

Київський національний університет імені Тараса Шевченка
Фізичний факультет
Кафедра теоретичної фізики

На правах рукопису

**ЕВОЛЮЦІЯ ВЗАЄМОДІЮЧОЇ АДРОННОЇ СИСТЕМИ У
РЕЛЯТИВІСТСЬКИХ ЯДРО-ЯДЕРНИХ ЗІТКНЕННЯХ**

Спеціальність: 8.04020301 – фізика

Спеціалізація: теоретична фізика

Магістерська робота

студента 2 року навчання

Вовченка Володимира Юрійовича

Науковий керівник:

доктор фізико-математичних наук,

провідний науковий співробітник

Анчишкін Дмитро Владленович

Робота заслухана на засіданні кафедри теоретичної фізики

та рекомендована до захисту в ДЕК, протокол №___ від “___” _____ 2013 р.

Зав. кафедрою

проф. Макарець М.В.

Київ – 2013

АНОТАЦІЯ

Вовченко В.Ю. Еволюція взаємодіючої адронної системи у релятивістських ядро-ядерних зіткненнях

Кваліфікаційна робота магістра за спеціальністю 8.04020301 – фізика, спеціалізація «теоретична фізика». – Київський національний університет імені Тараса Шевченка, фізичний факультет, кафедра теоретичної фізики. – Київ, 2013.

Науковий керівник: д.ф.-м.н. Анчишкін Д.В., провідний науковий співробітник Інституту теоретичної фізики імені М.М. Боголюбова НАН України

На основі запропонованого у роботі алгоритму для розрахунку зон адронних реакцій та гіперповерхонь піонного фрizaуту проведено дослідження просторово-часової структури адронної системи, яка виникає у зіткненнях релятивістських ядер. В результаті обчислень проведених в рамках мікроскопічної транспортної моделі показано, що при достатньо високих енергіях зіткнення, система просторово розділяється на дві частини у деякий момент часу, який слабко залежить від енергії зіткнення ядер. Введено параметризацію гіперповерхонь піонного фрizaуту у вигляді гіперболи постійного власного часу, а також показана еквівалентність описів процесу фрizaуту пі-мезонів за допомогою густини частинок в одному підході та густини енергії в іншому.

Ключові слова: Зіткнення релятивістських ядер, густина реакцій, зона реакцій, фрizaут.

АННОТАЦИЯ

Вовченко В.Ю. Эволюция взаимодействующей адронной системы в релятивистских ядро-ядерных столкновениях

Квалификационная работа магистра по специальности 8.04020301 – физика, специализация «теоретическая физика». – Киевский национальный университет имени Тараса Шевченко, физический факультет, кафедра теоретической физики. – Киев, 2013.

Научный руководитель: д.ф.-м.н. Анчишкин Д.В., ведущий научный сотрудник Института теоретической физики имени Н.Н. Боголюбова НАН Украины

На основе предложенного в работе алгоритма расчета зон адронных реакций и гиперповерхностей пионного фрizaута проведены исследования пространственно-временной структуры адронной системы, которая возникает в столкновениях релятивистских ядер. В результате вычислений показано проведенных в рамках микроскопической транспортной модели показано, что при достаточно высоких энергиях столкновений, система про-

странственно разделяется на две части в некоторый момент времени, который слабо зависит от энергии соударения ядер. Введена параметризация гиперповерхностей пионного фризаута в виде гиперболы постоянного собственного времени, а также показана эквивалентность описаний процесса фризаута пи-мезонов с использованием плотности пи-мезонов в первом подходе и плотности энергии во втором.

Ключевые слова: Столкновения релятивистских ядер, плотность реакций, зона реакций, фризаут.

SUMMARY

Vovchenko V.Yu. Evolution of the interacting hadronic system in relativistic nucleus-nucleus collisions

Qualifying work of the master on a speciality 8.04020301 – physics, specialization “theoretical physics”. – National Taras Shevchenko University of Kyiv, Faculty of Physics, Department of Theoretical Physics. - Kyiv, 2013.

Research supervisor: Dr. of Physics and Mathematics Anchishkin D.V., Senior Researcher at Bogolyubov Institute of Theoretical Physics of the National Academy of Sciences of Ukraine

On the basis of the proposed algorithm for calculation of the hadron reaction rates and pionic freeze-out hypersurfaces, the space-time structure of the relativistic nucleus-nucleus collisions is studied. Results of the calculations performed within microscopic transport model show, that at higher collision energies the system becomes spatially separated into two parts and the time moment of separation depends weakly on collision energy. The parametrization of pionic freeze-out hypersurfaces in the form of specific hyperbola of constant proper time is proposed and the equivalence of pionic freeze-out description with the use of pion density in one approach and pion energy density in another approach is shown.

Key words: Relativistic nucleus-nucleus collisions, reaction density, reaction zone, freeze-out.

Зміст

Вступ	5
1 Огляд літератури	6
1.1 Фізика зіткнення релятивістських ядер	6
1.2 Основні підходи для опису зіткнення релятивістських ядер .	9
1.3 Процес фрізауту та просторово-часова структура системи . .	12
2 Методи досліджень	13
2.1 Ультрарелятивістська квантова молекулярна динаміка	13
2.2 Зони адронних реакцій	14
2.3 Гіперповерхні піонного фрізауту	17
3 Результати розрахунків та їх обговорення	21
3.1 Зони реакцій та їх проекції	21
3.2 Часова структура реакцій	27
3.3 Частота реакцій у балістичному режимі	31
3.4 Просторово-часова структура піонної підсистеми	35
Висновки	44
Список використаної літератури	46

Вступ

Дослідження ядерної матерії в екстремальних умовах є нині одним із головних завдань фізики високих енергій та представляє високий науковий інтерес. Такий стан матерії досліджують в експериментах із зіткнення релятивістських ядер, де виникає сильно взаємодіюча ядерна матерія із високими значеннями густини речовини та температури. Ці експерименти проводяться на таких сучасних прискорювачах як AGS (Alternating Gradient Synchrotron) та RHIC (Relativistic Heavy Ion Collider) в BNL (Brookhaven National Laboratory, Нью-Йорк, США) і SPS (Super Proton Synchrotron) та LHC (Large Hadron Collider) в CERN (Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire, Женева, Швейцарія). Для майбутніх експериментальних досліджень нині споруджуються такі комплекси із надсучасним обладнанням як FAIR (Facility for Antiproton and Ion Research) в GSI (Gesellschaft für SchwerIonenforschung, Дармштадт, Німеччина) та NICA (Nuclotron-based Ion Collider fAcility) в JINR (Joint Institute for Nuclear Research, Дубна, Росія).

При зіткненні ядер при високих енергіях утворюється нерівноважна система сильновзаємодіючих частинок, яка називається фаєрболом. Для теоретичного опису системи її еволюцію умовно розбивають на різні стадії, які описують різноманітними моделями.

Мета і завдання роботи: Метою даної роботи є аналіз просторово-часової структури системи взаємодіючих адронів, що утворюється при зіткненні ядер. Ця система є неоднорідною і обмеженою у просторі та існує протягом скінченного проміжку часу. Основним завданням є аналіз просторової та часової залежностей густин різного типу адронних реакцій у системі, що виникає при зіткненні ядер, а також побудова просторово-часових гіперповерхонь фрізауту, які умовно відділяють область у просторі-часі у якій відбуваються адронні реакції від області, де реакцій немає. Така гіперповерхня несе безпосередню інформацію про просторово-часову структуру системи та має широке застосування у фізиці зіткнення релятивістських ядер у рамках формалізму Купера-Фрая.

1 Огляд літератури

1.1 Фізика зіткнення релятивістських ядер

В експериментах із зіткнення релятивістських ядер проводяться дослідження ядерної матерії при високих температурах та значеннях густини речовини та енергії [1]. Результати таких досліджень дають можливість експериментальної перевірки теорії сильної взаємодії (квантова хромодинаміка) і різних ефективних теорій, які використовують адронні та/або партонні (кварки і глюони) ступені вільності. Окремий інтерес представляє дослідження фазових переходів та властивостей так званої кварк-глюонної плазми – стану речовини, в якому кварки є квазі-вільними і який, за сучасними уявленнями, виникає в умовах існуючих експериментів.

Зіткнення релятивістських ядер – це, за визначенням, зіткнення ядер, що мають релятивістські швидкості. В момент зіткнення утворюється матерія, густина якої в декілька разів більша за густину матерії в атомному ядрі. На Табл. 1.1 наведено характеристики основних існуючих та майбутніх експериментів із зіткнення релятивістських ядер.

Таблиця 1.1

Основні експерименти по зіткненню релятивістських ядер

Прискорювач	тип ядер	діапазон енергій	
BNL-AGS	Au+Au	$E_{\text{kin}} = 2 - 10.8A \text{ GeV}$	$\sqrt{s} = 2.7 - 4.9 \text{ GeV}$
CERN-SPS	Pb+Pb	$E_{\text{kin}} = 20 - 200A \text{ GeV}$	$\sqrt{s} = 6 - 19 \text{ GeV}$
BNL-RHIC	Au+Au	$E_{\text{kin}} = 0 - 21.3A \text{ TeV}$	$\sqrt{s} = 2 - 200 \text{ GeV}$
CERN-LHC	Pb+Pb	$E_{\text{kin}} \simeq 10^5 A \text{ TeV}$	$\sqrt{s} \simeq 14 \text{ TeV}$
GSI-FAIR (майб.)	Au+Au	$E_{\text{kin}} = 10 - 40A \text{ GeV}$	$\sqrt{s} = 4.7 - 8.9 \text{ GeV}$
JINR-NICA (майб.)	U+U	$E_{\text{kin}} = 7 - 60A \text{ GeV}$	$\sqrt{s} \simeq 4 - 11 \text{ GeV}$

Величини E_{kin} і \sqrt{s} у Табл. 1.1 визначають енергію зіткнення ядер. E_{kin} – кінетична енергія нуклона з ядра-снаряду у лабораторній системі (у лабораторній системі ядро-мішень знаходиться в стані спокою), а \sqrt{s} – сумарна енергія пари нуклонів з налітаючих ядер в системі центра мас ядер. Величини E_{kin} і \sqrt{s} пов'язані між собою співвідношенням: $\sqrt{s} = \sqrt{2m(E_{\text{kin}} + 2m)}$, де m – маса нуклона.

Експерименти по зіткненню ядер різної маси та при різних кінетичних енергіях дозволяють досліджувати різні області на фазовій діаграмі ядерної матерії (Рис. 1.1).

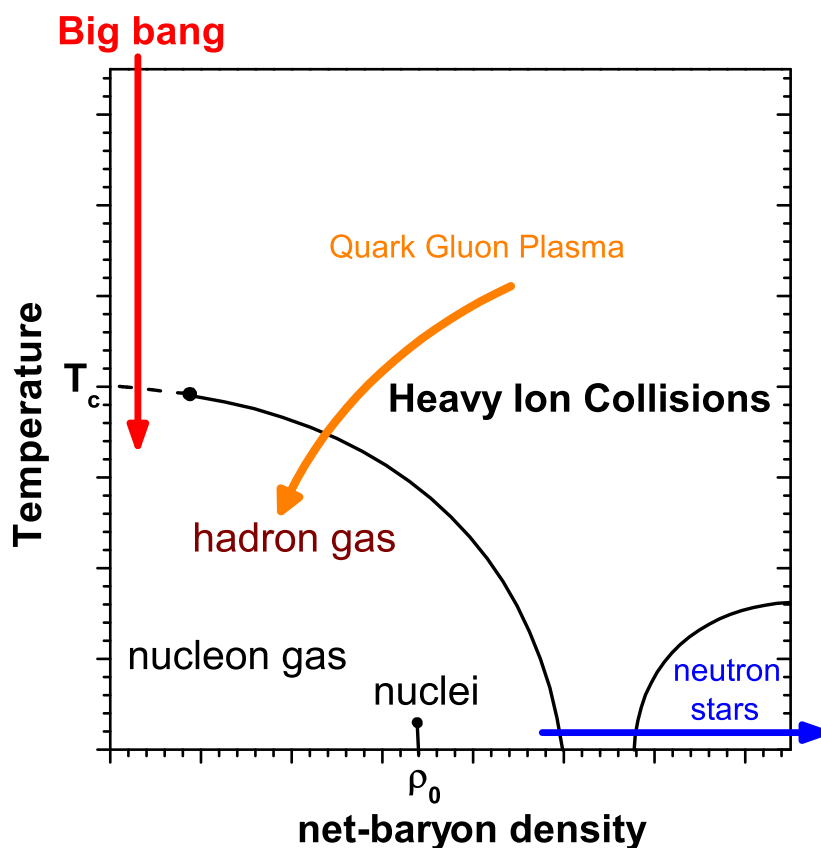


Рис. 1.1. Фазова діаграма ядерної матерії.

При достатньо великій кінетичній енергії ядер в системі на деякий час може утворюватись кварк-глюонна плазма – стан речовини, в якому кварки є квазі-вільними. Непрямим підтвердженням утворення кварк-глюонної плазми є експериментальні дані, які були отримані колабораціями NA49 [2] та STAR [3], і які були узгоджені із передбаченнями теоретичних моделей, які включають модель кварк-глюонної плазми. Таким чином вважається, що крапля кварк-глюонної плазми утворюється у існуючих експериментах SPS, RHIC і LHC. Діапазон енергій $E_{kin} = 20 - 40A$ ГеВ представляє окремий інтерес для досліджень оскільки за цих енергій зіткнення виникає система із найбільшою середньою баріонною густиною [4], і яка лежить в області фазового переходу до кварк-глюонної плазми на фазовій діаграмі ядерної

матерії. Дослідження у цьому діапазоні енергій плануються проводитись із використанням надсучасного обладнання на майбутніх прискорювальних комплексах FAIR (з 2018 року) та NICA (з 2017 року).

Еволюцію системи, що утворюється в зіткненні релятивістських іонів, можна умовно поділити на декілька стадій, кожна з яких характеризується своїм типом взаємодії. Виділяють такі стадії еволюції фаєрбола (Рис. 1.2): початкову стадію, стадію гідродинамічного розширення та стадію адронного газу. Фізичної межі між стадіями зіткнення релятивістських іонів немає. Ця межа є суто умовною і вводиться для того, щоб визначити межі використання тих чи інших феноменологічних підходів.

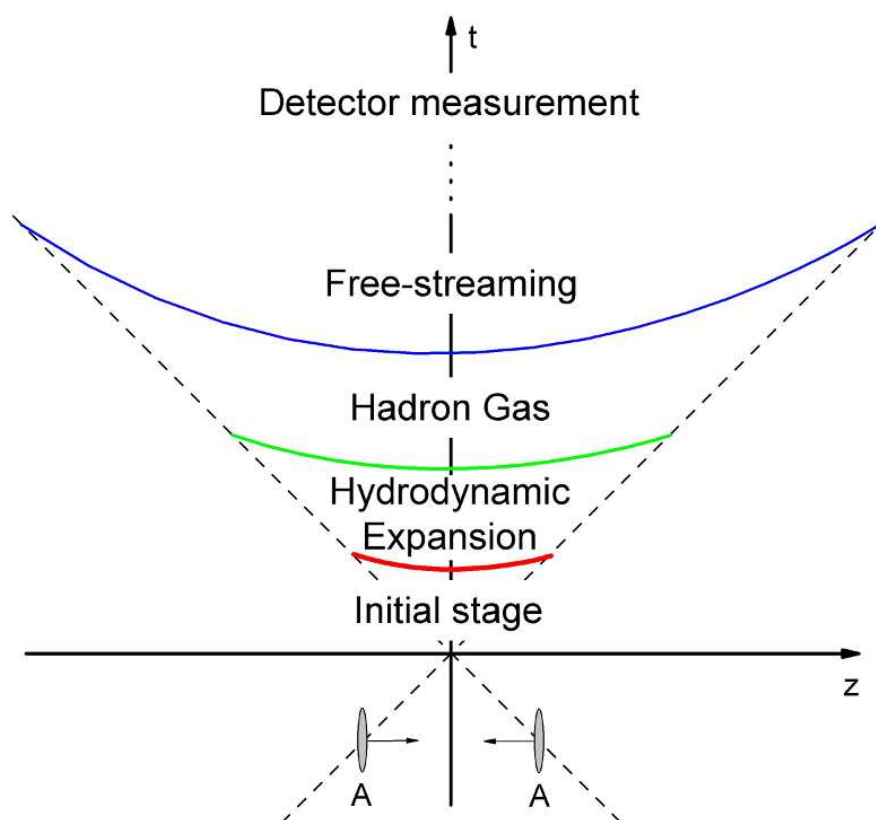


Рис. 1.2. Стадії реакції зіткнення релятивістських ядер.

