

České Vysoké Učení Technické v Praze

Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská

Katedra fyziky

Částicové korelace v případě fragmentace fireballu

Výzkumný úkol

Autor: Martin Schulc
Vedoucí práce: Mgr. Boris Tomášik, PhD
Konzultant: RNDr. Miloš Pachr, CSc.
Akademický rok: 2007/2008

Abstrakt

Fázový přechod do kvark-gluonového plazmatu nastává fázovým přechodem prvního druhu nebo plynulým fázovým přechodem. V prvním případě dochází ke spinodálnímu rozkladu za podmínky, že fireball expanduje dostatečně rychle, v druhém případě ne, ale i tak se fireball může rozkládat do kapek kvark-gluonového plazmatu. Tyto kapky následně emitují částice. Cílem této práce je určit, zda protonové korelační funkce mohou být vhodnými pozorovatelnými pro hledání těchto kapek.

KLÍČOVÁ SLOVA: spinodální rozklad, kapky kvark-gluonového plazmatu, korelační funkce

Abstract

Phase transition into the quark-gluon plasma occurs by first order transition or by crossover. The spinodal decomposition happens in the former case if fireball expands enough quickly, in the latter does not but the fireball can also decay into the droplets of quark-gluon plasma. These droplets subsequently emit particles. The aim of this work is to determine whether the proton correlation functions may be suitable observables for searching those droplets.

KEYWORDS: spinodal decomposition, droplets of quark-gluon plasma, correlation functions

Obsah

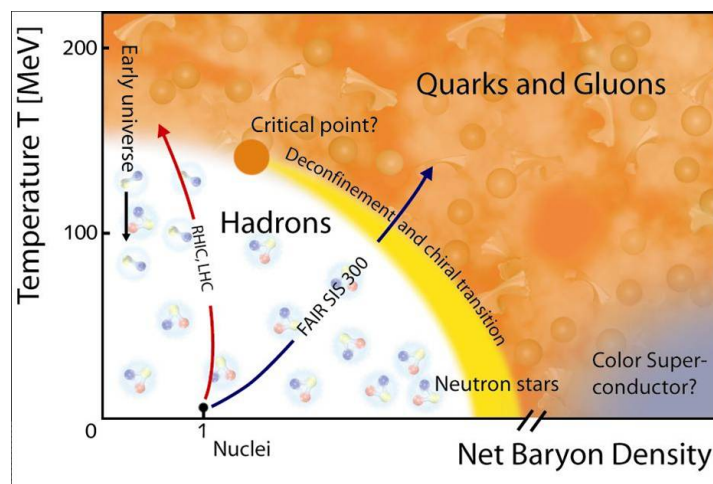
1	Úvod	4
2	Fázové přechody silně interagující hmoty	5
	2.1 Spinodální rozklad	6
3	Droplet generátor - Quag	9
	3.1 Způsob emise částic z fireballu	9
	3.2 Způsob emise částic z kapek	10
	3.3 Rozpady rezonancí	11
	3.4 Struktura programu	11
4	Simulované parametry	13
5	Korelační funkce	14
	5.1 Korelační funkce 1D a 3D, N-částicové korelace	14
	5.1.1 1D korelační funkce relativní rapidity	15
	5.1.2 3D korelační funkce relativní rapidity	15
	5.1.3 N-částicové korelace	15
	5.2 Korelační funkce bez rezonancí	16
	5.2.1 Závěry analýzy vygenerovaných dat bez rezonancí	18
	5.3 Korelační funkce s rezonancemi	19
	5.3.1 Závěry analýzy vygenerovaných dat s rezonancemi	22
	5.4 Porovnání případů s a bez rezonancí	23
6	Závěr	24
7	Použitá literatura	25

1 Úvod

Jedním z důležitých témat ve fyzice těžkých iontů je otázka fázových přechodů mezi kvark-gluonovým plazmatem a hadronovým plynem. Druh fázového přechodu závisí na baryonové hustotě. Tato práce se zabývá předpokladem, že hadrony mohou být emitovány z kapek kvark-gluonového plazmatu. Tyto kapky mohou vznikat spinodálním rozkladem nebo dokonce i v případě plynulého fázového přechodu. Abychom mohli tyto kapky experimentálně ověřit, potřebujeme najít vhodné pozorovatelné. Vhodnými kandidáty na tyto pozorovatelné by mohli být proton-protonové korelační funkce. Tuto možnost dále prozkoumáme. K tomuto cíli ale potřebujeme data, ze kterých bychom mohli sestavit dané korelační funkce. Data použitá k závěrům této práce byla nasimulována, protože nebyla k dispozici žádná experimentální data. K simulaci dat byl použit QuaG – Monte Carlo generátor částic produkovaných z fragmentovaného fireballu v ultrarelativistických jaderných srážkách. Tento generátor používá k simulaci produkce generovaných částic zobecněný blast-wave model s implementovanými rozpady rezonancí. Výsledky práce pro různé druhy korelačních funkcí a simulované parametry budou představeny dále.

2 Fázové přechody silně interagující hmoty

S příchodem ultrarelativistických urychlovačů se stalo možné laboratorně připravit kvark-gluonové plazma. Další výzkumy se zaměřují na základní vlastnosti této krátkotrvající fáze hmoty. Velkému zájmu se těší problematika fázového přechodu do kvark-gluonového plazmatu. Při nízkých baryonových hustotách jakých dosahujeme na urychlovačích RHIC nebo na novém LHC nenastává žádný fázový přechod, dochází k plynulému fázovému přechodu. Věříme, že při vyšších baryonových hustotách než kritická hustota dochází k fázovému přechodu prvního druhu. V kritickém bodě by mohlo docházet k fázovému přechodu druhého druhu, přesnou polohu tohoto bodu bude zkoumat nově budovaný urychlovač FAIR. Vše popsané shrnuje obrázek č. 1.

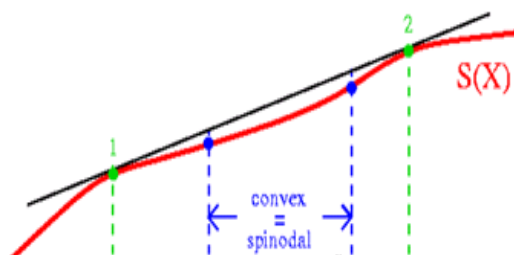


Obr. č. 1: Fázový diagram silně interagující hmoty [12]

2.1 Spinodální rozklad

Spinodální rozklad je fyzikální jev dobře známý z mnoha odvětví vědy a techniky. Technické aplikace spinodálního rozkladu jsou například kalení některých slitin nebo výroba magnetických médií o vysoké kapacitě. Spinodální rozklad se vyskytuje v systémech procházejících fázovým přechodem prvního druhu, které jsou velmi rychle zchlazeny, popř. procházejí rychlou expanzí, a z rovnovážného stavu přejdou do mechanicky nestabilního stavu koexistence fází. Aby vůbec nastal fázový přechod, systém po zchlazení pod kritickou teplotu musí obsahovat nečistoty, kolem kterých začne fázový přechod. Pokud systém neobsahuje žádné nečistoty, tak fázový přechod a spinodální rozklad můžou být započaty teplotními fluktuacemi.

