

Zderzenia ciężkich jonów przy pośrednich i wysokich energiach

- 1. Jakich nowych informacji możemy oczekiwać badając reakcje ciężkojonowe przy pośrednich i wysokich energiach**
- 2. Zderzenia ciężkich jonów przy $E/A < 20$ MeV/u**
- 3. Zderzenia ciężkich jonów przy $E/A > 20$ MeV/u (pośrednie energie)**
- 4. Zderzenia ciężkich jonów przy $E/A > 100$ MeV/u (energie relatywistyczne)**

Zderzenia ciężkich jonów przy pośrednich i wysokich energiach

5. Różne stany skupienia materii jądrowej

6. Multifragmentacja

7. Przejście fazowe ciecz-gaz

8. Pływy

9. Równanie stanu materii jądrowej

10. Produkcja cząstek

Jakich nowych informacji możemy oczekiwać badając reakcje ciężkojonowe przy pośrednich i wysokich energiach

1. własności materii jądrowej w stanach o wysokiej temperaturze i gęstości
 - a) możliwość poszukiwania równania stanu materii jądrowej
 - b) możliwość wytworzenia warunków zbliżonych do istniejących w pierwszej sekundzie po Big-Bangu
2. termodynamika i hydrodynamika układów o małej liczbie cząstek (np. w reakcji $\text{Au} + \text{Au}$ ok. 400 nukleonów)
3. produkcja nowych cząstek

Kinematyka relatywistyczna

Oznaczenia: m - masa spoczynkowa

p - pęd

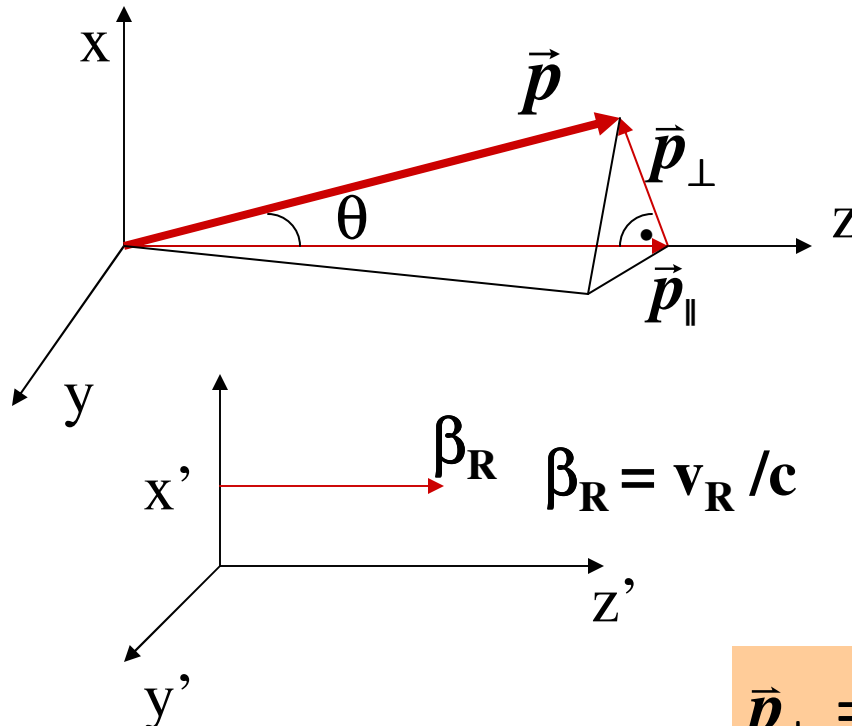
E - energia całkowita

T - energia kinetyczna

R - układ odniesienia poruszający się w kierunku osi z względem układu laboratoryjnego, np. układ środka masy. W tym układzie - oznaczenia primowane

Osie z (ukł. laboratoryjny) i z' są równoległe

Kinematyka relatywistyczna



pospieszność (ang. *rapidity*)

$$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + p_{\parallel} c}{E - p_{\parallel} c} \right)$$

$$\vec{p}_{\perp} = \sqrt{p_x^2 + p_y^2} = p \sin \theta$$

$$\vec{p}_{\parallel} = p \cos \theta = p_z$$

$$p = \sqrt{p_{\perp}^2 + p_{\parallel}^2} = m \gamma \beta c$$

$$E = \sqrt{p^2 c^2 + m^2 c^4} = m c^2 \gamma$$

Pospieszność

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_{\parallel} c}{E - p_{\parallel} c} = \frac{1}{2} \ln \frac{1 + \beta \cos \theta}{1 - \beta \cos \theta}$$

dla cząstki o $\vec{p} \parallel$ osi z

$$y_{\parallel} = \frac{1}{2} \ln \frac{1 + \beta}{1 - \beta}$$

dla układu R

$$y_R = \frac{1}{2} \ln \frac{1 + \beta_R}{1 - \beta_R}$$

pospieszność jest addytywna

$$y' = y - y_R$$

Krotność cząstek - produktów

Średnia krotność cząstek na zdarzenie

$$\langle n \rangle = \frac{N_{\text{zarejestr. cząstek}}}{N_{\text{zdarzeń}}}$$

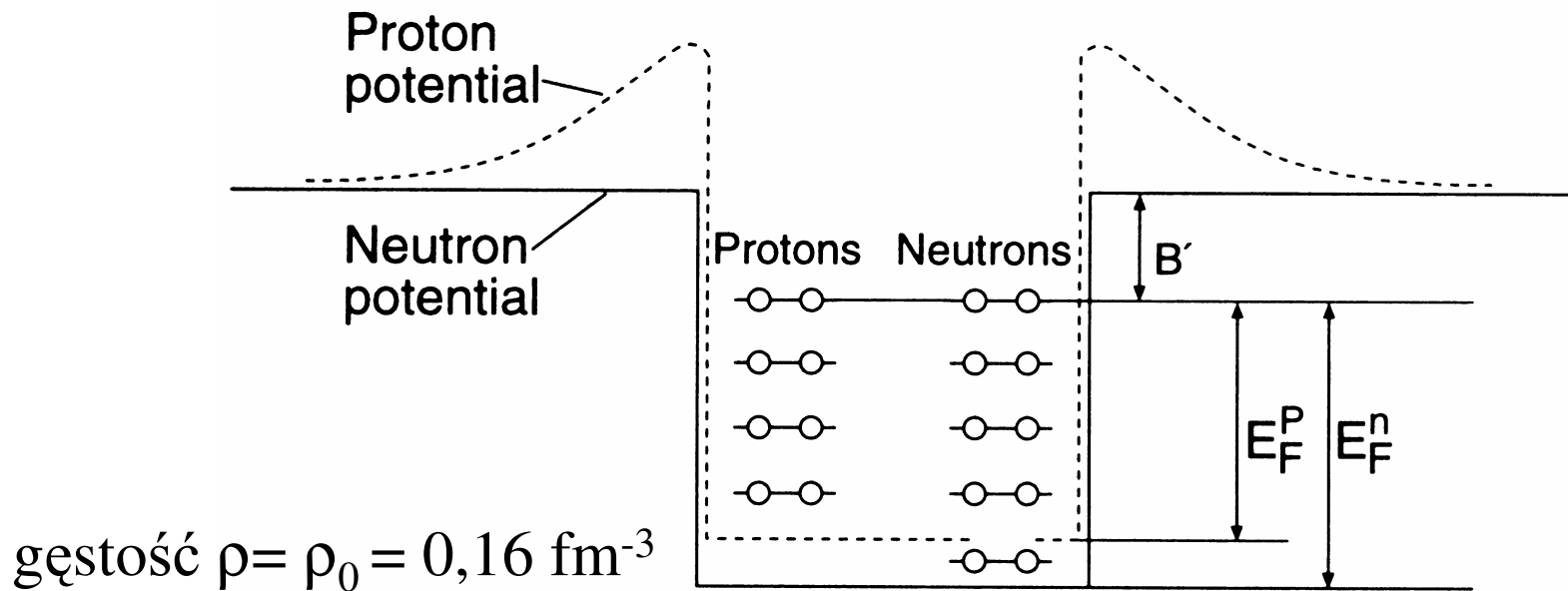
Dyssypacja energii

mechanizm przekazywania energii
wewnętrznym stopniom swobody jąder

- dyssypacji jednociałowa
- dyssypacja dwuciałowa

Jądro atomowe w stanie podstawowym

ciecz materii jądrowej - Model gazu Fermiego:

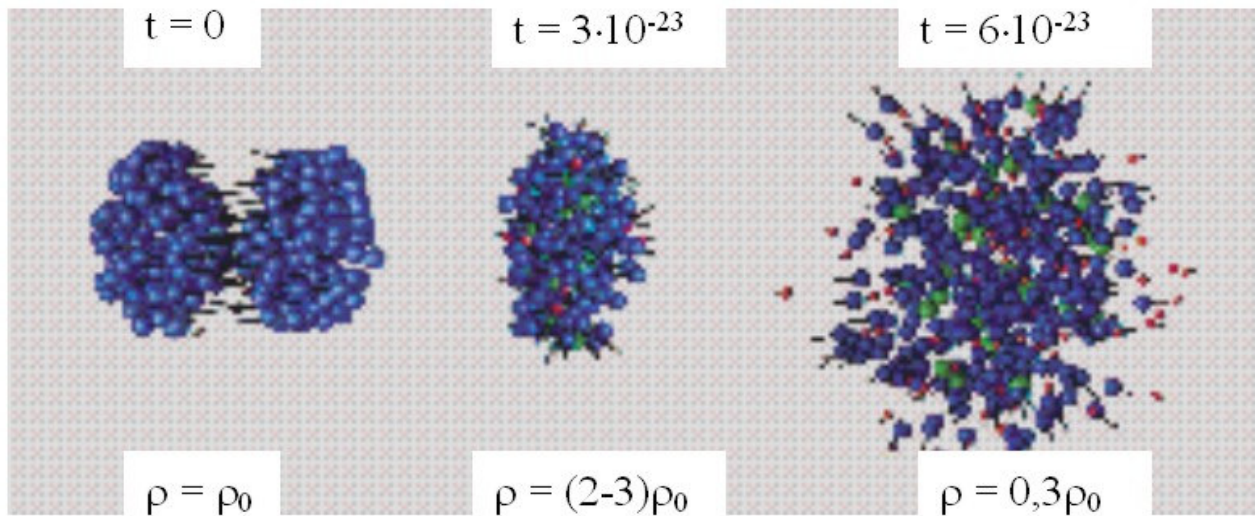


Maksymalna energia kinetyczna nukleonów w potencjale
jednocząstkowym - energia Fermiego $E_F = 38 \text{ MeV}$,
pęd Fermiego $p_F = 270 \text{ MeV}/c$

Średnia energia wiązania $B = 8A \text{ MeV}$. Obowiązuje zakaz Pauliego.

