

KVARK-TOMOGRAFIA: FEMTOMÉTERES ANYAGMINTÁK VIZ- GÁLATA A MAGFIZIKÁBAN

Lévai Péter

az MTA doktora, KFKI Részecske és Magfizikai Kutató Intézet Elméleti Főosztály
plevai@rmki.kfki.hu

A tudományos kíváncsiságunk csaknem háttérbe. Egyrészt űrteleszkópokat küldünk föl a földi légkörön túlra, hogy még tisztább képet kaphassunk az Univerzumból, a tízmilliárd fényévnnyi (10^{26} m) távolságban lévő objektumokról. Másrészt 10-20 kilométer hosszú alagutakat vájunk a föld alá, hogy nagyenergiás atommaggyorsítók segítségével betekinthessünk a femtométeres (10^{-15} m) hosszskálán uralkodó törvények működésébe, az anyag ott található formáiba. A két méret között negyven nagyságrend a különbség. De ami a legérdekesebb, hogy amit a méretskála két végén látunk, az szorosan kapcsolódik egymáshoz. Hiszen 13-14 milliárd fényévnnyire olyan objektumokat látunk, amelyek az Univerzum nagyon korai állapotában léteztek, s az akkori viszonyokról üzennek. Ugyanakkor a gyorsítóknak létrehozott relativisztikus nehézion-ütközésekben olyan nagy energiasűrűségű állapotokat tudunk létrehozni, amelyek csak az Univerzum kezdetén, annak kialakulásakor uralkodhattak, s ezért közvetlenül befolyásolhatták a korai Univerzum szerkezetét. Azaz a nehézion-ütközések vizsgálata során kapott eredmények alakíthatják a Világegyetemünkön, különösen annak korai szakaszáról alkotott képünket. A nehéz atommagok (Au, Cu, Pb, U, In) ütköztetésével azonban csak femtométeres méretben alakul ki a vizsgálni kívánt őanyag, ráadásul csak rövid ideig

(Csörgő – Lévai, 2004). Ha meg akarjuk tudni, hogy milyen részecskékből áll, miként viselkedik, milyen fizikai tulajdonságokkal jellemezhető ez az anyagminta, akkor ehhez új diagnosztikai módszereket kell kifejlesztünk és alkalmaznunk.

Ez a cikk egy új vizsgálati módszerről, a kvar-k-tomográfiáról, valamint az eljárás segítségével szerzett új ismeretekről szól. Az eljárás alapötlete tizenöt évvel ezelőtt merült föl (Gyulassy – Plümer, 1990): a nehézion-ütközésben keletkező kisszámú, de nagyon nagy energiás részecskéket használjuk fel arra, hogy lemérjük az anyagminta tulajdonságait, ahol az anyag a nagy számban jelen lévő, de alacsony energiás részecskékből áll. A nagyenergiás részecskék energiát veszítenek az anyagmintán való áthaladásakor, mert a sokszoros ütközés és kölcsönhatás sugárzás kibocsátására kényszeríti őket. Ha összehasonlítjuk a nehézion-ütközésekben mért részecskeeloszlásokat a proton-proton ütközésekben mért eloszlásokkal, illetve azok megfelelő szuperpozíciójával, akkor világosan leolvasható lesz az energiavesztés. (A proton-proton ütközések helyes felösszegzését Roy Glauber mutatta meg a 60-as években, ez a 2005-ben Nobel-díjjal elismert optikai koherencia kutatási eredményeinek egyik következménye volt.) Így megmondhatjuk, hogy mekkora sűrűségű a kialakult kollektív állapot. Az analízis elvégzéséhez azonban szükség

volt a nagyenergiás részecskék indukált energiavesztésének kvantitatív leírására egy olyan környezetben, amelyet az erős kölcsönhatás határoz meg. Az elméleti háttér részletes kidolgozása 2000-re meg is történt (lásd például a Gyulassy et al., 2000, 2001 cikkeket), és ezzel a gyakorlatban is alkalmazhatóvá vált a kvark-tomográfia a nehézion-ütközésekben.

