

Univerzita Pavla Jozefa Šafárika v Košiciach
Prírodovedecká fakulta
Ústav fyzikálnych vied
Katedra jadrovej a subjadrovej fyziky

NEŠTATISTICKÉ FLUKTUÁCIE V ZRÁŽKACH
RELATIVISTICKÝCH JADIER

Dizertačná práca

Košice 2004

Mgr. Janka Vrláková

V úvode by som sa chcela poďakovať Doc. RNDr. S. Vokálovi, DrSc. za cenné rady a pripomienky pri príprave tejto práce.

Ďalej by som sa chcela poďakovať pracovníkom Katedry jadrovej a subjadrovej fyziky Ústavu fyzikálnych vied PF UPJŠ, a to najmä Prof. RNDr. G. Martinskej, CSc., RNDr. J. Urbánovi, CSc., RNDr. A. Dirnerovi, CSc. a pracovníčkam emulzného laboratória. Chcela by som sa tiež poďakovať svojim priateľom za ich dobré rady, láskavosť a každodenný úsmev.

Moja najväčšia vďaka však patrí mojej rodine, najmä môjmu manželovi a mojím synom za ich lásku, trpezlivosť a pochopenie.

Obsah

Úvod	1
Ciele práce	4
1 Súčasný stav problematiky	5
1.1 Motivácia	5
1.2 Fluktuácie v časticovej fyzike	9
1.3 Multiplicity a faktoriálne momenty	18
1.4 Škálovacie faktoriálne momenty	19
2 Modely jadrovo - jadrových zrážok	22
2.1 Modifikovaný kaskádno-evaporačný model	24
2.2 Modifikovaný model FRITIOF	27
3 Experimentálny materiál	29
3.1 Emulzný detektor	29
3.2 Centrálné zrážky	34
3.3 Prehľad použitých experimentálnych údajov	45
4 Analýza experimentálnych údajov	47
4.1 Interakcie jadier ^{28}Si s jadrami emulzie	47
4.2 Interakcie jadier ^{197}Au s jadrami emulzie	55
4.3 Interakcie jadier ^{16}O s jadrami emulzie	60
4.4 Interakcie jadier ^{208}Pb s jadrami emulzie	71

4.5	Interakcie rôznych primárnych jadier s rovnakou hybnosťou v emulznom detektore	79
5	Záver	82
	Zoznam prác	85
	Zoznam použitej literatúry	87

Úvod

Práca je venovaná štúdiu neštatistických fluktuácií relativistických častíc produkovaných v zrážkach jadier v emulznom detektore. Prečo práve neštatistické fluktuácie? Tento fenomén sa objavil v časticovej fyzike už v sedemdesiatych rokoch minulého storočia, kedy boli publikované pozoruhodné prípady (eventy) so značnými fluktuáciami v rapidite, t.j. s veľkou koncentráciou sekundárnych častíc v malom intervale rapidity. Ako jeden z najznámejších možno spomenúť prípad kolaborácie JACEE, získaný pri štúdiu kozmického žiarenia [1]. Postupne sa objavili mnohé práce zaoberajúce sa touto tematikou, spočiatku to boli len pozorované prípady vyznačujúce sa vysokou hustotou častíc v malej oblasti fázového priestoru - v malom intervale rapidity, resp. pseudorapidity, neskôr to boli práce, ktorých autori sa snažili tento jav vysvetliť či navrhnúť metódu skúmania [2] - [6].

Kvantová chromodynamika predpovedá existenciu novej formy hmoty - tzv. kvarkovo-gluónovej plazmy pri extrémne vysokých jadrových hustotách a teplotách. Vysoké fluktuácie sú očakávané pri prechode zo stavu kvarkovo-gluónovej plazmy do hadrónovej fázy. Štúdium mnohočasticovej produkcie kumuluje veľa užitočných informácií a výsledkov. Na základe výpočtov kvantovej chromodynamiky sa tiež očakáva, že mnoho tzv. mini-jetov by mohlo byť sformovaných ako výsledok partónovo-partónových zrážok alebo gluónových strún, čo sa môže prejaviť ako fluktuácia v rapiditnom spektre [7]. Dôležitou črtou centrálnych relativistických zrážok ťažkých iónov je prítomnosť signifikantných fluktuácií v rapiditnej hustote [8].

V práci sú analyzované experimentálne údaje, ktoré boli získané jednotnou metódou v zrážkach relativistických jadier v emulznom detektore so zameraním na štúdium fluktuácií produkovaných sekundárnych relativistických častíc. Doposiaľ nebola vykonaná komplexná analýza experimentálnych údajov na rôznych primárnych jadrách

a v širokom intervale energií pomocou faktoriálnych momentov. Experimentálne údaje pokrývajú široký interval hmotností primárnych jadier - ^{16}O , ^{22}Ne , ^{28}Si , ^{32}S , ^{197}Au a ^{208}Pb s hybnosťami tiež v pomerne značnom intervale od 4,1 do 200 A GeV/c. Ako metóda analýzy bola použitá metóda škálovacích faktoriálnych momentov, konkrétne metóda horizontálnych, vertikálnych a zmiešaných faktoriálnych momentov [9].

Prvá kapitola sa zaoberá stručným zhrnutím súčasného stavu problematiky v tejto oblasti, a tiež metódami používanými na analýzu fluktuácií sekundárnych častíc. Obsahom druhej kapitoly sú modely jadrovo-jadrových zrážok, stručný popis modifikovaného kaskádno-evaporačného modelu a modelu FRITIOF, ktoré boli použité pri generovaní prípadov porovnávaných s experimentálnymi. Tretiu kapitolu tvorí popis analyzovaného experimentálneho materiálu - spôsob detekcie častíc pomocou emulzného detektora, klasifikácia sekundárnych častíc a zrážok jadier, analýza centrálnych zrážok relativistických jadier v tomto detektore a prehľad experimentov analyzovaných dát. Štvrtá kapitola predstavuje výsledky analýzy údajov jednotlivých experimentov, t.j. zrážok primárnych jadier ^{28}Si , ^{197}Au , ^{16}O a ^{208}Pb metódou škálovacích faktoriálnych momentov, porovnanie s hodnotami získanými z modelových výpočtov, resp. porovnanie s hodnotami pre iné primárne jadrá s rovnakou hybnosťou. V poslednej časti tejto kapitoly sú analyzované údaje pre rôzne primárne jadrá s rovnakou, resp. podobnou hybnosťou. V závere sú zhrnuté dosiahnuté výsledky.

Zúčastnila som sa na všetkých etapách spracovania údajov z emulzného detektora, počnúc od spracovania údajov získaných pri prehliadaní emulzného detektora až po fyzikálnu interpretáciu výsledkov, a to nasledovne:

- programové zabezpečenie spracovania a vyhodnocovania údajov získaných pri prehliadaní a meraniach fotojadrových emulzií, formovanie DST (experimenty skúmajúce zrážky $^{32}S+Em$ s hybnosťou 4,5 A GeV/c, $^{197}Au+Em$ s hybnosťou 11,6 A GeV/c a $^{208}Pb+Em$ s hybnosťou 158 A GeV/c);
- spoluúčasť na fyzikálnej analýze údajov publikovanej v prácach č.1.-3. uvedených v Zozname prác;

- samostatná analýza experimentálnych údajov zo zameraním na štúdium neštatistických fluktuácií relativistických častíc produkovaných v zrážkach jadier metódou horizontálnych, vertikálnych a zmiešaných faktoriálnych momentov. Výsledky tejto analýzy boli publikované v prácach č.10.-11. uvedených v Zozname prác, boli tiež prezentované na domácich a zahraničných konferenciách (práca č.4.-9.,12.-13.) a referované na konferenciách v zahraničí (práca č.1.-2. v Zozname prác, časť Zahraničné konferencie).

Ciele práce

Ciele práce boli sfomulované nasledovne:

- skúmanie neštatistických fluktuácií metódou škálovacích faktoriálnych momentov v zrážkach relativistických jadier získaných jednotnou emulznou metodikou;
- porovnať výsledky analýzy pre to isté primárne jadro a tri rôzne spôsoby výpočtu - pomocou metódy horizontálnych, vertikálnych a zmiešaných faktoriálnych momentov pri rovnakej hybnosti primárneho jadra;
- porovnať výsledky analýzy pre experimentálne a modelové údaje;
- porovnať výsledky analýzy pre to isté primárne jadro pri rôznych hybnostiach;
- porovnať získané výsledky pre rôzne primárne jadrá s rovnakou hybnosťou.

Kapitola 1

Súčasný stav problematiky

1.1 Motivácia

Aké zaujímavé fyzikálne javy môžu byť objavené pri štúdiu zrážok ultrarelativistických ťažkých iónov? Prečo je fyzika vysokých energií v centre pozornosti? Prvotnou motiváciou pre štúdium takýchto zrážok je snáď túžba po poznaní, snaha pochopiť a získať čo najviac poznatkov o jadrovej hmote, jej stavoch a štruktúre. Toto štúdium spája záujmy vedcov z oblasti jadrovej fyziky, astrofyziky, kozmológie a časticovej fyziky.

Zrážky relativistických ťažkých jadier sú predmetom intenzívneho skúmania. Pri priamej zrážke dvoch ťažkých iónov s energiou niekoľko desiatok až stoviek GeV na nukleón je emitovaný veľký počet nabitých sekundárnych častíc - od niekoľkých stoviek po tisícky.

Predpokladá sa, že nové základné a dôležité fyzikálne javy sa môžu vyskytovať ako výsledok sformovania vysokej hustoty a teploty jadrovej hmoty. Kvantová chromodynamika (QCD) poskytuje teoretické základy pre popis silne interagujúcich systémov, kde všetky silne interagujúce častice - hadróny sú popísané ako viazané stavy kvarkov a silné interakcie medzi kvarkami sú sprostredkované gluónmi (obr.1.1 [10]). Kvarky sú uväznené vo vnútri hadrónov, väzbový potenciál lineárne rastie so vzdalovaním sa kvarkov. Avšak v exetremných podmienkach pri vysokej hustote častíc, resp. energie silne interagujúca hmota by mohla prejsť na plyn uvoľnených



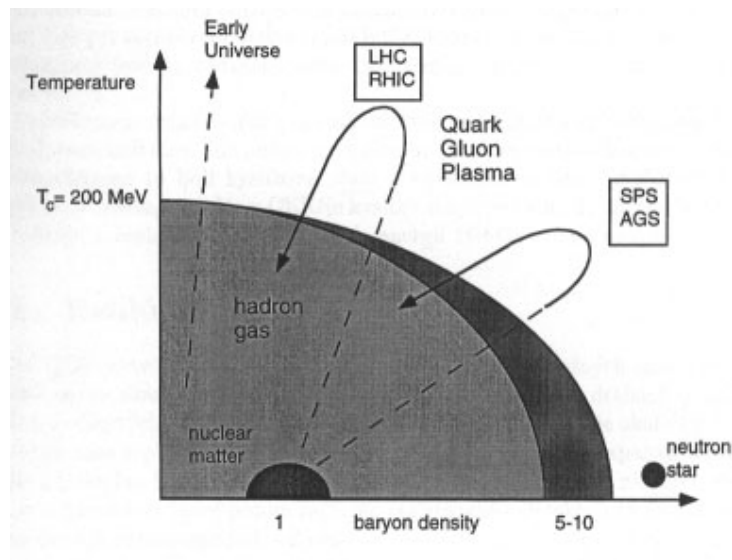
Obrázok 1.1: Ak existuje, vyzera QGP naozaj takto?

kvarkov a gluónov, t.j. na kvarkovo-gluónovú plazmu (QGP) [11, 12] - obr. 1.2.

Mnohé aspekty tohto prechodu a vlastnosti QCD v horúcej hustej hmote sú stále predmetom diskusie. Odhaduje sa, že hustota energie nevyhnutná pre vytvorenie QGP je $2 - 2,5 \text{ GeV}/fm^3$, čo zodpovedá teplote prechodu $\sim 200 \text{ MeV}$ [7]. Také vysoké hustoty mohli existovať v ranom vesmíre, len niekoľko mikrosekúnd po tzv. Veľkom tresku ("Big Bang"), a tiež môžu byť vytvorené vo vnútri neutrónových hviezd. Rôzne odhady naznačujú, že v centrálnych zrážkach ťažkých jadier pri veľmi vysokých energiách by mohla byť dosiahnutá dostatočná hustota pre vytvorenie plazmy [13].

Urýchľovanie zväzkov ťažkých iónov dalo unikátnu možnosť študovať hustú hmotu v laboratórnych podmienkach. Séria experimentov na urýchľovači AGS (Alternating Gradient Synchrotron) v Brookhavene poskytla experimentálne údaje o zrážkach iónov s energiou 10,6 - 14,6 A GeV pre rôzne primárne jadrá. Na urýchľovači SPS (Super Proton Synchrotron) v CERN boli zväzky ťažkých iónov urýchľované do energie 200 A GeV. Tieto zväzky ťažkých iónov sa zrážali s fixným terčikom z rôznych materiálov - *O*, *S*, *Pb* boli použité aj ako projektil, aj ako terčik.

V experimentoch s pevným terčikom (ako napríklad experiment NA49/CERN) bombardovali urýchlené ťažké jadrá terčik z kovovej fólie. Pri priamej zrážke jadier olova s oloveným terčikom (pri energii 160 GeV/c na nukleón) môže vzniknúť stlačená a horúca oblasť dvoch jadier (obr.1.3 A), potom môže vzniknúť krátko žijúci

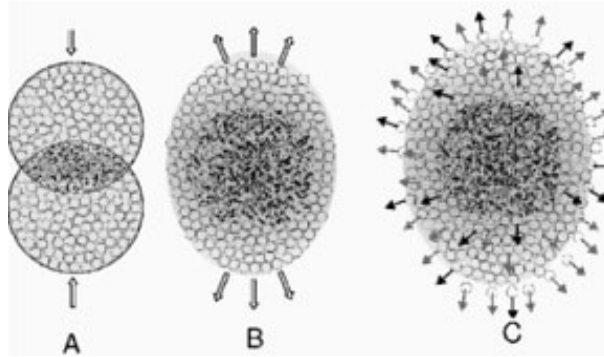


Obrázok 1.2: Fázový diagram ukazujúci prechod hadrónovej hmoty na kvarkovo-gluónovú plazmu [14].

tzv. "fireball" (obr.1.3 B). Tento stav (po čase $\sim 8 \cdot 10^{-23}$ s) expanduje, ochladzuje sa a emituje hadróny, ktoré sú registrované detekčným systémom (obr.1.3 C) [15].

Samozrejme, hľadanie QGP a štúdium jej vlastností priamo z experimentu zrážok ultrarelativistických iónov naráža na mnohé ťažkosti. K vážnym problémom patrí veľmi malá oblasť vytvorenia QGP a veľmi krátka doba života ($5 - 10 \text{ fm}/c$, resp. 10^{-23} s) [7]. Okrem toho, signály QGP sa môžu prekrývať s pozadím emitovaným z horúcej hadrónovej hmoty - fázy, ktorá nasleduje po hadronizácii plazmy. Niektoré možné prejavy QGP boli navrhnuté na experimentálne skúmanie [16], a to:

1. produkcia priamych fotónov a leptónov,
2. zvýšená produkcia podivných častíc,
3. potlačenie produkcie J/Ψ mezónov.



Obrázok 1.3: Priama zrážka jadier olova [15].

K najstarším spôsobom štúdia formovania sa QGP v zrážkach relativistických iónov patrí štúdium multiplicitných spektier a pričných hybností [17, 18].

V rámci QCD fenomenológie existujú dva základné prístupy popisu vývoja vysokoenergetických jadrovo-jadrových zrážok - popis pomocou modelu strún ("string model") a partónový popis, oba sú v posledných rokoch intenzívne rozvíjané. Oba prístupy majú svoje problémy a obmedzenia.

Model strún je založený na fenomenologických modeloch mäkkých hadrónovo-hadrónových zrážok. Interakcia medzi kvarkami je sprostredkovaná strunou, ktorá spája dva kvarky. Struny následne fragmentujú produkciou párov $q\bar{q}$. Teória strún je vhodná na vysvetlenie jadrových zrážok pri nižších energiách zväzkov. V oblasti veľmi vysokých energií sa hustota strún zvyšuje, struny sa začnú prekrývať, takže tieto energetické stavy nemôžu byť považované za individuálne entity, ktoré fragmentujú nezávisle. Mnohé Monte Carlo generátory prípadov boli rozvinuté v rámci modelu strún, ako napr. FRITIOF, VENUS, RQMD, URQMD, Hijing a ďalšie [14].

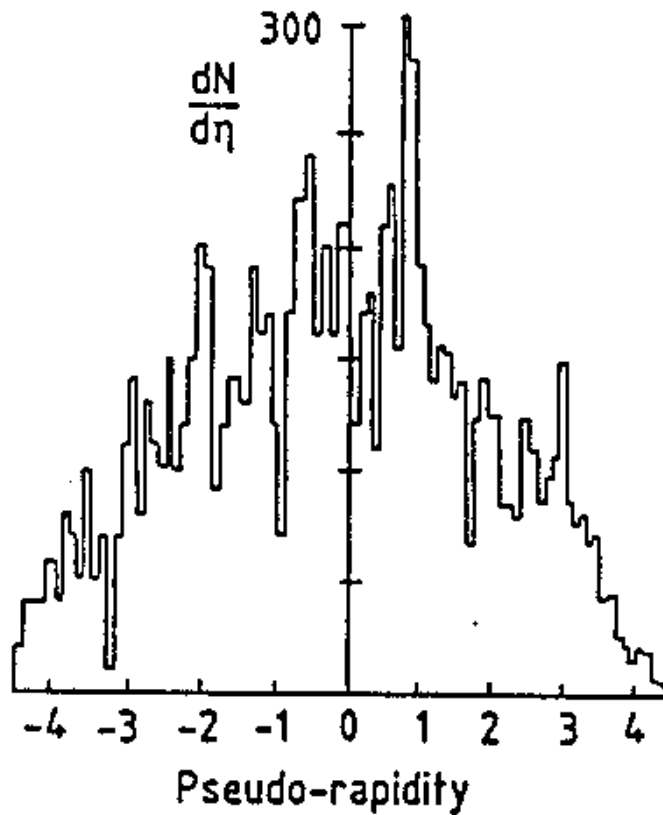
Avšak v nasledujúcej generácii ultrarelativistických urýchľovačov (RHIC, LHC) sa zdá byť viac vhodnejší partónový model. V prípade partónového modelu založeného na popise hadrónovej interakcie v rámci perturbatívnej QCD sú zrážajúce sa jadrá

považované za oblaky "kvázireálnych kvarkov a gluónov", ktoré prenikajú jeden cez druhý. V tejto oblasti energií hrá dôležitú úlohu krátky dosah partónovej interakcie v jadrovom prostredí, prinajmenšom v počiatočnom štádiu zrážky ťažkých iónov. Na druhej strane partónový prístup sa stáva nepoužiteľný pri nižších energiách zväzku, kde väčšina partónových rozptylov má za následok prenesenú hybnosť príliš malú na oprávnenosť použitia perturbatívnej teórie [14].

V blízkej budúcnosti dva veľké urýchľovače - RHIC (Relativistic Heavy Ion Collider) a LHC (Large Hadron Collider) umožnia posun smerom k vyšším energiám a hmotnostiam urýchľovaných častíc, a teda poskytnú ďalšie unikátne možnosti v tejto oblasti výskumu. Sumárne výsledky experimentov v CERN a prvé publikované zaujímavé výsledky z urýchľovača RHIC naznačujú, že práve toto je tá správna cesta smerujúca k objaveniu novej formy hmoty nazývanej kvarkovo-gluónová plazma [19]-[23].

1.2 Fluktuácie v časticovej fyzike

Prvými prácami, ktoré sa zaoberali fluktuáciami v časticovej fyzike boli práce autorov T. Ludlama a R. Slanskeho [2, 3]. Publikovaná metóda bola založená na priamom porovnaní rapiditného rozdelenia častíc v jednotlivých prípadoch s rapiditným rozdelením vystredovaným cez všetky prípady. Táto analýza poukázala na silné klasterové efekty a intenzita jednotlivých fluktuácií indikovala pozoruhodnú štruktúrovanú hustotu fázového priestoru [3]. Fluktuáciami v produkcii častíc sa potom zaoberali aj mnohé ďalšie práce. História štúdia fluktuácií vo fyzike vysokých energií začala objavom tzv. "spike" prípadu, ktorý bol pozorovaný v experimentoch kozmického žiarenia kolaborácie JACEE v roku 1983 [1]. Tento prípad ($Si + Ag, Br$ pri 4 TeV) znázornený na obr.1.4, mal neobyčajne vysokú multiplicitu 1015 nabitých častíc. Po prvý krát bola zaznamenaná taká vysoká multiplicita a hustota častíc v experimente v oblasti fyziky vysokých energií. V tomto prípade hodnota maxima v pseudorapiditnom rozdelení je približne 3x väčšia ako priemerná hodnota. Taká vysoká hodnota na malej oblasti fázového priestoru bola nazvaná "spike". Iným príkladom sú prípady publikované kolaboráciou UA5(CERN) [4, 5]. Kolaborácia



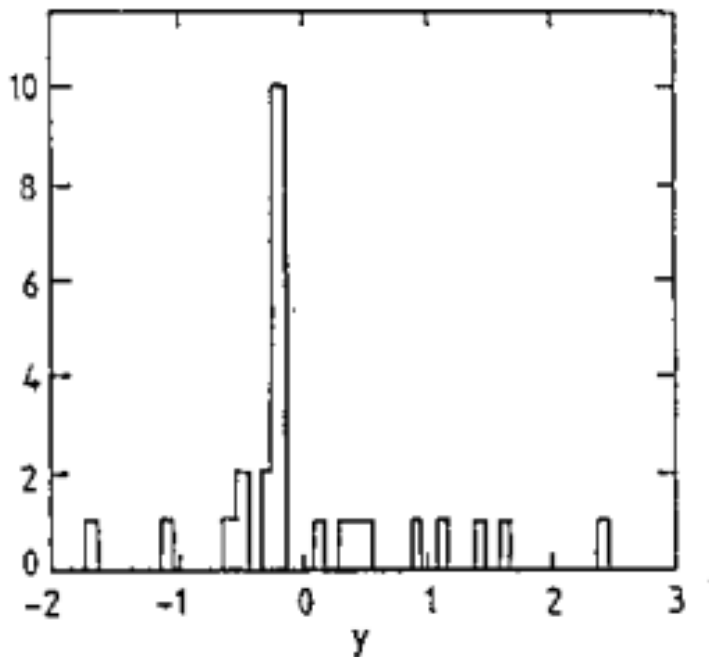
Obrázok 1.4: Prípád kolaborácie JACEE [1].

UA5 našla prípady s hustotou častíc v intervale pseudorapidity $\frac{dn}{d\eta} \approx 30$, čo 10 krát prevyšovalo priemernú hodnotu. Ďalším známym publikovaným prípadom je prípad kolaborácie NA22 [6] (experiment π^+p zrážok pri $\sqrt{s} = 22 \text{ GeV}$), prípad s desiatimi časticami (z celkového počtu 26) v intervale rapidity $\delta y = 0,098$, čo zodpovedá hustote $\frac{dn}{dy} \approx 100$ na jednotku rapidity - obr.1.5.

Rapidity častice je definovaná nasledovne

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_L}{E - p_L}, \quad (1.1)$$

kde E je energia častice, p_L je projekcia hybnosti na os zrážky [24]. Celý interval rapidity častíc v danom prípade je určený ako $\Delta y = y_{max} - y_{min}$, kde y_{max} zodpovedá častici s najväčšou hodnotou rapidity a y_{min} častici s najmenšou hodnotou rapidity. Pre určenie rapidity častice je potrebné zmerať dve veličiny častice, jej energiu a hybnosť. V mnohých experimentoch je však možné merať len uhol registrovanej častice vzhľadom na os zväzku. V takom prípade sa zvyčajne používa veličina



Obrázok 1.5: Prípád kolaborácie NA22 [6].

nazvaná pseudorapidita, charakterizujúca registrovanú časticu, definovaná ako

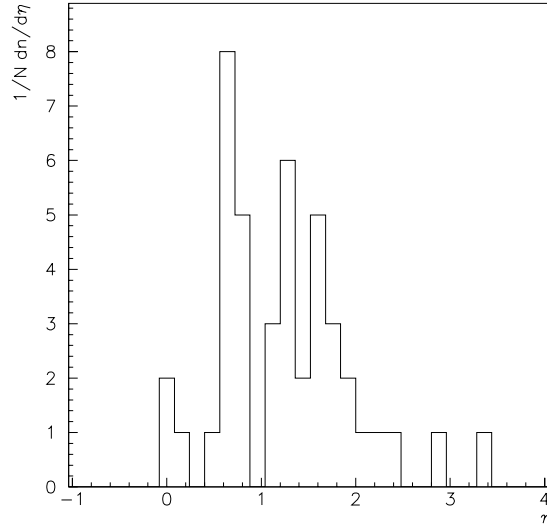
$$\eta = -\ln\left(\tan\frac{\Theta}{2}\right), \quad (1.2)$$

kde Θ je uhol medzi momentom hybnosti častice a osou zväzku [24]. Treba poznamenať, že pre vysoké energie veličiny rapidita y a pseudorapidita η sú blízke.

Ako ďalší príklad prípadu s vysokou multiplicitou sekundárnych častíc v malom intervale pseudorapidity môžeme spomenúť prípad emulzného experimentu $Ne + Em$ s hybnosťou primárnych jadier 4,1 A GeV/c Dubnenskej kolaborácie s hustotou častíc $\frac{dn}{d\eta} \approx 112$ [25], ktorý je na obr.1.6.

Fluktuácie sú merané v rôznych oblastiach fyziky rôznymi metódami. V oblasti časticovej fyziky medzi prvé metódy patrilo skúmanie odchýlok v rozdelení častíc v intervale pseudorapidity od hladkého spektra na základe analýzy jednotlivých prípadov ("event-by-event analysis"). Výsledky takejto analýzy pre zrážky jadier v emulznom detektore boli publikované v [26]. Fluktuácie v rozdelení častíc zahŕňajú štatistické a dynamické fluktuácie.

