

Lukács Béla

RELATIVISZTIKUS NEHÉZIONÜTKÖZÉSEK FENOMENOLÓGIÁJA

DOKTORI ÉRTEKEZÉS

Budapest, 1986

RELATIVISZTIKUS NEHÉZIONÜTKÖZÉSEK FENOMENOLÓGIÁJA

DOKTORI ÉRTEKEZÉS

Lukács Béla

BUDAPEST, 1986.

MAGYAR
TUDOMÁNYOS AKADEÉMIA
KÖNYVTÁRA

E munka a Központi Fizikai Kutatóintézet Részecske- és Magfizikai Kutatóintézetének Elméleti Osztályán készült, az Osztály és az Intézet infrastruktúrájának felhasználásával. Ezen technikai lehetőségek mellett és előtt elkészültésem igen sokat segített az ösztönző tudományos légkör, így tehát a szerző minden kollégájának köszönettel tartozik. Külön említést érdemel Zimányi József és Tóth Kálmán, akik az itt leírt kutatás időtartama alatt egymást követően az Osztály élén álltak /és akik közül az első vonta be a szerzőt az akkor frissen indult nehézionfizikai kutatásokba/, Lovas István az ösztönzésért és bátorításért, az Általános Relativitáselmélet és Asztrofizika téma dolgozói /élükön Perjés Zoltán témavezető, továbbá Sebestyén Ákos és Szabados László/, mely témához annak 1985. végi megszűntéig a szerző is tartozott, és végül, de nem utolsósorban, Békési Zsóka, aki az itt leírt eredmények zömének elérésekor az Osztály titkárnője volt, és munkájával biztosította a zökkenőmentes kutatás külső feltételeit.

Köszönet illeti Németh Juditot /ELTE/, aki jelentős szervezőmunkát fejt ki a hazai nehézionfizikai kutatások információcseréjében.

Az itt leírt eredmények egy része az MTA és AdW DDR közti csereegyezmény keretében a rossendorfi Zentralinstitut für Kernforschung kutatóival történő együttműködésben született, amiért köszönet illeti a ZfK-t is. Néhány eredmény megszületését az MTA és az NSF egy csereprogramja tette lehetővé.

Sok leírt eredmény társszerzőkkel való közös munkában keletkezett. A szerző nem tehet itt egyebet, minthogy rangsorolás nélkül minden társszerzőjének köszönetet mond a sok diszkusszióért és a sikeres közös munkáért. Nevezettek az alábbiak

/zárójelben a mű azon fejezetei, ahol a közös eredmények érdemben felhasználtattak/: Bagoly Zsolt /8.2/, Balázs Nándor /5.3, 7.3/, H. W. Barz /2.8, 2.10, 3.1, 4.1, 4.2, 5.1, 5.2, 5.3, 6.1, 6.2, 7.2, 7.3, 8.1, 8.2/, Biró Tamás /3.1, 4.1, 4.2, 6.1, 6.2, 8.1, 8.2/, J. Bondorf /5.3/, Csernai László /2.6, 2.8, 5.1, 7.2, 8.2/, Diósi Lajos /2.1, 2.5, 2.8, 8.2/, Fái György /5.2/, Forgács Gábor /2.8/, Frenkel Andor /2.1/, H. L. Frisch /2.8/, H. Iwe /6.2/, B. Jakobsson /5.2/, Károlyházy Frigyes /2.1/, B. Kämpfer /2.8, 2.10, 5.3, 5.4, 7.2, 7.3, 8.2/, Keszthelyi Bettina /8.2/, Kuti Gyula /7.1/, Lévai Péter /5.4/, Martinás Katalin /2.5, 2.6, 2.10, 2.11, 2.12, 3.1, 5.4, 7.2/, L. Münchow /7.3/, Paál György /2.1, 2.5, 8.2/, Pacher Tibor /2.1, 2.6, 3.1/, Polónyi János /7.1/, H. Schulz /5.4/, Szlachányi Kornél /7.1/, Waldhauser Béla /5.4/, Wolf György /7.2/ és Zimányi József /3.1, 4.1, 4.2, 5.1, 5.2, 5.3, 5.4, 6.1, 6.2, 7.3, 8.1, 8.2/. A szerző szeretné megjegyezni, hogy minden felelősség a közös munkában elért eredmények esetleges téves vagy a társszerzők által nem sugallt értelmezéséért kizárólag őt terheli, hasonlóan, az elgépelésekért és képlethibákért is, mivel az eredeti kéziratot ő preparálta.

Az itt még nem említett személyek közül a szerző lényegi diszkussziókért köszönetet mond még Borbély Imrének, P. Danielewicznek, Doleschall Pálnak, G. S. Hallnak és Tóth Antalnak.

TARTALOM

1. Rész: Bevezetés	1.
2. Rész: Út a hidrodinamikához	3.
2.1: A relativisztikus kvantumleírás határai	5.
2.2: A kvantálatlan leírás határai	10.
2.3: A relativisztikus soktestproblémától a hidrodinamika felé	12.
2.4: A mechanika határai	33.
2.5: A részecskemegmaradás határai	35.
2.6: A nemegyensúlyi termodinamika határai	38.
2.7: A kontinuummechanika határai	46.
2.8: A kontinuumleírás határai	47.
2.9: A homogén linearitás határai	62.
2.10: A hidrodinamika határai	64.
2.11: A termodinamikai mérés határai	70.
2.12: A részecske szabadsági fokok lehetséges redundanciája	72.
2.13: A hidro+termodinamikai leírás relevanciá- járól és kompetenciájáról	75.
3. Rész: Nehézionütközések hidrodinamikai modelljai	77.
3.1: A 3 fázisú 3-folyadékmodell	78.
3.2: 2+1 fázisú hidrodinamikai egyfolyadékmodell	82.
4. Rész: A kísérleti információ szerkezete	84.
4.1: A sebesség és hőmérséklet evolúciója	84.
4.2: Részecskeprodukción	89.
5. Rész: A modellek részletei és a spektrumalakok	90.
5.1: A begyűjtés leírása viszkózus hidrodinamikával	90.
5.2: A detektált proton- és pionspektrumok	92.
5.3: Párolgási folyamatok	97.
5.4: Az állapotegyenlet részletei	102.

6. Rész: Kaonprodukción	107.
6.1: Kaonkeletkezés a hadrokémiai modellban	107.
6.2: Kaonprodukción kontinuumleírás nélkül	109.
6.3: Kontinuumeffektusok a hatáskeresztmetszetekben	109.
7. Rész: A kvarkplazma	111.
7.1: A kvarkkeletkezés feltételei a fázisdiagrammon	111.
7.2: A szükséges gyorsítóenergia	114.
7.3: A kvarkplazma jelei detektáláskor	119.
8. Rész: "Entrópiatöbblet": közös gond nehéz-ionfizikában és kozmológiában	124.
8.1: Az entrópiatöbblet	124.
8.2: Javasolt magyarázatok	126.
9. Rész: Véggövetkeztetések	130.
Függelékek	131.
Felhasznált irodalom	141.

1. BEVEZETÉS

A nehézionfizika viszonylag új, és gyorsan fejlődő diszciplína. Jelen mű relativisztikus nehézionütközésekben felépő folyamatok fenomenologikus tárgyalásának módszereivel foglalkozik, különösen a termo+hidrodinamikai módszerekkel, és azok továbbfejlesztésével. E téma jelentősége az, hogy a fizikailag érdekes forró sűrű állapotok közvetlenül nem detektálhatóak; az érdekes és az elérhető állapotokat egymással összekötő /nagyjából termodinamikai és hidrodinamikai/ evolúciós szakasz leírása nélkül új eredményekhez nem juthatunk, és következtetéseink nem lehetnek pontosabbak, mint ezen szakasz leírása.

A relativisztikus nehézionütközések fizikai fontossága abban áll, hogy laboratóriumi viszonyok közt ezek az egyedüli folyamatok, melyekben sokkal magsűrűség feletti vagy 100 MeV hőmérséklet feletti állapotok előállítására remény van. /Ilyen szempontból nagyenergiájú proton-proton ütközések a nehézionütközések szélsőséges határesetének tekinthetőek, amire mindjárt visszatérünk./ Ilyen állapotok tanulmányozása fontos a magerők megismerése szempontjából, de még izgalmasabb ama lehetőség, hogy ezekben /kvázi/szabad kvarkplazma kialakulása várható; szabad egyedülálló kvarkok előállítása a kvarkbezárás miatt reménytelennek tűnik. Hasonló állapotok legfeljebb neutroncsillagok magjában, vagy az Univerzum első 15 mikromásodperceiben lehetséges. Az ütközések tanulmányozása tehát egyedülálló lehetőség bizonyos információk megszerzésére, de ez csak akkor használható ki, ha a további evolúciós stádiumokat is megbízhatóan nyomon tudjuk követni. A nagyenergiájú proton-proton ütközések, habár magasabb energiák érhetőek bennük el, valószínűleg kevésbé adnak közvetlen lehetőséget "igazi"

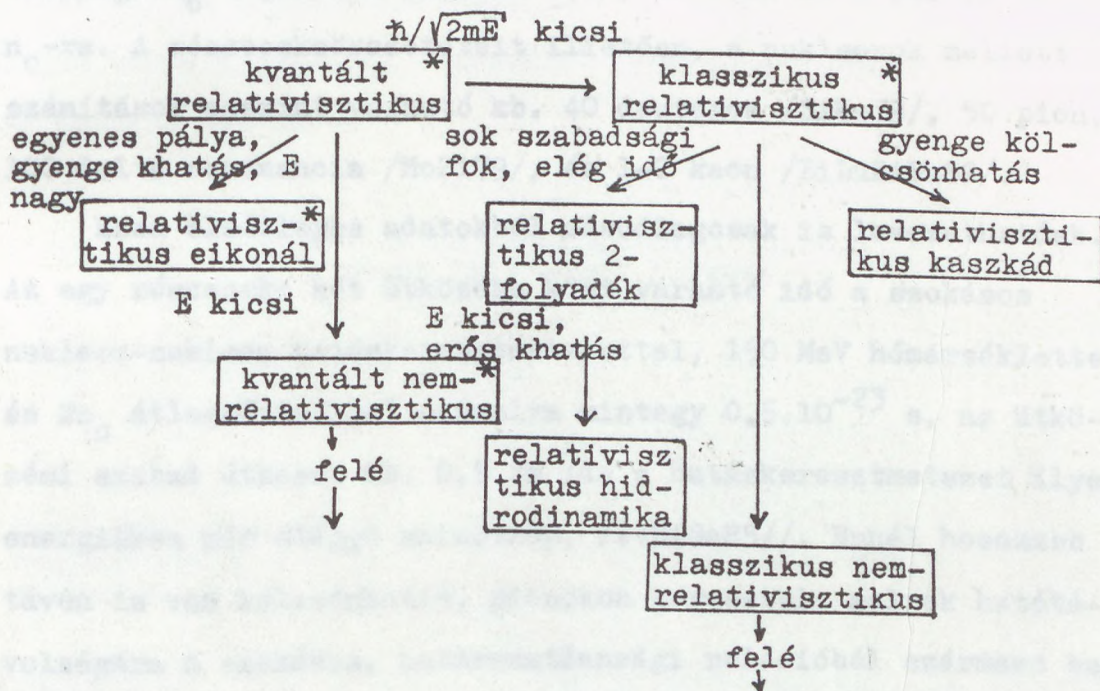
kvarkfázis kialakulására, mivel ahhoz, hogy az új fázis törvényszerűségei tisztán megnyilvánulhassanak, megfelelően nagy részecskeszám is szükséges. Ilyen szempontból talán még egy nagyenergiájú urán-urán ütközés sem elégséges, esetleg keletkező mintegy 1400 kvarkjával egy 5 fm sugarú térrészben, de ez a megvalósítható optimum.

Éppen a korlátozott lehetséges részecskeszám és térfogat miatt lépnek fel kényesek a kompresszió és detektálás közti szakasz leírásával kapcsolatban: a hagyományos termodinamikát és hidrodinamikát nem ilyen rendszerek leírására fejlesztették ki, és ezért bizonyos alapfeltevéseik itt nem, nem pontosan, vagy nem feltétlenül érvényesek, és legalábbis extrapolációt jelent alkalmazásuk. Ugyanakkor a termodinamika és hidrodinamika egymással konzisztens, és mindkettő az állapotot ésszerű számú makroszkópikus paraméterrel írja le. Ennek előnyei nyilvánvalóak, hiszen a helyzet még így is eléggé bonyolult, tekintettel a több /hadro/kémiai komponensre és a kölcsönhatások erősségére. E módszerek fogalmi körén túlmenve a numerikus munkához szükséges idő általában rohamosan nő, ami azután valahol máshol tesz szükségessé /esetleg komolyabb/ egyszerűsítéseket.

Ennélfogva jelen mű célja körüljárni a hidro+termodinamika módszereit a relativisztikus nehézionütközésekre alkalmazhatóság szempontjából, megvizsgálni határait és lehetséges ill. szükséges kiterjesztéseit, és a segítségével kapott jóslatokat a mérési eredményekkel összehasonlítva ellenőrizni a leírás relevanciáját. A 2. Rész vizsgálja a módszer határait és kiterjeszhetőségét, a 3. Rész adja a konkrét modellokat, a 4. a detektálásból hozzáférhető információt klasszifikálja. Az 5. Rész vizsgálja a részecskespektrumok reprodukálhatóságát, a 6. a ritka részecskeprodukción, a 7. pedig a kvarkfázis keletkezésének lehetőségét. A 8. megmutatja, hogy az ún. deutronhiány nem áll fenn.

2. UT A HIDRODINAMIKÁHOZ

Jelen rész áttekinti a felhasználandó formalizmusokat. Kiindulópontunk Amsden, Harlow és Nix elemzése /AmHaNi77/ a hidrodinamikához vezető egymásutáni közelítésekről. A szerzők megjegyzéseit itt szükségtelen megismételni, célunk újabb szempontok figyelembevétele.



1. ábra: Az általános leírástól a hidrodinamikáig /AmHaNi77/.

A kvantált /klasszikus/ relativisztikus /nemrelativisztikus/ címszavak valamilyen soktestproblémái tárgyelést jelentenek; a csillaggal megjelöltek /AmHaNi77/ szerint még nem operatívak.

Hogy a probléma jobban meghatározott legyen, az alábbiakban összefoglaljuk a nehézionütközésben előálló sűrű forró állapot jellemző adatait. Ezek zömmel numerikus szimulációk eredményei; jelen adatok főként /MoZi79/-ből származnak, és egyelőre csak nagyságrendi becslésként lesz rájuk szükség.

Tekintsünk egy 2,1 GeV/nukleon gyorsítóenergiájú U+U ütközést. Ebben a teljes átfedés az első érintkezés után $3,2 \cdot 10^{-23}$ s-mal áll be, mintegy 150 MeV hőmérsékleten; a reakciótérfogatban maradt részecskék száma kb. 400 /MoZi79/. A maximális sűrűsége az alakzat sugara kb. 5 fm, a centrális sűrűség $6n_0$ táján van /AmGoHaNi78/, ez esik le a periférián kb. n_0 -ra. A részecskeösszetételt illetően, a nukleonok mellett a számítások szerint várható kb. 40 deuteron /SiKa79/, 50 pion, 100 delta rezonancia /MoZi79/, és 1-2 kaon /BiLuZiBa82/.

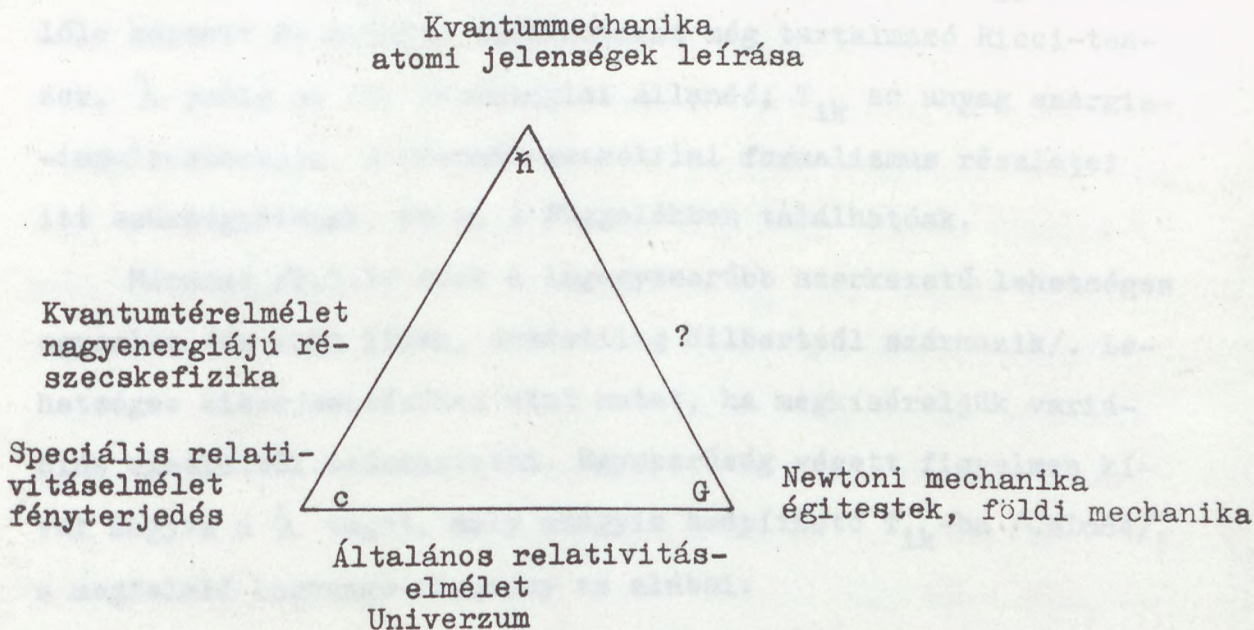
Ezen elsődleges adatokból másodlagosak is levezethetőek. Az egy részecske két ütközése közt várható idő a szokásos nukleon-nukleon hatáskeresztmetszettel, 150 MeV hőmérséklettel és $2n_0$ átlagsűrűséggel számolva mintegy $0,5 \cdot 10^{-23}$ s, az ütközési szabad úthossz kb. 0,5 fm /de a hatáskeresztmetszet ilyen energiákon már eléggé anizotróp, /IvMiSa85//. Ennél hosszabb távon is van kölcsönhatás, pionokon keresztül, melyek hatótávolságára a szokásos, határozatlansági relációból származó becsülés 2 fm. Következésképpen, tekintetbe véve a rendszer időbeli fejlődését is, nem lehetünk bizonyosak a teljes termikus egyensúlyban ill. a kezdeti anizotrópia lebomlásában, habár azért az egyensúlyra vezető folyamatok dolgoznak /látjuk majd, hogy ezek hatástalanná válásakor más modellra váltunk át/. Hasonlóan, a rendszerben van térfogati önkölcsönhatás, habár a pionok közvetítette önkölcsönhatás másodrendű fontosságú szokott lenni /Wa74/, a többi kölcsönhatás hatótávja pedig a szabad úthossz alatt van.

Ha a lokális egyensúly elvét akarjuk alkalmazni, az anyag legfeljebb 1 fm-s cellákra osztandó, mikoris 1 cellában kb. 4 részecske lesz, ami nagy fluktuációkat eredményezne. Így tehát oda konkludálhatunk, hogy a szóbanforgó állapot a szokásos termohidrodinamika számára is eléggé exotikus, kiterjesztés szükséges.

2.1 A RELATIVISZTIKUS KVANTUMLEÍRÁS HATÁRAI

Elvileg nyilvánvaló, hogy a séma bal felső sarkában található kvantált relativisztikus leírás sem teljesen általános.

A helyzetet a 2. ábra mutatja: jellemleg 3 alapvető elvet vélünk ismerni, melyek érvénye egyetemes, a gravitációt /G/, a relativitást /c/ és a kvantumosságot / \hbar /. Mivel ezek egyetemesek, elvben bármely jelenség leírásában mindhárom elemi állandónak meg kellene jelennie.



2. ábra: A 3 alapvető fizikai elv, részleges egyesítései és jellegzetes érvényességi területük. /DiLu85a/

A 3 elv egyesítése vezetne a ma általában kvantumgravitációnak nevezett elmélethez; ez még nem létezik, modellek vannak, mint pl. az általános relativitáselmélet Schrödinger-egyenlet módjára kvantálása /De67/ vagy a szuperszimmetria terébe görbület bevezetése, a szupergravitáció /Ni81/; az ezek prediktív erejébe vetett bizalom nem általános.

Kézenfekvőnek látszhatna, hogy nehézionfizikai reakciókban G semmiféle említésre méltó szerepet sem játszhat, $E_{pl} \sim 10^{19}$ GeV

határ, amelyen túl már csak az egyesített elmélet volna használható. Ezen eredmény számos különböző módon megkapható, itt most röviden egy a szerzőtől és Paál Györgytől származó megfontolást használunk fel.

Mint ismeretes, a téridőnek Riemann-geometriája van, amely általában /és anyag jelenlétében sohasem/ nem triviális. A görbületet az ún. Einstein-egyenlet határozza meg:

$$R_{ik} - \frac{1}{2} g_{ik} R^r_r + \lambda g_{ik} = -\frac{8\pi G}{c^4} T_{ik} \quad (2.1.1)$$

/MiThWh72/. Itt g_{ik} a Riemann-tér metrikus tenzora, R_{ik} a belőle képzett és második deriváltakat még tartalmazó Ricci-tenzor, λ pedig az ún. kozmológiai állandó; T_{ik} az anyag energia-impulzustenzora. A Riemann-geometriai formalizmus részletei itt szükségtelenek, és az A Függelékben találhatóak.

Mármost /2.1.1./ csak a legegyszerűbb szerkezetű lehetséges egyenlet /és mint ilyen, eredetileg Hilberttől származik/. Lehetséges kiterjesztéséhez utat mutat, ha megkíséreljük variációs elméletből származtatni. Egyszerűség végett figyelmen kívül hagyva a λ tagot, mely amúgyis beépíthető T_{ik} -ba /CsLu84/, a megfelelő Lagrange-függvény az alábbi:

$$L = L_a + \left(\frac{8\pi G}{c^4}\right)^{-1} R^r_r \quad (2.1.2)$$

/MiThWh72/. Itt L_a az anyag Lagrange-függvénye, amelyből T_{ik} származik. Ez azt sugallja, hogy a második tagot fogjuk fel egy általánosabb kifejezés sorfejtésében az első nemtriviális tagnak, azaz pl. próbálkozzunk az

$$L = L_a + f(R^r_r) \quad (2.1.3)$$

alakkal. A sorfejtésben másodrendű tagokig elmenve az adódó egyenlet szerkezete alapvetően megváltozik, például másodrendű helyett negyedrendűvé válik, amint ez pl. Lánczos tisztán kvadratikus elméletében tanulmányozható /La72/; az elmélet egyébként

éppen "kvantumgravitációs" célokra született. Mivel /2.1.3/-
-ban minden tag dimenziója energiasűrűség kell legyen, a kvad-
-ratikus tag együtthatójának dimenziója hatáxssebesség, ami az
ismert alapvető állandókból csak $A\hbar c$ alakban állítható elő, a-
hol A számkonstans. Így tehát

$$L = L_a + \frac{c^4}{8\pi G} R^r_r + A\hbar c (R^r_r)^2 + \text{magasabb tagok} \quad (2.1.4.)$$

A értéke egyelőre ismeretlen, de a Dirac-elv értelmében tágabban
véve 1 környezetébe várható.

Mármost megfigyelhetjük, hogy a legutolsó tag ambivalens
természetű: térgörbületből származván gravitációs eredetű, de
együtthatója G -t nem tartalmaz. Ezért ilyen tagban az ismeretlen
egyesített elmélet jelentkezését sejthetjük; figyeljük meg, hogy
első közelítésként felfoghatjuk ezt a görbült térben várható
kvantumtérelméleti hatások járulékának T_{ik} -hoz /tágabb érte-
lemben vett Hawking-sugárzás/, mely ilyen szerkezetű /GiHa77/,
/Ve+84/, /DiLuMaPa86/. A /2.1.4/ Lagrange-függvényből származó
gravitációs egyenletek közelítő megoldásait keresve azt talál-
juk, hogy az új tag hatása akkor jelentkezik, ha a metrika
Planck-hossz skálán /kb. 10^{-33} cm/ változik, vagy ha a tömeg-
sűrűség a Planck-sűrűséggel /kb. 10^{93} g/cm³/ összemérhető. Az
itt szereplő "exotikus" értékek mutatják, hogy efféle effek-
tusokkal nehézionfizikában egyáltalán nem kell foglalkozni.

Ugyanakkor azonban részleges, de kidolgozott modellek-
ből ismeretes, hogy gravitációs effektusok a Planck-skálától
nagyon messze is befolyásolhatják a kvantummechanikát /Ká74/,
/KáFeLu82/. Nevezetesen, a Schrödinger egyenlet /ill. relati-
visztikus megfelelői/ érvényessége nem várható az

$$M^3 R = \frac{\hbar^2}{G} \quad (2.1.5.)$$

határ felett. Egy szokásos kolloidszemcse éppen e határon van.

Az eredménynek közvetlen hatása a nehézionfizikában nincs, ugyanis egy U+U ütközés jellemző adatait behelyettesítve /2.1.5/ bal- és jobboldalának aránya 10^{-28} . Azonban /2.1.5/ egy Planck-skálától független határvonal, és ezért megvizsgálandó volna, nem lépnek-e fel más, releváns skálák. E vizsgálat természetesen, a teljes egyesített elmélet hiányában, kimerítően nem végezhető el, egy korlátozottabb program azonban már ma is megvalósítható. Nevezetesen, a /2.1.5/ feltételben c nem jelenik meg, ami azt sugallja, hogy a szuperpozíciós elv e határnál megjelenő sérülése már a newtoni egyetemes gravitációelmélet és a nemrelativisztikus kvantummechanika egyesítésével adódó ún. newtoni kvantumgravitációban is fellép. Ilyen elméletet tudománytörténeti okokból nem dolgoztak ki /mivel az általános relativitáselmélet megelőzte a kvantummechanikát/, de természetesen kidolgozható volna, sőt az igazi egyesített elmélet megalkotása előtt szimmetrikusan kiteljesítené a részleges egyesítéseket, amelyeket eddig az általános relativitáselmélet /G+c/ és a kvantumtérelmélet / \hbar +c/ képvisel.

Diósi Lajos és a szerző megvizsgálta, hogy milyen skálán sérül a Schrödinger-egyenlet érvénye az ilyen newtoni kvantumgravitációs elméletben /DiLu85a/, /DiLu86/. Mivel a részletek a nehézionfizika szempontjából érdektelenek, néhány a megértéshez szükséges képletet a B Függelékben adva itt most csak a végeredmény következik, amely szerint az egyetlen nemrelativisztikus skála a /2.1.5/ szerinti. Egyelőre semmi jel nem mutat arra, hogy a relativitáselmélet bekapcsolásakor jelentkező új hatások Planck-skálától eltérően lépjenek fel, ezért e megfontolásokat lezárhatjuk ama, a naív várakozásnak megfelelő, konklúzióval, hogy nehézionfizikai folyamatok leírásában a gravitáció figyelembevételének szükségességére semmi sem mutat. /Hogy e kijelentés nem teljesen magától értetődő, az abból látható,

hogy a Nagy Egyesítésben /La81/ fellépő és esetleges proton-bomlási folyamatért felelős X vektorbozon már a /2.1.5/ határ fölé esne /KáFrLu82/. Ilyen folyamatok viszont néhány GeV-es energiákon elhanyagolhatóak./ Amennyire ez ma megállapítható, a konklúzió érvényes marad az általános relativitáselmélet tér-egyenleteinek minden a tapasztalatokkal összeférő módosítása esetén is.

A szokásos leírások módosítását jelentené a kölcsönhatások geometrizálása is. Ez Einstein eredeti célkitűzésének irányába történő előrehaladást jelentene: a 4 dimenziós téridő görbültté tételével a gravitációt lehetett kölcsönhatásból geometriává változtatni, egy ötödik, térszerű, dimenzió bevezetésével pedig a mozgás 4 dimenziós vetülete erőmentes mozgást utánoz, és az adódó egyenletek /megfelelő szimmetriákat feltételezve/ nagyon hasonlóak az Einstein-Maxwell egyenletekhez, ill. a Lorentz-erőhöz. /A töltés szerepét a sebességvektor extra irányba eső vetületének egy függvénye játssza./ /Ch84/ Ilyeténképpen minden alapvető kölcsönhatás geometrizálására extra dimenziók kellenének.

Mármost a legjobban tanulmányozott 5 dimenziós esetben ismeretes, hogy nem pontosan az Einstein-Maxwell egyenleteket kapjuk vissza, hanem megjelenik egy új skalárpotenciál is. Így tehát a kölcsönhatás geometrizálásakor az elmélet jóslatai módosulnak /mint ezt már az általános relativitáselméletnél is láthattuk/. Ennélfogva elvileg nem kizárható, hogy az erős kölcsönhatás geometrizálása új effektusokat hozna be a nehézionfizikai szituációk tárgyalásába. A geometrizálás szükségessége és mikéntje azonban megkérdőjelezhető. Nevezetesen, az elektromágnesség esetében ismeretes, hogy egészen erőltetett feltevések /pl. térszerű, tehát akauzális mozgás/ nélkül nem kaphatóak meg a töltött elemi részek buborékkamrában megfigyelhető trajektóriái, ami az ún. nagy tömeg probléma /GeKu84/. Hasonlóképpen,

5 dimenziós kozmológiák -az eredeti várakozásokkal /ChDe80/ szemben- nem képesek leírni az Univerzum plazmakorszakát, és nem teszik lehetővé az elemi részek megfigyelt fajlagos töltésének értelmezését /LuPa85/. Ennek következtében -minden strukturális hasonlóság ellenére- igen kétséges, hogy az 5 dimenziós leírás tartalmazta kölcsönhatás az elektromágnesesség-e, következésképpen egyelőre a leghelyesebb nem állást foglalni az erős kölcsönhatás geometrizálásával kapcsolatban.

Régóta ismeretes /ld. pl. FrMi67/ hogy a Dirac-egyenletnek problémái vannak $Z \sim 1/\alpha = 137$ töltés felett. Összevetve ezt azzal, hogy a kvantumelektrodinamikában általában a csatolási állandó szerinti sorokkal dolgoznak, nem meglepő, hogy a leírással bajok vannak $Z\alpha \gtrsim 1$ esetén. Ez éppen a nehézionfizikára speciálisan jellemző töltéstartomány, és az érdekes új jelenségek kísérleti vizsgálatát a nehézionfizika meg is kezdte. E kérdés azonban közvetlenül az ütközések elektron- és pozitronkihozatalát érinti csak, ezért vizsgálata nem képezi jelen mű tárgyat. Néhány szükséges megjegyzés a C Függelékben található.

Ezzel sikerült legalább valószínűsíteni, hogy a GeV-es energiatartományban a nehézionütközések leírására az Amsden, Harlow és Nix sémájának bal felső sarkában jelölt, de pillanatnyilag még operatív nem létező kvantált relativisztikus leírás kielégítő volna. Most megindulunk a relativisztikus hidrodinamika+termodinamika irányába, és megvizsgáljuk az ütközben teendő elhanyagolásokat.

2.2 A KVANTÁLATLAN LEÍRÁS HATÁRAI

Amsden, Harlow és Nix sémája jelöl egy nemkvantált relativisztikus leírást, melyről azonban véleményük az, hogy va-

lójában még nincs kellőképpen kidolgozva. /Ez tulajdonképpen egy általános, nemkvantált relativisztikus soktestproblémái leírás volna./ Ide akkor juthatunk el, ha $\hbar/\sqrt{2mE}$ elegendően kicsiny /AmHaNi77/. Sajnálatos módon e kritérium a minket érdeklő esetekben nem jól teljesül. Nevezetesen, GeV-es nyugalmi energiájú részecskéket, és hasonló kinetikus energiákat véve a szóbanforgó kritérium fermis hosszskálát ad, ami éppen a részecskék közti átlagtávolság nagyságrendje. Következésképpen a részecskék trajektóriái térben nem válnak világosan szét, ami a relativisztikus soktestproblémára való áttéréshez szükséges volna. Hasonló eredményre jutunk, ha a fenti hosszskálát időre konvertáljuk át: ekkor 10^{-23} s-ot kapunk, ami még összemérhető akár az egész ütközés időtartamával is /MoZi79/, továbbá hasonló az ütközésben várhatóan keletkező rezonanciák élettartamához. A vizsgált rendszer nem tekinthető egymástól elkülönült világvonalú pont részecskék kölcsönható rendszerének.

Ennek ellenére a nemkvantált relativisztikus soktestproblémára való átmenetet gyakran végrehajtják, és e műben is meg fog ez történni. A nemkvantált leírás ugyanis hatalmas technikai egyszerűsödést jelent, mely nélkül bizonyos bonyolultabb szituációk egyszerűen tárgyalhatatlanok lennének. Ha a leírás egyszerűsödése árán más téren további részletek vehetőek figyelembe, az kompenzálhatja az elhanyagolásokat, feltéve, hogy utóbbiak nem létfontosságú effektusokban történtek. Hogy a kvantum leírás elejtése után a rendszer még hasonlíthat az eredetire, arra nézve két érv hozható fel:

- 1./ $\hbar/\sqrt{2mE}$ legfeljebb a részecsketávolságok nagyságrendjébe esik, és nem a fölé;
- 2./ számos kvantum effektus átmenthető a nemkvantált soktestproblémái leírásba, illetőleg a termodinamikába,

pl. egy ideális kölcsönhatásmentes Fermi-gáz esetén a kollektív kvantumviselkedésből származó Fermi-energia bevezethető az anyag állapotegyenletébe.

Hangsúlyozandó, hogy e probléma az irodalomban jól ismert, és kimerítően elemzett, ezért jellemzően nem elsődleges célja e közlés vizsgálata. Ezt illetően utalunk az /AmHaNi77/ cikkre, valamint annak bevezetésében a kérdés vizsgálatok megadott további hivatkozásaira. Továbbá megjegyzendő, hogy fizikailag a felvetődő problémák egy része visszatér majd a termodinamikai leírás határainak vizsgálatok, mivel homogén időfüggetlen rendszer leírása kvantumosan is triviális volna, ha pedig a homogenitástól a részecskék átlagtávolságán, az időfüggetlenségtől pedig az ütközések közti átlagos időn vagy a részecskeélettartamon belül lényeges eltérés van, akkor a lokális termodinamikai egyensúly sem áll fenn. Mivel e kérdést a későbbiekben részletesen vizsgáljuk, ennyivel most itt megelégszünk.

A gyorsítóenergia további növelésével a helyzet nem javul automatikusan. Álló target esetén klasszikus energiákon a gyorsítóenergia/részecske negyede jelenik meg fajlagos termikus energiában, de relativisztikus energiákon a lövedék tömegnövekedése miatt e hányad egyre csökken. Továbbá a nukleon-kvark fázisátmenet látens hője miatt elég széles energiatartományban a hőmérséklet 150 MeV körül marad, mint azt majd látjuk. A 10 GeV felett várható transzparencia miatt viszont a kétfolyadék-leírás tartományában az anyagban fellépő kinetikus energiák már várhatóan elég nagyok lesznek ahhoz, hogy $\hbar/\sqrt{2mE}$ kielégítően a jellemző részecsketávolságok alá kerüljön.

2.3 A RELATIVISZTIKUS SOKTESTPROBLÉMÁTÓL A HIDRODINAMIKA FELÉ

Amsden, Harlow és Nix sémáján a nemkvantált relativisztikus

soktestproblémától három különböző irányba vezet út. A legkézenfekvőbb, hogy a nyugalmi energiánál alacsonyabb részecskénkénti gyorsítóenergiákra menve a nemrelativisztikus soktestprobléma kidolgozott módszereit alkalmazhatjuk. E határesetet azonban itt két okból nem alkalmazzuk. Egyrészt nem kívánjuk elveszíteni olyan jelenségek tanulmányozásának lehetőségét, melyekhez GeV-es gyorsítóenergia kell /kvarkplazma-keletkezés, rezonanciakeltés/, másrészt az előző fejezetben láttuk, hogy a nemkvantált leírás a gyorsítóenergia csökkenésével egyre kevésbé lesz kielégítő.

Relativisztikus gyorsítóenergiákon maradva, ha a magon belüli kölcsönhatások gyengék, akkor elérhetünk a relativisztikus kaszkádközelítéshez /BeSaHe76/. A relativisztikus átlagmezőmodellek /Wa74/, /Wa75/ viszont a sűrűség növekedésével erősödő kölcsönhatásokat jósolnak, és 2,1 GeV/nukleon gyorsítóenergián a számítások már 5,5-szörös magsűrűséget jósolnak /AmGoHaNi78/. Ezért a másik közelítés is éppoly jogosult, amely szerint az anyagon belül erős korrelációk lépnek fel, és viselkedése néhány makroszkópikus adat segítségével leírható. Ez a relativisztikus kontinuummechanika+termodinamika tartománya.

Amsden, Harlow és Nix figyelmeztet arra, hogy az első lépés még nem a hidrodinamika. Vélhetően ugyanis a targettal való kontaktus után a lövedék nukleonjai egy ideig még őrzik eredeti nagy sebességük egy részét. E stádiumot ők az ún. 2-folyadék dinamika segítségével tárgyalják. A leírás lényege az, hogy a reakcióterefogat minden pontjában két folyadékot képzelünk el, melyek egymáson keresztül mozognak különböző sebességekkel, miközben köztük /külső/ súrlódás típusú erők hatnak. A folyamat végállapota /melyet véges méretű magok esetén a rendszer nem feltétlenül ér el/ az, hogy a súrlódás kiegyenlíti a két sebessé-

get. Ekkor jutnánk el a szokásos hidrodinamikához.

A modell jelen formájában még nem tekinthető lezártnak.

Legalább 4 probléma sorolható fel:

- 1./ A modell alkalmazhatóságának feltétele az, hogy az egyes folyadékokon belül a termalizáció és impulzuskiegyenlítődés eléggé előrehaladott legyen, ugyanakkor a különböző folyadékok közt ne. Tekintve, hogy mindkét esetben azonos fajtájú kölcsönhatás működik, ilyen állapot léte nem magától értetődő, habár a differenciális hatáskeresztmetszetek nagy energián fellépő anizotrópiája kifejezett előrecsúcsosodással megengedi.
- 2./ Még ha a kezdeti állapotok a 2-folyadék modellhez hasonló képet mutatnak is, a későbbi ütközések ezt elrontják: várható egy tömegközépponti rendszerben nagyjából álló harmadik komponens megjelenése. Ezért legalábbis 3-folyadék modellek volnának szükségesek /MoZi79/, amelyekben viszont az egyes komponensekre külön-külön nincs részecskemegmaradás.
- 3./ Ha a rendszer képes elérni az egyfolyadék állapotot, akkor fellép az ún. összeragadási probléma: mivel az állapotegyenlet általában nem lineáris, a külön-külön tárgyalt fél rendszerek összege /pl. nyomásban/ eltér az egyesített rendszerétől, vagyis a kétfolyadék-leírás a késői állapotokra mindenképpen helytelen.
- 4./ Mint majd látjuk, a relativisztikus kontínuumfizika módszerei nem teszik lehetővé egynél több sebességmezőre mozgásegyenlet következetes levezetését. Ezért két különböző sebesség esetén extra egyenletek ad hoc módszerrel való bevezetése szükséges, ami veszélyekkel járhat.

Az 1. ponthoz megjegyezzük, hogy Ivanov, Mishustin és Satarov megvizsgálta a pp ütközés differenciális hatáskeresztmetszetének CM szögfüggését: eszerint az 1 GeV/nukleon gyorsítóenergián 0° -nál 126 mb/GeV², de 90° -nál már csak 7 mb/GeV². Következésképpen a longitudinális impulzus lebomlása valóban lassú, de ez még nem jelenti azt, hogy az egyes komponenseken belül a termalizáció ennél gyorsabb: a nagyobb transzverzális hatáskeresztmetszethez ott kisebb relatív fluxus társul.

A 2. pontban említett harmadik komponens realiztikus voltát Ivanov, Mishustin és Satarov is elismeri /IvMiSa85/. A harmadik pont összeragadási problémája fenomenológikusan valamilyen interpolációt igényel két- és egyfolyadékállapotok közt /AmGoHaNi78/. Végül a 4. pontban említett problémát rövidesen demonstráljuk. Lényege az, hogy a sebességvektorra vonatkozó mozgásegyenlet az impulzuserőleg következménye.

Mindeme problémák megkerülhetőek, ha figyelembe vesszük, hogy a közönséges hidrodinamika elégtelenségére utaló érvek /lényegében a transzverzális szóródás alacsony hatékonyságára vonatkozóak/ nem mutatnak közvetlenül két különálló folyadék léteire, hanem csak az anyag impulzuseloszlásának jelentős anizotrópiájára. Ilyen állapotokat az utóbbi években tanulmányoztak /Lo81/, /LoNéSa84/, /LoWoBa86/, és az anizotrópiára vannak bizonyos kísérleti jelek is /IvMiSa85/. Utóbbi cikk szerint 1 GeV ütközésnél a longitudinális impulzus lebomlása 10 fm-n várható; ez nyilván túlzott becslés, mivel egyrészt az ilyen energiákon várható sokrészecskekeletés növeli a hatáskeresztmetszetet, másrészt 1 GeV-en a hidrodinamika még a kísérletekkel eléggé összhangban lévő eredményeket ad; mindenesetre a becslés szerint 1 GeV felett már, ha technikailag lehetséges, anizotróp modellek használata célszerű.

Hogy a tárgyalásba anizotróp állapotok is beleférjenek, egészen az alapoktól indulunk a kontinuummechanika egyenleteinek levezetésével. Az itt elhagyott részletek megtalálhatóak pl: /Eh73/, /Lu78/.

Tekintsünk egy relativisztikus soktestrendszert, egyszerűség kedvéért egyetlen részecskekomponenssel, és végezzünk rajta méréseket úgy, hogy a mérendő mennyiségeket két részecske helye közt "simítva" interpoláljuk. Ha ilyen hosszon a rendszer karakterisztikus adatai még keveset változnak, a simítás részletei érdektelenek, ha nem, úgyszincs lokális egyensúly, és a szokásos leírások elégtelenek.

A relativitáselmélet szerint a T_{ik} energiainpulzustenzor feltétlenül létezik és mérhető, továbbá mérjük az n^i részecskeáramsűrűséget; egyetlen komponens esetén bizonyos most érdektelen állandó állapotú kozmológiáktól eltekintve /Di74/ ez megmaradó. A /2.1.1/ Einstein-egyenlet következményeképpen T_{ik} is divergenciamentes:

$$\begin{aligned} T^{ir}{}_{;r} &= 0 \\ n^r{}_{;r} &= 0 \end{aligned} \tag{2.3.1}$$

ahol ; kovariáns deriválást jelöl, ld. A függelék. Sík /gravitációmentes/ téridőben a fenti egyenletekből megfelelő térfogati integrálásokkal az energia, impulzus és részecskeszám megmaradása adódik /Ta67/.

Általában T_{ik} algebrai szerkezete igen sokféle lehet /Ha85/, de n^i létezése esetén a tárgyalás egyértelmű. Nevezetesen n^i egyszerre definiál egy normált u^i sebességvektort és egy skaláris n részecskesűrűséget:

$$\begin{aligned} n^i &= nu^i \\ u^r u_r &= -1 \end{aligned} \tag{2.3.2}$$

Most u^i -vel T^{ik} az alábbi módon dekomponálható:

$$T^{ik} = \varrho u^i u^k + q^i u^k + u^i q^k + p^{ik} \quad (2.3.3)$$

$$q_r u^r = p_{ir} u^r = 0$$

Itt ϱ , q^i és p^{ik} 6 független adat, vagyis T^{ik} 10 adatát csak átcsoportosítottuk. Az u^i sebességű megfigyelő számára ϱ energiasűrűség, q^i a konduktív energiafluxus, és p^{ik} a térbeli feszültségtenzor. E mennyiségeket használva /2.3.1/ az alábbi alakba megy át:

$$\begin{aligned} \dot{\varrho} + \varrho u^i{}_{;r} u^r + (g^{ir} + u^i u^r)(q_{r;s} u^s + q_r u^s{}_{;s} + q^s u_{r;s} + p_r{}^s{}_{;s}) &= 0 \\ \dot{q}^i + \varrho u^r{}_{;r} q^i - q_r u^r{}_{;s} u^s + q^r{}_{;r} p^{rs} + p^r{}_{;s} u^s &= 0 \\ \dot{n} + n u^r{}_{;r} &= 0 \end{aligned} \quad (2.3.4)$$

ahol a pont az u^i menti derivált. Ezzel megkaptuk a sebesség, energiasűrűség és részecskeszámsűrűség evolúciós egyenleteit. Láthatóan a mozgásegyenlet a /2.3.1/ mérlegegyenletekből következik, speciálisan az energiaimpulzuszárterv u^i -ra merőleges komponenséből; egynél több sebességvektor bevezetése esetén nem kapható egyértelmű mozgásegyenlet.

Láthatóan a /2.3.4/ egyenletek ugyan feltevésektől mentesen igazak /kivéve a T^{ik} -ra vonatkozó /2.3.1/ mérlegegyenlet érvényességét, amely viszont az általános relativitáselmélet következménye, továbbá még elemzés tárgya lesz/, de nem zár-
tak. Lezárásukra két ellentétes megközelítésű mód használatos: vagy a kinetikus elméletből, vagy fenomenológikus termodinamikából indulva. A szituáció bonyolultsága miatt itt most mindkét utat be kell járnunk, még hozzá oly módon, hogy a tárgyalás hatókörén belül maradjanak a 2-folyadékséma helyett használható erősen anizotróp állapotok is. Láthatóan a hagyományos 2-folyadék egyenletek következetes relativisztikus levezetése nem lehetséges; mivel azonban a gyakorlatban használatosak, és esetenként kielégítő közelítést jelenthetnek, a D Függelék megadja őket.

