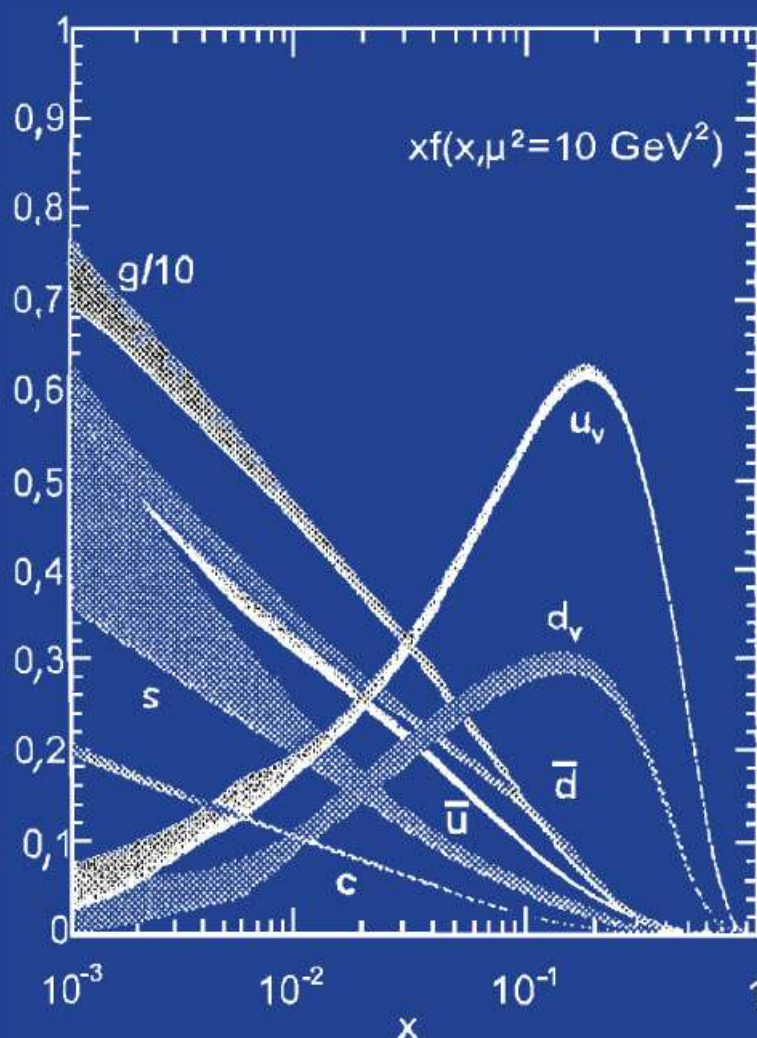


A HADRONOK ÉS KVARKANYAG FIZIKÁJA

FÉNYES TIBOR



DEBRECENI EGYETEMI KIADÓ
DEBRECEN UNIVERSITY PRESS

Fényes Tibor
A HADRONOK ÉS A KVARKANYAG FIZIKÁJA

DUPress

A borító Juhászné Marosi Edit munkája

A fedőlapon lévő ábra:

A proton partoneloszlási függvénye mélyen rugalmatlan lepton-proton ütközések alapján. Pontosabban: a proton partoneloszlási függvényének $[f(x, \mu^2)]$ x -szerese az x függvényében, ahol x a proton impulzusának az a része, amelyet a meglökött parton (kvark, gluon) visz el, a Bjorken-féle skálázási változó. A jelek jelentése:

$f = u_v, d_v, \bar{u}, \bar{d}, s \approx \bar{s}, c \approx \bar{c}, b \approx \bar{b}, g$; a proton összetevői,
 $\mu^2 = Q^2 = |q^2|$, ahol q^2 az ütközésben átadott impulzus négyzete.

L. részletesebben a III. 1. 2. pontban [Bell és mts. 2013] alapján.

FÉNYES TIBOR

**A HADRONOK
ÉS A KVARKANYAG FIZIKÁJA**



Debreceni Egyetemi Kiadó
Debrecen University Press
2017

A könyv megjelenését az MTA Atommagkutató Intézet támogatta

Szerző:

FÉNYES TIBOR, az MTA Eötvös-koszorús doktora

Lektorok:

CSEH JÓZSEF, az MTA doktora

TÍMÁR JÁNOS, az MTA doktora

© Fényes Tibor, 2017

© Debreceni Egyetemi Kiadó, Debrecen University Press,
beleértve az elektronikus terjesztés jogát is, 2017

ISBN 978 963 318 661 9

Kiadta: a Debreceni Egyetemi Kiadó, Debrecen University Press
www.dupress.hu

Felelős kiadó: Karácsony Gyöngyi főigazgató

Nyomdai előkészítés: Juhászné Marosi Edit

Készült a Debreceni Egyetemi Kiadó nyomdaüzemében, 2017-ben

TARTALOM

ELŐSZÓ	7
I. BEVEZETÉS	9
I. 1. Rövid áttekintés a részecskékről és kölcsönhatásairól	9
I. 2. Mértékegységek a részecskefizikában	14
II. A HADRONOK FŐBB SAJÁTSÁGAI	17
II. 1. Mezonok	17
II. 2. Barionok	28
III. A HADRONOK FIZIKÁJA	37
III. 1. A hadronok szerkezete, vizsgálati módszerek	37
III. 1. 1. Nukleonszerkezet, pp -, $p\bar{p}$ - rugalmas szórás	40
III. 1. 2. Szerkezet- és partoneloszlási függvények, $lN \rightarrow l'X$ szórás	43
III. 1. 3. Tranzverz impulzuseloszlás, $lN \rightarrow l'+hadron+X$ és $p+p \rightarrow p+X$ reakciók	54
III. 1. 4. Általános partoneloszlás, $ep \rightarrow e'p'\pi, \rho, \omega \dots$ reakciók	62
III. 1. 5. Tranzverz impulzuseloszlás, Drell-Yan-reakciók $p\bar{p} \rightarrow l^+l^-X$	64
III. 1. 6. A nukleonok spinje	65
III. 1. 7. Nukleonok az atommagokban, EMC-effektus	70
III. 1. 8. Kitekintés	72
III. 2. Hadronspektroszkópia	76
III. 2. 1. Rövid áttekintés a kísérleti és elméleti vizsgálatokról	76
III. 2. 2. A mezonok spektroszkópiája	81
III. 2. 3. A barionok spektroszkópiája	101
III. 2. 4. Különleges állapotok	143
III. 3. A hadronok kölcsönhatásai	150

IV. A KVARKANYAG FIZIKÁJA	155
IV. 1. A maganyag fázisdiagramja	157
IV. 2. Erősen kölcsönható anyag nagy energiáknál	160
IV. 2. 1. Elektromágneses sugárzás a kvark-gluon plazmából	164
IV. 2. 2. A tűzzóna kollektív mozgása, az ütközés dinamikája	168
IV. 2. 3. Részecskekumulánsok, Hanbury-Brown–Twiss-interferometria	180
IV. 2. 4. A nagy-energiájú ütközésekben előállt részecskék hozama	183
IV. 2. 5. A hadronok energieloszlása	198
IV. 2. 6. Nukleáris modifikációs tényezők (R)	203
IV. 2. 7. Részecskepárok eloszlása a relatív kilépési szög függvényében: „kettős gerincű, hosszú távú” korrelációk	210
IV. 2. 8. Elméleti modellek	212
IV. 2. 9. Összegzés, kitekintés	224
IV. 3. Erősen kölcsönható anyag nagy barionsűrűségeknél	227
IV. 3. 1. Dileptonsugárzás	228
IV. 3. 2. Kollektív mozgás, részecskehozamok, modifikációs tényezők	232
IV. 3. 3. Kvarkszerű anyag és színszupravezetés	235
 V. TÁBLÁZATOK	 239
VI. FÜGGELÉK	247
VII. IRODALOM	251
 Rövidítések és jelentéseik	 271
Tárgymutató	277
Képmelléklet	283

ELŐSZÓ

A hadronok és kvarkanyag fizikája a részecske- és atommagfizika két alapvetően fontos területéről ad áttekintést. A látható Világegyetemünk tömegének $\geq 98\%$ -a nukleonokban van koncentráva, így a nukleon- és általában a hadronszerkezet, a gerjesztéseik és kölcsönhatásaik megértése kiemelkedő jelentőségű mind a részecske-, mind az atommagfizika szempontjából.

A kvarkanyag az anyag egészen különleges formája, melynek sajátosságait az erős kölcsönhatás szabja meg. E sajátága merőben eltér a környezetünkben lévő anyagokétól, ahol a fázisállapotokat az elektromágneses kölcsönhatás alakítja. Az ősrobbanás után néhány μs -mal a Világegyetemünk kvarkanyag fázisban volt, így ennek vizsgálatából egészen alapvető információk nyerhetők az Univerzumunk még feltáratlan titkaira.

A jelen könyv folytatása a Fényes T.: *Részecskék és kölcsönhatásaik* című könyvnek, amelynek a harmadik, korszerűsített kiadása a Debreceni Egyetemi Kiadónál jelent meg 2013-ban. A jelen munka a részecskefizikának csak szűkebb területét tárgyalja, de azt sokkal részletesebben; ugyanakkor elemi részecskefizikai ismereteket már nem részletez.

A könyv anyaga három részre osztható. Az első röviden áttekinti a hadronok (mezonok, barionok) főbb sajátosságait. A második részletesen tárgyalja a hadronok szerkezetét, gerjesztéseit és kölcsönhatásait. A harmadik témája a kvarkanyag: nagy energiáknál és nagy barionsűrűségeknél.

A könyv megjelenését az is indokolja, hogy az utóbbi időben mind a hadronok, mind a kvarkanyag fizikájában jelentős új eredmények születtek.

A kötet elsősorban fizikus és tanárjelölt egyetemi hallgatóknak ajánlható, akik mesteri, illetve PhD doktori fokozat megszerzésére törekednek. Érdeklődésre számíthat továbbá kutatók, tanárok, praktizáló fizikusok és mérnökök részéről is.

Köszönettel tartozom a könyv lektorainak, Cseh Józsefnek és Tímár Jánosnak, az MTA doktorainak, értékes megjegyzéseikért. Köszönetemet fejezem ki Dombrádi Zsolt-nak, az MTA doktorának, az ATOMKI igazgatójának a munka támogatásáért, Juhászné Marosi Editnek a műszaki szerkesztésért és a Debreceni Egyetemi Kiadónak gondos munkájukért.

Debrecen, 2017. május

A Szerző

I. BEVEZETÉS

I. 1. RÖVID ÁTTEKINTÉS A RÉSZECSKÉKRŐL ÉS KÖLCSÖNHATÁSAIKRÓL

A jelenlegi tudásunk szerint az anyag alapvető építőkövei a *kvarkok és leptonok*. Mind a kvarkok, mind a leptonok pontszerűek és szerkezet nélküliek $\leq 10^{-18}$ m nagyságrendben. A kvarkok és leptonok egymással négy, nyilvánvalóan különböző kölcsönhatásba léphetnek, ezek az erős, elektromágneses, gyenge és gravitációs kölcsönhatások. Az erős, elektromágneses és gyenge kölcsönhatásokat speciális kölcsönhatási kvantum cseréje közvetíti. A gravitációs tér kvantumelmélete egyike az elméleti fizika nagy, még meg nem oldott problémáinak.

A kvarkok és leptonok néhány fontosabb jellemző adata az I. 1. táblázatban, ill. az I. 1. ábrán látható (a Particle Data Group [2016] alapján). A táblázat tartalmazza az erős, elektromágneses és gyenge kölcsönhatások kvantumainak adatait is. A gluonok jellemző mérete $< 10^{-16}$ m.

A kvarkoknak és *gluonoknak* van egy ún. „szín”-kvantumszámuk. A primer alapszínek lehetnek pl. piros, zöld, kék (az angol **red**, **green**, **blue** után R, G, B betűkkel jelölve). A kvarkok között erős kölcsönhatás lép fel a színt hordozó gluoncseréjénél. A természetben előforduló kvarkok együttes kötött állapotban „színtelenek” vagy „fehérek”. A leptonoknak nincs színkvantumszámuk.

A kvarkoknak és leptonoknak több típusa, „íze” van. Az I–III. családokba tartozó kvarkok és leptonok azonosak minden sajátságban, kivéve a tömeget. Az anyagfelépülésben elektromos töltés szerinti szimmetria érvényesül. Jelenleg megválaszolatlan kérdés, miért vannak a kvark- és leptoncsaládok megháromszorozva.

Az anyag atomokból áll, és az atomok atommagot és elektronokat tartalmaznak. Az atommag összetevői a *nukleonok* (protonok és neutronok). Az atommagbomlásokban elektronok, pozitronok és a hozzájuk tartozó neutrínók, ill. anti-neutrínók is megjelennek.

A nukleonok az összetevőik révén lépnek egymással kölcsönhatásba, és az erős kölcsönhatásuk bozoncseréjénél történik. Az erős kölcsönhatásban részt vevő bozonokat (egész spinű részecskéket) gluonoknak, ill. a mezontérelméleti

I. 1. táblázat. Az anyag alapvető építőkövei: kvarkok, leptonok és térvantumok

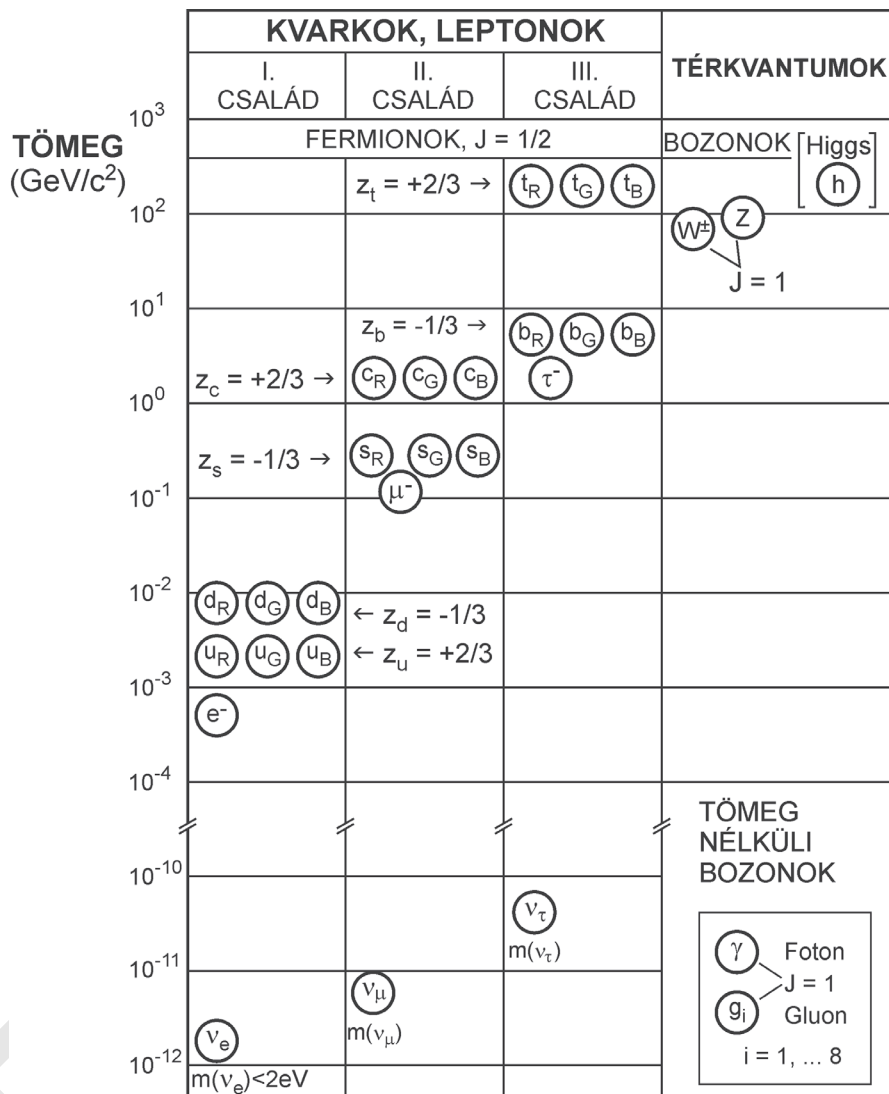
Név	Szimbólum	Nyugalmi energia (MeV)	Elektromos töltés (e)	Spin J (\hbar)	
SZÍN					
KVARKOK* →					
Í	fél	u (u_R, u_G, u_B)	2,2	+2/3	1/2
Z	le	d (d_R, d_G, d_B)	4,7	-1/3	1/2
	bájos	c (c_R, c_G, c_B)	1 270	+2/3	1/2
	ritka	s (s_R, s_G, s_B)	96	-1/3	1/2
	felső	t (t_R, t_G, t_B)	173 210	+2/3	1/2
	alsó	b (b_R, b_G, b_B)	4 180	-1/3	1/2
LEPTONOK					
	elektron	e^-	0,511	-1	1/2
	„ neutrínó **	ν_e	$< 2 \times 10^{-6}$	0	1/2
	műon ⁻	μ^-	105,658	-1	1/2
	„ neutrínó **	ν_μ		0	1/2
	tau ⁻	τ^-	1777	-1	1/2
	„ neutrínó **	ν_τ		0	1/2
TÉRVANTUMOK (MÉRTÉKBOZONOK)					
	foton	γ	0	0	1
	gyenge bozonok	W^+	80 385	+1	1
		W^-	80 385	-1	1
		Z^0	91 188	0	1
	Higgs-bozon***	H	125 090	0	0
	gluonok	g_i	0	0	1
	($i = 1, 2, \dots, 8$)				
	graviton				2

* Az R, G, B betűk különböző színeket jelölnek, pl. az angol red, green és blue szavak után pirosat, zöldet és kéket. A kvarkok elnevezése az angol up (u), down (d), strange (s), charmed (c), bottom (b) és top (t) szavak után történt. A feltüntetett kvark nyugalmi energiák csupasz részecskékre vonatkoznak. Magszerkezeti szempontból inkább az alkotórész (constituent) kvarkenergiák az irányadók, amelyek a gluon és kvark-antikvark felhők hozzájárulását is tartalmazzák, plusz a kvarkok kinetikus energiáit. Az „alkotórész” nyugalmi energia u - és d -kvarkokra (és a megfelelő antikvarkokra): ~ 313 MeV. Mind a kvarkokhoz, mind a leptonokhoz tartozik egy megfelelő antirészecske, melynek tömege és felezési ideje pontosan olyan, mint a részecskénél, de ellentétes az elektromos töltése, mágneses nyomatéka, barionszáma, leptonszáma és a gyenge izospin harmadik komponense. Az antikvarkoknak antiszíne van.

** Az e^- , μ^- és τ^- -neutrínók tömegei jelenleg (2017) nem ismertek. A trícium bomlásából a $\bar{\nu}_e$ tömegére < 2 eV/ c^2 felső határt nyertek. A neutrínók spinje longitudinálisan polarizált. Ha Z a sebesség irányát jelenti, neutrínókra a spin Z komponense $J_Z = -1/2$ (balkezes), antineutrínókra $+1/2$ (jobbkezes).

Az elemi részecskékre vonatkozó részletesebb kísérleti adatokat (és azok hibáit) l. az V. 4–6. táblázatokban, továbbá a Particle Data Group [2016] közleményben.

*** A standard modell Higgs-bozonja.



I. 1. ábra. A leptonok (e^- , ν_e , μ^- , ν_μ , τ^- , ν_τ), kvarkok (u , d , s , c , b , t) és térkvantumok (γ , W^\pm , Z , H , g_i) tömegskálája. A kvarkok három „színben” fordulnak elő (vörös R, zöld G, kék B). Minden leptonhoz és kvarkhoz tartozik egy antirészecske, amit általában felülvonás jelez vagy ellenkező előjelű töltés, pl. $\bar{u}_R, e^+, \bar{\nu}_e, \bar{\nu}_\tau$; z_i az elektromos töltés (e egységben), J a spin (\hbar egységben). A neutrínók tömege jelenleg (2016) nem ismert, a feltüntetett értékek hozzávetőlegesek.

* A CERN CMS és ATLAS kísérleteiben $\sim 125,09$ GeV/c² tömegű új bozont találtak, melynek saját-sági konzisztensek a standard modell Higgs-bozonjával.

leírásban *mezonoknak* nevezzük. A mezonok családjába tartoznak pl. a következő részecskék: π^+ , π^- , π^0 , K^+ , K^- , K^0 , η^0 , ρ^+ , ρ^- , ω^0 ...

Az erősen kölcsönható fermionok (azaz feles spinű részecskék) közös neve: *barion*. A barion család tagjai a nukleonok (protonok és neutronok), a nukleonok gerjesztett állapotai (jelölésük: N , ha az izospin $I = 1/2$, Δ , ha $I = 3/2$), valamint a különböző *hiperonok*: Λ , Σ^+ , Σ^- , Σ^0 , Ξ^0 , Ξ^- , Ω^- stb. Hiperonoknak azokat a barionokat nevezzük, amelyekben s -kvark is van. Vannak c -, ill. b -kvark-tartalmú barionok is, ezeket alsó indexszel jelölik, pl. Λ_c^+ . (A barionok pontosabb osztályozását l. a II. 2. alfejezetben.)

A barionok és mezonok (azaz az erősen kölcsönható részecskék) közös neve: *hadron*.

A protonok négyzetes közepes töltéssugarának négyzetgyöke (root-mean-square, rms radius) meghatározható különböző szórás kísérletekből, eredményül $0,8751 \pm 0,0061$ fm ($1 \text{ fm} = 10^{-15} \text{ m}$) adódott.

A mezonok jellemző mérete a nukleon (~ 1 fm) és kvark ($\leq 0,01$ fm) méret között van.

A barionok három valenciakvarkból épülnek fel, de vannak bennük – a kvarkok összetartását biztosító, nyugalmi tömeg nélküli – gluonok, valamint kis mennyiségben ún. tengerkvarkok (kvark-antikvark párok) is. A mezonok kvark-antikvark párokból és gluonokból állnak. Egyes hadronok valenciakvark-összetétele az I. 2. táblázatban látható.

I. 2. táblázat. Néhány hadron valenciakvark-szerkezete

(Szimbólum, elektromos töltés [e], spin [\hbar] és ennek iránya)

Mezon: kvark-antikvark pár, együtt szintelenek

$$\{\pi^+, 1, 0\} \approx \{u, 2/3, 1/2\uparrow\} + \{\bar{d}, 1/3, 1/2\downarrow\}$$

$$\{\pi^-, -1, 0\} \approx \{\bar{u}, -2/3, 1/2\uparrow\} + \{d, -1/3, 1/2\downarrow\}$$

$$\{K^+, 1, 0\} \approx \{u, 2/3, 1/2\uparrow\} + \{\bar{s}, 1/3, 1/2\downarrow\}$$

Barion: három kvark, együtt szintelenek

$$\{p, 1, 1/2\} \approx \{u, 2/3, 1/2\} + \{u, 2/3, 1/2\} + \{d, -1/3, 1/2\}$$

$$\{n, 0, 1/2\} \approx \{u, 2/3, 1/2\} + \{d, -1/3, 1/2\} + \{d, -1/3, 1/2\}$$

Hiperon: három kvark, együtt szintelenek

$$\{\Sigma^+, 1, 1/2\} \approx \{u, 2/3, 1/2\} + \{u, 2/3, 1/2\} + \{s, -1/3, 1/2\}$$

$$\{\Xi^-, -1, 1/2\} \approx \{d, -1/3, 1/2\} + \{s, -1/3, 1/2\} + \{s, -1/3, 1/2\}$$

A nukleon nyugalmi energiája (~ 939 MeV) sokkal nagyobb, mint a csupasz valencia u -kvarké (2,2 MeV), ill. d -kvarké (4,7 MeV), amelyekből a nukleon összeáll. A különbséget a valencia- és tengerkvarkok kinetikus energiája, valamint a „szintér” potenciális energiájának hozzájárulása okozza. Ezért vezették be az alkotórész (vagy összetevő, constituent) kvarktömeget, amely u - és d -kvarkokra ~ 313 MeV. Ezekből három már közelítőleg kiadja a nukleontömeget.

A természetben előforduló négy alapvető kölcsönhatás közül (erős, elektromágneses, gyenge és gravitációs) messze a gravitációs a leggyengébb, így ez utóbbi a magfizikában nem fejt ki észrevehető hatást. Az összes többinek van szerepe. Egyes részecskéknek elektromos töltése van, másoknak nincs. A töltött részecskék részt vesznek az elektromágneses kölcsönhatásban. A leptonok ezenkívül gyengén is kölcsönhatnak. A kvarkok (és antikvarkok) mind a négy alapvető kölcsönhatásban részt vesznek.

A négy alapvető kölcsönhatás jellemzőit az I. 3. táblázat tartalmazza.

I. 3. táblázat. Az anyag alapvető összetevői és kölcsönhatásai a standard modell szerint

Alapvető összetevők	Térkvantumok	Kölcsönhatás
Kvarkok	Gluon	Erős
	Foton	Elektromágneses
Leptonok	W^\pm, Z^0	Gyenge
	Graviton	Gravitáció

Kölcsönhatások					
Név	A tér forrása	Rel. erősség	Hatótáv (m)	Tipikus közepes élettartam bomlásra (s)	Tipikus hatás-keresztmetszet (cm ²)
Erős	Szintöltés	~ 1 , nagy távolság <1 , kis távolság	$\leq 10^{-15}$	$10^{-22} - 10^{-24}$	10^{-26}
Elektromágneses	Elektromos töltés	$\sim 1/137$	∞	$10^{-18} - 10^{-20}$	$\sim 10^{-30}$
Gyenge	Gyenge töltés	$\sim 10^{-6}$	$\sim 10^{-18}$	$>10^{-12}$	10^{-38}
Gravitáció	Tömeg	$\sim 5 \times 10^{-39}$	∞		-

Az adatok csak durva tájékozódásra használhatók.

I. 2. MÉRTÉKEGYSÉGEK A RÉSZECSEKÉFIZIKÁBAN

A nagyenergiájú fizikában gyakran célszerű az egységeket úgy megválasztani, hogy a hosszúság femtométerekben (fermiben, $1 \text{ fm} = 10^{-15} \text{ m}$), az energia GeV-ekben legyen megadva. A nagyenergiájú fizika eme egységeiről az I. 4. táblázat második és harmadik oszlopa ad áttekintést.

Használhatók még az ún. természetes egységek, amelyeknél $\hbar = 1, c = 1$. Mivel a \hbar dimenziója ML^2T^{-1} , a fénysebességé LT^{-1} , természetes egységekben – a hosszúság dimenziója:

$$[L] = \left[\frac{\hbar c}{Mc^2} \right] = \left[\frac{ML^2T^{-1}}{MLT^{-1}} \right] \text{ és egysége } \frac{1}{GeV} = \frac{\hbar c}{GeV} \approx 0,19733 \text{ fm},$$

– az idő dimenziója:

$$[T] = \left[\frac{\hbar c}{Mc^3} \right] = \left[\frac{ML^2T^{-1}}{ML^2T^{-2}} \right] \text{ és egysége } \frac{1}{GeV} = \frac{\hbar}{GeV} \approx 6,582 \cdot 10^{-25} \text{ s}.$$

L. az I. 4. táblázat negyedik oszlopát.

Szokták még használni a Heaviside–Lorentz-egységeket is, amelyeknél $\epsilon_0 = 1, \mu_0 = 1, \hbar = 1, c = 1$. L. az V. 3. táblázatot. Ez az egységrendszer a Maxwell-egyenleteket a lehetséges legegyszerűbb alakra redukálja.

A finomszerkezeti állandó $\alpha = e^2 / (4\pi\epsilon_0\hbar c)$ minden egységrendszerben ugyanaz, értéke: $\alpha^{-1} \equiv 137,035\,999\,139(31)$. A c, \hbar, e vagy $4\pi\epsilon_0$ négy állandó közül három

I. 4. táblázat. A nagyenergiájú fizikában használatos egységek

Mennyiség	Egység a nagyenergiájú fizikában	Érték az SI-rendszerben	Ha $\hbar = 1, c = 1$ -et veszünk és az energiaegységet GeV-nek választjuk
Hosszúság (L)	1 fm	10^{-15} m	0,19733 fm
Energia (E)	1 GeV	$1,602 \times 10^{-10} \text{ J}$	1 GeV
Tömeg (M)	1 GeV/ c^2	$1,783 \times 10^{-27} \text{ kg}$	1 GeV
\hbar	$6,582 \times 10^{-25} \text{ GeV s}$	$1,05457 \times 10^{-34} \text{ J s}$	1
c	$2,9979 \times 10^{23} \text{ fm/s}$	$2,9979 \times 10^8 \text{ m/s}$	1
$\hbar c$	0,19733 GeV fm	$3,1615 \times 10^{-26} \text{ J m}$	1
Idő	1 s	1 s	$6,582 \times 10^{-25} \text{ s}$

normálható (de nem mind a négy). A részecskefizikában $\epsilon_0 = 1$ és leggyakrabban a Heaviside–Lorentz-egységeket használják, ahol $\alpha = e^2/(4\pi)$, ez definiálja az e értékét. Ha $\hbar = 1$, $c = 1$, az E , p , M , $1/x$ és $1/t$ egyaránt „energiaegységűek”.

A jelen könyvben a részecskefizikában célszerűbb $\hbar = 1$, $c = 1$ egységeket használjuk, de ha szükséges, áttérünk a nemzetközi standard (SI-) mértékegységekre. A részecskefizikai számításokat általában $\hbar = 1$, $c = 1$ egységekben végzik, majd felhasználva az I. 4. táblázatból vehető \hbar , c és $\hbar c$ értékeket, a számítások végén térnek át az SI-egységekre.

II. A HADRONOK FŐBB SAJÁTSÁGAI

II. 1. MEZONOK

A mezonok elnevezése, szimbólumok

A kvarkmodell szerint a mezonok lényegében kvark–antikvark ($q\bar{q}'$) kötött állapotok, ahol a q és q' „kvarkizék” különbözők lehetnek. A mezonokat tömegükkel, töltésükkel, kvarkösszetételükkel és különböző kvantumszámaikkal lehet jellemezni.