V experimentoch sú maximá v rozdelení častíc, vyskytujúce sa vo veľmi malých intervaloch pseudorapidity, pozorované ako prstence ("ring - like structures") alebo

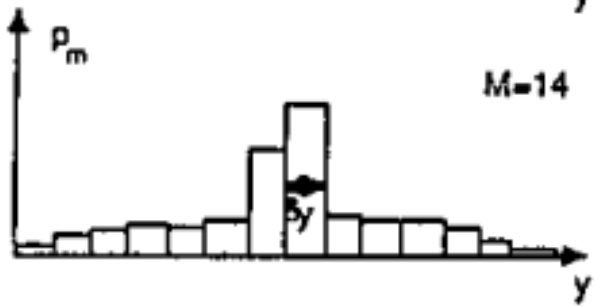
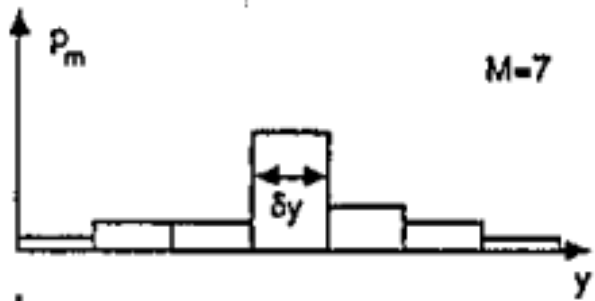
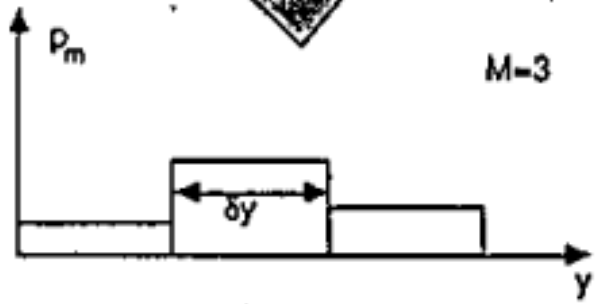
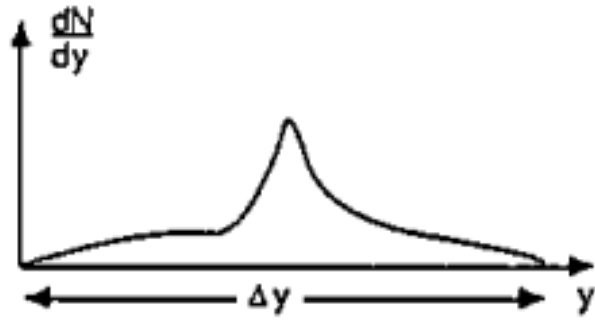


Obrázok 1.6: Pseudorapídne rozdelenie pre prípad č.62250090, experiment $Ne + Em$, hybnosť primárnych jadier 4,1 A GeV/c.

ako jety ("jet - like structures"). Prstencová štruktúra je pozorovaná, keď je mnoho častíc produkovaných v úzkej oblasti pseudorapidít rozložených cez celý interval azimutálnych uhlov. Štruktúra typu "jet" je pozorovaná v úzkom intervale pseudorapidity a azimutálnych uhlov zároveň [27].

Špeciálne pre potreby jadrovej fyziky bola navrhnutá metóda A. Bialasom a R. Peschanskim [28]. Autori boli inšpirovaní už spomenutým prípadom kolaborácie NA22 a silnými fluktuáciami v pseudorapídnom rozdelení Si-AgBr prípadu kolaborácie JACEE. Hľadali spôsob, ako unifikovať popis fluktuácií a určiť charakteristickú dĺžku škály. Spomenutí autori usudzovali, že "spike" prípady by mohli byť prejavom intermitencie.

Na rozdiel od skôr použitých metód [1]-[6], metóda A. Bialasa a R.Peschanskeho je založená na separácii fluktuácií skutočne pochádzajúcich z fyzikálneho vývoja prípadu od štatistických fluktuácií spôsobených konečným počtom častíc v prípade. Navrhli celý interval rapidity Δy rozdeliť na M častí - podintervalov (binov) s rovnakou veľkosťou $\delta y = \frac{\Delta y}{M}$ (viď obr.1.7). Ak sú častice rozdelené rovnomerne do M binov (M je počet binov), pravdepodobnosť nájsť časticu v m -tom bine bude



Obrázok 1.7: Postupné delenie intervalu rapidity na rôznyi počet binov [29].

škálovaná ako

$$\bar{p}_m = \frac{1}{M}. \quad (1.3)$$

Pomer

$$\frac{p_m}{\bar{p}_m} = Mp_m \quad (1.4)$$

je mierou fluktuácie počtu častíc m -tého binu okolo jeho strednej hodnoty danej rovnomerným rozdelením. Vertikálnym vystredovaním - vystredovaním cez biny (t.j. vystredovaním pre rôzne M) v jednotlivých prípadoch (označenom zátvorkami $\langle \rangle$) dostaneme definíciu škálovacieho momentu ako strednú hodnotu fluktuácií z jednotlivých binov. Pridaním vyšších mocnín ($i = 2, 3, \dots$) získame príspevok od silných fluktuácií

$$\langle C^i(\delta y) \rangle = \langle \frac{1}{M} \sum_{m=1}^M (Mp_m)^i \rangle. \quad (1.5)$$

Štúdium závislosti týchto momentov na veľkosti binu δy nám dá informáciu o charakteristickej škálovacej dĺžke. V práci [30] boli uvedené zovšeobecnené definície od pravdepodobnosti výskytu častice v m -tom bine

$$p_m = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{n_m}{N} \quad (1.6)$$

k hustote častíc v bine

$$\rho_m = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{n_m}{\delta \eta}, \quad (1.7)$$

ktoré umožnili lepšie porovnanie s už existujúcimi dátami, a tiež ľahšiu korekciu na akceptančné straty v reálnych experimentoch. Tak je možné definovať škálovacie momenty hustoty fluktuácií

$$\langle Z_m^i \rangle \equiv \langle \left(\frac{\rho_m}{\bar{\rho}_m} \right)^i \rangle \quad (1.8)$$

a

$$\langle Z^i \rangle \equiv \frac{1}{M} \sum_{m=1}^M \langle Z_m^i \rangle, \quad (1.9)$$

kde $\bar{\rho}_m$ je hustota častíc v m -tom bine vystredovaná cez všetky prípady

$$\bar{\rho}_m = \langle \rho_m \rangle. \quad (1.10)$$

V prípade, ak celkový počet častíc N v intervale Δy je rovnaký pre všetky prípady a vystredované rapiditné rozdelenie je hladké na Δy (teda $\bar{\rho}_m = \frac{N}{\Delta y}$) dostaneme

$$\langle Z_m \rangle = \langle \frac{n_m}{\delta y} \rangle = \langle \frac{\Delta y}{N} \rangle = \langle Mp_m \rangle \quad (1.11)$$

a definície (1.5) a (1.9) sa zhodujú. Vo všeobecnosti sa však N môže meniť v každom prípade sledujúc multiplicitné rozdelenie $P(N)$. Potom sa momenty rozkladajú na príspevky

$$\langle Z_m^i \rangle = \sum_{N=0}^{\infty} P(N) Z_{\Delta y}^i \langle (Mp_m)^i \rangle_N, \quad (1.12)$$

kde

$$Z_{\Delta y}^i \equiv \left(\frac{N}{\langle N \rangle} \right)^i \quad (1.13)$$

určuje fluktuácie celkovej multiplicity N v jednotlivých prípadoch. Zátvorky $\langle \rangle_N$ znamenajú vystredovanie cez N . Ak príspevky $\langle (Mp_m)^i \rangle_N$ nezávisia na N a m , dostaneme

$$\langle Z^i(\delta y) \rangle = \langle Z^i(\Delta y) \rangle \langle C^i(\delta y) \rangle \quad (1.14)$$

a definičné vzťahy (1.5) a (1.9) sa líšia iba faktorom závislým od δy . Takýmto spôsobom $\langle C^i \rangle$ sú normalizované tak, že momenty všetkých rádov i sú vztiahnuté k tej istej hodnote $\langle C^i(\delta y) \rangle = 1$, zatiaľ čo $\langle Z^i \rangle$ majú rozdielny pôvod pre každé i , ktoré odpovedá i -temu normalizovanému momentu multiplicitného rozdelenia na Δy . V tomto zmysle obsahuje definícia (1.9) viac fyzikálnej informácie.

Základné vlastnosti škálovacích momentov je možné zosumarizovať nasledovne [29]:

1. Ak v každom prípade sú častice rozdelené rovnomerne v oblasti Δy , pravdepodobnosť výskytu častice v m -tom bine p_m závisí od M :

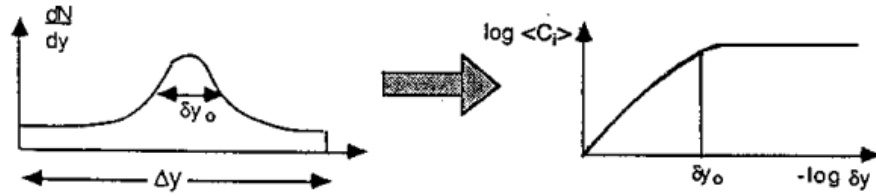
$$p_m = \frac{1}{M} = \bar{p}_m \quad (1.15)$$

a všetky momenty

$$\langle C^i(\delta y) \rangle = 1, \quad (1.16)$$

t.j. nezávisia od veľkosti δy .

2. Akékoľvek odchýlky momentov s klesajúcou hodnotou δy naznačujú skutočné dynamické fluktuácie prípadu. Ak tieto fluktuácie majú všetky typickú veľkosť δy_0 , momenty sa zvyšujú ak $\delta y \geq \delta y_0$, ale nasýtia sa pre $\delta y < \delta y_0$ (obr.1.8).



Obrázok 1.8: Závislosť prirodzeného logaritmu $\langle C_i \rangle$ od zápornej hodnoty prirodzeného logaritmu δy v prípade nasýtenia [29].

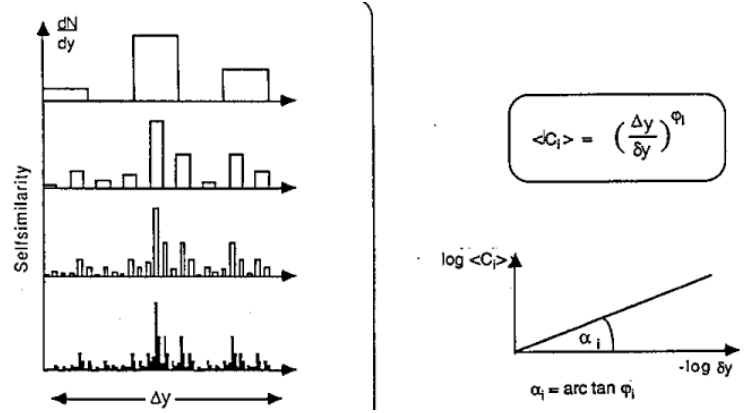
3. V prípade selfkonzistentných fluktuácií, ktoré sa prirodzene objavujú v náhodných kaskádnych procesoch, momenty vykazujú nasledovnú závislosť :

$$\langle C_i \rangle = \left(\frac{\Delta y}{\delta y} \right)^{\varphi_i} \quad (1.17)$$

znázornenú na obr.1.9.

Pojem intermitencia ("intermittency") pochádza z hydrodynamiky, kde sa často objavuje v spojení s prechodom z laminárneho do turbulentného (chaotického) prúdenia [31]. Ukazuje sa, že intermitentné správanie je obecnou vlastnosťou produkcie častíc v oblasti relativistických energií . Analógia tohto fenoménu s podobnými selfkonzistentnými javmi v geometrických a štatistických systémoch ukazuje, že produkcia častíc môže tiež poukazovať na fraktálne správanie [29].

Intermitencia je úzko spojená s koncepciou fraktálov a multifraktálov [32]. Koncepciu fraktálov je možné vysvetliť známym prototypom fraktálov - Cantorovou množinou, ktorá vznikne delením úsečky $[0,1]$ na tri časti, strednú časť vyhodíme, ostanú dve úsečky, ktoré delíme, krok opakujeme nekonečne krát. Fraktalita je selfkonzistentnosť, ktorá má mocninnú funkčnú závislosť typu $f(x) \sim x^\alpha$ [14]. Selfkonzistentnosť tiež dáva škálovaciu vlastnosť $f(\lambda x) \sim \lambda^\alpha f(x)$. Škálovanie ukazuje skrytú vlastnosť kritického javu, takže môžeme hovoriť o fázovom prechode kdekoľvek je škálovanie (selfkonzistentnosť) objavené. Selfkonzistentnosť je tiež spojená s fraktálovou podobou štruktúry [14].



Obrázok 1.9: Schématické znázornenie správania momentov v prípade intermitencií bez typickej hodnoty δy_0 v rapidite [29].

A. Bialas a B. Peschanski v práci [33] definovali intermitencie v časticovej fyzike ako existenciu nasledovnej závislosti:

$$\langle C^i \rangle = \left(\frac{\Delta y}{\delta y} \right)^{\varphi_i}. \quad (1.18)$$

Takáto závislosť je obyčajne popísaná priamkou:

$$\ln \langle C^i \rangle = \text{const} + \varphi_i \ln \left(\frac{1}{\delta y} \right). \quad (1.19)$$

Obece intermitencia poukazuje na rast normalizovaných faktoriálnych momentov so zmeňujúcou sa veľkosťou binu $\delta\eta$. Závislosť (1.19) je typická pre fraktály [34]. V [35, 36] bolo ukázané, že intermitenčné exponenty φ_q súvisia s tzv. fraktálnymi koeficientami ("fractal dimensions") d_q nasledovným spôsobom

$$d_q = \varphi_q / (q - 1), \quad (1.20)$$

kde q je rád faktoriálneho momentu.

Interpretáciou intermitentného správania, resp. jeho prejavov ako dôsledku fázo-
vého prechodu zo stavu kvarkovo-gluónovej plazmy do hadrónovej fázy sa zaoberali

mnohí autori napr. v prácach [37]-[41], kde boli skúmané rôzne experimentálne údaje.

Niektorí autori tiež skúmali tzv. selfkonzistentné kaskádovanie [33, 42]. Spojitosť medzi intermitenciami a vytváraním tzv. minijetov bola študovaná v prácach [42, 43]. Vzájomný vzťah medzi Bose -Einsteinovými koreláciami a intermitentným správaním produkcie sekundárnych častíc boli skúmané v prácach [44] - [47]. Podobne bol z hľadiska intermitentných prejavov skúmaný proces multifragmentácie v zrážkach relativistických jadier [48, 49].

Fluktuácie boli hľadané v rôznych experimentoch, napríklad v práci [50] boli analyzované hadrónovo -jadrové interakcie pri energii 200 A GeV v experimente s ožiarením emulzných blokov zväzkom π^- mezónov, pričom boli počítané škálovacie faktoriálne momenty. Mnohé analýzy experimentálnych údajov [51]-[65] potvrdili závislosť normalizovaných faktoriálnych momentov podľa vzťahu (1.18) predpovedanú hypotézou o intermitencii v [30, 33] a [35].

1.3 Multiplicity a faktoriálne momenty

Ak skúmame multiplicity sekundárnych častíc z intervalu $10 - 10^2$, tieto neumožňujú priame spočítanie momentov podľa vzťahov (1.5) alebo (1.9). Tzv. štatistické fluktuácie alebo štatistický šum vnášajú pozadie do závislosti škálovacích momentov na veľkosti binu δy a spôsobujú zmeny v správaní podľa vzťahu (1.18). Aby bolo možné vykonať analýzu intermitentného správania pre súbor prípadov s $N \leq 100$ A. Bialas a B. Peschanski [33] navrhli rozdeliť pozorované fluktuácie do dvoch častí:

- dynamické fluktuácie pravdepodobností

$$p_m = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{n_m}{N} \quad (1.21)$$

alebo hustôt

$$\rho_m = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{n_m}{\delta y}, \quad (1.22)$$

ktoré obsahujú korelácie produkované fyzikálnym procesom (t.j. vývojom kaskády) a

- štatistické fluktuácie (štatistický šum) pozorovaných fluktuácií p_m alebo $\rho_m = \frac{n_m}{\delta y}$ okolo ich dynamických častí p_m (ρ_m), ktoré sa objavujú iba kvôli limitovanému počtu častíc, a preto nezavádzajú (podľa definície) žiadne budúce korelácie. Takéto štatistické fluktuácie môžu byť reprezentované Poissonovým rozdelením. Faktoriálne momenty sú normalizované

$$\langle F^i \rangle_N = \frac{1}{M} \sum_{m=1}^M \frac{\langle n_m(n_m - 1)\dots(n_m - i + 1) \rangle}{N(N - 1)\dots(N - i + 1)}, \quad (1.23)$$

čo zaručuje ekvivalenciu

$$\langle F^i \rangle = \langle C^i \rangle. \quad (1.24)$$

V práci [36] bolo ukázané, že

$$\langle C_i \rangle \propto \left(\frac{\Delta y}{\delta y}\right)^{\varphi_i}. \quad (1.25)$$

1.4 Škálovacie faktoriálne momenty

Na analýzu relativistických častíc produkovaných v zrážkach jadier v emulznom detektore bola použitá metóda škálovacích faktoriálnych momentov. Štandardný horizontálny faktoriálny moment (HFM) $F_e^{(H)}$ charakterizujúci prípad e je definovaný podľa [9] ako

$$F_e^{(H)} = M^{q-1} \sum_{m=1}^M \frac{F(n_{me}; q)}{[N_e^{(H)}(q)]}, \quad (1.26)$$

kde M je počet binov s rovnakou veľkosťou $\delta\eta$, na ktorý sme rozdelili celý interval pseudorapidity $\Delta\eta$, n_{me} je počet relativistických častíc v m -tom bine. V tomto prípade hovoríme o jednorozmernej analýze. Nevystredované a nenormalizované faktoriálne momenty sú dané nasledovne:

$$F(n_{me}; q) = n_{me}(n_{me} - 1)\dots(n_{me} - q + 1), \quad (1.27)$$

kde q je rád daného faktoriálneho momentu. Vertikálnym vystredovaním (1.26) dostanem úplný vzťah pre $F^{(H)}(q)$ v tvare

$$F^{(H)}(q) = \frac{1}{E} \sum_{e=1}^E F_e^{(H)}(q), \quad (1.28)$$

kde E je celkový počet skúmaných prípadov. Menovateľ vo vzťahu (1.26) je daný ako

$$N_e^{(H)} = \sum_{m=1}^M n_{me}. \quad (1.29)$$

V niektorých zriedkavých prípadoch s výraznými píkmi je doporučená vertikálna analýza. V tomto prípade normalizovaný štandardný vertikálny faktoriálny moment (VFM) charakterizujúci daný m -tý bin je definovaný podľa [9] ako

$$F_m^{(V)}(q) = M^{q-1} E^{q-1} \sum_{e=1}^E \frac{F(n_{me}; q)}{[N_m^{(V)}]^q}, \quad (1.30)$$

a horizontálne vystredovanie dá plný tvar

$$F^{(V)}(q) = \frac{1}{M} \sum_{m=1}^M F_m^{(V)}(q). \quad (1.31)$$

Menovateľ vo vzťahu (1.30) je

$$N_m^{(V)} = \sum_{e=1}^E n_{me}. \quad (1.32)$$

Medzi horizontálnou a vertikálnou analýzou je možné tzv. zmiešanie, potom zmiešaný faktoriálny moment (ZFM) je podľa [9] definovaný nasledovným spôsobom

$$F^{(HV)}(q) = M^{q-1} E^{q-1} \frac{\sum_{m=1}^M \sum_{e=1}^E F(n_{me}; q)}{[N^{(HV)}]^q}, \quad (1.33)$$

pričom menovateľ je rovný

$$N^{(HV)} = \sum_{m=1}^M \sum_{e=1}^E n_{me}. \quad (1.34)$$

Tieto metódy sa používajú v prípade tzv. jednorozmernej analýzy, teda častice sú skúmané v intervale pseudorapidity, a na jeho častiach pri delení na M binov. Podobnú analýzu je možné uskutočniť aj v intervale azimutálneho uhla Φ , prípadne v oblasti danej súčinom $\eta \cdot \Phi$, pričom tento posledný prípad reprezentuje tzv. dvojrozmernú analýzu, kedy sa skúma výskyt častice súčasne v intervale pseudorapidity a intervale azimutálneho uhla. Analýzy oboch typov boli publikované v mnohých

prácach, ako napríklad v práci [66] boli študované zrážky jadier ^{16}O a ^{32}S s hybnosťou 200 A GeV/c s jadrami $Ag(Br)$. Štúdium zrážok jadier ^{28}Si a ^{22}Ne s hybnosťou 4,1-4,5 A GeV/c v emulznom detektore metódou faktoriálnych momentov bolo publikované v prácach [65, 67, 68].

Iným možným typom analýzy sú takzvané frekvenčné faktoriálne momenty G_q . G -momenty boli navrhnuté na skúmanie selfkonzistentného kaskádovania vo veľkom intervale rapidity. Moment G_q je definovaný ako

$$G_q(\delta\eta) = \sum_{m=1}^M \left(\frac{n_m}{n}\right)^q, \quad (1.35)$$

kde n_m je počet častíc v m -tom bine, n je celková multiplicita v celom intervale pseudorapidity $\Delta\eta$. Suma v (1.35) ide len cez biny s nenulovým obsahom, takže q môže pokryť celé spektrum reálnych čísel. Pre záporné hodnoty q je G_q "citlivé" na prázdne miesta v rapiditnom rozdelení prípadu. Momenty G_q sú známe zo štatistiky ako frekvenčné momenty [69]. Z teórie multifraktálov je známa škálovacia závislosť [34, 70]

$$G_q(\delta\eta) \propto (\delta\eta)^{\tau(q)}. \quad (1.36)$$

Výsledky analýz touto metódou boli publikované napríklad v prácach [14, 71], ako aj v ďalších prácach.

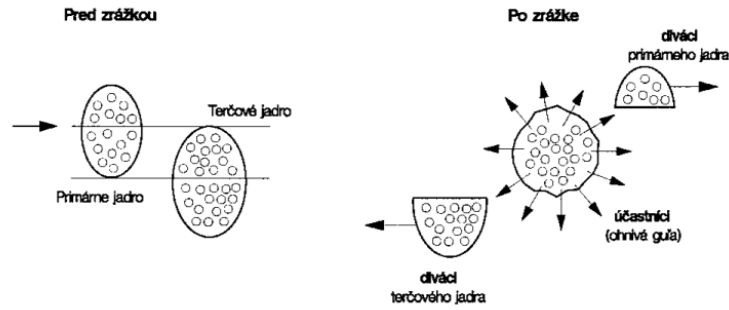
Obsahom tejto kapitoly bolo priblíženie súčasného stavu problematiky v oblasti hľadania neštatistických fluktuácií sekundárnych častíc produkovaných v zrážkach relativistických jadier a popis základných metód často používaných pri analýze týchto fluktuácií. V práci bude ďalej využitá na analýzu experimentálnych údajov metóda škálovacích faktoriálnych momentov - horizontálnych, vertikálnych a zmiešaných, ktorá môže poukazovať na dynamiku procesu interakcie v zrážkach, ak hodnoty φ_i v (1.19) sú nenulové.

Kapitola 2

Modely jadrove - jadrových zrážok

Štúdium nepružných zrážok vysokoenergetických jadier, resp. častíc s jadrami predstavuje skúmanie pomerne zložitého javu, pri ktorom vznikajú mnohé otázky, ako napríklad, či sa v priebehu zrážky vytvorili silne vzbudené jadrové systémy a aké sú ich vlastnosti. V jadrove - jadrových zrážkach pri vysokých energiách sa zväčša nezúčastňujú v interakcii všetky nukleóny zrážajúcich sa jadier. Sekundárne častice takejto zrážky sú nukleóny a fragmenty s typickými charakteristikami produktov fragmentácie primárneho alebo terčového jadra. V jednoduchom geometrickom modeli so vznikom tzv. "fireballu" [72] sa predpokladalo, že nukleóny zrážajúcich sa jadier možno rozdeliť na dve skupiny – na tzv. účastníkov a divákov (spektátorov). Geometricky sa prekrývajúce oblasti týchto jadier vymedzujú vklad účastníkov a časti jadier ležiace mimo plochy prekrytia sú diváci (spektátory) - obr. 2.1. Po zrážke vytvárajú účastníci silne zohriaty, pohybujúci sa zdroj - fireball. Nukleóny - diváci, vytvárajúce chladné zvyšky dvoch jadier, prakticky nemenia smer svojho pohybu.

Charakter nepružnej interakcie rýchlej častice s atómovým jadrom závisí od veľkosti jej parametra zrážky. Ak je táto veličina blízka polomeru jadra, interakcia zachytáva v podstate iba niekoľko periférnych nukleónov terčového jadra. Takáto interakcia je charakterizovaná pomerne malým množstvom sekundárnych častíc a malou excitáciou jadra. Interakcie s menšími parametrami zrážky sú, podľa teórie vnútrojadrových kaskád, sprevádzané tvorbou vnútrojadrovej kaskády – narastajúcej lavíny rýchlych častíc a vyrazených nukleónov [73]. Po vyletení týchto častíc

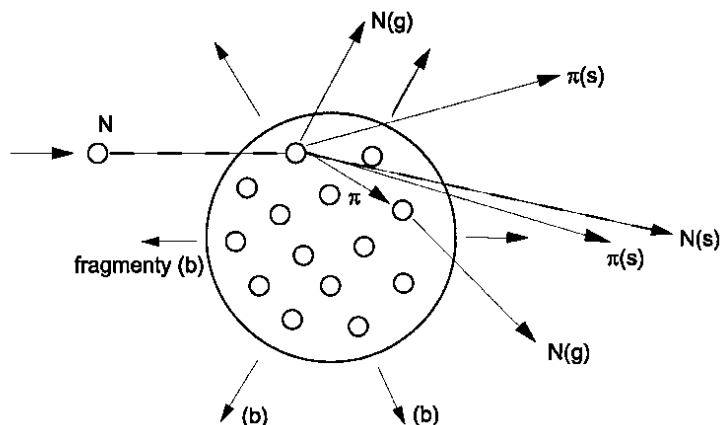


Obrázok 2.1: Schéma priebehu zrážky dvoch jadier s vytvorením účastníkov a divákov.

jadro ostane v silne vzбудenom stave. Táto excitácia je zapríčinená tým, že niektoré rýchle nukleóny zostali uväznené uprostred iných vnútrojadrových nukleónov a nemohli opustiť jadro v procese rozvoja vnútrojadrovej kaskády. Následkom zrážok takýchto nukleónov s nukleónmi jadra sa ich energia dostatočne rýchlo prerozdeľuje medzi všetkými vnútrojadrovými nukleónmi a zvyškové jadro sa dostáva do silne vzbudého stavu. Následne sa toto vzbudenie sníma konkurujúcimi procesmi: delením jadra a vyparením častíc. Vzájomný pomer medzi týmito procesmi závisí od pomeru pravdepodobnosti delenia a pravdepodobnosti vyparenia častíc. Vznikajúce zvyšky delenia prechádzajú do základného, nevzbudého stavu cestou ďalšej emisie častíc.

