

Manifestacja struktury protonu w efekcie ridge?

Patryk Kubiczek
prof. dr. hab. Stanisław Głazek

Wydział Fizyki, Astronomii i Informatyki Stosowanej, Uniwersytet Jagielloński w Krakowie



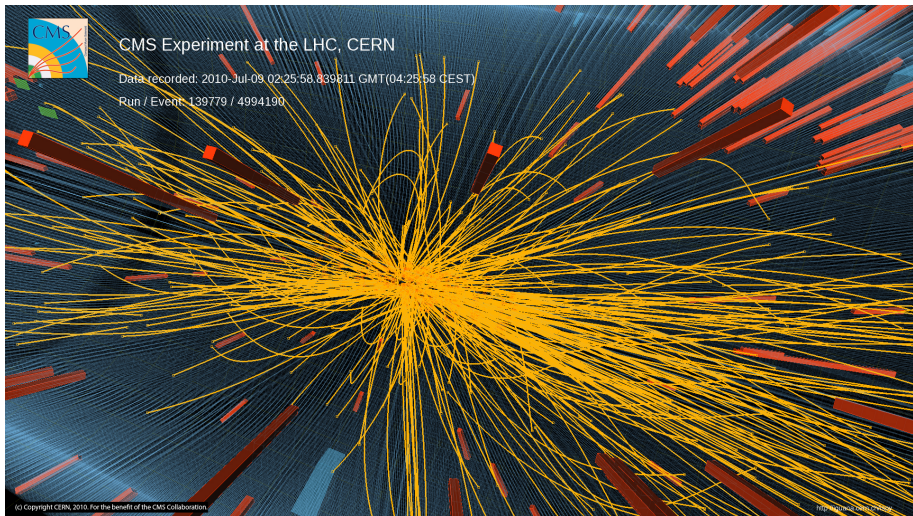
Bukowina Tatrzańska, 2 lipca 2015



CMS Experiment at the LHC, CERN

Data recorded: 2010-Jul-09 02:25:58.839811 GMT(04:25:58 CEST)

Run / Event 139779 / 4994190



(c) Copyright CERN, 2010. For the benefit of the CMS Collaboration

<http://cms.cern.ch/>

Zderzenia hadronów i ciężkich jonów o dużej krotności

- W LHC rejestrowane są zderzenia, w których liczba naładowanych produktów zderzeń proton-proton dla $\sqrt{s} = 7$ TeV przekracza 100.
- Takie krotności są charakterystyczne dla zderzeń ciężkich jonów (np. Cu-Cu, Au-Au) przy $\sqrt{s} / \text{nukleon} = 200$ GeV.
- Materia produkowana w zderzeniach ciężkich jonów ewoluuje hydrodynamicznie. Czy kolektywność występuje też w zderzeniach proton-proton o dużej krotności?
- Czy korelacje dwucząstkowe będące efektem kolektywnego przepływu mogą powiedzieć coś o wewnętrznej strukturze protonu?

Modele fenomenologiczne rozpraszania nieelastycznego

- Interesuje nas rozpraszanie nieelastyczne (czyli takie, w którym produkowane są nowe cząstki) układów oddziałujących silnie
- Model fenomenologiczny musi dobrze opisywać trzy fazy zderzenia hadronów (lub ciężkich jonów)

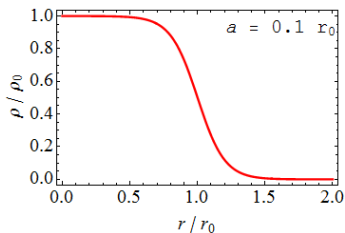
warunki początkowe → **oddziaływania między partonami**
→ **formacja hadronów z partonów (hadronizacja)**

- Produkty hadronizacji są rejestrowane przez detektory, natomiast nie mamy bezpośredniej wiedzy o warunkach początkowych

