

Uniwersytet Jagielloński
Instytut Fizyki im. Mariana Smoluchowskiego



Poszukiwania egzotycznych układów
formowanych w reakcjach z ciężkimi
jądrami

Anna Sochocka

Praca doktorska
wykonana w Zakładzie Doświadczalnej Fizyki Komputerowej
Promotor: prof. dr hab. Roman Płaneta

Kraków, marzec 2009

PODZIĘKOWANIA

Jako pierwszemu chciałabym gorąco podziękować mojemu promotorowi, prof. Romanowi Płanecie za zachętę, motywację, wiele godzin dyskusji i pomoc w napisaniu pracy doktorskiej, a także za cierpliwość i życzliwość w całym okresie studiów.

Chciałabym podziękować prof. Stanisławowi Mickowi, kierownikowi Zakładu Doświadczalnej Fizyki Komputerowej za umożliwienie mi pisania pracy w swoim zakładzie.

Pragnę także złożyć podziękowania prof. Zbigniewowi Majce, dr hab. Zbigniewowi Sosinowi, dr hab. Andrzejowi Wielochowi oraz dr hab. Januszowi Brzychczykowi z Zakładu Fizyki Gorącej Materii za cenne uwagi i wskazówki merytoryczne.

Dziękuję dr Pawłowi Hachajowi z Politechniki Krakowskiej za okazaną pomoc i liczne wyjaśnienia.

Pragnę również okazać wdzięczność prof. Wiktorowi Zipperowi, mgr Annie Benisz, mgr Katarzynie Schmidt oraz mgr Andrzejowi Grzeszczukowi z Instytutu Fizyki Uniwersytetu Śląskiego za pomoc i cenne rady.

Chciałabym także gorąco podziękować prof. Krystynie Siwek-Wilczyńskiej, prof. Januszowi Wilczyńskiemu oraz mgr Izabeli Skwirze-Chalot z Uniwersytetu Warszawskiego za życzliwe uwagi i cenne wskazówki.

Dziękuję również kolaboracji ISOSPIN a szczególnie Angelo Pagano, Sara Pirrone, Enrico De Filippo, Francesca Rizzo oraz Giuseppe Cardella z INFN-LNS w Katanii za interesujące dyskusje naukowe.

Podziękowania kieruję także pod adresem Nick'a Nicolis'a z Uniwersytetu w Ioanninie w Grecji za cenne uwagi i wskazówki.

Wyrazy podziękowania dla Pani mgr Janiny Micińskiej z Liceum Ogólnokształcącego w Grodkowie, dzięki której zaczęła się moja przygoda z fizyką. Praca została częściowo wsparta finansowo przez grant N20203132/0820.

Zygmuntowi Starypan pragnę podziękować za wsparcie, cierpliwość i wiarę w to, że się uda...

Pracę dedykuję mojej Mamie

Anna Sochocka

Spis treści

1	Wstęp	4
2	Przewidywania modelowe i eksperymentalne	7
2.1	Przewidywania w ramach modeli badających stabilność bardzo ciężkich układów jądrowych	7
2.2	Przewidywania w ramach modeli mikroskopowych	12
2.3	Badanie możliwości formowania się egzotycznych jąder w ramach mikroskopowych modeli dynamicznych	21
2.4	Przewidywania eksperymentalne	28
3	Dynamiczne modele reakcji jądrowych	33
3.1	Model BUU	33
3.2	Model QMD	35
4	Rezultaty obliczeń BUU	38
4.1	Centralne zderzenia Au+Au	38
4.2	Niecentralne zderzenia Au+Au przy energii 23 MeV/nukleon	40
4.3	Centralne zderzenia dla lżejszego układu: $^{124}\text{Sn} + ^{124}\text{Sn}$	40
5	Model ETNA i jego charakterystyki	50
6	Wyniki obliczeń	54
6.1	Definicja obserwabli i wyniki symulacji dla Au+Au	54
6.2	Wyniki symulacji dla układu $^{124}\text{Sn} + ^{124}\text{Sn}$	58
7	Propozycja eksperymentu	62
7.1	Detektor CHIMERA	62
7.2	Poszukiwanie optymalnych warunków rejestracji toroidalnych kształtów	64
8	Podsumowanie	75

Rozdział 1

Wstęp

Jeden z fundamentalnych problemów fizyki jądrowej nurtujących współczesnych badaczy dotyczy zagadnienia maksymalnej masy jąder atomowych oraz czasu ich życia. Najcięższym, naturalnym pierwiastkiem jest uran (U) o $Z = 92$, natomiast wszystkie inne jądra o wyższej liczbie atomowej są otrzymywane w sposób sztuczny. Historia syntezy takich jąder jest bardzo długa i sięga lat czterdziestych XX wieku. W 1934 Enrico Fermi zaproponował metodę produkcji pierwiastków superciężkich w reakcjach z wychwytem neutronu. Bombardując jądro (Z, N) , gdzie Z to liczba protonów a N liczba neutronów, neutronami otrzymujemy izotop $(Z, N+1)$, który na skutek rozpadu β^- prowadzi do powstawania nowego pierwiastka $(Z+1, N)$. Pierwszym jądrem wyprodukowanym tą metodą w laboratorium było jądro neptunu (^{238}Np) o $Z=93$ [1]. W tym samym czasie Seaborg i inni odkryli pluton (^{239}Pu), bombardując tarczę uranową wiązką jąder deuteronu pochodzącą ze 150 cm cyklotronu [2].

Pierwiastki o $Z=99$ i 100 po raz pierwszy zostały wykryte po wybuchu bomby wodorowej testowanej w 1952 roku. Jądra o $Z=95, 96, 97, 98, 101$ otrzymane zostały z pierwiastków z $Z=93, 94, 99$ w reakcjach z neutronami i cząstkami α . W latach 50-tych XX wieku wiązki jąder cięższych niż cząstki α produkowane w akceleratorach, zostały użyte do syntezy ciężkich pierwiastków. Jądra o liczbie atomowej Z do 118, były otrzymywane syntetycznie w wyniku reakcji z ciężkimi jonami. Czasy życia najcięższych z nich o Z od 106 do 118, mieszczą się w obszarze od kilku minut do kilku mikrosekund.

Czy jądro o $Z = 118$ jest najcięższym jądrem jakie może istnieć chociażby przez krótką chwilę? Najnowsze badania pokazują, że nie. Naukowcy z A. Marinov [3] na czele, donoszą o odkryciu jądra o $Z = 122$. W naturalnych rudach toru ^{232}Th znaleziono, posługując się metodą spektroskopii masowej, jądra o masie $A=292$, ładunku $Z = 122$, abundancji $(1-10)\times 10^{-12}$ względem toru ^{232}Th oraz połówkowym czasie życia $t_{1/2} \geq 10^8$ lat. Te ostatnie wyniki nie zostały jednak potwierdzone przez inne grupy badawcze. Ponownie pojawia się pytanie jak ciężkie mogą być jądra, jaka jest granica ich masy? Jeśli istnieją jądrowe olbrzymy to jak je wykryć?

Przewidywania w ramach modelu Hartree - Fock'a - Bogoliubov'a pokazują, że

jeśli chcemy znaleźć jądra w obszarze poza wyspą stabilności, czyli o $Z \geq 120$ to musimy dokonać pewnych zmian w dotychczasowych obliczeniach, mianowicie musimy dopuścić egzotyczne kształty dla poszukiwanych obiektów w stanie równowagi.

Prekursorem tej idei był Wheeler, który około 50 lat temu zasugerował możliwość istnienia jąder o egzotycznych kształtach, takich jak bańka czy torus [4, 5]. Powstające układy pozostają stabilne z minimum energii potencjalnej dla egzotycznych kształtów, np. torus, bańka, cygaro, dysk. Przeszło trzydzieści lat temu Siemens i Bethe pokazali, że sferyczne układy w kształcie powłoki sferycznej z odpowiednio dużym ładunkiem mogą być stabilne względem zachowującej symetrię deformacji typu oddychanie [6]. Ponad 20 lat temu Wong wskazał na zależność prawdopodobieństwa istnienia takich układów od temperatury [7]. Wzrost temperatury powoduje zmniejszanie się współczynnika napięcia powierzchniowego i oddziaływanie kulombowskie wypycha materię jądrową na zewnątrz. Prowadzi to do formowania się jąder o kształtach toroidu lub powłoki sferycznej. Moretto pokazał, że opróżniona z ładunku centralna wnęka w jądrach o kształcie bańki stabilizuje je względem oscylacji monopolowych [8]. Takie obiekty nie są jednak stabilne względem oscylacji kwadrupolowych i oktapolowych. Obliczenia wykonane w ramach uogólnionego modelu rotującej, naładowanej kropli cieczy wskazują, że dla jąder o masach rzędu 300-350 minimum energii potencjalnej występuje dla toroidalnych kształtów nawet dla zerowego momentu pędu [9]. Metastabilna wyspa bańkowatych jąder przewidywana jest również w ramach obliczeń modelu powłokowego dla mas z przedziału $A = 450-3000$ [10].

Obliczenia hydrodynamiczne dla zderzeń pokazują na powszechność kreowania obiektów o toroidalnych kształtach (np. [11]). Symulacje z użyciem modeli BUU i BNV pokazują, że toroidalne i bańkowate kształty jąder mogą się tworzyć w centralnych i prawie centralnych zderzeniach. Takie symulacje zostały wykonane dla szeregu zderzających się układów w szerokim zakresie energii (np. [12]).

Wiele obserwabli było sugerowanych jako charakterystyczne dla rozpadu układów jądrowych o egzotycznych kształtach:

- liczba obserwowanych fragmentów o pośrednich masach powinna być większa od liczby takich fragmentów emitowanych ze sferycznych jąder dla ustalonej temperatury rozpadającego się układu [13]
- obserwowane fragmenty powinny mieć podobne rozmiary; modele teoretyczne wskazują na zwiększone prawdopodobieństwo emisji fragmentów o podobnych masach z układów o egzotycznych kształtach [14, 15]
- parametr sferyczności zdarzeń z emitowanymi fragmentami powinien charakteryzować się małymi wartościami [13]

Eksperymentalne ewidencje zgromadzone do tej pory wskazujące na rozpad układu jądrowego o egzotycznym kształcie, są bardzo ograniczone. W pracy Stone'a i innych [16] zaprezentowany jest zespół danych eksperymentalnych dla reakcji $^{86}\text{Kr} + ^{93}\text{Nb}$

mierzonej w zakresie energii od 35 do 95 MeV/nukleon. Niezależnie od Stone’a prace nad tym zagadnieniem prowadzili Jouault i inni, którzy zebrali materiał eksperymentalny dla reakcji $Au + Pb$ oraz $Ag + Pb$ przy energii 29 MeV/nukleon [17].

Niniejsza praca poświęcona jest badaniu możliwości tworzenia się egzotycznych układów w reakcjach jądrowych z ciężkimi jonami oraz ich identyfikacji za pomocą wielolicznikowego detektora CHIMERA [18], który pracuje w INFN - LNS w Katanii. Uzyskane do tej pory wyniki zostały już częściowo opublikowane w pracach [19, 20, 21].

W prezentowanej pracy w rozdziale drugim zostaną opisane przewidywania teoretyczne wskazujące na istnienie egzotycznych konfiguracji w ramach modeli statycznych i dynamicznych oraz uzyskane do tej pory rezultaty eksperymentalne. Następnie przedstawione zostaną modele dynamiczne BUU i QMD oraz rezultaty obliczeń wykonanych w ramach tych modeli. W kolejnym kroku omówiony zostanie program ETNA, przy pomocy którego zostały wykonane symulacje rozpadu systemu jądrowego mającego kształt kuli, bańki i torusa. W rozdziale szóstym opisane zostaną wyniki obliczeń oraz obserwable, które mogą być zastosowane do identyfikacji egzotycznych konfiguracji materii jądrowej. Następnie zostanie zaproponowany nowy eksperyment, poświęcony poszukiwaniu egzotycznych obiektów. W ostatnim rozdziale pracy zostaną podsumowane wyniki przeprowadzonych badań.

Rozdział 2

Przewidywania modelowe i eksperymentalne

Zgromadzone dotychczas ewidencje teoretyczne są oparte na dwóch rodzajach modeli jądrowych: reakcji jądrowych oraz badających stabilność układów jądrowych.

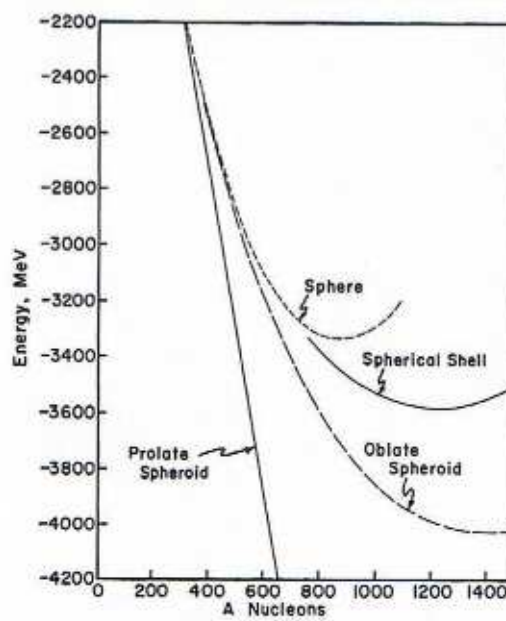
2.1 Przewidywania w ramach modeli badających stabilność bardzo ciężkich układów jądrowych

Po pracach Wheelera, w których po raz pierwszy zasugerowano możliwość istnienia bardzo ciężkich jąder atomowych o egzotycznych kształtach idea ta była rozwijana przez wielu badaczy. Przeszło trzydzieści lat temu Siemens i Bethe jako jedni z pierwszych badali obiekty w kształcie bańki i wydłużonego sferoidu [6]. W swoich obliczeniach całkowitej energii stabilnych konfiguracji posługiwali się formułą Bethe-Weizsäcker'a, która dla sferycznych obiektów ma postać:

$$E = -f_1(A, Z)A + f_2(A, Z)A^{\frac{2}{3}} + C(A, Z), \quad (2.1)$$

gdzie $C(A, Z)$ jest energią kulombowską wyrażoną przez $\frac{3}{5}(Ze)^2/r_c A^{\frac{1}{3}}$. Czynniki f_1 jest energią wiązania na nukleon w nieskończonej materii jądrowej, f_2 odpowiada energii powierzchniowej. Obydwa te czynniki zależą od współczynnika nadmiaru neutronów $D = N - Z$ i zmieniają się wraz z $(D/A)^2$. Ich wartości zostały zaczerpnięte z pracy Green'a [22] i mają wartość: $f_1 = \alpha_1 - \alpha_4(D/A)^2$, $f_2 = \alpha_2 - \alpha_5(D/A)^2$, gdzie $\alpha_1 = 15.88$, $\alpha_2 = 17.97$, $\alpha_4 = 31.5$, $\alpha_5 = 40.0$, a $r_c = 1.216$. Natomiast w przypadku jąder niesferycznych, autorzy założyli, że człon $f_2 A^{2/3}$ jest proporcjonalny do powierzchni jądra. Zatem energia powierzchniowa równa się $f_2 A^{2/3} g_5$, gdzie g_5 wyraża stosunek powierzchni niesferycznej jądra do powierzchni układu sferycznego o tej samej objętości. Analogicznie parametr g_4 wyraża stosunek energii kulombowskiej niesferycznego jądra do energii jądra sferycznego. Siemens i Bethe rozważali w swojej pracy konfiguracje spłaszczonego sferoidu, wydłużonego sferoidu i sferycznej bańki pustej w środku i kuli. Całkowite energie

stabilnych konfiguracji dla danej liczby nukleonów A przedstawione są na rysunku 2.1:



Rysunek 2.1: Wykres zależności całkowitej energii od liczby masowej A dla różnych, stabilnych konfiguracji: sferoidów, powłoki sferycznej i sfery (rys. 1 z pracy [6]).

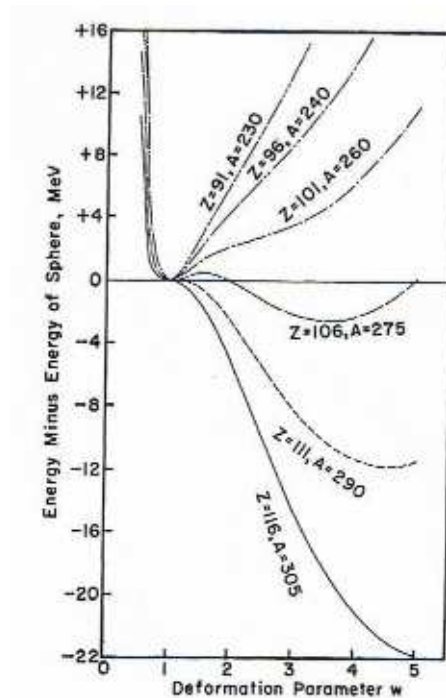
Autorzy pokazali, że z warunku β -stabilności danego równaniem $\frac{\partial E}{\partial N} = \frac{\partial E}{\partial Z} = 0$ otrzymujemy:

$$Z = \frac{\alpha_4 A^{1/3} - \alpha_5 g_5}{[(2/A)(\alpha_4 A^{1/3} - \alpha_5 g_5) + \frac{3}{10}(e^2/r_c)g_4]}. \quad (2.2)$$

Dla rozważanych w pracy geometrii czynniki g_4 i g_5 są funkcjami jednej zmiennej - parametru deformacji x , tak że najbardziej stabilna konfiguracja jest dana przez warunek $\frac{\partial E}{\partial x} = 0$. W pracy pokazano, że warunek β -stabilności dla sfery, bańki, spłaszczonego sferoidu jest bardzo podobny jak w przypadku jąder o stosunku Z/A w granicy od 0.4 do 0.3 z liczbą masową A od 200 do 1000. Najbardziej interesujący jest przypadek wydłużonego sferoidu. Akceptuje on dodatkowe nukleony znacznie chętniej niż pozostałe konfiguracje. Jego krzywa β -stabilności jest dość płaska z Z/A równym około 0.38 dla $A = 1500$ nukleonów. Krótsza oś sferoidu pozostaje dość stała od 8 fm dla $A = 400$ do 6 fm dla $A = 1500$. Ważniejsze jest jednak to, iż wydłużony sferoid przeważa energetycznie nad sferą, dla $Z > 104$.

Na wykresie 2.2 przedstawiona została całkowita energia sferoidu dla zadanych wartości A i Z w funkcji parametru ω , będącego miarą deformacji sferoidu.

Wybierając wartość A i Z autorzy kierowali się warunkiem β -stabilności dla sfery. Stwierdzili, że kształt krzywych jest prawie całkowicie niewrażliwy na liczbę neutronów i zależy głównie od Z . I tak na przykład dodając 15 neutronów bardziej pre-



Rysunek 2.2: Wykres zależności energii sferoidów w funkcji parametru deformacji w (rys.2 z pracy [6]).

ferowanym kształtem jest bańka natomiast zmiana energii następuje jedynie o 0.1 MeV, natomiast przy 45 dodanych neutronach faworyzowanym kształtem jest kształt wydłużony ze zmianą energii o 0.5 MeV. Zatem jeśli jądro posiada pewną krytyczną liczbę protonów (w przeprowadzonych powyżej obliczeniach było to $Z = 104$) to mając kształt sferyczny posiada bardzo płytkie minimum energii, podczas gdy dla wydłużonego kształtu minimum energii jest znacznie głębsze. Im większa liczba Z tym jądro o kształcie sferycznym nie osiąga minimum energii a preferowanym kształtem z minimum energii jest mocno wydłużony, spłaszczony kształt. Autorzy w swoich dalszych badaniach i przewidywaniach zakładali, że kolejnym jądrem preferującym kształt sferoidu jest jądro o $Z = 114$. W dalszych obliczeniach chcieli uwzględnić poprawki powłokowe, które według autorów mogą mieć wpływ na stabilność sferoidalnych układów. Jednak nawet i bez dodatkowych obliczeń mocno wierzyli w poprawność swoich przewidywań i w istnienie jąder o kształtach niesferycznych.

Kolejnym autorem, który prowadził badania nad egzotycznymi kształtami materii jądrowej w oparciu o modele statyczne był Wong [7]. W swej pracy badał wpływ współczynnika napięcia powierzchniowego na tworzenie się egzotycznych układów. Badania nad zachowaniem się systemów jądrowych przy wysokich temperaturach pokazały, że ze wzrostem temperatury jądrowej T współczynnik napięcia powierzchniowego $\sigma(T)$ maleje i oddziaływanie kulombowskie wypycha materię jądrową na

zewnątrz co prowadzi do tworzenia się jąder toroidalnych bądź typu bańka. Rozpatrzymy jądro atomowe o liczbie masowej A i ładunku Z w temperaturze T . Parametr rozszczepialności tego jądra w temperaturze $T = 0$, napięciu powierzchniowym $\sigma(0)$ i gęstości jądrowej $n(0)$ jest określony przez:

$$x(0) = \frac{Z^2 e^2 n(0)}{10 \sigma(0) A}. \quad (2.3)$$

Stąd parametr rozszczepialności jądra $x(T)$ przy temperaturze T jest powiązany z $x(0)$ zależnością:

$$x(T) = \left[\frac{n(T) \sigma(0)}{\sigma(T) n(0)} \right] x(0). \quad (2.4)$$

Przy wzroście temperatury spadek współczynnika napięcia powierzchniowego jest szybszy niż spadek gęstości. Prowadzi do wzrostu parametru rozszczepialności $x(T)$. Takie zachowanie współczynnika rozszczepialności zostało zaobserwowane w badaniach przeprowadzonych przez Bartel'a [23].

Przeprowadzone obliczenia doprowadziły również do wyznaczenia wartości temperatury T_{th} , przy której parametr rozszczepialności $x(T_{th})$ osiąga wartość progową dla jąder toroidalnych i typu bańka. Dla jąder toroidalnych przy temperaturze progowej T_{th} wartość $x(T_{th})$ wynosi 0.964 przy stosunku promieni R/r równym 2.079. Promienie R i r są promieniami zewnętrznym i wewnętrznym toroidu. Natomiast dla formowania się jąder typu bańka przy temperaturze progowej T_{th} wartość $x(T_{th})$ wynosi 2.03 przy stosunku promieni R/r równym 0.421, gdzie R to promień zewnętrzny bańki a r to promień wewnętrzny.

Aby wyznaczyć temperaturę progową potrzebna jest znajomość zależności pomiędzy σ i T . W obliczeniach została wykorzystana zaproponowana przez Ravenhall'a, Pe-thick'a i Lattimer'a parametryzacja [24] $\sigma(T)$:

$$\sigma(T) = \sigma(0) \left[\frac{1 - \frac{T^2}{T_c^2}}{1 + \frac{aT^2}{T_c^2}} \right]^p, \quad (2.5)$$

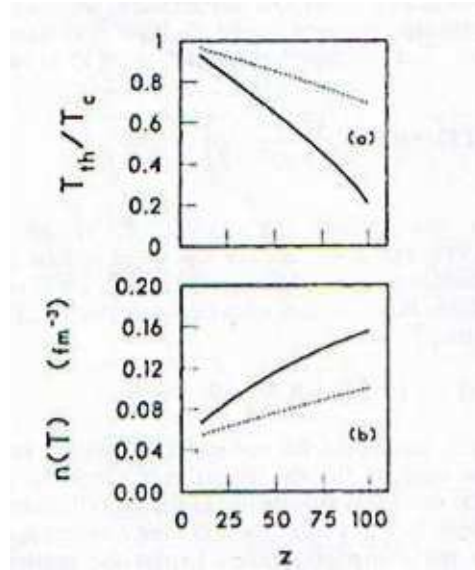
gdzie temperatura krytyczna T_c wynosiła 20 MeV, $a = 0.935$ a $p = 1.25$. W kolejnym kroku autor wyznaczył gęstość materii jądrowej $n(T)$ w stanie równowagi z minimum energii swobodnej, korzystając z równania na ciśnienie P w stanie równowagi:

$$\frac{PA}{n} + \left[\frac{-2E_s + E_c}{3} \right] = 0, \quad (2.6)$$

gdzie E_s i E_c to odpowiednio energia powierzchniowa i kulombowska jądra typu toroid lub bańka.

Na rysunku 2.3 przedstawiony został wykres T_{th}/T_c (T_{th} -temperatura progowa, T_c -temperatura krytyczna) oraz $n(T)$ w funkcji liczby atomowej dla jąder położonych na linii β stabilności. Linia ciągła odpowiada jądom typu toroid, linia przerywana

charakteryzuje jądra typu bańka. W obu przypadkach temperatura krytyczna T_{th} jest malejącą funkcją Z podczas gdy $n(T)$ jest funkcją rosnącą Z . Dla $Z = 80$ temperatura krytyczna wynosi $0.41T_c$ dla kształtu toroidalnego, natomiast $0.76T_c$ dla kształtu typu bańka. Widzimy więc, że jądra toroidalne mogą być tworzone przy niższej temperaturze niż jądra o kształcie bańki.



Rysunek 2.3: Wykres zależności T_{th}/T_c od liczby atomowej (a), wykres zależności $n(T)$ od liczby atomowej; linia ciągła odpowiada jądrům typu toroid, linia przerywana odpowiada jądrům typu bańka (rys. 1 z pracy [7]).

Współczynnik napięcia powierzchniowego znika, gdy temperatura przekracza temperaturę krytyczną T_c . Wtedy różnice w kształtach zanikają i nie jesteśmy już w stanie ich rozróżnić. Zatem jądra typu toroid i bańka mogą być tworzone w temperaturach z przedziału $T_{th} \leq T \leq T_c$. Dla cięższych jąder temperatura krytyczna jest niższa przez co przedział temperatury jest szerszy.

Autor również rozważa przypadek rotujących jąder toroidalnych, które obracając się wokół głównej osi symetrii doznają działania siły odśrodkowej wypychającej materię jądrową na zewnątrz. Temperatura progowa dla formowania się takich jąder jest niższa niż w przypadku nierotujących jąder toroidalnych.

