

České vysoké učení technické v Praze
Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská
Katedra fyziky

Kinematické korelace hadronů v případě
fragmentace fireballu
(Kinematic correlations of hadrons from
a fragmented fireball)

Diplomová práce



Autor: Martin Schulc
Vedoucí práce: Mgr. Boris Tomášik, Ph.D.
Akademický rok: 2008/2009

Poděkování

Na tomto místě bych chtěl poděkovat svému vedoucímu diplomové práce, panu Mgr. Borisovi Tomášikovi, Ph.D., že měl se mnou dostatek trpělivosti, aby mi pomohl dovést tuto práci ke zdárnému konci.

Název práce: Kinematické korelace hadronů v případě fragmentace fireballu

Autor: Martin Schulc

Obor: Experimentální jaderná fyzika

Druh práce: Diplomová práce

Vedoucí práce: Mgr. Boris Tomášik, Ph.D., Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská, ČVUT v Praze. Fakulta přírodních věd, Univerzita Mateja Bela

Abstrakt: Fázový přechod do kvark-gluonového plazmatu může nastat 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 nedochází ke spinodálnímu rozkladu, ale i tak se fireball může rozložit do kapek kvark-gluonového plazmatu. Tyto kapky následně emitují hadrony. Cílem této práce je učinit předpovědi pro různé experimenty, zda protonové korelační funkce mohou být vhodnými pozorovatelnými pro hledání těchto kapek.

Klíčová slova: kapky kvark-gluonového plazmatu, protonové korelační funkce, DRAGON

Title: Kinematic correlations of hadrons from a fragmented fireball

Author: Martin Schulc

Specialization: Experimental nuclear physics

Sort of project: Diploma thesis

Supervisor: Mgr. Boris Tomášik, Ph.D., Faculty of Nuclear Science and Physics Engineering, Czech Technical University. Faculty of science, Univerzita Mateja Bela

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

Keywords: droplets of quark-gluon plasma, proton correlation functions, DRAGON

Obsah

Úvod	8
1 Kvark-gluonové plazma	9
2 Fázové přechody silně interagující hmoty	10
2.1 Spinodální rozklad	11
2.2 Fragmentace fireballu při plynulém fázovém přechodu	12
2.3 Možné signály fragmentace fireballu	13
3 DRAGON	15
3.1 Způsob emise částic z hadronového oblaku	15
3.2 Způsob emise částic z kapek	16
3.3 Rozpady rezonancí	17
3.4 Chemické složení	17
3.5 Činnost programu	18
4 Korelační funkce	20
4.1 Jednorozměrné a trojrozměrné korelační funkce, N-částicové korelace	21
4.1.1 Jednorozměrné korelační funkce relativní rapidity	22
4.1.2 Trojrozměrné korelační funkce relativní rapidity	22
4.1.3 N-částicové korelace	23
4.1.4 Simulování korelačních funkcí	23
5 Předpovědi pro RHIC	25
5.1 Simulované parametry	25
5.2 Vliv teploty freeze-outu na korelační funkce	25
5.3 Předpovědi bez rezonancí	28
5.4 Zhodnocení případu bez rezonancí	31
5.5 Předpovědi s rezonancemi	31
5.6 Zhodnocení případu s rezonancemi	36
5.7 Vliv rezonancí	36
6 Předpovědi pro experiment ALICE	41
6.1 Simulované parametry	41
6.2 Výsledky analýzy korelačních funkcí	41
6.3 Zhodnocení korelačních funkcí	45
7 Předpovědi pro experiment FAIR	47
7.1 Simulované parametry	47
7.2 Výsledky analýzy korelačních funkcí	47
7.3 Zhodnocení korelačních funkcí	52

8 Porovnání výsledků jednotlivých experimentů	53
Závěr	58
Literatura	59

Úvod

Významným problémem kvantové chromodynamiky (QCD) je otázka fázových přechodů, při kterých vzniká kvark-gluonové plazma. Druh fázového přechodu závisí na baryonové hustotě. Tato práce se zabývá předpokladem, že hadrony mohou být emitovány z kapek kvark-gluonového plazmatu obklopených hadronovým plynem. Tyto kapky mohou vznikat spinodálním rozkladem nebo dokonce i v případě plynulého fázového přechodu. Abychom mohli experimentálně tento předpoklad ověřit, potřebujeme vhodné pozorovatelné. Vhodnými kandidáty na tyto pozorovatelné by mohli být proton-protonové korelační funkce. V této práci tuto možnost posoudíme a učiníme předpovědi nejen pro stávající experiment (RHIC) ale i pro budoucí experimenty (ALICE, FAIR) ve fyzice těžkých iontů.

K tomuto cíli však potřebujeme data, ze kterých bychom mohli učinit závěry, protože žádná experimentální data nebyla k dispozici. Potřebná data byla vygenerována programem DRAGON (DRoplet and hAdron GeneratOr for Nuclear collisions), Monte Carlo generátorem částic produkovaných z fragmentovaného fireballu v ultrarelativistických jádro-jaderných srážkách [1]. Tento generátor používá k simulaci produkce generovaných částic zobecněný blast-wave model s implementovanými rozpady rezonancí. Generátor umožňuje snadné nastavení všemožných důležitých parametrů, a proto bylo možné nasimulovat co nejpřesněji uvažované experimenty.

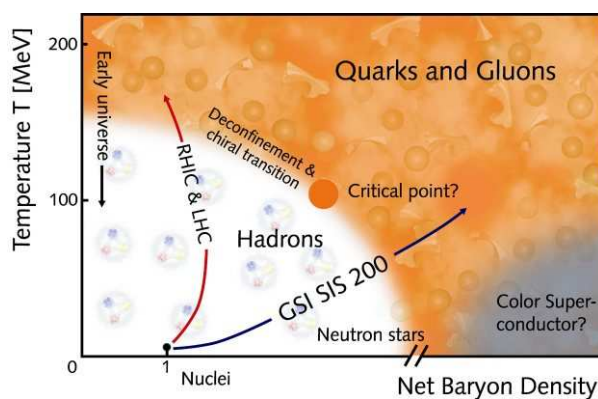
1 Kvark-gluonové plazma

Co drží kvarky pohromadě tak, že tvoří částice jako je neutron či proton? Je to silná interakce působící prostřednictvím gluonů na kvarky. Tuto interakci popisujeme teorií QCD (kvantová chromodynamika). Na velmi malých vzdálenostech, mnohem menších než rozměry libovolného hadronu, nabývá vazebná konstanta QCD malých hodnot a s klesající vzdáleností mezi kvarky také klesá, takže kvarky se chovají téměř jako volné částice. Tento jev nazýváme asymptotická svoboda. Avšak kvarky jako volné částice nebyly nikdy pozorovány. Je to způsobeno tím, že interakce mezi kvarky a gluony roste se vzdáleností mezi kvarky. Při určité vzdálenosti kvarků od sebe se vytvoří nové kvark-antikvarkové páry z vakua a zabrání pozorování volného kvarku, jelikož kvarky se vždy po dvojicích nebo po trojicích vážou do bezbarvého mezonu nebo baryonu. Abychom získali volné kvarky laboratorně, je třeba srazit jádra těžkých prvků o vysoké kinetické energii na urychlovači. Pokud bude ve vzniklém fireballu průměrná teplota vyšší než řádově 170 MeV, tak se kvarky s gluony začnou chovat jako volné. Získáme výjimečný stav hmoty; kvark-gluonové plazma složené z volných kvarků a gluonů.

Vesmír začal ve stavu s extrémně vysokou hustotou energie a teplotou. Od té doby se rozpíná a rychlost jeho rozpínání se zvyšuje, zároveň s tím chladne. Z pozorovaného množství baryonové hmoty a hustoty reliktního záření můžeme odhadnout, že po baryogenezi zůstala nerovnováha přibližně 1 kvarku z 10^{10} , který nebyl „spárovaný“ s žádným antikvarkem. Při vysoké teplotě byli tyto kvarky, antikvarky a gluony ve stavu kvark-gluonového plazmatu. Tento stav přetrval v raném vesmíru déle než v jadro-jaderných srážkách kvůli velké počáteční hustotě energie a velkým rozměrům. Prokázání existence kvark-gluonového plazmatu, znalost jeho vlastností a způsobu přechodu v hadronovou hmotu jsou proto klíčové pro pochopení raného stádia vývoje vesmíru. Rozdílná časová škála odlišuje proces hadronizace ve srážkách těžkých jader a hadronizace při velkém třesku. Zatímco srážka těžkých jader trvá řádově jen 10^{-22} s, hadronizace trvala za raného vesmíru řádově 10^{-5} s. Přechod mezi normální hmotou a kvark-gluonovým plazmatem by měl nastat asi při hustotách energie řádově $1 \text{ GeV}/\text{fm}^3$. Teplota odpovídající této hustotě energie je přibližně $T = 170 \text{ MeV}$ v energetických jednotkách, což v jednotkách SI je $2.1 \cdot 10^{12} \text{ K}$. Nejspolehlivější údaje o teplotě a podmínkách fázového přechodu, alespoň při nenulovém baryochemickém potenciálu, máme z výpočtů mřížkové QCD. Kromě kritické teploty a hustoty energie je to i fakt, že při nulové čisté baryonové hustotě dochází k hladkému fázovému přechodu a ne k fázovému přechodu prvního druhu.

2 Fázové přechody silně interagující hmoty

Fázový diagram QCD zachycuje objemové vlastnosti silně interagující hmoty při extrémních teplotách a hodnotách baryonové hustoty. Přesný tvar fázového diagramu bohužel neznáme. Dosavadní znalosti, které o něm máme, pochází hlavně z mřížkových QCD výpočtů. Výzkum těžkých iontů na urychlovači LHC v CERNu prozkoumá fázový diagram v oblasti nízkých baryochemických potenciálů a vysokých teplot. Podobné podmínky nastaly ve vesmíru přibližně 10^{-5} s po velkém třesku. Jelikož na LHC se jedná o vysoké těžiškové energie svazků, budou se tvořit nové baryon-antibaryonové páry, a proto bude klesat rozdíl hustot baryonů a antibaryonů. Tím se ve fázovém diagramu blížíme k nulové hodnotě baryonového chemického potenciálu. Při těchto nízkých baryochemických potenciálech jakých dosahujeme na urychlovačích RHIC nebo na novém LHC, dochází pravděpodobně k plynulému fázovému přechodu, nikoli k fázovému přechodu prvního druhu. Výzkum těžkých iontů na urychlovači FAIR v GSI Darmstadt se zaměří na vysoké baryonové hustoty. Terčíkový experiment na tomto urychlovači bude srážet jádra uranu. Protože se tato jádra budou srážet o mnohem nižších energiích než na LHC, posuneme se ve fázovém diagramu k vyšším hodnotám baryochemického potenciálu. Věříme, že při vyšších baryonových hustotách než kritická hustota, dochází k fázovému přechodu prvního druhu. V kritickém bodě dochází k fázovému přechodu druhého druhu, přesnou polohu tohoto bodu bude zkoumat nově budovaný urychlovač FAIR. Polohu kritického bodu odhadujeme z rozšíření mřížkových výpočtů a různých efektivních modelů. Vše graficky znázorňuje obrázek č.1.



Obrázek 1: Fázový diagram silně interagující hmoty [2].

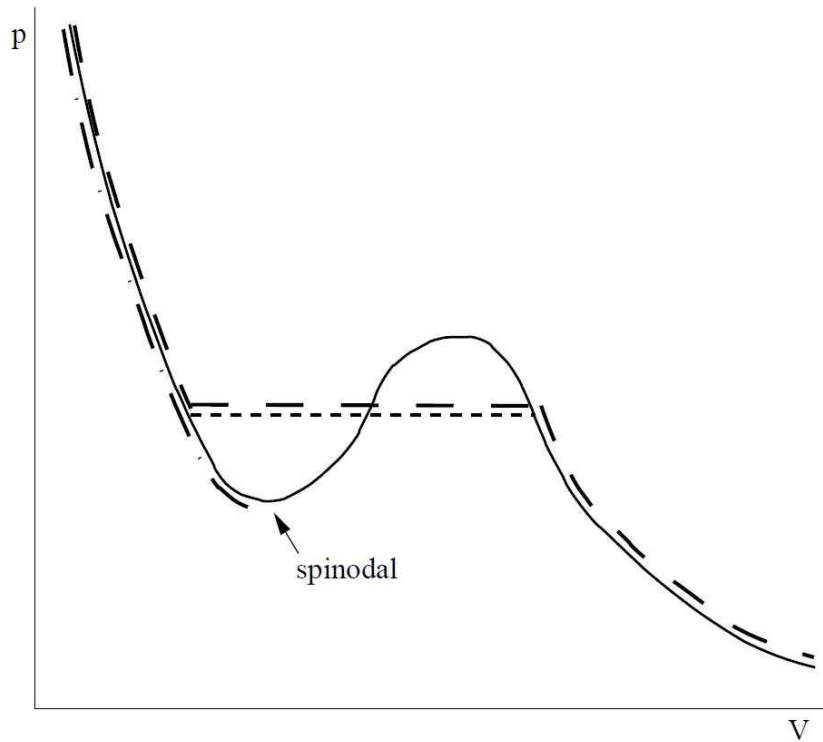
2.1 Spinodální rozklad

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. Aby vůbec nastal fázový přechod, musí systém po zchlazení pod kritickou teplotu obsahovat nečistoty, kolem kterých začne fázový přechod. Pokud systém neobsahuje žádné nečistoty, může být fázový přechod započat teplotními fluktuacemi. Ale v tomto případě trvá vytvoření zárodků delší dobu než v předchozím případě. Pokud tvorba takovýchto zárodků trvá déle nežli pokles teploty systému, potom se systém podchladí. Pro obecný děj systém dospěje do inflexního bodu závislosti entropie na extenzivní veličině [3]. Například pro izotermický děj může stav systému dospět do lokálního minima Van der Waalsovy rovnice v (p, V) diagramu a následně do oblasti, kde platí

$$\frac{\partial p}{\partial V} > 0. \quad (2.1)$$

Toto způsobí mechanickou nestabilitu v systému a systém se následně rozpadne na kapky. Velikosti těchto kapek jsou určeny mikroskopickými vlastnostmi systému a rychlostí jeho rozpínání. 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, kdy vzniká rychle expandující kvark-gluonové plazma [5, 6].

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. Můžeme předpokládat, že systém se vyvine do dvou navzájem oddělených fází, hadronové a plazmové, a bude mít shlukovitý charakter s kapkami plazmatu obklopenými hadronovým plynem. V ideálním případě budou mít kapky plazmatu přibližně stejnou velikost a budou rozmístěny pravidelně. Důležité jsou rozdíly mezi případy za vysokých a nízkých energií. Za nižších energií kapky můžeme detekovat jako kapky jaderné hmoty, plazmové kapky však existují pouze krátký okamžik a posléze se rozpadají na hadrony, které detekujeme. Tato vlastnost znesnadňuje navrhnout vhodné pozorovatelné použitelné pro detekci spinodálního rozkladu. Především argumenty popisující spinodální rozklad jsou tedy pravděpodobně irelevantní pro RHIC a LHC. Fragmentace však může nastat i tak, díky mechanismu popsáném v následujícím odstavci.

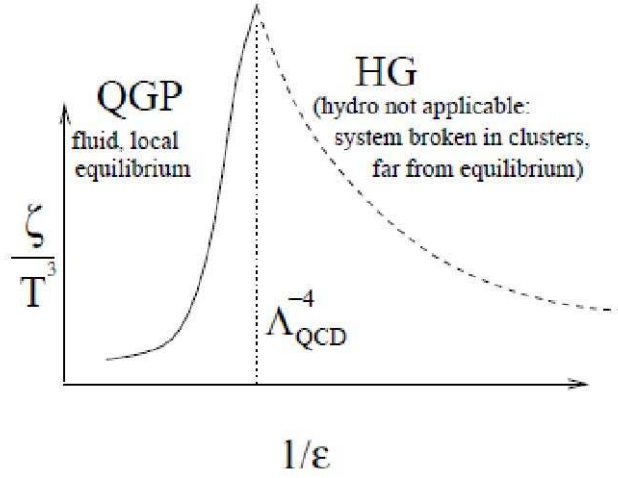


Obrázek 2: Izoterma Van der Waalsovy stavové rovnice. Systém se při rychlé expanzi řídí Van der Waalsovou rovnicí, dokud se nedostane do lokálního minima Van der Waalsovy rovnice, následně fragmentuje (vyznačeno čerchovaně). Pomalý fázový přechod je vyobrazen čárkovaně [4]. Tento průběh udává Maxwellova konstrukce.

