

FAKULTA MATEMATIKY, FYZIKY A INFORMATIKY
UNIVERZITY KOMENSKÉHO
BRATISLAVA

Katedra jadrovej fyziky

Dynamika jadrových zrážok a potlačenie častice J/ψ

Študentská vedecká odborná činnosť

Monika Jurčovičová

Jadrová a subjadrová fyzika

3. ročník

Apríl 2001

Školiteľ: Prof. RNDr. Ján Pišút, DrSc.

Obsah

Úvod	2
1 Súčasný stav problematiky	4
1.1 Kvar-k-gluónová plazma	4
1.2 Potlačenie J/ψ ako signatúra QGP	5
1.3 Experimentálne meranie produkcie J/ψ	6
1.4 Anomálne potlačenie J/ψ	9
2 Výpočty a výsledky	12
2.1 Začiatok anomálneho potlačenia J/ψ pre zrážky Pb-In	12
2.2 Kombinácia modelov BO a KLNS	13
Záver	16
Literatúra	17

Úvod

Fyzika elementárnych častíc zaznamenala v posledných desaťročiach veľmi veľký rozvoj, spojený s neustálym zdokonaľovaním experimentálnych zariadení. Vedci sa snažia pochopiť všetky javy v prírode na základe interakcií medzi elementárnymi časticami, z ktorých sa hmota skladá, snažia sa objasniť vznik a existenciu nášho vesmíru.

Elementárne častice sa delia na hadróny a leptóny. Hadróny možno ďalej rozdeliť na baryóny a mezóny a tie sa skladajú z kvarkov, antikvarkov a gluónov. V súčasnej teórii elementárnych častíc, v tzv. Štandardnom modeli, sú za skutočne elementárne považované kvarky a leptóny. Experimenty zatiaľ nepreukázali, že by tieto častice mali nejakú vnútornú štruktúru.

Poznáme šesť kvarkov a šesť leptónov v troch generáciách: leptónové generácie tvoria elektrón a elektrónové neutríno (e, ν_e), mión a miónové neutríno (μ, ν_μ), τ -leptón a τ -neutríno (τ, ν_τ); generácie kvarkov sú: up a down (u,d), charm a strange (c,s), top a bottom (t,b).

Ku každej častici existuje jej antičastica, napr. k elektrónu pozitron, k neutrínu antineutríno, ku kvarku jeho antikvark. Zo šiestich kvarkov a ich antikvarkov sa skladajú všetky hadróny: baryóny z troch kvarkov, mezóny z páru kvark-antikvark.

Na úrovni súčasného fyzikálneho poznania rozlišujeme štyri typy interakcií medzi fyzikálnymi objektami, teda aj medzi časticami: gravitačnú, elektromagnetickú, slabú a silnú interakciu. Všetky nabité častice interagujú elektromagneticky. Hadróny interagujú silno, môžu interagovať aj slabo. Leptóny neinteragujú silno. Medzi všetkými časticami s nenulovou hmotnosťou pôsobí gravitačná interakcia. Už na úrovni atómu je gravitačná sila zanedbateľná v porovnaní s elektromagnetickou, pomocou ktorej možno

vysvetliť interakciu medzi elektrónmi a jadrom. Na úrovni jadra dominuje silná interakcia, ktorá je najsilnejšia z interakcií, ale pôsobí len na extrémne krátke vzdialenosti, zodpovedajúce rozmerom jadier.

V prvej časti tejto práce sa zaoberám štúdiom jadrových zrážok, pri ktorých sa vytvorí častica J/ψ , premenami tejto častice a ich využitím pri hľadaní dôkazov o existencii kvark-gluónovej plazmy. Štúdium potlačenia J/ψ môže priniesť informácie aj o dynamike jadrovej zrážky. Keďže sa v súčasnosti pripravuje experiment, ktorý bude študovať produkciu a potlačenie J/ψ v zrážkach jadier olova s indiom, v druhej časti tejto práce sa zaoberám výpočtami pravdepodobnosti prežitia J/ψ pre zrážky týchto dvoch jadier.

1 Súčasný stav problematiky

1.1 Kvark-gluónová plazma

Vzájomné pôsobenie medzi kvarkami a gluónmi popisuje kvantová chromodynamika (QCD). Z jej rovníc pre kvarky a antikvarky vyplýva tzv. uväznenie (confinement). Znamená to, že potenciál vzájomnej príťažlivosti medzi nimi rastie so vzdialenosťou. Z toho vyplýva, že za normálnych podmienok nemôžu byť kvarky pozorované ako voľné častice.