Zbadane zostały zatem konsekwencje spadku współczynnika napięcia powierzchniowego i jego wpływ na tworzenie się egzotycznych kształtów materii jądrowej. Według autora zbadania wymaga również ewolucja takich kształtów po ich utworzeniu. Może ona zależeć zarówno od równania stanu materii jądrowej jak i zależności σ od temperatury T , która to zależność wzbudza nadal wiele zainteresowania. Według autora jednym ze sposobów zbadania czy toroidalne jądra bądź jądra typu bańka są formowane jest zmierzenie temperatury fragmentów powstałych po fragmentacji

jądra i zbadanie czy koresponduje ona z przedziałem temperatury $T_{th} \leq T \leq T_c$, o którym była mowa powyżej.

2.2 Przewidywania w ramach modeli mikroskopowych

Wśród najnowszych badań w ramach mikroskopowych modeli statycznych są prace przeprowadzone przez Dietrich'a i Pomorskiego [10]. W swoich obliczeniach posługiwali się modelem kropowym z poprawkami powłokowymi. Skupili się oni głównie na jądrach typu bańka. Badali efekty powłokowe dla tego typu obiektów w dużym zakresie liczby neutronów N i protonów Z znacznie powyżej znanych jąder. Używali oni fenomenologicznego modelu powłokowego stosując metodę Strutinsky'ego do wyznaczenia energii poprawki powłokowej δE_{shell} . Motywacją do pracy było znalezienie magicznej liczby protonów i neutronów i oszacowanie wartości energii poprawki powłokowej. Wydaje się, że to proste podejście jest wystarczająco realistyczne, aby ustalić znaczenie efektów powłokowych w jądrach bańkowatych i ich wpływu na stabilność takich układów.

W metodzie Strutinskiego całkowita energia wiązania, E , jądra składającego się z N neutronów i Z protonów o danym kształcie jest równa sumie energii jądra rozpatrywanego jako kropla cieczy $E_{LD}(N, Z)$ oraz energii poprawki powłokowej $\delta(E)_{shell}$

$$E(N, Z) = E_{LD}(N, Z) + \delta(E)_{shell}. \quad (2.7)$$

W tym modelu dla sferycznych baniek energie pojedynczej cząstki e_ν tak jak energia modelu kropowego zależą od wewnętrznego R_2 i zewnętrznego R_1 promienia bańki. Oba te promienie są związane ze sobą zależnością:

$$R_1^3 - R_2^3 = R_0^3, \quad (2.8)$$

gdzie $R_0 = r_0 A^{\frac{1}{3}}$ jest promieniem zwartego sferycznego jądra o tej samej masie. Kształt bańkowatego obiektu jest opisywany przez współczynnik f zdefiniowany jako stosunek objętości pustej przestrzeni wewnątrz bańki a całą jej objętością i jest wyrażony przez:

$$f = \frac{R_2^3}{R_1^3}. \quad (2.9)$$

W czystym modelu kropowym energia bańkowatych jąder staje się mniejsza niż energia jąder kulistych dla parametru rozszczepialności $x > 2.02$ [25, 26]. Rozwiązania dla bańkowatych jąder nie są stabilne względem zmieniających się deformacji tak jak zwarte, sferyczne jądra nie są stabilne względem rozszczepienia przy parametrze $x > 1$. Autorzy podejmują się więc zbadania roli efektów powłokowych dla bańkowatych jąder.

Analizowane były efekty powłokowe dla dwóch przypadków: nieskończonej studni potencjału i oscylatora harmonicznego. Potencjały jednocząstkowe w rozważanych metodach miały następującą postać:

- w przypadku nieskończonej studni potencjału:

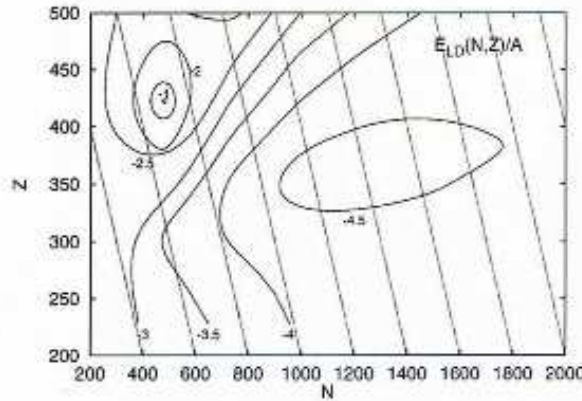
$$V(r) = \begin{cases} -V_0, & R_2 < r < R_1; \\ +\infty, & \text{dla pozostałych } r. \end{cases} \quad (2.10)$$

- w przypadku oscylatora harmonicznego:

$$V(r) = -V_0 + \frac{M\omega^2}{2}(r - R^2), \quad (2.11)$$

gdzie V_0 to głębokość studni potencjału. Wielkość V_0 , nie ma wpływu na energie poprawek powłokowych, więc może być równa zero.

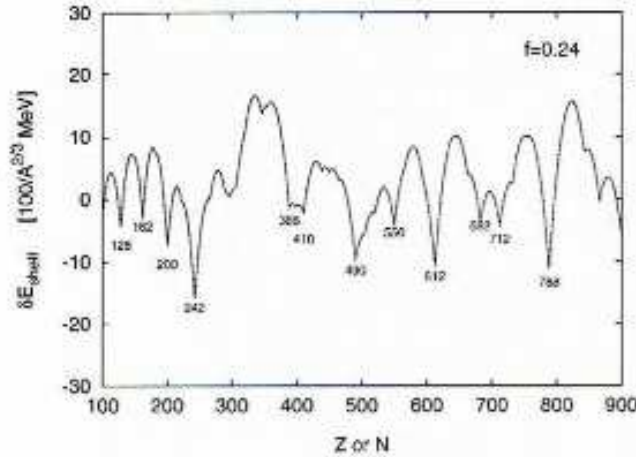
Prezentację wyników swoich obliczeń autorzy rozpoczynają od rezultatów dla czystego modelu kropłowego pokazanych na rysunku 2.4. Parametry do modelu kropłowego są wzięte z [6]. Punkty leżące na ekwipotencjalnych liniach odpowiadają rozwiązaniom dla sferycznej bańki w modelu kropłowym.



Rysunek 2.4: Linie stałej energii wiązania na nukleon w modelu kropłowym (LD) w funkcji (N, Z) . Proste linie reprezentują izobary (rys. 1 z pracy [10]).

Należy podkreślić, że największy przyrost energii wiązania występuje dla liczby nukleonów $1200 \leq A \leq 2000$ i liczby protonów $325 \leq Z \leq 400$. Niektóre z izobarycznych linii (o stałej liczbie N) są przecięte dwukrotnie przez linię stałej energii. Jeśli energia wiązania na cząstkę pomiędzy tymi dwoma punktami jest mniejsza to β -stabilny izobar znajduje się w tym regionie. Oczywiście takie rozważanie jest bezskuteczne biorąc pod uwagę fakt, iż bańki w modelu kropłowym są niestabilne względem rozszczepienia. W modelu tym rozwiązania dla sferycznej bańki znajdują się w punkcie siodłowym a nie w minimum.

Na rysunku 2.5 została przedstawiona wielkość energii poprawki powłokowej skalowana czynnikiem $A^{-2/3}$ w funkcji Z lub N przy zadanym parametrze $f = 0.28$ dla przypadku nieskończonej studni potencjału. Widać, że energia powłokowa może wywoływać przyrost energii wiązania (poprawkę energetyczną) rzędu 20 MeV dla jednego rodzaju cząstki. Oczywiście podwójnie magiczna powłoka może wystąpić tylko jeśli dwie magiczne liczby odpowiadają tej samej wartości f .

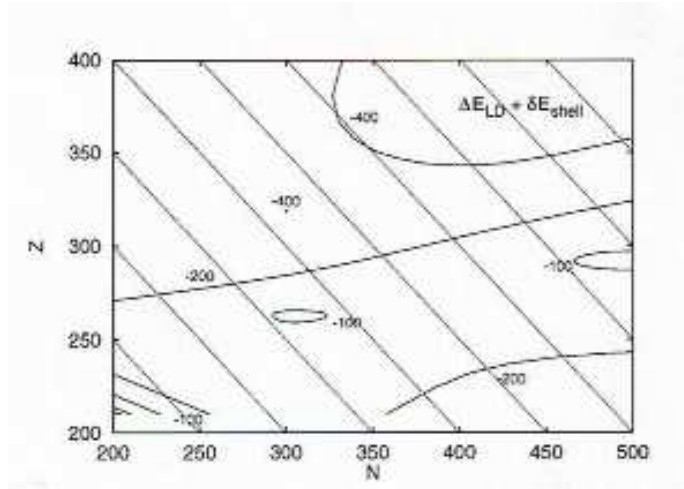


Rysunek 2.5: Zależność energii poprawki powłokowej w funkcji Z lub N przy zadanym parametrze $f = 0.28$ dla przypadku nieskończonej studni potencjału (rys. 3 z pracy [10]).

Na rysunku 2.6 zaprezentowano całkowitą energię wiązania jąder typu bańka po uwzględnieniu energii poprawki powłokowej w funkcji (N, Z) względem energii dla modelu kropłowego sferycznego jądra o tej samej liczbie protonów i neutronów dla przypadku nieskończonej studni potencjału. Odniesione to zostało względem energii modelu kropłowego dla sferycznego jądra w o tej samej liczbie protonów i neutronów. Można zauważyć, że przyrost energii wiązania równy jest kilkaset MeV (od -100 do -400).

Autorzy badają stabilność bańkowatych jąder także w przypadku ich deformacji. Rysunek 2.7 przedstawia dramatyczny wpływ poprawek powłokowych na energię wiązania dla jądra bańkowatego w funkcji momentu kwadrupolowego β_2 dla jądra o $Z = 288$, $A = 750$ i $f = 0.26$. Całkowita energia wiązania w modelu kropłowym dla jądra o kształcie sferycznej bańki została przyrównana do zera.

Część energii korespondująca do modelu kropłowego maleje monotonicznie wraz ze wzrostem $|\beta_2|$. Dodając energię poprawki powłokowej δE_{shell} związaną zależnością z momentem kwadrupolowym opisaną przez Mayers'a i Świąteckiego [27] na wspomnianym wykresie można zauważyć minimum o wartości -30 MeV. Wielkość bariery na rozszczepienie ma wysokość około 25 MeV co oznacza, że prawdopodobieństwo na spontaniczne rozszczepienie znika.



Rysunek 2.6: Linie stałych przyrostów energii ($\Delta E_{LD} + \delta E_{shell}$). Poprawki powłokowe były obliczane dla przypadku nieskończonej studni potencjału (rys. 4 z pracy [10]).

Dietrich i Pomorski pokazali zatem, że energia poprawki powłokowej może stać się tak duża jak -40 MeV i że jądrowe bańki mogą zatem pozostawać stabilne lub mieć bardzo długi czas życia dla kanału rozszczepienia.

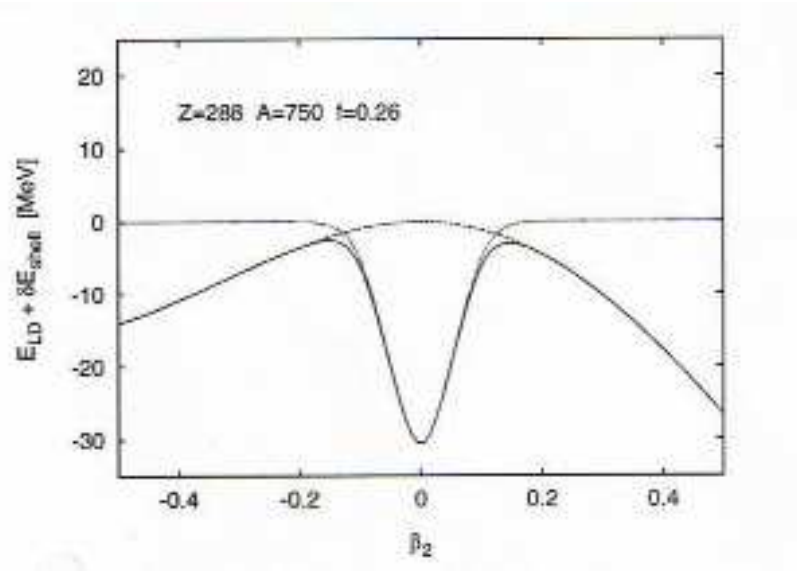
Autorzy próbują również znaleźć odpowiedź co dzieje się w innych kanałach rozpadu. Rozpad poprzez emisję cząstek α , który ogranicza czas życia superciężkich jąder, oczywiście może ograniczać także czas życia jąder bańkowatych.

Penetracja bariery kulombowskiej dla cząstki α zależy eksponencjalnie od potencjału kulombowskiego przy $r = R_1$, który ma wartość $\frac{2Ze_0}{R_1}$. Im wyższy potencjał kulombowski tym mniejsze prawdopodobieństwo rozpadu- α . Można również zauważyć, że typowa energia ucieczki cząstki α jest około 18 MeV w porównaniu do około 5 MeV dla aktywnowców.

Wszystkie aktynowce są pierwiastkami promieniotwórczymi i metalami, ale z drugiej strony efektywna bariera potencjału odczuwana przez cząstki α jest wyższa o kilka MeV niż dla typowych jąder aktynowych z powodu ich większej liczby Z . Z przeprowadzonej powyżej analizy widać, że pytanie o stabilne bądź długo żyjące jądra bańkowate nadal pozostaje otwarte i intrygujące. Niestety masy i ładunki kandydatów na takie jądra są tak wysokie (rzędu 450 – 3000 a.m.u.), że istnieją nikielne szanse na ich produkcję w klasycznych reakcjach jądrowych [28].

Zupełnie inny sposób podejścia do zagadnienia zaprezentował Warda [29]. Badał on stabilność ciężkich układów jądrowych w funkcji momentu kwadrupolowego $\hat{Q}_2$. Z przeprowadzonej analizy wynikało, że istnieją dla tak ciężkich jąder ($Z \geq 130$) lokalne minima energii potencjalnej przy dużych ujemnych wartościach momentu kwadrupolowego.

W pracy pokazano, że istnieją dwa typy takich obiektów z ujemnymi wartościami momentu kwadrupolowego. Dyski odpowiadają momentom kwadrupolowym rzędu

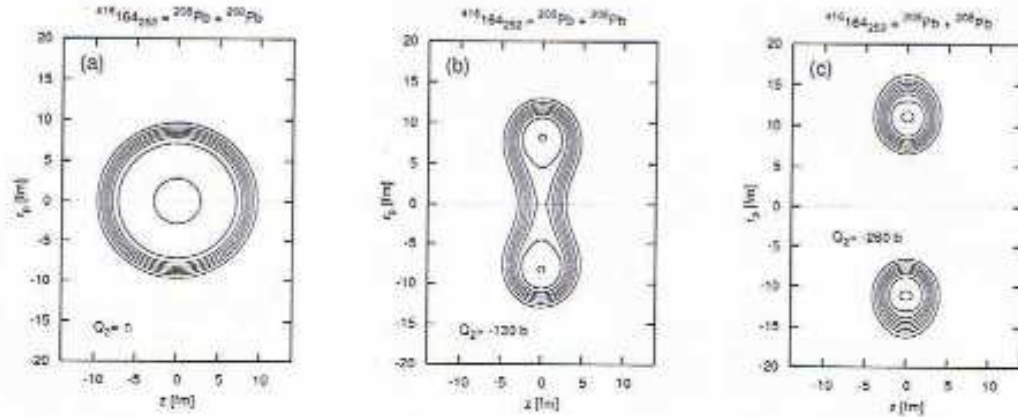


Rysunek 2.7: Energia modelu LD (linia kreskowana, linia bez charakterystycznego minimum dla $\beta_2 = 0$), energia poprawek powłokowych (linia kropkowana, linia biegnąca od $E_{LD} + \delta E_{shell} = 0$ z charakterystycznym minimum dla $\beta_2 = 0$), całkowita energia (linia ciągła, linia biegnąca od $E_{LD} + \delta E_{shell} \approx -15$ z charakterystycznym minimum dla $\beta_2 = 0$) w funkcji momentu kwadrupolowego β_2 (rys. 5 z pracy [10]).

–150 b natomiast toroidalne jądra mają jeszcze bardziej ujemne wartości $\hat{Q}_2$. Rozkłady gęstości dla układu $^{416}_{164}_{252}$ w konfiguracji sferycznej jak i w dysku i torusie są przedstawione na rysunku 2.8.

Dla jąder o $Z > 140$ zarówno w przypadku dysku jak i torusa minimum energii potencjalnej obu konfiguracji znajduje się poniżej energii sfery. W przypadku najcięższych badanych systemów bariera oddzielająca minimum energii dysku od toroidu znika i konfiguracja dysku nie ma lokalnych minimów na powierzchni energii potencjalnej. Spadek energii toroidalnego minimum z rosnącą masą jąder jest szybszy niż w przypadku minimum dysku. W przeprowadzanych obliczeniach przyrost energii potencjalnej sięgał od 85 MeV dla $^{416}_{164}_{252}$ do 180 MeV dla $^{476}_{182}_{292}$. Dla cięższych jąder pozycja minimum energii przesuwiała się w kierunku bardziej ujemnych wartości momentów kwadrupolowych. Dolny panel rysunku 2.9 przedstawia zależność energii potencjalnej od momentu kwadrupolowego dla jądra $^{416}_{164}_{252}$. Pokazano, że jądra o $Z > 140$ osiągają minimalną energię w kształcie toroidalnym. Wartość Z jąder z toroidalnym stanem podstawowym rośnie powoli z liczbą neutronów N od $Z = 140$ dla $N = 180$ do $Z = 150$ dla $N = 250$.

Na górnych panelach rysunku 2.9 pokazano że, średni promień kwadratowy torusa $RMSR$ rośnie liniowo z bezwzględną wartością momentu kwadrupolowego. Promień torusa w minimum energii jest równy ok. 10 – 12 fm, podczas gdy średni promień tuby d torusa rośnie od 3 do 3.5 fm. Wartość $RMSR/d$ dla toroidu w stanie podstawowym zmienia się od 3 do 4 fm. Tak duża wartość tego współczynnika a

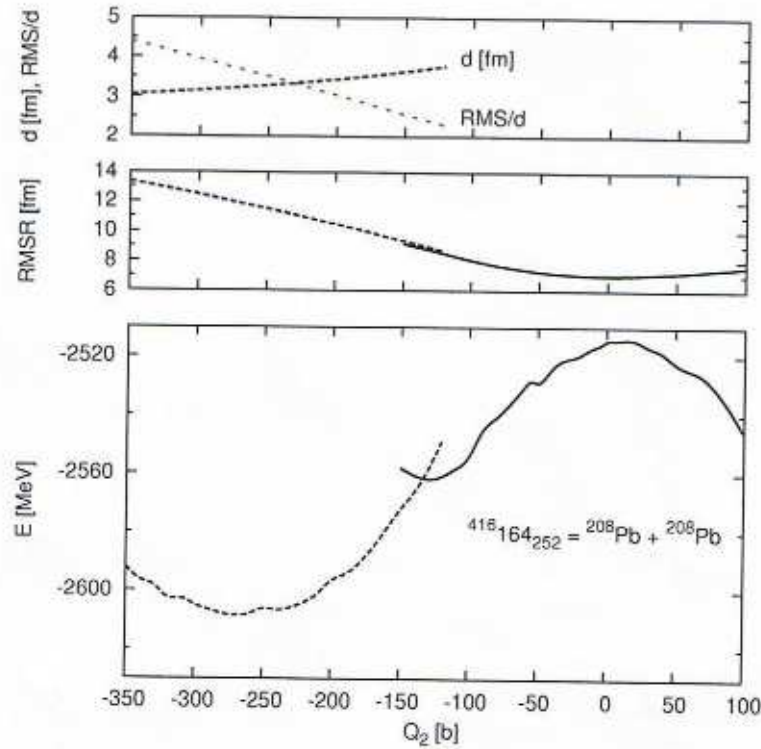


Rysunek 2.8: Rozkład gęstości dla jądra $^{416}_{164}252$: kulista konfiguracja dla $Q_2 = 0$ (a), dysku dla $Q_2 = -130$ (b), toroidu dla $Q_2 = -280$ (c) (rys. 4 z pracy [29]).

zarazem mała wartość promienia tuby czynią super-ciężkie toroidalne jądro niestabilne względem multifragmentacji. Wartość współczynnika $RMSR/d$ jest mniejsza niż wskazywałyby na to przewidywania z modelu kropłowego. W powyższym studium nad jądrem toroidalnym, struktura powłokowa jądra nie była brana pod uwagę, pomimo że autor zdaje sobie sprawę z wagi jaką może ona odgrywać w stabilności układu.

Podsumowując otrzymane przez Wardę rezultaty można powiedzieć, że minimum energii potencjalnej dla torusa maleje względem energii sferycznych konfiguracji wraz z rosnącą masą układu. Dla jąder o $Z > 140$ globalne minima energii potencjalnej odpowiadają toroidalnym kształtom a przyrost energii potencjalnej wzrasta od 180 MeV dla $A \sim 480$. Dodatkowo Warda uważa, że w przeciwieństwie do jąder typu bańka, masy jąder toroidalnych są eksperymentalnie możliwe do otrzymania w zderzeniach stabilnych izotopów. Jednakże według Wardy stabilność super-ciężkich toroidalnych jąder względem zmian momentu kwadrupolowego powinna być porównana z innymi niż multifragmentacja sposobami rozpadu. Wprawdzie wydaje się, że multifragmentacja dominuje w kanale rozpadu jąder toroidalnych jednak emisja lekkich cząstek i rozpad β powinny być także uwzględnione.

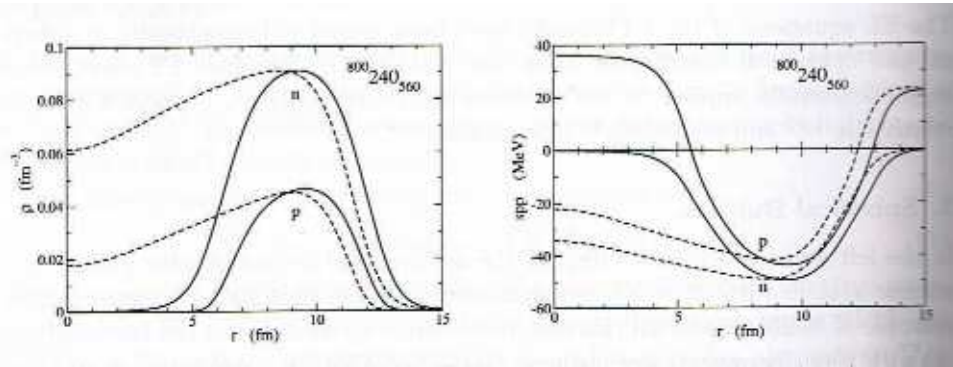
Alternatywne podejście prezentuje Viñas [30], który prowadził badania egzotycznych jąder w oparciu o uogólnioną metodę Thomas'a-Fermi'ego (ETF) z zaadoptowaną siłą Skyrmy i rozwiązaniami równań Euler-Lagrange'a (EL) dla określonej liczby protonów i neutronów. Na wykresie 2.10 przedstawione zostały rozkłady gęstości protonów i neutronów układu jądrowego o liczbie neutronów $N = 560$ i liczbie protonów $Z = 240$. W przypadku tego obiektu istnieją dwa rozwiązania równań EL z bardzo podobną energią na nukleon. Jedno z nich odpowiada jądrze ze zredukowaną ale skończoną gęstością w centrum układu. Taki obiekt nazywamy niepełną bańką (org. semibubbel). Drugie rozwiązanie odpowiada prawdziwej bańce



Rysunek 2.9: Energia potencjalna dla układu jądrowego $^{416}_{164}_{252}$ w funkcji momentu kwadrupolowego (dolny panel). Kształt kulisty jest przedstawiony linią ciągłą, torus - linia kreskowana. Średni promień kwadratowy ($RMSR$) w funkcji momentu kwadrupolowego (środkowy panel). Promień tuby d i współczynnik $RMSR/d$ (linia kropkowana) dla torusa (górny panel) (rys. 2 z pracy [29]).

(org. true bubbel), w której nukleony są skoncentrowane w cienkiej warstwie na powierzchni sfery.

Na rysunku 2.11 zebrane zostały wyniki, które wyrażają energię na nukleon zarówno protonów jak i neutronów, ich potencjał chemiczny zarówno dla niepełnej bańki jak i prawdziwej bańki dla izotopów pierwiastka o $Z = 240$. Z rysunku 2.11 widać, że dla danej liczby atomowej Z istnieje wiele wartości N , dla których współistnieją oba przypadki. Zarówno niepełna bańka jak i prawdziwa koegzystują w obszarze od $N = 524$ do $N = 576$. Dla liczby N z przedziału od 498 do 524 tylko prawdziwe bańki są stabilne względem emisji protonów, mimo że niepełne bańki istnieją w tym obszarze to są one jednak niestabilne (dodatnie wartości potencjału chemicznego dla protonów). Dla liczby neutronów powyżej $N = 576$ do $N = 620$ otrzymujemy rozwiązania tylko dla prawdziwych baniek. Z rysunku 2.11 wynika również, że dla łańcucha izotopów o $Z = 240$ stan podstawowy układu znajduje się w prawdziwej bańce, w przeciwieństwie do mniejszych wartości Z kiedy to stan podstawowy przyjmuje kształt niepełnej bańki.



Rysunek 2.10: Rozkłady gęstości protonów i neutronów (lewy wykres) i potencjału jednocząstkowego spp (prawy wykres) dla układu jądrowego o liczbie neutronów $N = 560$ i liczbie protonów $Z = 240$ w kształcie prawdziwej bańki (linia ciągła) i niepełnej bańki (linia kreskowana) (rys. 1 z pracy [30]).

Na rysunku 2.10 przedstawiony został także dla protonów i neutronów rozkład potencjału jednocząstkowego (spp). W przypadku neutronów widzimy, że zanika on przy centralnej części jądra dla prawdziwej bańki natomiast w przypadku niepełnej bańki jest on znacznie zredukowany z zachowaniem wartości minimalnej. Dla protonów spp jest bardzo silny w centralnej części oraz na zewnątrz prawdziwej bańki, zaś w przypadku niepełnej bańki generuje silną barierę kulombowską tylko na zewnątrz konfiguracji.

