se stabilească neambiguu dacă tranziția de fază pe care „o traversăm” este tranziția de fază de ordinul întâi (cu fază mixtă) sau o tranziție de „străbateră rapidă a suprafeței de separare dintre faze” („rapid cross-over”), fără fază mixtă. Doar descoperirea punctului critic poate pune în lumină problema proprietăților la limită pentru tranziția de fază [22].

Alți autori consideră posibilă și de bun augur o problemă „de interpretare” a tranzițiilor de fază legată de refacerea simetriei chirale. În acest fel se păstrează, totuși, o fază confinată. Aceasta rămâne un subiect de dezbatere teoretică și de confirmare experimentală. Unul din rezultatele remarcabile care ar putea fi obținute în cadrul colaborării CBM de la FAIR-GSI (a se vedea figura 3.2) este legat de comportarea temperaturii sursei care emite particule (regiunii participante fierbinți și dense („fireball”-ului)), în diferite condiții, în funcție de energia disponibilă în sistemul centrului de masă (SCM). Din Figura 3.2. se observă că simulările indică o aplatizare a dependenței temperaturii în funcție de energia disponibilă în SCM, iar comportarea de tip saturație se menține pe un interval extins de energii.

Pentru intervalul de energii incidente 10-13 A GeV, calculele bazate pe diferite modele teoretice arată că raportul antiproton/proton (raport de secțiuni eficace topologice determinate la aceeași energie) prezintă un platou relativ extins și sugerează o tranziție de fază realizată în materia nucleară fierbinte și densă formată în regiunea de suprapunere a nucleelor care se ciocnesc. Un alt interval de energie de interes pentru posibile tranziții de fază este în domeniul de energii cuprins între 18 A GeV și 20 A GeV [21]. Aceste rezultate sugerează crearea unei densități barionice ridicate. Se poate considera că materia care interacționează tare la densități barionice înalte are încă multe enigme, datorită complexității stării finale din reacțiile ionilor grei la energii relativiste.

Calculule făcute, bazate pe diferite modele de transport (a se vedea Capitolul I) arată că densitatea în centrul „fireball”-ului depășește de 6 ori densitatea normală  $\rho_0$ , la energii ale fasciculului de 5 A GeV, respectiv,  $8\rho_0$ , la 10 A GeV. Densitatea mare face posibilă „ruperea” sacilor de cuarci, așa cum sunt reprezentați de nucleoni, conform modelului MIT. La energii în jur de 5 A GeV se poate presupune apariția unor faze mixte, iar valorile foarte mari ale densității nucleare în interiorul „fireball”-ului permite asocieri cu comportarea unor obiecte cosmologice, precum stelele neutronice. În cadrul modelului Nambu – Jona-Lasinio, în care se consideră 3 arome de cuarci, densități în jur de  $5\rho_0$  sunt prezise pentru tranziția către o stea neutronică, iar la densități peste  $8\rho_0$  pot apare alte faze ale materiei nucleare (a se vedea Capitolul II).

Se poate descrie faza mixtă făcând unele aproximări, începând cu o plasmă de cuarci și gluoni care este formată la timpul  $\tau_0$  și la o temperatura inițială  $T(\tau_0)$ , cu  $\mu = 0$ , se poate scrie densitatea inițială de entropie sub forma aceasta [29]:

$$s(\tau_0) = \frac{4g_{qgp}\pi^2}{90} T^4(\tau_0) \quad (17)$$

În cazul în care temperatura inițială e suficient de mare, se poate include în calcule producerea cuarcilor cu straniețe („strange”). La temperatura critică  $T_C$ , sistemul intră în faza mixtă. Timpul la care acest lucru are loc,  $\tau_m$ , depinde de  $T(\tau_0)$  și de  $\tau_0$ , rezultând pentru viteza „sunetului” în materia nucleară o relație de forma:  $c_s^2 = 1/3$ .

Folosind această expresie în ecuația (17), se obține:

$$\tau_m = \tau_0 \left( \frac{T(\tau_0)}{T_C} \right)^3 \quad (18)$$

Sistemul rămâne în faza mixtă până când se transformă în totalitate din plasmă de cuarci și gluoni în gaz hadronic.

Legea conservării curentului de entropie se scrie:

$$s(\tau_0)\tau_0 = s(\tau)\tau \quad (19)$$

Această relație poate fi valabilă pe durata expansiunii, chiar și atunci când temperatura este constantă,  $T = T_C$ . Pe parcursul fazei mixte, desigur că acest lucru este o aproximare, este posibil să existe zone de echilibru termic local și este foarte probabil ca la un moment dat, datorită diferențelor densității de energie în plasma de cuarci și gluoni, în raport cu plasma hadronică, în starea de fază mixtă există posibilitatea ca existența fazelor respective să nu permită atingerea echilibrului termic global.

Nu este clară modalitatea de producere a tranziției de fază mixtă. Sunt făcute diferite ipoteze legate de apariția în plasmă a unor acumulări sau bule de hadroni. Aceste bule expandează, preluând un volum din ce în ce mai mare din sistem, până când întregul sistem este convertit în hadroni. Posibil este ca sistemul să formeze hadroni doar la margini, răcindu-se în hadroni până când marginile ajung la centru. Într-o primă concluzie este dificilă caracterizarea fazei mixte, dar este necesar să fie construite câteva idei orientative. Astfel, se poate estima o densitate de entropie la începutul fazei mixte, atunci când cuarcii și gluonii sunt singurele grade relevante de libertate [30,29]:

$$S_Q(\tau_m) = \frac{4g_{qgp}\pi^2}{90} T_C^3, \quad (20)$$

iar la finalul fazei mixte, gradele relevante de libertate care rămân sunt hadronii, astfel încât densitatea de entropie la  $\tau = \tau_H$ , adică timpul la care ia sfârșit faza mixtă, poate să fie estimată considerând doar două grade de libertate hadronice pentru sistem. Expresia este următoarea:

$$S_H(\tau_H) = \frac{4g_\pi\pi^2}{90} T_C^3 \quad (21)$$

Timpul,  $\tau_H$ , la finalul fazei mixte, poate fi determinat de relația:

$$s_Q(\tau_m)\tau_m = s_H(\tau_H)\tau_H \quad (22)$$

astfel încât:

$$\tau_H = \tau_m \frac{s_{qgp}(\tau_m)}{s_H(\tau_H)} = \tau_m \frac{g_{qgp}}{g_\pi} \quad (23)$$

Durata fazei mixte este foarte sensibilă la numărul de grade de libertate specific fiecărei faze. Atunci când raportul gradelor de libertate este mare, precum cel al unei plume de cuarci și gluoni cu 2-3 arome de cuarci și al unui gaz pionic lipsit de masă, faza mixtă poate să se întindă pe o durată considerabilă. Dacă raportul se apropie de unitate durata fazei mixte va fi scurtă. Atât timp cât sistemul rămâne în faza mixtă, densitatea totală de entropie va fi o combinație între contribuțiile date de plasma de cuarci și gluoni și de gazul hadronic [30,29]:

$$s(\tau) = \lambda(\tau)s_Q(\tau_m) + [1 - \lambda(\tau)]s_H(\tau_H) \quad (24)$$

Prin modul de construcție,  $\lambda(\tau_m) = 1$  și  $\lambda(\tau_H) = 0$ . Pentru a ajunge la dependența temporală a lui  $\lambda(\tau)$  (drumul liber mediu) luăm în considerare conservarea curentului de entropie, cu observația că:

$$s(\tau)\tau = s(\tau_0)\tau_0 = s_Q(\tau_m)\tau_m = s_H(\tau_H)\tau_H \quad (25)$$

Din ecuația (19) avem:

$$\lambda(\tau) = \frac{s(\tau) - s_H(\tau_H)}{s_Q(\tau_m) - s_H(\tau_H)} = \frac{[s(\tau)/s_H(\tau_H)] - 1}{g_{qgp}/g_\pi - 1} \quad (26)$$

unde am utilizat ecuația (18) pentru ultima egalitate. Pentru a introduce  $\tau$  în mod explicit aplicăm ecuația (25) pentru a obține:

$$\lambda(\tau) = \frac{(\tau_0/\tau)[s(\tau_0)/s_H(\tau_H)] - 1}{g_{qgp}/g_\pi - 1} \quad (27)$$

În sfârșit, din moment ce  $s \propto T^3$ , obținem o expresie în funcție de condițiile inițiale și în funcție de gradele de libertate:

$$\lambda(\tau) = \frac{(\tau_0/\tau)(g_{qgp}/g_\pi)(T(\tau_0)/T_C)^3 - 1}{g_{qgp}/g_\pi - 1}, \quad (28)$$

atunci când  $c_s^2 = 1/3$  și  $\lambda(\tau)$ , pentru plasma de cuarci și gluoni de tip două-arome și pentru un gaz pionic lipsit de masă [30,29].

### 3.6 Tranziția cosmologică QCD

Condensarea picăturilor de apă în nori se realizează datorită impurităților („prafului”). Acest lucru se poate întâmpla și în Universul timpuriu. Candidații ipotetici pentru „praful cosmic” includ găuri

negre „primordiale”, corzi și alte tipuri de defecte. În aceste circumstanțe, distanța tipică de nucleație poate să difere semnificativ de scenariul nucleației omogene.

Probabilitatea de a nuclea o bulă cu rază critică (i.e. mărimea minimă a bulei la care poate crește după formare) printr-o fluctuație termică în unitatea de timp și volum este dată de:

$$I(T) = I_0(T) \exp\left(\frac{-\Delta W_c}{T}\right) \quad (29)$$

cu  $\Delta W_c = 16\pi\sigma^3 / [3(p_{HG} - p_{QGP})^2]$ . Din motive dimensionale  $I_0 \sim CT^4$ , cu  $C = O(1)$ . Referința [28] oferă un calcul mai detaliat al  $I_0$  în cadrul modelului „MIT Bag”. În aceeași referință se arată că dependența de temperatură a factorului  $I_0$  poate fi neglijată pentru calculul temperaturii de suprarăcire  $T_{sc}$  din tranziția cosmologică QCD.

Pentru suprarăcire,  $\Delta \equiv 1 - T/T_c \ll 1$ ,  $(p_{HG} - p_{QGP})(T)$  poate fi evaluată utilizând a doua lege a termodinamicii, i.e.  $p_{HG} - p_{QGP} \approx l\Delta$ , și astfel:

$$I(\Delta) \approx I_0(T_c) \exp(-A/\Delta^2) \quad (30)$$

cu  $A \equiv 16\pi\sigma^3 / (3l^2T_c)$  și  $I_0(T_c) \approx T_c^4$ . Se observă că acest rezultat nu depinde de detaliile EoS QCD. Pentru valorile  $l = 1.4T_c^4$  și  $\sigma = 0.015T_c^3$  din rețeaua QCD,  $A \approx 3 \times 10^{-5}$ . În modelul de „sac de cuarci MIT”,  $A \approx 5 \times 10^{-2}(\sigma/T_c^3)^3$  [31,28].

Cantitatea de energie de suprarăcire necesară pentru a finaliza tranziția,  $\Delta_{sc}$ , poate fi estimată din cazul analizat pentru o singură bulă nucleată în raport cu volumul Hubble. Aceasta este:

$$O(\Delta_{sc}) = \left[ \frac{A}{4 \ln(T_c/H_{QCD})} \right]^{1/2} \approx 4 \times 10^{-4} \quad (31)$$

Calculul este făcut pentru valorile lui  $l$  și  $\sigma$  din rețeaua saturată QCD. Pentru modelul de „sac de cuarci MIT”, presupunem  $\sigma < 0.1T_c^3$ , ceea ce implică  $\Delta_{sc} < 6 \times 10^{-4}$  [31,28].

Intervalul de timp din perioada suprarăcirii provine din conservarea entropiei și este

$$\Delta t_{sc}/t_{QCD} = \Delta_{sc}/(3c_s^2) = O(10^{-3}) \quad (32)$$

Se folosește relația  $c_s^2 = d \ln s / d \ln T$  pentru viteza sunetului din faza suprarăcită. Pentru modele realiste,  $0 < c_s(\Delta) < 1/\sqrt{3}$ , iar  $c_s(\Delta) = 1/\sqrt{3}$  în modelul de „sac de cuarci MIT” [31,28].

După ce primele bule au fost nucleate, cel mai probabil, acestea vor crește prin deflagrație slabă. Frontul de deflagrație (peretele de bule) se mișcă cu viteza  $v_l \ll 1/\sqrt{3}$ . Energia eliberată din bule este distribuită în jur, din plasma de cuarci și gluoni, printr-o undă de șoc supersonică și prin radiația de neturini [31,28].

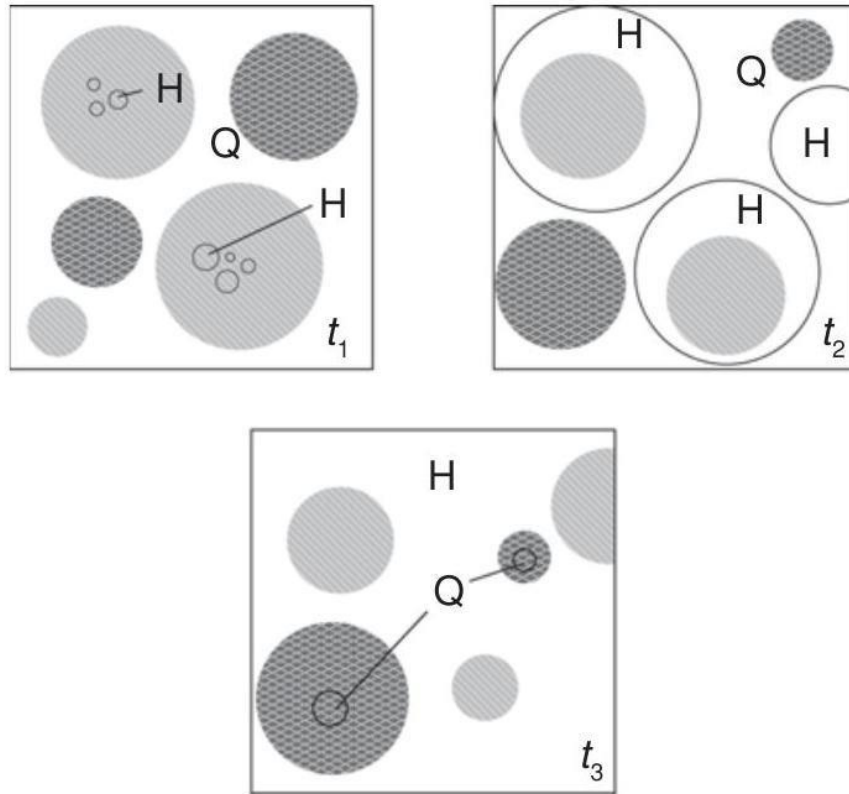


Figura 3.10: Schema unei tranziții de ordinul întâi QCD în Universul neogen. Pentru  $t_1$ , cele mai reci zone (gri deschis) sunt suficient de reci încât să cauzeze nucleație bulelor hadronice (notate cu H) în timp ce mare parte din Univers rămâne în faza de plasmă de cuarci și gluoni (notată cu Q). Pentru  $t_2 > t_1$  bulele hadronice din zonele reci au expandat până la scala de fluctuație a Universului. Doar punctele fierbinți (gri închis) sunt încă în faza de QGP. Pentru  $t_3$  tranziția este aproape finalizată. Ultimele „picături” de QGP se găsesc în cele mai fierbinți zone ale Universului. Distanța medie dintre zonele fierbinți este mai mare decât distanța dintre bulele hadronice nucleate [32]

### 3.7 Posibile tranziții de fază ale unui gaz ideal

Considerăm în continuare că proprietățile plasmei de cuarci și gluoni, modelate inițial prin intermediul unui gaz ideal de cuarci și gluoni la echilibru chimic, ar putea să includă efectul unei structuri de vid confinante. În studiul gazului de cuarci și gluoni, modelul este considerabil simplificat, cu observația că atât gluonii, cât și cuarcii  $u$  și  $d$  sunt, cu aproximație, particule fără masă, cel puțin din punctul de vedere al scalei de energii disponibile în plasma fierbinte.

La temperaturi mari există un „gaz” relativist format din cuarci și gluoni. Pentru a obține cuarci liberi se adaugă termenului de densitate de energie cinetică termenul  $B$ , datorat energiei vidului. Invarianța Lorentz a tensorului energiei conduce la un termen negativ ( $-B$ ) pentru presiune. Acesta poate fi obținut simplu din relația  $dE = -PdV$ , de unde  $E = BV$ , cu  $B = \text{constant}$ . Acesta va juca rolul de constantă cosmologică. De obicei termenul  $B$  este asociat fazei confinate, nu fazei deconfinată ca aici. În

acest caz, valoarea sa pozitivă are semnificație fizică de presiune a vidului, pentru a păstra cuarții în interiorul volumului în care sunt confinați. În consecință,

$$\epsilon = 37(\pi^2/30)T^4 + B \quad (33)$$

$$P = (37/3)(\pi^2/30)T^4 + B \quad (34)$$

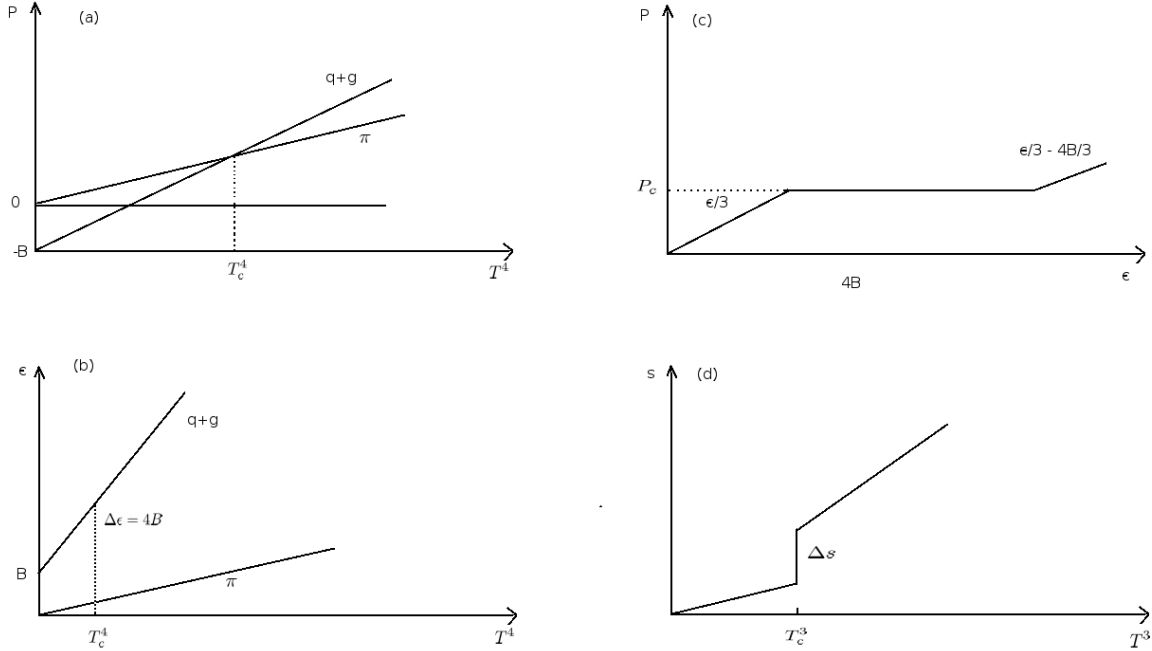


Figura 3.11: Ilustrarea tranziției unui gaz ideal: a) presiunea celor două faze în raport cu  $T^4$ : faza cu presiune mai mare este mai stabilă, tranziția având loc la egalarea presiunilor b) densitatea de energie a celor două faze, în aceleași unități c) ecuația de stare  $P = P(\epsilon)$  d) densitatea de entropie ca funcție de

$T^3$  [33,26]

În figura 3.11 a) avem reprezentată grafic presiunea celor două faze în funcție de temperatură. Se poate observa că faza cu presiunea mai mare este stabilă. Tranziția de fază are loc la temperatura  $T_c$ , la care cele două faze sunt în echilibru:

$$B = \frac{1}{3}(37 - 3)(\pi^2/30)T_c^4 \quad (35)$$

$$T_c = 0.72B^{\frac{1}{4}} \quad (36)$$

În Figura 3.11 b) este reprezentată grafic densitatea de energie a celor două faze în același sistem de axe. La  $T_c$  apare un salt al densității de energie:

$$\Delta\epsilon = 37(\pi^2/30)T_c^4 + B - 37(\pi^2/30)T_c^4 \quad (37)$$

Figura 3.11 c) arată ecuația de stare  $P = P(\epsilon)$ .

Densitatea de entropie va fi

$$s = (1/V) dP/dT|_V = \frac{4}{3}(\pi^2/30)T^3 \quad (38)$$

În Figura 3.11 d) este reprezentată densitatea de entropie în funcție de  $T^3$ . Saltul densității de entropie la temperatura critică semnalează o tranziție de ordinul I. S-a determinat că  $\Delta\epsilon = T_c\Delta s$ , așa cum era de aștepta [34]. Se pot scrie relațiile:

$$s(q + g) = \frac{4}{3} \times 37(\pi^2/30)T^3 \quad (39)$$

$$s(\pi) = 4(\pi^2/30)T^3 \quad (40)$$

În faza de temperatură mare, creșterea numărului de grade de libertate este contracarată de densitatea de energie a vidului care se opune deconfinării. Tranziția are loc la temperatura critică la care cele două efecte se compensează. Diferența dintre numărul gradelor de libertate dă o măsură a densității de entropie ce trebuie cedată în timpul tranziției.

Datorită densității barionice foarte mari, nucleonii ajung să se suprapună, iar distanța dintre cuarcii constituenți se micșorează atât de mult încât ei pot fi eliberați, ceea ce duce la procesul de deconfinare.

### 3.8 Univers omogen și izotrop

Efectele tranziției de la plasma de cuarci și gluoni la materia hadronică asupra expansiunii și răcirii Universului pot fi descrise printr-un formalism simplu.

Pentru a formula ecuațiile de stare care descriu starea materiei înainte și după tranziția de fază se utilizează modelul sacului de cuarci. De asemenea, trebuie adăugată contribuția fotonilor, electronilor și neutrinelor cosmici. În faza de cuarci:

$$\epsilon = g_q(\pi^2/30)T^4 + B \quad (41)$$

$$P = g_q(\pi^2/30)T^4/3 - B \quad (42)$$

$$g_q = 51.25 \quad (43)$$

În faza de hadroni:

$$\epsilon = g_h(\pi^2/30)T^4 \quad (44)$$

$$P = g_h(\pi^2/30)T^4/3 \quad (45)$$

$$g_h = 17.25 \quad (46)$$

Diferența dintre  $g_q$  și  $g_h$ , este notată cu  $r = g_q - g_h = 2.97$ .

Pentru un Univers omogen și izotrop, cele zece ecuații ale lui Einstein se transformă în [35,33,26]:

$$(dR/dt)^2 = (8\pi G/3)R^2\epsilon \quad (47)$$

$$-dR/R = d\epsilon/3(\epsilon + P) \quad (48)$$

Rezolvând ecuațiile se obține o relație fundamentală între spațiu și timp:

$$-d\epsilon[3\epsilon^{1/2}(\epsilon + P)] = (8\pi G/3)^{1/2} dt \quad (49)$$

Pentru  $T > T_c$  termenul corespunzător energiei sacului,  $B$ , accelerează expansiunea cu o scală temporală  $t_{qh}$ . Calculând, se obține pentru modelul sacului de cuarci:

$$t_{qh} = (8\pi GB/3)^{-1/2} = 144(100\text{MeV}/T_c)^2 \mu\text{s} \quad (50)$$

Densitatea de energie în plasma de cuarci-gluoni  $\epsilon_q$  variază astfel:

$$\epsilon_q = B \coth^2(2t/t_{qh}) \quad (51)$$

La  $T = T_c$ , densitatea de energie este suma dintre cei doi termeni,  $\epsilon_q$  și  $\epsilon_h$ , cu  $f_q$  fracțiunea de volum ocupat de cuarci, atunci avem:

$$[(dR/dt)/R]^2 = t_{qh}^{-2}[\epsilon_q f_q + \epsilon_h(1 - f_q)s_h] = 0 \quad (52)$$

sau

$$(dR/R)/R = -(df_q/dt)(r - 1)/[3f_q(r - 1) + 3] \quad (53)$$

Integrând funcția  $f_q$  obținem:

$$f_q(t) = \frac{1}{4}(r - 1) \left[ \tan^2 \left( \arctan(4r - 1)^{1/2} + \frac{3}{2}(t_i - t)t_{qh}(r - 1)^{1/2} - 3 \right) \right] \quad (54)$$

Odată cu varierea fracției  $f_q$  între 1 și 0, variază și factorul  $R$ . Raportul  $R(f_q = 1)/R(f_q = 0)$  este dat cu aproximație de tip  $r^{1/3}$ , adică tranziția de la plasma de cuarci și gluoni la materia hadronică poate să dea naștere unei scurte perioade inflaționiste în care factorul de scalare crește cu 40%, la temperatură constantă. Trebuie să existe un transfer de entropie de la faza de plasmă de cuarci și gluoni la faza de hadroni pentru a conserva densitatea de entropie în timpul micșorării fracției  $f_q$  [35,33,26].



### Bibliografie pentru capitolul al III-lea

- [1]. B. Friman et al. (Editors), The CBM Physics Book, Lect.Notes Phys. Vol. 814 (Springer, 2011). pag. 47-90, Daniel Naegels - arXiv:2110.14504v1 [hep-th] 27 Oct 2021, Liddle AR. In From Quantum Fluctuations to Cosmological Structures, ed.D Valls-Gabaud, MA Hendry, P Molaro, K Chamcham, 126:31. Astron. Soc. Pac. Conf. Ser. (1997)
- [2]. L. Phys. Today56:48 (2003); Gyulassy M, McLerran L.Nucl. Phys. A 750:30 (2005) Heinz U, Jacob M. nucl-th/0002042; Heinz U. hep-ph/9902424; Gavai RV.Pramana 55:125 (2000); Zschesche D, et al. nucl-th/0101047; Stachel J.Nucl. Phys. A 654:119c (1999); Braun-Munzinger P, Stachel J. Nucl. Phys. A638:3 (1998)
- [3]. F. Becattini et al., Phys. Rev. Lett. 111, 082302 (2013), J. Stachel et al., J. Phys.: Conf. Ser. 509, 012019 (2014).
- [4].S. Borsanyi et al., JHEP 09, 073 (2010). A. Bazavov et al., Phys. Rev. D 85, 054503 (2012).
- [5]. Y. Aoki et al., Nature 443, 675 (2006). C.S. Fischer, J. Luecker, C.A. Welzbacher, Phys. Rev. D 90, 034022 (2014).
- [6]. N. Tawfik, A.M. Diab, Phys. Rev. C 91, 015204 (2015). CERES Collaboration, B. Lenkeit et al. , Nucl. Phys. A661, 23c (1999).
- [7].P. Koch, B. Mauller, J. Rafelski, Phys. Rep. 142, 167 (1986). M. Gazdzicki, M. Gorenstein, Act. Phys. Pol. B 30, 2705 (1999). B. Tomasik, E.E. Kolomeitsev, Eur. Phys. J. A 52, 251 (2016).
- [8]. A. Andronic, P. Braun-Munzinger, J. Stachel, Nucl. Phys. A 834, 237c (2010).
- [9]. T. Matsui, H. Satz, Phys. Lett. B 178, 416 (1986).
- [10]. NA50 Collaboration (M. Abreu et al.), Phys. Lett. B 410,337 (1997)
- [11]. Pisarski RD, Wilczek F. Phys. Rev. D29:338 (1984) Nucl. Phys. A 750:30 (2005), R. Rapp and J. Wambach , hep-ph/9909229.
- [12]. Heinz U, Jacob M. nucl-th/0002042;Heinz U. hep-ph/9902424; Gavai RV. Pramana 55:125 (2000); Zschesche,D, et al. nucl-th/0101047; Stachel J.Nucl. Phys. A 654:119c (1999); Braun-Munzinger P, Stachel J. Nucl. Phys. A 638:3 (1998)
- [13]. P. Braun-Munzinger, J. Stachel, C. Wetterich, Phys. Lett. B 596, 61 (2004).
- [14]. P. Hohler, R. Rapp, Phys. Lett. B 731, 103 (2014).
- [15]. Schramm DN, Turner MS. Rev. Mod. Phys. 70:303 (1988)
- [16]. R. Rapp, H. van Hees, Phys. Lett. B 753, 586 (2016).
- [17]. T. Galatyuk et al., Eur. Phys. J. A 52, 131 (2016)., M. D'Agostino et al., Nucl. Phys. A 749, 55 (2005).

- [18]. Rafelski J, Muller B. Phys. Rev. Lett.48:1066 (1982); Koch P, Muller B, Rafelski J. Phys. Rep. 142:167 (1986)
- [19]. Heinz U, Jacob M. nucl-th/0002042; Heinz U. hep-ph/9902424; Gavai RV. Pramana 55:125 (2000); Zschesche D, et al. nucl-th/0101047; Stachel J. Nucl. Phys. A 654:119c (1999); Braun- Munzinger P, Stachel J. Nucl. Phys. A 638:3 (1998)
- [20]. HADES Collaboration (G. Agakishiev et al.), arXiv:1512.07070
- [21]. **N. G. Țuțuraș** et. al. – Romanian Reports in Physics 71 (303), 2019  
**N. G. Țuțuraș** - Raport de activitate, semestrul I, anul 2014-2015, doctorat
- [22]. Karsch F, Laermann E, Peikert A. Nucl. Phys. B 605:579 (2001), Ali Khan A, et al. (CP-PACS Collab.) Phys. Rev. D 63:034502 (2001)  
M.Gazdzicki, M.Gorenstein - Acta Phys.Polon.B30(1999)2705  
BES Results from RHIC-STAR, CPOD2021, 15-19/Mar  
M.Gazdzicki - Conversație privată cu autorul
- [23]. Karsch F, Laermann E, Peikert A. Phys. Lett. B 478:447 (2000); Ejiri S. Nucl. Phys. Proc. Suppl. 94:19 (2001)
- [24]. Bernard C, et al. (MILC Collab.) Phys. Rev.D71:034504 (2005); Bernard C, et al. (MILC Collab.) Nucl. Phys. Proc. Suppl. 140:538 (2005)  
Aoki S, et al. (JLQCDCollab.) Nucl. Phys. Proc. Suppl. 73:459 (1999); Fodor Z, Katz SD. JHEP 0404:050 (2004)  
Chodos A, et al. Phys. Rev. D 9:3471(1974); Hasenfratz P, Kuti J. Phys. Rep.40:73 (1978); DeGrand T, Jaffe RL, Johnson K, Kiskis JE. Phys. Rev. D 12:2060 (1975) Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. 2006.56:441-500.
- [25]. Trodden M. Rev. Mod. Phys. 71:1463(1999), Dolgov AD. Nucl. Phys. Proc. Suppl.113:40 (2002); Dolgov AD. Nucl. Phys.Proc. Suppl. 95:42 (2001) Bennett CL, et al. (WMAP Collab.) Ap. J.Suppl. 148:1 (2003)
- [26]. Al.Jipa - BRAHMS Collaboration Meeting, University of Copenhagen, “Niels Bohr” Institute, Denmark, 3-5 May 2006, Al.Jipa for the BRAHMS Collaboration – Sesiunea Anuală de Comunicări Științifice a Universității din București – 26 mai 2006 – lecție invitată, Al.Jipa for the Relativistic Nuclear Physics Group - Conferința Națională de Fizică, 13-18.IX.2005, București-Măgurele –prezentare orală
- [27]. Ignatius J, Kajantie K, Kurki-Suonio H, Laine M. Phys. Rev. D 49:3854 (1994); J, Kajantie K, Kurki-Suonio H, Laine M. Phys. Rev. D 50:3738 (1994)

- [28]. Christiansen MB, Madsen J. *Phys. Rev. D* 53:5446 (1996), Csernai LP, Kapusta JI. *Phys. Rev. D* 46:1379 (1992), Hogan CJ. *Phys. Lett. B* 133:172 (1983), Iwasaki Y, et al. *Phys. Rev. D* 49:3540(1994); Grossmann B, Laursen ML. *Nucl. Phys. B* 408:637 (1993)
- [29]. Ramona Vogt - "Ultrarelativistic Heavy-Ion Collisions", ed Elsevier 2007, Amsterdam
- [30]. Jean Letessier, Johann Rafelski, - Hadrons and Quark–Gluon Plasma, Cambridge Press, 2002  
B. Friman et al. (Editors), The CBM Physics Book, Lect.Notes Phys. Vol. 814 (Springer, 2011).
- [31]. DeGrand T, Kajantie K. *Phys. Lett. B* 147:273 (1984), Ignatius J, Kajantie K, Kurki-Suonio H, Laine M. *Phys. Rev. D* 49:3854 (1994); Ignatius J, Kajantie K, Kurki-Suonio H, Laine M. *Phys. Rev. D* 50:3738 (1994), Kajantie K, Kurki-Suonio H. *Phys. Rev. D* 34:1719 (1986), Kajantie K. *Phys. Lett. B* 285:331 (1992)
- [32]. Ignatius J, Schwarz DJ. *Phys. Rev. Lett.* 86:2216 (2001)
- [33]. H.Reeves – *Phys.Rep.* 201(1991)335
- [34]. J. Rafelski, J. Letessier, and A. Tounsi, 1996. Strange particles from dense hadronic matter. *Acta. Phys. Pol. B*, 27, 1037.
- [35]. C.Beşliu, Al.Jipa – From Elementary Particles To Stars – *Rom.J.Phys.* (2000),  
U. Heinz, The Little Bang: Searching for quark-gluon matter in relativistic heavy-ion collisions.