QCD však predpokladá fázu prechodu od obvyčajnej hadrónovej hmoty k "neuväznenému" stavu neviazaných kvarkov a gluónov, tzv. kvark-gluónovej plazme (QGP). QGP je kozmologický predok bežnej jadrovej hmoty a zaplňala vesmír niekoľko mikrosekúnd po Big Bangu, pred narodením hadrónov. QCD predpovedá vznik QGP za istých extrémnych podmienok a to pri vysokej hustote hadrónovej hmoty a pri vysokej teplote. Keď totiž hustota hadrónovej hmoty narastá, prítomnosť veľkého množstva kvarkov a gluónov veľmi blízko pri sebe spôsobí zoslabnutie potenciálu, ktorý ich viaže, kvôli tieneniu. Dôsledkom je, že kvarky a gluóny sú oslobodené a v tomto tzv. "neuväznenom stave hmoty" sa môžu pohybovať voľne ako elektróny v konvenčnej plazme.

Podstatnú úlohu pre vznik QGP hrá dosiahnutá hustota energie a jej závislosť na teplote. Ak chceme popísať termodynamiku QGP, potom v priblížení neinteragujúcich častíc je situácia jednoduchá: pre gluóny použijeme rozdelenie hustoty energie ako pre fotóny (Planckov rozdeľovací zákon) a pre kvarky rozdelenie pre fermióny. Na popis reálnej situácie však treba brať do úvahy aj interakciu častíc a výpočty sa robia na základe tzv. mriežkových modelov QCD. Z nich vyplýva, že závislosť energie od teploty zaznamenáva

prudký nárast pri určitej kritickej teplote, ktorej hodnota sa odhaduje na 150 až 200 MeV.

Mechanizmus jadrových zrážok nie je úplne známy. Z geometrie zrážky vyplýva, že vyššiu hustotu energie možno dosiahnuť, ak sa navzájom prelína väčšia časť jadrovej hmoty, teda v prípade zrážok s väčšou centralitou.

1.2 Potlačenie J/ψ ako signatúra QGP

Získať jasný a nedvojzmyselný dôkaz (signatúru) vytvorenia QGP je náročná úloha. Hlavným problémom je extrémne krátka doba života QGP $\sim 10^{-22}$ s, a rýchly návrat k pôvodnému stavu hmoty inverznou fázou prechodu, tzv. hadronizáciou.

Dôkaz bude registrovateľný len ak vznikne v počiatočnej fáze kolízie a prežije fázou hadronizácie bez toho, aby bol "vymazaný" následnými silnými interakciami.

Z tohto dôvodu môžu byť ťažké hadróny vytvorené v počiatočnej fáze kolízie považované za najcitlivejšie dôkazy pre experimentálnu identifikáciu QGP. Využíva sa to, že časť z vytvorených ťažkých častíc sa rozpadá na dileptóny, ktoré nepodliehajú silným interakciám dominantným počas hadronizácie.

V roku 1986 Matsui a Satz [1] predpovedali, že ak sa vytvorí QGP, bude J/ψ produkcia potlačená. Ich myšlienka je založená na jednoduchých kvantovo-mechanických úvahách: J/ψ je viazaný stav pomerne ťažkého kvarku c a jeho antikvarku. Hmotnosť každého z nich je okolo 1.5 GeV, takže na popis ich viazaného stavu možno použiť nerelativistickú Schrödingerovu rovnicu. Potenciál, vďaka ktorému viazaný stav existuje, má vo vákuu tvar:

$$V(r) = -\alpha/r + \kappa r$$

Ak sa J/ψ nachádza v QGP, nastáva tienenie potenciálnej energie, tzv. Debyeovo tienenie a potenciál sa mení na:

$$V_{QGP}(r) = -(\alpha/r) \exp(-r/r_0)$$

Koeficient r_0 (tzv. Debyeova dĺžka) závisí od teploty a teda aj od hustoty energie systému. Pri určitých kritických hodnotách teploty a energie, vznikne QGP a potenciál $V_{QGP}(r)$ už "neudrží" viazaný stav $c\bar{c}$, čo sa prejaví tým, že pozorujeme menšiu produkciu J/ψ ako predpovedá teória.