2005. augusztus 4-9. között Budapesten zajlott a XVIII. Quark Matter konferencia (Csörgő Tamás et al., 2006). A konferencia nyitó előadását Roy Glauber tartotta. Ez egyrészt azt mutatja, hogy eredményei mennyire fontosak a magfizika területén, másrészt azt is mutatja, hogy a nagyenergiás magfizika legújabb eredményei mennyire szorosan kapcsolódnak a fizika legkiválóbbnak tartott alkotóihoz. A konferencián elhangzott kísérleti eredmények, valamint azok elméleti analízise kiváló alkalmat nyújt arra, hogy összefoglaljuk, mit is lát a kvarktomográfia a nehézion-ütközésekben, mit sikerült megértenünk az elmúlt öt év során.

A kvark-tomográfias eljárás jobb megértése szempontjából hasonlításuk össze ezt a módszert az orvostudományból jól ismert, a centiméteres skálán alkalmazott tomográfias eljárásokkal (Faigel, 2005):

A.) *CT – Computer Tomography*, azaz számítógépes tomográfia – a legelterjedtebb orvosi képalkotó módszer. A 3D objektumokon külső forrásból eredő lágy röntgensugárzást bocsátunk keresztül. Megmérjük a szövetek abszorpcióját sok-sok egydimenziós vonal mentén, majd ezekből az adatokból egy matematikai eljárással helyreállítjuk a szövetek sűrűségének kétdimenziós metszeti képét. Egymás mellé rakva ezeket a 2D-szeleteket, megkaphatjuk a teljes test szövetsűrűségét három dimenzióban. Nemcsak az egészségügyben, hanem a szilárdtestfizikai mintáknál is használható ez az eljárás. Nagyobb energiájú röntgensugárzást és hosszabb besugárzási időt alkalmazva speciálisan keveredő vagy

olvadékból megszilárduló anyagokról, azok belső szerkezetéről roncsolás nélkül készíthetőek 3D-felvételek. A képesség 1-2 mm.

B.) *PET – Positron Emission Tomography*, azaz pozitron emissziós tomográfia. Gyorsan bomló radioaktív fluor izotópot (F^{18}) tartalmazó cukorszerű vegyületet juttatunk a véráramba, amely ott dúsul fel, ahol sejttaktivitás folyik (különösen a dagantos sejteknél). A fluor izotóp pozitronkibocsátás mellett elbomlik. A keletkezett pozitron annihilálódik egy jelen lévő elektronnal, és két darab monoenergiás ($E=511$ keV) γ -foton keletkezik, amelyek egymással ellentétes irányban elhagyják a vizsgált testrészt. A test köré helyezett α -detektorokkal geometriailag elég pontosan meghatározható a keletkezési pont. Nagyszámú γ -foton pár beérkezése után kirajzolható a nagy élettani aktivitást mutató területek háromdimenziós térképe. A képesség 2-5 mm.

C.) *QT – Quark Tomography*, azaz kvarktomográfia. Az anyagminta belsejében nagy impulzussal, párban keletkező, egymással ellentétes irányba elinduló kvarkok attól függően vesztik el energiájukat, hogy mekkora sűrűségű közegben haladnak keresztül. Forrásként a proton-proton ütközésekben meghatározott kezdeti kvarkeloszlást használhatjuk. Mivel az energiavesztés mértékét elméletileg, a végállapotú hadronok kvarkokból való keletkezését pedig kísérletileg elég jól ismerjük, ezért a mérhető hadroneloszlásokban látott változásokból multidimenziós integrálok elvégzésén keresztül meghatározhatjuk a forró tartomány sűrűségének időbeli átlagát. Dinamikai ütközési modellek alkalmazásával az időbeli átlagot szétbonthatjuk, és meghatározhatjuk a kezdeti sűrűséget. Amennyiben mindkét, ellentétes irányba kirepülő kvarkot detektálni tudjuk, s a keletkezett hadronok szögeloszlását is megmérjük, akkor a sűrűség térbeli eloszlására is pontos információt kaphatunk. A módszer jelenlegi felbontási képessége 3-5 femtométer.