## Capitolul IV – Rezultate

- 4.1 Necesitatea simulărilor în Fizica nucleară relativistă. Codul AMPT, codul UrQMD
- 4.2 Sistemul de simulare YaPT (Yet another High Energy Physics Tool)
- 4.3. Spectre de impuls transversal și temperaturi aparente folosind simulări cu codurile UrQMD și AMPT
- 4.4 Fluctuații de ordin superior la energiile disponibile la FAIR. Metode de căutare a punctului critic
- 4.5 Constanta Hubble cosmologică și constanta Hubble „microscopică”
- 4.6 Constanta Hubble „microscopică” estimată din rezultate experimentale
- 4.7 Rapoarte antiparticulă – particulă la energii de 6 și 20 A GeV. Compararea simulărilor cu cele două coduri
- 4.8 Funcția de excitare și rapoartele antiparticulă – particulă la energii în intervalul 6 -28 A GeV
- 4.9 Funcția de excitare și temperatura regiunii participante („fireball”)-ului extrasă din distribuții intermediare de masă a dileptonilor

### 4.1 Necesitatea simulărilor în fizica nucleară relativistă. Codul AMPT și codul UrQMD

Pentru descrierea dinamicii ciocnirilor nucleare relativiste, a modificărilor de fază și a tranzițiilor de fază posibile trebuie luat în considerare un număr mare de parametri. Printre aceștia se numără parametrii care țin de geometria ciocnirii, energia totală disponibilă în sistemul centrului de masă, dimensiunile fragmentelor (monomerilor) care pot fi luate în considerare în diferite faze, interacțiunile posibile între componente, tipul de evoluție a sistemului, în acord cu tipul de echilibru termodinamic atins în regiunea participantă fierbinte și densă, dar și în regiunile înconjurătoare ș.m.a. De aceea, pentru descriere ar fi necesară o teorie de mai multe corpuri, cuantică, relativistă, cu luarea în considerare a tuturor tipurilor de interacții și a tuturor gradelor de libertate [1]. Cum o astfel de descriere completă nu este încă posibilă, s-a apelat la coduri de simulare care să conțină cât mai multe din aceste „ingrediente” [2,3 și referințe citate acolo].

Din multitudinea de coduri de simulare folosite [4], în teza de doctorat am folosit, în principal, două, și anume: codul UrQMD și codul AMPT.

Codul UrQMD (Ultra-relativistic Quantum Molecular Dynamics) [5] este un cod de simulare pentru ciocnirile de ioni grei și a devenit de-a lungul timpului un instrument de încredere pentru interpretarea multor procese care apar în acest tip de fenomenologie și include posibilitatea estimării

producțiilor de particule, curgerii colective, și funcțiilor de corelație. Stările hadronice pot fi produse ca urmare a ruperii „string”-urilor, ciocnirilor de canal s sau dezintegrării rezonanțelor. El este o dezvoltare a unui cod inițiat de fizicienii germani și care se numea **Relativistic Quantum Molecular Dynamics** [4].

Codul are la bază un modelul microscopic care ia în considerare propagarea covariantă a hadronilor pe traiectorii clasice în combinație cu împrăștieri binare stohastice, formarea „string”-urilor, cu confinarea culorii, precum și dezintegrarea rezonanțelor.

În procesul de inițializare în folosirea codului UrQMD, ansamblul nucleu incident – nucleu țintă este gândit în acord cu ipoteze ale modelului de gaz nuclear Fermi, considerând comportarea nucleonilor în diferite condiții prin distribuții Gauss. Energia de legătură considerată pentru ecuația de stare este în acord cu valorile date de formula Bethe-Weizsacher, cu raza nucleului specifică modelului „picătură de lichid”,  $R=rA^{\frac{1}{3}}$ . Se consideră că densitatea nucleară este cea pentru starea fundamentală, iar impulsurile inițiale ale nucleonilor sunt situate între zero și impulsul Fermi (impulsul local Thomas-Fermi). Acesta este definit astfel [5]:

$$p_F^{max} = \hbar c(3\pi^2\rho)^{\frac{1}{3}} \quad (1)$$

Se folosește potențialul Skirme pentru descrierea interacției a trei particule, descris prin relația de mai jos:

$$V_j^{Sk3} \approx t_2 3^{-\frac{3}{2}} (\xi_j^{int})^2 \rightarrow t_\gamma (\gamma + 1)^{-\frac{3}{2}} (\xi_j^{int})^\gamma, \quad (2)$$

unde  $\xi_j^{int}$  este densitatea de interacție.

Caracterizarea interacțiilor nucleu-nucleu în cadrul acestui cod de simulare se bazează pe combinația dintre ecuația nerelativistă de tip Skirme, densitatea nucleară și potențialele de tip Yukawa, Coulomb și Pauli. Se pot scrie relații de forma următoare, pentru interacțiile dintre două particule:

$$V_{Yuk}^{-ij} = V_0^{Yuk} \frac{e^{-|r_i-r_j|/\gamma Y}}{|r_i-r_j|} \quad (3)$$

$$V_{Coul}^{-ij} = \frac{Z_i Z_j e^2}{|r_i-r_j|} \quad (4)$$

$$V_{Pau}^{-ij} = V_{Pau}^0 \left( \frac{\hbar}{q_0 p_0} \right)^3 e^{\left( -\frac{|r_i-r_j|^2}{2q_0^2} - \frac{|p_i-p_j|^2}{2p_0^2} \right)} \delta_{\tau_i \tau_j} \delta_{\sigma_i \sigma_j} \quad (5)$$

În aceste relații, parametrii  $\sigma$  și  $\tau$  reprezintă spinul și izospinul particulelor, iar  $Z$  este sarcina acestora. [5]

Procesele considerate în codul de simulare sunt importante, deoarece ele aduc informații extrem de utile care pot impune standarde pentru funcționarea și eficiența/eficacitatea detectorilor propuși pentru

aranjamente experimentale de interes. De asemenea, pot fi integrate ipoteze ale diferitelor modele fenomenologice sau/și teoretice, ceea ce crește calitatea analizei la compararea predicțiilor codului cu datele și rezultatele experimentale.

Se pot introduce diferite constrângeri, ceea ce permite o mai bună înțelegere a valorilor unor mărimi fizice de interes. De asemenea, se pot alege diferite metode stohastice specifice diferitelor metode de tip Monte Carlo. Succesul unui proces de simulare este asigurat dacă se respectă, în principal, 2 pași, și anume: (i) trebuie simulate interacțiunile primare prin intermediul generatorilor de evenimente; (ii) folosirea considerentelor de tip cinematic într-un pachet de transport. Este important ca rezultatele transportului să permită luarea în considerare ajungerea particulelor la detectori, astfel încât să se poată ajunge la reconstrucția traiectoriilor.

În teza de doctorat s-au considerat câte 100.000 de evenimente pentru ciocniri Au-Au, pentru fiecare din energiile de 6, 8, 10, 11,5, 11,12, 13, 16, 20,25 și 28 A GeV. În aceste simulări s-a luat în considerare un timp de atingere a momentului de „îngheț” („freeze-out”) după 200 Fm/c, ceea ce poate implica până la 1800 de ciocniri binare în interiorul regiunii participante. Pentru parametrul de impact (ciocnire) s-au ales valori între 0 Fm și 13 Fm. Particulele care se dezintegrează în mod normal ( $\pi$ , K,  $\Delta$ ,  $\Lambda$ ,  $\eta$ , etc) nu sunt considerate ca fiind stabile, ca în unele coduri, iar ecuația de stare este definită de modul CASCADE din cod și se referă la modul de transport partonic [5].

Codul AMPT este bazat pe un model de transport (**A Multi-Phase Transport**) [6]. Și acesta este un alt cod de transport care ține cont de fenomenologia ciocnirilor de ioni grei relativiști. Este un cod multimodular. De aceea, se poate considera că există un modul pentru generarea evenimentelor (HIJING – **Heavy Ion Jet Interactions Generator**), iar un altul pentru împrăștieri partonice (ZPC - **Zhang's Parton Cascade**). De asemenea, împrăștierile hadronice sunt tratate, în final, cu un alt modul, numit ART (**A Relativistic Transport**).

Pentru simulările făcute pentru teza de doctorat am folosit, cu precădere, modelul de fragmentare a corzilor („string”-urilor) și un mecanism de impunere a stopării barionilor cunoscut și ca mecanism de tip „floricele de porumb” (mecanism de tip „popcorn”).

Și în cazul simulărilor cu codul AMPT s-au considerat câte 100.000 de evenimente, la fiecare din energiile de 6, 8, 10, 11, 12,13, 14, 15, 20 și 25 A GeV. În acest caz, datorită structurii codului, s-au considerat intervale de timp de 0,2 Fm/c și 150 de pași pentru cascada hadronică, înainte ca această să se oprească (să ia sfârșit). Parametrul de impact a fost ales, din același motive ca în cazul codului UrQMD, între 0 și 13 Fm. Pentru fenomenul de hadronizare sunt disponibile două modele: modelul fragmentare a

„string”-urilor, în modelul de transport pe care se bazează codul de simulare AMPT, precum și modelul de „topire a corzilor” („string”-urilor).

După procesul de generare, trebuie să fie realizată compatibilitatea (conexiunea) cu codul de analiză ROOT [7]. Fișierele de ieșire („output”), de tip .f19 pentru UrQMD, respectiv \*.dat pentru AMPT, sunt trecute, astfel, printr-un șir de programe de reconfigurare, pentru a obține un format care să poată fi parcurs cu ajutorul codului de analiză ROOT. Analiza simulărilor este realizată cu coduri suplimentare personale, în mediul ROOT, și are la bază procedura de parcurgere integrală a evenimentelor generate, impunerea condițiilor de rapiditate și centralitate de interes, pentru fiecare eveniment, apoi numărarea particulelor, calculul raportului și, în final, adăugarea acestora în histograme mono sau bidimensionale.

#### **4.2 Sistemul de simulare YaPT (Yet another High Energy Physics Tool)**

Studiile efectuate în cadrul acestei teze de doctorat au fost realizate utilizând sistemul YaPT (Yet another High Energy Physics Tool) [2,3,8], din cadrul Centrului de Cercetare „Materia Nucleară în Condiții Extreme” al Facultății de Fizică, Universitatea București. YaPT este o platformă de generare și analiza a evenimentelor specifice Fizicii energiilor înalte, care integrează codurile de generare UrQMD și AMPT.

Platforma de simulare YaPT a fost realizată pe un model de arhitectură pe trei nivele, caracteristică aplicațiilor web și folosește tehnologii „open source” care includ servere web, sisteme de stocare cu baze de date, limbaje de programare și alte servere (a se vedea Fig. 4.1) [8].

Modulele de analiză sunt reflectate de „macrourile” de analiză pentru a obține din datele simulate rezultate prin compararea cu datele experimentale reale. Codurile de simulare Monte Carlo constituie modulele de simulare. Cele două module prezentate sunt conectate prin intermediul Serviciului de Simulare, înțelegând un set de scripturi. Un astfel de set implică un set de scripturi PHP care derulează procesele de simulare și analiză, serviciul de simulare făcând conectarea dintre codurile Monte Carlo și codul de analiză ROOT [2,3,8].

Am efectuat peste 250 de simulări pentru ciocniri Au-Au (câte 100000 evenimente pentru fiecare tip de ciocnire). Pentru analiza efectuată în aceasta teză, folosind predicțiile bazate pe rezultatele obținute cu codurile de simulare UrQMD și AMPT, informația este stocată în fișiere specifice. Structura unui astfel de fișier este prezentată în Figura 4.2.



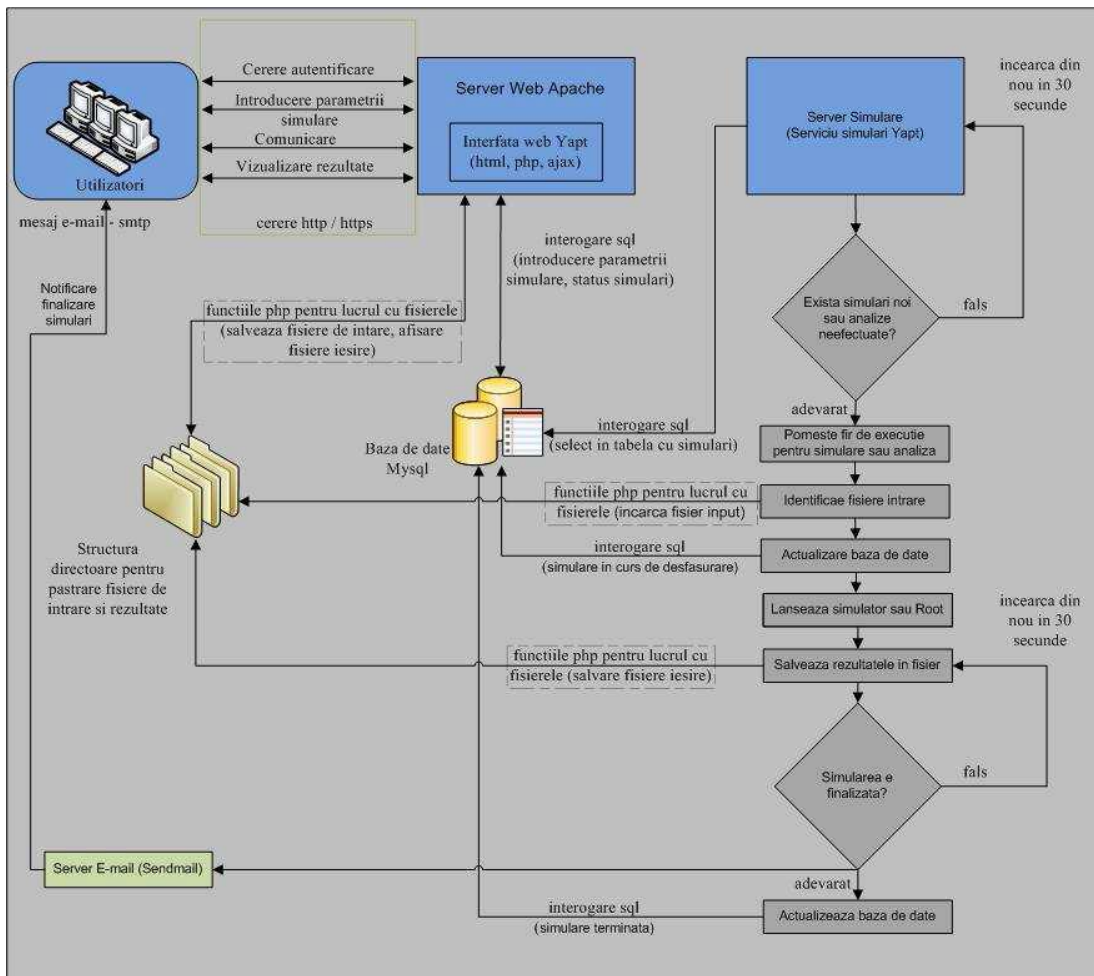


Figura 4.1: Diagrama fluxului de date prin intermediul YaPT [8]

Messages Simulators Analyze Database Useful pages Archiving Simulations Administration

Simulation analysis performed by: Nicolae Tutas

Simulations UQMD							Analyze ROOT	
id	arch	del	execution date	inputfile	output out	outputfile	inputfile_root	histograms
1			09.06.2017 04:06	Download	Download			
2			04.06.2017 23:53	Download	Download			<a href="#">View</a>
3			01.06.2017 15:20	Download	Download	Download (13)	Download (13)	<a href="#">View</a>
4			18.05.2017 20:52	Download	Download			<a href="#">View</a>
5			30.04.2017 19:39	Download	Download			<a href="#">View</a>
6			27.04.2017 12:40	Download	Download			
7			25.04.2017 17:58	Download	Download	Download (13)	Download (13)	<a href="#">View</a>
8			12.04.2017 09:16	Download	12% - 12384 from 100000 events ! Estimated completion			
9			05.04.2017 15:28	Download	65% - 65401 from 100000 events ! Estimated completion			
10			05.04.2017 14:06	Download	Download	Download (13)	Download (13)	<a href="#">View</a>

In this page you find all simulations performed by system users

Archiving means to make a copy in the database so that the simulation will be available and other users.

Archiving is as follows:

- Select a user from the dropdown menu
- Press the relevant button on the desired simulation
- Confirm by pressing the "Archivera" to archive

Simulations with button have been archived and button are already found in the database

Deleting is as follows:

- Select a user from the dropdown menu
- Press the relevant button on the desired simulation
- Confirm by pressing the "Sterge" to delete

This action is irreversible.

To report a problem or send a message, click on the envelope below.



Simulation analysis performed by:

Simulations AMPY						Analyze ROOT		
id <sup>1</sup>	act	del	execution date <sup>2</sup>	inputfile <sup>3</sup>	ampt out <sup>4</sup>	outputfile <sup>5</sup>	inputfile_root <sup>6</sup>	histograms <sup>7</sup>
1			11.07.2017 10:02	Download	Download	Download	Download	Analyzers
2			14.03.2017 16:55	Download	Download	Download	Convert	-
3			21.11.2016 14:45	Download	Download	Download	Download	View
4			21.11.2016 14:42	Download	Download	Download	Download	View
5			24.10.2016 13:27	Download	Download	Download	Download	Analyzers
6			21.10.2016 18:27	Download	Download	Download	Download	Analyzers
7			04.09.2016 08:09	Download	Download	Download	Convert	-
8			08.05.2016 12:58	Download	Download	Download	Convert	-
9			24.04.2016 00:40	Download	Download	-	Download	Analyzers
10			27.01.2016 12:26	Download	Download	Download	Download	View
11			26.01.2016 15:20	Download	Download	Download	Download	View
12			26.01.2016 15:17	Download	-	Download	Download	View
13			26.01.2016 15:15	Download	Download	-	Download	View

In this page you find all simulations performed by system users

Archiving means to make a copy to the database so that the simulation will be available and other users.

Archiving is as follows:

- Select a user from the dropdown menu
- Press the relevant button  on the desired simulation
- Confirm by pressing the "Archive" to archive

Simulations with button  have been archived and button are already found in the database

Deleting is as follows:

- Select a user from the dropdown menu
- Press the relevant button  on the desired simulation
- Confirm by pressing the "Delete" to delete

This action is irreversible.



To report a problem or send a message, click on the envelope below.

Integrated online system for the study of nuclear interactions from high energy physics.

Simulation analysis performed by:

111			22.04.2014 18:48	Download	Download			View(1)
112			22.04.2014 18:47	Download	Download			View(1)
113			22.04.2014 18:45	Download	Download			View(1)
114			22.04.2014 18:42	Download	Download			View(1)
115			22.04.2014 18:41	Download	Download			View(1)
116			22.04.2014 18:39	Download	Download			View(1)
117			22.04.2014 18:38	Download	Download			View(1)
118			22.04.2014 18:36	Download	Download			View(1)

Simulations AMPY						Analyze ROOT		
id <sup>1</sup>	act	del	execution date <sup>2</sup>	inputfile <sup>3</sup>	ampt out <sup>4</sup>	outputfile <sup>5</sup>	inputfile_root <sup>6</sup>	histograms <sup>7</sup>
1			11.07.2017 10:02	Download	Download	Download	Download	Analyzers

In this page you find all simulations performed by system users

Archiving means to make a copy to the database so that the simulation will be available and other users.

Archiving is as follows:

- Select a user from the dropdown menu
- Press the relevant button  on the desired simulation
- Confirm by pressing the "Archive" to archive

Simulations with button  have been archived and button are already found in the database

Deleting is as follows:

- Select a user from the dropdown menu
- Press the relevant button  on the desired simulation
- Confirm by pressing the "Delete" to delete

This action is irreversible.

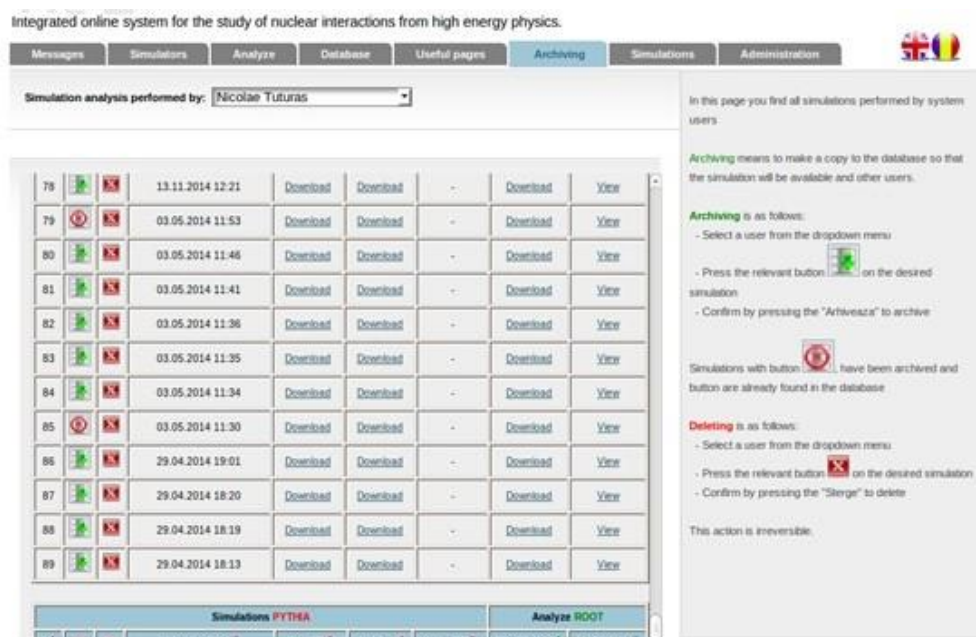


Figura 4.2. Pagini de analiză AMPT, UrQMD ce arată o parte din simulările realizate, pentru ciocniri Au-Au, câte 100.000 de evenimente pentru fiecare energie de ciocnire

În cadrul grupului de Fizică nucleară relativistă de la Facultatea de Fizică a Universității din București, platforma de simulare YaPT a fost intens folosită pentru simulări pentru ciocniri nucleu-nucleu la energiile disponibile de la diferite sisteme de acceleratori, inclusiv sistemul de acceleratori FAIR de la GSI Darmstadt, cu luarea în considerare a particularităților diferitelor sisteme de detectori, inclusiv cel specific experimentului CBM.

Trebuie subliniat că această platformă de simulare a ajutat semnificativ la atingerea celui mai important obiectiv al tezei de doctorat, și anume: investigarea diagramei de fază a materiei nucleare și stabilirea punctelor critice ale tranzițiilor de fază posibile. Câteva detalii despre mărimi fizice globale care conțin informații dinamice sunt incluse în Figura 4.3-Figura 4.5.

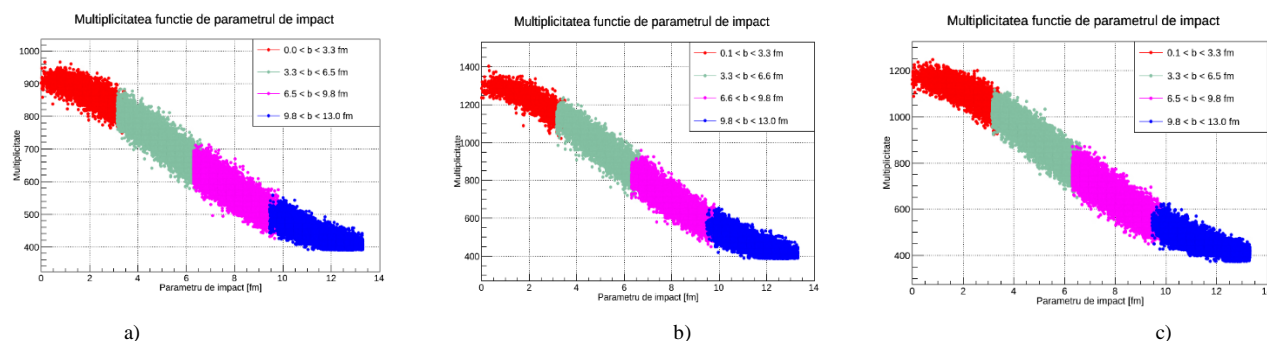


Figura 4.3: Multiplicități în funcție de parametrul de impact pentru rezultatele 8, 14, 12.5 A GeV, simulări realizate în sistemul YaPT

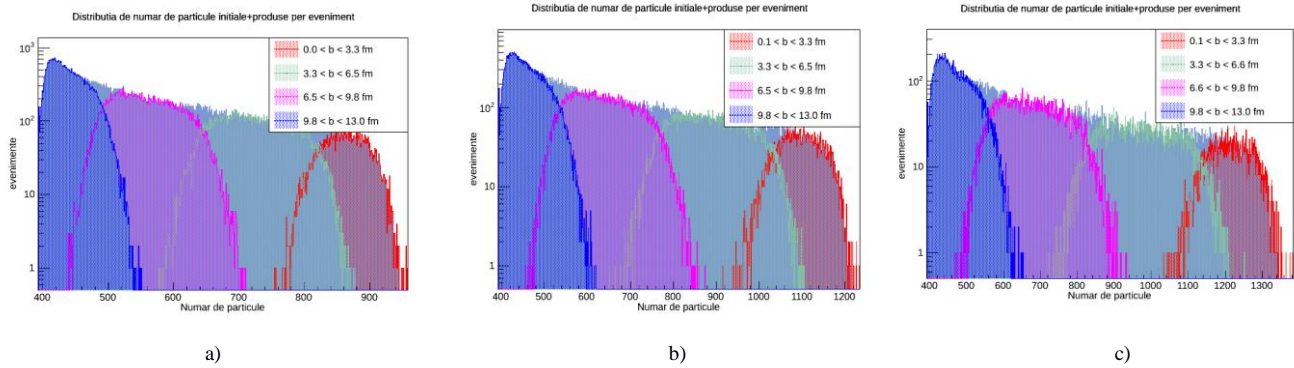


Figura 4.4: Distribuție de număr de particule inițiale produse per eveniment, simulări realizate în sistemul YaPT

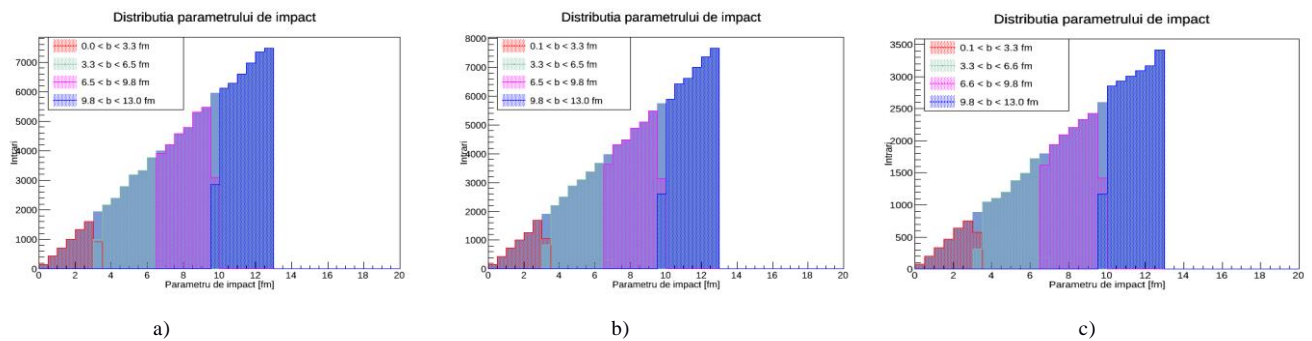


Figura 4.5: Distribuția parametrului de impact, simulări realizate în sistemul YaPT

### 4.3 Spectre de impuls transversal și temperaturi aparente folosind simulări cu codurile UrQMD și AMPT

Creșterea energiei și intensității fasciculelor, creșterea performanțelor detectorilor, creșterea multiplicățiilor particulelor detectabile în starea finală, posibilitatea ajungerii la probe de date experimentale de dimensiuni mari au permis folosirea cu succes a analizei „eveniment cu eveniment” (analizei globale). Prin construirea de tensori, utilizând componentele carteziane ale impulsurilor particulelor produse în același eveniment, se pot face conexiuni cu diferite tipuri de comportări dinamice ale particulelor generate în regiunea participantă fierbinte și densă („fireball”). Unul din procesele de interes este curgerea materiei nucleare și conexiunile acestui proces cu forma sursei care emite particule, precum și cu alți parametri termodinamici sau hidrodinamici care caracterizează această sursă de particule.

Așa cum s-a arătat în capitolele anterioare, la GSI Darmstadt este în construcție un sistem de acceleratori, numit FAIR (Facility for Antiproton and Ion Research). Mai vechiului sincrotron SIS-18 îi vor fi adăugați doi acceleratori noi, tot de tip sincrotron: SIS-100, respectiv, SIS-300. Cu ajutorul lor se vor putea realiza experimente pe un domeniu larg de energii (inițial, de la 2 A GeV la 45 A GeV), în sistemul laboratorului, pentru diferite combinații nucleu incident - nucleu țintă, folosind același sistem de detectori, ceea ce va ușura compararea rezultatelor obținute în condiții diferite [9,10].