Spinodální rozklad pochází z konvexní části grafu entropie systému v závislosti na odpovídající extenzivní proměnné, viz obr. č. 2. Čísla 1 a 2 označují hranice nestabilní spinodální oblasti, proto to jsou inflexní body.

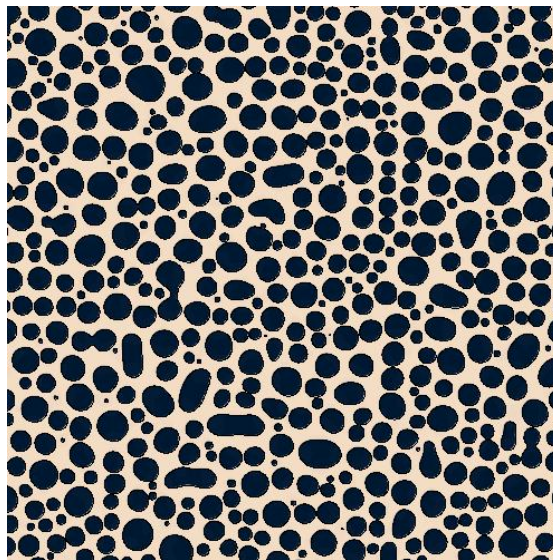


Obr. č. 2: Konvexní část odpovídajícího termodynamického potenciálu [11]

Malé nehomogenity začnou postupně narůstat a systém se rozdělí do dvou fází. Pokud je rychlost expanze systému větší než rychlost tvoření zárodků, systém se dostane do konvexní části grafu. Zdá se, že rychlost tvoření zárodků a jejich expanze v jaderné hmotě probíhá takovým způsobem, že tento popis by mohl být relevantní v ultrarelativistických srážkách těžkých iontů [8].

Spinodální rozklad se rovněž vyskytuje v jaderných srážkách o energiích několik desítek MeV na nukleon. Zde dochází k fázovému přechodu mezi jadernou kapalinou a plynem. Podobný průběh se může uskutečňovat i při vyšších energiích, kdy vzniká rychle expandující kvark-gluonové plazma. Můžeme předpokládat, že systém se vyvine do dvou navzájem oddělených fází, hadronové a plazmové, a bude mít shlukovitý charakter s kapkami plazmatu

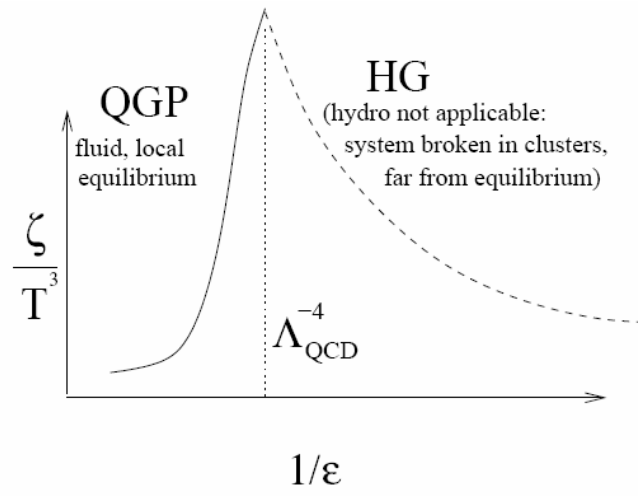
obklopené hadronovým plynem. V ideálním případě budou mít kapky plazmatu přibližně stejnou velikost a budou rozmístěny pravidelně.



Obr. č. 3: Kapky plazmatu obklopené hadronovým plynem [10]

Důležité jsou rozdíly mezi případy za vysokých a nízkých energií. Za nižších energií kapky můžeme detekovat jako fragmenty jaderné hmoty, plazmové kapky však existují pouze krátký okamžik, a proto detekujeme pouze hadrony. Tato vlastnost znesnadňuje navrhnout vhodné pozorovatelné použitelné pro detekci spinodálního rozkladu. V dalším textu budeme zkoumat použitelnost rapiditních korelačních funkcí jako vhodných pozorovatelných.

I v případech, kdy nenastává fázový přechod prvního druhu, když je plynulý fázový přechod (RHIC, LHC) je fragmentace do kapek kvark-gluonového plazmatu možná. Při kritické teplotě nastává prudké zvýšení objemové viskozity, systém se bude jevit jako pevný a při probíhající expanzi se rozpadne na kapky plazmatu, které emitují hadrony.



Obr. č. 4: Peak objemové viskozity při kritické hustotě energie [9]

3 Droplet generator - Quag

Quag je Monte Carlo generátor simulující jaderné srážky v urychlovačích se zahrnutím fragmentace fireballu a následnou emisí částic z fragmentů, které se dále nerozptylují. Program používá podobný model jako THERMINATOR [7] s tím podstatným rozdílem, že simuluje emisí částic z fragmentů – kapek kvark-gluonového plazmatu.

3.1 Způsob emise částic z fireballu

Při rychlé změně fáze se může fireball rozdrobit na kapky, které emitují hadrony. Avšak nejenom kapky mohou emitovat hadrony, hadrony mohou být emitovány i z oblaku hadronového plynu obklopujícího kapky. Hadrony, které jsou přímo emitovány z hadronového oblaku jsou popsány blast-wave modelem. Rozdělení hybnosti a emisních bodů je dáno Wignerovým rozdělením.

$$S(x, p)d^4x = \frac{2s+1}{(2\pi)^3} m_t \cosh(y-\eta) \exp\left(-\frac{p^\mu u_\mu}{T_k}\right) \theta(1-\tilde{r}(r, \phi)) H(\eta) \delta(\tau - \tau_0) d\tau d\alpha d\eta dr d\phi \quad (1)$$

Model je popsán v relativistických a polárních proměnných r, ϕ, η a τ .

$$x^0 = \tau \cosh \eta \quad (2a)$$

$$x^1 = r \cos \phi \quad (2b)$$

$$x^2 = r \sin \phi \quad (2c)$$

$$x^3 = \tau \sinh \eta \quad (2d)$$

Pro složky hybnosti použijeme transformaci do proměnných rapidity y , příčné hybnosti p_t , příčné hmotnosti m_t a azimutálního úhlu ψ .