A kvarkok (és antikvarkok) spinje $\frac{1}{2}$. Ezek állhatnak paralel (amikor a kvarkok eredő spinje, $S = 1$) vagy antiparalel ($S = 0$). A mezonok alkatrészeinek ezenkívül van pályá-impulzusnyomatéka (L). A teljes impulzusnyomaték (mezonspin, J) és az L -, S -kvantumszámok között fennáll a kvantummechanikai reláció:

$$|L - S| \leq J \leq L + S.$$

A mezonok jellemző kvantumszámai továbbá a paritás (P), töltéstükrözéses (-konjugációs) paritás (C) és G -paritás. Ezek az L , S és I (izospin) kvantumszámok függvényei: $P = (-1)^{L+1}$, $C = (-1)^{L+S}$ (semleges mezonokra) és $G = (-1)^{L+S+I}$.

A mezonok jelölésére használt szimbólumokról a II. 1. táblázat ad áttekintést.

A nehezebb mezonoknál zárójelben a tömeget is meg szokták adni. A mezon-tömeg, kvarkösszetétel és az I -, J -, P -, C -, G -kvantumszámok egyértelműen megadják a szimbólumot és fordítva is. A különböző $L = 0, 1, 2, 3, 4, \dots$ állapotokat szokás S, P, D, F, G, H, \dots spektroszkópiai szimbólumokkal jelölni. A mezonok $n \geq 1$ radiális kvantumszámmal is rendelkezhetnek. Ezt a név elé tett n jellel jelölik.

Fermion–antifermion rendszerekre $J^{PC} = 0^{+-}, 1^{+-}, 2^{+-}, \dots$ kvantumszámokat nem azonosítottak. Mindazonáltal egzotikus állapotok 0^{+-} és 2^{+-} kvantumszámokkal létezhetnek, de eddig kevés ilyen állapot létét közölték.

Ha a mezon S' , C' , B' és/vagy T' kvantumszáma nem zéró, a nehezebb kvark-tartalmat nagybetűvel jelölik a következő módon:

$$s \rightarrow \bar{K}, \quad c \rightarrow D \quad b \rightarrow \bar{B}, \quad t \rightarrow T$$

Bevett hagyomány, hogy a kvarktöltésnek és -íznek ugyanolyan az előjele, pl. az s -kvarkra $S' < 0$, a c -kvarkra $C' > 0$ (l. az V. 5. táblázatot).

II. 1. táblázat. Kvarkmodell-hozzárendelések néhány észlelt könnyű és nehéz mezonhoz. Az f'' és f mezonok keverékek, ezeknél a keveredési szög (θ_{lin}) is meg van adva. Amsler, C. és mts. alapján, Particle Data Group [2016], Chin. Phys. C40, 100001.

$n^{2s+1}\ell_j$ J^{PC}	$l=1$ $u\bar{d}, \bar{u}d, \frac{1}{\sqrt{2}}(d\bar{d} - u\bar{u})$	$l=\frac{1}{2}$ $u\bar{s}, \bar{d}s; \bar{d}s, -\bar{u}s$	$l=0$ f'	$l=0$ f	θ_{lin} [°]
1^1S_0 0^{-+}	π	K	η	$\eta'(958)$	-24.5
1^3S_1 1^{--}	$\rho(770)$	$K^*(892)$	$\phi(1020)$	$\omega(782)$	36.4
1^1P_1 1^{+-}	$b_1(1235)$	K_{1B}^+	$h_1(1380)$	$h_1(1170)$	
1^3P_0 0^{++}	$a_0(1450)$	$K_0^*(1430)$	$f_0(1710)$	$f_0(1370)$	
1^3P_1 1^{++}	$a_1(1260)$	K_{1A}^+	$f_1(1420)$	$f_1(1285)$	
1^3P_2 2^{++}	$a_2(1320)$	$K_2^*(1430)$	$f_2'(1525)$	$f_2(1270)$	30.5
1^1D_2 2^{-+}	$\pi_2(1670)$	$K_2(1770)^+$	$\eta_2'(1870)$	$\eta_2(1645)$	
1^3D_1 1^{--}	$\rho(1700)$	$K^*(1680)$		$\omega(1650)$	
1^3D_2 2^{--}		$K_2(1820)$			
1^3D_3 3^{--}	$\rho_3(1690)$	$K_3^*(1780)$	$\phi_3(1850)$	$\omega_3(1670)$	30.8
1^3F_4 4^{++}	$a_4(2040)$	$K_4^*(2045)$		$f_4(2050)$	
1^3G_5 5^{--}	$\rho_5(2350)$	$K_5^*(2380)$			
1^3H_6 6^{++}	$a_6(2450)$			$f_6(2510)$	
2^1S_0 0^{-+}	$\pi(1300)$	$K(1460)$	$\eta(1475)$	$\eta(1295)$	
2^3S_1 1^{--}	$\rho(1450)$	$K^*(1410)$	$\phi(1680)$	$\omega(1420)$	

$n^{2s+1}\ell_j$ J^{PC}	$l=0$ $c\bar{c}$	$l=0$ $b\bar{b}$	$l=\frac{1}{2}$ $c\bar{u}, c\bar{d}; \bar{c}u, \bar{c}d$	$l=0$ $c\bar{s}; \bar{c}s$	$l=\frac{1}{2}$ $b\bar{u}, b\bar{d}; \bar{b}u, \bar{b}d$	$l=0$ $b\bar{s}; \bar{b}s$	$l=0$ $b\bar{c}; \bar{b}c$
1^1S_0 0^{-+}	$\eta_c(1S)$	$\eta_b(1S)$	D	D_s^\pm	B	B_s^0	B_c^\pm
1^3S_1 1^{--}	$J/\psi(1S)$	$\Upsilon(1S)$	D^*	$D_s^{*\pm}$	B^*	B_s^{*0}	
1^1P_1 1^{+-}	$h_c(1P)$	$h_b(1P)$	$D_1(2420)$	$D_{s1}(2536)^\pm$	$B_1(5721)$	$B_{s1}(5830)^0$	
1^3P_0 0^{++}	$\chi_{c0}(1P)$	$\chi_{b0}(1P)$	$D_0^*(2400)$	$D_{s0}^*(2317)^\pm$			
1^3P_1 1^{++}	$\chi_{c1}(1P)$	$\chi_{b1}(1P)$	$D_1(2430)$	$D_{s1}^*(2460)^\pm$			
1^3P_2 2^{++}	$\chi_{c2}(1P)$	$\chi_{b2}(1P)$	$D_2^*(2460)$	$D_{s2}^*(2573)^\pm$	$B_2^*(5747)$	$B_{s2}^*(5840)^0$	
1^3D_1 1^{--}	$\psi(3770)$			$D_{s1}^*(2860)^\pm$			
1^3D_3 3^{--}				$D_{s3}^*(2860)^\pm$			
2^1S_0 0^{-+}	$\eta_c(2S)$	$\eta_b(2S)$	$D(2550)$				
2^3S_1 1^{--}	$\psi(2S)$	$\Upsilon(2S)$		$D_{s1}^*(2700)^\pm$			
2^1P_1 1^{+-}		$h_b(2P)$					
$2^3P_{0,1,2}$ $0^{++}, 1^{++}, 2^{++}$	$\chi_{c0,2}(2P)$	$\chi_{b0,1,2}(2P)$					
$3^3P_{0,1,2}$ $0^{++}, 1^{++}, 2^{++}$		$\chi_b(3P)$					

További részleteket l. az eredeti közleményben.

Ha a könnyebb kvark nem u - vagy d -kvark, alsó indexszel jelölik, pl. D_s^+ . A spint (J) általában a szimbólum mellett alsó indexként megadják, pl. $D_{s1}(2536)^{\pm}$.

A mezonokat a J^{PC} multiplettek szerint osztályozzák. Az elnevezések a következők:

$L = 0$ állapotok: 0^{-+} pszeudoskalár, 1^{--} vektor,
 $L = 1$ állapotok: 0^{++} skalár, 1^{++} és 1^{+-} axiálvektor,
 2^{++} tenzormezonek.

Az I^G kvantumszámokra l. Fényes [2013, III. 5. alfejezetet].

A mezonok főbb adatai

A mezonok összetétele és jellemző kvantumszámai meghatározhatók a kísérleti adatokból. Figyelembe vesszük, hogy milyen reakciókból állíthatók elő, milyen végtermékekbe bomlanak, továbbá felhasználják a megmaradási törvényeket is.

Az ismert mezonállapotok száma több mint 200, ebből biztosan meghatározott ~ 130 (2016-ban). Néhány biztosan azonosított mezon adatai (szimbólum, tömeg, I^G, J^{PC}) megtalálhatók a II. 2. táblázatban.

Ha feltételezzük, hogy a mezonok a legkisebb energiájú állapotban $L=0$ (S) pálya-impulzusnyomatékkal rendelkeznek, és figyelembe vesszük, hogy a kvarkok és antikvarkok spinje $\frac{1}{2}$, belső paritásuk pedig ellentétes, a kvantumszámokra várható értékek: $J^P = 0^-$ (pszeudoskalár-mezonek) és $J^P = 1^-$ (vektormezonek).

A legkönnyebb pszeudoskalár- és vektormezonek, továbbá egyes charmónium-, ill. bottomóniumállapotok kvarkösszetétel, tömeg, $I^G(J^{PC})$, töltés, S' , közepes élettartam, Γ , bomlásmód adatait megfelelően a II. 3–5. táblázatok tartalmazzák. A Particle Data Group [2016] összefoglaló közleménye ismert mágneses nyomatékértéket mezonokra nem ad meg.

A II. 1. A. ábra a $J^P = 0^-, L = 0$ pszeudoskalár-mezonek elrendezését mutatja az I_z izospinvetület- és S' ritkaságkvantumszám-síkban. Ha a bájos kvarkot is tartalmazó mezonokat is ábrázoljuk az I_z, S', C' térben, a B. ábrához jutunk.

A $J^P = 1^-, L = 0$ vektormezonek hasonló osztályozása a II. 2. A–B. ábrákon látható. A mezonok egész spinűek, azaz bozonok, így a hullámfüggvényeiknek a bozonokra vonatkozó kvantumstatisztikának kell eleget tenni.

A t -kvark nagyon rövid élettartama valószínűvé teszi, hogy t -kvarkot és/vagy \bar{t} -antikvarkot tartalmazó kötött állapotú hadron nem létezik.

A pszeudoskalár és vektor könnyű mezonek tömegét a II. 2–4. táblázatok mutatják.

II. 3. táblázat. A legkönnyebb pszeudoskalár $J^P = 0^-$ mezonok adatai

Mezon	Kvarkösszetétel	Tömeg (MeV/c ²)	$I^G(J^C)$	Töltés Q (e)	S'	Közepes élettartam τ (s)	Fontosabb bomlások	
π^+	$u\bar{d}$	139,57	$1^-(0^-)$	+1	0	$2,60 \times 10^{-8}$	$\mu^+ \nu_\mu$ ~100%	
π^-	$\bar{u}d$			-1	0		$\mu^- \bar{\nu}_\mu$ ~100%	
π^0	$\frac{1}{\sqrt{2}}(u\bar{u} - d\bar{d})$	134,98	$1^-(0^+)$	0	0	$8,5 \times 10^{-17}$	2γ 99%	
K^+	$u\bar{s}$	493,68	$\frac{1}{2}(0^-)$	+1	+1	$1,24 \times 10^{-8}$	μ^+ +neutrínó 64%	
K^-	$\bar{u}s$			-1	-1		$\pi^+ \pi^0$ 21%	
K_S^0	$d\bar{s}$	50%	497,61	$\frac{1}{2}(0^-)$	0	+1	$8,95 \times 10^{-11}$	3π ~7,34%
K_L^0	$\bar{d}s$	50%						0
							3π 32%	
							$\pi\mu\nu_\mu$ 27%	
							$\pi e\nu_e$ 41%	
							2π ~ 3×10^{-3}	
$\eta \approx \eta_8$	$\frac{1}{\sqrt{6}}(u\bar{u} + d\bar{d} - 2s\bar{s})$	547,9	$0^+(0^+)$	0	0	$5,02 \times 10^{-18}$	3π 55,6%	
							2γ 39,4%	
$\eta' \approx \eta_0$	$\frac{1}{\sqrt{3}}(u\bar{u} + d\bar{d} + s\bar{s})$	957,8	$0^+(0^+)$	0	0	$3,34 \times 10^{-21}$	$\pi\pi\eta$ 65%	
							$\rho^0 \gamma$ ~29%	

A részecskék és antirészecskék tömege és élettartama egyforma. A Particle Data Group [2016] alapján. Teljes nivószelesség: $\Gamma = 6,582 \times 10^{-22} / \tau [s]$ MeV.

II. 4. táblázat. A legkönnyebb vektor $J^P = 1^-$ -mezonok adatai

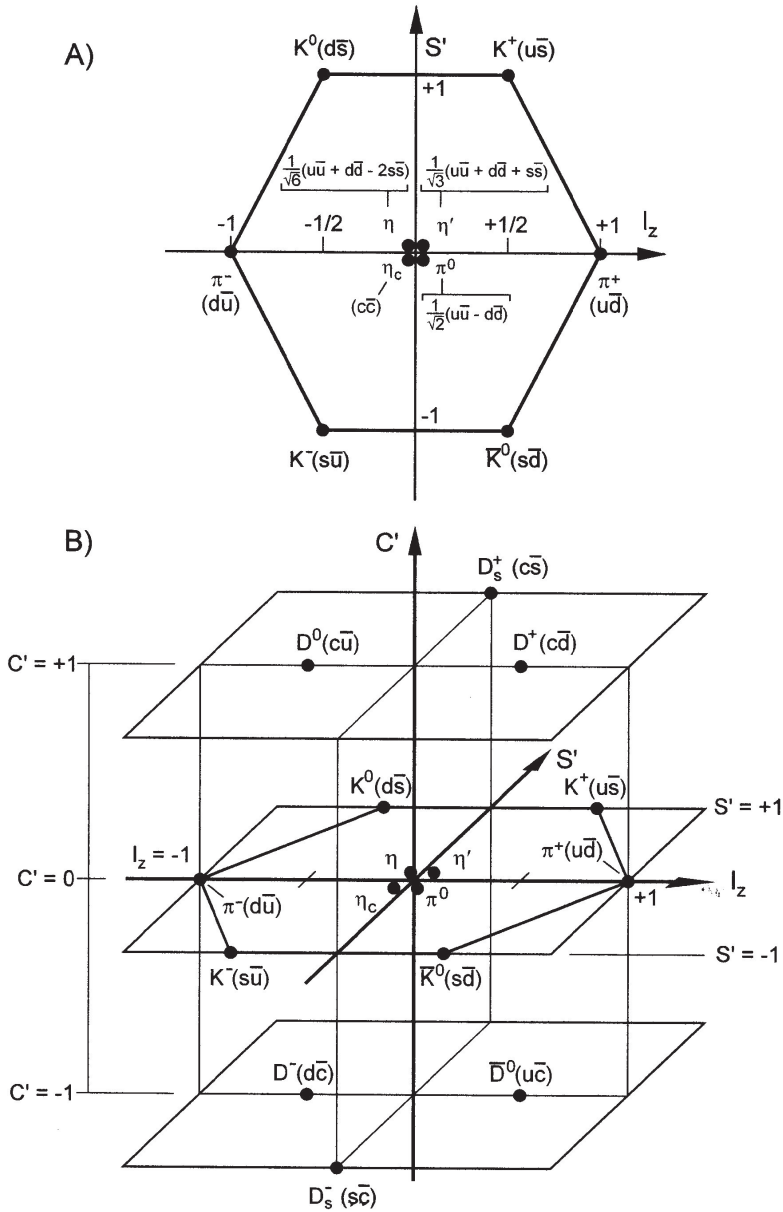
Mezon	Kvarkösszetétel	Tömeg (MeV/c ²)	$I^G(J^{PC})$	Töltés, Q (e)	S^*	Közepes élettartam, τ (s) Teljes szélesség, Γ_i (MeV)	Leggyakoribb bomlásmód
ρ^+	$u\bar{d}$	775,3	$1^+(1^-)$	+1	0	$4,41 \times 10^{-24}$ s 149 MeV	$2\pi \sim 100\%$
ρ^-	$\bar{u}d$			-1	0		
ρ^0	$\frac{1}{\sqrt{2}}(u\bar{u} - d\bar{d})$			0	0		
$K^{*+}(892)$	$u\bar{s}$	891,6	$\frac{1}{2}(1^-)$	+1	+1	$1,30 \times 10^{-23}$ s 50,8 MeV	$K\pi \sim 100\%$
$K^{*-}(892)$	$\bar{u}s$			-1	-1		
$K^{*0}(892)$	$d\bar{s}$	895,8	$\frac{1}{2}(1^-)$	0	+1	$1,39 \times 10^{-23}$ s 47,4 MeV	
$\omega(782)$	$c_1(u\bar{u} + d\bar{d}) + c_2(s\bar{s})$	782,65	$0^-(1^-)$	0	0	$7,75 \times 10^{-23}$ s 8,5 MeV	$3\pi \ 89\% + \pi^0\gamma \ 8,28\%$ $+ \pi^+\pi^- \ 1,53\%$
$\phi(1020)$	$c_1(u\bar{u} + d\bar{d}) + c_2(s\bar{s})$						

Megjegyzés: A részecskék és antirészecskék tömege és élettartama egyforma. a Particle Data Group [2016] alapján. $\Gamma = 6,582 \times 10^{-22} / \tau [\text{s}]$ MeV.

II. 5. táblázat. Néhány kvarkóniumállapot adatai. Közös sajátságok: töltés, $Q = 0$, $S^z = 0$

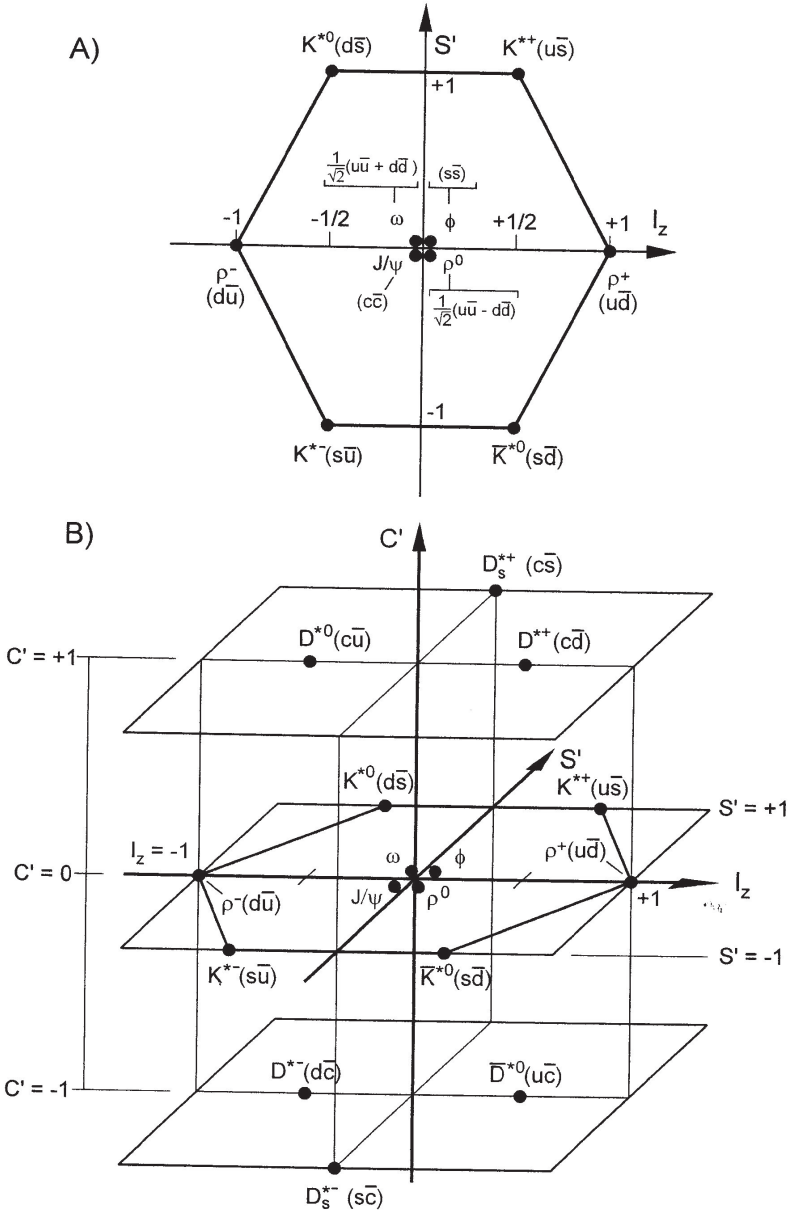
Mezon	Kvark- összetétel	Tömeg (MeV/c ²)	J^{PC}	Közepes élettartam, τ (s) Teljes szélesség, Γ_i	Leggyakoribb bomlásmód	
$J/\psi(1S)$	$c\bar{c}$	3097	$0^-(1^-)$	$\tau = 70,8 \times 10^{-22}$ s $\Gamma_i = 93$ keV	hadronok e^+e^- $\mu^+\mu^-$	87,7% 5,97% 5,96%
$\psi(2S)$	$c\bar{c}$	3686	$0^-(1^-)$	$\tau = 22,2 \times 10^{-22}$ s $\Gamma_i = 296$ keV	$J/\psi(1S)2\pi$	52,6%
$\psi(3770)$	$c\bar{c}$	3773	$0^-(1^-)$	$\tau = 0,242 \times 10^{-22}$ s $\Gamma_i = 27,2$ MeV	$D\bar{D}$	~93%
$\Upsilon(1S)$	$b\bar{b}$	9460	$0^-(1^-)$	$\tau = 121,9 \times 10^{-22}$ s $\Gamma_i = 54$ keV $\Gamma_{ee} = 1,34$ keV	hadron + γ -k e^+e^- $\mu^+\mu^-$ $\tau^+\tau^-$	2,4% 2,5% 2,6%
$\Upsilon(2S)$	$b\bar{b}$	10023	$0^-(1^-)$	$\tau = 206 \times 10^{-22}$ s $\Gamma_i = 32$ keV $\Gamma_{ee} = 0,61$ keV	$K(1S) 2\pi$ $\gamma\chi_{b1}(1P)$ $\gamma\chi_{b2}(1P)$ $\gamma\chi_{b0}(1P)$ hadronok	26,5% 6,9% 7,1% 3,8% 94%
$\Upsilon(3S)$	$b\bar{b}$	10355	$0^-(1^-)$	$\tau = 329,1 \times 10^{-22}$ s $\Gamma_i = 20,3$ keV $\Gamma_{ee} = 0,44$ keV	$K(2S) +$ bármilyen $\gamma\chi_{b2}(2P)$ $\gamma\chi_{b1}(2P)$ $\gamma\chi_{b0}(2P)$ hadronok + γ -k	10,6% 13,1% 12,6% 5,9%
$\Upsilon(4S)$	$b\bar{b}$	10579	$0^-(1^-)$	$\tau = 0,321 \times 10^{-22}$ s $\Gamma_i = 20,5$ MeV $\Gamma_{ee} = 0,272$ keV	$B\bar{B} > 96\%$	

Megjegyzés: $\Gamma = 6,582 \times 10^{-22} / \tau [s]$ MeV. a Particle Data Group [2016] alapján.



II. 1. A. ábra. A legkönnyebb u -, d -, s -kvarkokból felépített pszeudoskalár-mezonok ($J^P = 0^-$) az izospin vetület (I_z) és ritkaságkvantumszám (S') síkban. Kilenc állapot (nonett), amelyek mellett még az $\eta_c(c\bar{c})$ -mezón is szerepel.

B. ábra. Az u -, d -, s -, c -kvarkokból felépített pszeudoskalár-mezonok. Tizenhat állapot



II. 2. A. ábra. A legkönnyebb u -, d -, s -kvarkokból felépített vektormezonok ($J^P = 1^-$) az izospin-vetület (I_z) és ritkaságkvantumszám (S') síkban. Kilenc (nonett) állapot, amelyek mellett még a $J/\psi (c\bar{c})$ -mezón is szerepel.

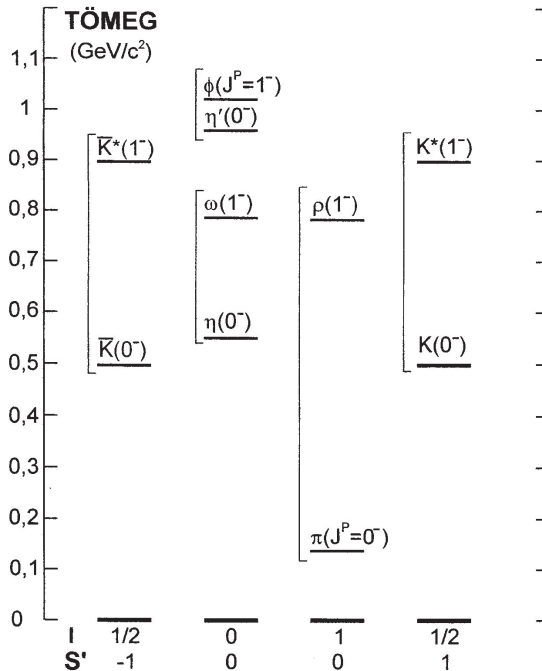
B. ábra. Az u -, d -, s -, c -kvarkokból felépített vektormezonok az I_z , S' , C' térben. Tizenhat állapot

Szembeötlő, hogy a $J^P = 1^-$ vektormezonok tömege sokkal nagyobb, mint a partner 0^- pszeudoskalár-mezonoké. Ezt a tömegkülönbséget a kvark-antikvark pár közötti erős spin-spin (kromomágneses) kölcsönhatás okozza.

A könnyű mezonok tömegei leírhatók a következő fenomenológiai formulával:

$$M_{q\bar{q}} = m_q + m_{\bar{q}} + \Delta M_{ss}, \quad (\text{II. 1.})$$

ahol m_q és $m_{\bar{q}}$ az alkotórész-kvarktömegek, ΔM_{ss} pedig a kromomágneses tömegkülönbség. A kísérleti adatokhoz való illesztésből $m_{u,d} \sim 310 \text{ MeV}/c^2$, ill. $m_s \sim 483 \text{ MeV}/c^2$ értékeket nyertek, amelyekkel a könnyű mezonok tömegét néhány %-on belül reprodukálni lehetett [Gasiorowicz, Rosner 1981]. Mindez arra utal, hogy az alkotórész-kvarktömeg használható fogalom, még akkor is, ha ez a csupasz kvarkok tömegétől erősen eltér. Az egyszerű II. 1. formulában sem a kvarkok kinetikus energiája, sem a kvark és antikvark közötti QCD-potenciál nem szerepel.



II. 3. ábra. A könnyű pszeudoskalár- ($J^P = 0^-$) és vektormezonok ($J^P = 1^-$) tömegértékei az izospin- (I) és ritkaság (S)-kvantumszámok függvényében

A II. 3. ábrán fel vannak tüntetve a könnyű pszeudoskalár- és vektormezonok tömegértékei. A kiugróan könnyű pionoktól eltekintve az összes feltüntetett mezon tömege $\geq 490 \text{ MeV}/c^2$.

A piontömeg különösen kicsiny volta onnan is látszik, hogy az egy valencia-kvarkra eső összetevő kvarktömeg a nukleonnál $m_N/3 \sim 310 \text{ MeV}$ és a ρ -mezonnál $m_\rho/2 \sim 390 \text{ MeV}$, míg a pionnál $m_\pi/2 \sim 70 \text{ MeV}$, azaz teljesen eltérő rendben van.

A pion töltéssugarát $r_\pi = 0,657 \pm 0,012 \text{ fm}$ -nek találták nagyenergiájú töltött pionok atomi elektronokon való szóródása alapján ($Q^2 \leq 0,253 \text{ GeV}^2$ értéknél, l. Horn, Roberts [2016] összefoglaló munkájában). Ez a méret túlságosan nagy ahhoz, hogy perturbációs QCD-számítást lehessen rá alkalmazni, leírására effektív térelméletek szükségesek.

A pion skalár sugár négyzetet számították Gülpers és mts. [2015]. Számításait rács-QCD-ra alapozták, valamint NLO királis perturbációs (χ PT) extrapolációra. Eredményük: $\langle r^2 \rangle_\pi = 0,600 \pm 0,052 \text{ fm}^2$.

Vannak nehéz (c - vagy b -) és könnyű (u -, d -, s -) kvarkok (antikvarkok) kombinációjából felépülő D - és B -mezonok is. Mivel a c - és b -kvarkok csupasz tömege több mint két nagyságrenddel nagyobb, mint az u -, d -kvarkok csupasz tömege, a D - és B -mezonok (és részben a D_s - és B_s -mezonok is) analógiát mutatnak a hidrogénatommal. A nehéz kvark megfelel a protonnak (deuteronnak), a könnyű az elektronnak. Az elektron kötésienergiája (és tömege) alig (vagy egyáltalán nem) függ a mag (proton vagy deuteron) tömegétől.

A D_s^+ -mezonhoz $c\bar{s}$, a D^+ -hoz $c\bar{d}$, a B_s^0 -hoz $s\bar{b}$, a B^0 -hoz $d\bar{b}$ kvarkhozzárendelés tartozik. A kísérletekben a következő tömegkülönbséget észlelték:

$$M(D_s^+) - M(D^+) = 98,9 \text{ MeV}/c^2, M(B_s^0) - M(B) = 90,2 \text{ MeV}/c^2.$$

Ez arra utal, hogy a nagyjából egyenlő tömegkülönbségek nem a nehéz kvark tömegétől függenek, hanem a könnyű kvarkok (s , ill. d) tömegkülönbségétől.