В початковій стадії процесу зіткнення релятивістських ядер важливу роль відіграють партонні ступені свободи, що приводять до швидкої ізоτροпізації та термалізації ($\tau \sim 1$ фм/ c) системи [5, 6, 7].

Наступний етап ($1 \lesssim \tau \lesssim 7 - 10$ фм/ c) характеризується тим, що матерія

має велику густину і перебуває в стані локальної термодинамічної рівноваги, саме тому цю стадію описують як гідродинамічне розширення системи. Ця стадія найкраще описується гідродинамічними моделями.

Тоді коли густина в системі падає настільки, що її опис на мові релятивістської гідродинаміки вже не є можливим, система переходить в стан адронного газу ($\tau \gtrsim 7 - 10$ фм/с). В такому стані система найкраще описується існуючими мікроскопічними кінетичними моделями.

Як зазначалося вище, таке розділення на різні стадії є дещо умовним. Наприклад, численні дослідження показали, що при не дуже високих енергіях зіткнення ядер повна еволюція системи адекватно описується існуючими мікроскопічними моделями, у яких немає явного розділення на різні стадії.

1.2 Основні підходи для опису зіткнення релятивістських ядер

Основними підходами для дослідження еволюції системи при зіткненнях релятивістських ядер є мікроскопічні кінетичні моделі та релятивістська гідродинаміка, а також гібридні моделі, які об'єднують ці два підходи.

Мікроскопічні кінетичні моделі У мікроскопічних кінетичних моделях опису зіткнення ядер розв'язується багатокomпонентна система релятивістських кінетичних рівнянь Больцмана для частинок різного сорту (різноманітні баріони і мезони, що можуть народжуватися в процесі зіткнення). Найбільш вдалим серед цих моделей є монте-карлівські кінетичні моделі, у яких використовується молекулярна динаміка і у яких моделюється розповсюдження частинок у системі із врахуванням різноманітних реакцій між частинками. Прикладами таких моделей є RQMD (Relativistic Quantum Molecular Dynamics) [8], UrQMD (Ultrarelativistic Quantum Molecular Dynamics) [9, 10] і HSD (Hadron String Dynamics) [11].

До переваг монте-карлівських кінетичних моделей над іншими моделями можна віднести те, що вони відтворюють фізичне явище, яке близьке до експериментального. Частинки, що вилітають у детектор можна аналізувати

так само, як це робиться в експерименті. Ще однією перевагою є відсутність чисельних нестійкостей, які часто виникають наприклад у гідродинамічних моделях при чисельному розв'язанні рівнянь.

До недоліків можна віднести обмеження двочастинковими адронними реакціями, яке є непридатним при високих енергіях зіткнення, зокрема коли в процесі еволюції системи утворюється кварк-глюонна плазма. З цієї причини ці моделі в основному придатні для опису зіткнень, що відповідають експериментам BNL-AGS і CERN-SPS, також є певний успіх і для енергій BNL-RHIC. При більш високих енергіях зіткнення ці моделі застосовні для опису лише стадії адронного газу.

Для опису початкової стадії процесу зіткнення релятивістських ядер можуть використовуватися мікроскопічні моделі, що основані на процесах взаємодії кварків і глюонів [5, 6, 7], але вони ще знаходяться у стадії розробки.

Гідродинамічні моделі У гідродинамічних моделях [12, 13] опису зіткнення використовується припущення про те, що у деякий момент часу у системі наявна локальна термодинамічна рівновага. В цих моделях адронна матерія описується, як сукупність двох або більше струменів рідини. У найбільш простій моделі ідеальної рідини розв'язуються рівняння:

$$\partial_\mu T^{\mu\nu} = 0, \quad (1.1)$$

$$\partial_\mu N^\mu = 0, \quad (1.2)$$

де $T^{\mu\nu} = (e + P)u^\mu u^\nu - Pg^{\mu\nu}$ – тензор енергії-імпульсу, $u^\mu = (\gamma, \gamma\mathbf{v})$ – гідродинамічна 4-швидкість, e – густина енергії, P – тиск, $N^\mu = nu^\mu$, n – густина частинок. Для того, щоб система рівнянь була замкнутою необхідно також рівняння стану ядерної матерії $e = e(T, \mu)$, яке може бути задано феноменологічно або із розрахунків квантової хромодинаміки. Як правило рівняння гідродинаміки описують систему після завершення початкової стадії ізотропізації і термалізації адронів ($\tau \sim 1$ фм/с), і до утворення адронного газу ($\tau \sim 7 - 10$ фм/с), коли густина системи падає настільки, що її опис на мові релятивістської гідродинаміки вже не є можливим.

Вперше гідродинамічний опис зіткнення релятивістських ядер застосу-

вав Ландау [14], де у вигляді початкової умови по завершенні стадії термалізації обрано статичний однорідний диск. Ця модель є двовимірною і застосовувалась для енергій зіткнення $E_{\text{kin}} = 10 - 100 \text{A GeV}$. Модель Ландау є однією з найпростіших гідродинамічних моделей поряд із одновимірними моделями сферичного розширення [15] для низьких енергій і моделі Бйоркена [16] для високих енергій. Нині найбільш вживаними є тривимірні гідродинамічні моделі, у яких рівняння гідродинаміки розв'язуються чисельно. Прикладами таких моделей є VISH2+1 [17] та MUSIC [18]. Результати останніх експериментів на RHIC, показали, що динаміка системи дуже добре описується гідродинамічними моделями. Основними труднощами гідродинамічного опису є проблема задання початкових умов і рівняння стану ядерної матерії. Ще однією проблемою є правильність припущення про локальну термодинамічну рівновагу.

Для задання початкових умов в гідродинаміці як правило використовують просторові розподіли баріонів, отримані на основі ейкональної моделі Глаубера-Ситенка [19, 20] і моделі пораненого нуклона [21]. Інший підхід полягає у використанні монте-карлівських кінетичних моделей, в яких симулюється початкова стадія еволюції для знаходження необхідних розподілів.

Гібридні моделі Останнім часом великий інтерес представляють так звані гібридні моделі, у яких поєднується гідродинамічний та кінетичний описи зіткнення ядер [22, 23]. При цьому по завершенні гідродинамічного опису системи за відомою функцією розподілу в результаті гідродинамічної симуляції генеруються адрони відповідно до формули Купера-Фрая [24] і подальша еволюція адронного газу моделюється монте-карлівськими кінетичними моделями. Перехід до стадії адронного газу відбувається на просторово-часовій гіперповерхні, яка визначає умови, за яких гідродинамічний опис системи стає неможливим. Як правило, гідродинамічний опис стає неможливим коли густина частинок або температура стають занадто малими, і в такому випадку перехід відбувається на гіперповерхні постійної критичної густини або температури. Цю гіперповерхню також часто ототожнюють з так званою гіперповерхнею різкого фрїзауту [25], яка також використовує-

ться у чистих гідродинамічних моделях для розрахунку адронних спектрів одразу по закінченню гідродинамічної стадії.

1.3 Процес фрізауту та просторово-часова структура системи

Процес фрізауту – це, за визначенням, процес встановлення кінцевого хімічного складу адронів в результаті зіткнення ядер (хімічний фрізаут) та встановлення кінцевого імпульсного спектру адронів (кінетичний фрізаут). Відповідно, гіперповерхня різкого фрізауту умовно відділяє просторово-часову область, у якій відбуваються адронні реакції від області, де реакцій немає. У випадку хімічного фрізауту мова йде про область де відбуваються непружні реакції із народженням нових адронів, а у випадку кінетичного фрізауту це є будь-які реакції між адронами. Таке уявлення про існування гіперповерхонь різкого фрізауту є дещо ідеалізованим описом процесу фрізауту у зіткненнях релятивістських ядер, зокрема, дослідження в рамках транспортних моделей показали, що процес фрізауту відбувається у видовженій просторово-часовій області ненульового об'єму [26, 27, 28], а не на деякій 3-вимірній просторово-часовій гіперповерхні, тим не менш, гіперповерхня різкого фрізауту успішно використовується в рамках формалізму Купера-Фрая зокрема для розрахунку імпульсних спектрів адронів у гідродинамічних моделях або для здійснення переходу до стадії адронного газу у гібридних моделях. Крім того, гіперповерхні фрізауту безпосередньо несуть інформацію про просторово-часову структуру взаємодіючої адронної системи, що утворюється при зіткненні ядер, а знання просторово-часової структури, у свою чергу, дає змогу формулювати методи та моделі для опису та розв'язання різних задач.

2 Методи досліджень

Для дослідження просторово-часової структури системи взаємодіючих адронів, що утворюється при зіткненні ядер, можна використовувати різні величини. Це можуть бути густина кількості адронів, густина енергії адронів, температура, середня довжина вільного пробігу, тощо. У даній роботі використовуються два об'єкти: зони адронних реакцій та гіперповерхні піонного фрїзауту, а розрахунки проводяться за допомогою транспортної моделі UrQMD (Ultrarelativistic Quantum Molecular Dynamics) [9, 10] в діапазоні енергій, що відповідають експериментам AGS, SPS та RHIC.

2.1 Ультрарелятивістська квантова молекулярна динаміка

Модель UrQMD належить до класу монте-карлівських мікроскопічних моделей опису зіткнення ядер і численні порівняння з експериментальними даними вказують на те, що ця модель адекватно описує зіткнення ядер при енергіях, що відповідають експериментам AGS, SPS та RHIC (див. Табл. 1.1).

Розглянемо детальніше як працює UrQMD. У цій моделі розв'язується кінетичне рівняння Больцмана за рахунок симуляції розповсюдження частинок (адронів) і всіх можливих двочастинкових реакцій між ними в процесі еволюції, у тому числі реакцій між частинками різного сорту. Для отримання гладких функцій розподілу, як правило проводиться статистичне усереднення з великої кількості ($N \sim 1000 - 10000$) подій, які відповідають одному і тому ж типу зіткнення ядер. Підхід молекулярної динаміки полягає в тому, що розвиток системи розглядається розв'язанням класичних коваріантних рівнянь руху у формі Гамільтона

$$\frac{d\mathbf{q}_j}{d\tau} = \frac{\partial H}{\partial \mathbf{p}_j} \quad (2.1)$$

$$\frac{d\mathbf{p}_j}{d\tau} = -\frac{\partial H}{\partial \mathbf{q}_j} \quad j = 1, \dots, N. \quad (2.2)$$

Крім того, розглядаються та моделюються усі можливі зіткнення між будь-

якою парою адронів. Критерієм зіткнення є умова

$$d \leq d_0 = \sqrt{\frac{\sigma_{tot}}{\pi}}, \quad (2.3)$$

де d – найменша відстань між частинками в системі центра мас цих двох частинок, σ_{tot} - повний переріз розсіяння, який залежить від енергії зіткнення та типу частинок. В цьому підході частинки, по суті, рухаються як класичні, але тут також враховані такі квантові ефекти, як розсіяння частинок, принцип Паулі заборони деяких реакцій, народження нових частинок у реакціях, а також стохастичний розпад частинок.

2.2 Зони адронних реакцій

Зони адронних реакцій, які досліджуються у даній роботі, можуть бути визначені за допомогою густини реакцій адронів, тобто кількості адронних реакцій в одиниці 4-об'єму простору-часу. Дослідження зон реакцій дає можливість встановити просторово-часову структуру фаєрбола з точки зору інтенсивності взаємодії в кожній точці простору-часу [29, 30, 31]. Таким чином, області фаєрбола можна розрізнити за інтенсивністю взаємодії, показником якої може слугувати густина реакцій частинок, а отже, і повна кількість реакцій, що відбулися в цій області. Далі ця величина використовується для визначення границь зон реакцій.

Кількість адронних реакцій N_{coll} певного типу у заданій області простору-часу Ω може бути розрахована як

$$N_{coll}(\Omega) = \int_{\Omega} d^4x \Gamma(x), \quad (2.4)$$

де 4-густина реакцій $\Gamma(x)$, в свою чергу може бути розрахована в рамках певної моделі. Зокрема, для знаходження $\Gamma(x)$ можна використовувати транспортні моделі.

Зона реакцій визначається як ділянка простору-часу, яка містить у собі певний відсоток усіх реакцій заданого типу [29]. Ця ділянка визначається з умови, що вона є найбільш інтенсивною по відношенню до відповідної

Таблиця 2.1

Класифікація типів реакцій за кількістю учасників

1	$1 \rightarrow 2' + m, m \geq 0$	розпади
2	$2 \rightarrow 1'$	злиття
3	$2 \rightarrow 2$	пружне розсіяння
4	$2 \rightarrow 2' + m, m \geq 0$	непружні реакції

густини реакцій і, таким чином, вона має найменший можливий об'єм. Зони реакцій визначаються за допомогою 4-густини реакцій адронів і можуть бути розраховані для реакцій різного типу. Типи різних реакцій можна класифікувати за кількістю та типом адронів, що беруть участь у цих реакціях (Табл. 2.1).

Внаслідок наявності азимутальної симетрії у центральних зіткненнях ядер густина реакцій не буде залежати від азимутального кута φ в площині x - y при переході до циліндричних координат, тобто $\Gamma(t, x, y, z) = \Gamma(t, r, z)$. Зауважимо, що тут вісь z направлена вздовж осі зіткнення ядер, а змінна $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ є поперечним радіусом. В такому випадку є можливість побудувати тривимірну зону реакцій у координатах (t, r, z) . Тоді, якщо нам необхідно побудувати зону реакцій, у якій відбулося, наприклад, αN_{tot} ($0 < \alpha < 1$) адронних реакцій, то границя цієї зони реакцій визначається рівнянням

$$\Gamma(t, r, z) = \Gamma_c, \quad (2.5)$$

де Γ_c задовольняє рівнянню

$$\int dt dx dy dz \Gamma(t, x, y, z) \theta(\Gamma - \Gamma_c) = 2\pi \int dt dr dz r \Gamma(t, r, z) \theta(\Gamma - \Gamma_c) = \alpha N_{\text{tot}}. \quad (2.6)$$

де N_{tot} є повною кількістю адронних реакцій.

Для реалізації алгоритму зони реакцій була використовується транспортна модель UrQMDv2.3, яка дозволяє розрахувати 4-густину реакцій у кожній точці простору-часу і дає можливість відбору заданого типу реакцій для заданого сорту частинок (див. Табл. 2.1). Для розрахунків був взятий 4-об'єм C_R у просторі-часі, який у циліндричних координатах (t, r, z) визначається як: $0 < t < 200$ фм/с, $0 < r < 200$ фм та -200 фм $< z < 200$ фм. З ураху-

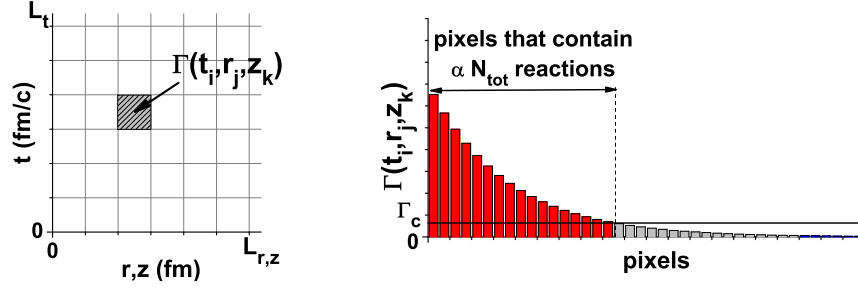


Рис. 2.1. Алгоритм вибору пікселів для визначення зон реакцій.