Amint látjuk, az eljárásokban sok hasonlóság, de némi különbség is van. A kvar-k-tomográfiában keveredik a CT-ben alkalmazott energiaelnyelődés a PET azon tulajdonságával, hogy a vizsgálati eszköz (a nagyenergiás kvar-k) magában az anyagban keletkezik, s onnan jön ki a detektorhoz. Egy fontos különbség, hogy a CT-ben az elektromágneses kölcsönhatás írja le az energiavesztést, a QT-ben pedig az erős kölcsönhatás. A kvar-k-tomográfias analízis nagyon jelentős numerikus erőfeszítést igényel, s a kapott eredmények megkövetelik azok továbbgondolását, kiértékelését.

Mielőtt bemutatnánk, milyen eredményre vezet a kvar-k-tomográfia alkalmazása, néhány szót szólnunk kell arról, hogy milyen körülmények jönnek létre a nagyenergiás nehézion ütközésekben, milyen tulajdonságokkal rendelkezik az az anyag, amelyet vizsgálni kívánunk, milyen kvalitatív adatokat várunk a diagnosztikai eljárásunk alkalmazása során.

Az atommagok pozitív töltésű protonokból és semleges neutronokból állnak, ezeket közös néven nukleonoknak hívjuk. Például az arany atommagban 79 proton és 118 neutron, azaz 197 nukleon található. A protonok és neutronok tömege magfizikai egységekben kifejezve 940 MeV (millió elektronvolt), azaz közel 1 GeV (milliárd elektronvolt). Mivel a sugaruk kb. 1 fm, ezért az általuk hordozott energiasűrűség kb. 0,3 GeV/fm³. A brookhaveni RHIC (Relativistic Heavy Ion Collider) gyorsítóban az arany atommagokat 100 GeV/nukleon energiára gyorsítják, azaz nyugalmi tömegük százszorosára. Ekkor már nagyon erőteljesen jelentkeznek a relativisztikus effektusok, például az arany atommag mérete a mozgási irányában ún. Lorentz-kontrakciót szenved, közel századrészére lapul össze. Azaz ha két arany atommagokat tartalmazó nyalábot egymással szemben keringetünk a gyorsítóban, akkor az ütközési pontokban 13 femtométer átmérőjű, de 0,1 femtométer vastagságúvá összehúzóerődött

arany atommagok ütközéseit látjuk. Ekkor az arany atommag közel 40 000 GeV mozgási energiája egy, a laboratóriumból 13 fm³-nek látszó térfogatba koncentrálódik. Ha a két atommag teljesen lefékeződne, akkor 3000 GeV/fm³ energiasűrűség jönne létre, a protonok és neutronok eredeti energiasűrűségének tízezerszerese. Mivel azonban az atommagok csak részlegesen állnak meg egymáson, valamint a Lorentz-kontrakció is kissé bonyolultabban érvényes az atommagokra, ezért a kísérletben ennél sokkal kisebb energiakoncentráció jön létre, az elméleti számolások szerint kb. 100 GeV/fm³. Ilyen energiasűrűségeknél kérdéses, hogy vajon léteznek-e még protonok és neutronok.

