

Narzędzia Komputerowe z Fizyki Jądrowej

Mikroskopowe modele transportu (zarys)

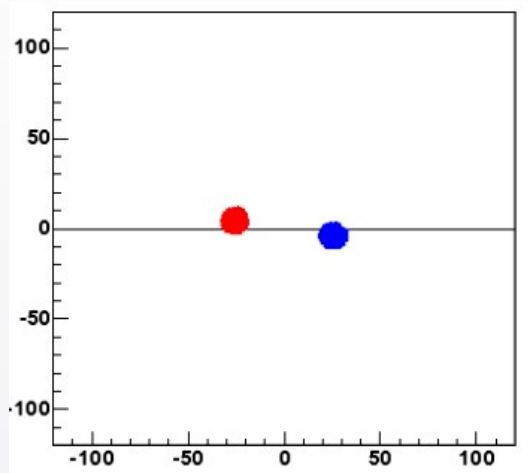
Krzysztof Piasecki

1. Rodzaj kinematyki i adekwatne stopnie swobody
2. Energia jądra atomowego i materii jądrowej
3. Równanie transportu BUU ze zderzeniami
4. Rodzina QMD. Oddziaływania między nukleonami
5. Podsumowanie cech modeli i informacje dodatkowe
6. Charakterystyka wybranych modeli transportu:
GiBUU, UrQMD, SMASH, PHSD, RQMD.RMF



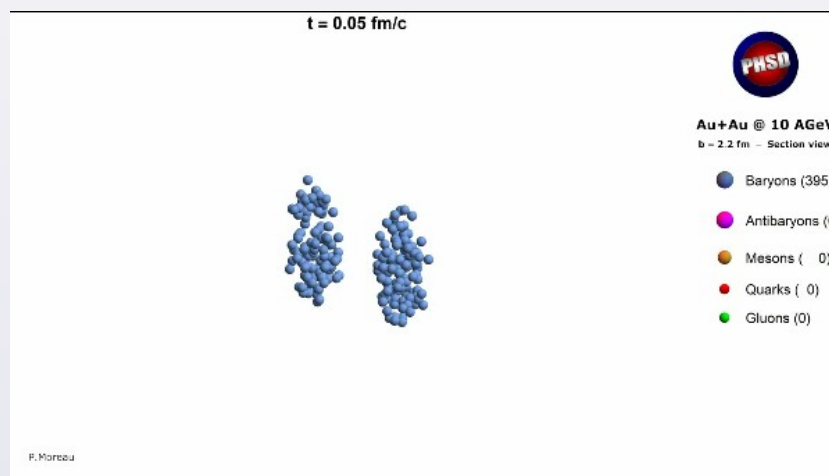
- Symulacja **QMD** zderzenia Au+Au przy energii kinetycznej wiązki $T_B = 15 \text{ MeV/nukleon}$ (15A MeV)

[www.fuw.edu.pl/~kpias/rhic/QMD_Tb.015_b08_010.mpg]

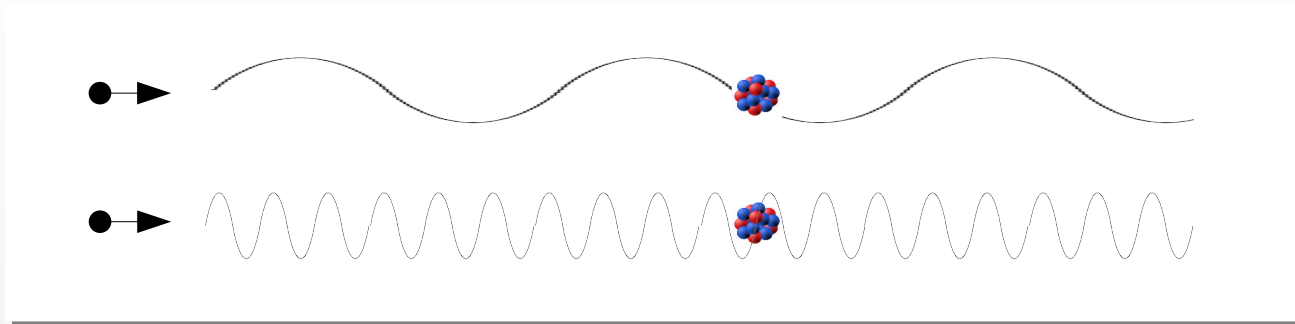


- Symulacja **PHSD** zderzenia Au+Au przy energii kinetycznej wiązki $T_B = 10 \text{ GeV/nukleon}$ (10A GeV)

[theory.gsi.de/~ebratkov/phsd-project/PHSD/documents/movie_AuAu_10AGeV.mp4]



- Jak podstawowe parametry zmieniają się z energią wiązki?



$T_{\text{beam}} / \text{nukleon}$	γ	β	$\lambda_{\text{de Broglie'a}} [\text{fm}]$
5 MeV	1.005	0.10	13
50 MeV	1.05	0.3	4
500 MeV	1.5	0.75	1
5 GeV	6	0.99	0.2
50 GeV	55	0.9998	0.02
500 GeV	530	0.999998	0.002

Obszar pola średniego:
nukleon „widzi” jądro jako całość

Opis hadron-hadron
Produkcja hadronów w kanałach hh

Procesy kwarkowo-gluonowe

- Jak to wyliczyć?

$$T_{\text{wiązki}} = m_N c^2 (\gamma - 1) \quad \Rightarrow \quad \gamma = 1 + \frac{T}{m_N c^2} \quad \lambda_{\text{de Broglie (N)}} = \frac{h}{p_N} = \frac{\hbar c \cdot 2\pi}{m_N c^2 \cdot \gamma \beta}$$

$$\beta = \sqrt{1 - \gamma^{-2}}$$

- Z rosnącą energią wiązki narasta istotność **kinematyki relatywistycznej** (np. dla $T_{\text{beam}} = 500 \cdot A \text{ MeV}$, współczynnik $\gamma = 1,5$).
- Z energią wiązki zmienia się też długość fali de Broglie'a, a więc i adekwatne dla skali obiekty (tzw. **stopnie swobody**) :

Przy **niskich energiach** oddziaływanie wybranego nukleonu z jądrem opisuje się przez **potencjał**, pochodzący od całego jądra (tzw. **Pole średnie / Mean field**).

Przy **wyższych energiach** ($T_{\text{beam}} \gtrsim 100 \cdot A \text{ MeV}$) pojawiają się **zderzenia nukleon-nukleon (NN)**. Zderzenia te mogą prowadzić do produkcji nowych hadronów (h), np.:

mezony $\pi, K, \phi, J/\psi, D \dots$ bariony $N, \Delta, \Lambda, \Sigma, \Xi \dots$

Hadrony te poruszają się dalej w materii jądrowej – i mogą zderzać się z innymi hadronami. Zachodzą zderzenia dwuciałowe ($h_1 h_2 \rightarrow h_3 h_4$), trójciałowe ($h_1 h_2 \rightarrow h_3 h_4 h_5$), ...

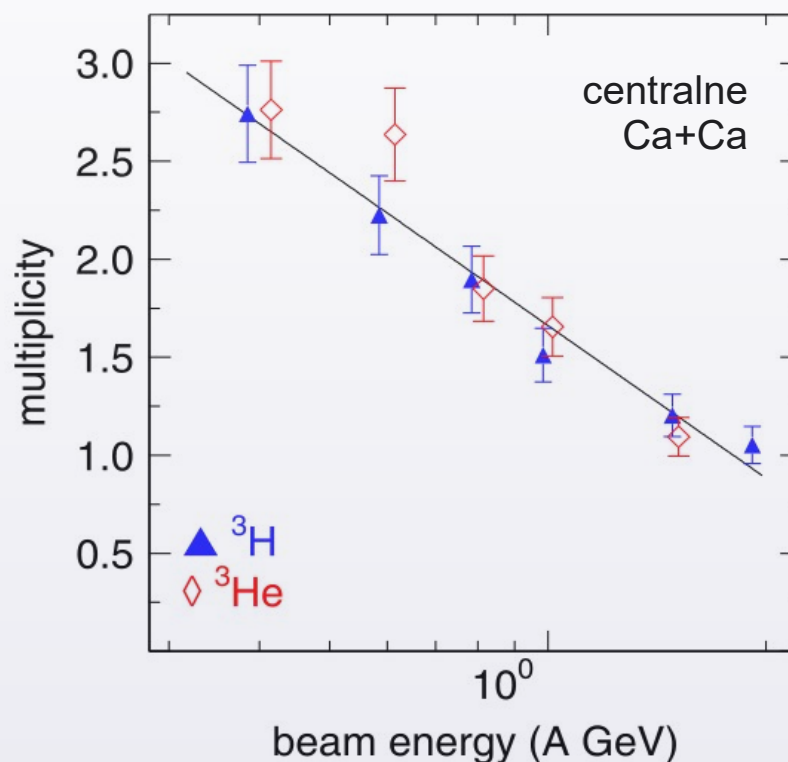
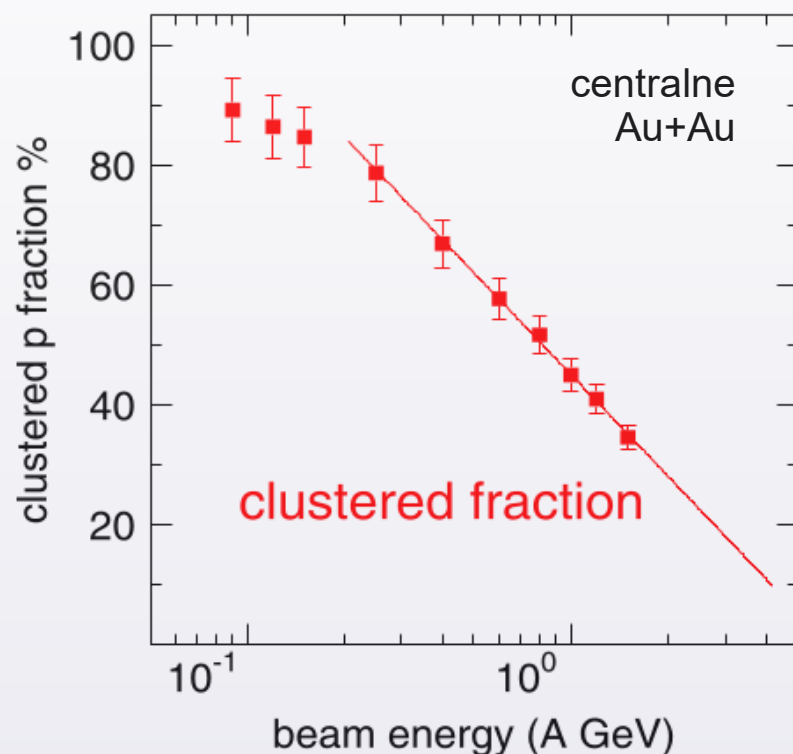
Prawdopodobieństwa tych procesów są opisywane przez **zależności przekrojów czynnych od energii**.

