

1 Wstęp

Celem prezentowanych badań było przetestowanie użyteczności zastosowania kodu *UrQMD* 1.1 (Ultrarelativistic Quantum Molecular Dynamics) [1] do opisu kolizji jądrowych indukowanych protonami o energiach rzędu 2 GeV. Relatywistyczna kwantowo molekularna dynamika rozszerza stosowalność standardowego modelu *QMD* [2] do energii relatywistycznych. Model *UrQMD* jest teorią transportu symulującą zdarzenie po zdarzeniu kolizje ciężkojonowe w obszarze energii obejmującym zakres od 50 AMeV do 200 AGeV, opisując pełną czasową ewolucję systemu wielociałowego przy użyciu klasycznych równań ruchu. W przybliżeniu tym, bazującym na opisie przestrzeni fazowej reakcji, nukleony, reprezentowane przez gaussowskie pakiety falowe, oddziałują wzajemnie poprzez dwu- i trzyciałowe siły (oddziaływanie wynikające z nierelatywistycznego zależnego od gęstości równania w parametryzacji Skyrme oraz potencjałów Yukawy i Coulomba). Wygenerowany po kolejnych krokach czasowych rozkład nukleonów w przestrzeni fazowej jest przeszukiwany w celu odnalezienia par nukleonów, których wzajemna odległość nie przekracza $d = \sqrt{\sigma}/\pi$ (σ jest przekrojem oddziaływania hadron-hadron). Pary nukleonów spełniające powyższy warunek, są kandydatami na rozproszenie przy uwzględnieniu czynnika blokującego Pauliego. Końcowym efektem symulacji kodem *UrQMD* 1.1 jest wygenerowanie przestrzeni fazowej nukleonów należących w stanie początkowym do jądra pocisku i tarczy.

Porównanie rezultatów symulacji kodem *UrQMD* 1.1 z danymi eksperymentalnymi wymaga zastosowania zewnętrznego algorytmu klasteryzacji nukleonów usytuowanych w przestrzeni położeniowej i pędowej. Powstawanie fragmentów w zależności od algorytmu klasteryzującego nukleony rozmieszczone w przestrzeni fazowej przy użyciu modelu dynamicznego analizowano szczegółowo w [3]. W pracy tej zbadano wpływ na rezultaty klasteryzacji metod korelacji użytych w algorytmach:

- I. korelacja w przestrzeni położeniowej $|\vec{r}_i - \vec{r}_j| \leq \Delta r = 4$ fm dla pary nukleonów i, j ,
- II. korelacja w przestrzeni położeniowej oraz w przestrzeni pędowej $|\vec{p}_i - \vec{p}_j| \leq \Delta p = 0.160$ GeV/c,
- III. korelacja w przestrzeni położeniowej oraz warunek dotyczący energii wiązania przypadającej na nukleon $\frac{1}{N_{clus}} \sum_i (E_i + \frac{1}{2} \sum_{i \neq j} V_{i,j}) \leq E_{bind} = -4$ MeV (N_{clus} jest liczbą nukleonów należących do klastra, $E_i, V_{i,j}$ oznaczają odpowiednio energie kinetyczne i oddziaływania potencjałowe),
- IV. pierwotne sortowanie przy użyciu warunku dotyczącego energii wiązania, w drugim etapie zastosowanie procedury znajdującej pośród tak wybranego zespołu nukleonów finalnej konfiguracji, dla której osiąga się minimum wartości całkowitej energii układu spośród przeszukiwanych, konstruowanych losowo podziałów układu na fragmenty.

Najwcześniejsze rozpoznanie fragmentów, po czasie dynamicznych symulacji $t=60$ fm/c, uzyskano używając IV algorytm klasteryzacji. Stwierdzono także, iż klasteryzacja przestrzeni fazowej wygenerowanej dla $t=1000$ fm/c prowadzi do zbieżnych rezultatów (rozkład masowy), bez względu na wybór metody klasteryzacji. Zaobserwowano również zależność rezultatów klasteryzacji od własności analizowanych kolizji - (i) stosunku mas jądra pocisku i tarczy, (ii) energii pocisku, (iii) parametru zderzenia.

2 Analiza rezultatów symulacji modelem dynamicznym uzupełnionym procedurą klasteryzacji

Symulacje wykonano kodem *UrQMD* 1.1 dla reakcji $p(1.9 \text{ GeV}) + {}^{58}\text{Ni}$ przy założeniu różnych czasów ewolucji systemu w obszarze parametru zderzenia $b = 0 \div 4.84 \text{ fm}$ ($b_{max} = R_{proj} + R_{tar}$). Drugi etap analizy polegał na poddaniu rezultatów obliczeń modelem dynamicznym ($t=1000 \text{ fm/c}$) algorytmowi klasteryzacji przy uwzględnieniu warunku korelacji położeniowej i pędowej:

1. $\Delta r \leq \Delta r_{max}=3, 4, 5 \text{ fm}$,
2. $\Delta p \leq \Delta p_{max}=0.150, 0.250, 0.350 \text{ GeV/c}$, bez ograniczenia.

Powyższe warunki oznaczają, iż nukleon jest rozpoznany jako przynależny do klastra, jeśli odległość w przestrzeni położeniowo-pędowej od przynajmniej jednego z pozostałych nukleonów stanowiących klastera nie jest większa niż Δr_{max} i Δp_{max} .