ванням того, що взаємодіюча система, яка виникає у зіткненнях ядер, має скінченні розмір та час життя, то розгляд скінченного, але достатньо великого об'єму у просторі-часі є достатнім. Як було зазначено вище, вісь z направлена вздовж осі зіткнення ядер, а змінна r є поперечним радіусом. При цьому ми розглядаємо лише центральні зіткнення ядер. Для того, щоб розрахувати критичну густину Γ_c і визначити зону реакцій, ми розбиваємо 4-об'єм C_R на комірки (пікселі), які є елементами 4-простору (Рис. 2.1). Позначимо $\Omega_{ijk} = \Omega(t_i, r_j, z_k)$ як 4-об'єм пікселя з координатами (t_i, r_j, z_k) його центра. В такому випадку цей піксель визначається як

$$t_i - \frac{1}{2}\Delta t < t < t_i + \frac{1}{2}\Delta t, \quad r_j - \frac{1}{2}\Delta r < r < r_j + \frac{1}{2}\Delta r, \\ z_k - \frac{1}{2}\Delta z < z < z_k + \frac{1}{2}\Delta z,$$

де $\Delta t = \Delta r = \Delta z = 1$ фм у наших розрахунках. Значення Δ визначають точність вибірки у нашому методі і, відповідно, 4-об'єм пікселя з координатами (t_i, r_j, z_k) визначається як $\Omega(t_i, r_j, z_k) = 2\pi r_j \Delta t \Delta r \Delta z$. Тоді, для кожної трійки (t_i, r_j, z_k) , які визначають пікселі, ми можемо розрахувати густину реакцій $\Gamma(t_i, r_k, z_k)$ у даному пікселі за допомогою UrQMD розрахувавши кількість реакцій у цьому пікселі і поділивши це число на 4-об'єм пікселя $\Omega(t_i, r_j, z_k)$. Після цього відсортуємо усі пікселі зліва направо, де зліва будуть пікселі із більшою густиною реакцій. Повний інтеграл $\Gamma(t, r, z)$ (сума всіх значень Γ у пікселях помножених на відповідний 4-об'єм пікселя Ω) дорівнює загальній кількості адронних реакцій N_{tot} у 4-об'ємі C_R .

Для визначення критичної густини $\Gamma_c(\alpha)$ при заданій частці від усіх реакцій α просумуємо значення $\Gamma(t_i, r_j, z_k) \Omega(t_i, r_j, z_k)$ (кількість реакцій у від-

повідному пікселі) починаючи з першого пікселя у відсортованому списку пікселів до тих пір поки ця сума не буде рівна αN_{tot} відповідно до рівняння (2.6). Значення Γ у цей момент у відсортованому списку і є $\Gamma_c(\alpha)$.

2.3 Гіперповерхні піонного фрізауту

У даній роботі проведено дослідження так званих гіперповерхонь фрізауту пі-мезонів з використанням густини кількості пі-мезонів, а також густини енергії цих частинок. З точки зору експериментальних досліджень, пі-мезони є одними із найбільш важливих частинок, які народжуються при зіткненні релятивістських ядер. Такі характеристики пі-мезонів, як їх імпульсний спектр та множинність (загальна кількість пі-мезонів, що народжуються у зіткненні) є основними вимірюваними на експерименті величинами. Окремий інтерес представляють вимірювання кореляційної функції пі-мезонів, яка дає змогу отримати інформацію про просторово-часову структуру взаємодіючої пі-мезонної підсистеми та оцінити просторові розміри цієї системи. З цих причин дослідження гіперповерхонь піонного фрізауту представляє інтерес і з точки зору експериментальних досліджень.

Як було зазначено вище, гіперповерхнею фрізауту є умовна 3-вимірна просторово-часова гіперповерхня яка обмежує сильновзаємодіючу область простору-часу, у якій відбуваються як двочастинкові реакції, так і колективні процеси, внаслідок високої густини адронів в системі і можливого встановлення локальної термодинамічної рівноваги. Стадію еволюції фаєрбола, яка відповідає цій області ще часто називають гідродинамічною стадією (див. Рис. 1.2), роблячи припущення. Зовні цієї області еволюція системи визначається в першу чергу індивідуальними властивостями, зокрема резонансів, і відповідна стадія еволюції називається стадією адронного газу. Для опису переходу від гідродинамічної стадії до стадії адронного газу у моделях, які поєднують гідродинамічний та кінетичний описи, як правило використовують формалізм Купера-Фрая [24], який дозволяє згенерувати адрони за заданими гіперповерхнею фрізауту та відповідними гідродинамічними величинами, які задані на цій гіперповерхні.

2.3.1 Алгоритм розрахунку

В даній роботі проводиться аналіз гіперповерхонь фрізауту за допомогою транспортної моделі UrQMD [9, 10] в діапазоні енергій, що відповідають експериментам AGS, SPS та RHIC з використанням різних умов (підходів) для визначення цієї гіперповерхні. У цій моделі використовується кінетичний підхід для опису взаємодіючої адронної системи, що утворюється при зіткненні ядер. При цьому сама модель є монте-карлівською і для отримання різних розподілів необхідно проводити статистичне усереднення.

Для визначення гіперповерхні фрізауту в даній роботі використовуються локальні лоренц-інваріанти густини кількості та енергії пі-мезонів в системі. Фізично лоренц-інваріанта густина співпадає із реальною густиною у системі відліку де колективна (гідродинамічна) швидкість частинок (пі-мезонів) є нульовою. Відповідно, у областях простору часу із більшою інваріантною густиною, відбувається більше реакцій за участю пі-мезонів, а на гіперповерхні піонного фрізауту ці густини приймають деяке критичне значення. Тоді гіперповерхня піонного фрізауту може бути визначена у цих двох підходах як

$$n(x) = n_c, \quad (2.7)$$

$$\epsilon(x) = \epsilon_c. \quad (2.8)$$

У кінетичному підході лоренц-інваріантна густина пі-мезонів $n(x)$ визначається через одночастинкову функцію розподілу пі-мезонів $f(x, p)$ як [32]

$$n(x) = N^\mu(x) u_\mu(x), \quad (2.9)$$

де $x = (t, \mathbf{r})$. Густина $n(x)$ є Лоренц-інваріантним скаляром і збігається зі звичайною густиною частинок (піонів) у власній системі відліку елемента об'єму в околі x . Величина $N^\mu(x)$ є 4-густиною потоку пі-мезонів

$$N^\mu(x) = \int \frac{d^3p}{p^0} p^\mu f(x, p) = (n_{\text{lab}}, n_{\text{lab}} \mathbf{v}_E), \quad (2.10)$$

де $p^0 = \sqrt{m^2 + \mathbf{p}^2}$, n_{lab} є густиною піонів у лабораторній системі відліку в околі x , а \mathbf{v}_E є їх середньою швидкістю. Величина $u^\mu(x)$ є колективною (гідродинамічною) 4-швидкістю пі-мезонів. Її можна записати у вигляді $u^\mu = (\gamma, \gamma \mathbf{v}_E)$, де $\gamma(x) = 1/\sqrt{1 - \mathbf{v}_E^2}$. Швидкість \mathbf{v}_E залежить від того, як означено власну систему відліку. У власній системі відліку u^μ має лише часову компоненту: $u_{LR}^\mu = (1, \mathbf{0})$. В даній роботі використовується означення Екарта власної системи. Відповідно до цього означення u^μ пов'язана із 4-густиною потоку піонів

$$u^\mu(x) = \frac{N^\mu}{(N^\nu N_\nu)^{\frac{1}{2}}} = (\gamma_E, \gamma_E \mathbf{v}_E), \quad (2.11)$$

де \mathbf{v}_E – це середня швидкість піонів. Використовуючи (2.9) можна записати інваріантну густина пі-мезонів використовуючи визначення Екарта у вигляді

$$n_E(x) = \frac{n_{\text{lab}}(x)}{\gamma_E(x)}. \quad (2.12)$$

Лоренц-інваріантна густина енергії пі-мезонів $\epsilon(x)$ визначається як

$$\epsilon(x) = u_\mu(x) T^{\mu\nu}(x) u_\nu(x), \quad (2.13)$$

де $T^{\mu\nu}(x)$ є тензором енергії-імпульсу

$$T^{\mu\nu}(x) = \int \frac{d^3p}{p^0} p^\mu p^\nu f(x, p). \quad (2.14)$$

Для того, щоб розрахувати величини $n(x)$ та $\epsilon(x)$ використовуються результати моделювання зіткнення ядер у рамках транспортної моделі UrQMDv2.3. Для проведення розрахунків береться 4-куб зі сторонами $L_i = 20$ фм, $i = t, x, y, z$, та розділяється на комірки (пікселі) з довжиною ребра 1 фм. Для кожної комірки густина пі-мезонів $n_{\text{lab}}(x)$, а також середня швидкість пі-мезонів $\mathbf{v}_E(x)$ розраховуються в результаті усереднення 1000 промодельованих в UrQMD зіткнень ядер. Далі, 4-густина потоку пі-мезонів для цієї комірки розраховується використовуючи рівняння (2.10), за допомогою якого потім можна визначити 4-швидкість Екарта $u^\mu(x)$ через (2.11). Рівняння

(2.9) в результаті дозволяє визначити інваріантну густину пі-мезонів в комірці (див. [25, 33]).

Для визначення інваріантної густини енергії пі-мезонів у комірці спочатку визначається відповідний тензор енергії-імпульсу, як результат усереднення 1000 зіткнень в UrQMD відповідно до (2.14). Далі, інваріантна густина енергії визначається з рівняння (2.13).

3 Результати розрахунків та їх обговорення

3.1 Зони реакцій та їх проекції

Для аналізу просторово-часової структури адронної системи проведемо розрахунки різних зон адронних реакцій у циліндричних координатах (t, r, z) з використанням моделі UrQMD за алгоритмом, який описано у розділі 2.2 у відповідності з рівняннями (2.5), (2.6).

На Рис. 3.1 наведено результати розрахунків для умов експерименту SPS при кінетичній енергії зіткнення $158A$ GeV у випадку центральних зіткнень ядер свинцю. На рисунку показана просторово-часова область, в якій відбулося 90% всіх адронних реакцій. Для цих розрахунків використовуються координати (t, r, z) , де $r = \pm\sqrt{x^2 + y^2}$. Крім того, показано різні ортогографічні проекції зони реакцій на координатні площини: $z-t$ (жовта), $r-t$ (синя) та $z-r$ (помаранчева).

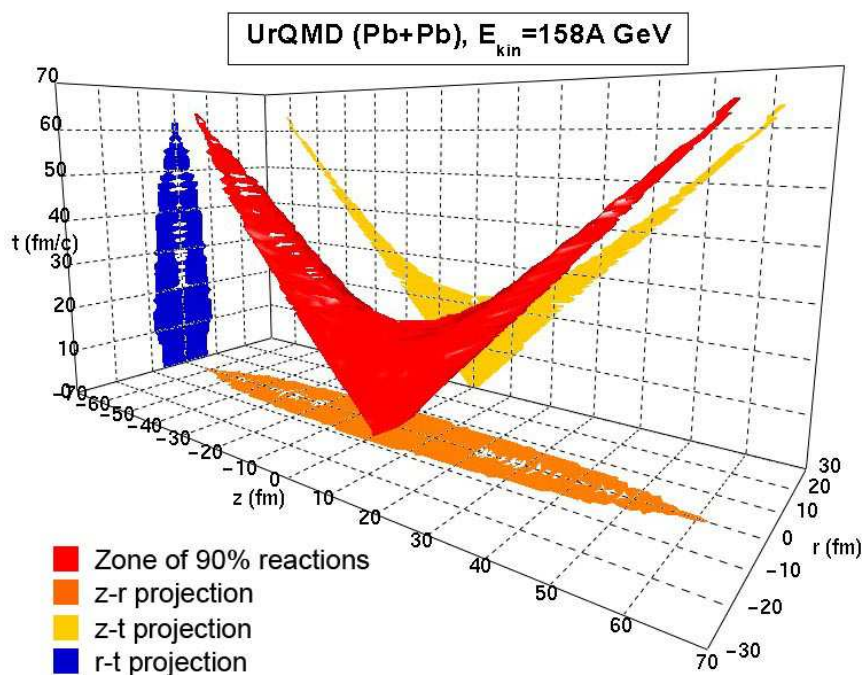


Рис. 3.1. Тривимірна зона реакцій, яка визначає просторово-часову область, в якій відбулося 90% всіх адронних реакцій для умов експерименту SPS (Pb+Pb, $E_{\text{kin}} = 158A$ GeV).

В подальшому досліджуються зони реакцій, які відносяться до непружних адронних реакцій. Виконуючи ту саму процедуру, отримуємо триви-

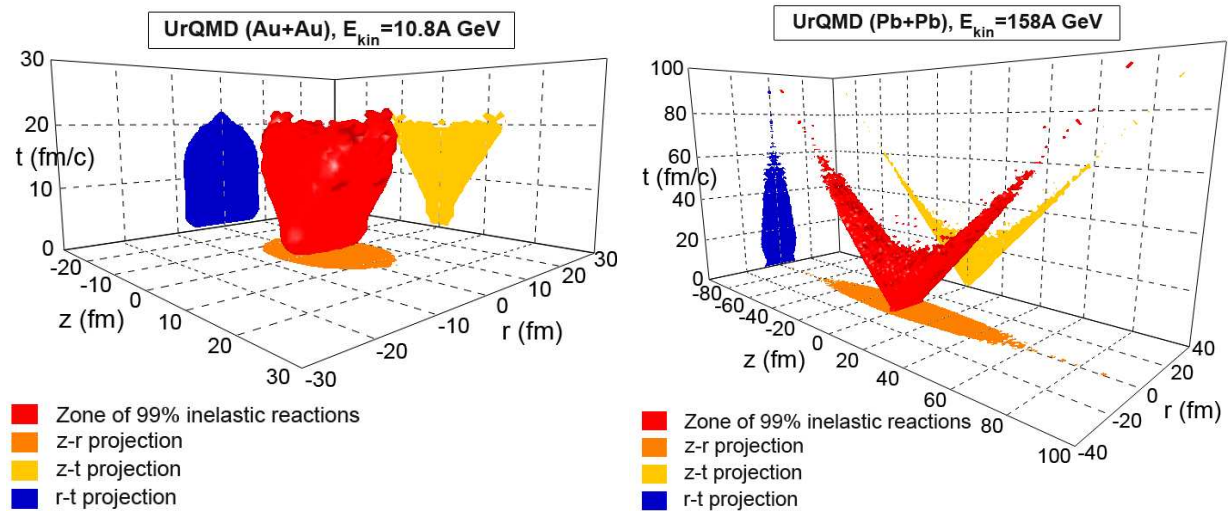


Рис. 3.2. Тривимірні зони реакцій, які визначають просторово-часову область, у якій відбулося 99% всіх непружних реакцій для умов експериментів AGS (зліва) та SPS (справа).

мірні зони реакцій для непружних процесів. На Рис. 3.2 наведено результати розрахунків для умов експериментів AGS (зліва) та SPS (справа). Видно, що при енергіях SPS зона реакцій (фаєрбол) просторово розділяється на дві частини. При енергіях AGS практично немає розділення фаєрбола на дві частини і він зникає з часом як одне ціле. Порівнюючи результати розрахунків при енергії $E_{kin} = 158A$ GeV для всіх адронних реакцій (Рис. 3.1) та для непружних реакцій (Рис. 3.2, зліва) можна зробити висновок, що зона реакцій, яка містить 90% всіх реакцій приблизно співпадає із зоною реакцій, яка містить 99% непружних реакцій. Ми назвемо цю зону (99% непружних реакцій) “гарячим фаєрболом”.