Z pohľadu modelu vnútrojadrových kaskád vznikajú relativistické častice vo vysokoenergetických pružných a nepružných zrážkach vnútri jadra. Ich uhlové rozdelenia silno závisia od smeru pohybu primárnej častice, pritom čo vnútrojadrový terčový nukleón silou zákona zachovania hybnosti vylietava v ťažiskovej sústave na stranu opačnú k pohybu nalietavajúcej častice. Možno predpokladať, že práve z takýchto vyrazených nukleónov väčšinou pozostávajú tzv. *g* - častice ("grey particles", popísané v kap.3.1). Počet týchto častíc charakterizuje násobnosť kaskádnych zrážok vnútri jadra. Tvorba tzv. *b* - častíc ("black particles", tiež popísaných v kap.3.1) v modeli vnútrojadrových kaskád sa berie ako výsledok rozpadu, vyparenia

vzbudeného zvyšku jadra - obr. 2.2.



Obrázok 2.2: Schéma priebehu zrážky podľa kaskádno - evaporačného modelu.

Pre výpočet kaskádnych procesov sa často využíva metóda Monte - Carlo, dovoľujúca zostrojiť dostatočne podrobný štatistický model, v ktorom krok za krokom napreduje rozvoj celej kaskády. Existuje veľa modelov popisujúcich jadrovú - jadrovú zrážku, pre porovnanie s experimentálnymi údajmi boli v práci použité hodnoty získané pomocou dvoch modelov - modifikovaného kaskádno-evaporačného modelu a modelu FRITIOF.

2.1 Modifikovaný kaskádno-evaporačný model

Tento model vcelku dobre popisuje experimentálne výsledky v širokom intervale energií od niekoľko desiatok MeV/nukleón do niekoľko GeV/nukleón, ako je stredná multiplicita sekundárnych častíc a ich energetické spektrum, uhlové rozdelenia jednotlivých typov sekundárnych častíc, stupeň fragmentácie primárneho jadra a parameter zrážky [74]. Základné charakteristiky modelu sú nasledovné:

- kaskádny proces sa vzťahuje na terčové jadro a aj projektil;
- kaskádno-kaskádne interakcie sú zahrnuté do výpočtu;
- všetky interakcie sú usporiadané v čase;

- formačná doba, ktorá fenomenologicky charakterizuje vývoj interagujúcich nukleónov a produkovaných mezónov je zahrnutá do kaskádneho procesu medzi zrážajúcimi sa jadrami;
- hadrónovo - hadrónový generátor je založený na priestorovom cylindrickom fázovom modeli. Produkcia ρ , ω a Δ rezonancií je zahrnutá do výpočtu [75].

Fyzikálny obraz interakcie dvoch jadier v modeli vnútrojadrovej kaskády predstavuje proces zrážky dvoch oblakov plynu, každé zo zrážajúcich sa jadier vo svojej vzťažnej sústave súradníc je považované za Fermiho plyn nukleónov uzatvorený v určitom objeme s difúznou hranicou. Nukleóny sa nachádzajú v potenciálovej jame, ktorá má tvar

$$v(r) = \epsilon + \frac{p_F^2}{2m}, \quad (2.1)$$

kde m je hmotnosť voľného nukleónu, ϵ je stredná väzbová energia na nukleón ($\epsilon \sim 7MeV$) a p_F je Fermiho hybnosť nukleónu v jadre. Maximálna hodnota hybnosti je vyjadrená pomocou jadrovej hustoty nasledovne

$$p_{max}(r) = (3\pi^2)^{\frac{1}{3}} h\rho(r)^{\frac{1}{3}}. \quad (2.2)$$

Pre jadrá s $2 < A < 12$ sa jadrová hustota aproximuje rozdelením

$$\rho(r) = \frac{2}{Z\pi^{\frac{3}{2}}R_0^3} \left[1 + \frac{Z-2}{3} \left(\frac{r}{R_0}\right)^2\right] \exp\left(-\frac{r^2}{R_0^2}\right), \quad (2.3)$$

kde Z je náboj jadra, R_0 je parameter Gaussovho rozdelenia, ktorý závisí od atómového čísla A a získava sa z experimentu. Pre jadrá s $A \geq 12$ je hustota daná dvojparametrickým rozdelením

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{1 + \exp\frac{r-a}{b}}, \quad (2.4)$$

kde parameter $a = 1,07A^{\frac{1}{3}}fm$ je polomer polovičnej hustoty, $b = 0,545 fm$ je parameter difúznosti hraničnej vrstvy [76]. Vzdialenosť medzi dvoma rôznymi nukleónmi z celkového počtu A nukleónov v jadre nesmie byť menšia ako $2r_c$, kde $r_c = 0,4 fm$.

Nepružná zrážka dvoch jadier predstavuje superpozíciu baryón-baryónových, mezón-baryónových a mezón-mezónových pružných a nepružných interakcií, ktoré je možné formálne rozdeliť do štyroch skupín:

- interakcie nukleónov jadra projektilu s nukleónmi jadra terčika;
- interakcie sekundárnych častíc s nukleónmi jadra terčika;
- interakcie sekundárnych častíc s nukleónmi jadra projektilu;
- tzv. kaskádno-kasádne interakcie sekundárnych častíc navzájom.

Všetky sekundárne častice vznikajúce v ľubovoľnej skupine interakcií sa považujú za kaskádne častice.

Evolúcia interagujúceho systému sa skúma nasledovne. V začiatočnom časovom okamihu sa definujú všetci možní partneri. Partneri pre interakcie sa vypočítajú pre každú horeuvedenú skupinu. Spomedzi všetkých možných interakcií sa vyberá tá, ktorá sa realizuje skôr ako ostatné. Potom sa daný stav oboch jadier a všetkých častíc posúva k nasledujúcemu stavu odpovedajúcemu novej párnej interakcii alebo rozpadu rezonancie. Do procesu mnohočasticovej produkcie v hadrónovo-hadrónových a jadrovo-jadrových interakcií je zahrnutá aj tzv. formačná doba, čo je možné realizovať rôznymi spôsobmi. Jeden spôsob je založený na predpoklade, že produkované rýchle častice neinteragujú vo vnútri jadra, čo môže byť sformulované na základe Heisenbergovho princípu neurčitosti, druhý spôsob súvisí so strunovými modelmi - ak je hadrón vytvorený vo vnútri jadra, môže interagovať s jadrovou hmotou. Interakcia strún vo vnútri jadra môže prebiehať nasledovne - buď struny vôbec neinteragujú s jadrovou hmotou, alebo je struna plne absorbovaná s typickým hadrónovým účinným prierezom. Ukazuje sa, že je tiež možné, že struna je absorbovaná len čiastočne. Model je v dobrej zhode s experimentálnymi údajmi pre jadrovo-jadrové interakcie v oblasti energií od 0,1 do 200 GeV na nukleón. Formačný čas bol odhadnutý ako $(1,4 \pm 0,2) \cdot 10^{-23} s$, čo zodpovedá charakteristickému jadrovému času [76].

2.2 Modifikovaný model FRITIOF

Model FRITIOF je Monte Carlo program, ktorý implementuje Lundský model (Lund string dynamic model) pre hadrónovo-hadrónové, hadrónovo-jadrové a jadrové zrážky [77]. Tento model je často používaný v experimentálnej fyzike vysokých energií, čo je dané jeho prístupnosťou, ľahkým použitím a jednoduchosťou fyzikálnych myšlienok. Model bol postupne rozšírený od nízkych hodnôt p_T k započítaniu silných rozptylových efektov a prepracovaný vzhľadom na QCD [78]. Model FRITIOF predpokladá dvojčasticovú kinematiku hadrónovo - hadrónových interakcií $a + b \rightarrow a' + b'$, kde a' a b' sú vzбудené stavy vstupujúcich hadrónov a a b . Vzбудené stavy sú charakterizované hmotnosťou. Pre určenie hmotností hadrónov sa používa postup popísaný v [77]. V prípade hadrónovo - jadrových a jadrové - jadrových interakcií sa predpokladá, že nukleóny vzbudené v počiatočných zrážkach môžu interagovať medzi sebou, a aj s ďalšími nukleónmi jadra a zvyšovať svoju hmotnosť. Pravdepodobnosti mnohonásobných zrážok sa počítajú v rámci Glauberovho priblíženia [79].

Modifikovaná verzia modelu bola doplnená výpočtom účinných prierezov jadrové-jadrových zrážok v rámci Glauberovho priblíženia, simuláciou deštrukcie jadra v rýchlej fáze interakcie, výpočtom excitačnej energie zvyškového (reziduálneho) jadra a simuláciou jadrovej relaxácie (uvoľnenia) v rámci evaporačného modelu [80].

Vzbudené hadróny sú považované za QCD struny, pri fragmentácii ktorých vznikajú hadróny. S rastom hmotností strún rastie multiplicita sekundárnych častíc [79]. Na určenie časovej následnosti nukleónovo - nukleónových zrážok v prípade hadrónovo - jadrových a jadrové - jadrových interakcií sa v modeli FRITIOF používa Glauberovo priblíženie. Realizácia výpočtu dezintegrácie jadier sa uskutočňuje v dvoch etapách. V prvej etape sa pomocou Glauberovho priblíženia určí počet nepružne interagujúcich nukleónov - počet "zasiahnutých" nukleónov [81]. V druhej etape sa skúmajú neinteragujúce nukleóny.

K simulácii jadrového rozpadu a definovaniu počtu vyrazených nukleónov v jednotlivých prípadoch je aplikovaný nasledovný algoritmus:

- súradnice nukleónov x_i, y_i, z_i $1 \leq i < A$ sú simulované podľa Saxon-Woodsovhovho rozdelenia;

- počet interagujúcich nukleónov je odhadnutý Glauberovou aproximáciou;
- nasledujú terčové a projektilové spektátorové nukleóny. Ak i -tý spektátor jadra A je vo vzdialenosti $b_{ij} = \sqrt{(x_i - x_j)^2 + (y_i - y_j)^2}$ od j -tého interagujúceho nukleónu z A , i -tý nukleón je považovaný za účastníka zrážky s pravdepodobnosťou $W_{ij} = C_{nd} \exp(-b_{ij}^2/r_{nd}^2)$; parametre sú napríklad $C_{nd} = 0,2$, $r_{nd}^2 = 1,1(fm)^2$ pre jadrovo - jadrové zrážky s energiou 3,3 GeV/nukleón [82];
- ak počet nových nukleónových účastníkov nie je nula, je potrebné opakovať predchádzajúci krok. Ak je počet nula, interakcia je zamietnutá.

Všetci novozahrnutí účastníci a interagujúce nukleóny sú vyrazené z jadra.

V tejto kapitole boli popísané modely jadrovo-jadrových zrážok, boli predstavené základné myšlienky modifikovaného kaskádno-evaporačného modelu a modelu FRITIOF, ktoré boli použité na generovanie prípadov porovnávaných s experimentálnymi údajmi.

Kapitola 3

Experimentálny materiál

3.1 Emulzný detektor

Spôsob detekcie častíc pomocou emulzného detektora patrí dnes už ku klasickým metódam spôsobu detekcie častíc. Samozrejme, v oblasti fyziky vysokých energií, keď vývoj postupuje smerom k ťažším jadrom a vyšším energiám primárnych jadier, nemôže táto metóda konkurovať moderným elektronickým systémom. Emulzný detektor má však ako každý detektor svoje výhody a nevýhody.

Medzi výhody patrí :

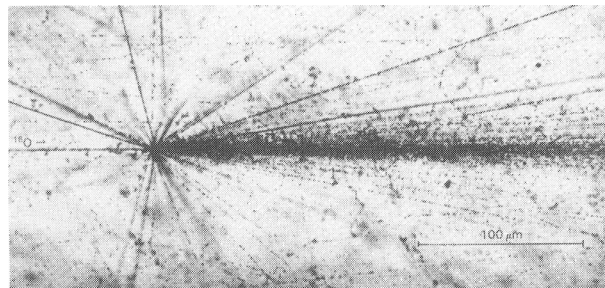
- úplné 4π uhlové pokrytie,
- dobré priestorové rozlíšenie ($\sim 1\mu m$),
- možnosť identifikácie náboja častíc na základe ionizácie,
- vysoká detekčná účinnosť,
- prenosnosť.

Nevýhodou je:

- problémy s identifikáciou častíc pri veľkých multiplicitách, čo vedie k malej štatistike v porovnaní s elektronickými experimentami,
- pracné a časovo zdĺhavé vyhodnocovanie údajov,

- obmedzenosť pri rekonštrukcii hybnosti,
- nemožnosť odlíšiť častice s kladným a záporným nábojom.

Na obr.3.1 je interakcia primárneho jadra ^{16}O s hybnosťou 200 A GeV/c s jadrom emulzie.



Obrázok 3.1: Interakcia primárneho jadra ^{16}O s hybnosťou 200 A GeV/c s jadrom emulzie.

Jadrové fotoemulzie sú v podstate fotografické emulzie s vysokou koncentráciou bromidu strieborného rozptýleného v želatíne. Hrúbka jadrovej emulzie je zvyčajne niekoľko stoviek μm . V tab.3.1 je uvedené zloženie štandardnej jadrovej emulzie BR-2.

Skúmané charakteristiky stôp častíc v jadrovej emulzii - dĺžka dráhy, jej smer, hustota ionizácie a linearita dráhy závisia od typu častíc a ich rýchlosti, na čom je založená možnosť identifikácie častíc.

Významnou charakteristikou dráh nabitých častíc sú ich energetické straty $-\frac{dE}{dx}$ pozdĺž dráhy častice v jadrovej emulzii. Ťažké nabité častice strácajú kinetickú energiu najmä pri nepružných zrážkach s atómami prostredia. Pri tomto procese sa kinetická energia nabitej častice spotrebuje na vzbudenie a ionizáciu atómov prostredia. Energetické straty ťažkej nabitej častice s nábojom Ze a rýchlosťou v v homogénnom prostredí s protónovým číslom z sú dané Betheho - Blochovou

Tabuľka 3.1: Zloženie jadrovej emulzie typu NIKFI BR - 2.

izotop	počet jadier v cm^3
1H	$3,15 \times 10^{22}$
^{12}C	$1,41 \times 10^{22}$
^{14}N	$0,395 \times 10^{22}$
^{16}O	$0,956 \times 10^{22}$
^{80}Br	$1,031 \times 10^{22}$
^{108}Ag	$1,036 \times 10^{22}$

formulou [83]

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi Z^2 e^4}{m_e v^2} n z \left[\ln \frac{2m_e v^2}{I(1-\beta)^2} - \beta^2 \right], \quad (3.1)$$

kde m_e - pokojová hmotnosť elektrónu, n je počet atómov brzdiaceho prostredia v jednotkovom objeme, I - efektívny ionizačný potenciál prostredia, $\beta = \frac{v}{c}$. Obvykle sa uvažuje, že stredná hodnota ionizačného potenciálu I je úmerná atómovému číslu látky prostredia

$$\bar{I} = k \cdot z \quad (3.2)$$

Experimentálne zistené hodnoty k pre rôzne prvky sa pohybujú v intervale 9 až 18 eV. Ak máme látku, ktorá sa skladá z rôznych atómov, potom je potrebné sčítať energetické straty pre jednotlivé typy atómov. Straty energie sú úmerné druhej mocnine náboja častice, čo umožňuje rozlíšiť častice s rôznymi nábojmi.

Ak dráha nabitej častice končí v emulzii, stredný dolet častice R s kinetickou energiou E_k je daný [84]

$$R = \int_0^{E_k} -\frac{dE}{(dE/dx)}. \quad (3.3)$$

Z kalibračných meraní boli určené vzťahy medzi doletom častice R a jej kinetickou energiou E_k

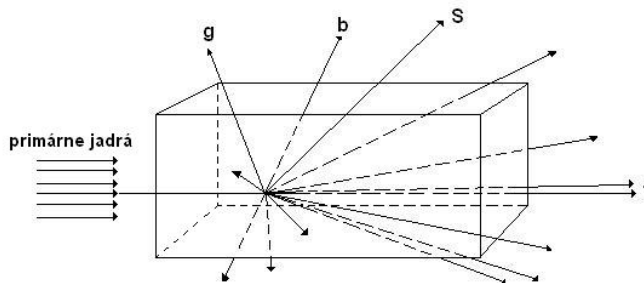
$$E_k = 0,251 Z^2 A^{0,419} R^{0,581}. \quad (3.4)$$

V emulzných experimentoch sa zvyčajne používajú dva spôsoby ožiarovania emulzií

- ožiarovanie emulzných blokov (emulzné dosky jedna nad druhou),

- ožiarenie emulzných komôr.

V prvom prípade sú emulzné bloky ožiarené zväzkom primárnych jadier paralelným s rovinou emulzie (horizontálne). Na obr.3.2 je znázornená schéma horizontálneho ožiarenia emulzného bloku zväzkom primárnych jadier. Rozmery bývajú zvyčajne 20x10x0,06 cm alebo 10x10x0,06 cm.

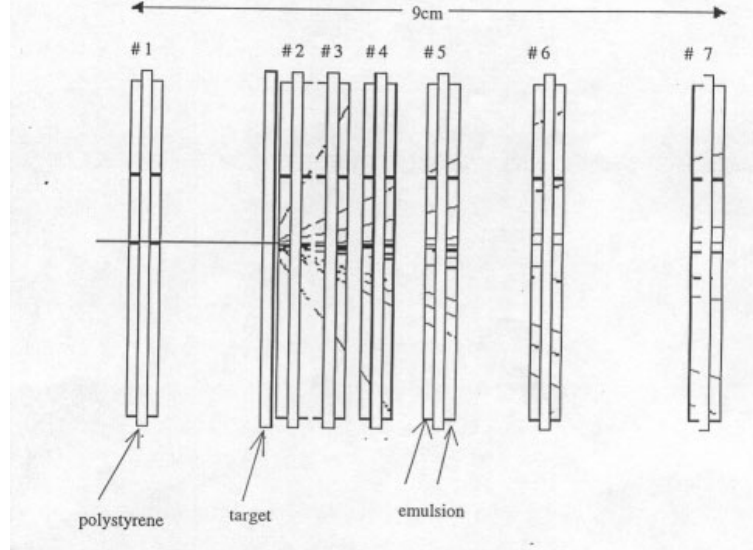


Obrázok 3.2: Schéma horizontálneho ožiarenia emulzného bloku zväzkom primárnych jadier.

Emulzné komory sú ožiarené zväzkom primárnych jadier vertikálne - obr.3.3. Emulzné komory používané EMU01 kolaboráciou pozostávali zo 7 emulzných platin s rozmermi 10x10 cm z polystyrénu s hrúbkou 500 μm . Dosky 1,4,5,6 a 7 sú "tenké", majú z oboch strán emulziu s hrúbkou 90 μm , dosky 2 a 3 sú "hrubé", s hrúbkou emulzie 180 μm z oboch strán. Emulzná komora tiež obsahuje terčik, umiestnený pred tenkými doskami. Uvedené hrúbky emulzných vrstiev boli použité pri ožiarení emulzných komôr zväzkom primárnych jadier ^{197}Au s hybnosťou 11,6 A GeV/c. Doska 1 je umiestnená pred terčikom kvôli detekcii zväzku, ostatné dosky sú zafixované za terčikom, aby bolo možné registrovať sekundárne častice [14].

V práci sú použité experimentálne údaje získané pri horizontálnom ožiarení emulzných blokov. Na základe metodiky bežne používanej v emulzných experimentoch sú nabité sekundárne častice rozdelené do nasledujúcich skupín:

- **s-častice** (shower particles) sú relativistické nabité častice ($Z = 1$) s $\beta > 0,7$



Obrázok 3.3: Schéma vertikálneho ožiarenia emulznej komory zväzkom primárnych jadier [14].

($\beta = \frac{v}{c}$, v -rýchlosť častice, c - rýchlosť svetla), sú to najmä pióny a protóny. Počet s -častíc označujeme n_s ;

- **b-častice** (black particles) sú pomalé spektátorové fragmenty terčového jadra s kinetickou energiou $T < 26 MeV$. Dobež týchto častíc v emulzii je menší ako 3 mm, ich počet označujeme n_b ;
- **g-častice** (grey particles) sú rýchle terčové fragmenty, najmä vyrazené protóny s kinetickou energiou z intervalu $26 MeV \leq T_p < 400 MeV$, ich dobeh v emulzii je väčší ako 3 mm, počet g-častíc označujeme n_g ;
- **h-častice** (heavy ionizing particles) sú silne ionizujúce častice, ich počet je daný súčtom b- a g-častíc : $N_h = n_b + n_g$;
- **f-častice** (fragments) sú nabité fragmenty primárneho jadra so $Z \geq 1$, ich počet označujeme n_f .

Pre všetky častice je meraný polárny (Θ) a azimutálny uhol (Φ). Polárny uhol Θ pre každú dráhu je uhol medzi smerom nalietajúceho zväzku a danej dráhy. Azimutálny uhol Φ je uhol medzi projekciou danej dráhy v azimutálnej rovine (rovine kolmej na zväzok) a smerom zväzku. Pre každú relativistickú s -časticu je určená

veličina pseudorapidita. Presnosť merania uhlov je dôležitá z hľadiska rozlíšenia častíc v malom intervale pseudorapidity, t.j. je dôležitým faktorom pri výpočtoch podľa vzťahov (1.26), (1.30) a (1.33) v tom zmysle, že limituje počet binov M , na ktorý môžeme rozdeliť celý interval pseudorapidity, resp. určuje veľkosť najmenšieho intervalu pseudorapidity $\delta\eta$. Presnosť merania uhlov je menšia než 0,1 jednotky v pseudorapidite a okolo 5° v azimutálnom uhle [26].

3.2 Centrálné zrážky

Pri popise jadrovej interakcie je vhodné zaviesť určitý geometrický popis založený na parametri zrážky. Častice vo zväzku, dopadajúce na terčik, sa pohybujú po dráhach, ktoré sú vo veľkej vzdialenosti od ostreľovaného objektu paralelné s osou zväzku. Vzdialenosť asymptotickej dráhy dopadajúcich častíc od osi, ktorá prechádza stredom terčového jadra sa nazýva parameter zrážky b (zámerná vzdialenosť).

Zrážky vysokoenergetických častíc s jadrami terčika je možné rozdeliť na tri typy:

- **periférne zrážky**

$$b \approx r_1 + r_2$$

b je parameter zrážky, r_1 - polomer projektilu, r_2 - polomer terčového jadra; interaguje jeden alebo viac okrajových nukleónov projektilu a terča;

- **semicentrálne zrážky**

$$|r_1 + r_2| > b > |r_1 - r_2|$$

v dôsledku krátkeho dosahu jadrových síl k silnej interakcii dochádza v oblasti, kde sa interagujúce jadrá prekrývajú;

- **centrálné zrážky**

$$0 \leq b < |r_1 - r_2|$$

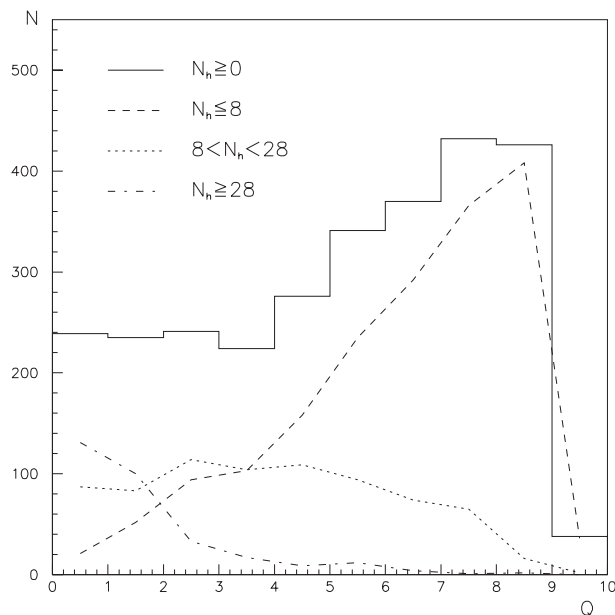
dochádza k maximálnej dezintegrácii primárneho a terčového jadra.

Jednou z dôležitých charakteristík jadrových interakcií je sumárny náboj Q nepreinteragovaných fragmentov primárneho jadra. Tento náboj Q predstavuje náboj nukleónov primárneho jadra, ktoré sa nezúčastnili interakcie s terčovým jadrom.

Nepreinteragovaný náboj sú vlastne diváci interakcie (podrobnejšie v kap.2). Potom hodnota nepreinteragovaného náboja predstavuje informáciu o centralite zrážky. Čím je Q väčšie, tým viac bola zrážka periférna a naopak, čím je Q menšie, tým je zrážka centrálnjšia. Počet preinteragovaných nukleónov primárneho jadra N_{int} vypočítame ako

$$N_{int} = A - \frac{A}{Z}Q \quad (3.5)$$

A je nukleónové číslo, Z - protónové číslo, Q -náboj nepreinteragovaných nukleónov. Počet h -častíc N_h , t.j. počet silne interagujúcich častíc, zase dáva informáciu, či došlo k zrážke s ťažkým alebo ľahkým jadrom emulzie. Napríklad pre primárne jadro ^{16}O je Q z intervalu $< 0, 8 >$, pričom hodnota 0 zodpovedá prípadu, keď všetky nabité nukleóny interagovali a 8 znamená, že neinteragoval žiaden nukleón jadra kyslíka ^{16}O . Na obrázku 3.4 je znázornené rozdelenie náboja Q pre rôzne skupiny N_h pre experimentálne údaje primárnych jadier ^{16}O s hybnosťou 4,5 A GeV/c [85].