Rozkłady względnych położen i pędów ($dr = |\vec{r}_i - \vec{r}_j|$, $dp = |\vec{p}_i - \vec{p}_j|$) wszystkich nukleonów rozpoznanych jako przynależne do klastra (Rys.1) okazują się:

- słabo zależne od wyboru wartości Δr_{max} - zmiana z 3 fm na 5 fm powoduje, przy stałej wartości Δp_{max} , ok. 2%-ową zmianę liczby nukleonów należących do wygenerowanych klastrów,
- bardzo słabo zależne od wyboru Δp_{max} (dla $\Delta p_{max} \geq 0.250 \text{ GeV/c}$) - różnice rzędu 0.1% dla rezultatów obliczeń dla $\Delta p_{max} = 0.250 \text{ GeV/c}$ i Δp_{max} - bez ograniczeń,
- użycie warunku $\Delta p_{max} = 0.150 \text{ GeV/c}$ powoduje: (i) ok. 10%-ową zmianę liczby nukleonów należących do rozpoznanych klastrów w stosunku do obliczeń z $\Delta p_{max} = 0.250 \text{ GeV/c}$, (ii) obcięcie w rozkładach względnych pędów nukleonów w klastrach (najbardziej widoczne dla klastrów $A_{frag} \leq 10$) (Rys.1),
- granice i maxima rozkładów położen wydają się rozsądne, nie wskazując na powstawanie obiektów o egzotycznych kształtach (np. łańcuchów nukleonów, która to konfiguracja mogłaby być wynikiem klasteryzacji). Im mniejsze masy klastrów, tym średnia wartość dr oraz górna granica rozkładu jest mniejsza, co związane jest z korelacją promienia i masy.

Pełniejsza analiza uzupełniona o rezultaty obliczeń dla $t=100, 250, 500 \text{ fm/c}$ pozwala na sformułowanie następujących wniosków:

- niezależnie od czasu, wybór wartości ograniczającej w przestrzeni pędowej odległości pary nukleonów budujących fragment w algorytmie klasteryzującym, nie ma znaczenia, jeśli $\Delta p_{max} \geq 0.250 \text{ GeV/c}$. W wyniku zastosowania warunku $\Delta p_{max}=0.150 \text{ GeV/c}$ w otrzymanych rozkładach względnych pędów obserwuje się wyraźną nieciągłość, bez względu na wybór Δr_{max} oraz czas symulacji dynamicznych,
- niezależnie od czasu wybór $\Delta r_{max}=3 \text{ fm}$ wydaje się najbardziej trafny, ponieważ przy tym wyborze rozkłady względnych odległości par nukleonów należących do klastra, dr , są ograniczone wartością odpowiadającą w przybliżeniu podwojonej wartości promienia fragmentu.

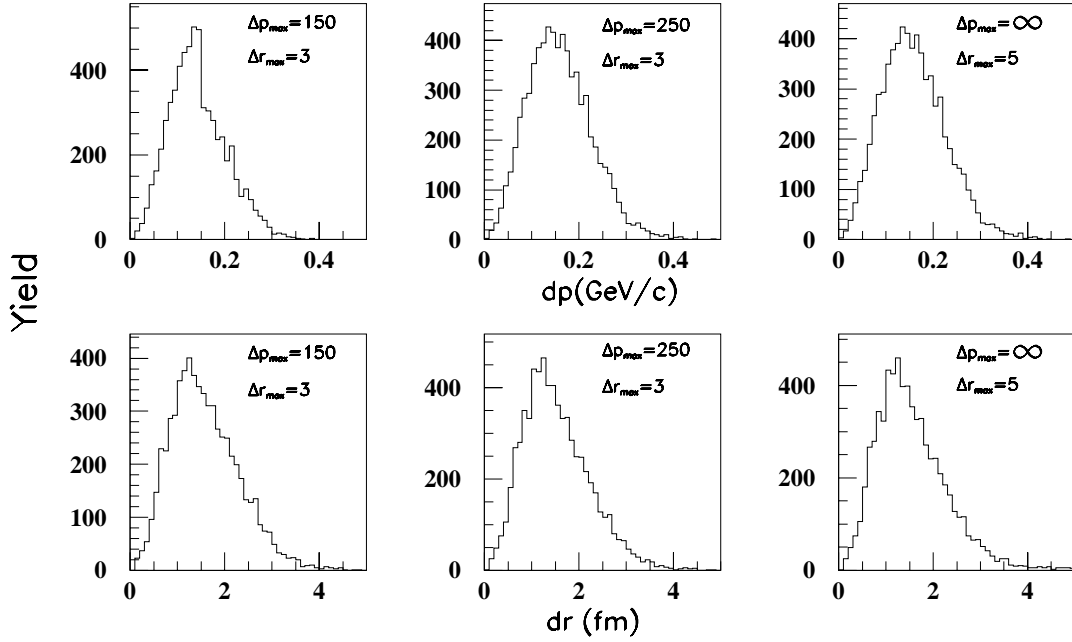
Porównując rezultaty obliczeń dla $\Delta p_{max}=0.250 \text{ GeV/c}$, $\Delta r_{max}=3 \text{ fm}$ i czasów $t=100, 250, 500, 1000 \text{ fm/c}$ stwierdza się, iż ze wzrostem czasu symulacji dynamicznych obserwuje się:

- niższe wartości górnej granicy rozkładów dr i dp , i co z tym związane, niższe wartości średnie,
- wzrost liczby nukleonów tworzących lekkie klastry ($2 \leq A_{frag} \leq 10$) oraz spadek

liczby nukleonów tworzących bardziej masywne fragmenty ($A_{frag} > 10$),

- zmniejszenie się liczby wszystkich sklasteryzowanych nukleonów.

Dla czasów $t=100, 1000$ fm/c liczba nukleonów przynależnych do klastrów stanowi odpowiednio: lekkie - 1%, 1.5%, cięższe - 39%, 15.6% ogólnej liczby nukleonów biorących udział w reakcji.