W zderzeniach ciężkich jonów może zachodzić:

- podgrzewanie materii jądrowej - poprzez zwiększanie energii wzbudzenia
- zwiększanie gęstości materii jądrowej - poprzez kompresję



Parametry reakcji ciężkojonowej

1. Energia kinetyczna pocisku przypadająca na 1 nukleon, E/A

- określa długość fali $\lambda = \hbar/p = c / \hbar \sqrt{2mc^2 E_k}$

i średnią drogę swobodną nukleonu $\lambda = 1/(\rho \cdot \sigma)$,

mechanizm reakcji

2. Parametr zderzenia, b

- określa wielkość obszaru oddziaływania $\sigma_R = \pi b^2$,

mechanizm reakcji,

osiąganą energię wzbudzenia na 1 nukleon

3. Rozmiar pocisku i tarczy

- określa całkowitą liczbę nukleonów w układzie,

znaczenie kompresji

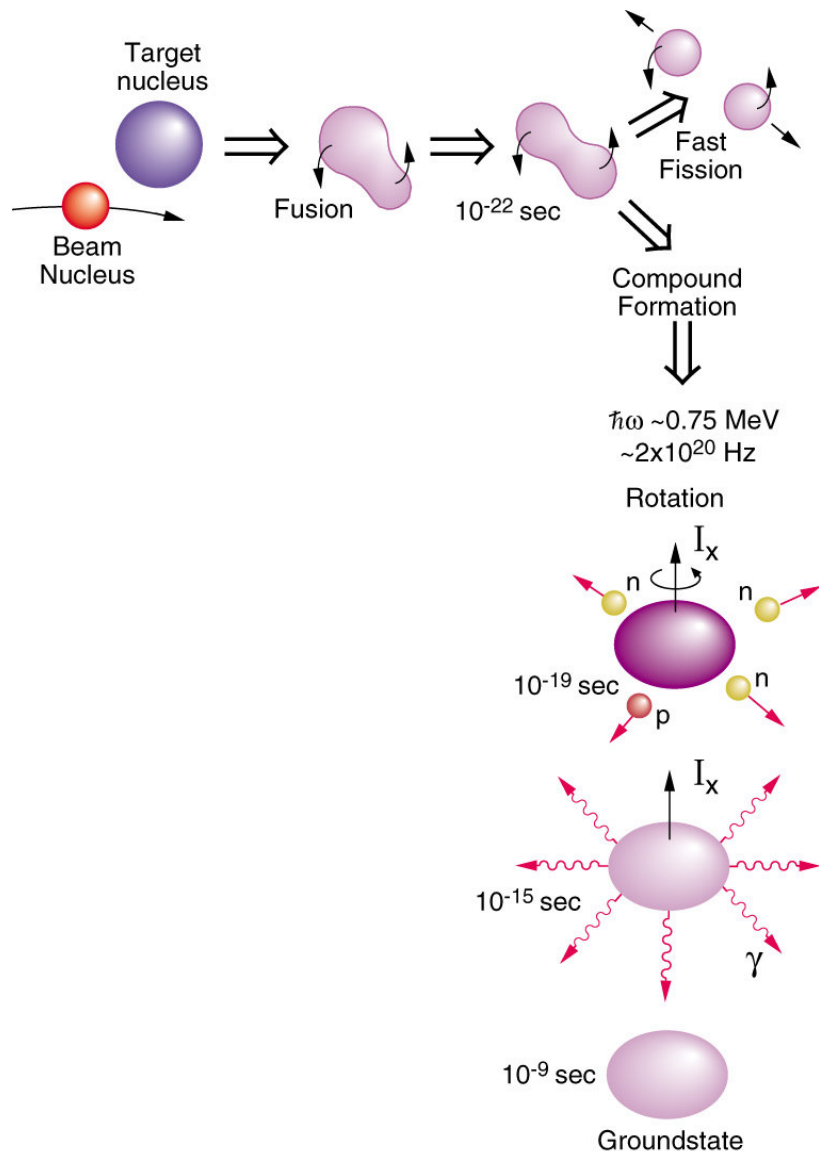
Zakresy energii pocisków E/A

- energie niskie - do 20 MeV/u
- energie pośrednie - 20 - 100 MeV/u
- energie relatywistyczne - 100 MeV/u - 10 GeV/u
- energie ultra-relatywistyczne - większe od 10 GeV/u, obecnie do około 200 GeV/u

Zderzenia ciężkich jonów przy $E/A < 20 \text{ MeV/u}$ (niskie energie)

- długość fali nukleonu w pocisku o $E_{\text{lab}}/A = 10 \text{ MeV/u}$
 $\hat{\lambda} = \hbar/p = 1,5 \text{ fm}$ jest większa niż średnia odległość między nukleonami w tarczy $d = 1,12 \text{ fm}$
- oddziaływanie jest głównie natury kolektywnej, bezpośrednie zderzenia nukleon-nukleon są wzbronione przez zakaz Pauliego
- mechanizm dyssypacji energii kinetycznej jest jednociałowy (pole średnie)
- energia pocisku zostaje zużyta na wzbudzenie kolektywne tarczy, energia wzbudzenia jest niska ok. $E_x = 2A \text{ MeV}$
- nie ma kompresji ($\rho = \rho_0$), energia wzbudzenia jest termiczna $E_x = aT^2$.

Zderzenia ciężkich jonów przy $E/A < 20 \text{ MeV/u}$ (niskie energie)



Zależnie od wartości parametru zderzenia mechanizm reakcji odpowiada:

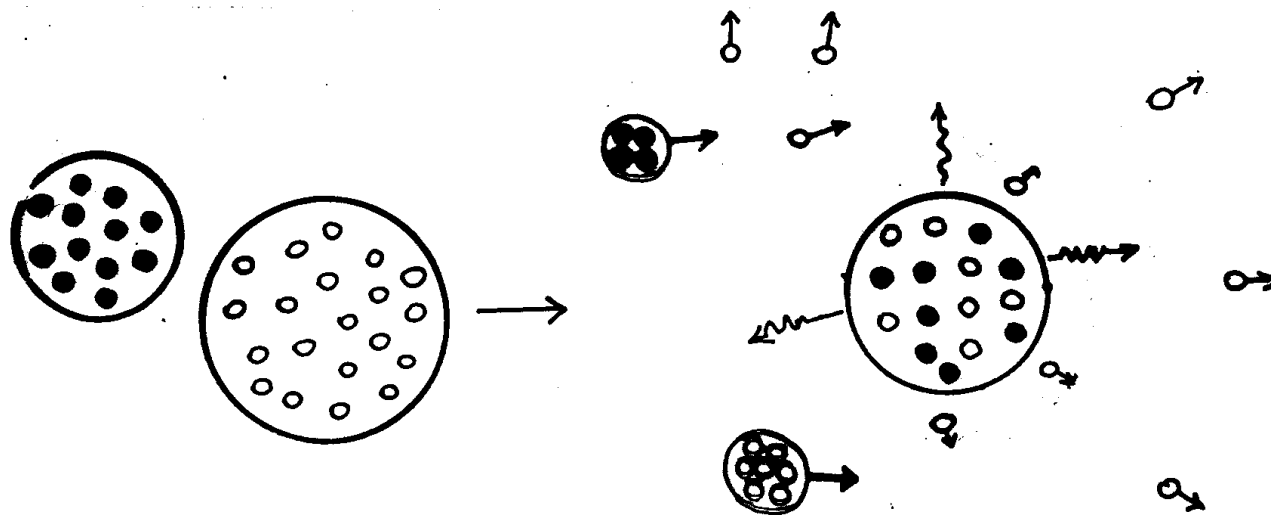
pełnej fuzji,

niepełnej fuzji,

procesom głęboko nieelastycznym

Zderzenia ciężkich jonów przy $E/A < 20$ MeV/u (niskie energie)

Zależnie od wartości parametru zderzenia b mechanizm reakcji odpowiada: pełnej fuzji, niepełnej fuzji, procesom głęboko nieelastycznym

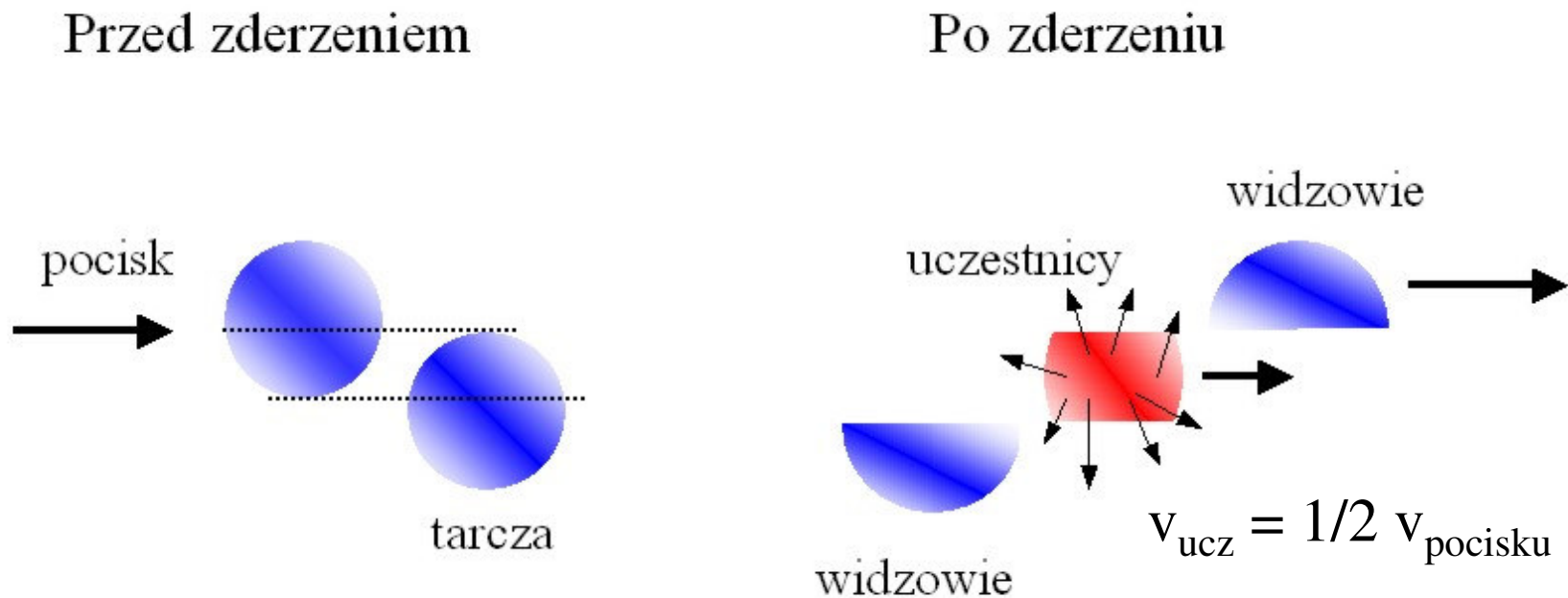


Zderzenia ciężkich jonów przy $E/A > 20 \text{ MeV/u}$ (pośrednie energie)