2.2 Fragmentace fireballu při plynulém fázovém přechodu

Fragmentace do kapek kvark-gluonového plazmatu je možná nejen v případech, kdy dochází k fázovému přechodu prvního druhu. Může nastat i při plynulém fázovém přechodu (RHIC, LHC). Tuto možnost probereme v následujících odstavcích.

V oblasti plynulého fázového přechodu objemová viskozita ζ (na rozdíl od smykové viskozity) jako funkce teploty prudce roste [7, 8]. Připomeňme, že viskózní síla je úměrná $\zeta \partial_\mu u^\mu$. Tento náhlý nárůst objemové viskozity při kritické teplotě může mít za následek následující vývoj: fireball začne rychle expandovat. Při kritické teplotě se začne brzdit jeho expanze. Viskózní síla převáží nad setrvačností a to má za následek to, že fireball se bude jevit jako pevný a při probíhající expanzi se může rozpadnout na kapky plazmatu [9]. Tomuto scénáři rozpadu z důvodu



Obrázek 3: Peak objemové viskozity při kritické hustotě energie [9].

objemové viskozity ještě moc nerozumíme po kvantitativní stránce.

Typickou velikost fragmentů-kapek, přesněji kvadrát jejich podélného rozměru L , předpovíme pomocí Bjorkenova modelu jako [9]:

$$L^2 = \frac{24\zeta_c\tau_c}{\epsilon_c}, \quad (2.2)$$

kde τ_c a ϵ_c jsou vlastní čas a hustota energie při kritické teplotě T_c . ζ_c označuje parametrizaci singulárního chování objemové viskozity $\zeta(\tau) = \zeta_c \delta(\tau - \tau_c)$. Tato velikost kapek je uvedena jako odhad založený na řádových odhadech a kvalitativní argumentaci. Uvědomme si, že při Bjorkenově rozpínání platí

$$\partial_\mu u^\mu = \frac{1}{\tau}. \quad (2.3)$$

V našem případě bereme $\tau = \tau_c$. To znamená, že podélný rozměr kapky je nepřímo úměrný rychlosti expanze. Po fragmentaci fireballu kapky následně emitují hadrony.

2.3 Možné signály fragmentace fireballu

Fragmentace fireballu bude mít vliv na mnoho pozorovatelných, hlavně na korelace a fluktuační. Pokud fireball fragmentuje, potom částice emitované z těchto kapek budou mít podobné rapidity jako původní kapky. Proto se v rapiditních

spektrech hadronů budou vyskytovat shluky. Rapidity jednotlivých kapek se budou navzájem lišit event od eventu. Každý event bude mít jiné rozdělení rapidity. Pokud k fragmentaci vůbec dočázejt nebude, budou rapiditní rozdělení pro každý event stejná, samozřejmě pro eventy se stejnou centralitou srážky. Pokud budeme analyzovat velká množství eventů, tyto shluky se statisticky vyruší [10, 11].

Předozadní multiplicitní [12] a úhlové korelace [13] při srážkách jader Cu+Cu na urychlovači RHIC signalizují existenci kapek při freeze-outu. Příspěvky těchto kapek ke korelacím se zdají být větší než v případě, kdybychom uvažovali pouze rozpady rezonancí. Další indikaci emise částic z kapek nám poskytuje škálování fluktuací p_T spekter. Každá z těchto kapek by měla obsahovat přibližně 5 částic nezávisle na centralitě a energii srážky [14].

Dále bylo navrženo, že korelační funkce by mohly být dobrým testem fragmentace [15, 16]. Částice, které budou pocházet ze stejné kapky, budou mít podobné rapidity, a proto budou korelované. Částice nepocházející ze stejné kapky budou mít náhodné rapidity a korelované nebudou. Dále předpokládáme, že kapky jsou termalizované. Hybnost každé částice v kapce se skládá ze dvou komponent, tepelného chaotického pohybu a složky pocházející ze samotného pohybu kapky. Hmotnost částice má vliv na tepelný chaotický pohyb. Čím bude klidová hmotnost částice větší, tím bude chaotická složka hybnosti menší. To samé platí i naopak. Zdálo by se tedy, že pro sledování korelací částic z kapek by byly nejvhodnější těžké částice. Těžké částice mají bohužel nevýhodu v tom, že čím těžší částice, tím jich vzniká méně. Proto budeme mít špatnou statistiku. Lehčích částic je mnohem víc, budeme mít lepší statistiku, avšak jejich tepelný chaotický pohyb bude větší než u těžších částic. Musíme zvolit kompromis, budeme brát takové částice, u nichž je statistika „rozumná“, tj. vzniká jich dostatečný počet. Jako vhodné kandidáty na vytvoření korelačních funkcí jsme vybrali protony a antiprotony (mají stejnou klidovou hmotnost). Dále se pod pojmem proton myslí i antiproton. Na tuto možnost jsme se zaměřili v aktuální práci.

3 DRAGON

DRAGON [1] je Monte Carlo generátor simulující jaderné srážky při ultra-relativistických energiích. Zahrnuje fragmentaci fireballu a následnou emisi částic z kapek, bez následného rozptylu emitovaných částic. DRAGON používáme proto, abychom získali data, ze kterých vytvoříme korelační funkce. Program používá podobný model jako THERMINATOR [17] s tím podstatným rozdílem, že simuluje emisi částic z kapek kvark-gluonového plazmatu. Avšak nejenom kapky mohou emitovat hadrony, hadrony mohou být emitovány i z oblaku hadronového plynu obklopujícího kapky. I tato možnost je v generátoru DRAGON zahrnuta.

3.1 Způsob emise částic z hadronového oblaku

Hadrony přímo emitované z hadronového oblaku popisujeme blast-wave modelem. Rozdělení hybnosti a emisních bodů je dáno Wignerovým rozdělením

$$S(x, p)d^4x = \frac{2s + 1}{(2\pi)^3} m_t \cosh(y - \eta) \exp\left(-\frac{p^\mu u_\mu}{T_k}\right) \times \Theta(1 - \tilde{r}(r, \phi)) H(\eta) \delta(\tau - \tau_0) d\tau \tau d\eta r dr d\phi. \quad (3.1)$$

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

$$x^0 = \tau \cosh \eta \quad (3.2)$$

$$x^1 = r \cos \phi \quad (3.3)$$

$$x^2 = r \sin \phi \quad (3.4)$$

$$x^3 = \tau \sinh \eta. \quad (3.5)$$

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

$$p^0 = m_t \cosh y \quad (3.6)$$

$$p^1 = p_t \cos \Psi \quad (3.7)$$

$$p^2 = p_t \sin \Psi \quad (3.8)$$

$$p^3 = m_t \sinh y. \quad (3.9)$$

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

$$\tilde{r} = \sqrt{\frac{x^2}{R_x^2} + \frac{y^2}{R_y^2}} < 1, \quad (3.10)$$

kde

$$R_x = a R, \quad R_y = \frac{R}{a}, \quad (3.11)$$

R značí střední příčný rozměr elipsoidního fireballu a a značí prostorový deformační parametr. Rozdělení $H(\eta)$ udává profil fireballu v prostoročasové rapiditě η . Podle typu částic používáme Bose-Einsteinovo nebo Fermi-Diracovo rozdělení, protože v rovnici (3.1) je použita Boltzmannova aproximace, která je dobrá pro velké energie. Výraz $p_\mu u^\mu$ dává energii produkovaného hadronu v klidové soustavě tekoucí kapaliny. Rychlostní pole kapaliny je parametrizováno následovně:

$$u^\mu = (\cosh \eta \cosh \eta_t, \cos \phi_b \sinh \eta_t, \sin \phi_b \sinh \eta_t, \sinh \eta \cosh \eta_t), \quad (3.12)$$

$$\tan \phi_b = a^4 \tan \phi, \quad (3.13)$$

$$\eta_t = \tilde{r} \rho_0 (1 + \rho_2 \cos(2\phi_b)). \quad (3.14)$$

Pomocí této parametrizace můžeme do fireballu zahrnout asymetrii v rychlosti rozpínání, charakterizovanou veličinou ρ_2 . Faktor $2s + 1$ v rovnici (3.1) označuje spinovou degeneraci.

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 Wignerova rozdělení s tím rozdílem, že jejich rychlost je stejná jako lokální rychlost kapaliny v místě jejich vzniku. Popis jejich vzniku je tedy stejný jako v předchozím případě, pouze není zahrnut tepelný pohyb kapek.

Je možné zvolit dva způsoby generování objemu kapek. Jestliže kapky vznikají mechanismem, při kterém převládá jeden rozměr kapky (spinodální rozklad), pak kapky budou mít stejný objem b . Jinou možností je, že objem kapek V je generován podle gamma rozdělení

$$P_k(V) = \frac{1}{b \Gamma(k)} \left(\frac{V}{b} \right)^{k-1} \exp \left(- \frac{V}{b} \right), \quad (3.15)$$

kde $k = 2$. Kapky se rozpadají na hadrony podle exponenciálního rozdělení v čase. Toto rozdělení je v klidové soustavě kapky dáno následovně

$$P_t(\tau_d) = \frac{1}{R_d} \exp \left(- \frac{\tau_d}{R_d} \right), \quad (3.16)$$

kde R_d ve vzorci značí poloměr kapky, τ_d je čas v klidové soustavě kapky. Hadrony jsou emitovány z celého objemu kapky 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 (ve své klidové soustavě), které mohou vznikat ve fireballu, je náhodně vybrána z exponenciálního rozpadového zákona $\exp(-\Gamma \Delta\tau_R)$. Pokud se rezonance s hmotností M rozpadne na 2 částice s hmotnostmi m_1 a m_2 , potom energie dceřiných částic budou

$$E_1 = \frac{M^2 - m_2^2 + m_1^2}{2M} \quad (3.17)$$

$$E_2 = \frac{M^2 - m_1^2 + m_2^2}{2M} \quad (3.18)$$

a vzdalují se od sebe s následujícími hybnostmi v těžišťové soustavě

$$|\vec{p}_1| = |\vec{p}_2| = \frac{\sqrt{(M^2 - (m_1 + m_2)^2)(M^2 - (m_1 - m_2)^2)}}{2M}. \quad (3.19)$$

V případě rozpadu rezonance na 3 částice leží hybnosti všech částic v jedné ploše (v klidové soustavě rezonance). Předpokládáme, že amplituda přechodu nezávisí na hybnostech produktů, proto jejich energie budou rozděleny rovnoměrně v dostupném fázovém prostoru. Čili máme volnost ve volbě hybností a energií produktů, musíme však dodržet zákon zachování energie a hybnosti

$$E_1 + E_2 + E_3 = M \quad (3.20)$$

$$|\vec{p}_1|^2 + |\vec{p}_2|^2 + 2|\vec{p}_1||\vec{p}_2| \cos \theta_{12} = p_3, \quad (3.21)$$

kde $E_i = \sqrt{|\vec{p}_i|^2 + m_i^2}$ a θ_{12} značí úhel mezi vektory \vec{p}_1 a \vec{p}_2 . Dceřiné částice z rozpadu rezonance mohou být nestabilní. V tomto případě se budou rozpadat podle stejného schématu.

3.4 Chemické složení

Relativní zastoupení jednotlivých druhů částic vychází z chemické rovnováhy teploty T_{ch} , baryochemického potenciálu μ_b a chemického potenciálu podivnosti μ_s . Zastoupení jednotlivého druhu částic i je dáno

$$n_i(T, \mu_b, \mu_s) = \frac{g_i}{2\pi^2} T_{ch}^3 I\left(\frac{m_i}{T_{ch}}, \frac{\mu_i}{T_{ch}}\right), \quad (3.22)$$

kde g_i je degenerační faktor a

$$I\left(\frac{m_i}{T_{ch}}, \frac{\mu_i}{T_{ch}}\right) = \int_0^\infty dx x^2 \left[\exp\left(\sqrt{x^2 + \frac{m_i^2}{T_{ch}^2}} - \frac{\mu_s S_i + \mu_b B_i}{T_{ch}}\right) \mp 1 \right]^{-1}. \quad (3.23)$$

V předcházejícím vzorci značí m_i hmotnost druhu částice, S_i číslo podivnosti a B_i baryonové číslo částice. Pokud je částice boson, použijeme ve vzorci -1 , v případě fermionu $+1$. Můžeme napsat pravděpodobnost, že náhodná částice bude druhu i , takto

$$w_i(T_{ch}, \mu_b, \mu_s) = \frac{n_i(T_{ch}, \mu_b, \mu_s)}{\sum_i n_i(T_{ch}, \mu_b, \mu_s)}. \quad (3.24)$$

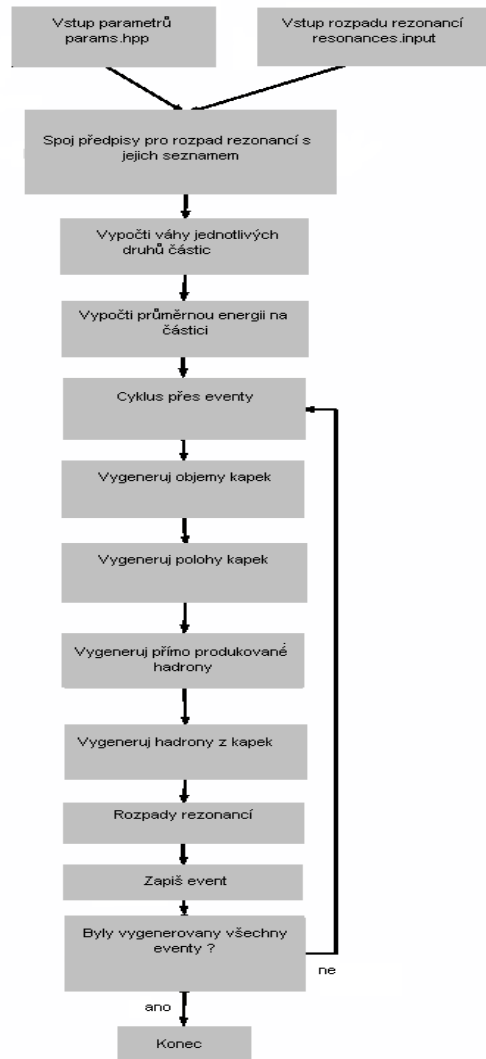
V sumě ve jmenovateli se sčítá přes všechny druhy částic.

3.5 Činnost programu

Program byl napsán v programovacím 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*. Rozpadové kanály rezonancí jsou obsaženy v souboru *resonances.input*.

Zadané parametry ze souboru *params.hpp* se načtou při kompilaci. Při běhu programu se načítají pouze rozpadové kanály rezonancí s předpisy pro jejich rozpad. V počáteční fázi se vypočtou váhy zastoupení jednotlivých druhů hadronů podle (3.24). Na konec této fáze se vypočte průměrná energie na částici podle zadaných parametrů. Díky tomu víme, kolik energie potřebujeme mít ve fireballu a kapkách, abychom vyprodukovali zadanou multiplicitu. Dále následuje cyklus přes všechny eventy. Orientace jejich reakční roviny je zvolena náhodně. Vytvoří se kapky podle zadaného rozdělení, pak se náhodně umístí do fireballu tak, aby se navzájem nepřekrývaly. Poloha kapky ve fireballu určuje také rychlost, s jakou se kapka pohybuje. Rapidity kapek jsou vybrány náhodně buď z Gaussova nebo z rovnoměrného rozdělení. Následovně jsou vygenerovány částice z obklopujícího hadronového plynu a až v následujícím kroku pro každou kapku (v klidové soustavě kapky). Energie a hybnost částice z kapky se vygeneruje podle Boltzmannova rozdělení, poloha z rovnoměrného rozdělení. Hybnosti a polohy jednotlivých částic jsou přetransformovány z klidové soustavy kapek do těžišťové

soustavy srážky. Dojde k rozpadům rezonancí a výsledky se zapíší do souboru k dalšímu zpracování. Výstup z generátoru je možný v různých formátech. Jedním z těchto výstupů je i výstup ve formátu OSCAR1999A [18], který je vhodným vstupem pro možné další simulace. Algoritmus programu shrnuje obr. č.4.