Warunki początkowe - rozkład materii

- Należy założyć początkowy rozkład materii zderzanych obiektów. Dla dużych jąder dobrym wyborem okazuje się jednorodny rozkład rozmyty na brzegu - funkcja Woodsa-Saxona:

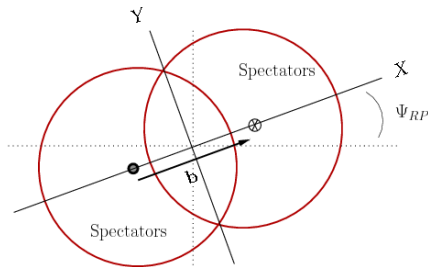
$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{1 + \exp\left(\frac{r-r_0}{a}\right)}$$



- Jest to opis uśredniony, określa prawdopodobieństwo znalezienia nukleonu w danym punkcie
- Dla protonu wybiera się zwykle funkcję Gaussa

Warunki początkowe - parametr zderzenia

- Należy uwzględnić różne parametry zderzenia



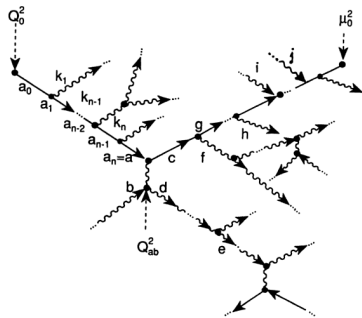
Źródło: arXiv:0905.2433

- Liczba wyprodukowanych cząstek jest monotoniczną funkcją parametru zdarzenia

Oddziaływania partonowe - opis mikroskopowy

- **Procesy twarde:** $Q > 1$ GeV, krótka skala czasowa, oddziaływanie pomiędzy pojedynczymi partonami, perturbacyjna QCD
- **Procesy miękkie:** wymiana pędu $Q < 1$ GeV, długa skala czasowa, oddziaływanie wielopartonowe, fenomenologia (np. model strunowy)

Kaskada partonowa



Model strunowy

(Animacja hadronizacji)

Źródło: http://en.wikipedia.org/wiki/Color_confinement

Źródło: R. C. Hwa: Quark Gluon Plasma 2 World Scientific (1995)

Hadronizacja

- Kolorowe partony po pewnym czasie muszą łączyć się w białe pary (mezony) i trójki (bariony)
- Tylko fenomenologia, np. funkcje fragmentacji

Symulacja zderzenia Au-Au (Ultra-relativistic Quantum Molecular Dynamics)

(Animacja zderzenia jonów)

Źródło: <http://urqmd.org/>

Opis hydrodynamiczny

- W ultrarelatywistycznych zderzeniach ciężkich jonów oddziałujące partony tworzą plazmę kwarkowo-gluonową (QGP)
- Skutecznym podejściem jest opis hydrodynamiczny

$$\partial_{\mu} T^{\mu\nu} = 0 \quad (\text{zachowanie tensora energii-pędu})$$

$$\partial_{\mu} (n u^{\mu}) = 0 \quad (\text{zachowanie liczby barionowej})$$

$$f(\epsilon, P, n) = 0 \quad (\text{równanie stanu})$$

- Nowe (2010) wyniki z eksperymentu CMS w LHC sugerują kolektywną ekspansję materii w zderzeniach proton-proton, choć powstanie QGP jest mało prawdopodobne

Obserwablą - rozkład kątowy cząstek

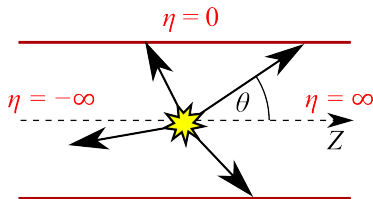
Rozmiar obszaru zderzenia jest znikomy w porównaniu z wymiarami detektorów. Rozkład pędów po hadronizacji przełoży się na położenia i pęd poprzeczny rejestrowanych cząstek.

$$\frac{d^3 N}{d\eta d\phi p_{\perp} dp_{\perp}} = \sqrt{1 - \frac{m^2}{E^2}} \frac{d^3 N}{dy d\phi p_{\perp} dp_{\perp}}$$