Для визначення різних зон реакцій та їх аналізу при різних енергіях зіткнення у даних дослідженнях використовується глобальний параметр α (частка від повного числа непружних реакцій, яка міститься у відповідній зоні реакцій), а не локальна критична 4-густина непружних реакцій Γ_c . Параметри α і Γ_c пов’язані між собою рівнянням (2.6) для кожної енергії зіткнення. Цей зв’язок варто дослідити більш детально. Значення Γ_c для різних значень α та для різних енергій зіткнення ядер наведено у Табл. 3.1. Видно, що значення $\Gamma_c(\alpha)$ змінюються в залежності від енергії зіткнення ядер. З цього випливає, що наш підхід, у якому ми фіксуємо глобальний параметр α для різних енергій зіткнення ядер не є абсолютно еквівалент-

Таблиця 3.1

Критична густина непружних реакцій Γ_c при різних значеннях α

E_{kin} (A GeV)	$\sqrt{s_{AA}}$ (GeV)	$A + A$	$\Gamma_c (\alpha = 0.8)$ [фм ⁻³ · (фм/с) ⁻¹]	$\Gamma_c (\alpha = 0.99)$ [фм ⁻³ · (фм/с) ⁻¹]
10.8	4.88	<i>Au + Au</i>	$119.07 \cdot 10^{-3}$	$0.51 \cdot 10^{-3}$
20.0	6.41	<i>Pb + Pb</i>	$83.63 \cdot 10^{-3}$	$0.35 \cdot 10^{-3}$
40.0	8.86		$60.59 \cdot 10^{-3}$	$0.22 \cdot 10^{-3}$
80.0	12.39		$42.86 \cdot 10^{-3}$	$0.15 \cdot 10^{-3}$
158.0	17.32		$31.42 \cdot 10^{-3}$	$0.11 \cdot 10^{-3}$

тним підходу де фіксується локальна критична густина Γ_c . Тим не менш, із Табл. 3.1 видно, що значення Γ_c при одному і тому ж α мають однаковий порядок величини для різних енергій зіткнення у той час як зміна α з 0.8 до 0.99 приводить до зміни Γ_c на два порядки. З цього випливає, що різниця у значеннях Γ_c при різних енергіях є несуттєвою і підхід у якому фіксується Γ_c має давати якісно еквівалентні результати, що і у підході, у якому фіксується α . Було проведено розрахунки тривимірної зони непружних реакцій для різних енергій використовуючи значення $\Gamma_c(99\%)$ із Табл. 3.1. Результуючі зони реакцій для кожної з енергій з Табл. 3.1 є приблизно однаковими в діапазоні цих значень $\Gamma_c(99\%)$.

В подальшому ми будемо досліджувати проекцію зони реакцій на координатну площину $z-t$. Для побудови цієї проекції спочатку просумуємо усі зіткнення вздовж поперечних координат для фіксованих координат (t, z) . Таким чином густина реакцій у площині $z-t$ набуває наступного вигляду

$$\tilde{\Gamma}(t, z) = \int dx dy \Gamma(t, x, y, z) = 2\pi \int dr r \Gamma(t, r, z). \quad (3.1)$$

В такому випадку, число реакцій у заданому пікселі $\tilde{\Omega}(t, z)$ на площині $z-t$ визначається як

$$\tilde{N}_{\text{coll}}[\tilde{\Omega}(t, z)] = \int_{\tilde{\Omega}(t, z)} dt dz \tilde{\Gamma}(t, z). \quad (3.2)$$

Для побудови проекції зони реакції з використанням UrQMD ми розділяємо площину $z-t$ на прямокутні комірки (пікселі) з довжинами $\Delta t=1$ фм/с and $\Delta z=1$ фм. Об'єм (площа) пікселя у такому випадку визначається як $\tilde{\Omega}(t_i, z_j) = \Delta t \Delta z$ і не залежить від значень t_i та z_j , тобто він є однаковим

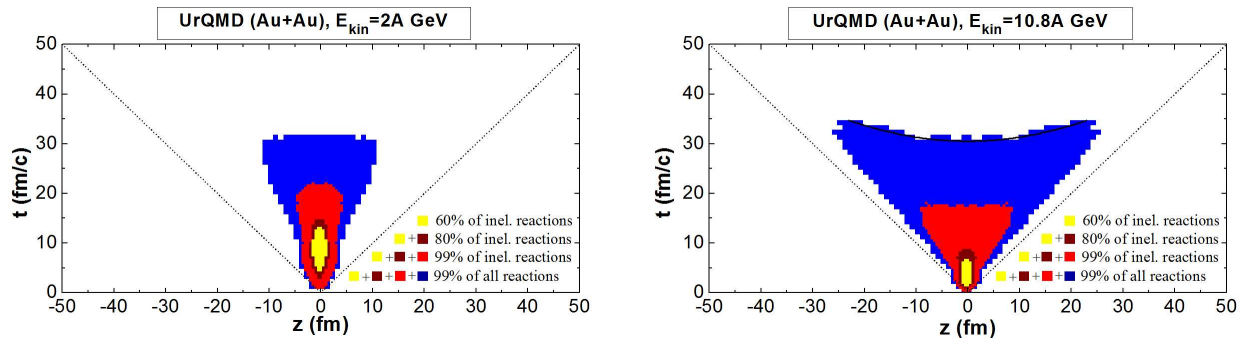


Рис. 3.3. Проекція зони реакцій на площину z - t для умов експерименту AGS (Au+Au) при енергіях зіткнення 2A ГеВ (зліва) та 10.8A ГеВ (справа). Жовта область містить 60% всіх непружних реакцій, $2 \rightarrow 2' + m$, $m \geq 0$. Темно-червона область разом із попередньою областю містить 80% всіх непружних реакцій. Червона область разом із попередньою областю містить 99% всіх непружних реакцій. Синя область разом із попередньою областю містить 99% всіх адронних реакцій.

для всіх пікселів. У цьому полягає відмінність від випадку коли ми розглядали зони реакцій у координатах (t, r, z) де 4-об'єм залежав від поперечної координати r . Таким чином проекція зони реакцій може бути сконструйована з використанням алгоритму, який було описано вище (див. [29]).

Слід зазначити, що побудована таким чином проекція зони реакцій не обов'язково співпадає із відповідними проекціями тривимірної зони реакцій на Рис. 3.1-3.2, які є ортографічними проекціями 4-густини $\Gamma(t, r, z)$. Тим не менш, виявляється, що ці проекції практично співпадають.

На Рис. 3.3, 3.4 і 3.5 наведено результати розрахунків зони реакції для експерименту AGS (Au+Au) і SPS (Pb+Pb). У відповідності із запропонованим алгоритмом, ми спочатку визначаємо область яка містить 60% від усіх непружних адронних реакцій (цю область позначено жовтим кольором). Наступною визначається область, яка містить 80% від усіх непружних реакцій і яка включає попередню область (темно-червона плюс попередня області). Нарешті, ми визначаємо область, яка містить 99% від усіх непружних реакцій, і яка також включає у себе попередню область (червона плюс попередня області). Як вже було зазначено вище, цю область ми називаємо гарячим фаєрболом. Також ми визначаємо область, яка містить 99% від усіх адронних реакцій і яка, звісно, включає у себе попередню область. Цю область ми називаємо “холодним фаєрболом”.

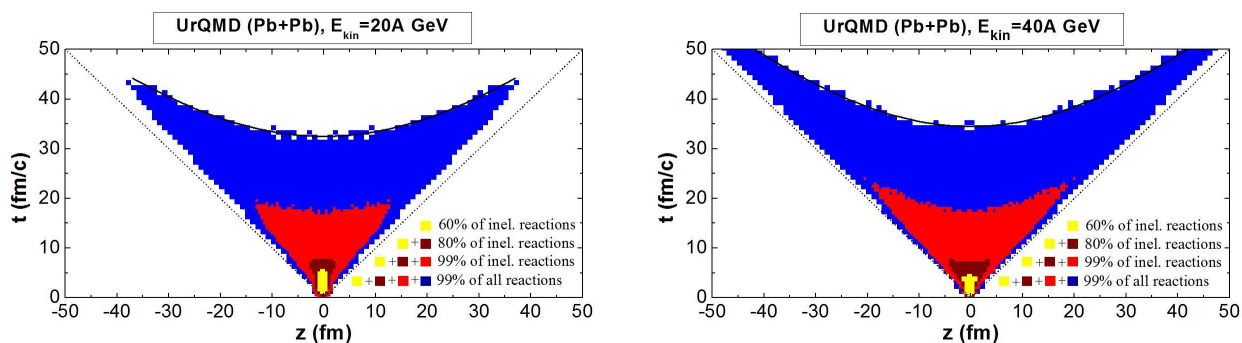


Рис. 3.4. Те саме, що і на Рис. 3.3, але для умов експерименту SPS ($E_{\text{kin}} = 20, 40A$ GeВ).

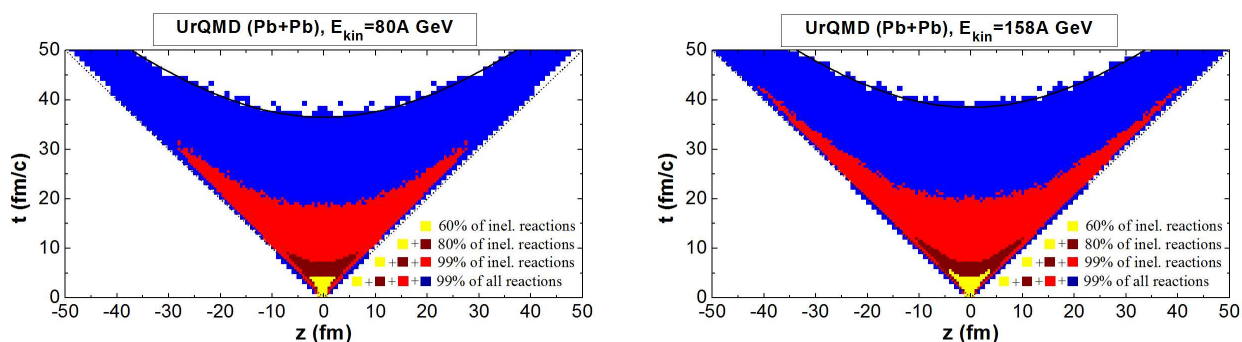


Рис. 3.5. Те саме, що і на Рис. 3.4, але для енергій зіткнення $E_{\text{kin}} = 80, 158A$ GeВ.

З рисунків видно, що після деякого моменту часу t_d , зони непружних реакцій, які вивчаються у даній роботі або повністю зникають, або розділяються на дві просторові частини, які рухаються у протилежних напрямках, див. Рис. 3.3-3.5. Цей час розділення t_d , який залежить від значення α , яке визначає зону реакцій, може бути визначений як $t_d \equiv t_\alpha(z)|_{z=0}$, де залежність $t_\alpha(z)$ визначає межу зони реакцій. Центральну область (малі значення z) зон реакцій детально зображено на Рис. 3.6. Значення t_d для різних α та для різних енергій зіткнення вказано у Табл. 3.2.

З Табл. 3.2 видно, що час розділення t_d зони реакцій на дві просторові частини при фіксованому значенні α дуже слабо залежить від енергії зіткнення ядер. Це особливо добре справджується при більших значеннях α , коли розділення зон реакцій на дві частини є особливо вираженим (Рис. 3.3-3.5). Такий результат дає змогу стверджувати, що слабка залежність часу розділення зон реакцій, тобто часу життя зон реакцій як одного цілого, є універсальною властивістю зіткнень релятивістських ядер.

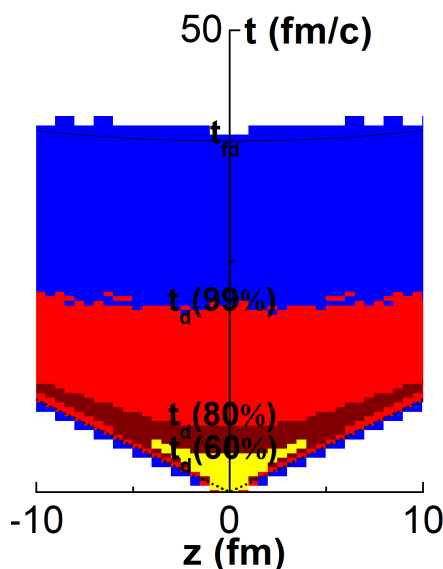


Рис. 3.6. Центральна частина зон реакцій для умов експерименту SPS (Pb+Pb при 158A GeV), де позначено часи розділення $t_d(\alpha)$ зон реакцій для різних значень $\alpha \times 100\%$: 60%, 80%, and 99%.

Таблиця 3.2

Часи розділення t_d непружних зон реакцій для різних значень α

E_{kin} (A GeV)	$\sqrt{s_{AA}}$ (GeV)	$t_d(\alpha=0.6)$ (фм/с)	$t_d(\alpha=0.8)$ (фм/с)	$t_d(\alpha=0.99)$ (фм/с)
10.8	4.88	6.5	8.5	17.5
20.0	6.41	5.5	7.5	17
40.0	8.86	4.5	7	17.5
80.0	12.39	4.25	7	18
158.0	17.32	4.25	7	19.5

Розраховані зони реакцій можна співставити із процесом фрізауту у релятивістських ядро-ядерних зіткненнях, тобто процесом встановлення підсумкового імпульсного розподілу адронів, який подальшому не змінюється і може бути зареєстрований детектором. Якщо взяти “класичне” визначення різкого кінетичного фрізауту, яке відповідає формалізму Купера-Фрая, і при якому існує деяка межа, що розділяє взаємодіючу систему від області, де більше не відбуваються реакції, то можна вважати гіперповерхню, яка є границею зони реакцій, що містить певний відсоток всіх реакцій певного сорту гіперповерхнею фрізауту. Наприклад, гіперповерхня, яка є границею деякої зони непружних реакцій може бути поставлена у відповідність границі різкого хімічного фрізауту, тобто вона обмежує область, зовні якої не

відбувається непружних зіткнень між адронами в системі. Відповідно, гіперповерхня, яка є границею деякої зони всіх реакцій може бути асоційована з границею різкого кінетичного фрїзауту, яка обмежує область, зовні якої немає ніяких зіткнень у системі.

У той час як різкий фрїзаут у рамках формалізму Купера-Фрая є зручним для теоретичних досліджень і має багато застосувань у галузі зіткнень релятивістських ядер, такий опис процесу фрїзату є досить сильною ідеалізацією. Більш реалістичним описом може слугувати модель у якій фрїзаут відбувається із видовженого просторово-часового слою (області), тобто області з ненульовим 4-об'ємом [34, 35]. Аналізуючи різні зони реакцій, які представлені у даній роботі, у різних проекціях можна зробити висновок, що такий слой фрїзату є найбільш видовженим у часі у центральній просторовій області (малі значення r, z), у той час як на краях, особливо при більш високих енергіях зіткнення, він стає дуже вузьким і вклад частинок з цієї області у підсумковий спектр є дуже малим.

3.2 Часова структура реакцій

Особливий інтерес представляє дослідження часової структури адронних реакцій, який може бути проведений за допомогою UrQMD. Модель дає можливість розраховувати густину реакцій заданого типу. Всі реакції можна класифікувати за кількістю та типом частинок, що беруть участь у реакції (див. Табл. 2.1). Використовуючи таку класифікацію можна виділити: пружні реакції, непружні реакції, реакції злиття, реакції розпаду та реакції анігіляції частинок. Можливість відбору реакцій заданого сорту дозволяє дослідити внесок реакцій різного типу в загальний процес еволюції системи. Для цього розглянемо зміну частоти реакцій i -го типу в системі з часом:

$$\nu_i(t) = \int_{C_R} dx dy dz \Gamma_i(t, \mathbf{r}). \quad (3.3)$$

Результати розрахунків частоти реакцій в системі в різні моменти часу для різних експериментів наведені на Рис. 3.7, 3.8 і 3.9. Товстою чорною лінією показані всі адронні реакції, синя лінія відповідає пружним реакціям ($2 \rightarrow 2$), червона - непружним реакціям ($2 \rightarrow 2' + m$, де $m \geq 0$), пурпурна лінія -

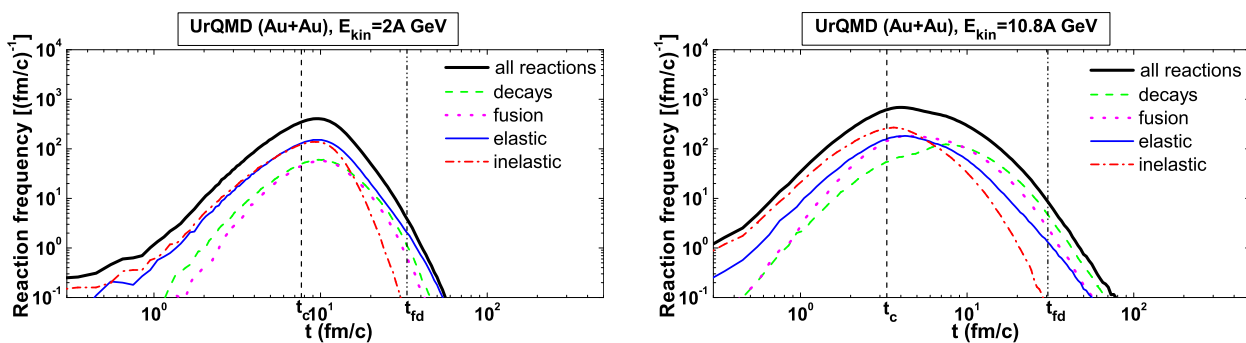


Рис. 3.7. Частота адронних реакцій різного типу для умов експерименту AGS (Au+Au) при енергіях зіткнення 2A ГеВ та 10.8A ГеВ. Різні криві відповідають різним типам реакцій.