1.3 Experimentálne meranie produkcie J/ψ

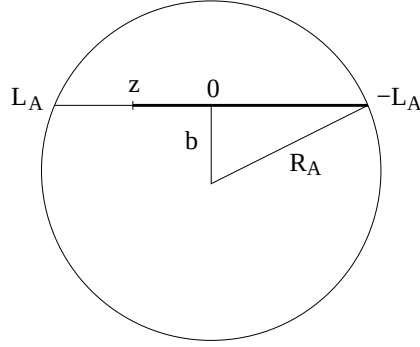
V experimentoch na SPS (Super Proton Synchrotron) v CERNe, v kolaborácii NA38, od roku 1986 študovali produkciu charmonia (tak sa nazýva viazaný stav $c\bar{c}$) na rôznych terčoch s protónmi urýchlenými na 450 GeV/c a s O a S iónmi urýchlenými na 200 GeV/nukleón. Aparatúra dokázala detekovať miónový pár, ktorý mohol pochádzať z rozpadu J/ψ alebo z kvark-antikvarkovej anihilácie na dileptóny známej ako Drell-Yanova produkcia. Z nameraných hodnôt energie a hybnosti miónového páru ($E_1, E_2, \vec{p}_1, \vec{p}_2$) sa vypočíta invariantná hmotnosť podľa relativistického vzťahu ($c=1$):

$$M^2 = (E_1 + E_2)^2 - (\vec{p}_1 + \vec{p}_2)^2,$$

V spektre invariantnej hmotnosti miónového páru sa J/ψ prejaví ako rezonancia so strednou hodnotou energie 3.1 GeV, ktorá zodpovedá pokojovej hmotnosti J/ψ . Miónový pár pochádzajúci z anihilácie $c\bar{c}$ má inú závislosť od M ako typicky rezonančný priebeh M pre mióny pochádzajúce z rozpadu J/ψ a možno ich odlíšiť.

Experimenty ukázali, že vytvorené J/ψ podlieha absorpcii jadrovou hmotou počas svojej cesty cez interagujúce jadro. Tento mechanizmus môžeme nazvať normálne potlačenie J/ψ produkcie. Teória normálneho potlačenia J/ψ výborne súhlasí s experimentálnymi výsledkami v celej škále zrážok od p-p až po centrálne S-U zrážky.

Normálne potlačenie J/ψ v absorpcii jadrom vysvetľuje Gerschel-Hüfner mechanizmus [2], [3]. Interakciu protón-jadro alebo jadro-jadro si zjednodušene predstavuje ako tzv. tube on tube collision, t.j. postupnú interakciu trubice nukleónov s nalietačavajúcim protónom alebo dvoch trubíc nukleónov z daného prekryvu jadier, v prípade interakcie jadro-jadro.



Obrázok 1.1: Jadro s polomerom R_A , v mieste z vznikne J/ψ , b je parameter zrážky, $L_A + z$ je dĺžka trubice nukleónov, ktoré interagujú s J/ψ .

Uvažujme najprv interakciu protón–jadro. Protón prelieta jadrom a na svojej ceste interaguje s trubicou nukleónov. V niektorom mieste z sa môže vytvoriť J/ψ . V sústave hmotného stredu (CMS) ostáva "sedieť" na mieste a ďalšie nukleóny v trubici s ním interagujú a môžu spôsobiť jeho absorpciu v jadre. Základný Gerschel-Hüfner vzťah pre pravdepodobnosť prežitia J/ψ možno odvodiť v analógii s definíciou účinného prierezu. Pre zoslabenie zväzku pri prechode vzdialenosti l prostredím s hustotou nukleónov ρ platí:

$$N = N_0 \exp(-\sigma_a \rho l),$$

kde σ_a je účinný prierez absorpcie J/ψ v jadre. Používa sa jednoduchý model jadier ako sfér s konštantnou hustotou nukleónov a polomerom $R_A = 1.2 A^{1/3}$ fm, kde A je nukleónové číslo.

Ak vzdialenosť, ktorú J/ψ prejde v jadre v laboratórnej sústave, resp. dĺžka trubice nukleónov, ktorá zinteraguje s J/ψ v CMS sústave, je $l = z + L_A$ (viď Obr. 1.1), potom J/ψ je potlačené faktorom:

$$S = \exp(-\sigma_a \rho (z + L_A)).$$

Aby sme zahrnuli geometriu zrážky protónu s jadrom, treba preintegrovať cez všetky možné z (miesta vzniku J/ψ) od $-L_A$ do L_A a cez všetky možné

zrážkové parametre b , lebo aj L_A je funkciou b . Dostaneme nasledujúci vzťah:

$$S = \frac{\int_0^{R_A} 2\pi b db \int_{-L_A(b)}^{L_A(b)} dz \sigma_{J/\psi} \rho e^{-\sigma_a \rho (z+L_A(b))}}{\int_0^{R_A} 2\pi b db \int_{-L_A(b)}^{L_A(b)} dz \sigma_{J/\psi} \rho}$$

V prípade interakcie jadro–jadro, ostáva rovnaká idea. J/ψ sa vytvorí v mieste z_A, z_B (viď Obr. 1.2) a interaguje s nukleónmi v oboch príslušných trubiciach. Dĺžky trubíc možno vyjadriť takto:

$$L_A = \sqrt{R_A^2 - s^2},$$

$$L_B = \sqrt{R_B^2 - (b-s)^2} = \sqrt{R_B^2 - b^2 - s^2 + 2bs \cos \theta}$$

kde s je vzdialenosť miesta vzniku J/ψ od stredu jadra A, b je vzdialenosť medzi stredmi jadier A, B (A, B sú príslušné nukleónové čísla).