ϕ - kąt azymutalny w płaszczyźnie prostopadłej do ruchu wiązki

$$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + p_{\parallel}}{E - p_{\parallel}} \right) = \operatorname{artanh} \left(\frac{p_{\parallel}}{E} \right) \quad (\text{rapidity})$$

$$\eta = -\ln \left(\operatorname{tg} \frac{\theta}{2} \right) \xrightarrow{m \rightarrow 0} y \quad (\text{pseudorapidity})$$



Pospiesznosc i pseudospiesznosc transformuja sie addytywnie wzgledem transformacji Lorentza wzdluz osi Z.

Korelacja dwucząstkowa

Sygnał:

- 1 Dla każdego zderzenia utwórz z wyprodukowanych cząstek wszystkie możliwe pary
- 2 Dla każdej pary zdarzenia policz $\Delta\eta$ i $\Delta\phi$ i dołącz do histogramu
- 3 Uśrednij histogramy po wszystkich zderzeniach z zadanego przedziału krotności N

Tłó:

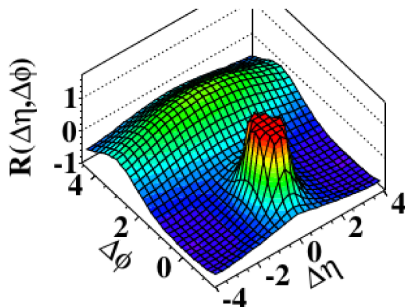
- 1 Utwórz pary z dwóch cząstek z różnych zderzeń
- 2 Dla tych par powtórz powyższą procedurę

$$S_N(\Delta\eta, \Delta\phi) = \frac{1}{N(N-1)} \frac{d^2 N^{\text{pairs}}}{d\Delta\eta d\Delta\phi} \quad B_N(\Delta\eta, \Delta\phi) = \frac{1}{N^2} \frac{d^2 N^{\text{mixed pairs}}}{d\Delta\eta d\Delta\phi}$$

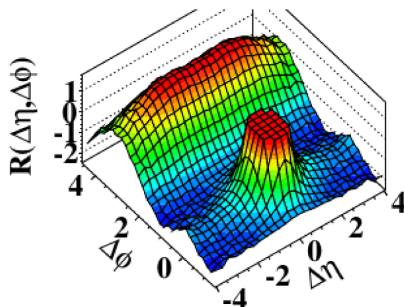
$$R(\Delta\eta, \Delta\phi) = \left\langle (N-1) \left(\frac{S_N(\Delta\eta, \Delta\phi)}{B_N(\Delta\eta, \Delta\phi)} - 1 \right) \right\rangle_N$$

Korelacja dwucząstkowa - pp ($\sqrt{s} = 7$ TeV)

minimum bias events
 $1.0 \text{ GeV}/c < p_T < 3.0 \text{ GeV}/c$



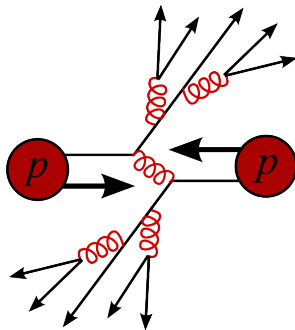
high multiplicity ($N \geq 110$) events
 $1.0 \text{ GeV}/c < p_T < 3.0 \text{ GeV}/c$



Źródło: V. Khachatryan *et al.* [CMS Collaboration]: Observation of Long-Range, Near-Side Angular Correlations in Proton-Proton Collisions at the LHC
J. High Energy Phys. **1009**, 091 (2010)

Interpretacja korelacji

- 1 Pik w okolicy $(\Delta\eta, \Delta\phi) = (0, 0)$: korelacje między cząstkami z dżetów hadronowych
- 2 Grzbiet wzdłuż $\Delta\phi = \pi$: zachowanie pędu w twardych procesach
- 3 Grzbiet wzdłuż $\Delta\phi = 0$ widoczny dla zdarzeń o wysokiej krotności w średnim przedziale pędów poprzecznych, tzw. ridge effect (efekt grani): oznaka hydrodynamicznej ekspansji?

