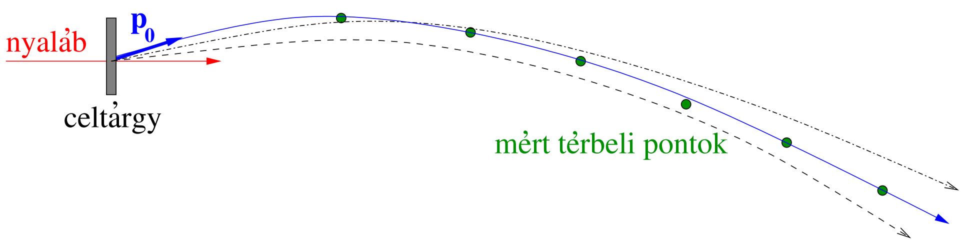
Válaszok Dr. Biró Tamás Sándor, a fizikai tudomány doktora
„Új kiértékelési módszerek és alkalmazásuk az erős kölcsönhatás vizsgálatában"
című MTA doktori disszertációmmal kapcsolatos kérdéseire

Köszönöm Dr. Biró Tamás Sándor opponensnek disszertációm gondos áttanulmányozását, értékelését és hasznos észrevételeit.

A kérdésekre a válaszaim a következők:

1. A khi-négyzet módszert a pályatávolságra alkalmazzák. Gondoltak-e ennek a fázistérre való kiterjesztésére? Ilyen irányba mutat-e a "p_0-illesztés"?

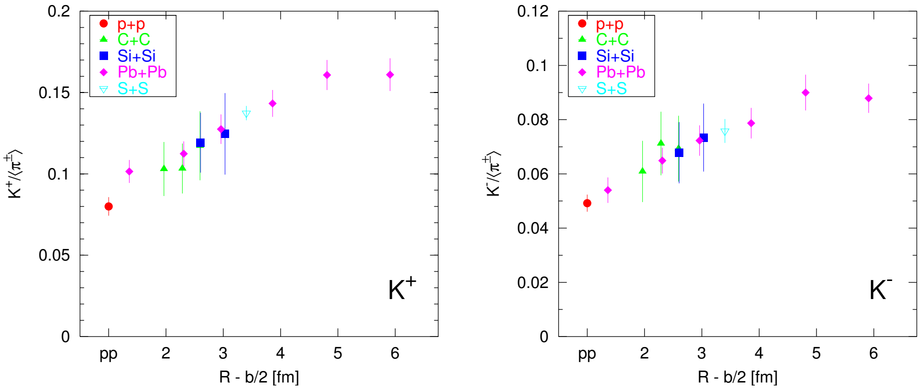
Válasz: A pályák illesztése során mindig a térbeli pontokat, beütéseket illesztjük egy modell-számított pályára. Vagyis a χ^2 a térbeli távolságot figyeli és minimalizálja, a részecske keltési impulzusvektorának ($\boldsymbol{p_0}$) változtatásával.



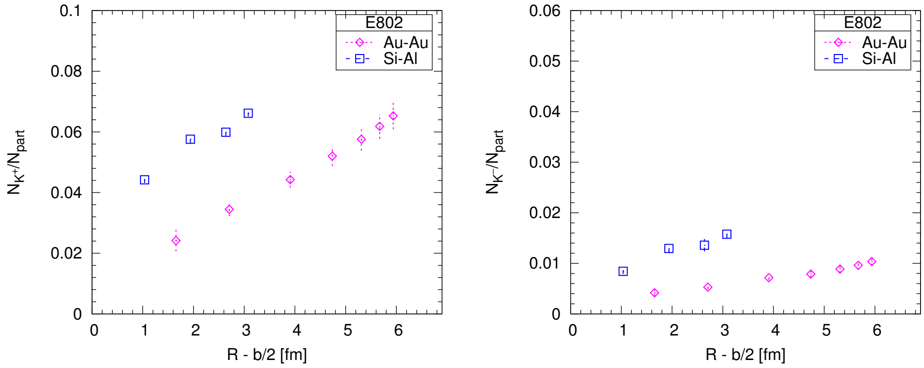
Ahogy a disszertáció 1. fejezetében leírom, „egy kezdeti $\boldsymbol{p_0}$ impulzust feltételezve, a pályát az egyes mért pontok adott nyalábirányú z koordinátájáig követjük, majd a jósolt pálya és a mért pont közötti eltérés alapján egy χ^2 függvényt építünk, melynek tagjai a pont és a helyi – egyenessel közelíthető – pálya távolságának négyzetei lesznek. A χ^2-et a $\boldsymbol{p_0}$ változtatásával minimalizáljuk."