Vo výraze pre pravdepodobnosť prežitia J/ψ sa tak objaví ďalší faktor typu $\exp(-\sigma_a \rho l)$ a aj integrovanie cez uhol θ a Θ -funkcia, ktorá zaručí zahrnutie len tej oblasti, kde došlo k "prekrytiu" interagujúcich jadier A a B, σ_N je účinný prierez nukleón-nukleónovej interakcie.

$$S = N/N_0,$$

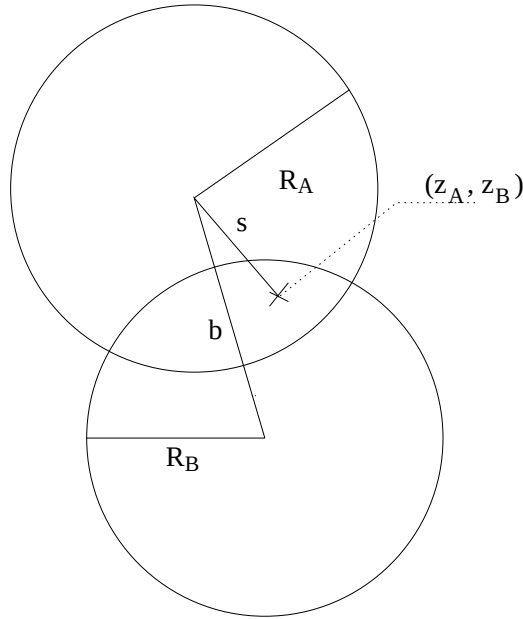
kde

$$N_0 = \int_0^{R_A} s ds \int_0^{2\pi} d\theta 2L_A(s) 2L_B(b, s, \theta),$$

$$N = \int_0^{R_A} s ds \int_0^{2\pi} d\theta \Theta(R_B^2 - b^2 - s^2 + 2bs \cos \theta) \int_{-L_A(s)}^{L_A(s)} dz_A$$

$$\times \int_{-L_B(s, \theta)}^{L_B(s, \theta)} dz_B e^{-\sigma_a \rho (z_A + L_A(s))} e^{-\sigma_a \rho (z_B + L_B(s, \theta))}.$$

Hodnoty použitých konštánt sú: $\sigma_a=7$ mb, $\sigma_N=30$ mb, $\rho=0.138$ fm⁻³.



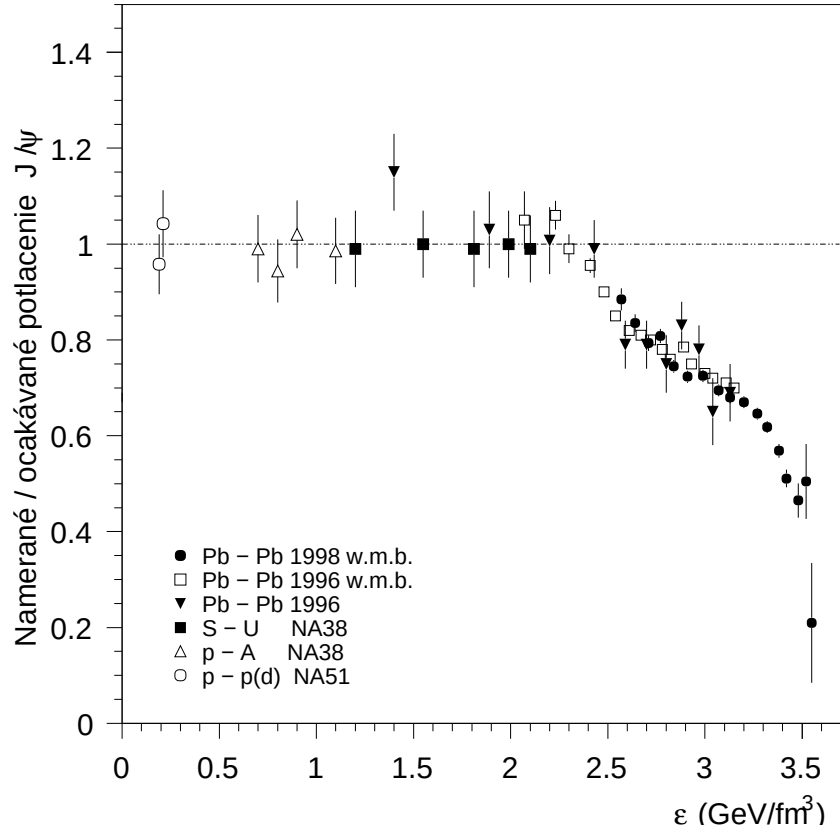
Obrázok 1.2: Jadrá A, B s príslušnými polomerami R_A, R_B , v mieste z_A, z_B vznikne J/ψ , s je vzdialenosť miesta vzniku od stredu jadra A, b je vzdialenosť medzi stredmi jadier A, B.