Az erős kölcsönhatást leíró kvantum-színdinamika (QCD) szerint a kiterjedt protonok és neutronok még elemibb részecskékből, pontszerűnek tekintett kvar-kokból és gluonokból állnak. A QCD egyenleteinek egzakt megoldásait nem ismerjük. Numerikus megoldásokat viszont kaphatunk, ha egy diszkrét térítő rácson oldjuk meg az elméletet. Ez a rác-QCD. A számítások azt mutatják, hogy kb. 2 GeV/fm³ energiasűrűség elérése esetén a kvar-kok és gluonok kiszabadulnak a nukleonokból. Ez azt is jelenti, hogy 100 GeV/fm³ esetén már ezzel a QCD-anyaggal, szokásos nevén kvar-k-gluon plazmával találkozunk. Sőt, amíg a nagy energiakoncentráció le nem csökken a kritikus 2 GeV/fm³-re, addig ez a plazmaállapot tölti ki a reakcióterefogatot. A táguló forró anyag csak a $T_c = 170\text{--}200\text{ MeV}$ kritikus hőmérséklet elérése esetén alakul vissza protonokká, neutronokká, valamint más hadronikus részecskékké. Ezt a visszaalakulási folyamatot hadronizációnak nevezzük.

Ha változtatjuk az atommaggyorsító energiáját, akkor változik az ütközésben elért energiakoncentráció nagysága, és a vizsgálni kívánt anyagmintánk hosszabb vagy rövidebb időt tölt a kvar-kok és gluonok által dominált állapotban. De végeredményképpen a forró anyag tágulásának végén, minden

esetben visszajutunk a kb. $2 \text{ GeV}/\text{fm}^3$ energiasűrűséghez, ahol lejátszódik a hadronizáció, és az ideiglenesen szabaddá vált kvarkok és gluonok visszazárulnak a hadronokba. Ráadásul ez a kritikus energiasűrűség kb. ugyanahhoz a kritikus hőmérséklethez tartozik minden esetben, azaz a keletkezett hadronok mérhető spektruma nagyon hasonló lesz. Jórészt csak a keletkezett hadronok száma emelkedik az ütközési energia logaritmusával. Minket azonban a QCD-anyag tulajdonságai érdekelnek. Első pillantásra úgy tűnik, hogy a végállapotú hadronokból nehéz pontos információt szerezni az ütközés korai állapotáról. Hogyan tudnánk az anyagot akkor tanulmányozni, amikor az kvarkokból és gluonokból áll? Hogyan láthatnánk bele a nagy energiasűrűségű állapotokba?

Ennél a pontnál lép be a kvark-tomográfia, mely eljárás pont a kölcsönhatás meglétének alapul: az ütközés korai állapotában keletkező nagyenergiás kvarkok részt vesznek az erős kölcsönhatásban, és „látják” a vizsgálni kívánt anyagmintát. Érdekes kérdés, hogy mely kvarkokat tudjuk legjobban használni, mi az az energiaablak, ahol a legbiztosabban látunk. A QCD alaptulajdonságai közé tartozik az aszimptotikus szabadság (ennek felismeréséért kapta meg a fizikai Nobel-díjat David Gross, David Politzer és Frank Wilczek 2004-ben). Azaz minél nagyobb energia- vagy impulzuscsere jön létre két szintöltéssel rendelkező objektum összetételalkozása során, annál kisebb a folyamat erőssége (egyben valószínűsége). Így a szuper nagy impulzusú ($p_T=50\text{-}80 \text{ GeV}/c$) kvarkok kölcsönhatása a QCD-anyaggal nagyon kicsi lesz, azok szinte háborítatlanul folytatják útjukat, így jó referenciaként szolgálhatnak. Azonban ahogy csökken az áthatoló kvarkok impulzusa, úgy erősödik föl ez a kölcsönhatás. Jelenleg képesek vagyunk $p_T=15\text{-}20 \text{ GeV}/c$ impulzusú hadronok azonosítására, kimérésére. Ez azt jelenti, hogy kb. $p_T=20\text{-}25 \text{ GeV}/c$ impulzusú kvarkokról kaphatunk információt. A