2. (2.9 ábra) Az R-b/2 függvényében ábrázolt K/pi arányok meggyőző képet mutatnak. Más energiák (AGS,RHIC,LHC) adatai vajon szintén beleesnek a skálavonalba?

Válasz: Az idézett publikációban csak a CERN-NA49 kísérlet adataira támaszkodtam, ahol a vizsgált sokféle mag-mag rendszernek köszönhetően



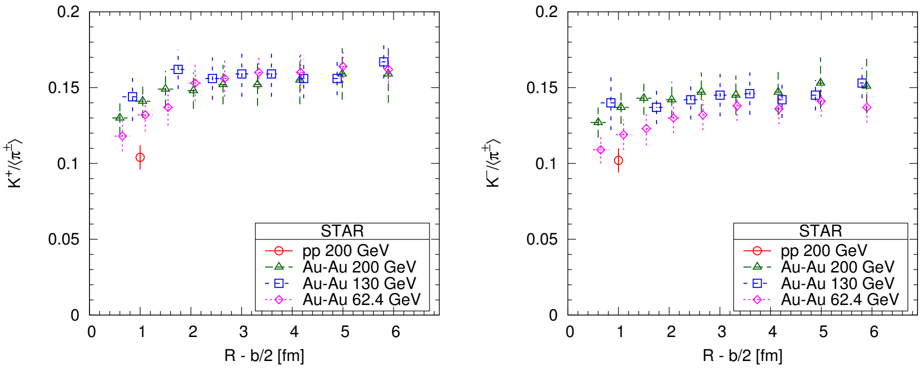
1. ábra. CERN-NA49: A teljes hozamok $\mathrm{K}^+/\langle\pi^\pm\rangle$ és $\mathrm{K}^-/\langle\pi^\pm\rangle$ hányadosainak függése a kölcsönhatási zóna $R-b/2$ vastagságától, különféle ütközésekben, 160 GeV/c nyalábimpulzusnál.



2. ábra. AGS-E802: Az $y=0$ körül mért differenciális hozamok $\mathrm{K}^+/\langle\pi^\pm\rangle$ és $\mathrm{K}^-/\langle\pi^\pm\rangle$ hányadosainak függése a kölcsönhatási zóna $R-b/2$ vastagságától, különféle ütközésekben [1].

átfogó képet kaphattunk a ritkaság-keltés (K^+ és K^- hozamok átlagos töltött pionokhoz való aránya) és az $R-b/2$ mennyiség esetleges kapcsolatáról (1. ábra).

Az irodalomban fellelhető adatokkal megpróbálom felvázolni a jelenség tömegközépponti energiától való függését. Az összehasonlítás nem teljesen egzakt, mivel pl a RHIC-es mérések esetében nem a teljes hozam, hanem az $y=0$ körül mért differenciális hozamok állnak csak rendelkezésre; az AGS esetében a kaonok hozamának és a résztvevő nukleonok számának arányát ábrázoltam, ez utóbbi jó közelítéssel arányos a keltett töltött pionok