Przy **energiach ultrarelatywistycznych** ($T_{\text{beam}} \gtrsim 5 \cdot A \text{ GeV}$) pojawiają się **procesy kwarkowo-gluonowe**.



Ramy modelu powinny być adekwatne do energii wiązki.

- Oddziaływanie proton-neutron (p-n) może prowadzić do powstania **deuteronu** (d). Oddziaływanie d-n może utworzyć **tryton**, a deuteron-proton: **^3He** . Itd... Są to tzw **lekkie cząstki naładowane** (**Light Charged Particles, LCP, klastry**).
- Przy $T_{\text{beam}} \sim 2 \cdot A \text{ GeV}$, aż $\frac{1}{4}$ protonów jest związana w LCP. Deuterony śladowo widoczne nawet w LHC.

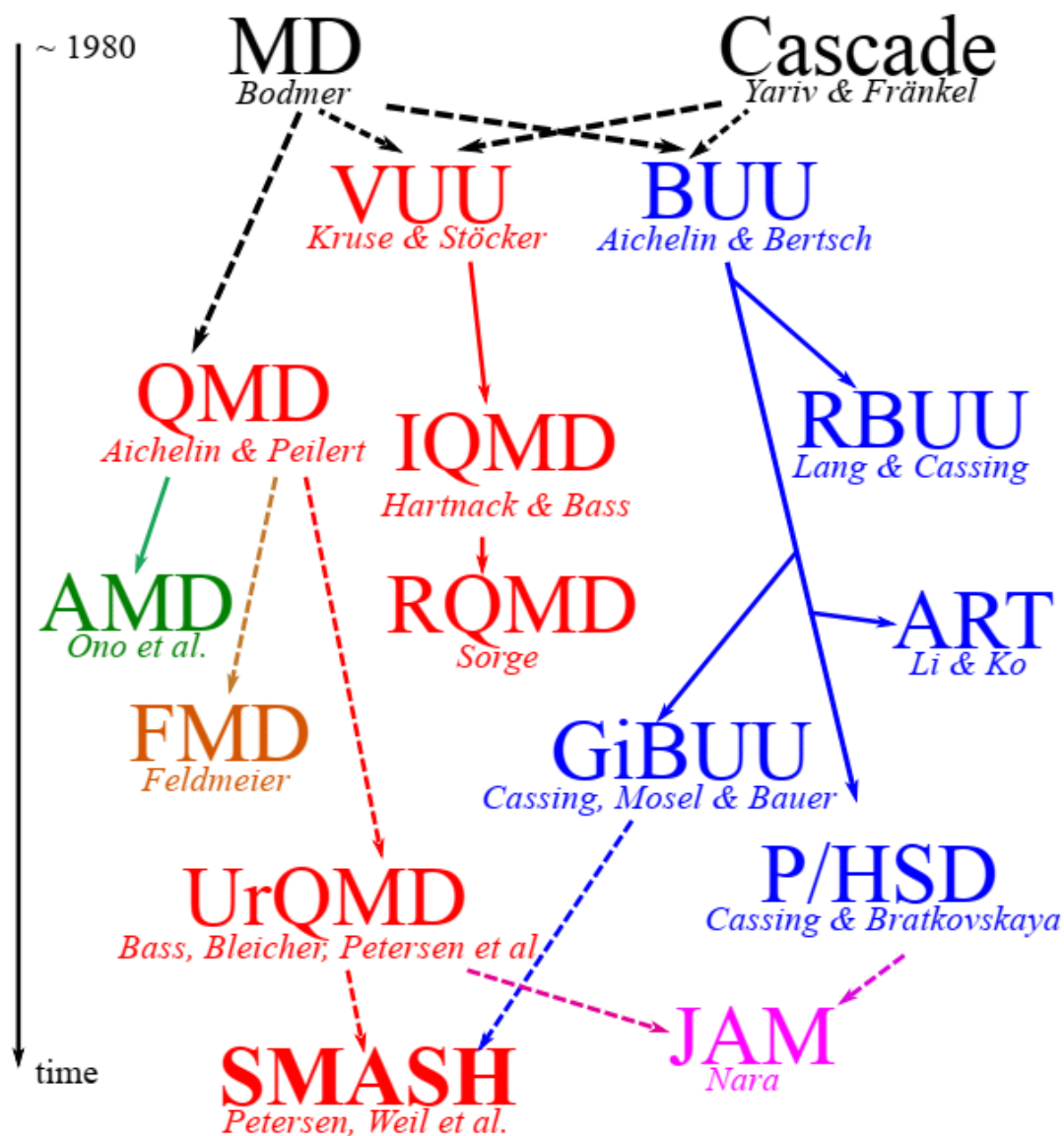


W.Reisdorf et al.,
Nucl.Phys. A 848, 366 (2010)

- Zwykle, jeśli w modelach występują LCP, to są one składane z neutronów i protonów już po symulacji. Pełny opis produkcji i dynamiki LCP jest dotąd nieobecny. Próby: **PHQMD** (*w trakcie rozwoju*).



Jeśli opis LCP jest istotny, trzeba rozważyć moc predykcyjną modeli-kandydatów.



Modeli jest wiele (na schemacie – niektóre pomięte), ale szereg z nich dziedziczy po sobie główne zasady działania. Opiszemy dwie gałęzie: rodzina modeli **BUU** i **QMD**.

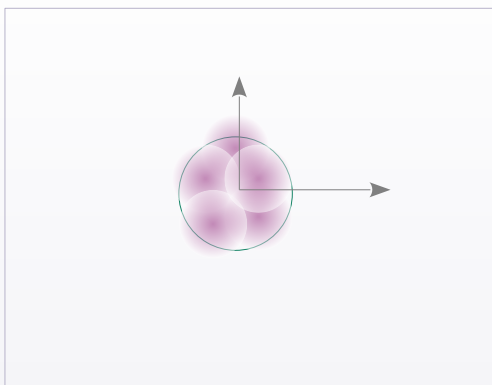
$W \rightarrow \infty$ 

Nukleony są swobodne,
 $\bar{\vec{p}}_i = \vec{0}$.

$$E_{\text{układu}} = \sum_i m_{N,i} c^2$$

$$\frac{E_{\text{układu}}}{A} = m_N c^2$$

Jądro jako całość:

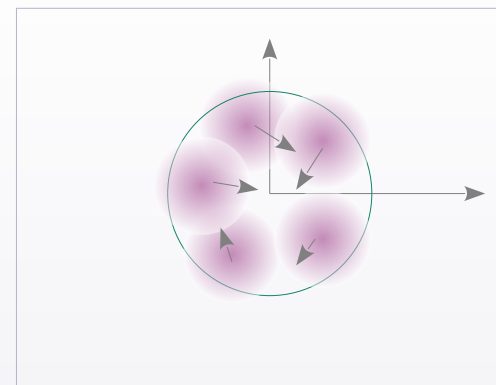


W układzie własnym, $\bar{\vec{p}}_{\text{jądra}} = \vec{0}$.

$$E_J = M_J c^2 = \underbrace{\sum_i m_{N,i} c^2}_{\text{liczbowo}} - B_J$$

$$\frac{E_J}{A} = m_N c^2 - \frac{B_{\text{jądra}}}{A} \approx 8 \text{ MeV}$$

Jądro jako suma nukleonów:



Zakaz Pauliego \rightarrow nukleony muszą się poruszać,
 $\bar{\vec{p}}_i \neq \vec{0}$.

$$E_J = \sum_i e_i$$

$$e_i = \sqrt{(m_{N,i} c^2)^2 + (\vec{p}_i c)^2} + \frac{U_i}{A}$$



W rzeczywistości wzory są bardziej złożone.

① Dochodzi oddziaływanie coulombowskie (φ, \bar{A}).

② W ramach QCD z oddziaływaniami silnymi, dochodzą tzw. potencjały skalarne i wektorowe, które m.in. zmieniają masę nukleonu w materii.

$$e_i = \sqrt{(m_{N,i} c^2 - V_S)^2 + (\vec{p}_i c - \vec{V}_W)^2} + V_{W,0}$$

(nie na pamięć :))

- **Realne jądro atomowe:** zbiór nukleonów oddziałujących silnie, słabo i kulombowsko, o skończonej N i V . Nukleony z ∞ wpadają do studni potencjału (energia wiązania E_B), w której nabierają energii kinetycznej (ruch Fermiego). W **modelu kropowym:**

$$E_B = a_V A - a_S A^{2/3} - a_C \frac{Z^2}{A^{1/3}} - a_A \frac{(N-Z)^2}{A} \pm \delta(A, Z)$$

Dla przeciętnego jądra atomowego: $E_B / A \approx 8 \text{ MeV}$.