Experimentele asociate cu descrierea dinamicii ciocnirilor nucleare relativiste, CBM și HADES, vor ajuta la identificarea unor tranziții de fază, cu luarea în considerare a unui regim de tranziție în care să coexiste anumite faze, inclusiv la energiile disponibile la sistemul de acceleratori SIS-100 (energie maxime de 12 A GeV). Performanțele actualizate ale sistemului de detectori asociați experimentului CBM (Compressed Baryonic Matter) [11,12] vor permite obținerea unor informații extrem de utile pentru descrierea comportării materiei nucleare extrem de dense și fierbinți. Prin explorarea unui domeniu larg de energii, în aceleași condiții experimentale, a unui număr mare de ciocniri nucleu-nucleu diferite, vor putea fi obținute informații pentru mai multe domenii de interes ale diagramei de fază a materiei nucleare, în reprezentări diverse. Un exemplu în acest sens este conexiunea dintre temperatură și potențial chimic barionic [13]. Calculele sugerează un punct critic la valori mari ale potențialului chimic barionic, în jur de 400-600 MeV.

Realizarea de simulări cu diferite coduri pentru ciocniri simetrice și asimetrice, la energiile disponibile la SIS-100, respectiv, SIS-300, analiza proceselor de curgere și studiul formării jeturilor de materie nucleară în conexiuni cu producerea cumulativă de particule au fost și sunt în continuare preocupări ale grupului de fizicieni de la „Centrul de Cercetare a Materiei Nucleare în Condiții Extreme” al Facultății de Fizică din București, grup din care fac parte. Acest grup este implicat instituțional din anul 2008 în experimentul CBM de la FAIR-GSI Germania.

Analiza proceselor de curgere au la bază o posibilă competiție între procesele de nestopare a nucleului incident în nucleul țintă și diferitele tipuri de curgere hidrodinamică a materiei nucleare, precum și caracterul predominant al fenomenelor de curgere reflectată de rapoartele antiparticulă-particulă [14,15,16], toate în legătură cu corelațiile și fluctuațiile din regiunea participantă fierbinte și densă.

Punctul critic poate fi pus în evidență de creșterea fluctuațiilor [17]. În sensul acesta sunt necesare asocierile diferitelor tipuri de curgere a materiei nucleare formate în regiunea participantă, fierbinte și densă cu diferite faze de materie nucleară nou formată. Dacă se realizează în vecinătatea punctului critic

o creștere a fluctuațiilor atunci investigarea fluctuațiilor prin analizarea momentelor ordinare și factoriale de diferite ordine, asociate cu distribuțiile altor mărimi fizice de interes, cum ar fi multiplicitatea, impulsul transvers și rapiditatea pot constitui o metoda eficientă de cercetare în acest scop. Folosind codul UrQMD și AMPT din cadrul pachetului de simulare YaPT, am generat 100.000 de evenimente, pentru ciocniri Au-Au la energiile disponibile la FAIR, în acord cu performanțele experimentului CBM, la parametri de impact cuprinși între 0 și 13 Fm. În figura Figura 4.6 a,b,c,d sunt prezentate distribuțiile de impuls transversal pentru ciocniri centrale (clasa de centralitate 0-20%), în intervalul de rapiditate  $-0.5 < y < 0.5$ . Inversul pantei permite estimarea temperaturii particulelor de interes. În cazul kaonilor, de exemplu, acestea sunt între 120-140 MeV, pentru condițiile considerate. Coroborate valorilor temperaturilor cu densitățile de energie calculate în cadrul unor modele, cum ar fi modelul HSD (a se vedea capitolul I), aceste temperaturi pot sugera o tranziție de fază în materia nucleară foarte comprimată. Altfel, în tabelul 4.1 și tabelul 4.2 prezint temperaturile aparente obținute din calculul inversului pantei spectrului de impuls transversal, spectre obținute cu codurile AMPT și UrQMD, pentru kaoni pozitivi la energiile de 6 și 20 A GeV (Figura 4.7). O prima observație importantă este legată de necesitatea investigării influențelor ipotezelor de model asupra predicțiilor codurilor de simulare. Se poate afirma, dincolo de aceste influențe, că rezultate selectate pentru cele două energii indică o schimbare semnificativă în comportarea mărimilor de interes cu creșterea energiei fasciculului și, ca o consecință, ar putea reflecta o posibilă tranziție de fază în materia nucleară înalt excitată și foarte densă formată în ciocniri Au-Au la energiile FAIR-GSI.

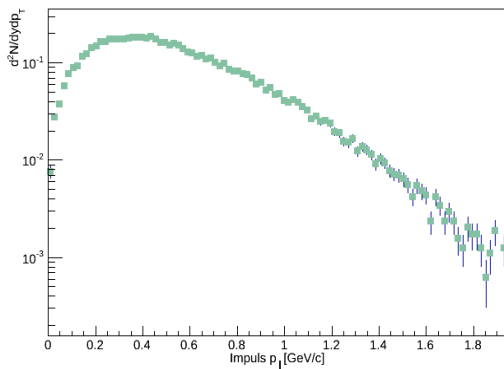


Figura 4.6 a) : Distribuție de impuls transvers pentru  $-0.5 < y < 0.5$  pentru kaon pozitiv, centralitate 0-20% la 12 A GeV

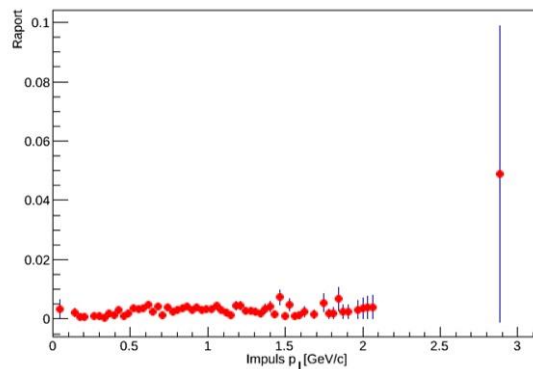


Figura 4.6 b) : Raportul  $p/p$  pentru  $-0.5 < y < 0.5$ , centralitatea 0-20% la 12.5 A GeV



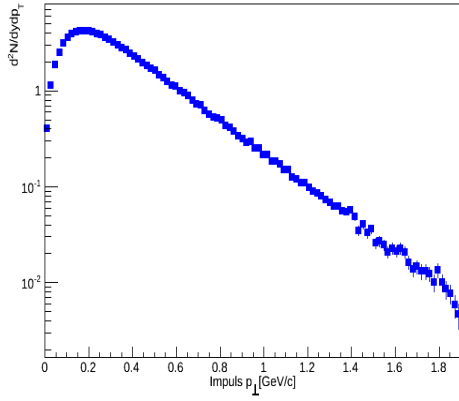


Figura 4.6 c) : Distribuție de impuls transvers pentru  $-0.5 < y < 0.5$  pentru pioni pozitivi, centralitate 0-20% la 8 A GeV

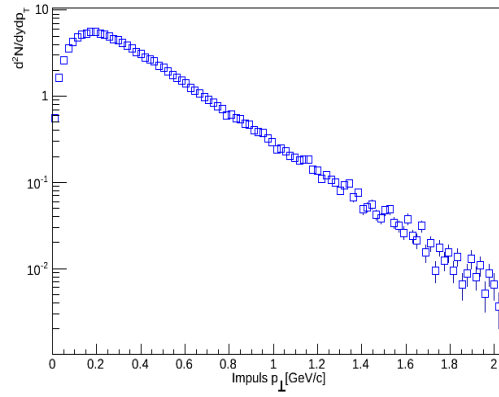


Figura 4.6 d) : Distribuție de impuls transvers pentru  $-0.5 < y < 0.5$  pentru pioni negativi, centralitate 0-20% La 10 A GeV

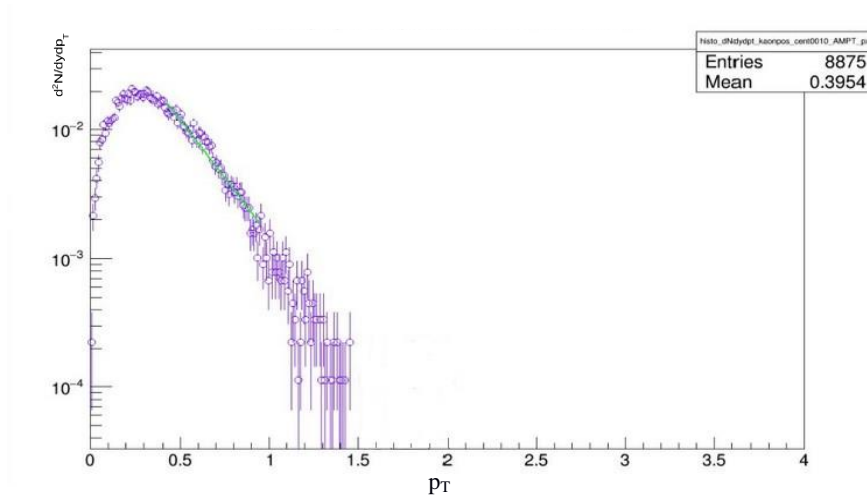


Fig. 4.7: Exemplu de calculare a temperaturii pentru kaoni pozitivi, centralitate 0-10%, pentru ciocniri Au-Au la energia de 6 A GeV. Simulările au fost făcute cu codul AMPT

6 A GeV	Centralitate	T aparentă	Eroare	$\chi^2 / dof$
AMPT	00 – 10 %	197,64	$\pm 4$ MeV	0,95
	20 – 40 %	201,93	$\pm 3,5$ MeV	0,98
UrQMD	00 - 10 %	229,01	$\pm 4,4$ MeV	1,01
	20 – 40 %	230,71	$\pm 2,3$ MeV	0,85

Tabel 4.1 – Temperaturi aparente pentru 6 A GeV pentru kaoni pozitivi

20 A GeV	Centralitate	T aparentă	Eroare	$\chi^2 / dof$
AMPT	00 – 10 %	249,47	$\pm 4,7$ MeV	1,20
	20 – 40 %	248,42	$\pm 4,2$ MeV	0,82
UrQMD	00 - 10 %	243,13	$\pm 3,2$ MeV	1,09
	20 – 40 %	245,54	$\pm 2,3$ MeV	0,83

Tabel 4.2 – Temperaturi aparente pentru 20 A GeV pentru kaoni pozitivi

#### 4.4 Fluctuații de ordin superior la energiile disponibile la FAIR. Metode de căutare a punctului critic

Analiza globală folosită în studierea dinamicii ciocnirilor nucleare relativiste și ultrarelativistă poate fi afectată de fluctuații. Ele pot fi atât de natură geometrică, cât și de natură dinamică. De aceea, pentru cunoașterea dinamicii ciocnirii, identificarea fazelor materiei nucleare și a posibilelor tranziții de fază este necesară studierea fluctuațiilor dinamice ale unor mărimi fizice purtătoare de informații dinamice [17,18]. Printre acestea se numără stranietatea, numărul barionic, sarcina electrică netă ș.a. Multe din aceste mărimi pot fi discutate în conexiune cu unele mărimi termodinamice de interes și se pot obține informații despre proprietățile materiei nucleare deosebit de dense și fierbinți din regiunea participantă. Multe din marile experimente din domeniu (de exemplu, NA49 de la SPS-CERN, PHENIX și STAR de la RHIC-BNL) au făcut astfel de investigații în căutarea punctului critic pentru plasma de cuarci și gluoni, în diagrama de fază a materiei nucleare [19-21]. Trebuie menționat faptul că fluctuațiile care ar putea apărea în vecinătatea punctului critic al unei tranziției de fază ar putea să fie observate prin abateri de la forma gauss-iană sau poisson-iană a distribuției de multiplicitate [17,18]. Ele ar putea fi evidențiate și prin analiza eveniment cu eveniment și printr-o comportare ne-monotonă a momentelor de ordin superior - ordinare și factoriale - asociate distribuției mărimii fizice considerate.

Calcululele bazate pe „QCD pe latice” („CDC pe rețea”) sugerează că momentele de ordin superior ale acestor distribuții sunt sensibile la structura de fază a materiei nucleare fierbinte și dense creată în ciocniri nucleare relativiste. Cumulanții unor parametri asociați unor procese în care apar astfel de fluctuații pot să fie sensibili la apropierea de punctul critic. În Figura 4.8 sunt prezentate rezultate recente ale colaborării STAR [22]. Este reprezentată valoarea  $\kappa\sigma^2$  (varianța) a distribuției multiplicității nete de

protoni în funcție de energia de ciocnire, pentru ciocniri Au+Au la energia maximă disponibilă la RHIC-BNL. În modele de dinamică a ciocnirilor nucleare relativiste, în absența punctului critic, această mărime fizică este constantă, indiferent de energia de ciocnire. Este de așteptat ca prezența unui punct critic să ducă la un comportament non-monotonic al observabilei  $\kappa\sigma^2$  [23]. Pentru cele mai centrale ciocniri, datele obținute la STAR-BES prezintă o deviație de la unitate, așa cum era de așteptat pentru un comportament critic. Aceste rezultate conduc la necesitatea unor măsurări de mare precizie ale fluctuațiilor de ordin superior la diferite energii ale fasciculului incident, pentru a identifica maximum distribuției  $\kappa\sigma^2$ .

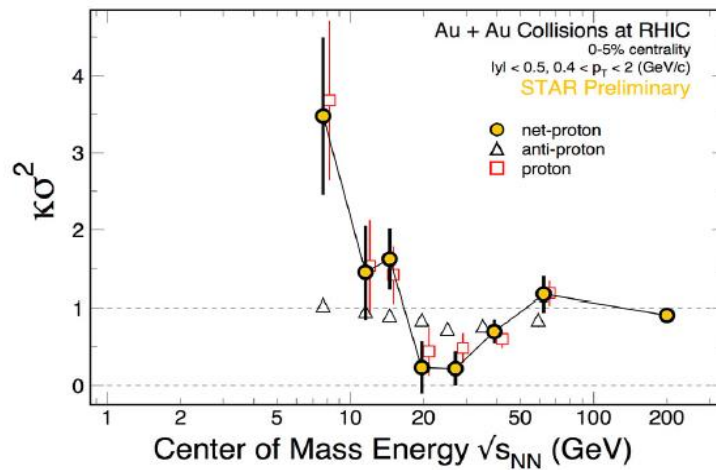


Figura 4.8: Comportarea mărimii  $\kappa\sigma^2$  a distribuției multiplicității de protoni în funcție de energie [22]

Experimentul CBM va permite studii de precizie al fluctuațiilor de ordin superior, la diferite energii ale fasciculului incident, pentru a căuta puncte critice ale unor tranziții de fază QCD, având în vedere posibilitatea atingerii unor densități nete barionice foarte mari în intervalul de energie disponibil la FAIR:  $\sqrt{s_{NN}} = 2.7 - 4.9$  GeV. Potențialele chimice estimate sunt de ordinul  $\mu_B = 500 - 800$  MeV.

Clusterii masivi de nucleoni ar putea să aducă informații asupra comportamentului critic, în regiunea de densitate barionică mare și foarte. În plus, fluctuațiile densității care pot să apară în urma atingerii punctului critic pot fi determinate prin măsurări ale ratelor de producere ale unor nuclee ușoare, cum ar fi deuteronul, presupunând că mecanismul de producere este cel prin coalescență („fuzionare”). Măsurările precise ale dependenței de energie a producerii de nucleoni și nuclee ușoare pot ajuta la căutarea punctului critic. Experimentele la energiile FAIR vor permite astfel de studii.



Momentele superioare ale distribuțiilor de multiplicitate constituie una dintre cele mai sensibile probe pentru căutarea punctului critic, deoarece se presupune că reflectă fluctuații mari asociate tranziției de fază hadron-cuarc. Numărul net de protoni – definit ca număr de protoni minus număr de anti-protoni - sau fluctuațiile din analiza eveniment-cu-eveniment pentru numărul net de kaoni, ambele mărimi fizice fiind determinabile experimental, pot să dea informații despre numărul barionic și fluctuațiile de sarcină. Astfel, momentele superioare ale distribuțiilor de multiplicitate ale acestora, pot fi folosite pentru a căuta punctul critic QCD în ciocnirile ionilor grei relativiști. De exemplu, pentru momentul de ordin 3, folosit în definiția parametrului de asimetrie („skewness”), este așteptată o schimbare de semn atunci când traiectoria de evoluție a sistemului în diagrama de fază traversează „granița” (regiunea de separare) dintre faze [22]. Un rezultat similar este așteptat în cazul parametrului de formare de maxime („kurtosis”). În figurile 4.9a și 4.9b, se poate observa comportarea pentru parametrii de asimetrie („skewness”) și de formare de maxime („kurtosis”). Rezultatele obținute de grupul nostru au fost prezentate la Conferințele „Quark Matter”, din 2014 și 2015, din Germania, respectiv, Japonia [24]. .

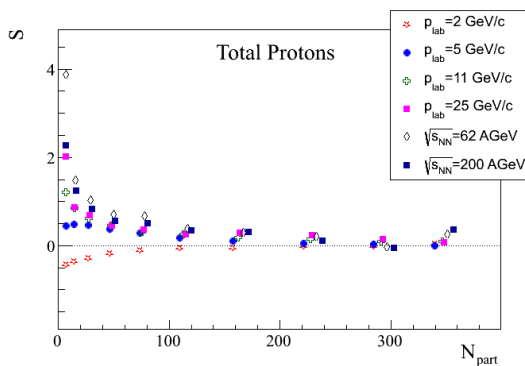


Figura 4.9 a): Comportarea parametrului de asimetrie skewness, pentru ciocniri Au-Au, la diferite energii [24]

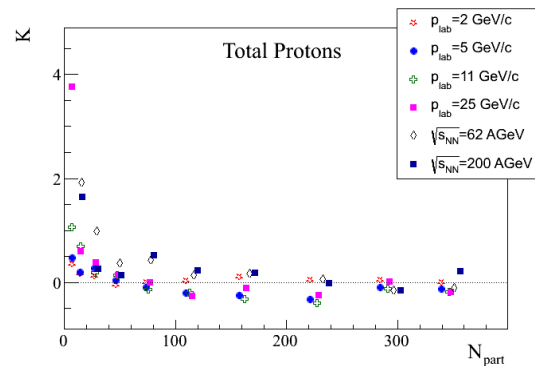


Figura 4.9 b): Comportarea parametrului de formare de maxime kurtosis, pentru ciocniri Au-Au, la diferite energii [24]

Un alt rezultat de interes al grupului nostru, obținut din analiză globală, sugerează lipsa jeturilor de materie nucleară în cele mai centrale ciocniri nucleu-nucleu la energii relativiste [25]. În astfel de ciocniri există posibilitatea atingerii unui grad înalt de termalizare. Numărul de jeturi crește cu creșterea valorii parametrului de ciocnire. Se poate corela formarea jeturilor cu curgerea materiei nucleare cu realizarea unor tranziții de fază. Luând în considerare faptul că efectul cumulativ și formarea jeturilor pot fi legate de structura partonică a materiei nucleare, este necesară analiza acestor aspecte în ciocnirile care se vor realiza la energiile experimentului CBM. Curgerea materiei nucleare și numărul de cumulatitate pot fi influențate de fluctuații, acestea putând fi un instrument de analiză extrem de util.

Regiunea în care se poate observa producerea cumulativă de particule este asociată cu materia nucleară puternic comprimată și fierbinte. Rezultatele au fost prezentate la Conferința „Quark Matter” din anul 2015, din Japonia. Câteva dintre rezultate prezentate la această conferință, bazate pe calculele proprii, sunt incluse în Fig.4.10 a-d. Ele indică dependența numărului de particule care au numere de cumulatitate în diferite intervale, pentru pioni pozitivi și negativi, în ciocniri Au-Au la energiile de 6 și 20 A GeV. Aceste rezultate indică faptul că o posibilă cale de evidențiere a unor importante tranziții de fază în materia nucleară ar putea fi legată de producerea cumulativă de particule. Estimările pentru numerele de cumulatitate și modelările pentru formarea unor sisteme complexe de partoni care să permită obținerea de particule cu cinematica anomală în raport cu cinematica ciocnirilor nucleon-nucleon, la aceeași energie, pot fi indicații importante ale formării unor tranziții de fază a materiei nucleare la energiile disponibile la SIS-100 (FAIR-GSI).

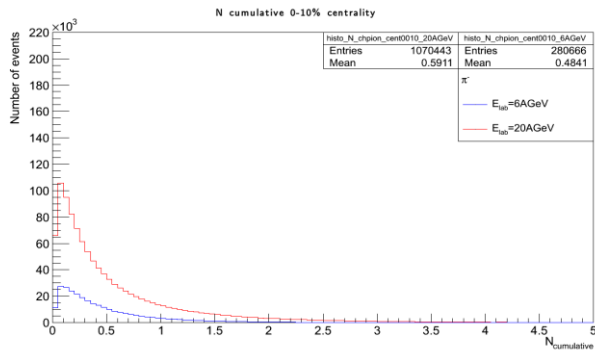


Figura 4.10 a) Număr cumulativ pentru pioni negativi, centralitate 0-10%, pentru ciocniri Au-Au la energiile de 6 A GeV și 20 A GeV [24]

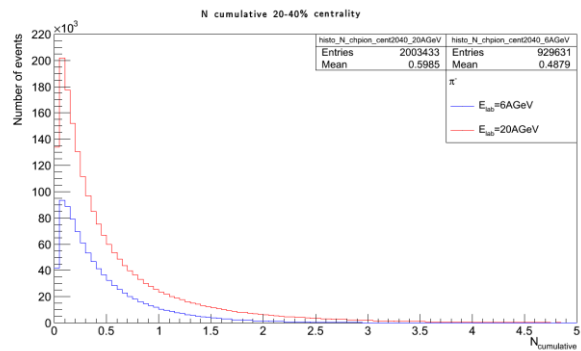


Figura 4.10 b) Număr cumulativ pentru pioni negativi, centralitate 20-40%, pentru ciocniri Au-Au la energiile de 6 A GeV și 20 A GeV [24]

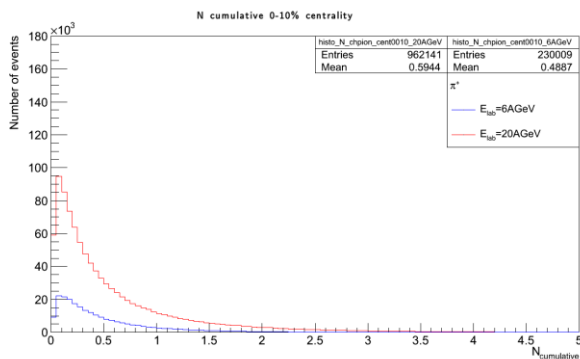


Figura 4.10 c) Număr cumulativ pentru pion pozitiv, centralitate 0-10%, pentru 6 vs 20 A GeV [24]

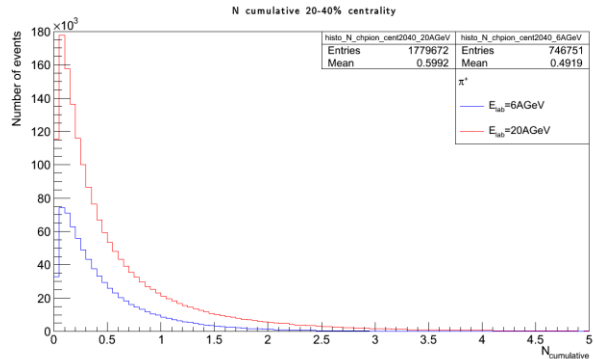


Figura 4.10 d) Număr cumulativ pentru pion pozitiv, centralitate 20-40%, pentru 6 vs 20 A GeV [24]

## 4.5 Constanta Hubble cosmologică și constanta Hubble „microscopică”

La Experimentul CBM de la FAIR-GSI, prin explorarea unui număr mare de ciocniri nucleu-nucleu diferite pe un domeniu larg de energii, în aceleași condiții experimentale, se vor putea obține informații pentru mai multe zone de interes ale diagramei de fază a materiei nucleare [11,24].

Se pot face analogii între procesele care caracterizează evoluția Universului după „Explozia primordială” și procesele care se pot produce în experimente realizate în laborator, având în vedere condiții de densitate și temperatură care se pot îndeplini în regiunea de suprapunere a ionilor care se ciocnesc la energii relativiste și ultrarelativiste. Conform scenariului „Exploziei primordiale” („Big Bang”) [26], o fază specifică materiei nucleare înalt excitată și densă, numită „plasma de cuarci și gluoni”, ar fi fost formată la circa  $10^{-6}$  s după „Big Bang”. Aceasta „supă primordială” are o durată de viață foarte scurtă, în jur de 10 Fm/c, urmată de procesul de formare a hadronilor, numit și hadronizare, proces care pare să fi durat circa 3 minute. Pentru a explora aceste densități de energie specifice primelor momente ale Universului în experimente desfășurate în laborator, se pot studia ciocnirile ioni grei relativiști și ultrarelativiști deoarece condițiile care se pot realiza în regiunea participantă a nucleelor care se ciocnesc sunt similare cu cele estimate pentru acel moment din evoluția Universului, după „Explozia primordială”

Interacțiunile tari au o scală energetică  $\Lambda_{QCD} \sim 200 \text{ MeV}$ , respectiv, o scală de temperatură  $T_{QCD} \sim 10^{12} \text{ K}$ . Cuplajul dintre cuarci și gluoni devine mai mic la energii mari, dar crește exponențial pentru scala de energii  $\Lambda_{QCD}$ . Pentru energii sub scala  $\Lambda_{QCD}$ , cuarcii și gluonii sunt confinați în mezoni și barioni. Acest fenomen este interpretat în funcție de tranziția de fază la o scală energetică  $\Lambda_{QCD}$  sau  $T_{QCD}$ . Pentru  $T > T_{QCD}$ , gradele relevante de libertate sunt cuarcii și gluonii cu interacțiuni mai slabe (scăderea valorii constantei de cuplaj), iar sub  $T_{QCD}$  sunt hadronii. În limita de masă, pentru cuarci ușori (cuarci up și down) se poate considera că aceștia au mase neglijabile. În Cromodinamica cuantică (CDC/QCD) se consideră o simetrie chirală  $SU(2)_L \otimes SU(2)_R$  care este ruptă spontan la aproximativ aceeași temperatură cu tranziția de confinare-deconfinare. Pionii sunt cuasi-bosonii Goldstone rezultați din ruperea simetriei chirale  $SU(2)_L \otimes SU(2)_R \rightarrow SU(2)_{R+L}$ . Tranziția de fază QCD este o tranziție de stare prezisă de modelul standard al Fizicii particulelor. Faza de temperatură înaltă, deasupra  $T_{QCD}$ , cu cuarci și gluoni cuasi-liberi (deoarece cuplajul este mic datorită libertății asimptotice), este o plasmă de cuarci și gluoni (QGP - Quark-Gluon Plasma). Programele experimentale de la CERN și de la Laboratorul National Brookhaven (BNL) studiază tranziția de fază QCD prin intermediul ciocnirilor ultrarelativiste cu ioni grei, iar o analiză sistematică a datelor adunate în ultimele două decenii oferă o perspectivă

optimistă asupra existenței QGP [27,28]. Rezultatele experimentale obținute de cele 4 experimente majore de la RHIC au arătat că în ciocniri centrale ale ionilor grei relativiști a fost produsă o nouă stare a materiei, și anume: plasma de cuarci și gluoni. Se consideră că aceasta este în „fază lichidă”, datorită proprietăților determinate [27,29].

Pe baza unor astfel de analogii, considerând evoluția în timp a regiunii participante („fireball”-ului), se poate estima o constantă microscopică de tip Hubble. Rezultatele experimentale obținute în experimente desfășurate la AGS-BNL, SPS-CERN, RHIC-BNL și LHC-CERN permit considerarea unor astfel de analogii [30].

Cunoscând relația dintre densitatea de energie și temperatură, corespunzătoare legii Stefan-Boltzmann  $\epsilon(t) \sim T^4(t)$ , constanta Hubble se poate estima astfel:

$$H = \left( \frac{8\pi G_N \epsilon}{3} \right)^{1/2} = \left( \frac{8\pi G_N \frac{\pi^2}{30} g_* T^4}{3} \right)^{1/2} = 1.66 \sqrt{g_* G_N T^2} \quad (6)$$

unde  $g_*$  este numărul efectiv de grade de libertate,  $T$  este temperatura medie,  $G_N = \hbar c / m_{Pl}^2$  este constanta gravitațională și  $m_{Pl}$  masa Planck.

În timpul perioadei de radiație, densitatea și temperatura scad odată cu expansiunea Universului, iar timpul de evoluție poate fi estimat din următoarea ecuație  $t = \frac{1}{2H}$ .

Folosind  $g_* \sim 62$ , se poate estima că o temperatură în jur de 200 MeV a fost atinsă la 7,7 microsecunde după Big Bang [31]. Acesta este momentul în care au apărut hadronii în Univers. Când densitatea de energie s-a schimbat astfel încât s-a făcut trecerea de la perioada de radiație la perioada de tip materie, timpul de evoluție a devenit  $t = \frac{2}{3H}$ .

Pentru  $T > T_c$ , gradele de libertate relevante sunt cuarci și gluoni, iar sub temperatura critică  $T_c$  hadronii reprezintă gradele de libertate relevante. Când temperatura scade sub  $T_c$ , atunci are loc tranziția de fază de la plasma de cuarci și gluoni la gazul hadronic. Ținând cont de faptul că măsurările experimentale au loc după ce plasma de cuarci și gluoni a trecut în faza de hadroni, dovezile directe ale materiei deconfinată nu pot fi „accesate”. În Universul timpuriu, în perioada tranziției de fază QCD, scala de timp a expansiunii  $1/H \sim 10^{-5}$  s era mult mai mare decât scala de timp pentru interacțiunile tari,  $\sim 10^{-23}$  s. De aceea, comportamentul de tip „străpungere a suprafeței de separare dintre faze” („cross-over”), evidențiat de calcule de tip „rețea CDC” („lattice QCD”), sugerează că tranzițiile de fază QCD (confinare-deconfinare și rupere de simetrie chirală) au avut loc la echilibru termic. În ciocniri de ioni grei relativiști scala de timp de expansiune este de ordinul  $10^{-22}$  s, de 10 ori mai mare decât scala de timp

a interacțiunilor tari, iar efectele de neechilibru sunt mai probabile. Răcirea în Universul timpuriu a avut loc prin intermediul expansiunii Hubble, pornind de la o temperatură inițială sau densitate de energie de multe ordine de mărime mai mare decât densitatea de energie necesară pentru tranziția de fază QCD ( $\sim 1 \text{ GeV/fm}^3$ ) [26,31].

Conexiunea dintre constanta Hubble corespunzătoare evoluției Universului și o posibilă constantă care ar putea fi asociată evoluției „fireball”-ului în ciocniri nucleare relativiste și ultrarelativiste se poate face prin înlocuirea constantelor caracteristice Cosmologiei cu cele caracteristice interacției tari de la nivelul „fireball”-ului. În lucrarea [31], estimăm parametrul „microscopic” de tip Hubble pentru ciocniri nucleare relativiste, similar constantei cosmologice Hubble. Se obține:

$$G_N = \frac{\hbar c}{m_{Pl}^2} \rightarrow N = C \cdot \frac{\alpha_s \hbar c}{m_\pi^2} \quad (7)$$

unde C este o constanta de proporționalitate,  $\alpha_s$  este constanta de cuplaj tare și  $m_\pi$  este masa de repaus a pionului [33].