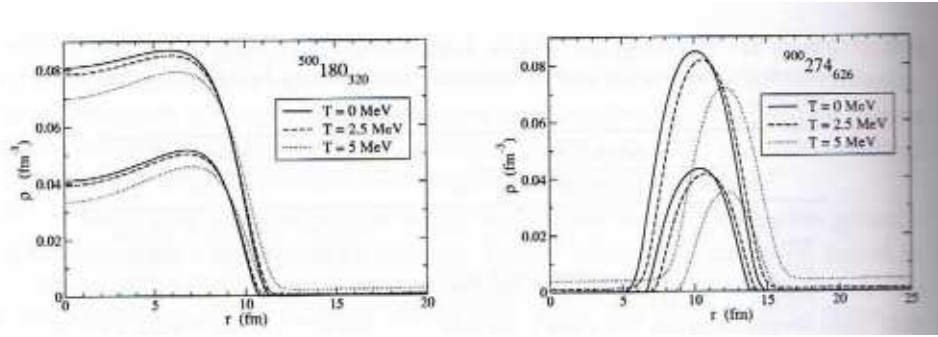
W wyniku zderzeń ciężkich jonów przy średnich energiach formowane układy są mocno wzbudzone. Po częściowej dysypacji energii następującej w wyniku emisji cząstek ze stanu preequilibrium (stan przed ustaleniem się równowagi termicznej) oraz rotacji, jądro złożone osiąga stan równowagi z ustaloną energią wzbudzenia E^* . Ten wzbudzony stan może być opisany przy pomocy temperatury T , jeśli czas termalizacji jest krótszy niż czas dla typowej skali rozpadu. Stan ten jest stanem metastabilnym względem emisji nukleonów. Ważnym jest podkreślenie tego iż, w momencie, gdy temperatura T wzrasta wpływ poprawek powłokowych na opis jądra staje się słabszy a przy temperaturze $T \sim 2 - 3$ MeV zupełnie zanika [31]. Z drugiej strony obliczenia Hartree - Fock'a pokazują, że istnieje temperatura graniczna T_{lim} , poza którą normalne jądra stają się niestabilne z powodu oddziaływania kulombowskiego. Kiedy temperatura wzrasta, energia powierzchni maleje szybciej niż udział oddziaływania kulombowskiego i nukleony są wyrzucane na zewnątrz jądra przy odpowiednio wysokiej temperaturze [32]. W związku z powyższym o ile przy temperaturze zero sferyczne bańki są stabilne względem deformacji z powodu efektów powłokowych to o tyle przy temperaturze $T \sim 2 - 3$ MeV powinny zniknąć ze względu na słabnięcie efektów powłokowych. Używając jednak prostego modelu pokazano, że efekty termiczne mogą stabilizować układ względem deformacji. Obliczenia wykonane przy użyciu modelu Thomas'a - Fermi'ego, TF, dla układu $^{500}180$ w kształcie niepełnej bańki oraz układu $^{900}274$ o kształcie prawdziwej bańki pokazują, że gra-

N/Z	semi-bubbles			bubbles		
	E/A	μ_n	μ_p	E/A	μ_n	μ_p
$^{620}_{240}$	—	—	—	-4.219	-0.003	-6.409
$^{578}_{240}$	—	—	—	-4.416	-0.696	-4.480
$^{576}_{240}$	-4.370	-0.576	-2.984	-4.424	-0.734	-4.380
$^{560}_{240}$	-4.441	-0.898	-2.135	-4.494	-1.047	-3.558
$^{550}_{240}$	-4.484	-1.115	-1.585	-4.535	-1.256	-3.025
$^{524}_{240}$	-4.587	-1.731	-0.076	-4.635	-1.848	-1.569
$^{498}_{240}$	-4.673	-2.428	1.543	-4.719	-2.516	-0.017

Rysunek 2.11: Energia na nukleon w MeV zarówno protonów jak i neutronów oraz ich potencjał chemiczny dla prawdziwej bańki i niepełnej dla izotopów $Z = 240$ (tabela 1 z pracy [30]).

niczna temperatura T_{lim} w obu przypadkach wynosi około 5 MeV. Jest ona znacznie niższa od temperatury dla normalnych - sferycznych jąder, dla których wynosi ona około $T_{lim} \sim 8 - 10$ MeV. Wynika to z faktu, że duża liczba protonów w rozważanych bańkach preferuje niestabilność wywołaną oddziaływaniem kulombowskim, gdy wzrasta temperatura. Na poziomie TF energia wzbudzenia na nukleon przy granicznej temperaturze dla niepełnej bańki $^{500}_{180}$ wynosi 3.40 MeV/A, podczas gdy prawdziwej bańki $^{900}_{274}$ wynosi 2.06 MeV/A, co zgodne jest z faktem, że w przypadku sferycznych jąder graniczna energia wzbudzenia na nukleon maleje wraz ze wzrostem masy układu. Na rysunku 2.12 przedstawiony został rozkład gęstości neutronów i protonów dla obu rozważanych konfiguracji przy wybranych temperaturach $T = 0, 2.5, 5$ MeV.

Widzimy, że wraz ze wzrostem temperatury nukleony są wypychane na zewnątrz układu wywołując wzrost promienia danej konfiguracji, prowadząc do rozmycia powierzchni. Ponieważ stabilne względem emisji protonów i neutronów jądra bańkowate zawierają dużą liczbę nukleonów, to czyni je trudnymi do otrzymania w reakcjach jądrowych. Podejrzewa się jednak, że jądra egzotyczne mogą występować w powierzchniowych warstwach gwiazd neutronowych i dopóki istnieje takie przypuszczenie dopóty problem istnienia jąder sferycznych nie został rozwiązany i wymaga dalszych badań.



Rysunek 2.12: Rozkłady gęstości neutronów i protonów dla konfiguracji bańki o 500 (lewy panel) i 900 (prawy panel) nukleonach przy wybranych temperaturach granicznych $T = 0, 2.5, 5$ MeV (rys. 2 z pracy [30]). Rozkład o mniejszej gęstości odpowiada protonom, natomiast rozkład o większej gęstości odpowiada neutronom.

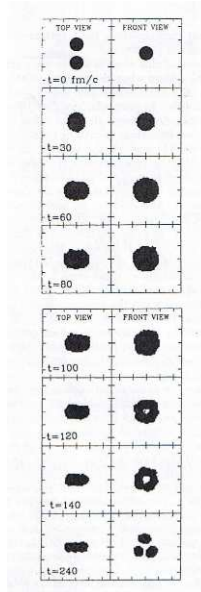
2.3 Badanie możliwości formowania się egzotycznych jąder w ramach mikroskopowych modeli dynamicznych

Mikroskopowe modele dynamiczne badając zderzenia jądro - jądro uwzględniają efekty średniego pola i zakaz Pauliego. Śledzą one czasową ewolucję układu, który powstaje w wyniku kolizji jąder atomowych. Formalizm dwóch takich modeli jest zaprezentowany w rozdziale 3.

Przykładem obliczeń w ramach modeli dynamicznych są rezultaty otrzymane dla układów:

- $^{84}\text{Kr} + ^{197}\text{Au}$ przy energii 65 MeV/nukleon dla $b=0$ fm i 2 fm [12]
- $^{92}\text{Mo} + ^{92}\text{Mo}$ przy energii 75 MeV/nukleon dla $b=0$ fm przy założeniu miękkiego i sztywnego równania stanu [33]
- $^{93}\text{Nb} + ^{93}\text{Nb}$ przy 60 MeV/nukleon i parametrze zderzenia $b=0$ fm [13]
- $^{90}\text{Mo} + ^{90}\text{Mo}$ przy energiach 55, 75, 100 MeV/nukleon, dla dwóch wartości parametrów nieściśliwości materii jądrowej $K=200$ i 540 MeV [34]
- $^{36}\text{Ar} + ^{45}\text{Sc}$ przy energii 80 MeV/nukleon dla centralnych zderzeń [35]
- $^{52}\text{Ca} + ^{48}\text{Ca}$ przy energii 80 MeV/nukleon dla $b=0$ fm [36]
- $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$ oraz $^{232}\text{Th} + ^{250}\text{Cf}$, dla energii z zakresu 5.7 – 15.8 MeV/nukleon dla centralnych zderzeń [37]

Poniżej przedstawione są rezultaty obliczeń dla układu $^{92}\text{Mo} + ^{92}\text{Mo}$ przy energii 75 MeV/nukleon jakie zaprezentował H. M. Xu [33], który badał formowanie się egzotycznych układów w ramach modelu BUU.

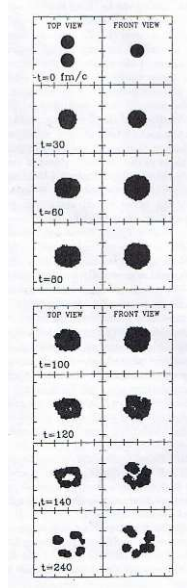


Rysunek 2.13: Rezultaty obliczeń BUU dla czołowego zderzenia pomiędzy $^{92}\text{Mo} + ^{92}\text{Mo}$ przy energii 75 MeV/nukleon dla twardego równania stanu dla obszaru, w którym gęstość ρ miała wartość większą niż $0.1\rho_0$ (rys. 1 z pracy [33]).

Starał się znaleźć odpowiedź na pytanie: czy bariera potencjalna na rozszczepienie i multifragmentację jest osiągana w czasie, w którym tworzone są egzotyczne kształty i czy założenie niskiej gęstości w modelach rozszczepienia ma wpływ na rozpad takich układów. W pracy pokazano, że maximum energii potencjalnej i bariera na fragmentację osiągane są w czasie tworzenia się egzotycznych kształtów. Pokazano także, że układy egzotyczne są formowane, kiedy system rozszerza się, osiągając bardzo małą gęstość. Na wykresach 2.13 i 2.14 przedstawiono czasową ewolucję rozkładu gęstości badanego układu.

Widzimy, że dla sztywnego równania stanu rozkład gęstości przyjmuje kształt toroidalny w czasie około $120\text{ fm}/c$ z osią symetrii równoległą do osi wiązki. Natomiast dla miękkiego równania (rys. 2.14) stanu w chwili czasu około $140\text{ fm}/c$ tworzy się bańka, która rozpada się izotropowo. Jak widać na powyższych wykresach dynamiczna kompresja i następnie ekspansja odgrywają ważną rolę w tworzeniu się egzotycznych konfiguracji.

Ilościowo przedstawione to zostało na wykresie 2.15, na którym prezentowana jest ewolucja średniej gęstości zdefiniowanej jako $\langle \rho \rangle = \int_D \rho^2 d^3r / \int_D \rho d^3r$ w funkcji czasu. Tutaj D jest obszarem, w którym gęstość wynosi $\rho \geq 0.1\rho_0$, gdzie ρ_0 to normalna gęstość materii jądrowej. Dolny panel wykresu przedstawia ewolucję czasową masy ciężkiego residuum A_{res} . Dla obu tych wielkości przedstawione są przewidywania dla miękkiego i twardego równania stanu. Ewolucja masy A_{res} pokazuje wyraźnie dwie tendencje: gwałtowny spadek odpowiadający emisji w stanie preequilibrium (czyli przed osiągnięciem równowagi) w pierwszej fazie ($t = 30 - 100\text{ fm}$) i stopniowy



Rysunek 2.14: Rezultaty obliczeń BUU dla czołowego zderzenia pomiędzy $^{92}\text{Mo} + ^{92}\text{Mo}$ przy energii 75 MeV/nukleon dla miękkiego równania stanu. Dolna granica rozkładu gęstości została przyjęta na poziomie $0.1\rho_0$ (rys. 2 z pracy [33]).

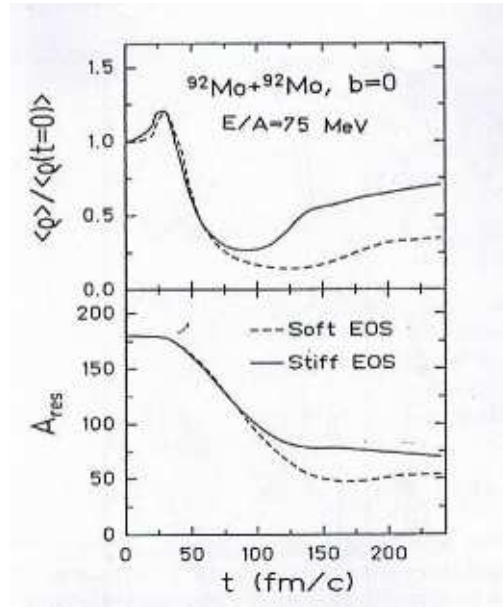
spadek przypominający powolne parowanie cząstek w późniejszym czasie.

Dynamika kompresji i ekspansji jest przedstawiona na górnym panelu rysunku 2.15. Widzimy tutaj że, maximum średniej gęstości jest osiągane dla $\langle\rho\rangle_{max} \approx 1.2\langle\rho_0\rangle$ bardzo szybko, już dla $t \approx 25 - 30$ fm/c. Po czasie około 100 fm/c następuje wyraźna ekspansja z minimum gęstości $\langle\rho\rangle_{min} \approx 0.2\langle\rho_0\rangle$. Średnia gęstość stopniowo wzrasta dla czasu $t \geq 100$, co odzwierciedla kondensację fragmentów. Początkowo gęstości dla obu rodzajów równań mają podobne wartości, ale po czasie równym około 50 fm/c sztywnemu równaniu odpowiada wyższa wartość gęstości. Dzieje się tak dlatego, że dla twardego równania stanu siła napięcia powierzchniowego jest większa, zatem tendencja do rozpadu układu jest mniejsza. Widać również, że najmniejsza gęstość jest osiągana przy czasie równym około $t \approx 100$ fm/c, kiedy to „jak widzieliśmy na wykresach 2.19 i 2.20, tworzy się jądro bańki i torusa. I o ile efekty kompresji i ekspansji w procesach niskoenergetycznych mogą być zaniebane o tyle w przypadku formowania się jąder egzotycznych nie można ich zaniebać przy rozważanej energii.

W celu ilościowego opisu wpływu procesu kompresji i ekspansji na wartość bariery potencjalnej oszacowana została wartość energii deformacji jako funkcji czasu. Wyrażenie na wspomnianą energię ma następującą postać:

$$E_{def}^* = E_{int}(T = 0, \rho) - E_{int}(T = 0, \rho = \rho_0). \quad (2.12)$$

Drugi człon równania wyraża energię wewnętrzną stanu podstawowego jądra; pierwszy człon jest wewnętrzną energią zimnego jądra o temperaturze $T = 0$ i gęstości ρ .



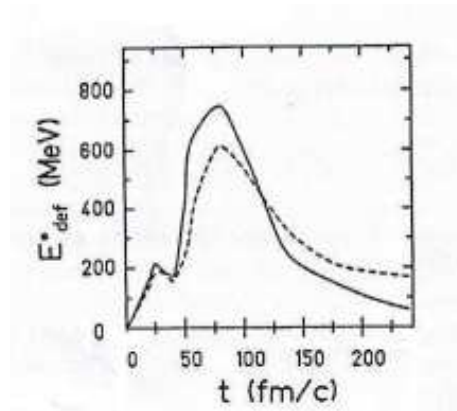
Rysunek 2.15: Górny panel: Średnia gęstość w funkcji czasu dla czołowego zderzenia pomiędzy $^{92}\text{Mo} + ^{92}\text{Mo}$ przy energii 75 MeV/nukleon dla miękkiego (linia przerywana) i sztywnego (linia ciągła) równania stanu; dolny panel: ewolucja czasowa masy ciężkiego residuum w funkcji czasu (rys. 3 z pracy [33]).

Obejmuje on zarówno energię potencjalną i energię kinetyczną związaną z ruchem Fermiego.

Rysunek 2.16 przedstawia energię deformacji w funkcji czasu dla sztywnego (linia ciągła) i miękkiego (linia przerywana) równania stanu dla gęstości $\rho \geq 0.1\rho_0$. Z wykresu widać, że po czasie $t \approx 75$ fm/c energia deformacji osiąga maksimum dla obu przypadków równań. Na rysunku 2.17 zaprezentowano energię deformacji skalowaną jednostką masy ciężkiego residuum również w funkcji czasu.

Widać również jak dużą wartość osiąga bariera, $E_{def}^* \sim 600$ MeV dla miękkiego równania stanu, $E_{def}^* \sim 750$ MeV dla twardego równania stanu lub $E_{def}^*/A_{res} \sim 4$ MeV/A dla obu równań w czasie $t \approx 120-130$ fm/c dla miękkiego i $t \approx 80-100$ fm/c dla sztywnego równania stanu, które są bliskie czasom kiedy torus i bańka właśnie się uformowały. Przy tych czasach średnia gęstość egzotycznych kształtów osiąga wartość minimalną. A zatem ponieważ formowanie się toroidalnych i bańkowatych konfiguracji następuje przy bardzo niskiej średniej gęstości, wysokość bariery na fragmentację jest bardzo wysoka: 2 do 3 razy większa niż przewiduje model kropłowy [38].

Podsumowując otrzymane rezultaty, pokazane zostało, iż egzotyczne kształty tworzone są przy niskich gęstościach z powodu wysokich wartości amplitud gęstości kompresji i ekspansji. Z tego też powodu wysokości barier dla egzotycznych konfiguracji są znacznie wyższe niż przewiduje to model kropłowy. Według Xu rozpad egzotycznych obiektów powinien być wcielony w standardowe modele statystyczne



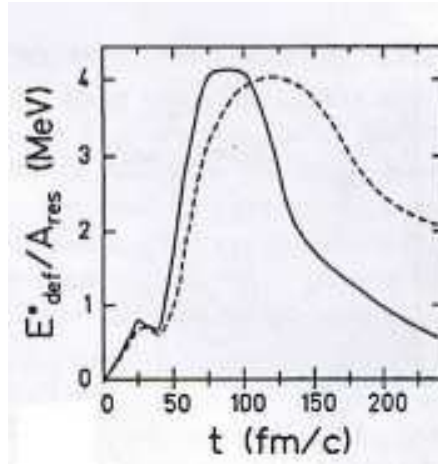
Rysunek 2.16: Energia deformacji w funkcji czasu dla czołowego zderzenia pomiędzy $^{92}\text{Mo} + ^{92}\text{Mo}$ przy energii 75 MeV/nukleon dla miękkiego (linia przerywana) i sztywnego (linia ciągła) równania stanu (rys. 4 z pracy [33]).

w celu przeprowadzenia dalszych badań nad tym zjawiskiem.

Niezależne badania również przy użyciu modelu BUU przeprowadził Bauer [13]. W swojej pracy wskazuje na możliwość pojawienia się jąder w kształcie bańki i toroidu przy centralnych zderzeniach ciężkich jonów i energiach kolizji rzędu 50 – 60 MeV/nukleon. Obliczenia wykonano dla reakcji $^{93}\text{Nb} + ^{93}\text{Nb}$. Na rysunku 2.18 obserwujemy ewolucję czasową układu powstałego w wyniku centralnego zderzenia $^{93}\text{Nb} + ^{93}\text{Nb}$ przy energii 60 MeV/nukleon. W początkowej fazie reakcji $t = 40 \text{ fm/c}$ obserwujemy kompresję układu i wzrost gęstości do wartości $1.4\rho_0$. W kolejnych chwilach system rozszerza się a gęstość w centrum układu spada do $\rho_0/2$, a większość materii tworzy powłokę sferyczną. W czasie 100 – 130 fm/c materia blisko centrum nadal wypływa w kierunku zewnętrznym, aż w końcu po czasie 160 fm/c spada do $0.3\rho_0$ tworząc układ w kształcie ringu w kierunku prostopadłym do osi wiązki. Widoczne na rysunku fluktuacje kształtu spowodowane są niestabilnością powierzchni Rayleigh-Taylor’a.

Przeprowadzone przez Bauera i jego grupę symulacje pozwoliły przewidzieć eksperymentalne konsekwencje wynikające z formowania się układów w kształcie bańki czy ringu. Po pierwsze fragmenty powstałe z rozpadu takich obiektów powinny mieć bardziej podobne masy aniżeli z rozpadu obiektów kulistych przy tej samej temperaturze. Choć sami autorzy zwracają uwagę na trudność w ilościowym określeniu tej tendencji, to jasnym jest według autorów, że względnie zimny obiekt o dużej powierzchni będzie produkował więcej obiektów niż obiekt gorący o mniejszej powierzchni, który głównie emituje neutrony i izotopy wodoru i helu. Po drugie oddziaływanie kulombowskie w stanie końcowym powinno być średnio mniejsze niż w przypadku oddziaływania na fragmenty powstałe z rozpadu zwartych obiektów. Wynika to z niższej wartości bariery kulombowskiej obiektów egzotycznych niż obiektów zwartych - kulistych.

Podsumowując, Bauer i jego grupa badawcza przewidują pojawianie się egzo-



Rysunek 2.17: Energia deformacji na jednostkę masy ciężkiego residuum w funkcji czasu dla czołowego zderzenia pomiędzy $^{92}\text{Mo} + ^{92}\text{Mo}$ przy energii 75 MeV/nukleon dla miękkiego (linia przerywana) i sztywnego (linia ciągła) równania stanu (rys. 5 z pracy [33]).

tycznych układów w reakcjach centralnych z ciężkimi jonami przy energiach pocisku rzędu 50 – 60 MeV/nukleon, a obserwacjami, które pozwoliłyby je zidentyfikować są fragmenty o podobnych masach powstałe z rozpadu takich systemów oraz niższa wartość oddziaływania kulombowskiego pomiędzy tymi fragmentami.

Badania nad egzotycznymi jądrami w zupełnie innym ujęciu zaproponowano w pracy [37]. Przedmiotem zainteresowania była głęboko nieelastyczna reakcja $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$ przy energiach zderzenia od 5.7 do 15.8 MeV/nukleon ($E_{c.m.} = 680 - 1880$ MeV). Badano mechanizm formowania a także właściwości powstającego układu złożonego przy użyciu modelu ImQMD (org. improved quantum molecular dynamics model) [39].

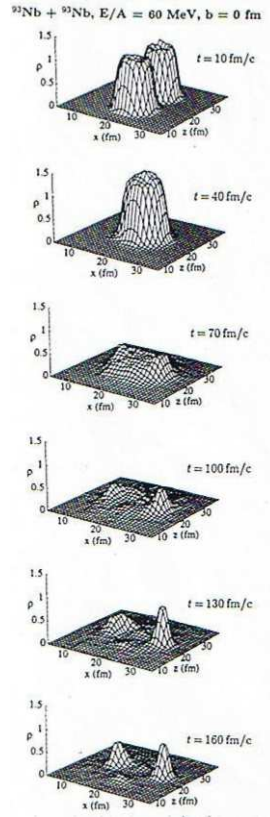
W modelu tym nie uwzględnione zostały efekty powłokowe, człon spin-orbita w rozkładzie energii a także deformacja stanu podstawowego zderzanych jąder. Zbadane zostały takie właściwości układu jak średni czas życia układu, jego kształt, rozkład pędu, rozkład katowy powstających z rozpadu fragmentów przy różnych energiach zderzenia.

Do ilościowego opisu dynamicznej deformacji systemu posłużono się zmianą w czasie momentu kwadrupolowego Q_{zz} zdefiniowanego jako:

$$Q_{zz} = \sum_i [2z(i)^2 - x(i)^2 - y(i)^2], \quad (2.13)$$

gdzie i przebiega po wszystkich nukleonach w układzie, $x(i)$, $y(i)$, $z(i)$ są współrzędnymi i -tego nukleonu. Na wykresie 2.19 widzimy ewolucję czasową momentu kwadrupolowego Q_{zz} podczas formowania się złożonego układu powstałego po czołowym zderzeniu $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$ przy różnych energiach zderzenia.

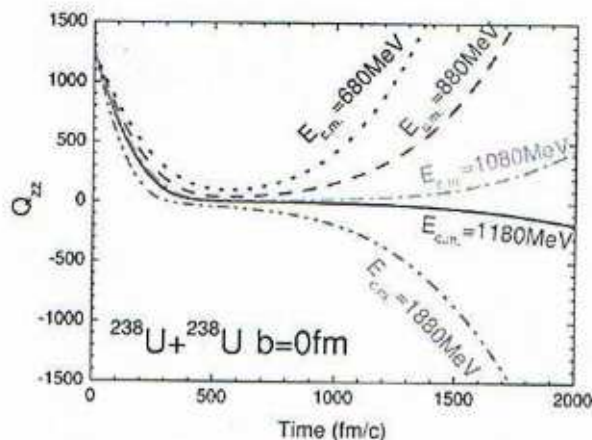
Przy energiach od 5.7 do 7.4 MeV/nukleon ($E_{c.m.} = 680 - 880$ MeV), Q_{zz} na początku maleje z czasem do wartości bliskiej by po jej osiągnięciu znów zacząć



Rysunek 2.18: Czasowa ewolucja gęstości ρ w jednostkach ρ_0 w płaszczyźnie reakcji (oś z jest osią wiązki) dla centralnego zderzenia $^{93}\text{Nb} + ^{93}\text{Nb}$ przy energii 60 MeV/nukleon (rys. 1 z pracy [13]).

rosnąć. Dodatnia wartość Q_{zz} oznacza, że powstały układ przybiera kształt lekko wydłużonej kuli w kierunku osi z . Dla energii 15.8 MeV/nukleon ($E_{c.m.}=1880$) obserwujemy również bardzo szybki spadek od wartości dodatnich do zera by następnie płynnie wraz ze wzrostem czasu spaść do wartości ujemnych. Na rysunku 2.20 obserwujemy dla tego przypadku zmiany zachodzące w kształcie systemu wraz z upływem czasu. Widzimy jak w chwili czasu 200 fm/c zderzające się jądra zlepiają się razem tworząc złożony układ o kształcie sferycznym by następnie po 350 fm/c zacząć wydłużać się w kierunku prostopadłym do osi wiązki. Wraz z upływającym czasem deformacja systemu staje się coraz większa aż w końcowym stanie układ rozpada się w płaszczyźnie prostopadłej do osi wiązki.

Na wykresie 2.19 obserwujemy, że dla energii niższych od 880 MeV lub wyższych od 1880 MeV, Q_{zz} na początku maleje, następnie przyjmuje wartość zero przy czasie rzędu kilkuset fm/c, by ostatecznie przyjąć wartość dodatnią lub ujemną, odpowiednio. Widać zatem, że kształt formującego się układu zależy od energii zderzenia i przy rozpatrywanych energiach ulega on dużej deformacji. Kształt sferyczny system zachowuje tylko w bardzo krótkim okresie czasu od 300 do 400 fm/c, który jest dużo



Rysunek 2.19: Czasowa ewolucja momentu kwadrupolowego Q_{zz} dla czołowego zderzenia $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$ przy wybranych energiach (rys. 11 z pracy [37]).

krótszy niż średni czas życia powstałego układu.