- **Materia jądrowa:** abstrakcyjna materia złożona z nukleonów o nieskończonej N i V , ale skończonej ρ . Stopień związania zależy od: temperatury, gęstości, proporcji n/p .

$$E_B(\rho = \rho_0, T = 0) = a_V A \dots - a_A \frac{(N-Z)^2}{A}$$

($\rho_0 = 0.17 \text{ fm}^{-3}$, „gęstość normalna materii jądrowej”)

Dla symetrycznej ($N = Z$) materii jądrowej w stanie normalnym: $E_B / A \approx 16 \text{ MeV}$.

- Podczas zderzenia materia gęstnieje i rozrzedza się. Jak E_B / A zależy od gęstości ρ ? Pewne są 2 punkty:

[1] dla $\rho = 0$ (nukleon swobodny), $E_B / A = 0 \text{ MeV}$

[2] dla $\rho = \rho_0$ (stabilne jądro), $E_B / A = -16 \text{ MeV}$

- Można wyprowadzać modele oddziaływań, które odtwarzają obserwacje [1,2]. Można też wstawić do modelu transportu jakąś zależność funkcyjną, zgodną z [1, 2]. Miejscem testu są finalne rozkłady kinematyczne cząstek: czy/kiedy model zgodzi się z eksperymentem?

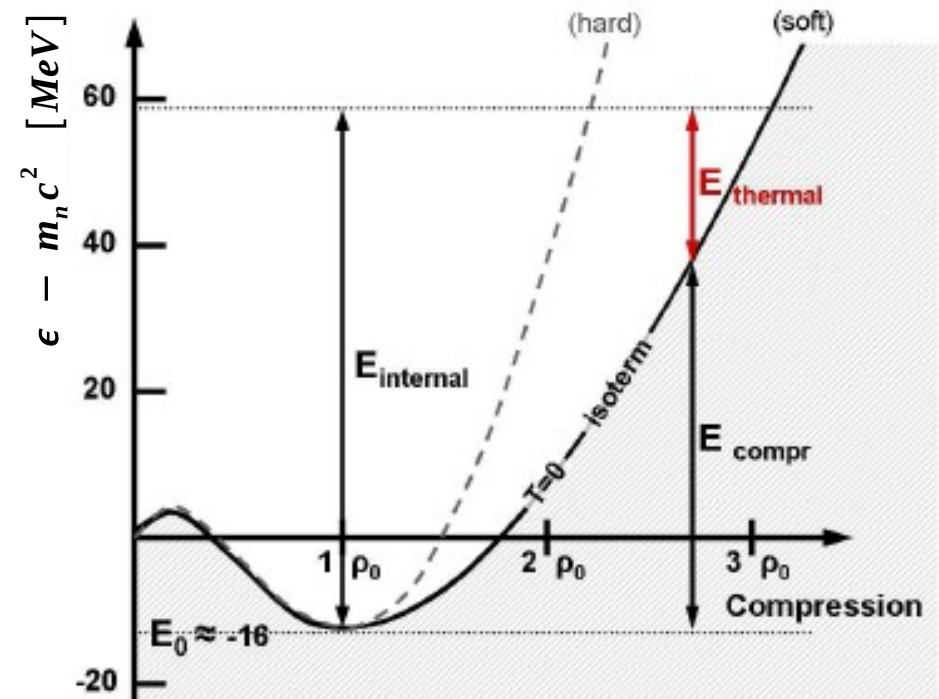
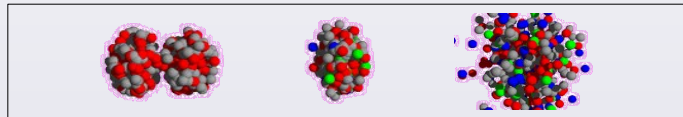
Równanie stanu (EoS), szkic

- Równanie stanu materii jądrowej:

$$\epsilon \equiv \frac{E}{A}(\rho, T) = m_n c^2 + \epsilon_{kin}(\rho, T=0) + u(\rho, T=0) + \epsilon(\rho, T>0)$$

- Warto porównać wykres do dynamiki zderzenia jąder. Prześledźmy:

$$\rho_0 \rightarrow 3\rho_0 \rightarrow \rho_0$$



- Wielkości termodynamiczne:

ciśnienie $p = \dots = -\rho \left. \frac{\partial \epsilon}{\partial \rho} \right|_{T=0}$

moduł sprężystości $\kappa = \dots = +\rho \left. \frac{\partial p}{\partial \rho} \right|_{T=0}$

- W badaniach jądrowych:

moduł sprężystości $\kappa \equiv 9 \left. \frac{\partial p}{\partial \rho} \right|_{T=0}$

- W stanie o gęstości normalnej ($\rho = \rho_0$):

$$\kappa(\rho_0) = \dots = 9 \left. \frac{d^2 \epsilon}{d\rho^2} \right|_{\rho=\rho_0, T=0}$$

(czyli: \sim krzywizna ϵ wokół $\rho = \rho_0$)

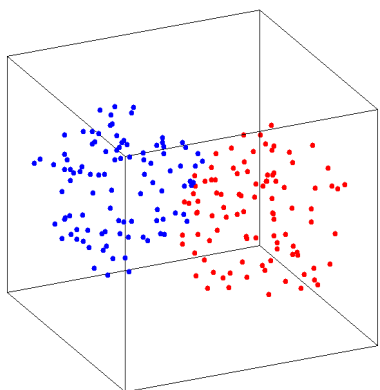
- Wysokie (niskie) K : „**hard**” („**soft**”) **EoS**

Typowo w publikacjach: „soft” : $\kappa \approx 200$ MeV,
 „hard”: $\kappa \approx 380$ MeV

- Równanie transportu **Bolzmann–Ühlinga–Uhlenbecka**. Przykładowe wprowadzenia:

B.Serot, J.Walecka, arXiv:nucl/th/9701058 rozdział 7A
C.Hartnack et al., Eur. Phys. J. A 1, 151 (1998)

- Zarys (uproszczony). rozważmy N cząstek poruszających się w przestrzeni fazowej. Ich rozkład opisuje funkcja $f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$. Cząstki są **w polu opisanym potencjałem U** (średnie pole; cecha BUU).



$$N = \int d^3 \mathbf{r} \int d^3 \mathbf{p} f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$$

$$df \equiv \frac{\partial f}{\partial t} dt + \frac{\partial f}{\partial r_i} dr_i + \frac{\partial f}{\partial p_i} dp_i \quad \left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial f}{\partial r_i} dr_i = (\nabla_r f) \cdot d\mathbf{r}_i \\ d\mathbf{r} = \mathbf{v} dt \\ d\mathbf{p} = -\nabla_r U dt \end{array} \right.$$

$$\frac{df}{dt} = \frac{\partial f}{\partial t} + \nabla_r f \cdot \mathbf{v} - \nabla_p f \cdot \nabla_r U$$

- Potencjał U średniego pola:

$$U = U(\rho) + U_{Coulomb} + U(\vec{p})$$



$$U(\rho) = \alpha \frac{\rho}{\rho_0} + \beta \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^y$$

(równanie stanu materii jądrowej,
typowa parametryzacja)

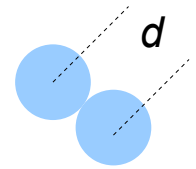
$$U(\vec{p}) = \delta \frac{8}{\rho_0 (2\pi)^3} \int d^3 p' \frac{f(\mathbf{r}, \mathbf{p}')}{1 + \left(\frac{\mathbf{p} - \mathbf{p}'}{\Lambda} \right)^2}$$

(Człon potencjału zależny od pędu,
przykładowa parametryzacja)

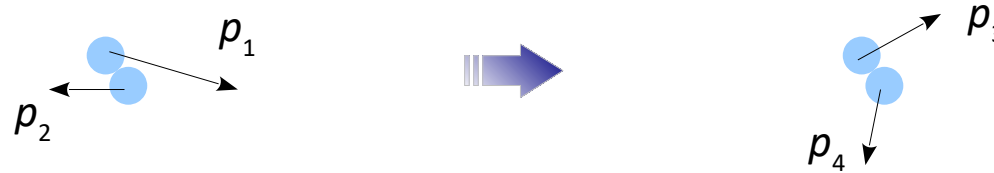
- Gdyby $N = const$, to byłoby: $\frac{df}{dt} = 0$

- ... ale są jeszcze **zderzenia**. Rozważmy proces dwuciałowy $(1,2) \rightarrow (3,4)$. Prawdopodobieństwo zderzenia opisuje przekrój czynny σ (lub $d\sigma/d\Omega$). Do zderzenia dochodzi, gdy:

$$d < \sqrt{\frac{\sigma_{NN}}{\pi}}$$



- Zderzenie generuje jednostkową stratę w komórce pędów p_1 i p_2 na rzecz p_3 i p_4 .



- Ale trzeba uwzględnić zakaz Pauliego (pędy p_3 i p_4 nie zawsze są dostępne). Uwzględnia się to probabilistycznie:

$f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$ to zarazem prawdopodobieństwo obsadzenia pędu p .
 $1 - f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$ to prawdopodobieństwo, że komórka pędu p jest wolna.