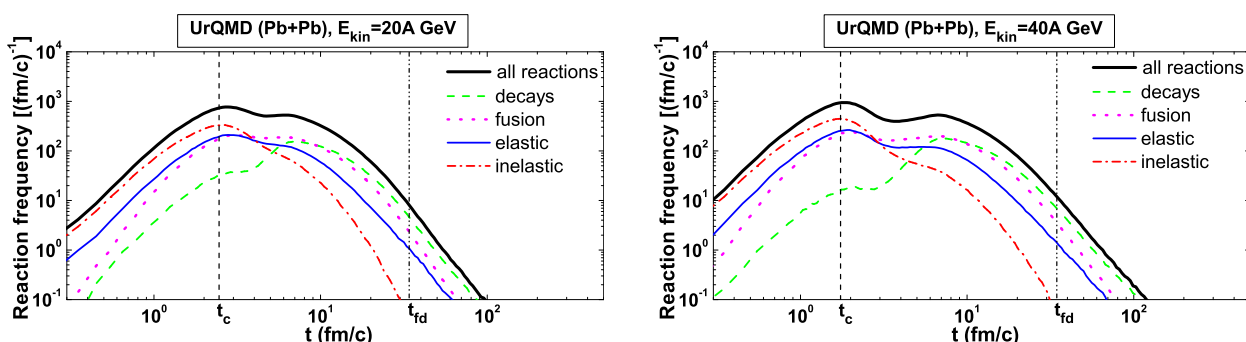


Рис. 3.8. Частота адронних реакцій різного типу для умов експерименту SPS (Pb+Pb) при енергіях зіткнення 20A ГеВ та 40A ГеВ.

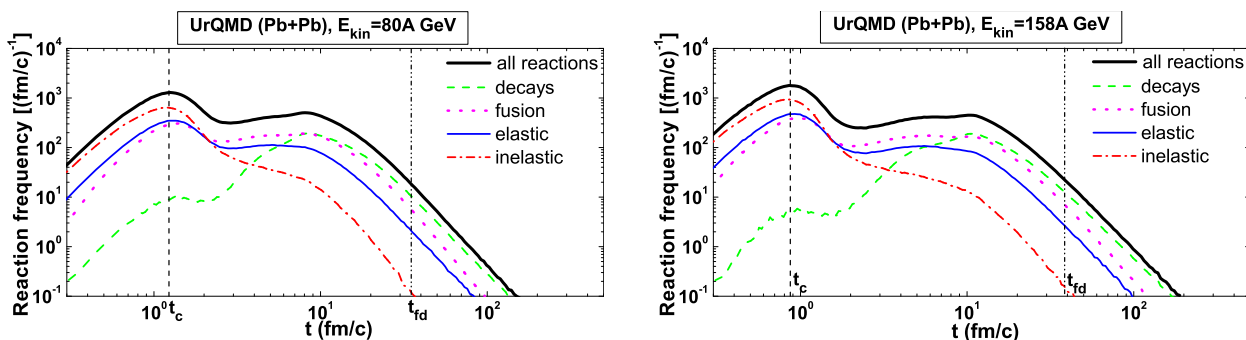


Рис. 3.9. Частота адронних реакцій різного типу для умов експерименту SPS (Pb+Pb) при енергіях зіткнення 80A ГеВ та 158A ГеВ.

реакціям злиття ($2 \rightarrow 1'$), зелена лінія - реакціям розпаду ($1 \rightarrow 2' + m, m \geq 0$).

Основною особливістю частоти адронних реакцій (чорна крива) в системі є наявність двох максимумів у часи t_{m1} та t_{m2} . Зростання частоти реакцій і перший максимум можна пояснити поступовим збільшенням кількості нуклонів, що вступають у реакції в міру проникнення одного ядра в інше.

Справді, максимальне перекриття двох ядер відбувається тоді, коли повністю перекриваються їх центри. Час перекриття центрів ядер t_c може бути оцінений за наступною формулою:

$$t_c = \frac{R_0}{\gamma} \frac{1}{v}, \quad (3.4)$$

де R_0 – радіус ядра, $v = p_{0z}/\sqrt{M_N^2 + p_{0z}^2}$, $\gamma = 1/\sqrt{1 - v^2}$, p_{0z} – початковий імпульс нуклона в системі центра мас двох ядер, M_N – маса нуклона. Час перекриття t_c та часи максимумів t_{m1} та t_{m2} , а також час розділення фаєрбола t_{fd} для різних енергій зіткнення ядер наведено у Табл. 3.3.

Після часу повного перекриття налітаючих ядер, система, що складається з власних нуклонів ядер та народжених у зіткненнях нуклонів частинок, починає розширюватися в просторі, що призводить до падіння частоти реакцій. З іншого боку, кількість вторинних частинок все ще зростає, що приводить до збільшення частоти реакцій. Відношення швидкості розширення системи до швидкості народження вторинних частинок буде визначати результат цих конкуруючих процесів, а отже, буде визначати і динаміку еволюції фаєрбола. Особливості співвідношення схожих величин досліджувались у [36] стосовно до процесу фрізауту.

Кількість вторинних частинок, які представлені переважно пі-мезонами, по відношенню до кількості нуклонів зростає зі збільшенням енергії ядер в системі центра мас за законом [2]:

$$N_\pi/N_N \simeq 0.33 + 0.0055\sqrt{s_{AA}}. \quad (3.5)$$

Таблиця 3.3

Часові характеристики частоти зіткнень

E_{kin} (A GeV)	$\sqrt{s_{AA}}$ (GeV)	t_c (фм/с)	t_{m1} (фм/с)	t_{m2} (фм/с)	t_{fd} (фм/с)
2.0	2.70	7.66	9.7		33.0
10.8	4.88	3.30	3.9		30.5
20.0	6.41	2.46	2.73	6.1	34.0
40.0	8.86	1.74	1.85	6.7	34.5
80.0	12.39	1.23	1.27	8.2	35.0
158.0	17.32	0.87	0.88	10.3	38.5

На енергіях прискорювача AGS ($E_{\text{kin}} = 2 - 10.8A$ ГеВ) кількість вторинних частинок порівняна із кількістю нуклонів $N_{\pi}/N_N = 0.6 - 1.6$ і основну роль в еволюції фаєрбола відіграють реакції нуклонів. На енергіях прискорювача SPS ($E_{\text{kin}} = 20 - 158A$ ГеВ) кількість вторинних частинок уже в декілька разів перевищує кількість власних нуклонів ядер $N_{\pi}/N_N = 2 - 6.5$ і реакції за участю вторинних частинок відіграють основну роль. Збільшення кількості вторинних частинок з енергією призводить до зміни залежності частоти реакцій з часом при підвищенні енергії зіткнення ядер, а саме: для енергій AGS частота реакцій монотонно спадає після першого максимуму t_{m1} і повного проходження ядер одне через одне $t \simeq 2t_c$, тоді, як для енергій SPS крива частоти реакцій має другий максимум t_{m2} , пов'язаний зі збільшенням частоти реакцій за участі вторинних частинок.

На першій стадії зіткнення ядер $t < t_{m1}$ домінують непружні реакції, пізніше починають домінувати пружні реакції та реакції злиття. Розпади відіграють основну роль на пізніх стадіях еволюції системи $t \geq t_{m2}$. На рисунках видно, що синя крива, яка відповідає частоті пружних реакцій, повністю повторює форму кривої частоти всіх адронних реакцій (чорна лінія). Перший максимум t_{m1} співпадає з максимумом непружних реакцій, другий максимум t_{m2} співпадає з максимумом розпадів.

У пізніші часи ($t > t_{m2}$) частота реакцій істотно зменшується, внаслідок чого фаєрбол розділяється на дві просторові частини у момент часу $t = t_{\text{fd}}$. Час розділення фаєрболу визначається як мінімальне значення часу на просторово-подібній гіперповерхні, яка обмежує область “холодного фаєрбола” (синя область) згори, тобто $t_{\text{fd}} = t(z)$ (див Рис. 3.3-3.5). Треба відмітити, що час t_{fd} дуже слабо залежить від енергії зіткнення ядер (див Табл. 3.3). Також видно, що розділення фаєрбола, частоти пружних та непружних зіткнень зникають. З цього можна зробити висновок, що після цього моменту часу, поведінка системи визначається в першу чергу індивідуальними властивостями частинок (в основному резонансів). З цієї причини, не дивлячись на значний діапазон енергій зіткнення ядер, які розглядаються, часи t_{fd} всюди приблизно однакові.

3.3 Частота реакцій у балістичному режимі

У часовій залежності частоти адронних реакцій у зіткненнях ядер при енергіях AGS та SPS завжди наявний максимум t_{m1} , що можна якісно пояснити максимальним просторовим перекриттям ядер (див. Рис. 3.7-3.9). Це можна зробити тому, що часи t_{m1} слабо відрізняються від часу t_c , який визначає час коли центри налітаючих ядер суміщаються. Проміжок часу $0 < t < t_c$, є початковою стадією зіткнення релятивістських ядер.

Для більш прозорого аналізу процесів, які відбуваються на початковій стадії, побудуємо на основі кінетичного рівняння Больцмана спрощену модель для опису початкової стадії еволюції зіткнення релятивістських ядер. Будемо вважати, що на початковій стадії еволюції динаміка системи (зокрема просторовий розподіл нуклонів) несильно змінюється в результаті реакцій і тоді, у найпростішому (нульовому) наближенні, функція розподілу підсистеми нуклонів буде описуватись релятивістським кінетичним рівнянням Больцмана з нульовим інтегралом зіткнень (балістичний режим):

$$p^\mu \partial_\mu f^{(0)}(t, \mathbf{r}, \mathbf{p}) = 0, \quad (3.6)$$

$$f(0, \mathbf{r}, \mathbf{p}) = \mathcal{F}(\mathbf{r}, \mathbf{p}). \quad (3.7)$$

де $\mathcal{F}(\mathbf{r}, \mathbf{p})$ – початковий розподіл нуклонів.

В початковий момент часу налітаючі ядра “дотикаються” одне до одного. При цьому початкова функція розподілу $\mathcal{F}(\mathbf{r}, \mathbf{p})$ є сумою функцій розподілу нуклонів у налітаючих ядрах: $\mathcal{F}(\mathbf{r}, \mathbf{p}) = \mathcal{F}_A(\mathbf{r}, \mathbf{p}) + \mathcal{F}_B(\mathbf{r}, \mathbf{p})$, які мають вигляд: $\mathcal{F}_{A(B)}(\mathbf{r}, \mathbf{p}) = \rho_{A(B)}(\mathbf{r}) g_{A(B)}(\mathbf{p})$, де $\rho_{A(B)}(\mathbf{r})$ – початковий розподіл нуклонів в координатному просторі, який збігається з розподілом Вудса-Саксона в системі спокою ядра:

$$\rho_{A(B)}(\mathbf{r}) = \frac{\tilde{C}}{1 + \exp \left\{ \frac{1}{a} \left[\sqrt{(x - x_{A(B)})^2 + y^2 + [\gamma (z - z_{A(B)})]^2} - R_0 \right] \right\}}. \quad (3.8)$$

Початковий розподіл нуклонів в імпульсному просторі вибрано у вигляді дельта-функції: $g_{A(B)}(\mathbf{p}) = \delta^2(\mathbf{p}_\perp) \delta(p_z - p_{A(B)})$.

З урахуванням початкової умови $\mathcal{F}(\mathbf{r}, \mathbf{p})$ розв'язок рівняння (3.6) має вигляд:

$$f^{(0)}(t, \mathbf{r}, \mathbf{p}) = f_A^{(0)}(t, \mathbf{r}, \mathbf{p}) + f_B^{(0)}(t, \mathbf{r}, \mathbf{p}) = \mathcal{F}_A(\mathbf{r}, \mathbf{p}) + \mathcal{F}_B(\mathbf{r}, \mathbf{p}), \quad (3.9)$$

де $\mathbf{v} = \frac{\mathbf{p}}{E_p}$, $E_p = \sqrt{\mathbf{p}^2 + m^2}$, $f_{A(B)}^{(0)}(t, \mathbf{r}, \mathbf{p}) = \mathcal{F}_{A(B)}(\mathbf{r} - \mathbf{v}t, \mathbf{p})$.

Функції розподілу, які отримані у цьому наближенні, відповідають ситуації, коли ядра проходять одне через інше без зіткнень між нуклонами, або із зіткненнями із розсіянням нуклонів строго вперед, тобто у так званому ейкональному режимі (Рис. 3.10).

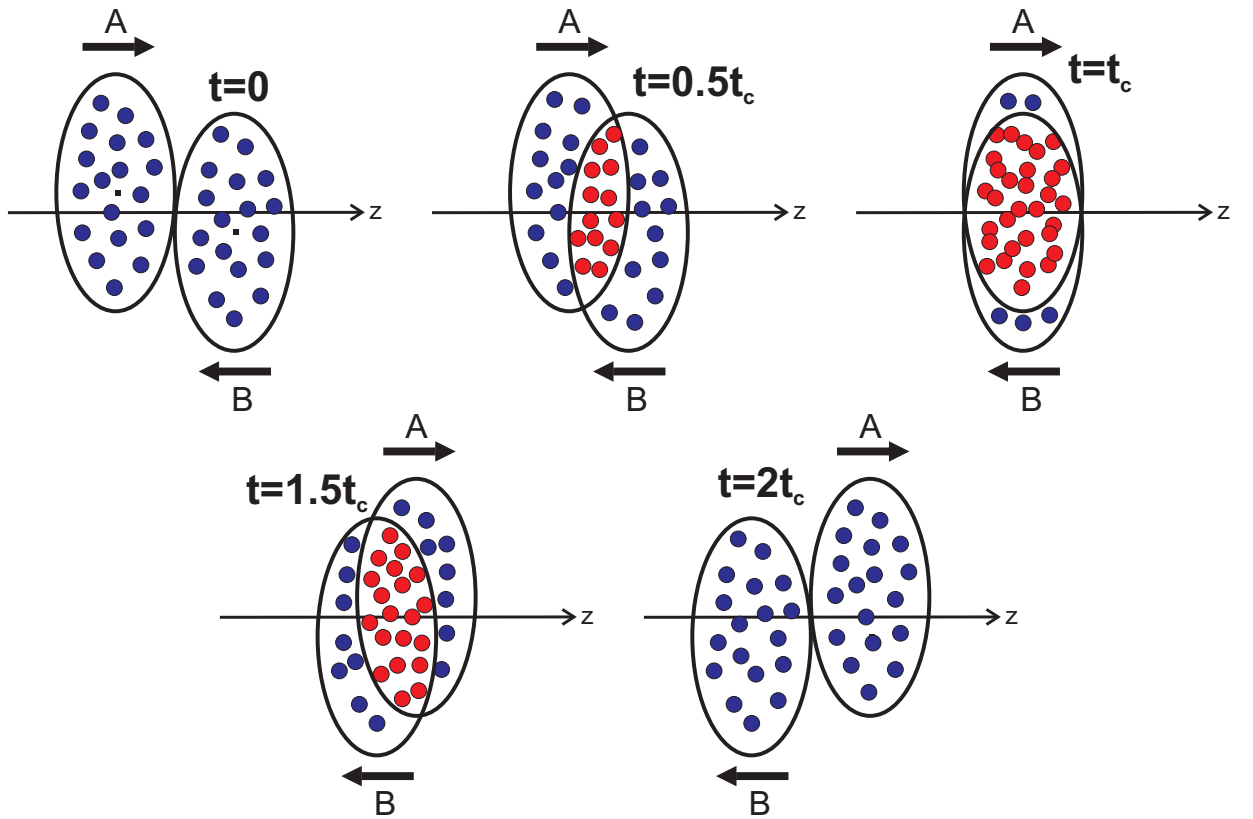


Рис. 3.10. Еволюція системи у балістичному режимі. На рисунку зображено систему у різні моменти часу.