Pentru a determina constanta Hubble și timpul de evoluție al sistemului format în ciocniri de ioni grei relativiști, avem nevoie de o ecuație de stare pentru materia nucleară formată în ciocnirile ionilor grei relativiști. O simplă aproximare simplă făcută este aceea că sistemul produs într-o astfel de ciocnire, în zona de temperatură scăzută, este bine descris de un gaz hadronic fără interacțiuni și rezonanțe. Deoarece majoritatea particulelor produse sunt pioni, putem considera că în faza hadronică sistemul se poate descrie ca fiind gaz pionic. Relația Stefan-Boltzmann (corp negru), valabilă pentru particule ultrarelativiste la echilibru, permite stabilirea unei relații între densitatea de energie și temperatură, și anume:

$$\epsilon = \pi^2 T^4 / 10 \quad (8)$$

De aceea, constanta Hubble microscopică se poate scrie astfel:

$$H = \left( \frac{8\pi N \epsilon}{3} \right)^{1/2}, \quad (9)$$

iar timpul de evoluție al sistemului este:

$$t = \frac{2}{3} \sqrt{\frac{3}{8\pi N \epsilon}} = \frac{2}{3} \sqrt{\frac{3m_\pi^2}{8C\pi\alpha_s \hbar c \frac{\pi^2 T^4}{10}}} \quad (10)$$

Pentru a determina constanta C folosim valoarea timpului de „îngheț” („freeze-out”) pentru ciocniri Au+Au la  $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$ , și anume:  $t = 7.2 \text{ Fm}/c$  [33]. În acest caz, temperatura de „îngheț” („freeze-out”) termic este  $T = 89 \text{ MeV}$  [34,31]

Folosind ecuația (9), am obținut următoarea valoare pentru aceasta constantă, și anume:  $C = 0.025$ .

#### 4.6 Constanta Hubble „microscopică” estimată din rezultate experimentale

Timpul de decuplare la „îngheț” („freeze-out”) chimic pentru ciocnirile ionilor grei la diferite energii a fost calculat utilizând ecuația (10). Rezultate obținute sunt prezentate în Tabelul 4.3 [31]. Se observă că temperatura la „freeze-out” chimic crește cu creșterea energiei de ciocnire.

$\sqrt{s_{NN}}$ [GeV]	$T_{ch}$ [MeV]	$t_{ch}^{FO}$ [Fm/c]	$H_{ch} \cdot 10^{23}$ [s <sup>-1</sup> ]
1.91	49 ± 3	23.75 ± 2.91	0.084 ± 0.010
2.24	54 ± 2	19.56 ± 1.45	0.102 ± 0.007
2.67	70 ± 10	11.64 ± 3.32	0.172 ± 0.049
4.8	125 ± 3	3.65 ± 0.18	0.548 ± 0.026
6.27	134 ± 5	3.18 ± 0.24	0.630 ± 0.047
7.62	142 ± 4	2.83 ± 0.16	0.707 ± 0.040
8.8	146 ± 4	2.67 ± 0.15	0.748 ± 0.041
12.3	153 ± 5	2.44 ± 0.16	0.821 ± 0.054
17.3	168 ± 5	2.02 ± 0.12	0.990 ± 0.059
62.4	154.4 ± 9.9	2.39 ± 0.31	0.836 ± 0.107
130	154.2 ± 9.7	2.40 ± 0.30	0.834 ± 0.105
200	159.3 ± 5.8	2.25 ± 0.16	0.890 ± 0.065

Tabelul 4.3 - Energia de ciocnire, temperatura la freeze-out chimic, timpul decuplare la freeze-out și constanta microscopică Hubble la „freeze-out” chimic [31]

Intervalul de energii este larg și, de aceea, în evoluția regiunii participante se poate modifica tipul de mecanism de interacție. Pentru energiile de la FAIR-GSI (SIS 100 și SIS 300) și energiile de AGS-BNL, mecanismul poate fi un mecanism de stopare, iar la energiile de la RHIC-BNL și LHC-CERN se pot considera mecanisme care să implice transparența. Pentru energii mai mici, sistemul evoluează mai lent până la „freeze-out”-ul termic. Când energia crește, sistemul se extinde rapid și decuplează mai rapid la „freeze-out”-ul chimic. Există o schimbare în comportamentul sistemului, între energiile de la SPS și RHIC. Aceasta ar putea fi un indiciu că în acest interval de energii sistemul se schimbă dintr-un gaz hadronic într-o plasmă de cuarci și gluoni (sQGP). La energiile de la LHC, pentru ciocniri Pb-Pb la  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76 TeV$ , temperatura la „freeze-out”-ul chimic este 152 MeV [35], timpul de „freeze-out” termic este  $t_{ch}^{ALICE} = 2.47 \pm 0.16 Fm/c$ , iar constanta Hubble este  $H_{ch}^{ALICE} = (0.810 \pm 0.053) \times 10^{23} s^{-1}$  [31].

Constanta „microscopică” Hubble la „freeze-out” chimic crește cu creșterea energiei, rata de expansiune a sistemului este mai mare, constanta este mai mare pentru „freeze-out” chimic decât

constanta Hubble pentru „freeze-out” termic, iar sistemul ajunge la „freeze-out” chimic mai repede (Figura 4.11).

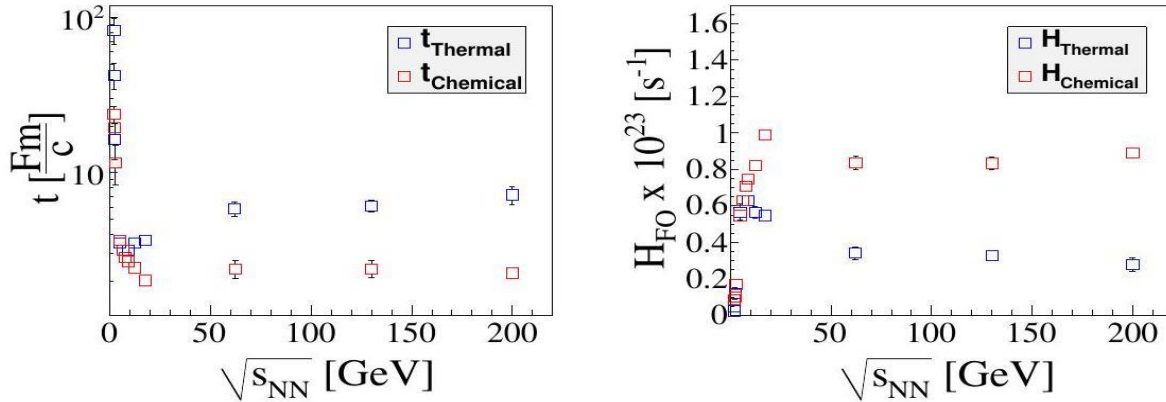


Figura 4.11: Stânga: timpul de freeze-out chimic (roșu) și timpul de freeze-out termic (albastru) pentru diferite ciocniri cu ioni grei. Dreapta: Constanta Hubble în funcție de energia de ciocnire, pentru freeze-out chimic (roșu) și freeze-out termic (albastru) [31]

În Tabelul 4.4 avem valorile temperaturilor de „freeze-out” termic care au fost obținute din fit-uri folosind o distribuțiile de impuls transversal pentru particule identificate, produse în ciocnirile ionilor grei la diferite energii [20]. Timpul de evoluție al sistemului până la „freeze-out”-ul termic scade cu creșterea energiei. Valoarea constantei Hubble crește cu creșterea energiei. Diferența de timp dintre „freeze-out”-ul chimic și „freeze-out”-ul termic crește o dată cu energia. Rezultatele arată că „fireball”-ul format în ciocniri nucleare la energii mari are o temperatură mai mare și dimensiuni de expansiune mai mari, comparativ cu cazul pentru energiile mai mici. Sistemul evoluează rapid spre „freeze-out” chimic, odată cu creșterea energiei și decuplează mai repede. Pentru ciocniri Pb-Pb la  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76 TeV$ , temperatura de „freeze-out termic” din [25] este 96 MeV. Astfel, timpul de freeze-out termic este  $t_{th}^{ALICE} = 6.2 \pm 0.64 Fm/c$  și constanta Hubble este  $H_{ch}^{ALICE} = (0.323 \pm 0.034) \cdot 10^{23} s^{-1}$ .

Constanta „microscopică” Hubble la „freeze-out” termic scade cu energia. Pentru toată plaja de energii, începând cu SPS, constanta „microscopică” Hubble la „freeze-out” chimic este mai mare decât cea la freeze-out termic, arătând că rata de expansiune este mai mare la „freeze-out” chimic decât la „freeze-out” termic (Figura 4.12) [31].



$\sqrt{s_{NN}}$ [GeV]	$T_{ch}$ [MeV]	$t_{ch}^{FO}$ [Fm/c]	$H_{ch} \cdot 10^{23}$ [s <sup>-1</sup> ]
1.98	26.2 ± 5.1	83.08 ± 16.17	0.024 ± 0.005
2.05	36.7 ± 7.5	42.34 ± 8.65	0.047 ± 0.009
2.14	59.0 ± 15.5	16.38 ± 4.30	0.122 ± 0.032
4.8	127 ± 10	3.54 ± 0.28	0.566 ± 0.045
8.8	134 ± 5	3.18 ± 0.12	0.630 ± 0.024
12.3	127 ± 7	3.54 ± 0.19	0.566 ± 0.031
17.3	125 ± 5	3.65 ± 0.15	0.548 ± 0.022
62.4	98.7 ± 10.2	5.85 ± 0.60	0.342 ± 0.035
130	96.5 ± 8.0	6.12 ± 0.51	0.327 ± 0.027
200	89 ± 12	7.20 ± 0.97	0.278 ± 0.038

Tabelul 4.4 - Energia de ciocnire, temperatura de freeze-out termic, timpul de freeze-out termic și constanta microscopică Hubble la freeze-out termic [31]

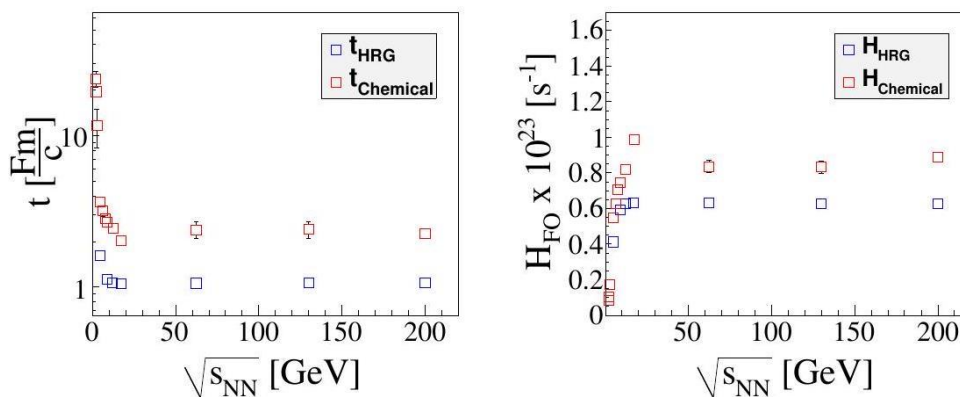


Figura 4.12: Timpul de freeze-out chimic și constanta Hubble în cazul cu corecții de volum hadronic excluse în funcție de energie (simbolurile albastre). Punctele roșii corespund calculului pentru gazul- pionic- ideal [31]

Bazat pe relația dependenței densității de entropie de temperatura sistemului,  $s \sim T^3$ , în lucrarea [36] se consideră că dimensiunea sistemului la „freeze-out” termic este cel puțin cu un factor  $T_{ch}/T_{th}$  diferită de dimensiunea la „freeze-out” chimic, iar diferența de timp între „freeze-out”-ul chimic și „freeze-out”-ul termic este:  $\Delta t \approx \left(\frac{T_{ch}}{T_{th}} - 1\right) R_{ch}/\beta_s$ , unde  $R_{ch}$  este dimensiunea sistemului la „freeze-



out” termic, iar  $\beta_s$  este viteza de curgere. Putem estima dimensiunea sistemului la „freeze-out” chimic pentru ciocniri cu ioni grei la energiile SPS și RHIC. După cum se poate observa din Tabelul 4.5, dimensiunea sistemului la „freeze-out” chimic crește de asemenea cu energia, din cauza creșterii vitezei de curgere. La LHC, pentru ciocniri Pb-Pb la 2.76 TeV, dimensiunea sistemului la „freeze-out” chimic este  $R_{CH} = 5.947Fm$  [36,31].

$\sqrt{s_{NN}}[GeV]$	$\langle\beta_{tr}\rangle$	$\beta_s$	$R_{ch}[Fm]$
8.8	$0.450 \pm 0.020$	$0.675 \pm 0.020$	$3.844 \pm 0.151$
12.3	$0.470 \pm 0.020$	$0.705 \pm 0.020$	$3.788 \pm 0.190$
17.3	$0.480 \pm 0.020$	$0.720 \pm 0.020$	$3.412 \pm 0.154$
62.4	$0.554 \pm 0.018$	$0.720 \pm 0.011$	$3.416 \pm 0.488$
130	$0.567 \pm 0.020$	$0.765 \pm 0.014$	$4.762 \pm 0.458$
200	$0.592 \pm 0.051$	$0.835 \pm 0.042$	$5.231 \pm 0.849$

Tabelul 4.5: Energia, viteza de curgere transversală, viteza de curgere la suprafață și dimensiunea sistemului la freeze-out chimic pentru diferite energii [31].

Modelul de gaz hadronic rezonant (HRG) a avut succes în descrierea rapoartelor de multiplicități și în predicții referitoare la producerea de particule în ciocnirile ioni grei la diferite energii [37]. Autorii estimează densitatea de energie în funcție de energia de ciocnire pentru „freeze-out”-ul chimic în ciocniri centrale nucleu-nucleu, în cadrul modelului HRG cu interacții. Calculele pentru densitatea de energie sunt realizate prin includerea corecțiilor de volum hadronic finit și conduc la o suprimare a densităților de număr de particule. Astfel, toate funcțiile termodinamice din gazul hadronic, cu corecții de volum finit, devin mult mai reduse decât cele din cazul ideal, la aceeași temperatură. Autorii au estimat că pentru temperaturi mai mici de 120 MeV, rezultatele modelului HRG, cu și fără corecții de volum finit, aproape coincid, dar, pentru temperaturi mai mari, modelul HRG cu interacții oferă o descriere mai bună a fazei hadronice. Dependența de energie a densității de energie reflectă, în primul rând, creșterea abruptă a temperaturii la „freeze-out” chimic, urmată de o saturație peste  $\sqrt{s_{NN}} = 10 GeV$ . Pe baza valorilor obținute pentru densitatea de energie, se poate calcula timpul în care sistemul ajunge de „freeze-out” chimic și constatata Hubble „microscopică” (Figura 4.12). Poate fi observat că timpul de „freeze-out” chimic este mult mai mic decât în cazul aproximării cu un gaz ideal pionic. De asemenea, se constată o

creștere a constantei Hubble „microscopice”. Timpul mai mic poate fi explicat prin prisma densității de particule mai mici corespunzătoare corecției de volum. Sistemul ajunge la „freeze-out” mai repede decât în cazul gazului pionic ideal lipsit de interacții [37,31].

În referința [38], autorii folosesc calcule „QCD pe latice” pentru regiunea de temperatură ridicată, iar în zona de temperatură scăzută au folosit ecuația de stare pentru un gaz rezonant. Au construit parametrizări ale ecuației de stare în care interpolatează între datele de QCD pe latice la temperaturi ridicate cele pentru gazul rezonant în zona de temperatură scăzută. Acestea corespund intervalului de temperatură compatibile cu studiile actuale ale materiei dense în ciocniri cu ioni grei la RHIC și pentru experimentele de la LHC. Bazându-ne pe parametrizarea s95p-v1 pentru EOS [39], am obținut timpul de evoluție a „fireball”-ului aflat în primele stadii sub forma de plasmă de cuarci și gluoni, apoi, răcindu-se datorită expansiunii, trece în faza hadronică. Se poate observa din Figura 4.13 că „fireball”-ul este în starea de QGP doar pentru un timp foarte scurt, mai puțin de 1 Fm/c, după care are loc tranziție de fază la gazul hadronic. Din calcule se observă ca „fireball”-ul ajunge la „freeze-out” termic într-un timp de mai puțin de 5 Fm/c [39,37,31].

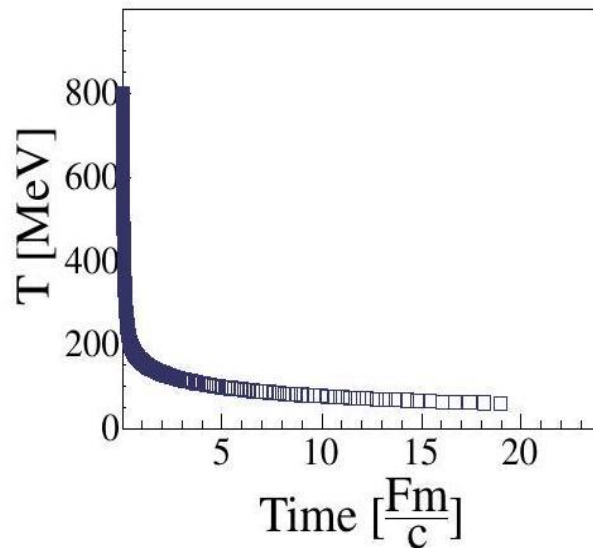


Figura 4.13: Temperatura sistemului folosind ecuația de stare bazată pe abordarea latice QCD în regiunea de temperatură înaltă, utilizând de asemenea ecuația de stare a gazului cu rezonanțe la temperaturi scăzute [31]

#### 4.7 Rapoarte antiparticulă–particulă la energii de 6 și 20 A GeV. Compararea simulărilor cu cele două coduri

Rapoartele antiparticulă- particulă au fost studiate în cadrul ciocnirilor nucleare de ioni grei în vederea evidențierii apariției deconfinării caracteristice plasmei de cuarci și gluoni [40], a unui

comportament de echilibru local, cu așa-zisul platou de rapiditate centrală [41], respectiv, pentru cunoașterea cu acuratețe sporită a momentelor de „îngheț” chimic, respectiv, de „îngheț” termic [42].

Rapoartele  $K^-/K^+$  și  $\bar{p}/p$  au o importanță deosebită pentru studierea ciocnirilor Au+Au, pentru a putea descrie apropierea de echilibrul termic [43]. De asemenea, rapoartele ce implică și alte particule generate în regiunea participantă, pe lângă cele menționate, cum ar fi:  $\pi^\pm$ ,  $\Lambda$ ,  $\bar{\Lambda}$ ,  $\Xi$  și  $\bar{\Xi}$ , sunt folosite pentru investigarea unor parametri de „îngheț” („freeze-out”) [44]. De exemplu, raportul  $\bar{\Omega}/\Omega$  poate da unele indicii despre mecanismul de hadronizare, iar rapoartele  $(K^+ + K^-)/(\pi^+ + \pi^-)$  și  $(p + \bar{p})/(\pi^- + \pi^+)$  indică necesitatea luării în considerare a dezintegrării rezonanțelor barionice în pioni și protoni, precum și pentru găsirii unor condiții de apropiere de punctul critic. Nu în ultimul rând, așa-numitul „horn” pentru distribuțiile de  $K^+/\pi^+$  sugerează o limită inferioară de „îngheț” și poate indica prezența plasmei de cuarci și gluoni (deconfinarea).

Spectrele de pioni și kaoni reflectă entropia ciocnirii, respectiv, cantitatea de stranietate creată pentru etapa finală din evoluția ciocnirii, anume cea de „îngheț” chimic. Distribuția rapoartelor de tip  $\pi^-/\pi^+$  și  $K^-/K^+$  în funcție de impulsul total ajută la caracterizarea curgerii materiei nucleare formată prin ciocniri relativiste.

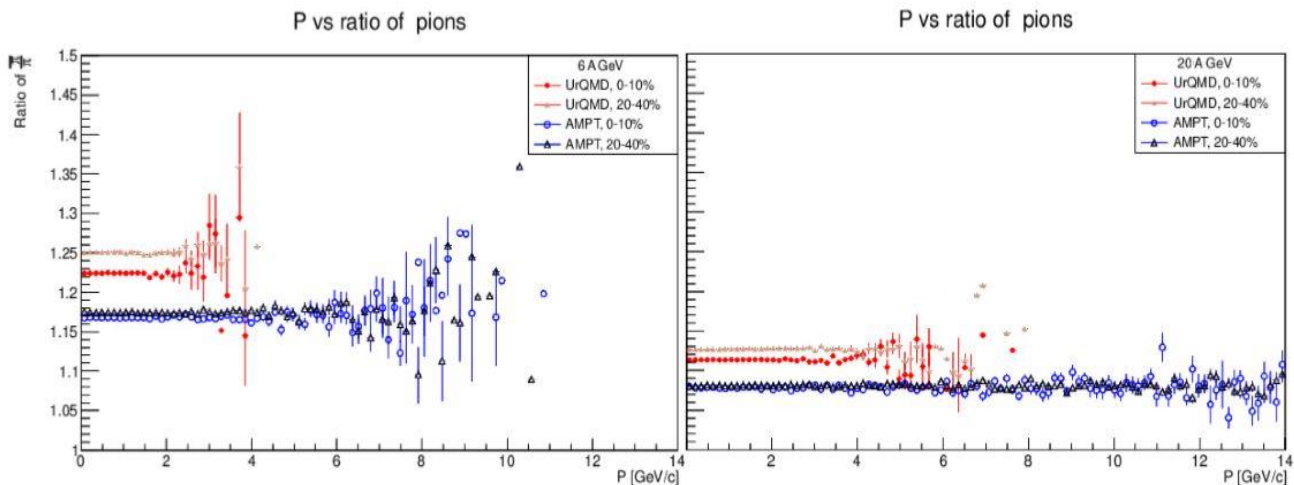


Figura 4.14 a) Raport de  $\pi^-/\pi^+$  în funcție de impuls total, pentru 6 A GeV [45]

Figura 4.14 b) Raport de  $\pi^-/\pi^+$  în funcție de impuls total, pentru 20 A GeV [45]

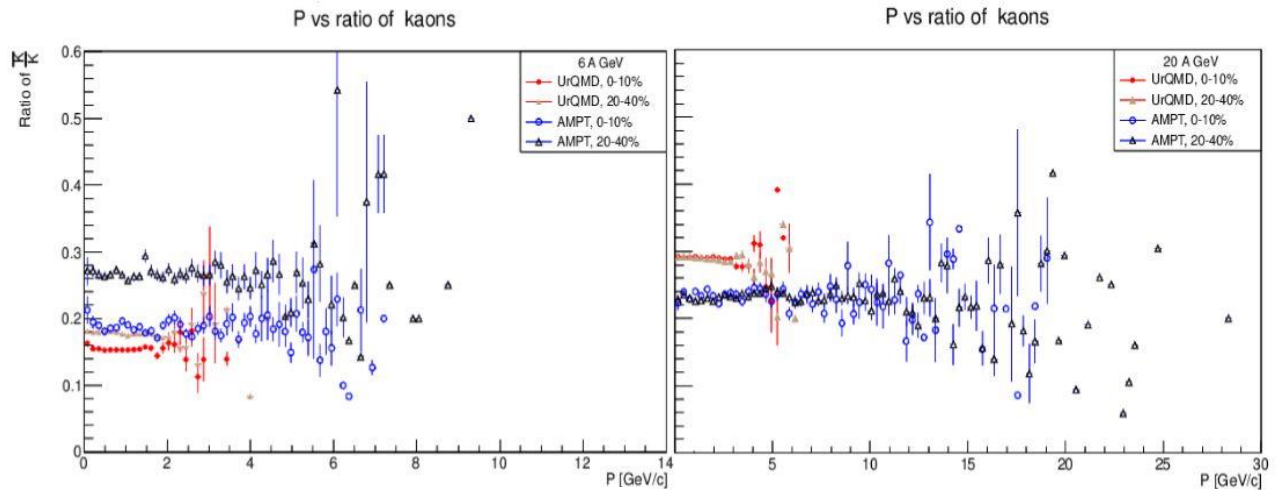


Figura 4.15 a) Raport de  $k^-/k^+$  în funcție de impuls total, pentru 6 A GeV [45]

Figura 4.15 b) Raport de  $k^-/k^+$  în funcție de impuls total, pentru 20 A GeV [45]

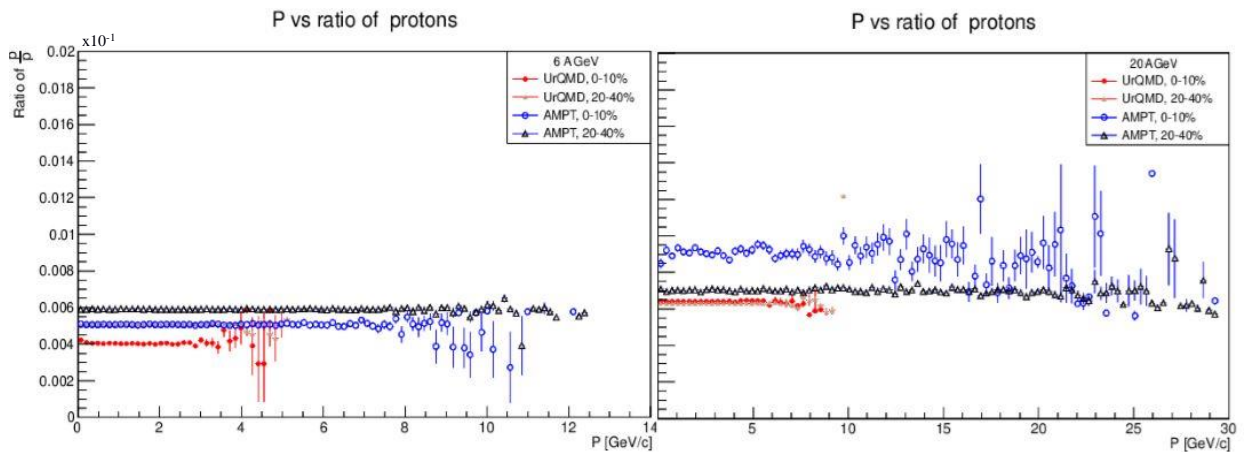


Figura 4.16 a) Raport de  $\frac{p^-}{p^+}$  în funcție de impuls total, pentru 6 A GeV [45]

Figura 4.16 b) Raport de  $\frac{p^-}{p^+}$  în funcție de impuls total, pentru 20 A GeV [45]

În figurile 4.14-4.16 prezintă o comparație între predicțiile codurilor UrQMD și AMPT, incluse în sistemul YaPT, cu suport ROOT, pentru ciocnirile Au-Au, la două energii specifice FAIR, și anume: 6 A GeV, respectiv, 20 A GeV. Am generat evenimente pentru diferite centralități ale ciocnirii. În particular, am considerat intervalele de centralitate 0-10% și 20-40%, pentru 3 tipuri de particule încărcate: pioni, kaoni și protoni. Ambele coduri de simulare dau un raport antipion pe pion în jurul valorii 1, cu fluctuații relativ mari la impulsuri ridicate, datorate, probabil, statisticii mai sărace la aceste valori (Figura 4.14). Existența unei valori ceva mai mari de 1,00 a raportului  $\pi^-/\pi^+$  - cu deosebire la energii mici - ar putea fi legată de viteza de curgere a regiunii participante fierbinți și dense și de existența

unui timp mai lung în care se manifestă forța de repulsie coulombiană dintre participanți și pionii pozitivi, respectiv, de atracție între regiunea participantă și pionii negativi, ceea ce poate da naștere la modificări ale raportului. Se pot face multe conexiuni atât cu procesele de curgere ale materie nucleare cât și cu comportarea impulsului Coulomb.

Se poate remarca faptul că raportul obținut cu ajutorul codului AMPT este mai mic decât raportul obținut cu codul UrQMD, dar și faptul că rapoartele obținute cu ambele coduri descresc cu creșterea energiei fasciculului. La energii mai ridicate, fluctuațiile descresc în mod semnificativ, inclusiv pentru cazul impulsurilor celor mai mari. Valorile rapoartelor calculate cu codului AMPT par să fie mai puțin sensibile la centralitatea ciocnirii, pentru ambele energii. În cazul predicțiilor codului UrQMD, dependența de centralitate este evidentă, raportul fiind mai mare la parametri de impact mai mari (centralitate mai mică a ciocnirii). Altfel, diferențele tind să se aplatizeze la energii mai mari. Aceste rezultate pot indica efectul vitezei de curgere a pionilor și al interacțiilor Coulomb dintre pioni și regiunea participantă („fireball”), ambele incluse în ipotezele codurilor folosite. Ele sunt într-un bun acord cu comportamentul parametrilor de asimetrie și de formare de maxime discutate anterior (Figura 4.9 a) și Figura 4.9 b) ).

O observație importantă este aceea că rapoartele de  $K^-/K^+$  și  $\pi^-/\pi^+$  sunt mai mari la centralitatea 20-40%, mai ales pentru energiile mai mici, de la SIS-100. Rezultatele au fost prezentate la conferința internațională EuNPC, Groningen, Olanda în anul 2015 [45]. Această valoare mai mare a raportului  $K^-/K^+$  pentru domenii de centralitate (20-40%) este observată și în rezultatele obținute de alte experimente, la energii până la 3 A GeV, de exemplu, Experimentul KaoS [46]. Iar pentru alte specii de particule sunt prezentate rezultate compatibile cu rezultatele Experimentului HADES, pentru energii de 4.5 A GeV [47]. Dacă vorbim însă de diferențe între cele două coduri, pentru rapoartele de antikaoni pe kaoni, situația se schimbă în cazul codului AMPT (Figura 4.15), în ceea ce privește dependența de centralitate, rapoartele fiind mai scăzute la parametri de impact mai mici. Predicțiile codului UrQMD oferă un comportament similar, însă reflectă o dependență semnificativă de energia fasciculului, raportul crescând cu energia acestuia. Aceasta nu este prezentă și în cazul predicțiilor bazate pe codul AMPT. În acest caz apare tendința de a grupa valorile pentru cele două centralități la o valoare care este media valorilor la energii mai mici. Comportamentul rapoartelor poate indica existența diferitelor dependențe prezise ale maselor celor doi kaoni încărcăți de densitatea materiei nucleare [48].