Először a kinetikus elmélet felől indulunk. Tekintsük majdnem pontszerű részecskék egy híg gázát; a kölcsönhatások legyenek rövid hatótávolságúak, de ott erősek. Ekkor bármely kiválasztott részecske élettörténete két részre osztható: szabad mozgás a szomszédos részecskék közt, és mozgás azok terében; az utóbbit ütközési folyamatnak hívjuk. A kétféle állapotban töltött időtartamok aránya a kölcsönhatások hatótávját és a szabad úthosszat összehasonlítva becsülhető:

$$\tau_{\text{khat}} / \tau_{\text{szab}} \simeq n \bar{\sigma} r_i \quad (2.3.5)$$

ahol r_i a hatótáv. Ennélfogva $n \bar{\sigma} r_i \ll 1$ esetén a részecske impulzuseloszlását elsősorban egyrészecske-eloszlás határozza meg, a két- és többészecskekorrelációk kicsinyek. A szóbanforgó egyenlőtlenség egy felső korlátot ad n -re, és egyelőre feltezzük, hogy a korlát alatt vagyunk; ekkor az $f(p_i, x^k)$ egyrészecskeeloszlás evolúcióját a relativisztikus Boltzmann egyenlet /Eh73/ adja:

$$\left(p^r \frac{\partial}{\partial x^r} - \Gamma_{rs}^t p^r p^s \frac{\partial}{\partial p^t} \right) f(p_i, x^k) = I(f) \quad (2.3.6)$$

ahol $I(f)$ az ütközési integrál, amely az ütközési folyamatban fellépő gyors impulzusváltozások hatását írja le. Ennélfogva $I(f)$ pontos alakjának megadásához a kölcsönhatás részleteit kellene ismernünk, ami nem triviális feladat, és itt meg sem próbáljuk megoldani. Mindenesetre a négyesimpulzus megmaradását az egyedi ütközési folyamatokban feltehetjük, mikoris

$$\int I(f) p^i dP = 0 \quad (2.3.7)$$

ahol dP az infinitezimális négyesimpulzustérfogat; tömeghéjon

$$dP = \frac{d^3 p}{p^0} \quad (2.3.8)$$

Egyensúly közelében fel szokás tenni, hogy $I(f)$ az egyensúlyi

eloszlástól való eltéréssel arányos; ez vezet az ún. relaxációs idő közelítéshez, melynek relativisztikus alakja

$$I(f) \simeq - \frac{1}{\tau_{rel}} (u^r p_r)(f-f_0) \quad (2.3.9)$$

ahol a τ_{rel} relaxációs idő τ_{szab} nagyságrendjében van, és f_0 kielégíti az

$$I(f_0) = 0 \quad (2.3.10)$$

egyenletet. Nehéz pontosan megmondani, mi a fizikai feltétele pl. ütközési hatáskeresztmetszet tekintetében /2.3.9/ érvényességének; a klasszikus esetben levezethető pl. ún. erős ütközés feltételezésével /KuIcUsHa76/, mely szerint a részecske az első ütközés után visszatér az egyensúlyi eloszlásba. A /2.3.6-10/ egyenletek szerkezete mutatja, hogy tulajdonképpen f_0 jelentése nem egy egyensúlyi eloszlás, ugyanis f_0 nem feltétlenül megoldása a /2.3.6/ jobboldalának nullázásával adódó Liouville-egyenletnek, mint majd látjuk. Ezzel szemben f_0 -t az ütközési integrál globális szerkezete határozza meg, nevezetesen attól függ, hogyan jelentkeznek a betöltési számok $I(f)$ -ben /Eh71/, /Eh73/, és alakja

$$f_0(p_i) = \frac{d}{(2\pi\hbar c)^3} [\exp(\alpha + \beta u^r p_r) + k]^{-1} \quad (2.3.11)$$

$$k = \left\{ \begin{array}{l} +1 \text{ Fermi} \\ 0 \text{ Boltzmann} \\ -1 \text{ Bose} \end{array} \right\} \text{ statisztikára}$$

Itt d egy kvantumszámok által meghatározott degenerációs faktor; f_0 ki nem írt koordinátáfüggése α -n és β -n keresztül lehetséges. Összehasonlítva a /2.3.7-9/ egyenleteket, láthatjuk, hogy f_0 tulajdonképpen az aktuális f állapothoz tartozó kifejtési együttható, melynek bizonyos momentumai azonosak.

Először bizonyos feltételes azonosításokat hajtunk végre,

melyek szerint

$$\begin{aligned} n^i &= \frac{1}{m} \langle p^i \rangle = \frac{1}{m} \int f p^i dP \\ T^{ik} &= \langle p^i p^k \rangle = \int f p^i p^k dP \end{aligned} \quad (2.3.12)$$

ahol m a részecsketömeg. Kiszámítva ezen mennyiségek evolúciós egyenleteit /2.3.6/-ból, az eredmény az, hogy /2.3.7/ és

$$\int I(f) dP = 0 \quad (2.3.13)$$

fennállása esetén /2.3.1/ következik. Így, amikor /2.3.6/ érvényes, akkor n^i és T^{ik} valóban a fenti módon állítható elő. Továbbá láthatóan f és f_0 nulladik és első momentumainak kell megegyezniük, ami 5 feltételt jelent; ez éppen meghatározza a /2.3.11/-ben szereplő α , β és u^i mennyiségeket, mely u^i normáltsága miatt 5 független adatot jelent. Következésképpen f -ből f_0 kiszámítható, és a relaxációs idő közelítés szükség esetén használható /feltesszük, hogy τ_{rel} minden állapotra ismert/.

Általánosságban a feladat /2.3.6/ megoldása lenne adott

$$f(p_i, \underline{x}, t=0) = f_i(p_i, \underline{x}) \quad (2.3.14)$$

kezdeti feltételhez. A megoldó processzus általános kezdeti feltétel mellett kellőképpen bonyolult technikailag, és ilyen általánosságban most nem lesz vizsgálat tárgya; mindössze megjegyezzük, hogy a nehézionfizikailag releváns kezdőfeltételek CM rendszerben

$$\begin{aligned} f_k(p_i, \underline{x}) \simeq Q \{ & (1 - \Theta(f(\underline{x} - \underline{r}_1) - R^2)) \delta(p - p_0) + \\ & + (1 - \Theta(f(\underline{x} - \underline{r}_2) - R^2)) \delta(p + p_0) \} \end{aligned} \quad (2.3.15)$$

típusúak, ahol Q egy normáló faktor, Θ a Heaviside-féle egységugrás, R a magsugár, f a Lorentz-kontrakciót veszi figyelembe, \underline{r} az egyes magok középpontjainak helye érintkezéskor,

és p_0 a nyalábirányú kezdeti impulzus, melyet a gyorsítóenergia határoz meg. A kezdőállapot tehát valóban teljesen anizotróp; ha τ_{rel} nem sokkal kisebb az ütközési folyamat teljes idejének az egész rendszerre vonatkozóan, akkor az evolúció közben a rendszer anizotróp marad.

A teljes /2.3.6/ egyenlet megoldását természetesen meg lehetne takarítani, ha az f eloszlásfüggvényt 5 mennyiség segítségével fel lehetne írni, az $I(f)$ részleteitől független /2.3.1/ egyenleteknek ugyanis összesen 5 komponense van. Ez legegyszerűbben úgy teljesülhetne, ha $f=f_0$ volna igaz, mivel /2.3.11/ szerint f_0 valóban 5 paraméteres eloszlás. Általában azonban $f=f_0$ nem lehetséges; ez közvetlenül látható /2.3.6/-ba helyettesítve, mikoris adódik, hogy f_0 csak akkor megoldás, ha u^i időszerű Killing-vektorral arányos /az itt nem tárgyalandó tömegetlen részecskék esetén konform Killing vektor is elegendő/; ezesetben azután α és β helytől független lesz. Mármost a gravitációt elhanyagolva a téridő Minkowski-típusú, melynek 10 Killing-vektora van; az ezek legáltalánosabb konstans együtthatós kombinációjával arányos sebességvektorú folyás gyorsulásmentes és merev /Eh71/, /Eh73/, mely eset teljesen érdektelen a nehézionfizikában.

A fentiek természetesen nem jelentik azt, hogy $f \simeq f_0$ adott esetben nem lehet kielégítő közelítés; ennek azonban szükséges feltétele az, hogy τ_{rel} legyen lényegesen kisebb minden a folyást jellemző karakterisztikus időnél. Láttuk már, hogy ennek teljesülése nehézionfizikai szituációkban kétes.

Mindenesetre először tegyük fel, hogy $f \simeq f_0$ jó közelítés. Ekkor f alakja, néhány paraméter erejéig ismert; a paraméterek közül u^i a folyási sebesség, melynek jelentése világos, a helytől független α és β paraméterek pedig n^i és T^{ik} valamilyen komponenseivel egyértelmű kapcsolatban vannak. Már-

most $I(f)$ általános tulajdonságaiból levezethető /Eh71/, /Eh73/,
 hogy az s^i

$$s^i = - \int [f \ln f + k(1-kf) \ln(1-kf) - (1-k^2)f] p^i dP \quad (2.3.16)$$

vektoriális mennyiségnek nemnegatív forrása van, ha /2.3.6/
 érvényes, függetlenül attól, hogy f közel van-e f_0 -hoz, azaz

$$s^r; r \geq 0 \quad (2.3.17)$$

Ugyanakkor /2.3.11/-et behelyettesítve látjuk, hogy a forrás
 $f=f_0$ -nál eltűnik. Eszerint tehát az $f=f_0$ állapotokat valami-
 lyen s^i -ből képezhető skaláris mennyiség maximuma fogja kivá-
 lasztani.

Mindezek alapján már belátható, hogy híg gázunk $f \simeq f_0$
 esetén meg fog felelni a termodinamika Callen-féle posztulá-
 tumainak /Ca60/:

I. Posztulátum: Egyszerű rendszereknek vannak olyan álla-
 potai /egyensúlyi állapotok/, melyek makroszkópiusan
 teljes mértékben jellemezhetőek az U belső energiával,
 a V térfogattal, és a kémiai komponensek N_1, N_2, \dots, N_r
 mólszámaival /ezek az extenzív paraméterek/.

II. Posztulátum: Létezik egy függvény /melyet az S entró-
 piának hívunk/, bármely összetett rendszerre, mely an-
 nak extenzív paramétereitől függ, minden egyensúlyi ál-
 lapotra definiált, és az alábbi tulajdonságú. Az exten-
 zív paraméterek értékei, a belső kényszereken túlmenő-
 en, olyanok lesznek, hogy az entrópia a kényszereknek meg-
 felelő egyensúlyi állapotok sokaságán maximális legyen.

III. Posztulátum: Összetett rendszer entrópiája a részrend-
 szerekének összege. Az entrópia folytonos, differenciál-
 ható, és az energiának monoton növekvő függvénye.

IV. Posztulátum: Bármely rendszer entrópiája eltűnik a
 $\partial U / \partial S = 0$ állapotban, azaz a hőmérséklet nullpontjánál.

Hogy $f=f_0$ esetén az I-IV. Posztulátumok valóban érvényesek, az közvetlen számolással belátható, és ennek részleteitől most itt el lehet tekinteni. Megjegyzendő azonban az alábbi. A /2.12-13,16/ képletek tetszőleges koordinátatranszformációval szemben kovariánsak lévén kiértékelhetőek együttmozgó koordinátarendszerben, ahol $u^i = \delta_0^i$: ha f csak az $u^r p_r$ kombináción keresztül függ p^i -től /ami f_0 -ra igaz/, kapjuk

$$\begin{aligned} n^i &= nu^i \\ s^i &= su^i \\ q^i &= 0 \\ p^{ik} &= P(g^{ik} + u^i u^k) \end{aligned} \tag{2.3.18}$$

ahol P a dinamikai nyomás szerepét játssza. Ha továbbá f $u^r p_r$ mellett csak két paramétertől függ, és adott alakú /ami f_0 -ra megint igaz/, úgy e két paraméter visszafelé kifejezhető pl. n és q segítségével. Ekkor

$$P = P(n, q) \tag{2.3.19}$$

ezért n, q /és u^i / mindent meghatároz, és f bármely funkcionálja kifejezhető n és q segítségével, így s is. Bevezetve a természetes $N=nV, U=qV, S=sV$ azonosításokat, a III. Posztulátum második felét és IV-et kivéve készen vagyunk; belátható, hogy a /2.3.11/ szerinti f_0 -ra III. mindig, IV. pedig a $k=0$ esetet kivéve teljesül. Utóbbi esetben S alsó korlátja 0 helyett $-\infty$, ami a Boltzmann-gáz jól ismert, és semmi gyakorlati problémát nem okozó hiányossága.

Láthatóan jelen gondolatmenet formálisan nemcsak f_0 -ra igaz, hanem minden $u^r p_r$ -től és két paramétertől függő eloszlásra is. De nyilvánvalóan $f=f_0$ -ra a /2.3.16/ definiálta funkcionál produkciója nem feltétlenül nemnegatív, ami ütközne a II. Posztulátum maximumelvével. Mindazonáltal a /2.3.6/ Boltzmann-egyenlet csak elhanyagolható kétrészecskekorrelációk esetén érvényes; az általános esetben egyensúlyhoz tartozhat

f_0 -tól eltérő alakú eloszlásfüggvény is, mikoris a nemnegatív produkciójú s^I mennyiséget egy /2.3.16/-tól eltérő alakú integrál adja, tehát $s(n, \varrho)$ alakja megváltozik, de továbbra is az eddigi változóktól függ. Jó példa e lehetőségre a reális gázokat közelítő van der Waals gáz, melynek állapotegyenletét most az alábbi alakban adjuk:

$$P = \frac{2}{3} \frac{n_0}{n_0 - n} (\varrho - mn + an^2) - an^2 \quad (2.3.20)$$

/az ennek megfelelő $s(n, \varrho)$ függvényt később látjuk majd/. Belátható, hogy /2.3.11/ szerinti f függvények nem vezethetnek /2.3.20/-ra; mivel közelítő van der Waals gázok léteznek, kellenek létezzenek f_0 -tól eltérő egyensúlyi eloszlások is.

Fentiek értelmében fizikailag értelmes megfordítani az eddigi okfejtést, és elindulni a Callen-posztulátumoktól. Elfogadva ezeket termodinamikai axiómákként, az egyensúlyi termodinamika formalizmusa kiépíthető. Ennek részletei /Ca60/-ban megtalálhatóak, itt most csak néhány a továbbiakban használatos képlet következik. Megengedve egynél több részecskekomponenst is, és azokat technikai okokból most felül indexelve, egy egyensúlyban lévő termodinamikai rendszerre

$$\begin{aligned} S &= S(X^I) \\ I &= 0, \dots, N+1 \\ X^0 &= V; X^1 = U; X^{I+1} = N^I \end{aligned} \quad (2.3.21)$$

A III. Posztulátum miatt S homogén lineáris:

$$S(\lambda X^I) = \lambda S(X^I) \quad (2.3.22)$$

és a II. Posztulátum miatt $S/V = s = s(\varrho, n^I)$ második deriváltjainak

$$-\varepsilon_{IK} = -\frac{\partial^2 s}{\partial x^I \partial x^K}; \quad x^I \equiv X^I/V \quad (2.3.23)$$

mátrixa negatív definit stabil állapotokra, különböző rendszerek vagy fázisok egyensúlyakor pedig az

$$Y_I = \frac{\partial S}{\partial X^I} \quad (2.3.24)$$

intenzív paraméterek a határ két oldalán egyenlő értékűek.

/2.3.22/ és /2.3.24/ következtében

$$S = X^R \frac{\partial S}{\partial X^R} = X^R Y_R \quad (2.3.25)$$

A jobb- és baloldal differenciáljait összehasonlítva kapjuk:

$$X^R dY_R = 0 \quad (2.3.26)$$

/K169/, /K170/, /K171/. /2.3.25/ az I. Főtétel egyik alakja,

/2.3.26/ pedig a Gibbs-Duhem-reláció /Fé68/. A termodinamika

ún. második Főtétele S pozitív szemidefinit produkcióját kö-

veteli meg, nyilvánvaló összefüggésben az S-re vonatkozó maxi-

mumelvvvel.

Az Y_I mennyiségek hagyományos elnevezése az alábbi:

$$\begin{aligned} Y_0 &= \bar{p}/T \\ Y_1 &= 1/T \\ Y_{I+1} &= -\mu_I/T \end{aligned} \quad (2.3.27)$$

ahol T a hőmérséklet, p a /termodinamikai/ nyomás, és μ a kémi-
miai potenciál; p és P fizikai kapcsolatát az egyensúlyi fel-
tétel feladása után láthatjuk csak. Megjegyzendő még, hogy az
 $\{X^I\}$ halmaznak lehetnek a /2.3.21/-ben adottaktól eltérő elemei
is, mint az pl. szokásos a mágnesezettséggel; ez esetben az I.
Posztulátum megfogalmazásában teendő egy triviális változtatás.

Most visszatérünk a /2.3.6/ Boltzmann-egyenlet kormányozta
gázhoz. Tegyük fel, hogy f nem egyenlő az ütközési integrál
gyökének megfelelő, azaz /2.3.11/ szerinti f_0 -lal, de valami-
lyen értelemben közel van hozzá. Ezesetben a /2.3.11/-ben sze-
replő α és β paramétereknek már lehet hely- és időfüggésük,
de csak gyenge, és hasonlóan az u^i sebességmező eltérhet a merev
mozgást leírótól, de a deformációsebességnek mérsékeltnak kell

lennie. Írjuk ekkor:

$$f = f_0 + \varphi \quad (2.3.28)$$

ahol φ valamilyen értelemben elsőrendűen kicsiny; /2.3.6/-ből:

$$L(\varphi) = -L(f_0) + \left(\frac{\delta I}{\delta f}\right)_{f_0} \varphi + \mathcal{O}(\varphi^2) \quad (2.3.29)$$

Mivel u^i nem merev mozgásnak felel meg, a /2.3.6/ baloldalán álló operációt jelölő L operátor hatása f_0 -ra nem 0. Továbbá, kiértékelve a /2.3.12,16/ integrálokat, a /2.3.18/ alakoktól φ rendben eltérést fogunk kapni. Az eltérés azonban n^i -ben kiküszöbölhető, megfigyelve, hogy f_0 egy ötparaméteres halmaz tagja; az f -hez /2.3.28/ által hozzárendelendő f_0 úgy veendő fel, hogy n^i és φ értéke a két eloszlásra azonos legyen, ami az Eckart-féle illesztési feltétel /Eh73/. A φ függvény evolúcióját leíró /2.3.29/ egyenlet e közelítésben lineáris, és az együtthatók az "egyensúlyi" α , β , u^i paraméterek függvényei; ha φ fejlődésében a tranziens tagok elhanyagolhatóak, akkor T^{ik} -t kiértékelve "egyensúlyi", azaz n , φ és u^i segítségével kifejezhető tagok mellett α , β /vagy pl. n és φ / valamint u^i deriváltjaiban lineáris tagokat is kapunk, és utóbbiak együtt hatói n és φ függvényei lesznek. /Gr58/. Az együtthatók transzportfolyamatoknak felelnek meg, a legegyszerűbb esetben diffúzió, hővezetés és impulzustranszport /azaz viszkozitás/ lép fel, és természetesen a transzportkoefficiensek a Boltzmann-egyenleten keresztül kiszámíthatóak /ReGu78/. Ennek részletei a gyakorlatban fontosak, de nem képezik jelen munka tárgyát.

Most ismét elejtjük a Boltzmann-egyenlet érvényességének feltételezését, de azt feltesszük, hogy a rendszer az egyensúlyi paraméterek meghatározta egyensúlyi eloszlás közelében van. Ekkor az előbb tapasztaltak értelmében várjuk, hogy T^{ik} -ban gradienseket nem tartalmazó, és azokban lineáris tagok forduljanak elő; az állapotot az egyensúlyi paraméterek és azok gradiensei együtt határozzák meg, a gradienseket nem tartalmazó ta-

gok pedig a globális egyensúlyban érvényes összefüggéseket teljesítik. Ez utóbbi a lokális /vagy celluláris/ egyensúly elve, melyet Gyarmati megfogalmazásában idézünk: "Folytonos rendszerek celluláris egyensúlya azt a hipotézist rejti magában, amely szerint feltételezzük, hogy a kontinuumot olyan elemi cellák összességének tekinthetjük, mely cellákon belül jó közelítéssel egyensúlyi feltételek valósulnak meg annak ellenére, hogy a teljes rendszer nem egyensúlyi, hanem irreverzibilis folyamatok székhelye." /Gy76/. Ilyen esetben egyébként a szokásos konvenció az, hogy az I-edik extenzív áram-sűrűségére a

$$j^I = L^{IR} \nabla Y_R \quad (2.3.30)$$

vezetési egyenlet érvényes, ahol $L^{IK} = L^{IK}(x^M)$ a vezetési mátrix.

A nemegyensúlyi termodinamika szokásos formalizmusa megtalálható pl. /Gy76/-ban; megismétlése helyett rögtön a kontinuummechanikához fordulunk, minek előtte csak demonstráljuk, hogy $s(\varrho, n^I)$ -ben az egyensúlyi alak fenntartása tényleg önkonzisztens. A lokális egyensúly elvének megfelelően a mérsékelt inhomogén rendszer entrópiáját az alábbi alakban várjuk:

$$S = \int s(x^I(\underline{r}, t)) dV \quad (2.3.31)$$

és x^I inhomogén:

$$x^I = \bar{x}^I + \delta^I \quad (2.3.32)$$

ahol δ^I kicsiny és térfogatintegrálja eltűnik. Sorbafejtve:

$$S = \int \left\{ s(x^I) + Y_R(x^I) \delta^R + \frac{1}{2} \varepsilon_{RS}(x^I) \delta^R \delta^S + \dots \right\} dV \quad (2.3.33)$$

A jobboldal második tagja Y_I egyensúlyi homogenitása miatt eltűnik, tehát az összentrópiában elsőrendű járulék valóban nincs.

Most írjuk:

$$\tau^{ik} = e_q \tau^{ik} + tr \tau^{ik} \quad (2.3.34)$$

ahol e_q és tr az egyensúlyi és transzport tagokat jelenti, az első tag /2.3.18/ szerinti szerkezetű, míg a második tag korrekciókat ad q^i -hoz és p^{ik} -hoz, de az Eckart-féle illesztési feltételek szerint ϱ -hoz nem; hasonlóan n^i alakja is /2.3.18/ szerinti, de s^i -é nem feltétlenül. Utóbbit dekomponáljuk:

$$\begin{aligned} s^i &= su^i + \xi^i \\ \xi^r u_r &= 0 \end{aligned} \quad (2.3.35)$$

Utóbbin túlmenően ξ^i vektorról egyelőre semmit sem tudunk. A mérlegegyenleteket /2.3.4/ szolgáltatja; a mozgásegyenlet e lépésben még érdektelen számunkra, a másik kettő az alábbi alakot kapja:

$$\begin{aligned} \dot{n} + nu^r_{;r} &= 0 \\ \dot{\varrho} + (\varrho + P)u^r_{;r} + tr^q_r u^r_{;s} u^s + tr^q_r_{;r} + \\ &+ tr^{p\ rs} u_r_{;s} = 0 \end{aligned} \quad (2.3.36)$$

Mármost az entrópiaáram felbontásában lévő s skalár az u^i sebességű /együttmozgó/ megfigyelő látta entrópiasűrűség; ha lehetséges termodinamikai leírás, akkor ez /2.3.31/ szerint n és ϱ függvénye. Így, kiértékelve a pozitív szemidefinitre posztulált σ entrópiaprodukciót:

$$\begin{aligned} 0 \leq \sigma &= \dot{s} + su^r_{;r} + \xi^r_{;r} = [s - ns_n - (\varrho + P)s_\varrho] u^r_{;r} + \\ &+ \xi^r_{;r} - s_\varrho (tr^q_r u^r_{;s} u^s + \\ &+ tr^q_r_{;r} + tr^{p\ rs} u_r_{;s}) \end{aligned} \quad (2.3.37)$$

A P mennyiség most $e_q \tau^{ik}$ eleme, és teljes egyensúlyban a transzporttagok az entrópiaprodukcióval együtt eltűnnek. Megkövetelve a /2.3.34/ felbontás módjára ugyanezt az általános esetben is, kapjuk:

$$0 = [s - ns_n - (\varrho + P)s_\varrho] u^r_{;r} \quad (2.3.38)$$

Általános esetben $u^r_{;r} \neq 0$, ahonnan

$$0 = s - ns_n - (\varrho + P)s_\varrho \quad (2.3.39)$$

Felhasználva a /2.3.23-27/ egyenleteket, innen

$$P = p \quad (2.3.40)$$

vagyis P most a termodinamikai nyomással egyenlő. /2.3.37/ jobb oldalának maradék része pozitív szemidefinit kell legyen minden lehetséges mozgásra. Azonban egyelőre szerepel ott q^i divergenciája, melynek előjele nem rögzített. Ez csak akkor esik ki, ha

$$\xi^i = s_s q^i \quad (2.3.41)$$

Ezzel ξ^i -t megkaptuk. A maradék egyenlőtlenség alakja:

$$\text{tr} q^r (T_{,r} + T u_{r;s} u^s) + T \text{tr} p^{rs} u_{r;s} \leq 0 \quad (2.3.42)$$

ahol /2.3.27/ szerint $T=1/s_s$.

Feltéve, hogy a hő- és impulzustranszport külön-külön is nemnegatív entrópiaprodukciót ad /egyszerű anyagok, ld. /Eh73// /2.3.42/ az alábbi módon elégíthető ki:

$$\begin{aligned} \text{tr} q^i &= -\kappa (g^{ir} + u^i u^r) (T_{,r} + T u_{r;s} u^s) \\ \text{tr} p^{ik} &= -\eta (u_{r;s} + u_{s;r}) (g^{ir} + u^i u^r) (g^{ks} + u^k u^s) - \\ &\quad - \eta' (g^{ik} + u^i u^k) u^r_{;r} \end{aligned} \quad (2.3.43)$$

ahol κ , η és η' nemnegatív, és a lokális állapotváltozótól függő együttható. A második egyenlet a jól ismert relativisztikus nyíró és térfogati viszkozitást adja /LaLi79/; az első a hővezetési törvény, melyben a klasszikus képlet leegyszerűbb relativisztikus általánosításán túlmenően gyorsulással arányos tagot is megkövetel az entrópiaprodukció nemnegativitása /Eh73/. E tag jól demonstrálja az általános relativitáselméleti formalizmus használatának szükségességét, lévén az anyag mozgásának neminerciális jellegéből eredő, tehetetlenségi erő típusú effektus.

/2.3.43/ első egyenlete /2.3.30/ szerinti vezetési egyenlet, és a második is hasonló szerkezetű. Ezzel verifikáltuk, hogy a lokális egyensúly elvét tartalmazó ún. nemegyensúlyi

termodinamikai formalizmus /Gy76/ kompatibilis a hidrodinamikával, függetlenül attól, hogy az anyag lokális egyensúlyában az eloszlásfüggvény azonos-e a /2.3.11/ alatti f_0 -lal. Természetesen, ha sem a /2.3.6/ Boltzmann-egyenlet, sem valamilyen azt helyettesítő másik evolúciós egyenlet nem áll rendelkezésre, akkor az $s(x^I)$ függvény alakját, és a transzportegyütthatókat más módon kell előállítani, vagy a tapasztalatból venni. E kérdés vizsgálatát későbbre hagyjuk. Továbbá megjegyzendő, hogy a két formalizmus kompatibilitása nem jelenti azt, hogy az ún. nemegyensúlyi termodinamika minden hidrodinamikai szituációban alkalmazható. Pl. /2.3.30/ és /2.3.43/ a gradiensekben lineáris; ez feltétlenül elegendő, ha a rendszer közelítőleg homogén, de erősen inhomogén állapotban a linearitás és elsőrendűség egyszerűen feltevés. Hasonlóan, a lokális egyensúly létezése egy elv, melynek igazságát a /2.3.6/ Boltzmann-egyenlet tanulmányozása csak közelítésként támogatja, és a formalizmusban magában semmi sem jelzi, hol válik a nevezett elv rossz közelítéssé. E kérdésekre még visszatérünk.

Ezek után felírhatjuk a /2.3.4/ -ből még hátramaradt mozgásegyenletet. Alakja:

$$\begin{aligned} & (\rho + p)u^i{}_{;r} u^r + (g^{ir} + u^i u^r) (\dot{p}_{,r} + \text{tr}^q{}_r; s^u + \text{tr}^q{}_r u^s; s^+ \\ & + \text{tr}^q{}_r u^s; s^+ \text{tr}^p{}_r; s) = 0 \end{aligned} \quad (2.3.44)$$

Ide a transzporttagoknak pl. /2.3.43/ alatti kifejezését beírhatjuk, de ezt most nem tesszük meg. A konkrét numerikus munkában használatos egyenleteket az **R** Függelék foglalja össze; itt most csak annyit jegyünk meg, hogy általában az egyenletek szerkezete eltér a klasszikus Euler-egyenlettől. Így pl. hővezetés esetén a $\text{tr}^q{}_r u^i$ -ben fellépő gyorsulási tag miatt /2.3.44/ a gyorsulás időderiváltját is tartalmazza. Továbbá megfigyelhető /2.3.44/ baloldalának első tagjában, hogy a gyorsulás szorzója nem az energia- /tömeg-/ sűrűség, hanem az entalpiásűrűség.

Ennek következtében, mivel maganyagnál $p \ll \rho$ mellett nem hanyagolható el, az áramlás még klasszikus ütközőenergiákon sem teljesíti a klasszikus Euler-egyenletet /CsLuZi79, CsLuZi80/. Így tulajdonképpen nemrelativisztikus nehézionfizika nem létezik; ennek oka az, hogy a maganyag belső mozgásai közt mindig van relativisztikus /pl. a mezonoké/.

Mivel /2.3.34/ első tagját a perfekt folyadéknek megfelelő alakúnak választottuk, a relativisztikus hidrodinamika-hoz jutottunk el. Elemzendők azonban még a relativisztikus kvantálatlan soktestproblémától idevezető úton tett egyszerűsítő feltevések és elhanyagolások. Ez részletesen a következő fejezetekben történik meg, itt most csak azt demonstráljuk, hogy a perfekt folyadék közelítés /vagyis /2.3.34/ második tagjának elhanyagolása/ relativisztikus ütközőenergiákon nem ki-elégítő. Tekintsük először a viszkózus járulékokat /2.3.43/ második egyenlete/. Egyszerűség kedvéért egydimenziós folyást vizsgálva a transzporttag akkor volna elhanyagolható, ha

$$p \gg \partial u^z / \partial z \quad (2.3.45)$$

Most becsülni kell a fenti egyenlet minden tagját. A nyomásra Boltzmann-gáz közelítést használunk:

$$p \sim nT \quad (2.3.46)$$

A sebességdivergencia becslésére indulunk egy $u^z \sim l$ sebességgel; mikor a lövedék eleje CM rendszerben éppen megáll, akkor hátulján még az eredeti sebesség van, tehát

$$\partial u^z / \partial z \sim 1/2R \quad (2.3.47)$$

Végül a nyíró viszkozitási együtthatóra a klasszikus merevgömbmodellből /ReGu78/

$$\eta = \frac{5\sqrt{\pi}}{16} \frac{\sqrt{MT}}{\sigma} \quad (2.3.48)$$

ahol σ a jellemző ütközési hatáskeresztmetszet; pontszerű ré-

szecskékre

$$\sigma \sim (\alpha^2/T^2)(\hbar c)^2 \quad (2.3.49)$$

ahol α a dimenziótlan csatolási állandó /Pr79/. /2.3.48/-hoz hasonló képletek más modellekből is kaphatóak /Ko48/. Véve becslésként kétszeres normál magsűrűséget, $T=100$ MeV-et, $R \sim 5$ fm-t és $\alpha \sim 1$ -et /2.3.45/ jobboldala a baloldal 25%-a, tehát nem hanyagolható el. Két további érv a viszkozitás elhanyagolása ellen, hogy $\eta \rightarrow 0$ esetén a rendszer Reynolds-száma végtelenhez tart, tehát a lamináris áramlás megszűnik stabilnak lenni /LaLi79/, mikoris várhatóan a numerikus szimuláció is labilissá válik, másrészt viszkozitás nélkül a teljes rendszer entrópiája nem nőhet /CsLuZi80/, viszont az a folyamat elején 0, mivel mindkét mag hideg, tehát a végállapot hőmérséklete is 0 maradna.

A hővezetés hatására hasonló becslés végezhető, mivel híg gázokra $\kappa \sim \eta/M$ /ReGu78/. Megint az előző adatokat használva, adódik, hogy a vezetési hőáramsűrűség az energiasűrűség 10%-a alatt van. Továbbá e folyamat csak a viszkozitás termelte hő újraelosztását végzi, kezdetben, $T=0$ lévén, hatása nincs.

Eszerint oda konkludálhatunk, hogy a viszkózus tagok elhagyása után a rendszer lényeges vonásai vesznének el; a hővezetés jelentősége ennél kisebb, és szükség esetén elhanyagolhatónak tűnik.

Időnként az ún. lökeshullámkép is alkalmazható. Ennek elve az, hogy kicsiny transzportegyütthatók esetén az irreverzibilis folyamatok csak akkor indulnak be, mikor a gradiensek már nagyok. Ekkor az irreverzibilitások egy szűk lökésfrontban dolgoznak, mindenütt másutt perfekt folyadékkal közelíthetünk. A front két oldalán lévő mennyiségeket összekötik a megmaradási tételek. E kép nem ad teljes leírást, részletek az F Függelékben.

2.4 A MECHANIKA HATÁRAI

A nemkvantált relativisztikus soktestproblémától a nemkvantált relativisztikus hidrodinamikáig vezető úton használt feltevések és egyszerűsítések vizsgálata van soron. Hangsúlyozandó, hogy nehézionütközésekben olyan exotikus állapotok jöhetnek létre, melyek máshol csak neutroncsillagok belsejében, vagy az igen korai Univerzumban volnának lehetségesek, tehát még általánosan használatos fizikai elméletekben is lehet kételyünk. Ezért mindig, mikor lehetséges, célszerű egészen az alapoktól elindulni.

A relativisztikus hidrodinamika mozgás- és mérlegegyenleteinek levezetésekor felhasználtuk az energiaimpulzustenzor divergenciamentességét. A speciális relativitáselméletben e divergenciamentességet egyszerűen fel szokták tenni, energia- és impulzusmegmaradásra hivatkozva. Mindazonáltal ez számunkra legalább két okból nem kielégítő. Először, e megmaradási törvények tapasztalatból leszűrt elvek, és a relativisztikus nehézionütközések maximálisan komprimált állapotaira vonatkozó tapasztalataink szűkösek. Másodszor, az általános relativitáselmélet példa egy jól kidolgozott elméletre, melyben általában nincs globális energia- vagy impulzusmegmaradás /MiThWh72/. Most megvizsgáljuk, mennyire szükséges elfogadnunk $T^{ir}_{;r}=0$ -t.

Láttuk, hogy a fenti egyenlet a /2.1.1/ Einstein-egyenletből levezethető. /2.1.1/ alakja viszont speciális, és a gravitációs törvényre nincs még elegendő megfigyelési tapasztalatunk ahhoz, hogy alakjában biztosak lehessünk. Ezért most három különböző általánosítást vizsgáljuk meg, hogy tapasztalatokat szerezzünk T^{ik} divergenciamentességének szükségességéről.

Feltéve, hogy a gravitációs törvény baloldalán a görbületi

tenzor deriváltjai nem szerepelnek, /2.1.1/ általánosítására egyetlen lehetőség van:

$$R_{ik} + \beta R^r_r g_{ik} + \lambda g_{ik} = \tilde{\alpha} \tilde{T}_{ik} \quad (2.4.1)$$

ahol β egy szabad számkonstans, $\tilde{\alpha}$ szabad gravitációs állandó és \tilde{T}_{ik} valamilyen kapcsolatban van az energiaimpulzustenzorral. Ekkor /2.4.1/ következménye, hogy van egy divergenciamentes Q^{ik} tenzor /CsLu84/,

$$Q^{ik} = T^{ik} - \frac{1}{2} \frac{1+2\beta}{1+4\beta} g^{ik} T^r_r + \tilde{\lambda} g^{ik} \quad (2.4.2)$$

Mármost Q^{ik} ekkor /2.1.1/ jobboldalán T^{ik} szerepét veszi át. Mivel T^{ik} fenomenologikus /2.3.3/ felbontása nem a bal- hanem a jobboldal tagjait definiálja, a /2.3.12/ alak helyessége pedig $T^{ir}_{;r} = 0$ következménye volt, nyilvánvalóan a 2.3 fejezet minden képletében Q^{ik} lép T^{ik} helyére, és az energia- és impulzusmérleg változatlan marad.

A következő általánosítási lehetőség a /2.1.1/-hez vezető variációs elv megváltoztatása pl. /2.1.3/ szerint. Ilyenkor a gravitációs törvény valóban módosul, de T^{ik} divergenciamentes marad. Ennek levezetése nem triviális, de zavaróan hosszadalmas, ezért a G Függelékben található.

Harmadik komolyan felvetődött lehetőség a hely- és időfüggő gravitációs csatolás bevezetése /azaz hogy /2.1.1/-ben G-t függvénynek tekintsük. Ekkor L-et természetesen G deriváltjait tartalmazó tagokkal kell kielégíteni /BrDi61/, /MiThWh72/.

Most azonban kétféleképpen indulhatunk el, mivel az eredeti Lagrange-függvényben a csatolási állandót elhelyezhettük /2.1.2/ szerint R^r_r előtt is, de akár reciprokát L_a előtt is. Az első esetben T^{ik} divergenciamentes marad /MiThWh72/, a másodikban $T^{ir}_{;r}$ G deriváltjaival lesz arányos /lq. a G Függelék/. Így tehát valóban adható olyan variációs elv, mely /2.3.1/ sérülé-

sére vezet. Azonban égi mechanikai megfigyelések szerint

$$|\dot{G}/G| \lesssim 10^{-10} \text{ év}^{-1} \quad (2.4.3)$$

~~Mitől~~, így ilyen effektusok nehézionütközésekben figyelmen kívül hagyhatóak.

Kvantumos hatásokat jelen megfontolásokban figyelmen kívül hagyhatunk, mivel kvantumgravitációs megfontolásokkal a 2.1 fejezetben már foglalkoztunk, továbbá mivel most a nemkvantált relativisztikus soktéstproblémától haladunk a nemkvantált relativisztikus hidrodinamika felé.

Jelen fejezet konklúziója az, hogy, habár T^{ik} divergenciamentessége nem bizonyítható, nem látszik semmi ok kételyre abban, hogy a divergenciamentesség relativisztikus nehézionütközésekben legalábbis teljesen kielégítő közelítés. Ezek után /2.3.4/ első két egyenlete feltevésmentesen adódik.

2.5 A RÉSZECSEKMEGMARADÁS HATÁRAI

Láttuk, hogy a hidrodinamika /vagy a kontinuummechanika/ egyenletei önmagukban nem teljesek a rendszer evolúciójának leírása szempontjából; itt most a termodinamika összefüggései egészítik ki őket. Utóbbiak közé tartoznak a független extenzív sűrűségek mérlegegyenletei. Egyszerű folyadékokra a független sűrűségek az energiasűrűség és a részecskeszámsűrűségek. Az elsőre, mint láttuk, T^{ik} divergenciamentessége már adja a mérlegegyenletet, de az utóbbiakra /2.3.1/-ben egyszerűen feltettük, hogy nincsenek forrástagok. Ez egyrészt nyilvánvalóan nem igaz általánosságban, hiszen a rendszert többféle részecske építi fel, melyek között átalakulások folynak, másrészt befolyásolja a termodinamikai formulákat. Ez utóbbi demonstrálható, ha /2.3.1/-be részecskeforrástagot vezetünk be. Írjuk:

$$\begin{aligned} \dot{n} + nu^r{}_{;r} &= \nu \\ \dot{\rho} + (\rho + p)u^r{}_{;r} &= 0 \end{aligned} \quad (2.5.1)$$

/perfekt folyadék közelítés/. Feltéve, hogy $s=s(\varrho, n)$ /látjuk majd, hogy ez most nem triviális/, kapjuk

$$\bar{\sigma} = \dot{s} + s u^r;_r = (s - n s_n - (\varrho + P) s_\varrho) u^r;_r + s_n v \quad (2.5.2)$$

Még specifikálandó a v forrás szerkezete; tegyük fel, hogy csak az extenzív sűrűségektől függ. Akkor a jobboldal pozitivitása $u^r;_r$ indefinitésége miatt 2 feltételt ad: /2.3.39/-et, és újként

$$s_n v \geq 0 \quad (2.5.3)$$

Ez nagyon erős feltétel, mert a forrástag előjelét rögzíti μ -ével ellenkezőre. Ha a részecskekeletkezés energiát igényelne, a hőnek csökkennie kellene.

De /2.5.2-3/ $s=s(\varrho, n)$ -nen alapul, és egyetlen, mérleg-egyenletet teljesítő részecskekomponens zárt rendszerbeli szám-
változása általában G vagy e változásával együtt szokott felve-
tődni /Di74/. Viszont időben változó törvények esetén /DiLuMaPa86ab/

$$S = S(X^I; t) \quad (2.5.4)$$

és akkor

$$dS = Y_R dX^R + \dot{S} dt \quad (2.5.5)$$

azaz a /2.3.26/ Gibbs-Duhem reláció, mely része a termodinamikai formalizmusnak, sérül. Ez jelzi, hogy az $\{X^I\}$ halmaz hiányos /La61/. Ekkor eljárhatunk úgy, hogy t -t időfüggő és térfogattal arányos új extenzívvel elimináljuk, ami után a formalizmus ismét működik /DiLuMaPa86ab/. De így $s \neq s(\varrho, n)$, és /2.5.3/ nem adódik.

A tanulság, hogy egyetlen, meg nem maradó részecskekomponens-nél a leírás addig nem tiszta, amíg a forrástag fizikai oka nem explicit. Egymásba alakuló komponensek esetén kémiai reakcióink vannak, mely terület tisztázott. Tekintsünk pl. 2 komponenst

$$A \leftrightarrow B \quad (2.5.6)$$

Ha $s=s(\varrho, n_A, n_B)$, /2.3.39/ adódik; /2.5.6/ szerint

$$\dot{n}_A + n_A u^r;_r = v_A \quad (2.5.7)$$

$$(n_A + n_B) \dot{} + (n_A + n_B) u^r;_r = 0$$

és akkor a /2.5.3/-mal analóg új feltétel:

$$(\mu_A - \mu_B) v_A \leq 0 \quad (2.5.8)$$

azaz a /2.5.6/ folyamat mindig az alacsonyabb kémiai potenciál felé megy, egyenlőségükkor pedig entrópiaprodukció nincs. Mivel ez fizikailag érthető, nem kell gyanakodnunk $\{X^I\}$ hiányosságára.

Marad tehát, mikor a meglévő fizikai elméletek szerint megmaradó komponensek számváltozására gyanakszunk. Ilyen a barionszám és az elektromos töltés.

A barionszámmegmaradást protonbomlási mérés ellenőrzi. Atomos anyagban a protonélettartam alsó korlátja $> 10^{30}$ év /La81/, /Ba83/. Az elektromos töltésnél alternatíva van. Az egyes részecskéken lévő töltés állandóságát kvazárszinképekből ellenőrizve $|\dot{e}/e| \lesssim 10^{-12}$ /év. /BaPa76/. Töltött részecskék számváltozását ellenőrzi a neutrínót észlelő elektronbomlási mérés, mely szerint az elektronélettartam $\gtrsim 10^{22}$ év /DoZe84/. Végül ezeket kombinálva, kezdetben semleges anyag legalább 10^{27} éves skálán semleges, különben a kozmológiában kitűnne /Ba86/.

Mindezen eredmények csak alacsony energián relevánsak. Kiterjesztésükhöz többszörös magsűrűségekre és 0,1 GeV fajlagos energiára elméleti megfontolás is kell. Barionszámváltozást csak a Nagy Egyesítés jósol /La81/, X és Y leptokvark bozonok útján. Ezek tömegére csak kozmológiai adatokból következtethetünk, vagy alacsony energiáról extrapolálhatunk. A Weinberg-szögből $m_X \simeq 4 \cdot 10^{14}$ GeV /GeQuWe74/, protonélettartamból $m_X > 10^{15}$ GeV, és a jelen monopólussűrűségi felső korlát a keletkezésükori impulzustranszfer entrópiaprodukciójával akkor magyarázható, ha $m_X \simeq 6 \cdot 10^{15}$ GeV /DiKeLuPa84,85a,86/. Vagyis a magas protonélettartam oka m_X magas értéke, és ezért azt GeV-es energiák nem befolyásolják. Mindenesetre jelen okfejtés csak becslés, mert a protonbomlás ilyen módja kémiai reakció, mikoris tudjuk, mi a bevezetendő másik részecskeszám.

Az elmondottak szerint nehézionütközésekben néhány részecskefajta megmaradónak tekinthetünk, függetlenül a modern részecskefizikában felmerült kételyektől. Ilyen mennyiség külön minden kvarkizre a részecske-antirészecskeszám /az annihiláció és párkeltés végbemehet erős kölcsönhatásba, de a különböző kvarkok egymásba csak gyenge kölcsönhatással, leptonokba pedig csak X és Y bozonokon át mehetnek, előbbi folyamat 10^{12} -szor, utóbbi 10^{60} -szor lassabb az ütközési folyamatnál/. Hasonlóan igaz volna a 3 fajta leptonszám megmaradása is, de a leptonok szerepe általában a leírásban elhanyagolható. Végül érvényes az össztöltés megmaradása.

A Kvar-k-hadron fázisátmenet /ha létezik/ erős kölcsönhatási folyamat, tehát a vizsgált időskálákon várható. Ennek következtében az egyes kvarkizek megmaradását a hadronokban kötétt és a szabad kvarkok együttesére kell érteni, tehát

$$\begin{aligned} p &\leftrightarrow uud \\ \Lambda &\leftrightarrow uds \end{aligned} \tag{2.5.9}$$

típusú folyamatok léteznek. Ez jelen értelmezés szerint nem kémiai reakció, hanem fázisátmenet. Ilyen folyamatokon keresztül belátható, hogy az említett kvarkizmegmaradások a hadronfázisban is implikálják barionszám, ritkaság, charm stb. megmaradását /LuZiBa86/.

2.6 A NEMEGYENSÜLYI TERMODINAMIKA HATÁRAI

Szószerint véve a nemegyensúlyi termodinamika határaitól nehezen beszélhetnénk, lévén negatívan meghatározott fogalom. A termodinamikai irodalomban azonban a nemegyensúlyi termodinamika fogalma jobban körülhatárolt. Jelen kontextusban a fogalmat Gyarmati által definiált értelmében használjuk: "E fogás érvényesítésekor...még azt kell feltételeznünk, hogy

folytonos közeg tömeg- vagy térfogatelemei /cellái/ olyan egyensúlyi rendszerként foghatók fel, melynek állapota annak ellenére jellemezhető a termosztatika egyensúlyi állapotváltozóival, hogy a szomszédos cellák között folyamatok mennek végbe. E feltétel szerint -amelyet lokális vagy celluláris egyensúlynak nevezünk- valamely folytonos közeg nemegyensúlyi állapota a makroszkópikus állapotváltozók olyan skalár-, vektor- és tenzortereivel írható le, amely terek általában az időtől függenek." /Gy76/. Következésképpen az így értett nemegyensúlyi termodinamikának lényeges része a 2.3 fejezetben már idézett lokális egyensúlyi elv, melyről azonban ott láttuk, hogy alapvető egyenletekből le nem vezethető, csak bizonyos esetekben közelítőleg igaz. Sérülése legalább két a nehézionfizikában releváns módon történhet: eltérés lehet a termikus egyensúlytól tekintet nélkül a szomszédos cellától származó kölcsönhatásokra, de okozhatja az eltérést a térmennyiségek gradienseinek túl nagy értéke is.