Функція розподілу нуклонів в системі дає змогу розрахувати 4-густину двочастинкових нуклонних реакцій в системі. У наближенні двочастинкових пружних зіткнень вона має вигляд:

$$\Gamma(t, \mathbf{r}) = \frac{1}{4} \int \frac{d^3 p}{E_p} \frac{d^3 p_1}{E_{p_1}} \frac{d^3 p'}{E_{p'}} \frac{d^3 p'_1}{E_{p'_1}} f(t, \mathbf{r}, \mathbf{p}) f(t, \mathbf{r}, \mathbf{p}_1) W(p, p_1 | p', p'_1). \quad (3.10)$$

Тут швидкість переходу $W(p, p_1|p', p'_1)$ має вигляд

$$W(p, p_1|p', p'_1) = s \sigma(s, \theta) \delta^4(p + p_1 - p' - p'_1), \quad (3.11)$$

де $\sigma(s, \theta)$ – диференційний переріз розсіяння у системі центра мас двох нуклонів, $p = (E_p, \mathbf{p})$ – 4-вектор імпульсу, $s = (p + p_1)^\mu (p + p_1)_\mu$, θ – кут розсіяння у системі центра мас. Враховуючи явний вигляд швидкості переходу проінтегруємо (3.10) по p' і p'_1 :

$$\Gamma(t, \mathbf{r}) = \frac{1}{2} \int \frac{d^3 p_1}{E_{p_1}} \frac{d^3 p_2}{E_{p_2}} d\Omega \frac{1}{2} \sigma(s, \theta) \frac{1}{2} \sqrt{s(s - 4m^2)} f(t, \mathbf{r}, \mathbf{p}_1) f(t, \mathbf{r}, \mathbf{p}_2). \quad (3.12)$$

Тут $\int d\Omega \frac{1}{2} \sigma(s, \theta) = \sigma_0(s)$, де $\sigma_0(s)$ – повний переріз реакцій між нуклонами. Із врахуванням того, що

$$\frac{1}{2} \sqrt{s(s - 4m^2)} = \sqrt{(p_{1\mu} \cdot p_2^\mu)^2 - m^4}$$

густина реакцій (3.12) набуває вигляду:

$$\Gamma(t, \mathbf{r}) = \frac{1}{2} \int \frac{d^3 p_1}{E_{p_1}} \frac{d^3 p_2}{E_{p_2}} \sigma_0(s) \sqrt{(p_{1\mu} \cdot p_2^\mu)^2 - m^4} f(t, \mathbf{r}, \mathbf{p}_1) f(t, \mathbf{r}, \mathbf{p}_2). \quad (3.13)$$

Використовуючи вираз (3.13) і знайдену нами функцію розподілу функцію розподілу у балістичному режимі (3.9) можна розрахувати частоту нуклонних реакцій у цих наближеннях. Вона матиме вигляд:

$$\Gamma^{(0)}(t, \mathbf{r}) = 2 \sigma_0 V_0 \rho_A^{(0)}(t, \mathbf{r}) \rho_B^{(0)}(t, \mathbf{r}), \quad (3.14)$$

де $\rho^{(0)}(t, \mathbf{r}) = \rho_{A(B)}(\mathbf{r} - \mathbf{v}t)$ – просторовий розподіл нуклонів у балістичному режимі. Проведемо розрахунки частоти нуклонних реакцій в системі, яка вже раніше досліджувалась в UrQMD (див. Розділ 3.2). Частоту реакцій отримаємо проінтегрувавши густину реакцій по координатах:

$$\nu(t) = \int d^3 \mathbf{r} \Gamma(t, \mathbf{r}). \quad (3.15)$$

Використаємо густину реакцій у балістичному режимі (3.14) для обчислен-

ня частоти реакцій (3.15). Проведемо розрахунки для енергій, що відповідають експериментам AGS і SPS. Для порівняння використаємо відповідні розрахунки частоти баріонних реакцій із монте-карлівської кінетичної моделі UrQMD, що дозволить проаналізувати коректність виконаних наближень.

Для розрахунків візьмемо середній переріз реакцій зіткнення нуклонів $\sigma_0 = \frac{1}{2}(\sigma_{pp} + \sigma_{np})$. Для умов експериментів AGS (Au+Au), $E_{\text{kin}} = 2A$ ГеВ і SPS (Pb+Pb), $E_{\text{kin}} = 20A$ ГеВ використаємо значення $\sigma_0 = 40$ мбарн [37]. Будемо розглядати центральні зіткнення ядер, тобто $b = 0$ фм. Результати розрахунків для енергій ядра-снаряда $E_{\text{kin}} = 2A$ ГеВ і $E_{\text{kin}} = 20A$ ГеВ наведено на Рис. 3.11.

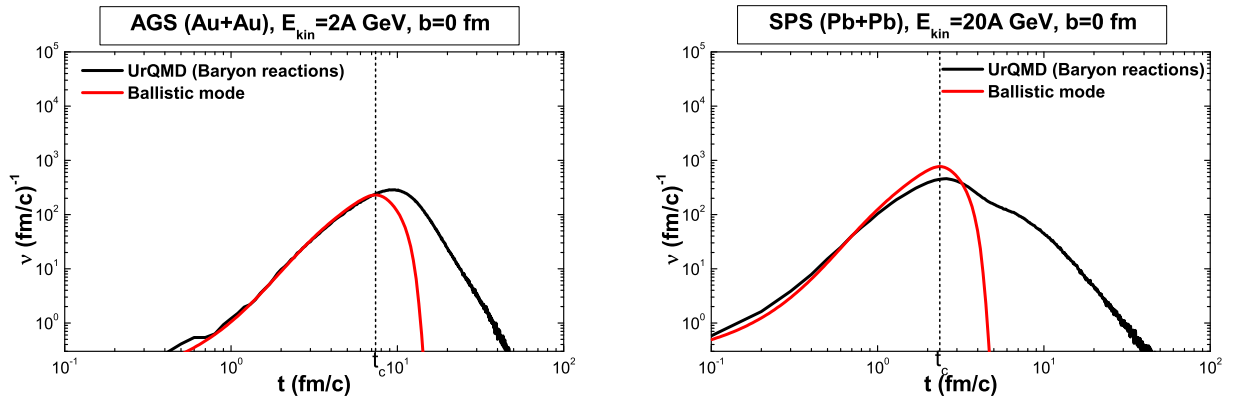


Рис. 3.11. Часова залежність частоти нуклонних реакцій для умов експериментів AGS (Au + Au) при $E_{\text{kin}} = 2A$ ГеВ (зліва) та SPS (Pb + Pb) при $E_{\text{kin}} = 20A$ ГеВ (справа) розрахована в UrQMD та в балістичному режимі.

З розрахунків випливає, що частота реакцій при енергіях AGS на початковій стадії описується проходженням ядер одне через одне без зіткнень, а максимум у часовій залежності частоти пояснюється максимальним перекриттям густини нуклонів налітаючих ядер у момент часу коли центри ядер співпадають, що видно із формул (3.14),(3.15). Розрахунки для SPS показують, що при збільшенні енергії зіткнення розбіжності між розрахунками частоти реакцій у моделі нуклонного фаєрбола і UrQMD збільшуються. Це пов'язано із збільшенням долі непружних реакцій із народженням вторинних частинок, які приводять до втрати нуклонами енергії. Тим не менш, видно, що максимум у часовій залежності частоти баріонних реакцій відповідає часу максимального перекриття ядер. З отриманих результатів можна

передбачити це явище і для більш високих енергій зіткнення ядер.

3.4 Просторово-часова структура піонної підсистеми

Для дослідження просторово-часових характеристик фаєрболу та процесу фрізауту буде корисно дослідити гіперповерхні постійної інваріантної густини кількості та енергії негативно заряджених пі-мезонів (π^-). Розгляд процесу фрізауту для підсистеми тотожних частинок (π^-) є особливо корисним, оскільки просторо-часова структура такої системи може бути реконструйована експериментально з використанням інтерферометрії тотожних частинок.

Для побудови гіперповерхонь фрізауту через густини кількості та енергії π^- за допомогою UrQMD використаємо алгоритм, який описано у розділі 2.3. При цьому самі гіперповерхні визначаються рівняннями (2.7) та (2.8). Внаслідок симетрії центральних зіткнень ядер ці густини не будуть залежати від азимутального куту φ у площині x - y при переході до циліндричних координат, тобто $n(t, x, y, z) = n(t, r, z)$ та $\varepsilon(t, x, y, z) = \varepsilon(t, r, z)$. У такому випадку є можливою візуалізація гіперповерхонь постійної густини у координатах (t, r, z) , де $r = \pm\sqrt{x^2 + y^2}$. Результати розрахунків для гіперповерхонь постійних густин, що задаються рівняннями $n(t, r, z) = n_c = 0.08 \text{ фм}^{-3}$ та $\varepsilon(t, r, z) = \varepsilon_c = 0.035 \text{ ГеВ/фм}^3$, наведено на Рис. 3.12-3.16 для центральних зіткнень ядер з енергіями, що відповідають експериментам AGS, SPS та RHIC.

З рисунків видно, що гіперповерхні, які відповідають постійним значенням густини кількості та енергії пі-мезонів практично співпадають. Насправді значення $\varepsilon_c = 0.035 \text{ ГеВ/фм}^3$ було спеціально обрано таким для того, щоб показати, що обидві гіперповерхні фрізауту, які визначаються рівняннями $n(x) = n_c$ та $\varepsilon(x) = \varepsilon_c$ співпадають, що вказує на однозначну відповідність між n_c та ε_c (див. Рис. 3.12-3.16). У випадку більш високої енергії зіткнення, що відповідає експерименту RHIC ($\sqrt{s} = 130 \text{ ГеВ}$), відповідне значення виявилось вищим і воно рівне 0.043 ГеВ/фм^3 , що свідчить про збільшення температури пі-мезонів при підвищенні енергії (див. нище).

Інтерпретуючи отримані гіперповерхні як гіперповерхні різкого фрізауту

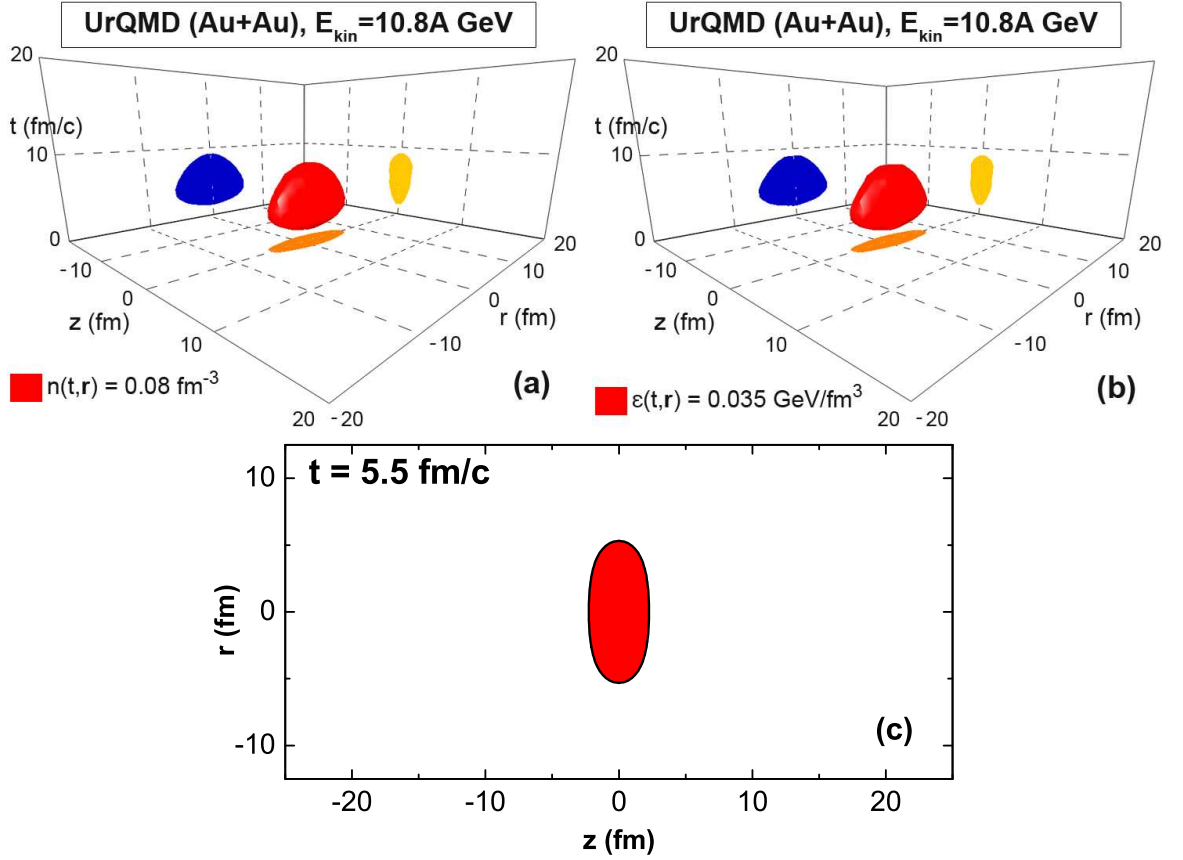


Рис. 3.12. (а) Тривимірна гіперповерхня постійної інваріантної густини кількості негативних піонів для умов експерименту AGS ($E_{\text{kin}} = 158A$ GeВ). (b) Гіперповерхня постійної інваріантної густини енергії негативних піонів. (c) Гіперповерхня у координатах z - r у момент часу $t = 5.5$ фм/с.

можна визначити температуру T_f пі-мезонів під час фрізауту використовуючи співвідношення [32]

$$\frac{\epsilon_c}{n_c} = 3T_f + m_\pi \frac{K_1(m_\pi/T_f)}{K_2(m_\pi/T_f)}, \quad (3.16)$$

вважаючи, що на гіперповерхні фрізауту пі-мезони утворюють ідеальний, розріджений газ, який описується функцією розподілу Больцмана, $f_B(\mathbf{p}) \propto \exp\left(-\sqrt{m_\pi^2 + \mathbf{p}^2}\right)$ в системі спокою елемента гіперповерхні фрізауту. Тут K_1 і K_2 є модифікованими функціями Бесселя другого роду.

Розв'язуючи це рівняння отримуємо $T_f = 128$ MeВ для енергій AGS, SPS та RHIC. Для більш високої енергії RHIC $\sqrt{s} = 130$ GeВ температура збільшується до 164 MeВ. Варто зазначити, що те саме значення температури, яке було розраховано вище, також зустрічається і в інших ділянках

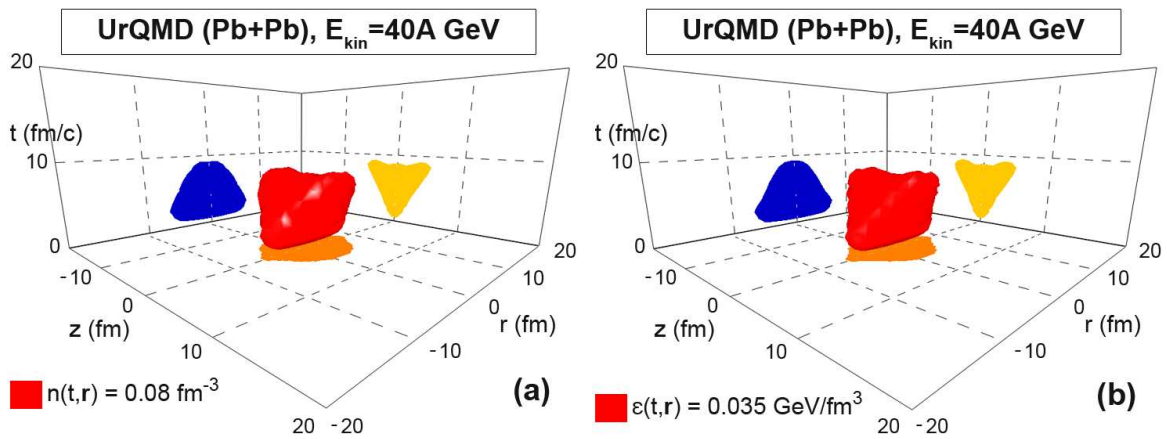


Рис. 3.13. Те саме, що і на Рис. 3.12, але для умов експерименту SPS ($E_{\text{kin}} = 40A \text{ GeV}$).

простору-часу. Таким чином, гіперповерхня постійної температури виявляється неоднорозв'язною, що свідчить про неможливість визначення гіперповерхні фрізауту через температуру використовуючи результати моделювання в UrQMD. Слід зазначити, що UrQMD не містить партонних ступенів свободи (кварків і глюонів) і може недостатньо коректно описувати гідродинамічну стадію, особливо при більш високих енергіях. Отримані результати вказують на необхідність приділяти окрему увагу при спробі розглядати процес фрізауту використовуючи температуру, як основну величину для досліджень.