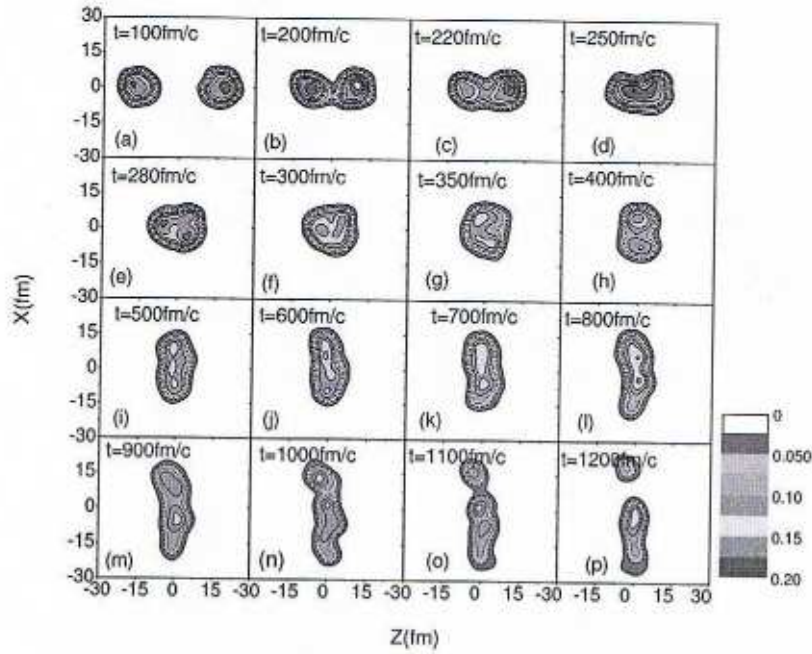
Na rysunkach 2.21, 2.22 widzimy ewolucję czasową układu powstałego w wyniku centralnego zderzenia $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$ przy energii 30 MeV/nukleon ($E_{c.m.}=3570$ MeV). Obserwujemy jak w kolejnych chwilach czasowych układ ewoluje od kulistego kształtu przy czasie około 200 fm/c poprzez spłaszczoną sferę przy 300 fm/c aż do osiągnięcia kształtu torusa przy 400 fm/c i fragmentacji po upływie około 600 fm/c.

Podsumowując wyniki pracy Tian'a i innych można stwierdzić, iż właściwości złożonego układu takie jak średni czas życia, jego kształt, rozkład kątowy fragmentów rozpadu silnie zależą od energii zderzenia.

2.4 Przewidywania eksperymentalne

Jak już zostało wspomniane we wstępie eksperymentalne ewidencje zgromadzone do tej pory wskazujące na rozpad układu o egzotycznym kształcie są bardzo nieliczne. Jedną z prac prezentujących dowody na rozpad systemu o egzotycznym kształcie jest praca Stone'a i innych [16]. Zaprezentowano w niej wyniki analizy danych eksperymentalnych dla centralnych zderzeń $^{86}\text{Kr} + ^{93}\text{Nb}$ w szerokim zakresie energii od 35 do 95 MeV/nukleon używając detektora typu 4π z MSU [41].

Jedną z analizowanych obserwacji wskazującą na rozpad układu o egzotycznym kształcie, była krotność fragmentów o pośrednich masach (N_{IMF}), których ładunek Z mieścił się w obszarze $3 \leq Z \leq 20$. Na rysunku 2.23 widać rozkład N_{IMF} w funkcji energii zderzenia (górny panel) oraz średni ładunek IMF-ów znormalizowany do ładunku źródła. Na wykresie tym można zauważyć 5% wzrost emisji fragmentów o pośrednich masach oraz taki sam wzrost podobieństwa ładunków tych fragmentów.



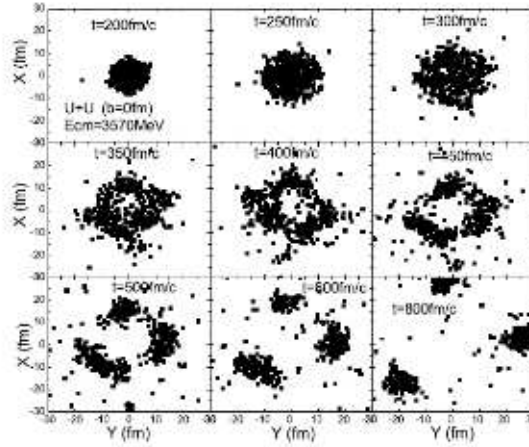
Rysunek 2.20: Czasowa ewolucja gęstości układu dla centralnego zderzenia $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$ przy energii 15.8 MeV/nukleon ($E_{c.m.}=1880$ MeV) w płaszczyźnie x-z, z-oś wiązki (rys. 12 z pracy [37]).

Kolejną obserwabłą, której rozkład wskazywał na to, że mamy do czynienia z rozpadem z układu egzotycznego była sferyczność (ang. sphericity) S (patrz rozdział 6.1). Wielkość ta charakteryzuje kształt układu, im większa jest jej wartość tym bardziej izotropowy był rozpad. Na wykresie 2.24 przedstawiony został rozkład sferyczności w funkcji energii. Zaobserwowano 5% zmniejszenie parametru sferyczności mierzonych zdarzeń przy energii zderzenia 60 MeV/nukleon.

Podsumowując pracę Stone'a, zebrane przez jego grupę dane wskazują na 5% wzmocnienie w emisji fragmentów o pośrednich masach a także w podobieństwie rozmiarów emitowanych IMF-ów. Zaobserwowano także 5% redukcję wartości sferyczności, która może wskazywać na rozpad z torusa a nie z obiektu sferycznego. Wszystkie zmiany w obserwowanych parametrach występują dla energii pocisku z przedziału od 60 do 75 MeV/nukleon.

Wyniki Stone'a to nie jedyne dane eksperymentalne wskazujące na istnienie układów o kształtach niesferycznych. Niezależnie od Stone'a prace nad tym zagadnieniem prowadziła grupa Jouault'a z CNRS (Francja), która zebrała materiał eksperymentalny dla reakcji $\text{Au} + \text{Pb}$ i $\text{Pb} + \text{Ag}$ przy energii 29 MeV/nukleon [17].

Na wykresie 2.25 przedstawiony został rozkład energii kinetycznej i prędkości emitowanych fragmentów w funkcji ich ładunku. Widzimy, że prędkość fragmentów maleje mocno z ładunkiem dla reakcji $\text{Pb} + \text{Ag}$ i znacznie słabiej dla $\text{Au} + \text{Pb}$. Energia kinetyczna natomiast, w przypadku $\text{Au} + \text{Pb}$ wzrasta wraz z ładunkiem do

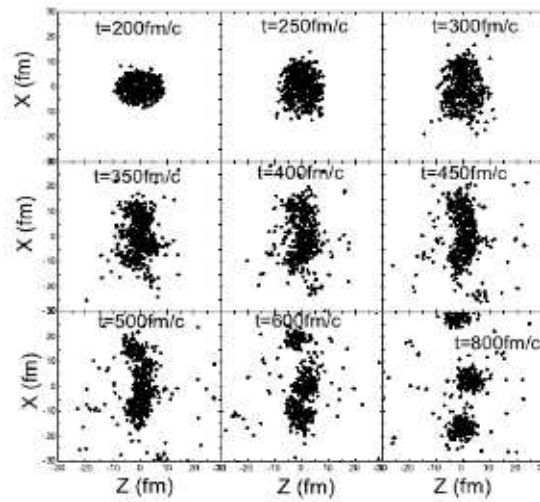


Rysunek 2.21: Czasowa ewolucja gęstości układu dla centralnego zderzenia $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$ przy energii 30 MeV/nukleon ($E_{c.m.}=3570$ MeV) w płaszczyźnie x-y, prostopadłej do osi wiązki [40].

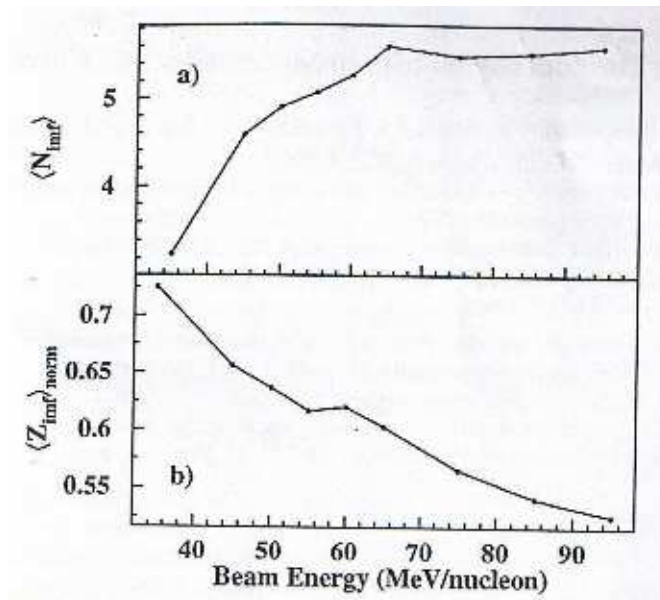
pewnej wartości po czym osiąga stałą wartość niezmienną wraz z ładunkiem, podczas gdy dla reakcji $Pb + Ag$ obserwujemy charakterystyczne maksimum dla pośrednich ładunków. Rozkłady prędkości dla obu reakcji wskazują zatem na rozróżnienie kształtów z jakich nastąpił rozpad. W przypadku dysku, fragmenty są produkowane wszędzie, w całej dostępnej objętości przez co rozkład prędkości jest szeroki. Najcięższe fragmenty są formowane w centrum układu i mają najniższą prędkość w nieskończoności. Dla toroidów, fragmenty są ułożone blisko powierzchni co pociąga za sobą wąski rozkład prędkości. Potwierdza to przewagę rozpadu ze źródła w kształcie dysku w centralnym zderzeniu $Pb + Ag$ oraz multifragmentacji ze źródła toroidalnego w reakcji $Au + Pb$.

Rezultaty eksperymentalne zostały porównane z wynikami symulacji dla tych reakcji. Obliczenia zostały wykonane przy użyciu modelu Landau-Vlasov rozszerzonego o człon zderzeniowy Uehling-Uhlenbeck z założeniem miękkiego równania stanu. Widoczne na rysunku 2.25 czarne kropki to rezultaty symulacji, które jak widzimy na wykresie pokrywają się w granicach błędów z danymi eksperymentalnymi.

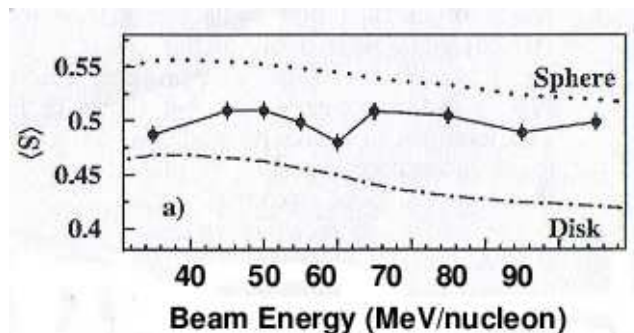
Zatem wyniki przedstawione przez Jouault'a w powyższej wspomnianej pracy dostarczają eksperymentalnych wskazówek na możliwość istnienia egzotycznych (toroidalnych) układów w reakcjach z ciężkimi jonami przy pośrednich energiach.



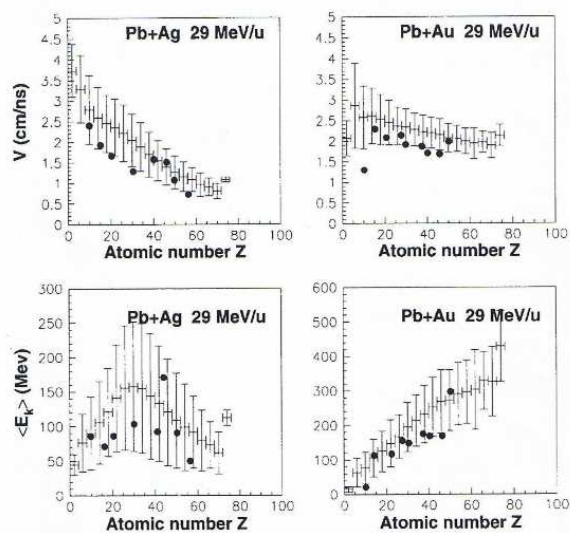
Rysunek 2.22: Czasowa ewolucja gęstości układu dla centralnego zderzenia $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$ przy energii 30 MeV/nukleon ($E_{c.m.}=3570$ MeV) w płaszczyźnie x-z, z-oś wiązki [40].



Rysunek 2.23: Rozkład (a) krotności fragmentów o pośrednich masach N_{IMF} (b) całkowitego ładunku IMF-ów ($3 \leq Z_{IMF} \leq 20$) w funkcji energii zderzenia dla reakcji $^{86}\text{Kr} + ^{93}\text{Nb}$ (rys. 1 z pracy [16]).



Rysunek 2.24: Rozkład sferyczności w funkcji energii zderzenia dla reakcji $^{86}\text{Kr} + ^{93}\text{Nb}$ (rys. 3 z pracy [16]).



Rysunek 2.25: Rozkład prędkości i energii kinetycznej emitowanych fragmentów w funkcji ich ładunku dla centralnych zderzeń w reakcjach $Pb + Ag$ i $Au + Pb$ przy energii 29 MeV/nukleon. Kropki to rezultaty symulacji, naniesione na dane eksperymentalne wraz z błędami (rys. 8 z pracy [17]).

Rozdział 3

Dynamiczne modele reakcji jądrowych

W fizyce jądrowej przewidywania dotyczące ewolucji czasowej zderzających się jąder atomowych prowadzi się w oparciu o modele dynamiczne [42]. Traktują one zderzenie jądro - jądro w sposób mikroskopowy z uwzględnieniem zderzeń nukleon - nukleon, efektów średniego pola i zakazu Pauliego.

W poniższym rozdziale opisane zostaną dwa wybrane modele dynamiczne: BUU i QMD. Rezultaty obliczeń wykonanych w ramach tych modeli prezentowane są w rozdziale 4. Uzyskane wyniki posłużyły w analizie możliwości formowania się układów o egzotycznych kształtach.

3.1 Model BUU

Model BUU oparty jest o równanie transportu Boltzmana uzupełnione przez Uehling'a i Ulenbeck'a o człon zderzeniowy i zakaz Pauliego. Równanie to ma postać:

$$\left[\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v}\nabla_r - (\nabla_r U)\nabla_p\right]f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) = -\frac{1}{(2\pi)^6} \int d^3\mathbf{p}_2 d^3\mathbf{p}_{2'} d\Omega \frac{d\sigma}{d\Omega} \mathbf{v}_{12} \{ff_2(1-f_{1'})(1-f_{2'}) - f_{1'}f_{2'}(1-f)(1-f_2)(2\pi)^3\delta^3(\mathbf{p} + \mathbf{p}_2 - \mathbf{p}_{1'} - \mathbf{p}_{2'})\}, \quad (3.1)$$

gdzie $f \equiv f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$ jest funkcją rozkładu gęstości prawdopodobieństwa znalezienia w chwili t cząstki o współrzędnej położenia $\mathbf{r}$ i pędzie $\mathbf{p}$.

Czynnik $d\sigma/d\Omega$ to przekrój czynny na rozpraszanie nukleon-nukleon, v_{12} to prędkość względna dwóch nukleonów. Aktualna gęstość materii jądrowej $\rho(\mathbf{r})$ wyrażona jest przez:

$$\rho(\mathbf{r}) = \frac{4}{(2\pi)^3} \int f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) d^3\mathbf{p}. \quad (3.2)$$

Z kolei U jest potencjałem średniego pola i zdefiniowane jest jako:

$$U(\rho, \tau_z) = A\left(\frac{\rho}{\rho_0}\right) + B\left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)^\sigma + (1 - \tau_z)V_c + C\frac{\rho_n - \rho_p}{\rho_0}\tau_z, \quad (3.3)$$

gdzie ρ_0 to normalna gęstość materii jądrowej, τ_z jest odpowiednio równe 1 lub -1 dla neutronu lub protonu, V_c to potencjał kulombowski. Stałe A , B , σ są tak dobrane aby uzyskać poprawne wartości gęstości, energii wiązania oraz parametru nieściśliwości materii jądrowej K , zdefiniowanego jako:

$$K = 9\rho_0^2 \frac{\partial^2 e(\rho, 0)}{\partial^2 \rho} \Big|_{\rho = \rho_0}. \quad (3.4)$$

Stała C jest stałą w potencjale asymetrycznym, a ρ_n , ρ_p reprezentują gęstości neutronów i protonów, odpowiednio. Współczynniki A , B wynoszą odpowiednio w zależności od rodzaju równania materii jądrowej (EOS) (patrz tabela 3.1):

Rodzaj EOS	A [MeV]	B [MeV]	σ	K [MeV]
sztywne	-124.69	74.24	2	380
miękkie	-356	306.1	7/6	200

Tablica 3.1: Wartości współczynników

Istnieje wiele technik rozwiązywania równania BUU. Jedną z nich jest wprowadzenie N testowych cząstek dla każdego z nukleonów jądra. Tak więc w przypadku zderzenia jądra A o liczbie nukleonów N_A i jądra B o liczbie nukleonów N_B mamy w sumie $(N_A + N_B)N$ testowych cząstek. Gęstość materii jądrowej jest definiowana jako:

$$\rho(\mathbf{r}) = \frac{N'}{N(N_A + N_B)(\delta r)^3}, \quad (3.5)$$

gdzie N' jest liczbą cząstek testowych w elemencie objętości $(\delta r)^3$ wokół punktu opisanego wektorem $\mathbf{r}$. W modelu tym pojedyncze jądro o liczbie nukleonów N_A jest reprezentowane jako zbiór $N_A * N$ testowych cząstek wewnątrz objętości o promieniu R . Uwzględnia się również dla cząstek testowych ruchy Fermiego. Związek pomiędzy promieniem R a pędem Fermiego p_F dany jest wyrażeniem: $4(\frac{4\pi}{3})^2 R^3 p_F^3 = h^3 N_A$. Zatem po wprowadzeniu N test cząstek pojedyncze zderzenie jąder atomowych jest zastąpione przez N równoległych zderzeń, które są śledzone we wspólnym średnim polu, uśrednianym w każdym kroku czasowym [42]. W modelu BUU uwzględnia się również zakaz Pauliego. Kiedy dwie cząstki testowe zderzają się, ich współrzędne zmieniają się z $(\mathbf{r}_1, \mathbf{p}_1)(\mathbf{r}_2, \mathbf{p}_2)$ na $(\mathbf{r}_1, \mathbf{p}_{1'})(\mathbf{r}_2, \mathbf{p}_{2'})$. Jeśli przestrzeń fazowa wokół $(\mathbf{r}_1, \mathbf{p}_{1'})$ i $(\mathbf{r}_2, \mathbf{p}_{2'})$ jest zasadniczo pusta to dopuszczalne jest rozpraszanie, w przeciwnym przypadku jest zabronione.

Ruch cząstek testowych między zderzeniami rozważany jest klasycznie i opisywany jest równaniami Hamiltona:

$$\dot{\mathbf{p}}_i = -\nabla_r U(\rho(\mathbf{r}_i)) \quad (3.6)$$

$$\dot{\mathbf{r}}_i = \mathbf{v}_i, \quad (3.7)$$

gdzie prędkość cząstki $\mathbf{v}_i$ może być obliczona relatywistycznie bądź nierelatywistycznie. W przypadku, gdy energia wiązki jest wyższa niż 150 MeV/nukleon kanały nieelastycznego rozpraszania są uwzględniane.

W modelu BUU uwzględniane są efekty średniego pola i zderzenia między cząstkami, zatem model ten dostarcza informacji o funkcji gęstości pojedynczej cząstki. Uproszczenie to wykorzystuje się w wielu sytuacjach fizycznych, w których dynamika układu jest stabilna (takich jak wczesny stan zderzenia jądrowego kiedy układ jest gorący i zwarty). Jednak podejście takie jest niewystarczające do opisu niestabilnych procesów w których występują duże fluktuacje gęstości układu[42].

3.2 Model QMD

Kolejnym modelem, któremu zostanie poświęcona uwaga w niniejszej pracy jest model QMD (z ang. Quantum Molecular Dynamics). Symuluje on reakcje ciężkojonowe zachowując wielociałowe korelacje i fluktuacje [43]. W modelu tym każdy nukleon reprezentowany jest przez paczkę falową o stałej w czasie, minimalnej szerokości funkcji falowej danej równaniem:

$$\Psi_i(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{(2\pi L)^{3/4}} e^{-\frac{(\mathbf{r}-\mathbf{r}_{0i}(t))^2}{4L}} e^{-\frac{i}{\hbar} \mathbf{p}_{0i}(t) \mathbf{r}}, \quad (3.8)$$

gdzie $\mathbf{r}_{0i}$ i $\mathbf{p}_{0i}$ są średnim położeniem i pędem i -tego nukleonu w centrum paczki falowej scharakteryzowanej przez parametr L , który wyraża szerokość gaussowską. Wartość L wynosi $1.08 fm^2$ odpowiadając średniemu promieniowi kwadratowemu nukleonu równemu 1.8 fm [44]. Funkcja gaussowska została zaadoptowana do opisu funkcji falowej pojedynczej cząstki z trzech powodów [43]. Po pierwsze minimalna paczka falowa (org. m.w.p.) spełnia zasadę nieoznaczoności:

$$\Delta r_x \Delta p_x = \frac{\hbar}{2}. \quad (3.9)$$

Po drugie jednociłowy rozkład gęstości skonstruowany z tych paczek falowych zgadza się z obserwowanym profilem gęstości nukleonów. Po trzecie gaussowskie paczki falowe upraszczają obliczenia. Szerokość paczki falowej jest stała przeciwnie do rozwiązania równania Schrödingera zależnego od czasu. Utrzymywanie niezmiennego L jest w zgodzie z obserwacją, że promień zimnego jądra jest stały, więc naśladuje wpływ potencjału na funkcje falową.

N-ciałowa funkcja falowa, Ψ_N , opisująca jądro atomowe jest iloczynem N jednocząstkowych funkcji falowych Ψ_i . Oczywiście takie uproszczenie jest pogwałceniem antysymetryczności funkcji falowej dla fermionów. W modelu QMD, efekty fermionowe są symulowane przez efektywny potencjał Pauliego oraz blokadę Pauliego dla zderzeń nukleon - nukleon. Potencjał Pauliego zapobiega przebywaniu w małej odległości nukleonów tego samego rodzaju.

W tym celu tworzy się wyznacznik Slatera, który w pierwszym przypadku musi być równy -1 a w drugim 1. Efekty fermionowe uwzględniane w dynamice zderzających się jąder atomowych mogą być zasymulowane przy użyciu potencjału Pauliego z zakazem Pauliego stanów końcowych indywidualnych kolizji nukleon - nukleon [43].

Stosując przekształcenie Wignera do równania 3.9 otrzymujemy:

$$f^{(N)}(\mathbf{R}_1, \mathbf{R}_2, \dots, \mathbf{R}_N, \mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2, \dots, \mathbf{p}_N) \equiv \frac{1}{(2\pi\hbar)^{3N}} \int \left(\prod_{i=1}^N d^3 r_i \right) e^{-\frac{i}{\hbar} \sum_{k=1}^N \mathbf{p}_k \mathbf{r}_k}$$

$$\Psi_N^*(\mathbf{R}_1 - \frac{\mathbf{r}_1}{2}, \dots, \mathbf{R}_N - \frac{\mathbf{r}_N}{2}) \Psi_N(\mathbf{R}_1 + \frac{\mathbf{r}_1}{2}, \dots, \mathbf{R}_N + \frac{\mathbf{r}_N}{2}) = \frac{1}{(\pi\hbar)^{3N}}$$

$$e^{-\frac{1}{2L} \sum_{k=1}^N (\mathbf{R}_k - \mathbf{r}_{0k})^2 - \frac{2L}{\hbar^2} \sum_{k=1}^N (\mathbf{p}_k - \mathbf{p}_{0k})^2}. \quad (3.10)$$

W prezentowanym podejściu ograniczono się do jednocząstkowego rozkładu w postaci [45]:

$$f(\mathbf{r}, \mathbf{p}) \equiv \int \left(\prod_{k=1}^N d^3 R_k d^3 p_k \right) \sum_{i=1}^N \delta(\mathbf{r} - \mathbf{R}_i) \delta(\mathbf{p} - \mathbf{p}_i)$$

$$f^N(\mathbf{R}_1, \mathbf{R}_2, \dots, \mathbf{R}_N, \mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2, \dots, \mathbf{p}_N)$$

$$= \frac{1}{(\pi\hbar)^3} \sum_{i=1}^N e^{-\frac{1}{2L} (\mathbf{r} - \mathbf{r}_{0i})^2} e^{-\frac{2L}{\hbar^2} (\mathbf{p} - \mathbf{p}_{0i})^2}, \quad (3.11)$$

która opisuje jednociłową gęstość przestrzeni fazowej w punkcie $(\mathbf{r}, \mathbf{p})$. Jednociłowa gęstość w przestrzeni położeń i pędów jest dana odpowiednio:

$$\rho(\mathbf{r}) = \int f(\mathbf{r}, \mathbf{p}) d^3 p = \frac{1}{(2)^{3/2}} \sum_{i=1}^N e^{-\frac{1}{2L} (\mathbf{r} - \mathbf{r}_{0i})^2}, \quad (3.12)$$

$$g(\mathbf{p}) = \int f(\mathbf{r}, \mathbf{p}) d^3 r = \left(\frac{2L}{\pi\hbar^2} \right)^{3/2} \sum_{i=1}^N e^{-\frac{2L}{\hbar^2} (\mathbf{p} - \mathbf{p}_{0i})^2}. \quad (3.13)$$

Następnie konstruując układ początkowy, centroidy Gaussów (czyli nukleony) są wybierane losowo w przestrzeni położeń i pędów w następujący sposób [44]. Na

początku pozycje ($\mathbf{r}_i$) są ustalone na sferze o promieniu $R = 1.14A^{1/3}$. Następnie sprawdzany jest warunek przekrywania: jeśli dwa nukleony znajdują się w odległości mniejszej niż $r_{min} = 1.5$ fm wtedy takie zdarzenie jest odrzucane. W następnym kroku ustalana jest gęstość lokalna $\rho(\mathbf{r}_i)$ wokół każdego nukleonu generowana od pozostałych nukleonów. Następnie obliczany jest lokalny pęd Fermiego $\mathbf{p}_F^i$: $\mathbf{p}_F^i = \hbar(\frac{3}{2}\pi^2\rho(\mathbf{r}_i))^{1/3}$. Na końcu pęd nukleonów wybieramy losowo z przedziału od zera do $\mathbf{p}_F^i$. Następnie jeżeli dwa nukleony w przestrzeni fazowej znajdują się bliżej niż: $(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j)^2(\mathbf{p}_i - \mathbf{p}_j)^2 = d_{min}$ wtedy taką parę odrzucamy i ponownie losujemy. Konfiguracje spełniające powyższe kryteria są dość stabilne a nukleony nie uciekają z jądra przez ok. 300 fm/c. Podczas propagacji tylko pozycje (r_i) i pędy (p_i) i-tego nukleonu są zmieniane, szerokość funkcji falowej jest utrzymywana. Ewolucja czasowa układu dana jest przez klasyczne równania Hamiltona dla centroid pakietów falowych:

$$\dot{r}_{i0} = \frac{\partial H}{\partial p_{i0}}, \quad (3.14)$$

$$\dot{p}_{i0} = -\frac{\partial H}{\partial r_{i0}}, \quad (3.15)$$

gdzie hamiltonian $H = T + U$, U to całkowita energia potencjalna nukleonów, a T to całkowita energia kinetyczna. Równania różniczkowe są rozwiązywane metodą całek Euler'a z ustalonym krokiem czasowym Δt . W wyniku tej metody otrzymujemy:

$$p_{0i}(n+1) = p_{0i}(n) - \nabla_r U_i(n + \frac{1}{2})\Delta t, \quad (3.16)$$

$$r_{0i}(n + \frac{1}{2}) = r_{0i}(n - \frac{1}{2}) + \frac{p_{0i}(n)}{(p_{0i}(n)^2 + m_i^2)^{1/2}}\Delta t + \nabla_p U_i(n)\Delta t. \quad (3.17)$$

Po każdym kroku czasowym badana jest możliwość zderzenia się dwóch nukleonów. Nukleony mogą zderzyć się jeśli zbliżą się na odległość mniejszą niż $r = \sqrt{\sigma/\pi}$, gdzie σ jest całkowitym przekrojem czynnym na zderzenie nukleon-nukleon. Dodatkowo uwzględniony jest zakaz Pauliego. Jednak efektywny przekrój czynny jest mniejszy ze względu na przestrzegany zakaz Pauliego w stanie końcowym. Oznacza to, że ilekroć nastąpiło zderzenie przestrzeń fazowa wokół stanu końcowego rozpraszanych nukleonów jest sprawdzana. Jest liczona z prawdopodobieństwem P_1 i P_2 dla stanów końcowych każdych dwóch rozpraszanych nukleonów, odpowiednio i jeśli jest już zajęta przez inne nukleony to wtedy jest blokowana z prawdopodobieństwem $P_{block} = P_1 P_2$ lub dopuszczona z prawdopodobieństwem $1 - P_{block}$. Jeśli kolizja jest zablokowana pęd rozpraszanych nukleonów jest równy ich pędom sprzed rozpraszania.