számunkra érdekes tartomány alsó határa ugyanakkor $p_T=2\text{-}3 \text{ GeV}/c$, mert az ennél alacsonyabb impulzusú részecskék már magát az anyagmintát alkotják, s nem választhatóak el. Azaz vizsgálati eszközeink a $2 < p_T < 20 \text{ GeV}$ impulzustartományba eső kvarkok lesznek. (Tárgyalásunk során a p_T transzverzális impulzust azért használjuk, mert az eredetileg ütköző protonok és neutronok csak longitudinális impulzussal rendelkeztek, azaz minden nagy transzverzális impulzusú részecske a két atommag átfedése során, kölcsönhatás eredményeként keletkezett, és szóródott ki a merőleges irányba.)

A kvarkok energia- és impulzusvesztése egy nagyon érdekes jelenség. A közelmúltban elvégzett elméleti számolásaink (lásd Ref. 3) azt mutatták, hogy a szintöltéssel rendelkező közeg indukált gluon-sugárzást vált ki a rajta áthaladó, szintöltéssel rendelkező kvarkból és gluonból. Minél sűrűbb a közeg, annál intenzívebb a sugárzás, azaz annál több impulzust veszít a teszt részecske. A perturbatív QCD keretei között elvégzett számolás során sikerült úgy átrendeznünk a kölcsönhatási gráfokat, hogy az átvilágítandó anyag sűrűségét, pontosabban opacitását tartalmazó sorfejtést kaptunk, amely nagyon gyorsan konvergál, és kvantitatív eredményeket ad az impulzusvesztés meghatározásához. A numerikus számolások azt mutatták, hogy a kvarkok és gluonok energiavesztése a számunkra érdekes p_T -tartományban a közeg opacitásával (sűrűségével) négyzetesen növekszik, saját impulzusának nagyságától függetlenül. Ez egyben azt is jelenti, hogy az energiavesztés az anyagmintában befutott hossz négyzetével arányos. (Azaz sokkal intenzívebb, mint az elektromos töltések esetén, amikor az energiavesztés csak a befutott hosszal arányos.) Másrészt azt láttuk, hogy a kvarkok és a gluonok a szintöltésükkel arányosan sugároznak. Miután a gluonok szintöltése ($C_A=3$) nagyobb a kvarkok szintöltésénél ($C_F=4/3$), ezért a gluonok 2,25-ször

több impulzust veszítenek ugyanolyan sűrűségű közegen való áthaladásakor. Ebből az is látszik, hogy ugyanazon az anyagon a gluonok nagyon könnyen elveszíthetik az összes energiájukat, és gyorsan beolvadhatnak a vizsgálni kívánt anyagba. Ezzel szemben a kvarkok még mindig jól azonosíthatóak maradnak, ezek még további kiolvasható információkat hordoznak. Ezért is kapta az eljárás a kvark-tomográfia nevet. Másik érdekes elméleti eredmény, hogy míg a leggyakrabban előforduló, könnyű u , d és s kvarkok kb. azonos mértékben veszítenek energiájukból, addig a ritkán keletkező, jóval nehezebb c és b kvark ($m_c = 1,5 \text{ GeV}$, $m_b = 4,5 \text{ GeV}$) várhatóan jóval kisebb energiavesztéséget szenved ugyanazon közegben. Így a könnyű és nehéz kvarkok energiavesztésének tanulmányozása, a kapott értékek egymáshoz való hasonlítása további információval szolgálhat a keletkezett anyagról.

