

---

# Megfigyelések nagyenergiás nehézion–ütközésekben

---

SZAKDOLGOZAT  
ÍRTA: BORVÍZ ENDRE  
TÉMAVEZETŐ: CSANÁD MÁTÉ  
DÁTUM: 2020



## Tartalomjegyzék

<b>1. Bevezető</b>	<b>2</b>
1.1. Erős kölcsönhatás és az első mikroszekundum	3
1.2. Kísérleti eszközök	7
<b>2. QGP keletkezése és megfigyelhető mennyiségek</b>	<b>9</b>
2.1. A QGP és relativitáselmélet	9
2.2. Tömegeloszlás	11
2.3. Pszeudorapiditáseloszlás	11
2.4. Transzverz tömegeloszlás	12
2.5. Jetek	13
2.6. Jet Algoritmusok	15
2.7. A tökéletes folyadék és elliptikus folyás	19
2.8. Kvarkszabadság és direkt foton vizsgálat	22
2.9. Bose-Einstein korreláció és a HBT effektus	23
<b>3. Összefoglalás</b>	<b>27</b>
3.1. Köszönetnyilvánítás	27

## 1. Bevezető

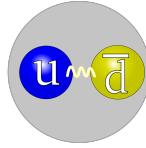
Az emberiség szinte megjelenése óta vágyik arra, hogy jobban megérte az őt körülvevő világegyetemet, létrejöttének az okát és az alkotóelemeit megismerje. Az ókori görögöknel az anyag megismerése csupán filozófiai fejtegetésekben merültek ki, amely nélkülözött mindenféle fizikai kísérletet. Ezért nem meglepő, hogy ezekben az időkben a mai szemmel nézve a valóságtól igen távoli vagy kevésbé távoli elképzelések születtek. Két nagy filozófiai iskolára oszlottak fel: az atomistákra, akik szerint az anyagot atomok – amelyek jelentése oszthatatlan – építik fel. Eszerint minden anyag a neki megfelelő szubsztanciából tevődik össze, például a víz vízatomokból, az ember az emberatomokból, a levegő pedig levegőatomokból stb. tevődik össze. A másik nagy ókori görög iskola a folytonos anyagelméletet vallotta. Szerintük a világ: tűz, föld, víz és levegő alapelemekből tevődik össze, amelyek különböző arányú keveréke alkotja az anyagot és ez az arány dönti el azt is, hogy milyen tulajdonságokkal bír az adott matéria. Ez a filozófiai iskola terjedt el az ókori és középkori európai iskolákban, számos más űsi civilizációban, például az ókori Indiában és Kínában is ebben vagy ennek a folytonos anyagelméletnek egy variációját vallották. Szép lassan azonban a tudomány bebizonyította ennek az elképzelésnek a téves mivoltát és az atomok létezését, de az atomisták is tévedtek: egyrészt abban, hogy a világot alkotó anyagok neki megfelelő atomokból épülnek fel szubsztanciájuk szerint, és abban is, hogy az atom – neve ellenére – tovább nem bontható. Az atommag – közönséges anyag esetén – protonokból és neutronokból épül fel, amelyek további kisebb építőelemekből állnak össze: ezek pedig a kvarkok és az őket összekötő gluonok. Ezeket az ún. elemi részecskéket sokkalta nehezebb vizsgálni, mint a molekulákat és az atomokat. Ennek okait fogom részletesen feltárni a dolgozatomban, valamint megpróbálom bemutatni a kvarkoknak és gluonoknak a vizsgálati módját. Az elemi részecske vizsgálata nagyenergiás részecskegyorsítóval történik, amely a részecskefizika egyik legfontosabb gyakorlati eszköze. Az elektronfelhőjüktől megfosztott atommagokat – más néven nehézionokat – mágnesestér segítségével a vákuumbeli fénysebességet megközelítő sebességre gyorsítanak, amelyet ultrarelativisz-tikus sebességnak nevezünk, majd ütközhetnek egymással. Ennek segítségével olyan állapotokat lehet generálni, amelyek évmilliárdokkal ezelőtt a világegyetem keletkezésekor álltak fent. Ezáltal jobban megérthetjük, hogyan keletkezett a világegyetem, milyen állapotok uralkodtak akkoriban, illetve tökéletesíthessük az ún. standard modellt is (1.ábra), amelyben az elemi részecskék találhatók.

Az anyagi részecskék három családja (fermionok)			
I	II	III	
tömeg töltés spin név Kvarkok	2,3 MeV/c <sup>2</sup> 2/3 1/2 u-kvark <b>U</b>	1,27 GeV/c <sup>2</sup> 2/3 2/3 c-kvark <b>C</b>	173 GeV/c <sup>2</sup> 2/3 1/2 t-kvark <b>t</b>
	4,8 MeV/c <sup>2</sup> -1/3 1/2 d-kvark <b>d</b>	95 MeV/c <sup>2</sup> -1/3 1/2 s-kvark <b>S</b>	4,2 GeV/c <sup>2</sup> -1/3 1/2 b-kvark <b>b</b>
Leptonok	<2,2 eV/c <sup>2</sup> 0 1/2 elektron-neutrino <b>e</b>	<0,17 MeV/c <sup>2</sup> 0 1/2 műon-neutrino <b>μ</b>	<15,5 MeV/c <sup>2</sup> 0 1/2 tau-neutrino <b>τ</b>
	0,511 MeV/c <sup>2</sup> -1 1/2 elektron <b>e</b>	105,7 MeV/c <sup>2</sup> -1 1/2 műon <b>μ</b>	1,777 GeV/c <sup>2</sup> -1 1/2 tau <b>τ</b>
Bozonok (kölcsönhatások)			91,2 GeV/c <sup>2</sup> 0 0 Z-bozon <b>Z</b>
			80,4 GeV/c <sup>2</sup> ±1 1 W-bozon <b>W</b>

1. ábra. A részecskefizika standard modelljének részecskéi. Jelenlegi tudásunk szerint ezekből az elemi részecskékből épülnek fel az atomok, és ezek már nem oszthatóak további kisebb részekre. Az ábra utolsó előtti oszlopában lévő részecskék (foton, gluon, Z, W) közvetítik kölcsönhatásokat, például az elektromágneses kölcsönhatást. A táblázat jobb oldalán látható Higgs-bozon jelentősége az, hogy a többi részecske a Higgs-mezővel való kölcsönhatás révén nyer tömeget, és ezen Higgs-mező "csomósodása" a Higgs-részecske. 2012-ben sikerült igazolni a CERN-beli LHC részecskegyorsítóban. [1] (A képet MissMJ. nevű felhasználó készítette, amely Horváth Árpád adoptált magyar nyelvűre)

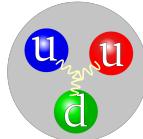
## 1.1. Erős kölcsönhatás és az első mikroszekundum

Az atom magjában találhatók a nukleonok, amelyek – közönséges anyag esetén – pozitív töltésű protonokból és semleges töltésű neutronokból állnak össze. Ezeket a nukleonokat veszi körül a negatív töltésű elektronfelhő, amely elektronokból épül fel. Az így kapott rendszert atomnak nevezzük. Az elektron elemi részecske (lásd az 1. ábrán), amely a leptonok családjába tartozik. A leptonoknak a elektromos töltése egész számú. A táblázatban jobbra elhelyezkedő elemek a bozonok amelyek az alapvető kölcsönhatásokat közvetítik: az erős, elektromágneses, gyenge kölcsönhatást. A gravitációs kölcsönhatás amelynek pontos mibenléte – a dolgozat megírása idején – még nem teljesen tisztázott, de egyes hipotézisek szerint a még fel nem fedezett graviton bozon közvetítheti. A proton és a neutron kvarokból épül fel, amit a gluonok tartanak egyben az erős kölcsönhatás közvetítésével. Az elemi részecskék precízebb szemléletéhez szükséges a spin fogalmának a bevezetése. A Stern-Gerlach kísérlet segítségével bizonyították, hogy az elektronok olyan mágneses tulajdonságokat mutatnak, amelyek a klasszikus fizika szempontjából nem értelmezhetők. A kísérlet során északi és déli pólussal rendelkező mágneses berendezésen pici mágneseket lövöldöznek keresztül, amelyeket egy ernyővel fognak fel, melynek eredményeképpen egy nagyjából egyenletes, homogén módon lefedett felületet kapnánk. Ezzel ellentétben ha ezt elektronokkal próbálnánk megcsinálni, akkor fele-fele arányban csapónának be az ernyőn két jól elkülönülő csomópontba. Az elektroncsóvának részecskéi egymással kvantummechanikai kötődéssel rendelkeznek. Ha más fajta részecskékkal próbálkozunk amelyek spinje eltérő az 1/2-től akkor több mint két nyalábcsomópontot kapunk. Ennek meghatározásához a 2·s+1 képlettel juthatunk el. Például: s=1/2 akkor 2\*1/2+1=2 csomópont, ha s=3/2 akkor 2\*3/2+1=4 vagy s=2 akkor 2\*2+1=5 csomópont. Ezt hívjuk spinnek, amely az elektron elidegeníthetetlen belső mágneses tulajdonsága. A spin alapján tudjuk továbbá csoportosítani két nagy osztályba az elemi részecskéket: a fermionokra (nem egész spinű elemi részecskéket) ilyen a kvark és a lepton és a bozonokat (egész spinű részecskék). Másfajta csoportosításokat is tudunk definiálni a kvarkok kapcsolódási alapján. Ezek a következők: Egy kvark, és egy antikvark kapcsolatából pion és kaon nevű részecske is létrejöhét, amelyet szintén gluonok tartanak egyben. Ezeket a részecskéket mezonoknak nevezzük. (2.ábra)



2. ábra. Pozitív pion. Egy up kvark és az anti-down kvarkból tevődik össze. Az eredeti kép forrása (2020): [https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Quark\\_structure\\_pion.svg](https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Quark_structure_pion.svg)

A proton, neutron pedig három darab kvarkból épül fel, ezeket hívjuk barionoknak. (3.ábra)

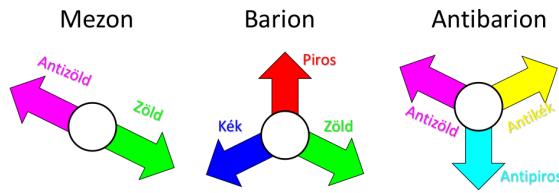


3. ábra. Proton, három darab kvarkból tevődik össze két up és egy down-ból. Az up, down, top stb. hívják a kvarkízének. Ezeket is a gluonok tartják egybe. Ha megnézzük az 1.ábrán az up és down kvarkok töltését összeadva +1-et kapunk. A neutron esetében, (amely 1 up és két down kvarkból áll) nullát kapunk. Az eredeti kép forrása (2020): <https://commons.wikimedia.org/wiki/Proton>

A mezonokat és a barionokat közös néven **hadronoknak** nevezzük. Vizsgáljuk meg a kölcsönhatásokat egy kicsit részletesebben! A foton közvetíti az elektromágneses kölcsönhatást, így például a látható fényt is. A Higgs mező a tömeget közvetíti, amelynek kvantumja a Higgs-bozon. A W és a Z részecske a gyenge kölcsönhatásért felelős, amely a radioaktív bomlások közül a béta bomlástat okozza, például a szabad neutron bomlását vagy az instabil atommagú elemek esetében a protonok és neutronok bomlását. A gluon, az erős kölcsönhatás közvetítésével megakadályozza, hogy szétrepüljenek az atommagból az azonos töltésű protonok és egymáshoz vagy a neutronokhoz kapcsolódjanak. Összesen nyolc fajta gluon létezik, ezeket az ún. **színtöltésük** alapján különböztetünk meg egymástól. Vizsgáljuk meg közelebbről ezt a fogalmat.

#### 1.1.1. Kvantumszíndinamika és az ősrobbanás

A spin mellett egy további kvantumszámmal is rendelkeznek a kvarkok, amely a **színtöltés**. A színtöltés azért lett bevezetve, mert a **Pauli elv**-et bizonyos részecskék sérteni látszottak. Az elv kimondja, hogy a fermionok kvantumszámai nem egyezhetnek meg egy időben.  $\Delta^{++}$  barion például három azonos spin-számú up kvarkot tartalmaz. A fenti két ábrán is látható, hogy a kvarkok különböző színekkel vannak jelölve. Ennek semmi köze sincs a kvarkok optikai tulajdonságához. A színtöltések együttesen (kék, zöld, piros) színsemleges állapotot eredményeznek (fehér szín). Illetve ezeknek az antisínei a pirosnak a ciánkék, kéknek a sárga, zöldnek a magenta szín. (4.ábra).