W modelu QMD dopuszcza się tylko te energie tarczy, przy których nie więcej niż 84% wszystkich kolizji jest blokowanych. Zatem dolna granica energii kinetycznej dla stosowności modelu wynosi $T_{lab} = 20\text{MeV/nukleon}$ [46].

Rozdział 4

Rezultaty obliczeń BUU

Opisywany w poprzednim rozdziale model BUU został użyty do symulowania czasowej ewolucji układów powstałych w wyniku zderzenia ciężkich jąder atomowych. Obliczenia wykonano korzystając z kodu BUU stworzonego przez Bao An Li [36]. Jak już zostało wspomniane równanie BUU rozwiązuje się metodą N-test cząstek. Liczba cząstek testowych użyta w symulacjach wynosiła 200. Rozmiar komórki w przestrzeni położeń wynosił 1 fm^3 , krok czasowy wykonywanych obliczeń był równy 0.2 fm/c . Po każdym kroku czasowym wyliczana była średnia gęstość cząstek oraz średni potencjał oddziaływania. Możliwe to było do realizacji, gdyż znana nam była ilość cząstek w komórce po każdym 0.2 fm/c . Czasową ewolucję układu śledziliśmy do czasu $t = 250 \text{ fm/c}$. Obliczenia zostały wykonane dla dwóch wartości parametru nieściśliwości symetrycznej materii jądrowej. Wartość parametru K była równa $K = 200 \text{ MeV}$ dla miękkiego równania stanu materii jądrowej i $K = 380 \text{ MeV}$ dla sztywnego równania stanu. Uwzględnione zostały również dwie wartości parametru nieściśliwości asymetrycznej materii jądrowej:

$$K_{sym} = 9\rho_0^2 \frac{\partial^2 e_{sym}(\rho)}{\partial^2 \rho} |_{\rho = \rho_0} \quad (4.1)$$

równe -69 MeV i 61 MeV .

4.1 Centralne zderzenia Au+Au

W pracy wykonano symulacje dla ciężkiego układu $Au + Au$ przy energiach 8, 15, 23, 40 MeV/nukleon dla dwóch rodzajów równania jądrowego: miękkiego i sztywnego. Na rysunku 4.1 przedstawiona została czasowa ewolucja systemu do czasu $t = 200 \text{ fm/c}$ dla centralnego zderzenia Au+Au przy wyżej wspomnianych energiach dla miękkiego równania stanu w płaszczyźnie x, y dla $z=0$ gdzie, z to oś wiązki. Natomiast rysunek 4.2 przedstawia rezultaty w płaszczyźnie x, z dla $y=0$.

Jak widać z rysunków 4.1 i 4.2 po zderzeniu jąder następuje kompresja materii jądrowej a następnie jej ekspansja i spadek gęstości. Widzimy, że przy najniższej energii układ przyjmuje kształt sferyczny w chwili czasu 200 fm/c . Przy energii 15

MeV/nukleon powstały w wyniku ewolucji system, przyjmuje kształt spłaszczonej bańki po czasie 200 fm/c. Przy energii 23 MeV/nukleon utworzona konfiguracja przyjmuje początkowo również kształt spłaszczonej bańki ale wraz z upływem czasu zmienia się w toroid. Zaś przy energii 40 MeV/nukleon ekspansja radialna systemu jest silniejsza niż w poprzednich przypadkach i układ po czasie 100 fm/c przyjmuje już kształt toroidalny a następnie rozpada się na oddzielne fragmenty zlokalizowane w płaszczyźnie x, y . Powstałe fragmenty obserwujemy w kanale wyjściowym.

Na rysunkach 4.3 i 4.4 przedstawiona została ewolucja układu Au+Au przy energiach 8, 23, 35, 40 MeV/nukleon ale dla przypadku sztywnego równania stanu dla trzech chwil czasowych: początkowej $t = 0$ fm/c, $t=100$ fm/c i 250 fm/c. Wybór energii i chwil czasowych nie był przypadkowy. Ze względu na rodzaj równania konieczna była wyższa energii i dłuższy czas ewolucji na utworzenie egzotycznych układów. Widzimy, że przy energii 8 MeV/nukleon obserwujemy, że materia jądrowa przyjmuje kształt spłaszczonej kuli. Wzrost energii do 23 MeV/nukleon powoduje, że układ przyjmuje kształt dysku w czasie 250 fm/c dopiero przy energii 35 MeV/nukleon w wyniku ewolucji czasowej system przybiera kształt spłaszczonej bańki przy czasie 100 fm/c aby ewoluować do kształtu torusa przy czasie 250 fm/c. Przy najwyższej dostępnej energii układ osiąga kształt toroidalny już po czasie 100 fm/c, aby po 250 fm/c zacząć pękać.

Jak widać z rysunków 4.1, 4.2 oraz 4.3, 4.4 próg energetyczny na tworzenie się toroidalnych jąder zależy od sztywności równania materii jądrowej i rośnie wraz z nią. Dla miękkiego równania stanu torusy tworzyły się już przy energii 23 MeV/nukleon. Zakładając natomiast sztywne równanie stanu materii jądrowej próg energetyczny na utworzenie toroidu znajduje się przy wartości 35 MeV/nukleon.

Alternatywną metodą prezentowania rozkładu test-cząstek jest utworzenie rozkładu kąтового kąta Θ zawartego pomiędzy osią wiązki a wektorem położenia danej test-cząstki. Na rysunku 4.5 lewa kolumna przedstawia rozkład kątowy Θ dla liczby cząstek testowych równej 200 dla reakcji $Au + Au$ przy energiach 8, 15, 23, 40 MeV/nukleon. Natomiast prawa kolumna pokazuje rozkład gęstości dla 10 cząstek testowych. Możemy zobaczyć, że dla energii 8 MeV/nukleon rozkład kątowy ma niemal stałą wartość co świadczy o kształcie kulistym powstałego obiektu (patrz rys. 4.1, 4.2). W przypadku energii 15 MeV/nukleon obserwujemy delikatnie zarysowany szeroki pik przy około 90° ze słabo opadającym zboczem odpowiadający spłaszczonej bańce. Wraz ze wzrostem energii maksimum zlokalizowanego w płaszczyźnie prostopadłej do osi wiązki staje się wyraźniejsze i coraz bardziej strome co wskazuje na tworzenie się obiektu toroidalnego przy energii 23 i 40 MeV/nukleon.

Po prawej stronie rysunku 4.5 przedstawiono rozkłady gęstości dla powyżej wspomnianych energii dla podklasy 10 test-cząstek. Świadczą one o tym, iż tworzące się kształty: kuli dla 8 MeV/nukleon, bańki przy 15 MeV/nukleon oraz torusa przy 23 i 40 MeV/nukleon nie zależą od ich liczby test - cząstek używanych do generacji rozkładów gęstości.

4.2 Niecentralne zderzenia Au+Au przy energii 23 MeV/nukleon

Zostało również zbadane zachowanie układu Au + Au dla niecentralnych zderzeń. Wykonane zostały symulacje dla parametrów zderzenia b równych: 1.25, 3, 7, 8 fm. Na rysunku 4.6 przedstawione zostały kształty konfiguracji po czasie 200 fm/c. Jak widać na rysunku powstałe obiekty są obrócone względem osi wiązki. Jest to konsekwencją ruchu rotacyjnego, wynikającego z niezerowego momentu pędu, dla niezerowych wartości parametru zderzenia b . Aby nie stracić żadnej informacji o kształcie obiektu,

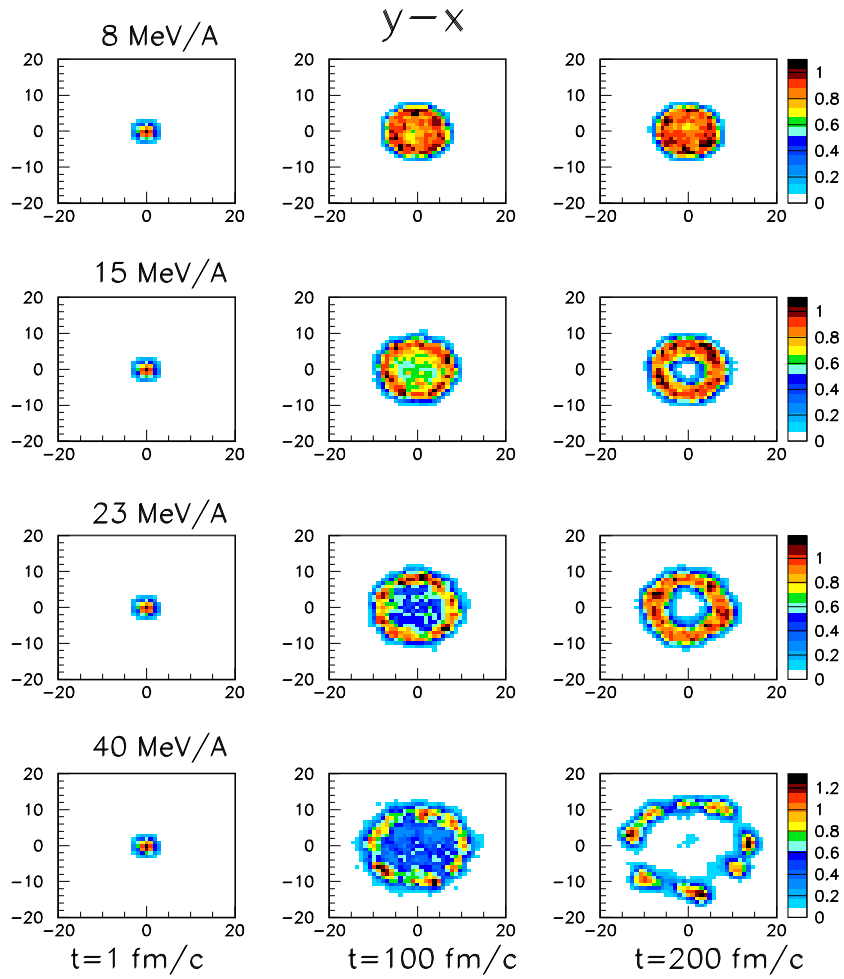
dokonałiśmy obrotu układu względem osi y . Widoczna na rysunku 4.7 oś x' jest osią prostopadłą do osi symetrii obróconych toroidów. Jak widać na rysunku 4.6 toroidy tworzą się dla parametru zderzenia równego 1.25 i 3 fm. Dla wyższych parametrów b aż do 7 fm powstające toroidy są zniekształcone. Dla parametru zderzenia większego niż 7 fm obserwujemy dwa fragmenty w kanale wyjściowym, co odpowiada reakcji dwuciałowej.

4.3 Centralne zderzenia dla lżejszego układu: $^{124}\text{Sn} + ^{124}\text{Sn}$

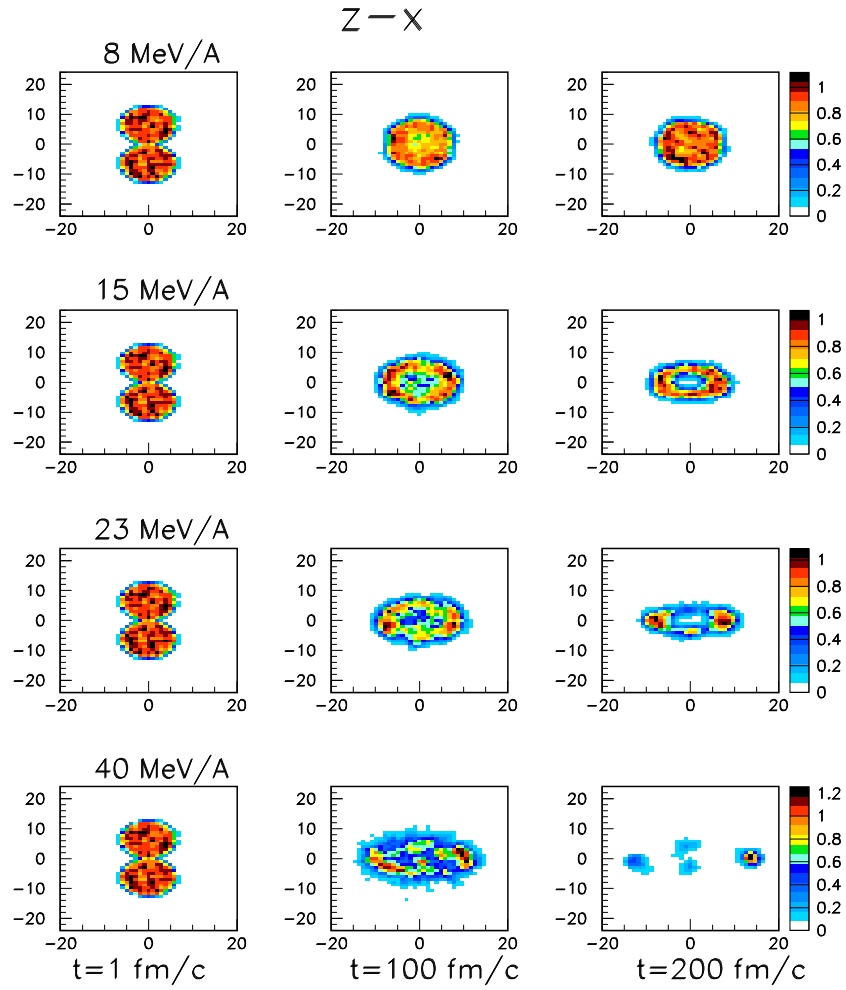
Wykonane zostały również symulacje ewolucji czasowej układów powstałych w wyniku zderzeń lżejszych jąder, a mianowicie $^{124}\text{Sn} + ^{124}\text{Sn}$ dla parametru $b = 0$ fm przy energiach 15, 25, 35, 50 MeV/nukleon dla miękkiego równania stanu. Na rysunku 4.8 przedstawione zostały rozkłady gęstości dla badanego układu w płaszczyźnie x, y (z cięciem dla $z=0$, z -oś wiązki) dla trzech chwil czasowych 1, 100, 250 fm/c. Natomiast rysunek 4.9 przedstawia ewolucję czasową tego samego układu ale w płaszczyźnie x, z dla $y=0$. Widzimy, że dla najniższej energii system przyjmuje kształt sfery z lekkim spadkiem gęstości w jej centralnej części.

Przy energii 25 MeV/nukleon układ ewoluuje do dysku prostopadłego do osi wiązki. Kształty toroidalne obserwujemy przy energiach 35 i 50 MeV/nukleon przy czym przy energii 50 MeV/nukleon powstały torus w chwili czasu 200 fm/c zaczyna pękać i obserwujemy pojedyncze fragmenty w kanale wyjściowym.

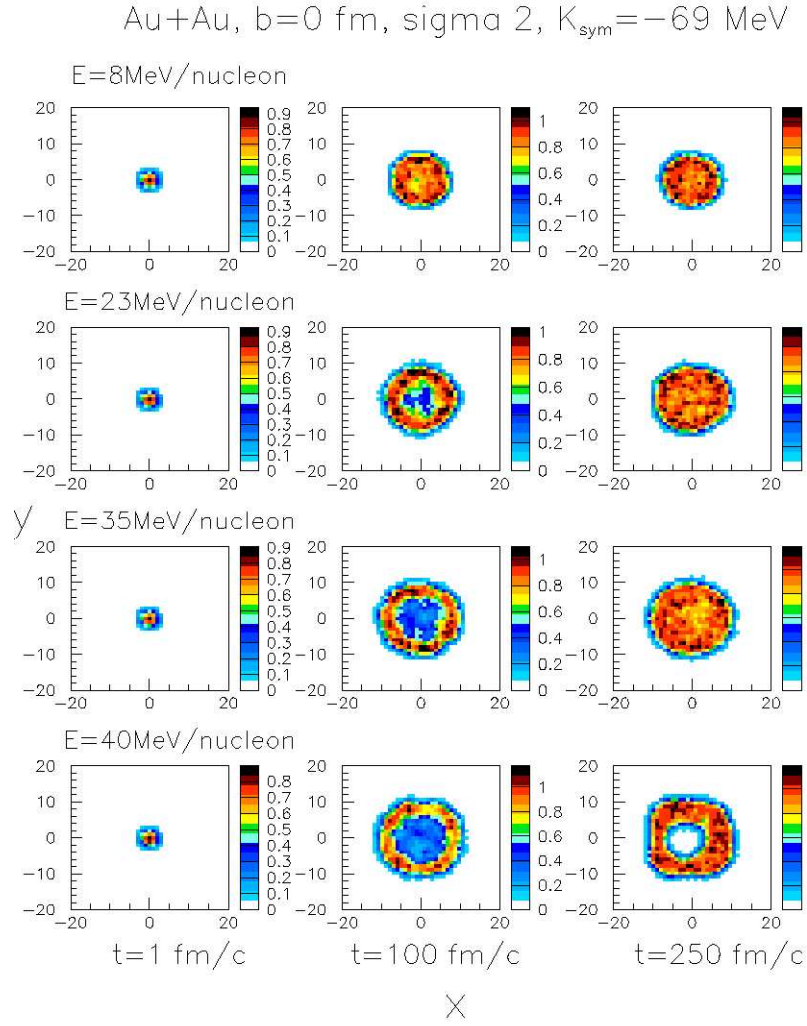
Jak widać z rysunków 4.1, 4.2 oraz 4.8, 4.9 próg energetyczny na tworzenie się torusów maleje wraz ze wzrostem masy układu. Dla Au+Au było to 23 MeV/nukleon natomiast dla $^{124}\text{Sn} + ^{124}\text{Sn}$ toroid powstał dopiero przy energii 35 MeV/nukleon. Im cięższy układ tym niższa energia na utworzenie kształtu toroidalnego i tym niższa jego energia wzbudzenia, czyli tym większe prawdopodobieństwo utworzenia stabilnej konfiguracji.



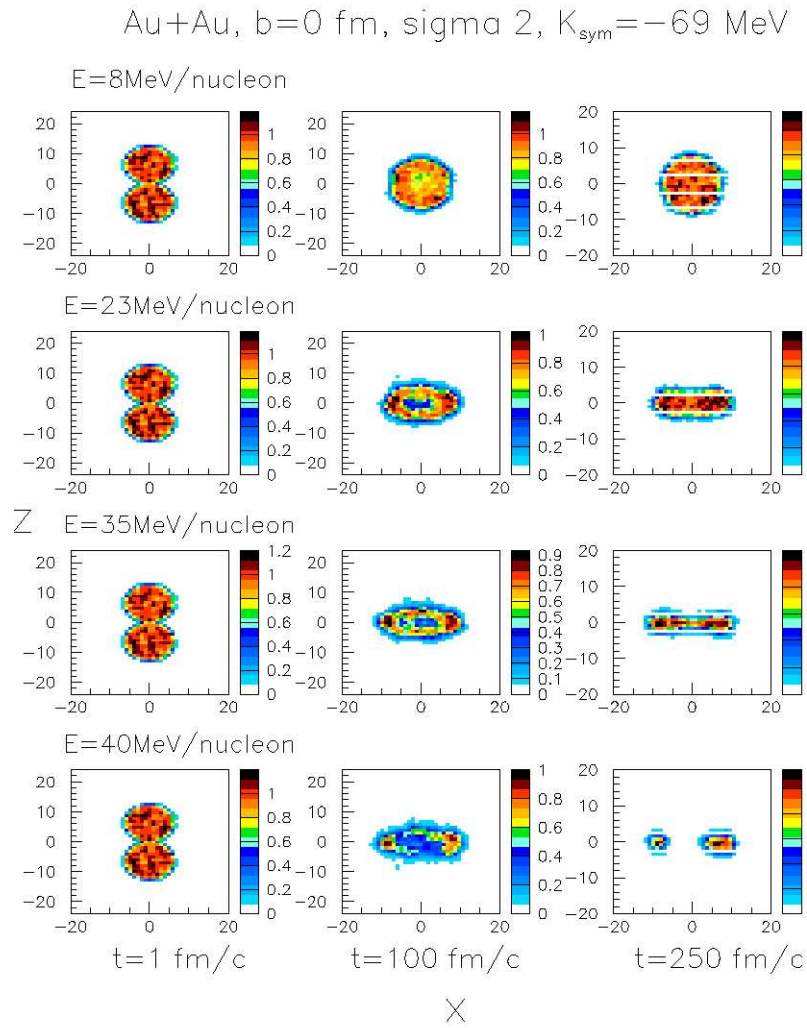
Rysunek 4.1: Czasowa ewolucja dla centralnego zderzenia Au+Au przy energiach 8, 15, 23, 40 MeV/nukleon dla miękkiego równania stanu $K=200$ MeV i $K_{sym} = -69$ MeV w płaszczyźnie x, y dla $z=0$, gdzie z to oś wiązki.



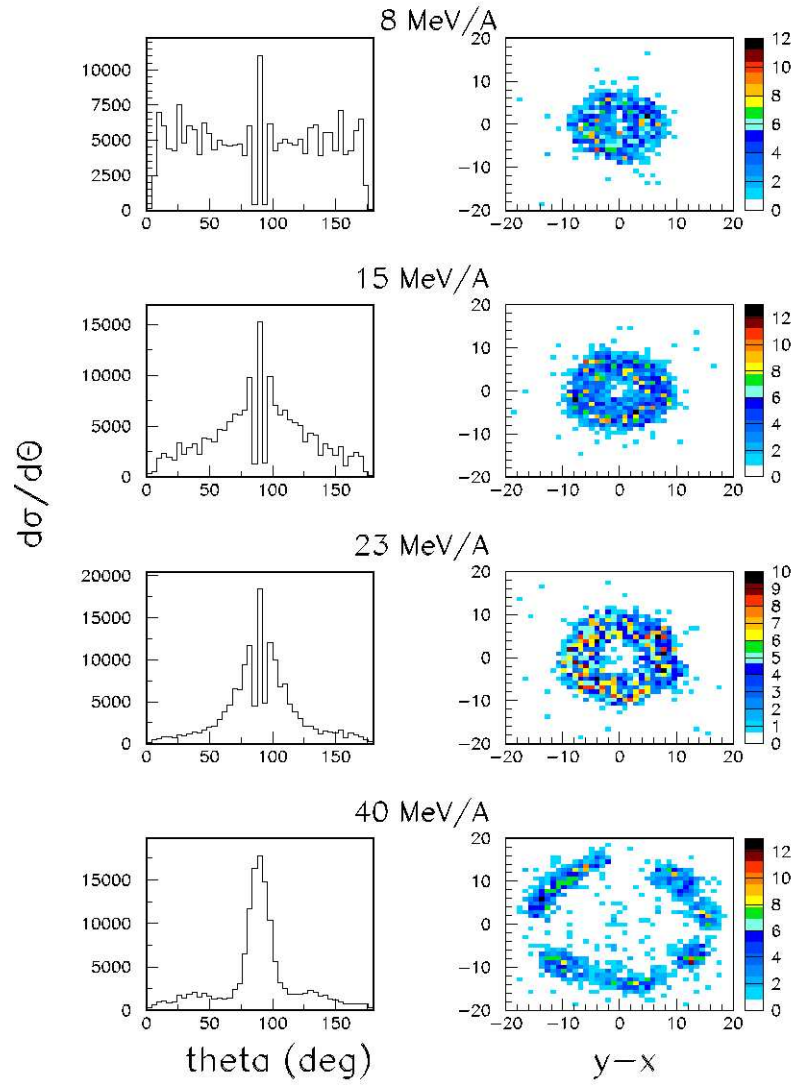
Rysunek 4.2: Czasowa ewolucja dla centralnego zderzenia Au+Au przy energiach 8, 15, 23, 40 MeV/nukleon dla miękkiego równania stanu $K=200$ MeV i $K_{sym} = -69$ MeV w płaszczyźnie x, z dla $y=0$.