Tekintsük először a kísérletileg mért egyrészecske-eloszlásokat, például arany atommagok ütközésekor mért pion-eloszlást. Ekkor a RHIC gyorsítóban azt látjuk, hogy a centrális atommagütközésekben a pionok száma a vizsgált $2 < p_T < 20 \text{ GeV}$ tartományban közel ötödére csökken ahhoz az értékhez képest, amelyet a proton-proton ütközések Glauber-féle felösszegzése után kapnánk, amikor nem tekintünk semmiféle közbenső kollektív állapotot. Azaz a QCD-anyag a keletkezett nagyenergiás kvarkok energiájának 80 %-át felemésztette. Ehhez 1100-1200 színtöltés (alacsony impulzusú kvark és/vagy gluon) jelenléte szükséges. Mivel a hideg proton-neutron anyag esetén csak 150-200 színtöltésünk van, biztosan állíthatjuk, hogy a kvarkok energiavesztése a színes részecskék sűrűségének ugrásszerű megnövekedését jelenti. Felmerülhet, hogy jó-e a referenciánk, jól alkalmazzuk-e a Glauber-elméletet a proton-proton ütközések felösszegzésekor. A választ a centrális arany-arany ütközésekben mért fotonok adják

meg. A fotonok nem vesznek részt az erős kölcsönhatásban, nem látják a kialakult kollektív állapotot, energiavesztés nélkül szökhetnek meg az ütközési térfogatóból. A 2005 elején ismertté vált mérési adatok szerint a fotonok követik a Glauber-elméletet, és ahogy vártuk, semmiféle elnyomást nem mutatnak. Azaz jó a leírásunk, a kvarkokat tényleg elnyeli a közeg. Az arany-arany ütközésben keletkező fotonok spektrumát a RHIC PHENIX együttműködés kimérte, és meghatározta a sugárzást kibocsátó anyag hőmérsékletét. Eredményül azt kapták, hogy a kollektív állapotban $T=350 \text{ MeV}$ körüli átlagos hőmérséklet uralkodik, ami akár $T_0=570 \text{ MeV}$ kezdeti hőmérsékletet is jelenthet a $t_0=0,15$ femtomásodperc időpontban. Ilyen magas hőmérsékleten már csak a plazmaállapot létezhet. Ezek a hőmérsékletértékek további pontosításra várnak még, de az előzetes eredmények nagyon biztatóak.

Ha kétrészecske-korrelációkat kezdünk el vizsgálni, akkor tovább mélyíthetjük az ismereteinket. A legfontosabb eredmény, hogy ha kiválasztunk egy nagyenergiás kvarkot hadront, ezzel egy nagyenergiás kvarkot vagy gluont, akkor $\sqrt{s}=200 \text{ AGeV}$ -en elvégzett centrális arany-arany ütközésben a párjaként keletkezett másik nagyenergiás kvark és/vagy gluon, illetve a belőle keletkezett hadron nem jelenik meg a detektorban: a keletkezett forró anyag felemészteti annak minden energiáját. Az energia azonban nem oszlik el teljesen, a mért részecskeeloszlásokat lökeshullámok kialakulásával magyarázhatjuk. Mint amikor a hangsebességet túllépő repülő hangrobbanást idéz elő, a nagyenergiás kvark is lökésfrontot hoz létre, és az energiáját a front emésztí föl. A lökésfrontok vizsgálatából a közegben uralkodó hangsebességre következtethetünk, ami szorosan kapcsolódik az anyag mikroszkopikus szerkezetéhez. Igazán nagy energiájú hadronok esetén persze újra megtaláljuk a két, ellentétes irányú kvarkot, illetve kevésbé

centrális ütközésekben szintén megjelennek ezek a párok – hogy aztán periferikus ütközésben visszaálljon a proton-proton vagy deutérium-arany ütközésekből ismert állapot. Az elvégzett elméleti számolások lehetőséget adnak arra, hogy a különböző centralitású ütközéseket együtt vizsgálhassuk. Az átfedési tartományok geometriai jellemzőit kitranszformálva azt látjuk, hogy a centrális és közel-centrális ütközésekben létrejön a nagy sűrűségű, kvark-gluon plazmaszerű állapot, míg a periferikus ütközések felé haladva fokozatosan csökken a kialakult sűrűség. A lökéshullámok megjelenése azonban abba az irányba mutat, hogy további információkat a háromrészesceke-korrelációk kísérleti és elméleti vizsgálatából szerezhethünk.