II. 2. BARIONOK

A barionok elnevezése, szimbólumok

A barionok elnevezésénél a következő szabályok érvényesülnek:

– A három u - és/vagy d -kvarkot tartalmazó barionokat nukleonoknak (N) nevezzük, ha az izospinjük $1/2$, ill. Δ -részecskéknek, ha az izospinjük $3/2$.

– A két u - és/vagy d -kvarkot tartalmazó barionok neve Λ (izospin 0) vagy Σ (izospin 1). Ha a harmadik kvark c -, b - vagy t -kvark, ezt az alsó indexben jelölik.

– Az egy u - vagy d -kvarkot tartalmazó barionok neve Ξ (izospin $1/2$). Egy vagy két alsó indexszel jelölik, ha egy vagy mindkét további kvark nehéz, pl. Ξ_c , Ξ_{cc} , Ξ_b stb.

– Az u - vagy d -kvarkot nem tartalmazó bariont Ω -val jelölik (izospin 0) és az alsó indexben tüntetik fel, ha van nehézkvark (c , b , t)-összetevő.

– Ha a barion erősen bomlik, a tömegét a nevében jelölik. Pl. $\Delta(1232)^0$, $\Sigma(1385)^-$, de p , Σ^- , Ω^- stb.

Összegezve: az u - és d -kvark-tartalom, valamint az izospin határozza meg a fő szimbólumot, az alsó index pedig az esetleges nehézkvark-tartalmat.

A könnyű (u -, d -, s -) kvarkokból felépülő barionok áttekintése a II. 6. táblázatban látható.

II. 6. táblázat. A könnyű kvarkokból (u , d , s) felépülő barionok áttekintése

u - és/vagy d -kvark-tartalom	3		2	1	0	
s -kvark-tartalom	0		1	2	3	
Ritkaságkvantumszám (S^*)	0		-1	-2	-3	
Izospin (I)	$1/2$	$3/2$	0	1	$1/2$	0
A barion szimbóluma	N	Δ	Λ	Σ	Ξ	Ω

Az s -kvarkot tartalmazó barionokat hiperonoknak nevezzük. Az antihiperonok ritkaságkvantumszáma ellenkező előjelű, azaz pozitív.

A barionok főbb adatai

A nukleonok gerjesztett állapotainak jellemzőit (a N^* - és Δ^* -rezonanciákat) eddig főleg parciális hullámanalízissel határozták meg πN teljes, rugalmas és töltéscserélő szórás adatok alapján. A síkhullámú (PWBA, **p**lane-wave **B**orn-analysis) és torzított hullámú (DWBA, **d**istorted-wave **B**orn-analysis) közelítések

részletes tárgyalása megtalálható pl. Fényes és mts. [2009, VIII. 3. alfejezet] könyvében. Gyakran használnak πN reakciókat az $N\eta$, ΛK , ΣK bomlási elágazási tényezők meghatározására is. Hiperonok előállíthatók pl. K^-p -, K^-n -, π^+n -, π^-n -reakciókkal. Az újabb információk a nukleon- és Δ -rezonanciákra azonban már γN kísérletekből származnak.

Az ismert barionállapotok száma 2016-ban meghaladta a 150-et, bár nem mindegyik léte biztos. Néhány megbízhatóan azonosított barion adatait (tömeg, L -, I -, J -, S '-kvantumszámok) a II. 7. táblázatban tüntettük fel.

A legkönnyebb $J^P = 3/2^+$ és $1/2^+$ spin-paritással rendelkező barionok fontosabb adatai (kvantumszámok, tömeg, közepes élettartam, bomlásmód, bomlástípus) a II. 8. táblázatban található. A legkönnyebb $3/2^+$ barionállapotokból tíz van, az $1/2^+$ állapotokból nyolc, ezért ezeket bariontíz (dekuplet), ill. barionnyolcas (oktett) állapotoknak szokták nevezni.

A barionállapotokat spektroszkópiai jelöléssel is szokták jellemezni. Ennél $l_{2I,2J}$ jelölést alkalmaznak, ahol l a pálya-impulzusnyomaték kvantumszáma, ami

$$l = 0, 1, 2, 3, 4, 5, \dots$$

$$S, P, D, F, G, H, \dots$$

értékeket vehet fel. I az izospin, J a teljes impulzusnyomaték. Pl. a nukleon $N(1440)$, $I = 1/2$, $J^P = 1/2^+$ állapotának jelölése P_{11} , míg a Δ részecske $\Delta(1232)$, $I = 3/2$, $J^P = 3/2^+$ állapoté P_{33} .

A legkönnyebb $1/2^+$ és $3/2^+$ spin-paritással rendelkező barionállapotok rendszerezése az izospinvetület (I_z) és ritkaságkvantumszám (S')-síkbán a II. 4–5. ábrákon van feltüntetve.

E barionok várhatóan a legkönnyebb (u -, d -, s -) kvarkok kombinációjából állnak össze, és feltevésünk szerint relatív pálya-impulzusnyomatékuk, $L = 0$. A tömegkülönbségek arra utalnak, hogy a ritka (s)-kvark-tartalmuk az (n , p), (Σ , Λ), Ξ , ill. Δ , Σ^* , Ξ^* , Ω sorrendben növekszik.

A $J^P = 1/2$ és $3/2$ barionok nehezebb kvarkokból is előállíthatók. Az u -, d -, s -, c -, b -kvark-kombinációkból létrejött húsz barionállapot rendszerezése a II. 4. és II. 5. alsó ábrákon látható.

A mezonok és barionok alapvető sajátságait részletesebben tárgyalja a Particle Data Group [2016] összefoglaló munka.

A II. 4. A. ábrán látható, hogy a $J^P = 1/2^+$ spin-paritással rendelkező alapállapoti barionoktettben az s -kvark-tartalom növekedésével a barion tömege növekszik. Ez tükröződik a Gell-Mann–Okubo-féle tapasztalati tömegformulában, misze-

II. 7. táblázat. A barionok összesített adatai.

Az erősen bomló barionoknál a tömeget (MeV/c²-ben) a szimbólum után zárójelbe tett szám jelöli. J^P a teljes impulzusnyomaték és paritás. Az erősen bomló részecskéknél a J^P értékek a név részét képezik. Négy csillaggal a legmegbízhatóbb értékek vannak jelölve

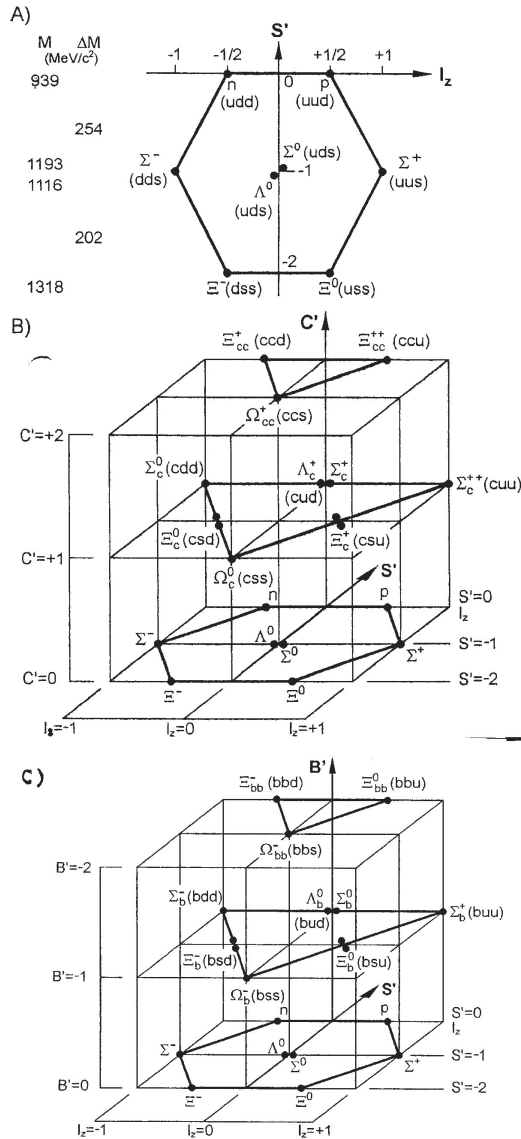
p	$1/2^+$ ****	$\Delta(1232)$	$3/2^+$ ****	Σ^+	$1/2^+$ ****	Ξ^0	$1/2^+$ ****	Λ_c^+	$1/2^+$ ****
n	$1/2^+$ ****	$\Delta(1600)$	$3/2^+$ ***	Σ^0	$1/2^+$ ****	Ξ^-	$1/2^+$ ****	$\Lambda_c(2595)^+$	$1/2^-$ ***
$N(1440)$	$1/2^+$ ****	$\Delta(1620)$	$1/2^-$ ****	Σ^-	$1/2^+$ ****	$\Xi(1530)$	$3/2^+$ ****	$\Lambda_c(2625)^+$	$3/2^-$ ***
$N(1520)$	$3/2^-$ ****	$\Delta(1700)$	$3/2^-$ ****	$\Sigma(1385)$	$3/2^+$ ****	$\Xi(1620)$	*	$\Lambda_c(2765)^+$	*
$N(1535)$	$1/2^-$ ****	$\Delta(1750)$	$1/2^+$ *	$\Sigma(1480)$	*	$\Xi(1690)$	***	$\Lambda_c(2880)^+$	$5/2^+$ ***
$N(1650)$	$1/2^-$ ****	$\Delta(1900)$	$1/2^-$ **	$\Sigma(1560)$	**	$\Xi(1820)$	$3/2^-$ ***	$\Lambda_c(2940)^+$	***
$N(1675)$	$5/2^-$ ****	$\Delta(1905)$	$5/2^+$ ****	$\Sigma(1580)$	$3/2^-$ *	$\Xi(1950)$	***	$\Sigma_c(2455)$	$1/2^+$ ****
$N(1680)$	$5/2^+$ ****	$\Delta(1910)$	$1/2^+$ ****	$\Sigma(1620)$	$1/2^-$ *	$\Xi(2030)$	$\geq \frac{5}{2}^?$ ***	$\Sigma_c(2520)$	$3/2^+$ ***
$N(1685)$	*	$\Delta(1920)$	$3/2^+$ ***	$\Sigma(1660)$	$1/2^+$ ***	$\Xi(2120)$	*	$\Sigma_c(2800)$	***
$N(1700)$	$3/2^-$ ***	$\Delta(1930)$	$5/2^-$ ***	$\Sigma(1670)$	$3/2^-$ ****	$\Xi(2250)$	**	Ξ_c^+	$1/2^+$ **
$N(1710)$	$1/2^+$ ***	$\Delta(1940)$	$3/2^-$ **	$\Sigma(1690)$	**	$\Xi(2370)$	**	Ξ_c^0	$1/2^+$ ***
$N(1720)$	$3/2^+$ ****	$\Delta(1950)$	$7/2^+$ ****	$\Sigma(1730)$	$3/2^+$ *	$\Xi(2500)$	*	Ξ_c^+	$1/2^+$ ***
$N(1860)$	$5/2^+$ **	$\Delta(2000)$	$5/2^+$ **	$\Sigma(1750)$	$1/2^-$ ***			Ξ_c^0	$1/2^+$ ***
$N(1875)$	$3/2^-$ ***	$\Delta(2150)$	$1/2^-$ *	$\Sigma(1770)$	$1/2^+$ *	Ω^-	$3/2^+$ ****	$\Xi_c(2645)$	$3/2^+$ ***
$N(1880)$	$1/2^+$ **	$\Delta(2200)$	$7/2^-$ *	$\Sigma(1775)$	$5/2^-$ ****	$\Omega(2250)^-$	***	$\Xi_c(2790)$	$1/2^-$ ***
$N(1895)$	$1/2^-$ **	$\Delta(2300)$	$9/2^+$ **	$\Sigma(1840)$	$3/2^+$ *	$\Omega(2380)^-$	**	$\Xi_c(2815)$	$3/2^-$ ***
$N(1900)$	$3/2^+$ ***	$\Delta(2350)$	$5/2^-$ *	$\Sigma(1880)$	$1/2^+$ **	$\Omega(2470)^-$	**	$\Xi_c(2930)$	*
$N(1990)$	$7/2^+$ **	$\Delta(2390)$	$7/2^+$ *	$\Sigma(1900)$	$1/2^-$ *			$\Xi_c(2980)$	***
$N(2000)$	$5/2^+$ **	$\Delta(2400)$	$9/2^-$ **	$\Sigma(1915)$	$5/2^+$ ****			$\Xi_c(3055)$	**
$N(2040)$	$3/2^+$ *	$\Delta(2420)$	$11/2^+$ ****	$\Sigma(1940)$	$3/2^+$ **			$\Xi_c(3080)$	***
$N(2060)$	$5/2^-$ **	$\Delta(2750)$	$13/2^-$ **	$\Sigma(1940)$	$3/2^-$ ***			$\Xi_c(3123)$	*
$N(2100)$	$1/2^+$ *	$\Delta(2950)$	$15/2^+$ **	$\Sigma(2000)$	$1/2^-$ *			Ω_c^0	$1/2^+$ ***
$N(2120)$	$3/2^-$ **			$\Sigma(2030)$	$7/2^+$ ****			$\Omega_c(2770)^0$	$3/2^+$ ***
$N(2190)$	$7/2^-$ ****	Λ	$1/2^+$ ****	$\Sigma(2070)$	$5/2^+$ *			Ξ_c^+	*
$N(2220)$	$9/2^+$ ****	$\Lambda(1405)$	$1/2^-$ ****	$\Sigma(2080)$	$3/2^+$ **			Ξ_c^+	*
$N(2250)$	$9/2^-$ ****	$\Lambda(1520)$	$3/2^-$ ****	$\Sigma(2100)$	$7/2^-$ *				
$N(2300)$	$1/2^+$ **	$\Lambda(1600)$	$1/2^+$ ***	$\Sigma(2250)$	***			Λ_b^0	$1/2^+$ ***
$N(2570)$	$5/2^-$ **	$\Lambda(1670)$	$1/2^-$ ****	$\Sigma(2455)$	**			$\Lambda_b(5912)^0$	$1/2^-$ ***
$N(2600)$	$11/2^-$ ***	$\Lambda(1690)$	$3/2^-$ ****	$\Sigma(2620)$	**			$\Lambda_b(5920)^0$	$3/2^-$ ***
$N(2700)$	$13/2^+$ **	$\Lambda(1710)$	$1/2^+$ *	$\Sigma(3000)$	*			Σ_b^-	$1/2^+$ ***
		$\Lambda(1800)$	$1/2^-$ ***	$\Sigma(3170)$	*			Σ_b^+	$3/2^+$ ***
		$\Lambda(1810)$	$1/2^+$ ***					Ξ_b^0, Ξ_b^-	$1/2^+$ ***
		$\Lambda(1820)$	$5/2^+$ ****					$\Xi_b(5945)^0$	$3/2^+$ ***
		$\Lambda(1830)$	$5/2^-$ ****					Ω_b^-	$1/2^+$ ***
		$\Lambda(1890)$	$3/2^+$ ****						
		$\Lambda(2000)$	*						
		$\Lambda(2020)$	$7/2^+$ *						
		$\Lambda(2050)$	$3/2^-$ *						
		$\Lambda(2100)$	$7/2^-$ ****						
		$\Lambda(2110)$	$5/2^+$ ***						
		$\Lambda(2325)$	$3/2^-$ *						
		$\Lambda(2350)$	$9/2^+$ ***						
		$\Lambda(2585)$	**						

A kvarkösszetételre l. a II. 4–5. ábrákat. Az adatok forrása: Particle Data Group [2016], ahol további információk találhatók.

II. 8. táblázat. A legkönnyebb $J^P = 3/2^+$ és $1/2^+$ spin-paritással rendelkező barionok fontosabb adatai

J^P	I	I_z	S'	Barion	Tömeg (MeV/c ²)	Közepes élettartam τ	Leggyakoribb bomlásmód	Bomlás			
$3/2^+$	3/2	*	0	Δ	1232	$0,56 \times 10^{-23}$ s	$N\pi \approx 100\%$	erős			
	1	+1 0 -1	-1	Σ^{++}	1383	$1,83 \times 10^{-23}$ s	$\Lambda\pi$ 87% $\Sigma\pi$ 12%	erős			
				Σ^{*0}	1384	$1,83 \times 10^{-23}$ s		erős			
				Σ^{*-}	1387	$1,67 \times 10^{-23}$ s					
1/2	+1/2 -1/2	-2	Ξ^{*0}	1532	$7,23 \times 10^{-23}$ s	$\Xi\pi \approx 100\%$	erős				
			Ξ^{*-}	1535	$6,65 \times 10^{-23}$ s						
$1/2^+$	1/2	+1/2 -1/2	0	p	938,3	$>10^{31}+10^{33}$ év $880,2$ s	ΛK^- 68% $\Xi^0\pi^-$ 24% $\Xi^-\pi^0$ 9%	gyenge			
				n	939,6			$p e^- \bar{\nu}_e$ 100%	gyenge		
	0	0	-1	Λ	1115,7	$2,63 \times 10^{-10}$ s	$p\pi^-$ 64% $n\pi^0$ 36%	gyenge gyenge			
					1	+1 0 -1	-1	Σ^+	1189,4	$0,80 \times 10^{-10}$ s	$p\pi^0$ 51,6% $n\pi^+$ 48,3% $\Lambda\gamma$ ~100% $n\pi^-$ 99,8%
Σ^0								1192,6	$7,4 \times 10^{-26}$ s		
1/2	+1/2 -1/2	-2	Ξ^0	1315	$2,90 \times 10^{-10}$ s	$\Lambda\pi^0$ 99,5% $\Lambda\pi^-$ 99,9%	gyenge				
			Ξ^-	1322	$1,64 \times 10^{-10}$ s		gyenge				

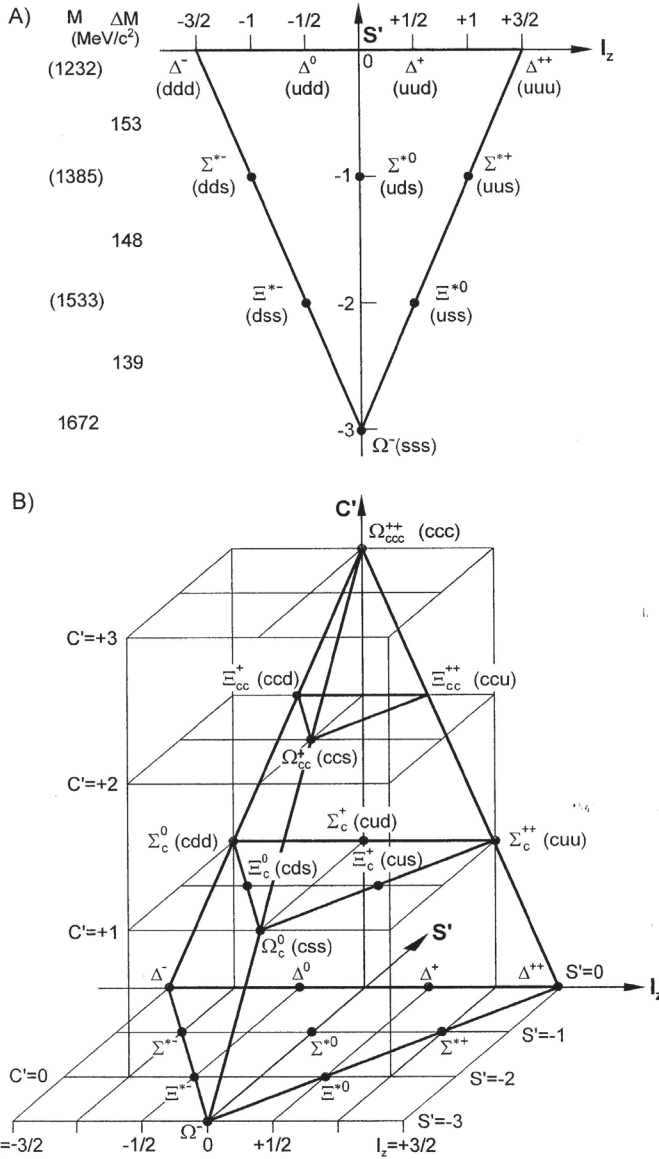
Megjegyzés: Minden feltüntetett barionnál a barionszám $B' = +1$. * A $\Delta^-, \Delta^0, \Delta^+, \Delta^{++}$ -részecskéket itt külön nem szerepeltettük. $\Gamma = 6,582 \times 10^{-22}/\tau$ (s) MeV. A Particle Data Group [2016] alapján.



II. 4. A. ábra. A legkönnyebb $J^P = \frac{1}{2}^+$ spin-paritással rendelkező nyolc barionállapot (oktett) rendszerezése a izospinvetület- (I_z) és ritkaságkvantumszám (S')-síkjában. A barionszámok mellett a kvarkhozrendelések, bal oldalon pedig az átlagos bariontömegek és tömegkülönbségek láthatók.

B. ábra. Az u -, d -, s -, c -kvarkok kombinációjából felépített húsz $J = \frac{1}{2}$ barionállapot az I_z , S' , C' kvantumszámok terében.

C. ábra. Az u -, d -, s -, b -kvarkok kombinációjából felépített tíz $I = \frac{1}{2}$ barionállapot az I_z , S' , B' kvantumszámok terében.



II. 5. A. ábra. A legkönnyebb $J^P = 3/2^+$ spin-paritással rendelkező tíz barionállapot (dekuplet) rendszerezése az izospinvetület- (I_z) és ritkaság (S_z)-kvantumszám-síkban. A barionszimbólumok mellett a kvarkhozárrendelések, bal oldalon pedig a multiplettek átlagos tömege és a tömegkülönbségek láthatók.

B. ábra. Az u -, d -, s -, c -kvark-kombinációkból felépített húsz barionállapot az I_z , S_z , C' kvantumszámok terében

rint a nukleon (N), a Λ -, Σ -, valamint a Ξ -barionok multipletten belül átlagolt tömegei a következő formulákkal írhatók le:

$$M_N = M_o + 3 m_{u,d},$$

$$M_\Lambda = M_\Sigma = M_o + 2m_{u,d} + m_s,$$

$$M_\Xi = M_o + m_{u,d} + 2 m_s.$$

Innen következően

$$\frac{M_\Sigma + 3M_\Lambda}{2} = M_N + M_\Xi.$$

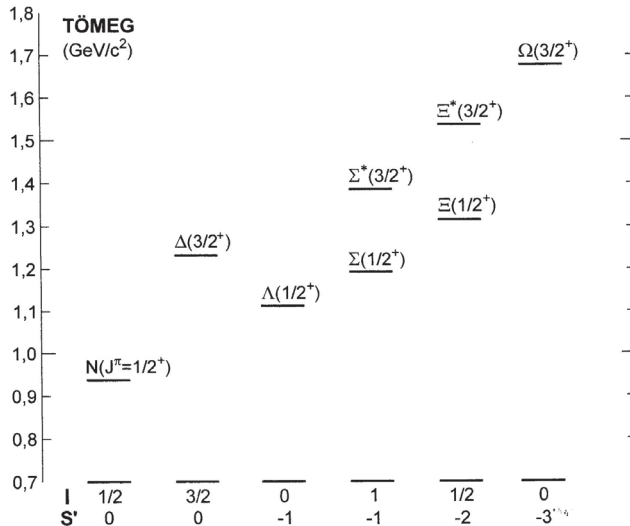
Az összefüggések feltételezik, hogy a $J^P = 1/2^+$ alapállapotú barionokban a kinetikus és potenciális energiák ugyanazok, így a tömegnövekedés főleg az $m_s - m_{u,d}$ kvarktömegkülönbségektől függ. Az u - és d -kvarkok tömege jóval kisebb, mint az s -kvarké (I. 1. táblázat).

A mért tömegadatok az M_o nélküli formula előrejelzését $\sim 1\%$ -on belül igazolják.

A $J^P = 3/2^+$ alapállapotú bariondekuplet tömegei a Gell-Mann-féle egyenlítővolság-szabály szerint a következő összefüggésben állnak:

$$M_{\Sigma^*} - M_\Delta = M_{\Xi^*} - M_{\Sigma^*} = M_\Omega - M_{\Xi^*}.$$

A formula csak a kvarktömegkülönbségeket veszi figyelembe.



II. 6. ábra. A bariondekuplet- és barionoktett-tagok tömege az izospin- (I) és ritkaság (S')-kvantumszámok függvényében. A N -, Δ -, Σ -, Σ^* -, Ξ - és Ξ^* -multipletteknél az átlagos tömegek szerepelnek

A barionoktett- és bariondekuplet-tagok tömegéről a II. 6. ábra ad áttekintést az izospin- (I) és ritkaság (S')-kvantumszámok függvényében. Az ábrán a N -, Δ -, Σ -, Σ^* -, Ξ -, Ξ^* -multiplettek átlagos tömegei szerepelnek, mivel a multipletteken belül csak kis tömegkülönbségek vannak. Az ábráról látható, hogy az s -kvark-tartalom növekedésével a tömeg nő, valamint az is, hogy a $J^P = 3/2^+$ állapotok nehezebbek, mint az $1/2^+$ partnereik (azonos S' mellett). Ez utóbbi törvényszerűség ugyanúgy az erős spin-spin kölcsönhatásra vezethető vissza, mint a mezonok esetében.

Valamivel bonyolultabb formulák nyerhetők más dekuplet és oktett barionokra. E formulák felhasználásával a barionok tömegei $L = 0$ esetben [a mezonokra vonatkozó (II. 1.) formulához hasonlóan] a következő alakban írható fel:

$$M = m_1 + m_2 + m_3 + \Delta M_{ss}, \quad (\text{II. 2.})$$

ahol m_p, m_2, m_3 az alkotórész-kvarktömegek, $m_u \approx m_d$. A kísérleti bariontömegekhez való illesztésből meghatározhatók az $m_{u,d}, m_s$ mennyiségek. Az illesztésből nyert $m_{u,d} \approx 363 \text{ MeV}/c^2$ és $m_s \approx 538 \text{ MeV}/c^2$ alkotórész-kvarktömegeket használva a könnyű barionok tömege 1%-on belül reprodukálható [Gasiorowicz, Rosner 1981].

III. A HADRONOK FIZIKÁJA

III. 1. A HADRONOK SZERKEZETE, VIZSGÁLATI MÓDSZEREK

A legegyszerűbb elemi kvarkokból felépülő kötött rendszerek a hadronok. Ezek szerkezetének megértése alapvetően fontos nemcsak a hadron (mezon, baryon)-fizika, hanem a bonyolultabb rendszerek, pl. az atommagok fizikája, asztrofizika stb. szempontjából is. A látható világunk anyagának döntő többsége nukleonokban van koncentráva.

A hadronok szerkezetével kapcsolatban számos kérdés merül fel.

- a) Milyen a kvarkok térbeni eloszlása a hadronon belül.
- b) Hogyan alakul ki a proton (nukleon) $\frac{1}{2}$ spinje a kvarkok spinjéből, a gluonok hozzájárulásából, valamint a kvarkok lehetséges keringési impulzusnyomatékaiból.
- c) Hogyan alakul ki a hadronok szerkezte a kvarkok és gluonok dinamikájából.
- d) Milyen a tengerkvarkok hozzájárulása a hadron szerkezetéhez stb.

A hadronok szerkezetét már évtizedek óta vizsgálják élenjáró laboratóriumokban, hatalmas szellemi és anyagi ráfordításokkal. Ugyanakkor a nehézségek is nyilvánvalók: 10^{-16} – 10^{-18} m rendű távolságtartományban kell tudni kiigazodni, amihez hatalmas gyorsítóberendezések, fejlett detektorrendszerek, bonyolult elméleti és számítástechnikai háttér szükséges.

Vizsgálati módszerek

A hadronok szerkezte különböző reakciókkal tanulmányozható. Az alapvető módszer az, hogy megfelelő relativisztikusan invariáns mennyiségek (pl. x , y , Q^2 ; l. az V. 1–11. képleteket a Függelékben) függvényében kiszámítják a reakció hatáskeresztmetszetét, majd azokat összevetik a kísérleti eredményekkel. Igen nagy energiájú (kemény) reakcióknál ($< 0,1$ fm távolságoknál) perturbációs QCD-számítás alkalmazható, > 1 fm távolságoknál (lágy reakcióknál) azonban ez a

számítási mód nem működik. Szerencsére faktorizálhatók a formulák, ami azt jelenti, hogy a nagy impulzusú (perturbatív) és alacsony impulzusú (nem perturbatív) oldalai a kölcsönhatásoknak világosan elválaszthatók; ez utóbbiak effektív elmélettel számíthatók. A kísérleti és elméleti eredmények analízise alapján szerkezeti és partoneloszlási függvényeket határoznak meg, amelyekben a nukleon szerkezetére vonatkozó információ kódolva van.

A hadronok szerkezetének tanulmányozására sokféle reakciót használnak:

pp -, $p\bar{p}$ -rugalmas szórás.

$lepton + N \rightarrow lepton + X$ - mélyen rugalmatlan szórás (DIS, **d**eep **i**nelastic scattering).

$lepton + N \rightarrow lepton + hadron + X$ félig inkluzív mélyen rugalmatlan szórás (SIDIS, **s**emi-**i**nclusive DIS).

$ep \rightarrow e'p' \pi, \rho, \omega, \dots$ reakciók és $ep \rightarrow ep\gamma$ - mélyen virtuális Compton-szórás (deeply virtual Compton scattering, DVCS) folyamatok. Ez utóbbiban az ep -ütközés során pl. egy virtuális foton (γ^*) ütközik a nukleon egy kvarkjával, majd a meglökött kvark kibocsát egy γ fotont; de más hasonló folyamatok is lehetségesek.

$p\bar{p} \rightarrow l^+l^-X$ Drell–Yan-folyamat, $l = lepton$.

A nukleonok szerkezetét már évtizedek óta tanulmányozzák $p\bar{p}$ és pp rugalmas szórás kísérletek segítségével a TEVATRON (Fermi-laboratórium) és CERN-i nagyenergiájú gyorsítók mellett. A kísérletekhez speciális mérőberendezés kifejlesztése szükséges, ami kis szögben eltérülő részecskéket is tud detektálni a gyorsítónyalábhöz képest.