O schimbare semnificativă a comportamentului cu creșterea energiei fasciculului se poate observa și pentru raportul antiproton-proton, mai ales pentru ciocniri mai centrale (Figura 4.16), unde raportul

are valori mai mari. Calculele făcute pentru energii de 6 și 20 A GeV au fost realizate, inițial, pentru intervalul de rapiditate:  $-0.5 < y < 0.5$ . Pentru acesta am observat că valoarea raportului este mai mare în clasa de centralitate 20-40%, în raport cu clasa de centralitate 0-10%. Calculele au fost reluate pentru intervalul de rapiditate  $|y| < 2$ . Se constată că pentru energii în jur de 8 A GeV apare o schimbare a comportamentului, valoarea raportului devenind mai mare pentru clasa de centralitate 0-20%, în raport cu valoarea obținută pentru clasa de centralitate 20-40%. Ar putea fi datorat unui fenomen repetitiv (Figura 4.17 și Figura 4.18), pentru ca avem același comportament pentru cele două coduri la energia de peste 8 A GeV. De asemenea la energia de 20 A GeV am observat unele fluctuații pentru mai multe observabile. Câteva rezultate vor fi discutate în subcapitolul următor. Ca o primă concluzie preliminară, s-ar putea spune că unele rezultatele bazate pe datele simulate pentru ciocniri Au-Au la energii în jur de 20 A GeV sugerează semnale de tranziții de fază. Altfel, comportarea raportului antiparticulă-particulă rămâne monoton crescător pentru intervalul de rapiditate  $-2 < y < 2$ , în particular, în intervalul  $-0.5 < y < 0.5$  (Figura 4.17 și Figura 4.18)

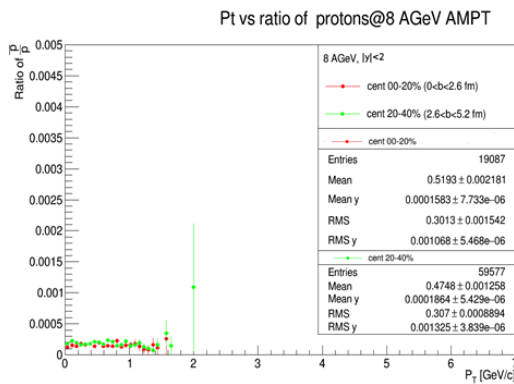


Figura 4.17 a)

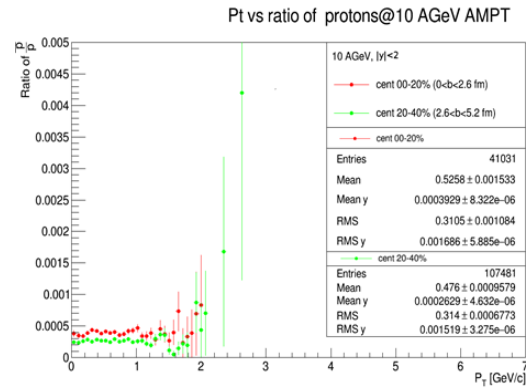


Figura 4.17 b)

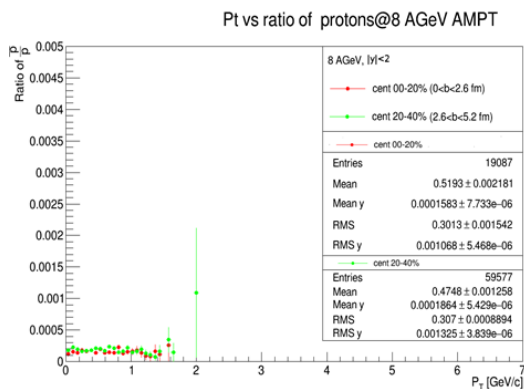


Figura 4.17 c)

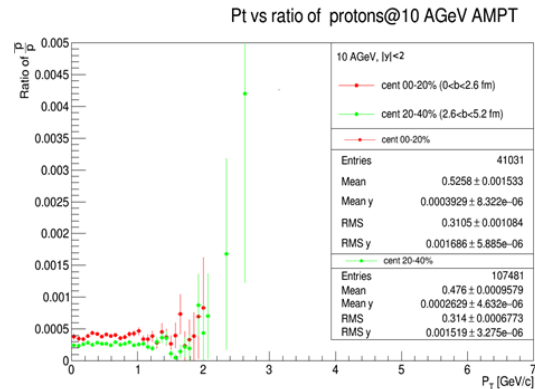


Figura 4.17 d)

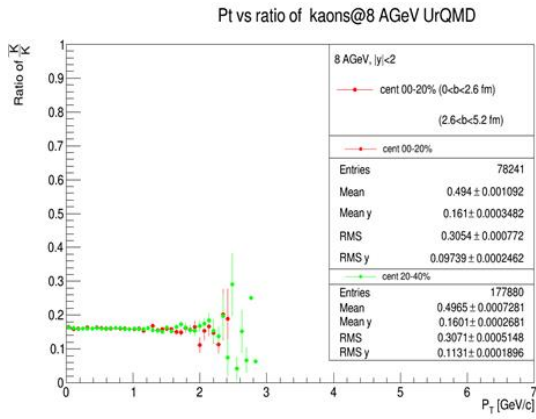


Figura 4.17 e)

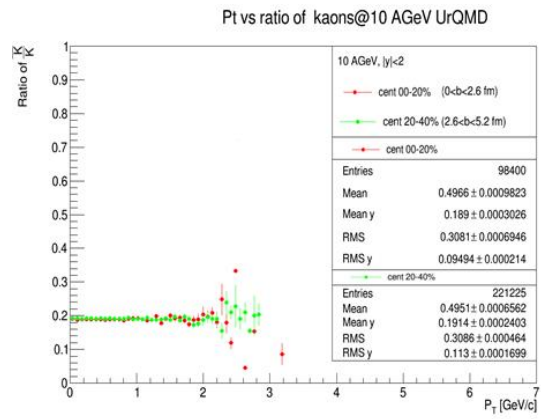


Figura 4.17 f)

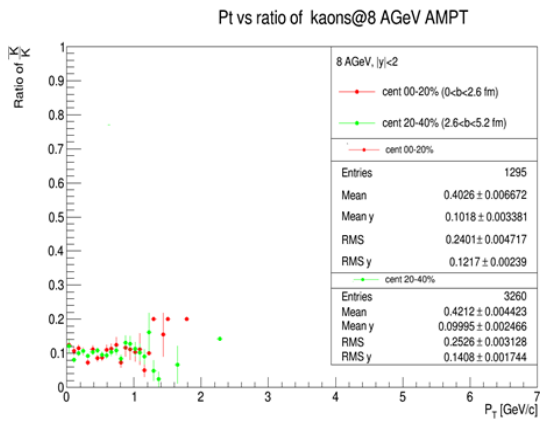


Figura 4.17 g)

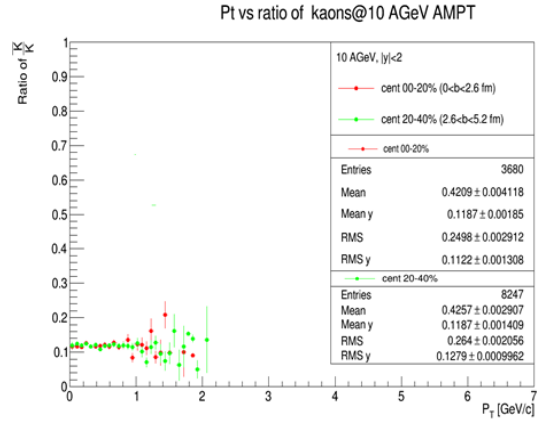


Figura 4.17 h)

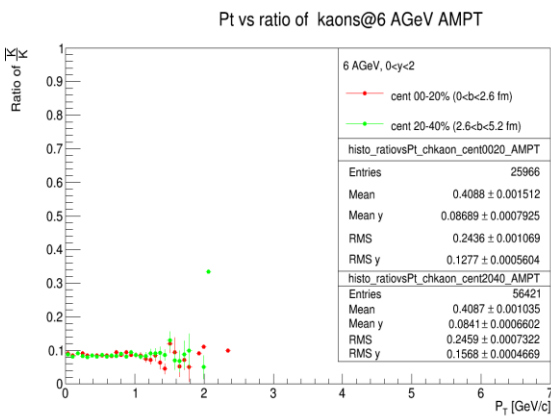


Figura 4.17 i)

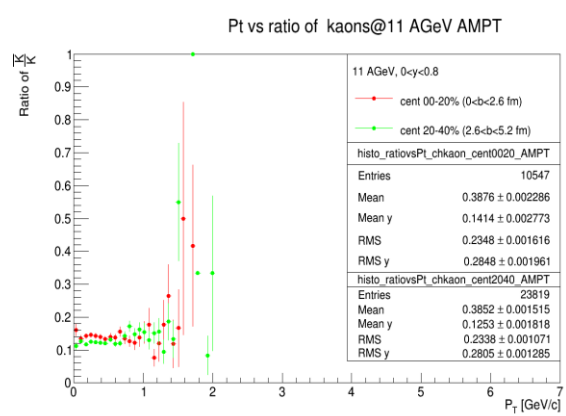


Figura 4.17 j)



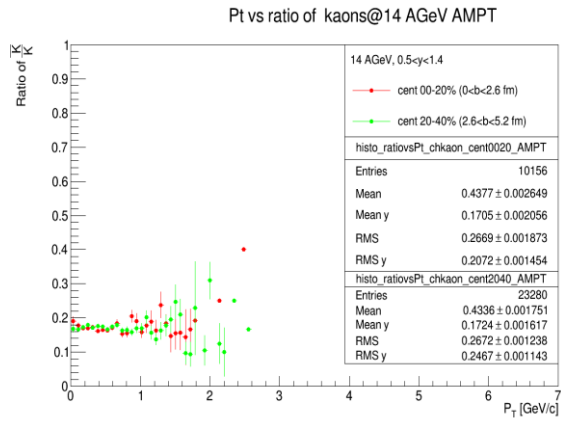


Figura 4.17 k)

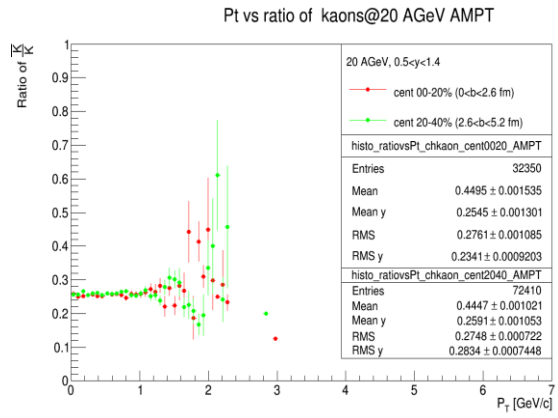


Figura 4.17 l)

Figura 4.17 (a-l): Distribuția impulsului transversal în funcție de raportul de particulă, la diferite intervale de rapiditate

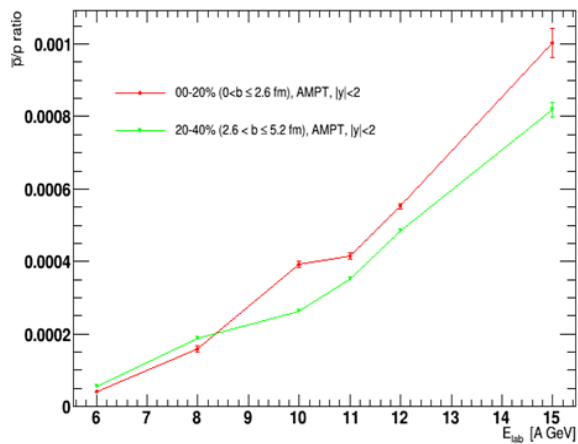


Figura 4.18 a)

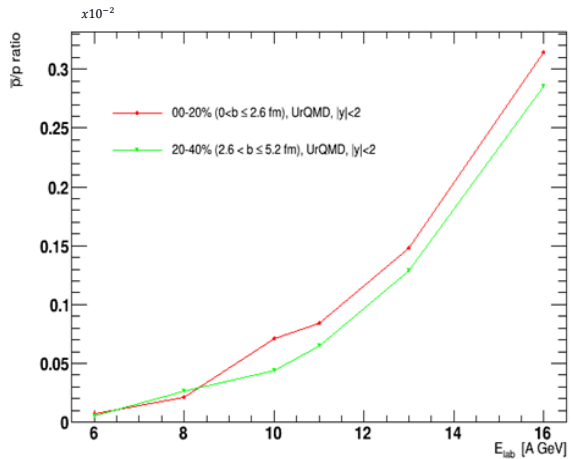


Figura 4.18 b)

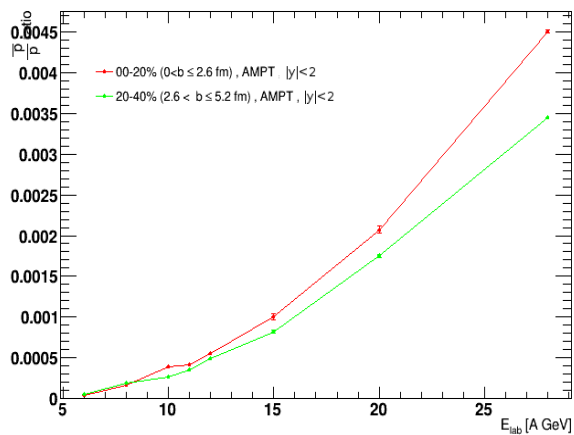


Figura 4.18 c)

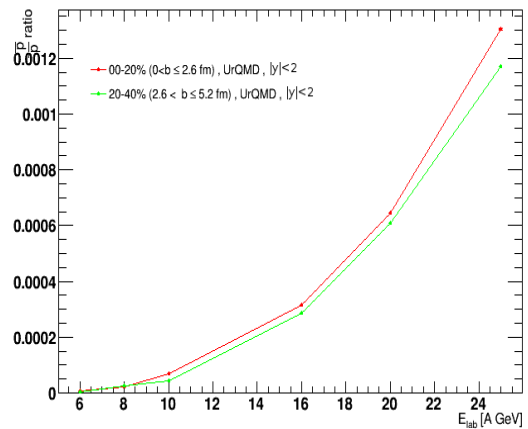


Figura 4.18 d)

Figura 4.18 (a-d): Distribuția valorilor raportului  $\frac{p_T}{p}$ , pentru două centralități în intervalul de rapiditate  $-2 < y < 2$  și diferite energii de ciocnire, pentru 2 coduri: AMPT și UrQMD



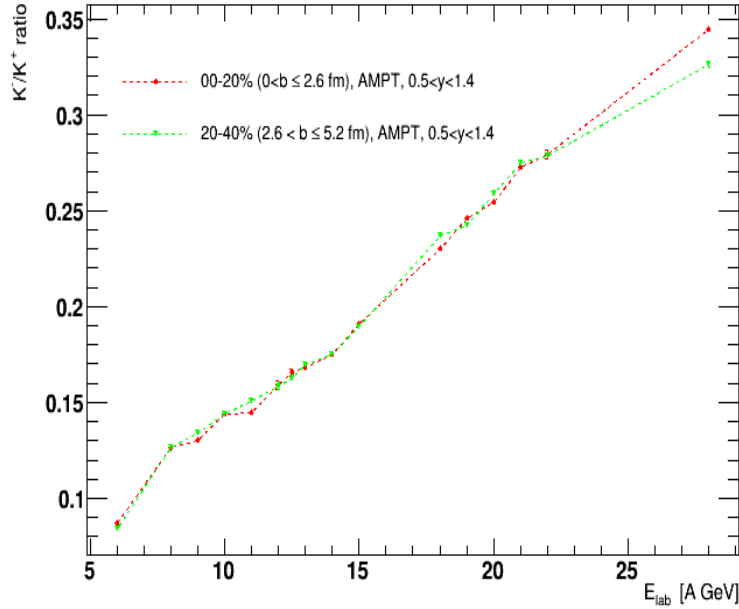


Figura 4.19: Distribuția raportului  $\frac{K^-}{K^+}$  pentru 2 centralități, în intervalul de rapiditate  $0.5 < y < 1.4$ , pentru codul AMPT [49]

#### 4.8 Funcția de excitare și rapoartele antiparticulă – particulă la energii în intervalul 6-28 A GeV

Pentru investigarea acestei comportări am făcut simulări pentru ciocniri nucleu-nucleu la energii compatibile cu energiile FAIR (6-28 A GeV), urmărind evoluția rapoartelor de  $K^-/K^+$  și antiproton-proton, în astfel de ciocniri, la diferite centralități și intervale de rapiditate. Principalele tipuri de ciocniri analizate au fost ciocnirile Au-Au. Am considerat centralitatea 0-20%, cu parametrul de impact în intervalul  $0 < b \leq 2.6$  Fm, respectiv, centralitatea 20-40%, cu parametrul de ciocnire în intervalul  $2.6 < b \leq 5.2$  Fm. Pentru fiecare din clasele de centralitate menționate, au fost considerate diferite intervale de rapiditate. Pentru intervalele de rapiditate  $0 < y < 0.8$ , respectiv,  $0.5 < y < 1.4$ , am observat fluctuații ale rapoartelor antiparticulă-particulă estimate, Unele din ele ar putea fi corelate cu comportarea funcțiilor de excitație.

Experimentul CBM de la FAIR-GSI, așa cum s-a mai menționat, are printre obiectivele principale studierea ecuației de stare a materiei nucleare și căutarea unor tranziții de fază în materia nucleară extrem de densă și fierbinte formată în ciocniri nucleu-nucleu la energii relativiste. Programul este compatibil cu cel de la RHIC-BNL și LHC-CERN, pentru densități barionice foarte mari.

Funcția de excitare pentru diferitele tipuri de particule considerate pentru evaluarea rapoartelor antiparticulă - particulă permite studiul stărilor exotice (existența izomerilor de densitate) și a tranzițiilor de fază în materia nucleară formată în ciocnirile ionilor grei relativști. De asemenea, valorile sunt utile

în determinarea parametrilor de „îngheț”, dar și pentru eliminarea fluctuațiilor de volum. De aceea, unele rapoarte antiparticulă-particulă au fost folosite pentru calcule numerice pentru domeniul de energii 6-28 A GeV. Analiza rapoartelor antiparticulă-particulă a fost făcută, în principal, folosind datele simulate folosind codul UrQMD 3.3, cod integrat în sistemul YaPT [8,49]. S-a considerat un timp de evoluție a regiunii participante de 200 Fm/c, ecuația de stare fiind definită de modul CASCADE al codului, numărul de evenimente a fost de 100000 pentru fiecare caz. Au fost folosite și date simulate cu codul AMPT 2.26t7. Această variantă a codului include fragmentarea „corzilor” („string”-urilor) și mecanismul de stopare de barioni de tip „popcorn”. Am lucrat cu pasul de timp de 0,2 Fm/c și 150 de pași pentru cascada hadronică, după care aceasta ia sfârșit.

În calculele numerice efectuate sunt considerate două intervale de rapiditate, și anume:  $0 < y < 0.8$  și  $0.5 < y < 1.4$ . Pentru aceste intervale, fluctuațiile pentru funcția de excitare pot sugera unele posibile tranziții de fază, în două intervale de energie, și anume: 9–13 A GeV, respectiv, 18-21 A GeV.. Astfel, valoarea raportului de  $\frac{K^-}{K^+}$  este mai mare la centralitatea mai mică a ciocniri (clasa de centralitate 20 – 40 ( $2.6 < b \leq 5.2 fm$ )) (Figura 4.19). Am găsit comportări de tip palier, în contrast cu tendințele generale care arată creșterea raportului cu creșterea energiei de ciocnire. Ele ar putea indica apariția unei posibile faze mixte, pentru o perioadă de timp foarte scurtă.

Pare importantă o schimbare a valorii raportului  $\frac{\bar{p}}{p}$  pentru  $|y| < 2$  la 8 și 10 A GeV. Ea ar putea indica o „schimbare a ordinii de creștere a raportului” (Figura 4.20). Detaliind rezultatul, observăm că  $\frac{\bar{p}}{p}$  la 8 A GeV este mai mare pentru clasa de centralitate 20%-40%, față de clasa de centralitate 0-20%, și doar după 8.5 A GeV se poate vedea schimbarea, adică valoarea raportului  $\frac{\bar{p}}{p}$  pentru clasa de centralitate 0 – 20% ( $0 < b \leq 2.6 fm$ ) devine mai mare.

Această „schimbare a ordinii de creștere a raportului” o revedem într-o succesiune mai rapidă (a se vedea Figura 4.19, Figura 4.22 și Figura 4.27), în intervalele 10 – 13 A GeV și 18 – 21 A GeV, pentru rapoartele  $\frac{K^-}{K^+}$ ,  $\frac{\bar{p}}{p}$ ,  $\frac{p}{\pi^+}$  se observă și forme de palier. Aceasta sugerează o variație foarte mare a densității materiei nucleare nou formate în ciocniri relativiste și o dependență de centralitatea ciocnirii. Se observă că pentru raportul antiparticulă-particulă  $\frac{K^-}{K^+}$ , în cazul  $0.5 < y < 1.4$  și  $0 < y < 0.8$  (Figura 4.21), în cazul clasei de centralitate 20 – 40% ( $2.6 < b \leq 5.2 fm$ ), e mai mare decât la centralitatea 0 – 20%. Pentru explicarea acestui comportament, putem să considerăm o creștere a producerii de  $K^-$  legată de apariția rezonanțelor de diferite tipuri și a dezintegrării tari a acestora [50,51].

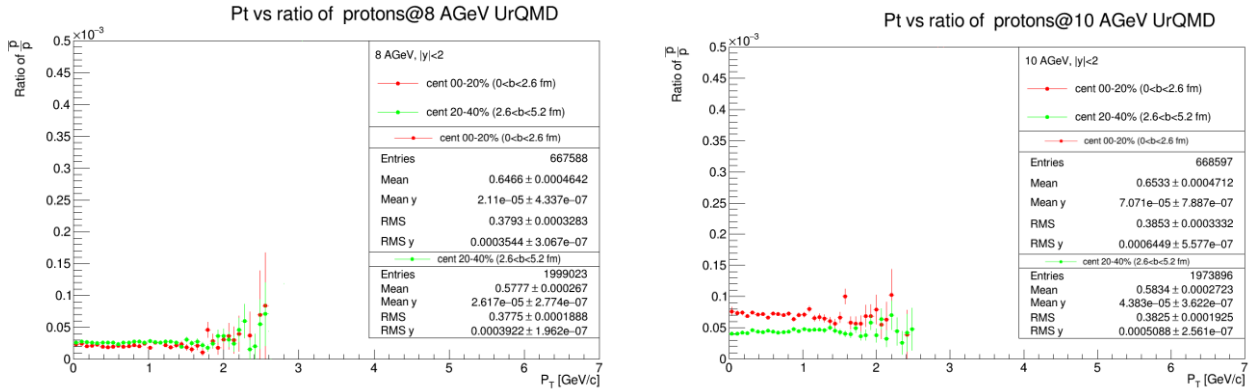


Figura 4.20: Distribuția de impuls transvers în funcție de raportul  $\frac{\bar{p}}{p}$  pentru 2 centralități și 2 energii  
a) 8 A GeV; b) 10 A GeV [49]

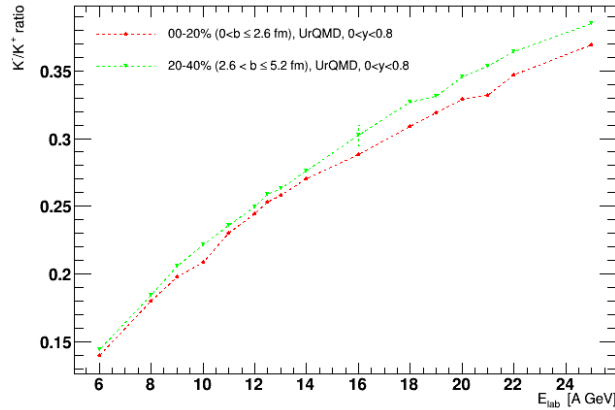


Figura 4.21: Raportul de  $\frac{K^-}{K^+}$  pentru 2 clase de centralitate, în intervalul de rapiditate  $0 < y < 0.8$ , pentru codul UrQMD [49]

Experimentul HADES de la SIS-18-GSI și experimentul KaoS [48 și referințe citate acolo], la energii între 2 A GeV și 3 A GeV, indică o valoare a raportului  $\frac{K^-}{K^+}$  mai mare, cu creșterea centralității de ciocnire. O explicație ar fi și creșterea raportului  $\frac{K^-}{K^+}$  legată de o rată de producerea mai mare de  $K^-$ , rată de producere care a fost conectată cu reducerea masei efective a kaonului negativ, datorită creșterii amplitudinii în canalul de schimb de stranietate [50]. Datele mai noi [41,50,51] sugerează o pondere mai mare, semnificativă, de aproximativ 20% pentru producerea de  $K^-$  rezultați din dezintegrările lui  $\Phi$ . „Schimbarea ordinii de creștere a raportului” devine mult mai accentuată în intervalele 10-13 A GeV, respectiv, 18-21 A GeV, unde se pot vedea egalități ale valorilor rapoartelor, adică o temporizare a funcției de excitare care poate să influențeze rapoartele antiparticulă-particulă. Se poate sugera formarea unei faze mixte pentru o perioadă foarte scurtă de timp. Am observat o comportare diferită a raportului

pentru 11 și 13 A GeV (exemplu  $\frac{\bar{p}}{p}$ , UrQMD,  $0 < y < 0.8$ , 00-20% - Figura 4.22) cu pasul de 2 A GeV. Pentru o clarificare a comportării am folosit intervale de 1 A GeV pentru funcția de excitare și chiar de 0.5 A GeV, pentru a vedea astfel de comportări [52,53].

O prima concluzie poate fi următoarea: din calculele mele reiese că pot exista fluctuații care să fie „mascate” de alte procese sau fenomene, dacă lucrăm cu modele statistice cu pași relativ mari de energie în domeniul energiilor SIS100 [49]. Mulți autori consideră că raportul antiparticulă-particulă crește liniar până la 30 A GeV, după care urmează o creștere exponențială cu creșterea energiei de ciocnire a ionilor grei. Calculele mele indică două intervale de energie în care caracterul nemonoton este destul de vizibil prin câteva forme de tip palier, și un maxim care limitează la stânga graficul pentru energii în intervalul 18-21 A GeV - cu forma aproximativă de șa. Pentru kaoni, predicțiile codului AMPT pentru ciocniri Au-Au pentru intervalul de rapiditate  $0 < y < 0.8$  arată fluctuații pentru intervalul de energie 10-12 A GeV. Se poate observa, pentru kaoni, o creștere cvasiliniară, sub și deasupra intervalului considerat, cu scurte paliere (Figura 4.24), dar și pentru raportul  $p/\pi^+$  (Figura 4.25), raportul K/p (Figura 4.26). Caracterul nemonoton al acestor comportări este destul de evident. Coroborând cu rezultatele modelului HSD - prezentate în capitolul precedent - consider posibilă realizarea unor stări de preechilibru. Deja în cadrul SIS100 sunt atinse densități de energie care ating până la 7 ori densitatea normală,  $\rho_0$ , în ciocnirile centrale ale ionilor grei. Astfel, orice discontinuitate sau o variație bruscă în funcția de excitație a mărimilor observabile sensibile ar putea indica o tranziție de fază.

Rezultatele predicțiilor codului UrQMD pentru cele două intervale de energie specificate (cu formă de platou/palier) care sugerează existența fazei mixte, sunt în bun acord cu rezultatele modelului „Generalized Shock Adiabatic Model” (GSAM), validate cu datele unor experimente de la AGS-BNL (Au-Au) și SPS-CERN (Pb-Pb), pentru regiuni cu proprietăți termodinamice anormale, așa cum e cazul tranzițiilor de fază de ordin 1 și de tip „cross-over” (străbatere) rapid(ă) [50-53]. Rezultatele sugerează formarea fazei mixte pe baza calculelor de rapoarte de pion/barion, și entropie pe barion în intervalul de energie 6.9 - 11.6 A GeV. Conform acestor studii, faza mixtă QGP-gaz hadronic este descrisă ca o stare pentru care, la densități barionice foarte mari, compresibilitatea adiabatică a materiei QCD nu descrește cu evoluția regiunii, deoarece faza mai puțin densă va putea fi comprimată într-o fază mai densă, acesta sugerând un exemplu de comportament anomal [50-53].

Rezultatele calculelor prezentate în acesta teza sunt compatibile cu rezultatele calculelor numerice [53] care prezic formarea fazei mixte între  $4.2 < \sqrt{s_{NN}} < 4.87 \approx 8 - 11$  A GeV în SL. Aceste calcule sunt bazate pe evaluarea compatibilității prin valoarea coeficientului de „calitate a descrierii datelor” (QDD

- Quality of Data Description) la compararea predicțiilor modelelor care prevăd explicit formarea unor faze mixte [54,55]. Există și alte tipuri de modele – cu o gamă largă de ipoteze – care dau rezultate similare [56-61]. Unele modele dau acorduri bune cu datele experimentale obținute la AGS-BNL și SPS, pentru ciocniri Au-Au, respectiv  $Pb - Pb$  [53,56-61].