$$p^0 = m_t \cosh y \quad (3a)$$

$$p^1 = p_t \cos \psi \quad (3b)$$

$$p^2 = p_t \sin \psi \quad (3c)$$

$$p^3 = m_t \sinh y \quad (3d)$$

Emisní body jsou rozloženy rovnoměrně v příčné rovině pro radiální souřadnici \tilde{r} :

$$\tilde{r} = \sqrt{\frac{x^2}{R_x^2} + \frac{y^2}{R_y^2}} < 1 \quad , \quad (4)$$

kde

$$R_x = aR \quad R_y = \frac{R}{a} \quad . \quad (5)$$

R značí střední příčný rozměr elipsoidního fireballu a a značí prostorový deformační parametr. Rozdělení $H(\eta)$ udává rapiditní tvar fireballu v prostoročasu. Do Wignerovy hustoty zahrnujeme jak Bose-Einsteinovo tak i Fermi-Diracovo rozdělení. Posledně zmíněné rozdělení je nahrazeno Boltzmannovou aproximací. Výraz $p^\mu u_\mu$ značí energii produkovaného hadronu v klidové soustavě tekoucí kapaliny. Rychlostní pole kapaliny je parametrizováno následovně:

$$u_\mu = (\cosh \eta \cosh \eta_t, \cos \phi_b \sinh \eta_t, \sin \phi_b \sinh \eta_t, \sinh \eta \cosh \eta_t) \quad (6)$$

$$\text{tg } \phi_b = a^4 \text{tg } \phi \quad (7)$$

$$\eta_t = \tilde{r} \rho_0 (1 + \rho_2 \cos 2\phi_b) \quad . \quad (8)$$

Faktor $2s+1$ je degenerace spinu. Fireball tedy může mít eliptický tok, který charakterizuje veličina ρ_2 .

3.2 Způsob emise částic z kapek

Fireball se rozpadá do kapek, které mají kulový tvar ve svojí vztažné soustavě. Emise hadronů je popsána podle rozdělení (1) s tím rozdílem, že jejich rychlost je stejná jako lokální rychlost kapaliny v místě jejich vzniku. Popis emise je tedy stejný jako v předchozím případě, pouze není zahrnut tepelný pohyb kapek. Fragmenty se v čase rozpadají na hadrony podle exponenciálního rozdělení. Toto rozdělení je v klidové soustavě kapky dáno následovně:

$$P_t(\tau_d) = \frac{1}{R_d} \exp\left(-\frac{\tau_d}{R_d}\right) \quad . \quad (9)$$

R_d ve vzorci (9) značí poloměr fragmentu – kapky. Hadrony jsou emitovány s celého objemu fragmentu s rovnoměrným rozdělením pravděpodobnosti jejich emise. Hybnosti emitovaných částic jsou vybrány Boltzmannovým rozdělením podle teploty T_k v klidové soustavě kapky.

3.3 Rozpady rezonancí

Doba existence rezonancí, které mohou vznikat ve fireballu, je náhodně vybrána podle exponenciálního rozpadového zákona. Pokud se rezonance s hmotností M rozpadne na 2 částice s hmotnostmi m_1 a m_2 , energie dceřiných částic budou

$$E_1 = \frac{M^2 - m_2^2 + m_1^2}{2M} \quad (10)$$

$$E_2 = \frac{M^2 - m_1^2 + m_2^2}{2M} \quad (11)$$

a vzdalují se od sebe s následujícími hybnostmi v těžišťové soustavě

$$|\vec{p}_1| = |\vec{p}_2| = \frac{\sqrt{(M^2 - (m_1 + m_2)^2)(M^2 - (m_1 - m_2)^2)}}{2M} . \quad (12)$$

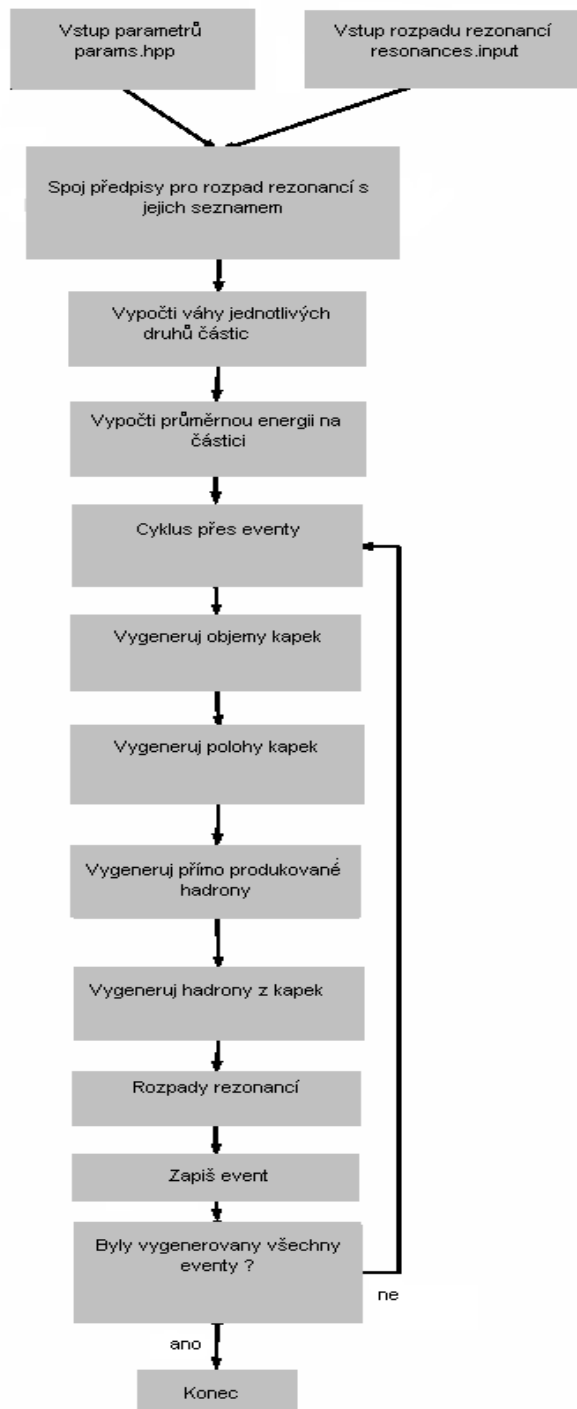
Dceřiné částice z rozpadu rezonance mohou být nestabilní. V tomto případě se budou rozpadat podle stejného schématu. Program též zahrnuje i tříčásticové rozpady [5].

3.4 Struktura programu

Stručný popis algoritmu, jak program pracuje, je na obrázku č. 5. Program byl napsán v jazyce C++ s možností snadné kompilace jak ve Windows, tak v Linuxu. Program je rozdělen do 3 částí. Soubor dropem.cpp obsahuje hlavní funkci a funkce pro čtení rozpadových kanálů rezonancí a jejich rozpad. Soubor dgener.cpp definuje základní třídy pro práci Monte Carlo generátoru. Specrel.cpp definuje vektory, tenzory a základní operace s nimi. Všechny možné nastavitelné parametry pro generaci eventů se nastavují v souboru params.hpp. Seznamy rozpadových kanálů rezonancí jsou obsaženy v souboru resonances.input.

Cyklus pro jednotlivý event popisují zde. Nejprve se vytvoří kapky podle daných parametrů, pak se umístí do fireballu tak, aby se navzájem nepřekrývaly. Poloha kapky ve fireballu určuje také rychlost, s jakou se kapka pohybuje. Pro každou kapku se izotropně vygenerují částice, které jsou emitovány (v klidové soustavě kapky). Pak jsou vygenerovány i částice z obklopujícího hadronového plynu. Hybnosti a polohy jednotlivých částic jsou přetransformovány z klidové soustavy do

těžiškové soustavy srážky a následně se cyklus opakuje pro všechny částice a kapky. Výsledky jsou zapsány do souboru k dalšímu zpracování. Výstup z generátoru je možný ve 3 různých formátech. Jedním z těchto výstupů je i výstup ve formátu OSCAR1999A.