- Przy energiach pocisków powyżej 30 MeV/u średni pęd nukleonów związany z ruchem względnym jąder pocisku i tarczy jest porównywalny lub większy niż pęd Fermiego.
- Oprócz długozasięgowego oddziaływania przyciągającego (potencjał średniego pola) nukleony odczuwają także oddziaływanie krótkozasięgowe z innymi nukleonami
- Zmienia się mechanizm dyssypacji energii kinetycznej: z dyssypacji jednociąłowej na dyssypację dwuciąłową
- Energia początkowa zostaje rozdzielona na energię termiczną i energię kompresji (dyss. jednociąłowa) oraz na indywidualne elastyczne zderzenia nukleon-nukleon (dyss. dwuciąłowa)
- Osiągane są energie wzbudzenia $E_x \geq 8 A \text{ MeV}$ (do $20 A \text{ MeV}$ dla $E_{\text{lab}}/A = 100 \text{ MeV/u}$), gęstość $\rho = 1,5 \rho_0$

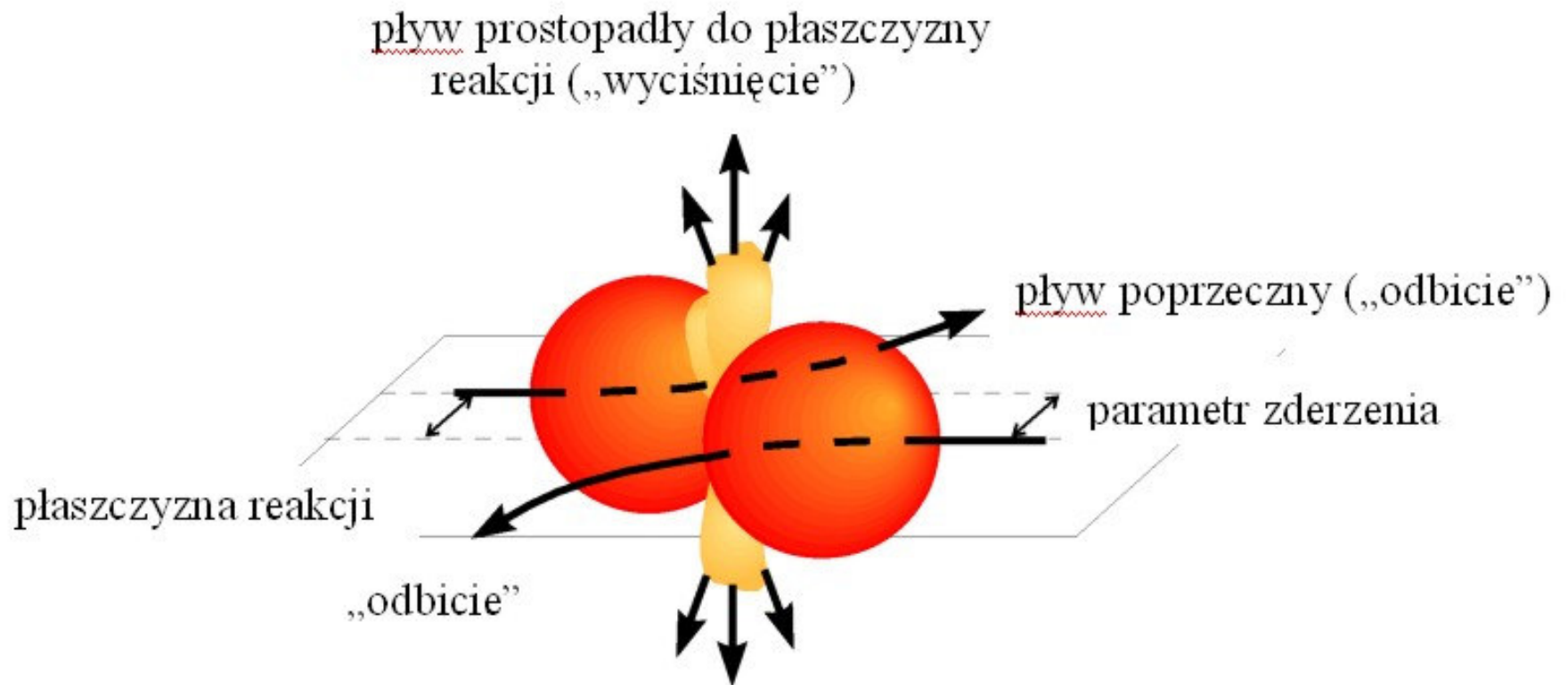
Zderzenia ciężkich jonów przy $E/A > 20 \text{ MeV/u}$ (pośrednie energie)

- Zmienia się mechanizm zderzenia: model widzowie i uczestnicy.
- Energia kompresji przejawia się w kolektywnym płycie nukleonów; po kompresji występuje rozprężenie, które może prowadzić do obniżenia gęstości do $\rho = 0,25 \rho_0$



Pływy w zderzeniach niecentralnych

W wyniku wyhamowania uczestniczącej w zderzeniu materii jądrowej występuje odchylenie pozostałości pocisku i tarczy oraz uporządkowana kolektywna emisja cząstek lekkich. Pływy są czułe na ściśliwość materii jądrowej.



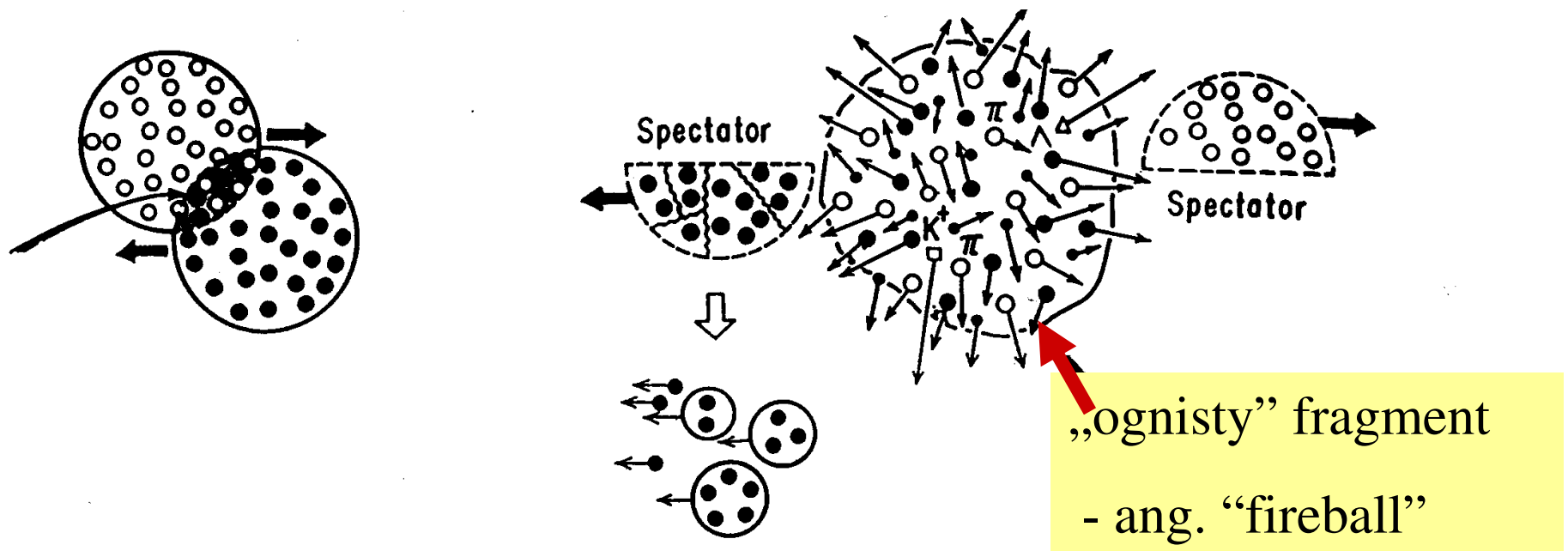
Zderzenia ciężkich jonów przy $E/A > 100 \text{ MeV/u}$ (energije relatywistyczne)

- Energia początkowa zostaje rozdzielona nie tylko na energię termiczną i energię kompresji, ale także na wzbudzenie nukleonów i produkcję nowych cząstek
- Osiągane są energie wzbudzenia od $20 A \text{ MeV}$ do $100 A \text{ MeV}$, a gęstość do $\rho = 2-3 \rho_0$ w zderzeniach centralnych

cząstka	masa [MeV/c^2]	cząstka	masa [MeV/c^2]
π	138	Δ	1223
K	485	N^*	1440
η	559	N^*	1535

Zderzenia ciężkich jonów przy $E/A > 100 \text{ MeV/u}$ (energii relatywistyczne)

- Mechanizm zderzenia: model widzowie i uczestnicy.



Dla $E/A = 2 \text{ GeV/u}$ ponad 30% nukleonów jest wzbudzonych do stanów rezonansowych

Parametr zderzenia w reakcji ciężkich jonów

Wielkość obszaru o zwiększonej gęstości materii jądrowej zależy od wartości parametru zderzenia **b**.

Parametr **b** nie jest bezpośrednio łatwo mierzalny.

Mierzy się krotność cząstek naładowanych, krotność neutronów, krotność fotonów o wysokich energiach.

Wysoka krotność świadczy o dużej centralności zderzenia.