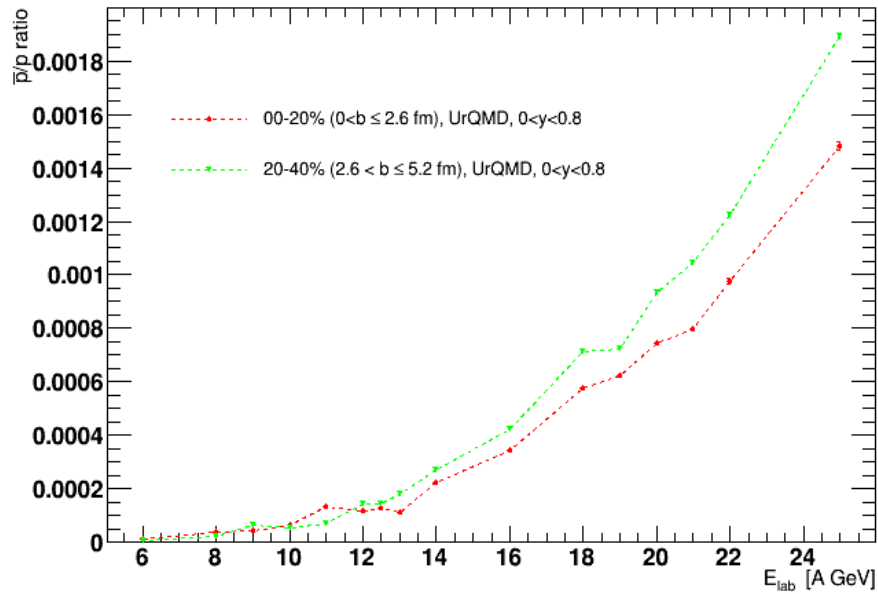


Figura 4.22: Distribuția valorilor  $\frac{\bar{p}}{p}$ , pentru 2 centralități, în intervalul de rapiditate  $0 < y < 0.8$  și diferite energii de ciocnire, pentru codul UrQMD [49]

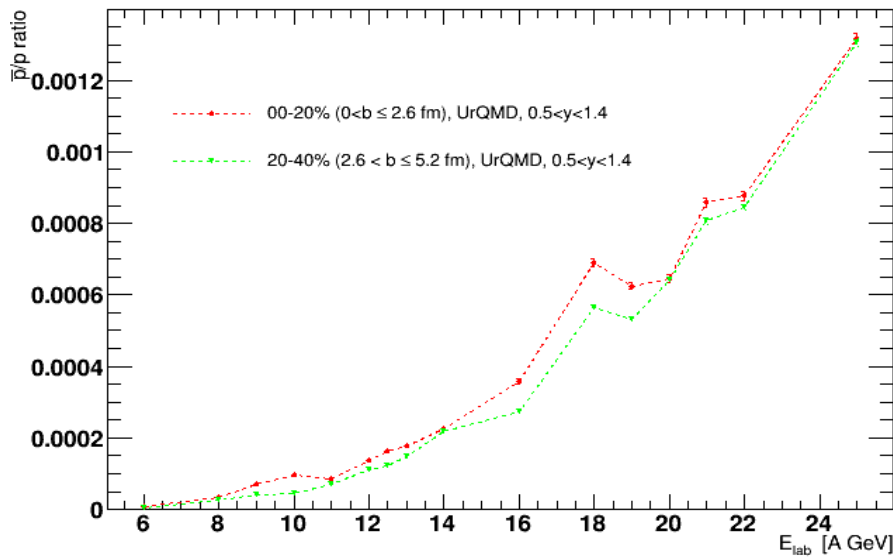


Figura 4.23: Distribuția valorilor  $\frac{\bar{p}}{p}$ , pentru 2 centralități, în intervalul de rapiditate  $0.5 < y < 1.4$  și diferite energii de ciocnire, pentru codul UrQMD [49]

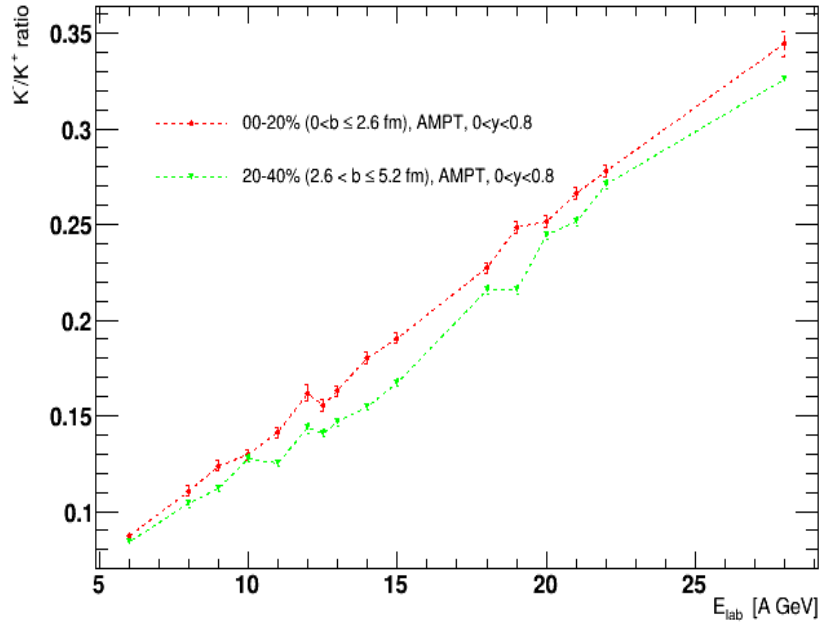


Figura 4.24: Distribuția raportului  $\frac{K^-}{K^+}$  pentru 2 centralități, în intervalul de rapiditate  $0 < y < 0.8$  și diferite energii de ciocnire, pentru codul AMPT [49]

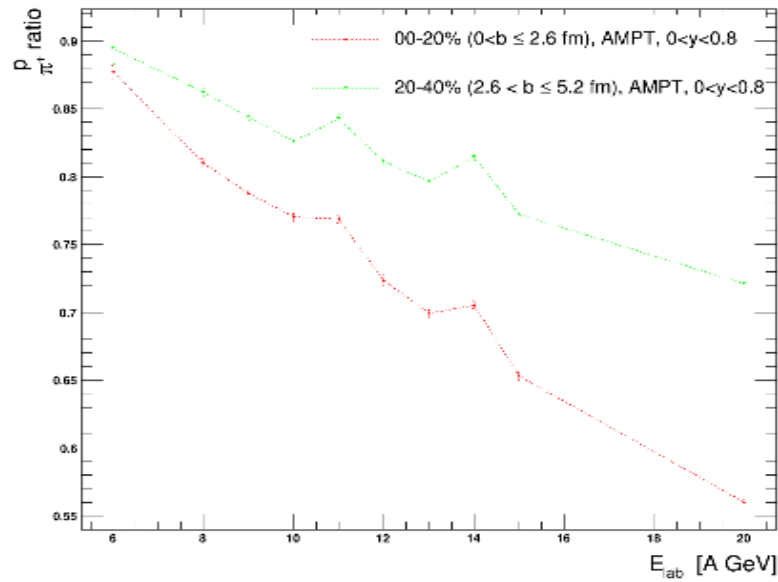


Figura 4.25: Distribuția raportului  $\frac{p}{\pi^+}$  pentru 2 centralități, în intervalul de rapiditate  $0 < y < 0.8$  și diferite energii de ciocnire, pentru codul AMPT [49]

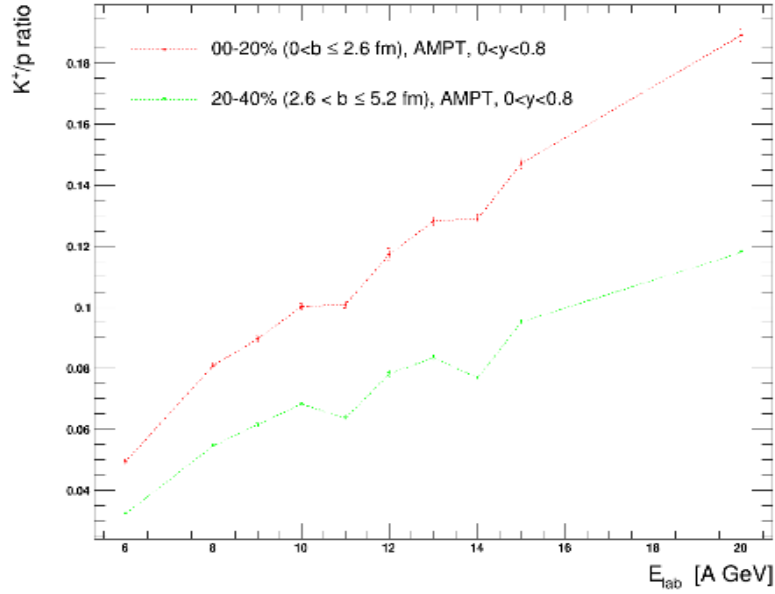


Figura 4.26: Distribuția raportului  $\frac{K^+}{p}$  pentru 2 centralități, în intervalul de rapiditate  $0 < y < 0.8$  și diferite energii de ciocnire, pentru codul AMPT [49]

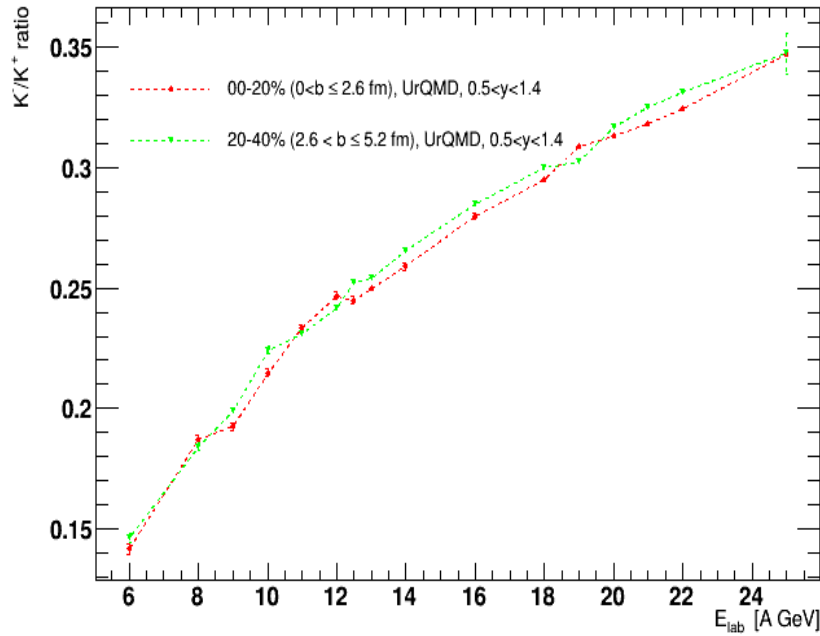


Figura 4.27: Distribuția raportului  $\frac{K^-}{K^+}$  pentru 2 centralități, în intervalul de rapiditate  $0.5 < y < 1.4$  și diferite energii de ciocnire, pentru codul UrQMD [49]

Rezultatele obținute în lucrare pentru  $0 < y < 0.8$  anti/p (UrQMD) la 10-13 A GeV și pentru maximul de la 18 A GeV (a se vedea Figurile 4.29, 4.30, 4.31) sunt compatibile cu alte rezultate obținute în cadrul Colaborării CBM [62-64].

Revenind la „schimbarea ordinii de creștere a raportului” pentru rezultatele studiului făcut în teză pentru rapoarte antiparticulă-particulă în intervalele 10-13 A GeV (9-13 A GeV) și 18-21 A GeV, se observă apariția de forme de tip platou scurte - în special pentru rapoartele  $K^-/K^+$ ,  $K/p$ ,  $K/\pi$ , precum și o comportare de tip „alternativ” al „schimbării 'de ordine’”. O interpretare a rezultatelor ar putea fi legată de competiția dintre potențialul de producere antiparticulă-particulă și producerea de particule prin dezintegrarea rezonanțelor de diferite tipuri sau creșterea amplitudinii canalului de schimb de stranietate. Pentru forma palierelor bine definite - pentru raportul  $\frac{\bar{p}}{p}$  - pentru care predicțiile simulărilor pot sugera o fază mixtă, s-ar putea presupune, în opinia autorului, o balansare între gradientii a două densități de energie ale sistemului care formează faza mixtă, una mai apropiată de granița fază mixtă - QGP, și cealaltă, „mai moale”, spre gazul hadronic cu rezonanțe. Balansarea între cele două densități de energie discutate este menținută, eventual, intermediată, de o tranziție de preechilibru. Aceasta tranziție apărută înainte de a fi plasma de cuarci și gluoni propriu-zisă, ar fi caracterizată de o creștere a intensității câmpului de culoare, cu suprapuneri intense de „corzi” („string”-uri). Prin interferența lor, la o densitate de energie mare, datorită câmpului magnetic de culoare extrem de intens pot apare astfel de faze. Acesta tranziție va intermedia comprimarea materiei QCD - partonice și hadronice - în zona de fază mixtă, fază în care sistemul expandează într-un timp mai lung și în care există competiție semnificativă între plasma de cuarci și gluoni și gazul hadronic. Acceleratorii SIS100/300 de la FAIR sunt foarte potriviți pentru crearea de densități extreme. Conform codului de transport HSD pentru ciocniri de tip central Au+Au calculele indică densități de până la 7 ori mai mari decât densitatea de saturație care pot fi produse în astfel de ciocniri la energii în jur de 10 A GeV. În aceste condiții, calculele teoretice prezic o tranziție către o fază mixtă de barioni și cuarci. Rezultatele calculelor numerice efectuate de mine și prezentate în aceasta teză, sugerează prezența a două regiuni în care pot apare faze mixte până la energii de 30A GeV.

Pentru cel de al doilea interval de energii discutat, în care rezultatele sugerează producerea de fază mixtă, 18-21 A GeV, se observă, pentru succesiunea punctelor de energie 18, 19 A GeV, o valoare a rapoartelor pentru kaoni, dar și pentru protoni, egală pentru codul UrQMD în cazul intervalului de rapiditate  $0 < y < 0.8$ . Acest fenomen repetitiv arată o bună corelație între cele două specii de rapoarte. De asemenea, se vede, pentru raportul  $K^-/K^+$ , din simulări cu codul AMPT, în intervalul de rapiditate  $0 < y < 0.8$ , același fenomen (Figura 4.24). O creștere semnificativă la energia de 18 A GeV a raportului antiproton /proton, pentru ambele centralități, în intervalul de rapiditate  $0.5 < y < 1.4$ ), se observă, de asemenea, mai ales pentru prima clasă de centralitate. Panta graficului este abruptă în acest caz, pentru funcția de excitare, ceea ce ar putea influența valoarea raportului antiparticulă-particulă. Se poate



interpreta că se formează un maxim, urmat de două valori ale raportului mai mici așezate pe un scurt palier și apoi se vede o creștere exponențială a valorilor, ceea ce poate să fie în acord cu predicția unei tranziții de fază, posibil de ordinul întâi (Figura 4.23 și Figura 4.32). Este de subliniat faptul că în cazul folosirii codului AMPT se obține o valoare mare la energia de 18 A GeV (Figura 4.28), sugerând o tranziție de fază, dar pentru calculele mele, în cazul protonilor, graficele nu sunt la fel de sugestive ca în cazul folosirii codului UrQMD.

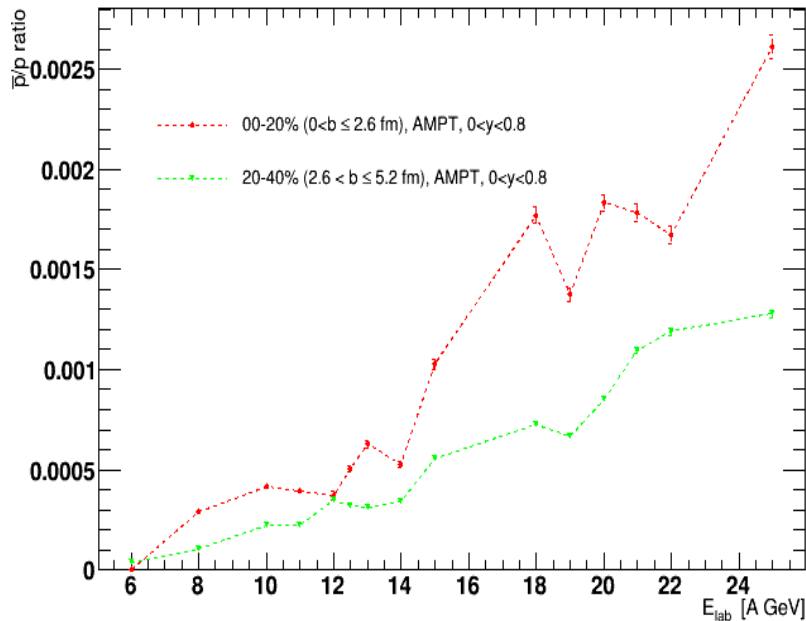


Figura 4.28: Distribuția valorilor  $\frac{\bar{p}}{p}$  pentru 2 centralități, în intervalul de rapiditate  $0 < y < 0.8$  și diferite energii de ciocnire, pentru codul AMPT [49]

Dependența sistematică a raportului  $\frac{K^-}{K^+}$  de raportul  $\frac{\bar{p}}{p}$  arată unele devieri, sub forma întoarcerilor la diferite energii, însemnând că valorile în graficul meu se așază pe „o verticală” - pentru câteva valori în diagrame la  $0 < y < 0.8$  și  $0 < b \leq 2.6$  fm (Figura 4.29 a)), dar și coincidența de valori pentru două energii succesive (exemplu: 18,19 A GeV, la  $0 < y < 0.8$  și  $2.6 < b \leq 5.2$  fm). În acest sens, este de mare interes Figura 4.29 b) . Aceste predicții pot indica o tranziție de fază mixtă, o refacere a simetriei chirale sau chiar o tranziție de fază de ordinul întâi, pentru cazul intervalului de rapiditate  $0.5 < y < 1.4$ , pentru raportul  $\frac{\bar{p}}{p}$ , pentru domeniul de energii 18-21 A GeV .

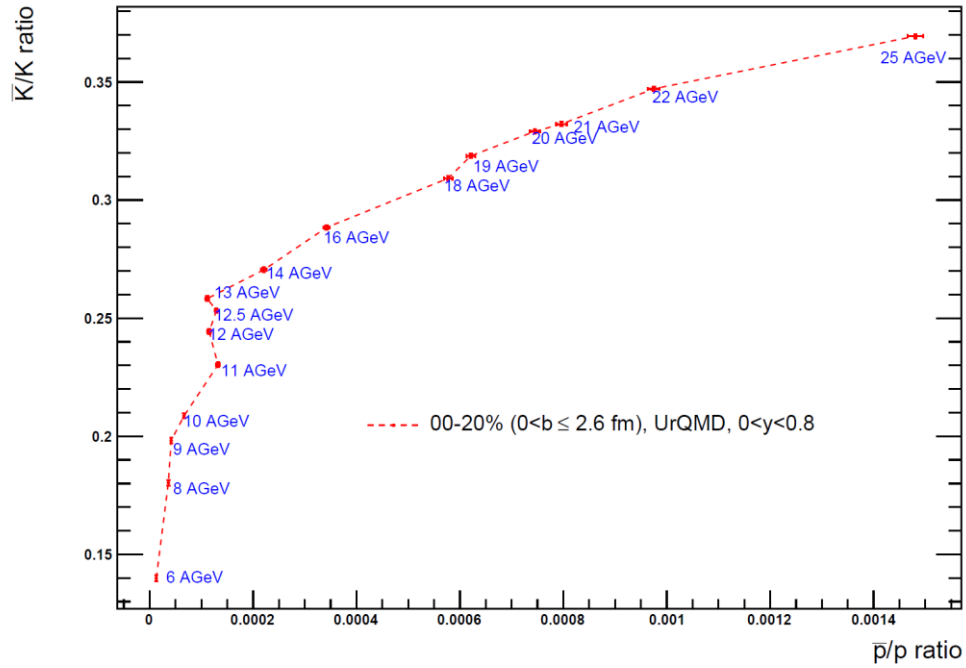


Figura 4.29 a) : Dependența raportului  $\frac{K^-}{K^+}$  de raportul  $\frac{\bar{p}}{p}$ , pentru două centralități și două intervale de rapiditate: 00-20%,  $0 < y < 0,8$  [49]

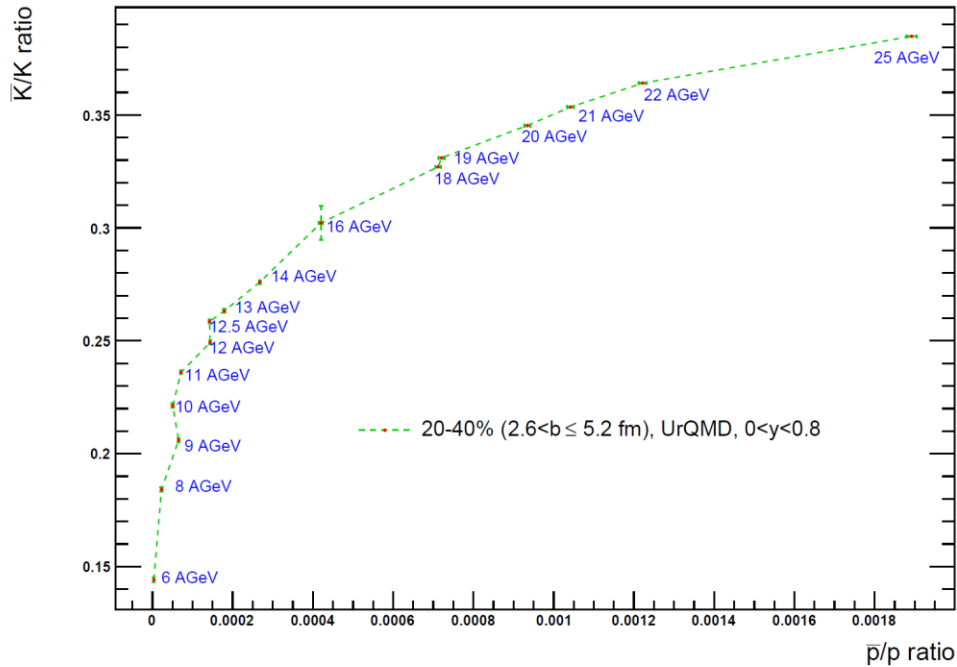


Figura 4.29 b) : Dependența raportului  $\frac{K^-}{K^+}$  de raportul  $\frac{\bar{p}}{p}$ , pentru două centralități și două intervale de rapiditate: 20-40%.  $0 < y < 0,8$  [49]

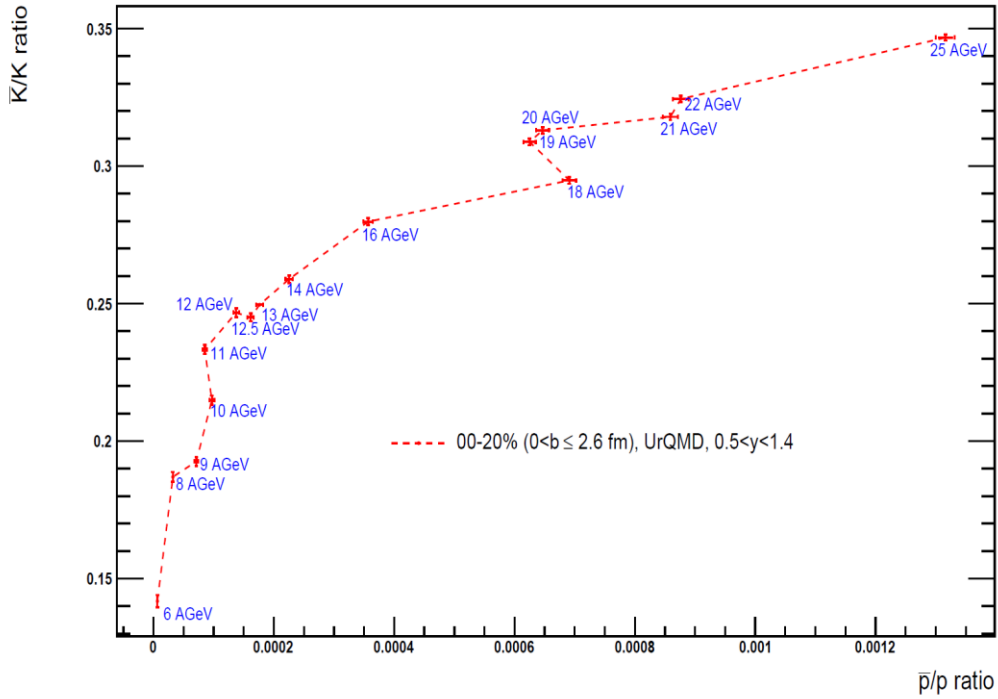


Figura 4.29 c) : Dependența raportului  $\frac{K^-}{K^+}$  de raportul  $\frac{\bar{p}}{p}$ , pentru două centralități și două intervale de rapiditate: 00-20%,  $0,5 < y < 1,4$  [49]

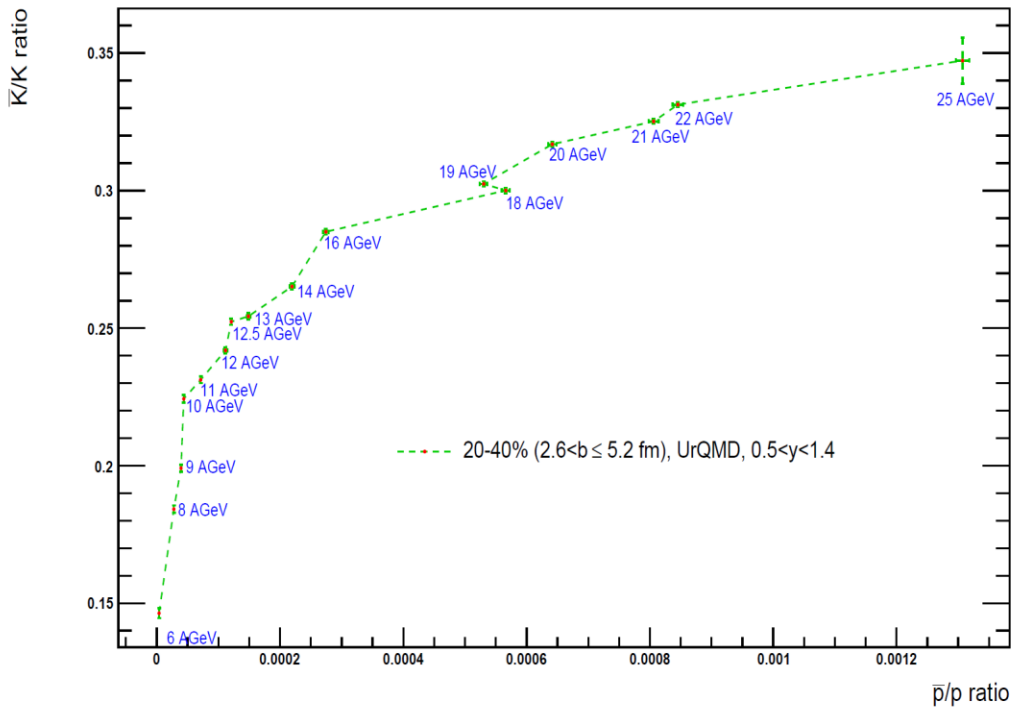


Figura 4.29 d) : Dependența raportului  $\frac{K^-}{K^+}$  de raportul  $\frac{\bar{p}}{p}$ , pentru două centralități și două intervale de rapiditate: 20-40%,  $0,5 < y < 1,4$  [49]

#### 4.9 Funcția de excitare și temperatura regiunii participante („fireball”)-ului extrasă din distribuții intermediare de masă a dileptonilor

Pentru ciocniri centrale Au-Au am identificat egalități sau scăderi aparente ale valorii rapoartelor antiparticulă-particulă pentru  $\frac{K^-}{K^+}$  și  $\frac{\bar{p}}{p}$ , într-o succesiune de energii. Calculele efectuate au un caracter predictiv pentru posibile tranziții de fază în materia nucleară formată în ciocniri nucleare relativiste, în domeniul de energii disponibile la FAIR-GSI, folosind aranjamentul experimentale CBM. Pentru a identifica argumente suplimentare în sprijinul predicțiilor anterioare, a fost investigată și producerea de dileptoni în regiunea participantă.

Se știe că dileptonii sunt emiși în regiunea participantă formată în ciocnirile de ioni grei la energii pe nucleon compatibile cu energiile de prag de producere pentru diferite particule și rezonanțe care se dezintegrează prin canale dileptonice. Ele oferă oportunitatea investigării proprietăților microscopice ale materiei care interacționează tare. Principalele tipuri de dileptoni de interes sunt miuoni și electroni. Canalele de dezintegrare dileptonice oferă posibilitatea „scrutării” proceselor din interiorul fireball-ului fără afectare datorată interacțiilor tari, atunci când acesta este în stări de densitate și temperatură mari. Panta distribuției masei invariante a leptonilor este între 1 și 2.5 GeV/c<sup>2</sup>. Ele reflectă în mod direct temperatura medie a „fireball”-ului [62]. Astfel de măsurări ar putea oferi, de asemenea, indicații despre instalarea deconfinării și localizarea punctului critic. Curgerea perechilor leptonice, reprezentată în funcție de masa lor invariantă ar putea oferi posibilitatea clarificării diferenței dintre radiația fazei partonice timpurii, de faza hadronică târzie [62-64]. Conform simulărilor făcute, va fi posibilă identificarea dileptonilor în regiunile relevante de masă invariantă, cu un raport de semnal pe fond în jurul valorii de S/B=1/100. În acest caz, este nevoie de aproape 10000 de perechi de tip semnal pentru a avea o statistică suficientă pentru a se ajunge la o acuratețe statistică de 10%. Măsurarea dependenței de energie a inversului pantei spectrului de energie/energie transversală ar putea să asigure determinarea experimentală a curbei calorice. Aceasta ar constitui o primă semnătură experimentală directă a coexistenței de faze în materia nucleară de densitate mare. Funcția de excitație și valoarea temperaturii „fireball”-ului,  $T$ , extrasă din măsurări de acest tip, așa cum se propune în lucrarea [64], ar putea conduce la rezultate de tipul celor incluse în Figura 4.30. Rezultate sunt similare cu cele din lucrarea menționată [64]. În această reprezentare, curba violet întreruptă corespunde condițiilor în care se presupune că formarea tranziției de fază în ciocniri nucleu-nucleu la energiile disponibile la SIS-100. Triunghiul negru corespunde temperaturii așa cum a fost măsurată de Colaborarea NA60 de la SPS-CERN [65]. O parte

foarte importantă a programului de cercetare al Colaborării CBM este axată pe măsurări de cât mai mare precizie pentru distribuția de masă invariantă a dileptonilor, în domeniul de mase între 1 și 2.5 GeV/c<sup>2</sup>, compatibil cu energiile de la SIS-100.

Pentru ciocnirile ionilor grei la energiile specifice SIS-100, calculele bazate pe diferite modele prevăd crearea unor faze mixte, având în vedere valorile mari ale densității nucleare preconizate pentru condițiile specifice FAIR și structura de detectori a experimentului CBM. O direcție de cercetare care s-ar putea deschide ar fi legată de atingerea unor valori ale densității nucleare similare densității din miezului stelelor neutronice [66].

Teza de doctorat prezintă o serie de rezultate bazate pe simulări cu două coduri specifice domeniului de energii de la FAIR-GSI, UrQMD și AMPT. Ele sugerează tranziția de fază de la gazul hadronic la plasma de cuarci și gluoni pentru fasciculul de energii ale acceleratoarelor SIS 100 – SIS 300. Experimentul CBM oferă oportunitatea explorării diagramei de fază QCD în regiunea densităților net-barionice ridicate, pentru studiul ecuației de stare, căutarea tranziției de fază, restaurarea simetriei chirale, și căutarea formelor exotice (stranii) de materie QCD.

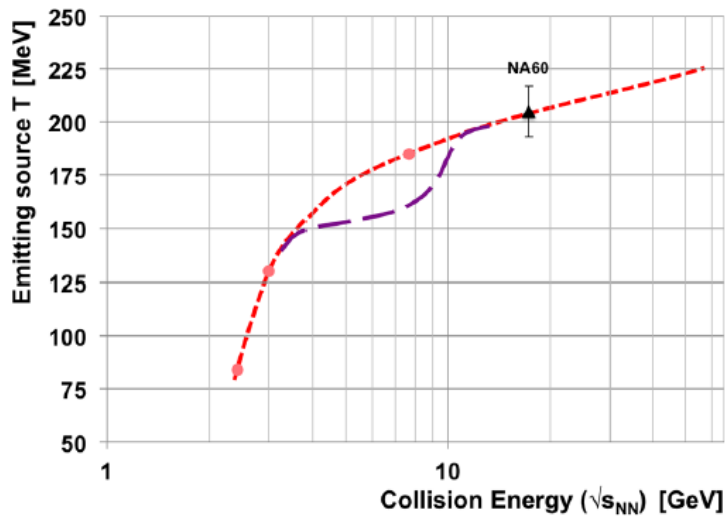


Figura 4.30: Funcția de excitație și temperatura T a fireball-ului extrasă din distribuții intermediare de masă a dileptonilor [56].