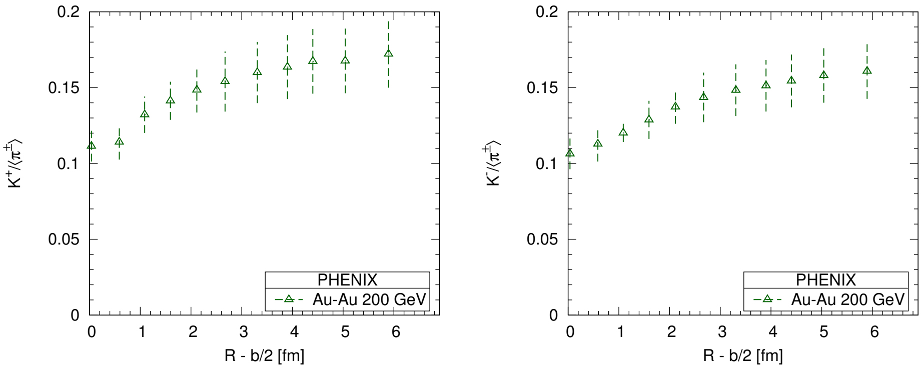


3. ábra. RHIC-STAR: Az $y = 0$ körül mért differenciális hozamok $\mathrm{K}^+/\langle\pi^\pm\rangle$ és $\mathrm{K}^-/\langle\pi^\pm\rangle$ hányadosainak függése a kölcsönhatási zóna $R - b/2$ vastagságától, különféle energiájú ütközésekben [3]. A pp pontot önkényesen 1 fm-hez helyeztük el.

számával [2]. Kisebb magok ütközéseivel való összehasonlítás csak az AGS adatok esetében lehetséges, a RHIC-es Cu-Cu mérésekről nem találtam megfelelő adatokat, az LHC-n pedig még várnunk kell az első, valószínűleg Ar magokra alapozott mérésekre.

AGS: Az AGS-en mért adatok viszonylag nehezen értékelhetők. Leginkább az E802 együttműködés 4,7 GeV tömegközépponti energiás Au-Au, valamint 5.4 GeV-es Si-Al ütközések centralitásfüggő, teljes hozamokra vonatkozó adatai [1] voltak használhatók. Ezekből az impakt paraméter b értékeit egy egyszerű, a magokat kemény golyóknak feltételező modellel nyertem ki. A mért értékek alapján képzett arányok $R-b/2$ függését a 2. ábrán mutatom be. Látszik, hogy nem kapunk közös viselkedést: bár a centrális Si-Al és Au-Au ütközéssel K^+/π arányai hasonlóak, nem esnek egy közös skálavonalra. Az E802 együttműködés a cikkben hangsúlyozza, hogy az adatok alapján az magon belüli kaszkádfolyamatok, az újraszórás a ritkaság keltésében fontos szerepére következtnek.

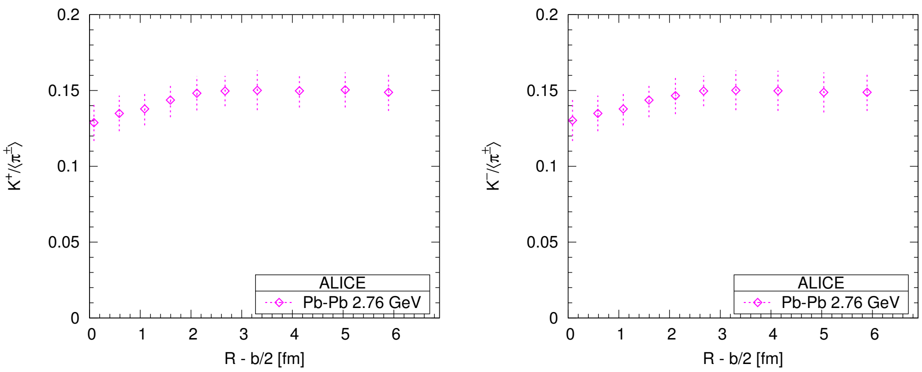
RHIC: A STAR együttműködés 62,4 GeV, 130 GeV és 200 GeV tömegközéppont energiás Au-Au ütközésekről publikált centralitásfüggő dN/dy adatokat [3], melyekből az impakt paraméter b értékei is kinyerhetők. A mért értékek alapján képzett arányok $R - b/2$ függését a három energiára a 3. ábrán mutatom be. A PHENIX együttműködés 200 GeV-es Au-Au adatai [4, 5] a 4. ábrán láthatók. Publikált és itt felhasználható adatokat a RHIC-es Cu-Cu mérésekről nem találtam, így a különféle magok közötti