4. ábra. A fehér kör jelenti a színsemleges állapotot. A kvantumszín dinamika (továbbiakban QCD) szerint a mezonoknak és a barionoknak minden fehér színűnek kell lenniük. A kép forrása: Csanád Máté: Bevezetés a klasszikus és modern fizikába 280.oldal.

Az erős kölcsönhatás, egy olyan jelenség amely során egy kvark kibocsát egy gluont ettől megváltozik a színe. A gluont egy másik kvark elnyeli és neki szintén megváltozik a színe. A gluon kétfajta színből áll össze egy szín és egy anti színből. Az alábbi néhány példával szemléltetem a színek (és természetesen az antiszínek) közötti töltés kicserélődést egy protonban a kvarkok között):

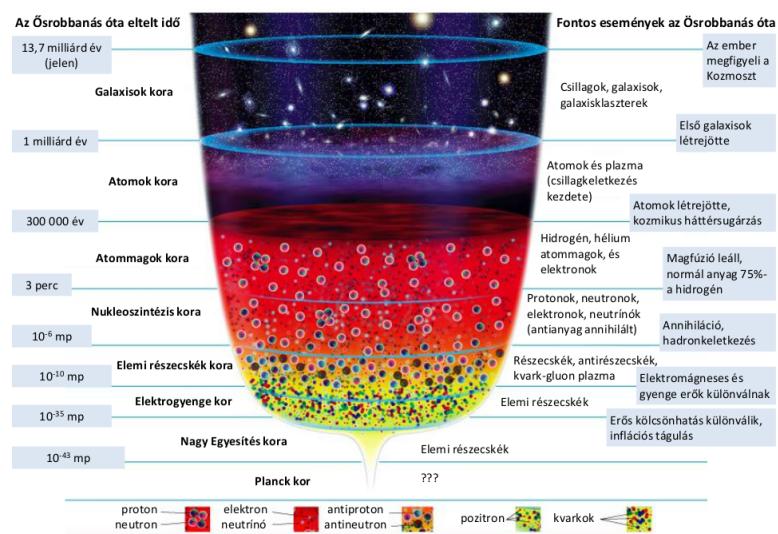
1. A piros kibocsát egy piros-anti kék gluont amitől kék válik, ezt elnyeli a kék kvark amitől pirossá válik vagy kibocsát egy piros-anti zöld gluont, amitől ő maga zöldé változik és a zöld kvark aki befogadja pirossá.
2. A kék kvark kibocsát egy kék-anti piros gluont amitől ő maga pirossá válik és ezt elnyeli egy piros kvark, amitől ő kéké változik vagy kibocsát egy kék-anti zöld gluont, amitől ő maga zöldé változik és a zöld kvark aki befogadja kéké.
3. A zöld kvark kibocsát egy zöld-anti piros gluont amitől ő maga pirossá válik és ezt elnyeli egy piros kvark amitől ő zöldé változik vagy kibocsát egy zöld-anti kék gluont amitől ő maga kéké változik és a zöld kvark aki befogadja kéké.

A felsorolásból látható, hogy 6 darab gluont használnak fel a kvarkok a töltésük kicseréléséhez. Azt jelenti-e ez, hogy összesen hat kvark van? A lehetséges színkombinációk szerint ugyan is kilenc lenne. Ezek a következők::

$$\begin{aligned} r - \bar{r}, r - \bar{g}, r - \bar{b}, \\ g - \bar{r}, g - \bar{g}, g - \bar{b}, \\ b - \bar{r}, b - \bar{g}, b - \bar{b} \end{aligned}$$

Itt az r (red) pirosat, g (green) zöld, b (blue) kéköt jelenti. A hozzájuk tartozók antiszínt, egy felül vonással jelöltem. Azonban piros-anti piros kék-anti kék valamint a zöld és anti zöld nem létezik, ennek az az oka, hogy nem lenne kvark, ami képes lenne elnyelni. Például, ha egy zöld kibocsát egy zöld-anti zöld gluont, a színe zöld maradna és semelyik másik kvark nem ami képes lenne elnyelni (sem a piros, sem a kék), csak egy másik zöld színű kvark tudná elnyelni, ekkor viszont nem cserélődne ki a színtöltés a két kvark között. Ugyanez igaz a piros és kék kvarkokra is. Bár nem létezhetnek ezek a kombinációk ebben a formában, de mivel kvantumos szintű világban vagyunk, így a kvantummechanika törvényei érvényesülnek a gluonokra. Eszerint az azonos kvantum állapotban lévő részecskék keverednek egymással vagyis létezniük kell  $r\bar{r}, b\bar{b}, g\bar{g}$  keveréknek. A következőképpen tudjuk meghatározni őket: veszünk egy szín-antiszint amihez negatív előjellel hozzáírunk egy tőle eltérő színt és anti színt, ezt elosztjuk a normájával. Nézzünk meg egy ilyen állapotot (a színválasztás tetszőleges lehet):  $(r\bar{r} - b\bar{b})/\sqrt{2}$ . Vajon tudunk-e még másfajta, ettől – független kombinációt – létrehozni? Igen, ez pedig a következő:  $(r\bar{r} + g\bar{g} - 2b\bar{b})/\sqrt{6}$ . Ezen kívül van még egy lehetséges megoldás, ez pedig így néz ki:  $(r\bar{r} + b\bar{b} + g\bar{g})/\sqrt{3}$ . Erre viszont nem teljesül az, hogy a tőle eltérő gluonokat ki tudnánk vonni belőle, így ezt a kombinációt elvettjük. Ezért csak kettő kevert gluon marad, ami az előző hattal összesen nyolcat eredményez. És itt

elérkeztünk a szakdolgozatom leglényegesebb kérdéséhez. Ez pedig a következő: Mi történne akkor, ha megpróbálnánk egy kvarkot valahogy kiszedni a protonból vagy a neutronból? Lehetséges lenne-e az, hogy valahogy kiszedünk belőle egyetlen kvarkot és azt tanulmányozzuk külön a többitől és ezáltal jobban feltérképezzük az elemi részecskék tulajdonságait? A válasz az, hogy alapvetően – nem extrém magas, normál hőmérsékleten – ez sajnos nem lehetséges. Ha két kvarkot elkezdünk eltávolítani egymástól, az azok közötti erővonalak csőszerű kötegbe összehúzódnak és megnyúlnak és egyre nagyobb energiasűrűségű köteggé húzódnak össze. Ha tovább növeljük a távolságot, elszakad a köteg. A magas energiasűrűségű kötegeknek egy kis szakaszából egy kvark és egy antikvark keletkezik, amely mezonokba záródik azokkal kvarkokkal amelyeket elakartunk távolítani egymástól. Ezért nem létezhetnek kvarkok önmagukban állva (legalábbis normál hőmérsékleten), ezt hívjuk **kvarkbezáródásnak**, amely a kvantumszíndinamikának az egyik fontos tulajdonsága. Van azonban egy másik fontos tulajdonsága is: az összekapcsolódás a kvarkok között meglazul kellően magas hőmérsékleten. Ezt nevezzük **aszimptotikus szabadságnak**. Ilyenkor nyílik lehetőség arra, hogy a hadron megolvadjon, és ebben az állapotban a kvarkok és a gluonok szabadon létezzenek egymással forró plazmába keveredve (továbbiakban: QGP). Ez a hőmérséklet körülbelül  $2 \cdot 10^{12}$  Kelvin körül található, viszonyításképpen ennek a hőmérsékletnek csupán a töredéke található meg a Nap középpontjában. A Nap középpontjában található hőmérsékletnél körülbelül 125000-szer nagyobbra lenne szükség. Az ősrobanás első pillanatában (nagyjából 13,7 milliárd évvel ezelőtt) a Világegyetem még ilyen QGP állapotban volt. (5.ábra).

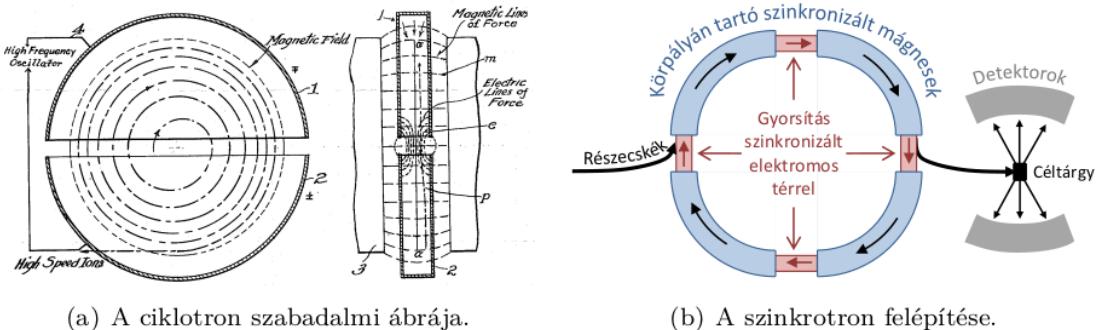


5. ábra. A világegyetem története: az ósrobanás kezdete utáni egymilliomodik másodperceben még szabad állapotban léteztek a kvarkok és a gluonok, ebből alakultak ki az atomok és molekulák, ezekből pedig a csillagok és bolygók, végül belőlük a csillagvárosok, galaxisok. A kép Csanád Máté: Bevezetés a klasszikus és modern fizikába 282. oldaláról származik.

Ha az akkoriban létező extrém magas hőmérsékletet, vagy legalább egy jelentős százalékát előtudnánk újra állítani, akkor lehetséges volna újra ehhez hasonló környezetet teremtenünk, amelyet ha tanulmányozunk, akkor egyszerűen jobban megérthetjük a világgyetem keletkezését, másrészről pedig jobban megérthetjük, hogy pontosan hogyan működnek a kvarkok és a gluonok. Ha közel fénysebességgel ütközünk nehézionokat, akkor létrehozható újra ez az állapot. A QGP közvetlen tanulmányozása nem lehetséges, ugyanis nagyon hamar kihűl és ez visszafagy hadronokká a kvarkbezáródás miatt. Közvetve úgy lehetséges, hogy például megvizsgáljuk az ütközés közben keletkező fotonokat, vagy a keletkező hadronok impulzusát, azok tömeg- és energieloszlását és ebből következtünk a QGP fizikai tulajdonságaira.

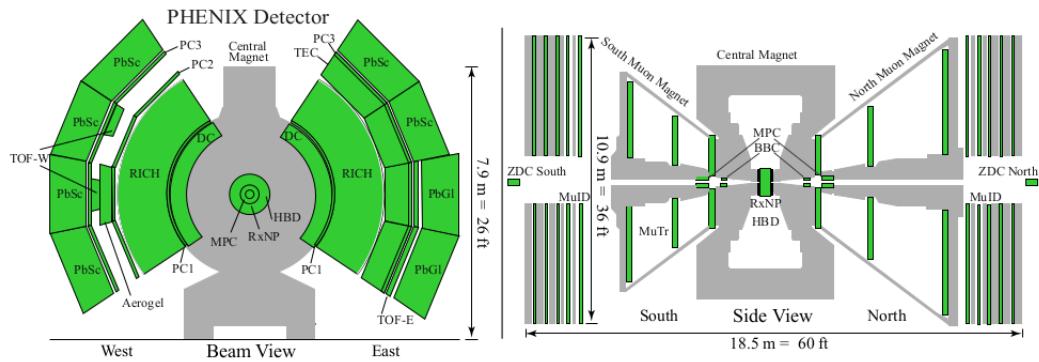
## 1.2. Kísérleti eszközök

A részecskegyorsítók olyan eszközök, amelyekben elektromos töltéssel rendelkező részecskéket gyorsítanak fel elektromos feszültség segítségével. Semleges atomokat nem tudunk gyorsítani, kivéve, ha összekapcsolónak valamilyen elektromos töltéssel rendelkező atommal, például egy protonnal. Többfajta részecskegyorsító is létezik: lineáris gyorsítók, amelyek egyenes pályán gyorsítják fel a részecskéket, ciklotrongyorsítók, amely szerkezetben egyre nagyobb sugarú köröket tesznek meg a részecskék és egy céltárgyra vezetik őket. Ezeken kívül léteznek a modern szinkrotron gyorsítók, amely szerkezetben egyre nagyobb sugarú körpályával rendelkezik, ennek kerülete amely akár több kilométer is lehet.[3] Mi a továbbiakban ezzel a típussal fogunk foglalkozni. A kutatások az Egyesült Államokban található Berkeley Lab-ban kezdődtek olyan kísérletekkel, amelyek során, nukleont-nukleonnal ütközettek 1 GeV-os tömegközépponti energiával. A szintén amerikai Brookhaveni Nemzeti Laboratóriumban használt AGS-ben (változógradiensű szinkrotrongyorsító) 5 GeV-re emelték ezt az értéket a CERN-i SPS-ben pedig 17 GeV. Mára a Brookhaveni RHIC-ben (Relativisztikus Nehézion ütközteset) 200 GeV/nukleon mag-mag ütközési energiáig sikerült fejleszteni a kísérletet, a CERN-i LHC-ban pedig még ennél is tovább (5020 GeV). Vizsgáljuk meg egy kicsit részletesebben az RHIC-t![4]



6. ábra. Kép forrása: Csanád Máté: Bevezetés a klasszikus és modern fizikába 277.oldal.