Rozmiar układu pocisk-tarcza w reakcji ciężkich jonów

Rozmiar układu pocisk-tarcza określa maksymalną dostępną liczbę nukleonów - jak blisko do nieskończonej materii jądrowej.

Określa także znaczenie zjawiska kompresji.

W zderzeniach nukleon-nukleon - tylko energia termiczna.

Różne stany skupienia materii jądrowej

Diagram fazowy dla nieskończonej i nienaładowanej materii jądrowej (przybliżenie)

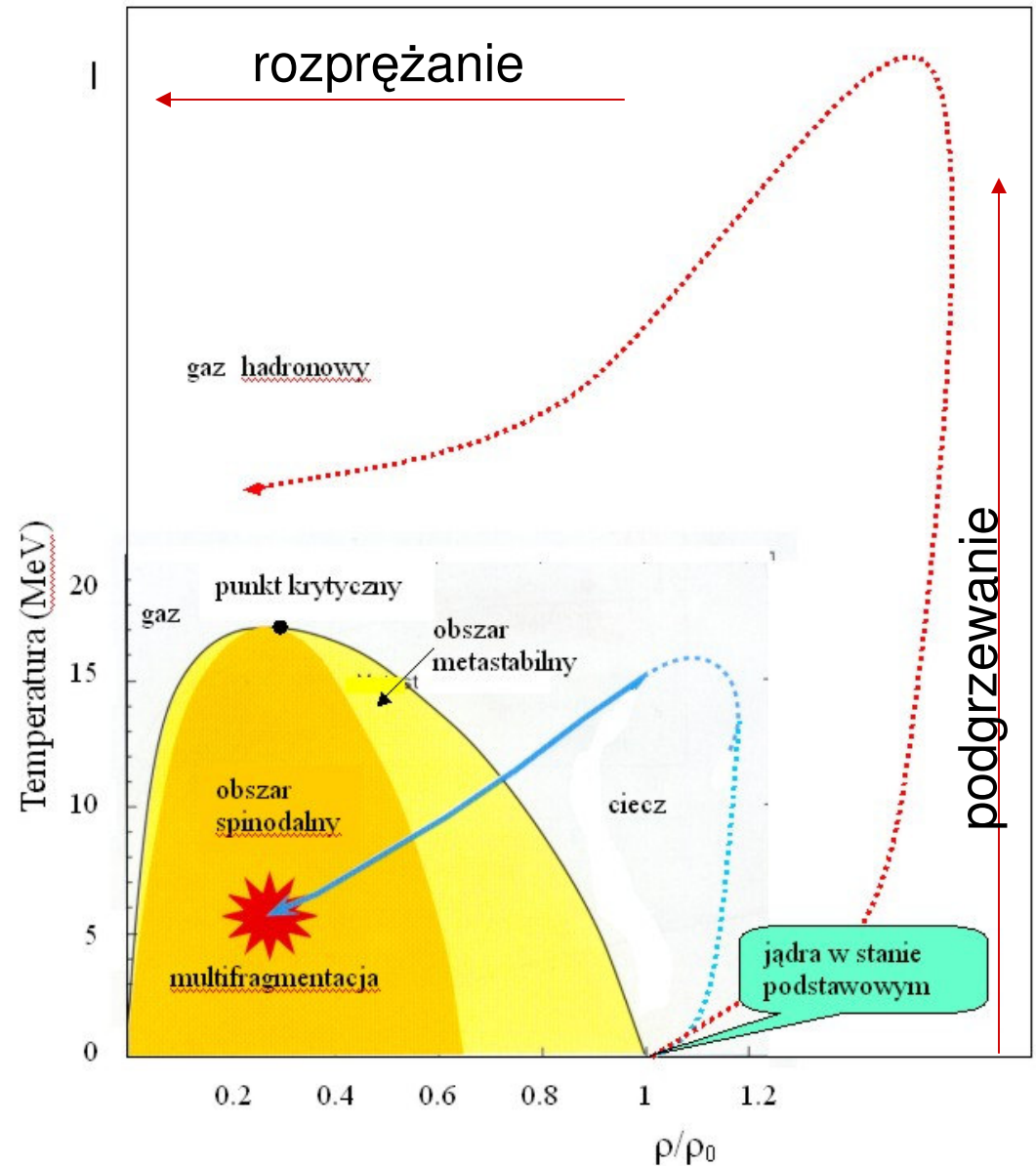
Podobieństwo do cieczy lub gazu van der Waalsa

Temperatura krytyczna

$$T_{cr} = 17 \text{ MeV}$$

gęstość krytyczna

$$\rho_{cr} = 0,3 \rho_0$$



Badania eksperymentalne

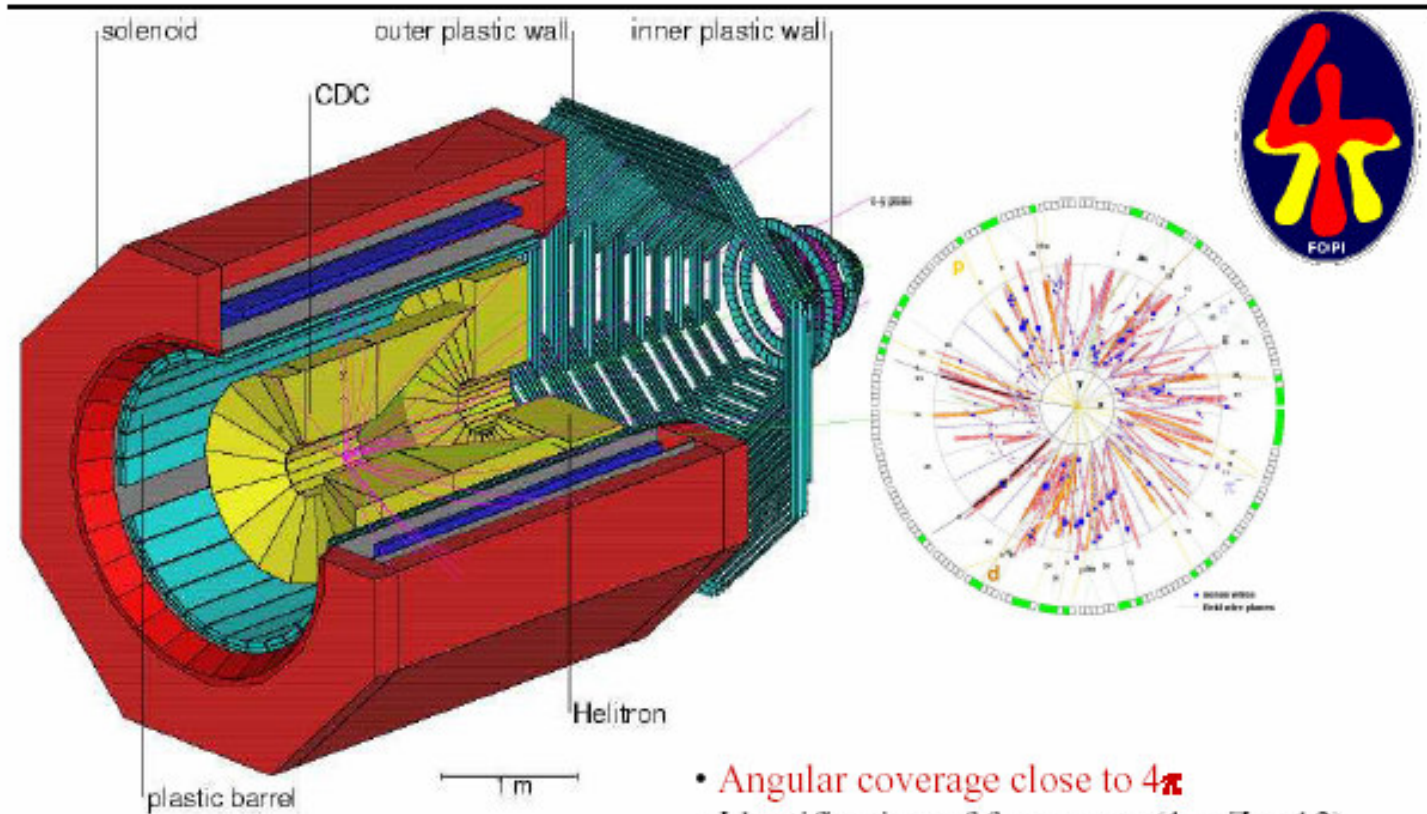
W zderzeniu ciężkich jonów przy energiach pośrednich produkowane są jądra gorące, które rozpadając się emitują we wszystkich kierunkach różne produkty o szerokim zakresie A, Z, i E. W eksperymentach dąży się do jak najpełniejszej detekcji wszystkich produktów.

1. zmienne termiczne: energia wzbudzenia, temperatura,
2. zmienne kompresji: pływy radialne
3. zmienne dynamiczne
4. zmienne charakteryzujące przejście fazowe