Obrázok 3.4: Rozdelenie náboja Q pre rôzne skupiny N_h pre primárne jadrá ^{16}O s hybnosťou 4,5 A GeV/c [85].

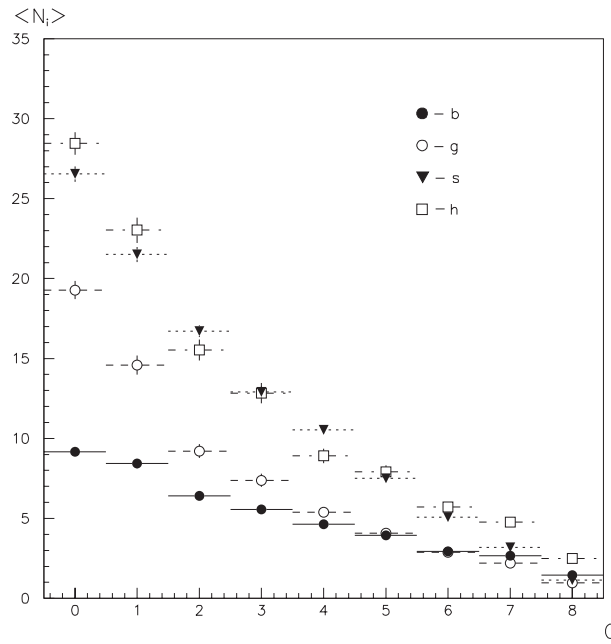
Histogram predstavuje rozdelenie náboja Q pre všetky multiplicity N_h :

- V ľavej časti grafu, pre $0 \leq Q \leq 2$, sú zobrazené prípady s veľmi nízkou hodnotou náboja Q nepreinteragovaných nukleónov primárneho jadra, ide o centrálne zrážky s malým zrážkovým parametrom.
- Stredná časť grafu, pre $3 \leq Q \leq 5$, zodpovedá prípadom, v ktorých z celkového počtu nabitých nukleónov primárneho jadra preinteragovala približne polovica. V tejto oblasti je vidieť strmý nárast, ide o kvázicentrálne zrážky, pričom sa zväčšil zrážkový parameter.
- V poslednej časti grafu, pre $Q \geq 6$, nárast pokračuje. Vysoká hodnota Q naznačuje, že ide o periférne zrážky.

Z rozdelenia náboja Q pre všetky multiplicity terčových fragmentov N_h vidieť, že v tomto experimente ($^{16}\text{O} + \text{Em}$ s hybnosťou 4,5 A GeV/c) prevládajú kváziperiférne a periférne zrážky [85]. Závislosť medzi N_h a Q udávajú tri rôzne skupiny:

- $N_h \leq 8$ - prevládajú vysoké hodnoty náboja Q , táto skupina reprezentuje interakcie primárnych jadier ^{16}O na ľahkých jadrách - H, C, N, O a tiež periférne zrážky s jadrami Ag a Br ;
- $8 < N_h < 28$ - prevládajú hodnoty náboja, kedy preinteragovala približne polovica z celkového počtu nabitých nukleónov jadra ^{16}O , predstavuje kvázicentrálne (semicentrálne) zrážky s jadrami Ag, Br ;
- $N_h \geq 28$ prevládajú nízke hodnoty náboja Q , táto skupina zahŕňa interakcie primárneho jadra ^{16}O s Ag, Br sprevádzané ich úplným rozpadom.

Na obrázku 3.5 je znázornená korelácia experimentálnych stredných multiplicit sekundárnych nabitých častíc od stupňa centrality interakcie určenej sumárnym nábojom Q nepreinteragovaných fragmentov primárneho jadra ^{16}O s hybnosťou 4,5 A GeV/c [85]. Písmená b, g, s, h na tomto obrázku označujú skupiny produkovaných sekundárnych častíc podľa klasifikácie uvedenej v kap.3.1. Je zrejmé, že stredné hodnoty multiplicit všetkých typov sekundárnych častíc sa zvyšujú so zväčšovaním



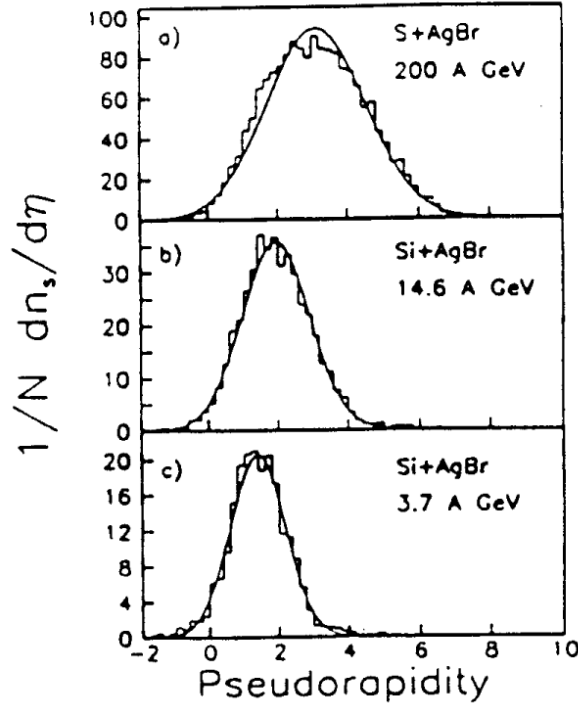
Obrázok 3.5: Korelácie stredných hodnôt multiplicít sekundárnych častíc pre primárne jadrá ^{16}O s hybnosťou 4,5 A GeV/c [85].

centrality (t.j. so zmešovaním náboja Q). Najslabšia korelácia na centralite je pre b -častice.

Podobné závislosti ako sú uvedené na obr.3.4 a 3.5 platia aj pre iné primárne jadrá ($^{12}C, ^{16}O, ^{22}Ne$ s hybnosťou 4,1-4,5 A GeV/c) [86]-[88]. Štúdium korelácií stredných hodnôt multiplicít sekundárnych častíc produkovaných v zrážkach primárnych jadier ^{16}O s rôznymi hybnosťami (4,5-200 A GeV/c) ukázalo, že rozdelenia stredných hodnôt multiplicít $\langle N_i \rangle$ od Q majú podobný priebeh a tieto trendy sú totožné pre jednotlivé typy častíc [89]. Z uvedeného je vidieť, že multiplicitu jednotlivých skupín sekundárnych častíc možno použiť ako kritérium centrality zrážok. Často sa ako kritérium centrality zrážok používa počet relativistických častíc n_s .

Na obr.3.6 sú znázornené rozdelenia pseudorapidity relativistických častíc v centrálnych zrážkach jadier - a) $S + Ag, Br$ s energiou 200 A GeV, b) $Si + Ag, Br$ s energiou 14,6 A GeV a c) $Si + Ag, Br$ s energiou 3,7 A GeV fitované Gaussovou krivkou [90]. Je vidieť postupné zväčšovanie intervalu pseudorapidity s rastúcou

energiou primárnych jadier.



Obrázok 3.6: Pseudorapidityné rozdelenia pre centrálné zrážky rôznych primárnych jadier fitované Gaussovou krivkou [90].

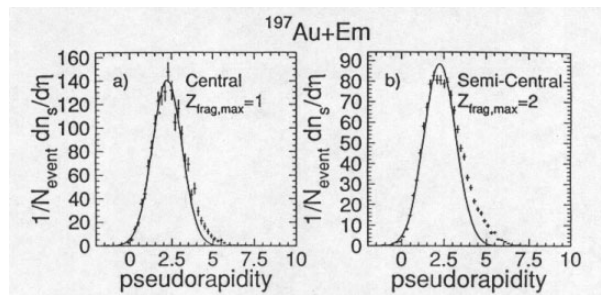
V práci [91] boli študované pseudorapidityné a multiplicitné rozdelenia nabitých častíc produkovaných v zrážkach ťažkých iónov (O , Si , Au) pri energiách urýchľovača BNL AGS. Na obr. 3.7 je znázornené pseudorapidityné rozdelenie relativistických častíc (s -častíc) pre dve skupiny centrálnych zrážok $Au + Ag, Br$. V časti (a) tohto obrázku sú znázornené zrážky, v ktorých projektil Au úplne fragmentoval na častice s nábojom $Z = 1$ a neutróny. Na obr.3.7b) sú centrálné interakcie s najviac jedným fragmentom so $Z = 2$, ale nie s ťažším fragmentom. Píky na obrázkoch zodpovedajú Gaussovej funkcii

$$\rho(\eta) = \rho_{max} \cdot \exp\left(-\frac{(\eta - \eta_{peak})^2}{2\sigma^2}\right). \quad (3.6)$$

Fit bol urobený v intervale $0, 0 \leq \eta < y_{proj}$, kde y_{proj} je rapidita projektilu. Parametre fitu boli (a): $\rho_{max} = 140,9 \pm 3,3$, $\eta_{peak} = 2,23 \pm 0,03$, $\sigma = 0,89 \pm 0,02$ a pre

(b): $\rho_{max} = 88,4 \pm 0,9$, $\eta_{peak} = 2,26 \pm 0,02$, $\sigma = 0,94 \pm 0,01$. Je vidieť, že obe rozdelenia sú vcelku dobre popísané Gaussovou funkciou. Avšak, pre hodnoty pseudorapidity $\eta > 3,2$ vidieť isté navýšenie počtu častíc, čo je výraznejšie na obr.3.7b) a je pravdepodobne spôsobené protónmi z projektilu Au . Pre centrálnejšie zrážky, teda zrážky s vyššou multiplicitou sekundárnych častíc, (obr.3.7a) je zvýšenie počtu častíc v uvedenej oblasti menej výrazné. V oblasti nižších hodnôt pseudorapidity (vľavo od maxima píku) nepozorujeme zvýšenie počtu častíc, pretože protóny z terčika sa objavujú ako b -častice alebo g -častice, a teda nie sú zahrnuté do analýzy.

V práci [91] tiež bolo ukázané, že pre interakcie $O + Em$, $Si + Em$ a $Au + Em$ sú šírky pseudorapidityných rozdelení σ produkovaných častíc nezávislé od interagujúceho systému.



Obrázok 3.7: Pseudorapidityné rozdelenia relativistických častíc v interakciách $Au + Em$: a) vybrané prípady, v ktorých projektil Au fragmentoval na častice so $Z = 1$; b) vybrané prípady, v ktorých projektil Au fragmentoval na častice so $Z = 1$ a najviac s jedným fragmentom hélia, ale nie s ťažším fragmentom [91].

V práci [92] boli študované pseudorapidityné rozdelenia nabitých častíc v zrážkach primárnych jadier ^{197}Au s jadrami emulzie. Zväzkom týchto primárnych jadier s hybnosťou 11,6 A GeV boli horizontálne ožiarené emulzné bloky v AGS BNL. Interakcie boli klasifikované vzhľadom na počet uvoľnených projektilových protónov, t.j. na počet projektilových protónov n_p , ktoré chýbajú (nie sú obsiahnuté) vo fragmentoch s nábojom $Z > 1$ [93]:

$$n_p = Z_{Au} - Q_f \quad (3.7)$$

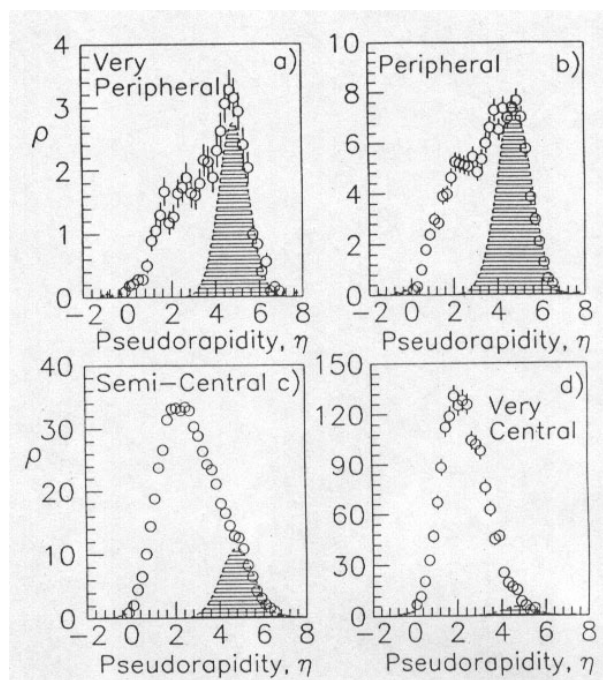
kde

$$Q_f = \sum_{Z=2}^{Z=79} N_Z \cdot Z, \quad (3.8)$$

Q_f je sumárny náboj projektilových fragmentov s nábojom $Z \geq 2$, N_Z je počet fragmentov s nábojom Z v interakcii. Na obrázku 3.8 je pseudorapiditné rozdelenie relativistických častíc pre štyri rôzne skupiny interakcií, a to:

- a) $n_s < 20$ - veľmi periférne, zodpovedajúce $\langle n_p \rangle = 7,0$
- b) $20 \leq n_s < 40$ - periférne, $\langle n_p \rangle = 18,3$
- c) $40 \leq n_s < 300$ - semicentrálne, $\langle n_p \rangle = 45,8$
- d) $n_s \geq 300$ - veľmi centrálnne, $\langle n_p \rangle = 75,8$.

Vyšrafované oblasti ohraničené Gaussovou krivkou predstavujú rozdelenia spektátorových protónov.



Obrázok 3.8: Pseudorapiditné rozdelenia relativistických častíc pre štyri skupiny interakcií $Au + Em$, vyšrafované oblasti predstavujú rozdelenia spektátorových protónov [92].

Na obrázku 3.8 je možné vidieť dve maximá v rozdelení pseudorapidity. V porovnaní so zrážkami ľahších projektilových jadier (ako sú O, Si, S) s jadrami emulzie [94] tieto rozdelenia nemôžu byť dobre aproximované jednoduchou Gaussovou krivkou, s výnimkou centrálnych zrážok. V rozdelení pseudorapidity pre veľmi periférne zrážky na obr.3.8 a) je vidieť pík spektátorových protónov. Pre porovnanie môžeme vidieť na obr.3.8 d) rozdelenie pre veľmi centrálnu zrážku, kde tento pík mizne a príspevok spektátorových protónov je veľmi malý. Pre hodnoty nižšie ako $\eta = 4$, kde príspevok produkovaných piónov a zúčastnených projektilových protónov dominuje, je rozdelenie popísané Gaussovou krivkou. Po preskúmaní spektátorového píku na obr.3.8 a) bolo rozdelené pseudorapiditné rozdelenie na dve Gaussove krivky. Fitom bola určená poloha maxima produkovaných častíc na $\eta_1 = 2,8 \pm 0,2$ a pre spektátorové protóny $\eta_2 = 4,8 \pm 0,1$. Šírky rozdelení sú $\sigma_2 = 0,67 \pm 0,07$ a $\sigma_1 = 1,10 \pm 0,12$ pre spektátorové protóny, resp. pre produkované častice.

Polohu maxima píku pre spektátorové protóny je možné odhadnúť nasledovným spôsobom: pre malý polárny uhol θ môže byť pseudorapidita aproximovaná ako

$$\eta = -\ln\left(\tan\frac{\theta}{2}\right) \approx -\ln\left(\frac{\theta}{2}\right) \approx -\ln\frac{p_t}{2p_l}. \quad (3.9)$$

Ak poznáme p_l a $p_t = \sqrt{\frac{\pi}{2\sigma_0}}$, môžeme určiť polohu maxima píku η_p a šírku rozdelenia $\sigma(\eta)$ pre danú hodnotu σ_0 . Za p_l môžeme dosadiť hodnotu hybnosti zväzku na nukleón - 11,6 GeV/c a za $\sigma_0 = 0,169$ - hodnota publikovaná v [95, 96]. Pre polohu maxima píku bola získaná hodnota $\eta_p = 4,7$, ktorá je o trochu menšia ako hodnota určená fitom pre spektátorový pík na obr.3.8 a). Pretože však spektátorové fragmenty boli identifikované len nábojom, mohli sme mať nezanedbateľnú prímes deuterónov. Podľa [97] možno odhadnúť že medzi protónmi je prítomných 30% duterónov, čím dôjde k posunu píku dopredu a priblíženiu k hodnote $\eta_p = 4,8$.

V práci [98] boli študované závislosti multiplicít produkovaných častíc v jadrovom - jadrových zrážkach na experimentálne zmeranej veličine

$$\xi = \frac{Q}{Z_{pr}}, \quad (3.10)$$

kde Q je celkový náboj spektátorových fragmentov projektilu, ktoré sa nezúčastnili v interakcii s terčikom. Patria sem protóny s emisným uhlom menším ako je θ_{pr} ,

keď θ_{pr} je vyjadrené pomocou hybnosti projektilu ako

$$\sin \theta_{pr} = \frac{0,2 \text{ GeV}/c}{p_{pr}} \quad (3.11)$$

Ak A_{pr} a Z_{pr} je hmotnosť a náboj projektilového jadra, potom ξ je normalizovaný tok náboja do prednej hemisféry.

Veličina ξ silne koreluje s parametrom zrážky b , pričom $\xi = 0$ zodpovedá centrálnej zrážke, t.j. všetky projektilové nukleóny sa zúčastnili zrážky, $\xi = 1$ je veľmi periférna zrážka. V práci kolaborácie KLM [99] bolo ukázané, že existuje lineárny vzťah medzi parametrom zrážky b a veličinou ξ .

Môžeme spočítať strednú hodnotu $\langle p_{pr} \rangle$ počtu zúčastnených projektilových nukleónov podľa [92]

$$\langle P_{pr} \rangle = A_{pr}(1 - \xi). \quad (3.12)$$

V súvislosti s počtom produkovaných častíc iba nabitú časť p_{pr} treba započítať (neutrálne častice neboli merané)

$$\langle p_{pr} \rangle_{ch} = Z_{pr}(1 - \xi), \quad (3.13)$$

a podľa [99] je

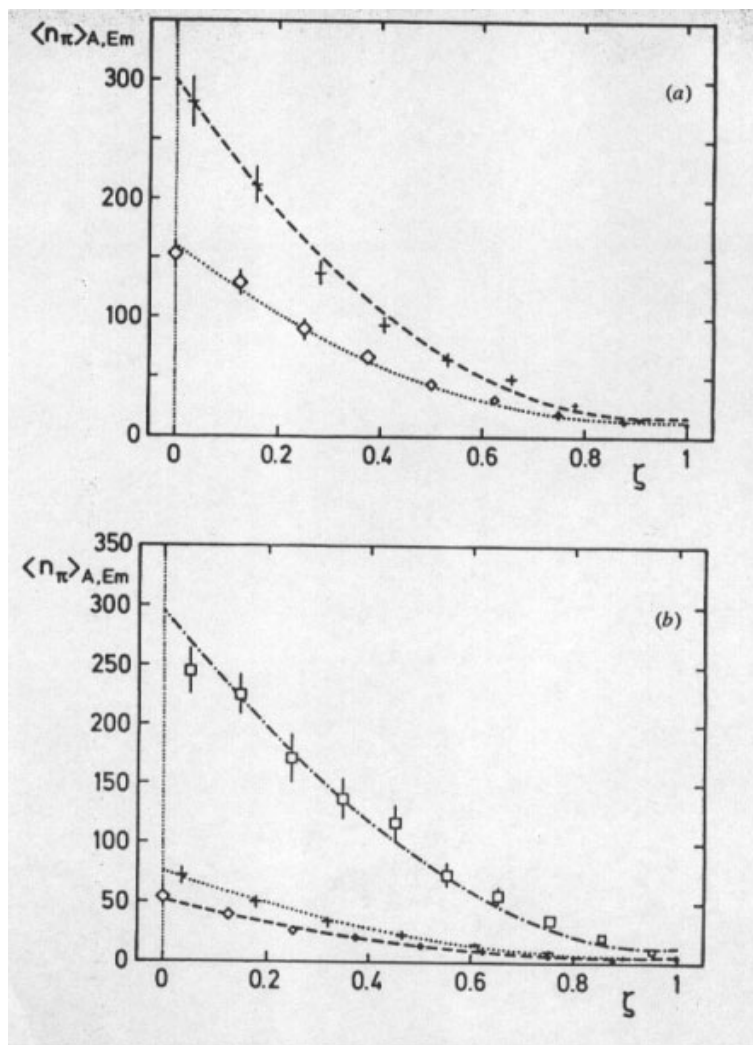
$$\langle n_{\pi} \rangle = \langle n_s \rangle - Z_{pr}(1 - \xi) \quad (3.14)$$

Na obr. 3.9a) je znázornená stredná multiplicita produkovaných častíc pre zrážky: (\diamond) - $^{16}\text{O} + \text{Em}$ s hybnosťou 200 A GeV/c a pre (+) - $^{32}\text{S} + \text{Em}$ s tou istou hybnosťou ako funkcia normalizovaného toku náboja do prednej hemisféry ξ . Na obr. 3.9 b) je tá istá závislosť pre (\diamond)- $^{16}\text{O} + \text{Em}$ s hybnosťou 14,6 A GeV/c, (+)- $^{28}\text{Si} + \text{Em}$ pri tej istej hybnosti a pre (\square) - $^{197}\text{Au} + \text{Em}$ s hybnosťou 11,6 A GeV/c.

Krivky sú výsledkom parametrizovanej analýzy v tvare [98]

$$\langle n_{\pi}(\xi) \rangle = a(1 - \xi)^d + c\xi - Z_{pr}(1 - \xi). \quad (3.15)$$

Analýza ukázala, že parameter d v oblasti $p_{pr} \geq 10 \text{ A GeV}/c$ sa zdá byť konštantný, rovný 2, parameter a nie je voľný, a parameter c koreluje s počtom $\langle N_{pr}(\xi = 1) \rangle$ projektilových neutrónov, ktoré sa zúčastňujú na interakcii, keď existuje nenabitý projektilový účastník [98].



Obrázok 3.9: Závislosť strednej multiplicity produkovaných častíc od ξ - normalizovaného toku náboja do prednej hemisféry pre: a) (\diamond) $^{16}O + Em$, ($+$) $^{32}S + Em$, $p=200$ A GeV/c ; b) (\diamond) $^{16}O + Em$, $p=14,6$ A GeV/c ($+$) $^{28}Si + Em$, $p=14,6$ A GeV/c, (\square) $^{197}Au + Em$, $p=11,6$ A GeV/c [98].

Klasifikácia jednotlivých typov zrážok relativistických jadier v emulznom detektore a štúdium ich charakteristík, ako napríklad multiplicitných rozdelení sekundárnych častíc alebo rozdelení pseudorapidity relativistických častíc, sú dôležité z hľadiska ich ďalšieho skúmania.

Z uvedených rozdelení pseudorapidity relativistických častíc v centrálnych zrážkach pre tri rôzne experimenty - pre primárne jadrá ^{32}S a ^{28}Si s klesajúcou energiou od 200 A GeV po 3,7 A GeV (obr.3.6) vidieť, ako sa zmenšuje interval pseudorapidity týchto častíc. Podrobne boli skúmané pseudorapidity rozdelenia relativistických častíc produkovaných v zrážkach primárnych jadier ^{197}Au s hybnosťou 11,6 A GeV/c s jadrami emulzie.

Na základe existencie korelácie stredných multiplicit sekundárnych nabitých častíc od hodnoty sumárneho náboja Q nepreinteragovaných fragmentov primárneho jadra, resp. od stupňa centrality, je možné použiť multiplicity jednotlivých skupín sekundárnych častíc ako kritérium centrality zrážok. Toto kritérium, teda napríklad počet relativistických častíc n_s , je využité v nasledujúcich kapitolách ako kritérium výberu centrálnych a semicentrálnych zrážok primárnych jadier s jadrami emulzie.

3.3 Prehľad použitých experimentálnych údajov

V práci sú použité experimentálne údaje fotoemulzných experimentov, v ktorých bola zapojená Katedra jadrovej a subjadrovej fyziky ÚFV PF UPJŠ. Medzinárodná kolaborácia EMU 01 uskutočnila v 80. a 90. rokoch minulého storočia sériu experimentov so zväzkami rôznych primárnych jadier pri rôznych hybnostiach využívajúc ako terčik a súčasne aj ako dráhový detektor jadrovú emulziu.

Hybnosti zväzkov primárnych jadier sa pohybovali od hybností dosahovaných na synchrofázotronu v SÚJV v Dubne (4,1 - 4,5 A GeV/c) cez hodnoty dosahované na AGS v BNL (11,6 - 14,5 A GeV/c) až do hybností urýchľovača SPS v CERN (60 - 200 A GeV/c). Časť experimentálnych údajov tvoria experimenty Dubnenskej fotoemulznej kolaborácie. Zoznam experimentov s uvedením primárneho jadra, jeho hybnosti, celkového počtu prípadov, urýchľovača a čísla experimentu je uvedený v tabuľke 3.2.

Tabuľka 3.2: Zoznam fotoemulzných experimentov.

Primárne jadro	Hybnosť	Počet prípadov	Urýchľovač	Experiment
^{16}O	4,5 A GeV/c	2823	DUBNA SF	-
	14,6 A GeV/c	689	BNL AGS	E 815
	60 A GeV/c	834	CERN SPS	EMU 01
	200 A GeV/c	801	CERN SPS	EMU 01
^{22}Ne	4,1 A GeV/c	4308	DUBNA SF	-
^{28}Si	4,5 A GeV/c	1322	DUBNA SF	-
	14,6 GeV/c	1093	BNL AGS	E 815
^{32}S	4,5 A GeV/c	1318	DUBNA SF	-
^{197}Au	11,6 A GeV/c	1185	BNL AGS	E 863
^{208}Pb	158 A GeV/c	628	CERN SPS	EMU 12

Na záver tejto tretej kapitoly možno zhrnúť, že bolo ukázané akým spôsobom sú registrované a klasifikované sekundárne častice v zrážkach jadier v emulznom detektore. Boli klasifikované typy zrážok a podrobnejšie boli skúmané centrálné zrážky a

ich charakteristiky, ako napríklad multiplicitné rozdelenia sekundárnych častíc alebo rozdelenia pseudorapidity relativistických častíc. Práve centrálna a semicentrálna zrážky jadier v emulznom detektore sú v ďalších kapitolách predmetom skúmania z hľadiska možných fluktuácií produkovaných relativistických častíc.