Obr. č. 5: Struktura programu [5]

4 Simulované parametry

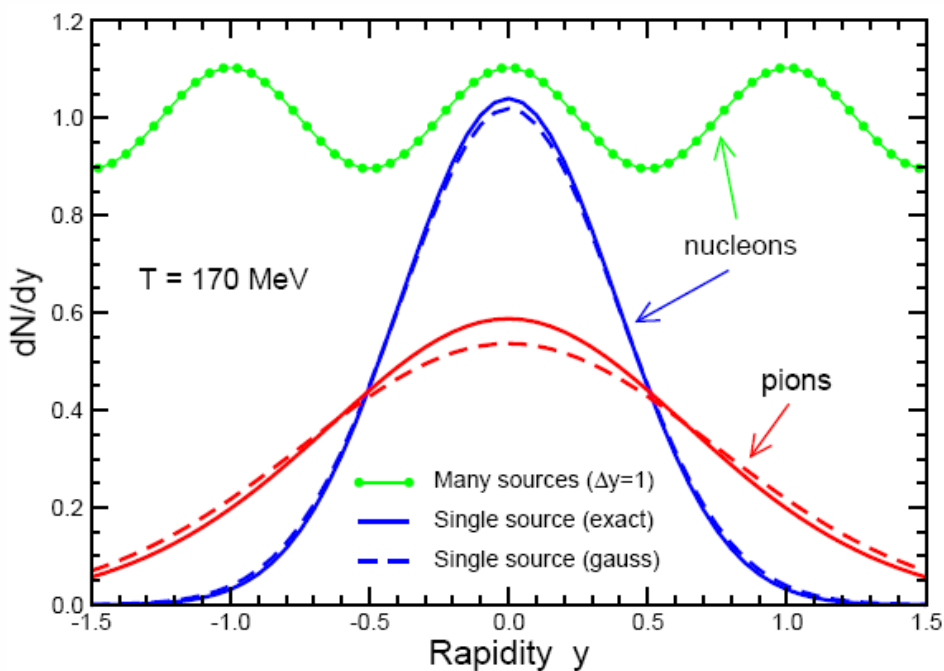
Simulované parametry byly stejné jak v případě, kdy byly zahrnuty rezonance, tak i v případě bez nich. Program zahrnuje mezonové rezonance do hmotnosti 1,5 GeV a baryonové do 2 GeV. Následuje přehled pevných parametrů pro všechny simulace:

- počet simulovaných eventů byl 10 000
- akceptovány byly pouze částice mající rapiditu v intervalu $< -1,1 >$
- nastaveny byly pouze centrální srážky
- celková multiplicita byla nastavena na hodnotu 1 000
- teploty a chemické potenciály zhruba odpovídající RHIC při 130 GeV/N
 - teplota kinetického freeze-outu - 150 MeV
 - teplota chemického freeze-outu - 170 MeV
 - baryonový-chemický potenciál - 46 MeV
 - chemický potenciál podivnosti - 5 MeV
 - střední hustota energie v kapce – 0,7 GeV/fm³

Jediné parametry, které se pro jednotlivé simulace měnily, byly střední objem kapky a procentuální zastoupení kapek ve fireballu. Střední objem kapky nabýval těchto hodnot: 5, 10, 20, 50 a 100 fm³. Zastoupení kapek ve fireballu mělo velikost 0, 25, 50 a 100%.

5 Korelační funkce

Jak bylo zmíněno již dříve, v této kapitole posoudíme, jestli různé korelační funkce mohou být vhodnými pozorovatelnými, které by mohly prokázat existenci kapek kvark-gluonového plazmatu v relativistických jaderných srážkách [3] a [4]. Všechny korelační funkce byly vytvořeny z vygenerovaných eventů programem Quag. K sestavení všech funkcí byly použity protony a antiprotony (mají stejnou hmotnost). Proč budeme sledovat právě korelace mezi protony a antiprotony? Protože mají velkou klidovou hmotnost, která sníží efekt tepelného rozmazání. Toto je patrné z obrázku č. 6, kde je vyobrazeno porovnání teplotního rozdělení rapidit nukleonů a protonů při teplotě 170 MeV. Z tohoto důvodu není vhodné použít jiné lehčí částice, např. piony.



Obr. č. 6: Porovnání teplotního rozdělení rapidit pro nukleony a piony [3]

5.1 Korelační funkce 1D a 3D, N-částicové korelace

V tomto odstavci se budeme zabývat definicemi všech použitých korelačních funkcí a postupy, kterými byly dané korelační funkce sestaveny. Pro všechny použité korelační funkce byly sestaveny dva histogramy rozdělení příslušné veličiny.

Histogram P v čitateli byl vytvořen z hodnot odpovídající veličiny pro protony, popř. antiprotony (dále jen protony) ze stejného eventu. Toto se nazývá same event. Histogram P^0 ve jmenovateli byl sestaven z hodnot odpovídající veličiny pro protony z různých eventů. Postup byl následující. Umělý event byl naplněn protony z různých eventů. Počet těchto protonů byl určen průměrným počtem protonů v jednom eventu. Umělých eventů bylo sestaveno stejně jako reálných, tedy 10000. To nazýváme mixed event. Histogramy byly poděleny a výsledný histogram byl normalizován tak, aby konec korelační funkce konvergoval k 1. Od této korelační funkce byla následně odečtena 1. Vzorec pro výpočet korelační funkce C uvádí vzorec č. 13.

$$C = \frac{P}{P^0} - 1 \quad (13)$$

5.1.1 1D korelační funkce relativní rapidity

Relativní rapidita y_{12} , kterou byly plněny příslušné histogramy, je definována následujícím vztahem:

$$y_{12} = \left| \frac{1}{2} \ln \frac{(E_1 + p_{z1})(E_2 - p_{z2})}{(E_1 - p_{z1})(E_2 + p_{z2})} \right|. \quad (14)$$

Jedná se o absolutní hodnotu rozdílu rapidit mezi dvěma protony.