➡ Dodatkowy człon w równaniu BUU, opisujący zderzenia: $\frac{df}{dt} = I_{coll}$

$$I_{coll} = \sum_{\text{kanały reakcji}} \int \frac{d^3 p_2 d^3 p_3 d^3 p_4}{(2\pi)^6} \frac{d\sigma_{12 \rightarrow 34}}{d\Omega'} \cdot \underbrace{[(1-f_1)(1-f_2)f_3f_4]}_{\text{Zyski}} - \underbrace{[f_1f_2(1-f_3)(1-f_4)]}_{\text{Straty}} \cdot \underbrace{\delta(p_1+p_2-p_3-p_4)}_{\text{Zasada zachowania pędu}}$$

- Równanie **BUU** (Boltzmann-Uehling-Uhlenbeck) w skrócie:

$$\frac{df}{dt} = I_{coll}$$

- W każdym zderzeniu przygotowuje się rozkład $f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$ w stanie początkowym:

$$f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) = \sum_{i=1}^{A_{\text{pocisk}} + A_{\text{tarcza}}} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i) \delta(\mathbf{p} - \mathbf{p}_i)$$

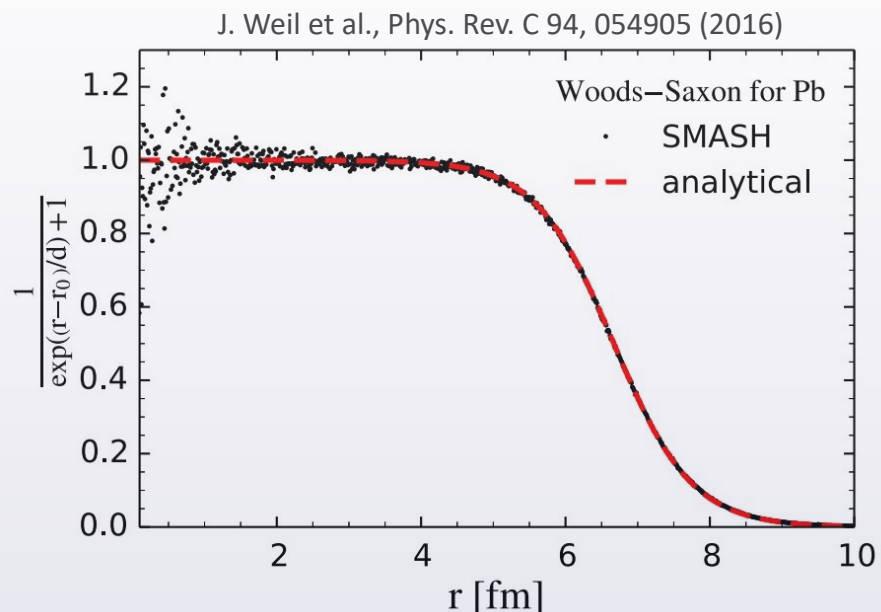
- Inicjalizacja położeń**

Bazowo: rozkład **Woodsa-Saxona** z parametrami na podst. doświadczalnego rozkładu ładunków

$$\frac{d^3 N}{dr^3} = \frac{\rho_0}{\exp\left(\frac{r-r_0}{d}\right) + 1}$$

TABLE I. This table summarizes the specific parameters used in the Woods–Saxon initialization for some nuclei.

Nucleus	A	r_0 [fm]	d [fm]
U	238	6.86	0.556
Pb	208	6.67	0.54
Au	197	6.38	0.535
Cu	63	4.20641	0.597



- Inicjalizacja pędów**

Bazowo: dla nukleonów w odległości r od środka, \mathbf{p} losowane z jednorodnej sfery, tj: $\mathbf{p} \in [0, \mathbf{p}_{\text{Fermi}}(r)]$

$$p_{\text{Fermi}}(\vec{r}) = \hbar \left[\frac{3}{2} \pi^2 \rho(\vec{r}) \right]^{1/3}$$

Typowo, w środku jądra pęd Fermiego ≈ 270 MeV/c .

- Ruchem danej cząstki steruje *hamiltonian 1-ciąłowy* :

$$\left. \begin{array}{l} \text{Wariant nierelatywistyczny: } H = \frac{p^2}{2m} + U \\ \text{Wariant relatywistyczny: } H = \sqrt{p^2 + m^2} + U \end{array} \right\} \text{(w uproszczeniu: bez pól EM i silnych)}$$

- W kolejnych krokach czasowych (n) położenie i pęd i -tej cząstki ewoluuje zgodnie z: (wariant nierelat.)

$$\left\{ \begin{array}{l} \dot{\mathbf{r}}_i = \nabla_{\mathbf{p}_i} H \\ \dot{\mathbf{p}}_i = -\nabla_{\mathbf{r}_i} H \end{array} \right. \Rightarrow \left\{ \begin{array}{l} \mathbf{r}_i(n+1) = \mathbf{r}_i(n) + \frac{\mathbf{p}_i(n+\frac{1}{2})}{m} \cdot \Delta t + \nabla_{\mathbf{p}_i} U_i \cdot \Delta t \\ \mathbf{p}_i(n+\frac{1}{2}) = \mathbf{p}_i(n-\frac{1}{2}) - \nabla_{\mathbf{r}_i} U_i(n) \cdot \Delta t \end{array} \right.$$

⊕ zderzenia: jeśli $d < d_{\min}$ i brak zakazu Pauliego \rightarrow to $\delta(p_1)$ i $\delta(p_2)$ przechodzą w $\delta(p_3)$ i $\delta(p_4)$

- Uwaga: W BUU jedyne oddziaływanie typu potencjałowego (ciągłe) – to średnie pole. Brak potencjałowego oddziaływania nukleon–nukleon (oprócz zderzeń).

\rightarrow BUU zwykle nic nie wie o łączeniu się sąsiednich nukleonów w LCP (d, t, ^3He , ...).

- W modelach **QMD** obiektami są pakiety falowe nukleonów:

$$\Psi = \prod_i \psi_i \sim \prod_i \exp \left[-\frac{(\mathbf{x}_i - \mathbf{r}_i(t))^2}{L} \right] \cdot \exp [i \mathbf{x}_i \mathbf{p}_i(t)]$$

np. C.Hartnack et al.
Eur. Phys. J. A 1, 151 (1998)
arxiv.org/abs/nucl-th/9811015

Parametr L opisuje rozmiar paczki. Wyznacza się go tak, by Ψ opisywała zanik gęstości na brzegu jądra.

- Cząstka 'i' porusza się w potencjale \oplus się zderza.
Potencjał budowany jest jednak z sumy potencjałów od cząstek 'j' otaczających cząstkę 'i'.

Hamiltonian kwantowy: $\langle H \rangle = \langle T \rangle + \langle V \rangle = \sum_i T_i + \sum_i \sum_{j>i} \int \psi_i^* \psi_j^* V^{ij}(x_1, x_2) \psi_i \psi_j dx_1 dx_2$

Równania ruchu:
$$\begin{cases} \dot{\mathbf{r}}_i = \frac{\mathbf{p}_i}{m} + \nabla_{\mathbf{p}_i} \sum_j \langle V_{ij} \rangle \\ \dot{\mathbf{p}}_i = -\nabla_{\mathbf{r}_i} \sum_{j \neq i} \langle V_{ij} \rangle \end{cases}$$
 (numerycznie śledzi się centroidy paczek falowych)

- Oddziaływania N_i-N_j :** $V_{ij} = V_{ij}^{\text{Skyrme}} + V_{ij}^{\text{Yukawa}} + V_{ij}^{\text{pędowe}} + V_{ij}^{\text{Coulomb}} + V_{ij}^{\text{Asymetrii pn}}$

$$\begin{aligned} &= \left[t_1 + t_2 \rho^{y-1}(\mathbf{x}_i) \right] \cdot \delta(\mathbf{x}_i - \mathbf{x}_j) + t_3 \frac{\exp \left\{ -|\mathbf{x}_i - \mathbf{x}_j|/\mu \right\}}{|\mathbf{x}_i - \mathbf{x}_j|/\mu} + \\ &+ t_4 \ln^2 \left(1 + t_5 (\mathbf{p}_i - \mathbf{p}_j)^2 \right) \cdot \delta(\mathbf{x}_i - \mathbf{x}_j) + \frac{Z_i Z_j e^2}{\left\{ |\mathbf{x}_i - \mathbf{x}_j| \right\}} + t_6 \frac{1}{\rho_0} T_i^3 T_j^3 \cdot \delta(\mathbf{x}_i - \mathbf{x}_j) \end{aligned}$$

- Z referatu Ch. Hartnacka i J. Aichelena (2015), autorów IQMD:

Definition of the potentials

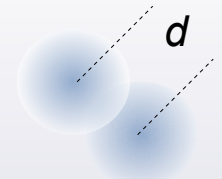
$$\begin{aligned}
 V^{ij} &= G^{ij} + V_{\text{Coul}}^{ij} \\
 &= V_{\text{Skyrme}}^{ij} + V_{\text{Yuk}}^{ij} + V_{\text{mdi}}^{ij} + V_{\text{Coul}}^{ij} + V_{\text{sym}}^{ij} \\
 &= t_1 \delta(\vec{x}_i - \vec{x}_j) + t_2 \delta(\vec{x}_i - \vec{x}_j) \rho^{\gamma-1}(\vec{x}_i) + t_3 \frac{\exp\{-|\vec{x}_i - \vec{x}_j|/\mu\}}{|\vec{x}_i - \vec{x}_j|/\mu} + \\
 &\quad t_4 \ln^2(1 + t_5 (\vec{p}_i - \vec{p}_j)^2) \delta(\vec{x}_i - \vec{x}_j) + \frac{Z_i Z_j e^2}{|\vec{x}_i - \vec{x}_j|} + \\
 &\quad t_6 \frac{1}{\rho_0} T_3^i T_3^j \delta(\vec{r}_i - \vec{r}_j)
 \end{aligned}$$

Bethe Weizsaecker –mass formula:

Volume term + **Surface term** + **Coulomb term** + **symmetry term**
(nucl. eos) (+pairing term not included) **(asy- eos)**

- **Zderzenie.** Zachodzi, gdy środki pakietów 2 nukleonów zblizą się bardziej niż:

$$d < \sqrt{\frac{\sigma_{NN}}{\pi}}$$



Zakaz Pauliego uwzględniany.