Az RHIC két egyenként 3,8 km hosszú körgyűrűből áll, amelyben egymással szemben keringenek a felgyorsított részecskék 6 metszés ponttal rendelkezik, amiből 4-re építettek detektorokat, ezek pedig a következők: BRAHMS, PHOBOS, STAR és PHENIX. A PHOBOS a legkisebb kísérleti eszköz, ami az ütközések során legjobban előrefelé repülő részecskéket vizsgálta, ez 2005-ben befejezte az adatgyűjtést. A BRAHMS-ot is arra terveztek, hogy leginkább az előrefelé repülő részecskéket tudja vizsgálni, ez 2006-ban fejezte be az adatgyűjtést. A STAR egy nagyobb és hosszabb távra tervezett detektor, amelyet egy nagy szolenoid mágneses térbe helyeztek, és a teljes térszöget lefedi, a kirepülő részecskék pályáját tudja rekonstruálni. A PHENIX-ben sokfajta detektor található, amelyekkel számos különböző részecskét lehet detektálni, 2016-ban bontották le. A továbbiakban a PHENIX-et fogom részletesebben ismertetni.

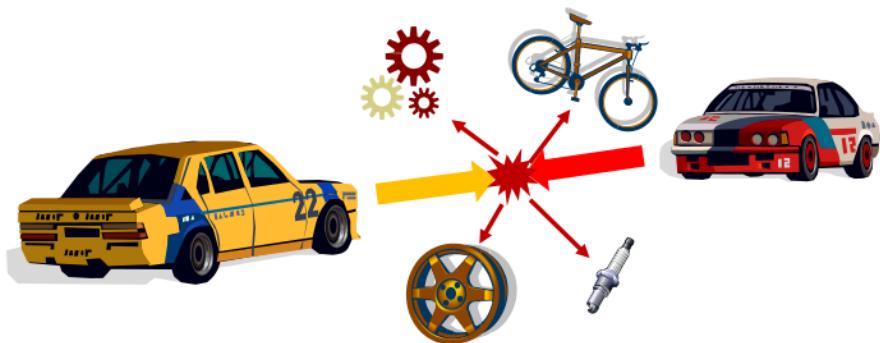


7. ábra. Egy sematikus rajz a PHENIX-ról és annak detektorairól. A kép forrása: lásd a [5]

A PHENIX detektorait alapvetően két főcsoportra osztjuk: a globális tulajdonságokat vizsgálókra és a részecske azonosítókra. A globális detektorok határozzák meg, hogy pontosan hol ütköztek egymással a részecskék és, hogy mennyire találták el egymást középen (lásd részletesebben a jet elnyelésnél, azon belül az impakt paraméternél), ezt százalékban szokták megadni: 0% a legcentrálisabb, amíg 100% a legkesébbé centrális, mászóval perifériás. A PHENIX 0-92% között képes detektálni nagyjából egyenletes akceptanicával (detektálás hatásfoka). A Beam Beam Counter (BBC) méri a részecskék töltését, repülési idejét, irányeloszlását, amelyből megtudjuk határozni a centralitást. A Zero Degree Calorimeter (ZDC) az előrepülő semleges neutronok összenergiáját méri, ezáltal segíti a centralitás meghatározását. Itt érdemes bevezetni még egy fontos fogalmat, a reakciósíknak a fogalmát: az a sík, amely merőleges az ütközési sík nyalábirányú koordinátájára. A RXP (reakciósík-detektor) ezt a síkot segít meghatározni. A központi karon 2-90 fokban helyezkedik el a legtöbb különleges mérőberendezés: a belső részen a track detektorok a külsőn pedig a kaloriméterek. Az ütközésben keletkező részecskéket első lépében egy dipólnak a mágneses tere eltéríti, majd egy DC (drift kamra) érzékeli őket. A driftet elhagyó töltött részecskék helymeghatározását a proporcionalis kamra (PC) végzi el. A részecskék felismerését több tulajdonság segíti, például az elektronok gyorsabban haladnak a közegbeli fénysebességnél, ezért Cserenkov sugárzást bocsátanak ki, amit az RHIC detektál (cserenkov detektor). A töltött hadronokat a repülési idő (Time-of-Flight, TOF) alapján tudja detektálni a műanyag szcintillátor. A semleges részecskéket pl. a fotont az elektromágneses kaloriméter (EMCal) azonosítja, amely két részből tevődik össze: az ólom-szcintillátorból (PbSC) és a cserenkov-alapú ólomüvegből (PbGI). Az EMCal a hadron repülési idejének azonosítására is alkalmas, de pontatlanabb értékeket ad, mint a műanyag szcintillátor. A müon azonosítást, pedig a MuID (Muon Identifier) és a MuTr (Muon Tracker) végezik el.[5]

## 2. QGP keletkezése és megfigyelhető mennyiségek

A QPG-t nem tudjuk közvetlenül vizsgálni, mivel nagyon gyorsan visszafagy hadronokká, így csak közvetve tudunk képet kapni a tulajdonságairól. Az ütközés során keletkező részecskéket azonban tudjuk detektálni, és azok fizikai paramétereiből már tudunk következtetni arra, hogy milyen körümények uralkodtak az ütközés során. Olyan ez, mint amikor két autó frontálisan ütközik, és a belőle kirepülő alkatrészek, személyes dolgok szétszóródása alapján próbálnánk utólag rekonstruálni magát az ütközést. [3]

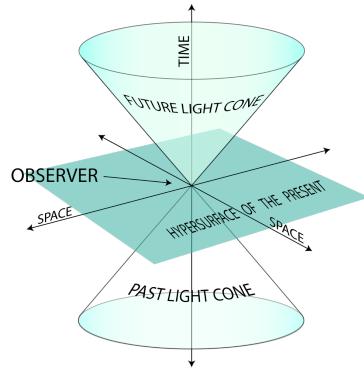


8. ábra. A részecskegyorsító működési elvének analógiája. A kép forrása: [3] 267.oldalán található.

A detektoraink által érzékelhető mennyiségeket nevezzük **megfigyelhető mennyiségeknek**. Nézzük meg őket közelebbről a QGP keletkezésének fényében!

### 2.1. A QGP és relativitáselmélet

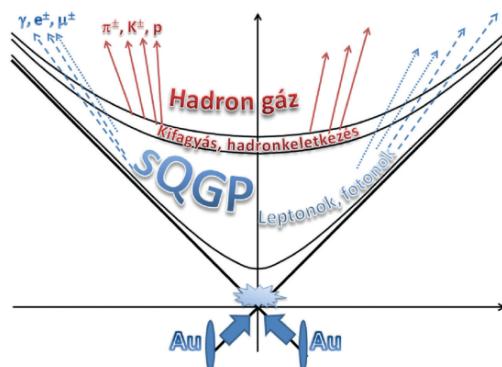
A QGP időfejlődésének szemléltetésére az egyik legalkalmasabb eszköz a relativitáselméletből ismert Minkowski-tér, melyben a függőleges tengely az időt jelöli, a vízszintes tengelyek pedig a tér három irányát ( $x,y,z$ ). Ebben az ún. fénykúpok egymással szemben helyezkednek el, úgy, hogy azok csúcsai az origóban érintik egymást. (9.ábra)



9. ábra. Ez a 4 dimenziós Minkowski-tér. Három tartományra oszthatja fel a téridőt. A lenti kúp az abszolút múlt, a fenti pedig az abszolút jövő, középen található az origó, ami a jelen. Ebben a térben a klasszikus mechanikánál megszokott út-idő grafikon tengelyeit invertáljuk, amiből idő-út grafikont kapunk és lecseréljük az utat a 3 dimenziós térré, így kapjuk a tér-idő grafikont. A meredekség fordítva értelmezendő, mint a klasszikus út-idő rendszernél: minél meredekebb, – vagyis függőlegesebb – a test mozgásának ábrázolása, annál kisebb a sebessége pl. teljesen függőleges vonalnál a test egy helyben áll. És természetesen minél inkább eldől a függőlegesből a vízszintes irányába, annál nagyobb a test sebessége. Jelenlegi ismereteink szerint nem tudunk eljutni a kúpon kívülre, mert ez azt jelentené, hogy valami a vákuumbeli fénysebességnél gyorsabban halad, ami a relativitáselmélet szerint lehetetlen. A kúpok határai 45 fokban a vákuumbeli fénysebességet jelölik. A kép forrása (2020): [https://en.wikipedia.org/wiki/Minkowski\\_space#/media/File:World\\_line.svg](https://en.wikipedia.org/wiki/Minkowski_space#/media/File:World_line.svg)

Az eredeti képet Stib nevű felhasználó készítette.

Ha ezt a grafikont alkalmazzuk az ütközésekre, akkor a következő sematikus rajzot kapjuk:

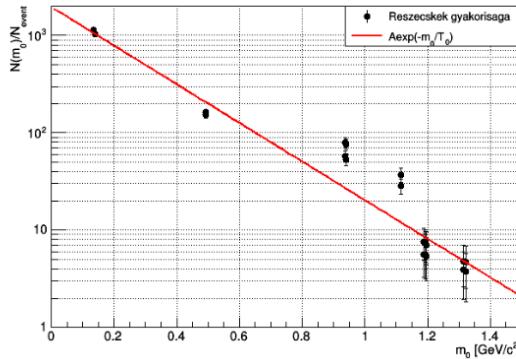


10. ábra. Az ábrán két, közel fénysebességgel haladó, elektronjaitól megfosztott arany atommag látható. Az ütközés után ezekből  $10^{-23}$  másodperc alatt terminizálódott közeg keletkezik, ebből először kijutnak azok a részecskék, amelyek nem vesznek részt az erős kölcsönhatásban (pl. elektronok, fotonok, neutrínók) majd a közeg a nyomástól robbanásszerűen elkezd tágulni és hűlni. Nagyjából  $10^{-22}$  másodperc alatt lehűl a közeg  $2 \cdot 10^{12}$  Kelvinnyi hőmérsékletre, ahol elkezdenek kifagyni a hadronok. A képet az [5] forrás 77.oldaláról származik.

A következőkben pedig ismertetni fogom a megfigyelhető mennyiségeket: a tömegeloszlást, a pszeudorapiditáseloszlást és a transzverz tömegeloszlást.

## 2.2. Tömegeloszlás

A tömegeloszlás meghatározáshoz a tömeghéjfeltételt kell felhasználni, a detektor a négyes impulzust ( $E/c, \mathbf{p}$ ) és a hadronok típusát rögzíti. Használjuk fel a tömeghéjfeltételt, amely ezt jelenti:  $E^2 = p^2c^2 + m^2c^4$ , valamint legyen az egyszerűbb számítások miatt innentől fogva  $c = 1$ , ebből meg tudjuk határozni a nyugalmi tömeget (jelöljük  $m_0$ -val), ha átrendezzük és gyököt vonunk belőle, akkor kapjuk a következőt:  $m_0 = \sqrt{E^2 - p^2}$ . Nézzük meg, hogy egy adott nyugalmi tömegben hány darab részecske található és osszuk el az összes részecskék számával, majd az egészet ábrázoljuk a nyugalmi tömeg függvényében! Ilyen jellegű grafikonhoz fogunk jutni:

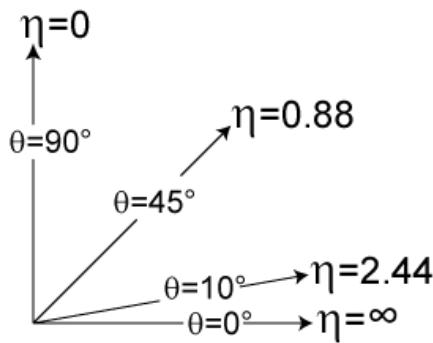


11. ábra. Íme a tömegeloszlás. Ez egy szimulációval készített kép, amely 200GeV-os centrális aranyarany ütközéseket szimulál. A kép Szabó Attila szakdolgozatából származik. [14]

Az egyenes fontos információt hordoz a hadron kifagyására vonatkozólag, ugyanis ez megfelel ennek a függvénynek:  $N(m_0) = Ae^{-\frac{m_0}{T_0}}$   
Ahol  $N$  a részecske szám,  $m_0$  a nyugalmi tömeg,  $A$  egy konstans,  $T_0$  pedig a kifagyási hőmérséklet.

