

Zimányi József

az MTA rendes tagja

# A MAGANYAGTÓL A KVARKANYAGIG A NEHÉZION-FIZIKÁBAN

Személyes reflexiók egy húsz éve tartó  
nyomozás, keresés kapcsán

Elhangzott 1996. március 28-án

**A** nehézionfizika fejlődését az egymás után üzembe állított atommaggyorsító berendezésekkel jellemezhetjük.

Az első valóban nagyenergiájú gyorsító Berkeley-ben készült el.  
Berkeley, fix target, **Bevalac, 2.1 GeV/nukleon**, hetvenes évek,  
Brookhaven, fix target, **AGS, 14 GeV/nukleon**, kilencvenes évek  
CERN, fix target, **SPS, 160 GeV/nukleon**, indult 1994 végén,  
Brookhaven, ütköző nyaláb, **RHIC, 200 GeV/nukleon**, indul 1999-ben,  
CERN, ütköző nyaláb, **LHC, 3200 GeV/nukleon**, indul 2004-ben.

Az új anyag előállítására a különböző gyorsítóknál rendelkezésre álló tömegközépponti energiát jobban érzékeltetjük, ha az egy nukleonpár ütközésére rendelkezésre álló invariáns energiának a nyugalmi energiával csökkentett értékét tekintjük. Ezen értékek sorozata az említett gyorsítókra: Bevalac: 0,86 GeV, AGS: 1,56 GeV, SPS: 15,4 GeV, RHIC: 400 GeV, LHC: 7200 GeV.

## Mi a vonzó a nehézion-fizikában?

Magfizikai kutatómunkámat a gyenge és az elektromágneses kölcsönhatások vizsgálatával kezdtem. Ezután a proton-atommag és a deutron-atommag reakciókat kezdtem el vizsgálni. Elsősorban az úgynevezett direkt magreakciók vonzottak, mert ezekben csak kevés szabadsági fok játszott szerepet, és ezért egyszerűen értelmezhetőek voltak. Először 1969-ben, a koppenhágai Niels Bohr Intézetben hallottam szemináriumi előadást arról, hogy tandem gyorsítóval létrehozott nagyobb tömegszámú bombázó részecskével is létrehozhatnak magreakciókat. Ezek voltak a nehézion-fizika területén megtett első lépések. Meg kell azonban mondanom, hogy ez az alacsonyenergiájú nehézion-fizika nem vonzott. Túl bonyolultnak, kezelhetetlennek látszott.

A nagyenergiájú nehézion-ütközések esetén viszont a hatékony szabadsági fokok száma oly nagy, hogy elegendő az átlagértéküket számolni. Hasonlóan ahhoz, ahogyan az atomfizikáról áttértünk a kondenzált rendszerek fizikájára.

Így megint kevés átlagérték változását kell csak nyomon követnünk és megértenünk. Közepesen nagy energiákon a hadronanyag viselkedését vizsgálhatjuk, az igen nagy energián viszont a hadronok is felbomlanak, és a rendszer leírására a kvark-szabadsági fokok használata szükséges.

A nehézion-ütközések leírása akkor egyszerűsödik, ha megtaláljuk az adott energiához és jelenséghez legalkalmasabb leírási keretet. Ekkor a nehézion-ütközésekben fellépő jelenségek áttekinthetővé válnak. *Ezért szép a nehézion-fizika.*

A nehézion-ütközések leírására a fizika sok területéről vett ismereteket kell alkalmazni. Így termodinamikai, statisztikus fizikai, hidrodinamikai, térelméleti, magfizikai és részecskefizikai módszereket is használunk a folyamatok leírására. *Ezért vonzó a nehézion-fizika.*

A nehézion-fizika terén végzett kutatásainkat a következőkben néhány példa segítségével illusztráljuk.

## Maganyag

A 2.1 GeV/nukleon energia tartományban az atommagok ütközését leggyakrabban maganyaggyömbök ütközéseként értelmeztük. Az ütközésekből a maganyag állapotegyenletét akartuk egyre pontosabban megismerni. A legsikeresebbnek a Walecka által javasolt relativisztikus átlagtérelmélet bizonyult. Ennek a modellnek volt azonban egy szépséghibája.