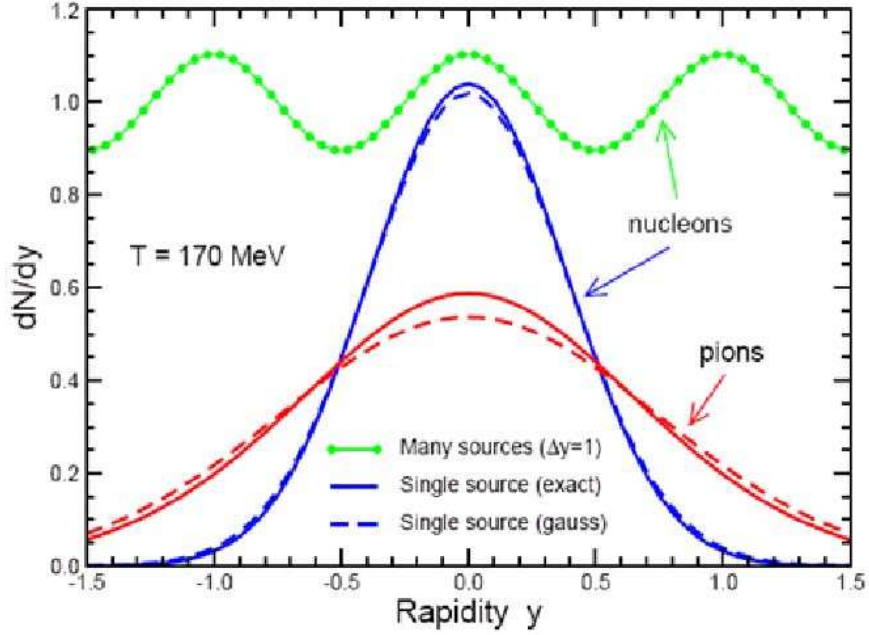
Obrázek 4: Popis algoritmu programu [1].

4 Korelační funkce

V této kapitole popíšeme filozofii práce. Také definujeme použité korelační funkce, které by mohly prokázat existenci kapek kvark-gluonového plazmatu v relativistických jaderných srážkách. Z těchto funkcí učiníme předpovědi pro reálné experimenty. Jestliže tyto kapky opravdu vznikají, existují pouze nepatrný okamžik. Předpokládáme termalizaci kapek. Kapky nemůžeme detekovat přímo, musíme najít vhodné pozorovatelné. Částice pocházející ze stejné kapky budou mít podobné rapidity, budou korelované. Částice nepocházející ze stejné kapky budou mít náhodné rapidity a korelované nebudou. Z důvodu absence experimentálních dat byl ke generování dat zvolen Monte Carlo generátor DRAGON. Z vygenerovaných dat byly sestaveny korelační funkce v relativní rapiditě a vnitřní kinetické energii na částici. Korelační funkce byly sestaveny pro různé parametry simulující různé experimenty, vliv těchto parametrů bude posouzen dále. Pro všechny korelační funkce byly použity protony. Proč? Každá částice emitovaná z kapky má dvě komponenty hybnosti. Jednu z pohybu kapky, druhou z chaotického tepelného pohybu. Pro těžší částice je chaotický tepelný pohyb menší. Těžší částice ze stejné kapky budou mít podobné hybnosti, protože jejich tepelný chaotický pohyb bude menší a sníží se efekt tepelného rozmazání. Toto je patrné z obrázku č.5, kde je vyobrazeno porovnání teplotního rozdělení rapidit nukleonů (modrá křivka) a pionů (červená křivka) při teplotě $T = 170$ MeV pro jednu kapku, kterou uvažujeme jako termalizovaný zdroj částic. Rapiditní hustota částic $\rho_1(y)$ emitovaných kapkou (v její klidové soustavě) byla aproximována Gaussovou funkcí

$$\rho_1(y) = \frac{\nu}{\sqrt{2\pi}\sigma_T} \exp\left(\frac{-y^2}{2\sigma_T^2}\right), \quad (4.1)$$

kde odchylka značí $\sigma_T^2 = T/(m+T)$, m je hmotnost hadronu a ν je celkový počet emitovaných hadronů. Pokud předpokládáme řadu stejných kapek, které budou na sobě nezávisle hadronizovat, ve vzdálenosti jedné jednotky rapidity od sebe, dostaneme pro nukleony výsledek znázorněný na obrázku zeleně. Z tohoto důvodu není vhodné použít lehčí částice, např. piony. Rapidita pionů bude více ovlivněna tepelným pohybem, jejich rapidity budou více fluktuovat a signál z korelační funkce bude menší. Piony však mají výhodu v lepší statistice, vzniká jich nejvíce. V uvažovaných experimentech ale vzniká dostatečný počet protonů, abychom měli uspokojující statistiku.



Obrázek 5: Porovnání teplotního rozdělení rapidit pro nukleony a piony [15].

4.1 Jednorozměrné a trojrozměrné korelační funkce, N-částicové korelace

Zde probereme korelace částic v různých proměnných. Všeobecně korelační funkci 2 částic v proměnné x , která je funkcí p_1 a p_2 (čtyřhybností páru), tedy

$$x = x(p_1, p_2) \quad (4.2)$$

svážeme pomocí rozdělení v x :

$$\rho_x(\Delta x) = \int dp_1 dp_2 \delta(\Delta x - x(p_1, p_2)) \rho(p_1, p_2), \quad (4.3)$$

kde $\rho(p_1, p_2)$ je dvojčásticové rozdělení. To můžeme rozdělit na vlastní korelovanou část a část, která faktorizuje

$$\rho(p_1, p_2) = \rho_2(p_1, p_2) + \rho_1(p_1) \cdot \rho_1(p_2). \quad (4.4)$$

Korelace, které nás zajímají jsou pouze v části $\rho_2(p_1, p_2)$. Důležité je získat tuto informaci. Tu získáme tak, že podělíme $\rho_x(\Delta x)$ nekorelovaným dvojčásticovým rozdělením

$$\rho^{nc}(p_1, p_2) = \rho_1(p_1) \cdot \rho_1(p_2), \quad (4.5)$$

které přeintegrujeme

$$\rho_x^{nc}(\Delta x) = \int dp_1 dp_2 \delta(\Delta x - x(p_1, p_2)) \rho^{nc}(p_1, p_2). \quad (4.6)$$

Výsledná korelační funkce potom bude

$$C(\Delta x) = \frac{\rho_x(\Delta x)}{\rho_x^{nc}(\Delta x)} - 1. \quad (4.7)$$

Nejjednoduššími zkoumanými korelacemi jsou korelace rapidity v jednom rozměru. Větší citlivost můžeme získat, pokud uvážíme rozdíly v rychlostech ve všech třech rozměrech, protože například dvě kapky se můžou od sebe vzdalovat různými směry a přitom mít stejnou podélnou rapiditu. Proto je užitečné konstruovat rozdíl rapidity ve všech třech rozměrech. Dále je možné a potenciálně užitečné pozorovat korelace více částic než jen dvou. Při sledování vícečásticových korelací částic klesá pravděpodobnost, že budou náhodně korelované i přes to, že nepocházejí ze stejné kapky.

4.1.1 Jednorozměrné korelační funkce relativní rapidity

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

$$y_{12} = |y_1 - y_2| = \left| \frac{1}{2} \ln \frac{(E_1 + p_{z1})(E_2 - p_{z2})}{(E_1 - p_{z1})(E_2 + p_{z2})} \right|. \quad (4.8)$$

Jedná se o absolutní hodnotu rozdílu rapidit mezi dvěma protony, dále ji označujeme jako 1D.

4.1.2 Trojrozměrné korelační funkce relativní rapidity

Pro vytvoření trojrozměrné relativní rapidity (dále 3D) potřebujeme zobecnění 1D relativní rapidity do tří rozměrů. Tj. rapiditu jedné částice, jak je viděna z jiné částice. Trojrozměrnou relativní rapiditu definujeme vztahem

$$y_{12}(p_1, p_2) = \ln(\gamma_{12} + \sqrt{\gamma_{12}^2 - 1}) \geq 0, \quad (4.9)$$

kde γ_{12} znamená Lorentzovský faktor relativního pohybu

$$m_1 m_2 \gamma_{12} = p_1 \cdot p_2 = E_1 E_2 - \vec{p}_1 \vec{p}_2. \quad (4.10)$$

4.1.3 N-částicové korelace

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 [15]. Zavedeme ji následujícím vztahem:

$$\kappa_N\{\vec{p}_n\} = \frac{1}{N} \left[\sqrt{P\{\vec{p}_n\} \cdot P\{\vec{p}_n\}} - \sum_{n=1}^N m_n \right], \quad (4.11)$$

kde

$$P\{\vec{p}_n\} = \sum_{n=1}^N p_n = \sum_{n=1}^N (E_n, \vec{p}_n) \quad (4.12)$$

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. Také může nastat problém pro menší objemy kapek, jelikož nebudeme mít dostatek protonů z jedné kapky tak, aby byly korelované.

4.1.4 Simulování korelačních funkcí

Problém je, že počítat se součinem jednočásticových rozdělení ve jmenovateli rovnice (4.7) je technicky náročné a nepřesné. Důležité je to, co potřebujeme, tedy nekorelované dvojčásticové rozdělení. A to získáme tak, že vyrobíme mixované eventy. V mixovaných eventech se totiž zachovávají „globální“ rozdělení částic, avšak bez přítomnosti korelací. Pro všechny použité korelační funkce byly sestaveny dva histogramy rozdělení příslušné veličiny. Příslušnými veličinami myslíme absolutní hodnoty rozdílů rapidit pro 1D korelační funkce relativní rapidity, rozdílů 3D rapidit pro 3D korelační funkce a vnitřní kinetické energie na částici pro N-částicové korelace. Histogram P v čitateli byl vytvořen z hodnot odpovídající veličiny pro protony, popř. antiprotony (dále jen protony) ze stejného eventu. 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 (10 000). Tomu říkáme metoda „mixed event“. Jelikož jsou korelovány protony pocházející ze stejné kapky, tak se metodou mixed event těchto korelací zbavíme. 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 výraz (4.13).

$$C = \frac{P}{P_0} - 1 \quad (4.13)$$

Toto odpovídá vzorci (4.7). Jednorozměrné a trojrozměrné korelační funkce byly fitovány Gaussovou funkcí:

$$C = A \exp \left(-\frac{1}{2} \left(\frac{\Delta y}{\sigma} \right)^2 \right). \quad (4.14)$$

Parametry fitování byly dva A - výška korelační funkce a σ - šířka korelační funkce. Hodnoty těchto parametrů byly spočteny pomocí metody chi kvadrát v prostředí ROOT [19]. Jelikož průběhy N-částicových korelačních funkcí jsou špatně „fitovatelné“ Gaussovou funkcí a potvrzují učiněné závěry, dále je neukazujeme.

5 Předpovědi pro RHIC

V dalším textu budeme dále hojně používat následující veličiny b - objemový parametr kapek, d - poměrné zastoupení hadronů produkovaných z kapek. Připomeňme, že b značí objemový parametr v gamma rozdělení, průměrný objem kapky je $\frac{b}{2}$. Postupně popíšeme vliv parametrů b a d , teploty kinetického freeze-outu a rezonancí na korelační funkce.

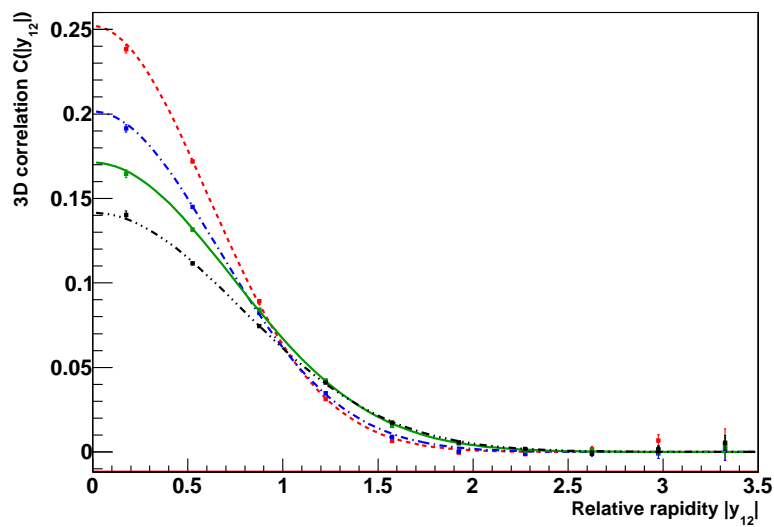
5.1 Simulované parametry

Simulované parametry byly stejné jak v případě, kdy byly zahrnuty rezonance, tak i v případě bez nich. Zahrnuty byly mezonové rezonance do hmotnosti 1.5 GeV a baryonové do 2.0 GeV. Teploty a chemické potenciály zhruba odpovídají RHICu při 130 GeV/N [20]. Následuje popis parametrů pro všechny simulace s rezonancemi i bez nich. Celkový počet simulovaných eventů byl 10 000. Analyzovány byly pouze částice v midrapiditě, tedy částice mající rapiditu v intervalu $\langle -1, 1 \rangle$. Nastaveno bylo rovnoměrné rozdělení rapidity v akceptovaném intervalu. Analýzy korelačních funkcí byly provedeny pouze pro centrální srážky. Multiplicita, tedy průměrný počet vzniklých hadronů na jednotku rapidity, byla nastavena na hodnotu 1 000. Teploty a hodnoty potenciálů, se kterými bylo počítáno, byly: teplota kinetického freeze-outu 150 MeV, teplota chemického freeze-outu 170 MeV, baryonový-chemický potenciál 46 MeV a chemický potenciál podivnosti -5 MeV. Střední hustota energie v kapce byla $0.7 \text{ GeV}/\text{fm}^3$, tato hodnota nám v závislosti na objemu kapky určuje počet hadronů emitovaných z jednotlivých kapek. Průměrný počet protonů v jednom eventu byl 80. Tento počet byl stejný pro případ se zahrnutými rezonancemi i bez jejich zahrnutí. Tato hodnota vyplývá z chemických potenciálů a celkové multiplicity. Parametry, které se pro většinu simulací měnily, byly objemový parametr kapky a procentuální zastoupení hadronů emitovaných z kapek. Objemový parametr kapky b nabýval těchto hodnot: 5, 10, 20, 50 a 100 fm^3 . Zastoupení hadronů emitovaných z kapek ve fireballu d mělo tyto hodnoty 0, 25, 50 a 100%.