Rys.1. Rozkłady pędów, dp , i położień, dr , nukleonów stanowiących klastry o masach $A_{frag} \leq 10$ dla $\Delta p_{max}=150, 250$ GeV/c i bez warunku ograniczającego oraz $\Delta r_{max}=3, 5$ fm, $t=1000$ fm/c.

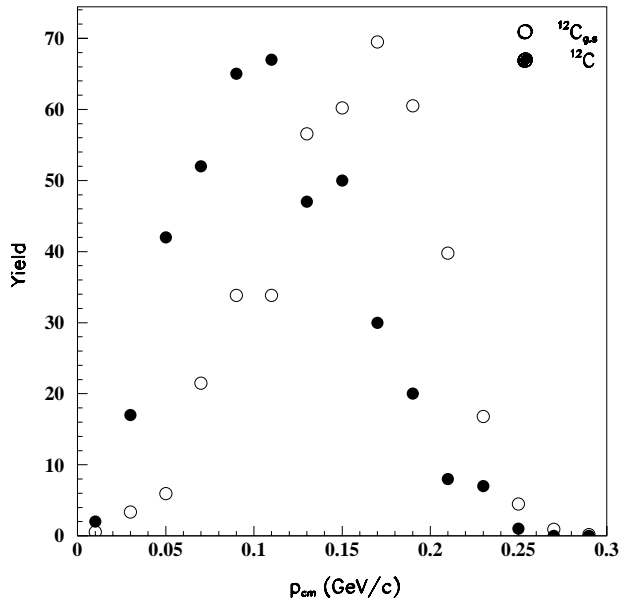
2.1 Rozkład pędów nukleonów stanowiących fragmenty

Rozkład pędów nukleonów i jądra ^{12}C w stanie podstawowym w układzie ich środka masy:

$$p_{cm}(i) = p(i) - \frac{\sum_i p_i}{A_{frag}} \quad (1)$$

prezentuje Rys.2 (symulacje *UrQMD* wykonano dla $t=0$ fm/c). Otrzymano także rozkład pędów w układzie środka masy dla sklasteryzowanych ^{12}C . Wybór ^{12}C podyktowany był kompromisem pomiędzy dostateczną liczbą fragmentów o danej masie i ładunku wygenerowanych hybrydowymi obliczeniami i dostateczną liczbą nukleonów poddawanych analizie. Porównanie rozkładów pędów "zimnego" ^{12}C wygenerowanego przez *UrQMD* 1.1 w chwili $t=0$ fm/c z rozkładem uzyskanym dla węgla, będącego wynikiem algorytmu klasteryzacji włączonego do symulacji *UrQMD* dla $t=1000$ fm/c zaprezentowano na Rys.2. Dla wygenerowanych klastrów obserwuje się znaczne przesunięcie maximum rozkładu pędów w stronę niższych wartości oraz obniżenie górnej granicy rozkładu w stosunku do rozkładów uzyskanych dla ^{12}C w stanie podstawowym.

Podobne przesunięcie w stronę niższych wartości obserwuje się porównując rozkłady dp dla nukleonów stanowiących klastry i par stanowiących jądra w stanie podstawowym wygenerowane przez kod *UrQMD*.



Rys.2.

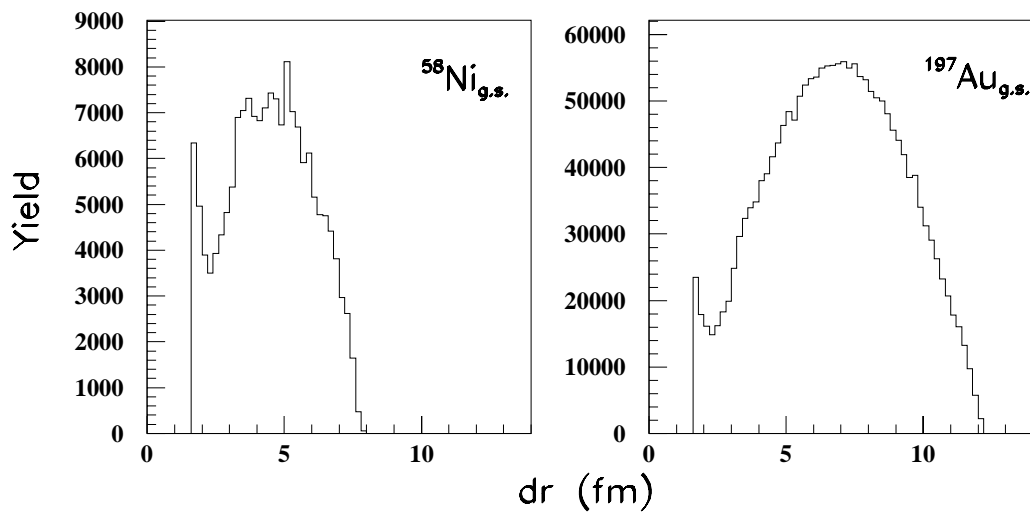
Rozkład pędów wewnętrznych nukleonów należących do $^{12}C_{g.s.}$ oraz do wygenerowanego hybrydowym modelem klastra ^{12}C .