1.4 Anomálne potlačenie J/ψ

V roku 1996 sa v CERNe podarilo vyrobiť zväzok iónov Pb urýchlených na 158 GeV/nukleón. Získali sa tým lepšie podmienky pre vznik QGP než u ľahších iónov, a síce väčšie objemy a počty zúčastnených nukleónov. Tieto črty podporovali termalizáciu média a zvyšovali dobu života možnej QGP. Experiment NA38 bol nahradený experimentom NA50 s novým lepším detektorom.

V centrálnych zrážkach Pb–Pb bolo zistené anomálne potlačenie J/ψ , ktoré bolo interpretované ako pozorovanie nového stavu hmoty, možno QGP. Experimentálne dáta sú často prezentované ako závislosť pomeru nameraného a očakávaného J/ψ výťažku od počtu zúčastnených nukleónov, pričom očakávaný výťažok je daný normálnym potlačením J/ψ . Na grafe tohto typu (Obr.1.3) je dobre vidieť pokles výťažku J/ψ v Pb–Pb zrážkach takmer až na polovicu očakávanej hodnoty.

Zatiaľ neexistuje žiadna experimentálna informácia o anomálnom potla-



Obrázok 1.3: Závislosť potlačenia J/ψ od hustoty energie dosiahnutej v zrážke, w.m.b. znamená "with minimum bias", čo je metóda používaná pri spracovaní údajov [4].

čení J/ψ v zrážkach iných jadier. Pravdepodobne v nich nebola dosiahnutá dostatočná hustota energie na to, aby mohlo dôjsť k vzniku QGP. Mechanizmus formovania nadkritickej hustoty energie vedúcej k takémuto fázovému prechodu nie je zatiaľ známy.

Existujú dva modely, ktoré popisujú takýto mechanizmus, ale ani jeden nemá podrobnejšie zdôvodnenie založené na QCD. Sú vybudované na základe experimentálnych výsledkov a sú schopné popísať začiatok anomálneho potlačenia J/ψ pri danej transversálnej energii E_T . Tieto modely navrhli Blaizot a Ollitrault (BO) [5] a Kharzeev, Lourenço, Nardi a Satz (KLNS) [6].

BO a KLNS modely vychádzajú z rôznych predpokladov dynamiky

jadrovej zrážky a vedú k rôznym predpovediam závislosti anomálneho potlačenia J/ψ od nukleónového čísla zrážajúcich sa jadier.

Obidva modely predpokladajú, že anomálne potlačenie J/ψ je spôsobené "rozpúšťaním" J/ψ v QGP. Čas, ktorý strávi J/ψ v QGP v týchto modeloch nevystupuje, čo znamená, že predpokladajú okamžité rozpúšťanie. Dynamika jadrovej zrážky je pozdĺžna v tom zmysle, že kritérium pre vytvorenie QGP závisí len na tube-on-tube interakcii.

Podľa BO modelu je hustota energie úmerná súčtu dĺžok zrážajúcich sa trubíc, čo môžeme popísať ako:

$$\varepsilon_{BO}(b, s, \theta) = \alpha[\rho\sigma_a L_A(s) + \rho\sigma_a L_B(b, s, \theta)]$$

Vo formule pre potlačenie J/ψ plazmou sa potom objaví člen:

$$\Theta(\varepsilon_{BO}(b, s, \theta) - \varepsilon_{crit})$$

Za kritickú hustotu zúčastnených nukleónov na jednotku plochy priečného prierezu považujú maximálnu možnú hodnotu dosiahnutú v S–U zrážkach.