Kapitola 4

Analýza experimentálnych údajov

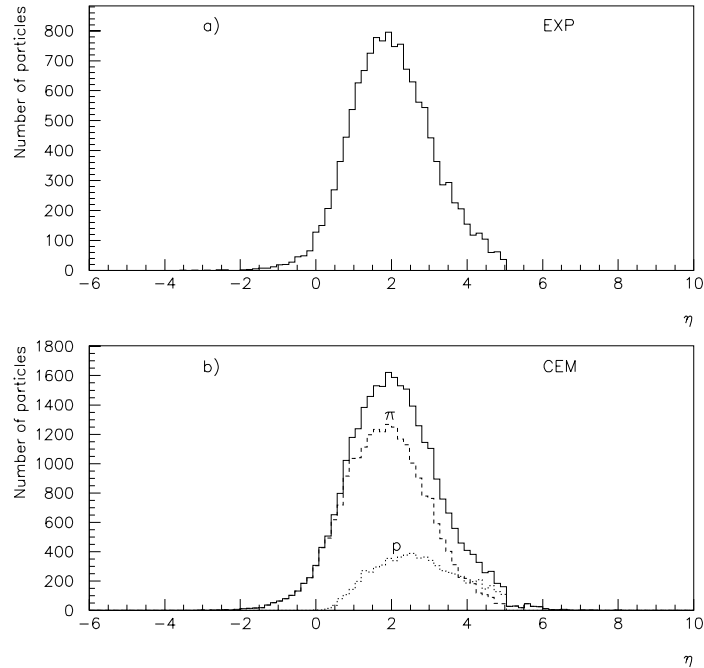
4.1 Interakcie jadier ^{28}Si s jadrami emulzie

Na analýzu boli použité experimentálne údaje získané pri horizontálnom ožiarení emulzných blokov zväzkom primárnych jadier ^{28}Si s hybnosťou 14,6 A GeV/c v Berkley National Laboratory (BNL). Experiment bol zameraný na štúdium multiplicít, uhlových rozdelení produkovaných sekundárnych častíc a terčových fragmentov. Získané experimentálne údaje boli porovnané s údajmi pri nižšej hodnote hybnosti primárnych jadier ^{28}Si - 4,5 A GeV/c a tiež s údajmi pre iné primárne jadrá. Detailný popis experimentu je uvedený v [100].

Na analýzu experimentálnych údajov boli použité tri metódy analýzy - metóda horizontálnych, vertikálnych a zmiešaných faktoriálnych momentov v intervale pseudorapidity. Pre všetky relativistické častice bol zmeraný polárny (Θ) a azimutálny (Ψ) uhol a bola vypočítaná hodnota pseudorapidity podľa vzťahu (1.2). Z celkového počtu 1093 meraných interakcií $^{28}\text{Si} + Em$ bolo pre analýzu vybraných 168 interakcií (čo predstavuje 15,4 % z celkového počtu interakcií). Do analýzy boli zaradené interakcie s $N_h \geq 8$, pretože sme chceli študovať centrálnu a semicentrálnu zrážku. Klasifikácii interakcií bola venovaná kapitola 3.2, interakcie s touto charakteristikou spĺňajú podmienky pre centrálnu zrážku [100]. Pre porovnanie experimentálnych údajov s modelovými bolo vygenerovaných 1992 prípadov pomocou modifikovaného kaskádno-evaporačného modelu [74]. Na základe rovnakých selekčných kritérií bolo

362 prípadov (t.j.18,2 % z celkového počtu) zaradených do analýzy. Modifikovaný kaskádno-evaporačný model je bližšie popísaný v kapitole 2.1.

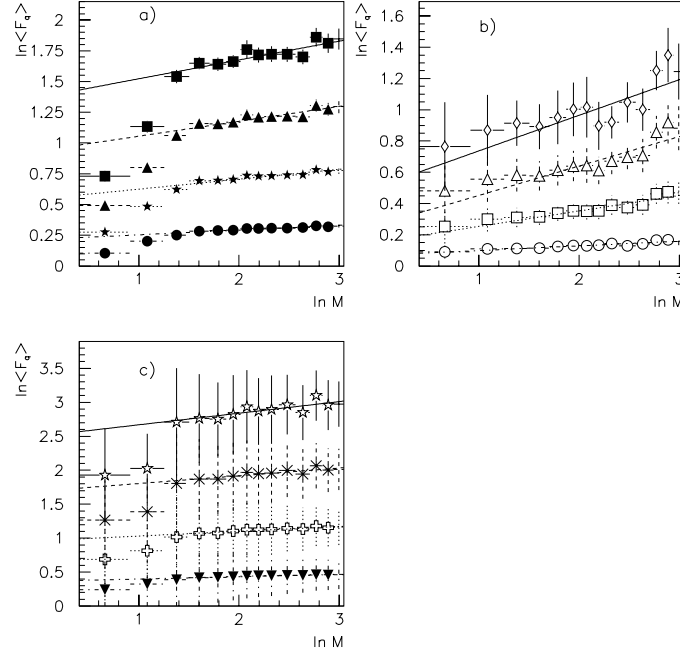
Na obrázku 4.1 sú uvedené pseudorapiditné rozdelenia relativistických častíc skúmaných prípadov pre : (a) experiment a pre: (b) modelový výpočet podľa kaskádno- evaporačného modelu. Na obrázku 4.1b) (model) vidíme pseudorapiditné rozdelenie všetkých relativistických častíc, ako aj jednotlivé príspevky piónov a protónov, ktoré však v experimente nemožno odlíšiť.



Obrázok 4.1: Pseudorapiditné rozdelenia relativistických častíc produkovaných v zrážkach jadier ^{28}Si s jadrami emulzie a) experiment (EXP); b) kaskádno-evaporačný model (CEM).

Fluktuácie relativistických častíc boli študované v intervale pseudorapidity $\Delta\eta = 0 - 5$. Použitím všetkých troch metód - metódy horizontálnych, vertikálnych a zmiešaných faktoriálnych momentov (HFM, VFM a ZFM) boli vypočítané hodnoty faktoriálnych momentov F_q , $\langle F_q \rangle$ pre hodnoty $q = 2 - 5$, q je rád faktoriálneho momentu, podľa vzťahov (1.28), (1.31) a (1.33). Potom boli zostrojené závislosti

$\ln \langle F_q \rangle$ od prirodzeného logaritmu počtu binov, teda od $\ln M$, kde M je počet podintervalov - binov, na ktoré bol postupne delený interval pseudorapidity. Na obrázku 4.2 sú uvedené závislosti $\ln \langle F_q \rangle$ od logaritmu počtu binov M pre všetky tri metódy výpočtu. V tabuľke 4.1 sú uvedené hodnoty smerníc φ_q týchto priamok



Obrázok 4.2: Závislosť $\ln \langle F_q \rangle$ od $\ln M$ pre zrážky jadier ^{28}Si s jadrami emulzie určené metódou a) horizontálnych faktoriálnych momentov ; b) vertikálnych faktoriálnych momentov ; c) zmiešaných faktoriálnych momentov.

pre $q = 2 - 5$ pre všetky tri metódy výpočtu. Chyby smerníc priamok boli počítané podľa vzťahu [101]

$$\sigma(\varphi) = \sqrt{\langle \varphi^2 \rangle - \langle \varphi \rangle^2}, \quad (4.1)$$

pričom bola použitá metóda Monte Carlo na vygenerovanie prípadov s reálnym pseudorapiditným rozdelením a reálnymi multiplicitami. Predpokladali sme, že častice sú rozdelené náhodne v študovanom intervale pseudorapidity.

Z uvedených hodnôt v tab. 4.1 je vidieť, že hodnoty smerníc priamok závislosti $\ln \langle F_q \rangle$ od prirodzeného logaritmu počtu binov M sú pre všetky tri spôsoby

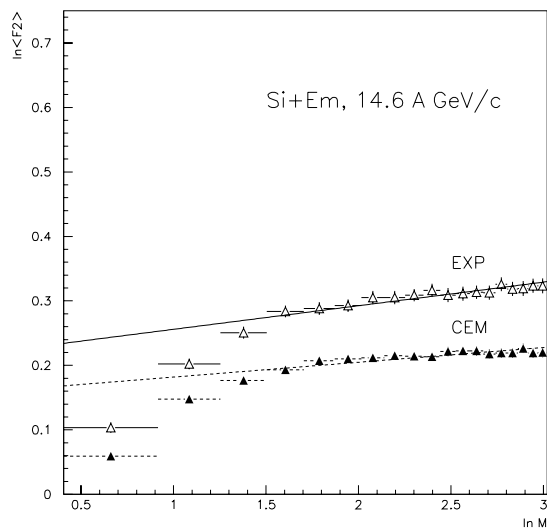
Tabuľka 4.1: Hodnoty smerníc φ_q priamok závislostí $\ln \langle F_q \rangle$ od $\ln M$ pre interakcie primárnych jadier ^{28}Si s hybnosťou 14.6 A GeV/c pre $q=2-5$ pomocou metódy HFM, VFM a ZFM.

	φ_2	φ_3	φ_4	φ_5
HFM	$0,037 \pm 0,005$	$0,076 \pm 0,012$	$0,112 \pm 0,021$	$0,145 \pm 0,032$
VFM	$0,030 \pm 0,004$	$0,099 \pm 0,018$	$0,188 \pm 0,076$	$0,228 \pm 0,088$
MFM	$0,034 \pm 0,002$	$0,071 \pm 0,005$	$0,114 \pm 0,014$	$0,171 \pm 0,034$

výpočtu v rámci chyby v dobrej zhode. Smernice sú nenulové, a teda výsledky poukazujú na prítomnosť neštatistických fluktuácií v zrážkach jadier $\text{Si} + \text{Ag}(\text{Br})$ s hybnosťou 14,6 A GeV/c. V práci [26] bol publikovaný podobný spôsob výpočtu, ale pre iné primárne jadrá - ^{16}O a ^{32}S s hybnosťou 200 A GeV/c, ^{16}O a ^{28}Si s hybnosťou 14,6 A GeV/c a ^{16}O s hybnosťou 60 A GeV/c. Avšak tu boli použité len dve metódy výpočtu - metóda HFM a VFM, pričom bolo zistené, že obe metódy dávajú podobné výsledky, smernice získané metódou HFM sú o trochu vyššie ako smernice získané metódou VFM.

Tiež bola uskutočnená podrobná analýza modelových údajov a ich porovnanie s hodnotami získanými z experimentu. Na modelovanie sme použili modifikovaný kaskádno-evaporačný model. Na obrázku 4.3 je uvedená závislosť $\ln \langle F_2 \rangle$ od $\ln M$ pre interakcie jadier ^{28}Si v emulznom detektore použitím metódy HFM pre experimentálne údaje a pre model, kde je vidieť, že hodnoty z modelu sú nižšie ako z experimentu.

V tab.4.2 a 4.3 sú uvedené výsledky porovnania údajov vypočítaných z experimentu a z modelu. V tab.4.2 sú uvedené hodnoty smerníc pre výpočet v ľavej polovici intervalu pseudorapidity $\Delta\eta$, t.j. pre $\Delta\eta = 0 - 2,5$. Hodnoty smerníc pre model (v sumáre) sú o niečo nižšie ako v experimente. V tejto tabuľke si môžeme všimnúť aj hodnoty smerníc pre pióny a protóny, pričom je významný príspevok piónov. Hodnota smernice pre protóny je vyššia ako pre pióny, lenže je pri malej strednej hodnote počtu častíc v tomto intervale, v tabuľke sú uvedené aj príslušné stredné hodnoty počtu častíc v uvedenom intervale pseudorapidi-



Obrázok 4.3: Závislosť $\ln \langle F_2 \rangle$ od $\ln M$ pre v zrážky jadier ^{28}Si s hybnosťou 14,6 A GeV/c jadrami emulzie určené metódou horizontálnych faktoriálnych momentov pre experiment a kaskádno-evaporačný model (CEM).

Tabuľka 4.2: Hodnoty smerníc priamok závislostí $\ln \langle F_q \rangle$ od $\ln M$ pre primárne jadrá ^{28}Si s hybnosťou 14.6 A GeV/c, $q=2-5$, pre experiment a pre kaskádno-evaporačný model v intervale pseudorapidity $\Delta\eta = 0 - 2,5$.

$\Delta\eta$	0 - 2,5			
typ častice	$n_s(KEM)$	$\pi(KEM)$	$p(KEM)$	$n_s(EXP)$
$\langle N \rangle$	51	42	9	51
φ_2	$0,020 \pm 0,004$	$0,020 \pm 0,004$	$0,045 \pm 0,015$	$0,031 \pm 0,006$
φ_3	$0,032 \pm 0,009$	$0,041 \pm 0,011$	$0,074 \pm 0,036$	$0,059 \pm 0,015$
φ_4	$0,034 \pm 0,016$	$0,065 \pm 0,020$	$0,100 \pm 0,067$	$0,081 \pm 0,025$
φ_5	$0,034 \pm 0,025$	$0,083 \pm 0,031$	$0,199 \pm 0,106$	$0,090 \pm 0,035$

Tabuľka 4.3: Hodnoty smerníc priamok závislostí $\ln \langle F_q \rangle$ od $\ln M$ pre primárne jadrá ^{28}Si s hybnosťou 14.6 A GeV/c, $q=2-5$, pre experiment a pre kaskádno-evaporačný model v intervale pseudorapidity $\Delta\eta = 2,5 - 5$.

$\Delta\eta$	2,5 – 5			
typ častice	$n_s(KEM)$	$\pi(KEM)$	$p(KEM)$	$n_s(EXP)$
$\langle N \rangle$	28	17	10	25
φ_2	$0,044 \pm 0,007$	$0,064 \pm 0,009$	$0,018 \pm 0,010$	$0,082 \pm 0,012$
φ_3	$0,125 \pm 0,016$	$0,186 \pm 0,018$	$0,042 \pm 0,028$	$0,229 \pm 0,025$
φ_4	$0,247 \pm 0,026$	$0,354 \pm 0,030$	$0,089 \pm 0,052$	$0,431 \pm 0,039$
φ_5	$0,404 \pm 0,037$	$0,547 \pm 0,044$	$0,095 \pm 0,083$	$0,657 \pm 0,053$

ty. Tabuľka 4.3 udáva to isté, ale v pravej polovici intervalu pseudorapidity, teda v intervale $\Delta\eta = 2,5 - 5$. V tejto časti sú hodnoty z modelu takmer o polovicu nižšie ako z experimentu. V tomto intervale je zrejmy významný príspevok piónov v modeli, ale aj ten je nižší ako hodnota smernice z experimentu, výsledky z modelových údajov celkove sú nižšie ako z experimentu. V práci [26] boli pre jadrá ^{16}O s hybnosťou 200 A GeV/c porovnané smernice φ_q získané z experimentu a pomocou modelu VENUS, model dáva nulové, až záporné hodnoty.

Pre porovnanie s predchádzajúcimi údajmi boli analyzované interakcie jadier ^{28}Si s hybnosťou 4,5 A GeV/c. Hodnoty smerníc priamok závislostí $\ln \langle F_q \rangle$ od $\ln M$ pre obe hybnosti primárnych jadier ^{28}Si sú uvedené v tabuľke 4.4. Hodnoty v zátvorkách sú hodnoty získané z prípadov vygenerovaných pomocou modifikovaného kaskádno-evaporačného modelu. V práci [26] bola publikovaná závislosť smernice φ_2 od $\langle \frac{dn}{d\eta} \rangle$, t.j. od hustoty častíc pripadajúcich na jednotku pseudorapidity, ktorá je lineárna klesajúca, čo je v súlade s trendom našich hodnôt smerníc φ_q .

V ďalšej tabuľke 4.5 sú výsledky výpočtov uskutočnených metódou HFM rôznym spôsobom. V prvom riadku je výsledok pri použití spôsobu výpočtu ako bol doteraz popísaný (t.j. metóda HFM). V druhom riadku je výsledok výpočtu pre prípad výberu 148 interakcií (zo 168 už predtým vybratých), a to interakcií s $n_s > 50$ v rovnakom intervale pseudorapidity, pre tieto interakcie $\langle n_s \rangle = 81 \pm 2$. Tretí

Tabuľka 4.4: Hodnoty smerníc priamok závislostí $\ln \langle F_q \rangle$ od $\ln M$ pre primárne jadrá ^{28}Si s hybnosťou 14.6 A GeV/c a 4.5 A GeV/c, metóda HFM, q=2-5, hodnoty v zátvorkách sú z modelových hodnôt.

Energia	φ_2	φ_3	φ_4	φ_5
14.6 A GeV/c	$0,037 \pm 0,005$ ($0,023 \pm 0,003$)	$0,076 \pm 0,012$ ($0,045 \pm 0,008$)	$0,112 \pm 0,021$ ($0,063 \pm 0,014$)	$0,145 \pm 0,032$ ($0,076 \pm 0,021$)
4.5 A GeV/c	$0,044 \pm 0,009$ ($0,008 \pm 0,004$)	$0,117 \pm 0,025$ ($0,023 \pm 0,012$)	$0,224 \pm 0,051$ ($0,032 \pm 0,023$)	$0,336 \pm 0,092$ ($0,040 \pm 0,037$)

výpočet bol realizovaný pre 212 interakcií s $n_s > 50$, ale vybraných z celkového počtu 1093 interakcií ; $\langle n_s \rangle = 77 \pm 2$. Hodnoty smerníc priamok vyzerajú približne rovnako. Ďalší výpočet predstavuje metódu redukovaných faktoriálnych momentov navrhnutú v práci [102]. V tomto prípade sme faktoriálny moment počítali ako

$$\langle F_{qR} \rangle = \frac{\langle F_q \rangle}{R_q}, \quad (4.2)$$

kde R_q je tzv. korekčný faktor, ktorý závisí od počtu binov M ako

$$R_q = \frac{1}{M} \sum_{m=1}^M \frac{M^q \langle n_m \rangle^q}{\langle N \rangle^q} \quad (4.3)$$

a

$$\langle n_m \rangle = \frac{1}{N_{ev}} \sum_{i=1}^{N_{ev}} n_{m,i}. \quad (4.4)$$

$\langle N \rangle$ je priemerná multiplicita v intervale pseudorapidity, $\langle n_m \rangle$ je stredná hodnota počtu častíc v m -tom bine. Hodnoty získané týmto spôsobom sú veľmi blízke k hodnotám smerníc publikovaným v práci [103], ktoré sú uvedené v 5.riadku tab.4.5. V ich práci bolo analyzovaných 172 interakcií (čo predstavovalo 20% z celkového počtu 860 interakcií) s $n_s > 50$, kde bol výpočet uskutočnený pre ich dáta rovnakým spôsobom, teda uvedenou metódou redukovaných faktoriálnych momentov.

Analýza fluktuácií relativistických častíc produkovaných v centrálnych a semi-centrálnych zrážkach jadier ^{28}Si s hybnosťou 14,6 A GeV/c v emulznom detektore

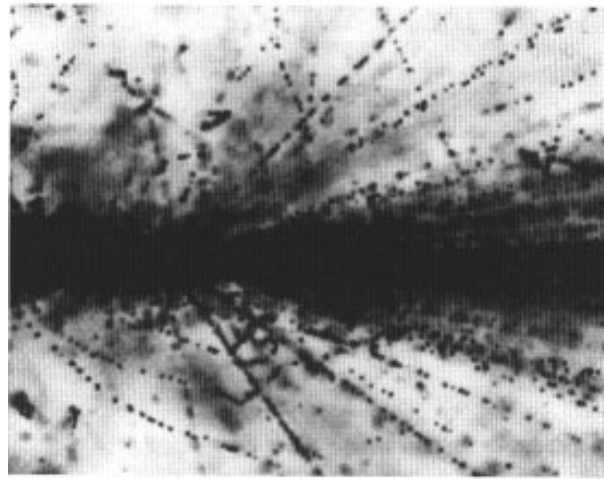
Tabuľka 4.5: Hodnoty smerníc priamok závislostí $\ln \langle F_q \rangle$ od $\ln M$ pre interakcie jadier ^{28}Si s hybnosťou 14,6 A GeV, $q=2-5$, metóda HFM, rôzny spôsob výpočtu.

	φ_2	φ_3	φ_4	φ_5
1.	$0,037 \pm 0,005$	$0,076 \pm 0,012$	$0,112 \pm 0,021$	$0,145 \pm 0,032$
2.	$0,038 \pm 0,006$	$0,074 \pm 0,013$	$0,100 \pm 0,023$	$0,119 \pm 0,035$
3.	$0,032 \pm 0,004$	$0,067 \pm 0,010$	$0,104 \pm 0,018$	$0,147 \pm 0,027$
4.	$0,008 \pm 0,002$	$0,021 \pm 0,007$	$0,042 \pm 0,017$	$0,074 \pm 0,035$
5.[103]	$0,0093 \pm 0,0017$	$0,0333 \pm 0,0065$	$0,0712 \pm 0,0159$	$0,1639 \pm 0,0421$

ukázala, že všetky tri metódy (metóda HFM, VFM a ZFM) dávajú v rámci chýb blízke hodnoty smerníc priamok závislostí $\ln \langle F_q \rangle$ od $\ln M$. Výsledky poukazujú na prítomnosť neštatistických fluktuácií pre interakcie jadier ^{28}Si pri hodnotách hybnosti 14,6, resp. 4,5 A GeV/c. Získané výsledky sú v dobrej zhode s inými publikovanými údajmi. Hodnoty získané z vygenerovaných prípadov sú podstatne nižšie ako hodnoty z experimentálnych údajov, a to pri výpočtoch uskutočnených v dvoch častiach celkového intervalu pseudorapidity, a aj pre príspevky piónov a protónov. Niektoré výsledky analýzy uvedené v tejto kapitole boli publikované v prácach [104] - [107].

4.2 Interakcie jadier ^{197}Au s jadrami emulzie

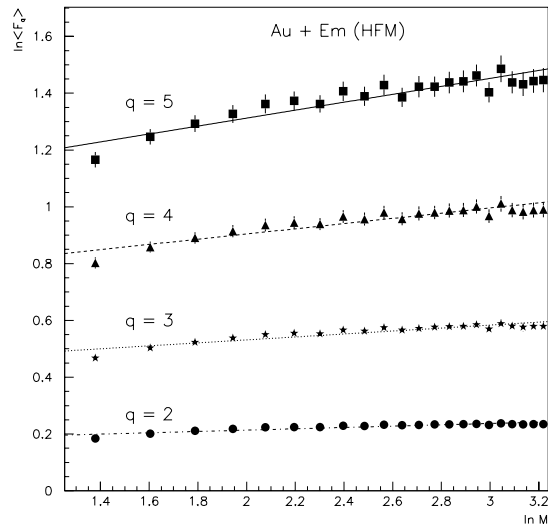
Táto kapitola sa zaoberá analýzou neštatistických fluktuácií častíc produkovaných v centrálnych zrážkach primárnych jadier ^{197}Au s hybnosťou 11,6 A GeV/c v emulznom detektore. Zväzkom uvedených primárnych jadier bol ožiarený emulzný detektor (experiment BNL E863/EMU01). Na obr. 4.4 je zrážka primárneho jadra ^{197}Au s jadrom emulzie. Tento experiment bol zameraný na štúdium multiplicití produkovaných nabitých častíc v zrážkach $\text{Au} + \text{Em}$, skúmanie rozdelení pseudorapidity sekundárnych častíc na celom intervale pseudorapidity a vo vybraných oblastiach intervalu pseudorapidity. Ďalšou oblasťou bolo štúdium projektilových fragmentov, emisia stredných a ľahkých fragmentov, osobitne so zameraním na emisiu alfa častíc, tiež bola skúmaná evaporácia terčíka. Získané údaje boli porovnané s inými experimentálnymi a modelovými údajmi. Podrobné údaje o experimente a niektoré publikované výsledky je možné nájsť napríklad v prácach [108]-[112].



Obrázok 4.4: Zrážka primárneho jadra ^{197}Au s hybnosťou 11,6 A GeV/c s jadrom emulzie.

Z celkového počtu 1185 zmeraných interakcií bolo pre analýzu použitých 261 centrálnych interakcií, t.j. 22 % z celkového počtu. Ako kritérium výberu centrálnych

interakcií sme použili počet relativistických s -častíc n_s a pre analýzu sme vybrali interakcie s počtom s -častíc väčším ako 100. Na analýzu fluktuácií relativistických častíc bola použitá metóda horizontálnych faktoriálnych momentov. Boli spočítané hodnoty HFM podľa vzťahu (1.28) a zostrojená lineárna závislosť $\ln \langle F_q \rangle$ od $\ln M$ pre hodnoty $q = 2 - 5$. Táto závislosť je znázornená na obrázku 4.5.



Obrázok 4.5: Závislosť $\ln \langle F_q \rangle$ od $\ln M$ pre zrážky jadier ^{197}Au s hybnosťou 11,6 A GeV/c s jadrami emulzie vypočítaná metódou horizontálnych faktoriálnych momentov.

Hodnoty smerníc týchto priamok sú uvedené v tabuľke 4.6. Chyby smerníc boli spočítané podľa vzťahu (4.1). V tej istej tabuľke sú uvedené hodnoty smerníc priamok získaných z modelových dát. Na modelovanie bol použitý kaskádno - evaporačný model (KEM) a modifikovaný model FRITIOF (FR) popísané v kap.2.1 a kap.2.2.

Z uvedeného je vidieť, že hodnoty smerníc priamok lineárnej závislosti $\ln \langle F_q \rangle$ od $\ln M$ sú pre modelové data nižšie ako pre experimentálne údaje. Podobný trend sme zaznamenali aj v prípade primárnych jadier ^{28}Si (viď predchádzajúca kapitola 4.1).

Znovu bola uskutočnená analýza experimentálnych údajov pomocou troch metód

Tabuľka 4.6: Hodnoty smerníc priamok závislosti $\ln \langle F_q \rangle$ od $\ln M$ pre interakcie jadier ^{197}Au , $q = 2 - 5$, metóda výpočtu HFM.