Układ eksperymentalny: detektor FOPI w GSI

Badania eksperymentalne

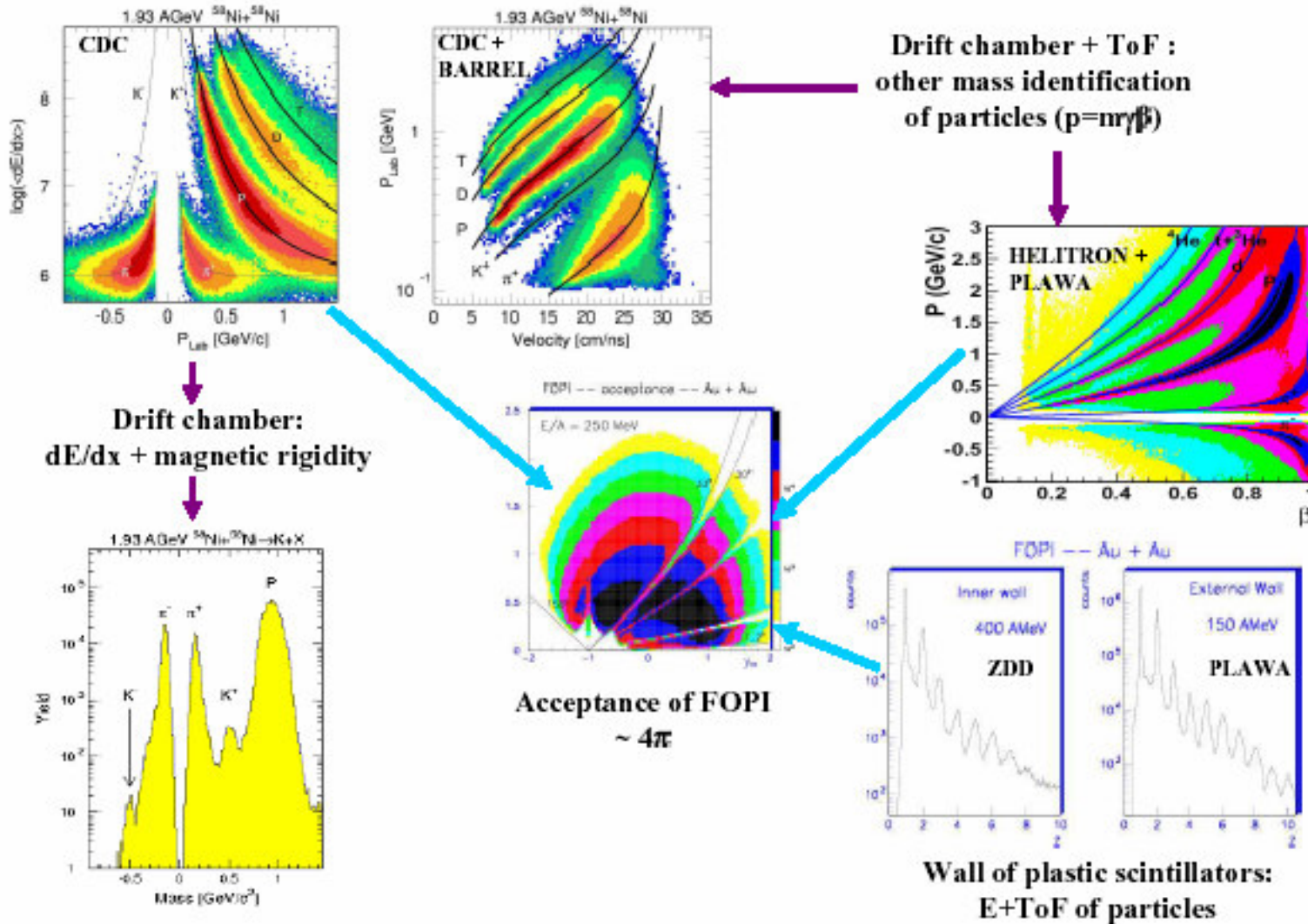
FOPI Detector



- Angular coverage close to 4π
- Identification of fragments ($1 < Z < 12$)
- Identification of p, d, t, ^3He , ^4He , π^\pm , K^\pm
- Reconstruction of resonances (ϕ , K^0 , Λ , Δ)

Badania eksperymentalne

Particles identification



Deekscytacja gorącej materii jądrowej

1. W reakcjach o niskich E/A

- parowanie lekkich cząstek lub rozszczepienie

2. W reakcjach o pośrednich E/A i dużych b

- parowanie lekkich cząstek z pozostałości pocisku i tarczy

3. W reakcjach bardziej centralnych (małe b) o pośrednich E/A

- emisja cząstek ze źródła uczestników - jaki mechanizm?

a) emisja przedrównowagowa - wyparowanie cząstek w czasie prównywalnym z czasem zderzenia ok. 10^{-22} s

b) emisja fragmentów o masach pośrednich (ang. *intermediate mass fragments*) IMF: Li, Be, ... -

multifragmentacja

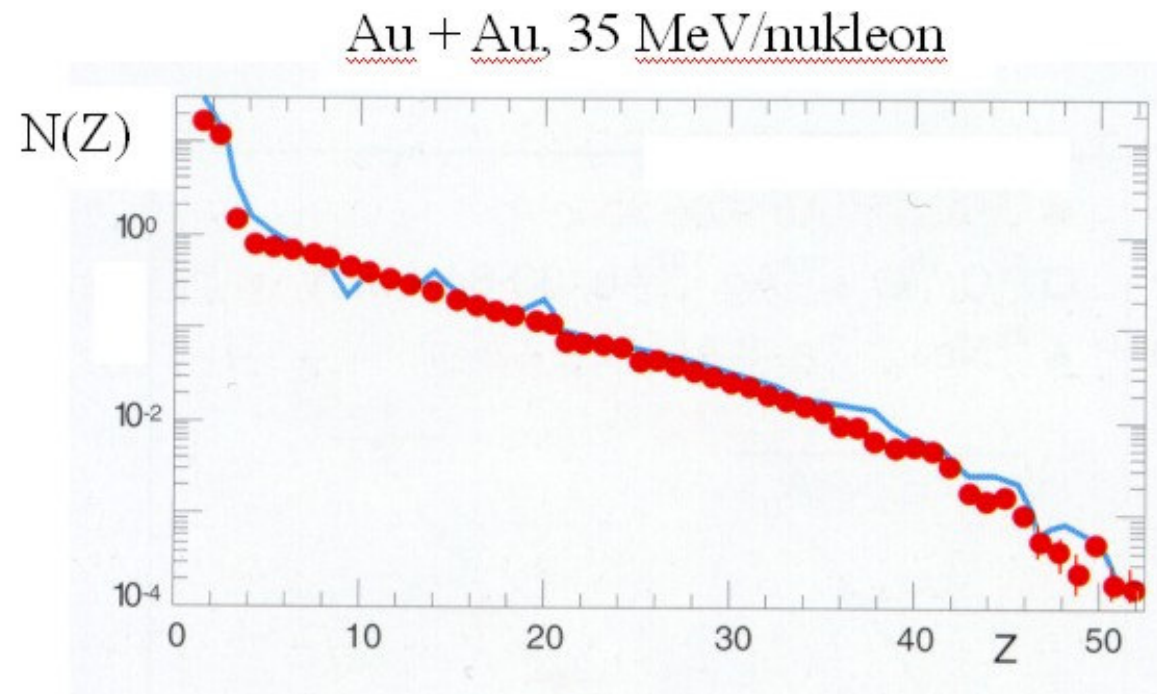
c) rola energii kompresji

Multifragmentacja przy energiach pośrednich

Multifragmentacja - rozpad wzbudzonego układu lub jego części na fragmenty o $Z \geq 3$

Rozkład IMF

w zderzeniach
około-centralnych



$P(Z) = \text{const } Z^{-t}$ $t = 2,2$ - charakterystyczne dla przemiany fazowej w pobliżu punktu krytycznego

Obecność IMF aż do ok. $Z = 50$

Multifragmentacja przy energiach pośrednich

- Multifragmentacja wydaje się nie być zwykłym sekwencyjnym kanałem rozpadu jąder wzbudzonych
- Multifragmentacja jest procesem szybkim, znacznie szybszym niż rozpad statystyczny
- Multifragmentacja jest dominującym kanałem rozpadu jąder wzbudzonych o energiach wzbudzenia $4 A \text{ MeV} < E_x < 9 A \text{ MeV}$;
- Dla $E_x < 4 A \text{ MeV}$ - głównie rozszczepienie i parowanie
- Dla $E_x > 9 A \text{ MeV}$ - waporyzacja - spontaniczna emisja nukleonów

Multifragmentacja przy energiach relatywistycznych

Rozkłady różniczkowego przekroju czynnego na produkcję fragmentów o $Z = 4$ (Be)