A mélyen rugalmatlan $lepton + N \rightarrow lepton + X$ (DIS) reakciónál a szórt leptont észlelik, de nem detektálják az eltalált nukleonfragmentumot. Az ilyen mérések információt nyújtanak a kvarksűrűség-eloszlásra a nukleonon belül (azaz a „szerkezetfüggvényekre”), de nem adnak felvilágosítást a partonok nukleonon belüli mozgására, ezeket „kiintegrálják”. Polarizációs DI- kísérletek analízisével viszont meghatározható az $f(x, Q^2)$ partoneloszlási függvény (**p**arton **d**istribution **f**unction, PDF), ami sokkal több információt ad a hadron belső szerkezetéről. Pl. ha a bombázó leptont polarizáljuk a nyaláb haladási irányában vagy ellentétesen, eljutunk a $g(x)$ helicitási partoneloszlási függvényekhez.

A félig inkluzív $lepton + N \rightarrow lepton + hadron + X$ (SIDIS) reakciónál nemcsak a szórt leptont, hanem az előállt hadront (pl. piont) is észlelik a végállapotban. Ez esetben a hadron, amely a szórt kvark fragmentációjából keletkezik, emlékszik a kvark eredeti mozgására, és így új információt nyújt a nyaláb z mozgási irányára

merőleges síkban. Így meghatározhatók a $h(x)$ *partoneloszlási függvények*, a *tranzverz momentumeloszlás* (az angol rövidítés: TMD).

Teljes képet nyújthatnak a nukleonszerkezet háromdimenziós térbeni és impulzuseloszlására az $ep \rightarrow e'p'\pi \rho \omega, \dots$ *reakciók*. Ezekben a virtuális foton új részecskéket (π, ρ, ω, \dots) kelt, ugyanakkor a céltárgynukleon nem fragmentálódik, hanem alapállapotban (vagy közel alapállapotban) marad. Az új részecskéket exkluzív mérésekkel vizsgálják. Több változó észlelése árán így a nukleon kvarkjainak keringési impulzusnyomatékára is információt lehet nyerni. Ezek az *általánosított partoneloszlási (generalized parton distribution, GPD) függvények*.

A $p\bar{p} \rightarrow \gamma^* \rightarrow e^+e^-$ (vagy $\mu^+\mu^-$) + XDrell–Yan-folyamatban pl. a proton u -kvarkja és az antiproton \bar{u} -antikvarkja megsemmisül és egy virtuális fotont kelt, amiből leptonpár keletkezik. A leptonpár analíziséből közvetlen információ nyerhető a kölcsönható hadronok kvarkeloszlására; különösen ha a protonokon kívül az antiprotonokat is polarizálni tudják (*általános partoneloszlás*).

*A hadronszerkezeti kutatásokban részt vevő fontosabb laboratóriumok**

<i>Intézet, gyorsító, hely</i>	<i>Elsőd. gyorsított részecske</i>	<i>Detektor, program</i>
Európa		
CERN, SPS, LHC (Genf)	p, \dots, \bar{p}	COMPASS I-II, ALICE, ATLAS, CMS, AFTER
GSI, SIS 18, 100, 300	\bar{p}	FAIR, PANDA, PAX 2019→
DESY, HERA (Hamburg)	$e^\uparrow p$	HERMES, H1, ZEUS
COSY (Jülich)	p, d	COSY-PAX, ANKE-COSY
MAMI (Mainz)	e^\uparrow	Befagyott spin céltárgy és mások
JINR, NICA (Dubna)	p^\uparrow, d^\uparrow	SPD (spin phys. det.) MPD (multi purp. det.) 2017→
IHEP (Protvino)	p	SPASCHARM (spin phys. in asymm. charm) és sok más
Amerika		
Jefferson-lab., CEBAF	e	Az A, B, C laborokban sok, pl. CLAS
SLAC, PEP-II (Stanford)	e^+e^-	BaBar
RHIC (Brookhaven)	p, p^\uparrow	STAR, PHENIX
Fermi-lab., FNAL	p	Drell–Yan, NuMI, MINERvA
Ázsia		
J-PARC KEK (Tokai, Japán)	p	Hadronfizika, Belle
IHEP, BES III (Peking)	e^+e^-	Hadronfizika

* Részletesebb információra l. pl. NuPECC Long Range Plan [2010], Fényes [2013, II. 2–3.], Metz, Vossen [2016], Particle Data Group [2016, 602. o.]

III. 1. 1. Nukleonszerkezet, pp , $p\bar{p}$ rugalmas szórás

A proton szerkezetét nagyenergiájú pp , $p\bar{p}$ rugalmas szórás kísérletekben már évtizedek óta vizsgálták a CERN-ben a szuper protonszinkrotronnál, a Fermi-laboratóriumban és a protvinói IHEP-ben néhányszor tíz GeV-től 1,8 TeV-ig terjedő tömegközépponti energia (\sqrt{s}) tartományban.

A pp , $p\bar{p}$ ütközések teljes és rugalmas szórás hatáskeresztmetszete a laboratóriumi impulzus (p_{lab}) és a teljes tömegközépponti energia (\sqrt{s}) függvényében a III. 1. felső ábrán látható.

A III. 1. középső ábra a $d\sigma/dt$ számított differenciális hatáskeresztmetszetet mutatja a pp -szórásra, $\sqrt{s} = 14$ TeV energiánál a relativisztikusan invariáns négyes impulzuskülönbség-négyzet $|t|$ függvényében (l. Függelék V. 3. összefüggését). A különböző t tartományokban a görbék specifikus viselkedést mutatnak.

$|t| < 6,5 \times 10^{-4}$ GeV² a Coulomb-kölcsönhatás tartománya. Ezt jellemzően fotoncsere dominálja és itt $d\sigma/dt \sim 1/t^2$.

A $10^{-3} < |t| < 0,5$ GeV² intervallum a nukleáris kölcsönhatás tartománya, ahol a rugalmas szórás hadron (pl. ω -mezon)-cserével lehet jellemezni. Itt $d\sigma/dt \sim e^{-B|t|}$, azaz a differenciális hatáskeresztmetszet közelítőleg exponenciálisan függ a $|t|$ -től.

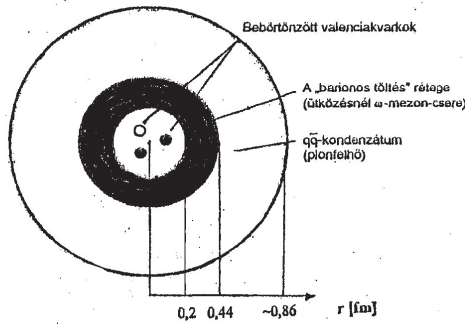
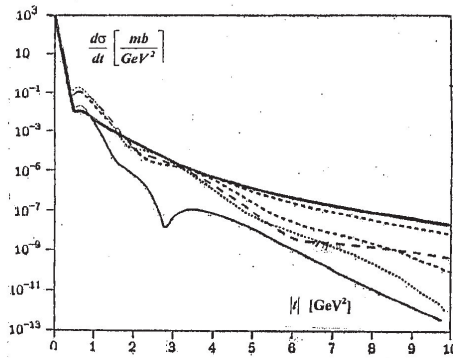
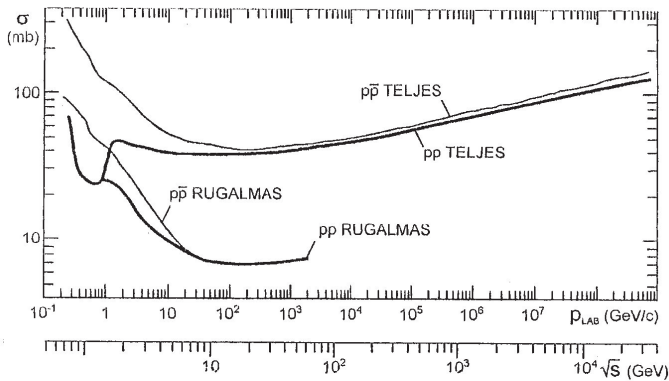
A $0,5 < |t| < 1$ GeV² a diffraktív szórás tartománya, ahol egyszerű, dupla, centrális és magasabb rendű diffrakciós folyamatok várhatók.

A $|t| \geq 1$ GeV² a „kemény” rugalmas szórás tartománya, ahol perturbatív QCD-számítás alkalmazható (pl. egy vagy tripla gluoncserével). Itt a hatáskeresztmetszet $|t|^{-8}$ -cal arányos.

Sokféle elméleti számítást végeztek, amelyek a III. 1. középső ábrán különböző vonalakkal vannak jelölve. Ezek közül a legvastagabb vonal [Islam és mts. 2006; Islam és mts. 2009] eredménye. A számított differenciális hatáskeresztmetszetek összevethetők a kísérletileg mértekkel. A 2009-ig nyert eredmények alapján a III. 1. alsó ábrán látható képet nyerték a proton szerkezetére.

Ezek szerint a protonban három réteget lehet megkülönböztetni.

Az első, $\sim 0,2$ fm sugarú gömbben van a három valenciakvark bebörtönözve. Ebben a tartományban a pp rugalmas szórás úgy jön létre, hogy az egyik proton valenciakvarkja ütközik a másik proton valamelyik valenciakvarkjával „kemény” ütközésben, ahol az átadott négyes impulzusnégyzet $|t| \geq 4$ GeV². A valenciakvark-kvark ütközés többféle QCD-folyamattal is létrejöhet, pl. gluonok cseréjével vagy úgy, hogy az egyik kvark gluonfelhője kölcsönhat a másikéval.



III. 1. ábra. Felül: A pp - és $p\bar{p}$ -ütközések teljes és rugalmas hatáskeresztmetszete (σ) a laboratóriumi impulzus (p_{lab}) és a teljes tömegközépponti energia ($s^{1/2}$) függvényében. A Particle Data Group [2012] alapján.

Középen: Számított differenciális hatáskeresztmetszetek ($d\sigma/dt$) pp -szórásra, $\sqrt{s} = 14$ TeV energianál a relativisztikusan invariáns impulzuskülönbség-négyzet $|t|$ függvényében. A többféle elméleti modellszámítás közül a vastagon kihúzott Islam és mts. számítása.

Alul: A proton szerkezetének modellje nagyenergiájú pp és $p\bar{p}$ rugalmas ütközési kísérletek alapján [Islam és mts. 2009]

A második $\sim 0,44$ fm (külső) sugarú réteg „barionos töltés” nevet visel, bár ez inkább geometriai természetű. pp - vagy $p\bar{p}$ -ütközéseknél e rétegek között ω vektorbozoncseré történik, az átadott négyes impulzusnégyzet $|t| \sim 1$ és 4 GeV^2 között van. Az 1-es spinű ω -mezon cseréje analóg azzal, mint amikor elektromos töltést fotoncserével vizsgálunk. Az ω -mezon a π^0 gerjesztett állapotának tekinthető.

A harmadik réteg külső sugara $\sim 0,87$ fm, ami egyben a proton töltéssugara. E réteg kis $|t|$ tartományban vizsgálható, közel egyenes irányban a bombázó nyalábokkal. E szórásnál a proton külső rétegében lévő $q\bar{q}$ -kondenzátum (pionfelhő) hat kölcsön a másik proton hasonló rétegével, ami diffraktív szóráshoz vezet. Kis $|t|$ tartományban ($\leq 1 \text{ GeV}^2$) pp -szórásnál a Coulomb- és erős kölcsönhatások között interferencia lép fel.

Ma már a CERN-ben $\sqrt{s} \sim 13 \text{ TeV}$ energiájú pp rugalmas ütközéseket is vizsgálnak a TOTEM és CMS-berendezésekkel. Így remélhetőleg pontosabb képet nyerhetünk a proton szerkezetéről, és egyúttal a különböző alacsony és nagyenergiájú QCD dinamikai modellek jogosultságáról. A TOTEM (**t**otal **c**ross-**s**ection, **e**lastic **s**cattering and **d**iffraction **d**issociation **m**easurement) berendezés részletes leírását l. a TOTEM Collab. [2009], valamint (rövidebben) Bressan, Greco [2009] közleményeiben.

A rugalmas és legtöbb diffraktív eseményben a meglökött protont kis szögben kell detektálni a nyalábirányhoz képest. Ezért a TOTEM-hez speciális, a szélein nagyon vékony holt rétegű ($\sim 50 \mu\text{m}$) Si-detektorokat kellett kifejleszteni és betenni a nyaláb közvetlen közelébe. A detektorokat „római edényeknek” nevezik, mivel először olasz fizikusok használták Rómában és váza alakúak. A TOTEM berendezés azon ütközési pont mellett van, ahol a CMS is, így szoros együttműködésre nyílik lehetőség. A római edényeket az ütközési ponttól 147, 180 és 220 m-re helyezték el a nyaláb oldalai mellett. A rugalmatlan ütközéseket két töltött részecske nyomjelző teleszkóppal figyeli. A TOTEM hét állam tíz intézetének együttműködésével jött létre. Egyik első eredményükben a proton-proton rugalmas és teljes szórási hatáskeresztmetszeteire nyertek eredményeket $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ -nél [Csörgő és mts. 2012].

A TOTEM Collab. [2015] közleménye szerint a $0,027 < |t| < 0,2 \text{ GeV}^2$ tartományban $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$ -nél a rugalmas pp -szórás differenciális hatáskeresztmetszete nem követi az exponenciális függést. A felismerés két pioncseré-kölcsönhatás fellépésére utalhat.

Semleges pionok inkluzív előállítását vizsgálták Adriani és mts. [2016] a CERN LHCb-detektorán pp - és $p\text{Pb}$ -ütközéseknél. Mérték a semleges pionok longitudi-

nális és tranzverzális impulzuseloszlását, és összehasonlították különböző (EPOS, PHYTIA, DPMJET) programok jóslataival. Meghatározták az R_{pPb} mag-modifikációs tényezőt is és azt találták, hogy a figyelembe vett hadronkölcsönhatási modellek ezt jól leírják.

* * *

A pp -ütközések felhasználhatók annak vizsgálatára is, hogy a proton tartalmaz-e belső c -kvark-komponenst. Boettcher és mts. [2016] a $gc \rightarrow Zc$ reakció tanulmányozását javasolták e célra a CERN LHCb-kísérletekben. Megbecsülték a valenciaszerű, ill. tengerszerű belső charmkvark észlelésének valószínűségét, és reális esélyt látnak a kimutatásra. A proton hullámfüggvényében $|uudc\bar{c}\rangle$ komponens is előfordulhat.

Duan és mts. [2016] a kiterjesztett királis összetevő kvarkmodell alapján vizsgálták, hogy a nukleon hullámfüggvényében milyen valószínűséggel létezhetnek könnyű, ritka és bájos kvark-antikvark párok. Az eredmény %-ban a következő: $P_N^{q\bar{q}} = 31,3(3,2)$, $P_N^{s\bar{s}} = 5,7(6)$ és $P_N^{c\bar{c}} = 0,6(1)$, ami összegezve $P_N^{Q\bar{Q}} = 37,6(3,8)$ jelentős komponenshez vezet. Más szerzők is hasonló eredményre jutottak. Ezek szerint a nukleon hullámfüggvényében a belső ötkvark-állapotok nagy valószínűséggel vannak jelen.

Altinoluk és mts. [2016] nagyenergiájú pA -ütközésekben vizsgálta a nehéz c - és b -kvarkok szerepét. Hatáskeresztmetszeteket becsültek nehézkvark-tartalmú hadronok előállítására.

III. 1. 2. Szerkezet- és partoneloszlási függvények, $lN \rightarrow l'X$ szórás

A szerkezetfüggvényekre vonatkozó formulák lehetőséget adnak arra, hogy mélyen rugalmatlan (töltött és semleges áramú, nem polarizált) lepton-nukleon ütközések mérhető adataira elméleti előrejelzéseket tegyünk, majd a kísérleti adatokkal való összevetésből általános következtetéseket vonhassunk le a nukleonok partonszerkezetére.

A szerkezetfüggvényekkel kapcsolatos új eredményekről összefoglaló található Foster és mts. [Particle Data Group 2016, 321. o.] közleményében. A hatáskeresztmetszetet a semleges és töltött áramú mélyen rugalmatlan $lN \rightarrow l'N$ ütközésekre, nem polarizált nukleonokra a következő alakban adják meg:

$$\frac{d^2\sigma^i}{dx dy} = \frac{4\pi\alpha^2}{xyQ^2} \eta^i \left\langle \left(1 - y - \frac{x^2 y^2 M^2}{Q^2} \right) F_2^i + y^2 x F_1^i \mp \left(y - \frac{y^2}{2} \right) x F_3^i \right\rangle, \quad (\text{III. 1.})$$

ahol i a semleges áramú (pl. $eN \rightarrow eX$) vagy töltött áramú (pl. $eN \rightarrow \nu X$) folyamatokra vonatkozik, az η paraméterek a G_F , αM , M_Z és Q^2 itt nem részletezett függvényei. Az F_3 szerkezetfüggvény paritássértő kölcsönhatás (pl. νp -szórás) miatt van jelen. Az x és y az ütközési folyamat invariáns mennyiségei (I. Függelék V. 8. és V. 10. formuláit). M a bombázott nukleon tömege.

A kvantum-színdinamikában a szerkezetfüggvények $Q^2 \gg M^2$ esetére

$$F_i = \sum_a C_i^a \otimes f_a \quad (\text{III. 2.})$$

alakúak, ahol f_a a partoneloszlást jellemzi (parton distribution function, PDF), $a = g$ (gluon) vagy q (kvark). A C_i^a mennyiségek az α_s erős kölcsönhatás csatolási állandója hatványsorának függvényei, \otimes konvolúciós integrált jelöl:

$$C \otimes f = \int_x^1 \frac{dy}{y} C(y) f\left(\frac{x}{y}\right). \quad (\text{III. 3.})$$

A $\frac{\partial f_a}{\partial \ln \mu^2}$ renormálási függvényt a Dokshitzer–Gribov–Lipatov–Altarelli–Parisi (DGLAP) egyenlet írja le, ami sematikusan

$$\frac{\partial f_a}{\partial \ln \mu^2} \approx \frac{\alpha_s(\mu^2)}{2\pi} \sum_b (P_{ab} \otimes f_b) \quad (\text{III. 4.})$$

alakba írható, ahol P_{ab} a $b \rightarrow a$ partonfelhasadást írja le, és az α_s hatványsorával jellemezhető.

A DGLAP-egyenletek lehetővé teszik, hogy a partoneloszlást perturbatív QCD módon lehessen számítani bármely skálán, ha ezt lemérték egy adott μ referenciainpulzusnál.

Már az 1970-es években is végeztek félig kvantitatív mélyen rugalmatlan szórási méréseket. Később nagy precizitású DIS és hadronütközési adatok is megjelentek, az elméleti számításokat pedig egyre inkább magasabbrendű közelítésben végezték. Az információt az $f_a(x, Q^2)$ partoneloszlási függvénybe (PDF) kódolták. Itt Q a négyes impulzusátadást jelenti a kezdeti leptonállapotból. Az $f_a(x, Q^2)$ megadja az a típusú parton számsűrűségét a nukleonon belül, ami x impulzusrészt visz. Hasonló információt lehet nyerni longitudinális polarizációs kísérletekből.

A $g(x, Q^2)$ helicitási szerkezetfüggvény megadja a longitudinálisan polarizált partonok számsűrűségét a longitudinálisan polarizált protonon belül.

Általában felteszik, hogy a neutronra vonatkozó partoneloszlási függvények (f_a^n) a protonéra vonatkozó (f_a^p) függvényekkel az izospin-szimetria szerint kapcsolatban vannak, azaz $u^p \leftrightarrow d^n$, $d^p \leftrightarrow u^n$, $\bar{u}^p \leftrightarrow \bar{d}^n$, $\bar{d}^p \leftrightarrow \bar{u}^n$ és az s -, c -, b -kvarkokra vonatkozó partoneloszlási függvények ugyanazok a protonra és neutronra. Ezt felhasználják a deutérium céltárgyakon végzett DIS-méréseknél. A továbbiakban főleg a proton szerkezetfüggvényére koncentrálnunk.

Mára már a PDF-meghatározások precíziós szakaszba értek. Számos kutatócsoport végzett PDF-meghatározást, melyekről részletes áttekintés található Forte és Watt [2013], Perez, Rizvi [2013] és Foster és mts. [Particle Data Group (2016, 321. o.) munkáiban. Ugyanitt röviden összefoglalva megtalálhatók a semleges áramú $l^+N \rightarrow l^+X$ és töltött áramú $l^+N \rightarrow \nu X$ vagy $\nu N \rightarrow l^+X$ (l lepton, ν neutrínó) DIS-folyamatok hatáskeresztmetszetére vonatkozó elméleti formulák is. A részletes pedagógiai tárgyalásra l. Ellis és mts. [1996], a faktorizációs formulák részletes bizonyítására l. Collins [2011] munkáit.

A III. 1. táblázat áttekintést ad a globális partoneloszlási függvényanalízis (PDF) fontosabb folyamatairól, a résztvevő partonokról és az x értékekről. A táblázat alapján a következő tanulságokat szűrhetjük le.

A rögzített céltárgyas kísérleteket általában proton- vagy deutériumtartalmú céltárgyakon végzik. Az így elérhető tartományok $\sim 0,001 < x < 0,5$ és $\sim 10^{-1} < Q^2$ [GeV^2] $< \sim 10^2$. A kísérletekben főleg a γ^* -csere dominál, és az eredmények értékes információt szolgáltatnak a kvark- (d/u , \bar{d}/\bar{u} , s , \bar{s}) és gluoneloszlásokra.

Ugyanakkor a DESY-, HERA-, HERMES-vizsgálatok kisebb x ($\sim 10^{-6} < x < \sim 0,8$), valamint szélesebb Q^2 ($\sim 10^{-1} < Q^2$ [GeV^2] $< \sim 10^4$) tartományban bizonyultak hasznosnak. Értékes információt nyertek a gluon-, d -, s -, c -, b -kvarkeloszlásokra.

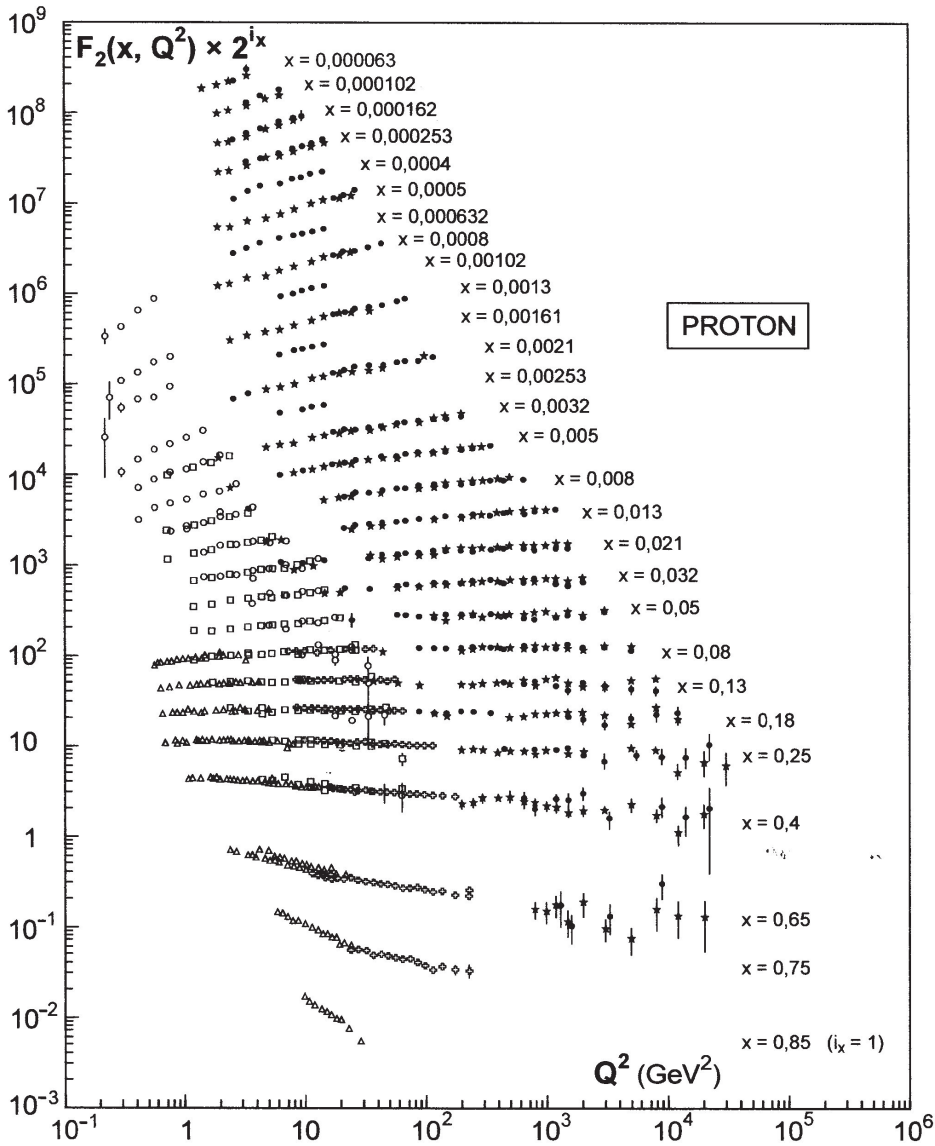
A TEVATRON- és LHC-ütköztetők lehetőséget adtak a Drell–Yan-folyamatok vizsgálatára, ami különösen hasznos a nukleon u - és d -kvarkösszetételének meghatározásához. Az LHC-val $\sqrt{s} = 14$ TeV-nél igen nagy kinematikai tartományok érhetők el: $x \geq 10^{-5}$ és $\sim 10 < Q^2$ [GeV^2] $< 10^8$.

A protonra vonatkozó $F_2(x, Q^2)$ szerkezetfüggvények a Q^2 függvényében a III. 2. ábrán láthatók. Az $F_2(x, Q^2)$ függvényt a Dokshitzer–Gribov–Lipatov–Altarelli–Parisi (DGLAP)-egyenlettel – ami a meglökött partonból gluonemissziót is figyelembe vesz – magasabbrendű (NLO) közelítéssel jól le lehet írni. L. részletesebben Fényes [2013, IV. 2. 2. pontot] és Owens és mts. [2013] munkáját. Ma már rendelkezésre állnak F_2^d , $F_2^{c\bar{c}}$ (x), $F_2^{b\bar{b}}$, $x F_3^{\gamma Z}$, F_2^γ , továbbá longitudinális spinfüggő szerkezetfüggvények is [Particle Data Group 2014, 303. és következő oldalak].

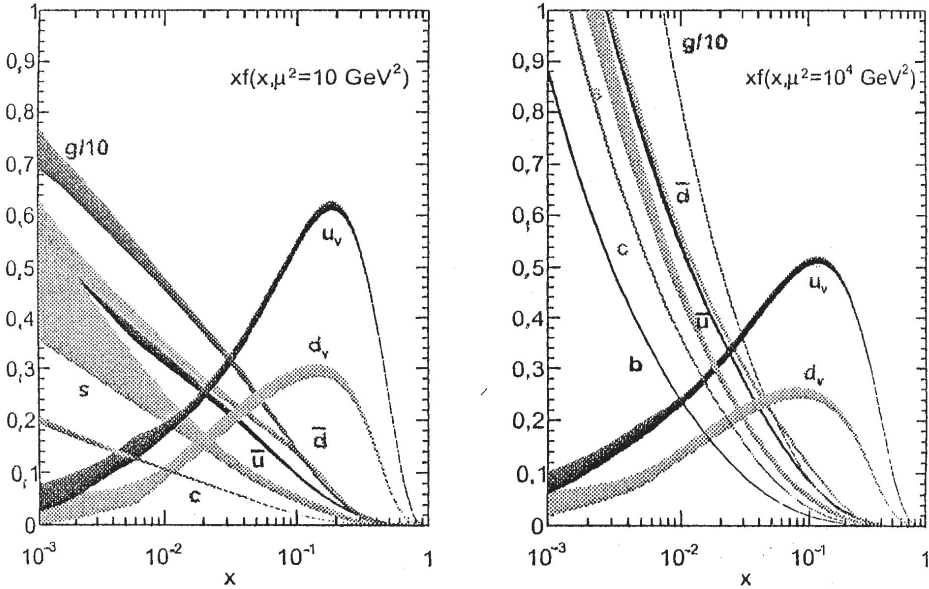
III. 1. táblázat. A globális partoneloszlási függvény (PDF) analíziséhez számba vett folyamatok

Folyamat	Alfolyamat	Partonok	x tartomány
Rögzített céltárgyas kísérletek			
$l^\pm [p, n] \rightarrow l^\pm X$	$\gamma * q \rightarrow q$	q, \bar{q}, g	$x \geq 0,01$
$l^\pm n / p \rightarrow l^\pm X$	$\gamma * d/u \rightarrow d/u$	d/u	$x \geq 0,01$
$pp \rightarrow \mu^+ \mu^- X$	$u\bar{u}, d\bar{d} \rightarrow \gamma^*$	\bar{q}	$0,015 \leq x \leq 0,35$
$pn/pp \rightarrow \mu^+ \mu^- X$	$(u\bar{d})/(u\bar{u}) \rightarrow \gamma^*$	\bar{d}/\bar{u}	$0,015 \leq x \leq 0,35$
$\nu(\bar{\nu})N \rightarrow \mu^- (\mu^+) X$	$W * q \rightarrow q'$	q, \bar{q}	$0,01 \leq x \leq 0,5$
$\nu N \rightarrow \mu^+ \mu^- X$	$W * s \rightarrow c$	s	$0,01 \leq x \leq 0,2$
$\bar{\nu} N \rightarrow \mu^+ \mu^- X$	$W * \bar{s} \rightarrow \bar{c}$	\bar{s}	$0,01 \leq x \leq 0,02$
DESY, HERMES Hamburg vizsgálatok			
$e^\pm p \rightarrow e^\pm X$	$\gamma * q \rightarrow q$	g, q, \bar{q}	$0,0001 \leq x \leq 0,1$
$e^+ p \rightarrow \bar{\nu} X$	$W^+ [d, s] \rightarrow [u, c]$	d, s	$x \geq 0,01$
$e^\pm p \rightarrow e^\pm c\bar{c}X, e^\pm b\bar{b}X$	$\gamma * c \rightarrow c, \gamma * g \rightarrow c\bar{c}$	c, b, g	$0,0001 \leq x \leq 0,01$
$e^\pm p \rightarrow jet + X$	$\gamma * g \rightarrow q\bar{q}$	g	$0,01 \leq x \leq 0,1$
TEVATRON, LHC vizsgálatok			
$p\bar{p}, pp \rightarrow jet + X$	$gg, qg, qq \rightarrow 2j$	g, q	$0,005 \leq x \leq 0,5$
$p\bar{p} \rightarrow (W^\pm \rightarrow l^\pm \nu) X$	$ud \rightarrow W^+, \bar{u}\bar{d} \rightarrow W^-$	u, d, \bar{u}, \bar{d}	$x \geq 0,05$
$pp \rightarrow (W^\pm \rightarrow l^\pm \nu) X$	$u\bar{d} \rightarrow W^+, d\bar{u} \rightarrow W^-$	$u, d, \bar{u}, \bar{d}, g$	$x \geq 0,001$
$p\bar{p}(pp) \rightarrow (Z \rightarrow l^+ l^-) X$	$uu, dd, ..(u\bar{u}, ..) \rightarrow Z$	$u, d, ..(g)$	$x \geq 0,001$
$pp \rightarrow W^- c, W^+ \bar{c}$	$gs \rightarrow W^- c$	s, \bar{s}	$x \sim 0,01$
$pp \rightarrow (\gamma^* \rightarrow l^+ l^-) X$	$u\bar{u}, d\bar{d}, .. \rightarrow \gamma^*$	\bar{q}, g	$x \geq 10^{-5}$
$pp \rightarrow b\bar{b}X, t\bar{t}X$	$gg \rightarrow b\bar{b}, t\bar{t}$	g	$x \geq 10^{-5}, 10^{-2}$
$pp \rightarrow exklúzív J/\Psi, Y$	$\gamma^*(gg) \rightarrow J/\Psi, Y$	g	$x \geq 10^{-5}, 10^{-4}$
$pp \rightarrow \gamma X$	$gq \rightarrow \gamma q, g\bar{q} \rightarrow \gamma \bar{q}$	g	$x \geq 0,005$

* HERMES: **Hera** measurement of nuclear spin. Foster és mts. alapján [Particle Data Group 2016].