- Wybierając komponenty V_{ij} : $V^{\text{Skyrme}} + V^{\text{Yukawa}} + V^{\text{Pędowe}}$, można poprzez odpowiednią konwolucję „odtworzyć” równanie stanu materii jądrowej.

$$U(\rho) = \alpha \frac{\rho_{\text{int}}}{\rho_0} + \beta \left(\frac{\rho_{\text{int}}}{\rho_0} \right)^\gamma + U^{\text{Pędowe}}$$

$$U^{\text{Pędowe}} = \delta \cdot \ln^2(\epsilon \cdot (\Delta p)^2 + 1)$$

Δp : pęd cząstki względem $\langle p \rangle$ ośrodka

Można tak dobrać parametry V_{ij} ,
aby symulacja opisywała dane równanie stanu,
(w tym „wytworzyć” scenariusze hard/soft)



	α (MeV)	β (MeV)	γ	δ (MeV)
S	-356	303	1.17	—
SM	-390	320	1.14	1.57
H	-124	71	2.00	—
HM	-130	59	2.09	1.57

- Wariant **Isospin-QMD (IQMD)** :

- Osobne traktowanie n , p , Δ , π
- Możliwe oddziaływanie proton-neutron
- można opisać asymetryczną ($n \neq p$) część energii wiązania



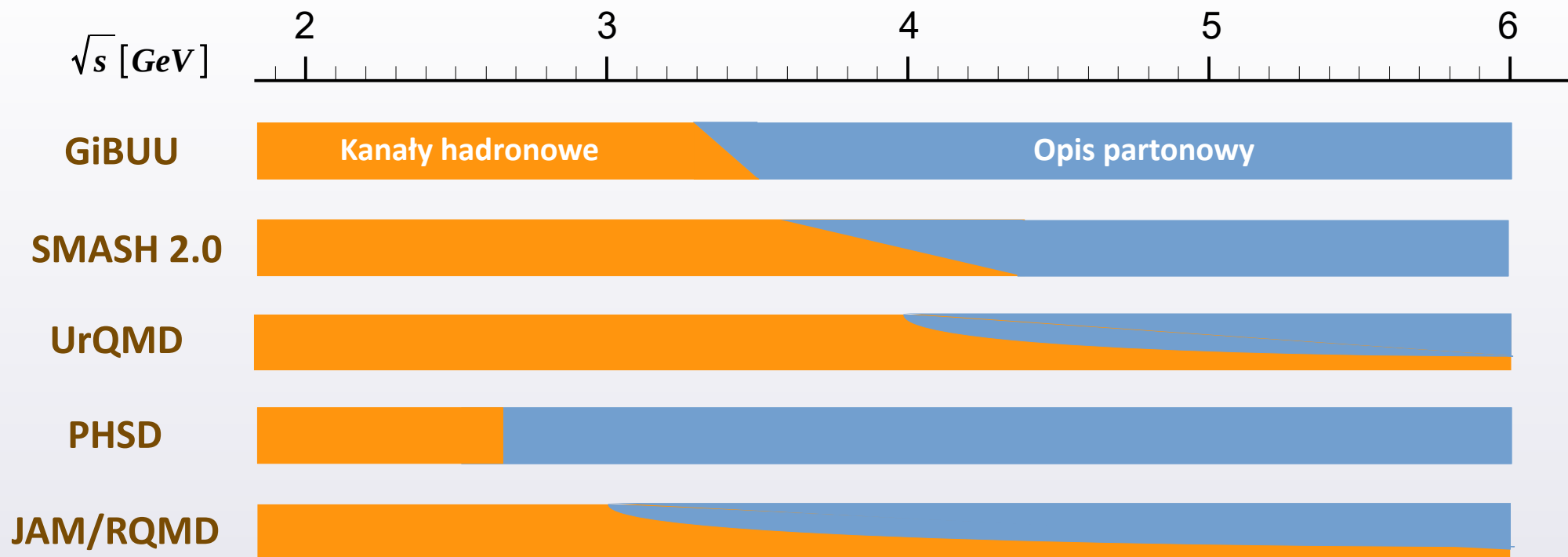
IQMD dostarcza ram do opisu łączenia nukleonów w LCP (klastry).

- Z uwagi na skracanie się $\lambda_{\text{de Broglie}}$ z E wiązki, zwiększając energię – z obszaru hadronowego przechodzimy do obszaru kwarków i gluonów (QG). Modele transportu starają się opisywać obie te dynamiki.

Niektóre modele proponują całościowo dodanie wstępnego etapu zderzenia jako fazy QGP, przechodząc do **opisu hydrodynamicznego**, po którym następuje **hadronizacja** (płyn QG \rightarrow gaz hadronów).

Zarazem większość modeli już na etapie hadronowym włącza uwzględnianie stopni swobody QG, gdy w indywidualnym zderzeniu hadron-hadron \sqrt{s} przekroczy wartość progową.

- W kanałach barion-barion (BB):



- Opis kanałów QG: tzw. „struny”. Między 2 kwarkami powstaje odcinek („struna”) z jednorodnym rozkładem energii. Struna zostaje rozkawałkowana na porcje, z których powstają się hadrony.

- Charakterystyka głównych cech wybranych, „aktualnych na rynku” modeli transportu

Cechy	GiBUU	IQMD	UrQMD	RQMD.RMF	SMASH	PHSD
Kinematyka relatywistyczna	opcjonalnie	n,p : nie K : tak	tak	tak	tak	tak
Potencjał = średnie pole	tak	n,p : nie K : tak	nie	Opcjonalnie	tak	tak
Potencjał = suma pot. nukleonów	nie	tak	tak	Opcjonalnie	nie	nie
Potencjał elektromagnetyczny	tak	tak	tak dla barionów nie dla π	Opcjonalnie	Opcjonalnie	nie
Potencjał zależny od pędu	tak	tak	nie	tak	nie	tak
Tworzenie LCP (klastrow)	na końcu symulacji	na końcu symulacji	nie	na końcu symulacji	na końcu symulacji	nie
Zmiany mas hadronów w ośrodku jądrowym	tak	tak	nie	Bariony: tak K, π : nie	nie	tak
Faza kwark/gluon opisana „strunami”	tak	nie	tak	tak	tak	tak

- Fakt:** każdy iloczyn skalarny dwóch czterowektorów jest niezmiennikiem Transformacji Lorentza.

$$p_\mu p^\mu = E^2 - \vec{p}^2 = \text{const} \quad \rightarrow \text{akurat jasne, bo:} \quad E^2 - \vec{p}^2 = m^2$$

$$\left(\sum_i E_i \right)^2 - \left(\sum_i \vec{p}_i \right)^2 = \text{niezmiennik} \equiv s$$

a jednocześnie:

$$\begin{cases} \sum_i E_i = \text{const} \\ \sum_i \vec{p}_i = \text{const} \end{cases} \quad \Rightarrow \quad \text{„s” jest nie tylko niezmiennikiem. Jest też całką ruchu [= const(t)].}$$

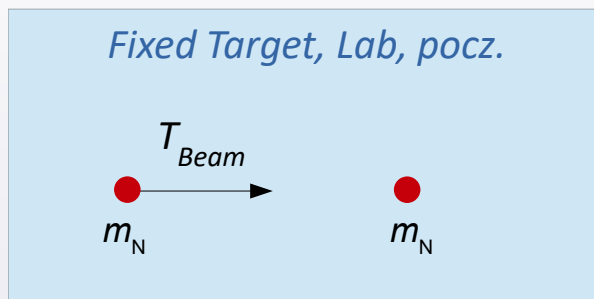
- Układ środka masy (CM): taki, w którym $\sum_i \vec{p}_{i,CM} = \vec{0}$

$$s \equiv \left(\sum_i E_{i,CM} \right)^2 - \left(\sum_i \vec{p}_{i,CM} \right)^2 = \left(\sum_i E_{i,CM} \right)^2$$

$$\Rightarrow \quad \sqrt{s} = \sum_i E_{i,CM}$$

\sqrt{s} nazywamy „**energiją dostępną**”. Jest to faktycznie suma energii układu ciał w układzie CM.

- W zderzeniach na stacjonarnej tarczy, aby podgrzać układ (w CM), dostarczamy energii T_{beam} (w Lab). Rozważmy zderzenie nukleon-nukleon (NN) na stacjonarnej tarczy. Jak przeliczyć $T_{\text{Beam}} \rightarrow \sqrt{s}$?



W Lab: $s \equiv (2m_N + T_{\text{Beam}})^2 - \vec{p}_{\text{Beam}}^2$

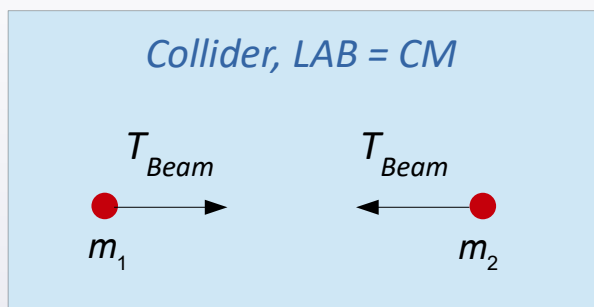
...

$$\sqrt{s} = \sqrt{2 \cdot m_N (2m_N + T_{\text{Beam}})}$$

→ \sqrt{s} rośnie jak $\sqrt{T_{\text{Beam}}}$

Np. dla $T_{\text{beam}} = 1 \text{ GeV}$, $\sqrt{s} = 2.3 \text{ GeV}$

- \sqrt{s} jest powszechnie używana w zderzeniu wiązek przeciwbieżnych. Dlaczego?



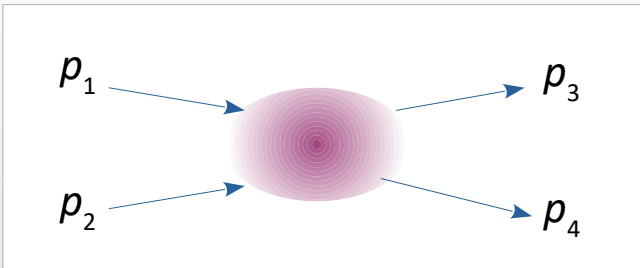
Pędy sumują się do $\vec{0}$. Otrzymujemy:

$$\sqrt{s} = \sum_i E_{i,CM} = 2 \cdot (m_N + T_{\text{Beam}})$$

Nb. widać, że w collider'ze łatwiej wprowadzić dużo energii do układu zderzających się jąder:

$$\sqrt{s} \sim T_{\text{Beam}}$$

- Mamy proces, w którym na wejściu są 2 cząstki o 4-pędach p_1 i p_2 , a na wyjściu też 2, o 4-pędach p_3 , p_4 .