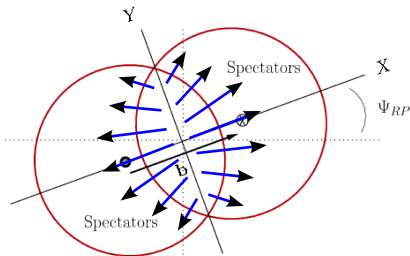


Twardy proces QCD: fragmentacja rozproszonych partonów tworzy wiązkę skolimowanych hadronów, tzw. dżet

Przepływ eliptyczny (elliptic flow)

Początkowa eliptyczność ϵ oddziałującego obszaru materii w ewolucji hydrodynamicznej spowoduje eliptyczny rozkład pędów. Więcej cieczy (cząstek) poleci w kierunku X niż Y .

$$\epsilon = \frac{\langle Y^2 - X^2 \rangle}{\langle X^2 + Y^2 \rangle}$$



Źródło: arXiv:0905.2433

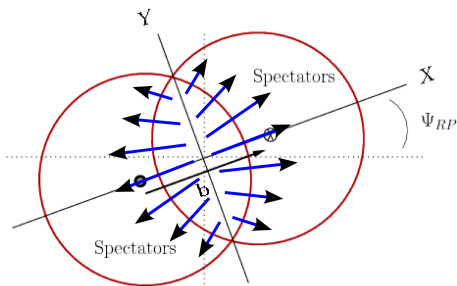
Rozkład pędów można rozwinąć w szereg Fouriera:

$$\frac{d^3 N}{dy d\phi p_{\perp} dp_{\perp}} = \frac{d^2 N}{2\pi dy p_T dp_T} \left(1 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} v_n(p_{\perp}, y) \cos [n(\phi - \Psi_{RP})] \right)$$

Z symetrii v_1 znika. Współczynnik $v_2 = \langle \cos [n(\phi - \Psi_{RP})] \rangle$ jest miarą przepływu eliptycznego.

Przeptyw eliptyczny jako źródło efektu ridge

- Efekt ridge to zwiększona korelacja wzdłuż $\Delta\phi = 0$. Oznacza ona kolimację cząstek w kącie azymutalnym ϕ , których $\Delta\eta$ (różnica pseudorapidity) jest z szerokiego przedziału
- Eliptyczny przepływ powoduje kolimację cząstek wzdłuż $\phi = \Psi_{RP}, \pi + \Psi_{RP}$ z dowolnością na y (rapidity)



Źródło: arXiv:0905.2433

Model kwarków konstytuentnych

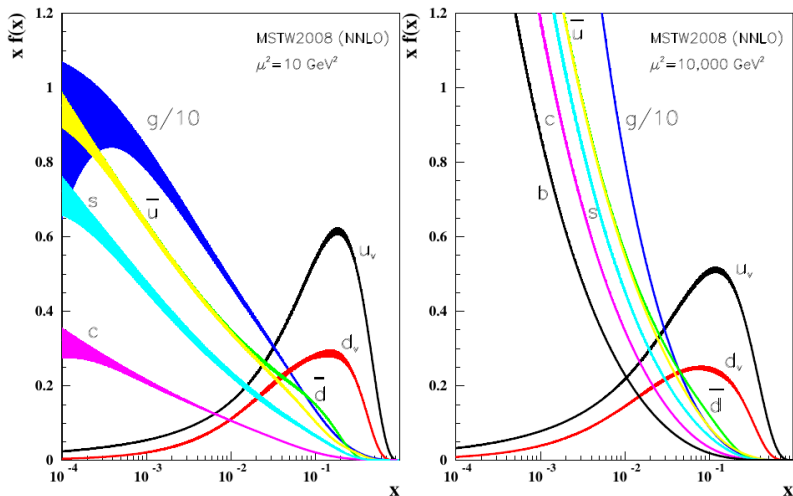
- Hadrony jako stany związane trzech lub dwóch kwarków (Gell-Mann, Zweig, 1964)
- Możliwość klasyfikacji hadronów
- Masa hadronu \approx suma mas kwarków konstytuentnych + energia oddziaływania
- Czy kwarki konstytuentne są fizycznymi obiektami?