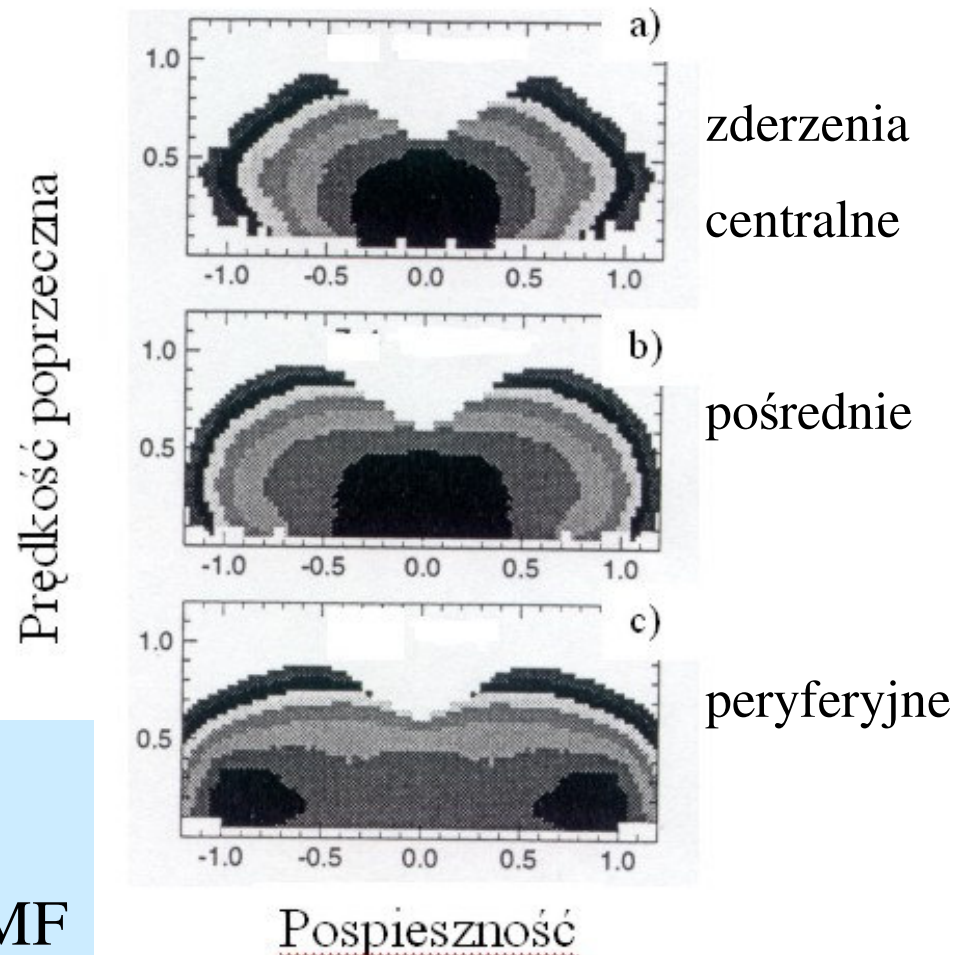
$y = 1$ źródło widzów z pocisku

$y = -1$ źródło widzów z tarczy

$y = 0$ źródło uczestników

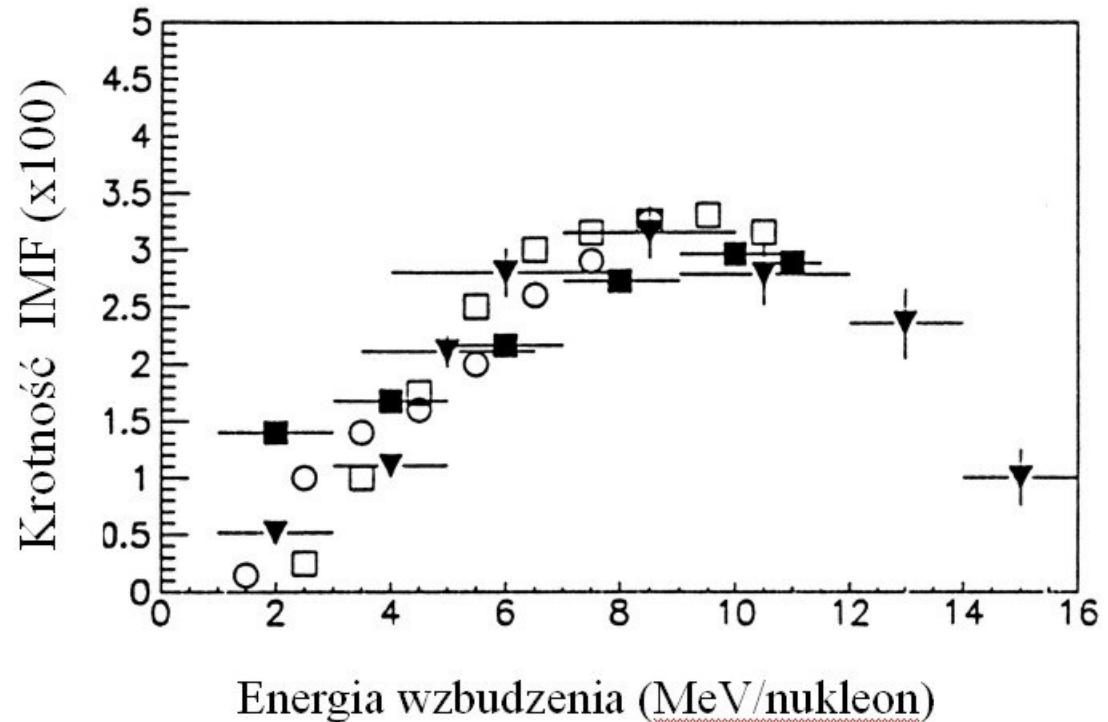
Przy energiach relatywistycznych energia wzbudzenia „widzów” wystarcza do emisji fragmentów IMF

Au + Au, 250 MeV/nukleon



Krotność IMF w multifragmentacji

Niezależnie od energii zderzenia i rodzaju źródła zależność od energii wzbudzenia:



▼ emisja ze źródła widzów przy 600 MeV/u

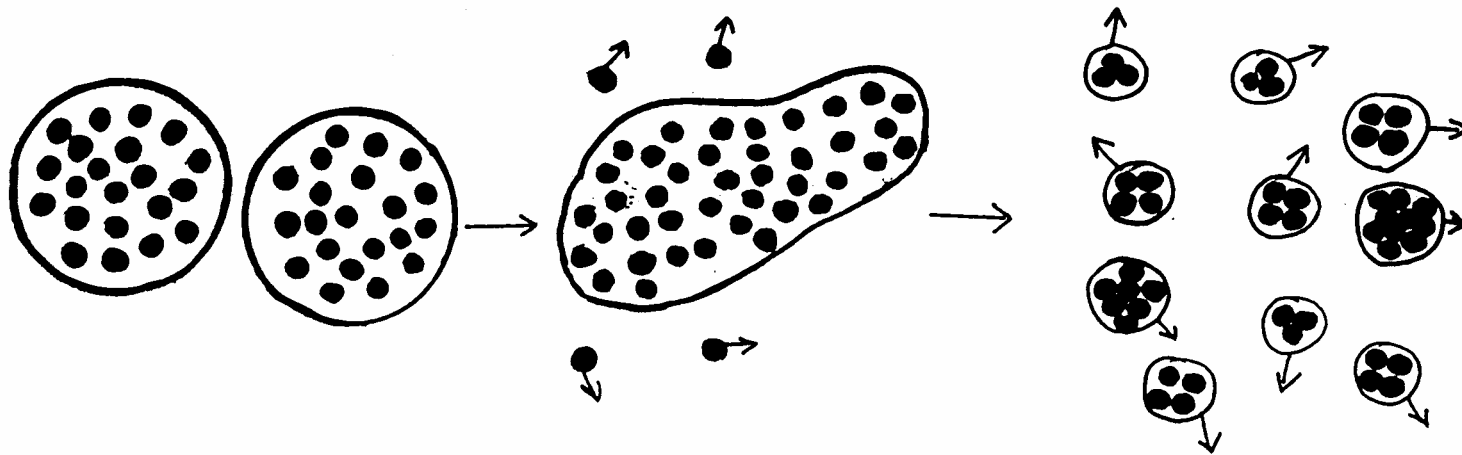
Przy wysokich energiach wzbudzenia $E_x/A \geq B/A = 8$ MeV waporyzacja jest ostateczną formą rozpadu gorącej materii jądrowej

Multifragmentacja w podejściach teoretycznych

1. Podejście statystyczne - uogólniona forma rozpadu naładowanej i gorącej materii jądrowej

a) przy wysokich energiach wzbudzenia wprowadza się rozszczepienie na trzy, cztery i więcej fragmentów

b) konfiguracja zamrożenia - cząstki nie oddziałują jądrowo, duża rola odpychania kulombowskiego



Multifragmentacja w podejściach teoretycznych

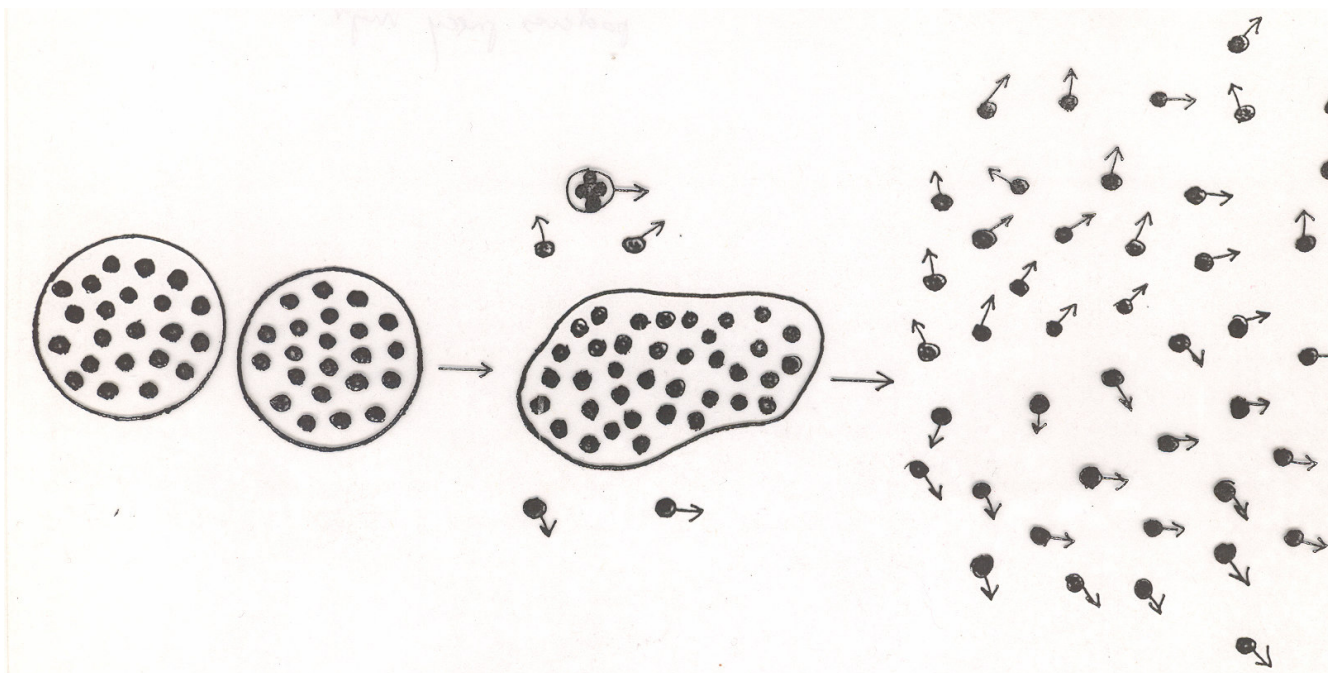
2. Podejście dynamiczne - natychmiastowy rozpad w całej objętości

a) kompresja i szybka dekompresja - przejście do obszaru współistnienia fazy ciekłej i gazowej

b) konfiguracja zamrożenia - cząstki nie oddziałują jądrowo, duża rola odpychania kulombowskiego

Waporyzacja

Przy wysokich energiach wzbudzenia $E_x/A \geq B/A = 8 \text{ MeV}$ produkcja fragmentów jest zastępowana przez waporyzację, czyli spontaniczną emisję nukleonów.