	EXP	KEM	FR
φ_2	$0,032 \pm 0,001$	$0,025 \pm 0,002$	$0,026 \pm 0,002$
φ_3	$0,063 \pm 0,005$	$0,049 \pm 0,005$	$0,053 \pm 0,004$
φ_4	$0,101 \pm 0,012$	$0,071 \pm 0,008$	$0,086 \pm 0,006$
φ_5	$0,147 \pm 0,024$	$0,094 \pm 0,013$	$0,125 \pm 0,010$

analýzy: metódou horizontálnych, vertikálnych a zmiešaných faktoriálnych momentov. Výsledky analýzy sú uvedené v tabuľke 4.7. Na obrázku 4.5 je znázornená

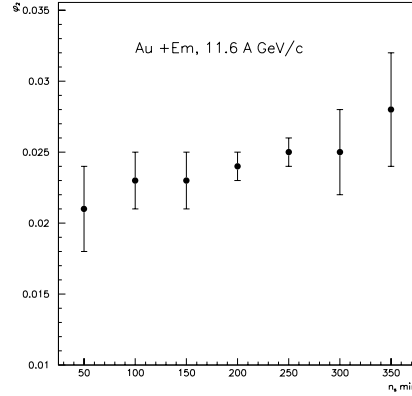
Tabuľka 4.7: Hodnoty smerníc priamok závislosti $\ln \langle F_q \rangle$ od $\ln M$ pre interakcie jadier ^{197}Au pomocou metódy HFM, VFM a MFM, $q = 2 - 5$, $M = 4 - 25$.

	HFM	VFM	MFM
φ_2	$0,032 \pm 0,001$	$0,012 \pm 0,003$	$0,024 \pm 0,001$
φ_3	$0,063 \pm 0,005$	$0,037 \pm 0,011$	$0,046 \pm 0,003$
φ_4	$0,101 \pm 0,012$	$0,073 \pm 0,025$	$0,067 \pm 0,008$
φ_5	$0,147 \pm 0,024$	$0,095 \pm 0,047$	$0,085 \pm 0,017$

závislosť $\ln \langle F_q \rangle$ od $\ln M$ vypočítaná pomocou metódy HFM. Výsledky analýzy - existencia nenulových smerníc uvedených priamok - ukazujú na prítomnosť intermitentného správania v produkcii sekundárnych častíc vznikajúcich v zrážkach jadier ^{197}Au s jadrami emulzie, hoci v prípade výpočtu metódou VFM sú hodnoty smerníc nižšie ako pri ďalších dvoch metódach.

Študovali sme tiež závislosť hodnoty smerníc φ_q (priamok závislosti $\ln \langle F_q \rangle$ od logaritmu počtu binov M) od centrality skúmaných prípadov. Ako kritérium stupňa centrality sme zobrali počet relativistických s-častíc. Na obrázku 4.6 je znázornená závislosť φ_2 od stupňa centrality vybraných prípadov, výpočet bol realizovaný metódou HFM, pričom sme postupovali tak, že sme postupne výpočet

uskutočnili pre interakcie s $n_s > 50, 100, 150, 200, 250, 300, 350$, teda postupne pre interakcie s rastúcou centralitou zrážky, resp. interakcie s rastúcou hodnotou hustoty častíc v intervale pseudorapidity. Je vidieť, že hodnota smernice φ_2 rastie s



Obrázok 4.6: Závislosť φ_2 od stupňa centrality pre zrážky jadier ^{197}Au s hybnosťou 11,6 A GeV/c jadrami emulzie pomocou metódy horizontálnych faktoriálnych momentov.

rastúcou hodnotou počtu s -častíc, a teda so stupňom centrality. Podobný trend bol zistený aj pre smernice φ_q pre $q \geq 3$.

V tabuľke 4.8 sú uvedené výsledky získané pre rôzne intervaly pseudorapidity a rôzny spôsob výberu interakcií.

V prvom riadku sú uvedené hodnoty smerníc získané metódou HFM, $\Delta\eta = 0 - 5$. Pri druhom výpočte sme zmenšili interval pseudorapidity na $\Delta\eta = 0 - 4$. Dôvodom bola snaha vylúčiť malý príspevok protónov na pravej strane pseudorapiditného rozdelenia a posun do centrálnej oblasti pseudorapidity. Zmenšením pseudorapiditného intervalu však došlo k poklesu hodnôt φ_q . Hodnoty v treťom riadku zodpovedajú redukovaným faktoriálnym momentom F_{qR} podľa [102], konkrétne podľa vzťahov (4.2), (4.3) a (4.4), ktoré sú uvedené v predchádzajúcej kapitole 4.1. Vo štvrtom riadku tabuľky sú hodnoty smerníc publikované v práci [103], kde z celkového počtu 1400 interakcií bolo analyzovaných 245 (17,5 % z celkového počtu), vyhovujúcich podmienke $n_s > 50$. K týmto hodnotám sa najviac približujú hodnoty z predchádzajúceho riadku tejto tabuľky. Výsledky uvedené v tejto kapitole boli

Tabuľka 4.8: Hodnoty smerníc závislosti $\ln \langle F_q \rangle$ od $\ln M$, pre interakcie jadier ^{197}Au s hybnosťou 11,6 A GeV, $q=2-5$, metóda HFM, pre rôzne intervaly pseudorapidity a rôzny spôsob výberu interakcií.

	φ_2	φ_3	φ_4	φ_5
1.	$0,040 \pm 0,002$	$0,076 \pm 0,007$	$0,112 \pm 0,017$	$0,175 \pm 0,032$
2.	$0,010 \pm 0,003$	$0,027 \pm 0,008$	$0,048 \pm 0,013$	$0,075 \pm 0,020$
3.	$0,032 \pm 0,004$	$0,067 \pm 0,010$	$0,104 \pm 0,018$	$0,147 \pm 0,027$
4. [103]	$0,0055 \pm 0,0005$	$0,0136 \pm 0,0015$	$0,0231 \pm 0,0033$	$0,0329 \pm 0,0063$

publikované v prácach [113]-[115].

Výsledky skúmania produkcie relativistických častíc v interakciách jadier ^{197}Au s hybnosťou 11,6 A GeV/c s jadrami emulzie potvrdili, tak ako v prípade jadier ^{28}Si , prítomnosť neštatistických fluktuácií. Hodnoty smerníc získané metódou vertikálnych faktoriálnych momentov sú ale v tomto prípade nižšie ako hodnoty získané ďalšími dvoma metódami. Hodnoty získané z modelových výpočtov (kaskádno-evaporačný model a model FRITIOF) sú nižšie ako hodnoty z experimentálnych údajov. Bola zistená rastúca závislosť hodnoty smernice priamky φ_q závislosti $\ln \langle F_q \rangle$ od prirodzeného logaritmu počtu binov M pre rôzne hodnoty stupňa centrality analyzovaných prípadov.

4.3 Interakcie jadier ^{16}O s jadrami emulzie

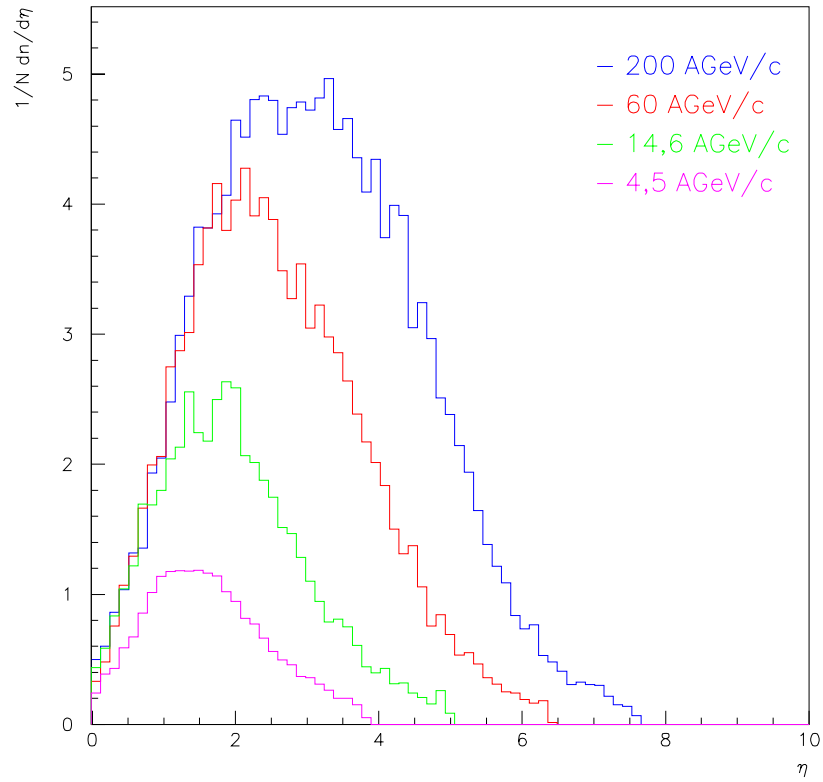
V tejto kapitole sa budeme zaoberať interakciami primárnych jadier ^{16}O s rôznymi hybnosťami - 4,5 ; 14,6; 60 a 200 A GeV/c v emulznom detektore. Emulzný detektor bol horizontálne ožiarený zväzkom primárnych jadier ^{16}O s hybnosťou 4,5 A GeV/c (experiment na urýchľovači v Dubne), 14,6, 60 a 200 A GeV/c - EMU01 experimenty. Cieľom experimentov bolo študovať multiplicity produkovaných nabitých častíc, hustoty rozdelenia pseudorapidity celkove a vo vybraných oblastiach pseudorapidity, hustoty fluktuácií multiplicitné a uhlové rozdelenia fragmentov a vyrazených protónov a účinné prierezy pre produkciu a interakciu ľahkých a stredných projektilových fragmentov (so $Z = 2 - 8$). Podrobný popis jednotlivých experimentov a výsledky boli publikované napríklad v prácach [94], [116] - [120].

V tabuľke 4.9 sú uvedené údaje o analyzovaných súboroch dát - hybnosť primárneho jadra P , celkový počet prípadov N_T , počet analyzovaných prípadov N_A , interval pseudorapidity skúmaných relativistických častíc $\Delta\eta$ a stredná hodnota počtu týchto častíc $\langle n_s \rangle$ v uvedenom intervale pseudorapidity. Hodnoty v zátvorkách zodpovedajú modelovým výpočtom podľa kaskádno-evaporačného modelu.

Na obrázku 4.7 sú znázornené pseudorapidityné rozdelenia relativistických s -častíc v analyzovaných prípadoch pre jednotlivé experimenty.

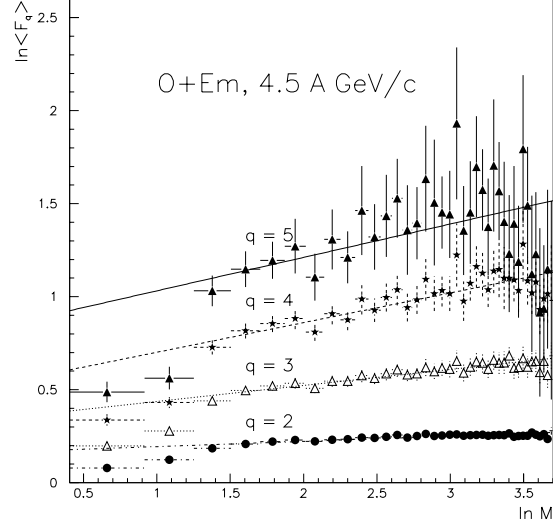
Tabuľka 4.9: Hodnoty charakterizujúce analyzované súbory dát primárnych jadier $^{16}\text{O} + Em$.

P[A GeV/c]	4,5	14,6	60	200
N_T	2823 (4974)	689 (2000)	834	801
N_A	652 (142)	152 (578)	203	166
$\Delta\eta$	0-4	0-5	0-6,4	0-7,6
$\langle n_s \rangle$	$20,6 \pm 0,3$ ($22,0 \pm 0,2$)	$48,4 \pm 1,5$ ($42,8 \pm 0,8$)	$97,7 \pm 2,6$	$149,1 \pm 4,0$



Obrázok 4.7: Pseudorapidityné rozdelenia relativistických častíc produkovaných v zrážkach jadier ^{16}O s rôznou hybnosťou s jadrami emulzie.

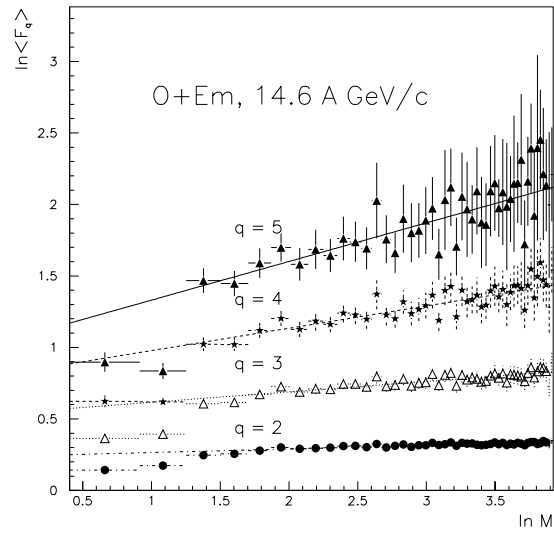
Znovu sme sa zaoberali centrálnymi a semicentrálnymi zrážkami a metódou horizontálnych faktoriálnych momentov boli spočítané hodnoty F_q , hodnoty $\langle F_q \rangle$ a bola zostrojená závislosť $\ln \langle F_q \rangle$ od logaritmu počtu binov M . Na obrázkoch 4.8 - 4.11 je uvedená táto závislosť pre jednotlivé experimenty.



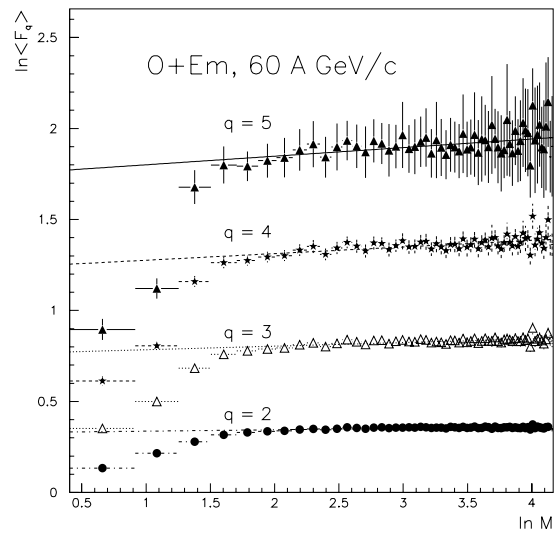
Obrázok 4.8: Závislosť $\ln \langle F_q \rangle$ od $\ln M$ pre primárne jadrá ^{16}O s hybnosťou 4,5 A GeV/c.

V tabuľke 4.10 sú uvedené hodnoty smerníc priamok týchto závislostí pre primárne jadrá ^{16}O s rôznymi hybnosťami. Chyby smerníc boli počítané podľa vzťahu (4.1). Uvedené výsledky poukazujú na prítomnosť neštatistických fluktuácií v centrálnych a kvazicentrálnych zrážkach primárnych jadier ^{16}O v intervale hybností 4,5 – 200 A GeV/c s jadrami emulzie [121, 122].

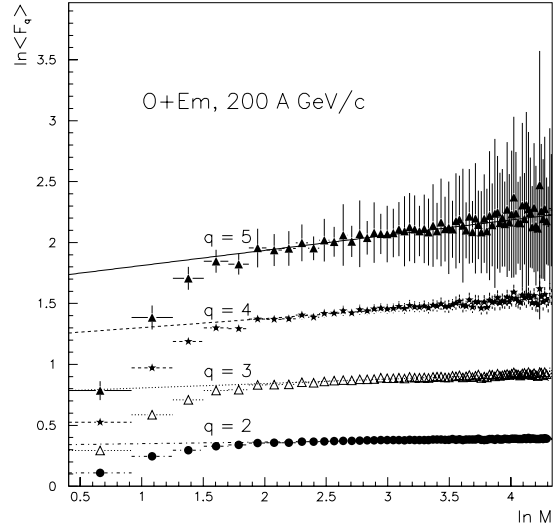
Treba však poznamenať že táto analýza bola uskutočnená v rôznych intervaloch pseudorapidity sekundárnych relativistických častíc (intervaly pseudorapidity sú uvedené v tab.4.9), pričom maximálny počet binov bol pre všetky prípady rovnaký ($M_{max} = 20$), takže potom napríklad pre prvý uvedený experiment (P=4,5 A GeV/c) bola minimálna šírka binu $\delta\eta_{min} = 0,2$ a pre posledný (P=200 A GeV/c) bola táto hodnota až $\delta\eta_{min} = 0,38$. Čo sa týka porovnania hodnôt získaných z experimentálnych údajov a hodnôt vypočítaných z KEM (pre P=4,5 a 14,6 A GeV/c),



Obrázok 4.9: Závislosť $\ln \langle F_q \rangle$ od $\ln M$ pre primárne jadrá ^{16}O s hybnosťou 14,6 A GeV/c.



Obrázok 4.10: Závislosť $\ln \langle F_q \rangle$ od $\ln M$ pre primárne jadrá ^{16}O s hybnosťou 60 A GeV/c.

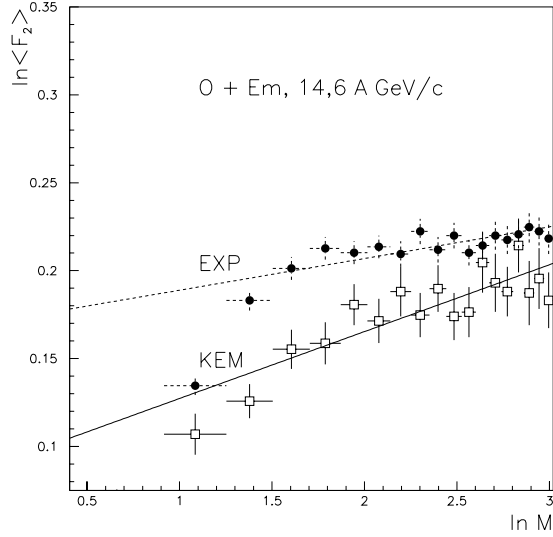


Obrázok 4.11: Závislosť $\ln \langle F_q \rangle$ od $\ln M$ pre primárne jadrá ^{16}O s hybnosťou 200 A GeV/c.

Tabuľka 4.10: Hodnoty smerníc priamok závislosti $\ln \langle F_q \rangle$ od $\ln M$, $q = 2 - 5$, $M_{max} = 20$, pre interakcie jadier ^{16}O s hybnosťou 4,5; 14,6; 60 a 200 A GeV/c v riadkoch 1.-4. odpovedajúco, hodnoty v zátvorkách zodpovedajú hodnotám získaným z KEM.

	φ_2	φ_3	φ_4	φ_5
1.	$0,041 \pm 0,006$ ($0,018 \pm 0,003$)	$0,099 \pm 0,015$ ($0,035 \pm 0,004$)	$0,178 \pm 0,029$ ($0,050 \pm 0,019$)	$0,270 \pm 0,048$ ($0,072 \pm 0,033$)
2.	$0,040 \pm 0,004$ ($0,018 \pm 0,004$)	$0,094 \pm 0,017$ ($0,026 \pm 0,009$)	$0,163 \pm 0,031$ ($0,021 \pm 0,016$)	$0,236 \pm 0,047$ ($0,017 \pm 0,025$)
3.	$0,038 \pm 0,004$	$0,073 \pm 0,010$	$0,103 \pm 0,017$	$0,128 \pm 0,024$
4.	$0,043 \pm 0,004$	$0,093 \pm 0,010$	$0,148 \pm 0,017$	$0,207 \pm 0,025$

hodnoty smerníc fitovaných priamok z modelu sú viac ako o polovicu nižšie ako hodnoty smerníc z experimentu (vid' riadky 1.-2. v tab.4.10) čo je znázornené aj na obrázku 4.12. Podobný trend bol zaznamenaný aj pre smernice primárnych



Obrázok 4.12: Porovnanie závislosti $\langle \ln F_2 \rangle$ od $\ln M$ pre experiment - (\bullet) a kaskádno-evaporačný model - (\square), pre primárne jadrá ^{16}O s hybnosťou 14,6 A GeV.

jadier ^{28}Si v kapitole 4.1, kde boli smernice z modelových dát nižšie ako z experimentálnych.

Uskutočnili sme aj ďalší výpočet horizontálnych faktoriálnych momentov pre možné porovnanie súborov experimentálnych údajov a to tak, že sme kvôli porovnaniu pri výpočte zachovali veľkosť intervalu $\delta\eta_{min} = 0,1$ a $\delta\eta_{max} = 1$, čo bolo tiež doporučené v práci [26]. Potom sa zmenil počet binov pri jednotlivých výpočtoch v závislosti od celkovej dĺžky intervalu pseudorapidity $\Delta\eta$. V tabuľke 4.11 sú uvedené hodnoty smerníc φ_q závislostí $\ln \langle F_q \rangle$ od $\ln M$ pre všetky štyri experimentálne súbory údajov a tiež počet binov M pre daný experiment, resp. interval pseudorapidity. Je vidieť dobrú zhodu s hodnotami v uvedenými v zátvorkách, čo sú hodnoty publikované v práci [123], kde boli skúmané zrážky primárnych jadier ^{16}O s hybnosťou 60 a 200 A GeV/c.

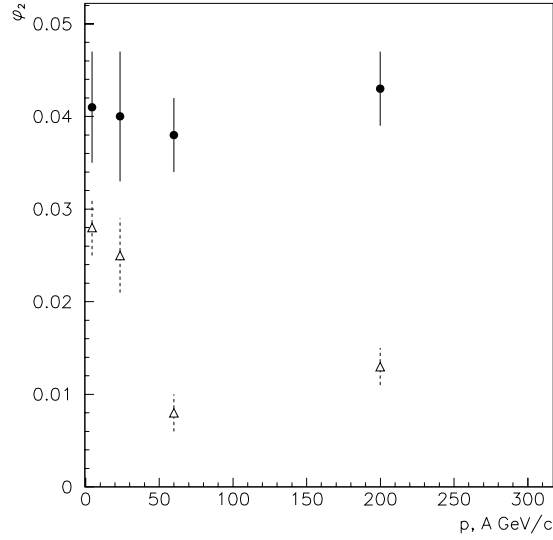
Porovnanie hodnôt smerníc φ_q z tab.4.10 a tab.4.11, teda pre počet binov $M_{max} =$

Tabuľka 4.11: Hodnoty smerníc φ_q priamok závislostí $\ln \langle F_q \rangle$ od $\ln M$ získané metódou HFM pre rôzne hodnoty hybností primárnych jadier ^{16}O a rôzne hodnoty počtu binov M , hodnoty v zátvorkách sú hodnoty publikované v [123].

P[A GeV/c]	4,5	14,6	60	200
M	4-40	5-50	6-64	8-76
φ_2	$0,028 \pm 0,003$	$0,025 \pm 0,004$	$0,008 \pm 0,002$ ($0,008 \pm 0,001$)	$0,013 \pm 0,002$ ($0,014 \pm 0,001$)
φ_3	$0,086 \pm 0,009$	$0,073 \pm 0,010$	$0,020 \pm 0,005$ ($0,016 \pm 0,003$)	$0,037 \pm 0,005$ ($0,038 \pm 0,002$)
φ_4	$0,159 \pm 0,019$	$0,156 \pm 0,020$	$0,036 \pm 0,008$ ($0,032 \pm 0,006$)	$0,074 \pm 0,009$ ($0,074 \pm 0,004$)
φ_5	$0,180 \pm 0,046$	$0,270 \pm 0,043$	$0,047 \pm 0,029$ ($0,077 \pm 0,014$)	$0,125 \pm 0,048$ ($0,130 \pm 0,011$)

20 a $M_{max} = 40, 50, 64, 76$ je znázornené na obr.4.13 a obr.4.14. Na obr.4.13 je uvedená závislosť smernice φ_2 od hybnosti primárnych jadier ^{16}O pre maximálnu hodnotu počtu binov $M_{max} = 20$ (\bullet) pri všetkých hybnostiach a pre $M_{max} = 40, 50, 64, 76$ (Δ) pre hybnosti 4,5, 14,6, 60 a 200 A GeV/c odpovedajúco, pričom bola zachovaná veľkosť najväčšieho ($\delta\eta_{max} = 1$) a najmenšieho ($\delta\eta_{min} = 0, 1$) podintervalu pri delení celkového intervalu pseudorapidity pri jednotlivých hybnostiach. Na nasledujúcom obr.4.14 je obdobná závislosť pre smernice φ_5 od hybnosti primárnych jadier.

Závislosti $\ln \langle F_q \rangle$ od $\ln M$ boli fitované priamkou $\ln \langle F_q \rangle = \alpha_q + \varphi_q \cdot \ln M$. Skúmali sme závislosť oboch parametrov α_q a φ_q od hustoty častíc ρ definovanej ako stredný počet častíc pripadajúci na jednotkový interval pseudorapidity. Na obrázku 4.15 je znázornená závislosť parametra α_2 od hustoty častíc ρ , $q = 2$, ktorá ukazuje na lineárny rast tohto parametra od hustoty častíc, resp. hybnosti primárnych jadier, pre vyššie hodnoty naznačuje isté nasýtenie. Závislosti α_q pre hodnoty $q \geq 3$ od ρ sú podobné ako závislosť uvedená na obr.4.15. Na obr. 4.16 je závislosť φ_2 od ρ , je



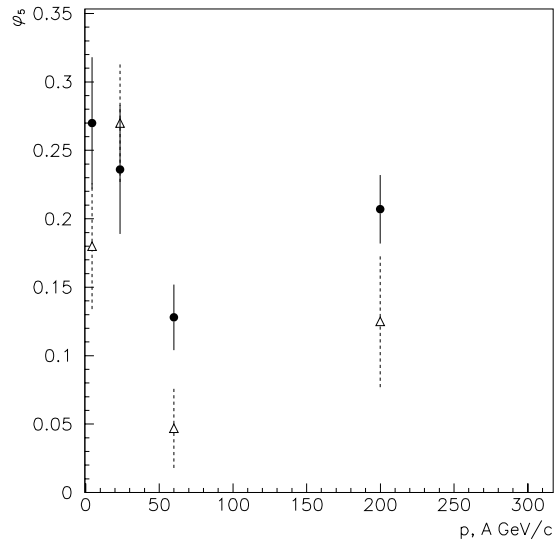
Obrázok 4.13: Závislosť smernice φ_2 od hybnosti primárnych jadier pre: (●) - $M_{max} = 20$, (\triangle) - $M_{max} = 40, 50, 64, 76$.

vidieť že hodnoty tohto parametra sú nepriamo úmerné ρ , čo je v dobrom súlade s trendom publikovaným v [119].