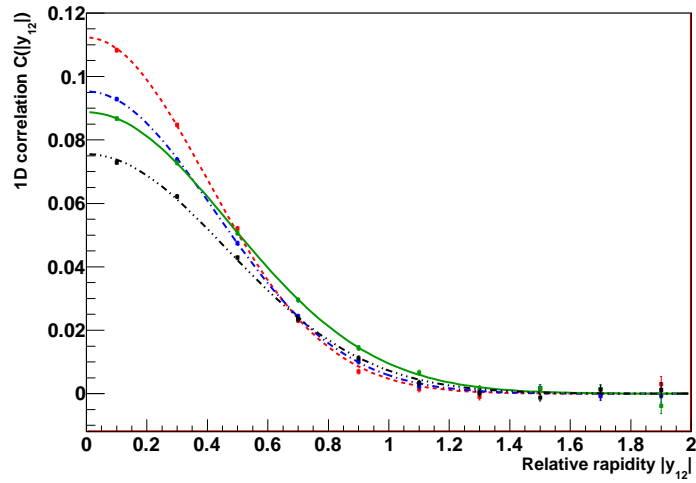
5.2 Vliv teploty freeze-outu na korelační funkce

Z následujících obrázků je patrné, že teplota kinetického freeze-outu ovlivňuje výšku korelační funkce. Při simulacích se ostatní parametry neměnily. Protože teplota ovlivňuje chaotický pohyb hadronů, očekáváme, že pro nižší teplotu budou korelace výraznější. Toto potvrzují následující obrázky. Se snižující se teplotou kinetického freeze-outu roste výška korelační funkce a naopak. Šířka korelační

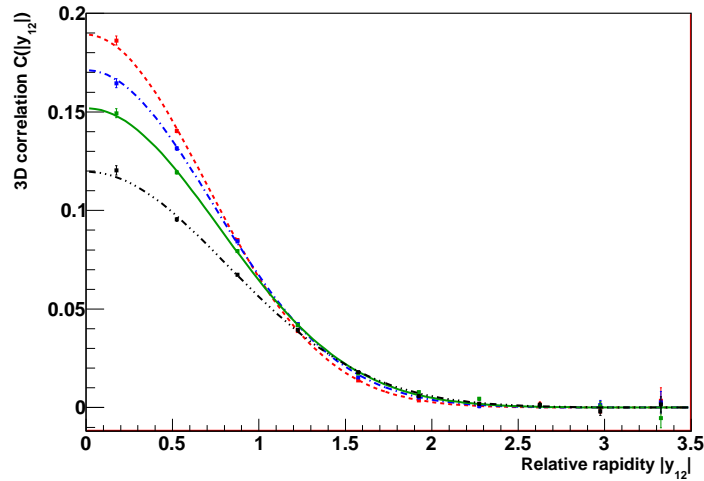
funkce roste s teplotou, jak naznačují fity Gaussovou funkcí na obrázcích. Na obrázku č.6 vidíme porovnání 3D korelačních funkcí relativní rapidity v závislosti na teplotě kinetického freeze-outu pro objemový parametr kapek 50 fm^3 . Se zvyšující se teplotou se šířka korelační funkce zvyšuje, avšak výška se zmenšuje. Čím teplota klesá, tím je korelační funkce vyšší. To potvrzuje naše předpoklady. Obrázek č.7 popisuje to samé, akorát pro 1D korelační funkce. Teplota 150 MeV představuje naše simulace pro RHIC. Simulace ostatních teplot kinetického freeze-outu zachovávaly hodnoty ostatních parametrů.



Obrázek 6: Porovnání 3D korelačních funkcí s rezonancemi v závislosti na teplotě kinetického freeze-outu pro objemový parametr kapek 50 fm^3 . Všechny částice byly emitovány z kapek. Červená (čárkovaná) - teplota 110 MeV, modrá (čerchovaná) - teplota 130 MeV, zelená (plná) - teplota 150 MeV, černá (dvojitě čerchovaná) - teplota 170 MeV.



Obrázek 7: Porovnání 1D korelačních funkcí s rezonancemi v závislosti na teplotě kinetického freeze-outu pro objemový parametr kapek 50 fm^3 . Všechny částice byly emitovány z kapek. Červená (čárkovaná) - teplota 110 MeV, modrá (čerchovaná) - teplota 130 MeV, zelená (plná) - teplota 150 MeV, černá (dvojitě čerchovaná) - teplota 170 MeV.

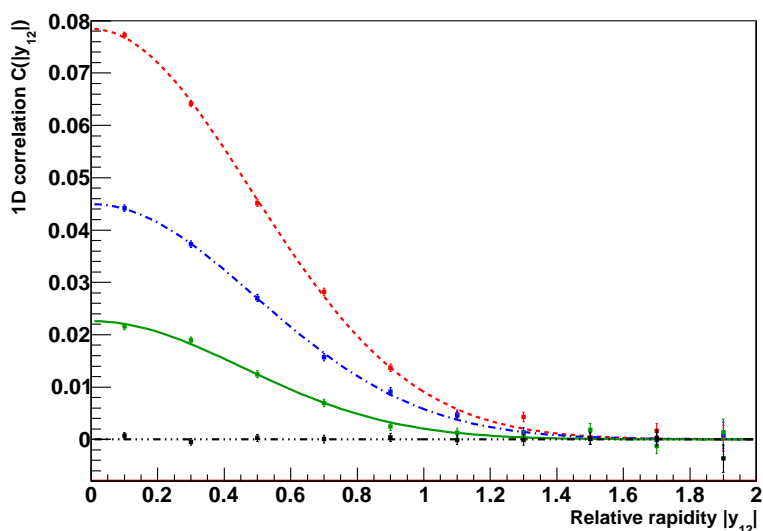


Obrázek 8: Porovnání 3D korelačních funkcí s rezonancemi a bez rezonancí v závislosti na teplotě kinetického freeze-outu pro objemový parametr kapek 50 fm^3 . Všechny částice byly emitovány z kapek. Červená (čárkovaná) - teplota 130 MeV bez rezonancí, modrá (čerchovaná) - teplota 150 MeV s rezonancemi, zelená (plná) - teplota 150 MeV bez rezonancí, černá (dvojitě čerchovaná) - teplota 170 MeV bez rezonancí.

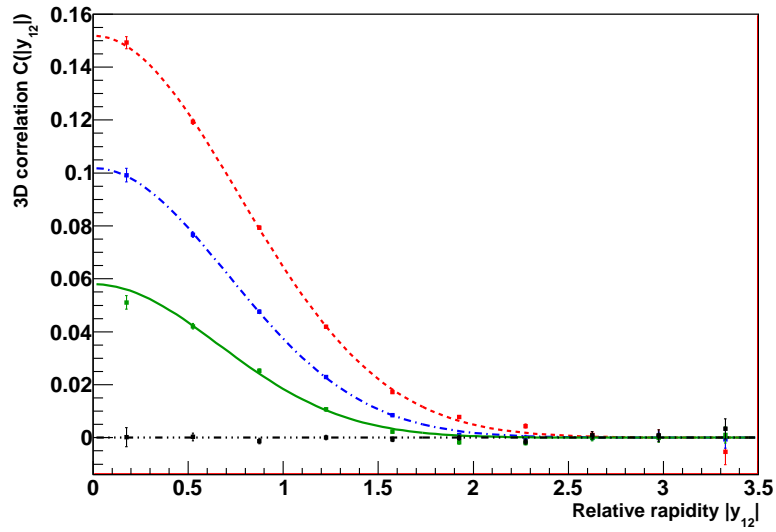
Dále na obr. č.8 prozkoumáme vliv teploty kinetického freeze-outu na korelační funkce bez zahrnutých rezonancí. Vidíme, že šířka korelačních funkcí se mění stejným způsobem jako v případě s rezonancemi. Šířka klesá se snižující se teplotou a naopak. Výška korelačních funkcí opět klesá se zvyšující se teplotou kinematického freeze-outu. Dále na obrázku vidíme, že pro stejnou teplotu je výška korelační funkce vyšší, pokud zahrneme rezonance. Pokud počítáme s rezonancemi, zdá se, jako by byla nižší teplota. Celkově, závislost na kinematickém freeze-outu nezávisí na velikostech kapek. S menšími kapkami jsou jenom menší rozdíly mezi výškami jednotlivých korelačních funkcí. Toto je nezávislé na rezonancích.

5.3 Předpovědi bez rezonancí

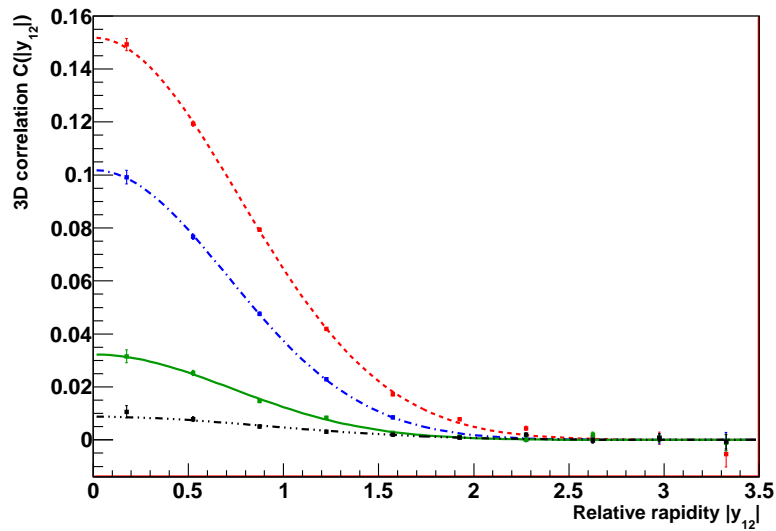
Na obr. č.9 a 10 porovnáváme 1D a 3D korelační funkce v závislosti na zastoupení hadronů emitovaných z kapek. Pro větší zastoupení kapek jsou korelační funkce vyšší, šířka korelačních funkcí se nemění. Tento průběh je očekávaný.



Obrázek 9: Porovnání 1D korelačních funkcí pro objemový parametr kapek 50 fm^3 . Červená (čárkovaná) - 100% zastoupení hadronů z kapek, modrá (čerchovaná) - 50% zastoupení, zelená (plná) - 25% zastoupení, černá (dvojitě čerchovaná) - 0% zastoupení.



Obrázek 10: Porovnání 3D korelačních funkcí pro objemový parametr kapek 50 fm^3 . Červená (čárkovaná) - 100% zastoupení hadronů z kapek, modrá (čerchovaná) - 50% zastoupení, zelená (plná) - 25% zastoupení, černá (dvojitě čerchovaná) - 0% zastoupení.



Obrázek 11: Porovnání 3D korelačních funkcí pro zastoupení kapek 50%. Červená (čárkovaná) - objemový parametr kapek 100 fm^3 , modrá (čerchovaná) - 50 fm^3 , zelená (plná) - 20 fm^3 zastoupení, černá (dvojitě čerchovaná) - 10 fm^3 .

Na obrázku č.11 porovnááme 3D korelační funkce, ve kterých byla polovina částic emitována z kapek, v závislosti na velikosti kapek. Pro větší objemový parametr kapek jsou korelační funkce vyšší, jak očekáváme.

Následující tabulky shrnují hodnoty fitů získané v analýze vygenerovaných dat ze simulace RHICu bez rezonancí v závislosti na hodnotách b a d . Zde porovnáme vliv těchto parametrů na korelační funkce bez rezonancí. Čísla v závorkách udávají spodní odhad absolutní chyby fitovaných parametrů. Prázdná místa v tabulkách jsou zapříčiněna špatnou „fitovatelností funkce“, zde není žádný nebo velmi slabý signál. Velký rozptyl hodnot σ v tabulkách je zapříčiněn špatnou „fitovatelností funkce“ v některých případech s malým signálem.

b/fm^3	d	A	σ
100	1	0.294(1)	0.767(4)
100	0.5	0.152(1)	0.764(9)
100	0.25	0.120(1)	0.671(2)
50	1	0.152(1)	0.765(9)
50	0.5	0.102(1)	0.707(2)
50	0.25	0.058(1)	0.659(3)
20	1	0.049(1)	0.697(3)
20	0.5	0.032(1)	0.72(5)
20	0.25	0.015(1)	0.75(1)
10	1	0.016(1)	0.65(1)
10	0.5	0.009(1)	0.9129(1)
10	0.25	0.0065(9)	1.118(1)
5	1		
5	0.5		
5	0.25		
0	0		

Tabulka č.1: Hodnoty fitů pro 3D korelační funkce v relativní rapiditě.

b/fm^3	d	A	σ
100	1	0.1704(5)	0.480(2)
100	0.5	0.0948(5)	0.494(3)
100	0.25	0.0484(5)	0.490(6)
50	1	0.0785(5)	0.481(3)
50	0.5	0.0450(5)	0.494(6)
50	0.25	0.0226(5)	0.46(1)
20	1	0.0219(5)	0.46(1)
20	0.5	0.0127(5)	0.46(3)
20	0.25	0.0061(6)	0.37(9)
10	1		
10	0.5		
10	0.25		
5	1		
5	0.5		
5	0.25		
0			

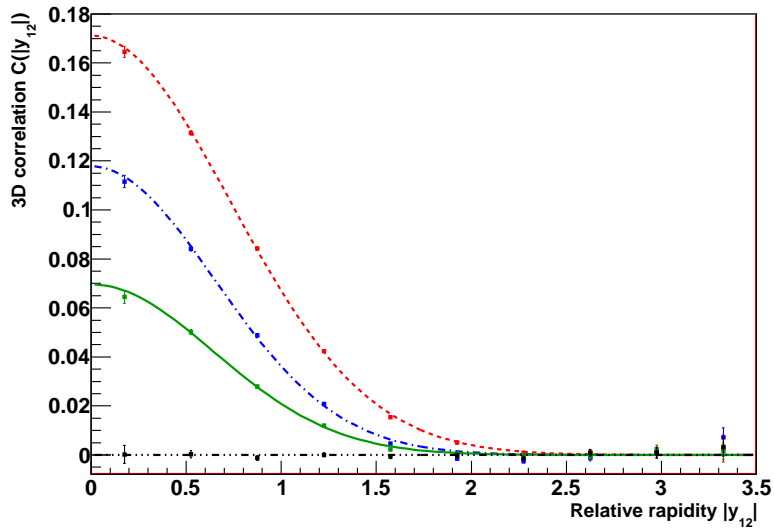
Tabulka č.2: Hodnoty fitů pro 1D korelační funkce v relativní rapiditě.

5.4 Zhodnocení případu bez rezonancí

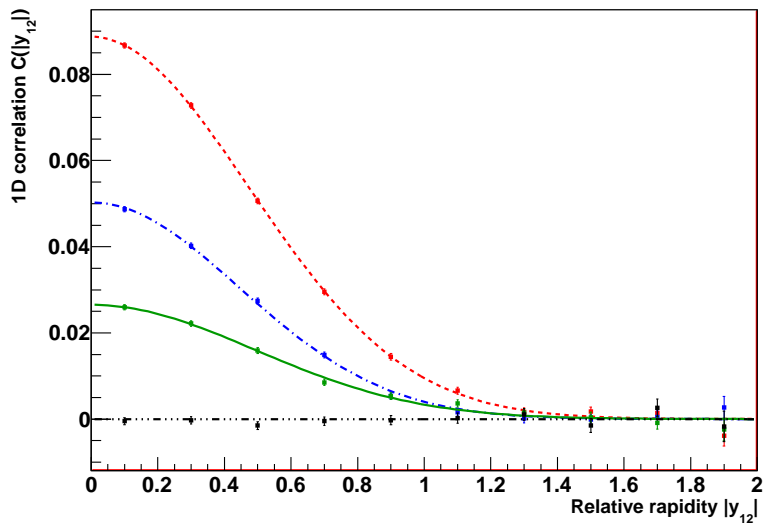
Následující výsledky jsou podobné i pro další experimenty. Bez kapek kvark-gluonového plazmatu nepozorujeme žádné korelace. Pokud pro konkrétní objemový parametr kapek snižujeme zastoupení kapek, sníží se velikost pozorovaných korelací a naopak. Se zvyšováním objemových parametrů kapek se pozorované korelace zvyšují. Jednorozměrné korelace jsou ve všech případech menší než trojrozměrné korelace (s výjimkou takových případů, kdy nebyly generovány žádné kapky, tj. nebyly žádné korelace). Trojrozměrné korelační funkce rychle konvergují k 0 po hodnotě rozdílu rapidity 2.2. Jednorozměrné korelační funkce rychle konvergují k 0 po hodnotě rozdílu rapidity 1.4. Trojrozměrnými korelačními funkcemi můžeme pozorovat měřitelný signál i při objemovém parametru kapky 10 fm³. Jednorozměrné korelační funkce vykazují poslední měřitelný signál při objemovém parametru kapky 20 fm³.

5.5 Předpovědi s rezonancemi

Na obr. č.12 a 13 porovnáváme hodnoty 3D a 1D korelačních funkcí v závislosti na zastoupení hadronů emitovaných z kapek. Pro větší zastoupení kapek jsou korelační funkce vyšší, šířka korelačních funkcí se nemění. Objemový parametr kapek byl v obou případech 50 fm³. Tento průběh je opět očekávaný.