Az első eset leginkább akkor várható, ha a nemtermikus kezdőfeltételek eltűnésére nincs elegendő idő. A 2.3 fejezetben már láttuk, hogy a lokális egyensúly elégséges feltétele $\tau_{rel} \ll \tau_{üt}$, és ha a kezdőfeltétel nemtermikus, ez szükséges feltétel is. Továbbá /MoZi79/ számadatai alapján láttuk is, hogy eme erős egyenlőtlenség teljesülése relativisztikus nehézionütközésekben kérdéses is. Az általános esetben természetesen nem mondhatunk többet, minthogy termodinamikai leírás nem lehetséges, de ha az állapot a lokális termikus egyensúlytól nincs messze, az eltérés jellemzői további termodinamikai változókként bevezethetőek. Ez az ún. pszeudotermodinamika, melynek formalizmusa megtalálható: /LuMaPa86/, /LuMa87/.

Először megint feltételezzük a Boltzmann-egyenlet érvényét.

Az f eloszlásfüggvény a 2.3 fejezetben említett Eckart-féle illesztési feltételeknek megfelelő f_0 körül sorbafejthető /mivel nem vagyunk f_0 -tól messze/; válasszunk egy $\{\varphi_\alpha(p)\}$ függvénybázist, mely tiszteletben tartja az Eckart-feltételeket

$$\begin{aligned} \int \varphi_\alpha p^i dP &= 0 \\ \int \varphi_\alpha (u_r p^r)^2 dP &= 0 \end{aligned} \tag{2.6.1}$$

/ahol u^i természetesen a lokális folyási sebesség/, egyébként tetszőleges. Írjuk:

$$f(p_i, x^k) = f_0(p_i, x^k) + \sum_\alpha a^\alpha(x^i) \varphi_\alpha(p_k) \tag{2.6.2}$$

ha a $\{\varphi_\alpha(p)\}$ bázis teljes, ezen alak nem jelent megszorítást. Ezt a Boltzmann-egyenletbe helyettesítve az a együtthatókra természetesen evolúciós egyenleteket kapnánk, de most nem ez a célunk. Láttuk, hogy f első és második momentumai a lokális egyensúlyban elegendő n^i és T^{ik} mennyiségeket adják. Alkossuk meg f magasabb momentumait:

$$b^{ik\dots} = \int f p^i p^k \dots dP \tag{2.6.3}$$

Az a^α értékek és az egyensúlyi paraméterek nyilván meghatározzák a $b^{ik\dots}$ momentumokat, de /eltérő véges számosságból eredő és gyakorlatilag érdektelen problémákat kivéve/ ez elvileg nyilván visszafelé is igaz. Tehát egyensúlyon kívül a lokális állapot leírható az u^i , ρ , n egyensúlyi, és $b^{ik\dots}$ nemegyensúlyi momentumok összességével. A továbbiakban mindenhol véges $b^{ik\dots}$ készletet használunk, amely gyakorlati célokra elég.

Az u^i mennyiség hidrodinamikai, n és ρ termodinamikai változó; megmutatjuk, hogy a $b^{ik\dots}$ momentumokból is termodinamikai típusú mennyiségek alkothatóak. A továbbiakban egyszerűség kedvéért együttmozgó koordinátákban dolgozunk.

Legyenek a Callen-posztulátumok extenzívjei V , E és N .

Vezessünk be b^{ik} helyett új mennyiségeket:

$$\begin{aligned} Z^{ik\dots} &= F^{ik\dots}(V, E, N)(b^{ik\dots} - b_{eq}^{ik\dots}) \\ F^{ik\dots}(\lambda V, \lambda E, \lambda N) &= \lambda F^{ik\dots}(V, E, N) \end{aligned} \quad (2.6.4)$$

az $F^{ik\dots}$ együtthatók ezen túlmenően egyelőre tetszőleges függvényei V, E, N -nek. A továbbiakban az $^{ik\dots}$ kvadratikusnál magasabb indexkombinációkat összefoglalóan egyetlen görög nagybetű jelöli. A b_{eq}^Γ értékek az egyensúlyhoz tartoznak.

A Boltzmann-féle H-tétel /Gr58/, /Eh71/, /Eh73/ szerint az entrópiasűrűség azonosítható $-H$ -val, ahol H egy funkcionálja, melynek alakja /2.3.16/-ből kiolvasható. Mivel f -et n , ρ és b^Γ már meghatározza, S felírható V , E , N és Z^Γ függvényeként; tekintve, hogy S/V egy lokális impulzustérbeli integrál, és F^Γ homogén lineáris V, E, N -ben,

$$\begin{aligned} S &= S(V, E, N, Z^\Gamma) \\ S(\lambda V, \lambda E, \lambda N, \lambda Z^\Gamma) &= \lambda S(V, E, N, Z^\Gamma) \end{aligned} \quad (2.6.5)$$

A Z^Γ mennyiségekhez X^I -ben és bennük homogén nulladrendű W mennyiségeket definiálhatunk

$$W_\Gamma \equiv \frac{\partial S}{\partial Z^\Gamma} \quad (2.6.6)$$

szerint, és akkor /2.6.5/ éa az Euler-azonosság miatt

$$S = Y_R X^R + W_\Gamma Z^\Gamma \quad (2.6.7)$$

Az egyensúlyhoz közel H sorbafejthető, /2.6.1-2/ miatt a sorfejtésben a $-$ -ban lineáris tag nincs, és akkor

$$S = S_0(V, E, N) - \frac{1}{2} S_{\Gamma\Delta}(V, E, N) Z^\Gamma Z^\Delta + \mathcal{O}(Z^3) \quad (2.6.8)$$

ahol S_0 az egyensúlyhoz $f=f_0$ tartozik, és $S_{\Gamma\Delta}$ homogenitási foka -1 .

Mármost a $\{\varphi_\alpha\}$ bázis rögzítése és F^Γ megválasztása után az $S(X^I, Z^\Gamma)$ függvény adott; ezek után a P nyomás valahogyan S -ből meghatározható /hogyan, arra visszatérünk/. Hanyagoljuk el /2,3.4/-ben a transzporttagokat /azon esetet vizsgáljuk, mi-

kör a lokális egyensúly sérülését nem a transzport okozza/, akkor az egyenletrendszer lezárásához még a $z^\Gamma = Z^\Gamma/V$ sűrűségekre kellene evolúciós egyenletek. Ezeket a Boltzmann-egyenletből számolhatjuk, ha pl. $L(f_0) = 0$ és a relaxációs idő közelítés /ld. /2.3.9// igaz, akkor

$$b^{ik\dots r}_{;r} = -\frac{1}{\tau} u_r (b^{ik\dots r} - b_{eq}^{ik\dots r}) \quad (2.6.9)$$

ahonnan z^Γ -ra közvetlenül kapható egyenlet. Ha $L(f_0) \neq 0$, az evolúciós egyenlet szerkezete bonyolultabb, de számos esetben

$$\dot{z}^\Gamma + \alpha(\varrho, n, z^\Delta) z^\Gamma u^r_{;r} = \xi^\Gamma(\varrho, n, z^\Delta) \quad (2.6.10)$$

alakba írható; ha mind a folyás mind az impulzuseloszlás nem-relativisztikusan tárgyalható, akkor a /2.6.10/ alak teljesen általános, és $\alpha^\Gamma = 1$ elérhető, ha $b^{ik\dots}$ a /2.6.3/ alatti hatványmomentum, és /2.6.4/-ben

$$F(2s) = V^{1+2s/3} N^{-2s/3} \Phi(EV^{2/3} N^{-5/3}) \quad (2.6.11)$$

ahol $2s$ az összes index száma /a klasszikus esetben izotróp eloszlásfüggvényre a páratlan momentumok eltűnnek/. Általános esetben, ha /2.6.10/ nem teljesül, a lentebb következő analízist ad hoc módszerekkel kell elvégezni.

/2.3.4/ és /2.6.10/ együtt az alábbi entrópiaprodukciót adja:

$$s^r_{;r} = [s - (\varrho + P)s_\varrho - ns_n] u^r_{;r} + s_r \xi^\Gamma - \alpha^\Gamma s_r \tau^r_{;r} \quad (2.6.12)$$

Innen a szokásos módon kapjuk, hogy $\alpha^\Gamma = 1$ esetén $P = p$, ahol

$$p = \frac{\partial S}{\partial V} / \frac{\partial S}{\partial E} \quad (2.6.13)$$

és

$$w_\Gamma \xi^\Gamma \geq 0 \quad (2.6.14)$$

vagyis ilyenkor P közvetlenül S -ből kapható. Ha $\alpha^\Gamma = 1$ nem érhető el, de /2.6.10/ még igaz, akkor $P \neq p$, de $P = P(n, \varrho, z^\Gamma)$; ha /2.6.10/ sem igaz, akkor P -ben még sebességderiváltakkal arányos korrekció is lesz /LuMaPa86/, /LuMa87/.

Ezzel a Boltzmann-egyenletet /elvileg végtelen, gyakorlatilag véges számú/ momentumegyenlet rendszerével helyettesítettük. Ez szokásos sztatikus rendszerek egyensúlyhoz tartásának vizsgálatánál /KrWu76/, de most az egyenletek a hidrodinamikaiakkal együtt használhatóak. Továbbá a Z^Γ mennyiségeknek világos termodinamikai jelentése van. Ugyanis az e fejezetben vizsgált mennyiségek kielégítenek egy, a Callen-posztulátumok minimális kibővítésével kapható pszeudotermodinamikai posztulátumrendszert /LuMaPa86/, amelyben az X^I extenzívek mellett a Z^Γ pseudoextenzívek is szerepelnek, az S entrópia helyett a P ekaentrópia jelenik meg, a posztulátumokban az egyensúlyra nem hivatkozunk, és két extra posztulátum is szerepel

$$\lim_{Z \rightarrow 0} P(X, Z) = P_0(X) \quad (2.6.15)$$

$$\lim_{E \rightarrow 0} \partial P / \partial Z = 0$$

valamint a Z szerinti második deriváltmátrix $\partial^2 P / \partial Z^\Gamma \partial Z^\Delta$ negatív definitivitása. A posztulátumrendszer teljesülésére és részleteire ld. /LuMaPa86/; most csak arra mutatunk rá, hogy /2.6.6-7/ /2.3.24-25/ általánosítása, és ebből a Gibbs-Duhem reláció /2.3.26/ megint megkapható az X és Z valamint Y és W mennyiségekben.

Ha sikerül megtalálni az egyensúlytól való eltérés irányába mutató optimális $\{\varphi_\alpha\}$ függvénybázist, akkor a hozzá legjobban illeszkedő Z^Γ pseudoextenzívek is megjelölhetők, és akkor néhány extra mennyiségre vonatkozó mérlegegyenlet árán a nemegyensúlyi viselkedés tanulmányozható; az ismert kezdőfeltételek a relaxációs idő közelítés esetén elegendőek kiválasztására /LuMa87/. Ílymódon a termodinamika formalizmusa

extrapolálható a termikus egyensúlytól eltérő /de attól nem túl távoli/ állapotokra. Ugyanis most eltekinthetünk a Boltzmann-egyenletről, és ugyanúgy, mint az egyensúlyi termodinamikában $S(X^I, Z^\Gamma)$ alakját /a posztulátumok megengedte kereteken belül/ és Z^Γ mérlegegyenletét a fizikai intuíció és tapasztalat által sugallt tetszőleges formában felvehetjük.

Megjegyzendő, hogy a formalizmus nem tételezi fel az egyensúlyhoz tartást /azaz Z^Γ 0-hoz tartását/. Valóban, ha $L(f_0) \neq 0$, a Z^Γ mennyiségeknek forrása van. Ez megfelel a 2.3 fejezetben mondottaknak: ha a mozgás nem merev, egyensúly nem lehetséges.

A fejezet elején említett másik módja a lokális egyensúlytól való eltérésnek az intenzív gradiensek nagy értéke: ilyenkor a /2.3.6/ Boltzmann-egyenletről látható, hogy f nem lehet f_0 közelében még akkor sem, ha a rendszer már elfelejtette a kezdőfeltételeket. Ilyen esetekben a Grad-módszerben /Gr58/ magasabbrendű tagokig kell elmenni, a Gyarmati-féle hullámközelítésnek megfelelően az entrópiát áramtagokkal kiegészíteni /Gy77/, /LeJoCa80/

$$S = S_0 + M_{IK} J^I J^K \quad (2.6.16)$$

ahol J^I az extenzív áram és M_{IK} az ún. kinetikus mátrix, vagy az X^I extenzívek mellett a ∇x^I sűrűséggradiensek is bevezetendők pszeudoextenzívekként. Ez utóbbi eljárást választva pl. kiszámíthatjuk egy inhomogén rendszer entrópiáját az alábbi módon /LuCs79/, /LuCs84/. Tekintsünk egy zárt rendszert V , E és N adatokkal; legyen a rendszernek pl. felében $n + \delta n$ és $\varrho + \delta \varrho$ a két független extenzív sűrűség, akkor másik felében $n - \delta n$ és $\varrho - \delta \varrho$. Az entrópia ezesetben

$$S = S_1 + S_2 = \frac{1}{2} V [s(\varrho + \delta \varrho, n + \delta n) + s(\varrho - \delta \varrho, n - \delta n)] \quad (2.6.17)$$

ahol szokás szerint felületi effektusoktól eltekintettünk. Mérsekelt inhomogenitásokra /2.6.17/ sorbafejthető:

$$s = v \left[s(\xi, n) - \frac{1}{2} g_{RS} \delta x^R \delta x^S \right] \quad (2.6.18)$$

ahol g_{IK} a /2.3.23/ alatt van definiálva. Láthatóan tehát fel-
lép egy inhomogenitásokkal arányos negatív entrópiakorrekció,
mely /2.6.8/-ra és /2.6.16/-ra emlékeztet, és a kvadratikus
tag együtthatója ismert. Ezért ∇x^I bevezetésével valóban ki-
terjeszthető lenne a termodinamika a lokális egyensúlyi elv mö-
gé /ez tulajdonképpen /2.3.33/-ban már szereplő kifejezés/. Az
inhomogenitások hatásának elemzését itt most nem folytatjuk,
mivel a 2.8 fejezetben még visszatérünk a kérdésre egy másik
szempontból.

Hogy az itt elmondottakra valóban figyelemmel kell lenni,
azt a 2. Rész elején adott karakterisztikus adatokkal lehet
szemléltetni. 2,1 GeV-es U+U ütközésben a teljes átfedés mint-
egy részecskénkénti 6 ütközés után áll be. Ez elég lenne az e-
gyensúly megközelítéséhez, csak hogy egyrészt a teljes átfedés-
kor a gömb felületéhez közel eső részecskék csak egyszer ütköz-
tek, és az egyensúlyi állapot is változik időben a fokozatos
kompresszió és melegedés miatt. Ezért a teljes termikus egyensúly
maximális sűrűségkor nem lehet igaz, habár valószínűleg nem
rossz közelítés; nagyobb energiákon bizonyára lényeges elté-
rések várhatóak. Még fontosabb, hogy a rákövetkező tágulás so-
rán valamikor elromlik az egyensúlyi közelítés. Ugyanis a sű-
rűség csökkenésével τ_{rel} nő, az egyensúlyi állapot viszont

$$\tau_{hül} \simeq -T/\dot{T} \sim R/\dot{R} \quad (2.6.19)$$

szerint változik; a gyorsuló expanzióval $\tau_{hül}$ valószínűleg még
csökken is. Lesz egy szakasz, mikor $\tau_{rel} \simeq \tau_{hül}$, és ez után
a termikus egyensúly már nem tehető fel.

E folyamat leírására ún. breakup /feltörési/ modellek
szolgálnak. Szokásos változatuk az egyensúly megszűnését egyet-
len pillanatba sűríti: $t < t_{br}$ -re a termikus egyensúly teljes,

$t > t_{br}$ -ra az anyag kölcsönhatásmentes Knudsen-gáz, $t=t_{br}$ -nál a részecskék folyási sebességéhez hozzáadódik az a pillanatban érvényes termikus sebességük. A breakup pillanat meghatározására két mód van: választható a pillanat, mikor a szomszédos részecskék távolodásának hidrodinamikai sebessége alulról eléri a termikus mozgás sebességét /BoGaZi78/, /MoZi79/, míg a fentebb említett megfontolás szerint

$$-(\dot{T}\tau_{rel}/T)_{t_{br}} \simeq 1 \quad (2.6.20)$$

/BiBaLuZi83/. E közelítés kielégítő voltát a korai Univerzumban tömeges neutrínók lecsatolódására vonatkozó számítások is sugallják /LuMaPa86/. /Vegyük figyelembe, hogy az egyensúlynak fel kell borulnia, mivel a maganyag nukleonjai tömegesek, és a sebességmező nem merev mozgásé./

Az inhomogenitások jelentőségét mutatja, hogy a 2. Rész elején tett becslés szerint a 2,1 GeV-es U+U ütközés maximális kompressziójakor a homogénnek tekinthető térfogatelemekben már csak néhány részecske volna, amely esetre termodinamikát abszurdum volna használni. /Némileg segíthet, hogy a homogénabb centrális rész a sűrűbb./ Nagyobb térfogatelemeket véve /2.6.13/ szerinti korrekciók valószínűleg nem volnának elhanyagolhatóak; technikai nehézségek miatt e jelenség explicit figyelembevételé még nem valósult meg.

2.7 A KONTINUUMMECHANIKA HATÁRAI

A 2.3 fejezetben a kontinuummechanika felépítésekor feltételeztük, hogy minden egyes térfogatelemben létezik egy jellegzetes sebesség, és ezt a részecskeáramlás sebességével azonosítottuk. Egyetlen részecskekomponens esetén ez mindig lehetséges; több komponens esetén ez nem egyértelmű eljárás.

A leírást egyértelművé lehetne tenni a Landau-mérték használatával:

$$T^{ir} u_{Lr} = tu_L^i \quad (2.7.1)$$

azaz, hogy u^i az energiaimpulzustenzor időszerű normált sajátvektora [LaLi79]. E mértékben q^i eltűnik, míg

$$\begin{aligned} n_A^i &= n_A u^i + \chi_A^i \\ u_r \chi_A^r &= 0 \end{aligned} \quad (2.7.2)$$

ahol a χ^i tagok diffúzióknak felelnek meg. A diffúziós tagokra valamilyen [2.3.30] típusú vezetési egyenletek érvényesek.

E mérték több komponensre is egyértelmű u^i mezőt ad, azonban esetünkben fizikailag nem túl szerencsés. Nevezetesen, u_L^i az energiaáramlás sebessége, és fizikailag volna feltenni, hogy az a [2.3.43] szerinti forrása az impulzustranszportnak; tudjuk, hogy utóbbi alapja a részecskék ütközése.

A probléma inkább elméleti, mivel a maganyagban egyrészt elegendő a barionkomponenssel törődni, másrészt, még mikor többféle részecskét veszünk figyelembe, akkor is a sűrű anyagban fellépő kölcsönhatásoktól elvárható a sebességek kiegyenlítése. A továbbiakban minden diffúziós effektust ignorálunk.

2.8 A KONTINUUMLEÍRÁS HATÁRAI

Mikor a 2.3 fejezetben levezettük a kontinuummechanika egyenleteit, feltettük, hogy a szereplő lokális mennyiségek, mint pl. n vagy T , folytonos és síma függvények a térben. Ez nyilván közelítés, mivel az anyag részecskékből áll. Mindazonáltal a lokális mennyiségek extrapolálhatóak a részecskék közé is; kérdés, mikortól lesz helytelen e simított függvények használata.

A Callen-posztulátumoknak a valósággal való összevetéséből adható egy határ e közelítés alkalmazhatóságára. Láttuk,

hogy a posztulátumokból levezethető Y_I térbeli homogenitása. Az $\{x^I\}$ sűrűségek homogenitásáról viszont az entrópia szélsőértéke semmi közvetlen információt nem ad. Ennek megfelelően elvileg kétféle inhomogén eset van.

Legyenek először az Y_I -k homogének. Ekkor

$$Y_I(x^K) = \bar{Y}_I = \text{áll.} \quad (2.8.1)$$

A két index nem azonos mennyiségű értéken fut át, mivel $x^0=1$ lenne. Ezért /2.8.1/ x^I -re túlhatározottnak tűnik, de ez nincs így, mivel az $s=s(x^I)$ függvényből levezethető egy

$$Y_0 = Y_0(Y_{I \neq 0}) \quad (2.8.2)$$

kapcsolat, x^I -től függetlenül. Ennek megfelelően tekintsuk /2.8.1/-et $I \neq 0$ -ra. Ennek gradiensét véve

$$g_{IR} \nabla x^R = 0 \quad (2.8.3)$$

Azaz, izolált alacsonyabb dimenziójú felületektől /0 méretű halmaz/ eltekintve x^I is állandó. Ettől azonban /2.8.1/-nek még lehet egynél több $\{x^I\}$ gyökkészlete. Nevezetesen az unicitás bizonyításához g_{IK} pozitív definitivitása kellene; ha van egy tartomány, ahol az nem igaz, akkor /2.8.1/-nek több különböző gyöke is lehet, akár a definit tartományban is /LuCs79/, /LuCs84/.

Tekintsük most ezen esetet, tegyük fel, hogy /2.8.1/-nek több gyöke is van. Ezeket most jelöljük x^I -vel, azaz

$$\begin{aligned} Y_0(x^I) &= Y_0(x^K) \\ Y_I(x^K) &= Y_I(x^K); \quad I \neq 0 \end{aligned} \quad (2.8.4)$$

Ekkor az entrópia variációjának eltűnésétől a rendszer még különböző állapotokban lehet, pl.

- 1./ Teljesen homogén állapot $x^I = \bar{x}^I = X^I/V$ -nél az egész V térfogatban;
- 2./ x_1^I állapot a térfogat α részében, x_2^I állapot $(1-\alpha)$ részében, úgy, hogy

$$\alpha x_1^I + (1-\alpha) x_2^I = \bar{x}^I \quad (2.8.5)$$

Ha /2.8.1/-nek csak két különböző gyökvektora van, akkor csak e két lehetőség van. Mármost ezen állapotok közt a természet valamilyen módon választ. Ha $\bar{x}^I \in \varepsilon_{IK}$ indefinitivitási régiójába esik, akkor ott az állapot termodinamikailag instabil /Ki69/, aminek egy következményét rövidesen látjuk. Ezért a rendszer ott nem marad meg, hanem a 2./ lehetőség szerinti állapotba megy. /Ha kivételesen az instabilitás ellenére sincs /2.8.1/-nek megoldása, akkor esetleg a rendszer afizikailag patológikus /Lu83/, vagy fizikai okokból szinguláris állapot felé halad, mint a mikroszkópikus kollapszusban /HaThWaWh64/. /

Ha a homogén és kevert állapot egyaránt termodinamikailag stabil zónába eső x^I -kkel valósulna meg, akkor mindkét állapotra kiszámítandó az összentrópia, és bármilyen átmeneti folyamat létezése esetén a rendszer végállapota a magasabb entrópiájú. Ezesetben általában az alacsonyabb entrópiájú állapotot metastabilnak hívják, de kis fluktuációkkal szemben az is stabil.

Többdimenziós állapotterület esetén a helyzet bonyolult lehet, ezért a fentieket egyetlen független sűrűséget tartalmazó rendszerre szemléltetjük a terminológia illusztrálására. Legyen

$$s = s(\varrho) \quad (2.8.6)$$

Két intenzív van:

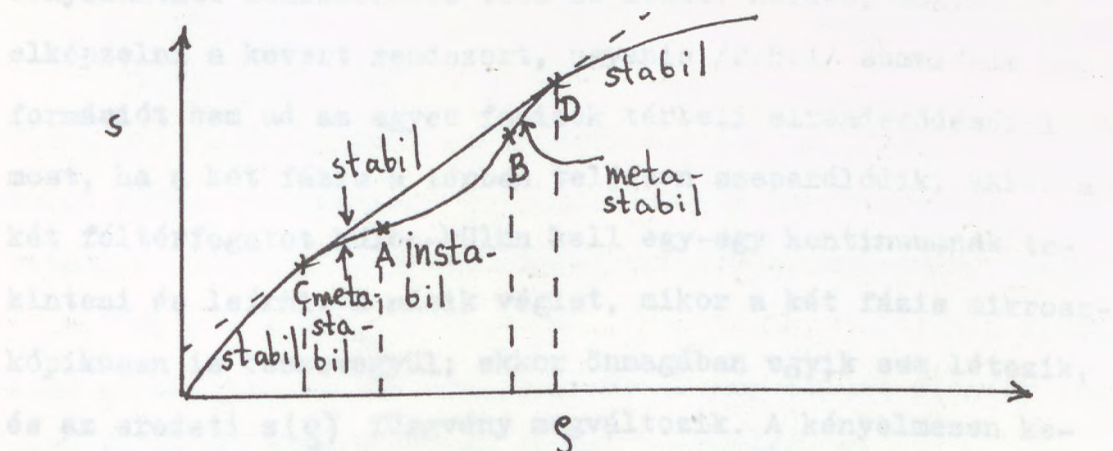
$$\frac{1}{T} = s_\varrho \quad (2.8.7)$$
$$\frac{p}{T} = s - \varrho s_\varrho$$

Az inhomogén egyensúly feltétele e két mennyiség páronként azonos értéke ϱ_1 és ϱ_2 állapotokban. Tekintsük először s_ϱ -t. Annak feltétele, hogy az két különböző ϱ értékre egyenlő lehessen, mindenesetre az, hogy ne legyen monoton függvény,

vagyis, hogy valahol ξ_1 és ξ_2 közt

$$s_{\xi\xi} > 0 \quad (2.8.8)$$

Mármost ugyanezt p/T -ből indulva is megkaphatjuk. Inhomogén egyensúly szükséges feltétele tehát egy instabil szakasz létezése. A 3. ábra mutat egy ennek megfelelő $s(\xi)$ függvényt.



3. ábra: Csak V és E extenzívekkel jellemzett rendszer fázisdiagrammja.

A második derivált A-ig és B-től negatív, ahogyan azt a stabilitás követeli is, A és B közt pozitív.

Mármost a /2.8.7/-ben szereplő két mennyiség geometriai jelentése világos: adott ξ pontban $1/T$ az érintő meredeksége, p/T a tengelymetszete. Annak feltétele tehát, hogy /2.8.1/-nek most egynél több gyöke legyen, az, hogy az $s(\xi)$ görbéhez két különböző pontban létezzék közös érintő /BaCh76/. E pontok C és D. Fokozatosan növelve $E/V = \bar{\xi}$ -t, C eléréséig az egyetlen lehetséges állapot egyensúlyra a homogén; C és A közt a rendszer lehet $\bar{\xi}$ -ban is, de az érintő által reprezentált térfogati keverékben is, és a keverék entrópiája magasabb; A és B közt a homogén állapot instabil, a rendszer csak C és D keverékében lehet; tovább haladva minden fordított sorrendben következik. Az A és B közötti homogén állapotok instabilak, az e tartományon kívüliek és C és D keverékei stabi-

lak; a CA és BD szakasz homogén állapotait a keverékekkel összevetve metastabilnak nevezzük.

A C és D keverékéből álló rendszert többfázisúnak nevezzük, a keverék egy-egy összetevőjét tartalmazó térrész egy fázis. Esetünkben most két különböző fázis létezhet, C és D, de bonyolultabb rendszerekre több is lehet. Kérdés, hogyan kell elképzelni a kevert rendszert, ugyanis /2.8.1/ semmiféle információt sem ad az egyes fázisok térbeli elrendeződéséről. Mármost, ha a két fázis a térben teljesen szeparálódik, akkor a két féltér fogatot külön-külön kell egy-egy kontinuumnak tekinteni és leírni. A másik véglet, mikor a két fázis mikroszkópiusan is összevegyül; ekkor önmagában egyik sem létezik, és az eredeti $s(\varrho)$ függvény megváltozik. A kényelmesen kezelhető szituáció az, mikor a két fázis cseppeként keveredik össze, a sebességmező több cseppek át símának tekinthető, de az egyes cseppek elég nagyok saját viselkedésük meghatározására. Ekkor

$$\begin{aligned} \bar{T}^{ik} &= \alpha T_1^{ik} + (1-\alpha) T_2^{ik} \\ \bar{n}^i &= \alpha n_1^i + (1-\alpha) n_2^i \end{aligned} \quad (2.8.9)$$

és a 2.3 fejezetben követett eljárást megismételve ismét kaphatóak a rendszer evolúciós egyenletei. Egyszerűség kedvéért egykomponensű perfekt folyadéokra szorítkozunk, és első lépésben feltesszük a teljes fázisegyensúlyt. /2.3.1/ és /2.8.9/ együtt az alábbiakat adja:

$$\begin{aligned} (\bar{\varrho} + \bar{p}) u^i{}_{;r} u^r + \bar{p}_{;r} (g^{ir} + u^i u^r) &= 0 \\ \dot{\bar{\varrho}} + (\bar{\varrho} + \bar{p}) u^r{}_{;r} &= 0 \\ \dot{\bar{n}} + \bar{n} u^r{}_{;r} &= 0 \end{aligned} \quad (2.8.10)$$

ahol az átlagok mindenhol /2.8.5/ szerint értendőek, és u^i átlagolása a símasági feltevés miatt szükségtelen.

Mármost /2.8.10/ első egyenlete a mozgásegyenlet, mely meg-

határozza u^i -t. Emellett azonban a lokális termodinamikai mennyiségekre csak 2 egyenlet adódott, míg 5 ilyen mennyiség van: n_1, n_2, ξ_1, ξ_2 és α . De a fázisegyensúly miatt rendelkezésre áll 3 további egyenlet is:

$$\begin{aligned} T(n_1, \xi_1) - T(n_2, \xi_2) &= 0 \\ \mu(n_1, \xi_1) - \mu(n_2, \xi_2) &= 0 \\ p(n_1, \xi_1) - p(n_2, \xi_2) &= 0 \end{aligned} \quad (2.8.11)$$

/LuCs79/, /Lu83/, /LuCs84/. Ezeket pl. időderiválhatjuk, és akkor /2.8.10/ megmaradt két egyenletével együtt minden mennyiség evolúciója meghatározódik. Érdekes következmény, hogy

$$\dot{G} = \dot{S} + \bar{S}u^r{}_{;r} = 0 \quad (2.8.12)$$

azaz az energia- impulzus- és részecskemegmaradás szerint folyó egyensúlyi fázisátmenet nem termel entrópiát.

A teljes fázisegyensúly feltételezése akkor kielégítő, ha a fázisátalakulás mögött álló mikrofolyamatok sokkal gyorsabbak, mint az egyensúlyi paraméterek és a sebesség változásai. Ha ez nem teljesül, a /2.8.11/ egyenletek helyett explicit evolúciós egyenletek kellenek valamilyen az átmenet előrehaladását jellemző változókra.

Az általános eset meglehetősen bonyolult. /2.8.10/ felhasználásával kapjuk:

$$\begin{aligned} \dot{G} = \dot{S} + \bar{S}u^r{}_{;r} &= \frac{2\bar{n}}{T_1 + T_2} \left\{ -(\mu_1 - \mu_2)\dot{\beta} + \right. \\ &\left. + \frac{1}{\bar{n}}(p_1 - p_2)\dot{\alpha} - \frac{1}{2}(T_1 - T_2)\dot{\Delta} \right\} \end{aligned} \quad (2.8.13)$$

ahol

$$\begin{aligned} \beta &= N_1/N = \alpha n_1/\bar{n} \\ \Delta &= [\alpha s_1 - (1-\alpha)s_2]/\bar{n} \end{aligned} \quad (2.8.14)$$

Innen célszerű a három előrehaladást jellemző változónak α -t, β -t és Δ -t választani; /2.8.13/ mutatja, hogy az új /és itt

nem diszkuttálandó/ evolúciós egyenleteknek teljesíteniük kell egy egyenlőtlenséget, ugyanúgy és ugyanolyan okokból, mint /2.3.42/-t a transzporttagoknak. A további részletekre ld. /KäLuBa84/; mikor a rendszer részecskeszáma nem független extenzív, ld. /KäLuPa86/, /KäLuBa84/.

Az egyes intenzívek kiegyenlítődéshöz általában nem azonos karakterisztikus idők tartoznak. Durván mondhatjuk, hogy a termikus és mechanikai egyensúly kiegyenlítődési folyamataihoz egy gázban minden részecskeütközés hozzájárul, a kémiai potenciáléhoz viszont csak egyes rugalmatlanok /mikor a részecske az egyik fázis szerkezetéből kilép és a másikhoz csatlakozik/. Ennek megfelelően lesznek esetek, mikor jó közelítéssel $T_1=T_2$ és $p_1=p_2$, de $\mu_1 \neq \mu_2$. Ekkor /2.8.13/ redukálódik:

$$\dot{\sigma} = \dot{\bar{s}} + \bar{s}u^r;_r = -\bar{n}(\mu_1 - \mu_2)\dot{\beta} / T \quad (2.8.15)$$

Most egyetlen új evolúciós egyenlet kell, β -ra. Bizonyos nukleációs modellekből /Ze77/ az alábbi relaxációs idő közelítés vehető:

$$\dot{\beta} = -\frac{1}{\tau}(\beta - \beta_{eq}) \quad (2.8.16)$$

ahol β_{eq} a fázisok egyensúlyhoz tartozó részecskearánya. Marad a kérdés, az aktuális nemegyensúlyi állapotot melyik egyensúlyihoz kell illeszteni; a válasz esetenként adható meg, úgy, hogy /2.8.15-16/ egyidejű használatával a II. Főtétel teljesüljön.

Ilyen nemegyensúlyi folyamatokban természetesen entrópia termelődik; a módszer részleteire nézve ld. /CsLu83/. Ezzel véget ért azon inhomogenitások vizsgálata, mikor még Y_I homogén, és így stacionárius állapotban elegendően sokáig várva a Callen-posztulátumokat teljesítő végállapotra /egyensúlyra/ jutunk.

Reális rendszerekben /ahol e kifejezés most nagy, de nem végtelen részecskeszámot jelent/ az aktuális állapot sohasem

az egyensúlyi, hanem a körül fluktuál. A most következendőkben az alábbi módon definiáljuk a szituációt. Tekintsünk egy /egyszerűség kedvéért egyfázisú/ rendszert, amely egy minden extenzív számára szigetelő tartályban van, ezért X^I extenzívjei rögzítettek. Jelöljük most ki egy V^* résztérfogatot, de ne vegyük körül falakkal. Ekkor a teljes V rendszerben az átlagsűrűség a rögzített $\bar{x}^I = X^I/V$ érték, míg V^* -ban az aktuális sűrűség $x^I(t)$. Ennek időbeli változására ésszerű egyenlet nem várható, ezért csak időátlagával, és előfordulási valószínűségével kell foglalkoznunk. Feltéve, hogy a V térfogatú tartályon belül minden hely egyenértékű /tehát felületi effektusokat elhanyagolva/ az időátlag nyilván helyfüggetlen, és ezért, az extenzívekre vonatkozó megmaradási /vagy mérleg-/ egyenletek miatt

$$\lim_{t \rightarrow \infty} \frac{1}{t} \int x^I(t; V^*) dt = \bar{x}^I \quad (2.8.17)$$

Huzamosabb ideig figyelve a V^* térfogatban lévő extenzívek értékeit kimérhető az adott x^I -jú állapotok előfordulási valószínűsége, $p(x^I, \bar{x}^I; \tau)$, ahol

$$\tau = 1/V^* \quad (2.8.18)$$

Ekkor /2.8.17/ átírható:

$$\begin{aligned} \int p(x^I, \bar{x}^I; \tau) d^n x &= 1 \\ \int p(x^I, \bar{x}^I; \tau) x^K d^n x &= \bar{x}^I \end{aligned} \quad (2.8.19)$$

Amit most keresünk, az a p fluktuációs valószínűség.

Statisztikai okokból várható, hogy a fluktuációk várható értéke τ -val monoton nő. Nagy V^* résztérfogat esetén csak kicsiny

$$\delta x^I = x^I - \bar{x}^I \quad (2.8.20)$$

fluktuációkhoz tartozik említésre méltó súly, és e kis fluk-

tuációk eloszlására standard eljárások vannak.

Fogadjuk el, hogy az S entrópiának statisztikus /valószínűségi/ értelme van, a valószínűség /adott makroállapothoz tartozó mikroállapotszám/ logaritmusát méri. Ezt statisztikus fizikai módon tárgyalható esetekre /tehát gyakorlatilag ideális gázokra és ezekhez közeli rendszerekre/ bizonyítani lehet /KáMaNa65/, egyéb rendszerekre pedig egyrészt ennek alapján feltehetjük, másrészt a II. Főtétel megléte is azt mutatja, hogy S a valószínűség monoton növekvő függvénye. Mármost akkor

$$p(x^I, \bar{x}^I; \tau) \sim e^S \quad (2.8.21)$$

ahol \sim egyrészt ki nem írt normáló faktorokra, másrészt a háttérben lévő nagy rendszer adataira utal, S ugyanis a teljes V térfogatú rendszerhez tartozik. Ezt /2.6.17-18/ módjára számíthatjuk ki, de most nem egyenlő térfogatokra, hanem úgy, hogy

$$V^* \ll V \quad (2.8.22)$$

A δx^I -ben lineáris tag megint kiesik, és végül, figyelembevéve a normálást is, kapjuk:

$$p(x^I, \bar{x}^I; \tau) \simeq \left(\frac{Vg}{2\pi}\right)^{n/2} \exp\left\{-\frac{1}{2} V^* g_{RS}(\bar{x}^K) \delta x^I \delta x^K\right\} \quad (2.8.23)$$

ahol g g_{IK} determinánsa /E110/. A kifejezés a Gauss-eloszlás szimmetriája miatt kielégíti /2.8.19/-et. Innen

$$\langle \delta x^I \delta x^K \rangle \simeq \tau g^{IK}(\bar{x}^L) \quad (2.8.24)$$

ahol g^{IK} g_{IK} inverze, és $\langle \rangle$ a /2.8.19/ értelmében vett állapottérbeli várható érték. /Elsőrendű momentumok /2.8.19/ szerint azonosan eltűnnek./ Tekintve valamilyen más

$$z^I = z^{II}(x^K) \quad (2.8.25)$$

mennyiségeket, ezek fluktuációjának második momentumai a statisztikus hibaterjedés képleteivel /Já65/ analóg módon kaphatóak:

$$\langle \delta z^I \delta z^K \rangle \simeq z^I, {}_R z^K, {}_S g^{RS}(x^L) \tau \quad (2.8.26)$$

/LaLi81/, ahol z^{II} -nél a függőleges vonal azt jelzi, hogy II nem vektorindexet jelöl, hanem a szóbanforgó mennyiség neve.

Az itt adott képletek nyilvánvalóan csak kis fluktuációkra igazak. Tekintsük őket egy pillanatra érvényesnek nagy fluktuációkra /vagyis nagy τ értékekre/ is. Ekkor /2.8.23/ azt állítaná, hogy a $p(x^I, \bar{x}^I; \tau)$ eloszlást \bar{x}^I -től nagyon messze is egyértelműen meghatározza az \bar{x}^I -ben lévő állapot, sőt abból is csak $g_{IK}(\bar{x}^L)$, ami ott az entrópia sorfejtésének első nemtriviális tagja. Ez teljesen afizikális feltevés lenne. A másik lehetőség volna, hogy /2.8.23/-ban $g_{IK}(\bar{x}^L)$ helyett $g_{IK}(x^L)$ -t írunk. Ekkor azonban /2.8.19/ második egyenlete már nem lesz igaz. A /2.8.23/ képletet tehát így nem lehet általánosítani. Mivel az általánosítás szükséges a nehézionfizikában fellépő kis részecskeszámú kis alrendszerek vizsgálatához.

Valamilyen vezérlő elv nélkül, csak /2.8.19/-re és vezető tagként /2.8.23/-ra támaszkodva utóbbi általánosításainak nyilvánvalóan egy végtelen halmazát lehetne konstruálni, melyekből csak a szegényes kvadratikus feletti kísérleti tapasztalat adna választási lehetőséget. Van azonban vezérlő elv, ha a termodinamikai állapottér Riemann-geometriai szerkezetét használjuk fel.

A fluktuációk nagyságának objektív méréséhez nyilván definiálnunk kell két állapot /pl. x^I és \bar{x}^I / távolságát. Ez viszont metrika bevezetését jelenti az x^I térben. A termodinamikai állapottér metrikájának léte sokáig tisztázatlan volt; így pl. még néhány éve is úgy tartották, hogy ilyensmi nem vezethető be /La78/. Történt azonban két javaslat ilyen metrika bevezetésére. Weinhold /We75/ az energiát használta potenciálnak, az entrópiát pedig változónak, és az energiásűrűség extenzív

sűrűségek szerinti második deriváltjaiból álló mátrixot vezette be. Ennek van bizonyos kinetikus fizikai jelentése /Sa+80/, de az így definiált távolság a fluktuációkkal közvetlen kapcsolatba nem hozható. Ruppeiner /Ru79/ a /2.3.27/ alatti ε_{IK} mennyiséget javasolta, és adott egy stochasztikus folyamatot, amelyben a Riemann-geometriai alakú

$$ds^2 = g_{RS} dx^R dx^S \quad (2.8.27)$$

mennyiséggel definiált ds távolság /vö. A Függelék/ releváns szerepet játszik. Mindazonáltal nincs jele annak, hogy e megkonstruált folyamat természetes úton megvalósítható lenne.

/2.8.24/ azonban mutatja a /2.8.27/ távolság jelentését: V^* -ot /2.8.27/ dimenziótlanná normálásához felhasználva két állapot Wootters-féle statisztikai értelemben /Wo81/ akkor megkülönböztethető, ha távolsága egységnyi, vagy nagyobb, és ez épp az eset, mikor a fluktuációk várható nagyságánál jobban eltérnek /DiFoLuFr84/. Így a termodinamikai állapot-térben a fluktuációk természetes távolságskálát szolgáltatnak, és ε_{IK} -t metrikus tenzornak használva e távolságot mérjük.

Mármost /2.8.23/ általánosítására egy mód volna nagyobb fluktuációk, azaz távolabbi pontok esetén a kitevőbe a geometikus távolságot írni, mely ds^2 a legrövidebb pályára felintegráltja /Ei50/, de ez nem teljesítené automatikusan /2.8.19/-et. Ruppeiner eljárása ehelyett az volt, hogy megkereste a /2.8.23/ teljesítette differenciálegyenletet, és ezt kovariáns formába írta. Mint azt deriválással közvetlenül igazolni lehet, a megfelelő differenciálegyenlet:

$$p = \tilde{p} \sqrt{g(\bar{x})} \quad (2.8.28)$$

$$\frac{\partial}{\partial \tau} p = g^{RS}(\bar{x}^I) \frac{\partial^2}{\partial x^R \partial x^S} p$$

ahol a $\sqrt{g(\bar{x})}$ konstans faktor leválasztásának okát hamarosan

látjuk. Ennek kovariáns általánosításául, az általános relativitáselméletben szokásos eljárásra hivatkozva Ruppeiner javaslata /Ru83/

$$\frac{\partial}{\partial \tau} p = \Delta p \equiv g^{RS} p_{;RS} \quad (2.8.29)$$

ahol ; megint kovariáns deriválást jelöl, most persze az x^I tér geometriája szerint.

Sajnos megint belátható, hogy /2.8.19/ második egyenlete nem teljesül. Mindazonáltal a /2.8.29/-hez vezető érv formális, ugyanis az általános relativitáselmélet azon elve, hogy a speciális relativitáselmélet képleteiben lévő parciális deriváltak egyszerűen kovariánsakkal helyettesítendőek, az ekvivalenciaelvvel állnak kapcsolatban. Mivel a tapasztalat szerint /EöPeFe22/ különböző anyagú testek gravitáció jelenlétében azonos gyorsulással esnek, a gravitációnak teljes egészében geometria felel meg /homogén gravitáció pedig gyorsuló mozgással kitranszformálható/ /Eil6/, ezért a gravitációmentes szituáció egyenleteitől a gravitációs környezetben érvényesek csak a geometriai tagokban térhetnek el, gravitációs erőter nincs. Nyilvánvaló, hogy ezen állítás közvetlenül a Riemann-geometria létéből nem vezethető le.

A termodinamikai állapottérben semmiféle ekvivalenciaelvhez hasonló tapasztalatunk nincs, és nincs fizikai értelme az adott metrikájú rendszert egy euklédészivel összehasonlítani, ami egészen más fajta anyagban érvényes. Ezért nincs fizikai ok /2.8.28/ /2.8.29/ típusú általánosítására.

/2.8.19/ az alábbi egyenletet követelné meg:

$$\frac{\partial}{\partial \tau} p(x^I, \bar{x}^I; \tau) = \frac{\partial^2}{\partial x^R \partial x^S} (g^{RS}(x^I) p(x^I, \bar{x}^I; \tau)) \quad (2.8.30)$$

így ugyanis /2.8.19/ második egyenletében az integrál alatt

a Gauss-tétel felhasználható, és azért az egyenlet τ deriváltja automatikusan eltűnik. A probléma csak az, hogy /2.8.30/ alakilag nem kovariáns. Ez azonban nem is meglepő, mivel most még speciális, extenzív, koordinátarendszerben vagyunk.

Vezessünk be most tetszőleges z^I koordinátákat:

$$z^I = z^I(x^{K'}) \quad (2.8.31)$$

Az új koordinátákba g_{IK} -t /2.3.27/-ből kiindulva úgy kell áttranszformálni, hogy a /2.8.27/ távolság invariáns maradjon.

/Technikai okokból most az eredeti extenzív koordinátákat jeöltük vesszővel./ A képlet g^{IK} -ra egyszerű

$$g^{IK} = z^I_{,R} z^K_{,S} g^{RS} \quad (2.8.32)$$

A /2.8.26/ képlettel való struktúrális egyezés megerősíti, hogy a távolságot a fluktuációk várható értékei mérik.

Hogy a /2.8.19/ típusú integrálokat kovariáns alakba írassuk, észre kell vennünk, hogy a kovariáns térfogatelem $\sqrt{g} d^n z$. Hogy ez megjelenhessen

$$p(z^I, \bar{z}^I; \tau) = \tilde{p}(z^I, \bar{z}^I; \tau) \sqrt{g} \quad (2.8.33)$$

/ezt előlegeztük meg /2.8.28/-ban/, és a megfelelő kezdőfeltétel

$$\tilde{p}(z^I, \bar{z}^I; 0) = \delta^{(n)}(z^I - \bar{z}^I) \quad (2.8.34)$$

/végtelen résztérfogatban nincs fluktuáció/. Akkor a /2.8.30/-cal ekvivalens kovariáns képlet:

$$\frac{\partial}{\partial \tau} p(z, \bar{z}; \tau) = \Delta p(z, \bar{z}; \tau) + (h^R(z) p(z, \bar{z}; \tau))_{,R} \quad (2.8.35)$$

ahol a h^I vektormező az extenzív $x^{II} = x^{II}(z^K)$ mezők definiálják:

$$\Delta x^{II} - h^R x^{II}_{,R} = 0 \quad (2.8.36)$$

/Figyeljük meg, hogy x^{II} nem vektor, hanem n db. skalármező./ A h^I mezőt tekinthetjük egy driftagnak, mely mindenhol érzi a fizikai jelentéssel bíró extenzívek helyzetét, és úgy kormányozza p -t, hogy a megmaradási feltétel teljesüljön /DiLu84/.