III. 2. ábra. Proton $F_2(x, Q)$ szerkezetfüggvények a Q^2 függvényében e^+p^- , e^-p^- , μp^- -mérések alapján különböző reprezentatív mérésekből. Az áttekinthető ábrázolás kedvéért az $F_2(x, Q^2)$ értékek be vannak szorozva egy 2^{i_x} tényezővel, ahol $i_x = 1$ ($x = 0,85$ -nél) és $i_x = 24$ ($x = 0,00005$ -nél) és $\hbar = c = 1$ egységek. A Particle Data Group [2016] alapján



III. 3. ábra. A nem polarizált proton partoneloszlási függvényeinek $[f(x, \mu^2)]$ x -szerese az x függvényében, ahol x a proton impulzusának az a része, amit a meglökött kvark visz el. $f = u_v, d_v, \bar{u}, \bar{d}, s \approx \bar{s}, c \approx \bar{c}, b \approx \bar{b}, g$
 $\mu^2 = Q^2 = |q|^2$, ahol q a kicserélt gluon impulzusa. Magasabbrendű (NNLO-) közelítésben végzett globális analízis alapján [Ball és mts. 2015] két μ^2 referenciaskálára

A mélyen rugalmatlan szórásnál az $f(x, \mu^2)$ nem polarizált partoneloszlási függvény x -szerese (ahol $f = u_v, d_v, \bar{u}, \bar{d}, s \approx \bar{s}, c \approx \bar{c}, b \approx \bar{b}, g$) a III. 3. ábrán van feltüntetve két különböző skálaértéknél ($Q^2 = \mu^2$). Az eredményt magasabbrendű (NNLO-) közelítésben végzett globális analízis alapján nyerték.

Látható, hogy míg a $\sim 0,1$ -nél nagyobb x -eknél a valenciakvarkok, a $\sim 0,01$ -nél kisebbeknél a gluonok, \bar{d} - és \bar{u} -antikvarkok, valamint az s -, c -tengerkvarkok hozzájárulása dominál. A nagyenergiájú mélyen rugalmatlan szórásnál erőteljes fékezési sugárzás lép fel, ami $\gamma q \rightarrow qg$ és $g' \rightarrow gg$ reakciókkal nagy gluonsűrűséget produkál. A perturbatív QCD-számítások szerint az $x \frac{dN_g}{dx} (Q^2)$ mennyiség (ahol N_g a gluonszám) arányos $\ln(Q^2/\Lambda_{\text{QCD}}^2)$ -vel (I. Gelis és mts. [2010]).

Figyelemre méltó, hogy a \bar{d} komponens szignifikánsan nagyobb, mint az \bar{u} , viszonylag széles x tartományban, $x \sim 0,1$ körül. A görbék szélessége a bizonytalanságokkal arányos. A bizonytalanságok a legkisebb x értékeknél nagyok (főleg az s -komponensnél).

A III. 3. ábrához hasonló $xf(x)$ partoneloszlási függvényhez jutottak Abramowicz és mts. [2015] HERA PDF 2.0 analízis alapján.

Az LHC-nél lehet mérni pl. $\sigma(W^+) \times B(W^+ \rightarrow l^+ \nu)$ és $\sigma(W^-) \times B(W^- \rightarrow l^- \nu)$ mennyiségeket, ahol $\sigma(W^\pm)$ előállítási hatáskeresztmetszeteket jelöl a pp -reakcióra (adott energiánál), a $B(W^\pm \rightarrow l^\pm \nu)$ pedig a W^\pm -bomlás elágazási tényezőit. A $\sigma(W^\pm)$ értékek számíthatók, az elágazási tényezők ismertek. Az x_1 és x_2 mennyiségek (l. V. 8. formulát) rapiditási méréssel lefixálhatók, és feltehető, hogy abban a tartományban vagyunk, ahol a $q(x_1)\bar{q}(x_2)$ dominál a $\bar{q}(x_1)q(x_2)$ felett. Ekkor

$$\frac{\sigma(W^+)}{\sigma(W^-)} \approx \frac{u(x_1)\bar{d}(x_2)}{d(x_1)\bar{u}(x_2)} \approx \frac{u(x_1)}{d(x_1)}, \quad (\text{III. 5.})$$

ahol feltettük, hogy $\bar{u}(x_2) \approx \bar{d}(x_2)$ és a nehezebb kvarkok elhanyagolhatók. Így a $\sigma(W^+)/\sigma(W^-)$ arány érzékeny meghatározást ad az u/d kvarkarányra. L. részletesebben Forte, Watt [2013] összefoglaló munkájában.

Az LHCb-kísérletekben új adatokat nyertek a $\sigma(pp \rightarrow Z/\gamma^* \rightarrow \mu^+ \mu^-)$, valamint a $\sigma(pp \rightarrow W^+ \rightarrow \mu^+ \nu) / \sigma(pp \rightarrow W^- \rightarrow \mu^- \nu)$ hatáskeresztmetszetekre nagyon kis Björken- $x \sim 10^{-5}$ tartományban. Az új mérések elősegítik új, korszerűbb partoneloszlási függvények megalkotását [Vesterinen 2016].

Az exkúv $\gamma p \rightarrow V + p$ (ahol $V = J/\Psi$ vagy Υ vektormezon) fotoprodukciónak folyamatot vizsgálta NLO-közelítésben Jones és mts. [2016]. Az elméleti és LHCb-kísérleti eredmények összevetéséből új eredmények nyerhetők a gluon partoneloszlási függvényekre le egészen kis $x \sim 10^{-5}$ tartományig. Különösen perspektivikus a $pp \rightarrow p\Upsilon p$ reakció vizsgálata az LHC-nél.

A partoneloszlási függvényekről és proton kvark-gluon szerkezetéről részletes áttekintés található Foster és mts. Particle Data Group 2016, 321. o., Rojo és mts. [2015], valamint Perez, Rizvi [2013] közleményeiben. Ez utóbbi munka részletesen tárgyalja, hogy a különböző mérésekből milyen módszerekkel vezették le a partoneloszlási függvényeket. Az elméleti számításokat már harmadrendű közelítésben is elvégezték, és az illesztés igen nagyszámú (~ 3000) adathoz történt. Új partoneloszlási függvényeket vezettek le magasabbrendű (NNLO-) közelítésben, globális analízis alapján Dulal és mts. [2016], valamint Schmidt és mts. [2016] is.

Lehetőség nyílik arra, hogy a nyaláb mentén polarizáljuk a bejövő leptont és a nukleont. Ilyenkor mérhető és számítható a

$$\Delta\sigma = \sigma(\lambda_N = -1, \lambda_l) - \sigma(\lambda_N = +1, \lambda_l)$$

polarizált hatáskeresztmetszet-különbség. Itt λ_l és λ_N a bejövő lepton, ill. nukleon helicitása (± 1). Az egyenlet megfelel az antiparalel mínusz paralel spineeknek az

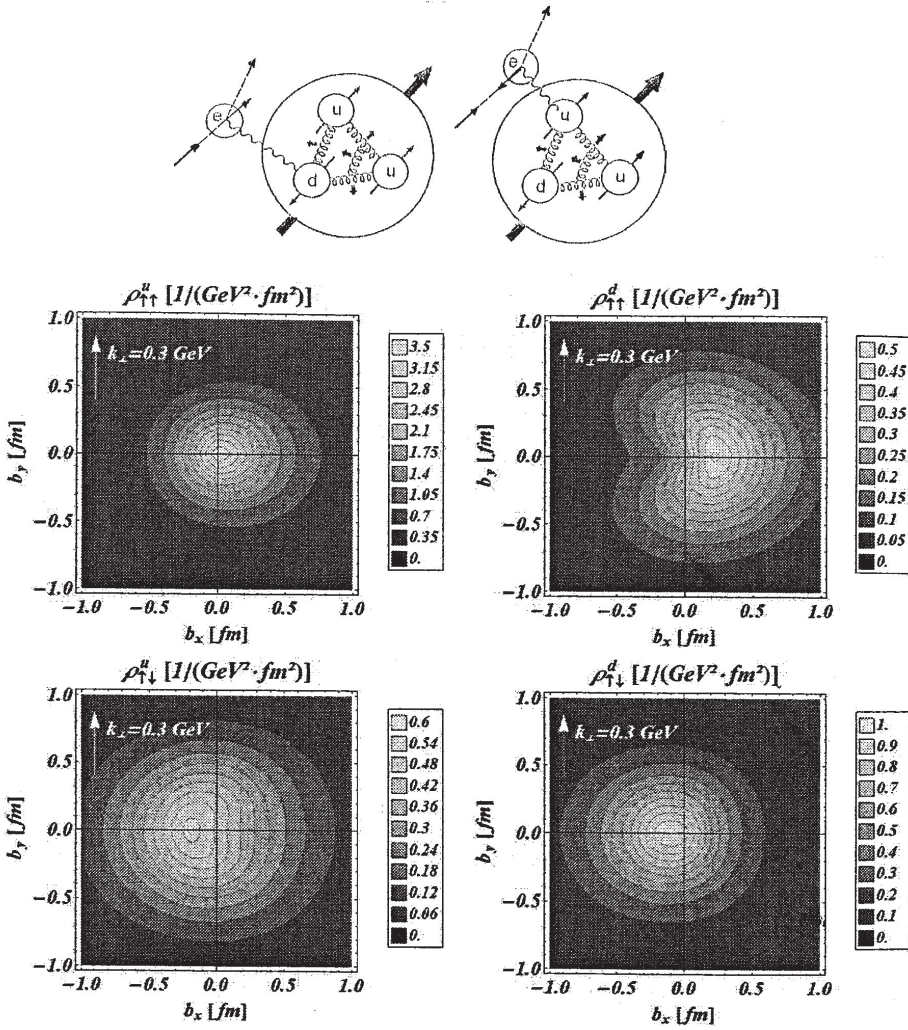
elektron vagy neutrínó által kiváltott reakciónál. A $\Delta q_j(x) = q_{j\uparrow} - q_{j\downarrow}$ a polarizált kvarkeloszlást írja le longitudinálisan polározott hadronban.

A kísérleti és elméleti eredmények egybevetése alapján a protonra az adódik, hogy az $x\Delta u(x)$ mennyiség az x függvényében nagy pozitív, míg $x\Delta d(x)$ kis negatív értékű, azaz a proton spinjének alakításában az u -kvarkok nagyobb szerepet játszanak, mint a d -kvark. Az eredmény megfelel a III. 4. felső ábrán látható képnek. Ha a bombázó elektron spinje a nyaláb irányával ellentétes, majdnem kizárólag olyan u -kvarkokkal hat kölcsön a protonban, amelyek spinje a nyaláb irányába mutat. Ha viszont a bombázó elektron spinbeállása a nyaláb irányával egyező, főleg d -kvarkkal hat kölcsön, melynek spinje ellentétes a nyalábirányhoz képest. A DESY-, HERMES-kísérletek szerint a proton u -valenciakvarkjának spinje ugyanolyan irányú, mint a proton egészének spinje, míg a \bar{d} -valenciakvark spinje ezzel ellentétes. L. később a nukleonspin tárgyalásánál.

Pasquini és Lorcé [2016] számításokat végeztek a nukleon spin-orbitális szerkezetére a kvark- és gluoneloszlás Wigner-típusú leírásából kiindulva. Ez eloszlás direkt összeköttetésben van az általánosított parton korrelációs függvényekkel (GPCF), valamint az általánosított tranzverz momentumparton eloszlásokkal (GTMD) is. A Wigner-eloszlás teljesen konzisztens a speciális relativitáselmélettel. A felhasznált konkrét modell a relativisztikus fényfront összetevő (konstituent) kvark modell (LFCQM) nevet viseli.

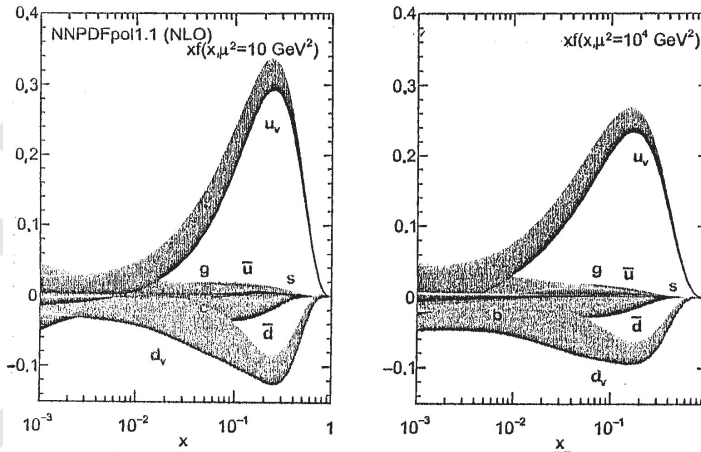
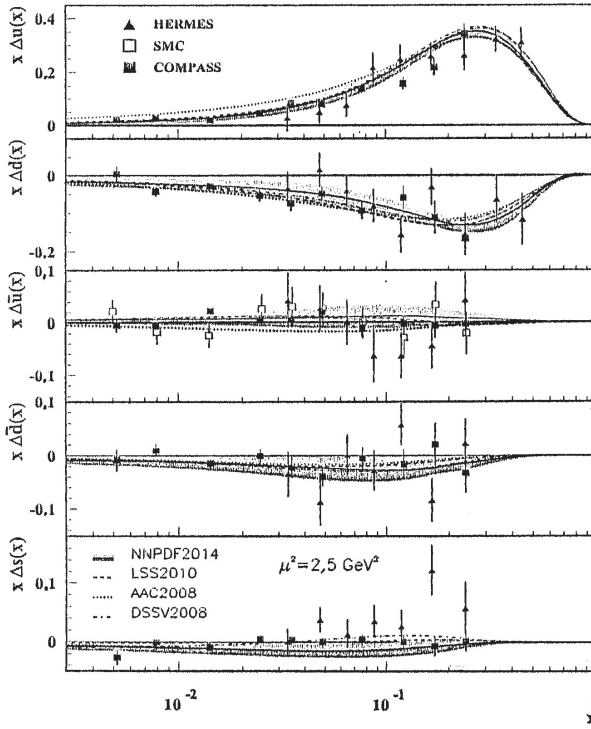
A modell konkrét eredményei a III. 4. alsó ábrán láthatók. Azt vizsgálták, hogy a longitudinálisan polarizált kvarkok longitudinálisan polarizált protonban milyen u - és d -kvark-eloszlásokat produkálnak a nyalábirányra merőleges síkban. Látható, hogy paralel polarizációnál a d -kvark pozitív b_x irányba tolódik, antiparalel polarizációnál mind az u -, mind a d -kvark negatív b_x irányba. Mindez információt hordoz a proton spin-orbitális szerkezetére.

Mind a III. 3., mind a III. 5. ábrán látható, hogy $x \sim 10^{-1}$ körül különbség van a \bar{d} - és \bar{u} -tengerkvark-eloszlásokban. A jelenséget sikeresen értelmezték Nemtollahi és mts. [2014] a módosított királis kvarkmodell (χ QM) alapján. A modellt eredetileg Manohar és Georgi [1984] vezette be, be lett építve a QCD királis szimmetriája az összetevő kvarkmodellbe [De Rajula, Georgi, Glashow 1975]. A χ QM-modell szerint a nukleon három összetevő kvarkból áll, amiket pszeudoskalár ($J^\pi = 0^-$) mezon és gluonfelhő vesz körül. A csupasz kvarkok hullámfüggvényét a Dirac-egyenlet megoldásából nyerték harmonikus oszcillátor potenciállal. Megalkottak egy effektív Lagrange-energiasűrűséget a bebörtönzési skála, Λ_{QCD} ($\sim 200\text{--}300$ MeV) és a Λ_χ királis szimmetria megtörési skála között. A módosított királis kvarkmodellel meghatározták a polarizált kvark-antikvark és gluon-



III. 4. Felső ábra. Polarizált elektron (vagy müion)-nyaláb szóródása polarizált protonon. Leptonok, melyek spinje a nyaláb irányába mutat, majdnem kizárólag olyan kvarkokkal hatnak kölcsön, amelyek spinbeállása ellentétes. A nukleon spinje a valencia- és tengerkvarkok eredő spinjéből, a kvarkok keringési impulzusnyomatékainak összegéből és a gluonok eredő spinjéből tevődik össze. Az ábrán csak a valenciakvarkok és részben a gluonok spinjeinek hozzájárulása van feltüntetve, a valódi helyzet ennél sokkal bonyolultabb.

Alsó ábra. A longitudinálisan polarizált kvarkok tranzverz Wigner-eloszlásai (a b_y és b_x impakt paramétersíkban) a longitudinálisan polarizált protonban. A $\rho_{\uparrow\uparrow}^u$, ill. $\rho_{\uparrow\uparrow}^d$ ábrák paralel kvarkpolarizációra vonatkoznak a nukleonspinhez képest, megfelelően az u - és d -kvarkokra. A $\rho_{\uparrow\downarrow}^u$, ill. $\rho_{\uparrow\downarrow}^d$ ábráknál antiparalel a kvarkspin–nukleonspin polarizáció. [Pasquini és Lorcé 2016]



III. 5. felső ábra. A polarizált partoneloszlás x -szerese protonra az x függvényében. Különböző HERMES (pozitron), SMC (műon) és COMPASS mélyen rugalmatlan (SIDIS) ütközés alapján $\mu^2 = Q^2 = 2,5 \text{ GeV}^2$ -nél. Foster és mts. [Particle Data Group 2016, 323. o.] alapján.

Alsó ábra. Helicitáseloszlások protonban [Nocera és mts. 2014]

eloszlásokat a protonban alacsony Q^2 -nél, amit nagyobb energiájú skálára is áttranszformáltak a Dokshitzer–Gribov–Lipatov–Altarelli–Parisi-egyenletekkel [Dokshitzer 1977; Gribov, Lipatov 1972; Lipatov 1975; Altarelli, Parisi 1977].

A modellben felhasznált paraméterek: $m_u = m_d = 313$ MeV, $m_s = 600$ MeV, $m_{\pi^0} = 135$ MeV, $m_{\pi^\pm} = 139,6$ MeV, $m_{K^0} = 487,6$ MeV, $m_{K^\pm} = 493,7$ MeV, $\Lambda_\chi = 1800$ MeV. A számításokban figyelembe vették a „Pauli-blokkolási effektust”, ami aszimmetrikussá teszi a polarizált antikvarkeloszlásokat, azaz $\Delta\bar{u}(x) \neq \Delta\bar{d}(x) \neq \Delta\bar{s}(x)$. Ez a szimmetriasérülés a könnyű kvarkok tömegkülönbségével is kapcsolatba hozható. Mivel több u -kvark van a protonban, mint d -kvark, az $u\bar{u}$ -párok jobban le vannak szorítva a tengerben, mint a $d\bar{d}$ -párok a kizárási elv miatt.

Számították az $x\Delta u(x)$, $x\Delta d(x)$, $x\Delta s(x)$, $x\Delta\bar{u}(x)$, $x\Delta\bar{d}(x)$ mennyiségeket, amelyeket összevetettek a COMPASS-adatokkal $Q^2 = 3$ GeV²-nél. Jó egyezést nyertek a kísérleti eredményekkel, különösen az $x\Delta u(x)$, $x\Delta d(x)$, $x\Delta\bar{u}(x)$, $x\Delta\bar{d}(x)$ mennyiségekre.

Sok tekintetben hasonló számításokat végeztek három valenciakvarkot, valamint gluonokat és $q\bar{q}$ -párokat („tengert”) tartalmazó modellükkel Batra és Upadhyay [2014]. Arra a következtetésre jutottak, hogy bár az $s\bar{s}$ -párok hozzájárulása a tengerkvarkokhoz kicsi, de hatásuk mégis érzékelhető a nukleonok statikus sajátágaiban (mágneses nyomaték, spinviszonyok, bomlássajátságok).

A tengerkvarkok eloszlását vizsgálták pionban Hwang és Speth [1992]. Az $ep \rightarrow e'p$ mélyen rugalmatlan ütközésben a virtuális foton ütközhet egy a nukleon által emittált pionnal, és azt darabokra törheti. A folyamat analóg azzal, mint amikor a virtuális foton a nukleonnal ütközik és ezt veri szét (Sullivan-effektus). Hwang, Speth és Brown sejtése szerint a hadronok tengerkvark-eloszlása főleg az általánosított Sullivan-folyamat következménye (kis és mérsékelt Q^2 -nél, néhány GeV² alatt).

Újabban a RHIC-kísérletekben sikerült pozitív polarizált gluoneloszlást is észlelni a protonban, l. III. 5. alsó ábrán [Nocera 2016].

Bourrely és Soffer [2015] statisztikai közelítést alkalmaztak a mélyen rugalmatlan szórás kísérletek leírására. E globális NLO rendű analízis jó leírást eredményezett néhány szerkezetfüggvényre széles x és Q^2 tartományban, kevés számú szabad paraméterrel. Az analízis megerősítette nagy pozitív helicitás létét a gluonokra, szerintük az $x\Delta G(xQ^2)$ elérheti a 0,06 értéket $x \sim 0,3$ körül ($Q^2 = 10$ GeV²-nél). A gluonok igen jelentős hozzájárulást adnak a nukleonspinhez (l. később a III. 1. 6. pontban).

További összehasonlítási lehetőség nyújt a kísérlet és elmélet között a $\sigma(gg \rightarrow H)$ és $\sigma(pp \rightarrow t\bar{t})$ hatáskeresztmetszetek meghatározására pp -ütközések-

ből (H a 125,09 GeV-es Higgs-bozon). Ezek távlatilag a gluoneloszlás vizsgálatának legérzékenyebb próbái lehetnek [Forte, Watt 2013].

III. 1. 3. Tranzverz impulzuseloszlás, $lN \rightarrow l'N + \text{hadron} + X$ és $p^\dagger + p \rightarrow \pi + X$ reakciók

A nukleonszerkezetre igen értékes információt nyerhetünk félig inkluzív mélyen rugalmatlan ütközésekből (semi-inclusive deep inelastic scattering, SIDIS). A reakcióban fellépő hadron (pl. pion) észlelése új információt hoz be, mivel a szórt kvark „emlékszik” a kvark eredeti mozgására, ami a nyalábirányra merőleges is lehet.

A reakció hatáskeresztmetszete faktorizált elméleti kifejezéssel jellemezhető:

$$d\sigma^{lp \rightarrow lhX} = \sum_q f_{q/p}(x, \vec{k}_\perp; Q^2) \otimes d\sigma^{lp \rightarrow lq} \otimes D_{h/q}(z, \vec{p}_\perp; Q^2), \quad (\text{III. 6.})$$

ahol l = lepton, p = parton, h = hadron, x és z a parton longitudinális impulzusrésze, \vec{k}_\perp a parton merőleges impulzusvektora a nukleonon belül, a \vec{p}_\perp a végső hadron impulzusvektora a fragmentálódó partonhoz viszonyítva, Q az átadott négyes impulzus. A $d\sigma^{lp \rightarrow lq}$ a kemény ütközés hatáskeresztmetszete (QCD-ből számítható). $D_{h/q}$ fragmentációs függvény, ami megadja a q parton hadronizációja során fellépő h hadronok számsűrűségét. $f_{q/p}$ a parton eloszlásfüggvénye a folyamatra, \otimes konvolúciós integrált jelöl (l. III. 2. kifejezést). A hosszú távolságú fizika az $f_{q/p}$ és $D_{h/q}$ faktorizációs kifejezésekben jelentkezik, amelyek effektív elméletekből számíthatók. Ezek nemcsak Q^2 -től és a longitudinális impulzustól, hanem a nukleonon belüli tranzverz partoneloszlástól is függnek. A formula és általában a tranzverz momentumtól függő partoneloszlás [TMD] részletesebb tárgyalását l. Ellis és mts. [1996], Collins [2011], Perdekamp, Yuan [2015], Boer [2016], Liang [2016], Diehl [2016] és Xiao és mts. [2017] közleményeiben.

Spintől függő SIDIS. Ha a spin szabadsági fokot is bevezetjük a formalizmusba, az előbbi képletben szereplő $f_{q/p}$ mennyiség kibővül:

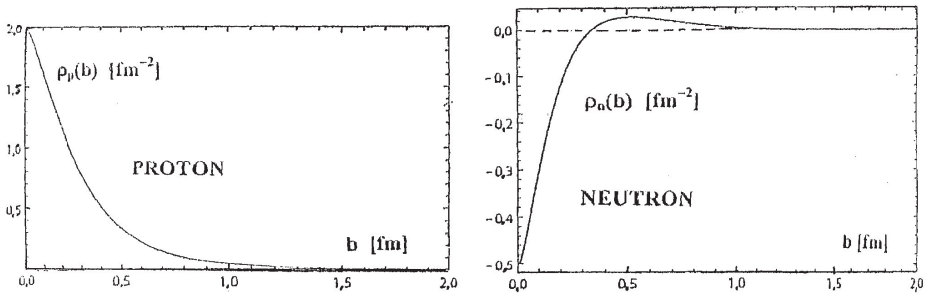
$$f_{q/p}(x, \vec{k}_\perp, \vec{s}_q, \vec{S}; Q^2),$$

ahol \vec{s}_q a parton, \vec{S} a proton spinje. Ez az $f_{q/p}$ mennyiség függ az \vec{s}_q , \vec{S} , \vec{k}_\perp és nukleon impulzusa \vec{p} minden lehetséges kombinációjától, amit a paritási invariancia megenged. Nyolc ilyen kombináció van a kvarkokra: $f_1, g_{1L}, g_{1T}, h_{1T}, f_{1T}^\perp, h_{1\perp}^\perp, h_{1L}^\perp, h_{1T}^\perp$ ahol L = longitudinális, T = tranzverz, l. a III. 6. felső ábrát, továbbá nyolc a

gluonokra. Ezek közül a Sivers-függvény: $\vec{S} \cdot (\vec{p} \times \vec{k}_\perp)$ összekapcsolja a nem polarizált partonok számsűrűségét a merőlegesen polarizált protonon belül; így korrelációt ad a meglökött kvark impulzusának iránya és az anyanukleon spinje között. A Collins-függvény a fragmentációs függvényben jelenik meg egy $\vec{s}_q \cdot (\vec{p}_q \times \vec{p}_\perp)$ tag formájában; ez összeköti a merőlegesen polarizált kvarkok eloszlását a merőlegesen polarizált nukleonon belül; így egyedi spinszimmetriát és azimutális függést tükröz.

		Kvark polarizáció		
		Nincs	Longitudinális	Tranzverzális
Nukleon polarizáció	Nincs	$f_1 = \odot$		$h_{1T}^\perp = \begin{matrix} \uparrow & - & \downarrow \\ \odot & - & \odot \end{matrix}$ Boer-Mulder
	Longit.		$g_1 = \begin{matrix} \rightarrow & - & \rightarrow \\ \odot & - & \odot \end{matrix}$ Helicitás.	$h_{1T}^\perp = \begin{matrix} \rightarrow & - & \rightarrow \\ \odot & - & \odot \end{matrix}$
	Tranzv.	$f_{1T}^\perp = \begin{matrix} \uparrow & - & \downarrow \\ \odot & - & \odot \end{matrix}$ Svers	$g_{1T}^\perp = \begin{matrix} \uparrow & - & \uparrow \\ \odot & - & \odot \end{matrix}$	$h_{1T}^\perp = \begin{matrix} \uparrow & - & \uparrow \\ \odot & - & \odot \end{matrix}$ Tranzverz $h_{1T}^\perp = \begin{matrix} \uparrow & - & \uparrow \\ \odot & - & \odot \end{matrix}$

\odot Nukleon spin $\odot \rightarrow$ Kvark spin



III. 6. felső ábra. Tranzverz-momentumeloszlások (TMD) a kvarkpolarizáció (f, g, h) és nukleonpolarizáció függvényében. A gluonokra is van hasonló TDM-eloszlás. Accardi és mts. [2014] alapján.