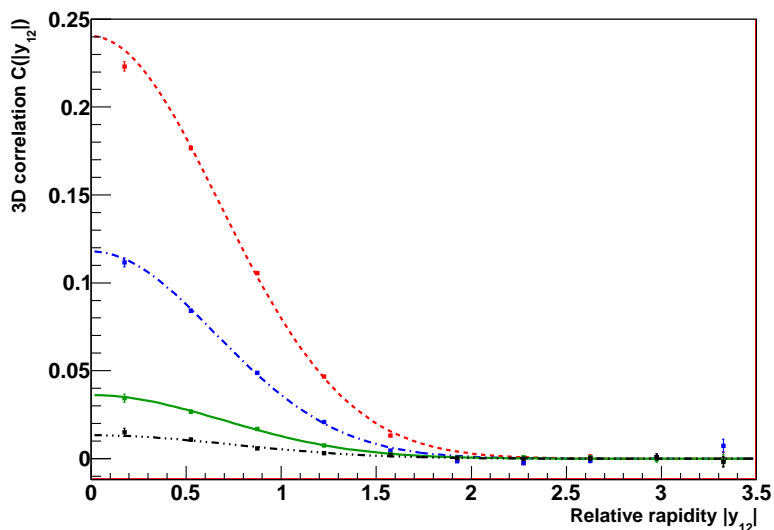


Obrázek 12: Porovnání 3D korelačních funkcí pro objemový parametr kapek 50 fm^3 . Červená (čárkovaná) - 100% zastoupení hadronů z kapek, modrá (čerchovaná) - 50% zastoupení, zelená (plná) - 25% zastoupení, černá (dvojitě čerchovaná) - 0% zastoupení.



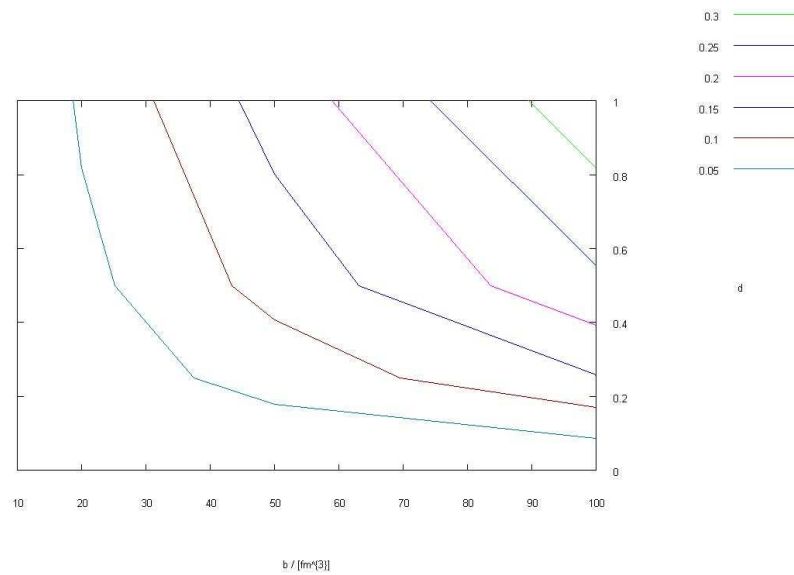
Obrázek 13: Porovnání 1D korelačních funkcí pro objemový parametr kapek 50 fm^3 . Červená (čárkovaná) - 100% zastoupení hadronů z kapek, modrá (čerchovaná) - 50% zastoupení, zelená (plná) - 25% zastoupení, černá (dvojitě čerchovaná) - 0% zastoupení.

Na obrázku č.14 porovnááme 3D korelační funkce, ve kterých byla polovina částic emitována z kapek, v závislosti na velikosti kapek. Pro větší objemový parametr kapek jsou korelační funkce vyšší, to opět očekáváme. Následující obrázek



Obrázek 14: Porovnání 3D korelačních funkcí pro zastoupení hadronů z kapek 50%. Červená (čárkovaná) - objemový parametr kapek 100 fm³, modrá (čerchovaná) - 50 fm³, zelená (plná) - 20 fm³ zastoupení, černá (dvojitě čerchovaná) - 10 fm³.

č.15 navrhuje experimentální omezení hodnot fitovaného parametru A na RHIC. Na ose x je objemový parametr b , na ose y poměrné zastoupení hadronů emitovaných z kapek d . Vrstevnice spojuje stejné hodnoty A pro různé hodnoty b a d . Pokud experimentálně zjistíme hodnotu parametru A , můžeme na obrázku vynést vrstevnici s naměřenou hodnotou a tím zafixovat uspořádané dvojice hodnot (b, d) , které přichází v úvahu pro tento experiment. Tento postup můžeme učinit i pro jiné experimenty.



Obrázek 15: Vrstevnicový graf fitovaného parametru A 3D korelačních funkcí pro RHIC. Z experimentálně zjištěné hodnoty fitovaného parametru A lze omezit objem a zastoupení kapek jen na určité hodnoty.

Tabulky č.3 a 4 shrnují hodnoty fitů získané v analýze vygenerovaných dat ze simulace RHICu se zahrnutými rezonancemi v závislosti na hodnotách b a d . Čísla v závorkách udávají spodní odhad absolutní chyby fitovaných parametrů. Zde porovnáme samostatné korelační funkce s rezonancemi. Prázdná místa v tabulkách jsou zapříčiněna špatnou „fitovatelností funkce“, zde není žádný nebo velmi slabý signál. Velký rozptyl hodnot σ v tabulkách je zapříčiněn špatnou „fitovatelností funkce“ v některých případech s malým signálem.

b/fm^3	d	A	σ
100	1	0.334(1)	0.738(4)
100	0.5	0.240(1)	0.6733(8)
100	0.25	0.147(1)	0.630(2)
50	1	0.171(1)	0.730(8)
50	0.5	0.118(1)	0.651(2)
50	0.25	0.070(2)	0.643(3)
20	1	0.058(1)	0.662(3)
20	0.5	0.036(1)	0.693(5)
20	0.25	0.0221(1)	0.659(9)
10	1	0.019(1)	0.82(5)
10	0.5	0.013(1)	0.7(1)
10	0.25	0.007(1)	0.8(2)
5	1		
5	0.5		
5	0.25		
0	0		

Tabulka č.3: Hodnoty fitů pro 3D korelační funkce v relativní rapiditě.

b/fm^3	d	A	σ
100	1	0.1925(5)	0.468(2)
100	0.5	0.1098(5)	0.469(3)
100	0.25	0.0584(6)	0.464(6)
50	1	0.0887(5)	0.474(3)
50	0.5	0.0503(5)	0.445(7)
50	0.25	0.0265(5)	0.49(1)
20	1	0.0256(5)	0.42(1)
20	0.5	0.0142(5)	0.42(3)
20	0.25	0.0083(5)	0.42(4)
10	1	0.0074(5)	0.40(5)
10	0.5	0.0049(5)	0.47(6)
10	0.25		
5	1		
5	0.5		
5	0.25		
0	0		

Tabulka č.4: Hodnoty fitů pro 1D korelační funkce v relativní rapiditě.

5.6 Zhodnocení případu s rezonancemi

Kvalitativně pozorujeme shodné výsledky jako v případě bez zahrnutých rezonancí. Následující výsledky jsou podobné i pro další experimenty. Korelační funkce bez rezonancí jsou širší než s rezonancemi. Bez kapek kvark-gluonového plazmatu nepozorujeme žádné korelace. Pokud pro konkrétní objemový parametr kapek snižujeme zastoupení kapek, sníží se velikost pozorovaných korelací a naopak. Se zvyšováním objemových parametrů kapek se pozorované korelace zvyšují. Jednorozměrné korelace jsou ve všech případech menší než trojrozměrné korelace (s výjimkou takových případů, kdy nebyly generovány žádné kapky, tj. nebyly žádné korelace). Trojrozměrné korelační funkce rychle konvergují k 0 po hodnotě rozdílu rapidity 2.2. Jednorozměrné korelační funkce rychle konvergují k 0 po hodnotě rozdílu rapidity 1.4. Trojrozměrnými korelačními funkcemi můžeme pozorovat měřitelný signál i při objemovém parametru kapky 10 fm^3 . Jednorozměrné korelační funkce vykazují poslední měřitelný signál při objemovém parametru kapky 10 fm^3 , v případě zastoupení kapek 50%.

5.7 Vliv rezonancí

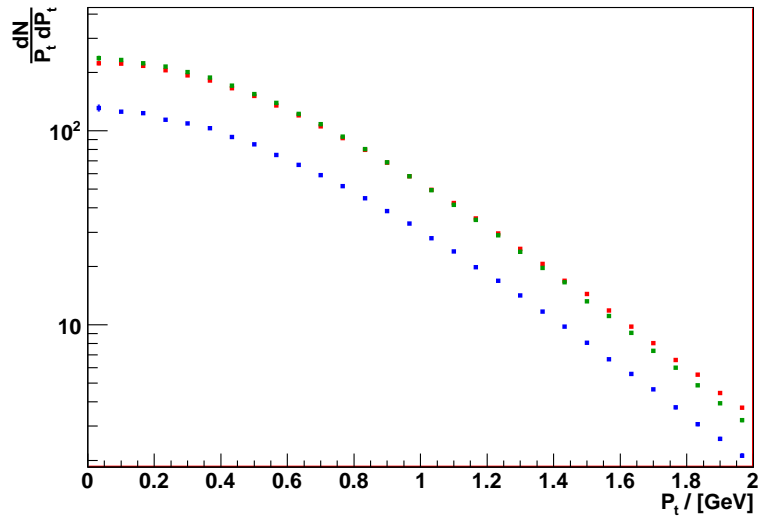
Jaký očekáváme, že bude vliv rezonancí? Produkty rozpadu rezonancí dostávají při rozpadu ještě nějakou hybnost navíc kvůli tomu, že hmotnost rezonance je vyšší než součet hmotností dceřiných částic. Proto naivně očekáváme, že rapidita protonu z rozpadu rezonance bude ještě více odlišná od rapidity kapky. Toto by mělo oslabit korelace. Pozorujeme však opačný efekt - korelace jsou silnější. Je to zřejmě proto, že těžké rezonance mají hybnosti více podobné hybnosti fireballu a to přenáší i na dceřiné částice. Jeví se to, jako by přítomnost rezonancí snižovala teplotu. Podobný efekt snižování teploty pozorujeme i v P_t spektrech.

Porovnáním koeficientů A z fitů 1D a 3D korelačních funkcí vidíme (tabulky č.1 a 2 bez rezonancí, č.3 a 4 s vlivem rezonancí), že korelační funkce jsou vyšší, pokud zahrneme vliv rezonancí. Tedy korelační funkce bez rezonancí jsou vždy nižší. Jak je to možné? Důležitý je vliv protonů vzniklých z rozpadů rezonancí. Delta rezonance se rozpadají na nukleon a pion, proto přispívají k produkci protonů. Delta rezonance svým rozpadem působí tak, že snižují účinně teplotu vzniklých protonů, proto jsou korelační funkce se zahrnutým vlivem delta rezonancí vyšší než pro ostatní možnosti. Protonů vzniklých z rozpadů rezonancí je cca 44 %, jde tedy o nezanedbatelný počet. Tuto domněnku podporují následující P_t spektra pro různé částice. Čím větší sklon má konkrétní P_t spektrum, tím menší efektivní teplotu částic to indikuje. Sklon spektra je nepřímo úměrný směrnici tečny spek-

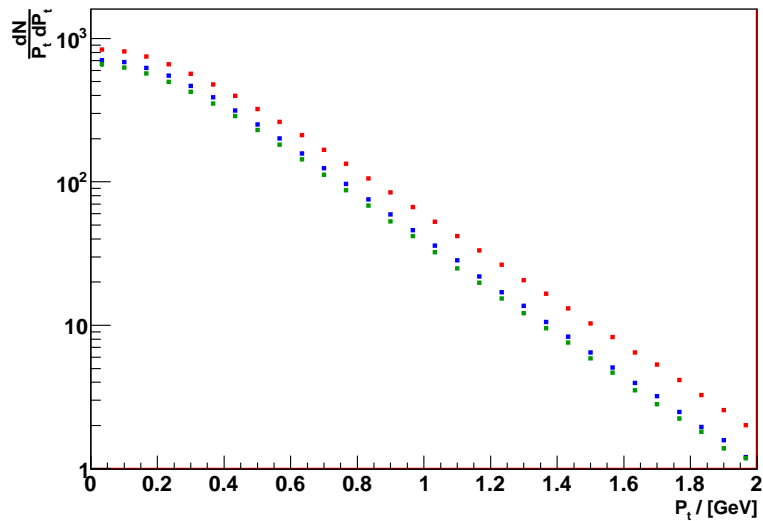
tra. Nejnižší efektivní teplotu mají protony pocházející ze simulace s rezonancemi. Spektra protonů ze simulací bez rezonancí a s nerozpadlými delta rezonancemi vykazují stejný sklon. Toto je patrné z obrázku č.16. Spektra kladně nabitých kaonů mají stejný sklon pro všechny tři případy. Jejich spektra nejsou ovlivněna rozpadem rezonancí (obrázek č.17). Spektra záporně nabitých pionů zobrazená na obrázku č.18 jsou ovlivněna nejenom rozpadem delta rezonancí. Z obrázku vidíme, že nejvyšší sklon mají piony pocházející ze simulace s rezonancemi, nejnižší sklon mají piony ze simulace bez rezonancí.

Šířky 1D a 3D korelačních funkcí jsou bez rezonancí o trochu širší než se zahrnutými rezonancemi. Rezonance mají vliv i na šířku korelační funkce. Obrázky č.16, 17 a 18 popisují P_t spektra po řadě pro protony, kladně nabitě kaony a záporně nabitě kaony. Zde vidíme vliv delta rezonancí. Protože se rozpadají na nukleon a pion, nejsou vůbec ovlivněna spektra pro kaony. Ostatní spektra již ovlivněna jsou. Nejnižší efektivní teplotu má vždy případ s rezonancemi. Případy bez rezonancí vykazují vždy nejvyšší efektivní teplotu. Pokud nezahrneme rozpad delta rezonancí, jsou efektivní teploty těchto spekter mezi simulacemi s rezonancemi a bez rezonancí. Sklon spekter ze simulace bez rozpadu delta rezonancí se velmi podobá simulaci bez rezonancí. Všechna spektra byla podělena počtem vygenerovaných eventů a šířkou binu.

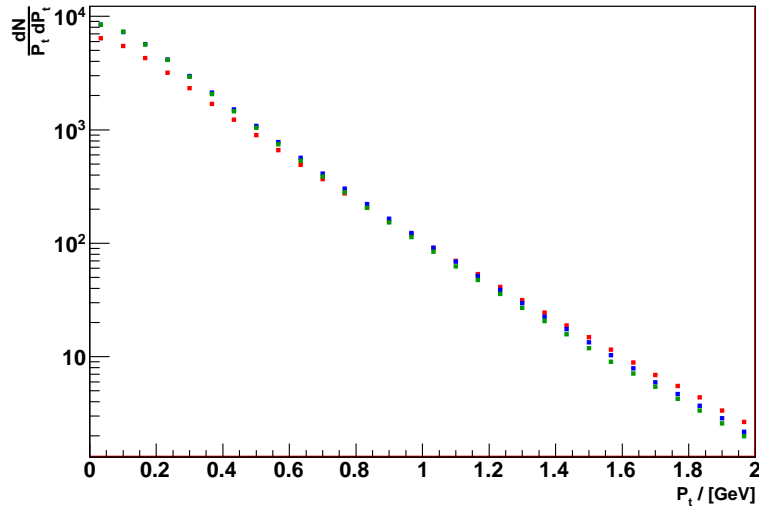
Obrázky č.19 a 20 ukazují vliv delta rezonancí na korelační funkce pro různé poměry emitovaných částic z kapek. Je patrné, že korelační funkce bez rezonancí jsou vždy nižší a užší než, když zahrneme rezonance. Zde to demonstrujeme pro objemový parametr kapek 50 fm^3 a pro různý poměr částic emitovaných z kapek. Modrá křivka naznačuje, že efekt pochází především od delta rezonancí.



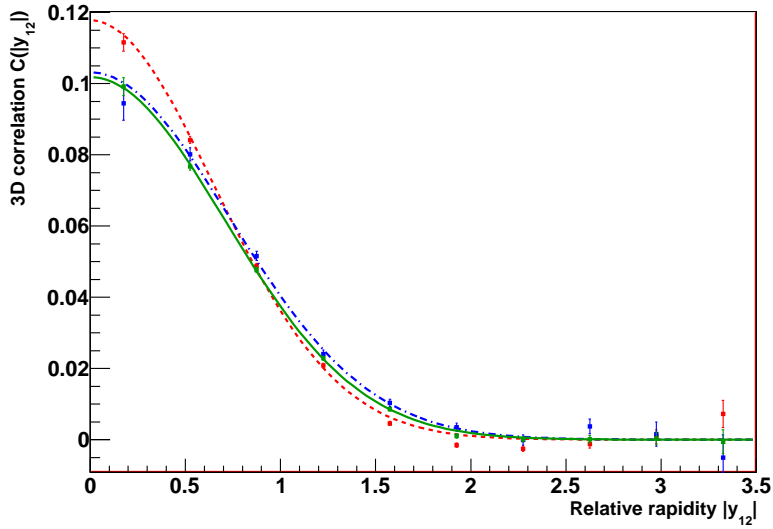
Obrázek 16: Porovnání P_t spekter protonů pro objemový parametr kapek 50 fm^3 , všechny částice byly emitovány z kapek. Červená - případ bez rezonancí, modrá – nerozpadlé delta rezonance, zbylé rezonance rozpadlé, zelená – zahrnutý rozpad všech rezonancí.