Model partonowy

- Wyniki głęboko nieelastycznego rozpraszanie elektronów (DIS) na protonach w Stanford Linear Accelerator Center (SLAC) w 1968 mogły być opisane rozpraszaniem na punktowych obiektach - partonach (Feynman, 1969)
- Partony \neq kwarki konstytuentne
- Faktoryzacja przekrojów czynnych protonu

$$\sigma_{pp}(Q^2) = \sum_{a,b} \int_0^1 dx_A f_{a/A}(x_A, Q^2) \int_0^1 dx_B f_{b/B}(x_B, Q^2) \sigma_{ab}(x_A, x_B, Q^2)$$

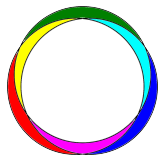
Parton distribution functions (PDF)



Źródło: Particle Data Group

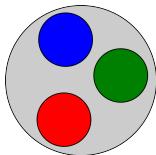
Jak pogodzić opis kwarkowy i partonowy?

- By obserwować małe struktury, trzeba wykorzystywać duże energie (rozmiar = $1 / \text{energia}$)
- Renormalizacja: efektywny opis protonu trzeba dostosować do skali energetycznej Q
- Rozmiar kwarku efektywnego jest odwrotnie proporcjonalny Q



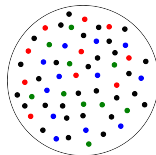
Kwarki konstytuentne

$$Q = \Lambda_{QCD}$$



Kwarki efektywne

$$Q \gtrsim \Lambda_{QCD}$$



Partony

$$Q \gg \Lambda_{QCD}$$

Na podstawie: S. D. Głazek: Hypothesis of Quark Binding by Condensation of Gluons in Hadrons *Few-Body Syst* **52**, 367 (2012)

Model Glaubera

Model Glaubera: kwantowomechaniczny przepis na wyrażenie przekroju czynnego jonu poprzez przekroje czynne jego nukleonów (1958)

Założenia:

- zaniechanie oddziaływań pomiędzy nukleonami
- nukleony w spoczynku względem siebie - w czasie zderzenia poruszają się po liniach prostych
- rozpraszanie głównie w kierunku ruchu

Geometria zderzenia w modelu Glaubera

Zastosowanie uproszczonej wersji modelu Glaubera do geometrycznego opisu zderzeń nieelastycznych (Białas, Błeszyński, Czyż, 1976)

Dane wejściowe:

- gęstość liczby nukleonów $\rho(x, y, z)$
- przekrój czynny na oddziaływanie nukleonów σ_{NN}

Dane wyjściowe:

- przekrój czynny na oddziaływanie jonów σ_{AA}
- gęstość liczby pojedynczych zderzeń nukleon-nukleon w płaszczyźnie prostopadłej do wiązki $n_{\text{coll}}(x, y)$

$n_{\text{coll}}(x, y)$ jest utożsamione z początkowym rozkładem gęstości materii uczestniczącej w ewolucji hydrodynamicznej

Geometria zderzenia w modelu Glaubera

Gęstość nukleonów w płaszczyźnie XY

$$T_A(\mathbf{s}) = \int_{-\infty}^{\infty} \rho(\mathbf{s}, z) dz, \quad \mathbf{s} = (x, y)$$