Alsó ábra. A proton, ill. neutron tranzverz töltéssűrűsége a nukleon középpontjától mért b távolság függvényében. Miller [2010] összefoglaló munkája alapján

Az $l + p \rightarrow l' + \text{hadron} + X$ SIDIS reakcióban nagy spinaszimmetriát (single-spin asymmetry, SSA) észleltek a HERMES, COMPASS (common muon and proton apparatus for structure and spectroscopy) és Jefferson-laboratórium kutatásaiban. A SSA-aszimmetriához a két legfontosabb hozzájárulást a Sivers- és Collins-effektusok adják.

A HERMES- és COMPASS-programokban elért eredményekről korszerű összefoglalás található Perdekamp és Yuan [2015] munkájában. Az újabb SIDIS-eredményekről Martin [2016] közleménye ad áttekintést.

A Sivers- és Collins-effektusokat régóta vizsgálják. Egyik fontos eredménye a vizsgálatoknak, hogy az u -kvarknak számottevő keringési impulzusnyomatéka van a protonban (l. Anselmino, Hasch [2010] és az itt felsorolt további munkákat).

Spinaszimmetria vizsgálatokra $p^\uparrow + p \rightarrow \pi^0 + X$ reakciókat is felhasználtak a Fermi-laboratóriumban és a RHIC-kísérletekben.

Az SSA vizsgálatokról részletes összefoglalót közöltek Aschenauer és mts. [2016]. A következő folyamatokban elért eredményekről adtak áttekintést, főleg RHIC eredmények alapján:

$$\begin{array}{lll} p^\uparrow p \rightarrow hX; & p^\uparrow p \rightarrow jet X; & p^\uparrow p \rightarrow \gamma X; \\ p^\uparrow p \rightarrow jet \pi X; & p^\uparrow p \rightarrow \mu^+ \mu^- X; & p^\uparrow p \rightarrow \gamma \gamma X. \end{array}$$

Az eredmények biztatóak, de a témakör távolról sem tekinthető lezártnak.

A spintől függő SSA-hatáskeresztmetszeteket számították a $p^\uparrow p \rightarrow hX$ és $p^\uparrow A \rightarrow hX$ reakciókra Hatta és mts. [2016]. A számításokban a gluontelítődési effektust is figyelembe vették. Az előrejelzések a RHIC-kísérletekben ellenőrizhetők lesznek.

A kvarkok tranzverz eloszlását és a Collins fragmentációs függvényeket vizsgálták elektron-pozitron megsemmisülésben és SIDIS hadronproduktions folyamatokban Kang és mts. [2016]. Adatokat nyertek az u - és d -valenciakvarkok tenzor töltéseloszlására a nukleonban.

Az irodalomban először kaon $u^\uparrow \rightarrow K^+ X$ és $\bar{u}^\uparrow \rightarrow K^- X$ Collins-függvényeket vezettek le e^+e^- párkeltési folyamatokból Anselmino és mts. [2016]. Az eredményeket BABAR adatokhoz való illesztésből nyerték, de jó egyezés van HERMES- és COMPASS-adatokkal is.

Charmónium- (J/Ψ) és bottomónium- (Υ) keltő nem polarizált pp -ütközési folyamatokban partoneloszlást tanulmányoztak Mukherjee és Rajesh [2016]. Arra a következtetésre jutottak, hogy a gluonfúzióval létrejött $c\bar{c}$ - és $b\bar{b}$ -keltés értékes információt szolgáltat lineárisan polározott gluonok, valamint a nem polarizált gluonok tranzverz-momentumeloszlására.

A jövőben más, pl. h_1^\perp Boer-Mulders TMD vizsgálatokat is terveznek végezni a COMPASS-II [Chiosso [2013]), PANDA és más programokban.

Fragmentációs függvények

A fragmentációs függvények a végállapotú egyrészecskés energiaeloszlásokat írják le kemény ütközési folyamatokban.

Az $e^+e^- \rightarrow \gamma/Z \rightarrow h + X$ (h hadron, X tetszőleges) reakciókra vonatkozó differenciális hatáskeresztmetszet az F_T tranzverzális, F_L longitudinális és F_A antiszimmetrikus fragmentációs függvényekkel a következőképpen jellemezhető:

$$\frac{1}{\sigma_0} \frac{d^2\sigma^h}{dx d\cos\theta} = \frac{3}{8} (1 + \cos^2\theta) F_T^h + \frac{3}{4} (\sin^2\theta) F_L^h + \frac{3}{4} (\cos\theta) F_A^h. \quad (\text{III. 7.})$$

ahol $x = 2E_h/\sqrt{s}$ a hadron relatív energiája, \sqrt{s} az elektron-positron ütközés tömegközépponti energiája, θ az elektronnyalábhoz viszonyított relatív szög tömegközépponti rendszerben, σ_0 normáló tényező.

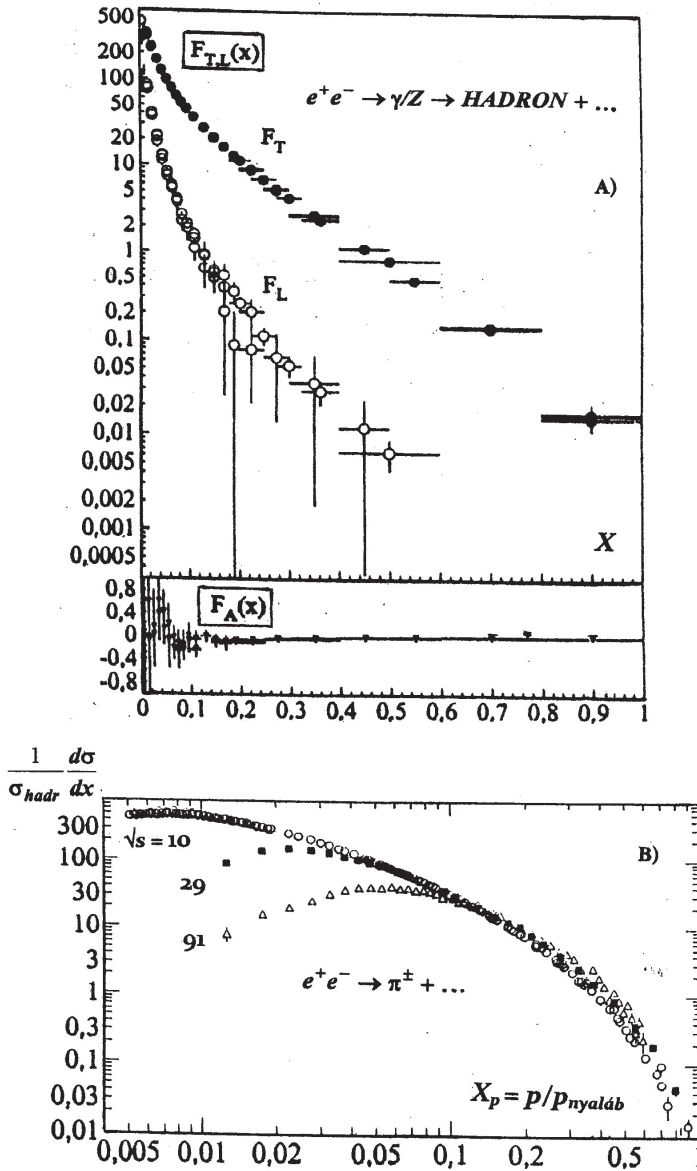
Az egyenlet vektorbozon-közvetítéssel létrejövő, nem polarizált inkluzív egyrészecske-előállításra vonatkozik; erre az esetre ez a legáltalánosabb formula. A γ/Z polarizáció lehet tranzverz vagy longitudinális a hadron mozgásának irányához képest. Az F_A paritássértő tag a vektor-axiálvektor kölcsönhatás interferenciájaként áll elő.

A III. 7. A. ábrán LEP-mérések alapján látható, hogy hogyan függnek az F^h fragmentációs függvények a hadron relatív energiájától (x).

Integrálva a III. 6. egyenletet θ -ra kiszámítható az $F^h = F_T^h + F_L^h$ teljes fragmentációs függvény:

$$\frac{1}{\sigma_0} \frac{d\sigma^h}{dx} = F^h(x, s) = \sum_i \int_x^1 \frac{dz}{z} C_i \left[z, \alpha_s(\mu), \frac{s}{\mu^2} \right] D_i^h \left(\frac{x}{z}, \mu^2 \right) + O \left(\frac{1}{\sqrt{s}} \right), \quad (\text{III. 8.})$$

ahol $i = u, \bar{u}, d, \bar{d}, \dots, g$, az utolsó tag $(1/\sqrt{s})$ rendű korrekciót ad (O order), D_i^h parton fragmentációs függvény (másképpen fragmentációs sűrűség). Ez magába foglalja annak a valószínűségét, hogy egy i parton úgy fragmentálódik egy h hadronba, hogy az impulzusának z tört részét viszi magával. A C_i együttható függ a megfigyelhető mennyiségtől, és más és más lehet gluonokra, (anti)kvarkokra. Függ továbbá az α_s , s és μ^2 mennyiségektől is. A részleteket I. Nason, Weber [1994] közleményében.



III. 7. ábra. A) Az $e^+e^- \rightarrow \text{hadron} + X$ folyamatokra vonatkozó teljes tranzverz (F_T), longitudinális (F_L) és aszimmetrikus (F_A) fragmentációs függvények a hadron relatív energiájának: $X = 2E_h/\sqrt{s}$ függvényében (l. a III. 6. formulát). LEP-mérések alapján, $\sqrt{s} = 91$ GeV-nél.

B) Az e^+e^- fragmentáció π^\pm mezonokba $\sqrt{s} = 10, 29$ és 91 GeV energiáknál.

Bielbe és mts. [Particle Data Group 2016, 337. o.] alapján

A III. 7–8. összefüggések analógjai a szerkezetfüggvényeknél tárgyalt III. 1–2. összefüggéseknek.

Az egyszerű partonmodellhez képest a QCD figyelembevétele a fragmentációs függvényeknél is a skálázás sérüléséhez vezet. Ezért a fragmentációs függvényeknél is levezettek a $\frac{\partial D_i(x, \mu^2)}{\partial \ln \mu^2}$ -re a III. 4. kifejezéssel analóg egyenletet. A perturbációs eljárással számítható a partonok (kvarkok, gluonok) zápora, de a multiparton-végállapotok nem perturbatív (faktorizációs) eljárással kapcsolhatók a partonzáporokhoz. E fenomenológiai eljárások azt modellezik, hogy a partonok impulzusa és íze hogyan adódik át a hadronoknak. Ilyen modell pl. a híres PYTHIA [Sjöstrand és mts. 2006, 2008].

A III. 7. B. ábra az $e^+e^- \rightarrow \gamma/Z + X$ folyamatra mért $\frac{1}{\sigma_{hadron}} \frac{d\sigma}{dx}$ értéket mutatja $x_p = p/p_{nyaláb}$ függvényében különböző \sqrt{s} értékeknél. Itt p impulzust (lendületet) jelöl. Sok más hasonló mérést is végeztek, pl. K -mezon és proton, antiproton végtermékekre.

A III. 8. felső ábrán a mért e^+e^- fragmentációs függvény $\frac{1}{\sigma_{hadron}} \frac{d\sigma}{dx_B}$ van feltüntetve a $b \rightarrow B$ -hadron átmenetre az $x_B = p/p_{max}$ függvényében. A felső ábrán a nehéz B -mezon kialakulásának folyamata van ábrázolva nehéz b -kvarkból, gluonemisszióval.

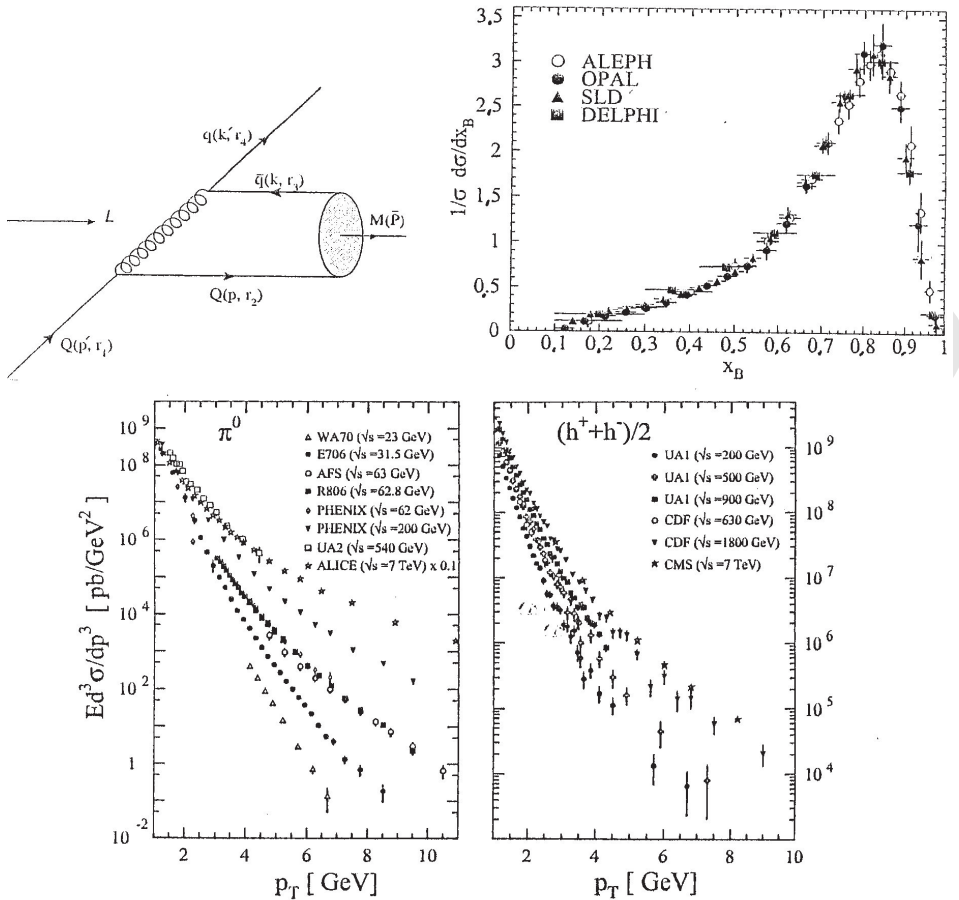
Az e^+e^- -reakciónál előállt D - és B -mezonok az eredeti c - és b -kvarkok impulzusának nagy részét várhatóan megtartják. Az elektron-pozitron ütközésnél valóban észlelték, hogy a b -kvarkok fragmentációs függvénye B -hadronokba $x_B = 0,8–0,9$ között mutat maximumot ($\sqrt{s} = 91$ GeV-nél).

Magasabbrendű perturbatív QCD-közelítésben (NLO) vizsgálta a nehéz kvarkok fragmentációját Nejad és Yarahmadi [2016]. Számították a c -kvark fragmentációját S -hullámú D -mezonba, és jó egyezést találtak a kísérleti adatokkal. Nejad és mts. [2016] analízise azt mutatta, hogy az $e^+e^- \rightarrow \gamma/Z \rightarrow proton + X$ reakciónál a proton véges tömegéből eredő effektust figyelembe kell venni.

Polarizációs szórás kísérletek lehetőséget adnak arra, hogy mérjük a spinátvitelt a meglökött kvarkról a végállapotú hadronba. Így spintől függő fragmentációs függvényeket lehet felvenni [Mulders, Tangerman 1996; Jacob 2002].

A III. 2. táblázat a mért átlagos hadronmultiplicitásokat mutatja az e^+e^- -megsemmisülési folyamatra különböző tömegközépponti energiáknál.

A lepton-hadron és hadron-hadron ütközési folyamatokban szintén fellép a fragmentáció, ami hasonlóan tárgyalható. Míg azonban elektron-pozitron ütkö-



III. 8. ábra. Felül balra. Egy nehéz kvark (Q) fragmentálódása egy nehéz mezonba [$M(Q\bar{q})$]. Itt q és \bar{q} könnyű kvarkot, ill. antikvarkot jelöl. Elsőrendű Feynman-diagram.

Felül jobbra. Mért e^+e^- fragmentációs függvény $\left(\frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{dx_B}\right)$ $b \rightarrow B$ -hadron átmenetre $\sqrt{s} \approx 91$ GeV energiánál. $x_B \approx p/p_{max}$, ahol p impulzust jelöl. Különböző mérések eredményei; összesítés Biebel és mts. [Particle Data Group 2016, 337. o.] alapján.

Alul. pp - és $p\bar{p}$ -ütközéseknél mért inkluzív π^0 és $(h^+ + h^-)/2$ hozamok $\left(E \frac{d^3\sigma}{dp^3}\right)$ a tranzverz impulzus (p_T) függvényében. Különböző tömegközépponti energiáknál végzett mérések összesített adatai Biebel és mts. [Particle Data Group 2016, 337. o.] alapján

III. 2. táblázat. Átlagos hadronmultiplicitások egy hadronikus e^+e^- megsemmisülési eseményre vonatkozóan. A \sqrt{s} tömegközépponti energiát jelöl. A számarányok magukban foglalják a megfelelő antirészecske-állapotokat és a bomlástermékeket is ($c\tau < 10$ cm rezonanciákból). Az adatok forrása: Particle Data Group [2016, 585. o.], itt további hadronokra is található adatok

Részecske	$\sqrt{s} \sim 10$ GeV	91 GeV	Részecske	$\sqrt{s} \sim 10$ GeV	91 GeV
Pszudoskalár mezonok			Barionok		
π^+	6,52	17,02	P	0,266	1,050
π^0	3,2	9,42	Λ	0,080	0,3915
K^+	0,953	2,228	Σ^0	0,023	0,078
η	0,20	1,049	Σ^-	-	0,081
$\eta'(958)$	0,03	0,152	Ξ^-	0,0059	0,0262
D^+	0,194	0,175	$\Delta(1232)^{++}$	0,040	0,085
D^0	0,446	0,454	$\Sigma(1385)^-$	0,006	0,0240
D_s^+	0,063	0,131	$\Sigma(1385)^+$	0,005	0,0239
Skalármezonok			$\Xi(1530)^0$	0,0015	0,00694
$f_0(980)$	0,024	0,146	Ω^-	0,0007	0,00124
$a_0(980)^+$	-	0,27	Λ_c^+	0,074	0,078
Vektormezonok					
$\rho(770)^0$	0,35	1,231			
$\rho(770)^+$	-	2,40			
$\omega(782)$	0,30	1,016			
$K^*(892)^+$	0,27	0,715			
$K^*(892)^0$	0,29	0,738			
$\phi(1020)$	0,044	0,0963			
$D^*(2010)^+$	0,177	0,1937			
$J/\Psi(1S)$	0,0005	0,0052			
$\Upsilon(1S)$	-	0,00014			

Pszudoskalár mezonok: spin zéró, negatív paritás.

Skalármezonok: spin zéró, pozitív paritás.

Vektormezonok: spin nem zéró.

zésekben a tömegközépponti energia rögzítve van az ütköztető energiájával, a lepton-hadron és hadron-hadron ütközésekben két független skálázás is lehetséges, egyrészt Q^2 (itt Q az átadott négyes impulzust jelenti), másrészt a hadron-végállapot invariáns tömege szerint; mindkettő széles tartományban változhat.

A $h_p, h_2 \rightarrow h + X$ szórási folyamatra vonatkozóan sok fragmentációs függvényt vettek fel. Pl. vizsgálták a fragmentáció hatás keresztmetszetét π^0 végtermékre pp - és proton-antiproton ütközésekben. A III. 8. alsó ábrán a pp - és proton-antiproton ütközéseknél mért inkluzív hozamok láthatók π^0 és $(h^+ + h^-)/2$ részecskékre különböző tömegközépponti energiáknál. A részecskeszámmal arányos hatás keresztmetszet a következő:

$$\frac{d^3\sigma}{dp^3} = \frac{d^3\sigma}{dp_x dp_y dp_z} = \frac{E}{\pi m^2} \frac{d^2\sigma}{dy(dp_T^2)},$$

ahol p_T a tranzverz impulzust jelöli.

Metz és Vossen [2016] igen részletesen tárgyalták a könnyű kvarkok és gluonok fragmentációs függvényeit. Vizsgálták az integrált fragmentációs függvényeket, valamint a fragmentációs függvények függését a merőleges impulzustól és a polarizációs szabadsági foktól. Összegezték a legújabb elméleti és kísérleti eredményeket az elektron-pozitron megsemmisülésnél, a mélyen rugalmatlan lepton-nukleon szórásnál és a proton-proton ütközésnél fellépő hadron-előállításra vonatkozóan.

III. 1. 4. Általános partoneloszlás, $ep \rightarrow e'p'\pi, \rho, \omega \dots$ reakciók

Ebben a reakcióban az összes végállapotot figyelik, amelyek információt adnak a partonok háromdimenziós eloszlására az anyanukleonon belül, a nukleon közel alapállapotban marad. Az ún. Ji-reláció összeköti a GPD-k bizonyos kombinációját a parton nukleonon belüli teljes impulzusnyomatékával. Így a parton keringési impulzusnyomatékára is információ nyerhető a nukleonon belül. A kísérleti vizsgálatok azonban nehezek. A hatáskeresztmetszetek gyakran kicsik ahhoz, hogy minden végállapotú részecskét megfelelő hozammal észleljenek. A vizsgálatokhoz nagyenergiájú és nagy luminozitású gyorsítók, valamint jó hatásfokú és energiafeloldású detektorok szükségesek.

Mindazonáltal az utóbbi években hatalmas előrehaladás történt mind a tranzverz-impulzuseloszlás (TMD), mind az általános partoneloszlás (GPD) *elméleti megalapozása* területén. Az általános partoneloszlási függvényeket, ezek sajátosságait nagy N_c határesetben (N_c a kvarkizék száma), valamint az elektroprodukción és mélyen virtuális Compton (DVCS)-ütközéseket igen részletesen tárgyalták Goeke és mts. [2001]. Új, korszerű összefoglalót közölt Diehl [2016].

Az *elmúlt évek során számos SIDIS-, polarizált SIDIS- és GPD-mérést végeztek* a nukleonszerkezet felderítése érdekében. Példaként a III. 6. alsó ábrán a proton és neutron tranzverz töltéssűrűsége (ρ_p és ρ_n) látható a nyalábirányra merőleges b távolság (pontosabban a proton tranzverz tömegközépponti rendszerének origójához viszonyított távolság) függvényében.

A protonban a merőleges kvarktöltés-sűrűség viszonylag kis területen koncentrálódik, de ennek van egy hosszan elnyúló farka is nagyobb b értékeknél. Ez pozitív töltésű pionfelhő léteire utal. Összehasonlításként l. a korábbi III. 1. ábrát is. Az újabb nagy precizitású GDP-mérések szerint a protonban $b \leq 0,4$ fm értéknél a $\rho_0^d/(\rho_0^u/2)$ arány kisebb, mint 1, azaz a centrumban kicsi a d -kvarkok sűrűsége. A $0,4 \leq b \leq \sim 1,04$ fm tartományban viszont a $\rho_0^d/(\rho_0^u/2)$ arány nagyobb, mint 1.

A neutron elektromos töltéssűrűsége a centrális tartományban negatív a d -kvarkok dominanciája miatt, de $b \sim 0,4$ fm fölött átmegy pozitívba, ami u -kvark-hatásra utal. A neutron teljes töltéssűrűsége zéró, így a pionfelhőre innen több információ nyerhető nagy b értékeknél, a virtuális $n \rightarrow p + \pi^-$ disszociáció miatt.

A nukleonszerkezet felderítésére értékes információt szolgáltatnak a *dihadron fragmentációs vizsgálatok*. Ezek tanulmányozhatók pl.

$$\begin{aligned} e^+ + e^- &\rightarrow h_1 + h_2 + X \quad (h = \text{hadron}), \\ l + N &\rightarrow h_1 + h_2 + X \quad (l = \text{lepton, DIS}) \text{ reakciókból.} \end{aligned}$$

A DESY-, HERMES-együtműködés 27,6 GeV-es elektron vagy pozitron nyálbál bombázott merőlegesen polarizált gáz hidrogén céltárgyat és vizsgálták a fellépő $\pi^+\pi^-$ hadronokat. Különböző N^\uparrow , ill. N^\downarrow polarizációval meghatározták a céltárgy-spin aszimmetriaparamétert.

A CERN-i COMPASS-együtműködésben 160 GeV-es müonnyalábbal bombáztak szilárd, merőlegesen polarizált NH_3 és ${}^6\text{LiD}$ céltárgyakat, és vizsgálták a fellépő (nem definiált) h^+h^- hadronpárokat. Meghatároztak céltárgy-spin aszimmetriaparamétereket, Collins-effektust.

Hasonló vizsgálatokat végeztek a KEKB Belle-együtműködésben is a Collins-effektus tanulmányozására.

A Jefferson-laboratórium CLAS-együtműködése az $\bar{e}p \rightarrow e'\pi^+\pi^-X$ reakciót tanulmányozta. Longitudinálisan polarizált 5,498 GeV-es elektronnyalábbal bombáztak nem polarizált H_2 céltárgyat.

A dihadron fragmentációs vizsgálatokról átfogó áttekintést adtak Pisano és Radici [2016], valamint Perdekamp és Yuan [2015] munkái. Új eredmények születtek, de a nukleon partonszerkezete ennek ellenére még hiányosan ismert; különösen kis Bjorken- x értékeknél, ahol nem a valencia szabadsági fokok dominálnak. Új elektron-ion gyorsítókra van szükség a lényeges előrelépéshez.

Értékes információt szolgáltatott az általános partoneloszlásra a *mélyen virtuális Compton-szórás* (DVCS, $ep \rightarrow e\gamma$), valamint a *mélyen virtuális mezonprodukción* (DVMP, $ep \rightarrow ep \text{ mezon}$) vizsgálatok. Az úttörő DESY-, HERMES-kísérletekben részint gyorsított leptonokat és protonokat ütköztettek (H1, ZEUS), részint fix céltárgyakat használtak (HERMES). DVCS-eredmények születtek a Jefferson-laboratórium CLAS12 HALL A együtműködésében is. Ezekből az a következtetés vonható le, hogy a valenciakvarkok a nukleon közepén vannak, és ezeket kvark-antikvark felhő veszi körül. A közeljövőben új, precíziós eredmények várhatók a Jefferson-laborból és a CERN COMPASS-mérésekből. A DVCS-

vizsgálatokból nyerhető általános partoneloszlási függvények részletes tárgyalását I. Guidal és mts. [2013], valamint Kumerički és mts. [2016] összefoglalóiban.

A TMD- és GPD-eloszlások számításában igen jelentősek a *rács-QCD* „ab initio” eredmények. Ezek folyamatosan fejlődnek és perspektivikusak a jövőt illetően.

A proton háromdimenziós képével kapcsolatban elért eredményekről tömör összefoglalót közölt Bacchetta [2016].

III. 1. 5. Tranzverz impulzuseloszlás, Drell–Yan-reakciók $p\bar{p} \rightarrow l^+l^-X$

Különösen jelentős hozzájárulást adhatnak a hadronszerkezet felderítéséhez a polarizált Drell–Yan-reakciók. A tranzverz impulzustól függő (TMD) eloszlási függvények, a Sivers- és más effektusok, az azimutális aszimmetriák egyaránt hatékonyan tanulmányozhatók segítségükkel.

Protonokkal bombázva hidrogén és deutérium céltárgyakat, eredmények nyerhetők az $\bar{u}(x)$ és $\bar{d}(x)$ antikvarkeloszlásokra kis x értékeknél is.

Ha protonokat ütköztetünk antiprotonokkal az (uud) és $(\bar{u}\bar{u}\bar{d})$ valenciakvarkonfigurációkból pl. $u + \bar{u} \rightarrow \gamma^* \rightarrow e^+e^-$ folyamat játszódik le. A leptonpárok analiziséből direkt információ nyerhető a kölcsönható kvarkok eloszlására. Különösen érdekes eredmény nyerhető, ha mind a proton, mind az antiproton polarizálva lett [Lesina, Rathmann 2013].

A hadronszerkezet felderítésére tervezett Drell–Yan-kísérletek fontosabb jellemzői a III. 3. táblázatban találhatóak. 2015-ben az RHIC-ben sikerült rekordnak számító polarizált protonütközéseket létrehozni a 200 GeV ütközési energiánál [CERN Courier 2015. jún., 10. o.].

Részletesen vizsgálták a Drell–Yan-folyamat szerepét a partoneloszlási függvények meghatározása szempontjából hadron-hadron ütközéseknél Basso és mts. [2016]. Eredményeik hasznosak lehetnek az eljövendő TEVATRON- és CERN LHC-kísérletek kiértékelésénél.

Ugyancsak részletesen tanulmányozták a dilepton párok (e^+e^- vagy $\mu^+\mu^-$) előállítását $\gamma\gamma$ -folyamatban, proton-proton nagyenergiájú ütközéseknél Łuszczak és mts. [2016]. A kísérleti eredményekkel való összevetés alapján azt a következtetést vonták le, hogy a $\gamma\gamma$ -mechanizmus szerepe a dileptonok előállításában a legtöbb esetben kicsi.