Ha különböző tömegű barionok (például nukleonok és delta-részecskék) is vannak a rendszerben, akkor a kisebb tömegű nukleon effektív tömege nullává, sőt negatívvá válhat. Örömmel észleltük a *Steve Moszkowskival* végzett

munkánkban [1], hogy az általunk bevezetett, a barionok és a vonzásért felelős skalártér közötti új típusú kölcsönhatás az effektív tömeget mindig értelmes tartományban tartja. Ennek következtében a *Zimányi-Moszkowski*-modellben a maganyag összenyomhatósága is a kísérleti értékre növekszik a Walecka-modellbeli irreális értékről.

Modellünket kevés paramétere és kellemes tulajdonságai miatt sokan használták maganyag- és neutroncsillag-számolásokhoz. Példaként két ilyen cikket nevezünk meg [2], [3].

### A robbanó tűzgolyó

A nehézion-ütközésekben igen nagy sűrűségű, forró anyag keletkezik. A reakció második szakaszában ez a tűzgömb szétrobban. Ezt a folyamatot is számítással kell követnünk. A légkörben robbanó tűzgömb önhasonló tágulásának leírására az irodalomban több cikk található. (Ez érthető, hiszen a légköri hidrogénbomba-robbantási kísérleteknél ez a reális határfeltétel.) A nehézion-reakciók során keletkező, a vákuumba robbanó tűzgömb azonban egészen másként viselkedik. Erre vonatkozó önhasonló analitikus megoldást először mi közöltünk *Jakob Bondorff*al és *Steve Garpmann*al közösen írt cikkünkben [4]. Ezt a megoldást is mindmáig sokan használták.

### Fázisátmenet

Bár a Berkeley gyorsító idejében a laboratóriumban még csak felforrósított maganyagot lehetett létrehozni és vizsgálni, egyre jobban teret hódított az anyag még sűrűbb és forróbb állapotának, a kvarkanyag modelljeinek elméleti vizsgálata. Ez érthetően fontos és igen érdekes terület, hiszen az ősrobbanás kezdetén az egész világunk kvarkanyagból állt.

Ez esetben nem az a kérdés, hogy vajon létezik-e az, amit keresünk, hanem csak az, hogy újból elő tudjuk-e állítani a laboratóriumban.

### Az ősrobbanás

*A maganyag-kvarkanyag fázisátmenet leírására kezdetben a kvázistacionárius modelleket használták, használtuk.* Ezek a modellek könnyen kezelhetőek voltak. A feltevés szerint a nehézionok összeütközésekor a magok anyaga összenyomódik és felmelegszik. Ha ez a sűrűsödés elég erős, akkor az egymásba nyomódott nukleonok közti falak eltűnnek, a nukleonokban lévő kvarkok szabaddá válnak, és létrejön a nagy hőmérsékletű kvarkanyag. A  $T$  hőmérséklet és a barionsűrűséget

megadó  $\mu$  kémiai potenciál-síkon a két fázist elválasztó görbe a Gibbs-törvény alapján azon pontok halmaza, amelyeken a két fázisra vonatkozó nyomás, a bariöntéshez tartozó kémiai potenciál és a hőmérséklet azonos.

A fázishatár számításához tehát meg kell adnunk az állapotegyenleteket. A maganyagoldalon használhattuk az előbb említett relativisztikus átlagtérmodelleket. A kvarkoldalon azonban leginkább a tömeg nélküli kvark fermionok és gluon bozonok kölcsönhatásmentes gázának állapotegyenlete volt használatos. Mi indokolta ezt a közelítést?

A kvarkok és gluonok kölcsönhatásának erőssége impulzusfüggő. Minél nagyobb egy ütközésben az átadott impulzus, annál kisebb a csatolási állandó. Mármost az erősen összenyomott Fermi-gázban, mivel ugyanolyan energiájú és kvantumszámú állapotban csak egy fermion lehet, a kvarkok kényszerülnek az igen magas impulzusú Fermi-nívókat elfoglalni. Így ezek ütközésekor a csatolási állandó kicsi, a kölcsönhatások kevéssé tudják befolyásolni a rendszert.