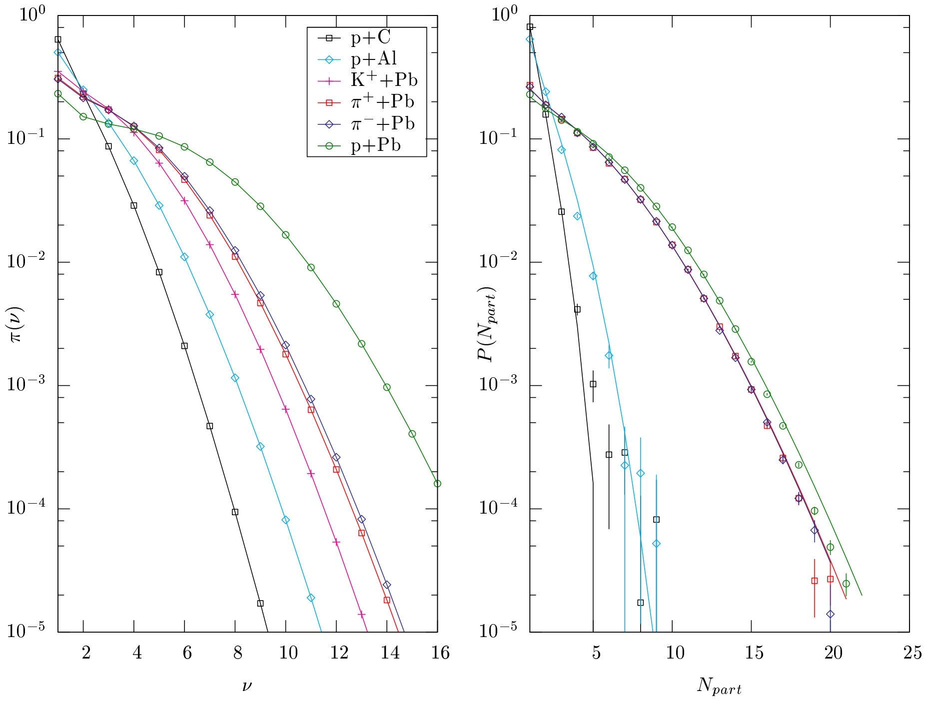
4. ábra. RHIC-PHENIX: Az $y = 0$ körül mért differenciáli hozamok $\mathrm{K}^+/\langle\pi^\pm\rangle$ és $\mathrm{K}^-/\langle\pi^\pm\rangle$ hányadosainak függése 200 GeV-es a kölcsönhatási zóna $R - b/2$ vastagságától, Au-Au ütközésekben [4, 5].

lehetséges skálázást nem tudtam vizsgálni.

A 62 GeV-es adatsor kaon/pion arányai még kismértékű emelkedést mutatnak az $R - b/2$ függvényében, ami a 200 GeV-es adatokban már egy közel vízszintes vonallá szelídül: nagy energián a részecskehozamok arányai alig függnek az ütközés centralitásától. Látszik, hogy az SPS energián (17,3 GeV) megfigyelhető K^+ és K^- hozamok különbségei szintén eltűnnek a RHIC-en, ennek okát a K^+ és K^- keltésének eltérő $\sqrt{s}$ függésében kell keresnünk. Míg K^+-t könnyen kelthetünk ún. asszociált produkcióval (pl nukleonrezonancia gerjesztése, majd bomlása a $\Lambda(\mathrm{uds}) + \mathrm{K}^+(\mathrm{u\bar{s}})$ csatornában), az s kvarkot tar-



5. ábra. RHIC-ALICE: Az $y = 0$ körül mért differenciáli hozamok $\mathrm{K}^+/\langle\pi^\pm\rangle$ és $\mathrm{K}^-/\langle\pi^\pm\rangle$ hányadosainak függése a kölcsönhatási zóna $R - b/2$ vastagságától, 2,76 TeV-es Pb-Pb ütközésekben [6].



6. ábra. Balra: A nyalábrészecske ütközési számának valószínűsége egy Glauber-számolásból, az eloszlást $\nu \geq 1$-re normáltuk. Jobbra: A lassú részecskék N_{part} számának mért (pontok) és illesztett (görbék) valószínűségeloszlása, melyet $N_{part} \geq 1$-re normáltunk.

talmazó $K^-(s\bar{u})$ keltése már nehezebb: barionnal nem, hanem $K^+ + K^-$úton történhet.