5.1.2 3D korelační funkce relativní rapidity

Pro vytvoření 3D relativní rapidity potřebujeme zobecnění 1D relativní rapidity do tří rozměrů. Tj. rapiditu jedné částice, jak je viděna z jiné částice. 3D relativní rapiditu definujeme následujícím vztahem:

$$y_{12}(p_1, p_2) = \ln(\gamma_{12} + \sqrt{\gamma_{12}^2 - 1}) \geq 0 \quad (15)$$

γ_{12} značí Lorentzovský faktor relativního pohybu, vypočteme ho z rovnice (16).

$$m_1 m_2 \gamma_{12}(p_1, p_2) = p_1 \cdot p_2 = E_1 E_2 - \vec{p}_1 \vec{p}_2 \quad (16)$$

5.1.3 N-částicové korelace ve veličině κ

Obecně lze pozorovat i korelace více částic než dvou. Musíme však najít vhodnou pozorovatelnou. Takovou pozorovatelnou pro sledování N-částicových korelací je

veličina $\kappa_N(\vec{p}_n)$ - vnitřní kinetická energie na částici. Zavedeme ji následujícím vztahem:

$$\kappa_N(\vec{p}_n) = \frac{1}{N} \left[\sqrt{P(\vec{p}_n) \cdot P(\vec{p}_n)} - \sum_{n=1}^N m_n \right], \quad (17)$$

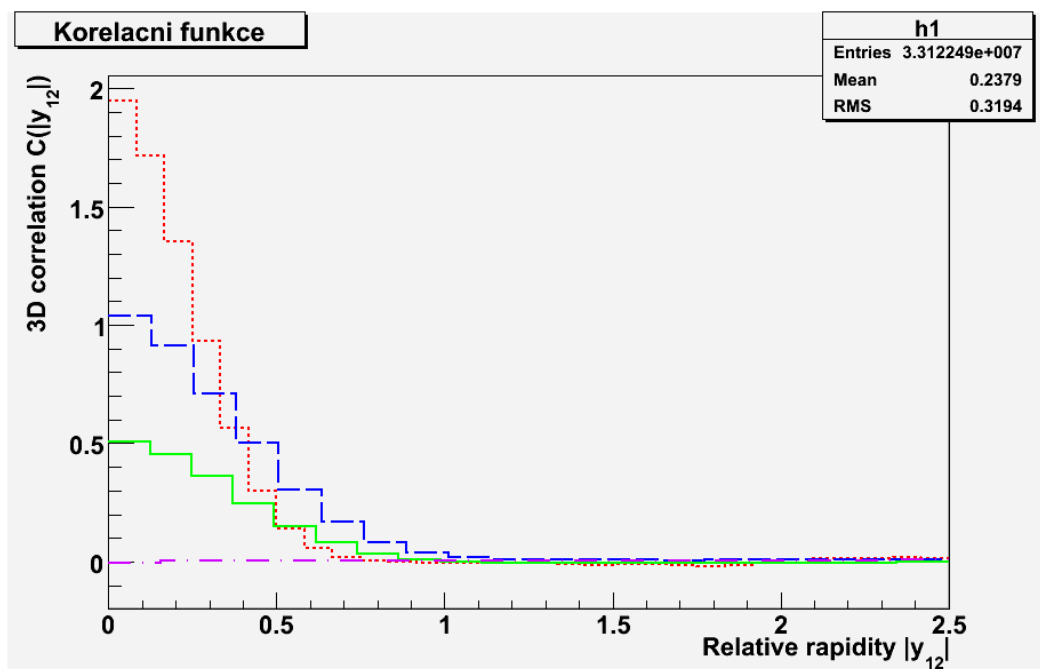
kde

$$P(\vec{p}_n) = \sum_{n=1}^N p_n = \sum_{n=1}^N (E_n, \vec{p}_n) \quad (18)$$

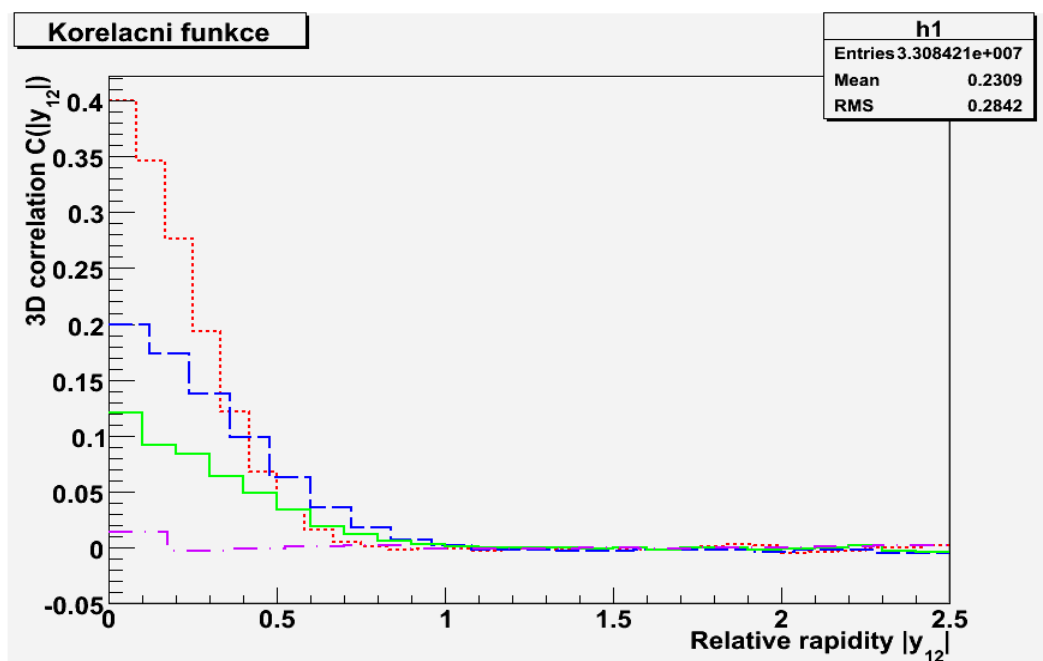
je celková čtyřhybnost N uvažovaných částic. Sledování této proměnné je však velmi náročné na statistiku (nároky na statistiku jsou úměrné $N!$), a proto pro větší hodnoty N potřebujeme stále větší a větší množství dat, které bychom mohli analyzovat.

5.2 Korelační funkce bez rezonancí

V případě bez zahrnutí rezonancí proběhla pouze analýza 1D a 3D korelačních funkcí relativní rapidity. Obrázky č. 7 a 8 ukazují 3D korelační funkce pro průměrné objemy kapek 50 a 10 fm³. Tabulka na obr. č. 9 shrnuje všechny 3D korelační funkce. V případě 1D korelačních funkcí bylo dosaženo kvalitativně podobných výsledků, ale funkce dosahují menších hodnot. Zastoupení kapek udává procentuelní zastoupení částic emitovaných z kapek. Zbytek částic byl emitován z hadronového plynu obklopujícího kapky. Šířka peaku korelační funkce je určena teplotu protonů. Čím vyšší teplota protonů, tím bude větší rozptyl hybností protonů a tedy i rozmazání peaku korelační funkce. Toto platí i v případě s rezonancemi. Dále následují závěry z analýzy všech korelačních funkcí.