Час життя взаємодіючої піонної системи (піонного фаєрболу) може бути визначений із побудованих гіперповерхонь фрізауту. Видно, що при енергіях AGS (див. Рис. 3.12 і Табл. 3.4) фаєрбол має час життя порядку $\tau = 9 \text{ фм/с}$, та максимальні поперечний та повздовжній радіуси протягом всієї еволюції рівні 6 та 2 фм відповідно. Значення цих параметрів будуть змінюватися при іншому виборі n_c , але видно, що при цих енергіях повздовжнє розширення піонного фаєрболу є незначним. Однією якісною особливістю піонного фаєрбола при енергіях AGS є те, що він завжди залишається просторово одним цілим об'єктом протягом всієї часової еволюції.

При енергіях SPS (див. Рис. 3.13-3.14 та Табл. 3.4) просторово-часова картина змінюється. Видно, що після деякого часу $t_d \approx 9 \text{ фм/с}$ піонний фаєрбол просторово розділяється на дві частини (див. проекцію гіперповерхні фрізауту на площину $z-t$). З цього випливає, що t_d насправді є часом розділення піонного фаєрбола. Розглядаючи фаєрбол як просторово єдине

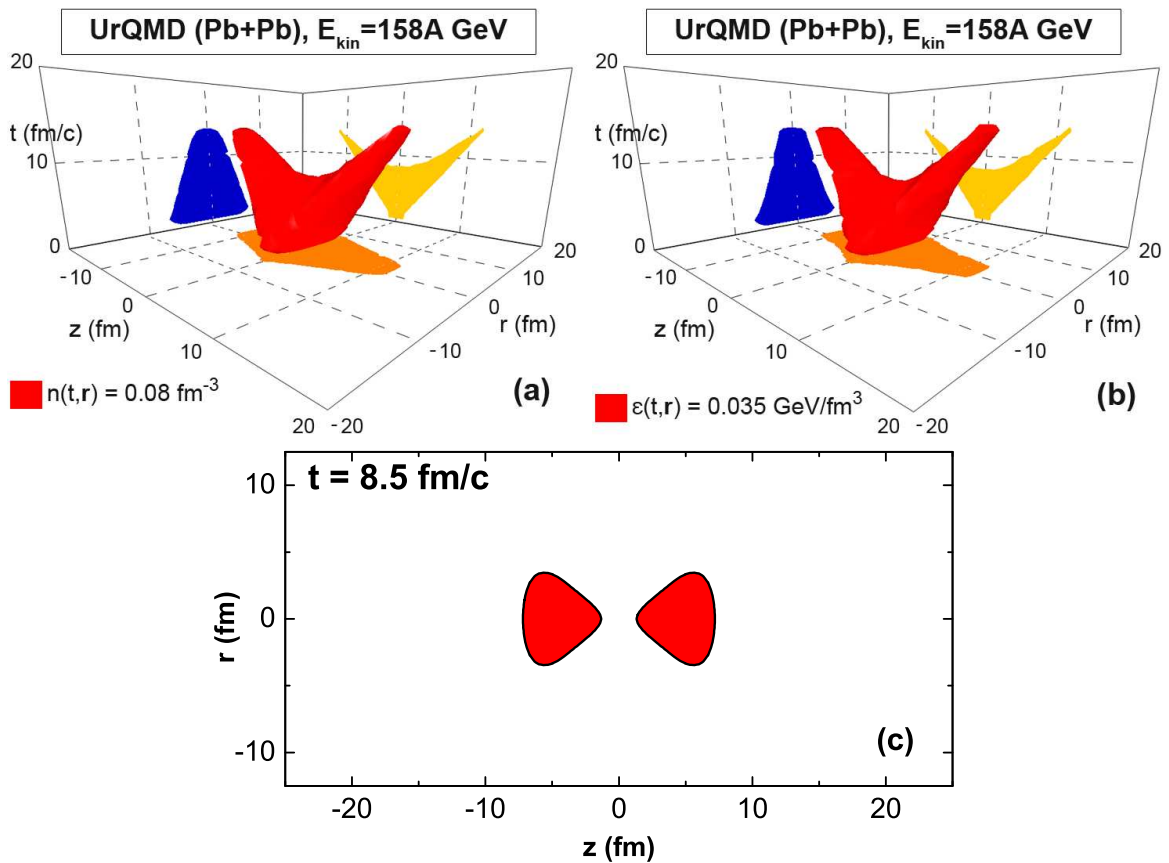


Рис. 3.14. Те саме, що і на Рис. 3.8, але для енергії зіткнення $E_{\text{kin}} = 158A$ GeV. Знизу: Гіперповерхня фрізауту у координатах z - r у момент часу $t = 8.5$ фм/с.

ціле, можна узагальнити визначення часу життя фаєрбола τ . Визначимо час життя піонного фаєрбола, як проміжок часу, коли фаєрбол існує як просторово єдине ціле, тобто $\tau \equiv t_d$. Після розділення фаєрбола виникають дві краплини піонної матерії, які рухаються в протилежних напрямках вздовж осі зіткнення Oz , із швидкостями, які збільшуються при збільшенні енергії зіткнення ядер.

Зі збільшенням енергії зіткнення ядер повздовжній радіус збільшується, але при цьому час розділення фаєрбола t_d залишається приблизно однаковим. Так як швидкість руху пі-мезонів не може перевищити швидкість світла та час формування фаєрбола є дуже малим у порівнянні із часом життя фаєрбола, то звідси впливає що максимальний повздовжній радіус обмежений згори часом t_d . Максимальне значення повздовжнього радіусу при енергіях SPS рівне 7 фм, яке узгоджується із відповідними значеннями із експериментів з вимірювання кореляцій пі-мезонів [38].

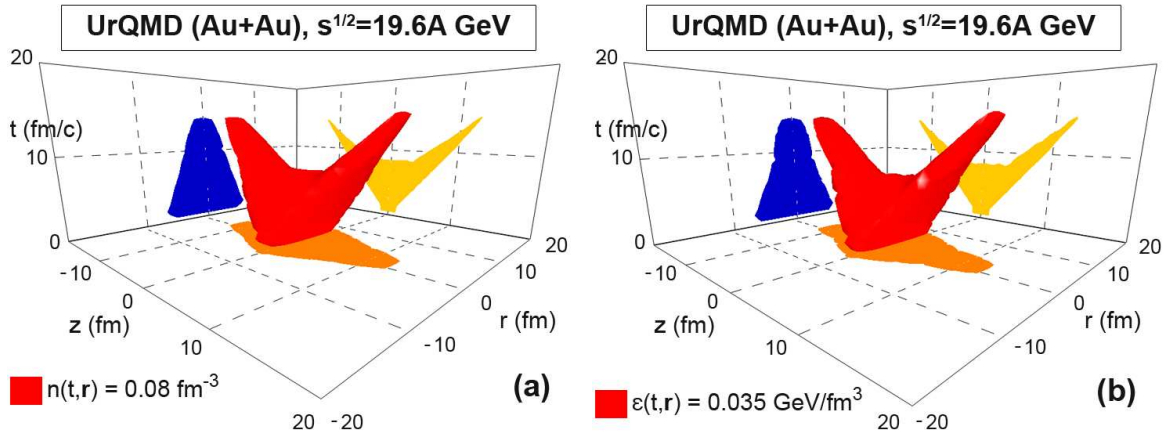


Рис. 3.15. Те саме, що і на Рис. 3.7, але для умов експерименту RHIC ($\sqrt{s} = 19.6$ GeV).

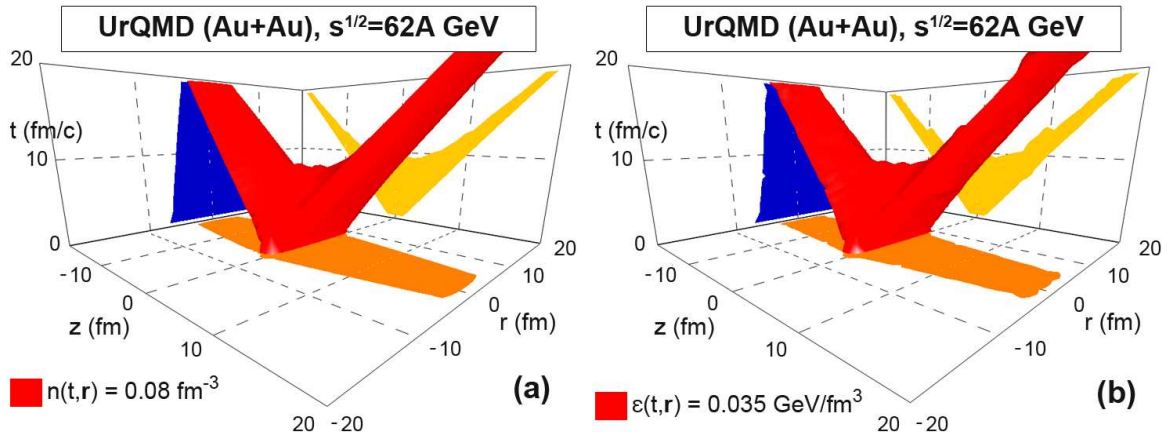


Рис. 3.16. Те саме, що і на Рис. 3.15, але для енергії $\sqrt{s} = 62$ GeV.

Таблиця 3.4

Параметри просторово-часової еволюції фаєрбола

E_{kin} (A GeV)	$\sqrt{s_{AA}}$ (GeV)	$A + A$	τ (фм/с)	R_{\perp} (фм)	R_{\parallel} (фм)
10.8	4.88	<i>Au + Au</i>	9	6	2
20.0	6.41	<i>Pb + Pb</i>	9	6	3
40.0	8.86		8.75	6.5	5
80.0	12.39		8.75	6.5	7
158.0	17.32		8.5	6.5	7.5
202.9	19.6	<i>Au + Au</i>	8.25	6.5	7.5
2047.0	62.0		8.75	6.5	8.75
9007.0	130.0		10	6.5	10

При більш високих енергіях прискорювача RHIC (Рис. 3.15-3.16 і Табл. 3.4) картина схожа до тієї, що виникає при енергіях SPS: фаєрбол розширюється як єдине ціле то часу $t_d \simeq 8.25 - 10$ фм/с, а потім розділяється на дві частини. Значення $R_{||}$ узгоджуються з інтерферометричними радіусами [39, 40].

Важливою властивістю часів розділу фаєрбола t_d (і відповідно часів життя фаєрбола) є їх слабка залежність від енергії зіткнення ядер (див. Табл. 3.4), вони змінюються в інтервалі $\tau \simeq 8.25 - 10$ фм/с.

Просторово-часова структура піонного фаєрбола залежить від обраного значення n_c (і відповідного значення ε_c). Значення $n_c = 0.08$ фм⁻³ було обрано з міркувань того, щоб максимальний просторовий розмір піонного фаєрбола узгоджувався з відомими відповідними значеннями із дослідів з піонної інтерферометрії ($R \sim 6 - 8$ фм). Важко точно вказати значення n_c , яке б правильно визначало гіперповерхню різкого фрїзауту, тому корисно дослідити структуру піонного фаєрбола при різних значеннях n_c .

Однією із особливостей структури фаєрбола при $n_c = 0.08$ фм⁻³ є те, що час життя фаєрбола τ слабо залежить від енергії зіткнення (див. Табл. 3.4). Значення τ для різних значень n_c та для різних енергій зіткнення наведено у Табл. 3.5. Видно, що τ залежить від значення n_c (зі збільшенням n_c значення τ зменшується), але для будь-якого фіксованого n_c воно дуже слабо залежить від енергії зіткнення ядер: для $n_c = 0.04$ фм⁻³ воно змінюється в інтервалі $\tau \simeq 12 - 14$ фм/с, а для $n_c = 0.12$ фм⁻³ в межах $\tau \simeq 6.25 - 7.5$ фм/с. Таким чином, можна стверджувати, що час життя піонного фаєрбола є з високою точністю інваріантним відносно енергії зіткнення ядер.

Гіперповерхні постійної густини негативних піонів корисно порівняти із зонами адронних реакцій (див. розділ 3.1). Це дозволить отримати більш наочний зв'язок між цими двома величинами. Зону реакцій, яка містить 99% непружних адронних реакцій (див. Рис. 3.2) можна пов'язати із процесом фрїзауту пі-мезонів (оскільки у більшості непружних реакцій народжуються саме пі-мезони). Ця зона реакцій (яку ми назвали "гарячим фаєрболом") містить у собі гіперповерхню постійної густини пі-мезонів. Видно також, що границя зони реакцій має схожу поведінку до гіперповерхні фрїзауту пі-мезонів: при енергіях SPS зона реакцій розширюється як єдине ціле протягом деякого часу, а потім розділяється у просторі на дві частини, які далі

Таблиця 3.5

Час життя піонного фаєрбола при різних значеннях n_c

E_{kin} (A GeV)	$\sqrt{s_{AA}}$ (GeV)	Час життя фаєрбола (фм/с)		
		$n_c = 0.04 \text{ фм}^{-3}$	$n_c = 0.08 \text{ фм}^{-3}$	$n_c = 0.12 \text{ фм}^{-3}$
10.8	4.88	12	9	7
20.0	6.41	12	9	7
40.0	8.86	12	8.75	7
80.0	12.39	12.75	8.75	6.5
158.0	17.32	13.5	8.5	6.25
202.9	19.6	13	8.25	6.25
2047.0	62.0	13	8.75	6.75
9007.0	130.0	14	10	7.5

розлітаються у протилежні сторони. Подібно до гіперповерхонь фрізауту, час розділення “гарячого фаєрбола” слабо залежить від енергії зіткнення ядер (див. Табл. 3.2). Крім того, час розділення зони реакцій залежить від відсотку α від всіх непружних реакцій, яку містить ця зона реакцій (див. Табл. 3.2) подібно до залежності часу розділення гіперповерхонь постійної густини пі-мезонів від n_c . Часи розділення “гарячого фаєрбола” (зони реакцій, яка містить 99% всіх непружних реакцій) є більшими за відповідні часи розділення гіперповерхонь фрізауту пі-мезонів (див. Табл. 3.2), тобто “гарячий фаєрбол” відповідає досить малому значенню n_c . Інший (нижче значення) вибір відсотку непружних реакцій який містить у собі зона реакцій буде краще узгоджуватися із гіперповерхнями фрізауту пі-мезонів та часом їхнього розділення. З Табл. 3.2 видно, що гіперповерхня фрізауту пі-мезонів, яка визначається критичною густиною $n_c = 0.08 \text{ фм}^{-3}$, обмежує просторово-часову область, де відбувається приблизно 80% всіх непружних реакцій.

Повертаючись до гіперповерхні фрізауту пі-мезонів, відмічаємо ще одну властивість: просторово-подібна частина (часово-подібна нормаль) проекції гіперповерхні на координатну площину $[t, z]$ при енергіях зіткнення SPS та RHIC може бути апроксимована гіперболою постійного власного часу ($\tau_{\text{FO}} = \text{const.}$) для частинок, які починають розповсюджуватися у просторі (по координаті z) у момент часу t_{FO}^0 , який може відрізнятись від моменту $t = 0$, який є початком зіткнення ядер (див. Рис. 3.17). Рівняння для цієї

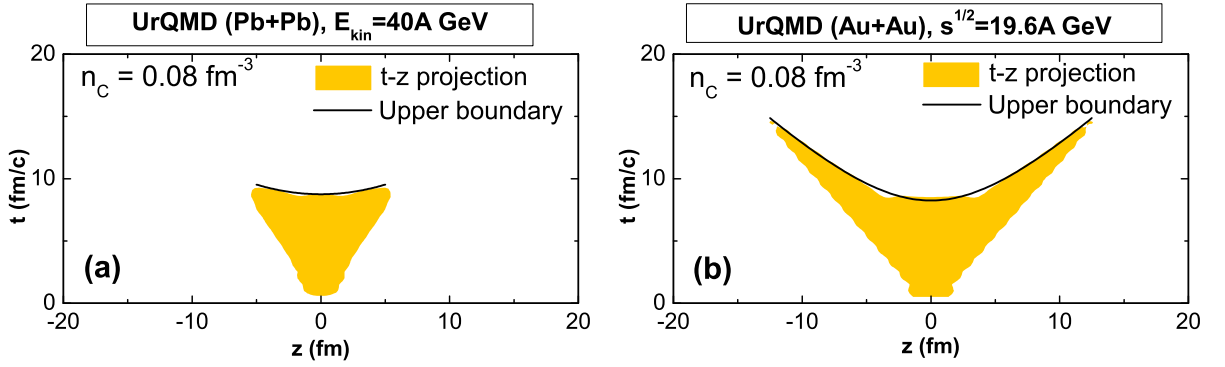


Рис. 3.17. Проекція $[t, z]$ гіперповерхні постійної густини пі-мезонів для умов експерименту SPS ($E_{\text{kin}} = 40A$ GeV) та RHIC ($\sqrt{s} = 19.6$ GeV). Чорною лінією позначено апроксимацію границі гіперповерхні, яку означено рівнянням (3.17).