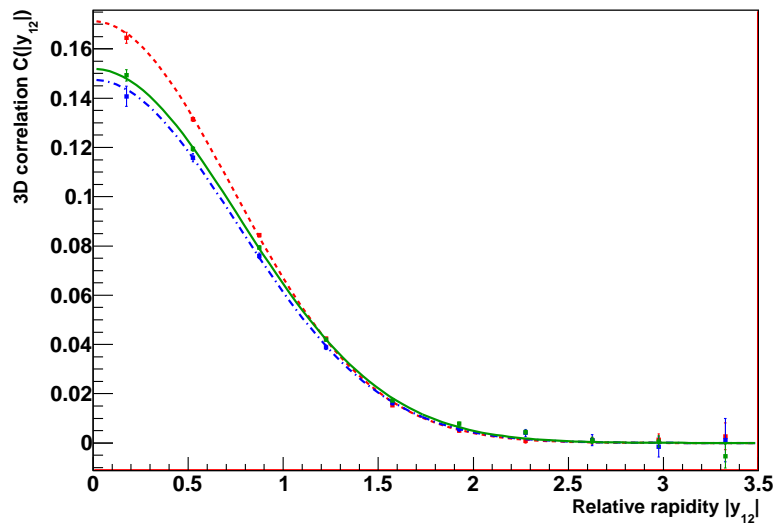
Obrázek 17: Porovnání P_t spekter pozitivně nabitých kaonů pro objemový parametr kapek 50 fm^3 , všechny částice byly emitovány z kapek. Červená - případ bez rezonancí, modrá – nerozpadlé delta rezonance, zbylé rezonance rozpadlé, zelená – zahrnutý rozpad všech rezonancí.



Obrázek 18: Porovnání P_t spekter záporně nabitých pionů pro objemový parametr kapek 50 fm^3 , všechny částice byly emitovány z kapek. Červená - případ bez rezonancí, zbylé rezonance rozpadlé, modrá – nerozpadlé delta rezonance, zbylé rezonance rozpadlé, zelená – zahrnutý rozpad všech rezonancí.



Obrázek 19: Porovnání 3D korelačních funkcí s rezonancemi, bez rezonancí a s nerozpadlými delta rezonancemi pro objemový parametr kapek 50 fm^3 . Polovina částic byla emitována z kapek. Červená (čárkovaná) - zahrnutý všechny rezonance, modrá (čerchovaná) – nerozpadlé delta rezonance, zbylé rezonance rozpadlé, zelená (plná) - bez rezonancí.



Obrázek 20: Porovnání 3D korelačních funkcí s rezonancemi, bez rezonancí a s nerozpadlými delta rezonancemi pro objemový parametr kapek 50 fm^3 . Všechny částice byly emitovány z kapek. Červená (čárkovaná) - zahrnuty všechny rezonance, modrá (čerchovaná) – nerozpadlé delta rezonance, zbylé rezonance rozpadlé, zelená (plná) - bez rezonancí.

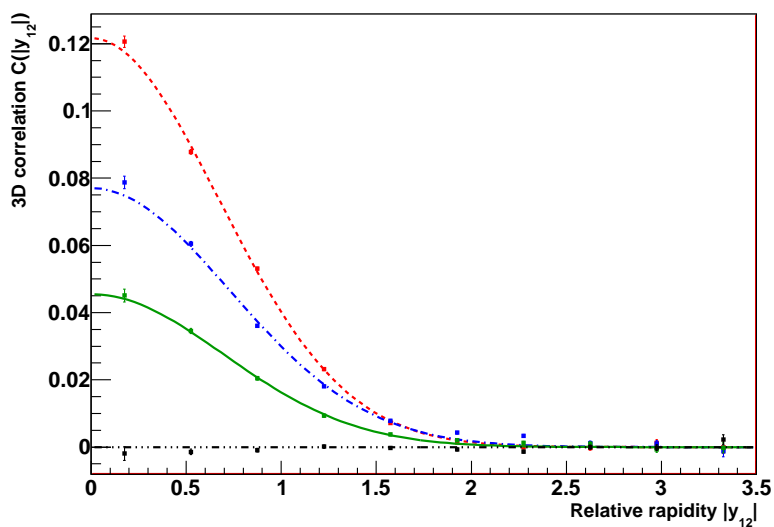
6 Předpovědi pro experiment ALICE

6.1 Simulované parametry

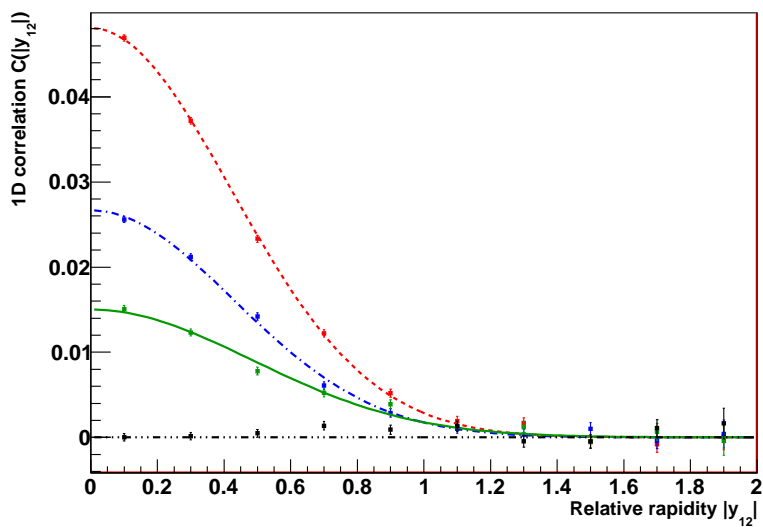
Srážky na LHC budou probíhat při vyšší energii než na RHICu. Očekáváme proto větší multiplicitu a o trochu větší rozměry fireballu. Stejně jako jsme diskutovali v kapitole 2, systém produkuje mnoho baryon-antibaryonových párů, a proto bude baryochemický potenciál bližší k 0. Z těchto důvodů jsme zvolili tyto parametry. Opět jsme zvolili stejný počet simulovaných eventů - 10 000. Akceptovány pro analýzu byly pouze částice mající rapiditu v intervalu $\langle -1, 1 \rangle$. Nastaveno bylo rovnoměrné rozdělení rapidity v akceptovaném intervalu pouze pro centrální srážky. Multiplicita na jednotku rapidity byla nastavena na hodnotu 2 000. Teploty a potenciály pro tuto simulaci byly převzaty z článku [21]: teplota kinetického freeze-outu 150 MeV, teplota chemického freeze-outu 170 MeV, baryonový-chemický potenciál 1 MeV a chemický potenciál podivnosti 0 MeV. Střední hustotu energie v kapce jsme simulovali hodnotou $0.7 \text{ GeV}/\text{fm}^3$. Průměrný počet protonů v jednom eventu byl 157 nezávisle na simulaci s rezonancemi nebo bez rezonancí.

6.2 Výsledky analýzy korelačních funkcí

Na obr. č.21 a 22 porovnáváme průběhy 3D a 1D korelačních funkcí v závislosti na zastoupení hadronů emitovaných z kapek. Pro větší zastoupení kapek jsou korelační funkce vyšší, šířka korelačních funkcí se nemění. Objemový parametr kapek byl v obou případech 50 fm^3 . Tento průběh opět očekáváme i v tomto experimentu.

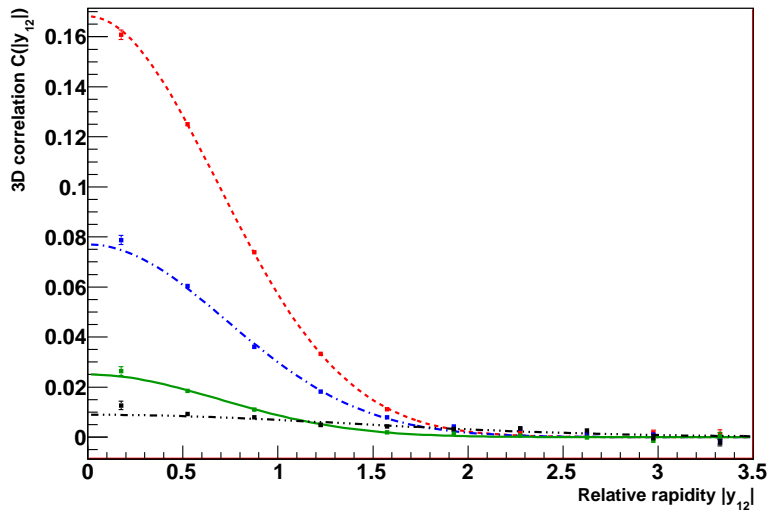


Obrázek 21: Porovnání 3D korelačních funkcí pro objemový parametr kapek 50 fm^3 . Červená (čárkovaná) - 100% zastoupení hadronů z kapek, modrá (čerchovaná) - 50% zastoupení, zelená (plná) - 25% zastoupení, černá (dvojitě čerchovaná) - 0% zastoupení.



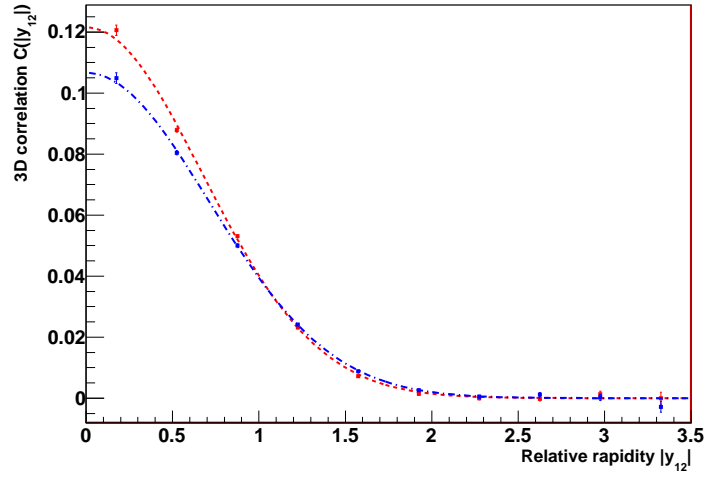
Obrázek 22: Porovnání 1D korelačních funkcí pro objemový parametr kapek 50 fm^3 . Červená (čárkovaná) - 100% zastoupení hadronů z kapek, modrá (čerchovaná) - 50% zastoupení, zelená (plná) - 25% zastoupení, černá (dvojitě čerchovaná) - 0% zastoupení.

Na obrázku č.23 porovnááme 3D korelační funkce, ve kterých byla polovina částic emitována z kapek, v závislosti na velikosti kapek. Pro větší objemový parametr kapek jsou korelační funkce vyšší, to je očekávané. Obrázek č.24 opět dokazuje vliv delta rezonancí na experimentu ALICE. Korelační funkce bez rezonancí jsou nižší než korelační funkce s rezonancemi. S rezonancemi jsou korelační funkce opět užší.



Obrázek 23: Porovnání 3D korelačních funkcí pro zastoupení hadronů z kapek 50%. Červená (čárkovaná) - objemový parametr kapek 100 fm³, modrá (čerchovaná) - 50 fm³, zelená (plná) - 20 fm³ zastoupení, černá (dvojitě čerchovaná) - 10 fm³.

Následující tabulky shrnují hodnoty fitů získané z analýzy dat ze simulace experimentu ALICE s rezonancemi v závislosti na hodnotách b a d . Čísla v závorkách udávají spodní odhad absolutní chyby fitovaných parametrů. Prázdná místa v tabulkách jsou zapříčiněna špatnou „fitovatelností funkce“, zde není žádný nebo velmi slabý signál. Velký rozptyl hodnot σ v tabulkách je zapříčiněn špatnou „fitovatelností funkce“ v některých případech s malým signálem.



Obrázek 24: Porovnání vlivu rezonancí pro 3D korelační funkce. Všechny částice byly emitovány z kapek o objemovém parametru kapek 50 fm^3 . Červená (čárkovaná) - zahrnut vliv rezonancí, modrá (čerchovaná) – bez vlivu rezonancí.

b/fm^3	d	A	σ
100	1	0.255(1)	0.7036(5)
100	0.5	0.168(1)	0.6807(8)
100	0.25	0.099(1)	0.659(2)
50	1	0.1216(9)	0.671(1)
50	0.5	0.077(1)	0.73(1)
50	0.25	0.045(1)	0.697(3)
20	1	0.0379(9)	0.623(4)
20	0.5	0.025(1)	0.690(5)
20	0.25	0.015(1)	0.76(7)
10	1	0.011(1)	0.56(2)
10	0.5	0.0090(5)	1.4(3)
10	0.25	0.0045(7)	0.9(1)
5	1		
5	0.5		
5	0.25		
0	0		

Tabulka č.5: Hodnoty fitů pro 3D korelační funkce v relativní rapiditě.

b/fm^3	d	A	σ
100	1	0.1925(1)	0.442(2)
100	0.5	0.1098(1)	0.445(4)
100	0.25	0.0584(1)	0.443(8)
50	1	0.0887(9)	0.428(5)
50	0.5	0.0503(1)	0.429(9)
50	0.25	0.0265(1)	0.49(1)
20	1	0.0256(9)	0.42(2)
20	0.5	0.0142(1)	0.40(4)
20	0.25	0.0083(1)	0.47(4)
10	1	0.0074(1)	0.42(5)
10	0.5		
10	0.25		
5	1		
5	0.5		
5	0.25		
0	0		

Tabulka č.6: Hodnoty fitů pro 1D korelační funkce v relativní rapiditě.

6.3 Zhodnocení korelačních funkcí

Závěry z analýzy korelačních funkcí jsou velice podobné závěrům z analýzy pro RHIC. Jediným podstatným rozdílem je výška korelačních funkcí, která je vždy nižší než korelační funkce pro stejné parametry ze simulace pro RHIC. Důvodem nižších korelačních funkcí na experimentu ALICE je větší multiplicita a tím pádem větší hustota kapek. V experimentu ALICE se očekává velký počet rezonancí, které budou ovlivňovat hadrony ve finálním stavu. Působení rezonancí na korelační funkce je podobné jako na RHICu, opět zvyšují výšku korelačních funkcí oproti případu bez zahrnutých rezonancí. Podstatný je vliv rozpadu delta rezonancí, které budou na tomto experimentu zřejmě produkovat většinu protonů a zdánlivě snižovat jejich teplotu. Mechanismus je stejný jako v předcházejícím případě.

Závěry shrneme následovně. Vše je obdobné jako pro RHIC. Bez kapek kvark-gluonového plazmatu nepozorujeme žádné korelace. Pokud pro konkrétní objemový parametr kapek snižujeme zastoupení kapek, sníží se velikost pozorovaných korelací a naopak. Se zvyšováním objemových parametrů kapek se pozorované korelace zvyšují. Jednorozměrné korelace jsou ve všech případech menší než trojrozměrné korelace (s výjimkou takových případů, kdy nebyly generovány žádné

kapky, tj. nebyly žádné korelace). Trojrozměrné korelační funkce rychle konvergují k 0 po hodnotě rozdílu rapidity 2.2. Jednorozměrné korelační funkce rychle konvergují k 0 po hodnotě rozdílu rapidity 1.3. Trojrozměrnými korelačními funkcemi můžeme pozorovat měřitelný signál i při objemovém parametru kapky 10 fm^3 . Jednorozměrné korelační funkce vykazují poslední měřitelný signál při objemovém parametru kapky 20 fm^3 . Rezonance zužují šířku korelační funkce. Korelační funkce jsou stejně široké jako v případě simulace pro RHIC.