2.2 Konfiguracja nukleonów należących do klastrów

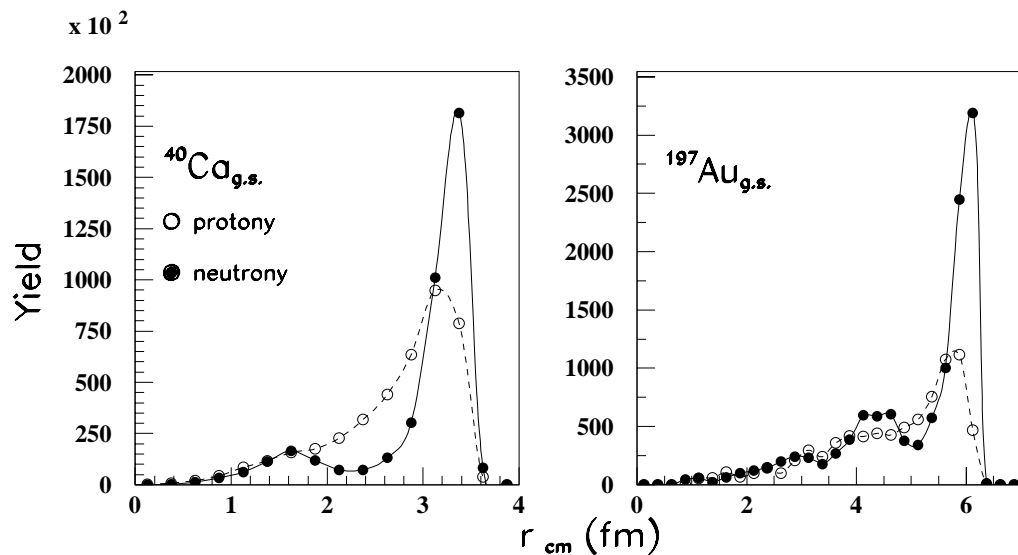
Analizie poddano również rozkłady odległości, dr , nukleonów należących do jąder tarczy wygenerowanych przez kod *UrQMD* ($t=0$ fm/c) oraz par nukleonów należących do fragmentów wygenerowanych algorytmem klasteryzującym włączonym po czasie $t=1000$ fm/c symulacji dynamicznych. Rys.3 prezentuje rozkłady odległości par nukleonów należących do ^{58}Ni oraz ^{197}Au w stanie podstawowym. Dolną granicą rozkładów jest wartość ok. 1.5 fm, górna granica odpowiada w przybliżeniu podwojonemu promieniowi rozważanego jądra. Dolne ograniczenie rozkładów dr spowodowane jest istnieniem w procedurze określającej położenia i pędy nukleonów w chwili $t=0$ warunku wymuszającego, aby odległość kolejnego, generowanego nukleonu nie była mniejsza w przestrzeni położeniowej od każdego z wcześniej wygenerowanych nukleonów od ustalonej wartości (nukleon jest obiektem o niezerowym promieniu). Niezależnie od masy jądra, w rozkładach obserwuje się wyraźny wzrost liczby par nukleonów, dla których odległość przyjmuje minimalne wartości, zawierające się w przedziale (1.5 - 2)fm. Dla lżejszych jąder udział w rozkładach par nukleonów bliskich sobie w przestrzeni położeniowej okazuje się bardziej znaczący aniżeli w przypadku ciężkich jąder. Rachunki dynamiczne i zastosowanie po nich algorytmu klasteryzacji usuwają tę własność, rozkłady względnych odległości pary nukleonów tworzących wygenerowany fragment przyjmują postać gładkiej funkcji dzwonowej. Wynika stąd, iż w trakcie rachunków dynamicznych, na ewoluujące w czasie pozycje nukleonów nie jest nałożony warunek ograniczający ich wzajemną odległość. Stwierdzić także można iż ewolucja czasowa i klasteryzacja przestrzeni fazowej nukleonów "porządkuje" rozkład dp , przesuując jednocześnie maksimum rozkładu w stronę niższych wartości.

Rys.4 przedstawia rozkłady położenia nukleonów (protonów i neutronów) liczone w układzie środka ciężkości fragmentu, który budują ($^{40}Ca, ^{197}Au$, $t=0$ fm/c). Górną

granicą rozkładu jest wartość odpowiadająca promieniowi jądra wynikająca z przyjętej w kodzie parametryzacji ($R(^{40}\text{Ca})=3.43$ fm, $R(^{197}\text{Au})=6.22$ fm). Niezależnie od masy jądra obserwuje się nadmiar nukleonów ulokowanych na powierzchni fragmentu, co więcej, nadmiar ten szczególnie manifestuje się w przypadku neutronów, bez względu na wartość N/Z . Wzrost liczby par nukleonów bliskich sobie w przestrzeni położeniowej, widoczny na Rys.3 odawiercedla fakt ulokowania w procesie konstruowania konfiguracji nukleonów w chwili początkowej zbyt dużej liczby nukleonów na powierzchni jądra. Autorzy kodu potwierdzają fakt istnienia problemu związanego z przygotowaniem początkowej konfiguracji w przestrzeni fazowej nukleonów stanowiących jądro tarczy (pocisku) - metoda stosowana w kodzie *UrQMD* prowadzi do wzrostu gęstości nukleonów na powierzchni jąder [4].



Rys.3. Rozkład względnych odległości par nukleonów $^{58}\text{Ni}_{g.s.}$, $^{197}\text{Au}_{g.s.}$



Rys.4. Rozkład położenia protonów i neutronów należących do $^{40}\text{Ca}_{g.s.}$, $^{197}\text{Au}_{g.s.}$ w układzie środka masy fragmentu.