LHC: Az ALICE kísérlet adatai [6] a RHIC-nél látott irányt erősítik (5. ábra): nagyon kis mértékű emelkedés, gyakorlatilag megegyező K^+ és K^- hozamok.

3. (3.fejezet) A "közjátékban" azt írja, hogy a Glauber modell "rossz". Ezek után a 3.7 ábra egy Glauber-számolás kitűnő egyezését mutatja az adatokkal. Mikor és mire használják a Glauber modellt és mire nem?

Válasz: A 3.7-bal ábra Glauber számolásból származik, nem illesztés, az ütközések számát mutatja; a 3.7-jobb ábrán a lassú részecskék mért eloszlását láthatjuk (itt a 6.-bal és -jobb ábrák). Az jobb oldali ábrán az illesztett görbék a 3.1 szakaszban bevezetett empirikus polinom-modell görbéi, ahol a Glauber-modellel ellentétben azt kapjuk, hogy az ütközés milyensége nem függ erősen a nyalábrészecske σ_{hN} hatáskeresztmetszetétől. Emiatt az is elképzelhető, hogy csak egy felszíni ütközés történik, a keltett részecskék nagy része pedig a magon belüli kisenergiás kaszkádfolyamatok eredménye.

A modell kis energiákon (egymás utáni nukleon-nukleon ütközések) még jól is írhatja le a valóságot. Ugyanakkor nagy energián (pl. LHC) a Glauber-modell inkább egy olyan számolási eljárás, amely egy jól meghatározott számot (az ütközésekben részt vevő nukleonok N_{part} száma, illetve a nukleon-nukleon ütközések N_{coll} száma) eredményez, melyet a különféle kísérletek összehasonlítási alapként használhatnak. Direkt kapcsolata az ütközések számával kérdéses.

4. A 39. oldalon áll: "a proton partonikus résztvevői nem vesznek részt a szórásban..." Hanem mi vesz részt? Mely része nem "partonikus" egy szóródó protonnak?

Válasz: Itt főként a gluonok nagy energián fontos szerepére (a kvarkokkal szemben) próbáltam utalni, hibás megfogalmazással.

5. 97. oldal: "A mért $dN_{ch}/d\eta$ értékeket $p_T = 0$-ig extrapolálva vagy korrigálva adjuk meg". Pontosan mit takar a "vagy"? Mi a különbség (képletszerűen) a két eset között?

Válasz: Itt két módszert hasonlítottam össze:

– a mért p_{T} spektrumot egy $f(p_{\mathrm{T}})$ függvénnyel illesztem, majd a mért δN_i értékekhez hozzáadom a nem mért p_{T} tartományban a függvényalak integrálját, vagyis

$$dN_{\mathrm{ch}}/d\eta = \frac{\sum_i \delta N_i}{\delta\eta} + \int\limits_0^{p_{\mathrm{T,min}}} f(p_{\mathrm{T}})\, dp_{\mathrm{T}} \tag{1}$$

– vagy: egy $g(p_{\mathrm{T}})$ függvénnyel jellemezhető szimuláció megadja, hogy a nem mért, nagyon kis p_{T}-knél levő hozam mekkora része a teljes hozamnak, vagyis

$$dN_{\mathrm{ch}}/d\eta = \frac{\sum_i \delta N_i}{\delta\eta} \cdot \frac{\int_0^\infty g(p_{\mathrm{T}})\, dp_{\mathrm{T}}}{\int\limits_{p_{\mathrm{T,min}}}^\infty g(p_{\mathrm{T}})\, dp_{\mathrm{T}}} \tag{2}$$

A különféle analízisek során (0.9, 2.36, 7 TeV) mindkettő verzió előfordult, nagyon hasonló eredmény adtak.

6.) A 98. oldalon hirtelen, előzetes magyarázat illetve definíció nélkül megjelenik a "Kalman-filteres" pályakiépítés. Mi ez?