7 Předpovědi pro experiment FAIR

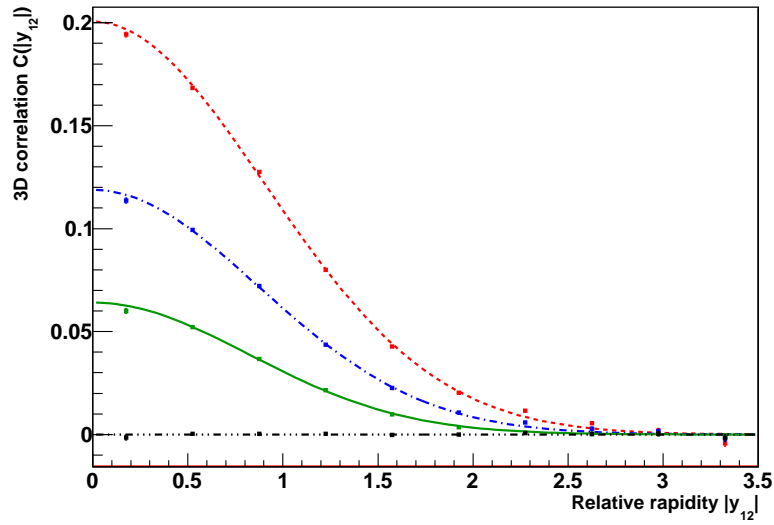
7.1 Simulované parametry

Pro tento budoucí experiment bylo také třeba dosud neznámé parametry odhadnout. Multiplicita protonů, teploty a potenciály pro tuto simulaci byly převzaty ze srážek Pb-Pb na experimentu SPS při energii 40 GeV na nukleon [22]. Počet simulovaných eventů se nezměnil a nabýval hodnoty 10 000. Akceptovány byly částice vzniklé v centrálních srážkách, mající rapiditu v intervalu $\langle -20, 20 \rangle$. Narozdíl od předcházejících experimentů bylo nastaveno Gaussovské rozdělení rapidity se středem v 0 a šířkou 0.7 jednotky rapidity. Abychom dosáhli předpokládaného průměrného počtu protonů na event, nastavili jsme celkovou multiplacitu na hodnotu 1 250. Potenciály a teploty, se kterými jsme počítali, byly: teplota kinetického freeze-outu 140 MeV, teplota chemického freeze-outu 140 MeV, baryonový-chemický potenciál 428 MeV, chemický potenciál podivnosti -53 MeV. Střední hustota energie v kapce byla opět 0.7 GeV/fm³. Z těchto parametrů vyplynul průměrný počet protonů v jednom eventu a to 135 v simulacích s rezonancemi i bez rezonancí.

7.2 Výsledky analýzy korelačních funkcí

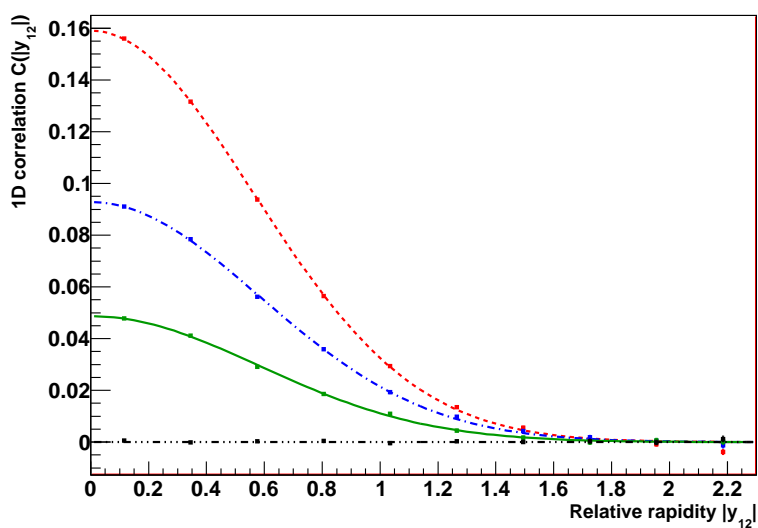
Na obr. č.25 a 26 porovnááme hodnoty 3D a 1D korelačních funkcí v závislosti na zastoupení hadronů emitovaných z kapek. Pro větší zastoupení kapek jsou korelační funkce vyšší, šířka korelačních funkcí se nemění. Objemový parametr kapek byl v obou případech 50 fm³. Tento průběh opět očekáváme i na experimentu FAIR.

Na obrázku č.27 porovnááme 3D korelační funkce, ve kterých byla čtvrtina částic emitována z kapek, v závislosti na velikosti kapek. Pro větší objemový parametr kapek jsou korelační funkce vyšší. Obrázek č.28 opět dokazuje vliv teploty kinematického freeze-outu na korelační funkce. Šířka korelačních funkcí se lehce zvyšuje se stoupající teplotou. Výška korelačních funkcí je opět menší pro vyšší teplotu. To je stejné jako v ostatních simulacích. Teplota 140 MeV na obrázku ukazuje naši předpokládanou simulaci pro FAIR. Ostatní křivky vyznačují jiné teploty kinematického freeze-outu, ostatní parametry zůstaly stejné. Obrázek č.29 ukazuje vliv delta rezonancí na korelační funkce pro objemový parametr kapek 50 fm³. To je stejné jako pro ostatní experimenty.

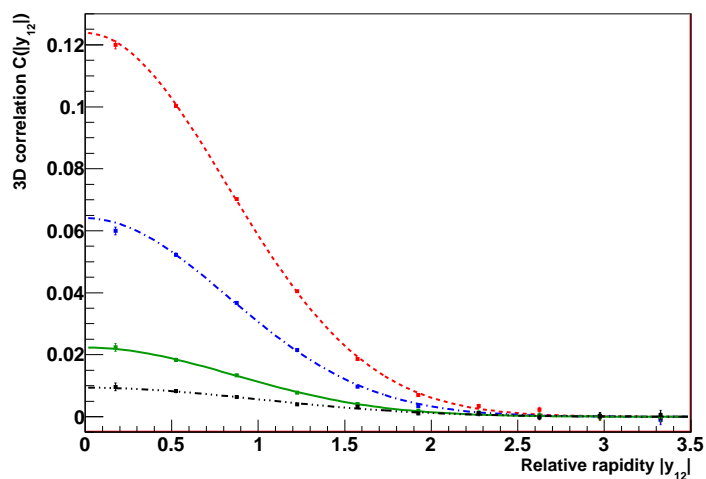


Obrázek 25: Porovnání 3D korelačních funkcí pro objemový parametr kapek 50 fm^3 . Červená (čárkovaná) - 100% zastoupení hadronů z kapek, modrá (čerchovaná) - 50% zastoupení, zelená (plná) - 25% zastoupení, černá (dvojitě čerchovaná) - 0% zastoupení.

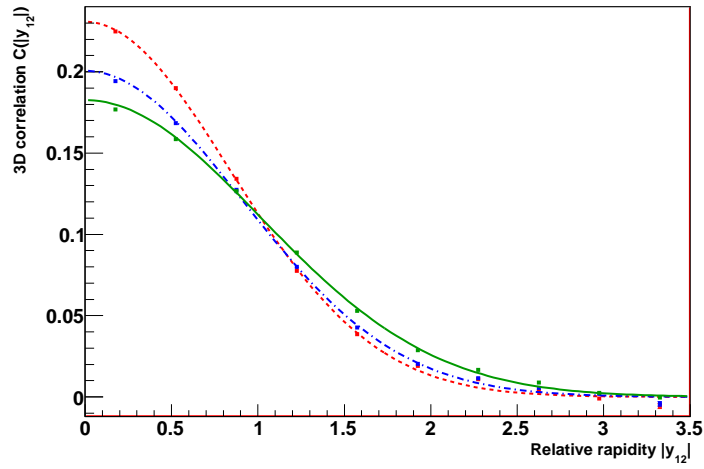
Tabulky shrnují hodnoty fitů získané z analýzy dat ze simulace budoucího experimentu FAIR s rezonancemi v závislosti na hodnotách b a d . Čísla v závorkách udávají spodní odhad absolutní chyby fitovaných parametrů. Prázdná místa v tabulkách jsou zapříčiněna špatnou „fitovatelností funkce“, zde není žádný nebo velmi slabý signál. Velký rozptyl hodnot σ v tabulkách je zapříčiněn špatnou „fitovatelností funkce“ v některých případech s malým signálem.



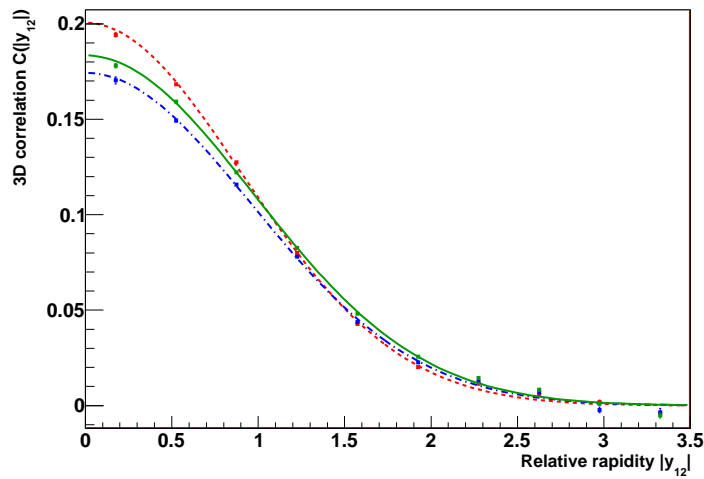
Obrázek 26: Porovnání 1D korelačních funkcí pro objemový parametr kapek 50 fm^3 . Červená (čárkovaná) - 100% zastoupení hadronů z kapek, modrá (čerchovaná) - 50% zastoupení, zelená (plná) - 25% zastoupení, černá (dvojitě čerchovaná) - 0% zastoupení.



Obrázek 27: Porovnání 3D korelačních funkcí pro zastoupení hadronů z kapek 25%. Červená (čárkovaná) - objemový parametr kapek 100 fm^3 , modrá (čerchovaná) - 50 fm^3 , zelená (plná) - 20 fm^3 zastoupení, černá (dvojitě čerchovaná) - 10 fm^3 .



Obrázek 28: Porovnání 3D korelačních funkcí s rezonancemi v závislosti na teplotě kinetického freeze-outu pro objemový parametr kapek 50 fm^3 . Všechny částice byly emitovány z kapek. Červená (čárkovaná) - teplota 120 MeV, modrá (čerchovaná) - teplota 140 MeV, zelená (plná) - teplota 160 MeV.



Obrázek 29: Porovnání 3D korelačních funkcí s rezonancemi, bez rezonancí a s nerozpadlými delta rezonancemi pro objemový parametr kapek 50 fm^3 . Všechny částice byly emitovány z kapek. Červená (čárkovaná) - zahrnuty všechny rezonance, modrá (čerchovaná) - nerozpadlé delta rezonance, zbylé rezonance rozpadlé, zelená (plná) - bez rezonancí.

b/fm^3	d	A	σ
100	1	0.394(1)	0.899(1)
100	0.5	0.238(1)	0.846(3)
100	0.25	0.1238(6)	0.817(6)
50	1	0.2006(5)	0.905(3)
50	0.5	0.1188(6)	0.870(5)
50	0.25	0.0641(6)	0.82(1)
20	1	0.0713(5)	0.916(7)
20	0.5	0.0421(5)	0.88(1)
20	0.25	0.0223(6)	0.86(3)
10	1	0.0303(5)	0.86(1)
10	0.5	0.0192(5)	0.99(2)
10	0.25	0.0094(5)	0.99(5)
5	1	0.0098(5)	0.91(5)
5	0.5	0.0077(5)	0.92(7)
5	0.25	0.0035(4)	1.1(9)
0	0		

Tabulka č.7: Hodnoty fitů pro 3D korelační funkce v relativní rapiditě.

b/fm^3	d	A	σ
100	1	0.3354(4)	0.5656(4)
100	0.5	0.1930(3)	0.581(1)
100	0.25	0.0946(3)	0.579(1)
50	1	0.1591(3)	0.5611(8)
50	0.5	0.0927(3)	0.583(1)
50	0.25	0.0487(3)	0.581(3)
20	1	0.0554(3)	0.587(2)
20	0.5	0.0322(3)	0.585(4)
20	0.25	0.0171(3)	0.574(8)
10	1	0.0220(3)	0.551(6)
10	0.5	0.0140(3)	0.585(9)
10	0.25	0.0069(3)	0.65(1)
5	1	0.0065(3)	0.56(2)
5	0.5	0.0050(4)	0.45(5)
5	0.25		
0	0		

Tabulka č.8: Hodnoty fitů pro 1D korelační funkce v relativní rapiditě.

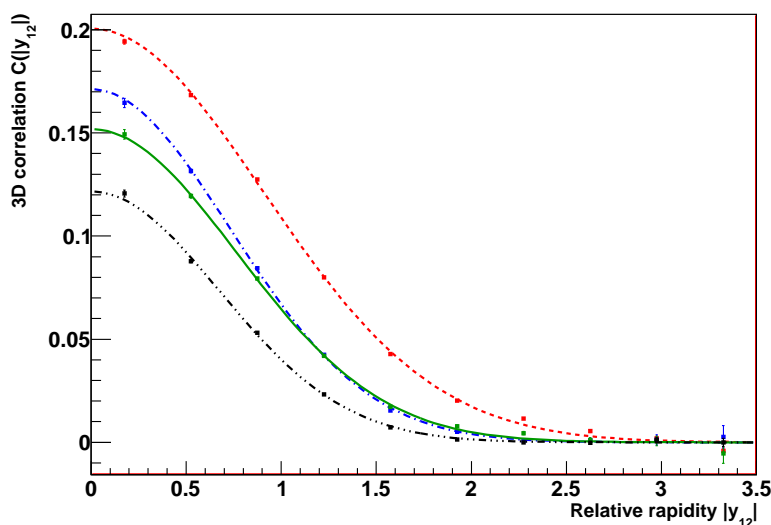
7.3 Zhodnocení korelačních funkcí

Předcházející obrázky shrnuly výsledky korelačních funkcí. Jednorozměrné i trojrozměrné korelační funkce poskytují největší signál ze všech ostatních korelačních funkcí. Detekce případných kapek by tedy mohla být na experimentu FAIR nejsnazší.

Stejně jako v předcházejících experimentech i v tomto experimentu mají vliv rozpady delta rezonancí, které produkují protony a zdánlivě snižují jejich teplotu. Delta rezonance zde přispívají k celkovému počtu protonů cca 30%. Korelační funkce bez rezonancí jsou opět nižší než s rezonancemi. Následuje přehled závěrů analýzy. Bez kapek kvark-gluonového plazmatu nepozorujeme žádné korelace. Pokud pro konkrétní objemový parametr kapek snižujeme zastoupení kapek, sníží se velikost pozorovaných korelací a naopak. Se zvyšováním objemových parametrů kapek se pozorované korelace zvyšují. Jednorozměrné korelace jsou ve všech případech menší než trojrozměrné korelace (s výjimkou takových případů, kdy nebyly generovány žádné kapky, tj. nebyly žádné korelace). Trojrozměrné korelační funkce rychle konvergují k 0 po hodnotě rozdílu rapidity 2.5. Jednorozměrné korelační funkce rychle konvergují k 0 po hodnotě rozdílu rapidity 1.6. Trojrozměrnými korelačními funkcemi můžeme pozorovat měřitelný signál i při objemovém parametru kapky 5 fm^3 , i když velmi obtížně. Jednorozměrné korelační funkce vykazují také poslední měřitelný signál při objemovém parametru kapky 5 fm^3 , zde však musíme předpokládat velký poměr hadronů emitovaných z kapek. Korelační funkce bez rezonancí jsou vždy nižší než s rezonancemi. Šířka korelačních funkcí lehce roste s vyšší teplotou freeze-outu. Rezonance zužují šířku korelačních funkcí. Všechny korelační funkce jsou širší než v případě simulace pro RHIC i ALICE (více v následující kapitole).