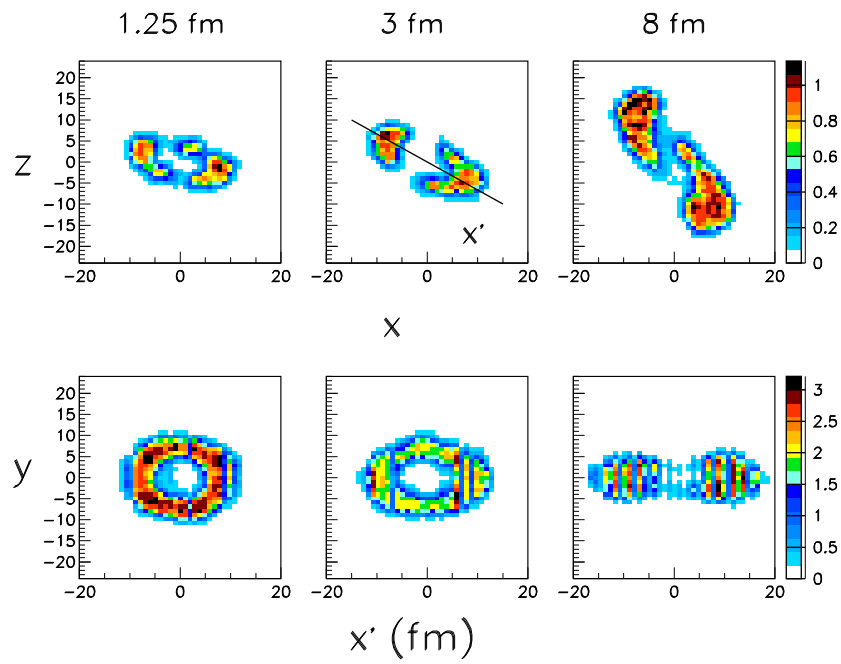
Rysunek 4.3: Czasowa ewolucja dla centralnego zderzenia Au+Au przy energiach 8, 23, 35, 40 MeV/nukleon dla sztywnego równania stanu $K=380$ MeV i $K_{\text{sym}} = -69$ MeV w płaszczyźnie x, y dla $z=0$, oś z to oś wiązki.



Rysunek 4.4: Czasowa ewolucja dla centralnego zderzenia Au+Au przy energiach 8, 23, 35, 40 MeV/nukleon dla sztywnego równania stanu $K=380$ MeV i $K_{\text{sym}} = -69$ MeV w płaszczyźnie x, z dla $y=0$.

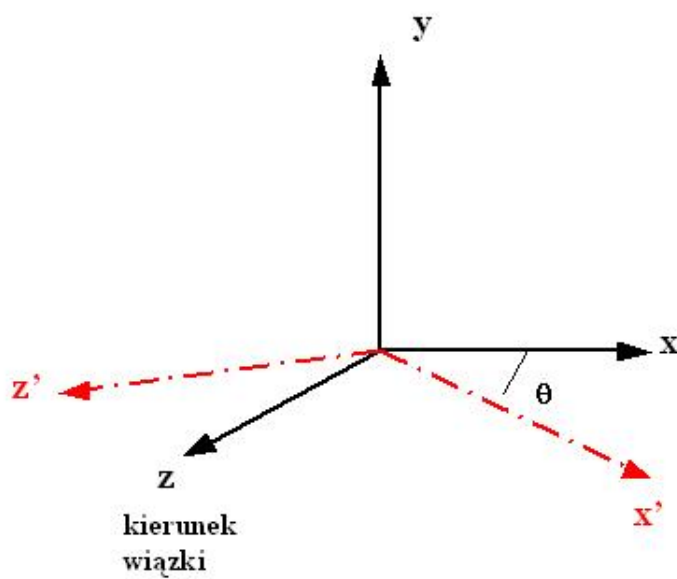


Rysunek 4.5: Lewy panel: rozkład kątowny Θ test cząstek w przestrzeni położeń; prawy panel: rozkład gęstości dla 10 test-cząstek dla reakcji $Au + Au$ przy energiach 8, 15, 23, 40 MeV/nukleon dla miękkiego równania stanu $K=200$ MeV i $K_{sym} = -69$ MeV. Oba rozkłady wykonane dla chwili czasowej 200 fm/c.

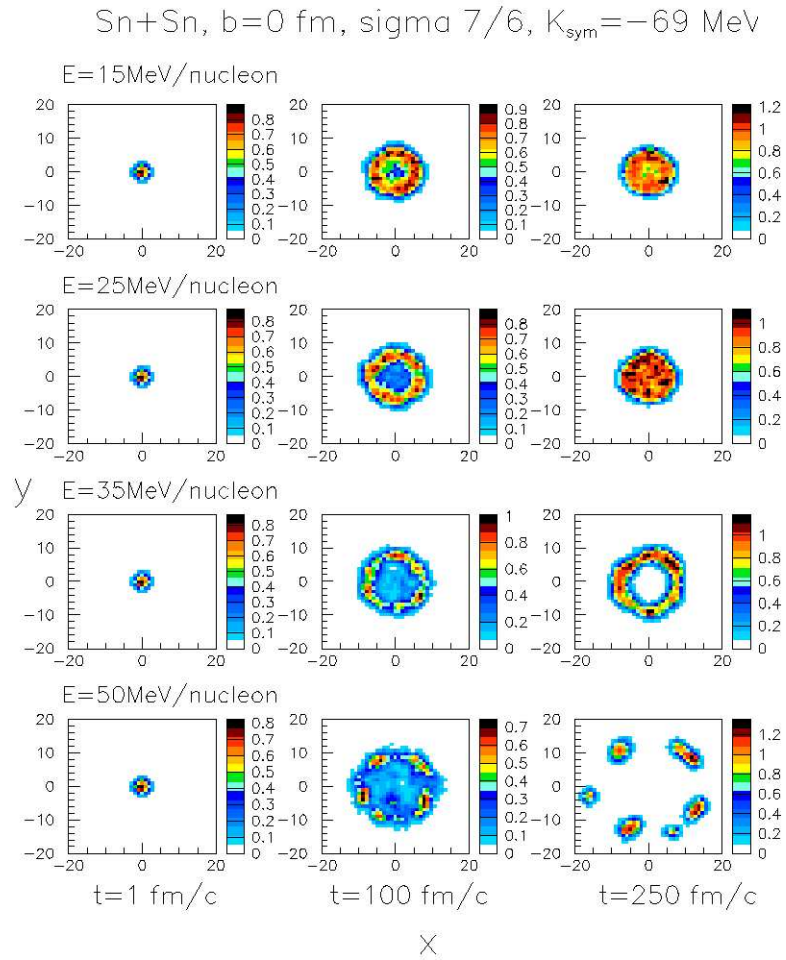


Rysunek 4.6: Rozkład gęstości materii jądrowej po czasie $200 \text{ fm}/c$ dla układu Au+Au przy energii $23 \text{ MeV}/\text{nukleon}$ dla $K=200 \text{ MeV}$ i $K_{sym} = -69 \text{ MeV}$ dla parametrów zderzenia równych $1.25, 3, 8 \text{ fm}$. Górny panel przedstawia ewolucję układu w płaszczyźnie z, x (z cięciem dla $y=0$, z -oś wiązki), dolny panel przedstawia ewolucję systemu w płaszczyźnie x', y .

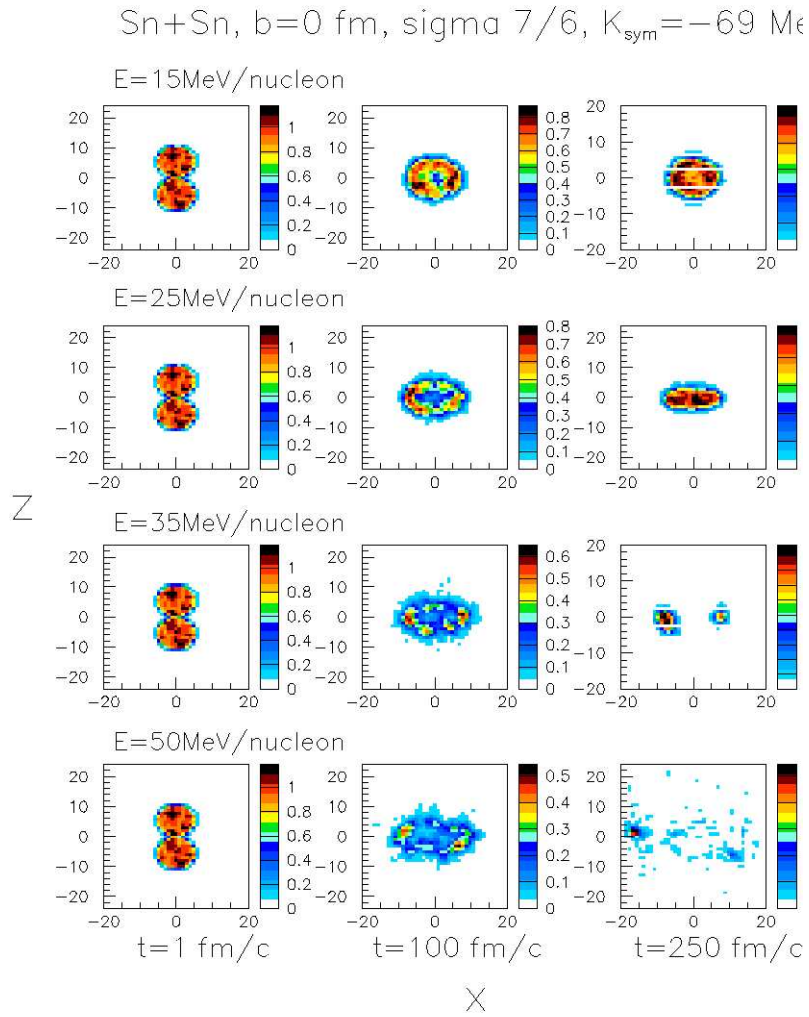
13/12/08



Rysunek 4.7: Układ współrzędnych dla niecentralnych zderzeń Au+Au przy energii 23 MeV/nukleon. Osie x , y , z to osie oryginalnego układu, natomiast osie x' , z' to osie po obrocie tego układu o kąt θ wokół osi y .



Rysunek 4.8: Czasowa ewolucja dla centralnego zderzenia $^{124}\text{Sn} + ^{124}\text{Sn}$ przy energiach 15, 25, 35, 50 MeV/nukleon dla miękkiego równania stanu $K=200$ MeV i $K_{\text{sym}} = -69$ MeV w płaszczyźnie x, y dla $z=0$, gdzie z to oś wiązki.



Rysunek 4.9: Czasowa ewolucja dla centralnego zderzenia $^{124}\text{Sn} + ^{124}\text{Sn}$ przy energiach 15, 25, 35, 50 MeV/nukleon dla miękkiego równania stanu $K=200$ MeV i $K_{\text{sym}} = -69$ MeV w płaszczyźnie x, z z cięciem $y=0$.

Rozdział 5

Model ETNA i jego charakterystyki

Jednym z celów niniejszej pracy jest znalezienie metod pozwalających na identyfikację rozpadu układów jądrowych o egzotycznych kształtach. Stworzony został program symulacyjny ETNA - Expecting Toroidal Nuclear Agglomeration [47]. Na rysunku 5.1 przedstawiono schemat blokowy programu ETNA. Pozwala on na symulowanie rozpadu systemu jądrowego o wybranym kształcie egzotycznym. Dla energii rzędu 15 MeV/nukleon zakłada się, że wszystkie nukleony z tarczy i pocisku biorą udział w reakcji. Dla wyższych energii część z nich emitowana jest z obszaru oddziaływania w pierwszym stadium reakcji, przed ustaleniem się stanu równowagi (org. preequilibrium). Zatem możemy napisać:

$$Z_{CN} = Z_T + Z_P - Z_{preeq}, \quad (5.1)$$

$$A_{CN} = A_T + A_P - A_{preeq}, \quad (5.2)$$

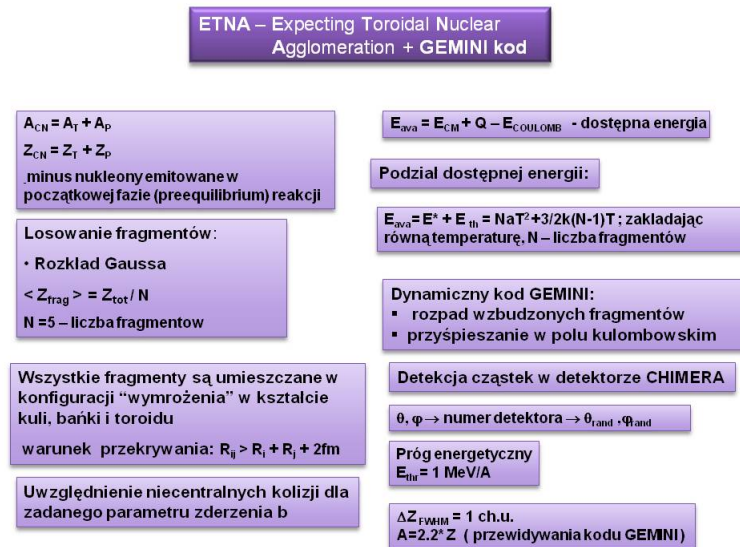
gdzie Z_{CN} to liczba atomowa powstałego układu, Z_T to liczba nukleonów tarczy, Z_P jest liczbą nukleonów pocisku, Z_{preeq} to liczba nukleonów emitowana w pierwszym stadium reakcji, A_{CN} to masa powstałego układu, natomiast A_T , A_P i A_{preeq} to masa jądra tarczy, pocisku i nukleonów emitowanych przed ustaleniem się równowagi, odpowiednio.

Liczba fragmentów N jest zadana jako zmienna wejściowa. Masy fragmentów są losowane zgodnie z rozkładem Gaussa, dzięki czemu uzyskujemy fragmenty o podobnych masach i ładunkach. Maksimum krzywej Gaussa wycelowane jest w całkowitym ładunku podzielonym przez liczbę fragmentów $\langle Z_{frag} \rangle = Z_{CN}/N$. Wyniki prezentowane w tej pracy zostały uzyskane przy założeniu że liczba fragmentów, na które rozpada się układ wynosi 5. Następnie wszystkie fragmenty umieszczane są wewnątrz zadanej konfiguracji w stanie wymrożenia (org. freeze-out), w którym nie działają siły jądrowe oraz nie ma wymiany cząstek. Gęstość materii jądrowej w tym

stanie jest parametrem swobodnym w programie ETNA. W symulacjach rozważano następujące kształty konfiguracji "wymrożenia":

- kulę o objętości 3 i 8 razy większej niż objętość dla normalnej gęstości materii jądrowej V_0 (fragmenty rozmieszczone jednorodnie wewnątrz kuli)
- bańkę o objętości 3 i 8 razy większej niż objętość dla normalnej gęstości materii jądrowej V_0 (fragmenty rozmieszczone na powierzchni wspomnianej wyżej kuli)
- toroid o promieniu 12 fm (fragmenty rozmieszczone na pierścieniu o promieniu 12 fm)
- toroid o promieniu 15 fm (fragmenty rozmieszczone na pierścieniu o promieniu 15 fm)

Rozmiar konfiguracji wymrożenia $8V_0$ jest zgodny z rezultatem uzyskanym w analizie danych przeprowadzonej dla reakcji $Gd + U$ przy energii 36 MeV/nukleon [48], natomiast rozmiary toroidów odpowiadają teoretycznym obliczeniom Wardy [29]. Fragmenty umieszczane są wewnątrz konfiguracji wymrożenia losowo, odrzucając się te przypadki, dla których następuje przekrywanie fragmentów. Jeżeli nie jest spełniony warunek $R_{ij} > R_i + R_j + 2fm$, gdzie R_i i R_j to promienie fragmentów "i", "j", wtedy procedura rozmieszczania fragmentów wewnątrz konfiguracji "wymrożenia" jest powtarzana.



Rysunek 5.1: Schemat blokowy programu ETNA.

W obliczeniach uwzględnione zostały także niecentralne zderzenia aż do zadanego parametru zderzenia. W prezentowanych symulacjach wielkość parametru zderzenia mieściła się w przedziale od 0 do 3 fm.

Dostępna energia E_{ava} dla tak utworzonych układów jest równa:

$$E_{ava} = E_{CM} + Q - E_C, \quad (5.3)$$

gdzie E_{CM} to energia kinetyczna kanału wejściowego w układzie środka masy CM, Q to ciepło reakcji, E_C to energia oddziaływania kulombowskiego fragmentów umieszczonych w początkowej konfiguracji. Dostępna energia E_{ava} jest rozdzielana pomiędzy energię wzbudzenia fragmentów i energię ich ruchu termalnego przy założeniu wspólnej temperatury:

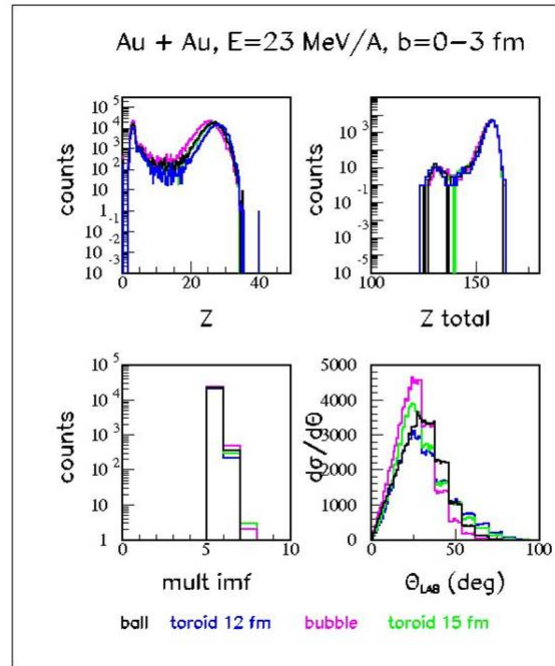
$$E_{ava} = \sum_i^N \frac{A_i}{8} T^2 + (N - 1) \frac{3}{2} kT, \quad (5.4)$$

gdzie N to liczba fragmentów, A_i to liczba masowa danego fragmentu, k to stała Boltzmanna.

Następnie fragmenty są chłodzone i rozpędzane w polu kulombowskim przy użyciu dynamicznej wersji programu GEMINI [49]. Zimne fragmenty są filtrowane w softwarowej repli detektora CHIMERA [50]. W zastosowanym filtrze detektora CHIMERA uwzględniona została granulacja detektora, rozdzielczość ładunkowa była założona na poziomie 1 jednostki ładunku, próg energetyczny rejestrowanych fragmentów był równy 1MeV/nukleon. Masy fragmentów były wyliczne z formuły: $A = 2.08Z$ zgodnie z wynikami obliczeń GEMINI.

Na rysunku 5.2 przedstawione zostały ogólne charakterystyki rozpadu układu symulowane przez zespół programów ETNA/GEMINI. Wśród nich są widmo ładunkowe Z , rozkład całkowitego rejestrowanego ładunku Z_{tot} , krotność rejestrowanych fragmentów (org. multiplicity) $mult\ imf$, rozkład kątowy Θ_{lab} . Różne kolory krzywych odpowiadają poszczególnym konfiguracjom, badanym w symulacjach. Rezultaty zaprezentowano dla: kuli o objętości 8 razy większej niż objętość przy normalnej gęstości materii jądrowej (ball $8V_0$), bańki o objętości 8 razy większej niż objętość przy normalnej gęstości materii jądrowej (bubble $8V_0$), torusów o promieniach 12 i 15 fm (toroid 12fm i toroid 15fm).

Na rozkładzie ładunkowym widoczne są dwa maksima. Jedno z nich odpowiada lekkim cząstkom emitowanym przez gorące fragmenty umieszczone w konfiguracji wymrożenia, drugie maksimum dla $Z \approx 30$ jest związane z zimnymi pozostałościami gorących fragmentów. Widoczna na wykresie 5.2 granica pomiędzy lekkimi a cięższymi cząstkami pozwoliła na ustalenie progu, powyżej którego obserwowane jądra traktowaliśmy jako fragmenty ($Z \geq 10$). Do dalszej analizy zdarzeń wybraliśmy tylko te właśnie fragmenty. Ponieważ rozmiary fragmentów losowane były z rozkładem Gaussa wszystkie fragmenty mają podobne masy co widać na omawianym wykresie. Widoczne na rozkładzie Z_{tot} maksima odpowiadają liczbie rejestrowanych fragmentów: wyższe maksimum odpowiada sytuacji, gdy pięć lub więcej fragmentów było rejestrowane w detektorze, niższe odpowiada sytuacji, gdy jakiś fragment nie został zarejestrowany np. uderzył w martwy obszar detektora



Rysunek 5.2: Wykres badanych charakterystyk otrzymanych programem ETNA/GEMINI dla reakcji Au+Au przy energii 23MeV/nukleon dla $b=0-3$ fm.

CHIMERA. Rozkład krotności odpowiada także liczbie rejestrowanych fragmentów, natomiast widmo rozkładu kąтового uwidacznia strukturę detektora CHIMERA.

Rozdział 6

Wyniki obliczeń

Głównym celem niniejszej pracy jest znalezienie obserwabi, które pozwoliłyby w przyszłości wykryć istnienie egzotycznych układów oraz rozróżniać ich kształty. Wśród testowanych obserwabi znalazły się trzy nowe wielkości fizyczne, które w znacznym stopniu rozróżniały badane obiekty. W rozdziale tym przedstawone zostaną definicje wspomnianych obserwabi oraz otrzymane rezultaty.

6.1 Definicja obserwabi i wyniki symulacji dla Au+Au

Do konstrukcji obserwabi pozwalających rozróżniać kształty obiektów jądrowych uwzględnione zostały tylko zdarzenia z pięcioma, ciężkimi fragmentami o $Z \geq 10$ i tylko te cięższe fragmenty były użyte w konstruowaniu obserwabi.

Pierwsza z rozważanych wielkości badała kształt zdarzenia w przestrzeni pędu. Do jej konstrukcji zostały użyte wielkości: sferyczność (sph, S) (z ang. sphericity) oraz koplanarność (cop, C)[51] (z ang. coplanarity) a dokładnie ich względny rozkład. Obie te wielkości definiuje się poprzez tensor pędu:

$$F_{ij} = \frac{\sum_{n=1}^{N_{frag}} \frac{p_{i,n} p_{j,n}}{|\mathbf{p}_n|}}{\sum_n |\mathbf{p}_n|}, \quad (6.1)$$

gdzie N_{frag} jest liczbą fragmentów w każdym zdarzeniu, $p_{i,n}$ jest i-tą składową pędu n-tego fragmentu, $\mathbf{p}_n$ jest wektorem pędu n-tego fragmentu. Następnie wyliczane są wartości własne tensora pędu t_i , ($t_1 < t_2 < t_3$), które są normalizowane:

$$q_i = \frac{t_i^2}{\sum_j t_j^2}. \quad (6.2)$$

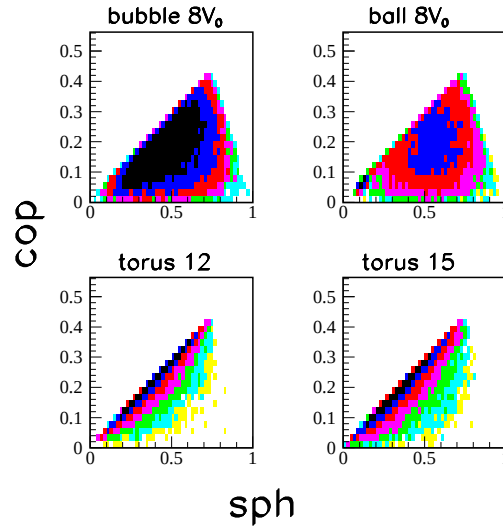
Sferyczność definiowana jest jako:

$$sph = \frac{3}{2}(1 - q_3). \quad (6.3)$$

Natomiast koplanarność ma postać:

$$cop = \frac{\sqrt{3}}{2}(q_2 - q_1). \quad (6.4)$$

Na płaszczyźnie (sph, cop) wszystkie zdarzenia rozmieszczone są wewnątrz trójkąta zdefiniowanego poprzez punkty $(0, 0)$, $(\frac{3}{4}, \frac{\sqrt{3}}{4})$, $(1, 0)$.



Rysunek 6.1: Rozkłady zdarzeń na płaszczyźnie (sph, cop) dla reakcji $Au + Au$ przy energii 23 MeV/nukleon dla rozważanych konfiguracji.

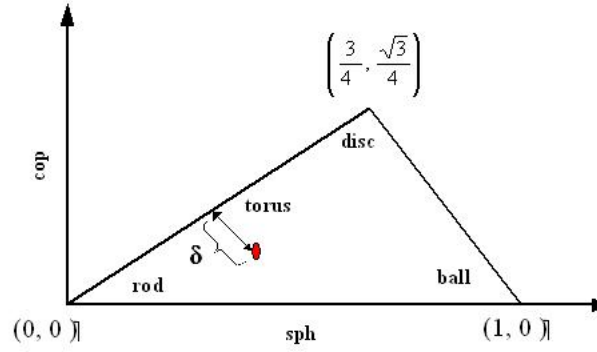
Na rysunku 6.1 przedstawiony został rozkład fragmentów na płaszczyźnie (sph, cop) dla systemu $Au + Au$ przy energii 23 MeV/nukleon. Jak widać dla sfery i bańki maksimum rozkładu lokuje się w centrum wspomnianego powyżej trójkąta, natomiast w przypadku toroidów mieści się blisko linii biegnącej przez punkty $(0, 0)$, $(\frac{3}{4}, \frac{\sqrt{3}}{4})$.