Podľa KLNS modelu je hustota energie úmerná výrazu:

$$\varepsilon_{KLNS}(b, s, \theta) = \beta \frac{\rho\sigma_a L_A(s) \cdot \rho\sigma_a L_B(b, s, \theta)}{\rho\sigma_a L_A(s) + \rho\sigma_a L_B(b, s, \theta)}$$

a vo formule pre potlačenie J/ψ sa objaví člen

$$\Theta(\varepsilon_K(b, s, \theta) - \varepsilon_{crit})$$

Tieto dva varianty sa vyšetrovali v [7] a ukázalo sa, že vedú k rôznej závislosti výskytu anomálneho potlačenia J/ψ ako funkcie nukleónových čísel A, B.

Presnejšie: Keď zobrazíme krivky závislosti potlačenia J/ψ od nukleónových čísel A, B, potom BO model predpovedá existenciu anomálneho potlačenia v istých oblastiach, kde KLNS naopak predpovedá jeho absenciu. Napríklad pre ión Pb je sporný interval nukleónového čísla druhého iónu od 57 do 73.

2 Výpočty a výsledky

2.1 Začiatok anomálneho potlačenia J/ψ pre zrážky Pb–In

V súčasnosti sa v CERNe pripravuje experiment NA60, ktorý bude pokračovať v práci experimentu NA50, pričom ako terčové jadro bude použité ^{115}In . Budú sa teda vyšetrovať jadrové zrážky Pb–In. Pre tento prípad som vypočítala závislosť $S(E_T)$ použitím oboch modelov. Na výpočty pravdepodobnosti prežitia S a transversálnej energie E_T som použila upravený program v jazyku FORTRAN (napísaný Doc. RNDr. N. Pišútovou, Csc.) Vzťahy pre pravdepodobnosť prežitia boli uvedené v kapitolách 1.3 a 1.4. Pre transversálnu energiu platí nasledujúci empirický vzťah:

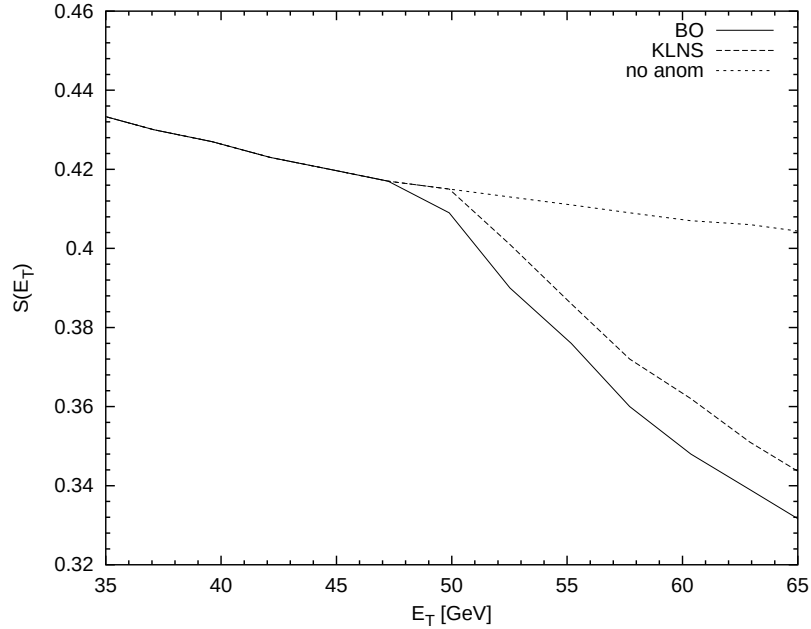
$$E_T(b) = 0.325 N_w(b) \text{ GeV} ,$$

kde $N_w(b)$ je počet zúčastnených ("poranených") nukleónov. Výpočet $N_w(b)$ sa robí na základe modelu poranených nukleónov [8] :

$$N_w(b) = \int_0^{R_A} s ds \int_0^{2\pi} d\theta \{ 2\rho_A L_A (1 - e^{-\rho_B \sigma_N 2L_B}) + 2\rho_B L_B (1 - e^{-\rho_A \sigma_N 2L_A}) \}$$

Hodnoty S a E_T som vypočítala v prípade len normálneho potlačenia J/ψ a za použitia oboch modelov BO a KLNS. Hodnoty kritických parametrov $\varepsilon_{BO} = 9.75$, $\varepsilon_K = 2.43$ boli nastavené podľa experimentu Pb–Pb. Jednotlivé závislosti $S(E_T)$ sú zobrazené na Obr. 2.1.

Rôzna závislosť od nukleónového čísla v modeloch BO a KLNS vedie k rozdielnym predpovediam začiatku anomálneho potlačenia J/ψ . Model



Obrázok 2.1: Závislosť pravdepodobnosti prežitia J/ψ od E_T v zrážke Pb–In, podľa modelov BO a KLNS, "no anom" označuje normálne potlačenie.