Az előzőekben csak a könnyű kvarkokat vettük figyelembe. Érdekes újdonságot hoz a ritka kvarkok megjelenése. Megjelentek publikációk, amelyekben azt állították, hogy a ritka kvarkokhoz tartozó kémiai potenciál,  $\mu_r$ , ugrik a fázishatáron. Balázs Nándorral és Lukács Bélával tisztáztuk a helyzetet. Rámutatunk, hogy ez esetben a fázishatárt nem egy síkban húzódó görbe, hanem három dimenzióban egy felület adja meg [5].

A fázisátalakulást leíró görbe mentén a  $\mu_r$  ritkaság kémiai potenciál folytonosan változik a kvarkanyagbeli zérus értékéről a hadronanyagbeli véges értékre. Ezen átmenet közben a rendszer kevert fázisban van. Elkülönült térfogatokban jelen van mind a kvarkfázis, mind a hadronfázis.

Külön érdekesség, hogy ez esetben a kvarkfázis elbomlásakor a pálinka desztillálásához hasonló folyamat is létrejön: ahogy a *pálinkadesztillálásnál* először az alkohol párolog el, és a hátramaradt anyag alkoholhiányos lesz, úgy a ritka kvark-antikvark párokat is tartalmazó kvarkanyagból a ritka antikvarkok mennek át először hadronfázisba, és így a hátramaradó kvarkanyagcsepp ritkaság töltést kap. Így a később hadronizáló maradék rész nagy ritkaságtöltésű, esetleg kvázistabil hadroncsöpp keletkezésére vezethet.

Itt meg kell említenünk egy fontos szempontot: definiálhatunk egy  $p_0$  impulzust, amelynél nagyobb impulzusok esetére a fenti okoskodás igaz, azaz ahol a rendszer *perturbatív*nak ( $P$ ) tekinthető. (Azaz a kölcsönhatások csak kismérvű perturbációt jelentenek.) Ha a rendszerünkben a kvarkok zömének az impulzusa ezen  $p_0$  fölött van, akkor a rendszer együttes átlagtulajdonságait nem befolyásolja jelentősen a kisebb impulzusú kvarkok *nem perturbatív* ( $NP$ ) rendszere.

Ez a feltétel különböző mértékben teljesül vagy nem teljesül a különböző gyorsítók energiatartományában.

## Jelzések (szignatúrák)

Eljutottunk tehát odáig, hogy nem ésszerűtlen feltenni, hogy létrejöhet kvarkanyag a nehézion-ütközésekben. Ekkor azonban felmerült a kérdés, hogy miből fogjuk ezt észrevenni. Más szóval, mi lesz a kvarkanyag szignatúrája? Az első válasz még Hagedorn nevéhez fűződik. Ez így hangzik: ha az anyagot igen erősen összesűrítjük, a nagy energiasűrűség kvark-antikvark párokat fog létrehozni. Mivel azonban a kvarkok fermionok, a képződő könnyű kvark-antikvark párokból a kvarkok egyre magasabb energiájú Fermi-szintet kényszerülnek betölteni. Így előbb-utóbb kevesebb energia-befektetésbe fog kerülni, hogy a majdnem zérus tömegű könnyű kvark-antikvark párok helyett nagyobb nyugalmi tömegű ritka kvark-antikvark párok jöjjenek létre.

Ennek következtében azt várhatjuk, hogy a kvarkanyag létrejöttét a ritka részecskék nagy számban való feltűnése fogja jelezni.

## Kvarkkémia és hadronkémia

Ez a megfontolás stacionárius képen alapul. De vajon a nehézion-ütközések rövid reakcióideje alatt létre tudott-e jönni az egyensúlyi értéket megközelítő számú ritka kvark-antikvark pár? E kérdés tisztázására dolgoztuk ki *Bíró Tamással a kvarkkémiai modellt* [6]. Így derült ki, a ritka kvarkok olyan gyorsan keletkeznek, hogy számuk a reakció rövid ideje alatt is megközelítheti az egyensúlyi értéket.