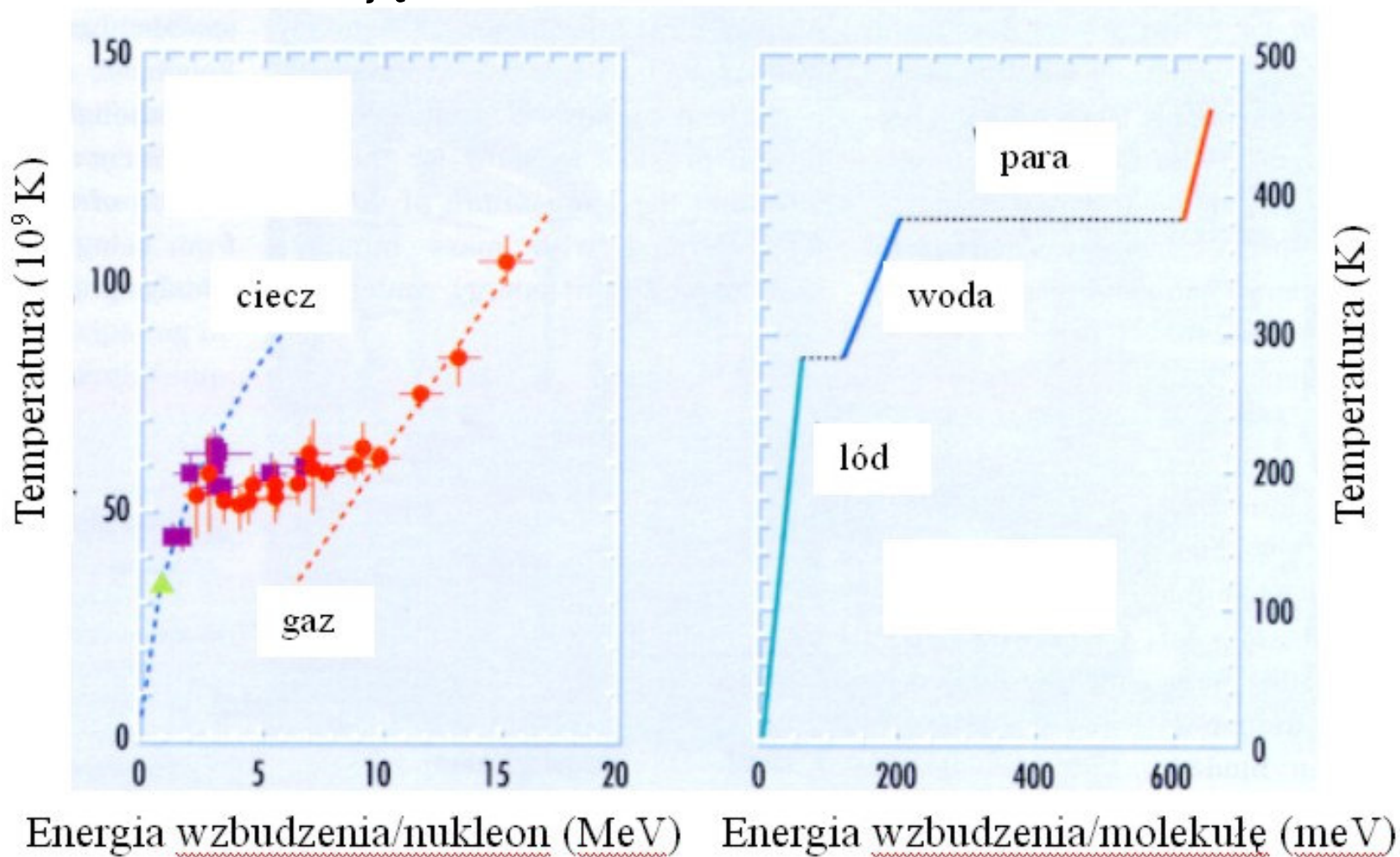
Termodynamiczna interpretacja obserwowanych własności gorącej materii jądrowej

- Jądro atomowe - układ kwantowy o niezbyt dużej (<300) liczbie składników (nukleonów)
- Czy stosowanie pojęć termodynamicznych: równowaga termodynamiczna, temperatura, ciśnienie, entropia - uzasadnione?
- Potwierdzenie obserwacji przejścia fazowego byłoby argumentem dla stosowania opisu termodynamicznego
- Badania krzywej kalorycznej dla peryferyjnych zderzeń Au+Au przy 600 MeV/u: wzrost dla fazy ciekłej, plateau przy $T = 5$ MeV, liniowy wzrost dla fazy gazowej

Przejście fazowe ciec-z-gaz

materia jądrowa

woda



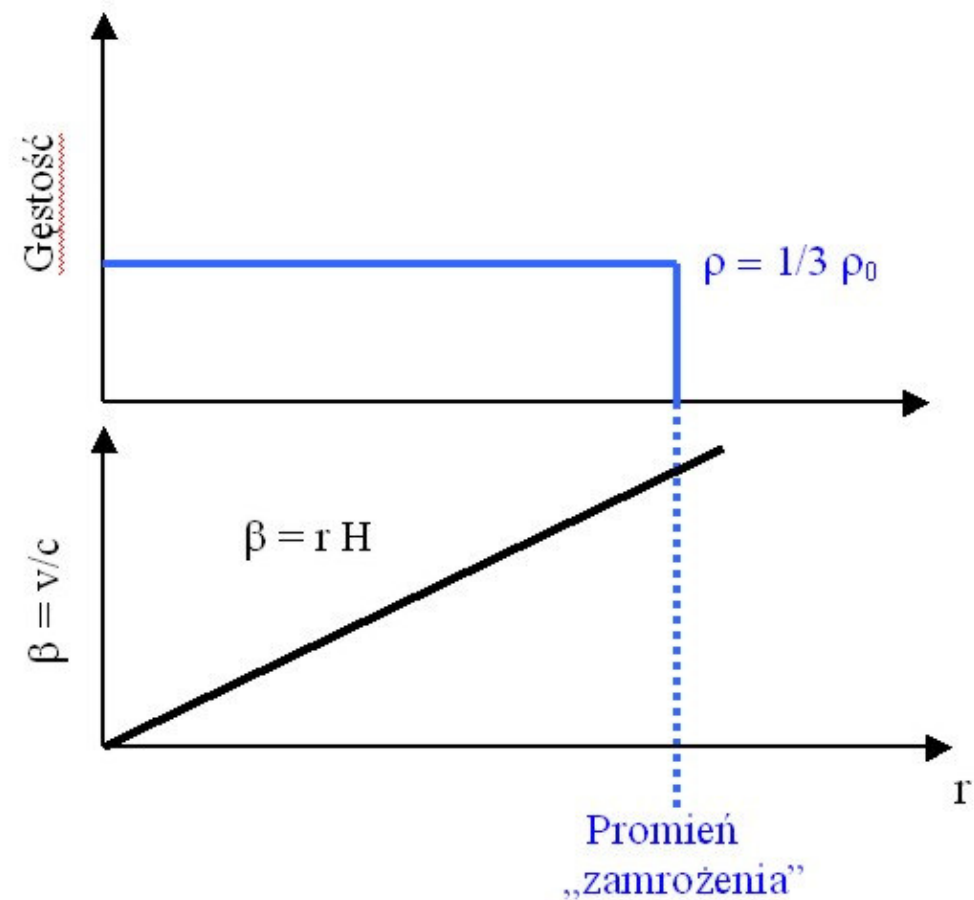
Obecnie nie ma pewności co do jednoznaczności tego wyniku.

Dynamika zderzeń

Pływ radialny w zderzeniach centralnych

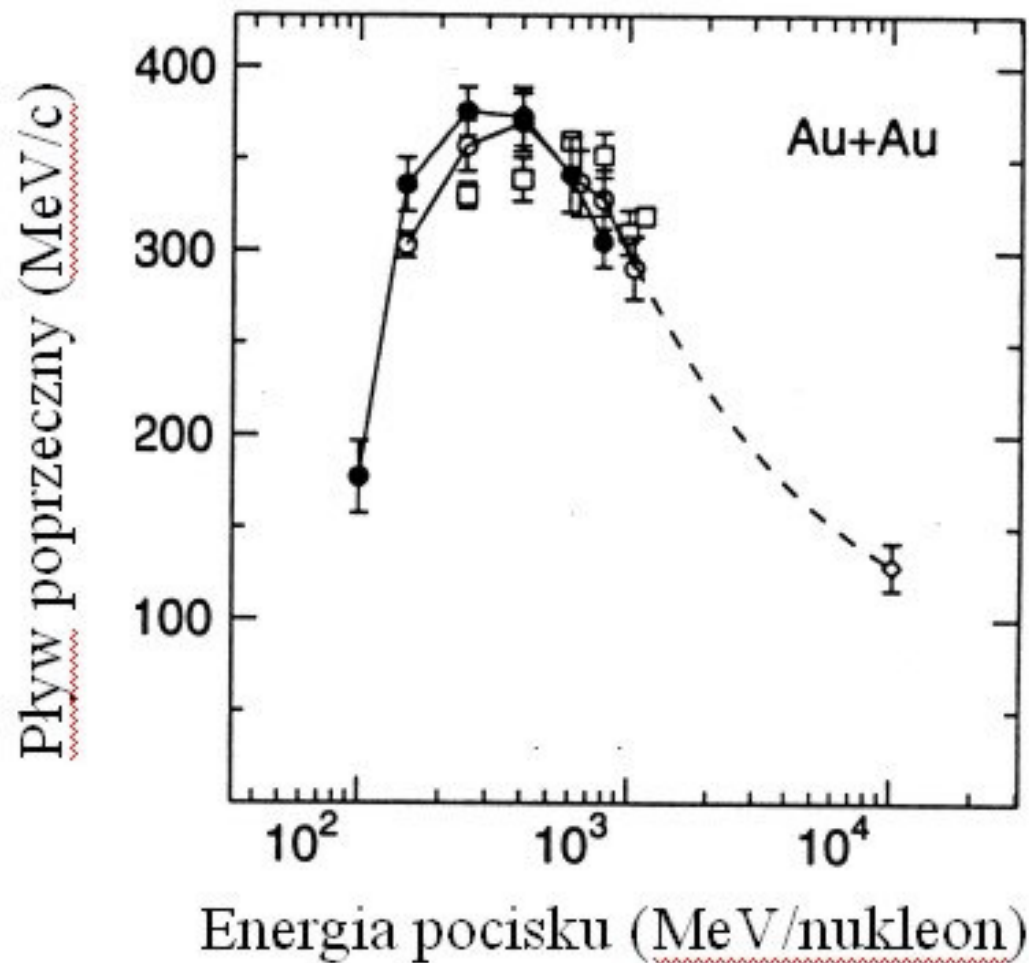
Model podmuchu:

1. wszystkie cząstki i fragmenty posiadają prędkość radialną
2. rozprężanie się początkowo sprężonej kuli ognistej - gęstość malejąc w czasie pozostaje jednorodna



H - jądrowa stała Hubble'a

Pływ poprzeczny- “odbicie”- miara odchylenia cząstek od kierunku wiązki w płaszczyźnie reakcji