BO predpovedá anomálne potlačenie pri nižšej hodnote E_T , pri ktorej model KLNS predpovedá ešte absenciu anomálneho potlačenia.

Táto skutočnosť by mohla byť dôležitým argumentom v prospech jedného z modelov. Posúdenie vhodnosti modelov bude však možné až na základe dosiahnutých experimentálnych výsledkov. V experimente odmerané hodnoty E_T začiatku anomálneho potlačenia J/ψ budú porovnané s predpoveďami oboch modelov.

2.2 Kombinácia modelov BO a KLNS

Obidva varianty mechanizmu formovania kritickej hustoty energie a s tým súvisiaceho anomálneho potlačenia J/ψ možno skombinovať a preto som vyšetrovala kombináciu modelov BO a KLNS, v ktorej hustota energie je

úmerná

$$\varepsilon = \varepsilon_{BO}(b, s, \theta) + r\varepsilon_K(b, s, \theta), \quad (2.1)$$

kde r je parameter lineárnej kombinácie modelov BO a KLNS. Pre dané r som našla vhodnú hodnotu kritického parametra ε_{crit} , pri ktorej začne anomálne potlačenie J/ψ pri 40 GeV, tak ako to bolo namerané v experimente Pb–Pb. Na výpočet tejto hodnoty som upravila spomínaný program tak, aby sa vo vzťahu pre potlačenie J/ψ plazmou objavil člen odpovedajúci kombinácii modelov:

$$\Theta(\rho\sigma_a L_A(s) + \rho\sigma_a L_B(b, s, \theta) + r \frac{\rho\sigma_a L_A(s) \cdot \rho\sigma_a L_B(b, s, \theta)}{\rho\sigma_a L_A(s) + \rho\sigma_a L_B(b, s, \theta)} - \varepsilon_{crit}) \quad (2.2)$$

Vychádzajúc z rovnice (2.1), v premenných $x = A^{1/3}$, $y = B^{1/3}$ sa dá začiatok anomálneho potlačenia J/ψ vyjadriť podmienkou

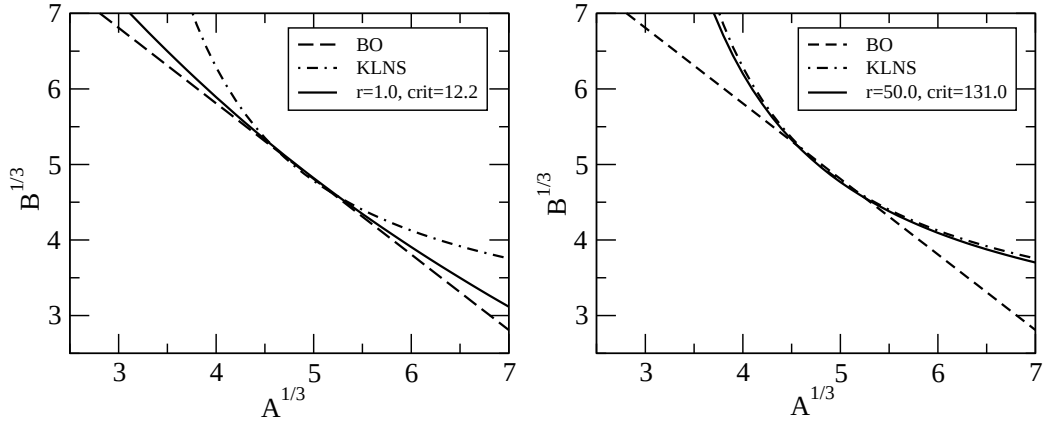
$$(x + y) + r\left(\frac{xy}{x + y}\right) > \varepsilon_{crit} \quad (2.3)$$

V rovine xy som pre každú dvojicu r, ε_{crit} našla krivky, ktoré tvoria hranicu medzi oblasťami, kde nenastáva a kde nastáva anomálne potlačenie:

$$(x + y) + r\left(\frac{xy}{x + y}\right) = \varepsilon_{crit} \quad (2.4)$$

Pre dve vybrané dvojice r, ε_{crit} sú získané výsledky zobrazené na Obr. 2.2.

Prípady kriviek $y(x)$ pre BO a KLNS model sa vyšetrovali v [7]. Môžeme vidieť, že sa zhodujú s limitnými prípadmi kombinácie modelov: pre $r=0$ je to priamka zodpovedajúca BO modelu, pre $r \rightarrow \infty$ (t.j. dostatočne veľké r) hyperbola zodpovedajúca KLNS modelu, takže program na ich výpočet bol použitý korektne. Jednotlivé kombinácie modelov BO a KLNS dávajú rôzne závislosti potlačenia J/ψ plazmou od nukleónových čísel zrážajúcich sa jadier. Začiatok anomálneho potlačenia predpovedá každá kombinácia pre iné jadro z intervalu od 57 do 73 (sporný interval BO a KLNS modelov pre Pb–A). V prípade, že by experimentálne výsledky ukázali začiatok anomálneho potlačenia práve niekde vnútri daného intervalu, bolo by to v spore s predpoveďami BO a KLNS modelu, ale možno by to vyhovovalo predpovedi nejakej ich kombinácie.