Gęstość zderzeń nukleon-nukleon

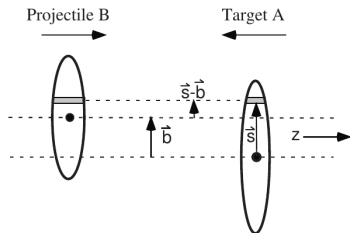
$$n_{\text{coll}}(\mathbf{s}; \mathbf{b}) = \sigma_{NN} T_A(\mathbf{s}) T_B(\mathbf{s} - \mathbf{b})$$

Liczba zderzeń nukleon-nukleon

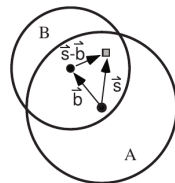
$$N_{\text{coll}}(\mathbf{b}) = \sigma_{NN} \int d^2s T_A(\mathbf{s}) T_B(\mathbf{s} - \mathbf{b})$$

Przekrój czynny AA

$$\frac{d^2\sigma_{AA}}{db^2} = 1 - e^{-N_{\text{coll}}(\mathbf{b})}$$



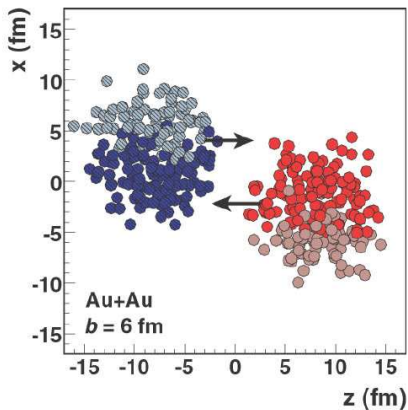
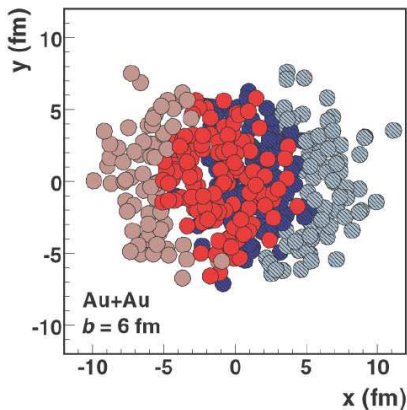
a) Side View



b) Beam-line View

Źródło: M. Miller *et al.* arXiv:nucl-ex/0701025

Geometria zderzenia w modelu Glaubera



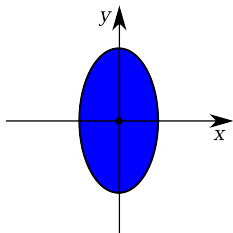
Źródło: M. Miller *et al.* arXiv:nucl-ex/0701025

Eliptyczny przepływ

- Model Glaubera daje początkowy rozkład materii do obliczeń hydrodynamicznych
- Interesującą mnie obserwablą jest v_2 - eliptyczność rozkładu pędów produkowanych cząstek

Eliptyczny przepływ

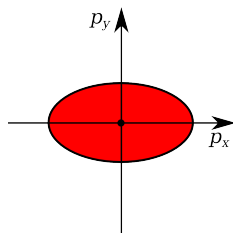
Ewolucja hydrodynamiczna powoduje przeniesienie anizotropii początkowych położeń ϵ na anizotropię końcowych pędów v_2



początkowe położenia

$$\epsilon = \frac{\langle y^2 - x^2 \rangle}{\langle x^2 + y^2 \rangle} \quad (\text{ekscentryczność})$$

$$= \frac{\int dx dy (y^2 - x^2) n_{\text{coll}}(x, y; \mathbf{b})}{\int dx dy (x^2 + y^2) n_{\text{coll}}(x, y; \mathbf{b})}$$



końcowe pędy

$$v_2 = \frac{\langle p_x^2 - p_y^2 \rangle}{\langle p_x^2 + p_y^2 \rangle} = \langle \cos(2\phi) \rangle$$

(eliptyczny przepływ)