Válasz: A Kalman-filtert (-szűrőt) valóban csak a 128. oldal tetején fejtem ki, hivatkozással. Kísérleti körökben jól ismert a fogalom, de az első említésnél is lehetett volna hivatkozni.

A Kalman-szűrő egy algoritmus, mely mozgó, változó rendszerek állapotáról ad optimális becslést sorozatos mérésekkel, figyelembe véve zavaró tényezőket is (zajok, bizonytalanságok, pontatlanságok). Kálmán Rudolf (1930-) amerikai villamosmérnökről nevezték el, aki 1943-ban emigrált Magyarországról az Amerikai Egyesült Államokba [7].

Számos felhasználási területe van, általánosan használják navigációs vezérléseknél, különösen repülőgépeknél, űrhajóknál, robotrepülőgépeknél. Széles körben alkalmazzák napjaink részecskefizikai kísérleteiben is, a töltött részecskék pályáinak és a kölcsönhatási pontok helyének illesztésére. Az eljárás ugyanakkor egy koherens keretet is ad az ismert fizikai hatások és mérési bizonytalanságok megfelelő kezelésére [8]. A szűrő egyenértékű egy teljes lineáris legkisebb négyzetek illesztéssel, amely figyelembe veszi a folyamat zajának korrelációit is. Egyúttal ez a legkedvezőbb megoldás, mivel minimalizálja a becslés átlagos hibájának négyzetét.

Az algoritmus két lépésben működik. Az első becslési lépésben kiszámoljuk az aktuális állapotváltozókat, a bizonytalanságokkal együtt. A második lépésben a következő mérés eredményeit súlyozott átlagolással vesszük figyelembe, simítjuk. Az algoritmus rekurzív jellegű. A szűrő alapfeltevése az, hogy a vizsgált rendszer egy lineáris dinamikus rendszer, valamint, hogy minden hibának és mérésnek is normális eloszlása van.

A 10. fejezetben használt változatban a részecskepálya $x = (\kappa, \theta, \psi, r\phi, z)$ állapotvektora ötdimenziós, ahol

$$\begin{aligned}
\kappa &= q/p && \text{(előjeles impulzus reciproka)}\\
\theta &= \theta(\boldsymbol{p}) && \text{(helyi polárszög)}\\
\psi &= \phi(\boldsymbol{p}) && \text{(helyi azimut)}\\
r\phi &= r\phi(\boldsymbol{r}) && \text{(globális azimut)}\\
z &= r_L && \text{(globális nyalábirányú koordináta).}
\end{aligned}$$

Budapest, 2013. október 25.

Siklér Ferenc

Hivatkozások

[1] E-802, E-866 Collaboration, „Centrality dependence of kaon yields in Si + A and Au + Au collisions at the AGS," Phys. Rev. C 60 (1999) 044904, `arXiv:nucl-ex/9903009 [nucl-ex]`.

[2] E802 Collaboration, „Centrality dependence of K+ and pi+ multiplicities from Si+A collisions at 14.6-A-GeV/c," Phys. Lett. B 291 (1992) 341–346.

[3] STAR Collaboration, „Systematic Measurements of Identified Particle Spectra in pp, d+Au and Au+Au Collisions from STAR," Phys. Rev. C 79 (2009) 034909, `arXiv:0808.2041 [nucl-ex]`.

[4] PHENIX Collaboration, „Identified charged particle spectra and yields in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV," Phys. Rev. C 69 (2004) 034909, `arXiv:nucl-ex/0307022 [nucl-ex]`.

[5] PHENIX Collaboration, „Spectra and ratios of identified particles in Au+Au and d+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV," `arXiv:1304.3410 [nucl-ex]`. Submitted to Phys. Rev. C.

[6] ALICE Collaboration, „Centrality dependence of π, K, p production in Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV," `arXiv:1303.0737 [hep-ex]`. Submitted.

[7] Wikipedia, „Kalman filter." `http://en.wikipedia.org/wiki/Kalman_filter`, 2013.

[8] R. Fruhwirth, „Application of Kalman filtering to track and vertex fitting," Nucl. Instrum. Meth. A 262 (1987) 444–450.