Obrázok 2.2: Krivky vyjadrujúce potlačenie J/ψ v rovine $x = A^{1/3}$, $y = B^{1/3}$ podľa modelov BO, KLNS, a ich kombinácie, crit označuje ε_{crit}

Experimenty, ktoré by sa snažili hľadať závislosť potlačenia J/ψ plazmou od nukleónového čísla, sa však nepripravujú. Pri takýchto experimentoch by bolo treba meniť terčový materiál a to je náročné na technickú realizáciu a podľa všetkého aj veľmi drahé.

Chystaný experiment Pb–In (viď. časť 2.1) bude študovať závislosť potlačenia J/ψ od energie E_T a bude môcť porovnávať predpovede modelov s dosiahnutými výsledkami. Dôležitým faktorom pri výbere takéhoto postupu je určite aj to, že oba modely anomálne potlačenie predpovedajú. A keďže anomálne potlačenie bolo pozorované zatiaľ len v jednom prípade, ďalšie pozorovanie by mohlo priniesť cenné výsledky a podporiť myšlienku formovania nového stavu hmoty, možno QGP [9].

Záver

Cieľom tejto práce bolo oboznámiť sa s problematikou formovania kritickej hustoty energie a kvark-gluónovej plazmy v zrážkach ťažkých jadier v experimentoch na SPS v CERNe. V prvej časti práce som sa zaoberala využitím častice J/ψ pri hľadaní dôkazov o existencii QGP. Oboznámila som sa s modelmi, ktoré sa v súčasnosti používajú na opis mechanizmov vedúcich k vytvoreniu kritickej hustoty energie.

Ťažiskom práce bolo porovnať predpovede týchto modelov pre pripravovaný experiment zrážok Pb–In. Výpočty ukázali, že ak sa nastaví parametre modelov tak, aby opisovali experimentálne dáta Pb–Pb, vedie to k rozdielnym predpovediam hodnoty transversálnej energie, pri ktorej nastúpi anomálne potlačenie. V porovnaní s výsledkami, ktoré budú získané po spustení experimentu, to môže pomôcť pri posudzovaní vhodnosti týchto modelov. Rozdielnú závislosť nástupu anomálneho potlačenia J/ψ od nukleónových čísel zrážajúcich sa jadier som študovala pri rôznych lineárnych kombináciách modelov BO a KLNS.

Literatúra

- [1] T.Matsui, H. Satz: J/ψ suppression by quark-gluon plasma formation, *Phys. Lett. B* **178**, 416, 1986
- [2] C. Gerschel, J. Hüfner: Comparison of J/ψ suppression in photon, hadron and nucleus-nucleus collisions: where is the quark-gluon plasma?, *Z. Phys. C* **56**, 171, 1992
- [3] C. Gerschel, J. Hüfner: A contribution to the suppression of the J/ψ meson produced in high-energy nucleus–nucleus collisions, *Phys. Rev. B* **207**, 253, 1988
- [4] M.C. Abreu et al.: Evidence for deconfinement of quarks and gluons from the J/ψ suppression pattern measured in Pb–Pb collisions at the CERN–SPS *Phys. Lett. B* **477**, 28-36, 2000
- [5] J.-P. Blaizot, J.-Y. Ollitrault: J/ψ suppression in Pb–Pb collisions: A hint of quark-gluon plasma production?, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 1703, 1996
- [6] D. Kharzeev, C. Lourenco, M. Nardi, H. Satz: A quantitative analysis of charmonium suppression in nuclear collisions, *Z. Phys. C* **74**, 307, 1997
- [7] A. Nogová, N. Pišútová, J. Pišút: Nucleon number dependence of the onset of anomalous J/ψ suppression and the dynamics of nuclear collisions, *Phys. Lett. B* **500**, 60–65, 2001
- [8] A. Bialas, M. Bleszynski, W. Czyz: Multiplicity distributions in nucleus–nucleus collisions at high energies, *Nucl. Phys. B* **111**, 461, 1976

- [9] A. Capella, E.G. Ferreira, A.B. Kaidalov: Non-saturation of the J/ψ suppression at large transverse energy in the comovers approach, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 2080, 2000