8 Porovnání výsledků jednotlivých experimentů

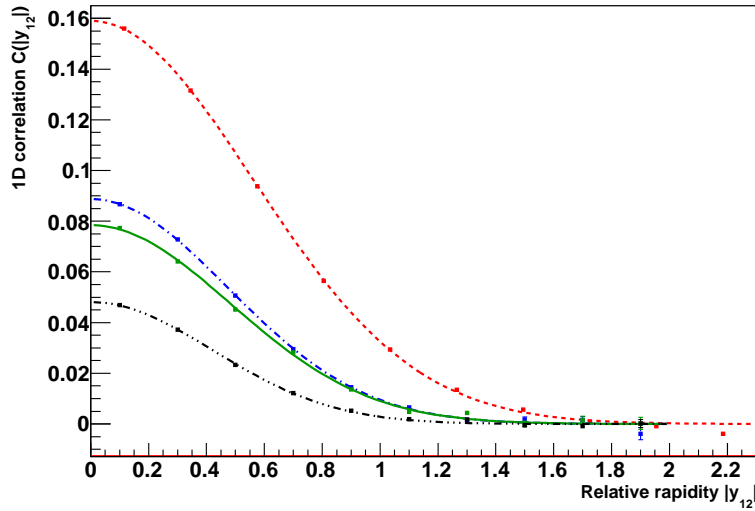
Na obr. č.30, 31 a 32 porovnáváme hodnoty 3D korelačních funkcí pro různé zastoupení hadronů emitovaných z kapek v jednotlivých dříve zkoumaných experimentech. Objemový parametr kapek byl vždy 50 fm^3 . Nejnížší korelační funkce zde měly vždy simulace pro experiment ALICE. Nejširší korelační funkce měla vždy simulace pro experiment FAIR. Tyto obrázky shrnují předchozí výsledky.



Obrázek 30: Porovnání 3D korelačních funkcí mezi různými experimenty pro objemový parametr kapek 50 fm^3 . Všechny částice byly emitovány z kapek. Červená (čárkovaná) - FAIR, modrá (čerchovaná) - RHC s rezonancemi, zelená (plná) - RHC bez rezonancí, černá (dvojitě čerchovaná) - ALICE.

Přestože nebylo jasné proč, výsledky z experimentu FAIR měly nejširší korelační funkci navzdory nejnížší teplotě kinetického freeze-outu. Na obrázku č.33 byly provedeny analýzy vlivu šířky rapiditního rozdělení na experiment FAIR. Vidíme, že pro větší šířku rozdělení jsou korelační funkce nižší. Pro menší fireball přispívá k produkci protonů méně kapek, to znamená, že ve fireballu je méně zdrojů, které mohou rušit korelace. Obrázky č.34 a 35 dokazují, že počet protonů na jednotku rapidity je na experimentu FAIR mnohem víc než na RHICu. Obě dvě rapiditní spektra byla podělena počtem vygenerovaných eventů a šířkou binu.

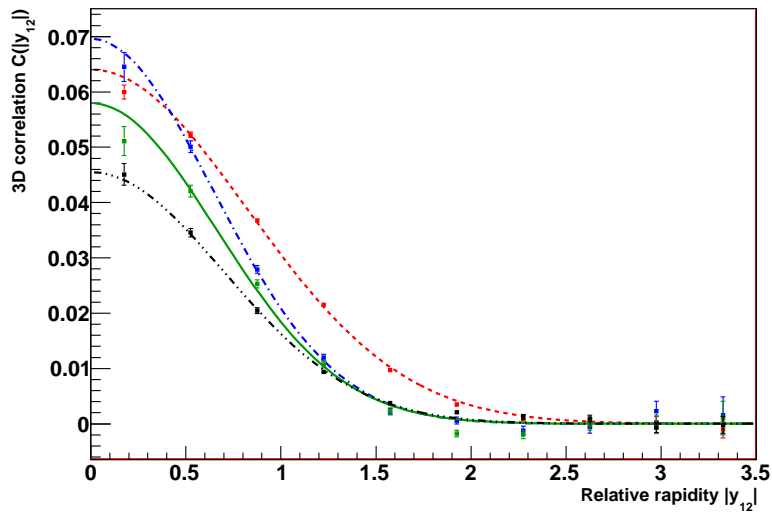
Nejzajímavějším výsledkem z porovnání korelačních funkcí je fakt, že korelační funkce z experimentu FAIR jsou nejširší. Šířka korelační funkce by měla



Obrázek 31: Porovnání 1D korelačních funkcí mezi různými experimenty pro objemový parametr kapek 50 fm^3 . Všechny částice byly emitovány z kapek. Červená (čárkovaná) - FAIR, modrá (čerchovaná) – RHIC s rezonancemi, zelená (plná) – RHIC bez rezonancí, černá (dvojitě čerchovaná) – ALICE.

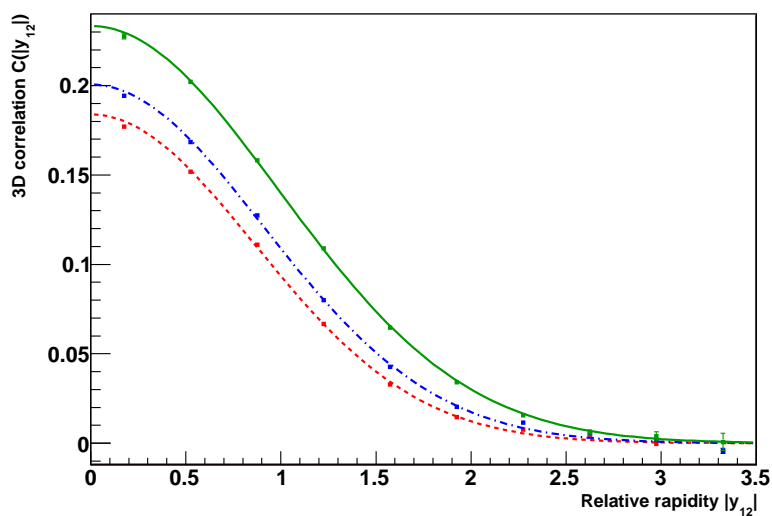
záviset na teplotě kinetického freeze-outu, čím vyšší teplota, tím širší korelační funkce. V našem případě ale je tomu naopak, FAIR má nejmenší teplotu kinetického freeze-outu a jeho korelační funkce jsou nejširší. Tento jev by se mohl dát vysvětlit pozorováním, že hustota kapek (korelovaných protonů) je na FAIR větší než na RHICu. Toto je vidět z rapiditních spekter pro oba experimenty. Tento předpoklad potvrzuje i porovnání různých šířek rapiditního rozdělení. Pro menší šířku rapiditního rozdělení je korelační funkce širší, protože obsahuje méně kapek.

Všechny korelační funkce mají kvalitativně podobný průběh. Jsou však patrné velké rozdíly. Korelační funkce s rezonancemi nám poskytují větší signál než v případě bez zahrnutí rezonancí. Toto je způsobeno vlivem protonů z delta rezonancí. Nejmenší signál o případných kapkách kvark-gluonového plazmatu předpokládáme u experimentu ALICE u všech uvažovaných korelačních funkcí. Pro daný experiment jsou vždy 3D korelační funkce relativní rapidity vyšší než 1D. Trojrozměrné korelační funkce vykazují největší signál pro FAIR, následně pro RHIC a ALICE. Jednorozměrné korelační funkce vykazují největší signál pro FAIR, následně pro RHIC a ALICE. Minimální detekovatelný objemový parametr kapek je 5 fm^3 pro experiment FAIR, v případě ostatních experimentů 10 fm^3 . Udané

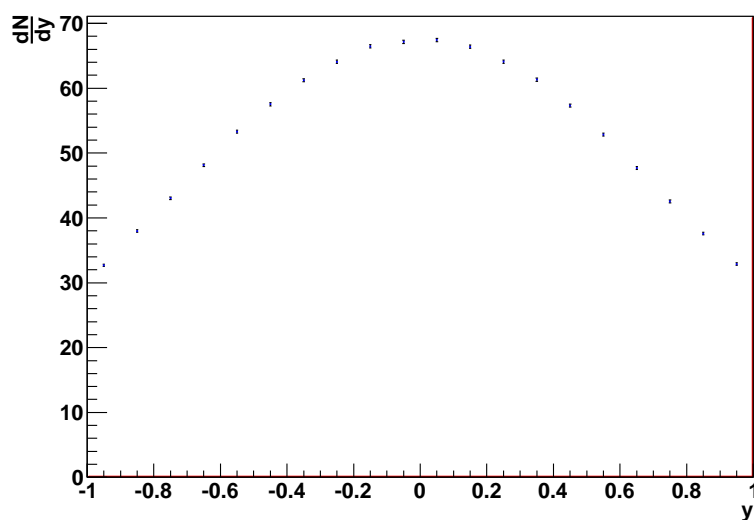


Obrázek 32: Porovnání 3D korelačních funkcí mezi různými experimenty pro objemový parametr kapek 50 fm^3 . Čtvrtina částic byla emitována z kapek. Červená (čárkovaná) - FAIR, modrá (čerchovaná) – RHIC s rezonancemi, zelená (plná) – RHIC bez rezonancí, černá (dvojitě čerchovaná) – ALICE.

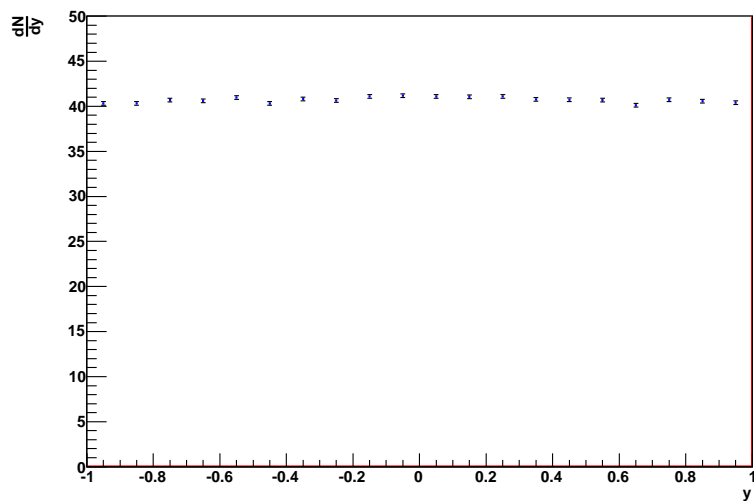
hodnoty jsou na hranici měřitelnosti. Pro menší objemy už není v kapkách dostatek energie, aby se v nich vytvořil dostatek protonů. Pro experiment ALICE očekáváme nejmenší kapky kvůli největšímu gradientu rychlosti expanze ze všech uvažovaných experimentů.



Obrázek 33: Porovnání 3D korelačních funkcí v experimentu FAIR mezi různými šířkami rapiditního rozdělení (celková multiplicita byla náležitě přeskálována) pro objemový parametr kapek 50 fm^3 . Všechny částice byly emitovány z kapek. Červená (čárkovaná) - šířka Gaussova rozdělení v rapiditě 0.9 (celková multiplicita 1607), modrá (čerchovaná) - šířka Gaussova rozdělení v rapiditě 0.7 (celková multiplicita 1250), zelená (plná) - šířka Gaussova rozdělení v rapiditě 0.5 (celková multiplicita 893).



Obrázek 34: Rapiditní spektrum protonů z experimentu FAIR pro objemový parametr kapek 50 fm^3 . Polovina částic byla emitována z kapek.



Obrázek 35: Rapiditní spektrum protonů pro RHIC a objemový parametr kapek 50 fm^3 . Polovina částic byla emitována z kapek.

Závěr

Předpokládáme-li fragmentaci fireballu na kapky kvark-gluonového plazmatu obklopené hadronovým plynem, potom potřebujeme vhodné pozorovatelné, abychom je mohli detekovat. Jako vhodné pozorovatelné jsme posuzovali protonové korelační funkce. Pomocí těchto korelačních funkcí jsme učinili předpovědi pro RHIC, FAIR a ALICE. Předpovídáme výšku a šířku korelační funkce v závislosti na průměrném objemu kapek a poměru hadronů emitovaných kapek. Jelikož nebyly k dispozici žádná experimentální data, analyzovaná data byla vygenerována Monte Carlo generátorem DRAGON. Tento generátor umožnil co nejpřesněji nasimulovat zmíněné experimenty a z vygenerovaných dat sestavit protonové korelační funkce.

Následuje popis nejvýznamnějších faktů, které byly objeveny pomocí naší analýzy. Pokud nejsou přítomny žádné kapky, tak nepozorujeme žádné protonové korelace. Pro větší průměrné objemy kapek se korelace zvyšují a naopak. Korelační funkce se snižuje se snižujícím se zastoupením hadronů emitovaných z kapek při fixovaném průměrném objemu kapek. Pro experiment ALICE jsou korelační funkce pro stejné parametry b a d nejnižší ze všech experimentů. Pro experiment FAIR zřejmě bude nejsnazší detekce případných kapek protonovými korelačními funkcemi. Zde můžeme detekovat kapky až o průměrném objemu 2.5 fm^3 , u ostatních experimentů až 5 fm^3 . Uvedené hodnoty jsou na hranici měřitelnosti. Ačkoliv na experimentu FAIR očekáváme nejnižší teplotu kinetického freeze-outu, jsou korelační funkce nejširší. Tento jev nebyl bohužel zcela objasněn. Důležitým objevem je fakt, že zahrnutí rezonancí zesiluje korelace oproti případu bez rezonancí. Tento fakt je zapříčiněn příspěvkem protonů z delta rezonancí. Taktéž platí, že se snižující se teplotou kinetického freeze-outu pro daný experiment stoupá výška korelační funkce a naopak. Tento fakt je zapříčiněn tím, že pro nižší teploty jsou hybnosti protonů méně rozmazány tepelným pohybem než pro vyšší teploty. Rezonance také zužují korelační funkce. Toto platí pro všechny uvažované experimenty. Významnou skutečností je, že naše úvahy nebraly v potaz přerostlý emitovaných hadronů. Tento jev může významně ovlivnit korelační funkce (snížit nebo úplně vyrušit). Vše zde uvedené rozsoudí až experiment...

Literatura

- [1] B. Tomášik, arXiv:0806.4770v2 [nucl-th].
- [2] <http://www.gsi.de/fair/experiments/CBM/Phasendiagram.jpg>.
- [3] P. Chomaz, M. Colonna, J. Randrup, Physics Reports 389 (2004) 263440.
- [4] I. Melo, B. Tomášik, G. Torrieri et al, arXiv:0711.4932v1 [nucl-th].
- [5] O. Scavenius et al., Phys. Rev. D 63 (2001) 116003.
- [6] I. N. Mishustin, Phys. Rev. Lett. 82, 4779 (1999), [arXiv:hep-ph/9811307].
- [7] D. Kharzeev and K. Tuchin, arXiv:0705.4280 [hep-ph].
- [8] K. Paech and S. Pratt, Phys. Rev. C 74, 014901 (2006), [arXiv:nucl-th/0604008].
- [9] G. Torrieri, B. Tomášik, I. Mishustin, arXiv:0707.4405v2 [nucl-th].
- [10] I. Melo, B. Tomášik, G. Torrieri et al, arXiv:0902.1607v1 [nucl-th].
- [11] B. Tomášik, I. Melo, M. Gintner, S. Koróny, arXiv:0711.4935v1 [nucl-th].
- [12] B. B. Back et al. Phys. Rev. C 74, 011901(R) (2006).
- [13] G. Roland, talk at the conference „Critical Point and the Onset of Deconfinement“, July 2007, GSI Darmstadt, Germany, <https://www.gsi.de/documents/FOLDER-9871183603510.html>.
- [14] W. Broniowski, B. Hiller, W. Florkowski a P. Bozek, Phys. Lett. B 635, 290 (2006).
- [15] J. Randrup: Heavy Ion Physics 22 (2005) 69.
- [16] S. Pratt: Physical review C 49 (1994) 2722.
- [17] A. Kisiel, T. Taluc, W. Broniowski, W. Florkowski, arXiv:nucl-th/0504047.
- [18] <http://karman.physics.purdue.edu/OSCAR/docs/file/>.
- [19] root.cern.ch.
- [20] P. Braun-Munzinger, D. Magestro, K. Redlich and J. Stachel, Phys. Lett. B518, 41 (2001).

- [21] J. Cleymans, I. Kraus et al., arXiv:hep-ph/0604237v1.
- [22] F. Becattini, M. Gadzicki, A. Keränen, J. Manninen, Physical Review C 69, 024905(2004).