гіперболи має вигляд

$$t_{\text{FO}}(z) = t_{\text{FO}}^0 + \sqrt{\tau_{\text{FO}}^2 + z^2}. \quad (3.17)$$

Час життя піонного фаєрболу τ (який насправді є часом розділення фаєрболу) є мінімумом залежності $t_{\text{FO}}(z)$, тобто $\tau = t_{\text{FO}}(z)|_{z=0}$. Таким чином, при умові, що запропонована апроксимація працює добре у центральній по z області ($z \sim 0$) маємо наступний зв'язок між τ та параметрами апроксимації гіперповерхні

$$\tau = \tau_{\text{FO}} + t_{\text{FO}}^0.$$

У літературі часто використовують границю, яка має вигляд гіперболи постійного власного часу з $t_{\text{FO}}^0 = 0$. У такому випадку $\tau = \tau_{\text{FO}}$.

Проекції $[t, z]$ для гіперповерхні постійної густини негативних піонів $n_c = 0.08 \text{ фм}^{-3}$ для енергій SPS та RHIC зображено на Рис. 3.17. Апроксимація границі гіперповерхні, яка означена рівнянням (3.17) зображена чорною лінією. Значення τ_{FO} та t_{FO}^0 для різних енергій зіткнення представлені у Табл. 3.6. Видно, що апроксимація у вигляді гіперповерхні постійного власного часу працює непогано. Між тим, виявляється що час t_{FO}^0 є меншим за момент початку зіткнення ядер $t = 0$. При енергіях RHIC видно, що час t_{FO}^0 наближається до нуля зі збільшенням енергії (див. Табл. 3.6), що можна передбачити і для більш високих енергій зіткнення, наприклад на прискорювачі LHC.

Таблиця 3.6

Параметри апроксимації гіперповерхонь фрізауту

E_{kin} (ГеВ)	$\sqrt{s_{AA}}$ (А ГеВ)	$A + A$	t_{FO}^0 (фм/с)	τ_{FO} (фм/с)
40.0	8.86	$Pb + Pb$	-7	15.75
80.0	12.39		-3	11.75
158.0	17.32		-0.75	9.25
202.9	19.6	$Au + Au$	-0.25	8.5
2047.0	62.0		-0.05	8.8
9007.0	130.0		0	9.25

Проведені дослідження з використанням UrQMD дають можливість отримати надійні оцінки гіперповерхні фрізауту адронів. Ця інформація є дуже корисною для дослідження просторово-часової структури процесу зіткнення. Крім того, вони дають корисну інформацію для вибору гіперповерхні фрізауту у гібридних моделях опису зіткнення ядер, зокрема інформацію про проекцію $[t, z]$ гіперповерхні. Радіальна частина є досить простою для моделювання, про що свідчать проведені розрахунки для центральних зіткнень ядер. Насьогодні, найбільш вживаними моделями для прямого опису фрізауту є гіперповерхні постійного часу, $t = const.$ (миттєвий фрізаут), або гіперповерхні постійного власного часу, $\tau = const.$ [41]. Дослідження, проведені у цій роботі вказують на те, що гіперповерхня фрізауту має більш складну структуру і потребує більш детальних досліджень (див. також [42]).

Висновки

1. Розроблено інструмент зон реакцій, а також алгоритм побудови гіперповерхонь фрізауту пі-мезонів, для дослідження просторово-часової структури системи взаємодіючих адронів, що утворюється при зіткненні ядер. При цьому проведено ототожнення зон реакцій з фаєрболем – системою взаємодіючих адронів. В результаті проведених розрахунків встановлено, що взаємодіюча система (фаєрбол) розділяється на дві просторові частини через деякий час t_{fd} після початку зіткнення релятивістських ядер, який слабо залежить від енергії зіткнення ядер, що у свою чергу пояснює слабку залежність від енергії зіткнення інтерферометричного радіусу R_L , який визначається при вимірюванні кореляцій пі-мезонів у відповідних експериментах.
2. Показано, що існує взаємно однозначна відповідність між критичними густинами кількості n_c та енергії ε_c пі-мезонів і відповідні описи процесу фрізауту пі-мезонів за допомогою густини пі-мезонів та густини енергії пі-мезонів є еквівалентними. Крім того, розраховано температуру пі-мезонів під час фрізауту, яка дорівнює $T_f = 128$ MeV для енергій SPS, і яка збільшується до значення 164 MeV при підвищенні енергії зіткнення ядер до вищої енергії RHIC ($\sqrt{s} = 130$ GeV).
3. Встановлено, що $[t, z]$ -проекція гіперповерхні фрізауту пі-мезонів не описується добре звичайними гіперповерхнями постійного часу або постійного власного часу при енергіях SPS та RHIC, а має більш складну структуру. Для опису цієї проекції було запропоновано апроксимацію у вигляді двопараметричної гіперповерхні власного часу та обчислено параметри цієї гіперповерхні для різних енергій зіткнення.
4. У часовій залежності частоти всіх адронних реакцій виявлено два максимуми. За допомогою аналізу частоти різних сортів реакцій пояснено наявність другого максимуму великою кількістю вторинних частинок, що народжуються у зіткненні ядер. В рамках простої аналітичної моделі пояснено перший максимум у часовій залежності частоти

адронних реакцій максимальним просторовим перекриттям густин налітаючих ядер у цей момент часу.

5. Існує відповідність між гіперповерхнями піонного фрizaуту та зонами непружних адронних реакцій та показано, що просторово-часова структура піонної підсистеми відображає просторово-часову структуру всієї адронної системи.

Список використаної літератури

- [1] Csernai L. P. Introduction to relativistic heavy ion collisions / László P. Csernai. — New York : Wiley, 1994.
- [2] Pion and kaon production in central Pb+Pb collisions at 20A and 30A GeV: Evidence for the onset of deconfinement / C. Alt, T. Anticic, B. Baatar [et al.] // Physical Review C. — 2008. — Vol. 77, no. 2. — P. 024903.
- [3] Experimental and theoretical challenges in the search for the quark–gluon plasma: The STAR Collaboration’s critical assessment of the evidence from RHIC collisions / John Adams, M. M. Aggarwal, Z. Ahammed [et al.] // Nuclear Physics A. — 2005. — Vol. 757, no. 1. — P. 102–183.
- [4] Randrup J. Maximum freeze-out baryon density in nuclear collisions / Jorgen Randrup, Jean Cleymans // Physical Review C. — 2006. — Vol. 74, no. 4. — P. 047901.
- [5] “Bottom-up” thermalization in heavy ion collisions / R. Baier, Alfred H. Mueller, D. Schiff, D. T. Son // Physics Letters B. — 2001. — Vol. 502, no. 1. — P. 51–58.
- [6] Apparent thermalization due to plasma instabilities in the quark–gluon plasma / Peter Arnold, Jonathan Lenaghan, Guy D. Moore, Laurence G. Yaffe // Physical review letters. — 2005. — Vol. 94, no. 7. — P. 072302.
- [7] Rebhan A. Hard-loop dynamics of non-Abelian plasma instabilities / Anton Rebhan, Paul Romatschke, Michael Strickland // Physical review letters. — 2005. — Vol. 94, no. 10. — P. 102303.
- [8] Sorge H. Poincaré invariant hamiltonian dynamics: modelling multi-hadronic interactions in a phase space approach / Heinz Sorge, Horst Stöcker, Walter Greiner // Annals of Physics. — 1989. — Vol. 192, no. 2. — P. 266–306.

- [9] Microscopic models for ultrarelativistic heavy ion collisions / S. A. Bass, M. Belkacem, M. Bleicher [et al.] // *Progress in Particle and Nuclear Physics*. — 1998. — Vol. 41. — P. 225–370.
- [10] Relativistic hadron-hadron collisions in the ultra-relativistic quantum molecular dynamics model / M. Bleicher, E. Zabrodin, C. Spieles [et al.] // *Journal of Physics G Nuclear Physics*. — 1999. — Vol. 25. — P. 1859–1896.
- [11] Cassing W. Hadronic and electromagnetic probes of hot and dense nuclear matter / W. Cassing, E. L. Bratkovskaya // *Physics Reports*. — 1999. — Vol. 308, no. 2. — P. 65–233.
- [12] Kolb P. F. Hydrodynamic description of ultrarelativistic heavy-ion collisions / Peter F. Kolb, Ulrich Heinz // *Momentum*. — Vol. 4. — P. 2.
- [13] Huovinen P. Hydrodynamic models for heavy ion collisions / P. Huovinen, P. V. Ruuskanen // *Annual Review of Nuclear and Particle Science*. — 2006. — Vol. 56. — P. 163–206.
- [14] Ландау Л. Д. О множественном образовании частиц при столкновениях быстрых частиц / Л. Д. Ландау // *Известия АН СССР, сер. физическая*. — 1953. — Т. 17, № 1. — С. 51–64.
- [15] Nuclear fireball model for proton inclusive spectra from relativistic heavy-ion collisions / G. D. Westfall, J. Gosset, P. J. Johansen [et al.] // *Physical Review Letters*. — 1976. — Vol. 37. — P. 1202–1205.
- [16] Bjorken J. D. Highly relativistic nucleus-nucleus collisions: The central rapidity region / J. D. Bjorken // *Physical Review D*. — 1983. — Vol. 27. — P. 140–151.
- [17] Song H. Causal viscous hydrodynamics in 2+1 dimensions for relativistic heavy-ion collisions / Huichao Song, Ulrich Heinz // *Physical Review C*. — 2008. — Vol. 77, no. 6. — P. 064901.
- [18] Schenke B. (3+1)D hydrodynamic simulation of relativistic heavy-ion collisions / Björn Schenke, Sangyong Jeon, Charles Gale // *Physical Review C*. — 2010. — Vol. 82, no. 1. — P. 014903.

- [19] Glauber R. J. Lectures in theoretical physics / R. J. Glauber. — New York : Interscience, 1959. — Vol. 1.
- [20] Ситенко А. Г. К теории ядерных реакций с участием сложных частиц / А. Г. Ситенко // Украинский физический журнал. — 1959. — Т. 4, № 2. — С. 152–163.
- [21] Bialas A. Multiplicity distributions in nucleus-nucleus collisions at high energies / A. Bialas, M. Bleszyński, W. Czyż // Nuclear Physics B. — 1976. — Vol. 111, no. 3. — P. 461–476.
- [22] Teaney D. A Hydrodynamic description of heavy ion collisions at the SPS and RHIC / D. Teaney, J. Lauret, E.V. Shuryak. — 2001. — nucl-th/0110037.
- [23] Fully integrated transport approach to heavy ion reactions with an intermediate hydrodynamic stage / Hannah Petersen, Jan Steinheimer, Gerhard Burau [et al.] // Physical Review C. — 2008. — Vol. 78, no. 4. — P. 044901.
- [24] Cooper F. Single-particle distribution in the hydrodynamic and statistical thermodynamic models of multiparticle production / Fred Cooper, Graham Frye // Physical Review D. — 1974. — Vol. 10. — P. 186–189.
- [25] Anchishkin D. Pionic freeze-out hypersurfaces in relativistic nucleus-nucleus collisions / D. Anchishkin, V. Vovchenko, L. P. Csernai // Physical Review C. — 2013. — Vol. 87, no. 1. — P. 014906.
- [26] Freeze-out in relativistic heavy ion collisions at AGS energies / L. V. Bravina, I. N. Mishustin, N. S. Amelin [et al.] // Physics Letters B. — 1995. — Vol. 354, no. 3. — P. 196–201.
- [27] Microscopic study of freeze-out in relativistic heavy-ion collisions at 160A GeV/c energy / L. V. Bravina, I. N. Mishustin, J. P. Bondorf [et al.] // Physical Review C. — 1999. — Vol. 60, no. 4. — P. 044905.
- [28] Hadronic freeze-out following a first order hadronization phase transition in ultrarelativistic heavy-ion collisions / S. A. Bass, A. Dumitru, M. Bleicher [et al.] // Physical Review C. — 1999. — Vol. 60, no. 2. — P. 021902.

- [29] Anchishkin D. Relativistic nucleus-nucleus collisions: Zone of reactions and space-time structure of fireball / Dmitry Anchishkin, Anton Muskeyev, Stanislav Yezhov // *Physical Review C*.— 2010.— Vol. 81, no. 3.— P. 031902.
- [30] Просторово-часова структура релятивістських ядро-ядерних зіткнень / Д. Анчишкін, А. Мускеєв, В. Вовченко, С. Єжов // *Науковий вісник Ужгородського університету. Серія Фізика*. — 2011. — Т. 29. — С. 124–131.
- [31] Evolution of the hadronic system created in relativistic heavy-ion collisions / D. V. Anchishkin, A. O. Muskeyev, V. Yu. Vovchenko, S. N. Yezhov // *Problems of atomic science and technology*. — 2012. — Vol. 57, no. 1. — P. 115–120.
- [32] De Groot S. R. Relativistic kinetic theory: principles and applications / Sybren Ruurds De Groot, Willem Andries van Leeuwen, Christianus G. van Weert. — Amsterdam : North-Holland, 1980.
- [33] The space-time structure of relativistic nucleus-nucleus collisions / D. V. Anchishkin, A. O. Muskeyev, V. Yu. Vovchenko, S. N. Yezhov // *Book of Abstracts of the 3rd International Conference “Quantum Electrodynamics and Statistical Physics”*. — Kharkiv : Ukraine, 2011. — P. 23.
- [34] Covariant description of kinetic freeze-out through a finite spacelike layer / E. Molnár, L. P. Csernai, V. K. Magas [et al.] // *Physical Review C*. — 2006. — Vol. 74, no. 2. — P. 024907.
- [35] Covariant description of kinetic freeze-out through a finite time-like layer / E. Molnár, L. P. Csernai, V. K. Magas [et al.] // *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*. — 2007. — Vol. 34, no. 9. — P. 1901.
- [36] Hung C. M. Equation of state, radial flow, and freeze-out in high energy heavy ion collisions / C. M. Hung, E. Shuryak // *Physical Review C*. — 1998. — Vol. 57. — P. 1891–1906.

- [37] Review of particle physics / J. Beringer, J.-F. Arguin, R. M. Barnett [et al.] // Physical Review D. — 2012. — Vol. 86, no. 1. — P. 010001.
- [38] Bose-Einstein correlations of $\pi^-\pi^-$ pairs in central Pb+Pb collisions at 20A, 30A, 40A, 80A, and 158A GeV / C. Alt, T. Anticic, B. Baatar [et al.] // Physical Review C. — 2008. — Vol. 77, no. 6. — P. 064908.
- [39] Pion Interferometry of $\sqrt{s_{NN}}=130$ GeV Au+Au Collisions at RHIC / Clemens Adler, Z. Ahammed, C. Allgower [et al.] // Physical Review Letters. — 2001. — Vol. 87, no. 8. — P. 082301.
- [40] Pion interferometry in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}}=200$ GeV / J. Adams, M. M. Aggarwal, Z. Ahammed [et al.] // Physical Review C. — 2005. — Vol. 71, no. 4. — P. 044906.
- [41] Effects of a phase transition on HBT correlations in an integrated Boltzmann+Hydrodynamics approach / Qingfeng Li, Jan Steinheimer, Hannah Petersen [et al.] // Physics Letters B. — 2009. — Vol. 674, no. 2. — P. 111–116.
- [42] Matching stages of heavy-ion collision models / Yun Cheng, L. P. Csernai, V. K. Magas [et al.] // Physical Review C. — 2010. — Vol. 81, no. 6. — P. 064910.