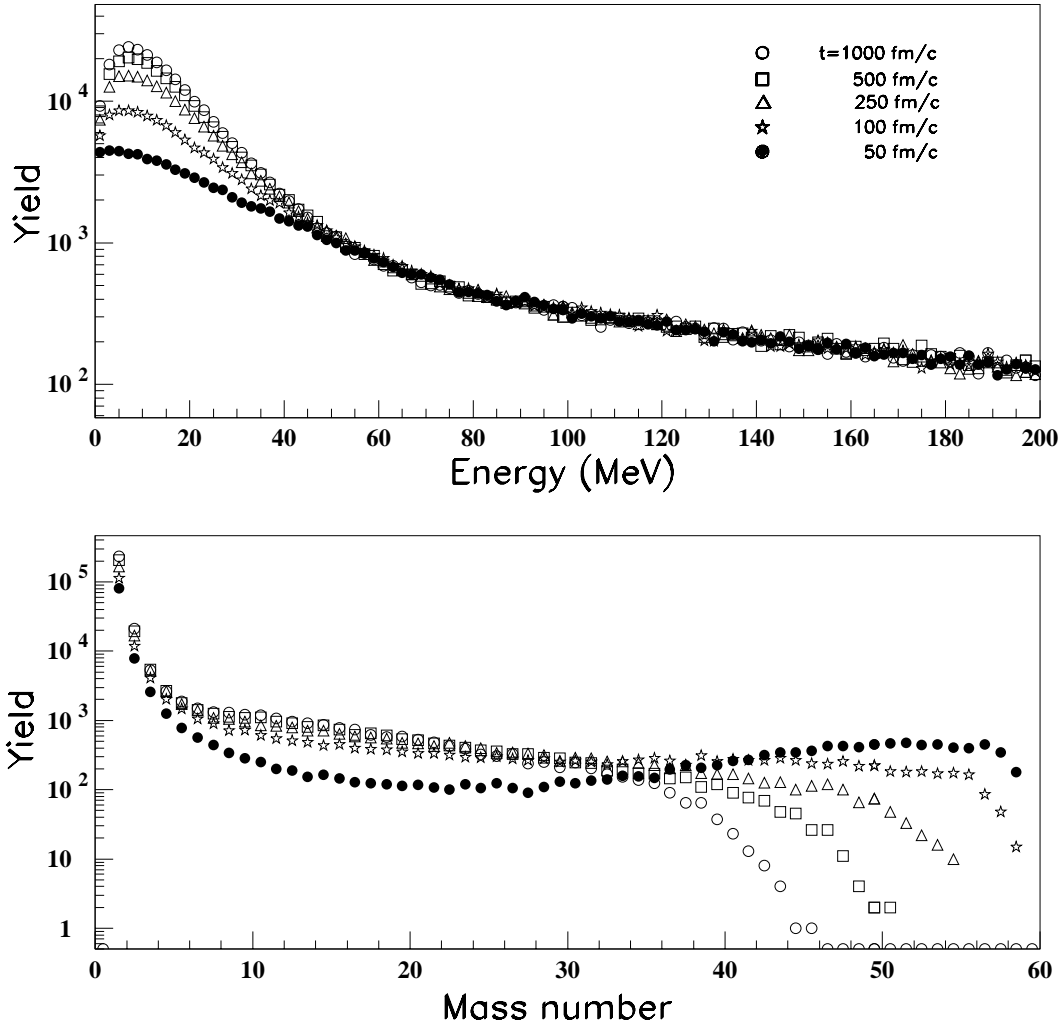
2.3 Zależność rozkładów masowych i energetycznych od wartości parametrów modelowych

Analizowane rezultaty dotyczą zastosowania procedury klasteryzacji działającej na wynikach dynamicznych symulacji kolizji $p(1.9 \text{ GeV}) + {}^{58}\text{Ni}$ w obszarze parametru zderzenia $b=0 \div 4.84 \text{ fm}$. Wszystkie dyskutowane rezultaty, jeśli nie jest to specjalnie podkreślone, dotyczą obliczeń, dla których w algorytmie klasteryzacji użyto warunku $\Delta r_{max}=3 \text{ fm}$ i $\Delta p_{max}=0.25 \text{ GeV}/c$.

W modelu *UrQMD* położenia i pędy nukleonów stanowiących w chwili zerowej jądra tarczy i pocisku liczone są w postępujących krokach czasowych, Δt , do momentu osiągnięcia wartości czasu żądanej przez użytkownika kodu. Po każdym kroku czasowym rozważana jest całkowita przestrzeń fazowa; obliczane są nowe położenia i pędy nukleonów, wynikające z oddziaływań potencjałowych z pozostałymi nukleonami oraz z możliwości zajścia zderzenia z którymś dostatecznie blisko znajdującym się hadronem ($d \leq \sqrt{\sigma(E, type)}/\pi$). Stwierdzono, iż nawet po najdłuższym z użytych w symulacjach czasów (1000 fm/c), wzajemne oddziaływania i kolizje pomiędzy nukleonami nie ustają, aczkolwiek stają się mniej liczne wraz z upływem czasu, co związane jest z malejącą liczbą kandydatów - sąsiadujących nukleonów w coraz lżejszych klastrach.

Zbadano zależność rozkładów energetycznych i masowych od czasu, po jakim zakończono symulacje *UrQMD* i zastosowano algorytm klasteryzacji. Ograniczając analizę do rozkładów energii E_{frag} ($A_{frag} \geq 1$) nie przekraczającej 200 MeV (fragmenty o masach pośrednich (IMF) oraz fragmenty o masach bliskich masie tarczy charakteryzują się energiami należącymi do tego właśnie przedziału) obserwuje się z wydłużeniem czasu obliczeń dynamicznych wzrastającą liczbę fragmentów o energiach $E_{frag} < 50 \text{ MeV}$ (Rys.5, górny panel). Czas symulacji nie wpływa natomiast na kształt i amplitudę rozkładu energetycznego w obszarze $E_{frag} > 50 \text{ MeV}$.