## 2.3. Pszeudorapiditáseloszlás

A következő megfigyelhető mennyiség, amit ismertetek, az a pszeudorapiditás, amely azt mutatja meg, hogy a mérendő részecske milyen szöget zár be a részecskenyalábbal. Ha nagy a pszeudorapiditás, akkor a részecske kis szöget zár be a nyalábbal és általában elszökik a detektorból, ha nagy, akkor pedig jól vizsgálható. [15] (23.ábra)

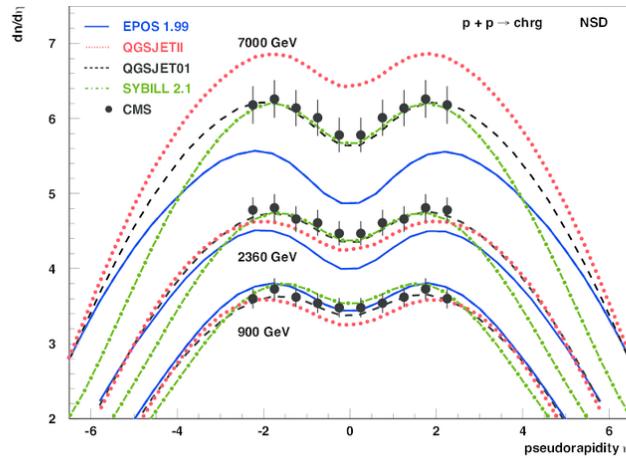


12. ábra. Az ábrán látható a fordított aranyosság a pszeudorapiditás és a szög között. A képet JabberWok nevű felhasználó készítette. Forrása (2020): <https://en.wikipedia.org/wiki/Pseudorapidity#/media/File:Pseudorapidity2.png>

Mint fentebb már írtam, a pszeudorapiditást a következő képlet definiálja:

$$\eta = \frac{1}{2} \ln \frac{p + p_z}{p - p_z} = -\ln(\tanh \frac{\Theta}{2}) \quad (1)$$

Ebben a képletben  $\Theta$  a pozitív nyalábirány és a részecske  $\mathbf{p}$  vektorra közötti szög. A képletet átrendezve ez így számítható:  $\Theta = 2 \arctg(e^{-\eta})$  Következésképpen, ha tudjuk, hogy mennyi a pszeudorapiditás és ismerjük az azimut szöget (amelyet  $\frac{p_y}{p_z}$  definíál, jelöljük  $\phi$ -vel), akkor meg tudjuk mondani, hogy hol tartózkodik éppen a részecske. Minél nagyobb a centralitása egy ütközésnek, annál több részecske keletkezik. (24.ábra)



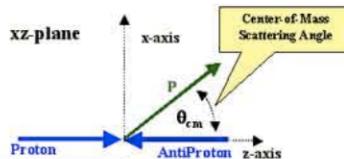
13. ábra. Adott centralitások esetén keletkező részecskeszám a különböző pszeudorapiditás függvényében ábrázolva. Ebből megállapítható, hogy a részecskeszám adott  $\theta$  esetén nagyjából minden a grafikon középen rendelkezik a lokális minimumokkal, és az is látható, hogy a centrális ütközés tulajdonképpen nem változtatja meg a lokális szélsőértékek  $\theta$  tengelyen elfoglalt helyét, csupán a részecskeszámot növeli. Forrás (2020): [https://www.researchgate.net/figure/Pseudorapidity-distribution-of-charged-particles-measured-at-LHC-CMS-data-64-are-shown\\_fig1\\_242014410](https://www.researchgate.net/figure/Pseudorapidity-distribution-of-charged-particles-measured-at-LHC-CMS-data-64-are-shown_fig1_242014410)

## 2.4. Transzverz tömegeloszlás

A megfigyelhető mennyiségek közt utolsó lépésben definiáljuk a transzverz impulzust egy képlettel, amelyben a  $\theta$  a nyalábiránnal bezárt szöget jelöli: [16]

$$p_t = |p| \sin(\theta_{cm}) \quad (2)$$

Ahol a  $\theta$  a nyalábiránnal bezárt szöget jelöli

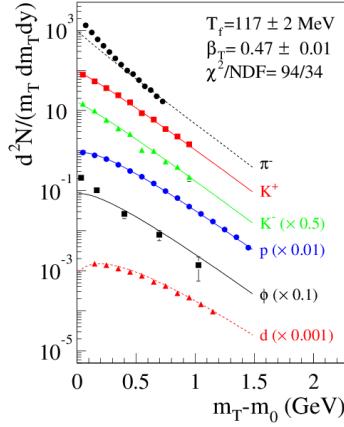


14. ábra. Forrás: [https://www-cdf.fnal.gov/physics/new/qcd/ue\\_escan/etaphi.html](https://www-cdf.fnal.gov/physics/new/qcd/ue_escan/etaphi.html)

A következő képlet definiálja a transzfez tömeget:

$$m_t = \sqrt{p_t^2 + m_0^2} \quad (3)$$

A következő ábrán néhány példa látható, amelyen különböző részecskék energiaeloszlását mutatja adott centralitás esetén különböző transzverz tömegeloszlások függvényében.



15. ábra. Forrása (2020): <https://cds.cern.ch/record/768467/plots>

Amennyiben ezekhez a részecskékhez illesztjük a következő függvényt, amelyben az  $y$  jelöli a repiditást, megkapjuk a  $T_{eff}$  hőmérsékletet:

$$\frac{d^2N}{2\pi m_t dm_t dy} = \frac{A}{2\pi T_{eff} + m_0} e^{-\frac{m_t - m_0}{T_{eff}}} \quad (4)$$

Ha a  $T_{eff}$  különböző részecskék tömegének függvényében ábrázoljuk egy egyenest fogunk kapni, amihez a következő függvényt illesztve, amelyben a  $T_0$  kifagyási hőmérsékletet jelöli a  $\langle u_t^2 \rangle$  pedig az átlagos transzverz áramlás erősséget, megkapjuk a  $T_0$  kifagyási hőmérsékletet

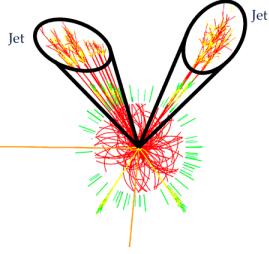
$$T_{eff} = T_0 + m_0 \langle u_t^2 \rangle \quad (5)$$

Ahol  $T_0$  jelöli a kifagyási hőmérsékletet az  $\langle u_t^2 \rangle$  az átlagos transzverz áramlás erőssége.

Ezzel definiáltam a legfontosabb detektorokkal megfigyelhető mennyiségeket. Ezen elméleti összefoglalás után rátérhetünk az ütközés közbeni jelenségekre (**jetek, jet elnyelés**) és azok vizsgálati módszerére (**jetalgoritmusok**).

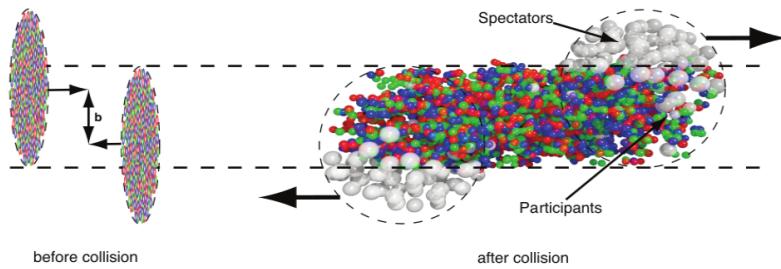
## 2.5. Jetek

Amikor a nehézionok ütköznek egymással, a nukleonjaikban található kvarkok és gluonok is ütköznek egymással, amelyből létrejön a kvark-gluon plazma, ami robbanásszerűen tágulni kezd és hadronizálódik. Ezt a nagy energiás részecske záport nevezük **jeteknek**. [6]



16. ábra. Így néznek ki a jetek, amelyek az ütközésből keletkező hadronikus záporok. A fekete kúpok számítógépes algoritmusok által közelített jeteket jelölnek, lásd lentebb. A képet a [8] forrásból szereztem.

Az **impakt paraméter** két ultrarelativisztikus sebsebégre gyorsított lapos korong tömegközéppontjából, merőlegesen húzunk két vektorot függőleges távolságát nevezük impakt paraméternek. Lásd a 12.ábrán.



17. ábra. A Lorentz kontrakció miatt laposnak látszanak az Au atommagok amelyek ütköznek egymással. A baloldalon látható az impakt paraméter definíciója grafikusan ábrázolva amelyet **b** jelöl. Ütközéskor egy bizonyos mennyiséggű színes anyag keletkezik belőlük (participant), a többi részecske pedig folytatja útját mindenféle változás nélkül (spectators). A képet a [10] forrásból szereztem.

Ha kicsi az impakt paraméter akkor az ütközést **centrálisnak** nevezzük, ha nagy, akkor pedig **perifériusként**. Még egy fontos mennyiséget vezessünk be ez pedig a **mag modulálási faktort** ( $R_{AA}$ ): az arany-arany ütközések ből keletkező részecskeszám várható értéknek arányos kell, lennie a nukleon-nukleon (ami kísérleti szempontból proton-proton) ütközések ből keletkező részecskék a várható értékkel, illetve a bináris ütközések (amikor egy nukleon egy másik nukleonnal ütközik) várható értéknek a szorzatával. Képlettel felírva tehát:

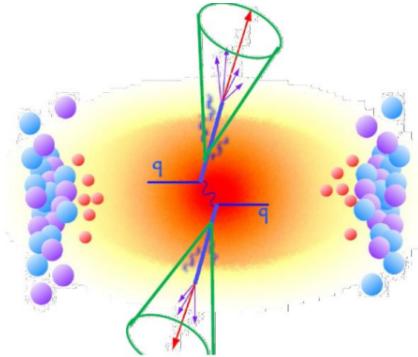
$$\langle Au + Au \rangle = \langle p + p \rangle \langle \text{binaris utkozesek szama} \rangle \quad (6)$$

Ennek a képletnek az átrendezésével kapjuk a következőt:

$$R_{AA} = \frac{Au + Au}{\text{binaris} * (p + p)} \quad (7)$$

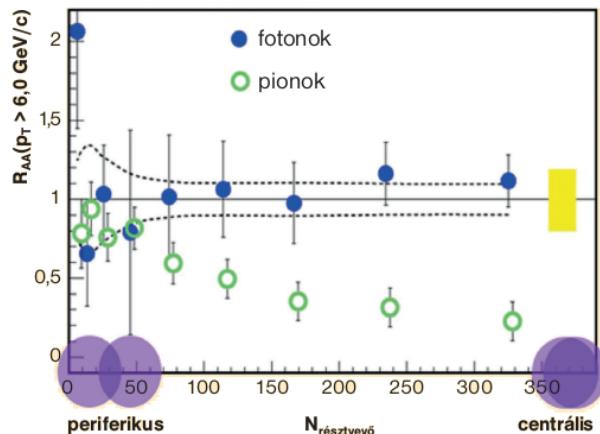
A kutatók azt várták, hogy a számlálóban és a nevezőben található mennyiségek ugyanakkorák, vagyis az  $R_{AA}=1$ . Azonban a várakozással ellentétben a kapott eredmény igencsak meglepő volt, ugyanis az  $R_{AA}$  kisebb volt, mint egy, tehát kevesebb hadron fagyott ki, mint amire számítottak, viszont a fotonokból elegendő keletkezett. Arra gyanakodtak a kutatók, hogy ez csak az erős kölcsönhatásban résztvevő részecskékre vonatkozik, ami feltehetőleg azért történik, mert olyan színes anyag jön létre, amely elnyeli a keletkező színes részecskék energiájának és impulzusának egy részét. Tehát nagy impulzusú részecskékből azért észlelünk kevesebbet, mert elveszítik a színesanyaggal kölcsönhatásba

lépve elveszítik a mozgási energiájuk egy részét és kisebb impulzusúakká válnak. Ezt a jelenséget kísérletileg is sikerült igazolni: deutront és Au-t ütközttettek, az így keletkező közeg kicsi lesz, és nem lehet majd a fenti jelenséget tapasztalni, ezt a jelenséget nevezzük **jet elnyelésnek**. lásd a [2] 4. oldalán.