Obserwując zatem powyższą zależność została wprowadzona wielkość δ (rys. 6.2), która mierzy odległość pomiędzy dowolnym punktem na płaszczyźnie (sph, cop) a wspomnianą powyżej prostą. Jest ona dana równaniem:

$$\delta = \frac{1}{2} | -sph + 1.732cop |. \quad (6.5)$$

Na rysunku 6.3 przedstawiony został rozkład δ dla badanych konfiguracji przy trzech energiach: 15, 23, 40 MeV/nukleon. Różne kolory krzywych odpowiadają poszczególnym geometriom. Jak widać na rysunku rozkład zmiennej δ dla sfery i bańki jest podobny natomiast zupełnie różny od rozkładów dla toroidów i zgodnie z

13/12/08

Rysunek 6.2: Definicja parametru δ .

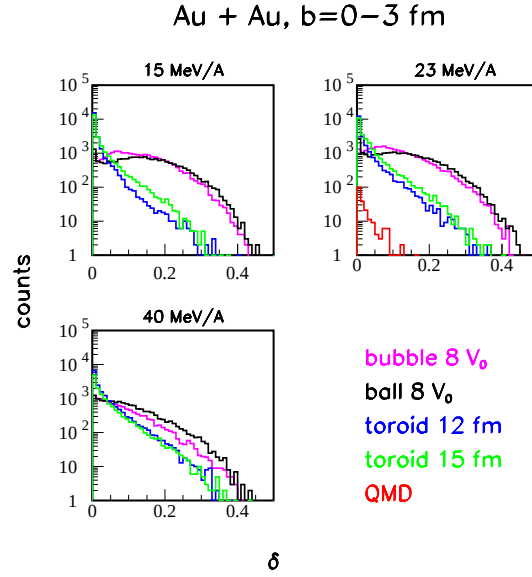
oczekiwaniemi jest szerszy niż w przypadku rozważanych torusów. Zwrócić należy także uwagę na rozkład δ dla zdarzeń symulowanych modelem QMD, który zachowuje się tak jak rozkład dla obiektów toroidalnych. Można również zauważyć, że różnice te maleją wraz z rosnącą energią zderzenia.

Kolejną obserwabłą rozróżniającą kształty obiektów jest *planarity*. Jest ona zdefiniowana w następujący sposób:

$$planarity = \frac{1}{8} \sum_{(i,j)(k,l); i \neq j \neq k \neq l} |(\mathbf{v}_i \times \mathbf{v}_j) \circ (\mathbf{v}_k \times \mathbf{v}_l)|, \quad (6.6)$$

gdzie $\mathbf{v}_i$ to wektor prędkości i -tej cząstki w układzie środka masy (C. M.). *Planarity* mierzy współpłaszczyznowość układu wektorów w dwóch etapach. Pierwszy etap polega na porównywaniu odpowiednich par wektorów $(\mathbf{v}_i, \mathbf{v}_j)$, $(\mathbf{v}_k, \mathbf{v}_l)$ - wynik takiego porównania to jedna ze składowych *planarity*. Drugi etap polega na zsumowaniu wszystkich elementów składowych dających ostateczny wynik. W pierwszej części wyznaczania wartości *planarity* rozważa się parę wektorów $(\mathbf{v}_i, \mathbf{v}_j)$ i przypisuje się jej wektor $\mathbf{v}_i \times \mathbf{v}_j$, który jak wiadomo jest prostopadły do płaszczyzny, w której leżą wektory $\mathbf{v}_i$ i $\mathbf{v}_j$. Tak otrzymany wektor mnoży się skalarnie przez wektor otrzymany w identyczny sposób dla innej pary wektorów $(\mathbf{v}_k, \mathbf{v}_l)$, a następnie z tak otrzymanego wyniku uwzględnia się wartość bezwzględna, która jest miarą współpłaszczyznowości wektorów tworzących pary: $(\mathbf{v}_i, \mathbf{v}_j)$, $(\mathbf{v}_k, \mathbf{v}_l)$. Im wyższa wartość *planarity* tym układ jest bardziej współpłaszczyznowy.

Na rysunku 6.4 przedstawiony został rozkład *planarity* dla reakcji $\text{Au} + \text{Au}$ przy



Rysunek 6.3: Rozkład zmiennej δ dla reakcji Au+Au przy energiach 15, 23, 40 MeV/nukleon.

energiach 15, 23, 40 MeV/nukleon. Różne kolory krzywych odpowiadają różnym konfiguracjom. Jak widać na rysunku 6.4 *planarity* podobnie jak i delta, choć w mniejszym stopniu jest wrażliwa na energię zderzenia. Zaobserwować można także, że rozkład *planarity* dla zdarzeń odpowiadających QMD jest podobny do rozkładu tej wielkości dla konfiguracji typu toroid.

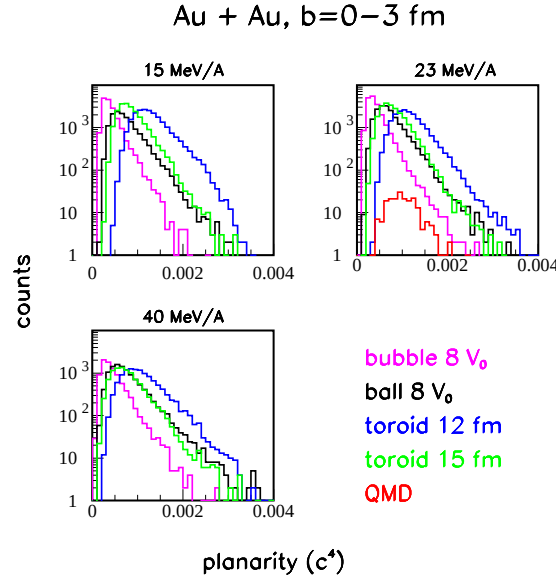
Trzecią obserwacją zaproponowaną do rozróżniania kształtów egzotycznych układów jest wielkość nazwana *flatness* Δ^2 , która mierzy płaskość konfiguracji w przestrzeni prędkości. Algorytm wyznaczania tej wielkości jest następujący (rys. 6.5). Wybieramy płaszczyznę w przestrzeni prędkości określoną przez współczynniki A, B, C, D. Znajac położenie końców wektorów prędkości fragmentów szukamy takiej płaszczyzny, od której są one jak najmniej oddalone. Posługując się równaniem na odległość płaszczyzny od punktu:

$$d_i = \frac{Av_{x_i} + Bv_{y_i} + Cv_{z_i} + D}{\sqrt{A^2 + B^2 + C^2}}, \quad (6.7)$$

konstruujemy wielkość, która jest równa sumie kwadratów odległości końców wektorów prędkości każdego z pięciu fragmentów od rozważanej płaszczyzny:

$$\sum_{i=1}^5 d_i^2(A, B, C, D) \quad (6.8)$$

Następnie szukamy minimalnej wartości tej wielkości względem parametrów A, B,



Rysunek 6.4: Rozkład *planarity* dla Au + Au przy energiach 15, 23, 40 MeV/nukleon.

C, D. Wielkość Δ^2 jest równa:

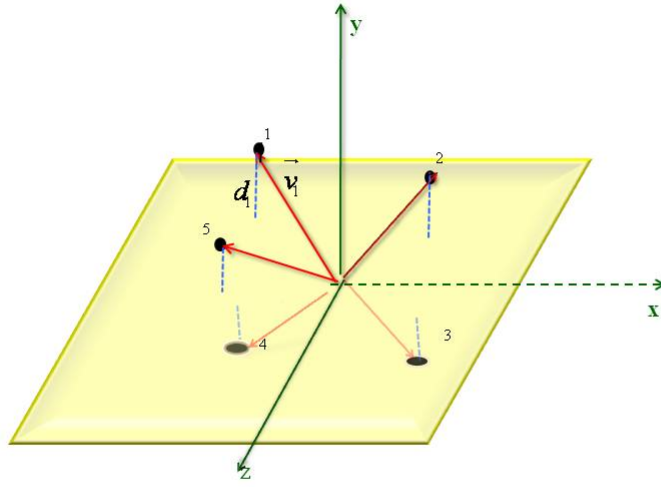
$$\Delta^2 = \min\left[\sum_{i=1}^5 d_i^2(A, B, C, D)\right]. \quad (6.9)$$

Na rysunku 6.6 przedstawiony został rozkład Δ^2 , z którego widać, że wielkość ta również rozróżnia kształty egzotycznych układów, szczególnie kształty sferyczne - bańka i sfera od toroidalnych. Należy zwrócić także uwagę na obliczenia QMD zaznaczone na wykresie przy energii 23 MeV/nukleon, których rozkład jest podobny do rozkładu odpowiadającemu konfiguracji toroidu. Z rysunku widać również, że możliwość rozróżnienia kształtów maleje wraz ze wzrostem energii zderzenia.

6.2 Wyniki symulacji dla układu $^{124}\text{Sn} + ^{124}\text{Sn}$

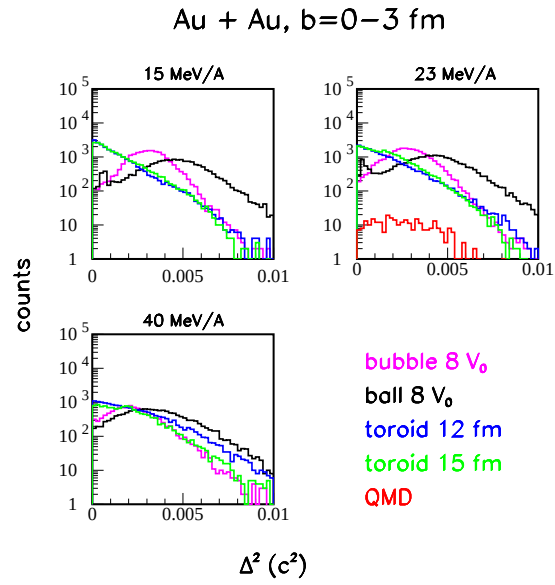
Prezentowane powyżej obserwabie były wykorzystane także do próby rozróżnienia kształtów powstałych w wyniku centralnego zderzenia $^{124}\text{Sn} + ^{124}\text{Sn}$ przy energiach 25, 35, 50 MeV/nukleon. Na rysunku 6.7 przedstawiony został rozkład δ . Widać na nim, że przy pomocy prezentowanej wielkości nie jesteśmy w stanie rozróżnić kształtów badanych konfiguracji przy energii 35 MeV/nukleon, dla której układ jądrowy przybiera toroidalny kształt.

Na rysunku 6.8 został przedstawiony rozkład Δ^2 dla badanego układu. Widać na nim, że i w przypadku tej wielkości, rozważana obserwabla nie rozróżnia badanych

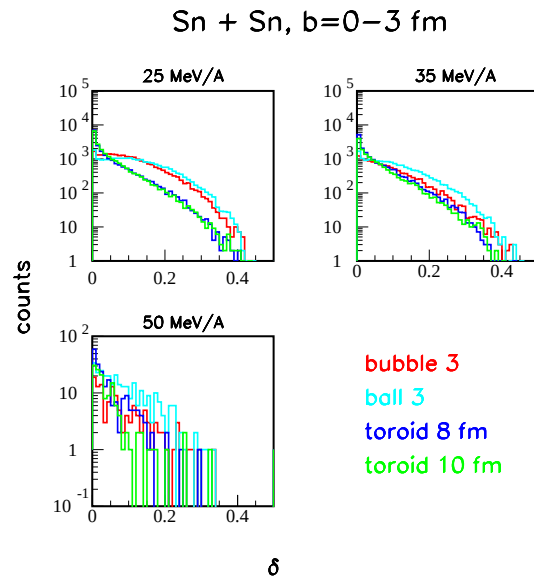
Rysunek 6.5: Wizualizacja konstrukcji parametru Δ^2 .

konfiguracji. Z zaprezentowanego na rysunku 6.9 rozkładu *planarity* widać, że także ta wielkość w przypadku rozważanej reakcji nie rozpoznaje kształtów badanych konfiguracji.

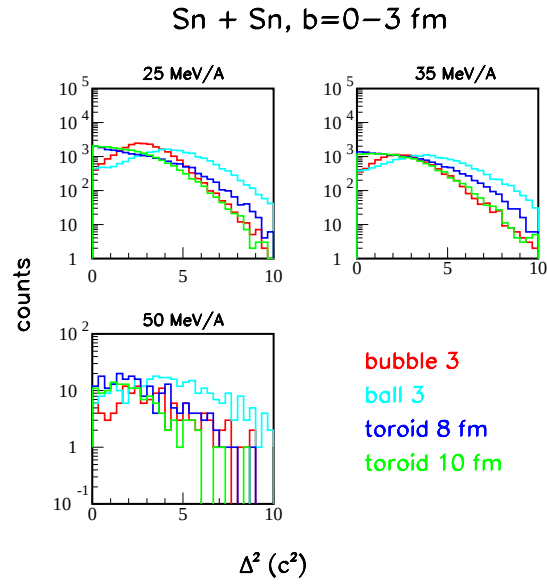
Podsumowując otrzymane rezultaty w przypadku centralnego zderzenia $^{124}\text{Sn} + ^{124}\text{Sn}$ przy energiach 25, 35, 50 MeV/nukleon widać, że zaproponowane obserwable nie są wrażliwe na kształty rozpatrywanych obiektów.



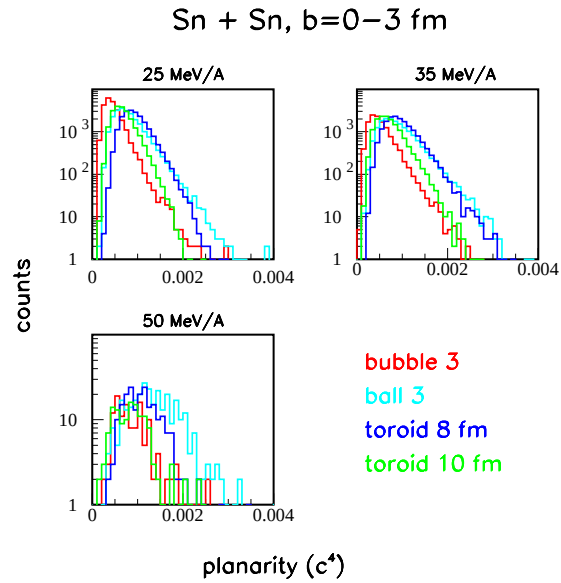
Rysunek 6.6: Rozkład Δ^2 dla $Au + Au$ przy energiach 15, 23, 40 MeV/nukleon.



Rysunek 6.7: Rozkłady δ dla $^{124}\text{Sn} + ^{124}\text{Sn}$ przy energiach 25, 35, 50 MeV/nukleon.



Rysunek 6.8: Rozkłady Δ^2 dla $^{124}\text{Sn} + ^{124}\text{Sn}$ przy energiach 25, 35, 50 MeV/nukleon. Skala parametru Δ^2 została przemnożona przez 1000.

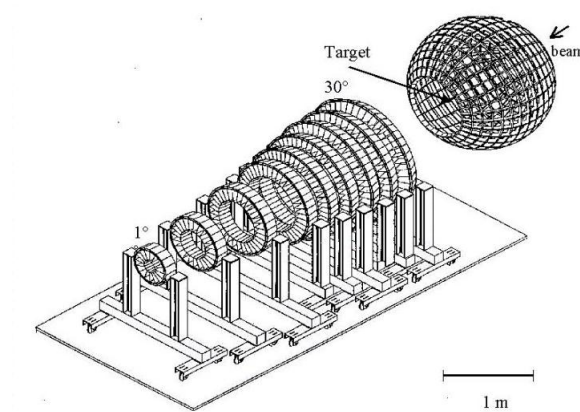


Rysunek 6.9: Rozkłady *planarity* dla $^{124}\text{Sn} + ^{124}\text{Sn}$ przy energiach 25, 35, 50 MeV/nukleon.

Rozdział 7

Propozycja eksperymentu

7.1 Detektor CHIMERA

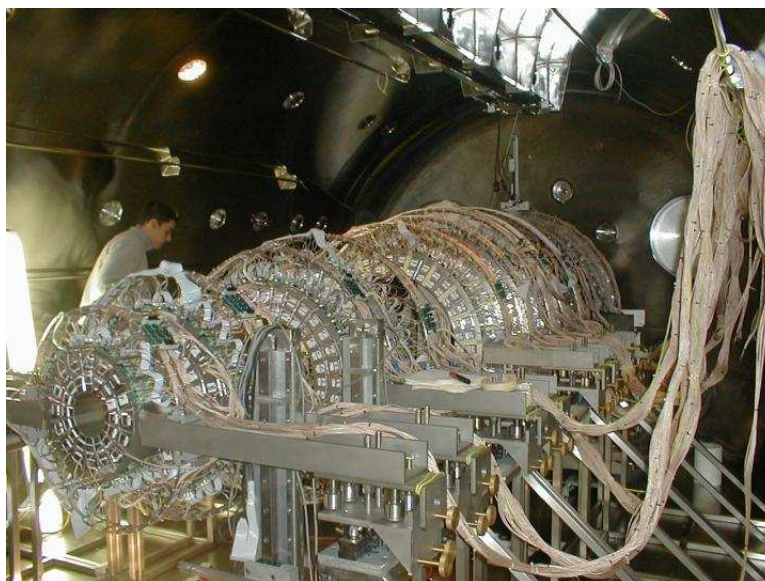


Rysunek 7.1: Detektor CHIMERA - schemat.

Do poszukiwań egzotycznych kształtów materii jądrowej zaproponowano użycie detektora CHIMERA znajdującego się w Katanii we Włoszech w laboratorium INFN - LNS (Istituto Nazionale di Fisica Nucleare - Laboratori Nazionali del Sud). Celem eksperymentu będzie zaobserwowanie toroidalnego układu jądrowego powstałego w zderzeniach $Au + Au$. Jak wynika to z symulacji BUU dla reakcji $Au + Au$ minimalna energia, przy której tworzone są toroidalne kształty wynosi 23 MeV/nukleon.

Ośrodek ten dysponuje cyklotronem pozwalającym przyspieszać jadra atomowe do energii od 10 do 100 MeV/nukleon. Promień cyklotronu wynosi 90 cm, a pole magnetyczne może się zmieniać w zakresie od 2.2 do 4.8 T, a cewki magnesu wykonane są ze stopu Nb-Ti i pracują w temperaturze ciekłego helu.

Układ detekcyjny CHIMERA - **C**harged **H**eavy **I**on **M**ass and **E**nergy **R**esolving **A**rray (rys. 7.1) jest to układ 1192 teleskopów składających się z dwóch detektorów: Si i CsI(Tl) [18]. Pierwszym elementem jest detektor krzemowy o grubości 300 μm .

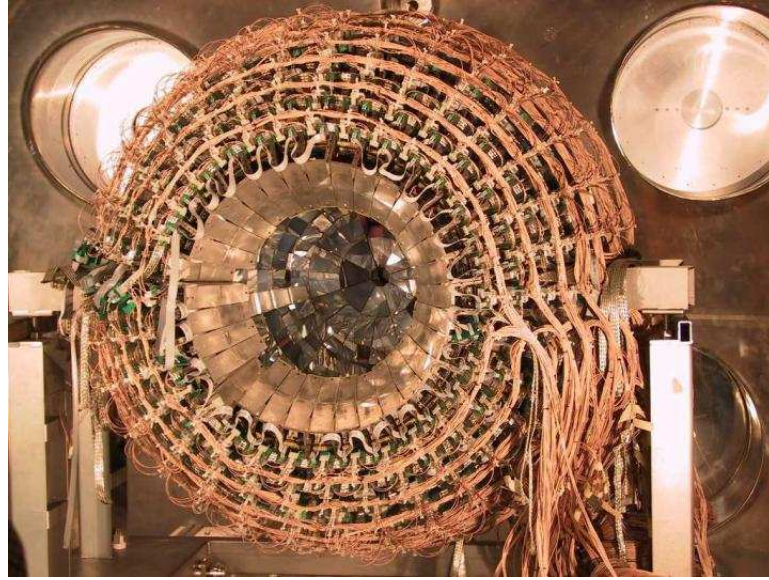


Rysunek 7.2: Detektor CHIMERA - widok na przednie pierścienie.

Natomiast położony z tyłu detektor CsI(Tl) jest wyposażony w fotodiode służącą do rejestracji światła generowanego przy przejściu cząstki przez detektor. Z rosnącym kątem polarnym grubość kryształów zmniejsza się od 12 cm do 3 cm. Komórki detekcyjne zebrane są w 35 pierścieni. Osiemnaście przednich pierścieni zmontowanych jest w 9 kół obejmujących kąty polarne z zakresu od 1° do 30° . Ich odległości od tarczy zmieniają się od 350 cm do 100 cm wraz z rosnącym kątem obserwacji. Pozostałe 17 pierścieni pokrywa kątowno obszar od 30° do 176° i tworzy sferę o promieniu 40 cm. Cały system umieszczony jest w komorze próżniowej. Bardzo wysoka granulacja pozwala na względnie dokładne pomiary kątów rejestrowanych cząstek oraz rekonstrukcje parametrów kinematycznych. Dodatkowo zaprezentowano zdjęcia przednich pierścieni (rys. 7.2) oraz pierścieni ulokowanych na kuli (rys. 7.3).

Podsumowując zalety CHIMERY należy wymienić następujące cechy:

- pokrywa 94% pełnego kąta bryłowego
- dobra kątowa zdolność rozdzielcza
- identyfikacja masy i/lub ładunku badanych cząstek
- niski próg detekcji 1MeV/nukleon
- bezpośredni pomiar prędkości dla wszystkich cząstek powyżej progu detekcji



Rysunek 7.3: Detektor CHIMERA - widok na sferę.

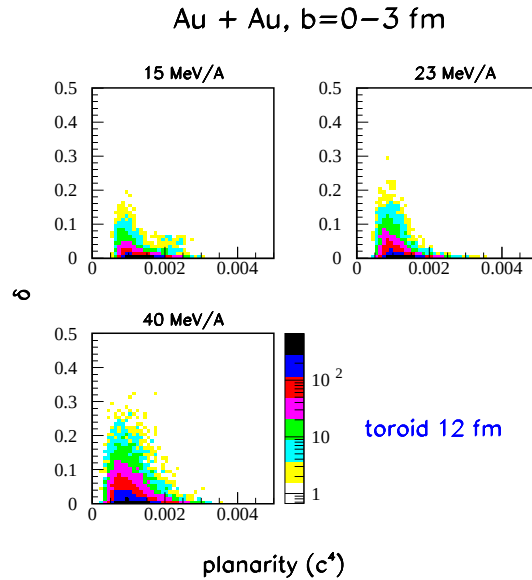
7.2 Poszukiwanie optymalnych warunków rejestracji toroidalnych kształtów

W celu znalezienia warunków pozwalających na rozróżnienie pomiędzy zderzeniami odpowiadającymi toroidalnym konfiguracjom a innymi kształtami zaproponowana została następująca procedura. W pierwszym etapie zbadane zostało zachowanie się dwuwymiarowych rozkładów badanych obserwabli: δ względem *planarity*, Δ^2 względem *planarity*, δ względem Δ^2 dla rozważanych konfiguracji. Na rysunkach 7.4, 7.5, 7.6 przedstawiono wspomniane powyżej rozkłady dla wybranego przypadku, dla toroidu 12 fm.

W przypadku ostatniego rozkładu występowały korelacje między tymi dwoma obserwabliami dla wszystkich konfiguracji. W związku z czym zależność ta została odrzucona w dalszej procedurze szukania warunków na wyselekcjonowanie zdarzeń odpowiadającym toroidom. W kolejnym kroku rozważane dwuwymiarowe rozkłady dla toroidu o promieniu 12 fm podzielone zostały przez identyczne rozkłady dla pozostałych konfiguracji. Na rysunku 7.7 przedstawiono wynik takiej procedury dla energii 23 MeV/nukleon.

Taki zabieg umożliwił znalezienie obszaru w przestrzeni parametrów *planarity*, δ i Δ^2 , w którym zdarzenia odpowiadające konfiguracji toroidu 12 fm są z dużo większą wydajnością rejestrowane niż zdarzenia dla pozostałych konfiguracji (patrz rys. 7.8). Granice takiego obszaru dane są następującymi warunkami:

$$\delta < 0.05, \Delta^2 < 0.001c^2, \text{planarity} > 0.0008c^4 \quad (7.1)$$



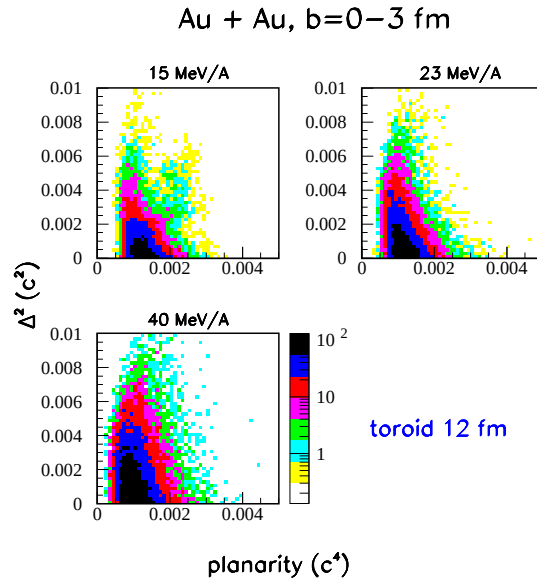
Rysunek 7.4: Rozkłady δ względem *planarity* dla toroidu 12 fm.

Otrzymane rezultaty zostały zebrane w tabeli 7.1 dla zbiorów 30000 zdarzeń wygenerowanych dla każdej z badanych konfiguracji w przedziale parametru zderzenia od 0 do 3 fm. W kolumnie trzeciej zawarta jest liczba zdarzeń obserwowanych przy warunku rejestracji 5 fragmentów ($Z \geq 10$), natomiast czwarta kolumna zawiera liczbę zdarzeń obserwowanych przy warunku rejestracji 5 fragmentów plus dodatkowo warunki dane przez (7.1).

Aby zastosować powyższe warunki w analizie danych eksperymentalnych zaproponowano wprowadzenie współczynnika efektywności, który określa procent rejestrowanych zdarzeń z 5 fragmentami spełniających dodatkowo warunki określone przez (7.1). Wartości tak zdefiniowanego współczynnika efektywności zostały zebrane w tabeli 7.2. Widzimy, że wartości tego współczynnika dla konfiguracji toroidalnych są znacznie większe niż dla konfiguracji sferycznych. Obserwujemy jednakże, że w przypadku obliczeń QMD dla niecentralnych zderzeń zaproponowana procedura jest nieefektywna. Wartość współczynnika efektywności dla tego przypadku jest bliska wartościom dla konfiguracji toroidalnych.