Porównano także rozkłady masowe wygenerowanych fragmentów stosując algorytm klasteryzacji zastosowany dla obliczeń dynamicznych dla czasów z przedziału $50 \div 1000 \text{ fm}/c$ (Rys.5, dolny panel). Ewolucja czasowa tak otrzymanych rozkładów masowych jest zgodna z oczekiwaniami. Dłuższemu czasowi symulacji odpowiada mniejsza wartość maksymalnej masy fragmentu uzyskanego z procedury obliczeniowej. Dla symulacji $t=50 \text{ fm}/c$ rozkład masowy charakteryzuje się wzrostem liczby fragmentów o masach $A_{frag} > 30$, osiągając w rozważanym obszarze maksimum dla $A_{frag} \simeq 56$. Wydłużeniu czasu symulacji towarzyszy spadek wartości maksymalnej masy wygenerowanego fragmentu; rozkład masowy dla $t=1000 \text{ fm}/c$ jest ograniczony wartością $A_{frag} \simeq 45$. Różnice w rozkładach obserwuje się także w obszarze mas $A_{frag} < 30$. Są one znaczące w przypadku rozkładu dla $t=50 \text{ fm}/c$, który w tym obszarze masowym osiąga wartości niższe od uzyskanych dla czasów dłuższych. Porównując rezultaty symulacji dla $t=100 \text{ fm}/c$ i $t=1000 \text{ fm}/c$ różnica nie jest tak drastyczna. Wynika stąd, że proces zasilania tej części rozkładu masowego z obszaru o większych masach zachodzi najbardziej gwałtownie w przedziale czasowym $t=50-100 \text{ fm}/c$. Fragmenty o masach zbliżonych do masy tarczy (${}^{58}\text{Ni}$) poprzez emisję nukleonów, LCP (light charged particles) lub IMF (mechanizm takiego rozpadu zależy od czasu, w którym nastąpił) redukują swoją masę.



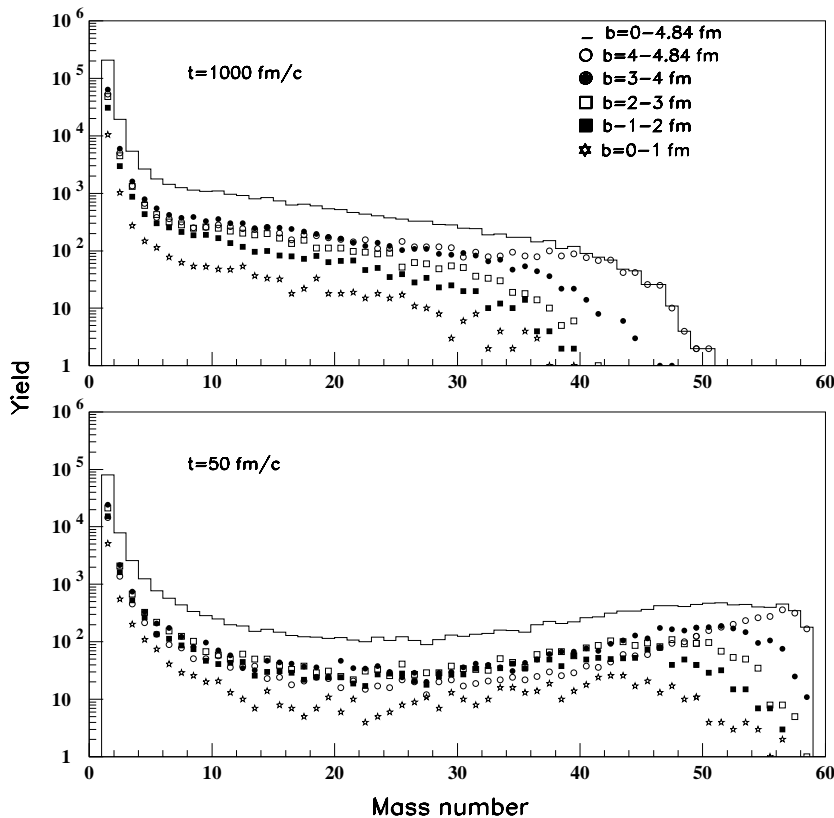
Rys.5. Rozkłady energetyczne (panel górny) oraz rozkłady masowe (panel dolny) dla klastrów wygenerowanych algorytmem klasteryzującym przestrzeń fazową uzyskaną po czasach dynamicznych symulacji $t=50, 100, 250, 500, 1000$ fm/c.

Analizowano także dla wybranych z symulacji zdarzeń (różne parametry zderzenia) ewolucję czasową mas klastrów oraz ewolucję czasową przestrzeni konfiguracyjnej. Dla czasów większych od 500 fm/c dla konkretnego zdarzenia masy fragmentów wygenerowane algorytmem klasteryzującym nukleony rozmieszczone w przestrzeni fazowej przez kod *UrQMD* 1.1 są słabo zmienne w czasie, natomiast ewolucja czasowa rozkładu nukleonów w przestrzeni położeniowej jednoznacznie definiuje fragmenty, rozpoznane przez algorytm klasteryzujący.