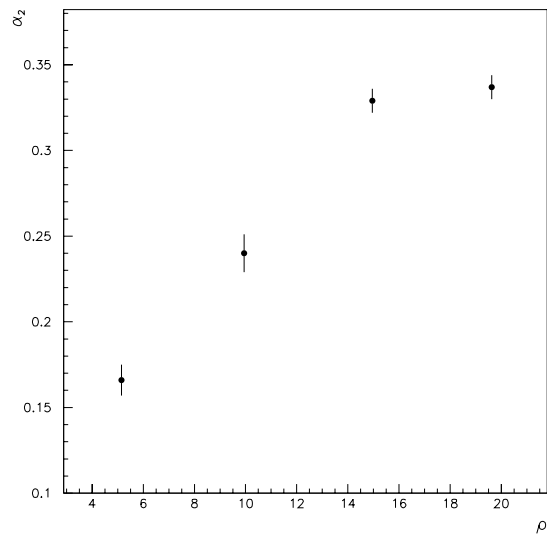
Tiež bola študovaná závislosť tzv. intermitenčného parametra λ_q od q , kde veličina λ_q je podľa [124, 125] definovaná ako

$$\lambda_q = \frac{\varphi_q + 1}{q} \quad (4.5)$$

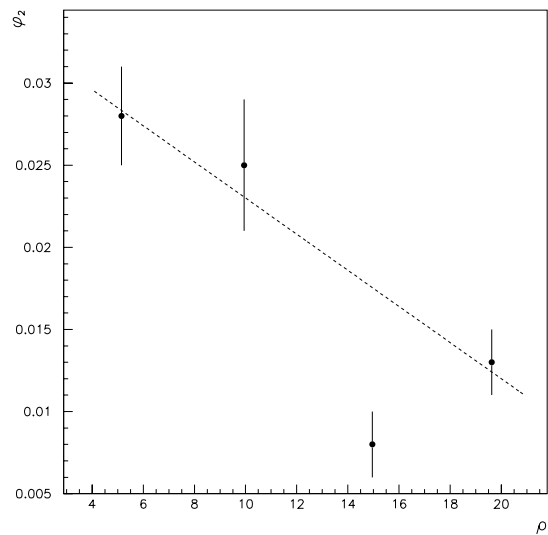
V práci [126] bolo navrhnuté, že signály netermálneho fázového prechodu môžu byť študované pomocou intermitenčného parametra λ_q . Prípadná existencia minima λ_k zodpovedajúceho určitému q_k uvedenej funkčnej závislosti by, podľa [124, 125], mohla mať zaujímavú teoretickú interpretáciu - mohla by byť signálom netermálneho fázového prechodu hmoty, resp. koexistencie dvoch fáz. Oblasti $q < q_k$ a $q > q_k$ sa vyznačujú početnými malými fluktuáciami, resp. zriedkavými veľkými fluktuáciami. V terminológii zavedenej v [126] sa systém podobá na zmes množstva malých fluktuácií a s prímiesou vysokej hustoty. Vidíme obe fázy, závisí od toho, či skúmame v okamihu pre $q < q_k$, resp. $q > q_k$. Analýza údajov KLM kolaborácie, ktorá sa zaoberala relativistickými zrážkami ťažkých iónov, analýza hadrónovo - hadrónových



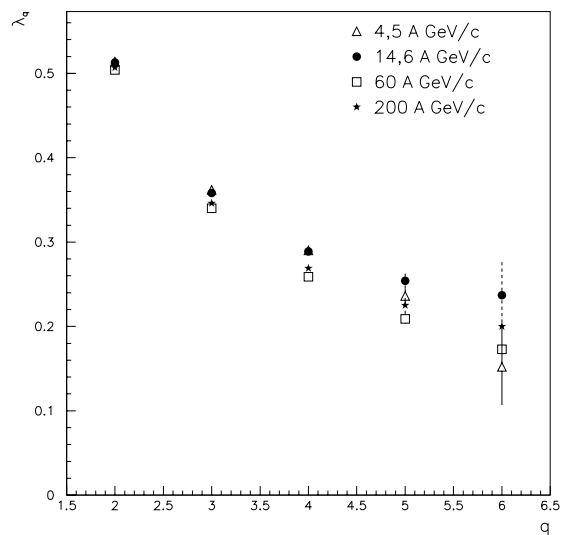
Obrázok 4.14: Závislosť smernice φ_5 od hybnosti primárnych jadier pre: (\bullet)- $M_{max} = 20$, (Δ) - $M_{max} = 40, 50, 64, 76$.



Obrázok 4.15: Závislosť parametra fitu α_2 od hustoty častíc ρ .



Obrázok 4.16: Závislosť parametra fitu φ_2 od hustoty častíc ρ .



Obrázok 4.17: Závislosť intermitenčného parametra λ_q od q .

dát kolaborácie NA22 a leptónovo - hadrónových dát EMC kolaborácie, neukázala identifikovateľné minimum pre závislosť λ_q od q [126, 127]. V práci [63] bolo však zistené minimum v tejto závislosti len pre niektoré ich dáta zrážok relativistických jadier, a to pre zrážky jadier ^{16}O s hybnosťou 60 a 200 A GeV/c. V práci [125] bolo zistené výrazné minimum pre zrážky jadier ^{16}O s hybnosťou 60 A GeV/c, ktoré bolo zaznamenané pre $q = 4$ v prípade dvojdimenzionálnej analýzy pre λ určené v oblasti (η, Φ) . V zrážkach $C - Cu$ pri energii 4,5 A GeV/c bola naznačená existencia minima λ_k pri hodnote $q_k = 4$ alebo 5 [128].

V našom prípade hodnoty λ_q klesajú s rastúcou hodnotou q ako je vidieť na obrázku 4.17, ale nebola zistená existencia minima λ_k . Podobne boli v práci [67] študované zrážky jadier ^{28}Si a ^{22}Ne s hybnosťou 4,1 - 4,5 A GeV/c, pričom nebola zistená existencia minima λ_k na uvedenom intervale hybností primárnych jadier.

V tejto kapitole boli študované zrážky jadier ^{16}O s rôznou hybnosťou (4,5 - 200 A GeV/c) pomocou metódy horizontálnych faktoriálnych momentov. Pre všetky skúmané súbory bola preukázaná prítomnosť neštatistických fluktuácií v produkcii sekundárnych relativistických častíc. Získaná závislosť φ_2 od hustoty častíc ρ je v súlade s obdobnou závislosťou publikovanou v [119]. Nebolo zistené minimum závislosti intermitenčného parametra λ_q od q . Výsledky uvedené v tejto kapitole boli publikované v prácach [121, 122].

4.4 Interakcie jadier ^{208}Pb s jadrami emulzie

Obsahom tejto kapitoly je analýza interakcií primárnych jadier ^{208}Pb s hybnosťou 158 A GeV/c s jadrami emulzie. Fotoemulzné bloky boli horizontálne ožiarené primárnymi jadrami Pb na urýchľovači CERN/SPS. Experiment bol zameraný na štúdium multiplicit a uhlových rozdelení terčových fragmentov, a tiež na skúmanie multiplicit a rozdelení pseudorapidity relativistických častíc. Získané výsledky boli porovnané s experimentálnymi údajmi pre iné primárne jadrá a z modelovými výpočtami. Podrobné údaje o tomto experimente a výsledky analýz experimentálnych údajov boli publikované napríklad v prácach [129]-[131].

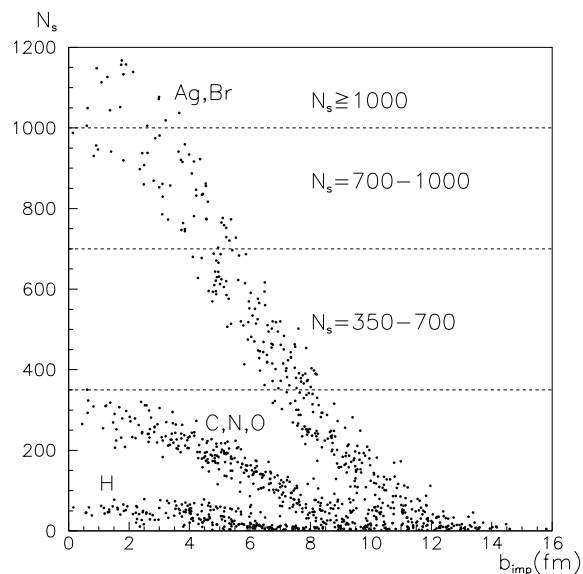
Celkovo bolo zmeraných 628 interakcií. Metódou horizontálnych faktoriálnych momentov sme určili závislosť $\ln \langle F_q \rangle$ od $\ln M$, kde F_q je horizontálny faktoriálny moment rádu q , M je počet binov, celkový interval pseudorapidity skúmaných relativistických častíc bol $\Delta\eta = 0 - 7,4$. Postupne sme pre výpočet vyberali interakcie s počtom relativistických častíc $n_s > 100, 200, 300, 350, 400, 500, 600, 700, 800, 900$ až po $n_s > 1000$, čo zodpovedá analýze interakcií s rôznou centralitou, resp. s vyššou hustotou častíc na jednotkový interval pseudorapidity. Centralita zrážky rastie s rastúcou hodnotou n_s . V tabuľke 4.12 sú uvedené počty interakcií v jednotlivých vybraných skupinách a tiež stredné hodnoty počtu relativistických častíc v uvedenom intervale pseudorapidity. Na obr.4.18 je znázornená závislosť počtu relativistických častíc od parametra zrážky b_{imp} pre vygenerované prípady. Na generovanie bol použitý model FRITIOF, počet generovaných prípadov bol 1000 [132]. Na obrázku sú vyznačené prípady zrážok primárnych jadier Pb s jadrami emulzie - zmes jadier H, C, N, O, Ag, Br , zloženie emulzie typu NIKFI BR-2 je uvedené v tab.3.1 v kapitole 3. Z obrázku je vidieť, že centrálné zrážky jadier Pb s jadrami Ag, Br sú zrážky s počtom relativistických častíc nad 350.

Na obr.4.19 je znázornená závislosť $\ln \langle F_q \rangle$ od $\ln M$ pre interakcie s $n_s > 100$, $q = 2 - 6$, v intervale pseudorapidity $\Delta\eta = 0 - 7,4$, fitované bolo pre $M = 7 - 74$, $\delta\eta = 1,057 - 0,1$.

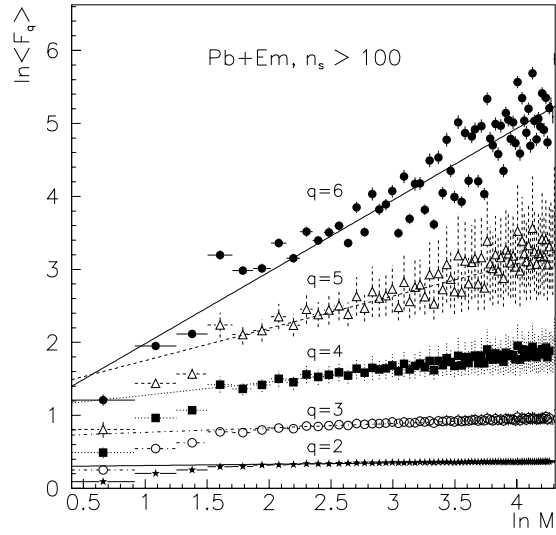
Tie isté veličiny pre interakcie s $n_s > 350$ sú uvedené na ďalšom obrázku 4.20 a na nasledujúcom je znázornená táto závislosť pre interakcie s $n_s > 1000$ - obr. 4.21. Z porovnania obrázkov je vidieť, že pre interakcie s rastúcou centralitou,

Tabuľka 4.12: Charakteristiky skupín vybraných interakcií zrážok primárnych jadier Pb v emulzii.

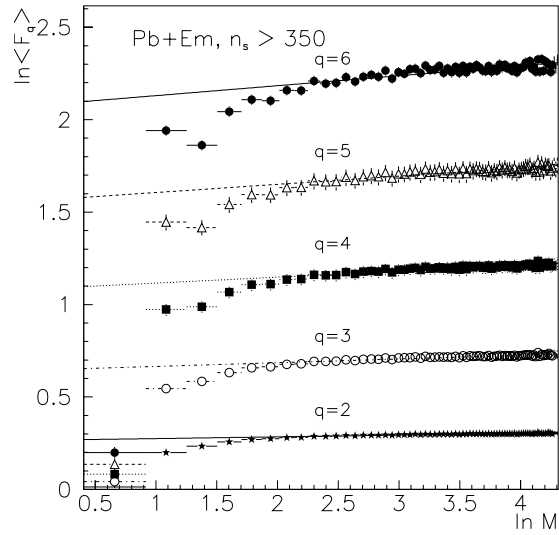
	počet interakcií	$\langle n_s \rangle$
$n_s > 100$	176	361
$n_s > 200$	126	453
$n_s > 300$	74	593
$n_s > 350$	64	635
$n_s > 400$	52	698
$n_s > 500$	40	775
$n_s > 600$	35	809
$n_s > 700$	23	900
$n_s > 800$	14	993
$n_s > 900$	8	1097
$n_s > 1000$	7	1120



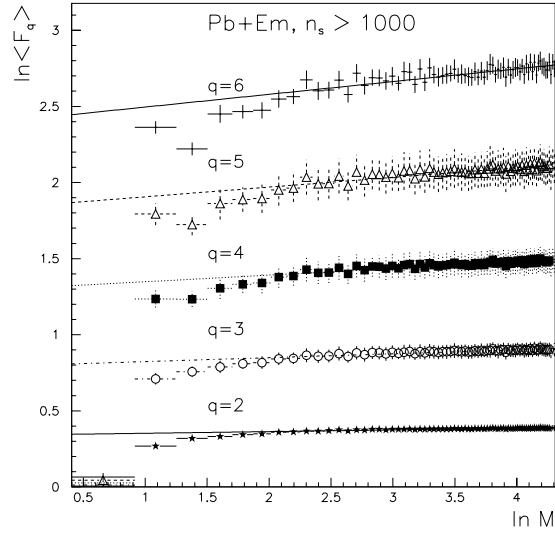
Obrázok 4.18: Závislosť počtu relativistických častíc podľa modelu FRITIOF od parametra zrážky b_{imp} pre interakcie primárnych jadier $Pb + Em$ (zmes H, C, N, O, Ag, Br), hybnosť primárnych jadier - 158 A GeV/c [132].



Obrázok 4.19: Závislosť $\ln \langle F_q \rangle$ od $\ln M$ pre interakcie primárnych jadier Pb v emulznom detektore, $n_s > 100$.



Obrázok 4.20: Závislosť $\ln \langle F_q \rangle$ od $\ln M$ pre interakcie primárnych jadier Pb v emulznom detektore, $n_s > 350$.

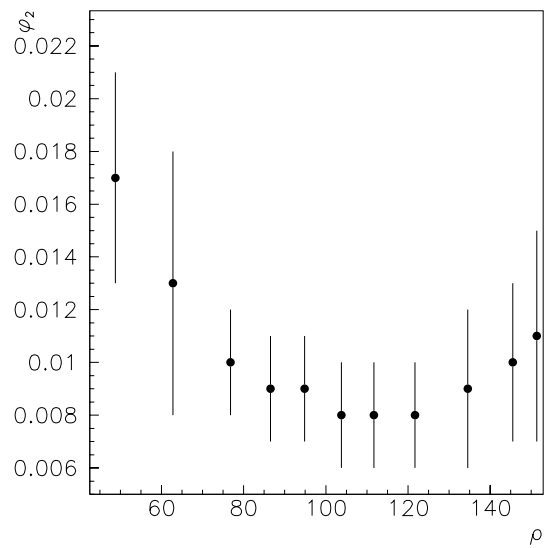


Obrázok 4.21: Závislosť $\ln \langle F_q \rangle$ od $\ln M$ pre interakcie primárnych jadier Pb v emulznom detektore, $n_s > 1000$.

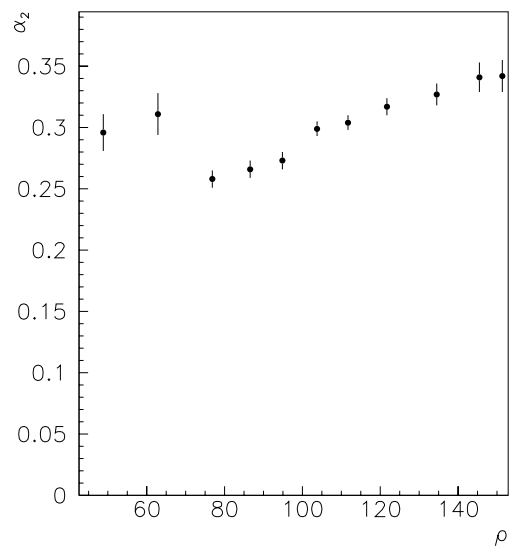
resp. rastúcou hustotou častíc v intervale pseudorapidity hodnoty smerníc priamok klesajú. Závislosti $\ln \langle F_q \rangle$ od $\ln M$ pre jednotlivé skupiny interakcií sú podobné ako závislosti na uvedených obrázkoch. Výsledky teda poukazujú na prítomnosť neštatistických fluktuácií pre zrážky $Pb + Ag(Br)$ v emulznom detektore.

Opäť boli skúmané závislosti parametrov fitu priamky $\ln \langle F_q \rangle = \alpha_q + \varphi_q \cdot \ln M$ od hustoty častíc ρ . Veličina ρ bola definovaná podobne ako v predchádzajúcich kapitolách ako stredný počet častíc pripadajúci na jednotku pseudorapidity. Na obr. 4.22 je znázornená závislosť smernice priamky φ_2 od hustoty častíc ρ . Pre prvé štyri body na tomto obrázku (ktoré odpovedajú interakciám s $n_s > 100, 200, 300, 350$) je závislosť klesajúca, podobne ako pre zrážky jadier ^{16}O - obr.4.16. Ďalšie body na obrázku odpovedajú centrálnym zrážkam $Pb + Ag, Br$, s rastúcou hodnotou n_s je závislosť rastúca, čo je v súlade s obr.4.6, kde je znázornená závislosť φ_2 od stupňa centrality zrážky pre primárne jadrá ^{197}Au .

Na nasledujúcom obrázku 4.23 je znázornená závislosť druhého parametra fitu α_2 priamky $\ln \langle F_2 \rangle = \alpha_2 + \varphi_2 \cdot \ln M$ od hustoty častíc. Táto závislosť je okrem prvých dvoch bodov rastúca, podobne ako bolo zistené pre primárne jadrá ^{16}O na



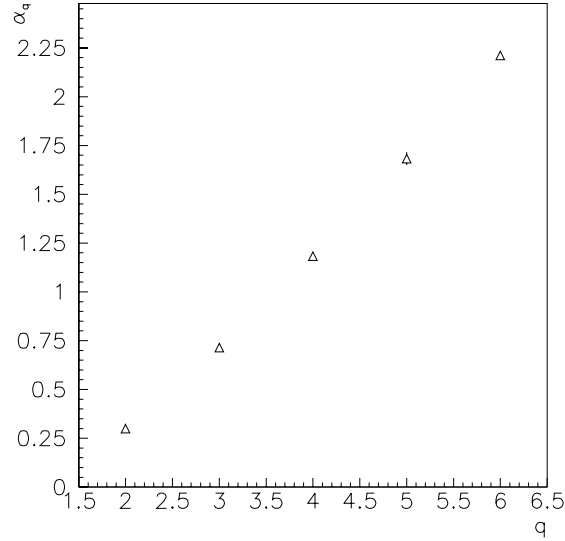
Obrázok 4.22: Závislosť parametra fitu φ_2 od hustoty častíc ρ .



Obrázok 4.23: Závislosť parametra fitu α_2 od hustoty častíc ρ .

obr.4.15.

Tiež boli zostrojené závislosti φ_q , resp. α_q od rádu faktoriálneho momentu q . Na obr.4.24 je uvedená závislosť α_q od q pre interakcie s $n_s > 500$, ktorá ukazuje na lineárny rast α_q s rastúcou hodnotou q . Závislosti α_q od q pre ďalšie skupiny interakcií sú podobné ako je uvedené na tomto obrázku. Tieto výsledky súhlasia s výsledkami publikovanými v [133] pre primárne jadrá ^{32}S a ^{16}O s hybnosťou 200 A GeV/c. Na ďalšom obr.4.25 je závislosť φ_q od q pre tú istú skupinu interakcií,

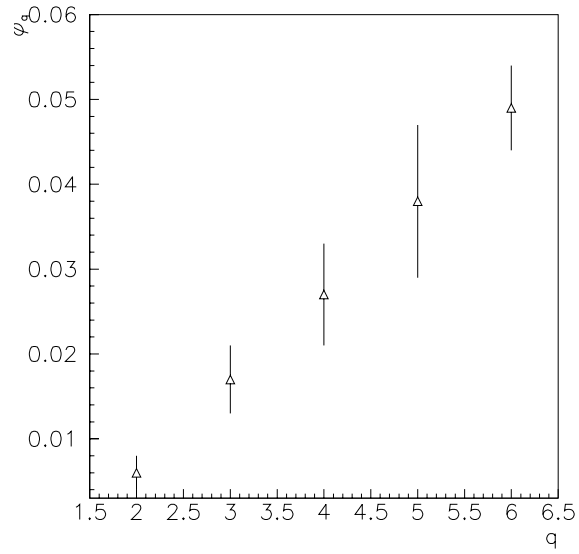


Obrázok 4.24: Závislosť parametra fitu α_q od rádu faktoriálneho momentu q .

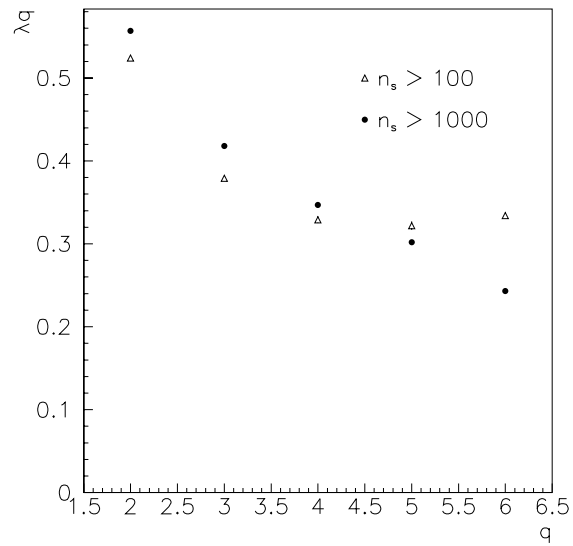
t.j. pre interakcie s $n_s > 500$, pre ďalšie skupiny interakcií je závislosť podobná. Závislosti oboch parametrov od q sú v súlade s výsledkami publikovanými v [134, 135].

Podobne ako pre interakcie jadier ^{16}O s jadrami emulzie aj pre jadrá ^{208}Pb sme sa zaoberali závislosťou intermitenčného parametra λ_q , definovaného podľa vzťahu (4.5) v kap.4.3, od q pre skupiny s rôznou hodnotou počtu relativistických častíc n_s . Na obr. 4.26 je znázornená táto závislosť pre interakcie s $n_s > 100$ a $n_s > 1000$.

Pre prvú skupinu interakcií ($n_s > 100$) je možné pozorovať slabý náznak existencie minima uvedenej závislosti, t.j. existenciu kritickej hodnoty λ_k pri $q = 5$, pre všetky ostatné skupiny interakcií sme však takéto minimum pre uvedenú závislosť



Obrázok 4.25: Závislosť parametra fitu φ_q od rádu faktoriálneho momentu q .



Obrázok 4.26: Závislosť intermitenčného parametra λ_q od rádu faktoriálneho momentu q pre interakcie s $n_s > 100$ a $n_s > 1000$.

nepozorovali. Nie je to však výrazné minimum, aké bolo pozorované a publikované v [125] pre interakcie $^{16}\text{O} + \text{Ag}(\text{Br})$ s hybnosťou primárnych jadier 200 A GeV/c. Pre všetky ostatné skupiny skúmaných interakcií $\text{Pb} + \text{Em}$ hodnoty intermitenčného parametra λ_q klesajú s rastúcim q , minimum nebolo pozorované, podobne ako v prácach [67, 126, 127].

Výsledky analýzy centrálnych a semicentrálnych zrážok primárnych jadier ^{208}Pb s hybnosťou 158 A GeV/c v emulznom detektore metódou horizontálnych faktoriálnych momentov poukazujú na prítomnosť neštatistických fluktuácií produkovaných relativistických častíc. Boli skúmané závislosti parametrov fitu priamok $\ln \langle F_q \rangle = \alpha_q + \varphi_q \cdot \ln M$ od hustoty častíc ρ a od rádu faktoriálneho momentu q , ktoré sú v súlade s inými publikovanými výsledkami pre ľahšie primárne jadrá. Bola študovaná závislosť intermitenčného parametra λ_q od rádu q faktoriálneho momentu F_q . Pre interakcie $\text{Pb} + \text{Em}$ s počtom relativistických častíc $n_s > 100$ bol zistený slabý náznak existencie minima λ_k závislosti λ_q od q pre hodnotu $q = 5$.

4.5 Interakcie rôznych primárnych jadier s rovnakou hybnosťou v emulznom detektore

V tejto kapitole sú sumarizované výsledky analýzy centrálnych a semicentrálnych zrážok primárnych jadier s rôznou hmotnosťou, ale rovnakou (alebo blízkou) hybnosťou v emulznom detektore.

Prvú skupinu analyzovaných údajov tvoria experimenty zrážok rôznych primárnych jadier s hybnosťou 4,1 - 4,5 A GeV/c v emulznom detektore. V tabuľke 4.13 sú uvedené charakteristiky jednotlivých experimentov, ako primárne jadro, jeho hybnosť celkový počet prípadov N_T , počet analyzovaných prípadov N_A a stredná hodnota počtu relativistických jadier $\langle n_s \rangle$ pre analyzované prípady.

Tabuľka 4.13: Hodnoty charakterizujúce analyzované súbory dát rôznych primárnych jadier s hybnosťou 4,1 - 4,5 A GeV/c.

Primárne jadro	P[A GeV/c]	N_T	N_A	$\langle n_s \rangle$
^{16}O	4,5	2823	652	21 ± 1
^{22}Ne	4,1	4308	770	24 ± 1
^{28}Si	4,5	1322	175	33 ± 1
^{32}S	4,5	1318	139	41 ± 1

Výsledky pre rôzne primárne jadrá sú uvedené v tabuľke 4.14.