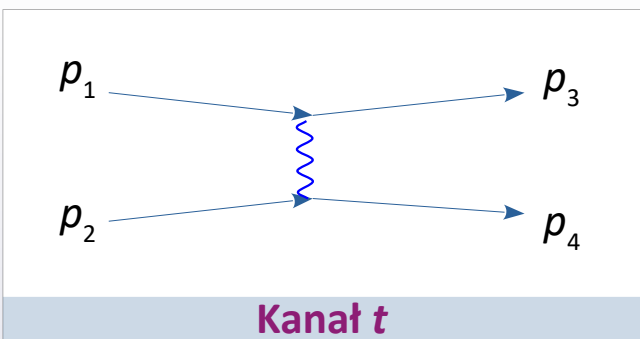
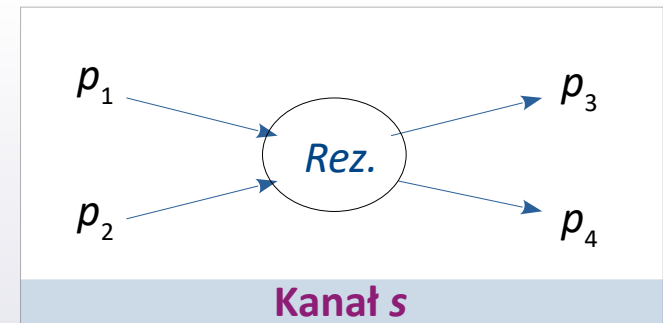
Zachowanie Energii i Pędu \equiv Zachowanie czteropędu.

$$p_1 + p_2 = p_3 + p_4$$

- Stąd warto wprowadzić „**energię dostępną**” :

$$s \equiv (p_1 + p_2)^2 = (p_3 + p_4)^2$$

Gdy proces polega na złączeniu się cząstek w rezonans, to jego masa $m = \sqrt{s}$. Mówimy, że reakcja jest „**w kanale s**”.



- Ale zasadę zachowania czteropędu można przepisać:

$$p_1 - p_3 = p_4 - p_2$$

i warto tu wprowadzić „**przekaz czteropędu**” :

$$t \equiv (p_1 - p_3)^2 = (p_4 - p_2)^2$$

Gdy proces przebiega przez wymianę cząstki wirtualnej, to jej kwadrat 4-pędu wynosi t . Reakcja jest „**w kanale t**”.

- Przykład: Proces $\pi^- \Lambda \rightarrow K^- N$ jest reakcją w kanale „t”.
- Proces $\pi^- \Lambda \rightarrow \Sigma^{*-} \rightarrow K^- N$ jest reakcją w kanale „s”.

- **Proste narzędzia w Bash'u do przeglądania danych tekstowych:**

<code>cat [plik]</code>	: Wyświetlenie treści pliku
<code>head -[ile linii] [plik]</code>	: Wyświetlenie pierwszych linii pliku
<code>tail -[ile linii] [plik]</code>	: Wyświetlenie ostatnich linii pliku
<code>less [plik]</code>	: Czytacz pliku (ciekawe opcje: <code>g G / q</code>)
<code>wc -l [plik]</code>	: Zliczanie linii pliku
<code>cat mydata.txt wc -l</code>	: Znak <code> </code> (<i>pipe</i>) przekierowuje wyjście A → wejście B
<code>grep [frazą] [plik]</code>	: Wyszukanie w pliku linii z daną frazą
<code>awk 'NF==8 && \$5=="Z" ' myfile.dat</code>	: Akceptuje tylko linie z 8 słowami, gdzie 5. słowo to Z
<code>awk 'NF==8 {print \$3}' myfile.dat</code>	: Akceptuje tylko linie 8 słów, wypisując tylko 3. słowo

- **Przykład:**

```
grep "# event" EventOutput.Real.oscar | wc -l
awk 'NF == 12 && $10 == 321' particle_lists.oscar > mykaons.dat
```

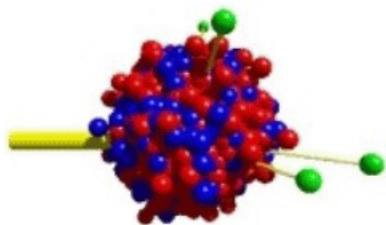
- **Komentarz:**

Powłoki typu Bash posiadają wiele innych narzędzi tekstowych, m. in. sortujące, pozycjonujące, podmieniające frazy. Możliwa jest manipulacja na zmiennych, instrukcje warunkowe, pętle – w tym pętle po nazwach plików i ścieżek. Można pisać skrypty.

Istnieje wiele przewodników po Bash'u i obszerne fora w internecie.

Ciekawa ściągawka [tu](#).

Na stronach naszego Wydziału wprowadzenie do Bash'a jest np. [tu](#).



GiBUU

The Giessen Boltzmann-Uehling-Uhlenbeck Project

- **Strona domowa:** gibuu.hepforge.org
- Download.** Instrukcje ściągania: gibuu.hepforge.org/trac/wiki/download
 Prerekwizyty: gibuu.hepforge.org/trac/wiki/tools
 Download: gibuu.hepforge.org/downloads
- Instalacja.** Instrukcje kompilacji: gibuu.hepforge.org/trac/wiki/compiling
- Jak włączyć:** gibuu.hepforge.org/trac/wiki/running
- Pomoce.** Tutorial: gibuu.hepforge.org/trac/wiki/tutorial
 Prezentacje: gibuu.hepforge.org/trac/wiki/Talks
 Animacje: gibuu.hepforge.org/trac/wiki/MovieMain
- Tabela kodów PID:** gibuu.hepforge.org/trac/wiki/ParticleIDs
- Główne publikacje:**
- O. Buss *et al.* "Transport-theoretical description of Nuclear Reactions",
[Physics Reports 512, 1 \(2012\)](https://arxiv.org/abs/1106.1344), arXiv: 1106.1344

- **Na komputerze neutronx:**

```
mkdir gibuu ; cd gibuu  
cp -r /home/kpiasecki/soft/gibuu/nkfj/* .
```

Przeglądamy plik wejściowy (por nast. strona), np.:

```
less 001_CaCa1.91_test.job
```

Bogaty zasób opcji wejściowych (należy działać z namysłem) :

<https://gibuu.hepforge.org/Documentation/>

Bogaty zestaw demonstracyjnych plików wejściowych w katalogu:

```
/home/kpiasecki/soft/gibuu/testRun/jobCards/
```

Wykonujemy symulację (tu: w tle . Monity idą do pliku caca_1.91_test.log)

```
nohup ./GiBUU.x <001_CaCa1.91_test.job 1>caca_1.91_test.log 2>&1 &
```

Wiele plików wyjściowych. Wśród nich – plik z eventami zawierającymi cząstki (por nast. strona):

```
less EventOutput.Real.oscar
```


- **Plik wejściowy 001_CaCa1.91_test.job :**

```
! file: ./inputOutput/input.f90
&input
  eventtype           =      1
  numEnsembles        =     80
  num_runs_sameEnergy =     10
  delta_T             =     0.25
  numTimeSteps        =    160
  printParticleVectorTime = T
  timeForOutput       = 0.
  timeSequence        = 20.
  path_To_Input      = '{...}/buuinput'
/
{.....}
```

```
! file: ./init/initHeavyIon.f90
&heavyIon
  impact_parameter    = -7.
  impact_profile      = 0
  distance            = 16.
  coulomb             = F
  ekin_lab_Target     = 0.00
  ekin_lab_Projectile = 1.91
  adjustGridFlag     = T
  cmsFlag            = T
/
! file: ./density/nucleus.f90
&projectile
  projectile_Z= 20, projectile_A= 40
/
! file: ./density/nucleus.f90
&target
  target_Z= 20, target_A= 40
/
{.....}
```

- **Plik wyjściowy EventOutput.Real.oscar :**

```
#!OSCAR2013 particle_lists t x y z mass p0 px py pz pdg ID
# Units: fm fm fm fm GeV GeV GeV GeV GeV none none
# File generated by GiBUU (https://gibuu.hepforge.org)
# event 1 out 80
0.000000E+0 7.183791E+0 3.961299E+0 2.780585E+1 9.227111E-1
0.000000E+0 5.118310E+0 -7.210583E-1 2.525251E+1 7.657091E-1
0.000000E+0 2.584306E+0 -1.719659E-1 2.539883E+1 7.726719E-1
0.000000E+0 2.133399E+0 3.397612E-1 2.692126E+1 7.944067E-1
0.000000E+0 6.169842E+0 -1.890743E+0 2.453204E+1 8.264268E-1
....
0.000000E+0 -7.235081E+0 1.162180E+0 -2.613539E+1 7.677036E-1
# event 1 end 0
# event 2 out 80
0.000000E+0 3.456383E+0 6.567166E-1 2.607133E+1 7.648380E-1
0.000000E+0 5.786570E+0 1.426497E-1 2.657666E+1 7.663178E-1
0.000000E+0 6.166525E+0 -3.298759E+0 2.666215E+1 8.635919E-1
....
```

Tabela kodów PDG

1.225751E+0	2.703973E-2	-9.247542E-2	8.011161E-1	2212	100000
1.101021E+0	-5.729713E-3	-1.723748E-2	7.909611E-1	2112	100001
1.088114E+0	-1.631816E-1	-5.991384E-2	7.461942E-1	2112	100002
1.045015E+0	-2.850862E-2	-9.578418E-2	6.717517E-1	2112	100003
1.030645E+0	-6.987948E-2	1.303097E-1	5.971482E-1	2112	100004
1.057389E+0	3.919098E-2	1.860452E-1	-7.017274E-1	2212	103239
8.782891E-1	-6.281280E-3	4.809546E-2	4.290245E-1	2212	100040
1.130114E+0	-1.239606E-1	9.851192E-2	8.153864E-1	2112	100041
1.227330E+0	9.365502E-2	-4.166068E-2	8.660087E-1	2112	100042