18. ábra. A jetek kölcsönhatnak a színes anyaggal, amelyből származnak, ezért csökken a kinetikus energiájuk, de fotonoknak és a többi nem színes szubatomi részecskeknek nem, ezért ezeket a várt érték mérhető a megfelelő impulzuson. A kép forrása (2020): [https://player.slideplayer.com/105/17927954/slides/slide\\_4.jpg](https://player.slideplayer.com/105/17927954/slides/slide_4.jpg)

Ez a jelenség eltűnik, ha csökken az ütközés centralitása.(14.ábra)



19. ábra. 6 GeV/c impulzuson történő ütközések magmodulálási faktora a centralis függvényében ábrázolva. A függvényeken látható, hogy erősen periferikus ütközésnél mind a foton, mind az erős kölcsönhatásban résztvevő pion részecske megközelítőleg 1 értékű magmodulálási faktorral rendelkezik. Azonban, a centralitása növekedésével, korrelálva csökken a keletkező pionok száma, míg a fotonok száma változatlan marad, ezért a fotonok magmodulálási faktorának az értéke változatlanul 1 körül fluktuaál. Ezzel szemben a pionok magmodulálási faktora folyamatosan csökken a centralitás növekedésével arányosan. A kép forrása: [5] 77.oldal.

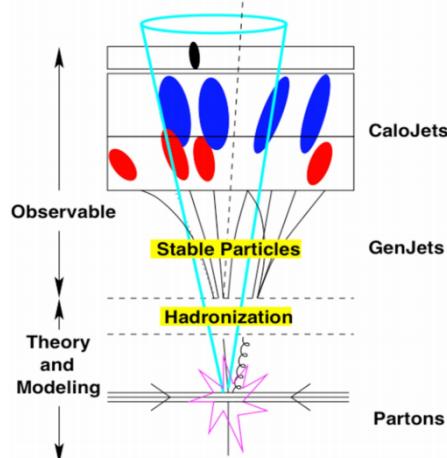
## 2.6. Jet Algoritmusok

A jetek számítógépes rekonstruálása [9] kapcsolatot teremt a megfigyelhetetlen **partonos** (kvark vagy gluon) szint és a **hadronos** szint között, ezért ezek tanulmányozása nagyon fontos részét képzik a gyakorlati részecskefizikának. A jetek elemzését és rekonstruálása számítógépes algoritmusok

segítségével végezhető el. Általánosságban elmondható ezekkel a programokkal kapcsolatban: a szabályok jól definiált gyűjteményéből állnak, és ezen szabályok alapján csoportosítja a program a részecskeket egyetlen jetbe. Például egy vagy több paramétert tartalmaznak, ami alapján a program azt dönti el, hogy két részecskének mennyire kell egymáshoz közel kerülni, hogy egy jetbe tudjuk foglalni őket. Ezen felül szinte minden tartalmaznak egy ún. **rekombinációs rendszert** ami arról ad számot, hogy mekkora impulzust tudunk hozzárendelni egy részecskepár kombinációjához.

A jet algoritmusok a következő általános szabályok szerint működnek:[10]

- 1.Könnyen végrehajthatónak kell lennie kísérletekben.
- 2.Könnyen lehessen elméleti számításokat végezni rajtuk.
- 3.Bármilyen perturbációs rendben meghatározhatónak kell lenniük.
- 4.Bármilyen perturbációs rendhez hozzon létre véges keresztmetszetet.
- 5.Hozzon létre egy véges keresztmetszetet, amely relatíve érzékelten a hadronizációra.



20. ábra. A jetek kialakulása. Az ábra mutatja, hogyan hadronizálódik a jet. A megfigyelhető tartományban a Calojetek azok a jetek, a kaloriméter eredményeit felhasználva keletkeznek, a genjetek pedig a stabil részerek detektálásával keletkeznek. A szaggatott vonalak közötti tartomány a hadronok kifagyását jelöli, itt történik a korábban említett jet elnyelés is. A képe a [9] 2. oldaláról származik.

Vezessük be az UE-t és a PU-t fogalmakat. Az UE (underlying event): minden olyan esemény, amely nem az elsődleges, kemény (nagy energiájú és impulzusú) ütközésekben származik. PU (Pile-Up) több mint két hadron összeütközését jelenti. Két nagy algoritmus típus létezik: a kúp algoritmus típusok és a szekvenciális csoportosítási algoritmus típusok. Vizsgáljuk meg ezeket külön-külön.

### 2.6.1. Kúpalgoritmus

A kúp algoritmus azt feltételezi, hogy a részecskezápor nagyjából kúp alakú ezért, jól közelíthető kúppal. A csoportosítás (továbbiakban klaszterezés) a  $\eta - \phi$  (pszeudorapiditás-azimut szög) térben történik. Háromfajta kúpalgoritmus létezik, amelyek közül csupán az egyik **infravörös és kollinearis biztonságos** (IRC). Az Infravörös biztonság az jelenti, hogy nem függ alacsony energiáktól a megfigyelés, így használtatók rajta a perturbatív módszerek. A kollineráis felosztás azt jelenti, hogy tetszőleges számú egyetlen egyenesen helyezkedik el. Emellett, tisztázzuk az iteratív kúp (IC) fogalma is: az iteráció egy függvény végrehajtása egy előző függvényértékén, amely ebben az esetben a

következő:

$$\Delta R_{ij}^2 = (y_i - y_j)^2 + (\phi_i - \phi_j)^2 < R^2 \quad (8)$$

Ezt az egyenletet a következőkre szoktuk használni: jelöljünk ki egy  $i$  (seed) magrészecskét, amelyhez vegyük egy  $R$  sugarú kört, ezen a körön belül vannak a  $j$  részecskék, ezekhez rendeljünk hozzá egy  $y_j$  (vagy akár lehet  $\eta$  pszeudorapiditás is) és egy  $(\phi_j)$  azimuth szöget, illetve rendeljünk az  $i$  magrészecskéhez is egy-egy  $y_i$ ,  $\phi_i$ . Ezek összegéből kapjuk az új  $i$ -dik részecske irányát, ahol újra kezdhetjük az iterációt. Ezt addig folytatjuk amíg el nem jutunk egy stabil kúphoz. Most pedig nézzük meg a következő metódusokat.

**IC-PR:** A PR (progressive remove) progresszív eltávolítást jelent, amely egy nem kollineáris biztonságos algoritmus. Lényege a következő: első lépésben meg kell keresni a legnagyobb  $p_t$  celláját, ebbe a cellában egy központi magot (seed) kell létrehozni, ami körül képezni kell egy  $R$  sugarú kúpot. Ezután 4 vektor segítségével összeszámoljuk a kúpon belül a cellák számát és ebből készítünk egy a próba jet tengelyt. Ha a jet tengely megegyezik, az  $R$  seed tengellyel, akkor a kúp stabil és törölhető a rezecskék a listából. Ezután új cellát kell választani és folytatni az algoritmust mind addig, amíg nem marad több seed az adott levágási  $E_{cut}$  energia felett. A másik eset, amikor nem egyenlők egymással a tengelyek, ez esetben új  $R$ -et kell választani, és előlről kezdeni a folyamatot.

**IC-SM:** Ez a progresszív remove módszer egy ún. split-merge (hasítás összerakás) algoritmus-sal kiegészítve ez nem infravörös biztonságos algoritmus. Lényege a következő: minden  $E_{cut}$  felett található cellát jelöljünk meg seed-ként és alkalmazzuk rajtuk a PR módszert, de ne töröljünk egyetlen stabil kúpot sem. Ezután az összes stabil kúpot jelöljük meg protojeteként, amelyeken végre fogjuk hajtani a split-merge algoritmust. Ez pedig a következő:

1. A legnagyobb protojetet (amelynek a legnagyobb a  $p_t$ -je) jelöljük meg  $a$ -val.
2. Keressük meg a legközelebbi  $p_t$ -vel rendelkező protojetet (jelöljük ezt  $b$ -vel), amelynek vannak közös részecskéi  $a$ -val. Ha nincs ilyen, akkor az a stabil jet.
3. Határozzuk meg a teljes  $p_t$ -t azoknál a részecskéknél amelyek közösek  $a$ -ban és  $b$ -ben (jelöljük ezt  $p_{t,shared}$ )

Ha a  $p_{t,shared}/p_{t,b} > f$  (ahol  $f$  az átfedési küszöb, amely egy szabad paraméter), akkor vonjuk össze az  $a$ -t és a  $b$ -t egy közös protojetbe. (merge)

Ha nem, akkor kezeljük őket két külön protojetként

4. Ismételjük meg az első lépéstől a folyamatot, addig amíg van protojet

**SIScone:** Az egyetlen IRC biztonságos kúp metódus. Nem használ seed-eket és nincs rá rossz hatással a UE és a PU, mivel kisebb területen használják. Képes arra, hogy az  $R$  sugárnál tovább is tudjon kutatni, azonban ennek azaz ára, hogy rossz a multijet felbontása.

Ennek az algoritmusnak a következők a lépései:

i részecskére

Megkeresni az összes  $j$  részecskét  $2R$  távolságara az  $i$ -től.

Ha nincs  $j$  részecske, jelöljük meg  $i$ -t, mint stabil kúpot, és adjuk a project listához.

(Else)

Keresse meg a köröket, amelyeket az  $i$  és a  $j$  hoz létre és számoljuk ki a hozzá tartozó momentumokat.

Minden egyes körre

Vizsgáljuk meg mind a négy lehetséges permutációját a két élpontnak. Jelöljük meg ezeket, mint jelenlegi kúpokat.

Minden egyes jelenlegi kúpra

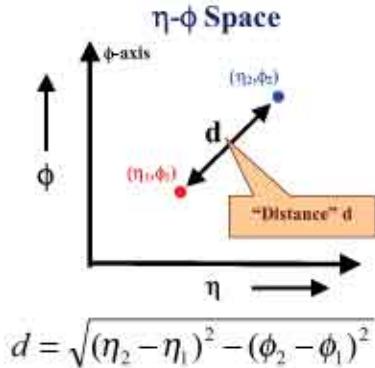
Vizsgáljuk meg, hogy a jelenlegi kúpok ugyan azok-e mint a momentum által definiált kúpok.

Ha nem, akkor jelöljük meg őket instabilnak

Végezzünk el rajtuk egy explicit stabilitás vizsgálatot, ami nincs megjelölve instabilnak, és adjuk listájához, mint stabil kúpot, majd futtassunk le egy split-merge procedúrát a protojeteken!

## 2.6.2. Szekvenciális csoportosulási algoritmus

Ez egy IRC biztonságos eljárás, amely azon a feltevésen alapul, hogy a jelen belüli részecskék transzverzális impulzusa kicsi, ami azt eredményezni, hogy a jetek ingadoznak a  $\eta - \phi$  térben.



21. ábra. Két részecske távolságát a továbbiakban ezzel a mennyiséggel fogjuk definiálni és  $\Delta_{ij}$ -vel fogom jelölni a  $d$  helyett. A  $d$ -t másra tartom fent. A kép forrása (2020): [https://www-cdf.fnal.gov/physics/new/qcd/ue\\_escan/etaphi.html](https://www-cdf.fnal.gov/physics/new/qcd/ue_escan/etaphi.html)

Az algoritmus megértéshez definiáljuk a következő mennyiségeket:

$$d_{ij} = \min(p_{ti}^a, p_{tj}^a) \frac{\Delta_{ij}}{R^2} \quad (9)$$

Ezt hívjuk első távolsági változónak, amely két részecske közötti távolságot méri a  $\eta - \phi$  térben, ahol az "a" egy megfelelően kiválasztott paraméter. A  $\Delta_{ij}$  a már fentebb említett definiálja:  $\Delta_{ij}^2 = (\eta_i - \eta_j)^2 + (\phi_i - \phi_j)^2$ . Az  $R$  pedig a jet végső nagyságát jelöli (általában 0,4-0,7). Vezessük be a második távolsági változót  $d_{iB} = p_{ti}^a$  ez pedig az impulzus térbeli távolság a nyíláb tengelye és a detektált részecske között. Keressük meg a  $d_{ij}, d_{iB}$  párnak a minimumát. Ha i és j a minimum akkor egyetlen részecskébe tesszük az (ij)-t. Ha a  $d_{iB}$  a minimum, i-t jelöljük meg egy végső jet-ként és töröljük a listából. Ezt a folyamatot addig kell ismételni amíg az  $R_{ij}$  nagyobb, mint R (ezt hívjuk inclusive klaszterezésnek), vagy addig amíg a kívánt mennyiségű jetet meg nem találjuk (exkluzív klaszterezés).