A /2.8.35-36/ egyenlet az egyetlen lehetséges, mely

a./ kovariáns a termodinamikai állapottérben;

b./ elsőrendű τ -ban;

c./ másodrendűnél magasabb állapottérbeli deriváltakat nem tartalmaz; és

d./ p -ben lineáris, és a megmaradási tételket őrzi.

Alakilag diffúziós típusú, és e diffúzió az állapottérben

folyó valódi stochasztikus folyamatnak is megfeleltethető

/DiLu85/ /amivel itt most nem foglalkozunk/. Ennek követke-

tében most elfogadjuk /2.8.35-36/-ot, mint a termodinamikai

határesetből kis részecskeszámokra /térfogatra/ kapható jós-

latot. /Figyeljük meg mindenesetre, hogy az egyenletek felüle-

ti effektusokról nem tudnak./ Ezen egyenletekből, ha szüksé-

ges, meghatározhatjuk a nehézionütközésben előforduló kisebb

részrendszerek fluktuációit is.

Itt most a $\tilde{p}(z^I, \bar{z}^I; \tau)$ eloszlás alakjának részleteivel

nem foglalkozunk. Általánosságban azonban a következők mond-

hatóak. Először is, véges rendszer esetén a /2.8.34/ kezdeti

feltétel módosítandó:

$$\tilde{p}(z^I, \bar{z}^I; \tau_0) = \delta^{(n)}(z^I - \bar{z}^I) \quad (2.8.37)$$

mivel a teljes rendszer adatai nem fluktuálnak. Másodszor,

$\tau_0=0$ -t véve p vezető tagja a valószínűségszámítás centrális

határeloszlástétele /Já65/ miatt τ -val arányos és Gauss-el-

oszlás kell legyen. Tekintsünk ugyanis egy kellően nagy al-

rendszert, mely akkora, hogy maga is igen nagy számú egymással

még korrelálatlan alrendszerre osztható. Akkor a tekintett al-

rendszer bármely extenzívje sok független eloszlású tag összege,

azaz közelítőleg Gauss-eloszlású, szórása pedig a részrendsze-

rek számának gyökével arányos, ezért a sűrűségek szórása $\sim 1/V^*$.

Következésképpen, ha τ növekedésével valahol eltérést találunk a Gauss-eloszlástól, az annak jele, hogy a vizsgált alrendszer már nem bontható számos korrelálailan részre. Ezért a rendszerben /pl. belső erők miatt/ fellépő korrelációs térfogatok $p(x^I, \bar{x}^I; \tau)$ viselkedéséből olvashatóak le.

E gondolat realizálásához elég \tilde{p} második momentumait sorfejtésben kiértékelni. /2.8.35-36/ extenzív koordinátákban p -re /2.8.30/-ba megy át. Utóbbit felhasználva /DiLu85b/

$$\langle \delta x^I \delta x^K \rangle = \tau g^{IK}(\bar{x}^L) + \frac{1}{2} \tau^2 M^{IK}(\bar{x}^L) + \mathcal{O}(\tau^3) \quad (2.8.38)$$

$$M^{IK} = g^{IK},_{RS} g^{RS}$$

Az első tag a Gauss-eloszlás járuléka, tehát a korrelációs térfogatot akkor értük el, ha a második tag az elsővel azonos súlyú. Mivel ez mátrixegyenlet, sajátértékekre fogalmazzuk át:

$$\begin{aligned} M^{IR} v_{aR} &= m_a v_a^I \\ g^{RS} v_{aR} v_{aS} &= 1 \end{aligned} \quad (2.8.39)$$

ekkor

$$\langle \delta x^I \delta x^K \rangle = v_a^{*-1} \sum_a \left(1 + \frac{1}{2} v_a^{*-1} m_a \right) v_a^I v_a^K + \mathcal{O}(v_a^{*-3}) \quad (2.8.40)$$

és ekkor a különféle korrelációs térfogatokra

$$V_{\text{cor}} = \frac{1}{2} m_a \quad (2.8.41)$$

Megjegyzendő, hogy V_{cor} nem feltétlenül belső erők következménye: ideális Boltzmann gáz esetén, két független sűrűség lévén, két korrelációs térfogat számítható, az egyik 0, a másik pedig $2/(3n)$, ami nagyságrendileg egy részecskére jutó térfogat. A most nem létező belső erők közül az első korrelációs térfogat eredne, amint az van der Waals gázon meg is mutatható /DiLu86/.

A /2.8.38-41/-ben definiált korrelációs térfogat jelzi azon méretet, amely alá menve a sűrűségek és intenzívek síma extrapolálása afizikális. Ennél kisebb térfogatokon ugyanis az állapot, a résztérfogatok fluktuációinak korreláltsága miatt, ténylegesen már inhomogén. Ezért ez a Callen-posztulátumok érvényességének határa is, amely alatt termodinamikai típusú leírás már nem várható. /Ha a felépítés alapja nem a Callen-féle posztulátumrendszer, akkor is szokásos pl. kijelentés az intenzívek egyenlőségére, amiből megint a homogenitás következne./

Az ideális gáz esetében a korrelációs térfogaton belül már kb. csak 1 részecske várható, itt tehát a kontinuumleírás fenti határa nem jelent tényleges korlátozást. Ha viszont a rendszerben hosszútávú kölcsönhatások vannak, a korrelációs térfogat tartalmazhat sok részecskét is. Ezesetben a részrendszer éppenséggel még lehetne makroszkópikus adatokkal jellemezhető, csak hogy erősen inhomogén. Ilyen állapotok leírására ma jól kidolgozott általános eljárások nincsenek.

Egy ettől elvileg független korlát a rendszer szabad úthossza; lényegesen szabad úthossz alatt a kiegyenlítődési folyamatok kevésbé hatékonyak. Ezért ennél rövidebb távú inhomogenitások egyrészt nehezen tűnnek el, másrészt térfogati erőket hoznak létre, amelyeket a termo- és hidrodinamikai leírásból kizártunk, E kérdéssel itt részletesen nem szükséges foglalkozni.

2.9 A HOMOGEN LINEARITÁS HATÁRAI

A 2.3 fejezetben láttuk, hogy a termodinamikában centrális szerepe van a potenciál /esetünkben az entrópia/ extenzívekben értett homogén linearitásnak; a Callen-posztulátumok

esetén ez a III. Posztulátumban explicite meg van követelve, de e nélkül a lokális állapot sűrűségekkel való jellemzése mindenképpen lehetetlen volna, és mint láttuk, a Gibbs-Duhem-relációk is az Euler-azonosságból következnek.

$S(X^I)$ homogén linearitása kétes olyan méreteken, amelyek a kölcsönhatások hatótávolsága alatt vannak. A III. Posztulátum megfogalmazása szerint ugyanis egy rendszert két részre osztva

$$S = S_1(X_1^I) + S_2(X_2^I) \quad (2.9.1)$$

ami nem igaz feltétlenül, ha $_1$ belseje $_2$ belsejével kölcsönhat. Ha tehát a rendszert bármiféle okból a hatótávolságoknál kisebb méretű darabokra kell osztanunk, akkor a kölcsönhatástól formálisan meg kell szabadulnunk.

Ennek legkézenfekvőbb módja, hogy határozottan megkülönböztetjük a termodinamikai belső energia U értékét az energia-impulsustenzor ϱ elemével kapcsolatos E energiától. A kölcsönhatás energiáját U -ból eltávolítva a maradék energia lehet egy homogén lineáris S változója. Az eljárás fejlettebb formája a Walecka-féle átlagmező-elmélet /Wa74/, /Wa75/. Ebben a sűrű anyag nukleonjai nem egymással hatnak kölcsön, hanem skálár- és vektormezők forrásai, amelyek befolyásolják a nukleonok tömegét és energiáját. Ezzel a kölcsönhatások a leírásból eltűntek, éppúgy, mint a gravitáció annak geometrizálásakor /Eil6/, és nincs explicit akadálya a termodinamika alkalmazásának. Mivel az átlagmezőelmélet a standard irodalomból jól ismert /Wa74/, /Wa75/, itt most a részletekkel nem foglalkozunk. Megjegyzendő, hogy hosszú hatótávolságuk miatt a pionokat is figyelembe kellene a formalizmusban venni; erre is vannak bizonyos módszerek /ZiBoMi85/.

Mindenesetre figyeljük meg, hogy nagyobb skálákon a Callen-féle III. Posztulátum érvényessége kézenfekvő volt, míg

most csak annyit állíthatunk, hogy tudunk a posztulátumoknak explicite ellent nem mondó formalizmust alkalmazni. Hogy ez a rendszer viselkedését helyesen írja-e le, az nem a priori bizonyos, és csak a jóslatok megfigyelésekkel való összevetésével ellenőrizhető.

2.10 A HIDRODINAMIKA HATÁRAI

A 2.3 fejezetben formálisan már eljutottunk a hidrodinamikáig, úgy, hogy az energiainpulzustenzor különféle összetevőit egyensúlyi és transzporttagokra bontottuk, és előbbiekről feltettük, hogy együttmozgó rendszerben izotrópák. Mindenesetre ez nem vezethető le általános elvből, amit a rugalmas szilárd testek létezése mutat, de nincs tapasztalat a korábban magsűrűség felett sejtett /LoWo74/ megszilárdulási effektusokra, ami mindenképpen örvendetes, mivel a relativisztikus rugalmasságtan jelenlegi állapotában annak alapvető mennyisége nem a deformációs vektor, hanem a $g^{ik} + u^i u^k$ projektorból kapható deformációs tenzor /CaQu72/, amely 3 helyett 6 szabad mennyiséget tartalmaz, és a fölös szabadság kiküszöbölése nem triviális /Lu77/.

Azonban anizotrópia nemcsak rugalmas effektusok miatt léphet fel; mint a 2.3 fejezetben már láttuk, érvek vannak arra, hogy 1 GeV/nukleon nyalábenergia felett a longitudinális impulzus hatékony lebomlása kétes; márpedig anizotróp impulzuseloszlás esetén p^{ik} még transzporttagok nélkül sem izotróp. Ha ilyen energiákat akarunk vizsgálni, az impulzuseloszlás anizotrópiáját ténylegesen figyelembe kell vennünk. Ez történhet pl. $f(p, \underline{x}, t)$ -ben p^2 helyett p egy kvadratikus kifejezésétől való függésével, ami ellipszoid szintfelületű eloszlás-

függvény /Lo81/, /LoWoBa86/. Megjegyzendő, hogy ez a 2.6 fejezet nyelvezetén is elmondható, mikoris a /2.6.2/-ben szereplő $\{\varphi_\alpha\}$ eltérési függvénybázis áll anizotróp tagokból, e speciális esetben pedig egy nyalábirányba elnyúlt elliptikusból /LoWoBa86/. Ilyen ellipszoid alakú eloszlással minden számítás ugyanúgy végrehajtható, mint gömbszimmetrikussal; az azonban belátható, hogy a 2.3 fejezetben adott hidrodinamikai leírás filozófiájával szemben most n^i és T^{ik} nem adhat elegendő információt. Nevezetesen, ezen mennyiségek mérlegegyenletében a jobboldalak eltűnnek, tehát relaxációs effektusok ezen egyenletekben nem lehetnek. Ez megintcsak a 2.6 fejezetbeli pszeudotermodinamikával való rokonságot mutatja, mert ott is a pszeudoextenzíveknek általában forrásuk van. Az eloszlásfüggvény harmadik momentumának segítségével azonban az egyenletrendszer lezárható /Lo81/, /LoWoBa86/.

Ellipszoid alakú Fermi-felületet használva az anizotrópia a Walecka-féle átlagmezőelméletbe is beépíthető /Lo81/ és egy megfelelő relaxációs taggal együtt a kontinuummechanikai egyenletek a hidrodinamika általánosítását képviselik. /A rendszer már nem folyadék, mivel transzporttagok nélkül sem izotróp feszültségű./

Itt most nem foglalkozunk a Boltzmann-elméleten alapuló leírás részleteivel, elegendő, hogy ilyen lehetséges, hanem a 2.3 fejezetben követett eljárásnak megfelelően azt kérdezzük meg, lehetséges-e ennek megfelelő anizotróp formalizmus a Boltzmann-egyenlettel /technikailag, vagy egyébként/ le nem írható rendszerekre is, és ha igen, mi módon. Ezért megkíséreljük egy önkonzisztens kontinuummechanika+termodinamika felépítését az eloszlásfüggvény részletes alakjára való hí-

vatkozás nélkül. Jelen fejezet célja csak annak megmutatása, hogy ez lehetséges, mivel az itt említendő formalizmus még publikálatlan. Az itt következők tulajdonképpen az 1. ábrán szereplő relativisztikus kétfolyadékmodell általános elemzésének tekintendők /BaKäLuMa00//.

Egy kétfolyadék-rendszerrel az alábbi általános tulajdonságokat posztuláljuk:

- 1/ A rendszer egy kölcsönható oszthatatlan egész.
- 2/ Az egyrészesceeloszlás a Boltzmanntól /vagy más ideálistól/ eltér, mert a két folyadék közt erős a kölcsönhatás; eme egyrészesceeloszlás nem hordoz minden információt, mert a kétrészescekorrelációk az egyes folyadékokon belüli kölcsönhatások erőssége miatt nem hanyagolhatóak el.
- 3/ Bár a rendszer egységes egész, felismerhető benne két, nem párhuzamos sebességvektorú, folyás.
- 4/ A lokális leírás lehetséges, azaz T^{ik} felépíthető a sebességmezőkből és a lokális extenzív sűrűségekből.

A fenti állítások nagyjából megfelelnek a kétfolyadékrendszerre vonatkozó fizikai elvárásoknak, és érvényességi tartományuk most nem lesz vizsgálat tárgya.

3/ szerint két részescefluxus használata volna kézenfekvő, de az egyrészesceeloszlásból csak egy definiálható, és 2/ miatt a kétrészescekorrelációktól nem várható segítség, mivel azok főleg az egyes "folyadékokon" belüli kölcsönhatásokról hordoznak információt. Ezért egyetlen n^i részescefluxust vezetünk be, amely megmaradó, és egy t^i relatív impulzust. Ez utóbbit itt most nem specifikáljuk; képzelhetjük pl. hogy $f(p_1)$ két csúcsát összekötő vektor; mindenesetre térszerűnek választjuk. Ekkor a /2.3.1/ egyenlet érvényes; újra a /2.3.2/

felbontást használjuk /2.3.2/-ben, de /2.3.3/ helyett olyant alkalmazunk, amelyben t^i explicite fellép:

$$T^{ik} = \alpha u^i u^k + \beta (u^i t^k + t^i u^k) + \gamma t^i t^k + b^i u^k + u^i b^k + c^i t^k + t^i c^k + d^{ik} \quad (2.10.1)$$

$$b_r u^r = b_r t^r = c_r u^r = c_r t^r = d_{ir} u^r = d_{ir} t^r = 0$$

Bevezetjük még az u^i -re és t^i -re egyaránt merőleges k^{ik} két-dimenziós projektort:

$$k^{ik} = g^{ik} + (t_r t^r + (u_r t^r)^2)^{-1} [t_r t^r u^i u^k - (u_r t^r)(u^i t^k + t^i u^k) - t^i t^k] \quad (2.10.2)$$

Az s^i entrópiaáramsűrűség ismét nem feltétlenül párhuzamos u^i -vel; /2.3.35/ mintájára dekomponáljuk:

$$s^i = s u^i + \xi t^i + \varphi b^i + \psi c^i \quad (2.10.3)$$

A /2.10.1/-beli kifejtési együtthatók jelentésére nézvést az mondható, hogy b_i és c_i valahogyan az izotróp eset q_i hőfluxusával analóg szerepet játszik; hogy α , β és γ közül melyik az extenzív sűrűség, azt pedig az alábbi módon állapíthatjuk meg. Mivel t^i -t n^i -vel együtt vezettük be, arról /különösebb specifikáció nélkül feltesszük, hogy extenzív /mégpedig, ha relatív impulzus, akkor fajlagos/. Ezért t^i -re lesz egy evolúciós /vagy mérleg-/ egyenlet; ha a rendszernek további új extenzívjei nincsenek, ezen kívül csak /2.3.1/ ad mérlegegyenleteket. Ebből az első n -re; a második u^i -re merőleges komponensei a sebességre. A maradék 1 egyenlet az alábbi:

$$[(\alpha - \beta u_r t^r) u^s + (\beta - \gamma u_r t^r) t^s - u_r t^r c^s]_{;s} + (\beta t^r + b^r) a_r + (\gamma t^r t^s + c^r t^s + t^r c^s + d^{rs}) u_{r;s} = 0 \quad (2.10.4)$$

ahol a_i a gyorsulás:

$$a_i = u_{i;r} u^r \quad (2.10.5)$$

Mármost innen látható, hogy az utolsó, u^i menti deriváltat tartalmazó, mérlegegyenlet az $\alpha - \beta u_r t^r$ kombinációra vonatkozik, az tehát extenzív sűrűség:

$$\alpha = \varrho - \beta u_r t^r \quad (2.10.6)$$

Eszerint β és γ vagy intenzív, vagy transzportegyüttható, a döntés itt most még szükségtelen.

Ezzel a független extenzívviszírásokat azonosítottuk, következőképpen

$$s = s(n, \varrho, nt^i) \quad (2.10.7)$$

és ezután a /2.10.3/ alatti s^i produkcióját változóin keresztül kiszámíthatjuk; az adódó egyenlőtlenségnek ismét azonosan kell teljesülnie, mint /2.3.37/-ben. /2.10.4/ azonban már jelzi az adódó egyenlet bonyolultságát, ezért most bizonyos technikai egyszerűsítéseket teszünk:

1/ A még specifikálatlan t^i -t u^i -ra merőlegesnek választjuk:

$$u_r t^r = 0 \quad (2.10.8)$$

2/ Síkszimmetriát tételezünk fel:

$$\begin{aligned} u^i &= (u^0, 0, 0, u^z) \\ t^i &= (t^0, 0, 0, t^z) \end{aligned} \quad (2.10.9)$$

Ez egyszerűsítő feltevés, és rendkívül erős, de csak technikai jellegű, és nehézionfolyamatok számításában közelítésként gyakran használatos. Ennek következtében nincs folyás vagy gradiens az (x,y) síkban, tehát ott teljes izotrópia is van:

$$\begin{aligned} b^i &= c^i = 0 \\ d^{ik} &= dk^{ik} \end{aligned} \quad (2.10.10)$$

3/ Az entrópia t^i irányától nem függ /ez megint az izotrópia egy gyengébb fajtája; az anizotrópiát a kitüntetett nyálábirány hozza létre, egyébként az anyag izotróp lenne, tehát magának a nyálábiránynak az állásától semmi sem függhet/. Írjuk:

$$s = s(n, \varrho, t); \quad t^2 = t_r t^r \quad (2.10.11)$$

Ezek után /2.10.4/ leegyszerűsödik, de alakjával most részle-

tesen nem foglalkozunk; s^1 produkcióját kiszámítva, annak nemnegativitásából

$$s_t \dot{t} + (s - ns_n - (\varrho + d)s_\varrho)u^r_{;r} + (\xi_{,r} - s_\varrho \beta_{,r})t^r + (\xi - \beta s_\varrho)t^r_{;r} - \beta s_\varrho t^r a_r - (\gamma - dt^{-2})s_\varrho t^r t^s u_{r;s} \geq 0 \quad (2.10.12)$$

Mármost ezen egyenlőtlenség azonosan csak úgy teljesülhet, ha t forrástagjai és T^{ik} még definiálatlan kifejtési együtthatói korreláltak. A forrástagok valamilyen kiegyenlítődési folyamatoknak felelnek meg, tehát /2.3.43/ analógiájára próbálkozhatunk:

$$\dot{t} = \lambda + \nu (T_{,r} + Ta_r)t^r + \mathcal{V} t^r t^s u_{r;s} + \omega u^r_{;r} \quad (2.10.13)$$

ahol az együtthatók a transzportegyütthatókkal analógok /a különbség abban áll, hogy a kiegyenlítődési folyamat most lokális/; ekkor /2.10.12/ teljesül, ha

$$\begin{aligned} d &= p + Ts_t \omega + \delta u^r_{;r} \\ \beta &= \nu T^2 s_t \\ \gamma &= dt^{-2} + \mathcal{V} s_t \\ \xi &= T^{-1} \beta \\ \delta &\geq 0 \\ s_t \lambda &\geq 0 \end{aligned} \quad (2.10.14)$$

ahol ismét $T=1/s$, és p a termodinamikai nyomás. Utóbbi most megint egy /2.3.39/ alakú egyenlet definiálja, de ez egyenlet jelentése most más, mint ott; amennyiben a t fajlagos extenzív helyett az nt sűrűség lenne s változója, úgy az a szerinti derivált is megjelenne benne.

Ezzel készen is vagyunk; ha pl. Boltzmann-közelítésből meghatározzuk a /2.10.13/ "transzport"együtthatókat, akkor az energiainpulzus felépíthető /kivéve a δ tagot, mely térfogati viszkozitás /2.3.43/ szerint/, vagy akár fordítva; a rendszerhez termodinamikai extenzívek és entrópia rendelhető, és a Fő-tételek teljesülnek.

Itt jegyzendő meg, hogy a statisztikus fizikában be szok-

ták látni, hogy a rendszer impulzusa nem szükséges az állapot jellemzésére az energia mellett. Az erre szolgáló gondolatmenet azonban esetünkben nem alkalmazható. /LaLi81/ 4. fejezete pl. a rendszert dobozba zárja, és a dobozzal együttmozgó koordinátarendszert használ. Most azonban a kétféle folyás miatt a teljes anyaggal együttmozgó koordinátarendszer nincs, a teljes részecskeárammal együttmozgó rendszerben pedig a relatív impulzus térbeli része nem tűnik el; éppen ebben áll a kétfolyadékrendszerek lényege.

Marad a kérdés, hogyan függ s változótól. Ezt t specifikálása után meg lehet válaszolni, pl. átlagmezőelméletben /Lo81/. Természetesen az anizotróp állapotok leírása nélkül érdemi anizotróp kontinuummechanika nem művelhető.

2.11 A TERMODINAMIKAI MÉRÉS HATÁRAI

Láttuk /pl. a 2.3 fejezetben/, hogy a hidrodinamikai formalizmus a termodinamikaival nemcsak kompatibilis, hanem azt igényli is, mivel az $s(x^I)$ függvény ismerete nélkül pl. a p nyomást nem ismerjük. Mármost az $S(x^I)$ termodinamikai potenciál meghatározása nyilván termodinamikai mérések segítségével kell történjen, de azok nem képesek e függvényt teljesen meghatározni. Nevezetesen, tekintsük pl. a Callen-axiómákat /2.3 fejezet/, és tegyük fel, hogy ismeretes egy $S(x^I)$ függvény, mely a rendszer termodinamikai viselkedését az axiómák megkövetelte módon leírja. Akkor megmutatható /LuMa86b/, hogy az

$$S^* = K^2 S + A_R X^R; \quad A_1 \geq 0; \quad A_I \text{ és } K \text{ áll.} \quad (2.11.1)$$

halmaz minden eleme ugyanolyan jó entrópia, és ez az egyetlen ilyen halmaz; továbbá belátható, hogy e halmaz minden eleme a 2.8 fejezetben adott értelemben ugyanazon Riemann-geometriát adja a termodinamikai állapottérre. Ezen jelenség magya-

rázata, legalábbis ami a /2.11.1/ szabadság meglétét illeti, világos. A Callen-posztulátumok azt követelik meg, hogy az extenzívek rögzített értékei mellett a megvalósuló állapot S maximumához tartozzon; az A_I együtthatók bevezetése a variációs problémának csak Lagrange-multiplikátorait definiálja át, K^2 pedig maximumot maximumba visz. Általánosabban, speciális posztulátumrendszer nélkül, az mondható, hogy a termodinamikai méréskor különböző rendszereket egyensúlyba hozunk. E tényt az intenzívek egyenlőségei jellemzik, és /2.3.24/ szerint ha az összes rendszer entrópiafüggvényét egyetlen közös A_I vektorral átdefiniáljuk, az entrópiikus intenzíveken konstans eltolás történik, ami az egyensúlyt nem zavarja, K^2 pedig az összes intenzív külön skáláin egy közös egységváltoztatás. Mivel a mérőműszerek is termodinamikai rendszerek, K^2 és A_I rögzítése termodinamikai mérések segítségével nem várható.

Lehetséges a Callen-axiómákhoz újakat fűzni, úgy, hogy a III. Főtételhez formailag hasonló módon az Y_I -k nullhelyei rögzüljenek /LuMa84 /. Ezen extra posztulátumok kirovásához azonban először látni kellene, melyik azon nullpontválasztás, amely mellett $Y_0/Y_1=p$ egyenlő lesz a /speciálisan irreverzibilis folyamatok nélküli/ mechanikai nyomással. E vizsgálat a termodinamikán belül nem végezhető el, de a mechanikán belül sem, mert ott pedig p -ben egy konstans járulék érezhetetlen. A kozmológia azonban alkalmas ellenőrzésre, mert a /2.1.1/ Einstein-egyenlet jobboldalán a teljes /abszolút/ nyomás szerepel, nem nyomáskülönbség. Ennek megfelelően az Univerzum tágulásáról való tapasztalatainkat az elméleti jóslattal egybevetve az A_I állandók közül a nem abszolúte megmaradó mennyiségekhez tartozóak illeszthetőek, ill. rájuk korlátok adhatóak.

Az ilyen vizsgálatok /LuMaPa87/ még nem haladtak nagyon messzire, de az alábbiak mondhatóak:

1/ Az általánosan elfogadott konvencióban /ahol pl. az ideális feketetest-sugárzásra

$$s = \frac{2\pi^2}{45} N(\hbar c)^{-3} g^{3/4} \quad (2.11.2)$$

$A_1=0$ -t választva a valódi A_0 olyan kicsiny, hogy hatása nehézionreakciókban mindenképpen elhanyagolható.

2/ A_1 értékére felső korlátként ama tényből, hogy a megfigyelt elemösszetételt a forró Univerzumra vonatkozó számítások /WaFoHo67/ értelmezni tudják, 1 MeV^{-1} kapható. Mivel ezen együttható is befolyásolja p -t, és nehézionütközésekben jóval 1 MeV feletti hőmérsékletek várhatóak, tulajdonképpen minden entrópiafüggvényben benne kellene hagynunk egy közös A_1 állandót, a számításokat így elvégezni, majd A_1 -et illeszteni az összes jóslat és mérés összevetéséhez. Ez technikailag nehéz.

Mindenesetre ilyen tag jelenlétére semmilyen tapasztalat nem látszik utalni, ezért a továbbiakban $A_1=0$ -t feltételezünk.

2.12 A RÉSZECSKESZABADSÁGI FOKOK LEHETSÉGES REDUNDANCIÁJA

Végezetül még röviden foglalkoznunk kell a megfelelő extenzív állapothatározókészlet kiválasztására. Erre a termodinamikának kész receptje nincsen, csak feltételei. Nevezetesen, $\{X^I\}$ hiányos, ha ugyanazon X^I -ekkel jellemzett két állapot /azonos felépítésű rendszerekre/ makroszkópiusan megkülönböztethető, és túl tág, ha g_{IK} szemidefinit /La61/. Mármost, első pillanatra a megfelelő készlet kiválasztása triviális feladat; egészen speciális rendszerek kivételével tartalmaznia kell V -t, E -t, és a részecskeszámokat, és egyszerű rendszerekre /Eh73/ ezek elegendőek is. A megkülönböztethető

részecskékomponensekre nézve pedig a részecskefizika ad információt.

A kérdés azonban nem ilyen egyszerű, mivel a részecskéket a hidro+termodinamikával leírt kontinuumfázis után detektáljuk /MoZi79/, /BaKäMüLu86/. Az, hogy a kontinuumban ugyan-ezen részecskék voltak, formálisan csak hipotézis, és az, hogy ezek termodinamikailag függetlenek voltak, egyáltalán nem magától értetődő.

A nehézionütközések hidrodinamikai fázisa semmiféle közvetlen méréssel nem ragadható meg a 10^{-22} s-os élettartam miatt, és minden olyan leírás, mely ugyanazon energiainpulzustenzort és megmaradó részecskeszámot produkálja, továbbá ugyanazon folyamatokra ad nemnegatív entrópiaprodukciót, ugyanazon végállapotra vezet. Egyszerűség kedvéért perfekt folyadékokra szorítkozunk, de részecskeforrásokat /kémiai reakciókat/ megengedünk. Akkor

$$\dot{n}_A + n_A u^r{}_{;r} = \Psi_A(\varrho, n_A) \quad (2.12.1)$$

$$p = -\varrho + \frac{1}{s_s} \left(s - \sum_{R=1}^N \frac{\partial s}{\partial n_R} n_R \right) \quad (2.12.2)$$

$$\dot{s} + s u^r{}_{;r} = \sum_{R=1}^N \Psi_R s_R \quad (2.12.3)$$

Mármost tegyük fel, hogy a (ϱ, n_A) extenzív sűrűségeket megbízhatóan azonosítottuk, és azok szükségesek a leíráshoz. A kérdés az, mi történik, ha bevezetünk egy redundáns

$$n_e = \varphi(\varrho, n_A) \quad (2.12.4)$$

részecskeszámot, és egy ettől is függő

$$r = r(\varrho, n_A, n_e) \quad (2.12.5)$$

entrópiasűrűséget s helyett, és megköveteljük, hogy

- 1/ az új változókbán /2.12.1-3/ szerkezete ne változzék;
- 2/ n_A produkciója és p ne változzék;
- 3/ r produkciója is legyen nemnegatív.

Két ilyen leírás a végállapotra nézve megkülönböztethetetlen.

A részletes számítást /LuMa86a/ adja. A végeredmény az alábbi. Írjuk r -et és φ -t a következő alakba:

$$\begin{aligned} r &= sw(x_A = n_A/s, \varphi/s = y) \\ \varphi &= s \chi(x_A) \end{aligned} \quad (2.12.6)$$

Akkor a feltételek teljesülnek, ha az alábbi egyenlőtlenség igaz:

$$\sum_{R=1}^N \Psi_R \left\{ w s_R + s \chi_{R y} + w_R - \sum_{T=1}^N (w_T x_T s_R) \right\} \geq 0 \quad (2.12.7)$$

Eme egyenlőtlenség triviálisan teljesül, ha minden n_A megmaradó; egyébként a forrástagok szerkezetétől függő megszorítás. Most feltesszük, hogy /2.12.7/ teljesül; akkor az új leírásra az egyetlen feltétel r és φ /2.12.6/ alakja, vagyis ilyenkor az új és régi entrópiasűrűség aránya a folyadék tömegelemeinek világvonalai mentén állandó kell legyen, és ugyanígy n_e/s is.

Az elmondottak szerint a termodinamika mindkét leírást megengedi. Mindazonáltal az entrópiasűrűség alakja a két leírásban eltér. Ezért, ha egy redundáns részecskekomponenst használunk a naívan várt entrópiafüggvénnyel, helytelen eredményt kaphatunk.

E probléma relevanciája itt most még csak negatív értelemben látható, később, konkrét esetek kapcsán térünk vissza reá.

2.13 A HIDRO+TERMODINAMIKAI LEÍRÁS RELEVANCIÁJÁRÓL ÉS KOMPE- TENCIÁJÁRÓL

E Részben nyomon követtük a széleskörűen használatos hidro+termodinamikához vezető közelítéseket, és az eredmény az volt, hogy nem mindegyik teljesen megalapozott. Ugyanakkor marad a tény /amelyre éppen e munka további részeiben látunk majd példákat/, hogy az ilyen leírás a gyakorlatban mégis alkalmazható, hiszen a mérésekkel egybevágó eredményeket ad. E problémát túl olcsó volna úgy feloldani, hogy a vizsgált feltételek elégségesek, nem szükségesek; ez igaz, de nem eléggé definit állítás. A szerző e pontban be kell ismerje, hogy nem tud végleges választ adni arra, hogyan lehetséges ez. Néhány aránylag megnyugtató megállapításra azonban mód van.

Kvantummechanikai effektusok /2.2/: Ezek közül számos figyelembe vehető a teljes kvantált formalizmus nélkül is. Így pl. az átlagmező-elmélet a barionkomponenseket korrekt Fermi-gázként kezeli az állapotegyenletben; hasonló tehető a pionok Bose-kondenzációjával kapcsolatban is. Hasonlóan, a szomszéd részecskék átfedése kollektív effektusokra vezethetnek, melyek egy része a klasszikustól eltérő transzportfolyamatokra vezet; a megfelelő transzportegyütthatók a Boltzmann-egyenlet Fermi- vagy Bose-statisztikát figyelembe vevő alakjából kiszámíthatóak.

Elégtelen termalizáció /2.6/: Látjuk majd a 3. Részben, hogy a maximális kompresszióig a részecskék egy része valóban nem éri el a termalizációt, de ezt az ott ismertetendő modell az összentrópiában figyelembe is veszi. Egyébként nincsenek részletes nemegyensúlyi számítások, melyek megmutathatnák, milyen messze van a rendszer a termalizálódástól.

Nagy fluktuációk /2.8/: A rendszer egészére $N \approx 400$ a fluktuációk nem kicsinyek ugyan, de azért mérsékeltek. Az inkább homogénnek tekinthető részrendszerekre a fluktuációk várhatóan nagyok, de első közelítésben ezek hatása kiátlagolódik, mert a detektált részecskék számos különböző magból származnak. Csak a másodrendű hatásoknál /pl. a teljes rendszer egyensúlyinál kisebb entrópiája/ nem lesz semmiféle kiátlagolódás.

Anizotrópia /2.10/: Láttuk, hogy az eredeti longitudinális impulzus fennmaradásának mértékét az eddigiek során mindig felülbecsülték. 1978-ban az volt a vélemény, hogy 250 MeV/nukleon gyorsítóenergián már szükség lehet kétfolyadéktárgyalásra /AmGoHaNi78/. 1985-ös becslés szerint az anizotrópia 1 GeV/nukleon tájától jelentős /IvMiJa85/. 1986-os számítások szerint az anizotrópiát jellemző paraméter 5 fm/c idő alatt, tehát kb. egy magnyi úton századrésze csökken /LoWoBa86/ 0,8 GeV/nukleon energián. Tehát GeV táján a közönséges hidrodinamika még elegendő. Ezt, és a tendenciát látva valószínűleg a ma kísérletileg megbízható 2,1 GeV-ig nem kell aggódnunk. Mindenesetre /LoWoBa86/ 1. ábrája mutatja, hogy a longitudinális impulzus lebomlása 1 GeV felett már egyre kevésbé hatékony, ezért 10 GeV körül már mindenképpen az anizotrópiát explicite figyelembe vevő leírás használandó.

Mindezek alapján a szerző 2,1 GeV/nukleon energiáig a hidro+termodinamikai leírás alkalmazhatóságával kapcsolatban úgy véli, hogy az ún. skót verdiktet kell kimondani: a módszernek egyelőre sem alkalmazhatósága, sem alkalmazhatatlansága nem bizonyított, és a kérdést további bizonyítékok előkerülésekor újra kell vizsgálni. Addig az ártatlanság vélelmének elve alapján fel kell tennünk, hogy használható. A jóslat és a mérés közti lényeges eltérés természetesen ellenbizonyíték volna.

3. NEHÉZIONÜTKÖZÉSEK HIDRODINAMIKAI MODELLJAI

E Részben röviden áttekintjük, milyen hidrodinamikai modelleket használunk a leíráshoz. A legkevesebb közelítés természetesen az Euler-Lagrange egyenletek közönséges numerikus integrálása volna, de ennek számos technikai akadályja van, még ha időnként meg is történik /ld. pl. /AmHaNi77//. Ezen akadályok közül most csak egyet részletezünk.

Láttuk, hogy 2,1 GeV/nukleon gyorsítóenergiájú ütközésben maximális kompressziókor a homogénnek tekintendő cellák száma kb. 100. Ha az egyenleteket tömegközépponti rendszerben kívánjuk numerikusan integrálni, feltörésig legalább 1 nagyságrendnyi tágulást kell venni, ami 1000 cella használatát jelent. Tapasztalat szerint ilyenkor is előfordul részecskék elvesztése /CsSt81/, ezért inkább 10^4 célszerű. Mármost minden pontban kell még n , T , u^i , $u^i_{;k}$ és $u^i_{;km}$. Ezért a kezelendő adatok száma /rögzített t -nél/ 10^5 - 10^6 . Ez ugyan a legnagyobb számítógépek lehetőségein belül van, máskülönben ilyen számítások az irodalomban nem volnának, de Magyarországon pillanatnyilag még nehezen volnának elvégezhetőek, és mindenképpen nem képezhetnek standard modellt.

A szükséges kapacitás 2 nagyságrenddel csökkenthető Lagrange- vagy együttmozgó koordinátákban. Ekkor az egyes térfogatelemek térszerű koordinátái állandóak, mivel pedig távolságuk nyilvánvalóan változik, az időfüggés a g_{ik} metrikus tenzorra megy át /KäLu86/. Ezért csak a már eredetileg is betöltött cellák szükségesek. A baj az, hogy általános 3 dimenziós áramlás esetén a térfogatelemek eredeti szomszédsági viszonyai nem maradnak állandóak /nyírás lép fel, amelyet csak igen nagy, valószínűleg afizikális, viszkozitás gátolna meg/. Ezért g_{ik} -ban különféle szingularitások lépnek fel, ami a formalizmus

használatát lehetetlenné teszi.

A megoldás vagy a cellák számának lényeges redukálása /ami az inhomogenitások miatt nem ajánlható/, vagy szimmetriák feltételezése. Centrális ütközésnél axiális szimmetria van, de ilyen 2 dimenziós számítások aránylag ritkák. Az áramlási képre gömb- vagy síkszimmetriát feltéve az eredeti szomszédság őrződik, és ezért Lagrange-formalizmus használható //KaLu86/; ld. még az E Függelékét/.

Ahhoz, hogy az ütközési folyamat kezdetétől detektálásig leírassuk az evolúciót, különböző szakaszokban különböző közelítéseket kell alkalmaznunk. Legalább 3 szakaszt kell megkülönböztetnünk: begyűjtást, tágulást és feltörést. A következő fejezetben ismertetendő 3-folyadékmodell az, mely leginkább explicite különbözteti meg e szakaszokat. A modell eredeti és legrészletesebb kifejtésére ld. /MoZi79/; a modell továbbfejlesztéseire /mellyel itt most részleteiben nem foglalkozunk/ ld. /CsLóMaRoZiGr82/, /NéBaNgTo86 /.

3.1 A 3 FÁZISU 3-FOLYADÉKMODELL

Az ütközés elején mindkét mag hideg, és nagyenergiájú ütközésben még a fermionjelleg is elhanyagolható. Az ütközés első szakaszában a két mag egymással ütköző részecskéi kölcsönösen felemésztik egymás longitudinális impulzusát, és eloszlásuk termikushoz tart. A modell közelítése az alábbi:

- 1./ A begyűjtési szakasz a két mag teljes átfedéséig tart.
- 2./ Ennek során a két mag egymásban kompressziós effektusok nélkül, az eredeti sebességgel mozog egymásban.
- 3./ Az egyedi ütközések az ismert hatáskeresztmetszetekkel leszámoltatnak; a két bejövő folyadék hideg marad, a-

zon részecskék pedig, melyek ütköztek, átlépnek a harmadik folyadékba.

- 4./ A harmadik folyadék CM rendszerben áll, és termikus impulzuseloszlású. Pillanatnyi hőmérséklete az energiamérlegből adódik.

A modell második szakasza teljes átfedéskor kezdődik. A két hideg folyadék további kölcsönhatás nélkül kilép, a forró komponens pedig a tágulás /hidrodinamikailag lírva/ kezdőfeltétele. Klasszikus energiákon ismeretes egy analitikus megoldás az Euler-Lagrange egyenletekre gömbszimmetria és ideális gáz esetén. Ennek alakja /BoGaZi78/

$$n(r,t) = aR^{-3}(1 - (r/R)^2)^\alpha, \quad \alpha = \text{áll.}$$

$$T = b(1 - (r/R)^2)^{-1}$$

$$R = R(t) \tag{3.1.1}$$

$$v(r,t) = r\dot{R}/R$$

$$R(t) = R_0 t_0 (t^2 + t_0^2)^{-1/2}$$

ahol a , b és t_0 meghatározható a kiinduló állapot teljes részecskeszámából, energiájából és entrópiájából /BoGaZi78/;

R_0 a mag kezdeti sugara.

A továbbiakban mindig feltesszük a gömbszimmetriát a tágulás közben, az ettől való eltérés figyelembevételére ld.

/DeGaSpBoZi78/. Relativisztikus energiákon /3.1.1/ többé már nem megoldás, és használható exakt megoldás egyáltalán nem ismeretes. Megfigyelhető azonban, hogy /3.1.1/-ben a tágulás sebessége a rádiusszal arányos. Feltéve ezt u^1 térbeli komponensére közelítésként, "átlagos" megoldás adható. /Ennek módjával a 4. Részben foglalkozunk./ Elfogadva a termikus egyensúlyt és gömbszimmetriát, /3.1.1/, az esetleg még szükséges hadrokémiai egyenletekkel együtt, leírja az evolúciót feltörésig.

Hadrokémiai egyenleteket a begyűjtési és tágulási fázis-

ban, ha okunk van részecskeátalakulásokban hinni, az alábbi módon kaphatunk. Tekintsük pl. a /2.3.36/ evolúciós egyenletet, egyszerűség kedvéért transzporttagok nélkül. Ezek közül az első több részecskekomponensre az alábbiként általánosul:

$$\dot{n}_A + n_A u^r{}_{;r} = \Psi_A \quad (3.1.2)$$

ahol Ψ_A a részecskekomponenseket számozza /a 2.12 fejezet szerint a független komponensek száma még megállapítandó/, és Ψ_A a hadrokémiai folyamatokból származó forrástag. /2.3.36/ második egyenlete az energiaimpulzustenzor divergenciamentességének közvetlen következménye, ezért forrást nem kap. A /2.3.37/ entrópia-mérleg viszont /2.3.36/ mindkét egyenletének felhasználásával adódik, tehát most változik:

$$\dot{s} + s u^r{}_{;r} = - \frac{1}{T} \sum_R \mu_R \Psi_R \quad (3.1.3)$$

/BiBaLuZi83/. E tag a nemegyensúlyi kémiai folyamatok irreverzibilitása.

Marad még a Ψ_A forrástagok felépítése. Ezt most csak az



típusú reakciókra végezzük el, a többire ld. /BiBaLuZi83/. A reakció mindkét irányát figyelembe véve

$$\Psi_A = - \langle \sigma v_{rel} \rangle_{AB} n_A n_B + \langle \sigma v_{rel} \rangle_{CD} n_C n_D \quad (3.1.5)$$

Bz azonban átírható az AB hatáskeresztmetszetet és a folyamat egyensúlyi rátáját tartalmazó alakba

$$\Psi_A = - \langle \sigma v_{rel} \rangle_{AB} (n_A n_B - \varrho_{AB}^{CD} n_C n_D) \quad (3.1.6)$$

ahol ϱ_{AB}^{CD} az $n_A n_B / n_C n_D$ hányados egyensúlyi értéke. Valóban, az egyensúlyi koncentrációkat behelyettesítve /3.1.6/ szerint a forrástag eltűnik, és ekkor /3.1.3/ szerint irreverzibilitás sincs. Természetesen több reakció esetén a forrástagokban minden reakció figyelembe veendő.

A tágulási fázis vége valahol ott van, ahol a termodinamikai

leírás lehetetlenné válik. A 2.6 fejezetben láttuk, hogy a tágulást mind ritkább és hidegebb állapotok felé követve valahol lényeges eltérés fejlődik ki az egyensúlyi eloszlástól.

Írjuk:

$$L(f) = - \frac{1}{\tau_{rel}} (u_r p^r)(f - f_0) \quad (3.1.7)$$

ahol $L(f)$ /2.3.6/ baloldala, f_0 pedig /2.3.11/ szerinti, egyszerűség okából $k=0$ -ra. Továbbá

$$f = f_0 (1 + \varphi) \quad (3.1.8)$$

és φ -ben elsőrendű tagokig számolunk. Akkor

$$\varphi = \tau_{rel} (u_r p^r)^{-1} f_0^{-1} L(f_0) \quad (3.1.9)$$

Mármost, elhanyagolva az inhomogenitásokat, /2.3.6/ kiértékelésével

$$\varphi = - \tau_{rel} T^{-1} (u_r p^r)^{-1} u_r; s^r p^s \quad (3.1.10)$$

Klasszikus részecskeenergiákra és folyási sebességekre

$$|\varphi| \sim (\dot{R}/R) \tau_{rel} \quad (3.1.11)$$

ahol R pl. a /3.1.1/-ben található sugár. Az evolúció során elérünk egy pillanathoz, ahol /3.1.11/ egységnyi nagyságrendű, és ekkor egyensúly már nincs.

/3.1.11/ szerint a tágulás során f fokozatosan eltávolodik f_0 -tól, habár a távolodás általában sokáig nagyon lassú /LuMaPa86/; φ evolúcióját elvileg fokozatosan nyomon kellene követni, de eddig mindig elegendőnek bizonyult φ kifejlődését egyetlen pillanatra összesűríteni. Ezen pillanat /3.1.10/ kiértékelésével kereshető meg. Két szokásos közelítés szerint a feltörés pillanata az, amikor $\tau_{rel} \approx \infty$ /mert a szétfolyás miatt már ütközés nincs /BoGaZi78/ vagy a nagyon alacsony sűrűség miatt/, vagy mikor $\tau_{rel} \dot{R}/R \sim - \tau_{rel} \dot{T}/T \sim 1$ /BiBaLuZi83/,

Feltörés előtt termikus eloszlásunk van, klasszikus eset-

ben \sqrt{mT} szélességgel $m\gamma$ körül. Utána Knudsen-gázunk van, ahol nincs értelme folyási és termikus sebességeket megkülönböztetni. Az új eloszlás a régeből a feltörés pillanatában minden térfogatelemre a részecskeszám, impulzus és energia megmaradásának figyelembevételével, az egyedi impulzusokra érvényes

$$p^i = p_{\text{foly}}^i + p_{\text{term}}^i \quad (3.1.12)$$

szerint történik. Egyetlen térfogatelemből, normálva /BoGaZi78/

$$f(\varepsilon) = (\pi T W)^{1/2} e^{-(\varepsilon + W)/T} \text{sh}(2\sqrt{\varepsilon W}/T) \quad (3.1.13)$$
$$W = mv^2/2$$

ahol ε az egyrészecskeenergia, és minden a feltörés pillanatában veendő. Relativisztikus esetre analitikus formula nem adható.

A 2.12 fejezet alapján nem nyilvánvaló, hogy a feltörés előtti és utáni leírásban azonos részecskekomponenseket kell használnunk; a feltörésben tehát vannak további fizikai feltevések is. Erre látunk majd példát, de külön említés híján a komponensek azonosságát feltesszük.