Obr. č. 7: Porovnání 3D korelačních funkcí pro objem kapek 50 fm^3 . Červená (tečkovaná) – 100% zastoupení kapek, modrá (čárkovaná) - 50% zastoupení, zelená (plná) – 25% zastoupení, fialová (čerchovaná) – 0% zastoupení



Obr. č. 8: Porovnání 3D korelačních funkcí pro objem kapek 10 fm^3 . Červená (tečkovaná) 100% zastoupení kapek, modrá (čárkovaná) - 50% zastoupení, zelená (plná) – 25% zastoupení, fialová (čerchovaná) – 0% zastoupení

Zastoupení kapek / objem kapek	0	0.25	0.5	1
100 fm ³	0.00	1.04	2.02	3.90
50 fm ³	0.00	0.51	1.06	1.94
20 fm ³	0.00	0.23	0.40	0.78
10 fm ³	0.00	0.12	0.20	0.40
5 fm ³	0.00	0.04	0.12	0.19
2 fm ³	0.00	0.00	0.02	0.04

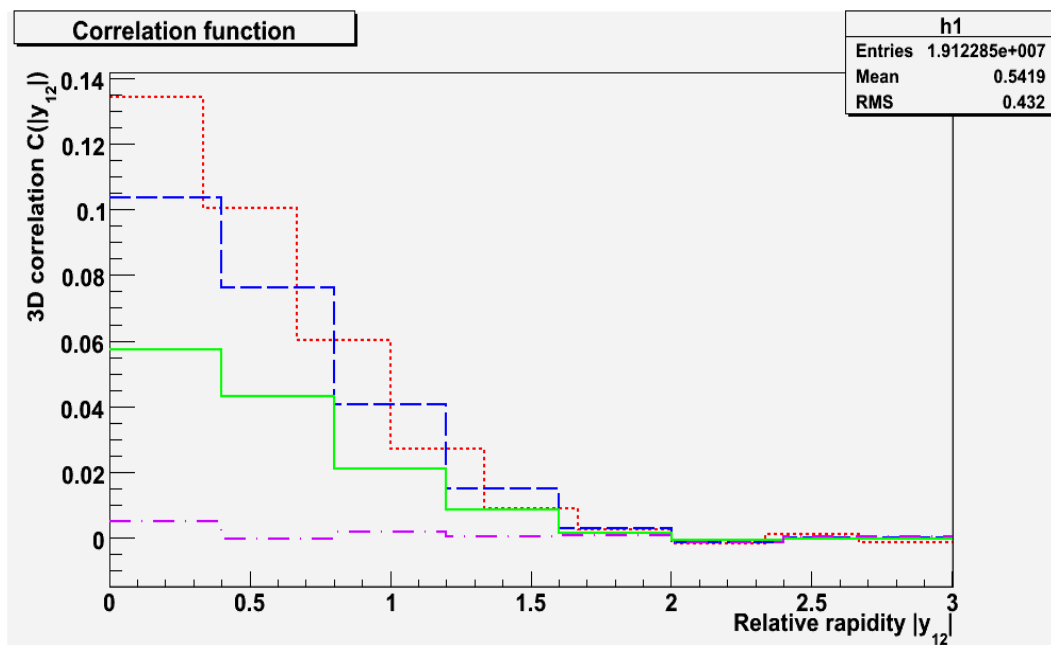
Obr. č. 9: hodnoty 3D korelačních funkcí v bodech $\Delta y = 0$ z eventů bez zahrnutých rezonancí

5.2.1 Závěry analýzy vygenerovaných dat bez rezonancí

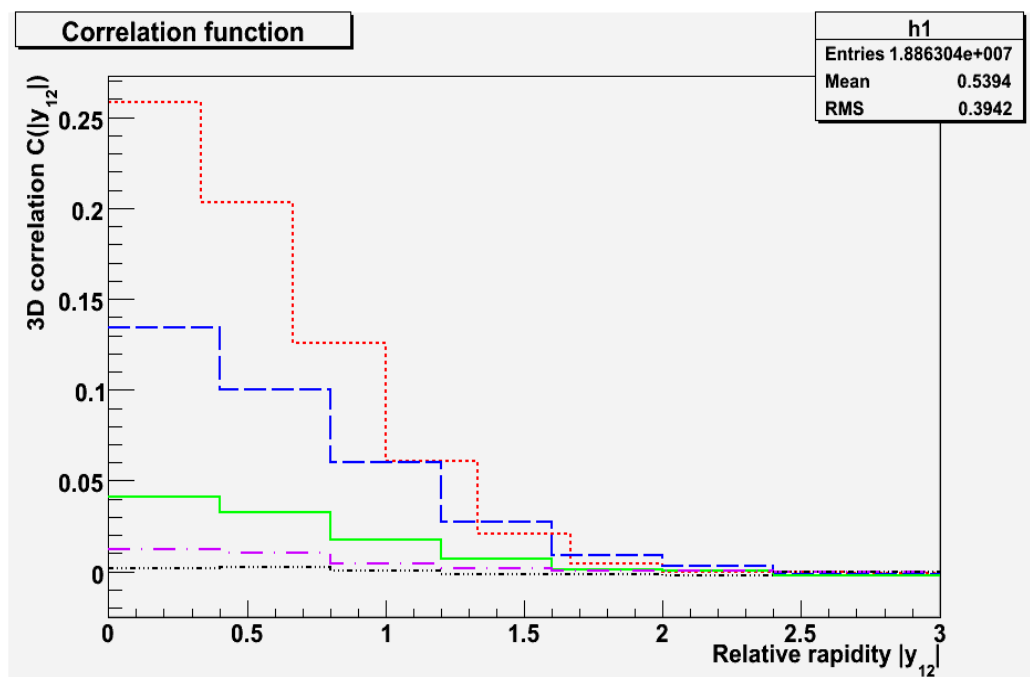
- bez kapek kvark-gluonového plazmatu nepozorujeme žádné 1D nebo 3D korelace
- pokud pro konkrétní průměrný objem kapek snižujeme zastoupení kapek, tak se sníží velikost pozorovaných korelací a naopak
- se zvyšováním průměrných objemů kapek se pozorované korelace zvyšují
- 3D korelační funkce rychle konvergují k 0 po jednotce rapidity
- 1D korelační funkce rychle konvergují k 0 po hodnotě rapidity 0,7
- 1D korelace jsou ve všech případech menší než 3D korelace (s výjimkou takových případů, kdy nebyly generovány žádné kapky – nebyly žádné korelace)
- 3D korelačními funkcemi můžeme pozorovat měřitelný signál i při průměrném objemu kapky 2 fm³
- 1D korelační funkce vykazují poslední měřitelný signál při průměrném objemu kapky 5 fm³