## 2.6.3. $K_t$ algoritmus

Ebben az algoritmusban az a értéke 2 vagyis a távolság képlet így módosul:

$$d_{ij} = \min(p_{ti}^2, p_{tj}^2) \frac{\Delta_{ij}^2}{R} \quad (10)$$

$$d_{iB} = p_{ti}^2 \quad (11)$$

Ezt az algoritmust akkor használják, ha alacsony impulzus jellemző és ez egy jelentős mértékű fluktuációt fog eredményezni. Az algoritmus érzékeny az UE-re és PU-ra. A metódus jó a subjektek azonosítására.

#### 2.6.4. Anti $K_t$ algoritmus

$$d_{ij} = \min\left(\frac{1}{p_{ti}^2}, \frac{1}{p_{tj}^2}\right) \frac{\Delta_{ij}}{R} \quad (12)$$

$$d_{iB} = \frac{1}{p_{tj}^2} \quad (13)$$

Ez akkor jó, ha magas a  $p_t$  jellemző és a kemények a részecskék. Csekély fluktuációt eredményez és csak enyhén fogékony az UE és a PU-ra. Az Anti- $K_t$  klaszterezés a legjobb a jetekhez.

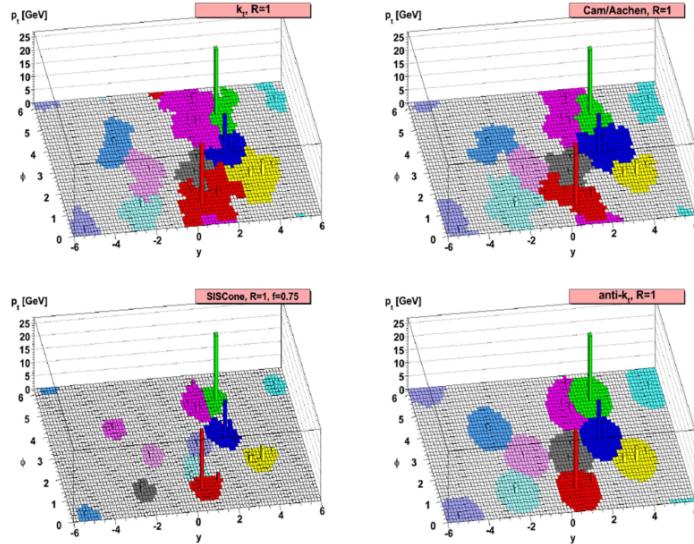
#### 2.6.5. Cambridge algoritmus

Ilyenkor az  $a = 1$ , tehát az egyenletek sorában a következők.

$$d_{ij} = \frac{\Delta_{ij}}{R} \quad (14)$$

$$d_{iB} = 1 \quad (15)$$

A két távolsági változó mindenkor független a momentumtól és nemileg fluktuált, valamint nemileg érzékeny az UE és a PU-ra.



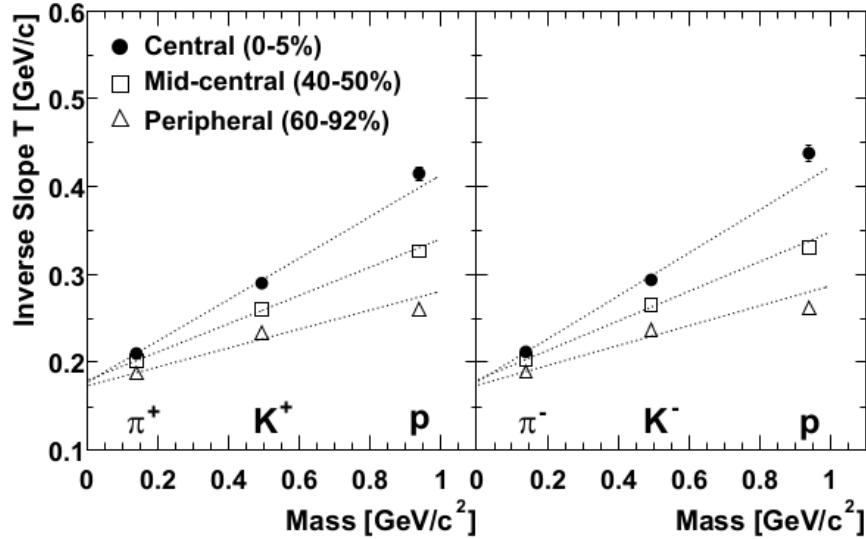
22. ábra. A rapiditás és az azimut szög függvényében a  $p_t$ . Négy fontosabb algoritmus ugyanazon az adathalmazon felhasználva. *SisCone*,  *$K_t$* , *Anti $k_t$* , *Cambridge*. Forrás: [9] 5.oldal.

Ez tehát a jetek analizációjának a gyakorlati módja számítógépes algoritmusok segítségével. Vizsgáljuk tovább a QGP-t elméleti oldalról.

### 2.7. A tökéletes folyadék és elliptikus folyás

Nézzük meg, hova jutunk, ha termodinamikai szempontból vizsgáljuk a QGP-t. A QGP-ből kilépő részecskék kinetikus energiái Boltzman-eloszlást követnek, amelyeknek az effektív hőmérséklete a következő összefüggéssel számítható ki:  $T = T_0 + mu^2$ , ahol  $T_0$  a közeghőmérséklete,  $m$  az adott részecske tömege, az  $u^2$  a tágulás sebessége. Ezt a tömeg-hőmérséklet összefüggést a kutatások is

megerősítették (18.ábra). A hadronspektrumban a  $T_0 = 170\text{MeV}$ , ami pont megfelel a  $2 \cdot 10^{12}K$ -nek, vagyis az átmeneti hőmérsékletnek a QGP és a hadron között. Lásd a [5] 77.oldalán.

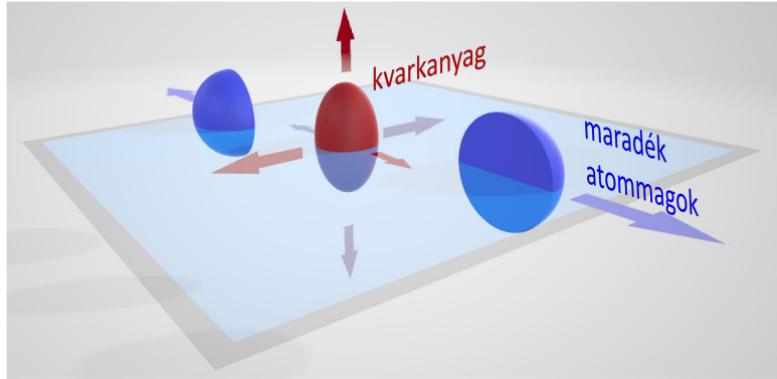


23. ábra. Az arany-arany nehézionok ütközésekor észlelt részecskék spektruma, ennek a meredekségeből azonosították a  $T_0$  hőmérsékletet. A kép Csanád Máté: Nagyenergiás atommagütközések téridőbeli szerkezete 11.oldalról származik

Kezdetben azt hitték a kutatók, hogy a QGP gáz halmozállapotú, azonban kiderült, hogy folyadék halmozállapotú, és rendkívül alacsony a viszkozitása, vagyis **tökéletes folyadékról** van szó. Hogy ezt belássuk, vizsgáljuk meg a periférius ütközéseket! (9.ábra) Amikor két Au részecske perifériusan ütközik egymással, akkor egy nagyjából ellipszoidalakú QGP tűzgömb keletkezik, amely gyorsan tágulni kezd. A tűzgömb a nyalábirányokra merőleges, tehát aszimmetriát mutat. Felmerül a kérdés: vajon ebből az ellipszoidból kialakuló hadronokban megjelenik-e az azimut szögnek az asszimmetriája? Hogy erre a kérdésre választ kapunk, fejtsük Fourier sorba a  $\varphi$  (azimut szög) szerint az impulzuseloszlást:

$$N(p_t, \varphi) = N(p_t) \Sigma (1 + v_n \cos(n\varphi)) \quad (16)$$

A tükrözési szimmetriák miatt ( $x-y(\varphi = 0)$  és a  $y-z(\varphi(\pi/2))$ ) a páratlan tagok elhanyagolhatóak, ha a kezdeti állapotokat nézzük, akkor nem elhanyagolhatóak, pláne a  $v_3$  tag, de jelenleg tekintsünk el ettől. Az első fontos tag a  $v_2$ . Ha a QGP gázszerű anyag, akkor ez a tag is elhanyagolható, de ha folyadékszerű, akkor nem. A kutatások során az utóbbi bizonyosodott be, továbbá azt is sikerült megállapítani, hogy a  $v_4$  sem elhanyagolható, ami azt jelenti, hogy nagyon alacsony a folyadék a viszkozitása, ezért tökéletes folyadéknak tekinthetjük. [11, 12]



24. ábra. Ez az ábra arról ad tájékoztatást, hogy milyen egy perifériás ütközés. A két nehézion találkozik, egy részük átfedi egymást, a többi rész pedig tovább halad. Az átfedőrészektől létrejön egy hatalmas hőmérséklettel rendelkező tűzgolyó, amely robbanásszerűen azonnal elkezd tágulni. A képet Csanád Máté: Nagyenergiás atommagütközések téridőbeli szerkezete 12.oldaláról szereztem.

Tekintve, hogy relativisztikus közegről van szó, vezessük be a relativisztikus hidrodinamika néhány alapfogalmát!

### 2.7.1. Relativisztikus hidrodinamika

Szükségünk lesz a kovariáns és a kontravariáns alakokra, és a Minkowski-tér négydimenziós térre, valamint a sajátidőre. Már volt szó a Minkowski-térről a 2.1-nél, most vizsgáljuk meg kicsit részletesebben. 4 koordinátával jellemzhető a benne történő esemény: három helykoordinátával  $(x, y, z)$  a továbbiakban  $x_1, x_2, x_3$ , és az idő koordinátával  $(ct)$ , a továbbiakban  $x_0$ . Ezeket összeírva kapjuk meg a négydimenziós vektort  $(x_0, x_1, x_2, x_3)$  vagy indexesen jelölve:  $x_\mu$ . Az  $x_\mu$  a kovariáns jelölést jelenti, a  $x^\mu$  pedig a kontravariánst. Ha a kontravariáns  $(x_0, x_1, x_2, x_3)^T$ , akkor a kovariáns  $(x_0, -x_1, -x_2, -x_3)$ , a kettő között pedig az ún. metrikus tenzor teremt kapcsolatot, amelyet egy mátrix-szal lehet reprezentálni. A sajátidő pedig így definiálható:  $\tau = \sqrt{x^\mu x_\mu}$ , amely egy adott koordinátarendszerből nézve megadja a rendszer idejét. Ezenfelül érdemes bevezetni a 4-es impulzust is, amelynek első koordinátája az energia, amely így írható fel:  $E = \frac{m_0 c}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$ , a másik három pedig  $\mathbf{p} = \frac{m_0 \mathbf{v}}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$ , ahol  $m_0$  a nyugalmi tömeget jelöli, valamint szükségünk lesz differenciáloperátorokra is: a kovariáns operátorra:  $\partial_\mu = (\frac{1}{c} \partial_t, \partial_x, \partial_y, \partial_z)$ , valamint kontravariáns alakjára:  $\partial^\mu = (\frac{1}{c} \partial_t, -\partial_x, -\partial_y, -\partial_z)^T$ . [13] És most pedig vezessük be a **forrásfüggvény** fogalmát! Ennek segítségével fogjuk levezetni a mérhető mennyiségeket. A forrásfüggvény a hadron keletkezését leíró függvény, amelyet S-sel jelölünk. Az argumentumai  $x$  és  $p$ , ahol  $x$  jelöli a négydimenziós vektort, a  $p$  pedig a négyes impulzust. Ha kiintegráljuk a teljes térré, megkapjuk a teljes részecskecskámot ( $N$ ):

$$\int S(x, p) d^4 x \frac{d^3 \mathbf{p}}{E} = N \quad (17)$$

A további megfigyelhető mennyiség felírásához még szükségünk lesz a kifagyási feltételre is, ez adja meg a hadronok helyzetét a téridőben. A kifagyás a háromdimenziós hiperfelületen megy végbe, ami meghatározza a rendszer sajátidejét vagy annak hőmérsékletét. Jelöljük ezt a felületet  $d^3 \Sigma_\mu(x)$ , és írjuk fel ennek a segítségével a forrásfüggvényünket:

$$S(x, p) d^4 x = \mathcal{N} B(x, p) H(\tau) d\tau^\mu d^3 \Sigma_\mu(x) \quad (18)$$

A  $H(\tau)$  egy eloszlás függvény a sajátidő függvényében,  $B(x, p)$  pedig a Maxwell-Jüttner eloszlás. Az  $\mathcal{N} = \frac{g}{(2\pi)^3}$ , ahol  $g$  jelöli a spinnek a degenerációs faktorát (ugyanazon az energiaszinten található

spinnek).