Így tehát elfogadhatjuk, hogy a kvarkanyag jelenlétét a ritka kvarkok számának növekedése fogja jelezni.

De hogyan fognak eloszlni ezek a ritka kvarkok a különböző barionok és mezonok között? Egyszerű válasz megint a kvázistacionárius fázisátmenet feltételezésével kapható.

Ha azonban az átmenet gyors, a kvázistacionárius feltételezés nem használható. Az ilyen folyamatok leírására dolgoztuk ki *Bíró Tamással az algebrai rehadronizációs modellt* [7].

Ennek alap gondolata az, hogy a ritka kvarkok elég hígán vannak jelen a rendszerben, és így hadronizáció során a ritka kvark és antikvark nem talál egymásra, nem tud megsemmisülni. Ezért a kvark fázisban jelenlévő kvarkok számát megőrző kombinációk határozzák meg a keletkező hadronok multiplicitását.

Ezen modell eredményeit hasonlítottuk össze a tisztán hadronok reakcióját feltételező *hadronkémiai modell* [8] előrejelzéseivel – ennek a modellnek az alapjait még korábban *Montvay Istvánnal* dolgoztuk ki –, és azt találtuk, hogy a K mezo-

noknak a  $\pi$  mezonokhoz viszonyított arányában várhatunk jelentős emelkedést, ha ezen részecskék a kvark-gluon plazma bomlásaként jöttek létre.

Megtaláltuk-e ezt az emelkedést az eddigi gyorsítókkal? Jelentős emelkedés már van. Az a kérdés, hogy vajon ez már a teljes emelkedés-e?

## Az ütközés modellje és a Bose–Einstein-korreláció

Hosszú ideig a Lund-húrmodell bizonyult a legsikeresebbnek a hadron-hadron ütközések leírásában. E modell szerint a nukleont egy bezáró burokban lévő három kvark együttesének tekintjük. Két nukleon ütközésekor a nukleonban lévő egyik kvark impulzust cserél a másik nukleon egyik kvarkjával. Ez a két kvark lelassul, hátramarad az érintetlen dikvarkokhoz képest. A lemaradás során a dikvark és a harmadik kvark között a bezáró burokból bezáró cső alakul ki, amelyen belül erős szín-elektromos tér (chromoelectric field) jön létre. Ez a tér kvark-antikvark párt kelt, ami a csőben a térerősség lokális megszűnésére és így a cső elszakadására és egy mezon keletkezésére vezet. A maradék cső további párkeltésekkel mezonokat hoz létre, amíg a gerjesztési energiája el nem fogy.

*Mikor keletkeznek ezek a mezonok?* Ésszerű feltennünk, hogy a gerjesztett tér minden részében ugyanakkora saját ideig tart a párkeltés. Ez azonban azt jelenti, hogy a két nukleon tömegközépponti rendszerében a különböző sebességű mezonok különböző  $t_i$  időben és  $z_i$  helyen jönnek létre:

$$t_i = \tau_0 / \text{sqrt}(1 - (v_i / c)^2)$$

$$z_i = \tau_0 v_i / \text{sqrt}(1 - (v_i / c)^2)$$

Tehát először a lassú mezonok jönnek létre az ütközés helyének közelében. A gyorsak később és az ütközés helyétől távol. Így feltehető, hogy a mag-mag ütközés során a primer nukleon-nukleon ütközés a magon belül történik, a keltett szekunder részecskék azonban csak a mag térfogatán kívül jönnek a világra.

Ennek alapján a primer-szekunder ütközés eleve ki van zárva. Ezen az elven alapul a lundi egyetemen kidolgozott Fritiof Monte Carlo-modell – a magok ütközésének leírására.