Tabuľka 4.14: Hodnoty smerníc φ_q získané metódou HFM pre rôzne primárne jadrá s hybnosťou 4,1 - 4,5 A GeV/c.

	^{16}O	^{22}Ne	^{28}Si	^{32}S
φ_2	$0,041 \pm 0,006$	$0,044 \pm 0,005$	$0,044 \pm 0,009$	$0,041 \pm 0,007$
φ_3	$0,099 \pm 0,015$	$0,101 \pm 0,012$	$0,117 \pm 0,025$	$0,091 \pm 0,019$
φ_4	$0,178 \pm 0,029$	$0,163 \pm 0,023$	$0,224 \pm 0,051$	$0,149 \pm 0,035$
φ_5	$0,270 \pm 0,048$	$0,227 \pm 0,037$	$0,336 \pm 0,092$	$0,206 \pm 0,056$

Výpočet bol uskutočnený metódou horizontálnych faktoriálnych momentov v intervale pseudorapidity $\Delta\eta = 0 - 4$, $M_{max} = 20$ a $q = 1 - 5$. Hodnoty smerníc priamok závislosti $\ln \langle F_q \rangle$ od $\ln M$ sú pre rôzne primárne jadrá, t.j. jadrá s rôznou hmotnosťou ($A = 16 - 32$), s hybnosťou 4,1 - 4,5 A GeV/c podobné.

Ďalšiu skupinu predstavujú experimentálne údaje pre rôzne primárne jadrá s hybnosťou v intervale 11,6 - 14,6 A GeV/c. V tabuľke 4.15 sú uvedené základné údaje o analyzovaných súboroch experimentálnych dát - primárne jadro, hybnosť primárnych jadier P , celkový počet prípadov N_T , počet analyzovaných prípadov N_A a stredná hodnota počtu relativistických častíc n_s pre analyzované prípady.

Tabuľka 4.15: Hodnoty charakterizujúce analyzované súbory dát rôznych primárnych jadier s hybnosťou 11,6 - 14,6 A GeV/c.

Primárne jadro	P[A GeV/c]	N_T	N_A	n_s
^{16}O	14,6	689	152	48 ± 2
^{28}Si	14,6	1093	168	76 ± 2
^{197}Au	11,6	1185	261	189 ± 70

Metódou horizontálnych faktoriálnych momentov boli získané hodnoty smerníc priamok závislosti $\ln \langle F_q \rangle$ od $\ln M$ pre uvedené primárne jadrá s hybnosťou 11,6 A GeV/c - 14,6 A GeV/c. Výsledky sú uvedené v tabuľke 4.16.

Tabuľka 4.16: Hodnoty smerníc priamok závislosti $\ln \langle F_q \rangle$ od $\ln M$ pre interakcie rôznych primárnych jadier s hybnosťou 11,6 - 14,6 A GeV/c, $q = 2 - 5$.

	^{197}Au	^{28}Si	^{16}O
φ_2	$0,032 \pm 0,002$	$0,037 \pm 0,005$	$0,040 \pm 0,004$
φ_3	$0,063 \pm 0,005$	$0,076 \pm 0,012$	$0,094 \pm 0,017$
φ_4	$0,101 \pm 0,012$	$0,112 \pm 0,021$	$0,163 \pm 0,031$
φ_5	$0,147 \pm 0,024$	$0,145 \pm 0,032$	$0,236 \pm 0,047$

Z porovnania vidieť, že pre rôzne primárne jadrá, t.j. pre jadrá s rôznou hmot-

nosťou ($A = 16 - 197$), s hybnosťou 11,6 - 14,6 AGeV/c hodnoty smerníc φ_q majú trend klesať s rastúcou hmotnosťou primárnych jadier. Tento trend je v súlade so závislosťou φ_2 od hustoty častíc ρ (obr. 4.16 pre zrážky jadier ^{16}O v emulznom detektore -kapitola 4.3). Podobný trend bol tiež publikovaný v [26, 119]. Výsledky uvedené v tejto kapitole boli publikované v [115, 136].

Kapitola 5

Záver

V práci boli systematicky preštudované dostupné experimentálne údaje z hľadiska možnej prítomnosti neštatistických fluktuácií v produkcii sekundárnych relativistických častíc produkovaných v zrážkach jadier v emulznom detektore. Po prvý krát bola vykonaná komplexná analýza experimentálnych údajov získaných jednotnou emulznou metodikou, zahŕňajúcich široký interval hmotností primárnych jadier (^{16}O , ^{22}Ne , ^{28}Si , ^{32}S , ^{197}Au a ^{208}Pb) a široký interval hybností primárnych jadier od 4,1 A GeV/c po 200 A GeV/c. Ako metóda skúmania bola použitá metóda škálovacích faktoriálnych momentov - horizontálnych, vertikálnych a zmiešaných faktoriálnych momentov.

Výsledky predloženej práce možno zhrnúť nasledovne:

- získané výsledky poukazujú na intermitentné správanie v produkcii sekundárnych relativistických častíc v zrážkach jadier v emulznom detektore, teda na prítomnosť neštatistických fluktuácií v tejto produkcii, pre všetky skúmané experimentálne údaje. Pre všetky experimentálne údaje bola preukázaná existencia nenulových smerníc φ priamok závislostí $\langle \ln F_q \rangle$ od $\ln M$, kde q je rád príslušného faktoriálneho momentu F_q , M je počet binov, na ktorý bol postupne delený interval pseudorapidity $\Delta\eta$ skúmaných relativistických častíc;
- porovnanie výsledkov získaných rôznymi metódami výpočtu pri rovnakej hybnosti primárnych jadier - metódou horizontálnych, vertikálnych a zmiešaných faktoriálnych momentov pre primárne jadrá ^{28}Si s hybnosťou 14,6 A GeV/c

a ^{197}Au s hybnosťou 11,6 A GeV/c ukazuje, že výsledky získané rôznymi metódami sa v rámci chýb výrazne nelíšia;

- výsledky analýzy hodnôt získaných z modelových výpočtov pomocou modifikovaného kaskádno-evaporačného modelu a modifikovaného modelu FRITIOF (konkrétne napríklad hodnoty smerníc priamok závislosti $\ln \langle F_q \rangle$ od $\ln M$, kde M je počet binov, na ktorý sme rozdelili interval pseudorapidity $\Delta\eta$ prislúchajúci produkovaným sekundárnym relativistickým časticiam) ukazujú, že hodnoty z modelových údajov sú podstatne nižšie ako z experimentálnych, a teda oba modely slabo popisujú skúmané veličiny, zdroje týchto fluktuácií nie sú v modeloch;
- z výsledkov analýzy zrážok primárnych jadier ^{16}O s hybnosťou 4,5, 14,6, 60 a 200 A GeV/c vyplýva, že
 - hodnoty smerníc φ_2 priamok závislosti $\ln \langle F_2 \rangle = \alpha_2 + \varphi_2 \cdot \ln M$ klesajú s rastúcou hodnotou hustoty častíc ρ , kde ρ je definované ako stredný počet častíc pripadajúci na jednotkový interval pseudorapidity, podobný výsledok bol zistený aj pri analýze zrážok jadier ^{208}Pb s hybnosťou 158 A GeV/c;
 - závislosť α_2 od hustoty častíc ρ je rastúca pre primárne jadrá ^{16}O a ^{208}Pb ;
- výsledky štúdia závislosti tzv. intermitenčného parametra λ_q od rádu q daného faktoriálneho momentu pre primárne jadrá ^{16}O s hybnosťou 4,5, 14,6, 60 a 200 A GeV/c a ^{208}Pb s hybnosťou 158 A GeV/c ukázali, že nebola zistená existencia výrazného minima λ_k tejto závislosti, ktorá by poukazovala na možný netermálny fázový prechod;
- výsledky analýzy získané metódou horizontálnych faktoriálnych momentov pre rôzne primárne jadrá ukazujú, že v oblasti hybností 4,1 - 4,5 A GeV/c hodnoty smerníc φ_q priamok závislosti $\ln \langle F_q \rangle$ od prirodzeného logaritmu počtu binov M , na ktorý bol postupne delený interval pseudorapidity, sú podobné, pričom hmotnosti primárnych jadier boli $A = 19-32$. Pre hybnosti primárnych jadier 11,6 - 14,6 A GeV/c smernice priamok závislosti $\ln \langle F_q \rangle$ od $\ln M$

majú trend klesať s rastúcou hodnotou hmotnosti primárneho jadra A , kde $A = 16 - 197$.

Podobný typ analýzy, teda štúdium neštatistických fluktuácií produkovaných relativistických častíc bude možné využiť aj v iných experimentoch, napríklad pri skúmaní zrážok ťažkých iónov v pripravovanom experimente ALICE/CERN.

Zoznam prác

1. Adamovich M. I.,..., Vrláková J. et al.:
Charged particle multiplicity and pseudorapidity density distributions in ^{16}O -,
 ^{28}Si - and ^{197}Au -induced nuclear interactions at 14.6 and 11.6 A GeV/c
Nuclear Physics A593, 1995, 535-549
2. Adamovich M.I.,..., Vrláková J. et al.:
Charged particle density distributions in Au induced interactions with emul-
sion nuclei at 10.7 A GeV
Physics Letters B352, 1995, 472-478
3. Adamovich M.I.,..., Vrláková J. et al.:
Produced particle multiplicity dependence on centrality in nucleus-nucleus col-
lisions
J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 22, 1996, 1469-1481
4. Vrláková J.:
Scaled Factorial Moment Analysis of Relativistic Nuclear-Emulsion Collisions
Proceedings of the XVII Meeting of the EMU01 Collaboration and perspectives
of the emulsion technique in the experiments at the Nuclotron relativistic
nuclear beams, May 18-20,1999, LHE JINR, Dubna, Russia, p.127-135
5. Vrláková J., Vokál S.:
Scaled factorial moment analysis of $^{28}Si + Ag(Br)$ interactions in emulsion
detector
Proceedings of Scientific Conference organised on the occasion of 30th anniver-
sary of the foundation of Faculty of Electrical Engineering and Informatics,

Technical University Koice, Sept. 21-22, 1999, p. 242-247

6. Vrláková J., Vokál S.:
Štúdium faktoriálnych momentov v zrážkach relativistických jadier v emulznom detektore
Zborník 13. konf. slovenských a českých fyzikov, 23. - 26.8.1999, Zvolen, 2000, str. 87 -89
7. Vrláková J. a Vokál S.:
Neštatistické fluktuácie v zrážkach jadier ^{197}Au v emulznom detektore
Zborník príspevkov 11. konferencie slovenských fyzikov, 4. - 6.9.2000, Zvolen, str. 37
8. Vrláková J., Just L., Síleš E., Vokál S.:
Faktoriálne momenty v zrážkach relativistických jadier zmeraných jednotnou emulznou metodikou
Zborník príspevkov 11. konferencie slovenských fyzikov, 4. - 6.9.2000, Zvolen, str. 38
9. Vrláková J., Dirner A., Just L., Vokál S.:
Štúdium neštatistických fluktuácií v zrážkach relativistických jadier v emulzii
Zborník 12. konf. slovenských fyzikov, Smolenice, 3.-5.9.2001, str. 96-97
10. Adamovich M.I.,..., Vrláková J. et al.:
Factorial Moments of ^{28}Si Induced Interactions with Ag(Br) Nuclei
APH N.S., Heavy Ion Physics 13 (2001) 213-221
11. Vrláková J. and Vokál S.:
Scaled factorial moment analysis of Au+Em interactions
Acta Electrotechnica et Informatica, No.3, vol.2, 2002, 162-164
12. Vrláková J. a Vokál S.:
Neštatistické fluktuácie v zrážkach relativistických jadier v emulznom detektore
Zborník príspevkov 14. konferencie českých a slovenských fyzikov, 9.-12.9.2002, ZU Plzeň, ČR, str.178-183

13. Vrláková J. a Vokál S.:

Faktoriálne momenty v zrážkach jadier v emulznom detektore

Zborník príspevkov 13. konferencie slovenských fyzikov, 25.-28.8.2003, Smolenice, 2003, str.167-168

Zahraničné konferencie

1. Vrláková J.

Cascade calculations of ^{28}Si and ^{197}Au collisions in emulsion at BNL energies
12th EMU01 Collaboration Meeting, Lund, Sweden, June 16-18,1993

Dĺžka prednášky : 20 min

2. Vrláková J.

Scaled Factorial Moment Analysis of Relativistic Nuclear-Emulsion Collisions
XVII Meeting of the EMU 01 Collaboration and perspectives of the emulsion
technique in the experiments at the Nuclotron relativistic nuclear beams, May
18-20, LHE JINR Dubna, 1999

Dĺžka prednášky: 20 min

Abstrakty ved. prác v zborníkoch konferencií

1. Vrláková J.

Jadrové interakcie iónov ^{28}Si v emulzii pri 14,6 AGeV

Zborník prednášok 11. konferencie českých a slovenských fyzikov, Žilina, 30.8-
3.9.1993, str.21

2. Vrláková J.

Fragmentácia jadier ^{197}Au v emulzii pri 10,7 GeV na nukleón

Zborník prednášok 11. konferencie českých a slovenských fyzikov, Žilina, 30.8-
3.9.1993, str.22

Zoznam použitej literatúry

- [1] Burnett T.H. et al., JACEE coll., Phys. Rev. Lett. 50(1983)2062
- [2] Ludlam T. and Slansky R., Phys. Rev. D8(1973)1408
- [3] Slansky R., Phys. Rep. 11C(1974)99-188
- [4] Rushbrooke J.G., Contribution to the 6th High Energy Heavy Ion Study, Berkeley, 1983
- [5] Carlson P., Proc. of 4th Workshop on pp Physics, Bern(1984)286, Cern Yellow Report 84-09
- [6] Adamus M. et al., EHS/NA22 coll., Phys. Lett. B185(1987)200
- [7] Jacob M., In Search of Quark Gluon Plasma, Springer Verlag(1985)
- [8] Adamovich M.I. et al., Phys. Rev. Lett. 65(1990)
- [9] Blažek M., Int. Journal of Mod. Phys. A12(1997)839
- [10] <http://www.bnl.gov/bnlweb/>
- [11] Shuryak E.V., Phys.Rep. 115C(1984)151
- [12] Satz H., Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.35(1985)245
- [13] Heinz U., Nucl.Phys. A685(2001)414
- [14] Wang J. G., PhD thesis, University of Sydney, August 2000
- [15] <http://alice.web.cern.ch/>

- [16] Gyulassy M., Nucl. Phys. A418(1984)59c
- [17] Greist W.M., Int. Mod. Phys. A4(1989)3717
- [18] Peschanski R., Int. Mod. Phys. A6(1991)3681
- [19] Andronic A., Braun-Munzinger P., hep-ph/0402291
- [20] Rafelski J., Letessier J., J. Phys. G30(2004)s1
- [21] Gyulassy M.,nucl-th/0403040
- [22] Shuryak E. V., hep-ph/0405066
- [23] <http://www.bnl.gov/bnlweb/pubaf/pr/2003/bnlpr061103.htm>
- [24] Cheuk-Yin Wong, Introduction to High-Energy Heavy-Ion Collisions, World Scientific 1994, str.24
- [25] Andreeva N.P. et al., Preprint P1-89-213, Dubna, 1989
- [26] Wosiek B., Raport NR 1533/PH, Cracow, February 1991
- [27] Orlova G. et al., Proc. of Int. Conference Hadron Structure '02, Herľany, Slovakia, September 22-27, 2002, p.155
- [28] Bialas A. and Peschanski R., Phys. Lett. B207(1988)59
- [29] Lipa P., PhD Thesis, HEPHY-PUB 542/90, Wien, August 1990
- [30] Bialas A. and Peschanski R., Nucl. Phys. B308(1988)857
- [31] Manneville P. and Y. Pomeau, Different Ways to Turbulence and Dissipative Dynamical Systems, Physica 1D(1980)219
- [32] Mandelbrot B.B., The Fractal Geometry of Nature, Freeman, New York, 1982
- [33] Bialas A. and Peschanski R., Nucl. Phys. B273(1986)703
- [34] Ott E., Chaos in Dynamical Systems, Cambridge University Press, 1993

- [35] Hwa R.C., Phys. Rev. D41(1990)1456
- [36] Buschbeck B. and Lipa P., Phys. Lett. B223(1989)465
- [37] Brax Ph. and Peschanski R., Nucl. Phys. A346(1990)65
- [38] Bialas A. and Hwa R.C., Phys. Lett. B253(1991)436
- [39] Babichev L.F. et al., Phys. Lett. B345(1995)269
- [40] Lebedev I.A. et al., Mod. Phys. Lett. A9(1994)2999
- [41] Mohanty A.K. and Kataria S.K., Phys. Rev. Lett. 73(1994)2672
- [42] Ochs W. and Wosiek J., Phys. Lett. B214(1988)617
- [43] Sarcevic I. and Satz.H., Phys. Lett. B233(1989)251
- [44] Andreev I.V. et al., Phys. Lett. B316(1993)583
- [45] Kun F. et al., Phys. Lett. B333(1994)233
- [46] Andreev I.V. et al., Phys. Rev. D49(1994)1217
- [47] Wibig T., Phys. Rev. D53(1996)3586
- [48] Ghosh D. et al., Phys. Rev. C49(1994)3219
- [49] Das A. et al., J. Phys. G19(1993)319
- [50] Ghosh D. et al., Mod. Phys. Lett. A8(1993)3233
- [51] Ghosh D et al., Phys. Rev. C47(1993)1120
- [52] Shivpuri R.K. and Verma V.K., Phys. Rev. D47(1993)123
- [53] Shivpuri R.K. and Anand V.Z., Z. Phys. C59(1993)47
- [54] Singh G. et al., Z. Phys. A345(1993)305
- [55] Jain P.L. et al., Z. Phys. C58(1993)1

- [56] Shivpuri R.K. et al., Z. Phys. C58(1993)7
- [57] Abbott T. et al., Phys. Lett. B337(1994)254
- [58] Albrecht R. et al., Phys. Rev. C50(1994)1048
- [59] Tannenbaum M.J. et al., Nucl. Phys. A556(1994)423c
- [60] Singh G. and Jain P.L., Phys. Rev. C50(1994)2508
- [61] Shivpuri et al., Phys. Rev. C51(1995)1367
- [62] Abbott T. et al., Phys. Rev. C52(1995)2663
- [63] Jain P.L. and Singh G., Phys. Rev. C44(1991)854
- [64] Jain P.L., Mod. Phys. Lett. A7(1992)93
- [65] El-Naghy A. et al., J. Phys. G21(1995)1539
- [66] Holynski R. et al., Phys.Rev.C40(1989)40
- [67] El-Naghy A. et al., Nuovo Cimento 110A (1997)1381
- [68] Metawei Z., Acta Phys.Slov.47(1997)473
- [69] Frodesen et al., Probability and Statistics in Particle Physics, 1979
- [70] Feder J., Fractals, Plenum Press, New York, 1988
- [71] Jain P.L., Sengupta K. and Singh G., Phys. Lett. B241(1990)273
- [72] Maňko V.I., Jadro-jadernyje stolknovenija pri vysokich energijach, uč.texty MGU, Moskva, 1987
- [73] Barašenkov V.S.i dr., Vzaïimodejstvija vysokoenergetičeskich častic i atomnych jader s jadrami, Moskva, 1972
- [74] Bondarenko A.I. et al., Preprint JINR P1-98-155, Dubna, 1998

- [75] Musulmanbekov G., Modified Cascade Model of Nucleus-Nucleus Collisions, American Institute of Physics, 1995, 428-440
- [76] Musulmanbekov G., Khurelbaatar , Preprint JINR P2-99-59, Dubna,1999
- [77] Anderson B. et al., Nucl. Phys. B281(1987)289
- [78] Pi H., Computer Phys. Comm. 71,(1992)173-192
- [79] Galoyan A.S., Melkumov G.L., Uzhinskii V.V., Preprint JINR P2-2001-69, Dubna, 2001
- [80] Uzhinskii V.V., Preprint E2-96-192, Dubna, 1996
- [81] Shmakov S.J., Uzhinskii V.V., Zadorodny A.M., Comp. Phys. Commun.54(1989)125
- [82] Galoyan A.S., Polanski A., Uzhinskii V.V., nucl/th0010083, 24 Oct 2000, 18p.
- [83] Usačev S. a kol., Experimentálna jadrová fyzika, ALFA Bratislava, 1982
- [84] Šáro Š., Detekcia a spektrometria žiarenia alfa a beta, ALFA Bratislava, 1983
- [85] Lehocká S., Diplomová práca, PF UPJŠ, Košice, 2002
- [86] Andreeva N.P. et al., Preprint OIJaI P1-86-8, Dubna, 1986
- [87] Adamovich M.I. et al., Preprint OIJaI E1-10838, Dubna, 1977
- [88] Vokálová A. et al., Preprint OIJaI N12-85, Dubna, 1985
- [89] Adamovich M.I. et al., Preprint LUIP9103, Lund, 1991
- [90] Wilkes R.J., UWSEA PUB93-08, University of Washington, 1993,pp.4
- [91] Adamovich M.I. et al., Nuclear Physics A 593(1995)535
- [92] Adamovich M.I. et al., Phys. Lett. B352(1995) 472
- [93] Cherry M.I. et al., KLMM col., Z. Phys. C63(1994)549

- [94] Adamovich M.I. et al.(EMU01 col.), Z. Phys. C56(1992)509
- [95] Brady F.P. et al., Phys. Rev. Lett. C60(1988)1699
- [96] Moniz F.P. et al., Phys. Rev. Lett. C60(1971)445
- [97] Abdurakhimov A.V. et al., SKM-200 col., Preprint E1-12730, Dubna,1979
- [98] Adamovich M.I. et al., J. Phys. G: Nuclear and Particle Physics 22(1996)1469
- [99] Dabrowska A. et al., KLM col.,Z. Phys.C59(1993)399
- [100] Adamovich M.I. et al., Preprint E1-92-569, Dubna, 1992
- [101] Adamovich M.I. et al., Phys. Lett. B263(1991)539
- [102] Fialkowski R. et al., Acta Phys. Polonica B320(1989)639
- [103] Jain P.L. et al., Nucl. Phys. A596(1996)700
- [104] Vrláková J., Proc. of XVII Meeting of the EMU01 col. and perspectives of the emulsion techniques in the experiments at the Nuclotron relativistic nuclear beams, May 18-20,1999, LHE JINR, Dubna, Russia, p.127
- [105] Vrláková J. and Vokál S., Proc. of Scientific Conf. organised on the occasion of the 30th anniversary of the foundation of Faculty of Electrical Engineering and Informatics, Technical University Košice, Sept.21-22,1999, p.242
- [106] Vrláková J. a Vokál S., Zborník 13.konf. slovenských a českých fyzikov,23.-26.8.1999, Zvolen, 2000,str.87
- [107] Adamovich M.I. et al., APN N.S., Heavy Ion Physics 13(2000)213
- [108] Adamovich M.I. et al.(EMU01 col.), Phys. Lett. B338(1994)397
- [109] Adamovich M.I. et al.(EMU01 col.), Phys.Lett.B352(1995)472
- [110] Adamovich M.I. et al.(EMU01 col.), Z. Phys. A359(1997)277
- [111] Adamovich M.I. et al., Eur. Phys. J. A1(1998)77

- [112] Adamovich M.I. et al., Eur. Phys. J. A2(1998)61
- [113] Vrláková J. a Vokál S., Zborník príspevkov 11. konf. slovenských fyzikov, Zvolen, 4. - 6.9.2000, str.37
- [114] Vrláková J. et al., Zborník 12.konf. slovenských fyzikov, Smolenice, 3. - 5.9.2001, str.96
- [115] Vrláková J. and Vokál S., Acta Electrotechnica and Informatica, No.3, vol.2,2002, 162
- [116] Adamovich M.I. et al.(EMU01 col.), Phys.Lett. B262(1991)369
- [117] Adamovich M.I. et al., Z. Phys. C49(1991)395
- [118] Adamovich M.I. et al., Z. Phys. C55(1992)235
- [119] Wilkes R.J.et al. (EMU01 col.), Nucl. Phys. A544(1992)153c
- [120] Vokál S. et al., Proc. of 11th EMU01 Meeting, Dubna, Russia, May 1992, p.228
- [121] Vrláková J., Vokál S., Zborník príspevkov 14.konf. slovenských a českých fyzikov, 9.-12.9.2002, ZU Plzeň, ČR,str.178
- [122] Vrláková J., Vokál S., Zborník príspevkov 13.konf. slovenských fyzikov,25.-28.8.2003, Smolenice, 2003,str.167
- [123] Jain P.L. et al., Phys. Rev. C48(1993)517
- [124] Peschanski R., Int. Mod. Phys. A6(1990)368
- [125] Ghosh D. et al., Europhys. Lett. 41(1998)371
- [126] Bialas A. and Zaleswski K., Phys. Lett. B238(1990)413
- [127] De Wolf E.A. et al., Phys. Rep. 270(1996)1
- [128] Sarkisyan E.K. et al., Phys. Lett. B347(1995)439

- [129] Adamovich M.I. et al., Proc. of XVII Meeting of the EMU01 col. and perspectives of the emulsion techniques in the experiments at the Nuclotron relativistic nuclear beams, May 18-20,1999, LHE JINR, Dubna, Russia, p.143
- [130] Gaitinov A.S. et al., Proc. of XVII Meeting of the EMU01 col. and perspectives of the emulsion techniques in the experiments at the Nuclotron relativistic nuclear beams, May 18-20,1999, LHE JINR, Dubna, Russia, p.103
- [131] Lehocká S., Vokál S., Kravčáková A., Orlova G.I., Zborník príspevkov 13.konf. slovenských fyzikov,25.-28.8.2003, Smolenice, 2003, str.171
- [132] Vokál S. et al., Proc. of Hadron Structure '04, Smolenice, 2004, bude publ.
- [133] Wosiek B.(KLM coll.), Raport No.1496/PH, IFJ Krakow, zam.76/99
- [134] Wosiek B., Acta Phys. Slovaca 46(1996)531
- [135] Dabrowska A. et al., Nucl. Phys. A633(1998)357
- [136] Vrláková J. et al., Zborník príspevkov 11.konf. slovenských fyzikov, Zvolen, 4.-6.9.2000, str.38