Ezzel az érintkezéstől a detektálásig vezető teljes folyamat 3-folyadék modellja kész. A modell számos közelítést tartalmaz, ezek elemzésére ld. pl. /Zi81/. Mindazonáltal nagy erénye, hogy a részecske-, impulzus- és energiamérleg végig korrekt.

3.2 2+1 FÁZISU HIDRODINAMIKAI EGYFOLYADÉKMODELL

A fenti modell nem képes figyelembe venni a kompressziót. Ha az fontos, a begyújtási szakasz áramlási képét máshogyan kell megválasztani. Kézenfekvő volna a begyújtás termalizáló ütközéseit fenomenológián vizkozitással leírni, mely esetben hidrodinamikát ott is lehetne használni. A probléma az, hogy a begyújtási szakaszra gömbszimmetrikus kezdőfeltétel teljesen a fizikális.

A síkszimmetria feltételezése ugyan az expanziós szakaszra a gömbszimmetriánál durvább közelítés, de a begyújtási szakaszban utóbbinál jobb: lapos magok ütközésének felel meg, és relativisztikus esetben CM rendszerben mindkét mag lapult. Ilyen közelítésben a hidrodinamikai leírás a begyújtási és tágulási szakaszban egyaránt használható; a magokat a reális átmérővel rendelkező lapok helyettesítik. A feltörés ismét a 3.1 fejezetben ismertetett módon követhető.

Az egydimenziós modell ab ovo elhanyagolja pl. az oldalirányú folyást, és ezzel felülbecsli a kompresszió mértékét. Ennek ellenére a tapasztalatok szerint az eredmények elfogadhatóak, továbbá e modell mintegy a másik végletet képviseli a 3.1 fejezetbenihez képest, ahol kompresszió nincs. Az volna várható, hogy a maximális hőmérséklet erősen függjön a /nagy sűrűsége kevéssé ismert/ viszkozitási együtthatótól, de ez nincs így. A jelenség magyarázata az, hogy a viszkozitást csökkentve a sebességmező gradiensei nőnek, és a két folyamat egymás ellen hat; jól ismert, hogy a lökéshullámkép még zérus viszkozitási együtthatóra is véges és nem eltűnő hőmérséklet-emelkedést ad /ld. F Függelék/.

Ezzel a használandó modellek ismertetése befejeződött. Ismét, mint a 2. Részben, levonható egy olyan következtetés, hogy a leírás komoly elhanyagolásokat tartalmaz, de az elhanyagolások nagyrészt technikai jellegűek, és pl. nagyobb számítógépekhez való hozzáférés esetén a modell javítható. A következőekben áttérünk a tapasztalatok és az ismertetett modellek keretében végzett részletes számítások ismertetésére.

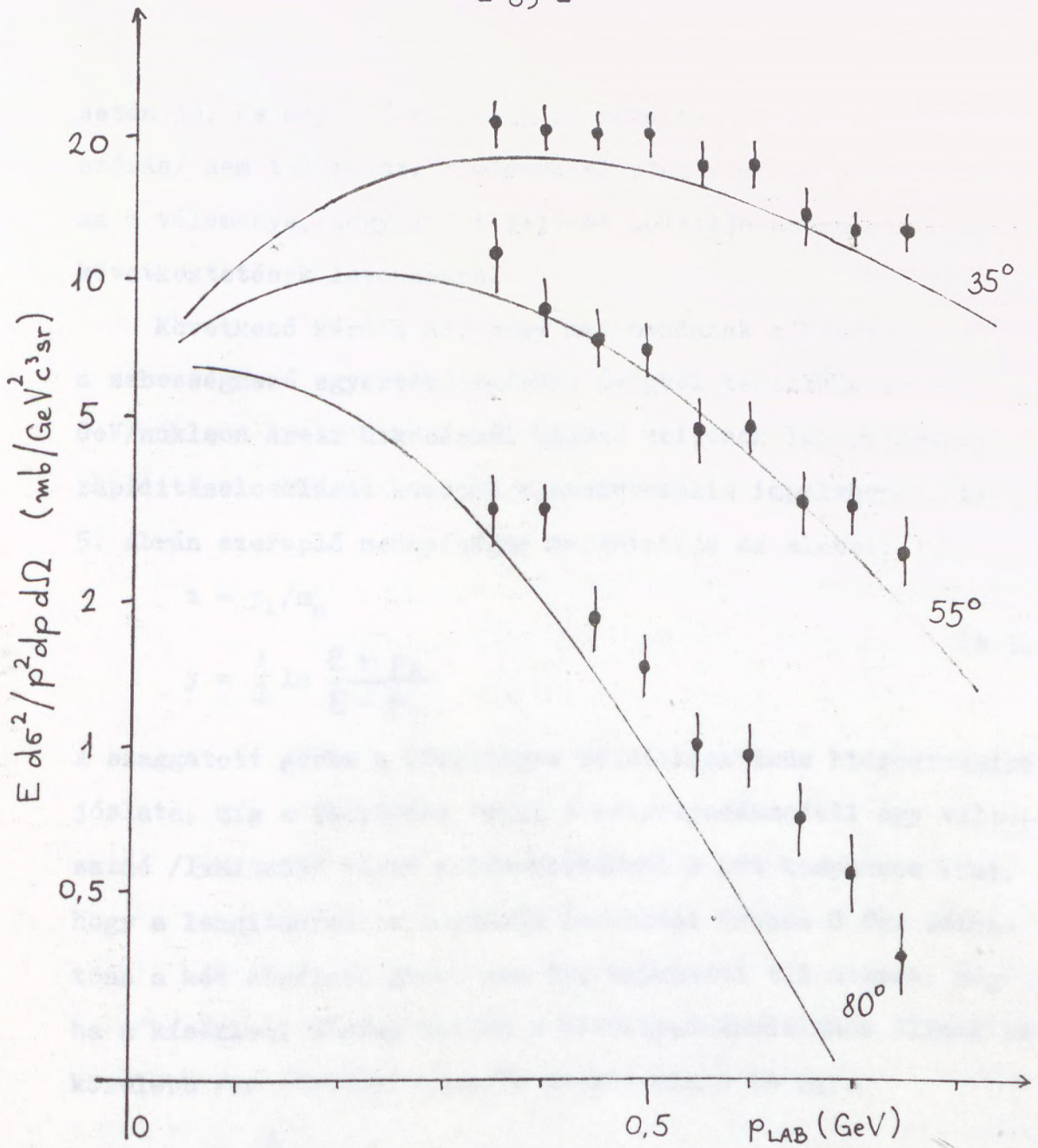
4. A KÍSÉRLETI INFORMÁCIÓ SZERKEZETE

E Résznek nem célja a relativisztikus energiákon folytatott nehézion-kísérletek eredményeinek rendszeres és kimerítő áttekintése. Ha részletekre szükség lesz, a kísérleti eredményeket a modellszámításokkal összevetve elemezzük. Itt most csak példákat hozunk fel a lehetséges kísérleti információ különböző típusaira, és áttekintjük a kísérleti adatok jellemzőit.

4.1 A SEBESSÉG ÉS HŐMÉRSEKLET EVOLUCIÓJA

E fejezetben a detektált részecskespektrumból kapható adatokkal foglalkozunk. A nyers mérések természetesen laboratóriumi rendszerben történnek, de azokat /még a méréskiértékelés során/ át szokták számítani az elméleti leíráshoz illő CM rendszerbe.

Mindenekelőtt lássuk, képes-e gömbszimmetrikus hidrodinamika használható végeredményeket adni. Hogy a valóságban az evolúció nem tökéletesen szférikus, az a kitüntetett nyalábirány miatt magától értetődő, és az aránylag kevés 3 dimenziós számolás jelzi is /AmHaNi77/, így a folyás gömbszimmetriától eltérésére további érv szükségtelen. Azonban a másodlagos /ütközésben keletkezett/ részecskék eloszlása a gömbszimmetrikustól nincs túl messze. Ezt demonstrálja a 4. ábra, ahol 2,1 GeV/nukleonos Ne+NaF ütközés K^+ kihozatalának invariáns differenciális hatáskeresztmetszetét látjuk a laboratóriumi rendszerben mért impulzus függvényében, 3 különböző, a nyalábirányhoz viszonyított laboratóriumi szögnél. A pontok a mérési eredmények /Sc+81/, míg a görbék a 3.1 fejezetben ismertetett modell számítási eredményei /BiLuZiBa82/. Az egyezés 35° és 55° e-



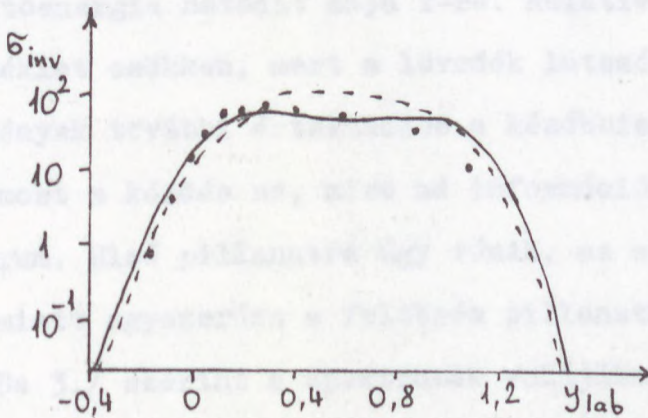
4. ábra: Az $E d^2 \sigma / p^2 dp d \Omega$ invariáns differenciális hatáske-
resztmetzet a laboratóriumi impulzus függvényében
3 különböző laboratóriumi szögnél K^+ keltésre,
2,1 GeV/nukleon energián. Pontok: Ne+NaF kísérlet.
Görbék: Ne+Ne számítás gömb-szimmetrikus hidrodina-
mikával. További adatok a szövegben. Az egyezés ki-
sebb szögekre jó, globálisan kielégítő.

setén jó, és még 80° -ra /mely CM rendszerben már erősen hátraszórás/ sem túl rossz. Mindezek alapján e sorok szerzőjének az a véleménye, hogy a 3.1 fejezet modellja használható fizikai következtetések levonására.

Következő kérdés az, hogy mit mondanak a kísérleti adatok a sebességmező egyértékűségéről. Evégből tekintsük a 0,8 GeV/nukleon Ar+Ar ütközésből kijövő tritonok laboratóriumi rapiditáseloszlását közepes transzverzális impulzusnál. Az 5. ábrán szereplő mennyiségek definíciója az alábbi:

$$x = p_{\perp}/m_n$$
$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_{\parallel}}{E - p_{\parallel}} \quad (4.1.1)$$

A szaggatott görbe a közönséges relativisztikus hidrodinamika jóslata, míg a folytonos vonal a kétfolyadékmodell egy változatáé /IvMiSa85/ olyan kölcsönhatással a két komponens közt, hogy a longitudinális impulzus lebomlási hossza 8 fm. Láthatóan a két elméleti görbe nem fut egymástól túl messze, még ha a kísérleti adatok inkább a kétfolyadékmodellhez állnak is közelebb /ez ráadásul nagyobb x-ekre nincs is így.



5. ábra: Kísérleti /MaNa82/ és elméleti /IvMiSa85/ rapiditáseloszlás tritonra 2,1 GeV-es Ar+Ar ütközésben. Szaggatott:hidrodinamika; folytonos: kétfolyadék.

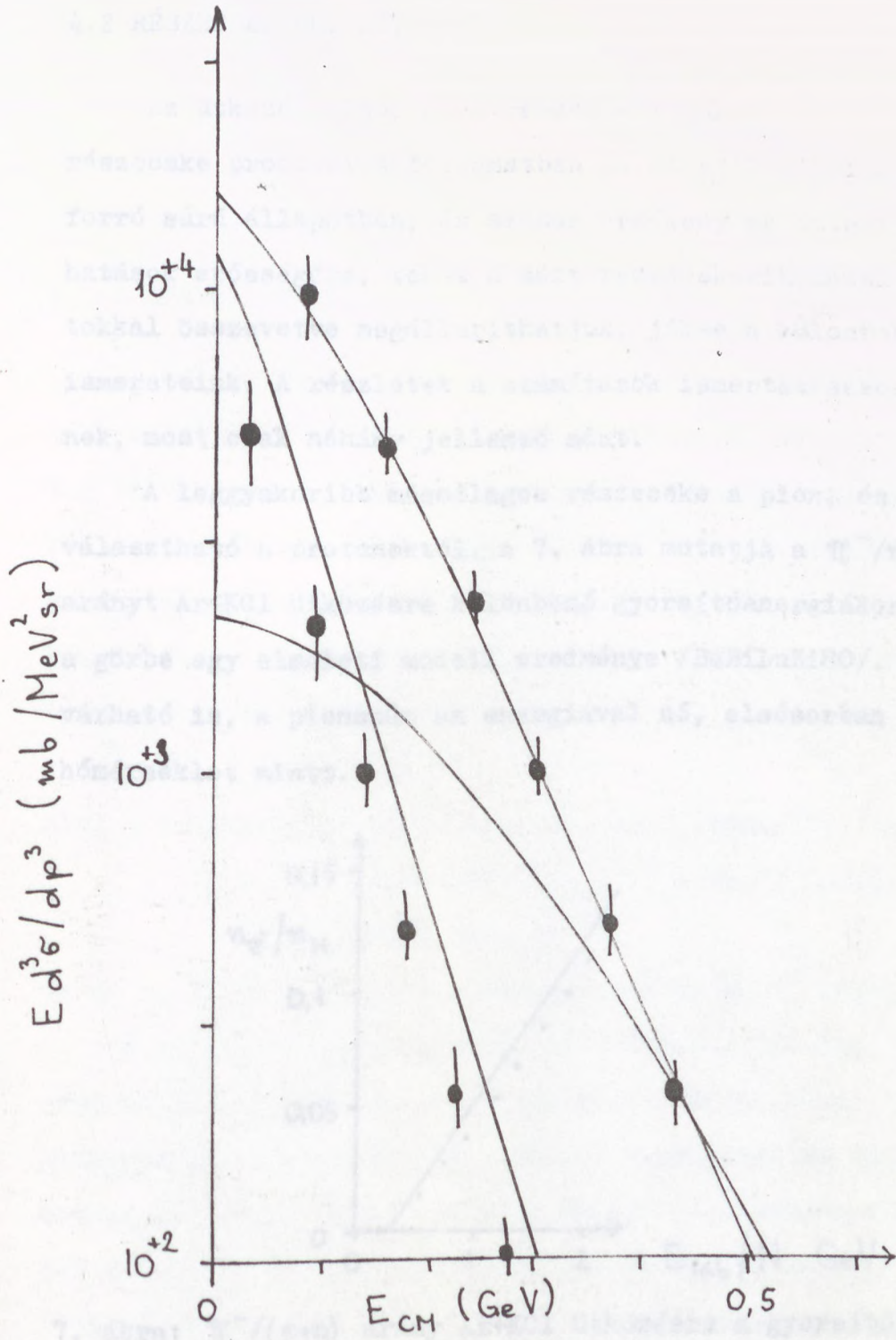
Az ábra tanúsága szerint elvileg a detektált részecskék spektruma információt tartalmaz a sebességmezők kiegyenlítődségéről, de az információ nem túl bőséges.

Végül tekintsük a spektrumok alakját rögzített szögnél. A 6. ábra mutatja 0,8 GeV/nukleon Ar+KCl ütközésben a kilépő protonok és pionok CM energia szerinti eloszlását 90° CM szögnél; a folytonos görbék később ismertetendő hidrodinamikai számítás eredményei. A kísérleti eredmények az alábbiakat mutatják:

- 1./ Az eloszlások durván exponenciálisok /tehát termikusok/.
- 2./ Az effektív hőmérséklet 60-80 MeV, tehát durván a gyorsítóenergia tizede.
- 3./ A különböző részecskekomponensek effektív hőmérséklete nem azonos.

Az 1./ tapasztalat nem látszik meglepőnek, mégis az. A harmadik meglepőnek látszik, de nem az. A második könnyen érthető. Nem-relativisztikus szimmetrikus ütközésben az energia fele gyorsít, a másik fele alakulhat hővé, mely érték, figyelembe véve, hogy eredetileg a céltárgy áll, és az ideális gáz $E=3NT/2$ törvényét, a gyorsítóenergia hatodát adja T-re. Relativisztikus energiákon e hőmérséklet csökken, mert a lövedék látszólag nagyobb tömegű. Az eredmények további értelmezése a későbbiekre marad.

Mármost a kérdés az, mire ad információt a 6. ábra szerinti spektrum. Első pillanatra úgy tűnik, az eloszlás termikus jellege miatt egyszerűen a feltörés pillanata határozható meg belőle. De 3./ szerint a spektrumok valójában mégsem tisztán termikus eredetűek, így egy alkalmas feltörési pillanat beállítása legfeljebb egyetlen spektrum meredekségét állíthatja be. Ezért a spektrumok további információkat is rejtene, hogy mit, azt majd az 5. Részben látjuk.

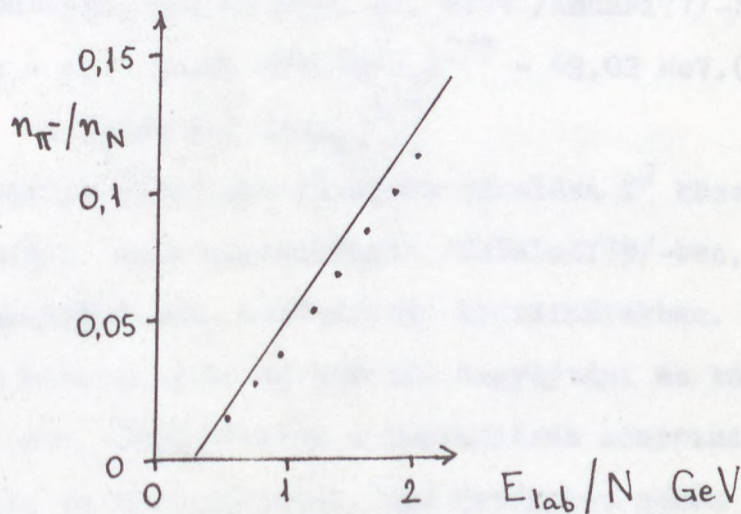


6. ábra: CM-beli detektált energiaeloszlások protonra, pionra és deuteronra. Pontok: kísérlet /Na+81/, deuteronra nincs adat. Görbék: számítás /BiBaLuZi83/.

4.2 RÉSZECESKEPRODUKCIÓ

Az ütközés elsődleges részecskéi nukleonok. Minden más részecske produkciós folyamatban keletkezik, leginkább a forró sűrű állapotban, és számuk érzékeny az ottani kölcsönhatások erősségére, tehát a mért részecskékihozatalt a jóslatokkal összevetve megállapíthatjuk, jók-e a kölcsönhatásokról ismereteink. A részletek a számítások ismertetésekor következnek, most csak néhány jellemző adat.

A leggyakoribb másodlagos részecske a pion, és a π^- jól elválasztható a protonoktól. A 7. ábra mutatja a π^- /nukleon arányt Ar+KCl ütközésre különböző gyorsítóenergiákon /Sa¹+80/, a görbe egy elméleti modell eredménye /BaBiLuZi80/. Amint az várható is, a pionszám az energiával nő, elsősorban a növekvő hőmérséklet miatt.



7. ábra: $\pi^-/(p+n)$ arány Ar+KCl ütközésre a gyorsítóenergia függvényében. Részletek a szövegben.

A második leggyakoribb másodlagos "hadron" a deuteron. 0,4 és 0,8 GeV körül $d/p \sim 0,1$ /Na+81/. Fontos még a K^+/p érték, mely 2,1 GeV Ne+NaF ütközésben $(4 \pm 2) \cdot 10^{-3}$ /Na+81/.

5. A MODELLOK RÉSZLETEI ÉS A SPEKTRUMALAKOK

E részben megkezdjük az elméleti hidrodinamikai számítások ismertetését, itt azokat, melyek a kompresszióra, vég hőmérsékletre, valamint proton- és pionspektrumra vonatkoznak.

5.1 A BEGYUJTÁS LEÍRÁSA VISZKÓZUS HIDRODINAMIKÁVAL

A kérdés itt az, tudja-e a hidrodinamikai leírás értelmezni a megfigyelt végállapotú hőmérsékleteket. Mint a 3.2 fejezetben láttuk, az a síkszimetrikus modellben ellenőrizhető. Evégből tekintjük a /2.3.36/ egyenleteket /2.3.43/ transzporttárgokkal és síkszimetriával. Az anyagi egyenletekre vonatkozó közelítések: hővezetés nincs, $\eta' = 6 \text{ MeV}/\text{cm}^2/\text{Ma}77/$ /a nyíró viszkozitás külön nem szükséges, mert 1 dimenziós az áramlás/, és

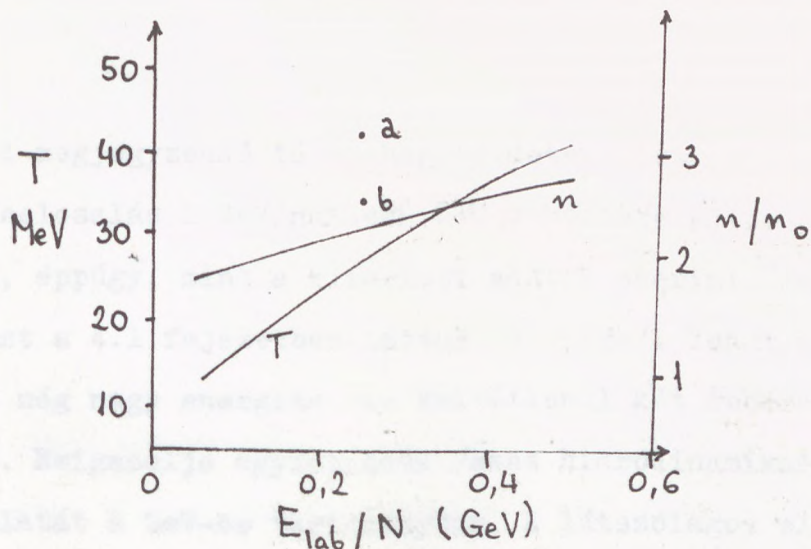
$$f = f_0(n) + f_1(n, T) \quad (5.1.1)$$

ahol f a szabadenergiasűrűség, és, mint /AmHaNi77/-ben,

$$f_0/n = m_0 + 19,88 \text{ MeV} \cdot (n/n_0)^{2/3} - 69,02 \text{ MeV} \cdot (n/n_0) + 33,46 \text{ MeV} \cdot (n/n_0)^{5/3} \quad (5.1.2)$$

és f_1 az ideális Fermi-gáz termikus járuléka T^2 közelítésben.

A számítás, mely megtalálható /CsBaLuZi79/-ben, /CsLuZi79/-ben és /CsLuZi80/-ban, együttmozgó koordinátákban, több energián nyomon követte a Ne+Ne ütközés begyújtási és tágulási szakaszait. A 8. ábra mutatja a maximálisan komprimált állapot sűrűségét és hőmérsékletét. Eme értékeket nehéz volna kísérleti adatokkal összevetni, de összehasonlíthatóak egy irreverzibilitás nélküli 3 dimenziós áramlási képű számítás /AmHaNi77/ /a/ és egy hasonló geometriájú kétfolyadékmodell /AmGoHaNi78/ /b/ sűrűségértékeivel. Mindkét utóbbi alábecsli a hőtermelést,



8. ábra: Viszkózus hidrodinamikai számítás eredményei a maximálisan komprimált állapot hőmérsékletére és sűrűségére. Részletek a szövegben

ezért felülbecsüli a kompressziót.

Az eredmények közül a továbbiak szempontjából legfontosabbak az alábbiak:

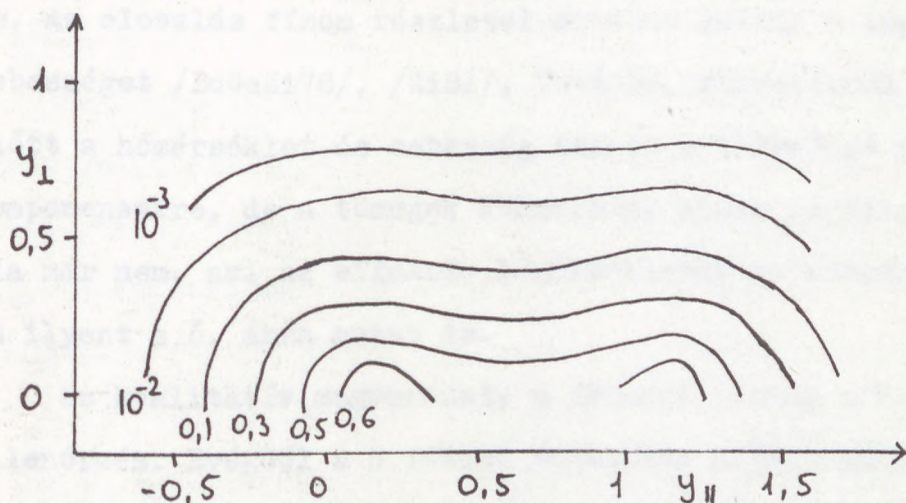
- 1./ A /rosszul ismert/ viszkozitási együttható megduplázása a hőmérsékletet mindössze 5%-kal növeli, míg a sűrűséget kb. ugyanennyivel csökkenti.
- 2./ A kompresszió még 0,5 GeV/nukleon energián is 40% alatt van.

E számítást kiterjesztve a feltörési periódusra is olyan feltörési feltétellel, hogy $n=0,75n_0$ vagy $p=0$, további eredmény /CsLu84/, hogy

- 3./ Az expanziós szakasz majdnem adiabatikus /entrópiatermelése kb. tizede a begyűjtésnek/.

Eme 3 eredmény igazolja a 3.1 fejezet 3 fázisú modelljének használatát: begyűjtéskor a kompresszió másodlagos, tágulás-kor az entrópiatermelés, legalábbis mérsékelt energiákon.

További megjegyzendő tény, hogy a detektáláskori jósolt rapiditáseloszlás 1 GeV/nukleon U+U ütközésre kétsúcsúnak adódott, éppúgy, mint a kísérleti adatok szerint /MaNa82/, amint azt a 4.1 fejezetben láttuk /9. ábra/. Tehát a kísérleti adatok még nagy energián sem feltétlenül két sebességmezőt jeleznek. Ez igazolja egyfolyadék /azaz hidrodinamikai/ leírás használatát a GeV-es tartományban. A látszólagos ellentmondást /IvMiSa85/-tel az magyarázza, hogy esetünkben az egyetlen sebességmező nagyon anizotróp.



9. ábra: Egyenlő valószínűségű vonalak a rapiditási síkon 1 GeV/nukleon U+U ütközésben. Részletek a szövegben.

5.2 A DETEKTÁLT PROTON- ÉS PIONSPEKTRUMOK

A 4.1 fejezetben láttuk, hogy a detektált spektrumok nagyjából termikusak, a gyorsítóenergia kb. tizedének megfelelő, de protonokra és pionokra különböző hőmérséklettel. Ott az első állítás kézenfekvőnek tűnt, a másodikat értelmeztük, a harmadik pedig magyarázatlan maradt. Most azonban felismerhetjük, hogy a második tény értelmezése túlegyszerűsített volt, és ezután a harmadik is értelmezhető.

A klasszikus esetben kapott

$$T \simeq E_{\text{lab}}/6A \quad (5.2.1)$$

valójában a maximálisan komprimált állapotra vonatkozó becslés, mivel a későbbi csaknem adiabatikus tágulásban a rendszer hűl /a 8. ábra valóban a maximális kompresszióra jelez hasonló értékeket/. Mivel azonban a tágulás során a hőmozgás energiája folyásba konvertálódik, melyet azután feltöréskor ismét össze kell adni a termikus sebességekkel /ld. /3.1.12//, az eloszlás szórása a tágulás közben kb. állandó marad. Ez a magyarázata, hogy /5.2.1/ teljesülni látszik a végállapotban is. Az eloszlás finom részletei azonban jelzik a tágulási sebességet /BoGaZi78/, /Zi81/, Továbbá, közvetlenül feltörés előtt a hőmérséklet és sebesség azonos a különböző részecskekomponensekre, de a tömegek különbsége miatt az átlagos energia már nem, ami az effektív hőmérsékletek különbségére vezet, ésilyent a 6. ábra mutat is.

Ez kvalitatív magyarázat; a feladat ezután a kvantitatív ellenőrzés. Evégből a 3 fázisú modellban megvizsgálunk egy 0.8 GeV/nukleonos Ar+Ar ütközést. A tágulási szakaszban a sebességmezőt a 3.1 fejezet filozófiája szerint az alábbival közelítjük:

$$\begin{aligned} \gamma(u)u &= \dot{R}/R \\ \gamma(u) &= (1-u^2)^{-1/2} \end{aligned} \quad (5.2.2)$$

Ekkor a /3.1.2-3/ mérlegegyenleteken /ahol a Ψ forrástagokat egyelőre elhanyagolhatjuk/ kívül egyetlen egyenlet kell u-ra; ez lehet pl. /2.3.36/ második egyenlete. /5.2.2/ miatt az adott közelítésben elég, ha az említett egyenlet térfogati átlagát tekintjük, ami egyenletet ad R-ra. Feltörési feltételünk

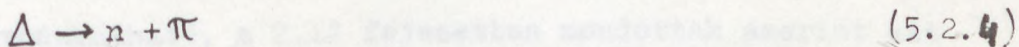
$$\tau_{\text{rel}} |\dot{T}/T| = 1/a \sim 1 \quad (5.2.3)$$

ahol a pontos számértékét úgy határozzuk meg, hogy a proton-

spektrum meredeksége helyes legyen. A számítás eredménye $a=1,6$ -nál a 6. ábra folytonos görbéi. Láthatóan az egész protonspektrum helyes, ugyanakkor a pionspektrum alakja és meredeksége is korrektül adódik /a mért effektív hőmérséklet 66 MeV, a számított 64 MeV/. A pionenergiák mintegy 20 MeV-vel eltolódtak, de ennek oka a modellban figyelembe nem vett vonzás a π^- és a mag közt.

Ezzel a 4.1 fejezetben a spektrumalakra felsorolt három elemi tényt a modell visszaadta, következésképpen a 3 fázisú 3-folyadék modell alkalmas /legalábbis 1 GeV körüli energiákon a detektálásig követni a folyamatot.

Magasabb energián vissza kell térnünk a pionspektrum termikus jellegére. 2.1 GeV/nukleon energiájú U+U ütközésben a keletkező Δ rezonanciák száma az egész begyújtási folyamatban, és átágulásnak legalábbis nagyobb részében nagyobb a pionokénál. A feltöréskori Δ/π arány természetesen függ a pontos feltörési feltételtől, de nem tehető 1-nél sokkal kisebbé. /A Δ/π arányra ld. /MoZi79/./ A Δ rezonancia 10^{-23} s-os élettartama miatt nem detektálható, szabad repülés közben bomlik



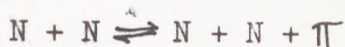
szerint. A Δ nyugalmi rendszerében energia- és impulzusmegmaradás miatt

$$E_{\pi, \text{kin}} = \frac{m_{\Delta}^2 - m_n^2 + m_{\pi}^2 - 2 m_{\Delta} m_{\pi}}{2 m_{\Delta} m_{\pi}} = 128 \text{ MeV} \quad (5.2.5)$$

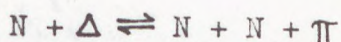
azaz, mivel a pionok kb. fele bomlásból származik, a pioneloszlásban 100 MeV táján csúcs várható. Ez a Δ rezonancia mintegy 120 MeV-es szélessége miatt esetleg vállá szélesedik ki.

A valóságos helyzet persze bonyolultabb; a folyási sebesség némileg elmoshatja a Δ -k nyomát, és erőltetetten igen késői feltöréseket véve a Δ -k száma csökken. Ezért részletes szá-

mításokra van szükség. Ez elvégezhető a 3.1 fejezetben leírt módon, és az e fejezet elején leírt közelítésben. A figyelembe vett reakciók:



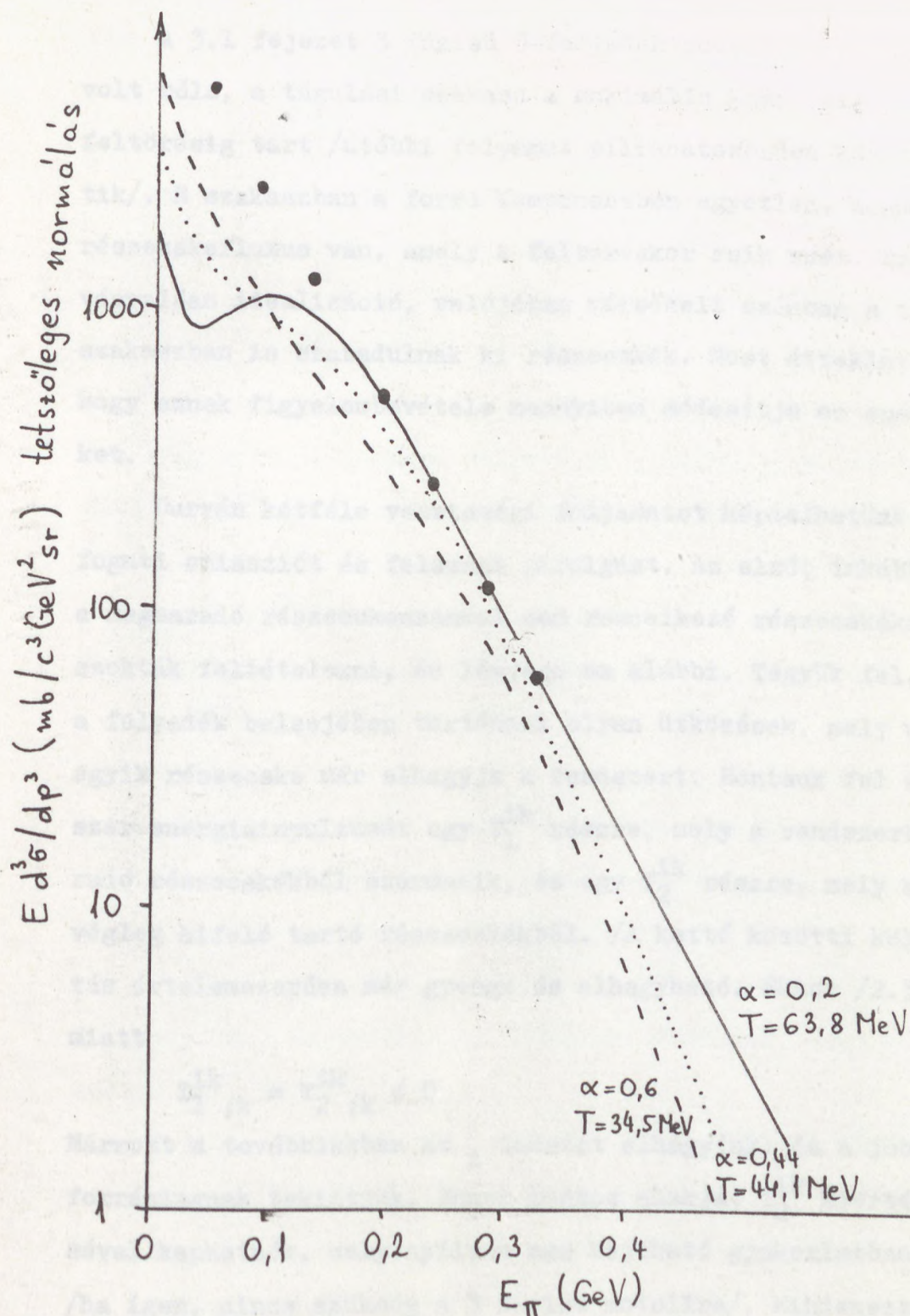
(5.2.6)



a Ψ forrástagok szerkezetét, mutatis mutandis, /3.1.6/ mutatja. /BaLuZiFáJa81/.

Az eredményt a 10. ábra szemlélteti, $\alpha = 1/a$ /5.2.3/ szerint. A kísérleti eredményeket pontok jelzik, és a pionspektrum jól reprodukálható, ha /5.2.6/-ben csak az első reakciót tartjuk meg, vagyis Δ -król nem teszünk említést. A kísérleti effektív hőmérséklet mintegy 63 MeV. Ugy tűnik tehát, hogy a helyes eredmény nem kapható meg: nagyon késői feltöréssel ugyan a pionspektrum szerkezete jó lesz, de rossz meredekséggel; jó meredekséggel viszont csúcs jelenik meg, mely a detektálásnál nem látható.

Mindazonáltal a probléma csak látszólagos. Ama tapasztalat, hogy Δ -k nélkül, mindössze 2 komponenssel, a mért spektrum reprodukálható, a 2.12 fejezetben mondottak szerint azt jelenti, hogy a rendszerben a termodinamikailag független részecskezabadsági fokok száma 2; termodinamikai értelemben Δ -król ott nem beszélhetünk. A formálisnak tűnő kijelentés fizikai oka az, hogy a Δ élettartama az ütközések közti időnél rövidebb, ezért egyrészt termalizált Δ komponensről nem beszélhetünk, másrészt a Δ -k nem rendelkeznek a határozatlansági reláció miatt határozott impulzussal és energiával, tehát impulzuseloszlásukat a protonoké és pionoké határozza meg. Pontosabb leírásban a Δ eloszlást így kellene meghatározni.



10. ábra: Δ komponens figyelembevételével kapott detektált pioneloszlások különböző feltörési pillanatokban. A pontok a kísérleti adatok /Na78/.

5.3 PÁROLGÁSI FOLYAMATOK

A 3.1 fejezet 3 fázisú 3-folyadék modelljában, mint szó volt róla, a tágulási szakasz a maximális kompressziótól a feltörésig tart /utóbbi folyamat pillanatszerűen közelítette/. E szakaszban a forró komponensben egyetlen, megmaradó részecskefluxus van, amely a feltöréskor esik szét. Ez nyilvánvalóan idealizáció, valójában mérsékelt számban a tágulási szakaszban is szabadulnak ki részecskék. Most áttekintjük, hogy ennek figyelembevétele mennyiben módosítja az eredményeket.

Durván kétféle veszteségi folyamatot képzelhetünk el: térfogati emissziót és felszíni párolgást. Az elsőt inkább csak a megmaradó részecskeszámmal nem rendelkező részecskékre szokták feltételezni, és lényege az alábbi. Tegyük fel, hogy a folyadék belsejében történnek olyan ütközések, mely után az egyik részecske már elhagyja a rendszert. Bontsuk fel a rendszer energiáimpulzusát egy T_1^{ik} részre, mely a rendszerben maradó részecskékből származik, és egy T_2^{ik} részre, mely a már végleg kifelé tartó részecskékből. /A kettő közötti kölcsönhatás értelemszerűen már gyenge és elhagyható. Ekkor /2.3.1/ miatt

$$T_1^{ik};k = T_2^{ik};k \neq 0 \quad (5.3.1)$$

Mármost a továbbiakban az $_1$ indexet elhagyjuk, és a jobboldalt forrástagnak tekintjük. Ennek pontos alakját T_2^{ik} kiértékelésével kaphatnók, mely nyilván nem hajtható gyakorlatban végbe /ha igen, nincs szükség a 3 fázisú modellra/. Mindenesetre az egyenlet szerkezete:

$$T^{ir};r = -qP^i \quad (5.3.2)$$

ahol q egy veszteségi ráta, és P^i a veszteség jellemző átlagos

négyesimpulzusa. A kérdés az, mi lenne egy kielégítő közelítés P^i -re. /Feltételezzük, hogy a q rátát, mely pl. az időegység alatt kilépő részecskék relatív száma, ismerjük./

Mivel T^{ik} hordozza az információt az impulzusok felől is, kézenfekvő az alábbi közelítéssel próbálkozni:

$$P^i = (\alpha \delta_r^i + \beta h_r^i) (\delta u_s + \varepsilon x_s) T^{rs} \quad (5.3.3)$$

ahol α , β , δ és ε állandó,

$$h^{ik} = g^{ik} + u^i u^k \quad (5.3.4)$$

és x^i egy nem specifikált u_i -ra merőleges vektor. Megkövetelve, hogy a klasszikus határesetben \underline{P} legyen a folyadék impulzus-sűrűsége, P^0 pedig energiasűrűsége, az együtthatók meghatározhatók /KäLu86/, és kapjuk:

$$P^i = T^{ir} u_r \quad (5.3.5)$$

Vagyis /2.3.1/ az alábbiként módosul:

$$\begin{aligned} T^{ir}{}_{;r} &= -q T^{ir} u_r \\ n^r{}_{;r} &= 0 \end{aligned} \quad (5.3.6)$$

Innen megint kaphatóak a hidrodinamikai egyenletek. Perfekt folyadéokra a részecskemérlegegyenlet és a mozgásegyenlet változatlan, míg az energiamérleg új alakja

$$\dot{\rho} + (\rho + p) u^r{}_{;r} = -q \rho \quad (5.3.7)$$

Az egyenletek szerkezete változatlan térfogati viszkozitás esetén is /KäLu87/.

E módosított egyenlet felhasználásával meghatározható a pionspektrum felösszegezve a folyamatosan kilépő pionokat.

Meghatározva az egységnyi idő alatt kilépő pionok számát

$$q n_\pi = F p_\pi (2\pi m_\pi T)^{-1/2} \quad (5.3.8)$$

/LaLi84/, ahol F egy effektív felület, n_π a pionsűrűség, és

p_π a pionok parciális nyomása. Innen q ismert; ismét 800 MeV-es Ar+Ar ütközésre számolva az effektív pionhőmérséklet 67 MeV /KäLuBa84/. Mivel, mint láttuk, térfogati veszteség

nélkül ugyanezen érték 64 MeV, míg a kísérleti adat 66 MeV, a térfogati pionveszteség figyelembevétele nem javítja drasztikusan a modellt. Ugyanakkor megnyugtató, hogy a pionokra elvileg pontos feltörés gyakorlatilag a 3 fázisú modell eredményeit reprodukálja.

Kissé lényegesebb módosítást jelent a protonspektrumban a felületi párolgás figyelembevétele. Ezt úgy tehetjük meg, hogy a /mőst egyszerűség kedvéért gömbalakú/ tűzgolyó belseje folyadék, külseje ütközésmentes Knudsen gáz, a kettő közötti határfelület mozgását pedig a részecske-, impulzus- és energia-megmaradás határozza meg. A továbbiakban nemrelativisztikus sebességekre szorítkozunk /BaBoLuZi84/.

A felületről elszökő részecskéknek van valamilyen radiális átlagsebessége, amit $c(R)$ -rel jelölünk. Erre egy közelítés:

$$c(R) = \left[\int_0^\infty \int_0^{\pi/2} \int_0^{2\pi} (\underline{v}-\underline{u})\underline{u} |\underline{u}|^{-1} f(\underline{v}) d^3v \right]_{r=R} \quad (5.3.9)$$

ahol \underline{v} a termikus sebesség, és \underline{u} a folyási sebesség. Maxwell-eloszlásra

$$c(R) = \sqrt{2T(R)/\pi m} \quad (5.3.10)$$

A folyadék belsejében lévő részecskék száma

$$N(t) = 4\pi \int_0^R n(r,t) r^2 dr \quad (5.3.11)$$

Innen, felhasználva a kontinuitási egyenletet,

$$\dot{N} = 4\pi R^2 n(\dot{R} - u(R)) \quad (5.3.12)$$

Másrészt c ismeretében tudjuk a kilépő részecskék számát:

$$\dot{N} = -4\pi R^2 n(R) c(R) \quad (5.3.13)$$

ahonnan

$$\dot{R} = u(R) - c(R) \quad (5.3.14)$$

Bzzel a felület mozgását meghatároztuk a részecskemegmaradásból. A maradék két egyenlet az impulzusra és energiára meghatározza, milyen momentumú eloszlást kell tulajdonítani az

éppen kipárolgott részecskéknek. Az egyenletek:

$$\begin{aligned} \bar{v}_2 &= u_1(R) + \frac{T_1(R)}{mc(R)} \\ \overline{v_2^2} &= 3 \frac{T_1(R)}{m} + u_1^2(R) + 2T_1(R)u_1(R) \frac{1}{mc(R)} \end{aligned} \quad (5.3.15)$$

ahol az $_1$ és $_2$ indexek rendre a határfelület belső és külső oldalára vonatkoznak.

Ha az éppen kipárolgott részecskék eloszlása kétparaméteresnek tételezzük fel /pl. mint egy radiálisan kifelé irányuló fél Maxwell eloszlás valamely u_2 körül/, akkor készen is vagyunk. Nevezetesen, a belső, hidrodinamikai zóna adataiból $c(R)$ kiszámítható; ezután /5.3.14/ adja R mozgását, /5.3.13/ az időegység alatt kipárolgó részecskék számát, és /5.3.15/ eloszlásukat. Eme eloszlásokat időben felösszegezve, és az esetleg még a maradékra létező feltörést is végrehajtva kapjuk a detektált eloszlást.

Ha a hidrodinamikai tartományban a /BoGaZi78/ szerinti exakt megoldást /ld. /3.1.1// használjuk, adott pillanatban a kilépő részecskék eloszlása analitikusan megadható; ennek részleteire a képletek bonyolultsága /BaBoLuZi84/ miatt nem térünk ki. Mindössze a határfelület egyenletét adjuk:

$$\begin{aligned} R &= Q_0 \sqrt{1 + \tau^2} \cos \left\{ \eta \operatorname{arctg} \tau + \arccos(R_0/Q_0) \right\} \\ \eta &= (t_0/Q_0) (2T_0/\pi m)^{1/2} \\ \tau &= t/t_0 \end{aligned} \quad (5.3.16)$$

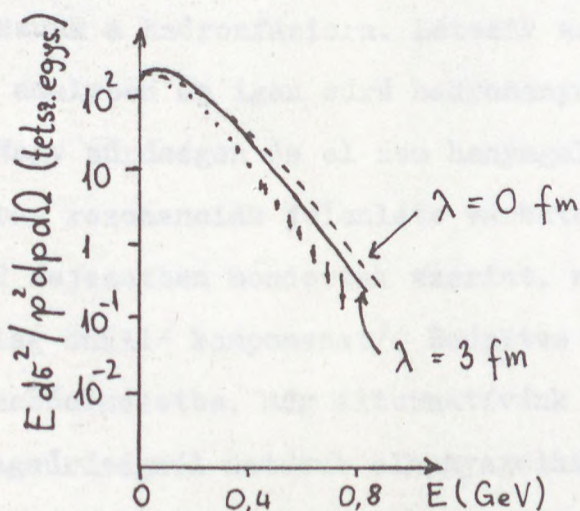
$R(\tau)$ -ban egy Q_0 állandó is fellép, és a hidrodinamikai tartomány képleteiben Q_0 szerepel, nem R_0 . Következésképpen Q_0 volna a nem párolgó tűzgolyó kezdeti sugara,

$$\lambda = Q_0 - R_0 \quad (5.3.17)$$

pedig a távolság, amennyivel beljebb van a párolgás határfelülete, Tehát λ a párolgási mélységet jellemző, szabad úthossz nagyságrendű paraméter.