Równanie stanu materii jądrowej

- statyczne własności materii jądrowej w stanie równowagi termicznej

Zależność między E/A , T i ρ

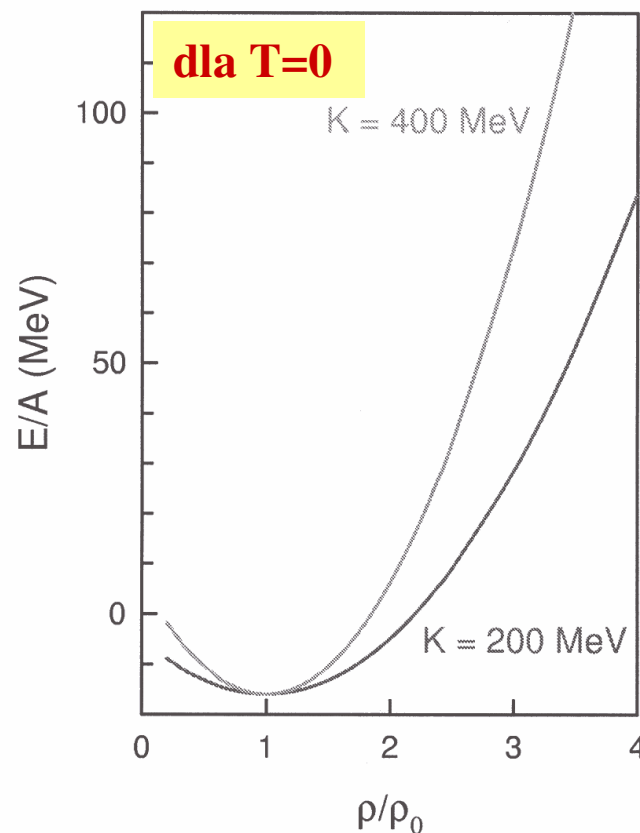
$$E/A(\rho, T) = E_{\text{term}}(\rho, T) + E_{\text{komp}}(\rho) + E_0$$

$$E_{\text{komp}}(\rho) = K(\rho - \rho_0)^2 / (18 \rho_0^2)$$

współczynnik nieściśliwości (ściśliwości)
materii jądrowej:

$K = 210 \pm 30$ MeV - “miękkie”
równanie stanu

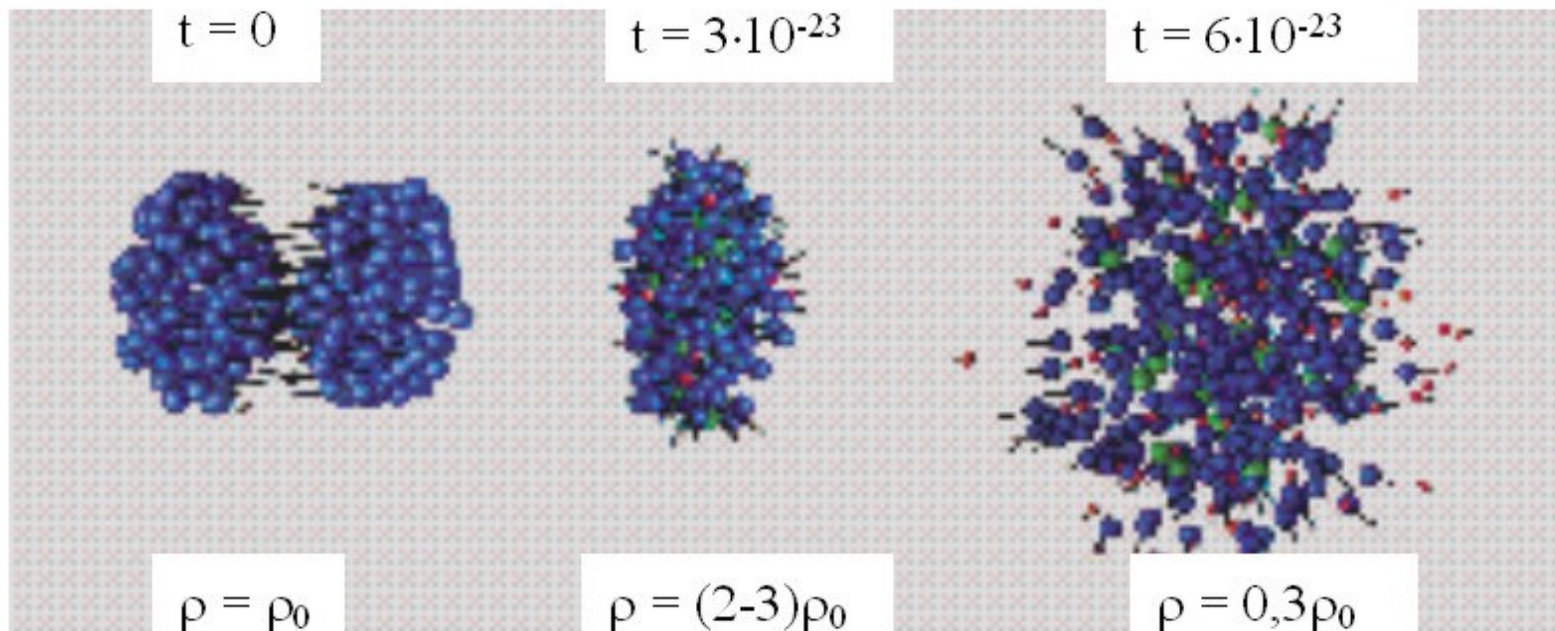
$K = \text{ok. } 400$ MeV - “twarde”
równanie stanu



Teoretyczne modelowanie dynamiki zderzeń

Centralne zderzenie Au + Au przy $E = 1 \text{ GeV/u}$

konfiguracja zamrożenia

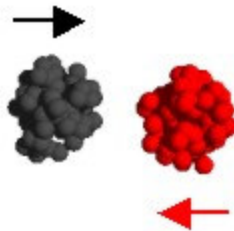


Rozwiązanie równania transportu Boltzmann

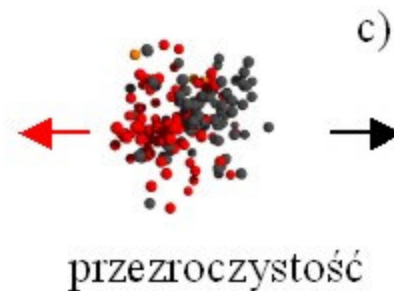
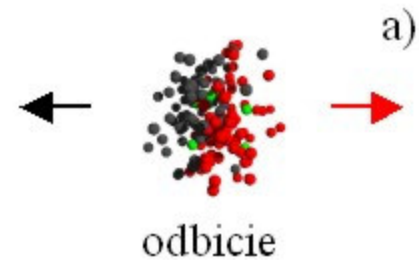
Model kwantowej dynamiki molekularnej QMD: wielocząstkowe funkcje rozkładu, gaussowskie pakiety falowe, \rightarrow korelacje i fluktuacje gęstości

Symulacja QMD zderzeń dwóch jąder o $A=96$ i $E = 400$ MeV/u

Przed zderzeniem



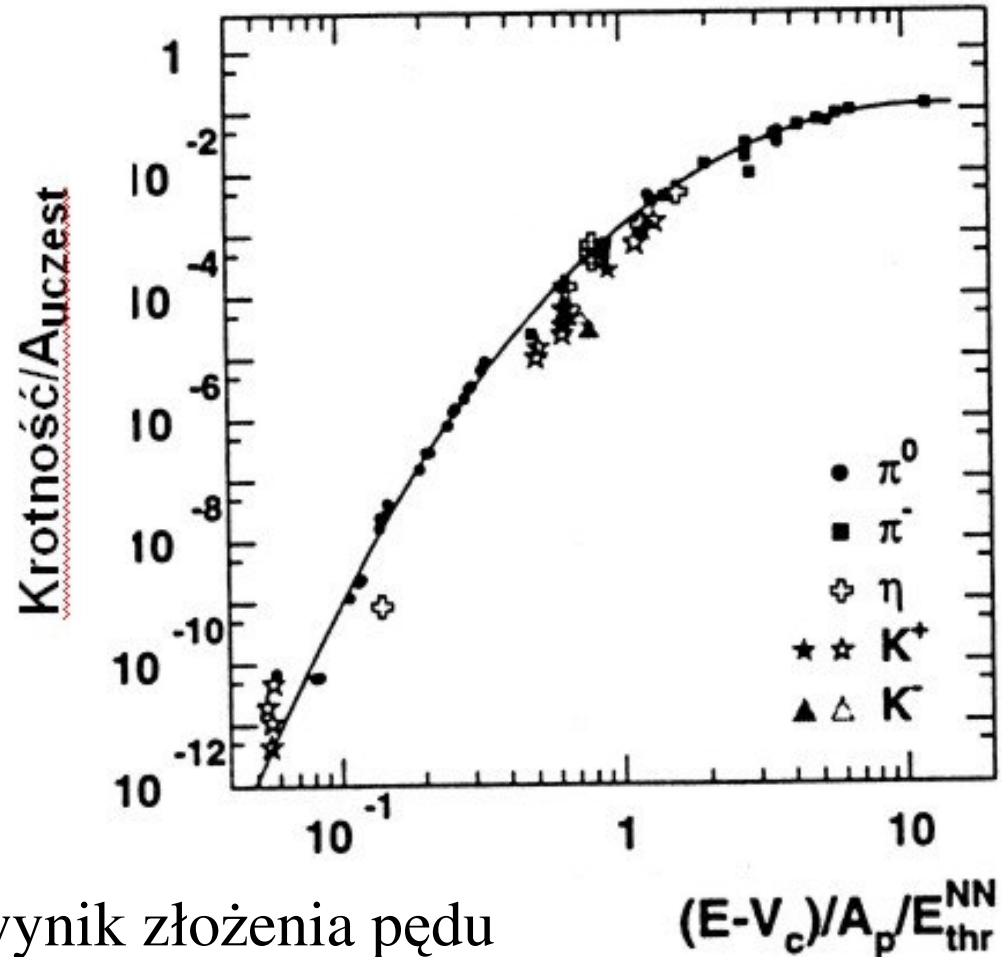
Po zderzeniu



Można śledzić poszczególne nukleony przy założeniu różnych wartości przekroju czynnego na oddziaływanie N-N

Produkcja cząstek

Uniwersalna
zależność
krotności
mezonów



Produkcja podprogowa - wynik złożenia pędu nukleonu pocisku z pędem Fermiego tego nukleonu w jego ruchu wewnętrznym w jądrze pocisku + pęd Fermiego nukleonu w jądrze tarczy

Literatura:

K. Siwek-Wilczyńska- „Zderzenia jądro-jądro przy energiach pośrednich i relatywistycznych”, w Fizyka Jądra Atomowego - Zbiór artykułów do nowego wydania Encyklopedii Fizyki Współczesnej (PWN), 2004, preprint dostępny w Bibliotece IFD i Bibliotece IFT