Eliptyczny przepływ

Istnieją przesłanki teoretyczne i doświadczalne, że v_2 jest proporcjonalne do ekscentryczności początkowego rozkładu materii ϵ (Ollitrault *et al.*, 2007):

$$\frac{v_2}{\epsilon} = \frac{C}{1 + \frac{K}{K_0}},$$

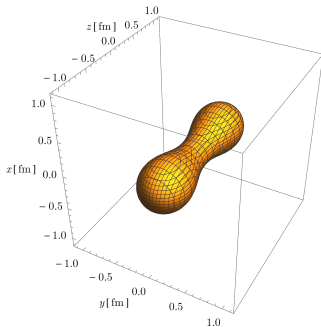
gdzie $C \approx 0.3$, liczba Knudsenowa $K = \lambda/R$ (stosunek średniej drogi swobodnej do rozmiaru ośrodka), $K_0 \approx 0.7$.

Kwark-dikwark (I)

$$\rho_{\text{I}}(\mathbf{r}) = N_g \frac{1 - \kappa}{2} \left[\rho_q \left(x, y, z - \frac{d}{2}; r_q \right) + \rho_q \left(x, y, z + \frac{d}{2}; r_q \right) \right] \\ + N_g \frac{\kappa}{2} \left[\rho_g \left(x, y, z - \frac{d}{4}; r_q, \frac{d}{4} \right) + \rho_g \left(x, y, z + \frac{d}{4}; r_q, \frac{d}{4} \right) \right] \quad (1)$$

Parametry:

- efektywny promień kwarku
 $r_q = 0.25 \text{ fm}$
- długość protonu $d = 1.5 \text{ fm}$
- procentowa ilość masy ciała gluonowego $\kappa = 0.5$



Trójkąt (Y)

$$\rho_Y(\mathbf{r}) = N_g \frac{1 - \kappa}{3} \sum_{k=1}^3 \rho_q(\mathbf{r} - \mathbf{r}_k; r_q) + N_g \frac{\kappa}{3} \sum_{k=1}^3 \rho_g \left(\mathcal{R}^{-1} \left[k \frac{2\pi}{3} \right] \left(\mathbf{r} - \frac{\mathbf{r}_k}{2} \right); r_q, \frac{r_k}{2} \right) \quad (2)$$

$$\mathbf{r}_1 = \left(0, \frac{\sqrt{3}}{4}d, -\frac{d}{4} \right)$$

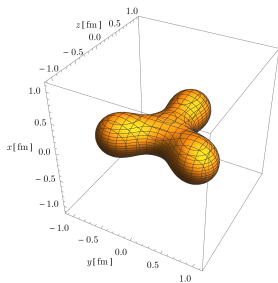
$$\mathbf{r}_2 = \left(0, -\frac{\sqrt{3}}{4}d, -\frac{d}{4} \right)$$

$$\mathbf{r}_3 = \left(0, 0, \frac{d}{2} \right)$$

$\mathcal{R}[\vartheta]$ - macierz obrotu yz

Parametry:

$$r_q = 0.25 \text{ fm}, \quad d = 1.5 \text{ fm}, \quad \kappa = 0.5$$



Gaussowsko fluktuujący proton (G-f)

$$\begin{aligned} \rho_{G-f}(\mathbf{r}; \mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \mathbf{r}_3) = & N_g \frac{1-\kappa}{3} \sum_{k=1}^3 \rho_q(\mathbf{r} - \mathbf{r}_k; r_q) \\ & + N_g \frac{\kappa}{3} \sum_{k=1}^3 \rho_g \left[\mathcal{R}^{-1}[\theta_k, \phi_k] \left(\mathbf{r} - \frac{\mathbf{r}_k}{2} \right); r_q, \frac{r_k}{2} \right] \end{aligned} \quad (3)$$