5.3 Korelační funkce s rezonancemi

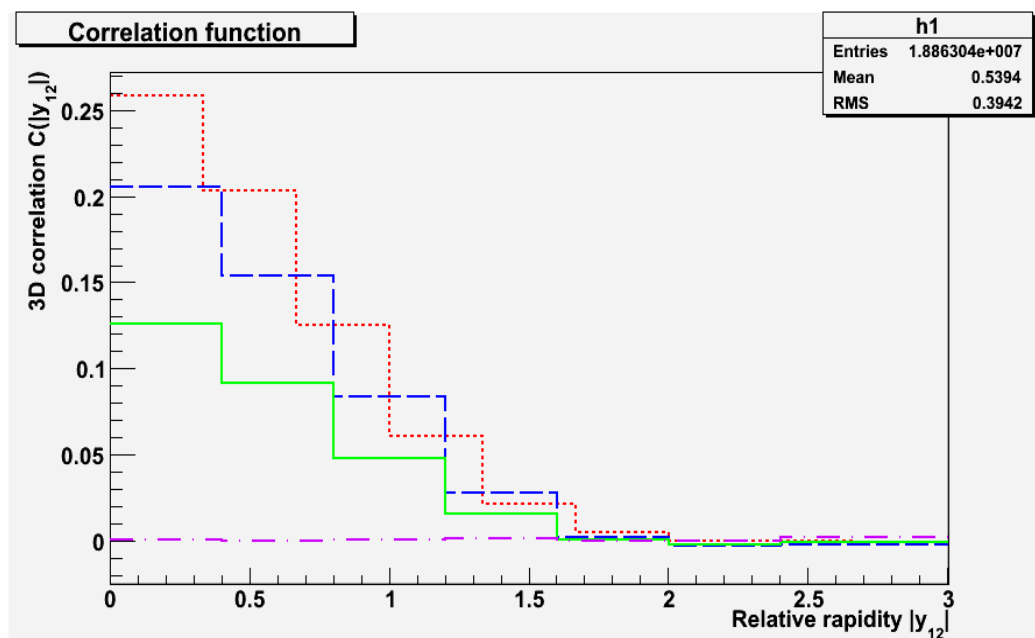
Pro vygenerovaná data s rezonancemi byly analyzovány kromě 1D a 3D korelačních funkcí i N-částicové korelace. N-částicové korelace byly vytvořeny pouze pro $N = 2$, jelikož pro $N = 3$ již nebyl dostatečný počet eventů, abychom měli uspokojivou statistiku. Pro ještě vyšší N velice rostou nároky na počet eventů a výpočetní techniku. I přes špatnou statistiku však lze vidět, že pro $N = 3$ budou hodnoty korelačních funkcí přibližně stejně velké jako hodnoty 3D korelačních funkcí. Tudíž nepřiliš velký signál bude i pro větší hodnoty N . Na následujících obrázcích vidíme porovnání 3D korelačních funkcí a dále 2-částicových korelačních funkcí ve veličině κ . Tabulky shrnují všechny výsledky 3D a 2-částicových korelačních funkcí ve veličině κ . 1D korelační funkce dosahují kvalitativně podobných výsledků, ale menších hodnot.



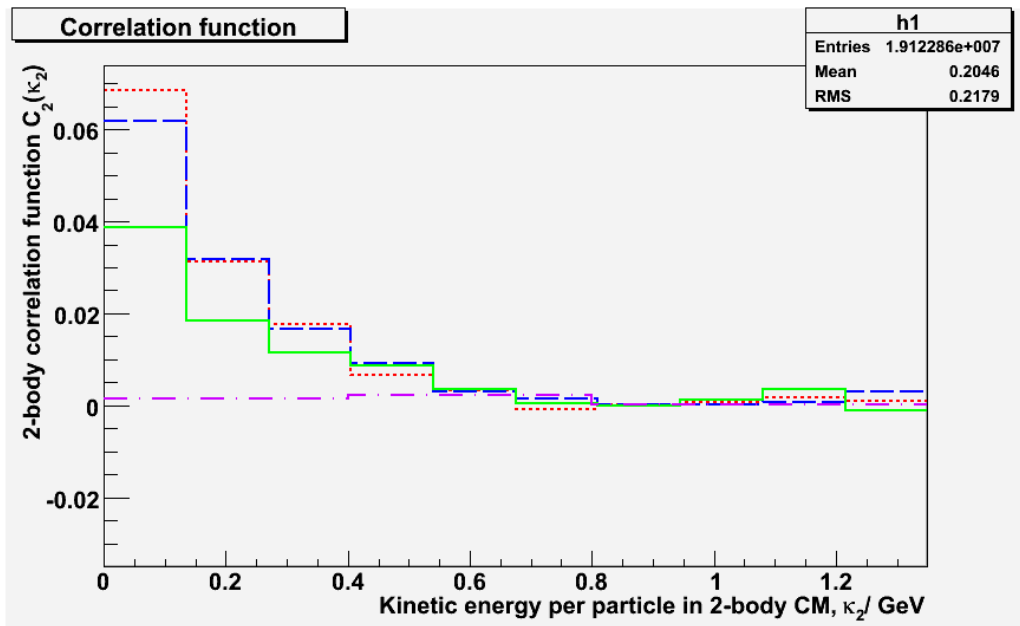
Obr. č. 10: Porovnání 3D korelačních funkcí pro objem kapek 50 fm^3 . Červená (tečkovaná) – 100% zastoupení kapek, modrá (čárkovaná) - 50% zastoupení, zelená (plná) – 25% zastoupení, fialová (čerchovaná) – 0% zastoupení



Obr. č. 11: Porovnání 3D korelačních funkcí pro 100% zastoupení kapek. Mění se průměrný objem kapek. Červená (tečkovaná) – 100 fm³, modrá (čárkovaná) - 50 fm³, zelená (plná) – 20 fm³, fialová (čerchovaná) – 10 fm³, černá (dvojitě čerchovaná) – 5 fm³



Obr. č. 10: Porovnání 3D korelačních funkcí pro objem kapek 100 fm³. Červená (tečkovaná) – 100% zastoupení kapek, modrá (čárkovaná) - 50% zastoupení, zelená (plná) – 25% zastoupení, fialová (čerchovaná) – 0% zastoupení



Obr. č. 13: Porovnání 2-částicových korelačních funkcí ve veličině κ pro objem kapek 50 fm^3 . Červená (tečkovaná) – 100% zastoupení kapek, modrá (čárkovaná) - 50% zastoupení, zelená (plná) – 25% zastoupení, fialová (čerchovaná) – 0% zastoupení

Zastoupení kapek / objem kapek	0	0.25	0.5	1
100	0.000	0.126	0.205	0.259
50	0.000	0.053	0.104	0.135
20	0.000	0.024	0.034	0.041
10	0.000	0.008	0.012	0.012
5	0.000	0.000	0.000	0.002

Obr. č. 14: hodnoty 3D korelačních funkcí v bodech $\Delta y = 0$

Zastoupení kapek / objem kapek	0	0.25	0.5	1
100	0.00	0.082	0.140	0.160
50	0.00	0.037	0.061	0.068
20	0.00	0.016	0.022	0.025
10	0.00	0.00	0.00	0.00
5	0.00	0.00	0.00	0.00