Az elmondottakból azonban kiderül, hogy a szekunder részecskék egy része, a lassú részecskék, a magon belül is létrejöhetnek. Ez primer-szekunder ütközésekre és így nagyobb energiasűrűségek létrejöttéhez vezet. Ezt a lehetőséget veszi figyelembe a *Csörgő Tamással kidolgozott SPACER-modellünk* [9], amelyben a részecskéket mind az impulzustérben, mind a téridőben nyomon követtük.

E modellel analizálva a korai SPS-mérések eredményeit, megállapítottuk, hogy a keletkezett részecskék impulzusának és téridőbeli rapiditásának erős korrelációja miatt a keletkezett anyag olyan, mint egy a tér-idő rapiditással ( $\eta$ ) skálázó rapiditású ( $\gamma$ ) lokális T hőmérsékletű részecskék halmaza.

Nem relativisztikusan kifejezve: a részecskék  $z$  irányú sebessége a részecske  $z$  helykoordinátájával monoton növekvő kapcsolatban áll.

Az így bevezetett teljes fázistérbeli leírás tette lehetővé, hogy Csörgő Tamással a „tűzgolyó kifagyáskori méretét” számoljuk a pionok Bose–Einstein-korrelációja révén [10]. Ezt a módszert először Hanbury–Brown és Twiss alkalmazta a csillagászatban a csillagok átmérőjének a meghatározására.

E módszer analízise sok új, meglepő eredményt hozott és hoz még manapság is.

### Az SPS ütközéseiben keletkező anyag

Az alacsonyabb energiákon jó közelítéssel működő modellek számára problémát okoznak az SPS Pb+Pb ütközésekben észlelt adatok. A mérésekben talált nagy transzverzális impulzusok létrehozásához az egyszerű húrmodellen alapuló leírások nem elegendők. Az RQMD (Relativistic Quantum Molecular Dynamics) modellben a húrok összeolvadásából keletkező színkötél (color-ropes) képet kellett használni (ezt a modellt Bíró Tamás publikálta korábban). Ez azt jelenti, hogy sok kvark együttesen alakít ki egy nagy szín-elektromos teret, és ez kelti az új kvark-antikvark párokat.

A Lund-húrmodellen alapuló VENUS nevű Monte Carlo-program (Klaus Werner munkája) nyomon követi a beérkező nukleonokat. Azt tapasztalták, hogy némely térrészekben a nukleonok oly sűrűen vannak, hogy azokat már nem lehet önálló nukleonoknak tekinteni. A VENUS-modellben ezekre a helyekre kvark-gluon plazmacsöppeket raknak be.

### Az ALCOR-modell

Milyen is lehet az állapot valójában, amely az SPS Pb+Pb reakcióban kialakul?

T. Hatsuda néhány éve rács-színdinamikai számolások analízisével kimutatta, hogy a maganyag-kvarkanyag fázisátmenet helyét megadó  $T_c$  hőmérsékletnek kb. 2-3-szorosánál kezd a rendszer úgy viselkedni, mint egy kis kölcsönhatású kvark-gluon plazma. A  $T_c$  hőmérséklet körül azonban a jellemzők nagyon eltérnek a szabad plazma jellemzőitől. Ez érthető is, hiszen  $T_c$  körül a kvarkok átlagos impulzusa elég kicsiny, inkább a nukleonon belüli értékhez ( $\Delta p_c = \hbar c / \Delta x = 200 \text{ MeV}$ ) van közelebb, mint a szabad plazmára jellemző

1. táblázat

Hadrongyakoriságok az SPS-nél 200 GeV/nukleon energiájú S+S ütközésben. A kísérleti adatokat a CERN NA35 együttműködés méréséből [12], [13] idézzük. A kísérleti adatok mellett mutatjuk az ALCOR-modellünkkel kapott eredményeket. Úgyszintén feltüntetjük a HIJING [14]- és RQMD-modellek eredményeit