Parametry: $r_q = 0.25$ fm, $d = 1.5$ fm, $\kappa = 0.5$

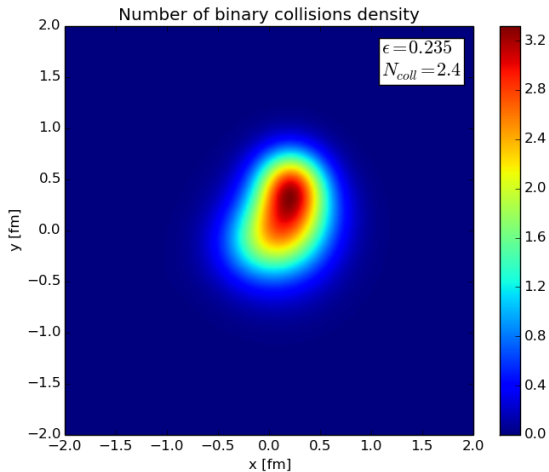
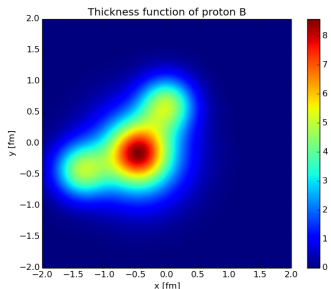
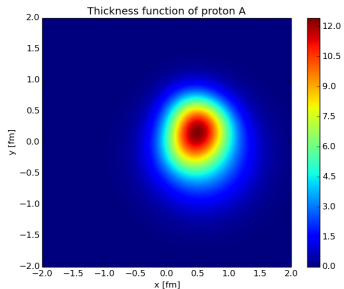
Prawdopodobieństwo konfiguracji:

$$P(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \mathbf{r}_3) = \frac{1}{[(2\pi)^{3/2} R_P^3]^3} e^{-(r_1^2 + r_2^2 + r_3^2)/2R_P^2} \quad (4)$$

$R_P = 0.43$ fm

Modelowanie zderzenia pp

- Eliptyczność ϵ materii biorącej udział w zderzeniu pp szacuję w modelu Glaubera: nukleony \rightarrow partony, $\sigma_{NN} \rightarrow \sigma_{gg}$
- **Wolne parametry:** $N^2\sigma_{gg}$ - iloczyn partonowego przekroju czynnego i kwadratu efektywnej liczby partonów w protonie, κ - stosunek masy ciała gluonowego do masy trzech kwarków efektywnych, r_q - rozmiar kwarku efektywnego
- Model powinien odtwarzać σ_{pp} - mocne ograniczenie na $N^2\sigma_{gg}$
- Wpływ na eliptyczność mają parametry κ i r_q








$$b = 1 \text{ fm}$$

$$\kappa = 0.5, r_q = 0.3 \text{ fm}, r_g = 0.5 \text{ fm}$$

$$N = 14, \sigma_{gg} = 1 \text{ mb}$$

Bibliografia I

-  V. Khachatryan *et al.* [CMS Collaboration]: Observation of Long-Range, Near-Side Angular Correlations in Proton-Proton Collisions at the LHC *J. High Energy Phys.* **1009**, 091 (2010)
-  W. Florkowski: Phenomenology of Ultra-Relativistic Heavy-Ion Collisions *World Scientific* (2010)
-  K. Grebieszko: wykład z fizyki zderzeń ciężkich jonów (<http://www.if.pw.edu.pl/~kperl/HIP/hip.html>)
-  A. Białas A, M. Błeszyński, W. Czyż: Multiplicity distributions in nucleus-nucleus collisions at high energies *Nucl. Phys.* **B 111**, 461 (1976)
-  S. D. Głazek: Hypothesis of Quark Binding by Condensation of Gluons in Hadrons *Few-Body Syst.* **52**, 367 (2012)

Bibliografia II



H. J. Drescher, A. Dumitru, C. Gombeaud, J. Y. Ollitrault: The centrality dependence of elliptic flow, the hydrodynamic limit, and the viscosity of hot QCD *Phys. Rev. C* **76**, 024905 (2007)



J. Bożek: Elliptic flow in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV *Eur. Phys. J. C* **71**, 1530 (2011)