III. 3. táblázat. A hadronszerkezet felderítésére tervezett polarizált Drell-Yan-kísérletek fontosabb jellemzői Brodsky és mts. [2013] alapján

Kísérlet	Részecskék	Energia [GeV]	\sqrt{s} [GeV]	Lum.[nb ⁻¹ s ⁻¹]
LHC 2015 után*	$p\uparrow p\uparrow$	7000	115	1
COMPASS	$\pi^-\uparrow p\uparrow$	160	17,4	2
RHIC	$p\uparrow p$	ütköztető	500	0,2
J-PARC	$p\uparrow p$	50	10	1000
PANDA	$\bar{p}\uparrow p\uparrow$	15	5,5	0,2
PAX	$p\uparrow \bar{p}$	ütköztető	14	0,002
NICA	$p\uparrow p$	ütköztető	20	0,001
RHIC				
Belső céltárgy 1	$p\uparrow p$	250	22	2
Belső céltárgy 2	$p\uparrow p$	250	22	60

* 50 cm-es polarizált hidrogén céltárgyra vonatkozóan.

III. 1. 6. A nukleonok spinje

A nukleonok spinje $\frac{1}{2}$. Jelenlegi ismereteink szerint ez a spin

- a valenciakvarkok, tengerkvarkok (és antikvarkok) spinjeinek eredőjéből,
- a kvarkok keringési impulzusnyomatékainak összegéből és
- a gluonok hozzájárulásából tevődik össze.

Hogy a felsorolt összetevőkből hogyan alakul ki pontosan a nukleonok spinje, az rejtély. Ugyanakkor vannak figyelemre méltó eredmények.

A *kvarkok eredő spinje*. A nukleon spinjére vonatkozó kvarkszintű ismereteink elsősorban polarizált, mélyen rugalmatlan szórás kísérletekből erednek. Ezekben nagyenergiájú, a nyaláb mentén polarizált elektronokkal vagy müonokkal vizsgálják a szintén polarizált proton (neutron) szerkezetét.

Ha mind a lepton, mind a nukleon spinje a nyalábirány mentén lett polarizálva, a hatáskeresztmetszet aszimmetriájából meghatározható a $g_1(x)$ szerkezetfüggvény. A kvark-parton modellben a szerkezetfüggvény $g_1(x) = \frac{1}{2} \sum_q e_q^2 \Delta q(x)$ alakú, ahol

$$\Delta q(x) = \left[q^{\downarrow\uparrow}(x) + \bar{q}^{\downarrow\uparrow}(x) \right] - \left[q^{\uparrow\uparrow}(x) + \bar{q}^{\uparrow\uparrow}(x) \right]. \quad (\text{III. 9.})$$

Ez utóbbi a kvarksűrűségek közti különbséget tükrözi az antiparalel és paralel beállások között, a céltárgy-nukleon spinjéhez viszonyítva. Itt x a Bjorken-féle skálázási változó, a nukleonimpulzus azon része, amelyet a parton visz el. A Δq -t 0-tól 1-ig integrálni lehet: $\Delta q = \int_0^1 \Delta q(x) dx$.

A nukleon $\frac{1}{2}$ spinje a Jaffe–Monohar-összegszabály szerint négy mennyiség összegeként áll elő:

$$\frac{1}{2} = (1/2)\Delta\Sigma(\mu) + \Delta g(\mu) + L_q(\mu) + L_g(\mu), \quad (\text{III. 10. A})$$

ahol $\Delta\Sigma$ = a kvarkspinek összege, Δg a gluonspineknek, L_q , ill. L_g a kvarkok, ill. gluonok keringési impulzusnyomatékainak hozzájárulása a nukleonspinhez, μ a renormalizációs skála (l. a III. 1. 2. pont elején). A szórás kísérleteken kívül a $\Delta\Sigma$ meghatározásához a neutron β -bomlásából is nyerhető pótlólagos adat. Ez az összegszabály világos partoni interpretációra ad lehetőséget, de függ a koordináta-rendszerrel és az utolsó három tag nem mértékinvariáns.

A J_i összegszabály szerint a proton $\frac{1}{2}$ spinje a következőképpen áll össze:

$$\frac{1}{2} = (1/2)\Delta\Sigma(\mu) + J_g(\mu) + L_q(\mu), \quad (\text{III. 10. B})$$

ahol J_g a teljes gluon keringési plusz spinimpulzusnyomaték. Ez az összegszabály mértékinvariáns tagokat tartalmaz, nem függ a koordináta-rendszer megválasztásától, és $J_q + J_g = \frac{1}{2}$. A J_i összegszabályban szereplő tagok mind mérhetőek és különböző elméleti modellekkel számíthatók. Lásd J_i és Zhao [2016], valamint Hatta [2016] közleményeiben és az ott felsorolt hivatkozásokban. Például a proton spin partoni összetétele számítható a LaMET (**l**arge **m**omentum **e**ffective **f**ield **t**heory) közelítésben. Ez egy perturbatív rács-QCD faktorizációs formula, ami a parton spin és orbitális impulzusnyomatékre információt szolgáltat [J_i és Zhao 2016].

A SLAC (Stanford) laboratórium úttörő kísérletei nyomán a CERN-i EMC (European Muon Collaboration) kutatócsoport arra a meglepő következtetésre jutott, hogy a kvarkspinek csak kis hozzájárulást adnak a proton spinjéhez. Az eredményeket megerősítették a CERN-i második generációs COMPASS, továbbá a SLAC- (Stanford) és DESY- (Hamburg) kísérletek is: a valencia- és tengerkvarkok spinjei csak 30%-át adják a nukleon spinjének [Bradamante 2008]. Ezt a felismerést szokták úgy emlegetni, mint a „spinkrízis” kezdetét (1988). A spinkrízissel kapcsolatos eredmények részletes ismertetését l. Hughes és Voss [1999] összefoglaló munkájában.

További lényeges eredmények születtek a DESY-HERMES- (**H**era **m**easurement of nucleon spin) kísérletekben. (L. pl. Diaconu és mts. [2010].) Longitudinálisan polarizált elektronokat tároltak egy tárológyűrűben, amelyek másodpercenként $4,7 \times 10^4$ -szer átsugároztak egy vékony, polarizált hidrogén, deutérium vagy ^3He -gáz céltárgyat. Azok az elektronok, amelyeknek spinje a nyaláb irányába mutat, majdnem kizárólag olyan kvarkokkal lépnek kölcsönhatásba, amelyeknek ellentétes a spinbeállása. Amikor a nyalábpolarizációt (vagy nukleonpolarizációt)

zációt) megfordítják, a leptonok más kvarkokkal lépnek kölcsönhatásba, és ilyenkor megváltozik a szórási szög és energiaveszteség. A különbségből a kvarkspinek aszimmetrikus beállítására lehet következtetni. A kísérletek szerint a proton u -valenciakvarkjainak spinje ugyanolyan irányú, mint a proton egészének spinje, míg a d -valenciakvarké ezzel ellentétes. L. III. 4. felső ábrát.

A Δ^+ és a p ugyanazon három kvarkból épül fel, de a Δ^+ spinje $3/2$, míg a protoné $1/2$. A Δ^+ $\sim 30\%$ -kal nagyobb tömegű, mint a proton, ami mutatja, hogy a nagyobb spin gerjesztett állapothoz vezet. Mindez összhangban van a III. 4. felső ábrán látható képpel.

Amikor egy polarizált elektron ütközik a nukleon kvarkjával, fotoncserével járó elektromágneses, ill. Z^0 -bozoncserével járó gyenge kölcsönhatás lép fel. Az elektromágneses erő paritásmegőrző, így az elektron helicitása (azazhogy a spinje a haladási irányba mutat vagy azzal ellentétes) másként hat a szórási hozamra, mint a gyenge kölcsönhatásban, ahol a paritás sérül. Az elektronszórás analíziséből következtetés vonható le az u -, d - és s -kvarkok egyedi hozzájárulására.

A nukleonokban a ritka (s -) kvark a tengerkvarkok között lehet jelen. Mind a Jefferson-laboratórium HAPPEX, mind a DESY HERMES-kísérletekben nyert eredmények arra utalnak, hogy a ritka kvarkok hozzájárulása a nukleonspinhez nagyon kicsi (vagy zéró). A nukleon s -kvark tartalmát vizsgálták Gonzáles-Jiménez és mts. [2013] és Armstrong, McKeown [2012] összefoglaló közleményeikben. Ez utóbbi szerzők arra a következtetésre jutottak, hogy az s -kvarkok kevesebb mint 5% -kal járulnak hozzá a proton középnégyzet töltéssugarához (95% -os konfidencia mellett).

Roberts és mts. [2013] nagyon nagy x Bjorken-változó tartományban vizsgálták a nukleon spinszerkezetét. Arra a következtetésre jutottak, hogy a nem pontszerű kétkvark-korrelációk fontosak a nukleonon belül, és ezek természetes következményei a dinamikus királis szimmetria sérülésének.

A kvarkok keringési impulzusnyomatéka. A nukleon tömege $\sim 939 \text{ MeV}/c^2$, ugyanakkor a nukleont felépítő u - és d -valenciakvarkoké $\leq 8 \text{ MeV}/c^2$. Mindez arra utal, hogy a kvarkok a nukleonban valószínűleg nagy sebességgel mozognak, és az energia (tömeg)-tartalom jelentős része a kvarkok (keringési) mozgásából eredhet. Egyébként a Heisenberg-féle bizonytalansági relációból ($\Delta x \Delta p_x \geq \hbar$) is következik, hogy ha a kvarkok olyan kis térfogaton belül vannak, mint a protonban vagy a neutronban, gyors mozgásban kell legyenek.

Az 1990-es évek közepén világhosszá vált, hogy az általánosított partoneloszlás (generalized parton distribution, GPD) vizsgálatából információ nyerhető a kvarkok keringési impulzusnyomatékának a nukleonspinre gyakorolt hatásáról.

A Jefferson-laboratórium (USA) és a HERMES DESY mélyen virtuális Compton-szórás (DVCS-) kísérletek és modellfüggő analízis alapján arra a következtetésre jutottak, hogy a d -kvark keringési impulzusnyomatéka csak kismértékben járul hozzá a proton spinjéhez, a nagyobbik rész az u -kvarkoktól ered.

Kroll [2013] különböző általános partoneloszlási (GPD), valamint mélyen virtuális Compton-szórás (DVCS) + Ji-összegszabály eredmények analízise alapján azt a következtetést vont le, hogy a protonban a partonok teljes (spin + keringési) impulzusnyomatéka a következőképpen oszlik meg ($Q^2 = 4 \text{ GeV}^2$ skálaértéknél, kétféle parametrizációval):

$$\begin{array}{ll} J^u + 0,225 \text{ és } + 0,250 \text{ között} & J^s + 0,015 \text{ és } - 0,011 \text{ között} \\ J^d + 0,020 \text{ és } - 0,005 \text{ között} & J^g + 0,214 \text{ és } + 0,286 \text{ között} \end{array}$$

A $J^u + J^d + J^s + J^g$ összeg $\sim 1/2$, azaz a proton spinje.

Hasonló eredményre jutottak az összegszabályok alapján Brodsky és mts. [2013]; szerintük a gluonok $\sim 40\%$ -ban járulnak hozzá a proton spinjéhez ($Q^2 \approx 10 \text{ GeV}^2$ -nél).

Liu [2014 és 2016] és munkatársai a kísérleti adatok analízise és a rács-QCD-számítások alapján (l. később a III. 2. 1. pont „elméleti vizsgálatok” részében) azt a következtetést vonták le, hogy a proton spinjéhez

a teljes kvarkspinnek	25(12)%-ban,
a gluonspinnek	28(8)%-ban,
a kvarkok keringési impulzusnyomatékai pedig	47(13)%-ban

járulnak hozzá. A kvarkok keringési impulzusnyomatéka azonban főleg nem a valenciakvarkok direkt hozzájárulásából, hanem vákuumpolarizációs effektusból ered.

Ezek szerint a „spinkrizis” megoldódni látszik. A parton keringési impulzusnyomaték probléma részletes tárgyalását l. Liu és Lorcé [2016] összefoglaló munkájában.

Miller [2008] elméleti számításai alapján jelentős kvark(ok)hoz tartozó keringési impulzusnyomaték léte nem gömbszerű protonalakhoz vezet. Ha a nagy keringési impulzusnyomatékú kvarkok spinje paralel áll a proton spinjéhez viszonyítva, a proton alakja a földimogyoróéhoz, antiparalel spin esetén pedig a körkörös zacskóéhoz fog hasonlítani.

Gluonok hozzájárulása a nukleonspinhez. A III. 3. ábrán látható, hogy $x \ll 0,1$ esetében a proton lényegében gluonlabdává válik, olyan mértékben nő a gluonkoncentráció az x csökkenésével. Következésképpen a polarizált gluoneloszlás

vizsgálata alapvetően fontos információt szolgáltathat annak meghatározására, hogy a gluonspinek mennyiben járulnak hozzá a nukleon spinjéhez.

A RHIC PHENIX- és STAR-programokban nagyenergiájú polarizált protonok ütközésében lemérték az ún. kétszeres longitudinális spin-aszimmetria paramétert, melynek definíciója a következő:

$$A_{LL} = \frac{\Delta\sigma}{\sigma} = \frac{\sigma_{++} - \sigma_{+-}}{\sigma_{++} + \sigma_{+-}},$$

ahol σ a nem polarizált, $\Delta\sigma$ a polarizált hatáskeresztmetszet, ++ az ugyanolyan, +- az ellentétes helicitást jelzi a pp -ütközésben.

A perturbatív QCD keretében az A_{LL} paraméter számítható.

A kísérleti és elméleti eredmények egybevetéséből azt a következtetést vonták le, hogy a III. 10. kifejezésben $\Delta g \sim 25\%$. Így a kvark- és gluonspinek hozzájárulása a nukleonspinhez egyaránt $\sim 20\text{-}25\%$. Mindez arra utal, hogy a kvark- és gluonspinek mellett a kvarkok és gluonok keringési impulzusnyomatékai is lényeges szerepet töltenek be a nukleonspin kialakulásában. L. részletesebben Deshpande [2015] összefoglaló közleményében.

Mindez – a meglehetősen nagy hibahatárokon belül – összhangban van Liu [2014] előbb említett eredményeivel.

Mindazonáltal a gluonok eloszlása nagy x értékeknél ($x > 0,2$) még nagyon bizonytalanul ismert. A COMPASS- (CERN) és HERMES (DESY)-eredmények szerint a gluonpolarizáció kicsi. Bedfer [2013] közleménye szerint Δg nagyon kis hozzájárulást ad a nukleonspinhez (bár biztosan nem zéró).

Megjegyzendő, hogy a foton teljes impulzusnyomatéka nem választható szét mértékinvariáns módon egyértelműen spin és keringési részekre, így a gluonoknál sem egyértelmű a helyzet. Ez felveti a kérdést, hogy a többféle közül melyik választás a természetes, fizikailag megfelelő. L. részletesebben Leader [2013], Terryaev [2013] és Leader, Lorcé [2014] közleményeiben.

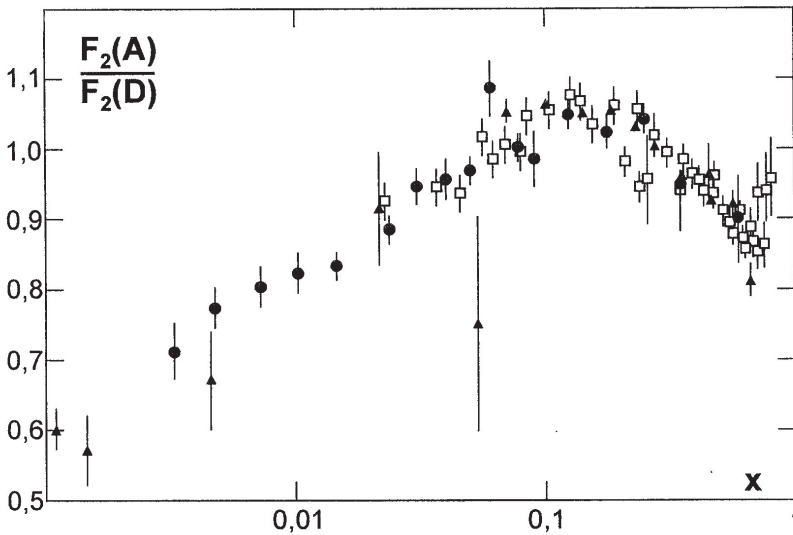
A kísérletek alapján nagyon valószínű, hogy a protonban és neutronban a gluoneloszlás hasonló.

A proton szerkezetét részletesen tárgyalják a következő munkák: Bass [2005], Bradamante [2008 és 2013], Anselmino, Hasch [2010], NuPECC Long Range Plan [2010], Miller [2010], Högler [2010], Vanderhaegen, Walcher [2011], Forte, Watt [2013], Guidal és mts. [2013], Roberts és mts. [2013], Perez, Rizvi [2013], SPIN-2012 (Dubna) [*Part. Nucl. (ECHAYA)* 44, No. 6 és 45, No. 1], Foster és mts. Particle Data Group [2016, 321. o.], SPIN-2014 (Peking) [*Int. J. Mod. Phys.: Conf. Ser.* 40 (2016)], SPIN-2016 (Indiana Univ.) [*Nucl. Phys. News* 27, No. 2, 34].

III. 1. 7. Nukleonok az atommagokban, EMC-effektus

Az atommagban a nukleonok kötése energiája néhány MeV, a nukleonok Fermi-energiája $\sim 30\text{--}34$ MeV. Ugyanakkor a nukleonok szerkezetfüggvényének mérésénél alkalmazott bombázó energiák (ill. invariáns tömegek) ezeknél nagyságrend(ek)kel nagyobbak. Ilyen körülmények között nem várható, hogy a nukleon F_2 szerkezetfüggvénye lényegesen fog különbözni aszerint, hogy a nukleon deuteronban vagy annál nehezebb atommagban található.

A III. 9. ábra a ${}_{20}\text{Ca}$, ${}_{26}\text{Fe}$, ${}_{29}\text{Cu}$ céltárgyakon mért F_2 szerkezetfüggvényeket mutatja a deuteron szerkezetfüggvényéhez $[F_2(D)]$ viszonyítva, x függvényében. A méréseket különböző Q^2 értékeknél végezték néhány GeV^2/c^2 -től néhány $100 \text{GeV}^2/c^2$ -ig. Emlékeztetőül: ha a mélyen rugalmatlan e^-p -ütközésben a nukleon impulzusát P -vel jelöljük, xP a szóráshoz részt vevő parton impulzusa, ahol $0 < x < 1$. Az arány általában eltér az egységtől, az $x < 0,05$ és $0,3 < x < 0,8$ tartományokban kisebb mint egy, a közbenső részekben pedig nagyobb nála [Sloan és mts. 1988; Arneodo és mts. 1988; Arneodo 1994]. Az eredményt az „European Muon Collaboration” észlelte először a CERN-ben, ezért EMC-jelenségnek nevezték el. A deuteronban a proton és neutron csak lazán van kötve, közel szabadnak tekinthető. A természetes Ca-ban a 40-es tömegszámú izotóp 96,9%-ban van



III. 9. ábra. Különböző (Ca, Fe, Cu) anyagokon mért szerkezetfüggvények $[F_2(A)]$ aránya a deuteron mérthez $[F_2(D)]$ az x változó függvényében. Különböző kutatócsoportok eredményei. Nagy és mts. [2003] alapján

jelen, és ebben is azonos a neutronok és protonok száma. Az $F_2(\text{Ca})/F_2(\text{D})$ arány x -től való függése így nyilvánvalóan arra vezethető vissza, hogy a kalciumban a nukleonok sokkal szorosabban kötöttek. A kísérletek alapvetően fontos ismeretet hordoznak arra vonatkozóan, hogy a magerőknek milyen kapcsolata van a kvarkgluon kölcsönhatásokkal.

Az újabb mérések megerősítették az EMC-effektus létét, de a jelenség egyértelmű, meggyőző értelmezése mindmáig hiányzik. A NuTeV (neutrinos at the Tevatron) eredmények arra utalnak, hogy a kötött állapotban lévő nukleonban a kvarkszerkezetet alapvetően módosítja a maganyag [Cloet és mts. 2009]. A kvarkok impulzuseloszlása kötött nukleonokban lényegesen eltér a szabad nukleonoknál tapasztalhatótól. Így nagyon valószínű, hogy az EMC-effektus magyarázata a nukleonon belüli kvarkeloszlás módosulásában keresendő.

A könnyű magoknál végzett mérések szerint az EMC-effektus jobban korrelál a helyi sűrűséggel (pl. a ${}^9\text{Be}$ -ban az α -klaszterrel), mint az átlagos magsűrűséggel. Arra utaló jeleket is kaptak, hogy az EMC-jelenség összefüggésben van az atommagokban fellépő rövid hatótávolságú kölcsönhatások erősségével. E részleges információk azonban nem azonosítják egyértelműen azt az alapvető mechanizmust, amely az effektust létrehozza. Az eredményekről áttekintés található pl. Holt és Gilman [2012] közleményében.

A jelenség megértéséhez remélhetőleg új információt szolgáltatnak a tervezett új mérések. Célszerű lenne vizsgálni a jelenséget pl. Drell-Yan-folyamatban, és felderíteni az effektus kvarkiztól és spinviszonyoktól való függését is.

Az atommagok képének többdimenziós (TMD, GPD) vizsgálata fontos információt adhat az EMC-jelenség megértéséhez. A lehetőségeket részletesen elemezték Dupré és Scopetta [2016]. Fontosabb megállapításaik a következők:

- Célszerű zéró spinű és könnyű atommagokat vizsgálni, mivel ezeknél a matematikai formalizmus egyszerű, és a könnyű magok belső dinamikája jól ismert.
- Különösen perspektivikus a kis Bjorken- x tartomány tanulmányozása, mert itt igen erős nukleáris hatás várható a GPD-ben, pl. DVCS-reakcióban.
- A ${}^3\text{He}^\uparrow(e, e' \pi^\pm)$ reakció (a helium tranzverz polarizációjával) különösen alkalmas a neutron TMD vizsgálatokra.

Az ilyen irányú vizsgálatok már be is indultak a Jefferson-laboratórium 12 GeV-es gyorsítóján. A jövőben létrehozandó elektron-ion ütköztető pedig kitűnő lehetőséget adhatnak precíziós vizsgálatokra, széles kinematikai tartományokban.

Kovařík és mts. [2016] globálisan analizálták a rendelkezésre álló kísérleti nukleáris partoneloszlási adatokat a protontól kezdve az ólomig, pl. az F_2^A / F_2^D szerkezetfüggvény és $\sigma_{DY}^{pA} / \sigma_{DY}^{pD}$ hatáskeresztmetszet-arányokat. A kísérleti eredmények töltött lepton DIS, DY és inkluzív pionkeltési reakciókból származtak. Vizsgálták az adatok korrelációját specifikus nukleáris ízkomponensekre is. Az nCTEQ15 nevű programjuk eredményeit összehasonlították más csoportok eredményeivel.

Jung és mts. [2016] a nukleon elektromágneses alakfaktorát vizsgálták a π - ρ - ω soliton modellre alapozva. Arra az eredményre jutottak, hogy a nukleon töltéssugara megnagyobbodik az atommagban a szabad állapothoz viszonyítva. E következtetésük egyezik a Skyrme-modell alapján végzett analízis eredményével is.

Basso és mts. [2016] a nukleáris effektusokat Drell–Yan-párképzési folyamatban vizsgálták nagyenergiájú pA ütközésekben. Átfogó analízisük demonstrálta, hogy a DY folyamat nagyon hatékony nukleáris effektusok kimutatására.

Az újabb inkluzív elektronszórási kísérletekben mérték a nukleon $F_1(x, Q^2)$, $F_2(x, Q^2)$ és a longitudinális $F_L(x, Q^2)$ elektromágneses szerkezeti függvényeit ^{12}C , ^{27}Al , ^{56}Fe és ^{64}Cu atommagokban. Haider és mts. [2015] kiszámították a nukleáris közegeffektusokat ezekben a szerkezetfüggvényekben, figyelembe véve a Fermimozgást, kötésenergiát, nukleonkorrelációkat, a π - és ρ -mezonokból származó hozzájárulást és az árnyékolási effektusokat. Az LO és NLO rendben nyert numerikus adatokat összevetették a Jefferson-laboratórium kísérleti eredményeivel és más korábbi adatokkal. Azt találták, hogy jó az egyezés $x > 0,4$ esetére, kivéve az F_L^A longitudinális szerkezetfüggvényre a nagyon alacsony $Q^2 < 2 \text{ GeV}^2$ tartományt.

III. 1. 8. Kitekintés

A CERN-i Nagy Hadronütköztető (LHC) lehetőséget ad arra, hogy a pp -szórási vizsgálatokat 13 TeV tömegközépponti energiáig is elvégezzék. E célra létrehozták a TOTEM (TOTAL cross-section, Elastic and diffraction scattering Measurement) berendezést, amellyel $2 \times 10^{-3} \div 10 \text{ GeV}^2 |t|$ tartományban vizsgálják a szórási hatáskeresztmetszeteket. Az LHC nagyobb energiája új lehetőséget nyújt a partoneloszlások vizsgálatára is, le egészen kis (10^{-5} - 10^{-6}) x tartományokig.

A CERN-i COMPASS-berendezésben a nukleon partonikus tranzverz spinszerkezetét vizsgálják a nem polarizált πN Drell–Yan-programban. Meghatároznak TMD Boer–Mulders-függvényeket, amik információt szolgáltatnak a merő-

legesen polarizált partonok spin-pálya korrelációira. A polarizált Drell-Yan programban vizsgálják a Sivers-függvényeket is. A kísérletekben π , K és antiproton nyalábokat használnak széles kinematikai tartományban. A kísérletek már folynak [Chang 2016].

A nukleonszerkezet kutatásában új fejezetet nyithat a *darmstadti FAIR PAX* és *PANDA*-programok várható beindulása 2019 körül. Nagyon perspektivikusak a Drell-Yan-reakcióvizsgálatok. Az ilyen irányú tervezett kísérletek fontosabb paraméterei a korábbi III. 3. táblázatban láthatók.

A dubnai *JINR*-, *NICA-nuklotronra alapozott ionütköztetője* várhatóan 2017 körül beindul. Az ütköztetőre két detektort kívánnak telepíteni: a többcélú és spinfizikai detektorokat. A berendezések lehetőséget fognak biztosítani különböző spintől függő PDF és TMD partoneloszlási függvények meghatározására és Drell-Yan-vizsgálatokra (Nagyatsev [2014]).

A *PANDA*- és *NICA*-berendezések vázlatrajzait lásd a könyv végén lévő képek között.

A *protvinói IHEP SPASCHARM-programban* szisztematikusan vizsgálnak spin effektusokat. A várhatóan 2017-ben induló első periódusban inkluzív és exkluzív hadronreakciókban polarizációs jelenségeket vizsgálnak nem polarizált protonnyalábokkal polarizált céltárgyakon. Az univerzális berendezés lehetőséget ad számos u -, d -, s -kvark tartalmú részecske és ezek rezonanciaállapotainak előállítására és jellemzőinek meghatározására. A várhatóan 2018-tól induló második periódusban charmónium állapotokat, szingle-spin aszimmetriát (SSA), hiperonpolarizációt stb. terveznek vizsgálni. A méréseknél π^\pm , K^\pm , proton- és antiprotonnyalábokat használnak a 70 GeV-es protongyorsítójuknál [Mochalov és mts. 2016].

A *Jefferson-laboratórium 12 GeV-es folytonos elektronnyaláb-gyorsító* berendezésének (CEBAF) üzembe helyezése is fontos eredményeket hozhat a nukleonok spin- és ízszerkezetének megértéséhez (PDF, TMD, GPD). A gyorsító nagyfokú elektronpolarizációt, kitűnő luminozitást és stabil elektronnyalábot biztosít, továbbá pontos energia- és helymeghatározást tesz lehetővé [Prokudin 2013]. A kettős polarizációs kísérleteknek köszönhetően a rugalmas elektromágneses proton és neutron alakfaktorok (I. pl. Fényes [2013], II. 2. 1. pont) vizsgálata nagyon perspektivikus. Hasonlóképpen a nukleon alakfaktorok lebontása felöltött u és d alakfaktorokra információt hordoz a nukleon kvark-kétkvark szerkezetre [Perdrisad 2013].

A *Fermi-laboratórium* folytatni kívánja a Drell-Yan-kísérleteket fix céltárgyon pp -, pd -reakciókkal. Ez különösen a \bar{d}/\bar{u} arány precíziós meghatározása

szempontjából fontos. A Fermi-lab. NuMI, MINERvA programjában neutrínó-szórási méréseket végeznek az $E_\nu \sim 1\text{--}20$ GeV energiatartományban (I. Fényes [2013] a VIII. 6. 4. pontban). Új információt kívánnak nyerni a d/u arányra nagy x értékeknél.

A japán J-PARC kutatókomplexumban GPD- és TMD-vizsgálatokat fognak végezni, hogy tisztázzák a nukleon háromdimenziós, ill. tranzverz szerkezetét. A J-PARC gyorsítója 30 (később 50) GeV-es, nagy intenzitású protonszinkrotron, de kaon-, pion-, neutrínó-, müon- és antiprotonnyalábokat is előállítanak. GPD-vizsgálatokat terveznek $\pi^- + p \rightarrow \mu^+\mu^- + B$ exkluzív Drell-Yan, valamint $N + N \rightarrow N + \pi + B$ exkluzív hadronproduktions reakciókkal ($B = \text{barion}$). Inkluzív Drell-Yan $p + p \rightarrow \mu^+\mu^- + X$ mérésekkel Boer-Mulders TMD polarizált partoneloszlást tanulmányozhatnak [Kumano 2016].

Új elektron-ion ütköztetők

Az USA-ban tervezés alatt van egy elektron-ion ütköztető (EIC) $\sqrt{s} = 20\text{--}100$ GeV energiával. Két variáns is dolgoznak, az egyiket a Jefferson-laboratórium-ban (EIC), a másikat a Brookhaven Nemzeti Laboratóriumban (eRHIC) hoznák létre. A berendezésekben polarizált elektronokat ütköztetnének polarizált protonokkal és könnyű atommagokkal [Ent 2016].