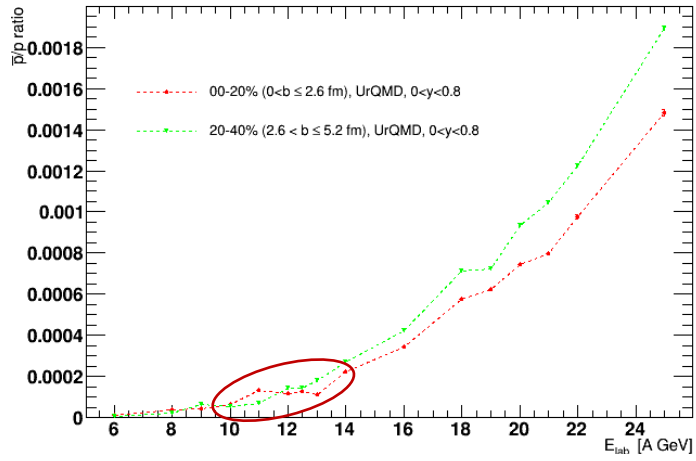


Figura 4.31: Distribuția valorilor  $\frac{\bar{p}}{p}$ , pentru 2 centralități, în intervalul de rapiditate  $0 < y < 0.8$  și diferite energii de ciocnire, pentru codul UrQMD, cu palier evidențiat [49]

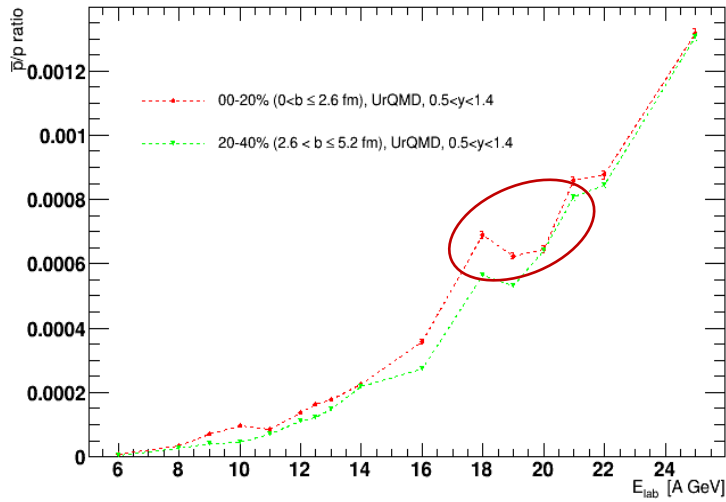


Figura 4.32: Distribuția valorilor  $\frac{\bar{p}}{p}$ , pentru 2 centralități, în intervalul de rapiditate  $0.5 < y < 1.4$  și diferite energii de ciocnire, pentru codul UrQMD, cu palier evidențiat [49]

## Bibliografie pentru capitolul al IV-lea

- [1]. Al. Jipa, C.Beşliu – Elemente de Fizică nucleară relativistă. Note de curs – Editura Universităţii din Bucureşti, 2002
- [2]. Alexandru Bârză – Teză de doctorat, Universitatea din Bucureşti, 2013
- [3]. Silviu Cioran - Teză de doctorat, Universitatea din Bucureşti, 2013
- [4]. <http://home.thep.lu.se/~torbjorn/Pythia.html>, <http://wwwnsdth.lbl.gov/~xnwang/hijing/>,  
<http://www.ujk.edu.pl/homepages/mryb/GLISSANDO/>, <http://www.physics.ohiostate.edu/~froderma/>
- [5]. S. A. Bass et al., Prog. Part. Nucl. Phys. 41, 225-370 (1998); also available as nucl-th/9803035.; M. Bleicher, et al., J. Phys. G 25 (999) 11859 ; M. Belkacem et al. Phys. Rev. C58, 1727-1733 (1998); also available as nucl-th/9804058
- [6]. Z.W. Lin et al, Phys. Rev. C72, 064901 (2005); Z.W. Lin et al, Phys. Rev. C64, 011902 (2001); B. Zhang et al, Phys. Rev.C61, 067901 (2000).
- [7]. <https://root.cern/>
- [8]. S.Cioranu, Al.Jipa, M.Potlog – Romanian Reports în Physics 67(3)(2015)819-830 – Development of an integrated on-line system for the study of the hadronic interactions în High Energy Physics
- [9]. The CBM Collaboration, Technical Design Report for the CBM Ring Imaging Cherenkov Detector, GSI-2014-00528 (2013).  
The CBM Collaboration, Technical Design Report for the CBM Muon Chambers, GSI-2015-02580 (2015).
- [10]. T. Ablyazimov, ..., N.G. Ţuţuraş, ..., M.Zyzak – European Physical Journal A53(3)(2017)60 – 14 pagini - Challenges in QCD matter physics -The scientific programme of the Compressed Baryonic Matter experiment at FAIR
- [11]. B.Friman, ..., P.Senger (editors) – The CBM Physics Book. Compressed Baryonic Matter în Laboratory Experiments – Springer Verlag, Berlin, ..., vol.814, 2011, pages 1-960
- [12]. (CBM Coll) – Nucl.Phys.A904-905(2013)941-950, Nucl.Phys.A931(2014)735-739, 1136-134/
- [13]. S.Gupta – Nucl.Phys.A862-863(2011)20-26, B.Mohanty – Proceedings of Sciences – arXiv: [nucl-ex] 1308.3328v1, 20130
- [14]. Xiang JU, M.Blaier, H Stoker -JPG:Nucl.Part.Phys.32(11)(2006)2181-2186, C.Ristea, Al.Jipa, Oana Ristea et al - EPJ Web

- [15]. Al. Jipa et al - JPG: Nucl.Part.Phys.22(1996)221-230.
- [16]. **N.G. *Țuțuraș*** et al - CBM Progress Report 2018 pag. 173
- [17]. C.Athanasiou et al – Phys.Rev.D82(2010)074008
- [18]. P.Carruthers, C.S.Shih – Int.J.Mod.Phys.A2 (1987) 1447
- [19]. NA49 Collaborations (T.Anticic et al.) - Phys.Rev. C 92(2015)44905
- [20]. PHENIX Collaboration (A.Adare et al) - Phys.Rev. C93(2016)011901(R)
- [21]. L Adamczyk et al. - Phys.Rev.C 93(2016)14907
- [22]. STAR Colaborations (Thader) - Nucl.Phys.320 (2016)
- [23]. M Stefanov – Phys.Rev.Lett. B726(2013)691
- [24]. C.Ristea, Oana Ristea, C.Beșliu, Al. Jipa, **N.G. *Țuțuraș*** - Quark Matter 2014, Darmstadt, Germany – poster; A. Jipa, **N. G. *Țuțuraș***, et al - Investigations for transition regime apparition in nuclear matter through the study of cumulative particles production in relativistic nuclear collisions using the CBM experiment at FAIR-GSI, Quark Matter 2015, Kobe, Japan – poster
- [25]. C Beșliu, A Jipa, D Argintaru, C Argintaru, R Zaharia, J Gabriel Rican, ... - The European Physical Journal A-Hadrons and Nuclei 1(1998)65-75
- [26]. Steven Weinberg – Primele trei minute ale Universului – Editura Politică, 1979;  
B. Muller, J. Schukraft, B. Wyslouch, arXiv:hep-ex/1202.3233; K. Aamodt, et al. (ALICE Collaboration) - Phys.Lett.B 696(2011)328
- [27]. I. Arsene et al. - Nucl.Phys.A757(2005)1-283
- [28]. Takafumi Niida, Yasuo Miake - arXiv:2104.11406 [nucl-ex]
- [29]. B. Abelev et al. (STAR Collaboration) - Phys. Rev. C79(2009)34909, arXiv:nucl-ex/0808.2041
- [30]. A. Andronic, P. Braun-Munzinger, K. Redlich, J. Stachel - arXiv:nucl-th/1210.7724
- [31]. C. Ristea, ... , **N.G. *Țuțuraș***, ... - Romanian Reports in Physics, Vol.68, No.3, P.1060 – 1068, 2016
- E. Schnedermann, J. Sollfrank, and U. Heinz - Phys. Rev. C 48, 2462 (1993); D. Teaney, J. Lauret, and E.V. Shuryak, Phys. Rev. Lett. 86, 4783 (2001); U. Heinz and P. Kolb, Nucl. Phys. A 702, 269 (2002); F. Retiere and M.A. Lisa, Phys. Rev. C 70, 044907 (2004)
- [32]. E. Recami, arXiv:physics/0505149; arXiv:physics/0105080; arXiv:gr-qc/9509005.
- [33]. B. Muller, J. Schukraft, B. Wyslouch - arXiv:hep-ex/1202.3233; K. Aamodt, et al. (ALICE Collaboration) - Phys.Lett.B 696, 328 (2011)
- [34]. B. Abelev et al. (STAR Collaboration) - Phys.Rev. C79, 34909 (2009), arXiv:nucl-ex/0808.2041



- [35]. P. Braun-Munzinger, J. Stachel, J.P. Wessels, N. Xu, Phys. Lett. B 344, 43 (1995); P. Braun-Munzinger, J. Stachel, J.P. Wessels, N. Xu, Phys. Lett. B 365, 1 (1996); P. Braun-Munzinger, I. Heppe and J. Stachel, Phys. Lett. B 465, 15 (1999)
- [36]. Adams et al., STAR Collaboration, Phys.Rev.Lett. 92, 112301 (2004), arXiv:nucl-ex/0310004.26.
- [37]. A. Andronic, P. Braun-Munzinger, J. Stachel, M. Winn, arXiv:nucl-th/1201.0693
- [38]. P. Huovinen, P. Petreczky - arXiv:hep-ph/0912.2541
- [39]. <http://th.physik.uni-frankfurt.de/huovinen/eos/s95p-v1.tar.gz>  
[https://wiki.bnl.gov/hhic/index.php/Lattice calculatons of Equation of State](https://wiki.bnl.gov/hhic/index.php/Lattice_calculatons_of_Equation_of_State)
- [40]. Nuclear Physics A 834(1–4)(2010)237c-240c - The horn, the hadron mass spectrum and the QCD phase diagram – the statistical model of hadron production in central nucleus-nucleus collisions, A. Andronic, P. Braun-Munzinger, J. Stachel, C. Alt et al. (NA49 Coll) - Phys. Rev.C77(2008)024903 [arXiv:0710.0118];  
 Christof Roland (for the NA49 Collaboration) – J.Phys.G: Nucl.Part.Phys. 31(2005)S1075–S1078 - Event-by-event fluctuations of particle ratios in central Pb+Pb collisions at 20–158 A GeV
- [41]. Peter Braun-Munzinger, Krzysztof Redlich, Johanna Stachel, J. Cleymans - arXiv:nucl-th/0304013v1 - Particle Production in heavy ion collisions- in 3rd International Conference on Physics and Astrophysics
- [42]. D. Adamova et al. (CERES Coll.) - Nucl.Phys. A714(2003)124, nucl-ex/0207005.
- [43]. I. G. Bearden et al. - Phys.Rev.Lett. 90(2002)102301
- [44]. D. Adamova et al. (CERES Coll.) - Phys.Rev.Lett.90(2003)022301, nucl-ex/0207008  
 A. Tawfik - Particle Ratios in Heavy-Ion Collisions - [arXiv:hep-ph/0508244](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0508244)
- [45]. Al. Jipa, **N.G. Tutaras** et al - EuNPC, 2015, Groningen, Holland, poster
- [46]. Peter Senger *Particles* 2022, 5(1), 21-39; <https://doi.org/10.3390/particles5010003>
- [47]. J. Adamczewski-Musch - Eur.Phys.J.A 57 (2021) 4, 138
- [48].“Strange hadron production at SIS energies: an update from HADES”, M. Lorenz et al – for HADES Collaboration – 15’th International Conference Journal of Physics: Conference Series 668 (2016) 012022
- [49]. **Nicolae George Tutaras**, Alexandru Jipa, Tiberiu Eșanu, Adam Jinaru, and Marius Călin -”Antiparticle to particle ratios at CBM energies in Au-Au collisions” – CBM Progress Report 2016, pag. 197-198  
**N. G. Tutaras** et. al. – Romanian Reports in Physics 71(2019)303

*N. G. Tuğuraş*, Al. Jipa, et. al. – CBM Progress Report 2020, pag. 185-186

[50]. W. Cassing, E.L. Bratkovskaya, U. Mosel, S. Teis, A. Sibirtsev - Nucl.Phys.A614 (1997)415-432 - "Kaon versus Antikaon Production at SIS Energies"

[51]. A. Mangiarotti et al. (FOPI Collaboration) - Nucl. Phys. A714(2003)89 - "Sub-threshold phi-meson yield in central 58Ni+58Ni collisions"; A. Mangiarotti et al. (FOPI Collaboration) - Physical Review C 80(2009)025209 - "phi decay: A relevant source for K- production at energies available at the GSI Schwerionen-Synchrotron (SIS)?" -

[52]. K.A. Bugaev, A.I. Ivanytskyi, D.R. Oliinychenko, V.V. Sagun, I.N. Mishustin, D.H. Rischke, L. M. Satarov, and G. M. Zinovjev - Physics of Particles and Nuclei Letters 12(2)(2015)238–245 - "Thermodynamically Anomalous Regions as a Mixed Phase Signal"

K.A. Bugaev, D.R. Oliinychenko, A.S. Sorin, and G.M. Zinovjev - Eur.Phys.J. A49(2013)30 - "Simple solution to the Strangeness Horn description puzzle"

M.I. Gorenstein, M. Gazdzicki, K.A. Bugaev - Physics Letters B567(2003)175–178 - "Transverse activity of kaons and deconfinement phase transition in nucleus–nucleus collisions"

[53]. Kizka - arXiv:1504.06483v1 [hep-ph] - "A possible evidence of the hadron-quark-gluon mixed phase formation in nuclear collisions"

[54]. P. Bozek - Acta Phys. Pol. B36(2005)3071 - "Size of the Thermal Source in Relativistic Heavy-Ion Collisions",

K. Werner - Phys.Rev.Lett. 98(2007)152301 - "Core-Corona Separation in Ultrarelativistic Heavy Ion Collisions"

[55]. W. Cassing and E.L. Bratkovskaya - Phys.Rev. C78(2008)034919 - "Parton transport and hadronization from the dynamical quasiparticle point of view", W. Cassing - Eur.Phys.J. ST168 (2009)3 - "Quantum dynamics and thermalization for out-of-equilibrium\_4-theory", W. Cassing and E. L. Bratkovskaya - Nucl.Phys. A831(2009)215 - "Parton–hadron–string dynamics: An off-shell transport approach for relativistic energies",

[56]. L. X. Sun, R. Q. Wang, J. Song and F. L. Shao - Chin.Phys. C36(2012)55 - "Hadronic Rapidity Spectra in Heavy Ion Collisions at SPS and AGS energies in a Quark Combination Model",

[57]. Yu. B. Ivanov and V. N. Russkikh - Phys.Rev. C78(2008)064902 - "Transverse-mass spectra in heavy-ion collisions at energies  $\sqrt{s_{NN}} = 2-160$  GeV/nucleon",

Yu. B. Ivanov - Phys.Rev. C87(2013)064905 - "Alternative scenarios of relativistic heavy-ion collisions. II. Particle production",

- [58]. W. Ehehalt and W. Cassing - Nucl.Phys. A602(1996)449 - "Relativistic transport approach for nucleus-nucleus collisions from SIS to SPS energies",
- [59]. F. Becattini, J. Manninen, and M. Gazdzicki - Phys.Rev.C73(2006)044905 - "Energy and system size dependence of chemical freeze-out in relativistic nuclear collisions",
- [60]. S. Ahmad et al. - Phys.Lett.B382(1996)35 - "Phi production by 11.6 A GeV/c Au beam on Au target",
- J. Barette et al. - Phys.Rev. C63(2001)014902 - "Lambda Production and Flow in Au+Au Collisions at 11.5A GeV/c"; also available as nucl-ex/0007007
- [61]. S. A. Bass et al. - Prog.Part.Nucl.Phys. 41(1998)225-370 - "Microscopic Models for Ultrarelativistic Heavy Ion Collisions"; also available as nucl-th/9803035.
- E. L. Bratkovskaya et al. - Phys.Rev. C69(2004)054907 - "Strangeness dynamics and transverse pressure in relativistic nucleus-nucleus collisions"; nucl-th/0402026 ;
- C. Blume and C. Markert - Prog.Part.Nucl.Phys. 66(2011)834 - "Strange hadron production in heavy ion collisions from SPS to RHIC"; arXiv:1105.2798[nucl-ex]
- [62]. R.Chatterje et al - Phys.Rev. C75(2007)054909
- [63]. R.Rapp, Hvan Hees - Phys Lett.B753(2016)586
- [64]. T.Galatyuk et al. - Eur.Phys.J. A52(2016)131
- [65]. H.J.Specht,AIP Conf. Proc.1322,1(2010)
- [66]. A. Senger, P. Senger *Particles* 2021, 4(2), 205-213; <https://doi.org/10.3390/particles4020019>

## Capitolul V - Concluzii

Teza de doctorat cu titlul: „Tranziția de fază de la gazul hadronic la plasma de cuarci și gluoni și posibilele puncte critice. Aplicație pentru experimentul CBM” a fost realizată în cadrul Colaborării CBM (Compressed Baryonic Matter) de la FAIR (Facility for Antiproton and Ion Research) Darmstadt. Ansamblul experimental este încă în construcție. Experimentul CBM va oferi oportunitatea studiului ciocnirilor nucleare la rate de interacție foarte mari. Combinația dintre un fascicul de intensitate mare cu sisteme de detectori cu eficiențe mari, asigură condiții unice pentru un studiu comprehensiv al materiei CDC/QCD la cele mai înalte densități barionice nete care pot fi obținute în laborator. Sunt membru al Grupul de Fizică Nucleară Relativistă de la „Centrul de Cercetare a Materiei Nucleare în Condiții Extreme” al Facultății de Fizică a Universității din București, grup care este implicat instituțional din anul 2008 în experimentul CBM de la FAIR-GSI Darmstadt (Germania) și sunt membru al colaborării din anul 2014. Grupul de fizicieni al centrului de cercetare al Facultății de Fizică a avut și are printre obiective dezvoltarea pachetului de coduri de simulare din sistemul YaPT, realizarea unor seturi de simulări pentru ciocniri nucleu-nucleu la energiile care vor fi disponibile la SIS 100 și SIS 300, folosind sistemul de detectori al experimentului CBM. Printre cele mai importante obiective ale studiului ciocnirilor nucleare relativiste este studiul diagramei de fază a materiei nucleare și localizarea punctului critic pentru o tranziție de fază posibilă în materia nucleară formată. Grupul nostru face parte din grupul de Fizică ale Colaborării CBM și are printre preocupări investigarea dinamicii ciocniri, studierea unor corelații și fluctuații în materia nucleară.

Căutarea semnalelor unor tranziții de fază în materia nucleară formată în ciocniri Au-Au la energiile disponibile la FAIR-GSI, folosind predicțiile unor simulări, este obiectivul principal al lucrării. Pentru a se realiza o tranziție de fază într-o ciocnire nucleu-nucleu, la un experiment cu acceleratori, un mediu cu o temperatură apropiată de valoarea de tranziție,  $T_c$ , trebuie format în regiunea de ciocnire. Prin analiza datelor obținute pe baza simulărilor făcute am calculat impulsuri transversale și le-am folosit pentru evaluarea unor mărimi fizice de interes, cum ar fi temperatura sursei de emisie. Valorile temperaturilor calculate în acest mod sunt în apropierea temperaturii critice, considerată ca fiind în domeniul 150-170 MeV. La astfel de temperaturi ne așteptăm ca gama largă de fenomene și procese care pot avea loc în regiunea de suprapunere a nucleelor care se ciocnesc să se reflecte în diagrama de fază CDC/QCD. O astfel de structură variată de evenimente de interes poate face legătura cu tranziția de fază de ordinul întâi dintre materie hadronică și cea partonică. Interesul fundamental față de studiul ciocnirilor de ioni grei relativiști își are originea în parte în ideea conform căreia vom putea explora structura de vid

a interacțiilor tari și vom putea „arunca” o mai „adâncă privire” asupra proceselor de confinare și deconfinare pentru constituenții fundamentali ai interacției tari care sunt cuarcii. O a doua motivație importantă este legată de posibilitatea descrierii unor momente din evoluția Universului timpuriu. Printre acestea se numără decuplare interacției tari, prin formarea constituenților fundamentali, precum și procesele care au urmat, și anume: formare a hadronilor și crearea nucleelor. Pentru observarea stărilor, fazelor noi ale materiei nucleare formată în ciocniri nucleu-nucleu la energii relativiste, stări și faze similare cu cele ce au urmat în evoluția Universului, după „Explozia primordială”, este necesară studierea proprietăților materiei care interacționează tare la densități barionice ridicate, care poate fi obținută în ciocniri de ioni grei la energii relativiste. Stabilirea proprietăților generale ale materiei nucleare, identificarea mecanismelor de producere a particulelor generate, dar și unele observații de interes asupra vidului cuantic au fost făcute în primele două capitolele ale acestei teze.

Un laitmotiv al tezei este tranziția de fază de ordinul întâi. Această tranziție de la starea de materia nucleară confinată la starea deconfinată este specifică ciocnirilor nucleare, iar tranziția inversă - de la faza deconfinată la faza confinată – apare în cazul evoluției Universului, în primele etape, timpurii. În teza aceasta discut problema posibilității formării fazei mixte prin intermediul unei presupuse tranziții de fază de preechilibru, care consider că se poate realiza în condițiile unui potențial barionic ridicat pentru materia nucleară nou formată în ciocniri de ioni grei. Această tranziție, care poate fi de preechilibru, ar putea fi datorată interferențelor foarte intense dintre „string”-uri și s-ar putea realiza în condițiile unui câmp magnetic de culoare extrem de intens, atunci când canalul gluonic devine dominant. Tranziția aceasta va permite realizarea unei plume gluonice suficient de fierbinte, care se va transforma, local, într-o plasma de cuarci și gluoni, rezultând apariția unei faze mixte, fază pe care o consider produsă într-o manieră oarecum „indirectă”. În cazul unor astfel de fenomene se poate vorbi despre o refacere parțială a simetriei chirale sau de refacerea completă a simetriei chirale. Dacă refacerea este parțială, se poate păstra, totuși, o fază confinată. De aceea, ele rămân subiecte de dezbatere teoretică și de confirmare experimentală. O perspectivă asupra unor calcule teoretice și rezultate de experimente, care susțin o tranziție de la materia deconfinată la materia confinată, precum și analiza procesului invers, de trecere de la faza de gaz hadronic la plasma de cuarci și gluoni, sunt prezentate în capitolele al treilea și al patrulea ale tezei.

Folosind parametrizarea „s95p-v1” din codul HRG, pentru ecuația de stare, s-a obținut o descriere a evoluției în timp a regiunii participante („fireball”-ului), implicând atât momente de timp compatibile cu formarea plumei de cuarci și gluoni (QGP), pentru un timp foarte scurt, de câțiva  $Fm/c$ , cât și cu

momente specifice fazei hadronice. Din calcule realizate se observă că „fireball”-ul ajunge la „îngheț” („freeze-out”) termic într-un timp de ordinul a 5-10 Fm/c.

Au fost realizate estimări ale „constatei Hubble microscopice” la „îngheț” („freeze-out”) chimic și, respectiv, termic. Valorile temperaturilor de „îngheț” termic care au fost obținute din fit-uri, folosind distribuțiile de impuls transversal sau de masă transversală pentru particule identificate, produse în ciocnirile considerate, la diferite energii. Timpul de evoluție al sistemului până la „freeze-out”-ul termic scade cu creșterea energiei. Pentru „constanta microscopică Hubble” s-au observat următoarele: la „freeze-out” chimic aceasta crește cu creșterea energiei, rata de expansiune a sistemului este mai mare. S-a observat că această constantă este mai mare pentru „freeze-out” chimic decât pentru „freeze-out” cinetic. De aceea, sistemul ajunge la „freeze-out” chimic mai repede.

S-a observat că în vecinătatea punctului critic fluctuațiile cresc. De aceea, investigarea fluctuațiilor prin analizarea momentelor ordinare și factoriale de diferite ordine, asociate cu distribuțiile altor mărimi fizice de interes, cum sunt: multiplicitatea, impulsul transversal și rapiditatea pot constitui o metodă eficientă de cercetare a zonei de localizare a punctul critic. Momentele superioare ale distribuțiilor de multiplicitate pot fi folosite pentru a căuta punctul critic, pentru diagrama de fază CDC/QCD în ciocnirile de ioni grei. De exemplu, pentru momentul de ordinul al III-lea, folosit în definiția parametrului de asimetrie („skewness”), este așteptată o schimbare de semn atunci când traiectoria de evoluție a sistemului în diagrama de fază traversează „granița” (regiunea de separare) dintre faze. Un rezultat similar este așteptat în cazul parametrului de formare de maxime („kurtosis”). Astfel, în capitolul al IV-lea tezei, se pot vedea rezultate pentru parametrii de asimetrie („skewness”) și de formare de maxime („kurtosis”) obținute de grupul nostru. Ele au fost prezentate la Conferința Internațională „Quark Matter” din anul 2014. Am realizat calcule pentru numărul de cumulativate, pentru pioni pozitivi și negativi produși în ciocniri Au-Au la 6 și 20 A GeV și le-am prezentate la „Quark Matter” 2015, Kobe, Japonia.

Am obținut valoarea raportului antikaon/kaon mai mare pentru domeniul de centralitatea 20-40%, decât cea obținută în domeniul de centralitate 0-10%, pentru intervalul de rapiditate  $-0.5 < y < 0.5$ . Intuitiv, înclinăm să credem că raportul ar trebui să fie mai mare la 0-10% pentru că avem mai multă energie depozitată în acest domeniu de centralitate datorită gradului mai mare de suprapunere a nucleelor care se ciocnesc. Pentru alte tipuri de particule se observă acest lucru, multiplicitățile lor fiind mai mari în acest domeniu de centralitate (0-10%), decât pentru domenii de centralitate mai mici (10-20%, 20-40% ș.a.). Trebuie subliniat faptul că o valoare mai mare a raportului K-/K+ pentru domenii de centralitate (20-40%) este observată și în rezultatele obținute de alte experimente, la energii până la 3 A

GeV (de exemplu, experimentul KaoS și experimentul HADES, de la SIS-18 de la GSI Darmstadt). O valoare a raportului  $K^-/K^+$  mai mare pentru domeniul de centralitate 20-40% am obținut-o și în alte intervale de rapiditate (un exemplu  $0 < y < 0,8$ , în sistemul laboratorului). Ele ar putea sugera o variație foarte mare a densității materiei nucleare nou formate în ciocniri nucleare relativiste, dar și o dependență specifică de centralitatea ciocnirii. Astfel, în regiunea de suprapunere a nucleelor care se ciocnesc se creează o stare a materiei extrem de comprimată care va interacționa cu zonele reci ale spectatorilor, rezultând direcții privilegiate de gradienti de curgere, determinate de geometria ciocnirii. Se poate lua în considerare absorbția de particule în zona/zonile spectatoare, interacția în aceste zone, dar și procese complexe în regiunea de contact. Creșterea multiplicității kaonilor negativi ar putea să fie legată de apariția rezonanțelor și a dezintegrării lor prin interacții tari. De asemenea, creșterea raportului  $K^-/K^+$  poate fi asociată cu reducerea masei efective a kaonului negativ, datorită creșterii amplitudinii canalului de schimb de stranie. Se poate lua în considerare, pe viitor, investigarea canalelor de producere de mezoni  $\phi$  prin interacțiile kaonilor, precum și modurile de dezintegrare kaonice ale mezonului  $\phi$ . Sunt estimări care indică o modificare de aproximativ 20% a producerii de kaoni datorită prezenței mezonului  $\phi$  în materia nucleară din regiunea de suprapunere a nucleelor care se ciocnesc. Unele rezultate obținute de Experimentul HADES de la SIS-18-GSI pot ajuta la înțelegerea acestor procese.

Rapoartele antiparticulă-particulă sunt importante pentru studiul stărilor exotice și tranzițiilor de fază în materia nucleară formată în ciocniri de ioni grei relativiști. Ele sunt utile în determinarea parametrilor de „freeze-out”. De aceea, în analiza datelor simulate pentru ciocniri Au-Au obținute pentru această am folosit rapoarte antiparticulă-particulă, am prezentat rezultate ale unor calcule numerice pentru domeniul de energii 6-28 A GeV, în sistemul laboratorului, pentru ciocniri Au-Au, pentru diferite domenii de centralitate, inclusiv pentru ciocniri ultracentrale. Pentru o mai ușoară comparare cu unele date și rezultate experimentale am făcut și analize pentru mărimi fizice de interes măsurate sau simulate pentru ciocniri în sistemul centrului de masă.

O altă concluzie care poate fi extrasă din calculele mele este aceea că pot exista fluctuații care pot fi pierdute, respectiv, „mascate” de alte procese sau fenomene. Gradul de „pierdere” sau/și „mascare” depinde de ipotezele modelelor folosite pentru descriere, precum și de pașii de investigare selectați pentru energia fasciculului. Mulți autori consideră că raportul antiparticulă-particulă crește liniar până la 30 A GeV, după care urmează o creștere exponențială cu creșterea energiei de ciocnire a ionilor grei.

Rezultatele analizelor datelor simulate folosind codul UrQMD indică două intervale de energie în care caracterul nemonoton este destul de vizibil. Astfel, din dependențele rapoartelor de diferite mărimi fizice de interes, s-au observat zone sub formă de palier. Un astfel de palier se observă în cazul

dependenței de energia fasciculului pentru domeniul de energii cuprins între 10 A GeV și 13 A GeV, pentru domeniul de rapiditate  $0 < y < 0,8$ . O comportare deosebită este observată din analiza raportului antiproton pe proton în funcție de energie. În acest caz se observă un maxim semnificativ în intervalul de energie 18 A GeV – 21 A GeV, pentru domeniul de rapidități cuprins între 0,5 și 1,4, în sistemul laboratorului. Cele două rezultate, legate de rapoartele  $K^-/K^+$ , respectiv,  $\bar{p}/p$ , obținute în această teză de doctorat pot fi luate în considerare pentru investigarea unor tranziții de fază, la începerea funcționării complexului experimental FAIR-GSI. Aceste rezultate pot fi astfel considerate având în vedere forma de platou, bine definită, și ar putea sugera o posibilă tranziție de ordinul întâi sau o fază mixtă „indirectă”. De asemenea, ar putea fi utilă în investigarea refacerii parțiale a simetriei chirale. Altfel, coroborate, cele două rezultate pentru raportul de  $\bar{p}/p$ , în cele două intervale de rapiditate specificate, pot fi văzute ca un „întreg” în sensul că un început al deconfinării (local) sau o fază mixtă este sugerată de rezultatul din primul interval  $0 < y < 0,8$ , în timp ce al doilea interval de rapiditate ar putea arată că „saltul” de la 18 A GeV, ar putea fi un semnal de tranziție de fază de ordinul întâi. Rezultatul poate fi considerat în bun acord cu rezultatele care arată o supresie puternică a „charmonium”-ului pentru ciocniri Au-Au la energia de 20 A GeV. Rezultatul poate fi corelat cu unele predicții teoretice ale lui Gorenstein și Gadzinski, care indică o scădere a raportului  $K^-/K^+$  în jurul valorii de 20 A GeV și ar putea fi considerată un început al fazei de deconfinare.

Pentru raportul antikaon pe kaon, predicțiile codului AMPT, în cazul ciocnirilor Au+Au la diferite energii, pentru intervalul de rapiditate  $0 < y < 0,8$ , arată fluctuații pentru intervalul 10-12 A GeV. Astfel, se constată o creștere cvasiliniară sub și deasupra intervalului de energii specificat, cu scurte paliere. Pentru rapoartele  $K/p$  și  $p/\pi$ , caracterul nemonoton este evident. În cadrul experimentelor desfășurate la energii care vor fi disponibile la SIS 100, sunt atinse densități de energie de până la 7 ori densitatea normală,  $\rho_0$ , în ciocnirile centrale Au-Au la energii jur de 10 A GeV. Discontinuitățile sau o variație bruscă în funcția de excitație a observabilelor sensibile pot indica o tranziție de fază pentru condițiile de materie nucleară puternic comprimată.

Pentru cel de-al doilea interval de energii discutat, pentru care rezultatele sugerează producerea unei tranziții de fază mixtă (tranziție de ordinul I), cel dintre 18-21 A GeV, se observă, pentru energii de 18 și 19 A GeV, că valorile rapoartelor pentru kaoni negativi și kaoni pozitivi, dar și pentru rapoartele antiproton/proton, sunt egale pentru cazul datelor simulate cu codul UrQMD, în intervalul de rapiditate  $0 < y < 0,8$ . Acest fenomen repetitiv arată o bună corelație între cele două tipuri de rapoarte. De asemenea, se observă pentru raportul  $K^-/K^+$ , obținut din datele simulate cu codul AMPT, în intervalul de rapiditate



$0 < y < 0,8$ , apare același fenomen, cu specificarea că rezultatele pentru codul AMPT nu sunt la fel de evidente ca în cazul rezultatelor obținute cu codul UrQMD.