Simulating Many Accelerated Strongly-interacting Hadrons

A relativistic hadronic transport approach

- **Strona domowa:**

theory.gsi.de/~smash/userguide/current
smash-transport.github.io

- **Download**

github.com/smash-transport/smash

- **Instalacja**

theory.gsi.de/~smash/userguide/2.1/md_README.html

- **Jak włączyć:**

theory.gsi.de/~smash/userguide/2.1/page_smash_invocation.html

- **Pomoce.**

Tutorial:
 Prezentacje:
 Animacje:

theory.gsi.de/~smash/userguide/current/
 D. Oliinychenko (2020) , A. Schäfer (2019)
smash-transport.github.io/img/movie.mp4

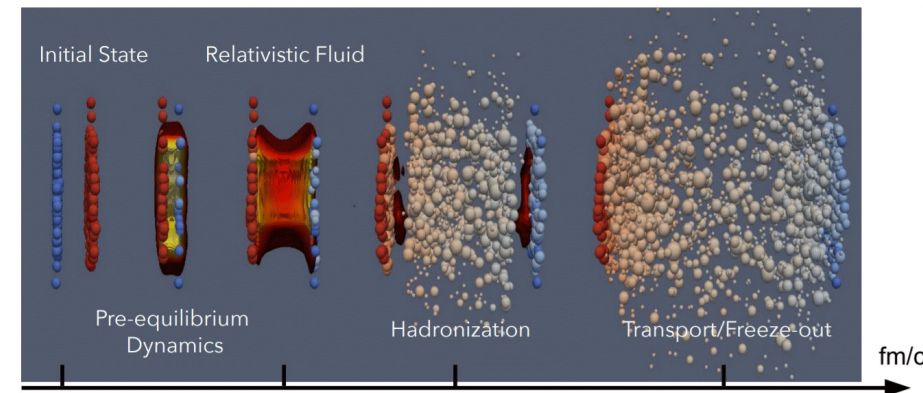
- **Tabela kodów PDG:**

github.com/smash-transport/smash/blob/master/input/particles.txt

- **Główne publikacje:**

J. Weil *et al.* "Particle production and equilibrium properties within a new hadron transport approach for heavy-ion collisions"
Physical Review C 94, 054905 (2016),
 arXiv: [1106.1344](https://arxiv.org/abs/1106.1344)

H. Petersen *et al.* "SMASH – A new hadronic transport approach"
Nuclear Physics A 982, 399 (2019),
 arXiv: [1808.06832](https://arxiv.org/abs/1808.06832)



- **Na komputerze neutronx:**

```
mkdir smash ; cd smash  
cp -r /home/kpiasecki/soft/smash/nkfj/* .
```

Przeglądamy plik wejściowy, np.:

```
less config.yaml
```

Bogaty zasób opcji wejściowych (należy działać z namysłem) :

theory.gsi.de/~smash/userguide/2.0/input.html

Wykonujemy symulację (tu: w tle . Monity idą do pliku myrun.log)

```
nohup nice ./smash -i config.yaml -o outdir/ 1>myrun.log 2>&1 &
```

Plik z eventami zawierającymi cząstki znajduje się w katalogu outdir :

```
less outdir/particle_lists.oscar
```

- **Plik wejściowy config.yaml :**

```
{....}
General:
  Modus:          Collider
  Time_Step_Mode: Fixed
  Delta_Time:     0.1
  End_Time:       50.0
  Randomseed:    -1
  Nevents:        10

Output:
  Output_Interval: 20.0
  Particles:
    Format:          ["Oscar2013"]
    Only_Final:     false

Modi:
  Collider:
    Projectile:
      Particles: {2212: 79, 2112: 118} #Gold197
    Target:
      Particles: {2212: 79, 2112: 118} #Gold197
    Impact:
      Sample: "quadratic"
      Range: [0.0, 12.0]

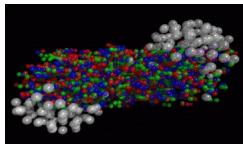
  E_Kin: 1.20
  Calculation_Frame: "center of mass"
  Fermi_Motion: "on"
  Collisions_Within_Nucleus: True
```

- **Plik wyjściowy particle_lists.oscar :**

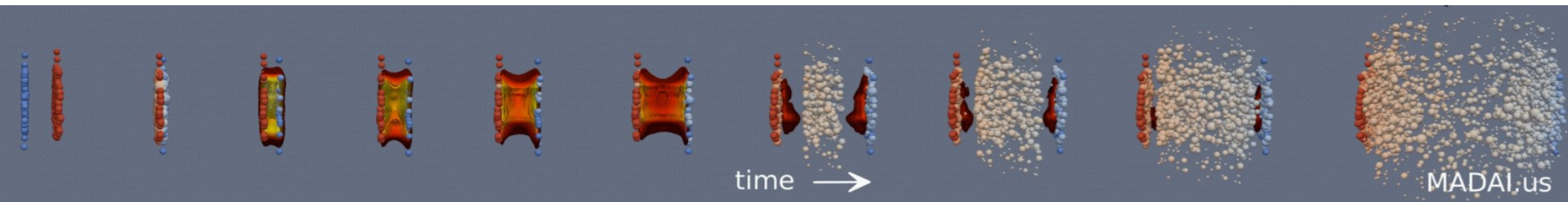
Tabela kodów PID

```
#!OSCAR2013 particle_lists t x y z mass p0 px py pz pdg ID charge
# Units: fm fm fm fm GeV GeV GeV GeV GeV none none e
# SMASH-1.7
# event 1 in 394
-2.22563 -3.64001 -1.32594 -3.67708 0.938 2.236845 -0.03016814 0.00476330 2.030443 2112 0 0
-2.22563 -5.40173 -3.32581 -2.98890 0.938 2.101389 0.05289568 -0.05137847 1.878977 2112 1 0
-2.22563 -0.84595 -2.10703 -5.13988 0.938 2.523251 0.22803293 0.04328960 2.330897 2112 2 0
...
# event 1 out 394
0 -3.67003 -1.32120 -1.65681 0.938 2.236845 -0.03016814 0.00476330 2.030443 2112 0 0
0 -5.34571 -3.38022 -0.99825 0.938 2.101389 0.05289568 -0.05137847 1.878977 2112 1 0
```

Ultrarelativistic Quantum Molecular Dynamics



- **Strona domowa:** urqmd.org
- Download.** Strona główna → kontakt z autorami kodu.
- Instalacja + jak włączyć:** urqmd.org/en/compiling-and-running-urqmd/
- Pomoce.**
 - Manual: Kopia w sieci
 - Prezentacja: M. Bleicher (2018)
- Tabela kodów PID:** urqmd.org/en/particle-ids
- **Główne publikacje:**
 - S.A. Bass *et al.* "Microscopic models for ultrarelativistic heavy ion collisions"
Progress in Particle and Nuclear Physics 41, 225 (1998), arXiv: [nucl-th/9803035](https://arxiv.org/abs/nucl-th/9803035)
 - M. Bleicher *et al.* "Relativistic hadron-hadron collisions in the ultra-relativistic quantum molecular dynamics model"
Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics 25, 1859 (1999), arXiv: [hep-ph/9909407](https://arxiv.org/abs/hep-ph/9909407)



- **Na komputerze neutronx:**

```
mkdir urqmd ; cd urqmd  
cp -r /home/kpiasecki/soft/urqmd-3.4/nkfj/* .
```

Przeglądamy 2 pliki wejściowe, np.:

```
less inputfile_NiNi1.5  
less runqmd.bash
```

Bogaty zasób opcji wejściowych w rozdz. 5 podręcznika (*należy działać z namysłem*) :

[Kopia w sieci](#)

Wykonujemy symulację (tu: w tle . Monity idą do pliku `mysim.log`)

```
nohup nice ./runqmd.bash 1>mysim.log 2>&1 &
```

Otrzymaliśmy szereg plików z eventami.**M.in. plik typu *f14* z kolejnymi stopklatkami kolejnych eventów, a w nich cząstki :**

```
less test.f14
```

- **Plik wejściowy inputfile.NiNi1.5 :**

```

pro 58 28
tar 58 28
nev 10
imp -10.
elb 1.5
tim 50 20
cto 18 1

f13
#f14
f15
#f16
f19
f20
{.....}

```

- **Plik wejściowy runqmd.bash :**

```

{.....}
export ftn09=inputfile_NiNi1.5
export ftn13=test.f13
export ftn14=test.f14
export ftn15=test.f15
export ftn16=test.f16
export ftn19=test.f19
export ftn20=test.f20
{.....}

```

- **Plik wyjściowy test.f14 :**

```

UQMD version:      30400   1000   30400   output_file  14
projectile: (mass, char)  58  28   target: (mass, char)  58  28
transformation betas (NN,lab,pro)  0.0000000  0.6665679 -0.6665679
impact_parameter_real/min/max(fm):  6.28  0.00  10.00  total_cross_section(mbarn):  3141.59
equation_of_state:  0  E_lab(GeV/u):  0.1500E+0  sqrt(s) (GeV):  0.2517E+0  p_lab(GeV/u):  0.2250E+0
event#      1  random seed:  1600419089 (auto)  total_time(fm/c):  40  Delta(t)_O(fm/c):  20.000
{.....}
pvec: r0      rx      ry      rz      p0      px      py      pz      m      ityp  2i3  ch  lcl  ncl  or
  119      20      73      47      22      4      7      19      0      0      0.12222E+2  -0.81322E-2  0.91387E-1  0.80353E+0  0.92473E+0  1  1  1  0  0  0
0.20000E+2  0.74819E+2  0.36667E+0  0.10799E+2  0.11642E+2  0.18126E-1  -0.53284E-1  0.68819E+0  0.93800E+0  1  1  1  79  1  0
0.20000E+2  0.34167E+2  0.27792E+0  0.59270E+2  0.13424E+2  0.88550E-1  0.91699E-2  0.97368E+0  0.92038E+0  1  1  1  0  0  0
{.....}
  119      40      83      54      22      7      7      19      0      0      0.12282E+1  -0.81322E-2  0.91318E-1  0.80353E+0  0.92437E+0  1  1  1  0  0  0
0.40000E+2  0.74819E+1  0.36667E+0  0.24239E+2