S+S	DATA	ALCOR	HIJ.01	RQMD
$h^-$	$98 \pm 3$	100,2	88,80	110,2
$\pi^+$	–	88,14	–	–
$\pi^0$	–	88,14	–	–
$\pi^-$	$91 \pm 3$	88,14	79,60	–
$K^+$	$12,5 \pm 0,4$	12,70	8,43	–
$K^0$	–	12,70	–	–
$\bar{K}^0$	–	6,36	–	–
$K^-$	$6,9 \pm 0,4$	6,36	6,27	–
$K_S^0$	$10,5 \pm 1,7$	9,53	7,23	10,0
$p^+$	–	22,04	–	–
$n^0$	–	22,04	–	–
$\Sigma^+$	–	1,71	–	–
$\Sigma^0$	–	1,71	–	–
$\Sigma^-$	–	1,71	–	–
$\Lambda^0$	–	8,54	4,58	7,76
$Y^0 = \Sigma^0 + \Lambda^0$	$9,4 \pm 1,0$	10,25	–	–
$\Xi^0$	–	1,13	–	–
$\Xi^-$	–	1,13	0,04	–
$\Omega^-$	–	0,19	–	–
$\bar{p}^-$	–	2,35	–	–
$\bar{n}^0$	–	2,35	–	–
$\bar{\Sigma}^-$	–	0,40	–	–
$\bar{\Sigma}^0$	–	0,40	–	–
$\bar{\Sigma}^+$	–	0,40	–	–
$\bar{\Lambda}^0$	–	1,98	0,86	–
$\bar{Y}^0 = \bar{\Sigma}^0 + \bar{\Lambda}^0$	$2,20 \pm 0,4$	2,38	–	–
$\bar{\Xi}^0$	–	0,57	–	–
$\bar{\Xi}^+$	–	0,57	0,06	–
$\bar{\Omega}^+$	–	0,21	–	–



impulzusokhoz. Az SPS Pb+Pb ütközésénél viszont éppen  $T_c$  körüli energiasűrűség alakul ki.

Ennek alapján felmerül a gondolat, hogy vajon nem lehetne-e a kialakult állapotot egy  $T=180\text{--}200$  MeV körüli hőmérsékletű konstituens kvarkképpel leírni. Az *ALCOR*-modellben [11] ennek a képnek megfelelő konzisztens leírást dolgoztunk ki Lévai Péterrel és Bíró Tamással.

Feltesszük, hogy a mag-mag ütközés eredményeként effektív tömeggel rendelkező kvarkok vannak jelen a rendszerben, melyek impulzuseloszlása a relativisztikus Jüttner-eloszlást veszi fel. Ezt a feltevést a korábban már említett *SPACER*-modellel végzett vizsgálatok is sugallják. Az eloszlásfüggvény alakja:

$$f(x, p) = e^{-\frac{1}{T}u(x)^{\mu} p_{\mu}},$$

ahol az  $u(x)$  sebességmező egy véges tartományon skálázó eloszlású. Ez az eloszlásfüggvény annak felel meg, hogy egy skálázó átlag sebességtér minden együtt mozgó cellájában ugyanaz a relativisztikus Boltzmann-elosztás adja meg a kvarkok impulzuseloszlását. A modellben összesen három hatékony paraméter van.

Az *ALCOR*-modellben a kvarkoknak a hadronokba való kötődését számítjuk ki a modell feltevései alapján. Így megkapjuk a legalacsonyabb energiájú két mezon-oktett, valamint a barion-oktett és dekuplett elemeinek multiplícitását. A multiplettekben szereplő rezonanciák elbomlásának figyelembevételével jutunk el a mérhető hadroneloszláshoz.

A CERN SPS gyorsítójával végzett 200 GeV/nukleon energiájú  $S+S$  ütközésben keletkező részecske összetételre az *ALCOR*-modellel végzett számításaink eredményét és a mérési eredményeket mutatja az 1. és a 2. táblázat.