Most e felületi párolgási modellban ismét kiértékelhetjük a 0,8 GeV-es Ar+Ar ütközés protonspektrumát, és összehasonlíthatjuk a tapasztalattal és a standard 3 fázisú modell eredményével /6. ábra/. Most feltörési feltételünk egyszerűen $n=0,4 n_0$, tehát a feltörés pillanata nem illesztett paraméter, vagyis nincs eleve ok helyes meredekséget várni.

A számítás eredménye függ a λ paramétertől, és a 11. ábrán látható. A spektrum alakja $\lambda=0$ fm-re nem túl jó, pl. a rossz feltörési feltétel miatt; $\lambda=3$ fm-nél a feltörésig visszamaradt részecskék száma már elhanyagolható, és a spektrum alakja jóvá válik. Mindazonáltal lényeges eltérés is marad, de ennek oka valószínűleg egyrészt a pionkomponens elhanyagolása volt, másrészt a nemrelativisztikus dinamika. Mindenesetre a folytonos párolgás korrigálni tudja a helytelen feltörési feltétel hatását, ugyanakkor a 6. és 11. ábrák elméleti spektrumainak menete nem tér el lényegesen.



11. ábra: Folytonos felületi párolgás hatása a protonspektrumra. A feltörési feltétel $n=0,4 n_0$. A pontok a kísérleti adatok. Részletek a szövegben; 3 fm táján lévő párolgási mélységgel helytelenül választott feltörési feltétel is részben ellensúlyozható.

5.4 AZ ÁLLAPOTEGYENLET RÉSZLETEI

Láttuk, hogy a 3 fázisú 3-folyadékmodell /3.1 fejezet/ eredeti formájában ideális gáz állapotegyenletet használ. Ez a tágulási szakaszban már csak technikai egyszerűsítés, de ez teszi lehetővé az egyszerű alakú sebességmező használatát. A kérdés az, az elhanyagolások kvantitatívok-e vagy kvalitatívok. Ezt most megvizsgáljuk nagy sűrűségeken és normál sűrűség alatt.

Nagy sűrűségeken az átlagmezőelmélet /Wa74/, /Wa75/ n^2 szerint növekvő nyomást jósol, tehát az ideális gáz közelítés a nyomást alábecsüli. Ez azonban nem drasztikus, mert az eredeti ütközési energia mehet hőbe vagy kompresszióba: értelemszerűen a modell felülbecsüli tehát a hőmérsékletet, ami viszont emeli a nyomást. A kérdés az, történik-e valami váratlan a sűrűség emelkedésével. Kézenfekvő a kvarkok kiszabadulására gondolni, de ezzel a 7. Rész foglalkozik; most szorítkozzunk a hadronfázisra. Létezik az irodalomban olyan modell, amelyben az igen sűrű hadronanyag felépítése meglepő.

Nagy sűrűségeken és el nem hanyagolható hőmérsékleten az anyagban rezonanciák jelenléte várható /más kérdés, hogy ezek, az 5.2 fejezetben mondottak szerint, nem alkotnak termodinamikailag önálló komponenset/. Beépítve a Δ rezonanciákat az átlagmezőelméletbe, még alternatívánk van. Nevezetesen normál magsűrűségnél hatásuk elhanyagolható, ezért alapállapot adatokból a skalár és vektormezonokhoz történő csatolás $g_{\sigma\Delta}$ és $g_{\omega\Delta}$ állandói nem határozhatóak meg. Feltéve, hogy

$$g_{\alpha\Delta} = g_{\alpha N} \quad (5.4.1)$$

/GaGlKa79/ az adódik, hogy 100 MeV hőmérsékleten 4-szeres normál magsűrűség felett a Δ -k már dominálnak a rendszerben, $N_{\Delta} > N_n$, és nem sokkal később a nukleon effektív tömege ne-

gativvá válik.

Az eredmény ismét nem jelenti azt, hogy a Δ -k termodinamikailag önálló komponenset képeznének, de ha ilyen állapotok léteznek, azokra az ideális nukleongáz közelítés már kvalitatíve is rossz. Ezért ellenőrizendő, szükségszerű-e a fenti eredmény nagy sűrűségeken. A válasz nemleges, mivel /5.4.1/ nem szükségszerű. Választva helyette /LéLuWaZi86/

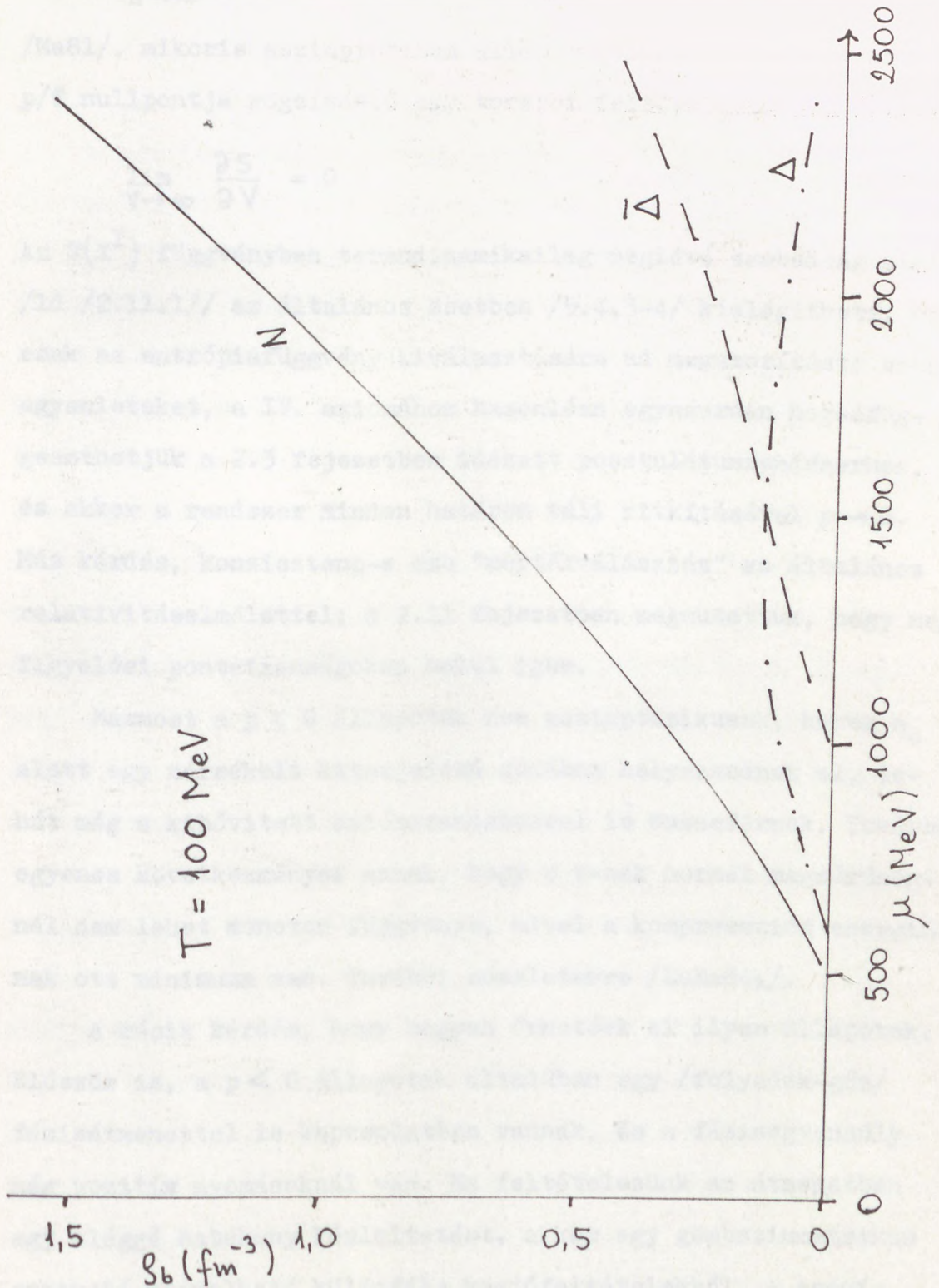
$$\xi_{\alpha\Delta} = \xi_{\alpha N} (M_{\Delta} / M_n) \quad (5.4.2)$$

-t, melyre van részecskefizikai sugallat /BeLiRo68/, az effektív tömegek mindig pozitívak maradnak, a rendszer részecskeösszetételét pedig a 12. ábra mutatja: az anyag soha nem Δ -dominált. Mérsékelt számú Δ megjelenik, ezek azonban legalább két okból nem vezetnek meglepő következményekre a detektált spektrumban: az első ok ugyanaz, mint amit az 5.2 fejezetben láttunk, a második, hogy az antibarionok erős vonzó kölcsönhatások miatt feltörésig nem léphetnek ki.

A másik érdekes tartomány kevéssel n_0 alatt várható. Itt számos maganyagmodell negatív nyomást ad /Da79/, az ilyen állapot hidrodinamikailag labilis /Da79/, /LuCs79/, /LuCs84/. Kérdés, vannak-e ilyen állapotok, és eljut-e oda az anyag.

Az első kérdésre ontológiai értelemben nehéz lenne válaszolni, de gnoszeológiailag könnyű. A negatív nyomású állapotokat magfizikai számítások adják; azokat csak általános elvekkel bírálhatnók felül. A kérdést tehát most úgy tesszük fel, hogy tiltják-e a termodinamika elvei a $p < 0$ állapotokat. Ezen belül is rögzítendő az axiómarendszer: megmutatható, hogy ilyen állapotokat a Callen-féle posztulátumrendszer nem tilt.

A 2.11 fejezetben megmutattuk, hogy a Callen-posztulátumok nem rögzítik az entrópikus intenzívek nullpontjait, tehát önmagukban p pozitívítására sem tartalmaznak állítást. Ismeretes, hogy $1/T$ nullpontja rögzíthető egy β -re tett begszorítással



12. ábra: Sűrű hadronanyag részecskeösszetétele /csak fermionok/,
átlagmezőelméletben, a rezonanciákra tömegarányos
csatolási állandókkal. A rendszer mindig nukleon-
dominált. Részletek a szövegben.

$$\lim_{E \rightarrow \infty} \frac{\partial S}{\partial E} = 0 \quad (5.4.3)$$

/Ma81/, mikoris aszimptotikus állapotokban $T = \infty$. Hasonlóan, p/T nullpontja rögzíthető egy további feltétellel:

$$\lim_{V \rightarrow \infty} \frac{\partial S}{\partial V} = 0 \quad (5.4.4)$$

Az $S(X^I)$ függvényben termodinamikailag meglévő szabadság miatt /ld /2.11.1// az általános esetben /5.4.3-4/ kielégíthető, és csak az entrópiafüggvény kiválasztására ad megszorítást; ezen egyenleteket, a IV. axiómához hasonlóan egyszerűen hozzáfűggeszthetjük a 2.3 fejezetben idézett posztulátumrendszerhez, és akkor a rendszer minden határon túli ritkításával $p \rightarrow 0$. Más kérdés, konzisztens-e eme "mértékválasztás" az általános relativitáselmélettel; a 2.11 fejezetben megmutattuk, hogy megfigyelési pontatlanságokon belül igen.

Mármost a $p < 0$ állapotok nem aszimptotikusak, hanem n_0 alatt egy mérsékelt kiterjedésű zónában helyezkednek el, tehát még a kibővített axiómarendszerrel is összeférnek. Továbbá egyenes következményei annak, hogy S, V -nek normál magssűrűség-nél nem lehet monoton függvénye, mivel a kompressziós energiának ott minimuma van. További részletekre /LuMa84a/.

A másik kérdés, hogy hogyan érhetőek el ilyen állapotok. Először is, a $p < 0$ állapotok általában egy /folyadék-gőz/ fázisátmenettel is kapcsolatban vannak, és a fázisegyensúly még pozitív nyomásoknál van. Ha feltételezünk az átmenetben egy eléggé hatékony késleltetést, akkor egy gömbszimmetrikus expanzió számolható különféle kezdőfeltételekből. A számítást végrehajtva Skyrme-állapotegyenlettel, az adódik, hogy a negatív nyomású állapotok csak kevéssé komprimált $n/n_0 < 1,5$ és langyos $s/n \simeq 1$ kezdőállapotokból érhetőek el /Kä3cLu85/.

Ez nem a relativisztikus ütközőenergiák tartománya, ezért nem feltétlenül szükséges erőfeszítéseket tennünk a $p < 0$ állapotok figyelembevételére a 3 fázisú 3-folyadék modellben.

Jelen Rész tulajdonképpen kalibrációs feladatokat látott el; megvizsgáltuk, hogy fizikailag még ismertnek vélt szituációkban módszereink helyes eredményt adnak-e. Jelen sorok írójának az a véleménye, hogy az eredményekből olyan következtetés vonható le, miszerint a 3. Részben említett modellek GeV-es tartományban képesek leírni a nehézionütközés főbb vonásait, legalább olyan értelemben, hogy a megfigyelési eredményeket reprodukálják. Mint láttuk, a pillanatszerű fel-törés feltételezése nem vezetett a folytonos párolgással kapottól lényegesen eltérő spektrumhoz, és a kompresszió el-hanyagolása a 3 fázisú 3-folyadékmodellben nem tette a vég-eredményt rosszra. Hasonlóan, a folyás gömbszimmetriától való eltérésére GeV táján nincs erős evidencia. Mindezek alapján a továbbiakban lényegében e modelleknél maradunk.

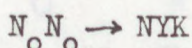
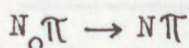
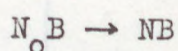
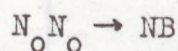
Az 5.2 fejezet lényeges tanulsága, hogy a rezonanciák termodinamikai szempontból nem képeznek önálló komponenseket. Ezért a továbbiakban a detektált spektrumot úgy számítjuk, mintha a Δ komponens nem volna jelen, ami nem jelenti azt, hogy ne lehetne őket figyelembe venni a nyomásban. Eme kép minden látszat ellenére termodinamikailag és hidrodinamikailag önkonzisztens, és a lehető legpontosabb, ha nem akarunk kétrészecskekorrelációkat figyelembe venni /tehát túlmenni a Boltzmann-egyenlet filozófiáján/, ami technikailag nehéz volna.

6. KAONPRODUKCIÓ

Láttuk, hogy a detektált proton- és pionspektrumok hordoznak információt a nehézionütközés sűrű forró szakaszáról, de eme információ némileg közvetett. Közvetlenebb információ várható a másodlagos részecskék megfigyeléséből /különösen olyanokéból, melyek keletkezése a rendszer sűrűségére, hőmérsékletére, stb. érzékeny/. Ezek közül legkézenfekvőbb a ritkaságot hordozóakat tekinteni; jelen Részben áttekintjük, mit jósol az elmélet ilyen részecskék keletkezésére hadronanyagban. Elegendő lesz a kaonokra összpontosítani.

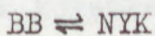
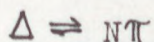
6.1 KAONKELETKEZÉS A HADROKÉMIAI MODELLBAN

Csak relativisztikus energiákon várhatóak kaonok; ennek megfelelően a 3 fázisú 3-folyadék modell 3.1 és 5.2 fejezetében leírt relativisztikus változatát alkalmazzuk. Az /5.2.3/ feltörési feltételt alkalmazzuk /a értékét a protonspektrum meredekségének illesztéséből vesszük/, és az alábbi reakciókat tekintjük:



(6.1.1)

a bejövő hideg nukleonkomponensek termalizációjára, továbbá a forró komponensben



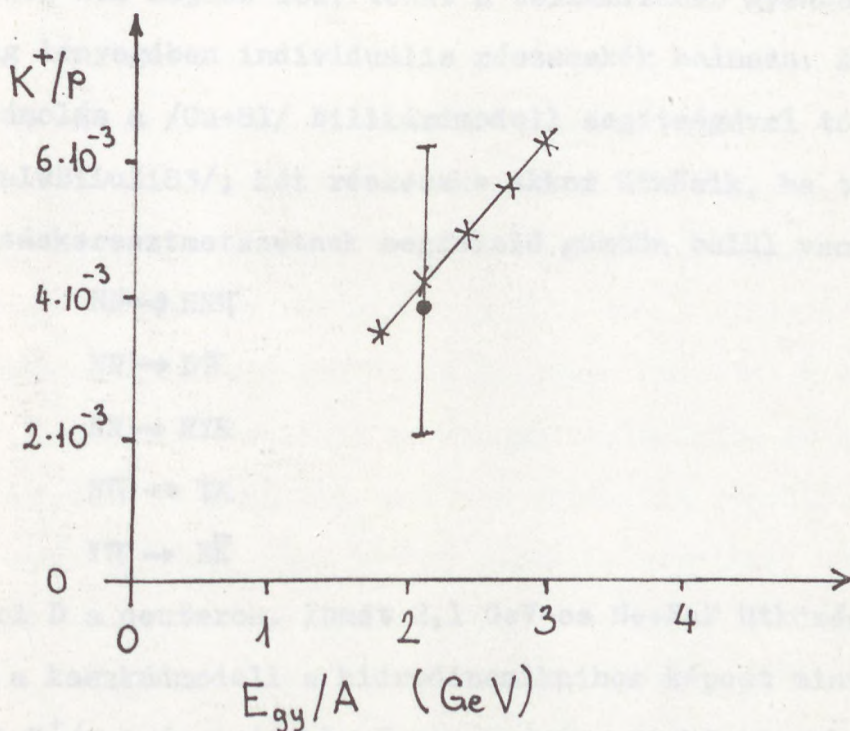
(6.1.2)

ahol B összefoglaló név N-re és Δ -ra, Y Λ -ra és Σ -ra.

A számítás menete -kivéve a nagyobb számú hadrokémiai reakciót- ugyanolyan, mint az 5.2 fejezetben, tehát itt nem rész-

letezendő; a ritka részecske keltési hatáskeresztmetszetek kísérletileg ismertek, és azokat használjuk /hogyan ez miért külön feltevés, arról majd lesz szó/. Mérési adat 2,1 GeV gyorsítóenergián áll rendelkezésre /Sc+81/, de érdemes különböző energiákon elvégezni a számítást, a hivatkozott mérésnek megfelelően Ne+NaF ütközésre. Az eredmény a 13. ábrán látható; megállapítható, hogy 2,1 GeV-en semmi jele bármilyen váratlan jelenségnek /BiLuZiBa82/. A várt kaonszám az energiával durván lineárisan nő.

A mért K/p arány nagy hibája a várható kaonszám kicsiny-



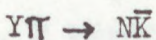
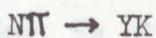
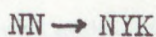
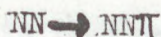
13. ábra: A hadrokémiai modell jósolta K^+/p arány a gyorsítóenergia függvényében Ne+NaF ütközésre /BiLuZiBa82/, összevetve a tapasztalattal /Sc+81/.

ségének következménye. Érdekes ezért megvizsgálni, nagyobb tömegszámú magokkal mi volna a helyzet. Jelen számítást /egyszerűség kedvéért Δ -k nélkül/ különböző tömegszámú magok-

ra elvégezve, az adódik, hogy a kaonkeltési hatáskeresztmetszet a tömegszám 2,1-edik hatványával arányos, ami neontól uránig elmenve kb. 200-szoros K produkciót jelent /BaBiLuZi83/.

6.2 KAONPRODUKCIÓ KONTINUUMLEÍRÁS NÉLKÜL

A mért kaonprodukciónak lehetővé teszi annak ellenőrzését, hogy vajon tényleg egységes kontinuumot alkot-e a rendszer. Nevezetesen a K^+/p arány kiszámítható a kaszkádmódelben is, ahol a lövedéken belüli, valamint a céltárgyon belüli ütközések nem lépnek fel, tehát a termalizáció gyengébb, és a két mag lényegében individuális részecskék halmaza. A tényleges számolás a /Cu+81/ billiárdmodell segítségével történt /BaIwBiLuZi83/; két részecske akkor ütközik, ha távolságuk a hatáskeresztmetszetnek megfelelő gömbön belül van. A reakciók:



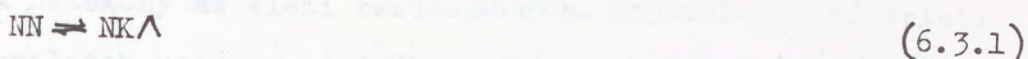
(6.2.1)

ahol D a deuteron. Ismét 2,1 GeV-es Ne+NaF ütközésre számolva a kaszkádmódel a hidrodinamikaihoz képest mintegy feléynyi K^+/p arányt jósol. Ezen eredmény, tekintve, hogy a hidrodinamikai módel konzisztensnek bizonyult a mért aránnyal, erős érv a hidrodinamikai /és termodinamikai/ leírás szükségessége mellett.

6.3 KONTINUUMEFFEKTUSOK A HATÁSKERESZTMETSZETEKBE

A 6.1 fejezetben hangsúlyoztatott, hogy a hadrokémiai formulákban szükséges K keltési hatáskeresztmetszeteket az

ott említett számítások a kísérletekből vették. Megjegyzendő, hogy ez nem mindig helyes. Nevezetesen, a K produkáló folyamatoknak meglehetősen tömegküszöbe van. A ritkaság megmaradása miatt ugyanis K önmagában nem keletkezhet, csak \bar{K} -sal vagy Y-nal együtt. Egy energetikailag preferált reakció az alábbi:



mikor is a nyugalmi tömegek összege a jobboldalon a baloldalinál mintegy 660 MeV-vel nagyobb, és ennél a hőmérséklet még lényegesen alacsonyabb.

Ilyen helyzetben lényeges, hogy nagy sűrűsége az átlagmezőelmélet a csupasz tömegek lényeges effektív csökkenését jósolja; a nukleontömeg elég gyorsan kb. tizedére esik le négyszeres magsűrűség táján /LéLuWaZi86/. Várhatóan a K és Λ tömege is csökken, és ezzel /6.3.1/-ben a tömegkülönbség is csökken, tehát a K produkció lényeges növekedése várható. Ennek figyelembevételéhez az átlagmezőelméletbe be kellene vonni a kaonokat is /BiliZi86/, ami nem triviális feladat, lévén azok bozonok. E kérdés nem tárgya jelen dolgozatnak; mindenesetre a 2,1 GeV-en talált egyezés jóslat és kísérlet közt azt mutatja, hogy ott még az effektus nem jelentős.

Ezzel röviden végeztünk a hadrokémiai eredetű kaonprodukciónak; semmi meglepő nem adódott, de jelen Rész eredményei nem is önmagukban érdekesek, hanem a következő Résszel összevetve, ílymódon ugyanis ellenőrizhetjük, megjelentek-e az ütközés középső szakaszában /kvázi/szabad kvarkok.

7. A KVARKPLAZMA

Napjainkra a hadronok kvarkmodellja általánosan elfogadottnak és közismertnek számít, ami lehetővé teszi részletes kifejtésénem mellőzését. Részecskefizikusok általában úgy tartják, hogy a kvarkok kölcsönhatását leíró kvantumkromodinamika hatékony az elemi részecskékkel kapcsolatos kísérleti tapasztalatok megmagyarázásában. Ugyanakkor a kvantumkromodinamika egyik legfontosabb jóslata, hogy szabad kvarkok nem detektálhatóak, az ún. bezárás miatt. Nevezetesen a kvarkok közti erő a távolságtól független, a potenciális energia lineáris, ezért minden gyorsító-kísérlet az egymástól távolodó kvarkok közt feszülő húrból kipolarizálódó kvarkpárokból /tehát mezonokból/ végződik. A kvantumkromodinamika maga tiltja meg saját legdirektebb bizonyítékának előállítását.

Mindazonáltal létezhetnek olyan állapotok, mikor a kvarkok ugyan globálisan be vannak zárva, de a teljes rendszer térfogatán belül szabadok. Optimális esetben a teljes tűzgolyó összes kvarkja felszabadulhat, ami már kb. 1400 részecske $U+U$ ütközésben, és ez már elegendő számú részecske ahhoz, hogy a szabad kvarkok sajátosságai megnyilvánulhassanak. Habár megfigyelni megint csak a végállapotot tudjuk, ez látszik a legközvetlenebb lehetőségnek kvarkok megfigyelésére: egyébként kvarkplazma csak neutroncsillagok belsejében várható /BrBu80/, illetve a korai Univerzumban $t=15 \mu s$ előtt /KäSc83/. Ezért a nehézionfizika e területen monopólhelyzetben van. E Részben áttekintjük, milyen ütközésekben várható a kvarkplazma fellépése, és hogyan lehetne azt észlelni.

7.1 A KVARKKELETKEZÉS FELTÉTELEI A FÁZISDIAGRAMMON

Nem világos, hogy a kvarkok kiszabadulása fázisátmenet-e,

és ha igen, hányadrendű. Perturbatív kvantumkromodinamika és hagyományos maganyagelmélet párhuzamos használata elsőrendű fázisátmenetet jósol /KuLuPoSz80/, de ezt rács-QCD számítások nem erősítik meg. Ezért lehetséges, hogy a fázisátmenet az állapotegyenlet két aszimptotikus szakaszának egyidejű és inkonzisztens extrapolációjának műterméke /KäBaLu85/. E kérdésre még visszatérünk. Egyelőre elfogadjuk a fázisátmenet létét, és azt kérdezzük, hol lép fel.

Először $T=0$ -ra szorítkozunk. Az átlagmezőelmélet aszimptotikus jöslata /Wa74/

$$g \simeq Cn^2 \quad (7.1.1)$$

ahol C a nukleon-vektormezon csatolási állandónak és a nukleontömegnek egy kombinációja. Ugyanakkor a kvarkok nagy sűrűségeen kölcsönhatásmentesek, és ezért könnyű kvarkokra /KaKl78/

$$g = An^{4/3} + B \quad (7.1.2)$$

ahol A csak a h és c állandókat tartalmazza /relativisztikus Fermi-gáz/, a B zsákállandó pedig azt fejezi ki, hogy a QCD vákuuma /amelyhez képest számítjuk az aszimptotikus állapot energiáját/ nem azonos a fizikai vákuummal, hanem magasabb energiasűrűségű annál. E képletekből kapjuk:

$$\begin{aligned} \mu_n &= 2Cn; & \mu_q &= (4/3)An^{1/3} \\ p_n &= Cn^2; & p_q &= (1/3)An^{4/3} - B \end{aligned} \quad (7.1.3)$$

E közelítő maganyagnomás a kauzalitás által megengedett maximum /Cu50/, míg a kvarkanyag nyomása átmehet negatívba. Természetesen ismét megvizsgálható a $p < 0$ állapotok realitása /nem lehetünk biztosak abban, hogy ott még a perturbatív tárgyalás érvényes/; e helyett inkább arra mutatnánk rá, hogy e negativitás a Callen-posztulátumoknak még az 5.4 fejezetben említett kibővítésével is összefér, mivel az energiasűrűségnek pozitív alsó korlátja van, és ezért az /5.4.4/ határérték

/amely E=állandó mellett veendő/ nem képezhető.

Mivel a kvarkok energiasűrűsége a nukleonokénál magasabb-
ról indul, de lassabban nő, a fázisegyensúly /2.8.4/ egyenle-
teinek valahol lesz megoldása.

A pontos hely az aszimptotikus állapotegyenletektől
függ. A kvarkoldalon az alábbi használjuk /KaK179/

$$p = \frac{37\pi^2}{90} T^4 + \frac{1}{9} \mu^2 T^2 + \frac{1}{162\pi^2} \mu^4 - B \quad (7.1.4)$$

A hadronoldalon vagy átlagmezőelméletet használunk, vagy az a-
lábbi egyszerű állapotegyenletet:

$$\begin{aligned} \varrho &= mn + Kn(n/n_0 - 1)^2/18 + 3Tn/2 + \pi^2 T^4/10 \\ p &= K(n/n_0)^2(n-n_0)/9 + Tn + \pi^2 T^4/30 \end{aligned} \quad (7.1.5)$$

ahol ϱ első tagja a nyugalmi energia, a második a kompresszió
járuléka, a harmadik a termikus energia és a negyedik a pionok
feketetestjáruléka /K \simeq 240 MeV/.

T=0-n a fázisátmenet a hadronoldalon kb. 6 n_0 -nál kezdő-
dik, és a kvarkoldalon kb. 15 n_0 -nál ér véget /KuLuPoSz80/.

Ezen értékek átlagmezőelmülethez és $\mu_B=235$ MeV-hez tartoznak
/HaHoKuRi80/, ahol

$$B = \mu_B^4 / (\hbar c)^3 \quad (7.1.6)$$

Tapasztalatok szerint a hadronoldali sűrűség nem függ erősen
 μ_B -tól; $\mu_B=145$ MeV-re a sűrűség 5 n_0 /Ch78/. A hőmérséklet
növekedésével általában egyre könnyebb fázisátmenetet várnak,
de ez nem feltétlenül van így /KuLuPoSz80/. Létezik egy szá-
mítás, ahol a hadronoldali átmeneti sűrűség $\mu_B=190$ MeV-re /Ch78/
T=190 MeV-nél eléri a 0-t, míg $\mu_B=145$ MeV-re a hőmérséklettel
emelkedik. E kérdést itt most nehéz volna eldönteni, ha a hadron-
oldalon /7.1.5/ típusú egyszerűsített állapotegyenletet hasz-
nálunk, általában fellép kritikus hőmérséklet, a fenti speci-
ális esetben ez 160 MeV /BaKäCsLu84 /. A továbbiakban ezzel

dolgozunk, mivel nehézionfizikai szempontból csak a fázisdiagramm főbb vonásai számítanak.

Marad a kérdés, hogy nem hibás extrapoláció adja-e az elsőrendű fázisátmenetet. Ezzel kapcsolatban két megjegyzés tehető. Először, konkrét példákon megmutatható /DiKeLuPa85/, hogy a $p(\mu)$ görbe / $T=\text{fix}$ / aszimptotikus szakaszaiból a fázisátmenetet jelentő hurokpontig annál inkább extrapolálható, mennyél elsőrendűbb az átmenet; a fázisátmenet növekvő μ_B -vel egyre erősebben elsőrendű, tehát nagy μ_B -kre az extrapolációs eljárás önkonzisztens /Lu83/. /Más kérdés, $\mu_B=235$ MeV ténylegesen elég nagy-e ehhez./ Másodszor, gyakorlati szempontból csaknem mindegy, valódi elsőrendű fázisátmenet lép-e fel, vagy n-nek egy kritikus zónán áthaladásakor nagyon gyors folytonos változás, és ha az extrapoláció fázisátmenetet jósol, akkor legalább az utóbbi jelenség fennáll /KaBaLu85/.

7.2 A SZÜKSÉGES GYORSÍTÓENERGIA

A /7.1.4-5/ egyenletek használatakor a fázisegyensúlyi tartomány az (n, T) síkon egy görbevonalú háromszög, csúcspontjaival $(5n_0, 0)$; $(11n_0, 0)$; $(0, 160 \text{ MeV})$ -nél. /Részletek később./ Legegyszerűbb /és később majd felülvizsgálandó/ feltevésünk az lehet, hogy a fázisátmenetben szereplő elemi folyamatok olyan gyorsak, hogy a két fázis mindig egyensúlyban van. Ekkor a kvarkplazma előállításához át kell haladni a fázisegyensúlyi tartományon.

A tartomány alsó határának elérésére jó esély van, mert /AmHaNi77/ 2,1 GeV energián a centrumban $5,5n_0$ feletti sűrűséget jósol. A szóbanforgó számolásban persze a viszkozitás elhanyagolása miatt az anyag hideg marad, tehát az felülbecs-

li a kompressziót, de ezt némileg kiegyenlíti, hogy a melege-
dést alulbecsli.

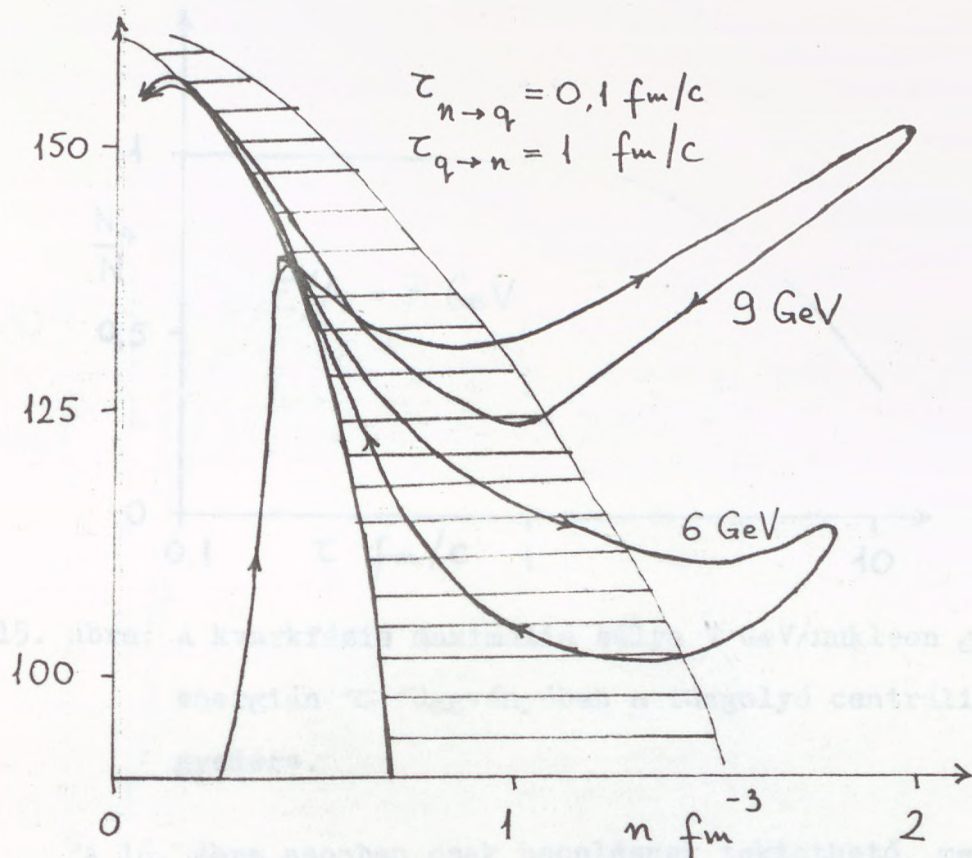
Izoterm fázisátmenetek izobárok szoktak lenni, vagyis az
effektív kompresszibilitás végtelen. Izentróp /ill. a mérleg-
egyenletek kormányozta/ átmenetben azonban ez nincs így. A dina-
mikai egyenletekből számítható a p/n effektív inverz kompresz-
szibilitás, melynek explicit alakja bonyolult /LuCs84/; nukleon-
kvark fázisátmenetben durván 150 MeV hőmérsékleten pl. $3n_0$ és
 $6n_0$ közt a kompresszibilitás a keverékfázisban csak duplájára
nő /LuCs84/. Ekkor viszont 2,1 GeV-en reménytelen elérni a
tiszta kvarkfázist; a keverékben csak kvarkcsöppek lesznek,
amelyek nem sokkal nagyobbak, mint egy nukleon, tehát a kvark-
fázisra jellemző viselkedés nem látható. Valahol 4 és 9 GeV
közti gyorsítóenergiára volna szükség. /BaKäCsLu83/.

Most megszabadulunk az egyensúlyiság feltételezésétől.
Továbbra is feltesszük T és p kiegyenlítődését, de μ -ét nem,
és vesszük a /2.8.15-16/ egyenleteket. Ekkor μ_1 és μ_2 egy-
máshoz tartását a τ relaxációs paraméter szabályozza: nagy-
ságrendi becslésként

$$\tau \sim \hbar / \mu_B \sim 1 \text{ fm}/c. \quad (7.2.1)$$

Kombinatorikus okokból nem azonos folyamat a kvarkok kiszabadu-
lása és összeállása; tehát τ a két irányban különbözhet.

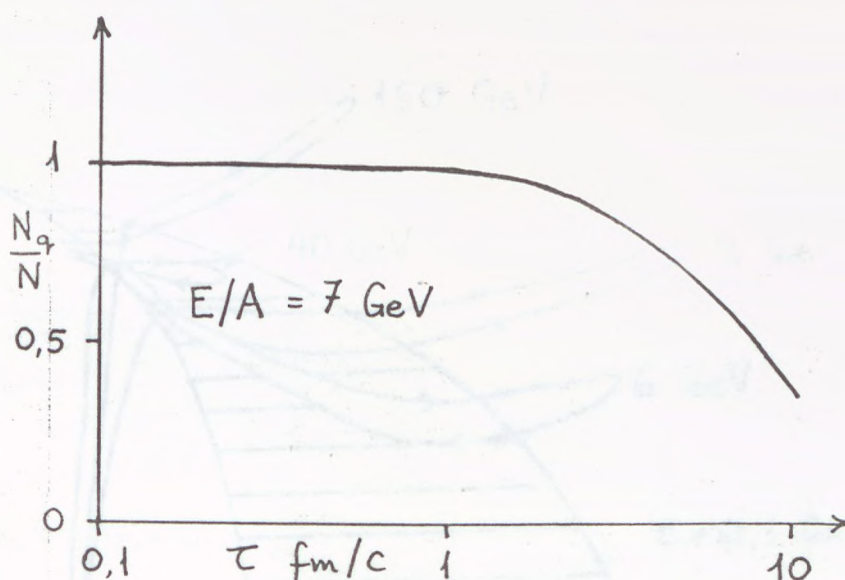
A részletes számítások, mivel a kompresszió centrális
jelentőségű, csak a 3.2 fejezet síkszimmetrikus modelljában
végezhetőek el. A kvarkfelszabadulásra $\tau = 0,1 \text{ fm}/c$ -t, a visz-
szaalakulásra $\tau = 1 \text{ fm}/c$ -t véve az ütközés centrális tarto-
mányára a 14. ábra adódik /BaKäCsLu84 /. Ugyanakkor az ütkö-
zési energiát 7 GeV-re rögzítve, és egyetlen τ értéket hasz-
nálva annak függvényében a kvarkfázis maximális /részcseke/há-
nyada látható a 15. ábrán. Mindezek alapján megállapíthatjuk,



14. ábra: Az ütközés központi tartományának evolúciója késleltetett fázisátmenet során két különböző energián

hogy még 7 GeV/nukleon gyorsítóenergián sem feltétlenül számíthatunk tiszta kvarkfázisra.

A gyorsítóenergia további növelésével a helyzet valószínűleg romlik. Nevezetesen, láttuk, hogy 10 GeV/nukleon nagyságrendű gyorsítóenergiákon már a longitudinális impulzus nem bomlik le /IvMiSa85/. Ilyenkor használhatjuk a D Függelék frikciós kétfolyadékformalizmusát az evolúció nyomonkövetésére. Ábrázolva a pályát az előbbi fázisdiagrammon, $\tau = 0,1 \text{ fm/c}$ -re a 16. ábrát kapjuk. Eszerint 10 GeV felett megint kevésbé hatékony a fázisátmenet, mert a növekvő transzparenciával a kompresszió is, a termikus gerjesztés is mérsékelt marad. A fázisátmenet újra csak 100 GeV táján válik teljessé.



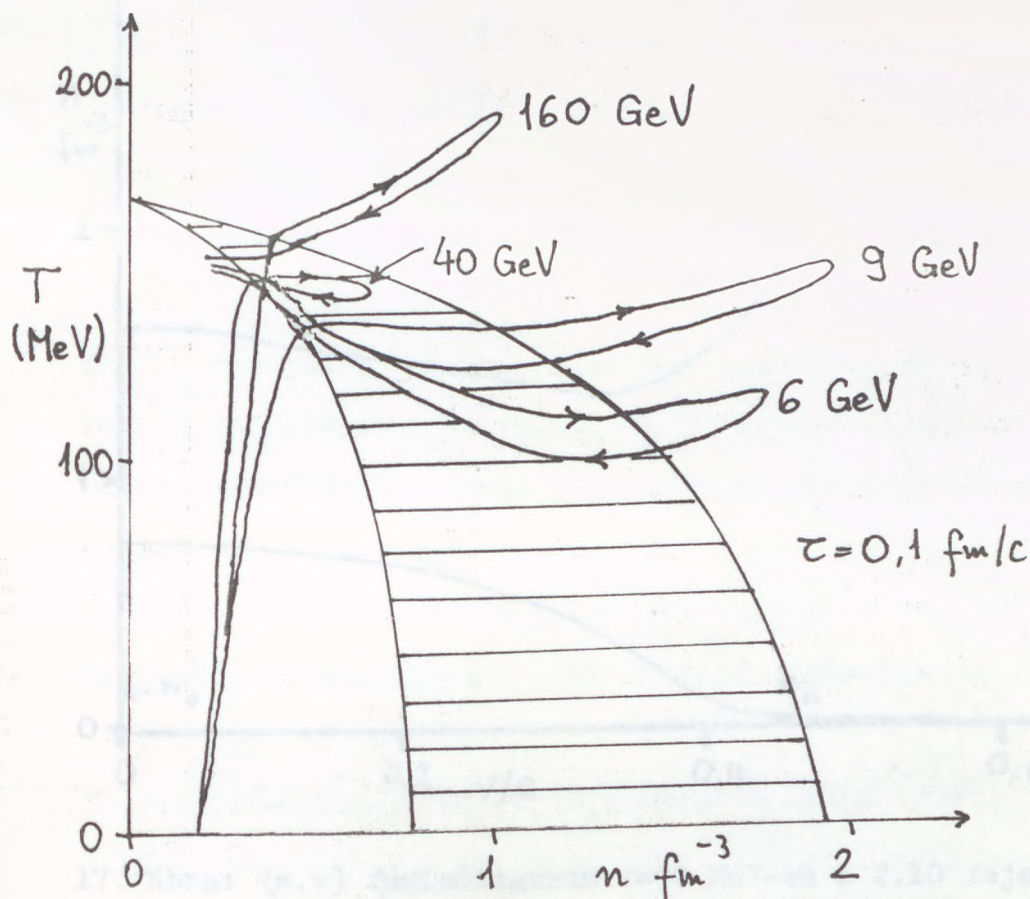
15. ábra: A kvarkfázis maximális súlya 7 GeV/nukleon gyorsító-energián τ függvényében a tűzgolyó centrális negyedére.

A 16. ábra azonban csak becslésnek tekinthető, mert ha két-folyadékformalizmus szükséges, akkor az anyag állapota már messze van az izotróptól, és ilyenkor a 2.10 fejezetben mondtak szerint legalább egy új extenzív, és ennek megfelelő új intenzív állapothatározó is megjelenik. Ekkor azonban a fázisegyensúly feltételei is módosulnak. Nincs meg még a szükséges mennyiségű információnk az anizotróp rendszerek entrópiafüggvényét illetően, de használhatjuk az alábbi közelítést:

- 1/ Az extra sűrűség a relatív impulzusáram, q .
- 2/ Mivel ennek konjugáltja /2.8.4/ szerint kiegyenlítődik, ami a sebességszperziótól viszkozitási típusú kölcsönhatásokkal elvárható, q konjugáltja $-v/T$, ahol v a sebességszperzió.

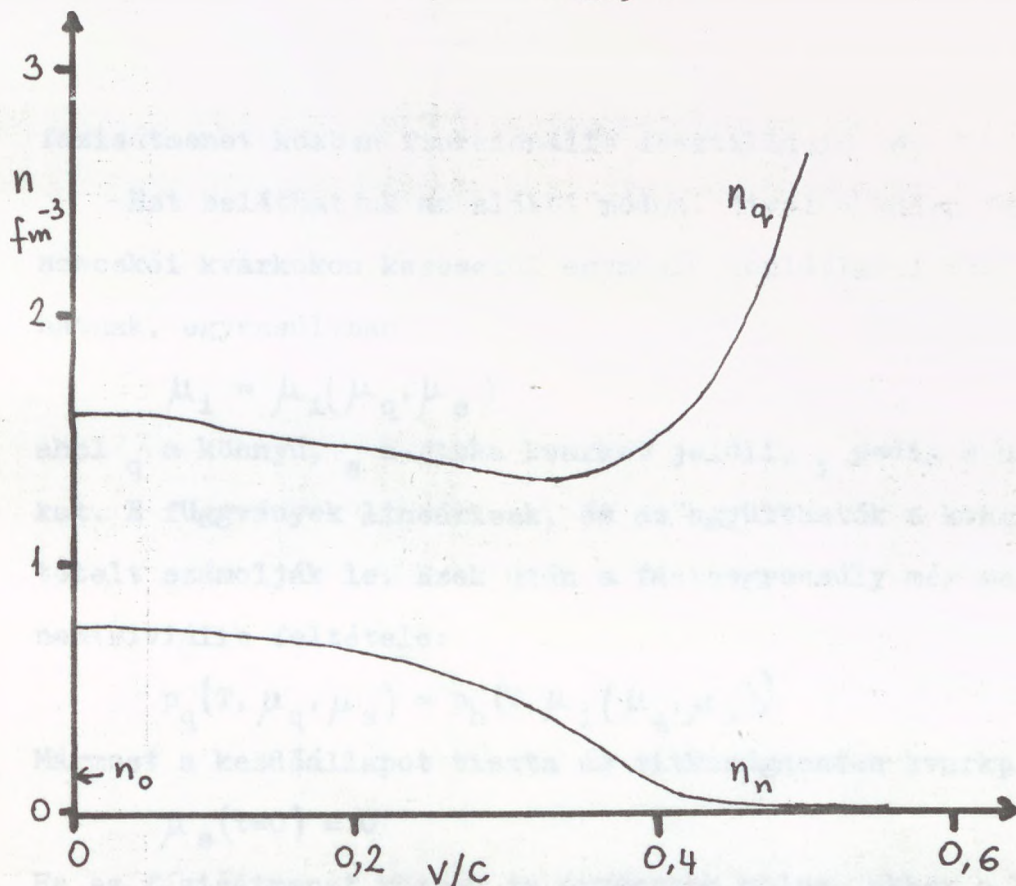
$$3/ \quad s(\varrho, n, q) = s_0(\varrho - \varrho_k(n, q), n) \quad (7.2.2)$$

ahol ϱ_k a kétirányú folyás kinetikus energiája ϱ alapállapotában kiértékelve.



16. ábra: Frikciós kétfolyadéképben számított evolúciós utak összehasonlítva az egyfolyadék állapotdiagrammal /BaKäLu86/.

A közelítés néhány részlete a Függelékben található. A számítás /BaKäLuMaWo87/ eredménye a 17. ábrán látható. A fázisdiagramm jelentős, de még nem túl relativisztikus relatív folyási sebességekre lényegesen változik: mérsékelt hőmérsékleteken 0,4 és 0,6 közti v/c -re a fázisátmenet kis sűrűségeken is megindulhatna, de csak nagyon nagy sűrűségeken fejeződhetne be, 0,6-os érték felett pedig mindig a maganyag stabilabb. Mivel a 16. ábra bal felső részén a v relatív sebesség nagy, valószínűleg csak a 6-9 GeV közti ablak marad gyakorlati lehetőség a tiszta kvarkplazma keletkezésére.



17. ábra: (n, v) fázisdiagramm $T=90$ MeV-en a 2.10 fejezet két-folyadékformalizmusában, a /7.2.2/ és a Függelék szerinti állapotegyenlettel. Részletek a szövegben.