Amint láthatjuk, nagyon sok jel utal a kollektív kvark-gluon plazmaállapot megjelenésére. Egy koherens kép kialakulásához fontos adalékot jelentene a nehéz bájós kvarkra vonatkozó kísérleti eredmények analízise. A Quark Matter konferencián kerültek bemutatásra a legújabb adatok a bájós kvarkot tartalmazó D-mezon spektrumában látható elnyomás mértékéről centrális és kevésbé centrális arany-arany ütközésekben. Azt vártuk, hogy jóval szerényebb lesz az effektus, mint például a pion esetében. Ezzel szemben azt láthatjuk, hogy a D-mezon spektrumában látható elnyomás közel akkora, mint a pionoké. Ez az eredmény kérdések

sorát veti föl, amelyek megválaszolásához további adatokra és elméleti vizsgálatokra van szükség. Hogyan tud olyan sűrű és intenzíven kölcsönható lenni a kvarkanyag, hogy a nehéz kvarkok is energiát veszítsenek? Hogyan képesek a nehéz kvarkok együtt mozogni a könnyű kvarkokkal, ahogy azt a kollektív mozgást azonosító elemzések mutatják (lásd az áramlási kép magasabb momentumait, mint például az „elliptikus folyás”)? Megannyi megválaszolásra váró kérdés.

Amit biztosan tudunk állítani, hogy a brookhaveni RHIC gyorsítóban arany atommagok ütköztetésével igen különös, új anyagot sikerült létrehozunk, amely nagyon sok energiát képes elnyelni, felemészteni, ami színes részecskéket (kvarkokat és gluonokat) tartalmaz nagyon nagy sűrűségen, és amely igazi anyagmintaként jelenik meg, mert kollektív jelenségeket tudunk benne azonosítani. 2004-2005-ben hatalmas mennyiségű adatot gyűjtöttek össze a RHIC gyorsító detektorainál, amelynek csak kis részét sikerült analizálni a Quark Matter konferenciára. Amint a teljes anyag kiértékelése befejeződik, várhatóan választ kapunk még meglévő kérdéseinkre is, többek közt a kvark-tomográfiás eljárás közvetlen alkalmazásával.

Kulcsszavak: *Univerzum, őanyag, tomo-gráfia, kvantum-színdinamika (QCD)*

IRODALOM

- Gyulassy Miklós – Plümer, Michael (1990): Jet Quenching In Dense Matter. *Physical Review Letters*. **B243**, 432.
- Gyulassy Miklós – Plümer, Michael (1990): Jet Quenching as a Probe of Dense Matter. *Nuclear Physics*. **A527** 641.
- Gyulassy Miklós – Lévai P. – Vitev I. (2000): Non-Abelian Energy Loss at Finite Opacity. *Physical Review Letters*. **85**, 5535.
- Gyulassy Miklós – Lévai P. – Vitev I. (2000): Jet Quenching in Thin Quark Gluon Plasmas. 1. Formalism. *Nuclear Physics*. **B571**, 197.

- Gyulassy Miklós – Lévai P. – Vitev I. (2001): Reaction Operator Approach to Non-Abelian Energy Loss. *Nuclear Physics*. **B594**, 371.
- Csörgő Tamás – Dávid Gábor – Lévai Péter – Papp Gábor, a konferenciakötet szerkesztői (2006): Quark Matter 2005 konferencia, 2005. aug. 4-9 Budapest: <http://qm2005.lfki.hu/>. A konferencia főszervezői: Zimányi József (tb. elnök), Lévai Péter (elnök) és Csörgő Tamás (társelnök). A konferencián 610 kolléga vett részt, 160 előadás hangzott el. Az eredmények a Nuclear Physics A-ban jelennek meg 2006-ban.
- Fajgel Gyula (2005): Orvosi képalkotó eljárások I-II. *Fizikai Szemle*. **2**, 83.; **7**, 260.