A legfontosabb származtatható és megfigyelhető mennyiség pedig a részecskék differenciális impulzuseloszlása:

$$E \frac{d^3 N}{d^3 p} = N_1(p) = \int S(x, p) d^4 x \quad (19)$$

Használjuk fel a transzverz impulzust, az azimut szöveget és a pszeudorapiditást, és az előbbi egyenletet írjuk át ezek segítségével!  $p_t = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}$ , ahol rendre a  $p_x, p_y, p_z$  az  $x, y, z$  az irányok szerinti impulzus komponensek, az azimut szög így tudjuk definiálni  $\phi = \frac{p_y}{p_x}$ , valamint a pszeudorapiditását  $\eta = 0,5 \frac{|\mathbf{p}| + p_z}{|\mathbf{p}| - p_z}$ . Ezekkel az előbbi egyenletet felírva pedig ezt kapjuk:

$$N_1(p) = E \frac{d^3 N}{dp_x dp_y dp_z} = \frac{d^3 N}{p_t dp_t d\Phi dy} \quad (20)$$

Ha az azimut szög függvényében is megvizsgáljuk az egyenletet, eljutunk oda, hogy:

$$N_1(p_t, \Phi) = \int_{-\Delta y}^{\Delta y} \frac{d^3 N}{p_t dp_t d\Phi dy} dy = \frac{d^2 N}{p_t dp_t d\Phi} \quad (21)$$

Ha ennek a Fourier sorát vesszük, megkapjuk, hogy:

$$N_1(p_t, \Phi) = N_1(p_t) [1 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} v_n \cos(n\Phi)] \quad (22)$$

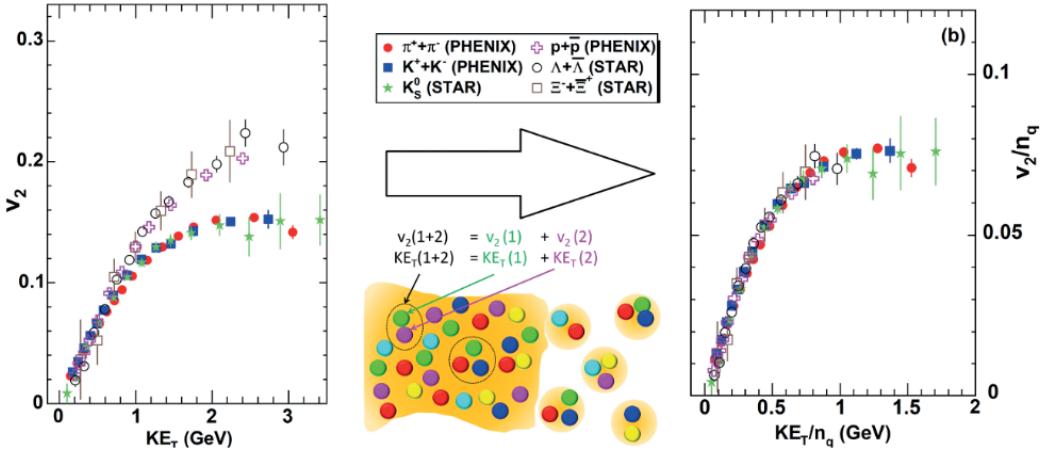
Ebből a legfontosabb tag a  $v_2$  lesz, amelyet így tudunk kiszámolni:

$$v_2((p_t)) = \frac{\int_0^{2\pi} d\Phi N_1(p_t, \Phi) \cos(2\Phi)}{\int_0^{2\pi} d\Phi N_1(p_t, \Phi)} \quad (23)$$

Ezután a levezetés után pedig vizsgáljuk meg, valamint használjuk fel a későbbiekben ezeket a relativisztikus hidrodinamikai alapfogalmakat, és a megfigyelhető mennyiségeket.

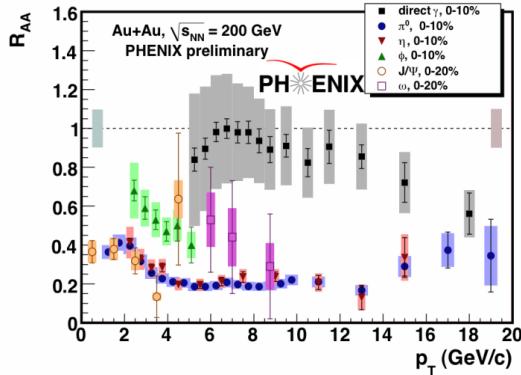
## 2.8. Kvarkszabadság és direkt foton vizsgálat

Ábrázoljuk a  $v_2$  elliptikus folyást a kinetikus energia függvényében a transzverz síkon (az a sík, amely merőleges a longitudinális síkra, ami a nyaláb síkja is egyben), külön-külön a kifagyó hadronoknál. Ha az így keletkezett hadronokat elosztjuk az óket alkotó kvarkok számával, akkor egy görbéhez jutunk el, ami azt bizonyítja, hogy egyetlen közemből származnak a kvarkok.(25.ábra) Ha feltesszük, hogy a QGP folyadék, akkor megjelennek benne a kvarkszabadságfokok. Ehhez ellenőrizni kell, hogy megfelelően magas-e a hőmérséklet, amit a direkt fotonok vizsgálatával tudunk megtenni.



25. ábra. Visszaskálázás után egyetlen görbüre jutunk, amely azt bizonyítja, hogy a kvarkok egyetlen közemből származnak. Csanád Máté: Nagyenergiás atommaguktzsek téridőbeli szerkezete 13.oldalról szereztem.

A fotonok, mivel nem vesznek részt az erős kölcsönhatásban, akadálytalanul át tudnak jutni a színes anyagon. A PHENIX-ben sikeres meghatározni azokat a fotonokat, amelyek a QGP-ban keletkeznek és elkülöníteni a hardron bomlásból szarmazkotl. Első lépésben az elektromagneses kaloriméterben kell kiszűrni a berkezo fotonok spektrumát, ez toltott reszecskevetn és zaporalapu sztochasztikus logikát használó fotonazonositst kell alkalmazni, igy kapjuk az ún. **inkluziv foton-spektrumot**. Ezután a hadronokra bomló spektrumot kell meghatározni. Ezek közül a legfontosabb a  $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$  bomlás, melyet a fotonpárok invariáns tömegének meghatározásával tudjuk megállapitani. További korrekciós folyamatokat kell alkalmaznunk a detektor és az észlelési folyamatok tokeletesitsere: a kutatók a direkt fotonok spektrumát vizsgálva arra jutottak, hogy a kezdeti hőmérséklet  $4 \cdot 10^{12}$  kelvin körül található, míg a kifagyási hőmérséklet  $2 \cdot 10^{12}$  kelvin. Lásd [5] 78. oldalán.



26. ábra. A rajzon az is látható, hogy a direkt fotonok magmodulálási faktora közepes transzverzalis impulzusnál nagyjából 1 körül fluktuál. Ez is bizonyitja, hogy a többi hadronfajta elnyomását tenleg az erős kölcsönhatás okozza. A képet [2] 5.oldalról szereztem.

## 2.9. Bose-Einstein korrelacio és a HBT effektus

A QGP-bl kilépő bozonokat (egész spinű részecskék) a Bose-Einstein korrelacios módszerrel tudjuk vizsgálni a forrás téridőbeli kiterjeszerl kaphatunk igy tajekoztatast. A jelenséget Robert Hanbury és Richard Q. Fwiss fedezte fel, amikor a nagy energiu kvazárok intenzitását vizsgáltak, és azt

találták, hogy a beérkező fotonok intenzitása két detektorban korrelál egymással a két detektor távolságának függvényében, amely a Bose-Einstein eloszlást követi. Ennek kvantummechanikai okai vannak, ugyanis a két foton hullámfüggvénye egymással interferál, ezt a jelenséget nevezik HBT effektusnak. A kutatók az effektust a részecskefizikában is felhasználták, az egész spinű részecskék (bozonok) vizsgálatánál. [17, 18, 19]

Írjuk fel a korrelációs függvényt:

$$C_n(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2, \dots, \mathbf{k}_n) = \frac{N_n(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2, \dots, \mathbf{k}_n)}{\prod_{i=1}^n N_1(\mathbf{k}_i)} \quad (24)$$

$$N_n(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2, \dots, \mathbf{k}_n) \quad (25)$$

Itt az  $N_n$  jelöli az  $n$  részecskének az impulzus eloszlását, amely kiszámítható a részecskék forrásfüggvényével és a hullámfüggvényével a következő módon:

$$N_n(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2, \dots, \mathbf{k}_n) = \int |\Psi_{\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2, \dots, \mathbf{k}_n}|^2 \prod_{i=1}^n S(\mathbf{x}_i, \mathbf{k}_i) d^4x_i \quad (26)$$

Ezt két részecskés esetre felírva (általában ezt szokták használni HBT mérés alkalmával):

$$C_2(\mathbf{k}_1) = \frac{N_2(\mathbf{k}_1 \mathbf{k}_2)}{N_1(\mathbf{k}_1) N_1(\mathbf{k}_2)} \quad (27)$$

Ahol  $N_2(\mathbf{k}_1 \mathbf{k}_2)$  a két részecskének az impulzus-eloszlását jelöli. Írjuk fel a két részecskének a hullámfüggvényét:

$$\Psi(\mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2) = \frac{1}{\sqrt{2}} (e^{i(\mathbf{k}_1 \mathbf{x}_1 + \mathbf{k}_2 \mathbf{x}_2)} + e^{i(\mathbf{k}_1 \mathbf{x}_2 + \mathbf{k}_2 \mathbf{x}_1)}) \quad (28)$$

Erre, az integrált alkalmazva kapjuk:

$$C_2(p_1, p_2) = 1 + \frac{\tilde{S}(q, p_1) \tilde{S}(q, p_2)^*}{\tilde{S}(0, p_1) \tilde{S}(0, p_2)^*} \quad (29)$$

Ebben a függvényben a \* jelöli a komplex konjugálást, az  $\tilde{S}$  pedig a forrássfüggvény Fourier transzformációját a következő módon:

$$S(q, p) = \int \tilde{S}(x, p) e^{iqx} d^4x \quad (30)$$

Az  $x \rightarrow q$ . Legyen:  $K = (p_1 + p_2)/2$  valamint használjuk fel a következő közelítéssel:  $p_1 \approx p_2 \approx K$  (ilyenkor  $q \ll K$ ). Ekkor azt kapjuk, hogy

$$C_2(q, K) = 1 + \frac{|\tilde{S}(q, K)|^2}{|\tilde{S}(0, K)|^2} \quad (31)$$

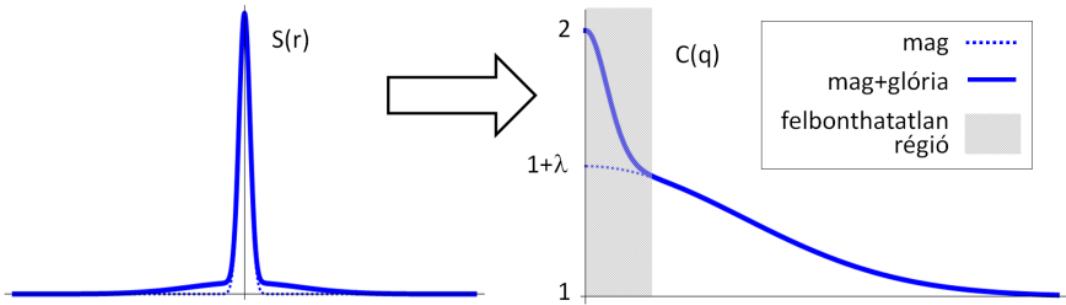
Ebből következőleg az inverz Fourier transzformációval visszakapható a forrásfüggvény térbeli alakja. Ha a forrásfüggvény gauss jellegű akkor:

$$C(q) = 1 + e^{-\frac{1}{2} q^2 R^2} \quad (32)$$

Vagyis a korrelációs sugár megadja a forrás térbeli méretét. Ez persze csak egy nagyon leegyszerűsített ideális számítási módszer, ahol nem vettünk figyelembe két fontos dolgot: az elektromos kölcsönhatás közben kialakuló coulomb erőt, valamint, hogy a részecskék egy jelentősebb része a már kifagyott hadronok lebomlásból keletkezik.