7.3 A KVARKPLAZMA JELEI DETEKTÁLÁSKOR

A detektáláskor felfogott részecskék a kvarkplazma visszaalakulása után létrejött hadronfázisból lépnek ki. Ezért a kvarkplazma korábbi létezéséről csak a hadrokémiai modell jóslatától /ld. 6. Rész/ eltérő részecskeprodukciónak tanuszkodhat. Ehhez azonban előbb meg kell határozni a kvark \rightarrow nukleon átmenetkor keletkező hadronok számát. Ha a fázisátmenet kémiaiilag is egyensúlyi volna, a kvarkfázis adatai egyértelműen meghatároznák a hadronfázis összetételét, tehát csak a dinamikai és mérlegegyenleteket kellene keresztülintegrálni a második fázisátmeneten. Mindenesetre ez sem triviális feladat, mert

fázisátmenet közben frakcionális desztilláció lép fel /LuZiBa86/.

Ezt beláthatjuk az alábbi módon. Mivel a hadronfázis részecskéi kvarkokon keresztül egymásba korlátlanul átalakulhatnak, egyensúlyban

$$\mu_i = \mu_i(\mu_q, \mu_s) \quad (7.3.1)$$

ahol q a könnyű, s a ritka kvarkot jelöli, i pedig a hadronokat. E függvények lineárisak, és az együtthatók a kvarkösszetételt számolják le. Ezek után a fázisegyensúly még megmaradt nemtriviális feltétele:

$$p_q(T, \mu_q, \mu_s) = p_h(T, \mu_i(\mu_q, \mu_s)) \quad (7.3.2)$$

Mármost a kezdőállapot tiszta és ritkaságmentes kvarkplazma:

$$\mu_s(t=0) = 0 \quad (7.3.3)$$

Ha ez fázisátmenet közben is érvényben volna, akkor a kvarkplazma ritkaságra semleges maradna, a hadronanyag semlegessége meghatározná μ_q -t, és ezzel /7.3.2/ rögzítené T -t, vagyis a fázisátmenet csak egyetlen hőmérsékleten volna lehetséges. Minden más hőmérsékleten az történik, hogy fázisátmenet közben a két fázis külön-külön nem semleges ritkaságra; mivel

$$m_\Lambda > 2m_K \quad (7.3.4)$$

először az \bar{s} kvarkok mennek át hadronokba, azután valamilyen $\mu_s > 0$ értéken mennek át az s kvarkok /LuZiBa86/. Ezért a folyamat végén $\mu_s > 0$, hiszterézis lép fel az oda és vissza átmenet során, és ez adja az egyensúlyi folyamat K és Λ produkcióját.

E produkció lényegesen magasabb lenne, mint a hadrokémiai, mivel a kvarkfázisban a ritka részecskék tömegexcesszusa kisebb. Mivel azonban már a hadronfázisban is határozottan túlbecsüli az egyensúlyi számítás a K produkciót /AsSaSa81/, nincs érv az egyensúly kihasználására.

Egyensúly nélkül is használhatóak az ún. kombinatorikus

rehadronizációs modellek, melyek neve onnan ered, hogy -szemben az egyensúlyi feltevással- nagy súllyal veszik figyelembe a különböző kvarkok találkozási valószínűségeit. Minden eddigi változat elhanyagolja az annihilációt fázisátmenet alatt.

A kombinatorikus modell lényege az alábbi:

1/ A normalizálatlan hadronkeletkezési valószínűségek arányosak a megfelelő kvarkok koncentrációinak szorzatával, és egy csatornafaktorral, mely pl. különbséget tesz mezon- és barionkeletkezés közt.

2/ Minden kvark felhasználódik, tehát 4 mérleg van:

$$\begin{aligned} Q &= K + \pi + 2Y + \Xi + 3N \\ S &= \bar{K} + \eta + Y + 2\Xi + 3\Omega \end{aligned} \quad (7.3.5)$$

+ 2 konjugált egyenlet az antirészecskékre.

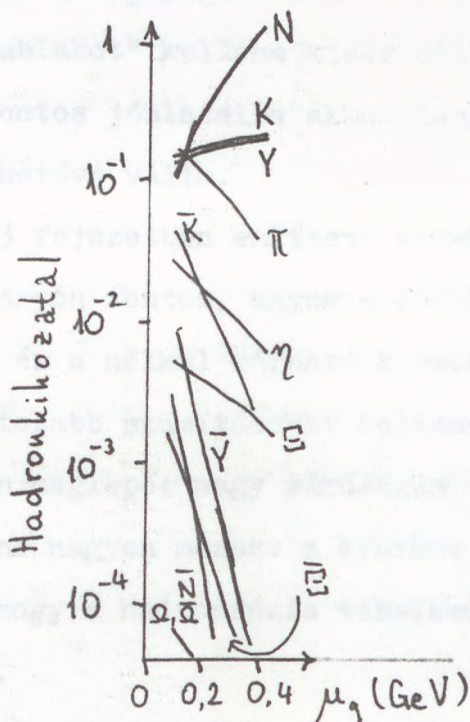
/BiZi83/. Ha a normálatlan valószínűségek a kombinatorikus szorzaton és a csatornafaktoron kívül mást nem tartalmaznak, akkor /7.3.5/ kielégíthető 2 csatornafaktorral a szimmetriák miatt /BiZi83/, egyébként 4 kell. Az eredeti 2 csatornás kombinatorikus modell a hadrokémiaival /BiLuZiBa82/ összevetve sokkal magasabb ritka részecske produkciót ad, és ez lehet a jele a kvarkplazma időleges létezésének.

Ésszerű arra gondolni, hogy a hadronizációs valószínűségek nemcsak az oda vezető kezdőállapotok számával arányosak, hanem a végállapotok számával is; utóbbi logaritmus a szabad-entropia részecskeszám szerinti deriváltjával egyenlő, vagyis

$$f_i = e^{-\mu_i/T} \quad (7.3.6)$$

adja a megfelelő súlyokat a normalizálatlan hadronkeletkezési valószínűségekhez /KäBaMüLu86/. Ekkor /7.3.5/ csak 4 csatornafaktorral elégíthető ki; eszerint megkülönböztetünk ritkaságot tartalmazó és nem tartalmazó mezont és bariont, ezek után a

4 csatorna-faktort /7.3.5/ adja, és a fázisátmenet termodinamikai paramétereinek ismeretében a hadronkihozatal adódik. Közelítésként /7.3.6/-ban μ_i a nyugalmi tömeggel helyettesíthető, mikor is $T=150$ MeV-en a könnyű kvark kémiai potenciáljának függvényében a 18. ábra szerinti ábránnyok adódnak.



18. ábra: Hadronkihozatalok a végállapoti valószínűségekkel súlyozott kombinatorikus rehadronizációs modellben /BaKaMüLu86/.

Az eredeti kombinatorikus modellal összevetve most Ξ és Ω relatíve el van nyomva, mert a tömeg a súlyozásban szerepel. Mindazonáltal a K és Y kihozatal mindkét változatban magas, $K^+/p \sim 0,1$.

Ennél pontosabb számításokra most nincs szükség. Nevezetesen, a 13. ábrán láttuk a hadrokémiai modell jóslatát összevetve a 2,1 GeV-es méréssel. Az egyezés jóságáról a mérési hiba nagysága miatt nem érdemes vitatkozni, fontosabb, hogy a mérési eredmény teljesen összeegyeztethetetlen a kvarkoké-

mia legalább másfél nagyságrenddel magasabb jóslatával. Ennél-
fogva levonhatjuk a következtetést, hogy 2,1 GeV gyorsítóener-
gián kvarkplazma legfeljebb rövid időre és kis térfogatban ke-
letkezhet. Mivel ez a 7.2 fejezet számításaival összhangban
is van, ebben megnyugodhatunk; nyilvánvalóan a 6 és 9 GeV közt
sejtett "ablakot" kellene kísérletileg vizsgálni, és a kvar-
kokémia pontos jóslataira akkor lesz szükség, mikor a kí-
sérlet lehetővé válik.

A 6.3 fejezetben említett effektív tömeg csökkenés e szem-
pontból nagyon fontos, ugyanis csökkenti a különbséget a kvark-
plazmával és a nélkül várható K produkcióban, és így a folya-
matra pontosabb számításokat kellene végezni. Egyébként a je-
lenség nem meglepő: nagy sűrűsége és 100 MeV hőmérsékleten
nem vagyunk nagyon messze a kvarkok kiszabadulásától, és ezért
várható, hogy a hadronfázis viselkedése közeledik a kvark-
fáziséhoz.

8. "ENTRÓPIATÖBBLET": KÖZÖS GOND NEHÉZIONFIZIKÁBAN ÉS KOZMOLÓGIÁBAN

Az eddigiek arra mutatnak, hogy a hidro+termodinamikai leírás a jelen gyorsítóenergiákon elégséges a nehézionütközések begyűjtási és tágulási szakaszának nyomkövetésére. E következtetés ama negatívumra támaszkodik, hogy az előző 3 részben egyetlen olyan szituációval sem kerültünk szembe, mikor az eredmények ne lettek volna értelmezhetőek. Egy problémáról azonban nem esett szó: ezt szokták deutronhiánynak vagy entrópiarelytélynek hívni, de itt most az "entrópiatöbblet" szót használjuk. Ennek okát később látjuk; azt azonban rögtön, hogy esetünkben e kifejezések ekvivalensek. A problémát azért kell vizsgálni, mert a hadrokémiai jóslatok és a kísérletek közti diszkrepancia ellenbizonyíték a modellal szemben. A modell viszont minden más esetben jó, és jobb nincs, ezért nem tehető egyszerűen félre. Most megvizsgáljuk, van-e valóban ellentmondás a jól megalapozott jóslatok és a mérések között.

8.1 AZ ENTRÓPIATÖBBLET

A problémát Siemens és Kapusta ismerte fel /SiKa79/. Lényege az alábbi. Közepes energiájú /0,4-0,8 GeV/nukleon/ ütközésekben a mérések 10% nagyságrendben adnak deutronokat, tehát a mennyiség még jól mérhető /Na+81/. Mivel a deutron kötött rendszer, úgy kezelhető, mint egy újabb hadronfajta, és mért száma ellenőrzi a 3.1 fejezet modelljét.

Tegyük fel először a teljes kémiai egyensúlyt. A megfigyelt d koncentráció mérsékelt, tehát a deutronkomponens még a közismerten nagy d térfogat /GyZ169/ figyelembevételével is "geometriailag" híg, $n_d V_d \ll 1$. Pontszerű nukleonokkal ugyanez igaz a nukleonokra is, ezért /SiKa79/ két ideális Boltz-

mann-gáz keverékével számolta az egyensúlyi R_{dp} arányt:

$$S_N/N_N = 3,95 - \ln R_{dp} \quad (8.1.1)$$

Ilyeténképpen R_{dp} -n át a nukleonok fajlagos entrópiája mérhető. Mivel a tágulási szakaszban az entrópiatermelés nem jelentős, innen következtethetünk a maximális kompressziónál volt entrópiára. Ez a 19. ábra a/ görbéje. Ugyanakkor a maximális kompresszióig termelt fajlagos entrópiát dinamikailag is kiszámíthatjuk: az ütközés eredeti energiája kompresszióba és hőbe mehet. Véve egy állapotegyenletet, és egy centrális sűrűséget, a termelt hőt ismerjük. A centrális sűrűséget két oldalról behatárolhatjuk: hogy felülről hogy, az most érdektelen, az alsó határ nyilván $2n_0$ tájt van. A két határon az ütközőenergiától függően kapunk két fajlagos entrópiát. Ez adja a 19. ábra sávozott tartománya. Mivel az a/ görbe végig és messze a sávozott tartományon kívül fut. A mért entrópia tehát a számított-nál lényegesen magasabb /a különbség fajlagos entrópiában 1-2/, ami csak ekvivalens kifejezése annak, hogy a detektált deuteroszám a jóslathoz képest túl alacsony.

Az állítás úgy is megfogalmazható, hogy a d/s arány a jóslathoz képest alacsonynak tűnik, és e tapasztalat párhuzamba állítható azzal, hogy az igen korai Univerzum leírására a Nagy Egyesítés elméletét /La81/ használva a jóslott monopólus-entrópia arány sokkal magasabb, mint a megfigyelési felső határ /Gu81/. Mivel e monopólusproblémát evek óta igen kiterjedten vizsgálják /ld. pl. áttekintésként /Li84//, és számos megoldási javaslatot megvitattak, az hasznos párhuzam lesz.

Mindenesetre először jegyezzük meg, hogy /8.1.1/ termodinamikailag nem kielégítő, mivel s_N/n_N még izentróp folyamatban sem államdó. A valódi fajlagos entrópiára

$$s/n_b = 3,95 - \ln R_{dp} - 1,25R_{dp}/(1+R_{dp}) \quad (8.1.2)$$

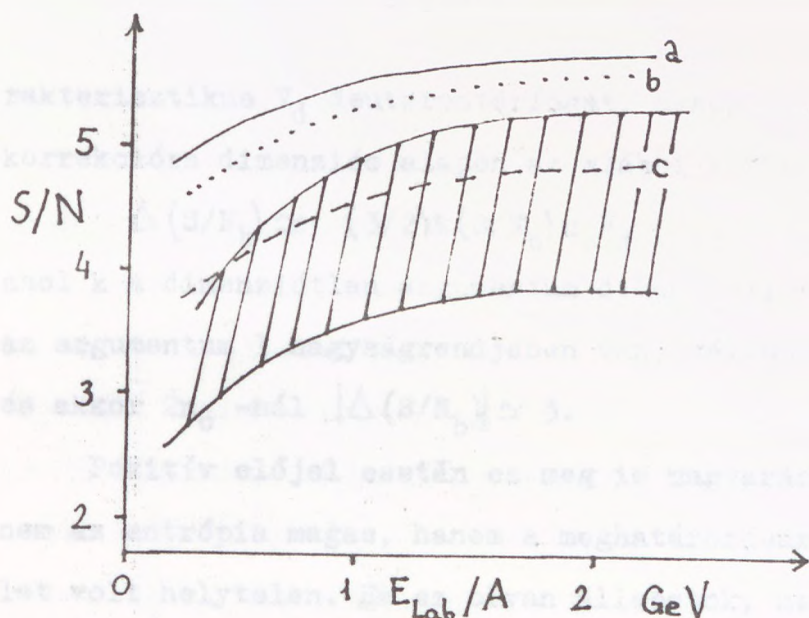
/BiBaLuZi83/, a b/ görbe. A diszkrepancia fennáll, de csökkent.

8.2 JAVASOLT MAGYARÁZATOK

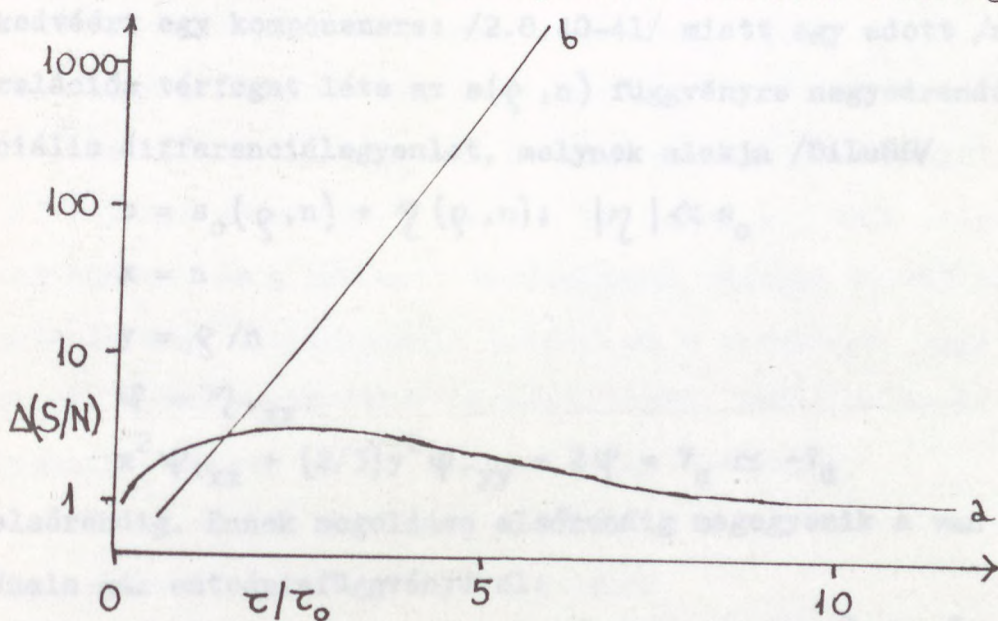
Próbálkozhatunk hadrokémiai magyarázattal, amely szerint feltörésig az egyensúlyi deuteronszám még nem épült fel. Ezt hadrokémiai számítással egyszerű ellenőrizni: a 3.1 fejezet szerinti modellban számolva, és a dupla-Boltzmann közelítésből véve az egyensúlyi d/p arányt, az adódik, hogy 0,8 GeV energián az egyensúlyi koncentráció már jóval feltörés előtt beáll /BiBaLuZi83/. A mérésnek ellentmondó jóslat kezdőfeltételtől független. Hasonlóan, a monopólusdominancia kezdőfeltételtől független /Tu82/, /BaLuPa87/.

Ha a deuteronszám nem akar csökkenni, megkísérelhetjük az entrópia növelését. Ez mindkét problémánál elérhető viszkozitással, ha a viszkozitási együttható elég nagy; a monopólusprobléma esetén ez tényleg lehet megoldás /DiKeLuPa85a/, de a deutronproblémánál nem, mert a termalizálható kinetikus energiát az ütközőenergia behatárolja. Ugyancsak adhat extra entrópiát késleltetett /nem egyensúlyi/ fázisátmenet; ez a korai Univerzumban épp a monopólusokat produkáló fázisátmenet, nehézionfizikában pedig nukleon-kvark átmenet, oda-vissza. Mivel az előbbi esetben az átmenet egyirányú, /2.8.16/-ban τ -t növelve az összentrópia nő, a második esetben viszont valahol maximuma van. A monopólusproblémát e folyamat meg is oldhatja /KäLuPa86/, ld. a 20. ábrát; a deutronproblémánál ésszerű τ értékek mellett a szükséges kb. 2 extra fajlagos entrópia előáll /CsBaKäLu85/, de ettől még a 19. ábrán a sávozott tartomány felső határa még nem változik.

A monopólusproblémát megoldhatja a monopólustömeg miatt az egyensúlyi koncentrációban beálló Boltzmann elnyomó exponenciális faktor /BaRu80/, /BaLuPa87/. Hasonlóan, ha a deutron-nukleon keverék állapotegyenletében megjelenik a ka-



19. ábra: Ne+NaF ütközésben, különböző gyorsítóenergiákon, keletkezett fajlagos entrópia. Elméleti jóslat: sávozott terület. A mért d/p arányból különböző modellekben következtetve: görbék. Részletek a szövegben.



20. ábra: A fázisátmenet késése miatti extra fajlagos entrópia a dimenziótlan relaxációs idő függvényében, 7 GeV-es nehézionütközésre /a; $\tau_0 = \hbar/\mu_B$, $N=N_b$, /CsBaKäLu85// és az Univerzumban a Nagy Egyesítés szimmetriasérülésekor /b; $\tau_0 = t_H = (\dot{R}/R)^{-1}$, N a monopólussám, /KäLuPa86//.

rakterisztikus V_d deuteron-térfogat, akkor /8.1.2/ módosul. A korrekcióra dimenziós alapon az alábbi kapható /Lu83b/:

$$\Delta(S/N_b) \simeq (3/2)k(S/N_b)n_b V_d \quad (8.2.1)$$

ahol k a dimenziótlan argumentum dimenziótlan függvénye. Mivel az argumentum 1 nagyságrendjében van, vélhetően a függvény is, és akkor $2n_0$ -nál $|\Delta(S/N_b)| \simeq 3$.

Pozitív előjel esetén ez meg is magyarázná a problémát; nem az entrópia magas, hanem a meghatározására szolgáló egyenlet volt helytelen. Ha az olyan állapotok, melyekben több nukleon van a nagy térfogatú deuteronállapotban, energetikailag hátrányosak, akkor $k > 0$. Mármost a deuteronfeltörési jelenség miatt a deuteron- és nukleonszám fluktuációja kb. 10 fm^3 jellemző térfogattal antikorrelált. Szorítkozzunk egyszerűség kedvéért egy komponensre: /2.8.40-41/ miatt egy adott /anti/korrelációs térfogat léte az $s(\varrho, n)$ függvényre negyedrendű parciális differenciálegyenlet, melynek alakja /DiLu86/

$$s = s_0(\varrho, n) + \eta(\varrho, n); \quad |\eta| \ll s_0$$

$$x = n$$

$$y = \varrho / n \quad (8.2.2)$$

$$\varphi = \eta,_{xx}$$

$$x^2 \varphi,_{xx} + (2/3)y^2 \varphi,_{yy} + 2\varphi = V_c \simeq -V_d$$

elsőrendig. Ennek megoldása elsőrendig megegyezik a van der Waals gáz entrópiafüggvényével:

$$s = Kn + (3/2)n \ln \varrho - (5/2)n \ln n - (V_d/4)n^2 + \theta(n^3) \quad (8.2.3)$$

Mármost ezen állapotegyenletből a /8.2.1/-ben szereplő k függvény kiszámítható, és kapjuk /BaBiLuZi86/:

$$S/N_b = 3,95 - \ln R_{dp} - 1,25 R_{dp} / (1 + R_{dp}) - V_d (n_n + n_d) \quad (8.2.4)$$

Az ezzel számolt $c/$ görbe a 19. ábrán a sávozott tartomány-

ban halad, tehát a diszkrepancia eltűnik.

Mivel említettük, hogy az állapotegyenlet nemtriviális alakja a monopólusproblémát is megoldhatja, az analógia is erősíti ezen megoldási javaslatot. De jelen céljainkra ennél kevesebb is elegendő, ugyanis /8.2.1/ mutatja, hogy az állapotegyenlet finom részleteinek ismerete nélkül R_{dp} -ből S/N csak kb. ± 3 hibával kapható. Az ugyanis tényleg belátható, hogy s-ben megjelenhet V_d akkor is, ha $n_d \rightarrow 0$. Ugyanis S szorosan összefügg az állapotösszeggel; ha előírjuk a rendszerben N_n -et és N_d -t is, akkor nukleont a deuteronok köté feltörésnyi távolságon belül nem helyezhetünk /akkor a deuteron nem létezhetne/. Ezzel bizonyos mennyiségű konfigurációt letiltunk, vagyis S, mely a mikroállapotok számának logaritmus, csökken. A kizárt térfogatban várható nukleonszám pedig $V_d n_n \simeq V_d n_b$, ami éppen a /8.2.1/-beli kombináció.

Ha viszont S/N R_{dp} -ből a részletek ismerete nélkül csak ± 3 hibával számítható, akkor a 19. ábrán a görbék helyett egy széles, és a sávozott tartománnyal részben átfedő zóna jelenik meg. Diszkrepancia helyett az a konklúzió, hogy deuteronok, belső szerkezetük lazasága miatt, nem alkalmasak S/N meghatározására, t, He^3 vagy α volna szükséges.

Ezzel eltűnt az egyetlen ellenérv a 3. fejezetben ismertett modellek használatával szemben.

9. VÉGKÖVETKEZTETÉSEK

Az eddig ismertetett tényekből és vizsgálatokból jelen mű szerzője a maga szempontjából az alábbi következtetéseket tudja levonni.

A 2. Részben megvizsgáltuk, milyen formalizmus kellene a relativisztikus nehézionütközéseknek az exotikus forró sűrű állapotból /ahol a fizikailag izgalmas jelenségek várhatóak/ a detektálásig vezető evolúciós szakasz leírásához. Láttuk, hogy a termo+hidrodinamika szokásos módszerei legjobb esetben az alkalmazhatóság határán vannak e szituációban; kiterjesztésükre azonban mód van, mégpedig úgy, hogy a leírás viszonylag tiszta struktúrája ne változzék.

Ugyanakkor a kísérleti adatok /a jelenleg megbízhatóan elérhető 2,1 GeV/nukleon gyorsítóenergiáig/ összevetése az elméleti jóslatokkal azt mutatja, hogy a termo+hidrodinamika standard eljárásai a fenti energiáig elégségesek, legalábbis reprodukálják a detektált spektrumokat és részecskeszámokat.

Vagyis 2,1 GeV gyorsítóenergiáig

- 1./ Semmi váratlan nem látszik történni a maximálisan komprimált állapotban.
- 2./ Nincs jel a nukleon-kvark átmenetre.
- 3./ Nem szükséges a "nemegyensúlyi" termodinamikán és a relativisztikus hidrodinamikán túlmenni.

A jelen energiákon tehát a használt fenomenológia igazolt. A 2./ és 3./ pont megszűnik érvényesnek lenni 4-6 GeV/nukleon energia felett: ott minden bizonnyal egyszerre jelentkezik majd a kvarkfázis, a lokális egyensúly nélküli termodinamika és a kontinuum teljesen anizotróp viselkedése. Ezért ilyen gyorsítóenergiák elérése a fizika szempontjából fontos lenne, annál is inkább, mert az elméleti leírás módszerei, legalábbis csiszolatlan formájukban, már rendelkezésre állanak.

A FÜGGELEK: A RIEMANN-GEOMETRIAI FORMALIZMUS ALAPJAI

Jelen Függeléknek nem célja a Riemann-geometria elméletének kifejtése; arra nézvést ld. /E150/. Mindössze a műben használt mennyiségeket definiáló képletek adatnak meg, a 4 dimenziós fizikai téridőre.

Vezessünk be a téridőben /triviális folytonossági és egyértelműségi feltételektől eltekintve/ tetszőleges x^i koordinátákat; két infinitezimálisan közeli pont /esemény/ távolsága akkor

$$ds^2 = g_{rs}(x^i) dx^r dx^s \quad (\text{A.1})$$

ahol az Einstein-féle összegzési konvenciót használjuk /összegzés alul és felül egyaránt előforduló indexekre/ és g_{ik} a /-+++/- szignatúrájú metrikus tenzor. Áttérhetünk új

$$x^{i'} = x^i(x^k) \quad (\text{A.2})$$

koordinátákra, ekkor dx^i transzformációja triviálisan adódik.

Felsőindexes v^i vektor az, amely úgy transzformálódik, mint dx^i :

$$v^{i'} = \frac{\partial x^{i'}}{\partial x^r} v^r \quad (\text{A.3})$$

Alsóindexes vektor képezhető v^i -ből g_{ik} -val:

$$v_i = g_{ir} v^r \quad (\text{A.4})$$

tenzorok pedig azok, melyek diádszorzatok módján transzformálódnak. Ekkor közvetlen számolással belátható, hogy egy skálár parciális deriváltja alsóindexes vektorként transzformálódik, de vektor parciális deriváltja nem tenzor. Megfelelő taggal kiegészítve azzá válik:

$$v^i{}_{;k} = v^i{}_{,k} + \Gamma^i{}_{rk} v^r \quad (\text{A.5})$$

ahol $\Gamma^i{}_{rk} = \frac{1}{2} g^{mr} (g_{rk;i} + g_{ri,k} - g_{ik,r})$

ahol g^{ik} g_{ik} reciproka, és a ;-vel jelölt művelet a kovariáns deriválás. Magasabb rendű tenzoriális objektumokra több Γ -tag /Christoffel-szimbólum/ jelenik meg, amelyek elhelyezke-

dését a Newton-Leibniz-szabály egyértelműen előírja. Innen:

$$\begin{aligned} v_{i;k} &= v_{i,k} - \Gamma_{ik}^r v_r \\ \mathcal{E}_{ik;m} &= 0 \end{aligned} \quad (\text{A.6})$$

Vektor második deriváltjaiból képezhető a negyedrendű Riemann-tenzor R_{iklm} :

$$v_{i;km} - v_{i;mk} = R_{ikmn} v^n \quad (\text{A.7})$$

/A.5-6/-ből R_{ikmn} Γ_{ik}^m -ből kapható; ezeket és első deriváltjaikat tartalmazza, és konkrét alakját most mellőzzük. R_{ikmn} -ből kétindexes tenzor képezhető:

$$R_{ik} = R_{rik}^r \quad (\text{A.8})$$

Ennek alakja:

$$R_{ik} = \Gamma_{kr}^r \Gamma_{,i}^r - \Gamma_{ik,r}^r + \Gamma_{ir}^s \Gamma_{ks}^r - \Gamma_{ik}^r \Gamma_{rs}^s \quad (\text{A.9})$$

és neve Ricci-tenzor. Spúrja az R Ricci-skalár:

$$R = R_r^r = R_{rs} g^{rs} \quad (\text{A.10})$$

Hosszadalmas konkrét számolással ezután megmutatható, hogy

$$\left(R^{ir} - \frac{1}{2} g^{ir} R \right) ;_r = 0 \quad (\text{A.11})$$

/A.7/ mutatja, hogy a téridő görbületét R_{iklm} jellemzi, Minkowski-téridőben ugyanis Descartes-koordináták léteznek, melyekben g_{ik} állandó, tehát $\Gamma_{ik}^m = 0$, és ezért /A.7/ baloldala azonosan eltűnik. /Hogy mennyire jellemzi a görbületet R_{iklm} , arra ld. /HaKa86/. Gravitáció nélkül tehát

$$R_{iklm} = 0 \quad (\text{A.12})$$

Mindig létezik olyan koordinátatranszformáció, mely egy megadott vektormezőre a

$$v^i = \delta_0^i \quad (\text{A.13})$$

alakot produkálja; ha v^i a sebességmező, a szóbanforgó koordinátarendszer együttmozgó.

B. FÜGGELEK: NEWTONI KVANTUMGRAVITÁCIÓ

A részletekre ld.: /DiLu85/, /DiLu86a/. Felejtsük el a relativitáselmélet létezését. Ekkor két alapvető és egyetemes jelenség van: kvantumosság és /newtoni/ egyetemes tömegvonzás. Vagyis van egy Φ gravitációs potenciál:

$$\Delta \Phi = -4\pi G \rho \quad (\text{B.1})$$

Mármost Φ -t /deriváltján át/ gyorsulásméréssel mérhetjük, de ez csak bizonyos térfogati és időátlagát méri, mert pl. a próbatestet nagyon kis térfogatba koncentrálna az gyorsan szétfolyik. Ilyen effektusok a próbatestet tömegének növelésével ugyan csökkenthetőek, de a növekvő tömeg növekvő mértékben hat bizonytalanul vissza, ezért megintcsak akadályozza Φ mérését. Az optimum és az annál megvalósuló mérési bizonytalanság:

$$\begin{aligned} M^{\text{opt}} &\sim \sqrt{\hbar R/GT} \\ \sigma^{\text{opt}}(\nabla\Phi) &\sim \sqrt{\hbar G/R^3 T} \end{aligned} \quad (\text{B.2})$$

ahol R és T az átlagolás intervalluma és tartama. Mindkét alapvető jelenség egyetemes természete miatt az adott keretekben ez a mérésre abszolút korlát, tehát ennél pontosabban Φ -ről beszélni értelmetlen. Ezt valamilyen formalizmussal figyelembe kellene venni, legegyszerűbb stochasztikus összetevővel:

$$\Phi = \Phi_{\text{kl}} + \Phi_{\text{sto}} \quad (\text{B.3})$$

ahol Φ_{kl} /B.1/ megoldása, és /B.2/ miatt

$$\begin{aligned} \langle \Phi_{\text{sto}} \rangle &= 0 \\ \langle \Phi_{\text{sto}}(x, t) \Phi_{\text{sto}}(x', t') \rangle &\sim \hbar G |x-x'|^{-1} \delta(t-t') \end{aligned} \quad (\text{B.4})$$

Ez egy fehér zaj korrelációs függvénye, amelyben paraméterként csak a két univerzális állandó jelent meg. Az adott keretekben tehát valóban univerzális jelenségről van szó.

Felírva a Schrödinger-egyenletet, és Φ -t figyelembevéve

$$i\hbar \dot{\Psi} = -(\hbar^2/2M) \Delta \Psi + M \Phi_{\text{sto}} \Psi \quad (\text{B.5})$$

Ψ változásának skáláját R-rel jelölve $T \sim MR^2/\hbar$, és ilyen téridőcellára /B.5/ jobboldalának két tagja /2.1.5/-nél azonos.

C FÜGGELEK: POZITRONKELTÉS $Z > Z_0 \sim 137$ -RE

A probléma demonstrálható egy Z töltésű mag körüli elektron állapotával. A Dirac-egyenletből az alapállapotra /Ma64/

$$\frac{E_0}{m_e c^2} = \left(1 + \frac{Z\alpha}{\sqrt{1-(Z\alpha)^2}} \right)^{-1/2} \quad (C.1)$$

Ez $Z\alpha > 1$ -re nem ad értelmes eredményt / $\alpha = 1/137$ a finomszerkezeti állandó/. Ilyen töltésű rendszer az ütközés közben rövid időre előáll.

Részletes vizsgálatok szerint e paradoxon azt jelzi, hogy egy kritikus töltés felett a rendszer vákuumállapota /alapállapota/ töltött, amit elképzelhetünk úgy, mint olyan állapotot, mikor a $Z > Z_0$ mag a Dirac-tengerből egy elektront megköt //HrFötó86/. Ez lehetséges, mert a kötési energia már $2m_e c^2$ felett van. /HrFötó86/ szerint, két $Z_0/2$ -nél nagyobb töltésű magot közelítve majd egymás mellett elvezetve, a folyamat durván az alábbi. Mikor a két mag távolsága valamilyen kritikus távolságnál /durván az alapállapotú pályasugár $\sim r_B/Z \sim 10^3$ fm/ nagyobb, semmi sem történik. A kritikus távolság elérésekor kialakul a töltött vákuum, 1 pozitron pedig távozik /töltés- és leptonszámmegmaradás/. Végül alulról ismét elérve a kritikus távolságot az elektron felszabadul és távozik. Az alapállapot spínegeneráltsága miatt $2 e^+$ és e^- várható, Z elegendően nagy értékére pedig magasabb pályákról is. A kilépő pozitron energiája mintegy 10%-ra $m_e c^2 \approx 0,5$ MeV. A kritikus $Z_0 \approx 170$, gyengén függ a magszerkezettől /FötóRé86/.

A szignál elvben jellegzetes, de egyelőre megfigyelési nehézségek vannak. Mivel a jelenség megfigyelése csak az alapállapotú magszerkezetet ellenőrzi, elemzése nem jelen dolgozat témakörébe tartozik.

D FÜGGELEK: 2-FOLYADÉKLEÍRÁS KÜLSŐ SURLÓDÁSSAL

Az ütköző magok részleges átlátszósága esetén a "hagyományos" leírás feltételezi, hogy a lövedék és céltárgy mint kontinuum megőrzi identitását külön-külön, és a küztük lévő kölcsönhatás másodlagos /AmHaGoNi78/, /IvMiSa85/. Ez extrém nagy energiákra valószínűleg jó közelítés, de néhány GeV/nukleon gyorsítóenergián, mikor a longitudinális impulzus lebomlása ütközés közben jelentős, valószínűleg nem kielégítő.

/IvMiSa85/ a relativisztikus Boltzmann-egyenletből levezet egy egyenletet T^{ik} mérlegére; csak pl. a lövedékre szorítkozva /2.3.1/ nem lehet igaz, mert a lövedék önmagában nem zárt rendszer. /ld. az analóg esetet az 5.3 fejezetben./ E mérlegegyenlet első közelítésben az alábbi alakra hozható /IvMiSa85/, /BaKäLu86/:

$$T^{ir}_{;r} = -Dn\bar{n}(u^i - \bar{u}^i) \quad (D.1)$$

ahol D a /rendelkezésre álló/ hatáskeresztmetszetekből számítható transzportegyüttható /IvMiSa85/, a vonás nélküli mennyiségek a lövedékre, a vonásosak a céltárgyra vonatkoznak. Szimmetrikus ütközésben tükrözéssel az egyenlet párja is előáll a céltárgyra. Láthatóan a forrástag külső surlódási típusú. A részecskeáram továbbra is megmarad.

D kapcsolatban áll egyetlen nukleon longitudinális impulzusvesztésével, amit itt $\langle p_{\parallel} \rangle$ jelöl: /BaKäLu86/:

$$D \simeq \sigma_{el} \langle p_{\parallel} \rangle_{el} + \sigma_{inel} \langle p_{\parallel} \rangle_{inel} \quad (D.2)$$

A nukleon-nukleon hatáskeresztmetszetek ismertek, a 7.2 fejezetben ismertetett számításban alkalmazott közelítés pedig

$$\begin{aligned} \langle p_{\parallel} \rangle_{el} &= \sqrt{s} / 2Bm \sqrt{s-4m^2} \\ \langle p_{\parallel} \rangle_{inel} &= \langle n_{\pi} \rangle m_t / \ln(s/m^2) \end{aligned} \quad (D.3)$$

ahol $B=8 \text{ GeV}^{-2}$ /IvMiSa85/, $\langle n_{\pi} \rangle$ a pionmultiplicitás, és $m_t=0,4 \text{ GeV}$ a színfluxusképben a fluxuscsőben létrejövő pionok transzverzális tömege /BaKäLu86/.

E FÜGGELÉK: A HIDRODINAMIKAI EGYENLETEK

A 3 fázisú 3-folyadék modell hidrodinamikai tartományában használatos megoldást a szóbanforgó fejezetben ismertettük. A 3.2 fejezet síkszimmetrikus hidrodinamikája a /2.3.4/, /2.3.34/ /2.3.37/ egyenletekből indul, feltételezve, hogy a kontinuum mennyiségei csak a t és z koordinátáktól függenek, u^i -nek csak ezen irányokba van komponense, és a transzportegyütthatók közül csak η' nem 0. Kiindulunk a Minkowski-metrikából

$$ds^2 = dT^2 - dZ^2 - dx^2 - dy^2 \quad (E.1)$$

ahol

$$u^i = (u^0(T,Z), u^3(T,Z)) \quad (E.2)$$

Ekkor létezik olyan $t=t(T,Z)$, $z=z(T,Z)$ koordinátatranszformáció, hogy u^i -nek csak t komponense marad, és g_{ik} diagonális:

$$ds^2 = +e^{2\Phi(t,z)} dt^2 - e^{2\Lambda(t,z)} dz^2 - dx^2 - dy^2 \quad (E.3)$$

$$u^i = (e^{-\Phi}, 0, 0, 0)$$

/KäLu86/. Szabad transzformációként marad

$$\tilde{t} = \tilde{t}(t) \quad (E.4)$$

$$\tilde{z} = \tilde{z}(z)$$

Innen a Minkowski-koordináták, és az ottaini $u^0 = \Gamma$, $u^3 = u$ az alábbi transzformációs egyenleten át kaphatóak:

$$\begin{aligned} Z_{,t} &= ue^{\Phi} & Z_{,z} &= \Gamma e^{\Lambda} \\ T_{,t} &= Z_{,t}/v & T_{,z} &= vZ_{,z} \\ v &= u/\Gamma & \Gamma^2 &= 1 + u^2 \end{aligned} \quad (E.5)$$

Az /E.3/ koordinátarendszer együttmozgó, vagy Lagrange-féle.

Mivel a téridő sík, $R_{iklm} = 0$ /A.12/, amit kiértékelve

$$(\Phi'' + \Phi'^2 - \Phi' \Lambda') e^{2(\Phi - \Lambda)} - (\ddot{\Lambda} + \dot{\Lambda}^2 - \dot{\Phi} \dot{\Lambda}) = 0 \quad (E.6)$$

ahol ' és ' t és z szerinti derivált. Innen és /E.5/-ből

$$\begin{aligned} u \Phi' e^{\Phi} &= \dot{\Gamma} e^{\Lambda} \\ u' e^{\Phi} &= e^{\Lambda} \dot{\Lambda} \Gamma \end{aligned} \quad (E.7)$$

Ekkor /2.3.4/-ből a részecskemegmaradási egyenlet integrálható:

$$n = N_0 F^{-1} e^{-\Lambda} \quad (\text{E.8})$$

ami /E.6/ segítségével még átírható:

$$n = \Gamma N_0 F^{-1} Z^{-1} \quad (\text{E.9})$$

ahol N_0 integrálási állandó, és F egy normálási frontfelület; az /E.4/ szabad transzformációk közül a másodikat felhasználtuk.

/2.3.4/ maradék egyenletei:

$$\begin{aligned} (\xi/n)' - (\tilde{p}/n^2)n' &= 0 \\ \dot{u} &= F \Gamma \tilde{p}' e^{\Phi} / (\xi + \tilde{p}) \end{aligned} \quad (\text{E.10})$$

ahol

$$\tilde{p} = p - \eta' (\dot{n}/n) \quad (\text{E.11})$$

/E.9/ szerkezete azonos az asztrofizikában szupernovakitörések és neutroncsillagoszcillációk számításánál alkalmazottakkal /Ri79/, és numerikus megoldásuk hasonló módon történik, megfelelő numerikus súlyok bevezetésével. Mivel ennek részletei /Ri79/-ben és /KäLu86/-ban megtalálhatóak, a numerikus eljárást itt nem diszkutáljuk.

A kezdeti feltételeket célszerű a magok érintkezésekor felvenni. A sűrűségekre és hőmérsékletekre vonatkozó kezdeti feltételek, a legelső cella kivételével, triviálisak; utóbbira a lökeshullámformalizmus adja n és ξ ugrását. A cellák kezdeti helyeit kapjuk, ha az ütközés előtti merev mozgás

$$\dot{\Lambda} = 0 \quad (\text{E.12})$$

egyenletét az /E.5-11/ egyenletekbe helyettesítjük és integrálunk.

Mivel $n=n_0$, és $T=0$, /E.4/ maradék transzformációját még a

$$T(t, z_f) = t \quad (\text{E.13})$$

feltétellel /ahol z_f a hátsó felület/ rögzítve, kapjuk

$$\begin{aligned} Z(t, z) &= \frac{\Gamma_0 N_0}{F n_0} (z - v_0^2 z_f) + \frac{\Gamma_0 N_0}{F n_0} v_0^2 z_f + v_0 t \\ T(z, t) &= v_0 \frac{\Gamma_0 N_0}{F n_0} (z - z_f) + t \end{aligned} \quad (\text{E.14})$$

F FÜGGELEK: LÖKÉSHULLÁMOK

Ha az irreverzibilitást létrehozó transzporttagok kicsinyek, a folyadékban jelentős gradiensek alakulhatnak ki. Idealizációként tekinthetjük az esetet, mikor a transzportegyütthatók 0-hoz tartanak, az anyag mindenhol ideális folyadékként viselkedik, kivéve egy frontot, ahol releváns adatok ugranak. A mozgó front normálisát N_i jelöli /egységvektor/. Egy tetszőleges f skalárra /2.3.1/ miatt

$$\begin{aligned} (nf_u^r)_{;r} &= nu^r_{f,r} \\ (T^{ir}_f)_{;r} &= T^{ir}_{f,r} \end{aligned} \quad (F.1)$$

Ezen egyenleteknek most vesszük négyestérfogati integráljait a frontfelülettel párhuzamos alapú négyeshengerekre, melyek magasságával 0-hoz tartunk. Ekkor a jobb oldalak integráljai eltűnnek, a baloldalak pedig átírjuk felületi integrálokká:

$$\int ((nu^r)_+ - (nu^r)_-) f N_r dV^{(3)} = 0 \quad (F.2)$$

és hasonlóan T^{ik} -ra. Innen, mivel f tetszőleges,

$$\begin{aligned} [nu^r]_{N_r} &= 0 \\ [T^{ir}]_{N_r} &= 0 \end{aligned} \quad (F.3)$$

ahol $[]$ a fronton lévő ugrás. A perfekt folyadék energiaimpulzusát használva kapjuk a relativisztikus Rankine-Hugoniot egyenleteket

$$\begin{aligned} n_+ u_+^r N_r &= n_- u_-^r N_r \\ (\varrho_+ + p_+) u_+^i u_+^r N_r + p_+ N^i &= (\varrho_- + p_-) u_-^i u_-^r N_r + p_- N^i \end{aligned} \quad (F.4)$$

Innen a front előtti értékek ϱ , n és u^i meghatározhatóak, ha a front mögöttiek, és a front mozgása ismert.

Szimmetrikus nehézionütközés lökeshullámmmodelljában a front előtt normál maganyag van CM-beli kezdeti sebességgel, a front mögött pedig az anyag áll. Ekkor /F.4/ megadja n -et és ϱ -t a front mögött, és a front sebességét. Ld. még: /Lu82/, /BaCsKäLu85/.

G FÜGGELEK: AZ IMPULZUSMÉRLEG ÉRVÉNYESSÉGE

Kiindulunk a /2.1.3/ Lagrange-függvényből. Ez második deriváltat is tartalmaz, tehát a variálásra ld. /La72/. L_a variációja adja T^{ik} -t. A Lagrange-multiplikátorokat eliminálva

$$\begin{aligned} & (R_{,i}R_{,k} - R_{,r}R_{,s}g^{rs}g_{ik})f''' + (R_{;ik} - R_{;rs}g^{rs}g_{ik})f'' - \\ & - R_{ik}f' + \frac{1}{2}g_{ik}f = -T_{ik} \end{aligned} \quad (G.1)$$

ahonnan /2.1.1/ az

$$f = (c^4/8\pi G)(R+2\lambda) \quad (G.2)$$

speciális esetben adódik. /G.1/-ből képezve $T^{ir}_{;r}$ -t /a képletekre ld. A Függelék/, és /A.7/ szimmetrikus tenzorra érvényes változatát felhasználva kapjuk, hogy, mint /2.3.1/-ben, azonosan

$$T^{ir}_{;r} = 0 \quad (G.3)$$

/2.1.2/-t egy ϕ mező /és természetesen kvadratikusan deriváltkifejezése/ bevezetésével kétféleképpen általánosíthatjuk változó csatolásra. A legegyszerűbb ϕ -ben homogén alak /BrDi 61/:

$$L = L_a + \phi R - \gamma \phi^{-1} \phi_{,r} \phi_{,s} g^{rs} \quad (G.4)$$

ahol γ specifikálatlan dimenziótlanszám, melyre kísérleti korlát van /MiThWh72/. /G.4/-ből variálással /2.1.1/ egy általánosítása adódik, ahonnan ismét következik /G.3/ /MiThWh72/.

A másik lehetséges általánosítás:

$$L = \phi L_a + (c^4/8\pi G)(R - \gamma \phi^{-1} \phi_{,r} \phi_{,s} g^{rs}) \quad (G.5)$$

Innen variációval

$$\begin{aligned} R_{ik} - \frac{1}{2}g_{ik}R &= \phi T_{ik} + \tilde{\gamma} \phi^{-1} (\phi_{,i} \phi_{,k} - \frac{1}{2} \phi_{,r} \phi_{,s} g^{rs} g_{ik}) \\ \phi_{;rs} g^{rs} - \frac{1}{2} \phi^{-1} \phi_{,r} \phi_{,s} g^{rs} &= -\frac{1}{2\tilde{\gamma}} L_a \\ \tilde{\gamma} &= (c^4/8\pi G)\gamma \end{aligned} \quad (G.6)$$

ahol γ ismét dimenziótlanszám. Most /G.3/ nem következik.