```

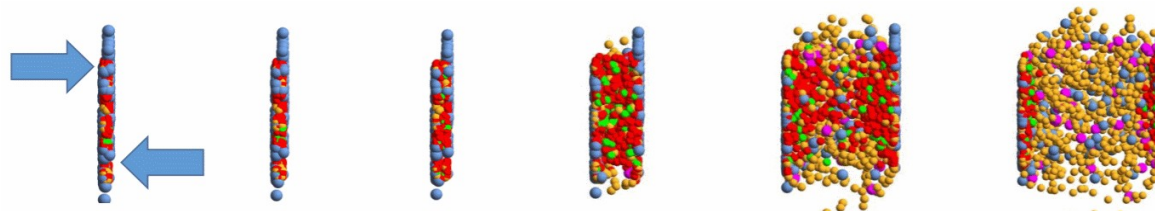
Tabela kodów PID

ładunek



Parton-Hadron-String Dynamics Transport approach

- **Strona domowa:** theory.gsi.de/~ebratkov/phsd-project/PHSD/
- Download.** *[kontakt z autorami]* theory.gsi.de/~ebratkov/phsd-project/PHSD/index4.html
- Instalacja + jak włączyć:** § 1.2 w Manualu. Sugerowany kompilator: Intel Fortran.
- Pomoce.**
 - Manual: Kopia w sieci
 - Prezentacje: E. Bratkovskaya, Strona www
 - Animacje: Au+Au @ 10A GeV , Au+Au @ 35A GeV , Pb+Pb @ 158A GeV
- Tabela kodów PID:** Tabele 1.1 i 1.2 w Manualu
- **Główne publikacje:**
 - ⊙ PHSD:
 - W. Cassing, E.L. Bratkovskaya "Parton transport and hadronization from the dynamical quasiparticle point of view", *Physical Review C* 78, 034919 (2018), arXiv: 0808.0022
 - ⊙ HSD:
 - W. Cassing, E.L. Bratkovskaya "Hadronic and electromagnetic probes of hot and dense nuclear matter" *Physics Reports* 308, 65 (1999), arXiv: 1808.06832



- **Na komputerze neutronx:**

```
mkdir phsd ; cd phsd  
cp -r /home/kpiasecki/soft/phsd/nkfj/* .
```

Przeglądamy plik wejściowy, np.:

```
less inputPHSD.NiNi1.9
```

Bogaty zasób opcji wejściowych w rozdz. 1.4 podręcznika (*należy działać z namysłem*) :

Kopia w sieci

Wykonujemy symulację (tu: w tle . Monity idą do pliku `mysim.log`)

```
nohup nice ./run_phsd.sh 1>mysim.log 2>&1 &
```

Otrzymaliśmy szereg plików z eventami.**M.in. plik `phsd.dat` z kolejnymi eventami, a w nich cząstki :**

```
less phsd.dat
```

- **Plik wejściowy inputPHSD.NiNi1.9 :**

```

58,      MASSTA: target mass
28,      MSTAPR: protons in target
58,      MASSPR: projectile mass
28,      MSPRPR: protons in projectile
1.91,    ELAB:  (=4060000. Lab energy per nucleon LHC),=21300 RHIC,=13433049 (5 TeV) = 26120000 (7 TeV)
0.0,     BMIN:  minimal impact parameter in fm ! no effect for p+A
7.0,     BMAX:  maximal impact parameter in fm ! no effect for p+A
0.5,     DeltaB: impact parameter step in fm (used only if IBweight_MC=0)
150,     NUM:   optimized number of parallel ensambles ("events")
10,      ISUBS: number of subsequent runs
{.....}

```

- **Plik wyjściowy phsd.dat :**

Tabela kodów PDG

125	1	1	0.6427918E+01	1						
27	-0.204536E+00	0.418460E+00	0.317638E+00	0.675407E+00	0.318581E+00	0.446779E+00	0.137598E+00	0.671028E+00		
2212	1		-0.25568587E+00	-0.16134205E+00	-0.12625135E+01	0.16016214E+01		1	51	
2112	0		-0.29324052E+00	0.86835183E-01	-0.75108749E+00	0.12399625E+01		1	0	
2212	1		0.61904673E-01	0.12047570E+00	-0.11011121E+01	0.14528037E+01		-1	0	
2212	1		-0.25516313E+00	0.11847670E+00	-0.90409690E+00	0.13328092E+01		-1	0	
2212	1		0.43485938E-02	0.11743490E-01	-0.73762423E+00	0.11933526E+01		-1	0	
2212	1		-0.69573373E-01	-0.43003834E-02	-0.66405290E+00	0.11513771E+01		-1	0	
(.....)										
111	0		0.37781116E-01	0.11493234E+00	-0.78976639E-01	0.19979531E+00		2	20	
129	1	2	0.64279118E+01	1						
39	0.840226E+00	0.295869E+00	-0.752309E+00	0.163571E+00	-0.783561E+00	0.221714E+00	-0.245801E+00	0.586710E+00		
2212	1		-0.14489351E+00	0.92953674E-01	-0.11530347E+01	0.14963180E+01		1	0	
2212	1		-0.10142475E+00	-0.41412741E-01	-0.11190853E+01	0.14643080E+01		1	0	
2212	1		0.14764933E+00	-0.58835067E-01	-0.90158129E+00	0.13107077E+01		1	0	

 p_x p_y p_z E

ładunek

- **Strona domowa:** [\[Link\]](#) (strona odzyskana)
- Download.** [Wersje 1.x](#) (Fortran, stable) . [Nowe wersje 2.x](#) (C++, devel).
- Instalacja + jak włączyć:** [\[Link\]](#) (strona odzyskana) + pliki INSTALL oraz README
- Pomoce.** Manual: [kopia w sieci](#)
 Ściągnawka o pliku wejścia: [Plik README](#)
- Tabela kodów PDG:** [\[Plik 1\]](#) , [\[Plik 2\]](#) (strony odzyskane) lub Appendix A w manualu.
- **Główne publikacje:**
 - ⊙ RQMD.RMF:
 - Y. Nara, "Sensitivity of the excitation functions of collective flow to relativistic scalar and vector meson interactions in the relativistic quantum molecular dynamics model RQMD.RMF"
[Physical Review C 100, 054902 \(2019\)](#), arXiv: [1906.03537](#)
 - ⊙ JAM:
 - Y. Nara et al. "Relativistic nuclear collisions at 10A GeV energies from p+Be to Au+Au with the hadronic cascade model"
[Physical Review C 64, 024901 \(1999\)](#), arXiv: [nucl-th/9904059](#)

- **Na komputerze neutronx:**

```
mkdir rqmd.rmf ; cd rqmd.rmf  
cp -r /home/kpiasecki/soft/rqmd.rmf/nkfj/* .
```

Przeglądamy plik wejściowy, np.:

```
less jam.cfg
```

Bogaty zasób opcji wejściowych w rozdz. 4.6 podręcznika (*należy działać z namysłem*) :

Kopia w sieci

Wykonujemy symulację (tu: w tle . Monity idą do pliku `mysim.log`)

```
nohup nice ./jamexe 1>mysim.log 2>&1 &
```

Otrzymaliśmy szereg plików z eventami.**M.in. plik `phase.dat` z kolejnymi eventami, a w nich cząstki :**

```
gzip -d phase.dat.gz  
less phase.dat
```

- **Plik wejściowy jam.cfg :**

```

event=10
proj =108Ag
targ =108Ag
win=1.58gev
bmin=0.0
bmax=-10.
dt = 0.2
timestep = 150      # total number of time steps.
frame= nn          # computational frame cm, nn, lab, collider
mstc(41)=0         ! 1: force resonance decays after sim, 0: let them remain
mstc(42)=1         ! 0: force weak decays after sim, 1: let them remain
{.....}

```

- **Plik wyjściowy phase.dat :**

Tabela kodów PDG

#	2000	0.82165	0.67597	1.35698	2								
#	1	223	25	21	9.10	36	58	43					
1	2112	1	9.3960E-2	-7.4691E-2	4.6286E-3	-9.9425E-2	1.3700E+0	-7.8427E+0	3.5348E+0	-1.6458E+1	3.0200E+1	3.0200E+1	
1	2112	1	9.3960E-2	-4.2849E-2	2.0180E-2	-8.9590E-2	1.3145E+0	-6.7592E+0	9.4156E+0	-1.7980E+1	3.0200E+1	3.0200E+1	
1	2212	1	9.3960E-2	-1.1528E-2	2.2750E-2	-8.4282E-2	1.2676E+0	-7.5301E+0	5.3435E+0	-1.6708E+1	3.0200E+1	3.0200E+1	
1	2112	5	9.3957E-2	3.0711E-2	2.4778E-2	-2.6403E-2	1.0527E+0	4.7449E+0	5.2862E+0	-4.7811E+0	3.0200E+1	3.0200E+1	
{.....}													
1	111	8	1.3498E-1	1.4090E-1	-1.5388E-1	-1.4472E-1	2.8757E-1	2.5947E+0	-5.0680E+0	-8.0321E+0	3.0200E+1	3.0200E+1	
#	2	227	78	62	7.12	85	152	124					
1	2212	1	9.3960E-1	-2.1659E-2	1.1828E-1	-5.13744E-1	1.0776E+0	-6.4530E+0	4.1473E+0	-9.0628E+0	3.0200E+1	3.0200E+1	
1	2212	1	9.3960E-1	4.0508E-2	-1.0861E-1	-7.09055E-1	1.1827E+0	6.2874E-2	-6.4578E-1	-1.1831E+1	3.0200E+1	3.0200E+1	

masa	p_x	p_y	p_z	E
------	-------	-------	-------	-----