### 2.9.1. Mag-glória modell

Azt a problémát, amely abból származik, hogy instabil részecskék bomlanak le további részecskékre ekképpen tudjuk kezelni. A hadronikus forrásfüggvényeket felbontjuk két részre: a közvetlenül keletkező részecskék forrás függvényére, illetve a hosszabb élettartalmú rezonancia által létrehozott glóriának a függvényére. A kifagyáskor keletkező hadronok alkotják a magot, a hosszabb élettartalmú részecskék bomlásából származó pionok pedig a glóriát. Míg a mag 10 femtométer alatti mérettartományú, addig a glóriában keletkező részecskék akár több ezer femtométer kiterjedésben is elhelyezkedhetnek. A nagy kiterjedésű glória egy kis csúcsos impulzus különbséget eredményez, a detektor felbontása azonban véges, vagyis az egymáshoz képest közelíti a részecskéket nem tudjuk megkülönböztetni. [20, 21, 22]



27. ábra. A széle glória keskeny csúcsot hoz létre, amit nem látunk a detektorok véges felbontása miatt. A képet Csanád Máté: Nagyenergiás atommagütközések téridőbeli szerkezete 45.oldaláról szereztem.

Ezt a következőképpen szoktuk matematikailag kezelní:

$$S = S_m + S_g \quad (33)$$

Ebből pedig kapjuk azt, hogy

$$\tilde{S}(q, K) = \tilde{S}_m(q, K) + \tilde{S}_g(q, K) \quad (34)$$

Mérhető  $q$  értékre  $\tilde{S}_g(q, K) = 0$  vagyis  $\tilde{S}(q, K) = \tilde{S}_m(q, K)$ . Mivel bármely függvény esetén  $\tilde{f}(0) = \int f$ . Legyen a magban létező részecske szám  $N_m$ , míg a glóriában  $N_g$  akkor a  $q = 0$  ekkor kapjuk, hogy:

$$\tilde{S}(0, K) = N_m + N_g \quad (35)$$

$$\tilde{S}_m(0, K) = N_m s \quad (36)$$

$$\tilde{S}_g(0, K) = N_g \quad (37)$$

Ebből pedig kis  $q$ -ra:

$$C_2 = 1 + \lambda \frac{|\tilde{S}_m(q)|^2}{|\tilde{S}_m(0)|^2} \quad (38)$$

Ahol  $\sqrt{\lambda} = \frac{N_g}{N_g + N_m}$ , amiből a teljes korrelációs függvény  $q=0$  és  $2$ , lesz mérhető tartományban viszont:  $C_2(q \rightarrow 0) = 1 + \lambda$ .

### 2.9.2. Coulomb-kölcsönhatás szerepe

Töltött részecskék esetén a Coulomb kölcsönhatás is fontos a végállapot szempontjából, ezért ezt is figyelembe kell venni, még pedig úgy, hogy két részecske hullámfüggvénye valójában a Coulomb potenciállal kiegészített Schrödinger egyenletet kell, hogy megoldja. [23] Jelöljük a hullámfüggvényt most:

$$\Phi_q^c = e^{-\pi\eta/2} \Gamma(1 + i\eta) e^{iqr \cos \Phi} F[-i\eta, 1; iqr(1 - \cos \Phi)] \quad (39)$$

$F[a;b;x]$  a konfluens hipergeometrikus függvény.  $\eta = \alpha m/q$  a Coulomb paraméter.  $\Phi$  a bezárt szög. A hullámfüggvény csak  $r = r_1 - r_2$  függ. Vegyük erre a változóra az integrálást  $\rho = (r_1 + r_2)$ . Így kapjuk, hogy

$$C(q) = \frac{\int S_{12}(r) |\Phi_q^c|^2 d^3r}{\int S_{12}(r) d^3r} \quad (40)$$

A tiszta Bose-Einsten korreláció esetén pedig kapjuk, hogy

$$C_0(q) = \frac{\int S_{12}(r) |\Phi_q^0(r)|^2 d^3r}{\int S_{12}(r) |\Phi_q^0|^2 d^3r} \quad (41)$$

Ebből kapjuk, hogy

$$C(q) = \frac{\int S_{12}(r) |\Phi_q^c(r)|^2 d^3r}{\int S_{12}(r) |\Phi_q^0|^2 d^3r} \cdot C_0 \quad (42)$$

Tehát a korrelációs faktor formájában kapjuk meg a függvényt:

$$K_{coulomb}(q) = \frac{\int S_{12}(r) |\Phi_q^c(r)|^2 d^3r}{\int S_{12}(r) |\Phi_q^0|^2 d^3r} \quad (43)$$

### 3. Összefoglalás

Az első rész egy rövid elméleti bevezetőből és egy kísérleti eszköz leírásából állt. Az elméleti leírásban a részecskefizika alapismereteinek egy részét tárgyaltam ki, amely szükséges volt a dolgozat megértéséhez. Ilyen például a standard modell és a kvantumszíndinamika, valamint az alapvető kölcsönhatások ismertetése. Továbbá tisztáztam, hogy miért nagyon fontos minél jobban megismerni a QGP-t, ha a világgeyetem keletkezését akarjuk megérteni. A kísérleti eszközök leírásban röviden jellemztem a legfontosabb részecskegyorsítókat és valamivel részletesebben a PHENIX detektorait. A második részben vázoltam, hogy milyen elvek szerint nyerünk ki kísérleti adatokat a részecske ütközötésekben. Ezt követte a QDP időfejlődésének szemléltetése a Minkowski-tér segítségével. A következő fejezetekben bemutattam a legfontosabb megfigyelhető mennyiségeket részecskeütközötés közben. Ezek megfelelő alapot nyújtottak ahhoz, hogy rátérjek a jetekre valamint azok számítógépes algoritmusokkal való analízisére, itt bemutattam a legfontosabb algoritmus típusokat is. Ezután termodynamikai szempontból is megvizsgáltam a QGP-t, és Fourier sorfejtés segítségével bebizonyítottam, hogy a QGP ténylegesen folyadék (amelynek nincs viszkozitása), nem pedig gáz halmazállapotú, mint ahogy az várható lett volna. A folytatásban részletesebben tárgyaltam a relativisztikus hidrodinamika elméleti alapjait, majd a kvakszabadságot foton vizsgálat segítségével. A statisztikus oldalról is megvizsgáltam a részecske ütközések közben keletkező egész spinű bozonokat (Bose-Einstein) módszerrel és a HBT effektust is leírtam. Ezután elmagyaráztam a magglória modell alapjait, majd pedig a Coulomb-kölcsönhatás szerepére is rátértem. A QGP még számos más megoldatlan problémát tartogat, ezek kutatásában szeretnék a közeljövőben én is segédkezni kutatócsoportokba bekapcsolódva, ezáltal tovább növelni az emberiség tudáshalmazát.

#### 3.1. Köszönetnyilvánítás

Szeretném megköszönni Csanád Máténak a rendszeres konzultáció lehetőségét, nélküle nem sikerült volna végigcsinálnom a dolgozatomat összeszedettre. Az ELTE TTK oktatóinak akik áadták a tudásukat számomra. Valamint szeretném megköszönni édesanyámnak, aki nélkül sehol sem lennék. És végezetül köszönöm a barátaimnak, akik támogattak, bátorítottak azzal, hogy képes vagyok végigcsinálni az elméleti fizikus alapszakot és el tudok jutni a záróvizsgáig.

## Hivatkozások

- [1] wikipedia (2020),  
[https://hu.wikipedia.org/wiki/Standard\\_modell](https://hu.wikipedia.org/wiki/Standard_modell)
- [2] Nagy Márton, Vértesi Róbert: A kvarkanyag nyomában – nagyenergiás nehézion-fizikai kutatások a PHENIX kísérletben, In: Nukelon. III.évf (2010) 60.
- [3] Csanád Máté: Bevezetés a klasszikus és a modern fizikába, Budapest, (2018) 275-276.p ISBN 978-963-463-750-9
- [4] Csanád Máté: Alapvető mérések a nagyenergiás részecske- és magfizikában, (2016) 2.p
- [5] Csanád Máté: A PHENIX detektorral az srabbans nyomában. In: A Termeszt Világa 2013/I. különszáma 76.p
- [6] Fermilab, (2020), <https://news.fnal.gov/2014/05/what-is-a-jet/>
- [7] Raimond Snellings: Elliptic Flow: A Brief Review, (2010) 4.p.
- [8] Veronika Agafonova: Study of Jet Shape Observables in Au+Au Collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$  with JEWEL, (2019) 1.p.
- [9] Ryan Atkin: Review of jet reconstruction algorithms, (2015) South Africa
- [10] Gavin P. Salam: Towards Jetography, (2010) Paris, 6.p.
- [11] S.S. Adler et al. (PHENIX), Phys. Rev. Lett. 91 , 182301 (2003), nucl-ex/0305013
- [12] A. Adare et al. (PHENIX Collaboration), Phys.Rev.Lett. 105 , 062301 (2010), 1003.5586
- [13] Majer Imre: Kvarkanyag idfejldsnek vizsglata relativisztikus hidrodinamika segítségével, 9.p.
- [14] Szabó Attila: Nagy energis fizikai szimulcik s mrhet mennyisgek vizsglat, (2015) 20.p.
- [15] wikipedia (2020) <https://en.wikipedia.org/wiki/Pseudorapidity>
- [16] The Collider Detector at Fermilab (2020)  
[https://www-cdf.fnal.gov/physics/new/qcd/ue\\_escan/etaphi.html](https://www-cdf.fnal.gov/physics/new/qcd/ue_escan/etaphi.html)
- [17] R. Hanbury Brown, R. C. Jennison, and M. K. D. Gupta, Nature 170 , 1061 (1952)
- [18] R. Hanbury Brown and R. Q. Twiss, Nature 178 , 1046 (1956).
- [19] G. Goldhaber, S. Goldhaber, W.-Y. Lee, and A. Pais, Phys. Rev. 120 , 300 (1960).
- [20] J. Bolz, U. Ornik, M. Plumer, B. R. Schlei, and R. M. Weiner, Phys. Rev. D 47 ,3860 (1993).
- [21] Csorgo, T. and Lorstad, B. and Schmid-Sorensen, J. and Ster, Andras, Eur. Phys. J.C9 ,275 (1999), hep-ph/9812422.
- [22] T. Csorgo, Phys. Lett. B409 , 11 (1997), hep-ph/9705422.
- [23] E. Alt, T. Csörgő, B. Lorstad, J.Schmidt-Sorensen,Phys.Lett.B458 ,407(1999),hep-ph/9812474

# NYILATKOZAT

Név: Borvíz Endre

ELTE Természettudományi Kar, szak: fizika bsc.

NEPTUN azonosító: UMA191

Szakdolgozat címe:

**Megfigyelések nagyenergiás nehézion–ütközésekben**

A **szakdolgozat** szerzőjeként fejezni felelősséget tudatában kijelentem, hogy a dolgozatom önálló szellemi alkotásom, abban a hivatkozások és idézések standard szabályait következetesen alkalmaztam, mások által írt részeket a megfelelő idézés nélkül nem használtam fel.

Budapest, 2021.05.09

*Borvíz Endre*

*a hallgató aláírása*