A mérlegegyenlet pontos alakja bonyolult, de vákuumban vagy $\gamma \rightarrow \infty$ esetben $\phi = \text{const.}$ megoldás lévén, a forrástagok olyan rendben kell legyenek, amit G változására a megfigyelés még megenged. Mivel ez $\sim 10^{-17}/s$ /MiThWh72/, e forrástagok számunkra irrelevánsak.

H FÜGGELÉK: KÉTFOLYADÉK-ÁLLAPOTEGYENLETEK

A /7.2.2/ közelítésben előállítjuk itt az állapotegyenletet, felhasználva az izotróp állapot $s(\varrho, n)$ entrópiafüggvényét, és a hideg állapot kinetikus energiáját. E mennyiségekről feltesszük, hogy függvényalakjuk ismert.

Tekintsünk egy zárt rendszert, melyben V , N , E és $Q=qV$ értéke rögzített. Ekkor a 2.3 fejezetben látott módon a Callen-posztulátumokból 4 intenzív azonossága következik a fázis-határon:

$$\begin{aligned}T_1 &= T_2 \\P_1 &= P_2 \\ \mu_1 &= \mu_2 \\ v_1 &= v_2\end{aligned}\tag{H.1}$$

ahol $-v/T$ az új intenzív:

$$\frac{\partial s}{\partial q} = -\frac{v}{T}\tag{H.2}$$

Tehát v -re kiegyenlítődési tendencia van; mivel q dimenziója impulzussűrűség, v sebességdimenziójú. Kézenfekvő fizikai feltevésként elfogadjuk, hogy v valóban sebesség, ugyanis arra ismerünk kiegyenlítődési folyamatot. Tehát v a kétirányú folyás sebességszperziója. Ezekután a hideg állapotban ilyen folyási mezők miatt fellépő kinetikus energiasűrűség kiszámítható:

$$\xi_k = k(n, v)\tag{H.3}$$

Másrészt a /7.2.2/ alakú entrópiafüggvényből kiszámítva az intenzíveket, kapjuk:

$$v = \xi_{k, q}\tag{H.4}$$

/H.3/ és /H.4/ kombinálásával

$$vq_{,v} = k_{,v}\tag{H.5}$$

Innen $q(n, v)$ /egy v -független, ezért ténylegesen 0/ tagtól eltekintve meghatározható, és így /H.3/-ból v eliminálható.

FELHASZNÁLT IRODALOM

- /AmGoHaNi78/ A. A. Amsden, A. S. Goldhaber, F. H. Harlow és
J. R. Nix, Phys. Rev. 17C, 2080 /1978/
/AmHaNi77/ A. A. Amsden, F. H. Harlow és J. R. Nix, Phys.
Rev. 15C, 2059 /1977/
/AsSaSa81/ F. Asai, H. Sato és M. Sano, Phys. Lett. 98B, 19
/1981/
/Ba83/ J. D. Barrow, Fund. Cosmic Phys. 8, 83 /1983/
/Ba86/ Zs. Bagoly, Diplomamunka, ELTE TTK, 1986
/BaBiLuZi80/ H. W. Barz, T. S. Biró, B. Lukács és J. Zimányi,
Ploesti konf. előadás, publikálatlan
/BaBiLuZi83/ H. W. Barz, T. S. Biró, B. Lukács és J. Zimányi,
Z. Phys. A311, 311 /1983/
/BaBiLuZi86/ H. W. Barz, T. S. Biró, B. Lukács és J. Zimányi,
KFKI-1986-19
/BaBoLuZi84/ N. L. Balázs, J. P. Bondorf, B. Lukács és J. Zi-
mányi, Nucl. Phys. A415, 530 /1984/
/BaCh76/ G. Baym és A. S. Chin, Phys. Lett. 62B, 241 /1976/
/BaCsKäLu85/ H. W. Barz, L. P. Csernai, B. Kämpfer és B. Lukács,
Phys. Rev. D32, 115 /1985/
/BaBiLu83/ H. W. Barz, H. Iwe, T. S. Biró, B. Lukács, J. Zi-
mányi, Proc. 6th Balaton Conf. Nucl. Phys.
1983, p. 463
/BaKäCsLu84/ H. W. Barz, B. Kämpfer, L. P. Csernai és B. Lukács,
Proc. 7th Int. Sem. High Energy Phys. Dubna,
1984, p. 544
/BaKäLu86/ H. W. Barz, B. Kämpfer és B. Lukács, Proc. XIV.
Hirschegg Workshop 1986, p. 186
/BaKäLuMa87/ H. W. Barz, B. Kämpfer, B. Lukács, K. Martinás
és Gy. Wolf, előkészületben

- /BaKāLuMa00/ H. W. Barz, B. Kämpfer, B. Lukács és K. Martinás,
publikálatlan
- /BaKāMūLu86/ H. W. Barz, B. Kämpfer, L. Münchow és B. Lukács,
Acta Phys. Pol. 17B, 685 /1986/
- /BaLuPa87/ Zs. Bagoly, B. Lukács és G. Paál, Astron. Nachr.
308, /nyomdában/
- /BaLuZiFá81/ H. W. Barz, B. Lukács, J. Zimányi, G. Fái és
B. Jakobsson, Z. Phys. A302, 73 /1981/
- /BaPa76/ B. Balázs és G. Paál, Csillagászati Évkönyv 1976,
Gondolat, Bp. p. 231
- /BaRu80/ F. A. Bais és S. Rudaz, Nucl. Phys. 170B, 507 /1980/
- /BeLiRo68/ I. Bender, V. Linke és H. J. Rothe, Z. Phys. 212,
190 /1968/
- /BeSaHe76/ H. W. Bertini, R. T. Santoro és O. W. Hermann,
Phys. Rev. C14, 590 /1976/
- /BiBaLuZi83/ T. S. Biró, H. W. Barz, B. Lukács és J. Zimányi,
Phys. Rev. C27, 2695 /1983/
- /BiLuZiBa82/ T. S. Biró, B. Lukács, J. Zimányi és H. W. Barz,
Nucl. Phys. A386, 617 /1982/
- /BiZi81/ T. S. Biró és J. Zimányi, Nucl. Phys. A395, 525
/1981/
- /BiZiZi86/ T. S. Biró, J. Zimányi és M. Zimányi, Phys. Lett.
167B, 271 /1986/
- /BoGaZi78/ J. Bondorf, S. A. I. Garpman és J. Zimányi,
Nucl. Phys. A296, 320 /1978/
- /BrBu80/ K. Brecher és A. Burrows, Ap. J. 236, 241 /1980/
- /BrDi61/ C. Brans és R. H. Dicke, Phys. Rev. 124, 925 /1961/
- /Ca60/ H. B. Callen, Thermodynamics, J. Wiley, NY 1960
- /CaQu72/ B. Carter és H. Quintana, Proc. Roy. Soc. Lond.
331A, 57 /1972/

- /Ch78/ A. S. Chin, Phys. Lett. 78B, 552 /1978/
/Ch84/ A. Chodos, Comm. Nucl. Part. Phys. 13, 171 /1984/
/ChDe80/ A. Chodos és S. Detweiler, Phys. Rev. D21, 2167
/1980/
/CsBaKäLu85/ L. P. Csernai, H. W. Barz, B. Kämpfer és B. Lukács,
Phys. Rev. C31, 268 /1985/
/CsBaLuZi79/ L. P. Csernai, H. W. Barz, B. Lukács és J. Zimányi,
Proc. EPS Conf. Keszthely, 1979, p. 533
/CsLoMaRo82/ L. P. Csernai, I. Lovas, J. A. Maruhn, A. Rosenhauer,
J. Zimányi és W. Greiner, Phys. Rev. C26,
149 /1982/
/CsLu83/ L. P. Csernai és B. Lukács, Phys. Lett. 132B,
295 /1983/
/CsLu84/ L. P. Csernai és B. Lukács, Acta Phys. Pol. B15,
149 /1984/
/CsLuZi79/ L. P. Csernai, B. Lukács és J. Zimányi, Proc. VII.
Hirschegg Workshop 1979, p. 133
/CsLuZi80/ L. P. Csernai, B. Lukács és J. Zimányi, Lett.
Nuovo Cim. 27, 111 /1980/
/CsSt81/ L. P. Csernai és H. Stöcker, LBL-12788 /1981/
/Cu50/ A. R. Curtis, Proc. Roy. Soc. Lond. A200, 248 /1950/
/Cu+81/ J. Cugnon et al., Nucl. Phys. A322, 505 /1981/
/Da79/ P. Danielewicz, Nucl. Phys. A314, 465 /1979/
/De67/ B. S. DeWitt, Phys. Rev. 160, 1113 /1967/
/DeGaSpBo78/ J. N. De et al., Nucl. Phys. A305, 226 /1978/
/Di74/ P. A. M. Dirac, Proc. Roy. Soc. L. A338, 439 /1974/
/DiFoLuFr84/ L. Diósi, G. Forgács, B. Lukács és H. L. Frisch,
Phys. Rev. A29, 3415 /1984/
/DiKeLuPa84/ L. Diósi, Bettina Keszthelyi, B. Lukács és G.
Paál, Acta Phys. Pol. B15, 909 /1984/

- /DiKeLuPa85a/L. Diósi, Bettina Keszthelyi, B. Lukács és G. Paál, Phys. Lett. 157B, 23 /1985/
- /DiKeLuPa85b/L. Diósi, Bettina Keszthelyi, B. Lukács és G. Paál, Astron. Nachr. 306, 213 /1985/
- /DiKeLuPa86/ L. Diósi, Bettina Keszthelyi, B. Lukács és G. Paál, Acta Phys. Hung. 60, 83 /1986/
- /DiLu85a/ L. Diósi és B. Lukács, KFKI-1985-46
- /DiLu85b/ L. Diósi és B. Lukács, Phys. Rev. A31, 3343 /1985/
- /DiLu85c/ L. Diósi és B. Lukács, Phys. Lett. 112A, 13 /1985/
- /DiLu86a/ L. Diósi és B. Lukács, Proc. Balatonszéplak Relativity Workshop 1985, p. 95
- /DiLu86b/ L. Diósi és B. Lukács, J. Chem. Phys. 84, 5081 /1986/
- /DiLuMaPa86a/L. Diósi, B. Lukács, K. Martinás és G. Paál, Astroph. Space Sci. 122, 371 /1986/
- /DiLuMaPa86b/L. Diósi, B. Lukács, K. Martinás és G. Paál, Proc. Balatonszéplak Relativity Workshop 1985, p. 73
- /DoZe81/ A. D. Dolgov és Ya. B. Zel'dovich, Rev. Mod. Phys. 53, 1 /1981/
- /Eh71/ J. Ehlers, Proc. Int. School "Enrico Fermi" 47, 1 /1971/
- /Eh73/ J. Ehlers, in: Relativity, Astrophysics and Cosmology, ed. W. Israel, D. Reidel, Dordrecht, 1973
- /Ei10/ A. Einstein, Annln. Phys. 33, 1275 /1910/
- /Ei16/ A. Einstein, Annln. Phys. 49, 898 /1916/
- /Ei50/ L. P. Eisenhart, Riemannian Geometry, Princeton Univ. Press, 1950
- /EöPeFe22/ L. von Eötvös, D. Pekár és E. Fekete, Annln. Phys. 68, 11 /1922/
- /Fé68/ I. Fényes, Termosztatika és termodinamika, Műszaki,

Bp. 1968

- /FötóR686/ L. Földy, A. Tóth és J. Révai, KFKI-1986-47
- /FrMi67/ Frank-Mises, A mechanika és fizika differenciál-
és integrálegyenletei II. Műszaki, Bp. 1967
- /GaGlKa79/ S. I. A. Garpman, N. K. Glendenning és Y. Karant,
Nucl. Phys. A322, 382 /1979/
- /GeQuWe74/ H. Georgi, H. R. Quinn és S. Weinberg, Phys. Rev.
Lett. 33, 451 /1974/
- /GiHa77/ G. W. Gibbons és S. Hawking, Phys. Rev. D15,
2738 /1977/
- /GeKu84/ J. Gegenberg és G. Kunstatter, Phys. Lett. 106A,
410 /1984/
- /Gr58/ H. Grad, in: Encyclopedia of Physics, ed. S. Flüg-
ge, Vol. XII., Springer, Berlin, 1958
- /Gu81/ A. Guth, Phys. Rev. D23, 347 /1981/
- /Gy76/ I. Gyarmati, Nemegyensúlyi Termodinamika, Mű-
szaki, Bp. 1976
- /Gy77/ I. Gyarmati, J. Noneq. Therm. 2, 233 /1977/
- /GyZi69/ B. Gyarmati és J. Zimányi, Phys. Lett. 28B, 363 /1969/
/Ha85/ G. S. Hall, Arab J. Sci. Eng. 2, 87 (1984)
- /HaHoKuRi80/ P. Hasenfratz, R. R. Horgan, J. Kuti és J. M. Ri-
chard, Phys. Lett. 95B, 299 /1980/
- /HaKa86/ G. S. Hall és W. Kay, Abstracts of 11th GR Conf.
Stockholm, 1986, p. 364
- /HaThWaWh64/ B. K. Harrison, K. S. Thorne, M. Wakano és J. A.
Wheeler, Gravitation Theory and Gravitational
Collapse, Chicago Univ. Press, 1964
- ✓/HrFöt686/ P. Hraskó, L. Földy és A. Tóth, KFKI-1986-48
- /IvMiSa85/ Yu. B. Ivanov, I. N. Mishustin és L. M. Satarov,
Nucl. Phys. A433, 713 /1985/

- /Já65/ L. Jánossy, Mérési eredmények kiértékelésének elmélete és gyakorlata, Akadémiai, Bp. 1965
- /KaKl79/ O. K. Kalashnikov és V. V. Klimov, Phys. Lett. 88B, 328 /1979/
- /Ká74/ F. Károlyházy, Magy. Fiz. Foly. 12, 24 /1974/
- /KáFrLu82/ F. Károlyházy, A. Frenkel és B. Lukács, Physics as Natural Philosophy, eds. A. Shimony és H. Feshbach, MIT Press, Cambridge, 1982, p. 204
- /KáMaNa65/ F. Károlyházy, G. Marx és K. Nagy, Statisztikus mechanika, Műszaki, Budapest, 1965
- /KäLu86/ B. Kämpfer és B. Lukács, Acta Phys. Hung. 61, /nyomdá/
- /KäBaLu85/ B. Kämpfer, H. W. Barz és B. Lukács, KFKI-1985-77
- /KäLuBa84/ B. Kämpfer, B. Lukács és H. W. Barz, KFKI-1984-131
- /KäLuPa86/ B. Kämpfer, B. Lukács és G. Paál, KFKI-1986-36
- /KäSc84/ B. Kämpfer és H. Schulz, Z. Phys. C21, 351 /1984/
- /KäScLu85/ B. Kämpfer, H. Schulz és B. Lukács, J. Phys. G11, L47 /1985/
- /Ki69/ I. Kirschner, Magy. Fiz. Foly. 18, 71 /1969/
- /Ki70/ I. Kirschner, Acta Phys. Hung. 29, 209 /1970/
- /Ki71/ I. Kirschner, Acta Phys. Hung. 30, 61 /1971/
- /Ko48/ M. Kohler, Z. Phys. 124, 747 /1948/
- /KrWu76/ M. Krok és T. T. Wu, Phys. Rev. Lett. 36, 1107 /1976/
- /KuIcUsHa76/ R. Kubo, H. Ichimura, T. Usui és N. Hashitume, Statisztikus mechanika, Műszaki, Bp. 1976
- /KuLuPoSz80/ J. Kuti, B. Lukács, J. Polónyi és K. Szlachányi, Phys. Lett. 95B, 75 /1980/
- /La61/ P. T. Landsberg, Thermodynamics, Interscience, NY 1961
- /La72/ C. Lanczos, Found. Phys. 2, 271 /1972/
- /La78/ B. H. Lavenda, Thermodynamics of Irreversible Pro-

cesses, McMillan, 1978

- /La81/ P. Langacker, Phys. Rep. 72, 185 /1981/
- /LaLi79/ L. D. Landau és E. M. Lifsic, Elméleti fizika VI.
Tankönyvkiadó, Bp. 1979
- /LaLi81/ L. D. Landau és E. M. Lifsic, Elméleti fizika V.
Tankönyvkiadó, Bp. 1981
- /LeJoCa80/ G. Lebon, D. Jou és J. Casas-Vazquez, J. Phys.
A13, 275 /1980/
- /LéLuWaZi86/ P. Lévai, B. Lukács, B. Waldhauser és J. Zimányi,
Phys. Lett. 177B, 5 /1986/
- /Li84/ A. D. Linde, Rep. Prog. Phys. 47, 925 /1984/
- /Lo81/ I. Lovas, Nucl. Phys. A367, 509 /1981/
- /LoNéSa84/ I. Lovas, J. Németh és K. Sailer, Phys. Lett. 135B,
258 /1984/
- /LoWo74/ D. N. Lowy és C-W. Woo, Phys. Rev. D13, 3201 /1974/
- /LoWoBa86/ I. Lovas, Gy. Wolf és N. L. Balázs, KFKI-1986-53
- /Lu77/ B. Lukács, Nuovo Cim. 40B, 169 /1977/
- /Lu78/ B. Lukács, KFKI-1978-82
- /Lu83a/ B. Lukács, Acta Phys. Pol. 14B, 33 /1983/
- /Lu83b/ B. Lukács, Proc. 6th Balaton Conf. Nucl. Phys.
1983, p. 361
- /LuCs79/ B. Lukács és L. P. Csernai, Proc. EPS Conf.
Keszthely, 1979, p. 662
- /LuCs84/ B. Lukács és L. P. Csernai, Acta Phys. Slov. 34,
161 /1984/
- /LuMa84/ B. Lukács és K. Martinás, KFKI-1984-33
- /LuMa86a/ B. Lukács és K. Martinás, Acta Phys. Slov. 36,
81 /1986/
- /LuMa86b/ B. Lukács és K. Martinás, Phys. Lett. 114A, 306 /1986/
- /LuMa87/ B. Lukács és K. Martinás, Annln. Phys. /megjel./

- /LuMaPa86/ B. Lukács, K. Martinás és T. Pacher, Astron. Nachr.
307, 171 /1986/
- /LuMaPa87/ B. Lukács, K. Martinás és G. Paál, /előkészületben/
- /LuPa85/ B. Lukács és T. Pacher, Phys. Lett. 113A, 200 /1985/
- /LuZiBa86/ B. Lukács, J. Zimányi és N. L. Balazs, KFKI-1986-80
- /Ma64/ G. Marx, Kvantummechanika, Műszaki, Bp. 1964
- /Ma77/ J. A. Maruhn, Proc. Heavy Ion Coll., Fall Creek
Falls, 1977, p. 156
- /Ma81/ K. Martinás, Acta Phys. Hung. 50, 121 /1981/
- /MaNa82/ V. I. Man'ko és S. Nagamiya, Nucl. Phys. A384,
475 /1982/
- /MiThWh72/ C. Misner, K. S. Thorne és J. A. Wheeler, Gravitation,
J. Wiley et Sons, SF 1972
- /MoZi79/ I. Montvay és J. Zimányi, Nucl. Phys. 346A, 490
/1979/
- /Na78/ S. Nagamiya, Proc. 4th High Energy Heavy Ion
Summer Study, Berkeley, LBL-776 /1981/
- /Na+81/ S. Nagamiya et al., LBL-12123 /1981/
- /NéBaNgTo86/ J. Németh, M. Barranco, C. Ngo és E. Tomasi,
Proc. XIV. Hirschegg Workshop 1986, p. 243
- /Ni81/ P. van Nieuwenhuizen, Phys. Rep. 68, 189 /1981/
- /Pr79/ J. Preskill, Phys. Rev. Lett. 43, 1365 /1979/
- /ReGu78/ T. M. Reed és K. E. Gubbins, Gázok és folyadékok
statisztikus termodinamikája, Műszaki, Bp. 1978
- /Ri79/ K. A. van Ripper, Ap. J. 232, 558 /1979/
- /Ru79/ G. Ruppeiner, Phys. Rev. A20, 1608 /1979/
- /Ru83/ G. Ruppeiner, Phys. Rev. Lett. 50, 287 /1983/
- /Sa+80/ P. Salamon et al., J. Chem. Phys. 73, 1001 /1980/
- /Sa'+80/ A. Sandoval et al., Phys. Rev. Lett. 45, 874 /1980/

- /Sc+81/ S. Schnetzer et al., LBL-11118 /1981/
/SiKa79/ P. J. Siemens és J. I. Kapusta, Phys. Rev. Lett.
43, 1386 /1979/
/Ta67/ A. H. Taub, in: Relativity Theory and Astrophysics 1, ed. J. Ehlers, Amer. Math. Soc., Providence, RI, 1967
/Tu82/ M. S. Turner, Phys. Lett. 115B, 95 /1982/
/Ve+84/ A. I. Veselov et al., in: Problemy teorii gravitacii i elementarnyh chastic, Vol. 14, Energoatomizdat, Moszkva, 1984
/Wa74/ J. D. Walecka, Ann. Phys. 83, 491 /1974/
/Wa75/ J. D. Walecka, Phys. Lett. 59B, 109 /1975/
/WaFoHo67/ R. V. Wagoner, W. A. Fowler és F. Hoyle, Ap. J. 148, 3 /1967/
/We75/ F. Weinhold, J. Chem. Phys. 63, 2479 skk /1975/
/Wo81/ W. K. Wootters, Phys. Rev. D23, 351 /1981/
/Ze77/ A. D. Zettelmoyer /ed./, Nucleation Phenomena, Elsevier, Amsterdam, 1977
/Zi81/ J. Zimányi, Acta Phys. Hung. 51, 139 /1981/
/ZiBoMi85/ J. Zimányi, J. Bondorf és I. Mishustin, Nucl. Phys. A435, 810 /1985/

0/12.625

DOKTORI ÉRTEKEZÉS TÉZISEI

RELATIVISZTIKUS NEHÉZIONÜTKÖZÉSEK FENOMENOLÓGIÁJA

Irta:

Lukács Béla

a fizikai tudomány kandidátusa

Budapest

1986.

MAGYAR
TUDOMÁNYOS AKADÉMIA
KÖNYVTÁRA

I. A kutatási feladat és előzményei

Ismeretes, hogy a magerők leírása jóval magrsűrűség feletti elméletileg nehéz, elsősorban az egységnyinél nagyobb csatolási állandók miatt. Ezért ilyen állapotokra -melyek asztrofizikában, neutroncsillagok és a korai Univerzum vizsgálatára fontosak- nincs egyértelmű elméleti jóslat. a 70-es évektől a kvantumkromodinamika nyújt reményt a kérdés kezelésére. Azonban az elmélet elemi objektumai (kvarkok) az elmélet egy jóslata (bezárás) miatt szabadon nem figyelhetőek meg.

Nyilvánvalóan a kvantumkromodinamika ellenőrzéséhez és paramétereinek beállításhoz hasznos volna globálisan kötött de egyedeiben szabad kvark-glüon plazma előállítása. Elméleti jóslatok szerint ez lehetséges, de mintegy 15-szörös normál magrsűrűséget, vagy 160 MeV hőmérsékletet igényel. Ezzel ismét jóval magrsűrűség feletti állapotok megfigyelésének szükségességéhez jutottunk.

Ilyen állapotok létezhetnek neutroncsillagok belsejében, de ott megfigyelhetetlenek. Kísérleti előállításuk mai tudásunk szerint kizárólag GeV feletti energiájú ütközésekben várható, és hogy a kvarkfázis tulajdonságai tisztán megnyilvánulhassanak, nagy részecskeszám kívánatos, mely feltételnek csak a relativisztikus nehézionütközés tesz eleget.

Mindazonáltal a detektálható végállapot ismét alacsony sűrűségű, ezért a végállapot finom részleteiből indirekte kell a minket érdeklő állapotra következtetni. Ez viszont csak akkor lehetséges, ha a komprimált állapottól a detektálásig vezető hidrodinamikai evolúciót is pontosan le tudjuk írni; egyébként ezen szakasz leírásának hibái áttejednek a vizsgálni kívánt állapotra is. Tehát a folyamat korrekt hidrodinamikai leírása a részecskefizikaival egyenlő fontosságú.

Lévon a relativisztikus nehézionfizika fiatal terület, a hidrodinamikai szempontok figyelembevétele is új. A hidrodinamikai folyás hatását a detektált energiaeloszlásra először szisztematikusan 1978-ban vették számításba; ugyanaz évben határozták meg először hidrodinamikai módszerekkel a komprimált

állapot hőmérsékletét. A rendszer entrópiáját a maganyag megfigyelt viszkózitásából 1979-ben reprodukálták. Az expanziós szakaszban a nemegyensúlyi hadrokémiai folyamatok entrópiatermelése először 1981-ben vételezett figyelembe. A kvarkfázis végállapotú szignatúrái közül a kaonprodukción az első következtetésvizsgálat 1982-ben történt.

A relativisztikus nehézionütközésekben előálló állapotok hidró- és termodinamikai szempontból eléggé exotikusok (alacsony részecskeszám, jelentős gradiensek, stb.). Ezért a standard hidró- és termodinamika alkalmazhatósága nem a priori biztosított, és erre vonatkozó kontinuumfizikai szempontú *dtfogyó* vizsgálat még nem történt. Feladatul tűztem ki ennek elvégzését, továbbá a szükségesnek látszó pontokon a standard formalizmus továbbfejlesztését.

II. A vizsgálati módszerek

A feladat természetének megfelelően a vizsgálatot 3 lépésben hajtottam végre. Először az irodalomban fellelhető közelítésekkel megbecsültem az ütközésben előálló állapotok kontinuumfizikai adatait, és ezeket összehasonlítottam a standard kontinuumfizikai módszerek alkalmazhatóságának elégséges feltételeivel. Második lépésben a standard formalizmust kiterjesztettem az összehasonlítás alapján szükségesnek látszó irányokba. Végül néhány ütközésben részletes számításokkal detektálásig követve a reakciót, összehasonlítottam az elméleti jóslatokat a mért adatokkal.

A használt standard formalizmus az általános relativitáselméleti kontinuummechanika volt (mivel a folyás nem inerciális), a transzporttagokban lineáris törvényekkel, számos esetben hidrodinamikára specializálva, termodinamikailag pedig lineáris vezetési törvényekkel. A standard formalizmus kiterjesztése általában oly módon történt, hogy a transzporttagok eltűnésekor adódó állapotokat illetően elejtettem az izotrópia, homogenitás, és termikus egyensúly feltételezését: ekkor az energiaimpulzustenzorban és az extenzív állapothatározók közt a régiek mellett további mennyiségek jelennek meg.

Kiterjesztés közben (vezérlő elvként) őriztem a téridő és a termodinamikai állapotter Riemann-szerkezetét és általános kovarianciáját, az energia- és impulzummérleget és a termodinamikai axiómák szerkezetét.

Nézőpontom kontinuumfizikailag szándékosan fenomenologikus: a mozgás- és mérlegegyenletek szerkezetét általános elvek adják, míg a mikroszkópicusan nyerhető információ (mely jelen esetben a dolog természete miatt a vizsgálat kezdetekor részben ismeretlen) az egyenletekben szabadon maradt függvényeket szorítja meg.

Egyetlen esetet kivéve mindenütt feltételeztetik, hogy a téridő 4 dimenziós, Minkowski-típusú kauzális szerkezettel. A görbületes egyenletek speciális Einstein-Hilbert alakjának feltételezésére szükség nem volt, mivel a kontinuumfizikai egyenletek egy sokkal szélesebb osztályban levezethetők.

A numerikus munka lényegileg a KFKI-ban és a rossendorfi YfK-ban folyt.

III. Új tudományoseredmények

1. Megvizsgáltam, hogy 1-10 GeV energiájú nehézionütközések leírásához nem kell-e túlmenni a relativisztikus hidrodinamikán és nemegyensúlyi termodinamikán. Megállapítottam, hogy
 - a sem relativisztikus sem newtoni kvantumgravitációs hatások nem relevánsak;
 - b a szorosabb értelemben vett hidrodinamika érvényessége 1 és 10 GeV közt végetér, felette anizotróp kontinuummechanika szükséges;
 - c a kontinuummechanika szokásos energiaimpulzummérlege a téridő Riemann-geometriáját kormányzó bármely megalapozottan javasolt egyenletből pontosan vagy elegendő közelítésként levezethető;
 - d a megmaradónak sejtett részecskékre a szokásos részecskemérlegek legalább gyakorlatilag kielégítőek;
 - e a nemegyensúlyi termodinamika termikus egyensúlya kompresszió és feltörés közben nem teljesül, és maximális kompressziókor a lokális egyensúly kétes;

- f a rendszerben a fluktuációk nem kicsinyek;
- g jelen kvantumkromodinamikai ismereteink nukleon-kvark átmenetben nem bizonyítják a fázisok kémiai egyensúlyát;
- h maximális kompresszió táján az entrópia homogén linearitása csak átlagmező-típusú leírásban teljesül automatikusan;
- i a termodinamikailag független komponensek száma nem vehető közvetlenül a részecskefizikából, hanem a lehetséges leírások közül utólag választandó ki.
2. Megmutattam, hogy bizonyos esetekben a rendelkezésünkre álló leírások elégtelenek. Nevezetesen
- a bár részecskefizikai érv volna a kölcsönhatások Kaluza-típusú tárgyalására, ilyen elméletek jelenleg képtelenek helyes részecsketrajektóriákat adni, így alkalmazhatatlanok;
- b termodinamikai mérések az entrópiát nem adhatják egyértelműen, és a szabad tagok egyikét még kozmológiai megfigyelések sem szorítják meg annyira, hogy az ütközés leírása további feltevések nélkül egyértelmű legyen.
3. Anizotróp állapotokat tárgyalandó megalkottam az energiam-pulzustenzor, részecske- és entrópiaáram általános felbontását négytengelyű anizotrópiára, és a kontinuumegyenleteket egyetlen extra (anizotrópia)extenzív feltételezésével kiegészítettem a szükséges termodinamikai egyenletekkel; a termodinamikai főtételek alakja változatlan.
4. Új, extenzív típusú változókat vezettem be a termikus egyensúlytől eltérés jellemzésére. Mivel ezek az eloszlásfüggvény magasabb momentumai, rájuk a Boltzmann-egyenlet mérlegeket ad. A főtételek szerkezete változatlan.
5. Nem infinitezimális fluktuációkra kiterjesztettem az Einstein-képletet az extenzívek mérlegeit őrző módon.
6. Nemegyensúlyi fázisátmenet extra entrópiatermelését a főtételeket őrző új formalizusból számítottam ki.
7. Megmutattam, hogy egydimenziós viszkózus hidrodinamika képes értelmezni a kompresszióvégi entrópiát, és a detektált rapiditáseloszlás két csúcsát (egyfolyadékképpen is).
8. Megmutattam, hogy a Δ komponens termodinamikailag nem független.
9. Térfigatási pionvesztesség és feltörés leírására a mérlegegyen-

leteket őrző párolgási modellokat alkottam.

10. Megvizsgáltam a komprimált állapot Δ/N és $\bar{\Delta}/\Delta$ értékeinek függését az átlagmezőelméletben az alapállapotban nem illeszthető (Δ , mezon) csatolási állandóktól. Az eredmény szerint az arányokra megbízható jóslat a csatolási állandóktól erős függés miatt *ma* nem adható.
11. Megvizsgáltam a maganyag-állapotegyenletek által megszűréség alatt, alacsony hőmérsékleten jelzett negatív nyomás relevanciáját. Az eredmény szerint
 - a kizárásokra termodinamikai elv nincs;
 - b viszont a rendszer relativisztikus ütközőenergiákon ilyen állapotokba nem jut, dinamikai instabilitás nem lesz.
12. A nukleon-kvark fázisdiagrammra átlagmezőelméletben és perturbatív QCD-ben számítását végeztem. Az átmenet $T=0$ -n Θ_{r_0} -nál kezdődik és $15n_0$ -nál végződik; 100 MeV felett mindkét érték csökkenni kezd, de általános termodinamikai megfontolásokból kritikus hőmérséklet léte nem vezethető le.
13. Megvizsgáltam a rendszer kompresszibilitását a fázisátmenet közben; véges marad, és csak kb. kétszeresre nő.
14. Mindezek már a tiszta kvarkplazmához kellő ütközési energiát 2,1 GeV fölé viszik. Alacsony transzparenciával a véges kvarkfelszabadulási idő 4 GeV alatt még a centrális tartományban sem engedi meg a teljes átalakulást. Az elméleti jóslat szerinti transzparenciával ilyen energiákon elvégezték kétfolyadékszámításban 6-9 GeV közti plazmakeletkezési ablatot kaptam.
15. Anizotróp állapotokra meghatároztam a fázisegyensúly feltételeit. 0,4c relatív folyási sebesség felett a kvarkoldali egyensúlyi sűrűség gyorsan nő. Ezért kvarkplazma csak 6-9 GeV közt, az *expansziós szakaszban* várható.
16. A kvarkplazma jelének tartott magas ritka-részecske kihozátról megmutattam, hogy K/p , Λ/p és Σ/p a hadronizáció statisztikus súlyaitól *függetlenül* magas, a többi arány még ismeretlen részletektől függ. 2,1 GeV-en a mért K/p érték kvarkplazma hiányával konzisztens.
17. Vizsgáltam az "entrópiatöbblet", azaz a jóslatnál kisebb d/p arány problémáját, amely kétséssé teszi a hidro+termodinamikai

modellt. Megmutattam, hogy

- a hasonló probléma (monopólusdominancia) lép fel kozmológiában is, de ott viszkozitás, vagy nemideális állapotegyenlet esetén feloldható;
 - b esetünkben az esetleges fázisátmenet véges konverziós ideje a szükségeshez hasonló entrópiát ad;
 - c a d-feltörési hatáskeresztmetszetből adódó térfogat, mint van der Waals paraméter, d/p -t kellő mértékben csökkenti;
 - d és fentebbi, mint korrelációs térfogat, első közelítésben valóban van der Waals korrekcióra vezet.
- Tehát nem entrópiatöbbletre van jel, hanem deuteronnal roszszul mérhető az entrópia.
18. Tehát 2,1 GeV-en a megfelelő begyűjtási, feltörési és hadronizációs mechanizmussal javított relativisztikus hidrodinamika és nemegyensúlyi termodinamika reprodukálja a méréseket. A kvarklelekezéshez kellő magasabb energián lesz szükség a további kiterjesztésekre (nemtermikus expanzió, nagy fluktuáció, anizotrópia), melyre a módszer megvan.

A fenti eredmények alapkutatási jellegűek, közvetlen gyakorlati felhasználásuk nincs. Használhatóak nehézionreakciók kiértékelésében, kontinuummechanikában, a rövidtávú magerőkre, a korai Univerzumra és neutroncsillagokra vonatkozó vizsgálatokban.

IV. Az értekezés témakörében megjelent közlemények

Szerző megjegyzi, hogy az alanti lista 1. publikációja kandidátusi disszertációja megírása, 2-6. pedig megvédése előtti, de a kandidátusi disszertációban nem használtattak fel.

Bár jelen Tézisek szövege 1986. decemberi, a most következő listában technikai okokból az 1987. folyamán folyóiratban megjelent művek, melyek 1986-ban még preprintként léteztek, már új adataikkal szerepelnek.

1. B. Lukács: Concise Relativistic Continuum Mechanics for Heavy Ion Physics.
KFKI-1978-82
2. L. P. Csernai, B. Lukács, J. Zimányi: An Improved Method for the Relativistic Description of Energetic Heavy-Ion Reactions.
Proc. Int. Workshop on Gross Prop. Nuclei and Nucl. Exc. VII, TH. Darmstadt, 1979, p. 133
3. L. P. Csernai, H-W. Barz, B. Lukács, J. Zimányi: Viscous Relativistic Hydrodynamical Calculations for Heavy-Ion Collisions in One Dimension.
Proc. EPS Topical Conf. on Large Ampl. Coll. Nucl. Motions, Keszthely, 1979, p. 533
4. B. Lukács, L. P. Csernai: Phase Transitions in Energetic Heavy-Ion Reactions.
Proc. EPS Topical Conf. on Large Ampl. Coll. Nucl. Motions, Keszthely, 1979, p. 662
5. L. P. Csernai, B. Lukács, J. Zimányi: On the Relativistic Hydrodynamical Description of Energetic Heavy-Ion Reactions.
Lett. Nuovo Cim. 27, 111 (1980)
6. J. Kuti, B. Lukács, J. Polónyi, K. Szlachányi: The Quark-Nucleon Phase Diagram and Quantum Chromodynamics.
Phys. Lett. 95B, 75 (1980)
7. H-W. Barz, B. Lukács, J. Zimányi, G. Fái, B. Jakobsson: On the Role of the Delta Resonances in High Energy Heavy Ion Reactions.
Z. Phys. 302A, 73 (1981)
8. T. S. Biró, B. Lukács, J. Zimányi, H-W. Barz: Strange Particle Production in the Hadrochemical Model.
Nucl. Phys. 386A, 617 (1982)
9. T. Biró, H-W. Barz, B. Lukács, J. Zimányi: Entropy and Hadrochemical Composition in Heavy Ion Collisions.
Phys. Rev. C27, 2695 (1983)

10. B. Lukács: Nucleon-Quark Phase Transition in Heavy Ion Collisions.
Acta Phys. Pol. **14B**, 33 (1983)
11. F. Károlyházy, A. Frenkel, B. Lukács: On the Possibility of Observing the Eventual Breakdown of the Superposition Principle.
Physics as Natural Philosophy, ed. A. Shimony and H. Feshbach, MIT Press, Cambridge Mass. 1982, p. 204
12. L. P. Csernai, B. Lukács: Entropy Production in Heavy-Ion Collisions due to Rapid Phase Transitions.
Phys. Lett. **132B**, 295 (1983)
13. H-W. Barz, T. S. Biró, B. Lukács, J. Zimányi: Energy Dependence of the Production of Pions, Kaons and Antikaons Calculated in the Hadrochemical Model.
Z. Phys. **311A**, 311 (1983)
14. H-W. Barz, H. Iwe, T. S. Biró, B. Lukács, J. Zimányi: Calculations of Meson Production for Relativistic Heavy Ion Reactions Using Hadrochemical and Cascade Models.
Proc. 6th Balaton Conf. on Nucl. Phys., ed. J. Erő, 1983, p. 463
15. B. Lukács: Volume Corrections in Nucleon-Deuteron Mixtures.
Proc. 6th Balaton Conf. on Nucl. Phys., ed. J. Erő, 1983, p. 367
16. L. P. Csernai, B. Lukács: Viscous Hydrodynamical Model for Relativistic Heavy-Ion Reactions.
Acta Phys. Pol. **15B**, 149 (1984)
17. L. Diósi, G. Forgács, B. Lukács, H. L. Frisch: Metri-
cization of Thermodynamic State Space and the Renormalization Group.
Phys. Rev. **29A**, 3343 (1984)
18. B. Lukács, L. P. Csernai: Probing Phase Transitions via Energetic Nuclear Collisions.
Acta Phys. Slov. **34**, 161 (1984)
19. L. Diósi, Bettina Keszthelyi, B. Lukács, G. Paál: Vis-

- cosity and the Monopole Density of the Universe.
Acta Phys. Pol. 15B, 909 (1984)
20. L. Diósi, B. Lukács, Bettina Keszthelyi, G. Paal: Technical Constraints for the GUT Scale Parameter.
Acta Phys. Hung. 60, 299 (1986)
21. B. Lukács, K. Martinás: Thermodynamics of Systems of Unequilibrium Momentum Distributions.
KFKI-1984-25
22. B. Lukács, K. Martinás: Thermodynamics of Negative Absolute Pressures.
KFKI-1984-33
23. H-W. Barz, B. Kämpfer, L. P. Csernai, B. Lukács: Dynamical Aspects of the Transition from Nuclear Matter to Quark-Gluon Plasma in Heavy Ion Collisions.
Phys. Lett. 143B, 334 (1984)
24. N. L. Balázs, J. P. Bondorf, B. Lukács, J. Zimányi: Three-Step Analytic Model for High Energy Heavy-Ion Collisions.
Nucl. Phys. 415A, 530 (1984)
25. B. Kämpfer, B. Lukács: Hydrodynamics in Curvilinear Coordinates.
Acta Phys. Hung. 61, 317 (1987)
26. B. Kämpfer, H-W. Barz, B. Lukács Relativistic Nuclear Hydrodynamics in Curvilinear Coordinates II. Pion Emission and Deconfinement Transition.
Exp. Tech. Phys. 35, 135 (1987)
27. H-W. Barz, B. Kämpfer, L. P. Csernai, B. Lukács: Dynamical Aspects of the Excitation and the Decay of a Quark-Gluon Plasma in Relativistic Heavy Ion Collisions.
Proc. VII. Int. Sem. on High Energy Phys. Probl. Dubna, 1984, p. 544
28. L. P. Csernai, H-W. Barz, B. Kämpfer, B. Lukács: Extra Entropy Production due to Non-Equilibrium Phase Transitions in Relativistic Heavy Ion Reactions.

106
Phys. Rev. C31, 268 (1985)

29. L. Diósi, B. Lukács: Covariant Evolution Equation for the Thermodynamic Fluctuations.
Phys. Rev. A31, 3415 (1985)
30. L. Diósi, Bettina Keszthelyi, B. Lukács, G. Paál: An Analytic Model for Phase Transitions in the Early Universe.
Astron. Nachr. 306, 213 (1985)
31. B. Kämpfer, H. Schulz, B. Lukács: Spherical Hydrodynamical Expansion of Weakly Excited Blobs of Nuclear Matter.
J. Phys. G11, L47 (1985)
32. L. Diósi, B. Lukács: New Thermodynamical Expression for Calculating Correlation Length.
Phys. Lett. 112A, 13 (1985)
33. L. Diósi, Bettina Keszthelyi, B. Lukács, G. Paál: Symmetry Breaking GUT Phase Transitions with Irreversibilities.
Phys. Lett. 157B, 23 (1985)
34. H-W. Barz, L. P. Csernai, B. Kämpfer, B. Lukács: Stability of Detonation Fronts Leading to Quark-Gluon Plasma.
Phys. Rev. D32, 115 (1985)
35. L. Diósi, B. Lukács: In Favor of a Newtonian Quantum Gravity.
Annln. Phys. 44, 488 (1987)
36. B. Lukács, T. Pacher: Cosmology and the Large Mass Problem of the Five-Dimensional Kaluza-Klein Theory.
Phys. Lett. 113A, 210 (1985)
37. B. Kämpfer, H-W. Barz, B. Lukács: Quark-Gluon Plasma Formation in Relativistic Heavy Ion Collisions within the Hydrodynamical Description.

- Acta Phys. Slov. 37, 137 (1987)
38. L. Diósi, B. Lukács, K. Martinás, G. Paál: Thermodynamic Analysis of the Vacuum.
Proc. Balatonszéplak Relativity Workshop 1985, ed. B. Lukács, p. 73
 39. L. Diósi, B. Lukács: Newtonian Quantum Gravity.
Proc. Balatonszéplak Relativity Workshop 1985, ed. B. Lukács, p. 95
 40. B. Lukács, K. Martinás: Dynamically Redundant Particle Components in Mixtures.
Acta Phys. Slov. 36, 81 (1986)
 41. B. Lukács, K. Martinás, T. Pacher: Extended Thermodynamics in the Early Universe.
Astron. Nachr. 307, 171 (1986)
 42. L. Diósi, B. Lukács, K. Martinás, G. Paál: On the Thermodynamics of the Vacuum.
Astroph. Space Sci. 122, 371 (1986)
 43. B. Kämpfer, H-W. Barz, L. Münchow, B. Lukács: Decay of the Baryon-Rich Quark-Gluon Plasma Produced in Relativistic Heavy-Ion Collisions.
Acta Phys. Pol. B17, 685 (1986)
 44. L. Diósi, B. Lukács: Spatial Correlations in Diluted Gases from the Viewpoint of the Metric of the Thermodynamic State Space.
J. Chem. Phys. 84, 5081 (1986)
 45. B. Lukács, K. Martinás: Callen's Postulates and the Riemannian Space of Thermodynamic States.
Phys. Lett. 114A, 306 (1986)
 46. H-W. Barz, T. S. Biró, B. Lukács, J. Zimányi: Effect of Correlations on Entropy and Hadrochemical Composition in Heavy Ion Reactions.
Acta Phys. Hung. 62, 373 (1987)
 47. P. Lévai, B. Lukács, B. Waldhauser, J. Zimányi: Should the Coupling Constants Be Mass Dependent in the Relativistic Mean Field Models?

- Phys. Lett. **177B**, 5 (1986)
48. Zs. Bagoly, B. Lukács, G. Paál: Monopole Abundance from First Order GUT Phase Transition in the Early Universe. Astron. Nachr. **308**, 143 (1987)
49. B. Kämpfer, B. Lukács, G. Paál: Entropy Production in Tepid Inflation. Phys. Lett. **B187**, 17 (1987)
50. H-W. Barz, B. Kämpfer, B. Lukács: One-Fluid and Two-Fluid Hydrodynamics Applied to the Quark-Gluon Plasma Production in Heavy Ion Collisions. Proc. XIV. Hirscheegg Workshop, ed. H. Feldmeier, 1986, p. 186
51. B. Lukács, J. Zimányi, N. L. Balazs: Thermodynamical Considerations for the Rehadronization of a Quark-Gluon Plasma Phys. Lett. **B183**, 27 (1987).
- Továbbá a Tézisek lezárása és a dolgozat elkészítése óta az utóbbi anyagából még publikálva:
52. H-W. Barz, B. Kämpfer, L. P. Csernai, B. Lukács: Two-Fluid Hydrodynamics Applied to the Deconfinement Transition in the Fragmentation Region in Ultra-Relativistic Nuclear Collisions. Nucl. Phys. **A465**, 743 (1987)
53. H-W. Barz, B. Kämpfer, B. Lukács, K. Martinás, Gy. Wolf: Deconfinement Transition in Anisotropic Matter. Phys. Lett. **194B**, 15 (1987)
- Ez utóbbiak csak tájékoztatásul.

TUDOMÁNYOS MINŐSÍTŐ BIZOTTSÁG
TITKÁRSÁGA

1051 Budapest V., Münnich Ferenc u. 7.
1361 Pf. 6. Telefon: 382-344

TMB50.070...../198 7/88.

Fizikai, csillagászati.....
Szakbizottság

MTA Központi Könyvtár

B u d a p e s t

A Tudományos Minősítő Bizottság 198⁸. éváprilis..... hó 21.... napjára

ra tűzte kiLukács Béla.....

"Relativisztikus nehézionitközések fenomenológiája" (doktori)

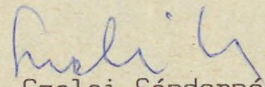
..... című

értekezésének nyilvános vitáját.

Mellékelten megküldöm az értekezés egy példányát. Kérem, szíveskedjék azt a Könyvtárban elhelyezni és az érdeklődőknek átadni.

Megvédés után a dolgozat a Könyvtárban marad.

Budapest, 19⁸⁸. március 16.



.....
Szalai Sándorné

.....
főelőadó