Niepokój budzi niezgodność uzyskanych w prezentowanych obliczeniach rozkładów masowych z rezultatami otrzymanymi dla reakcji $p(1.5 \text{ GeV}) + {}^{56}\text{Fe}$ [5]. Autorzy prezentują m.in. rozkład mas fragmentów uzyskany z obliczeń modelem dynamiki kwantowo molekularnej ($t=100$ fm/c) oraz rozkład mas uzyskany poprzez uzupełnienie rezultatów *QMD* modelem statystycznego rozpadu (*SDM*). Rozkład mas pierwotnych oraz rozkład mas wtórnych rozciąga się do wartości $A_{frag}=57$, niezależnie od metody,

przyjmując lokalne maksimum dla wartości $A_{frag}=56,57$. W cytowanych rozkładach minimum obserwowane jest w obszarze $A_{frag} = 10 \div 25$ (QMD), $5 \div 12$ ($QMD+SDM$). Prezentowane tu rezultaty obliczeń kodem $UrQMD$ dla reakcji $p(1.9GeV) + {}^{58}Ni$ nie przewidują, nawet dla czasów krótkich ($t=50$ fm/c), dużej intensywności rozkładu w obszarze mas bliskich masie tarczy, oraz nie przewidują istnienia minimum w obszarze mas IMF-ów, dając w rezultacie gładki, początkowo malejący, a następnie stały rozkład dla $t=50$ fm/c i gładki, malejący dla $t \geq 100$ fm/c w obszarze $A_{frag} = 5 \div 30$ (Rys.5).

W cytowanej pracy [5] prezentowana jest również zależność rozkładu masowego od parametru zderzenia. Zależność ta manifestuje się występowaniem jedynie lekkich i bardzo ciężkich fragmentów w zderzeniach peryferyjnych (różnice w rozkładach mas pierwotnych i wtórnych są niewielkie) oraz różnym od zera przekrojem czynnym w pełnym obszarze masowym dla zderzeń centralnych ze znaczną korektą rozkładu przy uwzględnieniu SDM . Tego typu zależności nie obserwuje się w przypadku symulacji kodem $UrQMD$ 1.1. Bez względu na parametr zderzenia ($b_{min}=0$, $b_{max}=4.84$ fm = $R_{tar}+R_{proj}$) oraz czas symulacji rozkłady masowe są zależnościami gładkimi, różniącymi się wartością A_{max} i stosunkiem względnych intensywności dla poszczególnych przedziałów rozważanych mas (dla zderzeń centralnych większy udział fragmentów lżejszych w rozkładach masowych (Rys.6)).



Rys.6. Zależność rozkładów masowych dla klastrów rozpoznanych po czasie dynamicznych symulacji $t=1000$ fm/c (górny panel) oraz $t=50$ fm/c (dolny panel) od parametru zderzenia, b .

Wykonanie testowych symulacji dla $b=10$ fm, $t=500$ fm/c i zastosowanie algorytmu klasteryzacji z warunkami $\Delta r_{max} = 3$ fm i $\Delta p_{max} = 0.25$ GeV/c także nie przyniosło

w rezultacie rozkładu masowego charakteryzującego się występowaniem niezerowych wartości jedynie w pobliżu wartości odpowiadającym masom pocisku i tarczy, aczkolwiek widmo energetyczne wygenerowanych fragmentów odpowiada oczekiwaniom (protony-pociski o energii $\simeq 1.9$ GeV, fragmenty o energii nie przekraczającej 60 MeV). Zmiana warunków klasteryzacji nie zmieniła charakteru rozkładu masowego. Stwierdzono zatem, iż wygenerowana przez kod *UrQMD* 1.1 przestrzeń fazowa nukleonów dla zderzeń zachodzących dla bardzo dużych parametrów zderzenia, przekraczających znacznie b_{max} , nie odpowiada oczekiwaniom, nie dając w rezultacie rozkładu masowego, charakteryzującego się nizerowymi wartościami w pobliżu mas pocisku i tarczy.

Zbadano również zależność pomiędzy rezultatami rachunków i wyborem przedziału czasowego, po którym aktualizowane są oddziaływania pomiędzy nukleonami, i co jest z tym związane, położenia i pędy nukleonów. Stwierdzono brak silnej zależności od wyboru Δt (0.5, 5.0 fm/c), jakkolwiek dla dłuższych interwałów czasowych obserwuje się niewielki wzrost liczby fragmentów o dużych masach i towarzyszący mu wzrost nachylenia rozkładu energetycznego w obszarze niskich energii. Zastosowanie dłuższego kroku czasowego sprawia, iż symulacja *UrQMD* staje się mniej czasochłonna przy ustalonej liczbie zdarzeń, jednak tendencje ujawniające się w rezultatach krótszych rachunków oddalają od poprawnego opisu danych eksperymentalnych (wspomniany wyżej wzrost nachylenia rozkładu niskoenergetycznego).

Uzyskane z modelu hybrydowego (*UrQMD*+algorytm klasteryzacji) rozkłady energetyczne i masowe okazują się być mało czułe na wybór warunku określającego graniczną wzajemną odległość nukleonów w przestrzeni położeniowo-pędowej wymuszającą przynależność do klastra.