Am realizat, de asemenea, o dependență a raportului  $K^-/K^+$  de raportul  $\bar{p}/p$ . Aceasta arată unele devieri, sub forma întoarcerilor, la anumite energii. Se constată că valorile din grafic se așază pe „o verticală” pentru valori ale energiei între 10 A GeV și 12 A GeV, pentru intervalul de rapiditate  $0 < y < 0,8$  și domeniul de parametrii de ciocnire  $0 < b \leq 2,6$  Fm. Se observă o coincidență de valori pentru două energii succesive, de 18 A GeV și 19 A GeV, la  $0,5 < y < 1,4$  și, respectiv,  $2,6 < b \leq 5,2$  Fm. Ele pot fi domenii de mare interes în investigațiile experimentale care vor urma. Aceste predicții pot indica fie o tranziție de fază mixtă, fie o refacere parțială a simetriei chirale sau chiar o tranziție de fază de ordinul I pentru cazul intervalului de rapiditate  $0,5 < y < 1,4$ , pentru intervalul de energii 18-21 A GeV.

Am efectuat peste 250 de grupuri de simulări cu codurile UrQMD și AMPT pentru ciocniri Au-Au, și s-au considerat câte cel puțin 100000 de evenimente pentru fiecare energie din intervalul 6-28 A GeV. Analiza simulărilor a fost realizată cu programe generale de analiză, dar și cu programe personale de analiză, folosind mediul ROOT. Astfel pentru un fișier de ieșire de tip \*.root obținut din setul de simulări cu codul UrQMD, integrat în sistemul YaPT, s-a folosit un cod de analiză personal, independent de sistemul YaPT. Analiza datelor simulate a fost făcută în zona centrală de rapiditate, cât și în cea specifică ciocnirilor periferice. Printre intervalele de rapiditate de interes se numără:  $-0,5 < y < 0,5$ ,  $0 < y < 0,5$ ,  $0 < y < 0,8$  și  $0,5 < y < 1,4$ . Ele reflectă diferite densități și temperaturi ale regiunii de suprapunere a nucleelor care se ciocnesc, și, de aceea, posibile faze diferite ale materiei nucleare. Rezultatele simulărilor pentru rapoartele antiparticulă-particulă, pentru ciocnirii centrale Au-Au indică o creștere a raportului cu creșterea energiei incidente, în acord cu alte simulări și cu rezultatele experimentale la energii comparabile s-au mai mari, pentru aceleași tipuri de ciocniri sau similare (Pb-Pb, U-Pb, Pb-Au).

Existența unei valori ceva mai mari de 1,00 a raportului  $\pi^-/\pi^+$  - cu deosebire la energii mici ale fasciculului incident - ar putea fi legată de viteza de curgere a regiunii participante fierbinți și dense și de existența unui timp mai lung în care se manifestă forța de repulsie coulombiană dintre participanți și pionii pozitivi, respectiv de atracție între regiunea participantă și pionii negativi, ceea ce poate da naștere la modificări ale raportului. Se pot face conexiuni atât cu procesele de curgere ale materie nucleare cât și cu comportarea impulsului Coulomb.

Este de remarcă saltul făcut de valorile rapoartelor de la energia de 6 A GeV la energia de 30 A GeV. Se poate considera că domeniile de energii acoperite de cele două sisteme de acceleratori de la FAIR-GSI, SIS-100, respectiv, SIS-300, pot ajuta la investigarea regimului de tranziție, definit de Gorenstein și Gadzinski.

Fac observația că, dincolo de influențele ipotezelor de model asupra predicțiilor codurilor de simulare, rezultatele indică schimbări semnificative ale mărimilor de interes cu creșterea energiei. Mai mult, în cele doua intervale de energii menționate, 10-13 A GeV și, respectiv, 18-21 A GeV, se observă formarea de paliere pentru funcția de excitare a rapoartelor antiparticulă-particulă, sugerând o posibilă tranziție de fază mixtă. Rezultatele analizelor datelor obținute din simulări au caracter predictiv pentru experimentul CBM, și sunt compatibile cu alte rezultate bazate pe ipoteze diferite, toate indicând comportări de tip saturație/palier, ceea ce se poate corela cu prezența unor tranziții de fază. Ele trebuie să fie validate de date de experimente. Un rezultat important al Colaborării CBM arată că pentru funcția de excitare și valoarea temperaturii „fireball”-ului, extrasă din intervalul intermediar pentru mase invariante dileptonice, o aplatizare. Platoul ar putea să sugereze o tranziție de fază de ordinul I, de la materia hadronică la plasma de cuarci și gluoni. Rezultatele pe care le-am obținut în această teză, publicate în reviste de specialitate, sunt compatibile cu rezultatele obținute de alți membrii ai colaborării

O bună parte din rezultatele din teza aceasta au fost discutate în cadrul colaborării. Multe dintre rezultate au fost incluse în rapoartele anuale ale Colaborării CBM, în rapoartele pentru fazele contractelor de cercetare avute de grupul de la Facultatea de Fizică a Universității din București de-a lungul anilor. De asemenea, rezultatele din această teză de doctorat au fost prezentate la conferințe naționale și internaționale (Germania, Italia, Japonia, Grecia, Olanda). Au fost publicate în reviste cotate ISI (a se vedea Anexa C). Unele dintre rezultate au fost incluse în materiale de popularizare ale cercetării românești la FAIR. Am credința că rezultatele prezentate în această teză de doctorat, au oferit și vor oferi informații folositoare, atât pentru viitoare rezultate experimentale, cât și pentru clarificarea unor aspecte teoretice ale unora dintre problemele abordate în teza de doctorat, în căutarea tranzițiilor de fază în materia nucleară formată în condiții extreme, mai ales în experimentul CBM.

## Anexa A - Figuri

Figura 1.1: Originea și evoluția Universului [1]

Figura 1.2: a) Distribuție de rapiditate a protonilor în cazul experimentelor cu țintă fixă (sistemul laboratorului), simulări pentru ciocniri Au-Au la diferite energii, realizate cu codul UrQMD, b) Distribuție de rapiditate a kaonilor în cazul experimentelor cu țintă fixă (sistemul laboratorului), simulări pentru ciocniri Au-Au la diferite energii, realizate cu codul UrQMD, [1]

Figura 1.3: Distribuția de rapiditate a particulelor produse, la energiile experimentelor AGS, SPS și RHIC [1]

Figura 1.4: Comparație dintre rezultatele diferiților generatori (3-fluid, PHSD, UrQMD, QGSM, GIBUU), pentru 5 A GeV(jos) și 10 A GeV (sus), considerând dependența de densitatea de barioni [5]

Figura 1.5: a). Dependența constantei de cuplaj a interacției tari în funcție de transferul de impuls. b) Potențialul de interacție dintre doi cuarci în funcție de distanța dintre cuarci [8]

Figura 1.6: Etapele de evoluție în Univers, cu producerea de diferite particule specifice acestora [12]

Figura 2.1. Ansamblul de acceleratori de la FAIR, GSI Darmstadt, Germania [1].

Figura 2.2: Ratele de interacție atinse de către experimentele de ioni grei deja existente sau în construcție, în funcție de energia în sistemul centrului de masă. „STAR FXT” este un experiment cu țintă fixă la RICH-BNL.

Figura 2.3: Diagramă de fază QCD [8].

Figura 2.4: Momente de evoluție a unei ciocniri de ioni grei simulate cu ajutorul codului de transport UrQMD [9].

Figura 2.5: Supresia anomală a producției  $J/\psi$  în funcție de diferitele densități de energie [11].

Figura 2.6: Multiplicități de particule corespunzătoare diferitelor canale de dezintegrare [13].

Figura 2.7: Densitatea barionica în funcție de timp calculată cu codul de transport HSD în ciocnirile centrale Au-Au [14].

Figura 2.8: Panta curgerii directe  $\frac{dv_1}{dy}$  în apropierea rapidității  $y=0$  la energii diferite pentru ciocniri semicentrale Au+Au. Panourile (a), (b) și (c) reprezintă antiprotonii, protonii și net-protonii măsurați, respectiv calculele UrQMD (benzi gri) [17]

Figura 2.9: Măsurarea diferenței de curgere eliptică  $v_2$  pentru particule și antiparticule în funcție de energie în sistemul centrului de masă [17]

Figură 2.10: Numărul mediu de particule pentru mezoni, hiperoni și anti-hiperoni, în funcție de energia de ciocnire, măsurată în ciocniri centrale Au+Au sau Pb+Pb [20]

Figura 2.11: Măsurări ale secțiunii eficace de producere a cuarcului charm în ciocniri p+A, în funcție de energia de ciocnire [26]

Figura 2.12: Predicțiile modelului HSD pentru multiplicitatea de mezoni în ciocniri Au+Au în funcție de energia incidentă a fasciculului [26]

Figura 2.13 a): Platforma experimentală CBM cu detectorii pentru electroni RICH și TRD [29]

Figura 2.13 b): Platforma experimentală CBM cu sistemul pentru detectarea miuonilor [29]

Figura 2.14: Sistemul de detectie al miuonilor [31]

Figura 2.15: Cantitatea de hipernuclee la rapiditate medie pentru  $10^6$  coliziuni centrale în funcție de energie, calculată cu modelul termic. [31]

Figura 2.16 sistemul central de tracking [34]

Figura 2.17: Detectorii RICH și TRD [35]

Figura 3.1: Spectrul de masă invariantă a perechilor  $e^+e^-$  obținute în ciocniri Pb+Au la 158 A GeV/c [6].

Figura 3.2: Valorile temperaturii T fireball-ului extrasă din distribuții intermediare de masă a dileptonilor în funcție de energia disponibilă în SCM [17]

Figura 3.3: Raportul  $\lambda_s = 2\langle\bar{s}s\rangle/\langle\bar{u}u + \bar{d}d\rangle$  în funcție de diferite energii [18]

Figura 3.4: Spectrul masei invariante pentru perechi  $e^+ e^-$  emise într-o ciocnire centrală Au+Au la 20 A GeV [20]

Figura 3.5: Raportul de  $\frac{\bar{p}}{p}$  în funcție de impulsul total, pentru ciocniri Au-Au la 40 A GeV, în sistemul laboratorului, centralitate 00-10%, pentru intervalul de rapiditate  $-0.5 < y < 0.5$ , generatorul UrQMD, cu  $0 < b \leq 13$  fm [21]

Figura 3.6: a) Raportul de  $\frac{\pi^-}{\pi^+}$  în funcție de impulsul total, ciocniri Au-Au, la 6, 30, 40 A GeV, centralitate 00-10%, codul UrQMD, b) Raportul de  $\frac{K^-}{K^+}$  în funcție de impulsul total la 30 și la 40 A GeV, centralitate 00-10%, codul UrQMD [21]

Figura 3.7: a) Raportul de  $\frac{\pi^-}{\pi^+}$  în funcție de impulsul transversal, ciocniri Au-Au, la 6, 30, 40 A GeV, centralitate 00-10%, codul UrQMD, b) Raportul de  $\frac{K^-}{K^+}$  în funcție de impulsul transversal la 6, 30 și la 40 A GeV, centralitate 00-10%, codul UrQMD [21]

Figura 3.8: Dependența raportului  $\frac{\bar{p}}{p}$  de energie, măsurată în diferite experimente [22]

Figura 3.9 a) Densitatea de energie scalată cu  $T^4$  în funcție de temperatură folosind calculele de rețea QCD ( $16^3 \times 4$ ). Săgețile indică limita gazului ideal Stefan-Boltzmann. b) Presiunea scalată cu  $T^4$  în funcție de temperatură [22]

Figura 3.10: Schema unei tranziții de ordinul întâi QCD în Universul neomogen. Pentru  $t_1$ , cele mai reci zone (gri deschis) sunt suficient de reci încât să cauzeze nucleație bulelor hadronice (notate cu H) în timp ce mare parte din Univers rămâne în faza de plasmă de cuarci și gluoni (notată cu Q). Pentru  $t_2 > t_1$  bulele hadronice din zonele reci au expandat până la scala de fluctuație a Universului. Doar punctele fierbinți (gri închis) sunt încă în faza de QGP. Pentru  $t_3$  tranziția este aproape finalizată. Ultimele „picături” de QGP se găsesc în cele mai fierbinți zone ale Universului. Distanța medie dintre zonele fierbinți este mai mare decât distanța dintre bulele hadronice nucleate [32]

Figura 3.11: Ilustrarea tranziției unui gaz ideal: a) presiunea celor două faze în raport cu  $T^4$ : faza cu presiune mai mare este mai stabilă, tranziția având loc la egalarea presiunilor b) densitatea de energie a celor două faze, în aceleași unități c) ecuația de stare  $P = P(\epsilon)$  d) densitatea de entropie ca funcție de  $T^3$  [33]

Figura 4.1: Diagrama fluxului de date prin intermediul YaPT [8]

Figura 4.2. Pagini de analiză AMPT, UrQMD ce arată o parte din simulările realizate, pentru ciocniri Au-Au, câte 100.000 de evenimente pentru fiecare energie de ciocnire

Figura 4.3: Multiplicități în funcție de parametrul de impact pentru rezultatele 8, 12,5 14 A GeV, simulări realizate în sistemul YaPT

Figura 4.4: Distribuție de număr de particule inițiale produse per eveniment, simulări realizate în sistemul YaPT

Figura 4.5: Distribuția parametrului de impact, simulări realizate în sistemul YaPT

Figura 4.6 a) : Distribuție de impuls transvers pentru  $-0.5 < y < 0.5$  pentru kaon pozitiv, centralitate 0-20% la 12 A GeV

Figura 4.6 b) : Raportul p/p pentru  $-0.5 < y < 0.5$ , centralitatea 0-20% la la 12.5 A GeV

Figura 4.6 c) : Distribuție de impuls transvers pentru  $-0.5 < y < 0.5$  pentru pioni pozitivi, centralitate 0-20% la 8 A GeV

Figura 4.6 d) : Distribuție de impuls transvers pentru  $-0.5 < y < 0.5$  pentru pioni negativi, centralitate 0-20% la 10 A GeV

Figura 4.7: Exemplu de calculare a temperaturii pentru kaoni pozitivi, centralitate 0-10%, pentru ciocniri Au-Au la energia de 6 A GeV. Simulările au fost făcute cu codul AMPT

Figura 4.8: Comportarea mărimii  $\kappa\sigma^2$  a distribuției multiplicității de protoni în funcție de energie [22]

Figura 4.9 a): Comportarea parametrului de asimetrie skewness, pentru ciocniri Au-Au, la diferite energii [24]

Figura 4.9 b): Comportarea parametrului de formare de maxime kurtosis, pentru ciocniri Au-Au, la diferite energii [24]

Figura 4.10 a) Număr cumulativ pentru pioni negativi, centralitate 0-10%, pentru ciocniri Au-Au la energii de 6 A GeV și 20 A GeV [24]

Figura 4.10 b) Număr cumulativ pentru pioni negativi, centralitate 20-40%, pentru ciocniri Au-Au la energii de 6 A GeV și 20 A GeV [24]

Figura 4.10 c) Număr cumulativ pentru pion pozitiv, centralitate 0-10%, pentru 6 vs 20 A GeV [24]

Figura 4.10 d) Număr cumulativ pentru pion pozitiv, centralitate 20-40%, pentru 6 vs 20 A GeV [24]

Figura 4.11: Stânga: timpul de freeze-out chimic (roșu) și timpul de freeze-out termic (albastru) pentru diferite ciocniri cu ioni grei.

Dreapta: Constanta Hubble în funcție de energia de ciocnire, pentru freeze-out chimic (roșu) și freeze-out termic (albastru) [31]

Figura 4.12: Stânga: Timpul de freeze-out chimic și constanta Hubble în cazul cu corectii de volum hadronic excluse în funcție de energie (simbolurile albastre). Punctele roșii corespund calculului pentru gazul- pionic- ideal [31]

Figura 4.13: Temperatura sistemului folosind ecuația de stare bazată pe abordarea latice QCD în regiunea de temperatură înaltă, utilizând de asemenea ecuația de stare a gazului cu rezonanțe la temperaturi scăzute [31]

Figura 4.14 a) Raport de  $\pi^-/\pi^+$  în funcție de impuls total, pentru 6 A GeV [45]

Figura 4.14 b) Raport de  $\pi^-/\pi^+$  în funcție de impuls total, pentru 20 A GeV [45]

Figura 4.15 a) Raport de  $k^-/k^+$  în funcție de impuls total, pentru 6 A GeV [45]

Figura 4.15 b) Raport de  $k^-/k^+$  în funcție de impuls total, pentru 20 A GeV [45]

Figura 4.16 a) Raport de  $\frac{\bar{p}}{p}$  în funcție de impuls total, pentru 6 A GeV [45]

Figura 4.16 b) Raport de  $\frac{\bar{p}}{p}$  în funcție de impuls total, pentru 20 A GeV [45]

Figura 4.17 (a-l): Distribuția impulsului transversal în funcție de raportul de particulă, la diferite intervale de rapiditate

Figura 4.18 (a-d): Distribuția valorilor raportului  $p_T/p$ , pentru două centralități în intervalul de rapiditate  $-2 < y < 2$  și diferite energii de ciocnire, pentru 2 coduri: AMPT și UrQMD

Figura 4.19: Distribuția raportului  $\frac{K^-}{K^+}$  pentru 2 centralități, în intervalul de rapiditate  $0.5 < y < 1.4$ , pentru codul AMPT [49]

Figura 4.20: Distribuția de impuls transvers în funcție de raportul  $\frac{\bar{p}}{p}$  pentru 2 centralități și 2 energii a) 8 A GeV; b) 10 A GeV [49]

Figura 4.21: Raportul de  $\frac{K^-}{K^+}$  pentru 2 clase de centralitate, în intervalul de rapiditate  $0 < y < 0.8$ , pentru codul UrQMD [49]

Figura 4.22: Distribuția valorilor  $\frac{\bar{p}}{p}$ , pentru 2 centralități, în intervalul de rapiditate  $0 < y < 0.8$  și diferite energii de ciocnire, pentru codul UrQMD [49]

Figura 4.23: Distribuția valorilor  $\frac{\bar{p}}{p}$ , pentru 2 centralități, în intervalul de rapiditate  $0.5 < y < 1.4$  și diferite energii de ciocnire, pentru codul UrQMD [49]

Figura 4.24: Distribuția raportului  $\frac{K^-}{K^+}$  pentru 2 centralități, în intervalul de rapiditate  $0 < y < 0.8$  și diferite energii de ciocnire, pentru codul AMPT

Figura 4.25: Distribuția raportului  $\frac{p}{\pi^+}$  pentru 2 centralități, în intervalul de rapiditate  $0 < y < 0.8$  și diferite energii de ciocnire, pentru codul AMPT [49]

Figura 4.26: Distribuția raportului  $\frac{K^+}{p}$  pentru 2 centralități, în intervalul de rapiditate  $0 < y < 0.8$  și diferite energii de ciocnire, pentru codul AMPT [49]

Figura 4.27: Distribuția raportului  $\frac{K^-}{K^+}$  pentru 2 centralități, în intervalul de rapiditate  $0.5 < y < 1.4$  și diferite energii de ciocnire, pentru codul UrQMD [49]

Figura 4.28: Distribuția valorilor  $\frac{\bar{p}}{p}$ , pentru 2 centralități, în intervalul de rapiditate  $0 < y < 0.8$  și diferite energii de ciocnire, pentru codul AMPT [49]

Figura 4.29 a) : Dependența raportului  $\frac{K^-}{K^+}$  de raportul  $\frac{\bar{p}}{p}$ , pentru două centralități și două intervale de rapiditate: 00-20%,  $0 < y < 0,8$  [49]

Figura 4.29 b) : Dependența raportului  $\frac{K^-}{K^+}$  de raportul  $\frac{\bar{p}}{p}$ , pentru două centralități și două intervale de rapiditate: 20-40%.  $0 < y < 0,8$  [49]

Figura 4.29 c) : Dependența raportului  $\frac{K^-}{K^+}$  de raportul  $\frac{\bar{p}}{p}$ , pentru două centralități și două intervale de rapiditate: 00-20%,  $0,5 < y < 1,4$ ; [49]

Figura 4.29 d) : Dependența raportului  $\frac{K^-}{K^+}$  de raportul  $\frac{\bar{p}}{p}$ , pentru două centralități și două intervale de rapiditate: 20-40% ,  $0,5 < y < 1,4$  [49]

Figura 4.30: Funcția de excitație și temperatura T a fireball-ului extrasă din distribuții intermediare de masă a dileptonilor [56].

Figura 4.31: Distribuția valorilor  $\frac{\bar{p}}{p}$ , pentru 2 centralități, în intervalul de rapiditate  $0 < y < 0.8$  și diferite energii de ciocnire, pentru codul UrQMD, cu palier evidențiat [49]

Figura 4.32: Distribuția valorilor  $\frac{\bar{p}}{p}$ , pentru 2 centralități, în intervalul de rapiditate  $0.5 < y < 1.4$  și diferite energii de ciocnire, pentru codul UrQMD, cu palier evidențiat [49]



## Anexa B - Tabele

Tabel 1.1: Valorile „constantei Hubble microscopice” pentru ciocniri centrale nucleu-nucleu la 4.5 A GeV/c, pentru momentul inițial și momentul final al încetării contactului dintre cele două tipuri de regiuni, folosind metoda  $H \sim v/d$  [14].

Tabel 2.1: Lista configurațiilor pentru calorimetrul (PSD) [30].

Tabel 4.1: Temperaturi aparente pentru 6 A GeV, kaon pozitiv

Tabel 4.2: Temperaturi aparente pentru 20 A GeV, kaon pozitiv

Tabelul 4.3: Energia de ciocnire, temperatura la freeze-out chimic, timpul decuplare la freeze-out și constanta microscopică Hubble la freeze-out chimic [23].

Tabelul 4.4: Energia de ciocnire, temperatura de freeze-out termic, timpul de freeze-out termic și constanta microscopică Hubble la freeze-out termic [23].

Tabelul 4.5: Energia, viteza de curgere transversală, viteza de curgere la suprafață și dimensiunea sistemului la freeze-out chimic pentru diferite energii [23].

## Anexa C – Listă de lucrări

### Articole publicate în reviste cotate ISI

1. I.V.Grossu, D.Felea, Al. Jipa , C.Beșliu , E.Stan, O.Ristea , C.Ristea,M.Călin, T.Eșanu, C. Bordeianu, **N.Țuțuraș** - CMBE v05 - Implementation of a toy-model for chaos analysis of relativistic nuclear collisions at the present BNL energies - Computer Physics Communications 185(2014)3059-3061
2. C.Ristea, Al.Jipa, Oana Ristea, I.Lazanu, C.Beșliu, T.Eșanu, M.Călin, **N.G.Țuțuraș**, Valerica Baban, D.Argintaru -Hydrodynamic flow and phase transitions în relativistic nuclear collisions reflected by Hubbletype fireball evolution - Romanian Reports în Physics 68(3) (2016)1060
3. T.Ablyazimov, ..., **N.G.Țuțuraș** et al (CBM Collaboration)- Challenges în QCD matter Physics -The scientific programme of the Compressed Baryonic Matter experiment at FAIR - European Physical Journal A53(3)(2017)60

- Predictions on some possible phase transitions in Au-Au nuclear central collisions in CBM experiment at FAIR-GSI - **Nicolae George Țuțuraș**, Alexandru Jipa , Adam Jinaru, Adrian Chițan - Romanian Reports in Physics 71(2019)303

#### **Articole publicate în Raportul anual al Colaborării Internaționale CBM**

- N.G. Țuțuraș**, A.Jipa, T. Eșanu, A.Jinaru, M.Călin - Antiparticle to particle ratios at CBM energies in Au-Au collisions - CBM Progress Report 2016, pages 193-194
- Nicolae George Țuțuraș**, Alexandru Jipa et al - Estimations of antiparticle to particle ratios at CBM energies - CBM Progress Report 2018, page 116
- Nicolae George Țuțuraș**, Alexandru Jipa et al - Particle ratios at CBM experiment energies - CBM Progress Report 2020, pages 185-186

#### **Lucrări prezentate la conferințe internaționale**

- Oana Ristea, Cătălin Ristea, Alexandru Jipa, Călin Beșliu, **Nicolae Țuțuraș** - Blastewave analysis în relativistic heavy ion collisions - InternaționalConference „QuarkMatter” 2014, Darmstadt 19 'th of May - poster
- Cătălin Ristea, Oana Ristea,Alexandru Jipa, Călin Beșliu, **Nicolae Țuțuraș** - Higher moments of multiplicity distribution în nuclear collisions at relativistic energies - Internațional Conference „Quark Matter” 2014, Darmstadt 19'th of May - poster
- Applications of Chaos Many Body Engine for the analysis of relativistic nuclear collisions at 200 AGeV I V Grossu, D.Felea, Al.Jipa, C.Beșliu, E.Stan,O.Ristea, C.RisteaM.Călin, T.Eșanu, C.Bordeianu, **Nicolae Țuțuraș** -International Conference „Quark Matter” 2014 Germany, Darmstadt 19'th of May - poster
- Al.Jipa, I.Lazanu,O. Ristea, C.Ristea, M.Potlog,V.Covlea, T.Eșanu, C.Beșliu, D. Argintaru, V. Baban.A Scurtu, S.Cioranu, A Bârzu, **Nicolae Țuțuraș** - Simulation with Yapt system for nucleus-nucleus collisions FAIRGSI energies

International Conference „Quark Matter” 2014, Germany, Darmstadt 19'th of May - poster

5. O.Ristea, A.Jipa, C.Ristea, C.Beşliu, I.Lazanu, M.Călin, T.Eşanu, V.Baban, **Nicolae Tuşuraş**, D.Argintaru - Tsallis statistics approach to the transverse momentum spectra in relativistic nuclear collisions – 9 th International Physics Conference of the Balkan Physical Union (BPU9), 24- 27 August 2015, Istanbul University, Istanbul, Turkey - oral presentation
6. Al. Jipa, **N.G. Tuşuraş** et al - On the antiparticle to particle ratios in Au-Au collisions at SIS-FAIR GSI energies -The Third European Nuclear Physics Conference, Groningen, Holland, 30.VIII-5.IX.2015 -poster
7. Al.Jipa, **N.G.Tuşuraş**, C.Beşliu, Oana Ristea, C.Ristea, I.V.Grossu, D.Felea, M.Călin,I.LazanuT.Eşanu, Valerica Baban, D.Argintaru, T.Eşanu, A.JinaruThe research of the possibility of creating the transition regime in the nuclear matter through the study of particle cumulative production in relativistic nuclear collisions using the CBM experiment at FAIR-GSI - The XXV International Conference on Ultrarelativistic Nucleus-Nucleus Collisions, Kobe, Japan, 2015, Book of abstracts pages 167-168 (0947/527) – poster
8. C.Ristea, Oana Ristea, Al.Jipa, C.Beşliu, I.Lazanu, M.Călin, T.Eşanu, Valerica Baban, **N.G.Tuşuraş**, D.Argintaru - Strangeness production in high energy collisions - The XXV International Conference on Ultrarelativistic Nucleus-Nucleus Collisions (QuarkMatter 2015), Kobe, Japan (Abstract book 0546/569, page 89)
9. Simulation results on bulk properties and hydrodynamic behaviours of the high excited and dense nuclear matter in relativistic nuclear collisions at FAIR energies - Alexandru Jipa, Oana Ristea, Cătălin Ristea, Călin Beşliu, Dan Argintaru, Valerica Baban, Ionel Lazanu, Tiberiu Eşanu, Marius Călin, **Nicolae Tuşuraş**, Ioan Valeriu Grossu, Daniel Felea, Murat Ablai, Alexandru Cătălin Ene, Corina Dulea, Emil Stan - International Conference on New Frontiers in Physics (ICNFP 2018), Kolymbari, Crete, Greece, 2-14 July 2018 - oral presentation

### Lucrări prezentate la conferințe naționale de Fizică

1. On the the dynamics of nucleus-nucleus collisions at SIS-100 energies using CBM experimental set-up - Alexandru JIPA, Ionel LAZANU, Oana RISTEA, Marius CĂLIN, ..., **Nicolae ȚUȚURĂȘ** - Sesiunea Anuală de Comunicări Științifice a Facultății de Fizică a Universității din București, 2014
2. Estimations for charged hadrons ratios as a function of transverse momentum and rapidity at CBM experiment energies - **Nicolae George ȚUȚURĂȘ**, Alexandru JIPA et al - Sesiunea Anuală de Comunicări Științifice a Facultății de Fizică a Universității din București, 2015
3. Hydrodynamic flow and phase transitions in relativistic nuclear collisions - Alexandru JIPA, Calin BESLIU, Oana RISTEA, ..., **Nicolae George ȚUȚURĂȘ** - Sesiunea Anuală de Comunicări Științifice a Facultății de Fizică a Universității din București, 2016
4. Antiparticle to particle ratios, thermodynamic equilibrium and flow in Au-Au collisions at FAIR-GSI energies - **Nicolae George ȚUȚURĂȘ**, Alexandru JIPA et al - Sesiunea Anuală de Comunicări Științifice a Facultății de Fizică a Universității din București, 2016
5. Possible new insights on the dynamics or relativistic nuclear collisions from CBM Experiment from FAIR-GSI - Alexandru JIPA, Călin BEȘLIU, Ionel LAZANU, Oana RISTEA, ..., **Nicolae George ȚUȚURĂȘ**, .... - Sesiunea Anuală de Comunicări Științifice a Facultății de Fizică a Universității din București, 2017
6. Predictions over some possible phase transitions in new formed nuclear matter in Au – Au relativistic nuclear collisions in CBM experiment at FAIR-GSI - **Nicolae George ȚUȚURĂȘ**, Alexandru JIPA, Tiberiu EȘANU, Adam JINARU, Marius CĂLIN - Sesiunea Anuală de Comunicări Științifice a Facultății de Fizică a Universității din București, 2017
7. Particle production studies and changes at phase transitions in relativistic heavy ion collisions **Nicolae George ȚUȚURĂȘ**, Alexandru JIPA et al - Sesiunea Anuală de Comunicări Științifice a Facultății de Fizică a Universității din București, 2018

8. Flow and phase transitions in nucleus-nucleus collisions at relativistic energies - Alexandru JIPA, Călin BEȘLIU, Ionel LAZANU, Oana RISTEA, Cătălin RISTEA, Marius CĂLIN, Dan ARGINTARU, Valerica BABAN, Tiberiu EȘANU, **Nicolae ȚUȚURAȘ**, Daniel FELEA, Ioan V. GROSSU - Sesiunea Anuală de Comunicări Științifice a Facultății de Fizică a Universității din București, 2019
9. Alexandru Jipa, ..., **Nicolae Țuțuraș**,... et al - New ways in the investigation of the very dense and hot nuclear matter - The Annual Scientific Session of the Faculty of Physics, Buchraest-Măgurele, June 18<sup>th</sup>, 2021
10. Alexandru Jipa, ..., **Nicolae George Țuțuraș** ,..., et al - New ways in the investigation of the phase transitions in nuclear matter - Annual Scientific Session of the Faculty of Physics, Buchraest-Măgurele, June 24<sup>th</sup>, 2022

#### **Anexa D – Stadiul de construcție a sistemului de acceleratori FAIR și amplasarea experimentului CBM**



Perspectiva - septembrie 2022 - stadiul de construcției FAIR GSI, Darmstadt, Germania  
Sursă: Pagina de Facebook a FAIR GmbH – Facility for Antiproton and Ion research in Europe