2. táblázat

Ritka barion- és antibarion- arányok a *WA94* együttműködés [15] szerint  
a 200 GeV/nukleon energiájú  
 $S+S$  reakcióban, az *ALCOR*-eredményekkel együtt

$S+S$	<i>WA94</i>	<i>ALCOR</i>
$\bar{Y}^0/Y^0$	$0,23 \pm 0,01$	0,23
$\bar{\Xi}^-/\Xi^-$	$0,55 \pm 0,07$	0,50
$\Xi^-/Y^0$	$0,09 \pm 0,01$	0,11
$\bar{\Xi}^-/\bar{Y}^0$	$0,21 \pm 0,02$	0,24

3. táblázat

Hadron-multiplícitások a  $p+n$  és  $p+p$  reakciókban: kísérleti adatok [16] és az ALCOR-modell eredményei a 200 GeV/nukleon bombázó energiánál. A szögletes zárójelben lévő számok a  $p+p$  és a  $n+n$  reakciók átlagát jelentik. A gömbölyű zárójelben lévő számok 50%-os bizonytalansággal megadott értékek

	p+n	ALCOR	p+p	ALCOR
$h^-$	$3,23 \pm 0,02$	3,24	$2,85 \pm 0,03$	2,87
$\pi^+$	$3,01 \pm 0,04$	3,03	$3,22 \pm 0,12$	3,43
$\pi^0$	$3,06 \pm 0,25$	3,03	$3,34 \pm 0,24$	3,01
$\pi^-$	$3,01 \pm 0,04$	3,03	$2,62 \pm 0,06$	2,67
$K^+$	[0,24]	0,28	$0,28 \pm 0,06$	0,28
$K^-$	[0,17]	0,12	$0,18 \pm 0,05$	0,12
$K_S^0$	[0,20]	0,20	$0,17 \pm 0,01$	0,20
$p^+$	$1,00 \pm 0,08$	0,88	$1,34 \pm 0,15$	1,10
$n^0$	$1,00 \pm 0,08$	0,88	$0,61 \pm 0,30$	0,65
$Y^0 = \Sigma^0 + \Lambda^0$	[0,096]	0,23	$0,096 \pm 0,01$	0,22
$\bar{p}^-$	(0,05)	0,03	$0,05 \pm 0,02$	0,03
$\bar{n}^0$	(0,05)	0,03	(0,05)	0,03
$\bar{Y}^0 = \bar{\Sigma}^0 + \bar{\Lambda}^0$	(0,013)	0,019	$0,013 \pm 0,004$	0,019

Az ALCOR-modell a mérési adatokkal jó egyezést mutat

Hasonló számítást és a kísérlettel való összehasonlítást végeztünk el a 200 GeV/A energiájú proton-proton és proton-neutron ütközésekre. Ennek eredményét mutatja a 3. táblázat. Ahhoz azonban, hogy ez az egyezés létrejöhessen, le kellett csökkenteni a részt vevő nukleonpárra jutó keltett kvark-antikvark párok számát, és úgyszintén csökkenteni kellett a ritka kvark-antikvark párkeltés relatív arányát.

Ez arra utal, hogy a nehézion-ütközésekben más mechanizmus is működik, mint a nukleon-nukleon ütközésekben.

## Következtetések

A számított értékeknek a mérési eredményekkel való elég jó egyezéséből arra lehet következtetni, hogy az ALCOR-modell alapfeltevései elég jól teljesülnek:

- Az SPS  $S + S$  reakcióban más mechanizmusok is fellépnek az elemi folyamatokban, mint a szabad nukleon-nukleon ütközésekben.
- Az SPS  $S + S$  reakcióban több kvark-antikvark pár keletkezik részt vevő nukleononként, mint az egyszerű nukleon-nukleon ütközésben.
- Az SPS  $S + S$  reakcióban keltett ritka kvark-antikvark párok száma a könnyű kvark-antikvark párok számához viszonyítva jelentősen megnövekedett (1,6-os faktorial).
- A mérési adatok nem mondanak ellen annak a feltevésnek, hogy az SPS  $Pb + Pb$  ütközésben kialakul valamilyen fajta, effektív tömeggel rendelkező, kvarkokból álló anyag (ez nem a kölcsönhatásmentes kvark-gluon plazma).
- A kvarkanyag hadronizációja lokálisan gyorsan megy végbe (ámbár a teljes hadronizáció állhat az ilyen gyors lokális hadronizációk egymás utáni sorozatából).