Porównano także rezultaty symulacji i klasteryzacji przy zastosowaniu dwóch oferowanych w kodzie *UrQMD* 1.1 metod: (i) modelu wykorzystującego oddziaływania potencjałowe (opisanego w Rozdz.1, którego stosowność jest ograniczone wartością $E_{beam}=4$ AGeV) oraz (ii) modelu kaskadowego. Procedura przygotowywania jąder pocisku i jąder tarczy (generowanie rozkładu nukleonów w przestrzeni fazowej) jest niezależna od wyboru metody. W modelu kaskady wewnętrzjądrowej stan nukleonu może zostać zmieniony, jeśli wzajemna odległość pary nukleonów spełni warunek $d \leq \sqrt{\sigma(E, type)}/\pi$. Położeniowy i pędowy stan końcowy jest wybierany zgodnie ze względnyimi wagami przekrojów czynnych na procesy elastycznego lub nieelastycznego rozpraszania. Nukleony jądra tarczy, które są spektatorami, zachowują położenia i pędy początkowe, niezależnie od czasu przeprowadzanych symulacji. Algorytm klasteryzacji właśnie z tych nukleonów generuje fragmenty. Klastrow nie tworzą nukleony, które brały udział w kolizji. Generalnie, stan końcowy większości zdarzeń to masywny fragment, któremu towarzyszą niesklasteryzowane protony i neutrony. Fragmenty o masach pośrednich pojawiające się z małym prawdopodobieństwem, są efektem zdarzeń, dla których nukleony należące do grupy spektatorów, na skutek warunków algorytmu klasteryzacji, zostały rozpoznane jako dwa odrębne klastry. Niezależne od czasu rozkłady masowe i energetyczne otrzymane dla modelu kaskadowego (rachunki przeprowadzono dla $t=100, 500, 1000$ fm/c) różnią się znacznie od uzyskanych przy uwzględnieniu oddziaływań potencjałowych.

3 Konkluzje

- Wybór w algorytmie klasteryzacji $\Delta r_{max}=3$ fm i $\Delta p_{max}=0.250$ GeV/c wydaje się być uzasadniony. Ponadto stwierdzono słabą zależność rezultatów obliczeń od wartości tych parametrów.
- Niezgodność $\langle p_{cm} \rangle_{t=0}$ i $\langle p_{cm} \rangle_{t \neq 0}$ oraz $\langle dp \rangle_{t=0}$ i $\langle dp \rangle_{t \neq 0}$ występuje bez względu na długość symulacji modelem dynamicznym. Wraz ze wzrostem czasu symulacji obserwuje się przesunięcie $\langle p_{cm} \rangle$ i $\langle dp \rangle$ w stronę niższych wartości. Dłuższy czas ewolucji powoduje oddalanie się w przestrzeni położeniowej nukleonów charakteryzujących się największymi pędami w układzie środka ciężkości fragmentu. Konsekwencją ich ucieczki jest generowanie fragmentów z bardziej powolnych nukleonów, pozostających w przestrzeni położeniowej w bliskim sąsiedztwie, co przekłada się następnie na kształt i zasięg rozkładów dp i p_{cm} . Tak więc uzyskanie zgodności rozkładów p_{cm} , dp dla $t=0$ (jądra w stanie podstawowym) i $t \neq 0$ nie jest możliwe poprzez manipulację parametrami Δr_{max} , Δp_{max} , t , natomiast wynika raczej z immanentnych własności kodu *UrQMD* 1.1.
- Otwartym pozostaje pytanie, czy i po jakim czasie symulacji dynamicznych wygenerowane algorytmem klasteryzacji fragmenty są zimne. Jeśli brać pod uwagę rezultaty otrzymane przez J.Singha and R.K.Puri [3] wskazujące na równoważność prostych i zaawansowanych metod klasteryzacji stosowanych po dostatecznie długim czasie symulacji dynamicznych, założenie, iż wygenerowane fragmenty są obiektami zimnymi, wydaje się być słuszne.

Dla $t \geq 500$ fm/c obserwuje się saturację liczby swobodnych (niesklasteryzowanych) protonów i neutronów, zmiana ta w przedziale czasowym $500 \div 1000$ fm/c wynosi 11%, podczas gdy w pięć razy krótszym przedziale $50 \div 100$ fm/c - 29%. Rozkłady mas wygenerowanych klastrów dla $t=1000$ i 500 fm/c różnią się znacząco jedynie w obszarze mas maksymalnych. Wyrzykowa analiza ewolucji czasowych mas klastrów wskazuje na czas $t=500$ fm/c, po którym stan końcowy nie ulega gwałtownym zmianom. Za wyborem czasu symulacji $t=500$ fm/c przemawiać może fakt:

- (i) stosowania mniej czasochłonnych obliczeń,
- (ii) mniejszej propagacji błędów, która jest nieunikniona podczas rachunków,
- (iii) uzyskania widm niskoenergetycznych o kształtach bardziej przystających do uzyskanych eksperymentalnie,
- (iv) uzyskania wyższych wartości $\langle p_{cm} \rangle_{t=500}$ i $\langle dp \rangle_{t=500}$ aniżeli dla $t=1000$ fm/c.

Podsumowując, przygotowany i zastosowany algorytm klasteryzacji pracuje poprawnie generując z przestrzeni fazowej nukleonów propagowanej przez model dynamiczny klastry o parametrach odpowiadających parametrom obiektów fizycznych. Uzasadniony niepokój może być raczej związany z rezultatami symulacji kodem *UrQMD* 1.1. Wygenerowana poprzez oddziaływania dwu- i trójciałowe przestrzeń fazowa nukleonów jest nie do końca wiarygodna z powodu niedostatecznej dbałości autorów kodu o poprawną implementację parametrów potencjałowych do programu. Kod *UrQMD* 1.1

adresowany jest bowiem przede wszystkim do użytkowników zainteresowanych kolizjami w obszarze energii ultrarelatywistycznych, dla których oddziaływania potencjałowe zastąpione są modelem kaskadowym.

References

- [1] S.A.Bass et al., Prog.Part.Nucl.Phys.41(1998)225
- [2] J.Aichelin, Phys.Rep.202(1997)234
- [3] J.Singh and R.K.Puri, J.Phys.G: Nucl.Part.Phys.27 (2001)2091).
- [4] *UrQMD User Guide* <http://www.th.physik.uni-frankfurt.de/~urqmd>
- [5] S.Chiba et al., Phys.Rev.C54(96)285