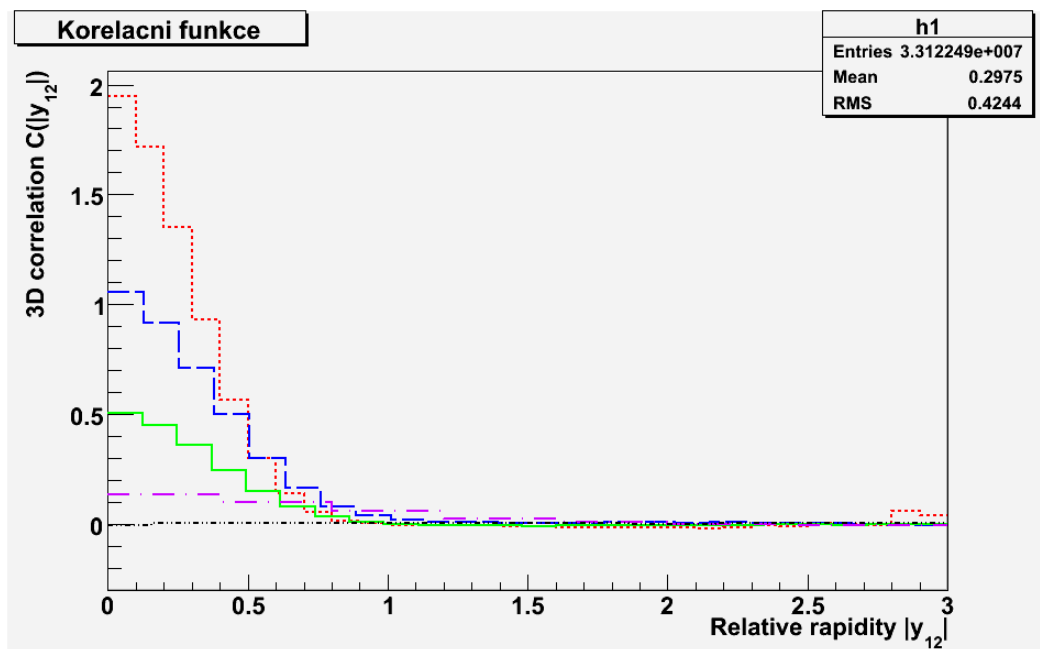
Obr. č. 15: hodnoty 2-částicových korelačních funkcí ve veličině κ

5.3.1 Závěry analýzy vygenerovaných dat s rezonancemi

- bez kapek kvark-gluonového plazmatu nepozorujeme žádné 1D nebo 3D korelace, popř. 2-částicové ve veličině κ
- pokud pro konkrétní průměrný objem kapek snižujeme zastoupení kapek, tak se sníží velikost pozorovaných korelací a naopak
- se zvyšováním průměrných objemů kapek se pozorované korelace zvyšují
- jakékoliv korelace s rezonancemi jsou více než desetinásobně slabší než korelace bez rezonancí
- 3D korelační funkce rychle konvergují k 0 po 2 jednotkách rapidity
- 1D rychle konvergují k 0 po hodnotě rapidity 1,1
- 2-částicové korelační funkce ve veličině κ rychle konvergují k 0 po hodnotě průměrné kinetické energie 0,65 GeV
- 3D korelační funkce vykazují poslední měřitelný signál při průměrném objemu kapky 10 fm³
- 1D korelační funkce vykazují poslední měřitelný signál při průměrném objemu kapky 20 fm³
- 2-částicové korelační funkce ve veličině κ vykazují poslední měřitelný signál při průměrném objemu kapky 20 fm³
- 1D korelace jsou ve všech případech menší než 2-částicové korelace ve veličině κ a ty jsou vždy menší než odpovídající 3D korelace (s výjimkou takových případů, kdy nebyly generovány žádné kapky – nebyly žádné korelace)

5.4 Porovnání případů s a bez rezonancí

Všechny korelační funkce mají podobný průběh. Jsou však patrné velké rozdíly. V případech s rezonancemi mají 3D korelační funkce přibližně dvojnásobně široký peak. Všechny korelační funkce s rezonancemi nám poskytují mnohonásobně menší signál než v případě bez zahrnutí rezonancí. Bez rezonancí je možná detekce kapek až do velikosti 2 fm^3 , s rezonancemi pouze 10 fm^3 . V reálném případě tedy bude detekce kapek tímto způsobem velmi obtížná, a pokud kapky budou mít menší průměrný objem, bude nemožná. Porovnání velikostí signálů bez a s rezonancemi popisuje obr. č. 16.



Obr. č. 16: Porovnání 3D korelačních funkcí v případě s a bez rezonancí pro průměrný objem kapky 50 fm^3 . Červená (tečkovaná) – bez rezonancí, zastoupení kapek 100%; modrá (čárkovaná) – bez rezonancí, zastoupení 50%; zelená (plná) – bez rezonancí, zastoupení 25%; fialová (čerchovaná) – s rezonancemi, zastoupení 100%, černá (dvojitě čerchovaná) – s i bez rezonancí, zastoupení 0%

6 Závěr

Analýzou vygenerovaných eventů podle dříve zmíněných parametrů byly učiněny následující závěry. V případě bez zahrnutých rezonancí poskytují protonové korelační funkce měřitelný signál i pro velmi malé průměrné objemy kapek. V realističtějších případech, ve kterém byly zahrnuty rezonance, bohužel dochází k silnému potlačení signálu. Šířka peaku se také přibližně dvojnásobně rozšiřuje v případě bez rezonancí. Je zřejmé, že vzniklé rezonance rozmazávají korelační signál. Minimální možný objem kapek pro možnou detekci metodami zmíněnými výše je 10 fm^3 . Při objemu kapek 5 fm^3 již není v jednotlivých kapkách dostatek energie na vytvoření dostatečného počtu protonů, které by mohly poskytnout měřitelný signál, protože korelovány jsou ty protony, jež byly emitovány ze stejné kapky. Pokud kapky nebudou nabývat velkých objemů, bude jejich detekce těmito korelačními funkcemi velice obtížná, ne-li nemožná.

7 Použitá literatura

- [1] C. Y. Wong: Introduction to high-energy heavy-ion collisions, World Scientific, 1996
- [2] J. Rafelski, J. Lettesier: Hadrons and quark-gluon plasma, Cambridge UP, 2002
- [3] J. Randrup: Heavy Ion Physics 22 (2005) 69
- [4] S. Pratt: Physical review C 49 (1994) 2722
- [5] B. Tomášik: QuaG: Monte Carlo generator of particle production from fragmented fireball in ultrarelativistic nuclear collisions, "připravováno"
- [6] <http://root.cern.ch>
- [7] A. Kisiel et al., Comp. Phys. Commun. 174 (2004) 669
- [8] O. Scavenius et al., Phys. Rev. D 63 (2001) 116003
- [9] G. Torrieri, B. Tomášik, I. Mishustin: Bulk viscosity driven clusterization of quark-gluon plasma and early freeze-out in relativistic heavy-ion collisions, arXiv:0707.4405v2 [nucl-th]
- [10] A. Wagner: animations of spinodal decomposition, <http://www.physics.ndsu.nodak.edu/wagner/spinodal/>
- [11] J. Randrup: Phase transitions from intermediate to relativistic energies, <http://www.fy.chamers.se/conferences/inpc2004/Scientific/Programme/Monday/nucleus/t5.pdf>
- [12] hadronphysics.infn.it