A közeljövő mérései fogják megmutatni, hogy ezen az úton lehet-e továbballadni megfontolásainkkal, vagy valami más utat kell keresnünk.

## Köszönetnyilvánítás

Először is köszönettel tartozom feleségemnek, Zimányi Magdolnának, mind a számítógépek és a számítógép-hálózatok lelkivilágának megértése területén, mind pedig a munkánk során felmerült egyéb problémák megoldásában nyújtott folytonos támogatásáért.

Köszönöm fiatalabb munkatársaimnak, Bíró Tamás, Csörgő Tamás, Lévai Péter, Lukács Béla kollégáimnak, hogy megéreztek e terület szépségét, és lelkesedésükkel, kitartó munkájukkal segítették a budapesti nehézion-fizikai műhely építését.

Köszönöm továbbá kollégáimnak az RMKI Elméleti Fizikai Főosztályán, hogy együttesen kellemes és a hatékony munkát segítő légkört alakítottunk ki és tartottunk fenn.

Végezetül köszönettel tartozom nagyszámú külföldi kollégáimnak, akik meghívásokkal, együttműködésekkel segítettek azokban az időkben is, amikor a kutatómunkához nélkülözhetetlen külföldi utazás sokkal kevésbé volt lehetséges, mint manapság.

## Irodalom

1. Zimányi, J., Moszkowski, S. A.: Nuclear equation of state with derivative scalar coupling. *Phys. Rev.*, C 42, 1416 (1990)
2. Delphino, A., Coelho, C.T., Malheiro, M.: Nuclear matter properties for modified Zimányi–Moszkowski models. *Phys. Lett.* B 345, 361 (1995).
3. Aguirre, R., Civitarese, O., de Paoli, A. L.: The Zimányi and Moszkowski model in thermo field dynamics. *Nucl. Phys.*, A 597, 543 (1996).
4. Bondorf, J., Garpman, S., Zimányi, J.: A simple analytic hydrodynamic model for expanding fireballs. *Nucl. Phys.*, A 296, 320 (1978).
5. Lukács, B., Zimányi, J., Balázs, N. L.: Thermodynamical considerations for the rehadronizations of a quark-gluon plasma. *Phys. Lett.*, 183 B, 27 (1987)
6. Bíró, T. S., Zimányi, J.: Quarkochemistry in relativistic heavy ion collisions. *Phys. Lett.*, 113 B, 6 (1982).
7. Bíró, T. S., Zimányi, J.: Quark-gluon plasma formation in heavy ion collisions and quarkochemistry, *Nucl. Phys.*, A 395, 525 (1983).
8. Montvay, I., Zimányi, J.: Hadronchemistry in heavy ion collisions, *Nucl. Phys.*, A 316, 490 (1979).
9. Csörgő, T., Zimányi, J., Bondorf, J., Heiselberg, H.: Birth of hot matter in relativistic heavy ion collisions, *Phys. Lett.*, 222 B, 115 (1989).
10. Csörgő, T., Zimányi, J., Bondorf, J., Heiselberg, H., Pratt, S.: Two-pion correlations from SPACER. *Phys. Lett.*, 241 B, 301 (1990).
11. Bíró, T. S., Lévai, P., Zimányi, J.: ALCOR: a dynamical model for hadronization. *Phys. Lett.*, 347 B, 6 (1995).
12. J. Baechler et al, *Z. Phys.*, C 58, 367 (1993).
13. NA35 Coll. t. Alber et al., IKF-HENPG/1-94 Univ. Frankfurt preprint.
14. Wang, X. N., Gyulassy, M.: *Phys. Rev.*, D 44, 3501 (1991).
15. WA94 Collaboration, O. Villalobos-Baillie, *Proceedings of Strangeness in hadronic matter conference*, Tucson, 1995, 259.
16. Gazdzicki, M., Hansen, O.: *Nucl. Phys.*, A 528, 754 (1991).