Mając do czynienia z rzeczywistymi wynikami otrzymanymi w eksperymencie i stosując zaproponowaną procedurę nie będziemy w stanie odpowiedzieć na pytanie czy rejestrowane przez nas zdarzenia to zdarzenia odpowiadające kształtom toroidalnym czy też zdarzeniom niecentralnym symulowanym przez QMD.

W związku z powyższym konieczne jest zaproponowanie dodatkowej wielkości, która będzie w stanie zredukować pojawiające się w naszej analizie zdarzenia pochodzące z QMD. Te zdarzenia dla niecentralnych zderzeń z pięcioma fragmentami spełniające warunki (7.1) odpowiadają sytuacji kiedy mamy do czynienia z



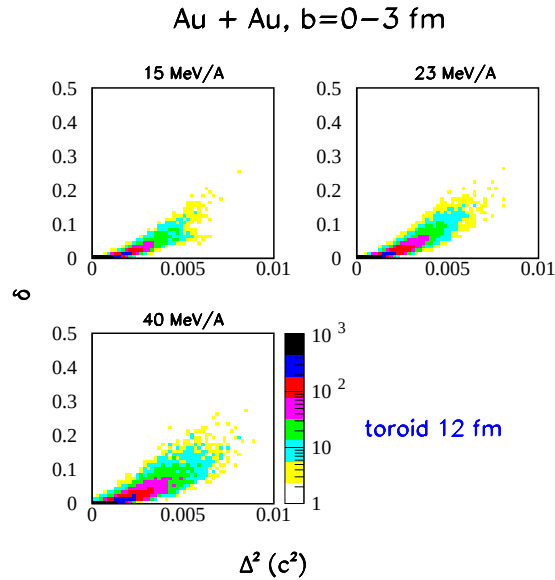
Rysunek 7.5: Rozkłady Δ^2 względem *planarity* dla toroidu 12 fm.

rozszczeniem tarczy- i pocisko- podobnych jąder z dodatkową produkcją fragmentu pochodzącego ze źródła o pośrednich prędkościach (org. IVS). Z uwagi na duży kręt kanału wejściowego wszystkie fragmenty w takich zdarzeniach są ułożone w płaszczyźnie reakcji. Tak więc płaszczyzna stowarzyszona z parametrem Δ^2 jest praktycznie identyczna z płaszczyzną reakcji. Możemy więc zdefiniować kąt pomiędzy wektorem normalnym do płaszczyzny stowarzyszonej z parametrem Δ^2 a kierunkiem wiązki (rysunek 7.9). W przypadku QMD wartości tego kąta są bliskie 90° . Natomiast dla konfiguracji toroidalnych wartości tego kąta są znacznie mniejsze (rysunek 7.10).

Aby ograniczyć wpływ zdarzeń z QMD narzucono warunek $\Theta_{plane} < 75^\circ$. Po wprowadzeniu tego dodatkowego warunku wartości prezentowane w tabeli 7.1 modyfikują się do wartości zawartych w tabeli 7.3. Widzimy, że wprowadzenie dodatkowego warunku ograniczyło udział zderzeń niecentralnych w wybieranych przez nas zdarzeniach.

Dla tak zmodyfikowanych warunków wyznaczono ponownie wartości współczynnika efektywności. W tym wypadku wyznaczaliśmy procent zdarzeń z warunkiem rejestracji 5 fragmentów i $\Theta_{plane} < 75^\circ$ spełniających dodatkowo warunki określone (7.1). Wyniki zebrano w tabeli 7.4:

Aby zbadać możliwość obserwacji w eksperymencie egzotycznych konfiguracji przy energii 23 MeV/nukleon wykonano proste oszacowanie. Koniecznym było uwzględnienie wpływu niecentralnych zderzeń opisywanych przez QMD na zdolność obserwacji zdarzeń odpowiadających konfiguracjom egzotycznym. Założono, że całemu zakresowi parametru zderzenia (0 – 12 fm) odpowiada 10^6 zdarzeń. Model QMD

Rysunek 7.6: Rozkłady δ względem Δ^2 dla toroidu 12 fm.

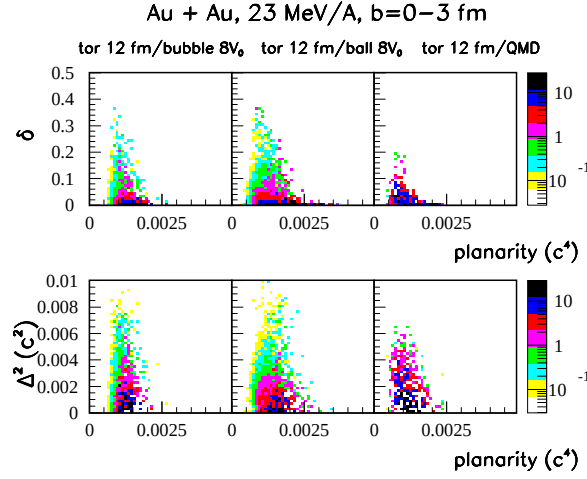
przewiduje, że zdarzeń spełniających warunki rejestracji 5 ciężkich fragmentów i $\Theta_{plane} < 75^\circ$ będziemy obserwować 1257. Liczba zdarzeń spełniających dodatkowe warunki określone przez (7.1) ulega dalszej redukcji do 38.

Założmy teraz, że zdarzenia odpowiadające konfiguracji toroid 12 fm produkowane są w przedziale parametru zderzenia od 0 do 1 fm ($\sigma = 126mb$). Liczba zdarzeń odpowiadająca temu zakresowi parametru zderzenia jest równa 6944. Nasze oszacowanie dotyczące efektywności rejestracji takich zdarzeń (tabela 7.4) redukuje liczbę obserwowanych zdarzeń do wartości 4640. Uwzględnienie dodatkowych warunków danych przez (7.1) zmniejsza ją do 1886. Analogicznie dla konfiguracji bańki $8V_0$ liczby obserwowanych zdarzeń wynosiły odpowiednio 4579 i 32.

Można zatem wyliczyć współczynnik efektywności skorygowany ze względu na udział zdarzeń pochodzących z niecentralnych zderzeń symulowanych przez QMD. Dla konfiguracji toroid 12 fm liczymy go w następujący sposób: $(38 + 1886)/(1257 + 4640) = 0.326$. Szczegóły tej procedury są także przedstawione na rysunku 7.11. W analogiczny sposób policzono skorygowany współczynnik efektywności dla pozostałych konfiguracji. Rezultaty przedstawiono w tabeli 7.5 w kolumnie czwartej.

Identyczne obliczenia wykonano zakładając, że egzotyczne konfiguracje tworzą się ze znacznie mniejszym prawdopodobieństwem w zakresie parametru zderzenia 0–0.5 fm ($\sigma = 32mb$). Wyniki zebrano w tabeli 7.5 w kolumnie trzeciej. Porównując wartości skorygowanych współczynników efektywności dla konfiguracji toroidalnych widzimy, że są one znacząco większe w porównaniu z wartościami dla konfiguracji sferycznie symetrycznych.

Jeżeli chcemy przy pomocy systemu detekcyjnego CHIMERA wykonać pomiary



Rysunek 7.7: Rozkłady δ względem *planarity* oraz Δ^2 względem *planarity* dla toroidu 12 fm podzielone przez analogiczne rozkłady dla konfiguracji bańka $8V_0$, kula $8V_0$ oraz QMD.

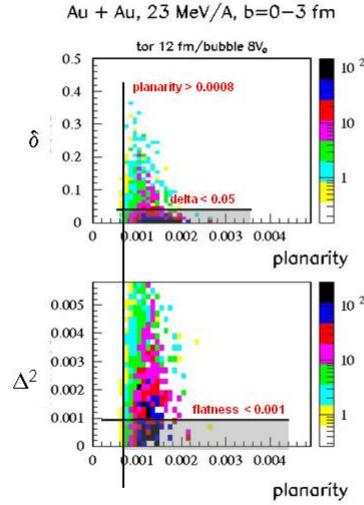
reakcji Au + Au przy energii 23 MeV/nukleon musimy znaleźć optymalne warunki wykonania pomiarów. Zakładamy, że układ pomiarowy CHIMERA może rejestrować zdarzenia odpowiadające przekrojowi czynnemu na reakcję $\sigma_r = 6363$ mb z prędkością 1000 zdarzeń/sekundę. Przyjmując natężenie prądu wiązki równe 0.03 nA możemy oszacować grubość tarczy korzystając z definicji przekroju czynnego σ wyrażonego w [mb]:

$$\sigma = 0.2657 * 10^{-3} * \frac{ZNA}{Itm}, \quad (7.2)$$

gdzie Z to ładunek jonu pocisku, N to ilość zdarzeń, A to masa mola jąder tarczy w [g], I to natężenie prądu wiązki w [nA], t to czas pomiaru w [s], m to grubość tarczy w [$\frac{mg}{cm^2}$]. Oszacowana grubość tarczy wynosi $0.274 [\frac{mg}{cm^2}]$.

Dla oszacowania czasu pomiarów wybieramy przypadek zdarzeń odpowiadających konfiguracji bańka $8V_0$ produkowanych w zakresie parametrów zderzenia 0-0.5 fm ($\sigma = 32$ mb). Dla tej konfiguracji liczba zdarzeń wybranych przez warunki: rejestracja 5 fragmentów, $\Theta_{plane} < 75^\circ$ oraz (7.1) jest najmniejsza spośród rozważanych przez nas konfiguracji. Zakładamy, że liczba takich przypadków powinna wynosić 10000. Liczba wszystkich przypadków odpowiadających przekrojowi czynnemu 32 mb będzie wynosić więc $10000/0.0047 = 2.127 * 10^6$ (patrz tabela 7.3). Liczba przypadków korespondujących do całkowitego przekroju czynnego będzie równa $2.127 * 10^6 * (6363mb)/(32mb) = 421.276 * 10^6$.

Jeśli w optymalnych warunkach układ detekcyjny CHIMERA rejestruje 1000 zdarzeń na sekundę, to czas naszego pomiaru będzie wynosił $421.276 * 10^3$ sekund = 117.02 godzin. Tak więc pomiary, które mogą rozstrzygnąć problem kreacji toroidalnych



Rysunek 7.8: Rozkłady δ względem $planarity$ oraz Δ^2 względem $planarity$ dla toroidu 12 fm podzielone przez analogiczne rozkłady dla konfiguracji bańki $8V_0$ z zaznaczonymi granicami dla badanych obserwabli.

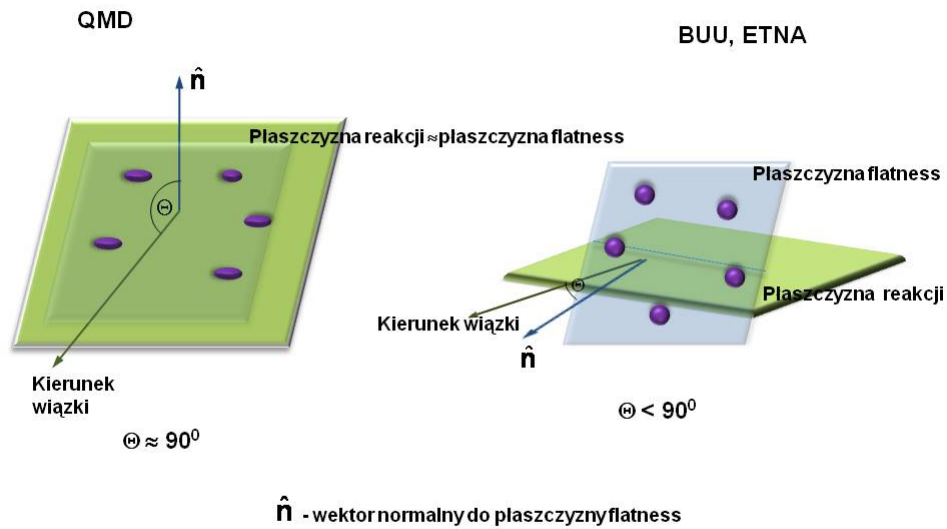
konfiguracji materii jądrowej, powinny trwać około 14.6 BTU (org. beam time units).

Energia [MeV/nukleon]	Konfiguracja	5 fragmentów	5 fragmentów + warunki (7.1)
15	Ball $3V_0$	18013	610
15	Bubble $3V_0$	17008	448
15	Ball $8V_0$	17633	459
15	Bubble $8V_0$	18726	128
15	Toroid 12 fm	20992	11331
15	Toroid 15 fm	22046	6433
23	Ball $3V_0$	19711	820
23	Bubble $3V_0$	15142	349
23	Ball $8V_0$	23235	581
23	Bubble $8V_0$	24975	166
23	Toroid 12 fm	21522	8545
23	Toroid 15 fm	23557	5008
23	QMD	288	43
40	Ball $3V_0$	5217	246
40	Bubble $3V_0$	3938	121
40	Ball $8V_0$	14138	479
40	Bubble $8V_0$	11321	143
40	Toroid 12 fm	16773	3996
40	Toroid 15 fm	12331	1739

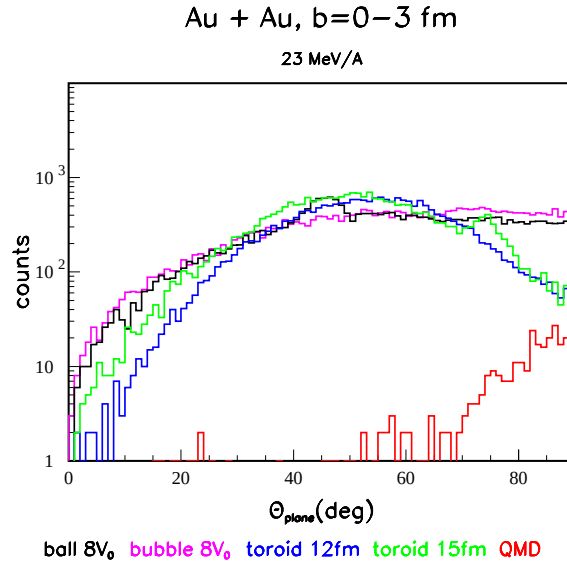
Tablica 7.1: Liczby zdarzeń obserwowanych przy warunku rejestracji 5 fragmentów (trzecia kolumna), przy warunku rejestracji 5 fragmentów i warunku określonego równaniem (7.1) (kolumna czwarta) dla energii 15, 23, 40 MeV/nukleon. W przypadku symulacji ETNA liczba zdarzeń wynosiła 30000. W przypadku obliczeń QMD całkowita liczba zdarzeń była równa 52479 dla przedziału parametru zderzenia od 0 do 12 fm.

Współczynnik efektywności (%)			
Konfiguracja	15 [MeV/nukleon]	23 [MeV/nukleon]	40 [MeV/nukleon]
Ball $3V_0$	3.38	4.16	4.71
Bubble $3V_0$	2.63	2.30	3.07
Ball $8V_0$	2.60	2.50	3.38
Bubble $8V_0$	0.68	0.66	1.26
Toroid 12fm	53.98	39.70	23.82
Toroid 15fm	29.17	21.26	14.10
QMD	-	14.93	-

Tablica 7.2: Współczynnik efektywności dla zderzeń Au+Au przy energiach 15, 23, 40 MeV/nukleon.



Rysunek 7.9: Definicja kąta Θ_{plane} .

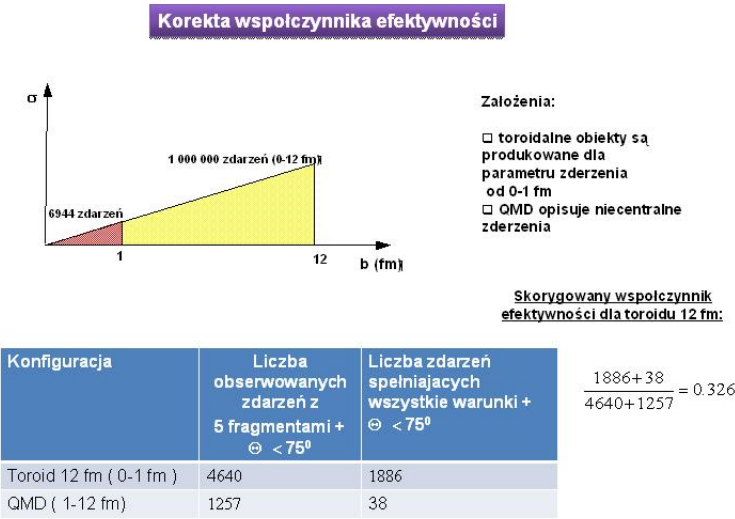
Rysunek 7.10: Rozkład kąta Θ_{plane} dla Au+Au przy energii 23 MeV/nukleon.

Energia [MeV/nukleon]	Konfiguracja	5 fragmentów + $\Theta_{plane} < 75^0$	5 fragmentów + $\Theta_{plane} < 75^0$ + warunki (7.1)
23	Ball 3V ₀	18278	671
23	Bubble 3V ₀	13019	302
23	Ball 8V ₀	19644	719
23	Bubble 8V ₀	19782	141
23	Toroid 12 fm	20047	8149
23	Toroid 15 fm	22963	4807
23	QMD	66	2

Tablica 7.3: Liczby zdarzeń otrzymanych przy warunkach rejestracji 5 fragmentów i $\Theta_{plane} < 75^0$ (trzecia kolumna) oraz przy warunku rejestracji 5 fragmentów i warunkach określonych równaniem 7.1 i $\Theta_{plane} < 75^0$ (kolumna czwarta) dla energii 15, 23, 40 MeV/nukleon. W przypadku obliczeń QMD całkowita liczba zdarzeń była równa 52479 dla przedziału parametru zderzenia od 0 do 12 fm.

Współczynnik efektywności (%)	
Konfiguracja	23 [MeV/nukleon]
Ball $3V_0$	3.67
Bubble $3V_0$	2.32
Ball $8V_0$	3.66
Bubble $8V_0$	0.71
Toroid 12fm	40.64
Toroid 15fm	20.93
QMD	3.03

Tablica 7.4: Współczynnik efektywności dla zderzenia Au+Au przy energii 23 MeV/nukleon przy dodatkowym warunku $\Theta_{plane} < 75^{\circ}$.



Rysunek 7.11: Wizualizacja procedury liczenia skorygowanego współczynnika efektywności oraz jego poprawek.

Skorygowany współczynnik efektywności (%)			
Konfiguracja	Współczynnik efektywności	$0 - 0.5 fm$	$0 - 1 fm$
Kula $3V_0$	3.67	3.32	3.51
Bańka $3V_0$	2.32	2.76	2.52
Kula $8V_0$	3.66	3.32	3.51
Bańka $8V_0$	0.71	1.92	1.21
Toroid 12fm	40.64	21.07	32.62
Toroid 15fm	20.93	12.22	17.50

Tablica 7.5: Skorygowany współczynnik efektywności dla zderzenia Au+Au przy energii 23 MeV/nukleon przy założeniu, że egzotyczne kształty są produkowane dla parametru zderzenia w zakresie $0 - 0.5 fm$ oraz $0 - 1 fm$.

Rozdział 8

Podsumowanie

Niniejsza praca poświęcona jest poszukiwaniom egzotycznych kształtów materii jądrowej formowanych w zderzeniach ciężkich jonów. Jej celem było znalezienie optymalnych warunków formowania się takich układów oraz obserwacji pozwalających je identyfikować.

W pracy przedstawione zostały przewidywania teoretyczne oparte na modelach statycznych jak i dynamicznych uzyskane w wielu ośrodkach naukowych. Zaprezentowano także zebrane do tej pory nieliczne i nierozstrzygające dane eksperymentalne.

W dokładniejszy sposób zaprezentowano założenia modeli BUU i QMD. Przedstawiono wyniki obliczeń w ramach modelu BUU dla ciężkiego układu $Au + Au$ przy energiach 8, 15, 23, 40 MeV/nukleon oraz lżejszego $^{124}Sn + ^{124}Sn$ przy energiach 15, 25, 35, 50 MeV/nukleon oraz rezultaty symulacji modelem QMD dla układu $Au + Au$ przy energii 23 MeV/nukleon. Określono wartość energii progowej na tworzenie jąder toroidalnych oraz zbadano jej zależność od masy układu i od sztywności równania stanu materii jądrowej. Dla ciężkiego układu wartość ta to około 23 MeV/nukleon dla miękkiego równania stanu oraz 35 MeV/nukleon dla sztywnego równania. Dla lżejszego układu energia progowa na stworzenie torusa wynosiła 35 MeV/nukleon dla miękkiego równania stanu.

Opisano założenia modelu ETNA, który posłużył w pracy do znalezienia sygnatur egzotycznych kształtów. Zaproponowano trzy nowe obserwable pozwalające na rozróżnienie kształtów egzotycznych układów. Są nimi *planarity*, Δ^2 , δ .

Przedstawiono także procedurę postępowania, pozwalającą na znalezienie granic w przestrzeni wyżej wymienionych obserwacji, w których konfiguracja typu toroid 12 fm jest znacznie częściej rejestrowana w detektorze, aniżeli konfiguracje bańka $8V_0$ czy kula $8V_0$. Zaproponowano również metodę redukcji wpływu niecentralnych zderzeń symulowanych modelem QMD na możliwość identyfikacji egzotycznych konfiguracji. Oszacowano wpływ zderzeń niecentralnych na wartość współczynnika efektywności.

W pracy przygotowano także projekt eksperymentu, który pomoże znaleźć odpowiedź na pytanie czy układy o egzotycznych kształtach mogą się tworzyć w

zderzeniach, które są tworzone w prawie centralnych zderzeniach.

Bibliografia

- [1] E. M. McMillan, P. H. Abelson, Phys. Rev. 57, 1185 (1940)
- [2] G. T. Seaborg, E. M. McMillan, J. W. Kennedy, A. C. Wahl, Phys. Rev. 69, 366 (1946)
- [3] A. Marinov, arXiv:0804.3869v1 [nucl-ex] (2008)
- [4] J. A Wheeler, Nucleonic Notebook, 1950, nieopublikowane
- [5] R. E. Euwema and J. A Wheeler, nieopublikowane
- [6] P. J Siemens, H. Bethe, Phys. Rev. Lett 18, 704 (1967)
- [7] C. Y Wong, Phys. Rev. Lett 55, 1973 (1985)
- [8] L. G Moretto et al., Phys. Rev. Lett. 78, 824 (1997)
- [9] C. Fauchard and G. Royer, Nucl. Phys. A598, 125 (1996)
- [10] K. Dietrich and K. Pomorski, Phys. Rev. Lett. 80, 37 (1998)
- [11] R. Adams et al., Appl. Phys. 39, 5173 (1968)
- [12] S.R.Souza and C.Ngo, Phys. Rev. C48, R2555 (1993)
- [13] W.Bauer et al., Phys. Rev. Lett. 69, 1888 (1992)
- [14] H.M.Xu et al., Phys. Rev. C48, 933 (1993)
- [15] C.Y.Wong, Ann.Phys. (N.Y.) 77, 279 (1973)
- [16] N.T.B.Stone et al., Phys. Rev. Lett. 78, 2084 (1997)
- [17] B. Jouault et al., Nucl. Phys. A 615, 82 (1997)
- [18] A. Pagano et al., Nucl. Phys. A734, 504 (2004)
- [19] A. Sochocka et al., Int. J. of Mod. Phys.E17, 190 (2008)

- [20] A. Sochocka et al., Acta Phys. Pol. B39, 405 (2008)
- [21] A. Sochocka et al., Acta Phys. Pol. B40, 747 (2009)
- [22] A. Green, Rev. Mod. Phys. 30, 569, (1958)
- [23] J. Bartel and P. Quentin, Phys. Lett. 152B, 29, (1985)
- [24] D.G Ravenhall, C.J Pethick et al., Nucl. Phys A 407, 571 (1983)
- [25] C. Y. Wong, Ann. Phys. 77, 279 (1973)
- [26] W. J. Świątecki, Phys. Scr. 28, 349 (1983)
- [27] W. D. Myers and Świątecki, Nucl. Phys.A 81, 1 (1966)
- [28] R. Płaneta, Int. J. of Mod. Phys.E 15, 973 (2006)
- [29] M. Warda, Int. J. of Mod. Phys E 16, 452 (2007)
- [30] X.Viñas, M. Centelles, M. Warda, Int. J. Mod.Phys. 17, 1 (2008)
- [31] M. Brack and P. Quentin, Phys. Lett. B52, 159 (1974)
- [32] E. Suraud, Nucl. Phys. A462, 109 (1987)
- [33] H.M.Xu et al., Phys. Rev. C49, R1778 (1994)
- [34] L.G.Moretto et al., Phys. Rev. Lett. 69, 1884 (1992)
- [35] D.O.Handzy et al., Phys. Rev. C51, 2237 (1995)
- [36] Lie-Wen Chen et al., Phys. Rev. C68, 014605 (2003)
- [37] J. Tian et al., Phys. Rev. C 77, 064603 (2008)
- [38] G. X Dai et al., Texas AM University Report No. 93-07, nieopublikowane
- [39] N. Wang, Z. Li and X. Wu, Phys. Rev. C65, 064608 (2002)
- [40] J. Tian et al., nieopublikowane
- [41] G. D Westfall et al., Nucl. Instrum. Methods A 238, 347 (1985)
- [42] A. Ono and Randrup, Eur. Phys. J. A 30, 109 (2006)
- [43] J. Łukasik, Praca doktorska, Kraków, Uniwersytet Jagielloński, 1993
- [44] A. Kowalczyk, Praca doktorska, Uniwersytet Jagielloński, 2008

- [45] S. R. de Groot and L. G. Suttorp, "Foundations of Electrodynamics", North - Holland Publ. Co., Amsterdam 1972, rozdz. VII
- [46] J. Aichelin, Phys. Rep. 202, 233 (1991)
- [47] P. Hachaj, nieopublikowane
- [48] G. Tabacaru et al., Nucl. Phys. A764, 371 (2006)
- [49] W. Gawlikowicz, Acta Phys. Pol B28, 1687 (1997)
- [50] W. Gawlikowicz, Report ZFGM-03-02, Jagiellonian University, Cracow (2003)
- [51] J. Cugnon and D. L'Hote, Nucl. Phys. A397, 519 (1983)