A fizikai programban a protonok és atommagok többdimenziós képalkotása szerepel TMD- és GPD-vizsgálatokkal, spinfizika és a gluonok kollektív effektusainak vizsgálata igen széles Bjorken- x tartományban $x = 0,0001$ -től néhányszor 0,1 értékekig. Ez lehetővé teszi az ultrasűrű gluonterek hatásának feltárását a nukleonspinre. Tervezik pl. az $ep \rightarrow ep\gamma$ mélyen virtuális Compton-ütközés és $ep \rightarrow ep J/\Psi$ reakciók precíziós vizsgálatát. Az eA -ütközésben előálló ϕ mezonok értékes információt szolgáltathatnak a gluonok térbeli eloszlására az atommagokon belül, így az EMC-effektus vizsgálatára.

A tervezés főbb szempontjai a következők:

- Erősen polarizált (70%) elektron, proton és könnyű magok előállítása.
- Gyorsított ionok a deuteronról a legnehezebb atommagokig.
- Változtatható energia $\sqrt{s} \sim 20$ -tól ~ 100 GeV-ig, ami később ~ 140 GeV-ig növelhető.
- Nagy ütközési luminozitás: $\sim 10^{33\text{--}34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$.
- Több mint egy ütközési pont.

Az elektron-ion ütköztető esetleg már a 2020-as évek elején működésbe léphetne. Néhány tervezett nagyenergiájú gyorsító adatait l. az V. 8. táblázatban.

A CERN-ben az elkövetkező két évtizedben a nagy luminozitású HL-LHC gyorsítókomplexum lehetőségeinek kiaknázására koncentrálnak. Ugyanakkor előtanulmányokat folytatnak egy ~ 100 TeV-es hadronütköztető létrehozására is, ami az első fázisban elektron-positron ütköztető lenne. Ez az FCC (Future Circular Collider) terv, aminek megvalósításához egy 90–100 km körkerületű alagutat kellene létrehozni Genf környékén. Vizsgálják egy elektron-proton ütköztető létrehozásának lehetőségét is. Ha pl. 60 GeV-es polarizált elektronnyalábot ütköztetnének az LHC protonnyalábjával, az elektron-kvark ütközések a $\leq 10^{-19}$ m tartományban is vizsgálhatók lennének (LHeC- és FCC-tervek).

A tervezés széles nemzetközi együttműködésben folyik, 2019-ig egy részletes tervezési tanulmányt kívánnak elkészíteni. L. részletesebben: CERN Courier, 2016. júniusi számában, valamint Armesto és mts. [2014] közleményében.

Előtanulmányokat folytattak a CERN-ben egy kompakt lineáris gyorsító (CLIC) építésére és az LHC-hez való csatoláshoz is. L. Roloff és Schulte [2016].

* * *

A protonok és neutronok a látható világunk tömegének döntő többségét alkotják. A proton szerkezetének várható pontosabb felderítése analóg lesz azzal, mint amikor Rutherford és mts. 1911-ben feltárták az atom szerkezetét α -részecskék szóródásának vizsgálata alapján. A nukleonszerkezet felderítésében értékes eredmények születtek, de sok alapvető probléma jórészt megoldatlan: honnan ered a nukleon spinje, milyen a nukleonok pontos szerkezete, van-e a nukleonnak elektromos dipólnyomatéka, hogyan változik a nukleonok szerkezete, ha beépülnek az atommagokba stb. Előreláthatólag a proton szerkezetének vizsgálata a következő évtizedekben is kiemelt kutatási terület marad.

III. 2. HADRONSPEKTROSKÓPIA

Az utóbbi évtizedekben a kvantum-szindinamika az erős kölcsönhatás elfogadott elméletévé nőtte ki magát. Nagyobb távolságoknál ($\geq 0,2$ fm) az erős kölcsönhatás erőssége azonban olyan, hogy a QCD perturbációs módszerek már nem alkalmazhatók. Léteznek viszont olyan QCD által sugallt modellek, amelyekkel a „lág” hadronikus és nukleáris folyamatok is sikerrel tárgyalhatók.

Az ismert mezonállapotok száma már meghaladja a másfél százat, a barionállapotoké a 140-et, és ezek száma folyamatosan növekszik. Így hasonlóan az atommag-spektroszkópiához, a hadronspektroszkópia is hatalmas kutatási területté növekedett.

Az elmélet feladata, hogy nemcsak a hadronok összetételét, hanem tömegét, gerjesztéseit, reakcióit és bomlásait is értelmezze.

III. 2. 1. Rövid áttekintés a kísérleti és elméleti vizsgálatokról

Kísérleti vizsgálatok

A könnyű hadronok gerjesztett állapotainak vizsgálatához a legtöbb laboratóriumban rögzített céltárgyat és hadron, elektron vagy γ bombázó nyalábokat alkalmaznak.

A könnyű hadronok gerjesztett állapotaira különösen sok információt nyertek a következő reakciókból.

- Pion-nukleon szórás (pl. $\pi^+p \rightarrow \Delta^{++} \rightarrow \pi^+p$, $\pi^-p \rightarrow \eta n$, $\pi^-p \rightarrow \pi^0\pi^0n$, $\pi^-p \rightarrow \pi^0\pi^0\pi^0n$), kombinálva parciális hullámú analízissel a teljes, rugalmas és töltéscserélő szórásra. A nukleon ismert gerjesztési állapotainak többségét így határozták meg. (A $\pi^\pm p$ reakció hatáskeresztmetszete a tömegközépponti energia (\sqrt{s}) függvényében kb. két nagyságrenddel nagyobb, mint a γp -é, l. később a III. 16. ábrát).

- Kaon-nukleon reakciók, pl. $K^-p \rightarrow \pi^0\Sigma^0$, $K^-p \rightarrow \eta\Lambda$, $Kp \rightarrow \pi^0\Lambda$, $Kp \rightarrow \pi^0\pi^0\Lambda$.

- Elektronszórási kísérletek, pl. $(e, e'\pi)$, $(e, e'\eta)$, $\gamma^*p \rightarrow \pi^0p$, $\gamma^*p \rightarrow \pi^+n$.

- γ -nyalábokkal végzett kísérletek, pl. $\gamma p \rightarrow p\pi^0$, $\gamma p \rightarrow n\pi^+$, $\gamma p \rightarrow p\eta$, $\gamma p \rightarrow K^+Y$ (ahol $Y = \Sigma^0, \Lambda$), $\gamma p \rightarrow K^0\Sigma^+$, $\gamma p \rightarrow p\omega$, $\gamma p \rightarrow p\rho$, $\gamma p \rightarrow p\phi$, $\gamma p \rightarrow p\pi^0\pi^0$, $\gamma p \rightarrow p\pi^0\eta$.

Nehéz mezonok bomlásából is nyerhetők információk barionokra, antibarionokra és mezonokra. Pl. a J/Ψ állapot bomlik $p\bar{p}\pi^0$, $p\bar{p}\eta$, $p\bar{p}\omega$, $\Lambda\bar{\Lambda}\pi^0$, $pK^-\bar{\Lambda}$, $pK^-\bar{\Sigma}^0$ stb. állapotokba, igaz csak $10^{-3} \div 10^{-4}$ rendű elágazási tényezőkkel.

A nehéz hadronok spektroszkópiái vizsgálatához főleg e^+e^- , $p\bar{p}$ és pp nagyenergiájú ütközéseket használtak, amelyekkel sokféle reakció létrehozható.

- e^+e^- -ütközések, pl. $e^+e^- \rightarrow \Xi^- \pi^+ + X$.
- $p\bar{p} \rightarrow \Xi_b^0 \rightarrow \Xi_c^+ \pi^-$, ahol $\Xi_c^+ \rightarrow \Xi^- \pi^+ \pi^+$ bomlás lép fel.
- pp -ütközés, pl. $pp \rightarrow \Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^+ \pi^- \pi^-$.

Hadronspektroszkópiái kutatásokat számos laboratóriumban végeztek és végeznek. A következő összeállítás tájékoztatást ad a nagyobb intézetekről és a gyorsított elsődleges részecskékről.

<i>Intézet, gyorsító, hely, detektor</i>	<i>Gyorsított elsődleges részecske*</i>
EURÓPA	
CERN LHC (Genf), LHCb, COMPASS	pp , pPb , $PbPb$
LEP	e^+e^-
Paul Scherrer Inst. (Villigen, Svájc)	p
ELSA (Bonn)	e
COSY (Jülich)	p , d
MAMI (Mainz)	e
DESY HERA (Hamburg)	ep
Max-lab. (Lund)	e
EAI, NICA (Dubna), MPD	p , ... nehéz ion
IHEP (Szerpuhov)	p
VEPP-2000 (Novoszibirszk)	e^+e^-
INFN (Frascati)	e^+e^-
ESRF (Grenoble), GRAAL	e
GSI, FAIR HADES, PANDA (Darmstadt) (~2019-től)	$p\bar{p}$, \bar{p}
AMERIKA	
Tevatron, Fermi-lab. (Chicago mellett)	p , $p\bar{p}$
Brookhaven, RHIC (New York mellett)	pp , nehéz ionok
Jefferson-lab., CEBAF (Virginia), CLAS,...	e
SLAC, PEP-II (Stanford), BaBar	e^+e^-
CESR, Cornell Univ. (New York)	e^+e^-
TRIUMF (Vancouver)	p
ÁZSIA	
Super KEK B (Tokai, Japán), Belle	e^+e^-
J-PARC (Tokai, Japán)	p
SPring-8/LEPS (Osaka)	e
IHEP, BESIII/BEPS-II (Peking)	e^+e^-

* A polarizációs kísérletekkel kapcsolatban l. a III. 3. táblázatot.

A laboratóriumok részletesebb leírását l. pl. Fényes [2013] II. 2. 3. pontban, továbbá a következő anyagokban: Crede, Roberts [2013], NuPECC Long Range Plan [2010], Particle Data Group [2016, 605. o.], Eichmann és mts. [2016].

Egy konkrét példával szemléltethető, hogy hogyan történik pl. egy πp -szórás-sal végzett hadronspektroszkópai vizsgálat. A Vancouverben működő TRIUMF-ciklotron 500 MeV, 280 μA -es protonnyalábjával bombáznak vékony szén céltárgyat. A létrejött magreakcióban számos pion keletkezik. A céltárgyból kirepülő pionokat elektromágnesesen elkülönítik, majd $\sim 20\div 40$ MeV-es (másodlagos) bombázó nyalábot formálnak belőlük. A nyalábbal 80 cm^3 -es, vékony műanyagba tett folyékony hidrogént bombáznak, és a kirepülési szög függvényében mérik a $d\sigma/d\Omega$ egységnyi térszögére vonatkoztatott hatáskeresztmetszetet. A kapott kísérleti adatokat s , p , ... hullámú fázisanalízissel értékelik. Az egyszerűnek tűnő kísérleti berendezés azonban valójában nagyon komplikált, többek között pl. azért, mert a bombázó π^- -ok $\tau \sim 2,6 \times 10^{-8}$ s közepes élettartammal bomlanak $\mu^- + \bar{\nu}_\mu$ -be, a μ^- pedig $\tau \sim 2,2 \times 10^{-6}$ s-mal $e^- \bar{\nu}_e \nu_\mu$ -be, ami zavaró háttérrel hoz létre. A pionokat plasztik szcintillátorral detektálják, de a részecskék azonosításához drótkamrák, ólomüveg Cserenkov-detektorok, koincidencia és antikoincidencia körök is szükségesek. A berendezés részletes leírását l. Denz és mts. [2006] közleményében. A CERN-i kristályhordó, CMS és LHCb hadronspektroszkópai mérőrendszerek részletesebb leírása megtalálható pl. Fényes [2013, II. 3. 1. pontban].

A mezonrezonanciák parciális hullámú analízissel történő kiértékeléséhez didaktikai leírást közölt Salgado és Weygand [2014]. A módszert eredményesen használták a Brookhaveni Nemzeti Laboratóriumban pion, a Jefferson-Laboratóriumban foton bombázó nyalábok esetén. A kiértékelési technikát kiterjesztették lineárisan polározott fotonok esetére is. A módszer lehetővé teszi a rezonanciák kvantumjellemzőinek meghatározását többrészecskés végállapotokból.

Elméleti vizsgálatok

Kvarkmodellek. A hadronok kvarkdinamikájának leírására sok modellt kidolgoztak, de ezek legtöbbször tartalmazza a következő összetevőket.

- A bebörtönző (confining) kölcsönhatás potenciálja $V \sim kr$, ahol r a kvarkok közötti távolság. Ez a kvarkónium (pl. $c\bar{c}$, $b\bar{b}$) nívók vizsgálatából következik.

- A rövid hatótávolságú kölcsönhatásnál fellép egy spin-spin „hiperfinom” kölcsönhatás, ami jelentős lehet. A spin-pálya kölcsönhatás is megengedett, de ez kicsi.

- A ritka kvark tömege kicsivel nagyobb, mint az u - és d -kvarké.
- Az izoskalár- (azaz nulla izospinű) mezonoknál a különböző ízű konfigurációk keverednek. Pl. $u\bar{u} \leftrightarrow d\bar{d} \leftrightarrow s\bar{s}$.

A kvarkok színük alapján kötődnek a gluonokhoz, függetlenül az ízüktől. A kr kölcsönhatás kvarkiztól való függetlenségét alátámasztják a későbbi III. 22. ábrákon látható adatok. Az A) ábra mutatja az alapállapotú $L = 0$ ($J^{PC} = 1^{-}$) és $L = 1$ ($J^{PC} = 2^{++}$) gerjesztett állapotú tömegek közti különbségeket különböző kvarkösszetételű mezonokra és barionokra. Látható, hogy a kölcsönhatás erőssége jó közelítésben független a kvarkiztól. A III. 22. B. ábrán a „mágneses” energiafelhasználás négyzete látható olyan állapotok között, amelyekben a spinek paralel, ill. antiparalel irányban állnak. Ez a kölcsönhatás is lényegében független a kvarkiztól.

Főleg ez összetevők határozzák meg a hadronspektrumokat.

Megjegyzendő, hogy az erős és elektromágneses kölcsönhatás a kvarkok átrendeződését eredményezi, de a kvarkizt nem változtatja; a kvarkok csak párképzés vagy megsemmisülés útján keletkezhetnek vagy tűnhetnek el. Ugyanakkor a gyenge kölcsönhatás W^\pm kibocsátásával vagy elnyelésével kvarkizváltozást is létrehozhat (pl. $u \rightarrow d$, $s \rightarrow u$).

A mezon- és bariontömegek, valamint a barionok mágneses nyomatékai viszonylag egyszerűen értelmezhetők az összetevő (constituent) kvarktömegekkel számoló modellek alapján. Az egyes kvarkmodellekről részletesebb információ található a következő mezonok és barionok spektroszkópiája című III. 2. 2–3. pontokban.

A *rács-QCD-számítások* a hadronok kötött állapotait az elsődleges elvekből (a QCD Lagrange-energiasűrűségéből vagy annak különböző közelítéseiből) kiindulva írják le.

A számításokban a téridő-kontinuumot négydimenziós pontokból álló dobozzal közelítik. A kvark- és gluonkvantumtereket csak a rácspontokon (vagy annak összeköttetésein) vizsgálják. Így a QCD egyenletei diszkretizálhatók, a deriváltakat véges differenciákkal lehet helyettesíteni, ami egyszerűsítést jelent az egyébként végtelenül nehéz probléma kezelésében. A számítások többdimenziós integrálást kívánnak az adott térben, amit Monte-Carlo-eljárással végeznek. Ez a QCD-vákuumra olyan térkonfigurációkat generál, amelyeknek legnagyobb a járuléka az integrálhoz. Általában több száz konfiguráció szükséges, hogy a Monte-Carlo-számításból eredő statisztikus hibát 1% alá lehessen csökkenteni.

A rács-QCD-számítást véges térfogatra és véges rácsközre végzik. A számítások térfogattól való függése gyorsan csökken a térfogat nagybodásával, általá-

ban elég $\sim 2,5$ fm átmérőjű térfogatot figyelembe venni. A rácspontok közelítésével a számítások nagyon bonyolódnak. A fejlesztések eredményeként $\sim 0,05$ fm rácspontközzel már elég jól lehet közelíteni a kontinuum-QCD-t. A módszert eredetileg Wilson [1974] javasolta, részletes leírását l. Weiss [1996], Montvay, Münster [1994], Hägler [2010], Aoki és mts. [2014], Hashimoto és mts. [Particle Data Group 2016, 310. o.] közleményeiben.

Újabban már közel fizikai kvarktömegekkel végeztek rács-QCD-számításokat Bali és mts. [2016] arra vonatkozóan, hogy a nukleonok és pionok tömege hogyan áll össze az u -, d -, s -, c - és b -kvark-, ill. gluonkomponensek hozzájárulásából.

A nukleonszerkezeti számításokban kezdetben csak u -, d - és s -kvarkokat vettek figyelembe, mivel a c -, b - és t -kvarkok túl nehezek ahhoz, hogy lényeges hatást gyakoroljanak. Hosszú ideig problémát jelentett a dinamikus (vagy másképpen tenger-) kvarkok figyelembevétele, mivel ezek a számításokat igen elbonyolították (pl. 10^7 dimenziójú mátrix inverzióját kívánták), és a költségeket nagyon megnövelték. Az algoritmusok tökéletesítésével és $>10^{16}$ lebegőpontos operáció/s sebességű szuperszámítógépek alkalmazásával azonban már ezek is egyre inkább figyelembe vehetők.

A számításokban az u -, d - és s -kvarkok tömegei, valamint az α_s csatolási erősség bemenő paraméterek. Általában felteszik, hogy $m_u, m_d \ll m_s/2$. Először mind kísérletileg, mind elméletileg jól definiált mennyiségeket számítanak ki (pl. a π -, K -, D_s -, K -mezonok tömegeit). E számításokkal lefixálják a kvarktömegeket, majd ezeket használják fel a további, új mennyiségek számításánál. Hosszú időn keresztül a számításokban nagyobb kvarktömegeket használtak, mint amilyenek az u - és d -kvarkok reális tömegei (l. az V. 5. táblázatban). Ennek fő oka, hogy így sokkal kisebb számítógép-kapacitásra volt szükség. Növekvő számítógép-teljesítménnyel, az algoritmusok javításával, a királis effektív elmélettel való kapcsolat tökéletesítésével azonban a rács-QCD-számítások és a fizikai kvarktömegek közötti rés áthidalható kezd lenni. Már 10–20 MeV könnyű kvarktömegekkel is számolnak, sőt már elérték a fizikai kvarktömegeket is. Egyes számításoknál minden hibaforrás kontroll alatt van, és a hibák kicsik. A rács-QCD-számítások hatékonyan használhatók fenomenológiai analízis céljaira is. Nagyon fontos a figyelembe vett véges térfogat és véges rácsközök hatásának pontos ismerete. Csak így remélhető, hogy megbízható következtetéseket lehet levonni pl. a kvark keringési impulzusnyomatékára, az általánosított partoneloszlási (GPD-) függvényekre stb.

Egyes rács-QCD-számítások eredményei a következő III. 2. 2–3. pontokban, a mezonok és barionok spektroszkópiája részében találhatók.

A mezonok és barionok tömegeinek izospin-felhasadását számították Horsley és mts. [2016]. Számításaik a rács-QCD- és QED-közelítésen alapultak u , d , s -kvarkok gyengeinterakciójával. Eredményeik a következők (MeV-ekben):

Tömegkülönbség	QCD+QED	Kísérlet
$M_{\pi^+} - M_{\pi^0}$		4,59
$M_{K^0} - M_{K^+}$	4,09(10)	3,93
$M_n - M_p$	1,35(18)(8)	1,3
$M_{\Sigma^-} - M_{\Sigma^+}$	7,60(3)(8)	8,08
$M_{\Xi^-} - M_{\Xi^0}$	6,10(55)(45)	6,85

A látható Univerzumunk léte nagyon érzékenyen függ a neutron-proton tömegkülönbségtől. Korábban Borsányi és mts. [2013], valamint Borsányi és mts. [2015] végzett hasonló számításokat.

A mezonok és barionok leírására használt modelleket és a nyert eredmények összehasonlítását a kísérleti adatokkal a következőkben részletesebben tárgyaljuk.

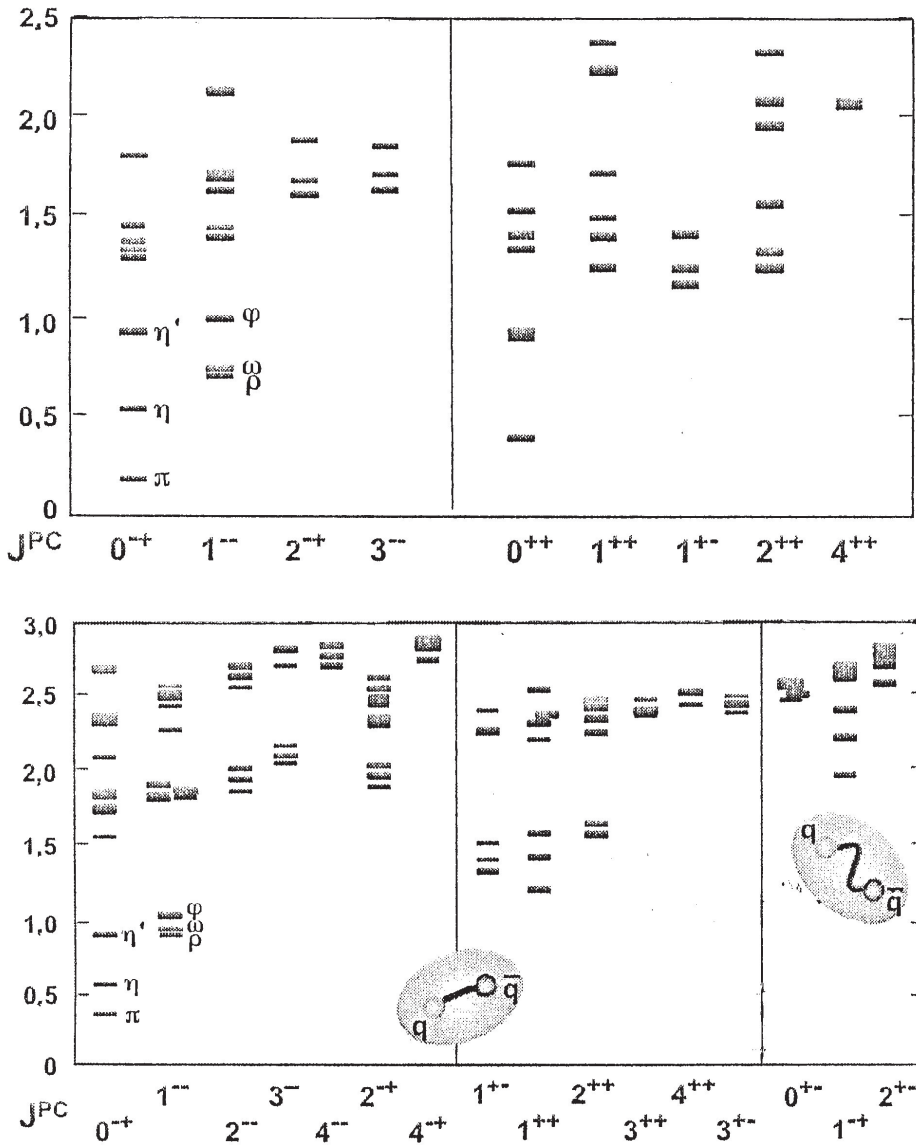
III. 2. 2. A mezonok spektroszkópiája

A mezonspektrumok és értelmezésük

A mezonoknak alapállapotaikon túl nagyszámú gerjesztett állapota is ismert. A könnyű izoskalár- és izovektormezonokra vonatkozó kísérleti adatok a III. 10. ábrán láthatók. E mezonállapotok ismert $J^{P(C)}$ kvantumszámokkal rendelkeznek, de a kvarkösszetételük nem mindig világos.

Egyeseknél, pl. az ω , ϕ , $f_2(1270)$, $f_2'(1525)$ mezonoknál, a bomlásmódjaik felfedik $\frac{1}{\sqrt{2}}(u\bar{u} + d\bar{d})$ és $s\bar{s}$ szerkezetüket, de a többiek valószínűleg sokféle kombináció keverékei. Kísérleti adataik és különböző egyszerűsített modellek előrejelzései alapján általában csak a domináns konfigurációikra lehet következtetéseket levonni.

A mélyen rugalmatlan ütközések azt mutatják, hogy a mezonoknak nincs egyszerű $q\bar{q}$ szerkezete. A színes kvarkok a QCD-vákuumot (kvark és gluon kondenzált állapotot) polarizálják, így a mezon-hullámfüggvények további virtuális $q\bar{q}$ -párokat és gluontér-konfigurációkat (gluonlabdákat, hibrideket) is tartalmaznak, l. később a III. 2. 4. pontban.



III. 10. ábra. Felül: az $I=0$, 1 könnyű izoskalár- és izovektormezonok spektruma a J^{PC} kvantumszámok szerint rendezve. Particle Data Group [2014] alapján.

Alul: Rács-QCD-számítások a mezonspektrumokra. A számításokban már gluontereket is figyelembe vettek. Dudek és mts. [2011]

A III. 10. ábrák alapján megállapítható néhány összefüggés.

Minden izovektor-rezonanciához hozzárendelhető egy izoskalár partnerállapot, amelynek tömege ~ 50 MeV-en belül ugyanaz. Ilyen párok a következők:

<i>Izovektor</i>		<i>Izoskalár</i>
$\rho(770)$	\leftrightarrow	$\omega(782)$
$a_1(1260)$	\leftrightarrow	$f_1(1285)$
$a_2(1320)$	\leftrightarrow	$f_2(1270)$
$\rho_3(1690)$	\leftrightarrow	$\omega_3(1670)$
$a_4(2040)$	\leftrightarrow	$f_4(2050)$
$a_6(2450)$	\leftrightarrow	$f_6(2510)$

(A pszeudoskalár- és skalármezonok kivételek.) A törvényszerűség arra utal, hogy a felhozott példákban az $\frac{1}{\sqrt{2}}(u\bar{u} + d\bar{d})$ és $s\bar{s}$ ízkeveredés nem játszik lényeges szerepet.

A spin-pálya kölcsönhatás általában kicsi. Ez a következő mezonállapotpárok tömegeinek közelítő egyenlősége alapján látható:

$1^3P_{J=1}, f_1(1285)$	\leftrightarrow	$f_2(1270)$	$1^3P_{J=2}$
$a_1(1260)$	\leftrightarrow	$a_2(1320)$	
$K_1(1400)$	\leftrightarrow	$K_2^*(1430)$	
$K_2(1770)$	\leftrightarrow	$K_3^*(1780)$	
$K_4(2500)$	\leftrightarrow	$K_5^*(2380)$	

[A (pszeudo)skalár állapotok kivételek, a jelöléseket I. a II. 1. alfejezetben.]

A következőkben röviden összefoglaljuk a mezon spektrumok elméleti értelmezésére nyert eredményeket.

A mezonok kvarkmodelljeiben általában felteszik, hogy a mezonösszetevő (constituent, felöltöztetett) kvark-antikvark párból áll. Az összetevő kvarktömegek szabad paraméterek. A kvark és antikvark között a távolsággal lineárisan növekvő bebörtönző (confinement) potenciál hat. Ez azonban nem elég a spektrum részleteinek leírására; egy spintől függő kölcsönhatást is fel kell tételni, ami az egyes modellekben különböző.

A spintől függő kölcsönhatást Godfrey és Isgur [1985] egy gluon cseréjére, Vijande és mts. [2005] pedig Goldstone-bozon-cseréjére vezetik vissza. A Goldstone-bozonok a piontriplettel azonosíthatók az u - és d -kvarkokat tartalmazó hadronoknál. A Bonn-kvarkmodellek [Koll és mts. 2000; Ricken és mts. 2000] a

relativisztikus Bethe–Salpeter-egyenletekből indulnak ki, lineáris bezáró (confinement) potenciált használnak, és íztől függő kéttest-erőt az instanton által indukált kölcsönhatásra. (Az instantonok közelítőleg úgy tekinthetők, mint a QCD-vákuumban fellépő nem perturbatív fluktuációk, amelyekben viszonylag kis térfogatban nagyon erős terek jelennek meg. Közvetlen instantoneffektusok pszeudoskalár- és skalármezonoknál várhatók. Bevezetésük pl. magyarázhatja, hogy az η' mezonok tömege miért majdnem kétszerese az η mezon tömegének. Az instantonvákuum elmélete azonban még távolról sem lezárt.) Az instantonfolyadék-modellről jó összefoglalás található Shuryak és Schäfer [1997] munkájában.

A felsoroltak közül a Godfrey–Isgur-modellt valamivel részletesebben tárgyaljuk, mivel ez mind a mai napig átfogó, referenciamodellnek számít. Létrejöttét a kvantum-színdinamika motiválta és – eltérően a korábbi modellektől – már relativisztikus effektusokat is figyelembe vesz.

Godfrey–Isgur mezonmodellje. A modell szerint a mezon dinamikája egy olyan „puha-QCD” Hamilton-operátorral írható le, amelyben rövid távolságoknál egy gluon cseréje dominál, nagyobb távolságoknál pedig egy íztől független Lorentz-skalár kölcsönhatás. A Hamilton-operátor alakja ($\hbar = 1$, $c = 1$ egységekben):

$$H\Psi = (H_0 + V)\Psi = E\Psi, \quad H_0 = \sqrt{m_q^2 + |\vec{p}|^2} + \sqrt{m_{\bar{q}}^2 + |\vec{p}|^2}, \quad (\text{III. 11.})$$

ahol $m_q, m_{\bar{q}}$ a kvark, ill. antikvark nyugalmi tömege,

\vec{p} a relatív impulzus tömegközépponti rendszerben,

$$V = H^c + H^{SS} + H^{LS} + H^A,$$

H^c a centrális potenciál, ami Coulomb-kölcsönhatásból plusz $br + c$ típusú bebörtönző potenciálból áll, ez utóbbit harmonikus oszcillátor potenciállal közelítik,

H^{SS} spin-spin kölcsönhatás,

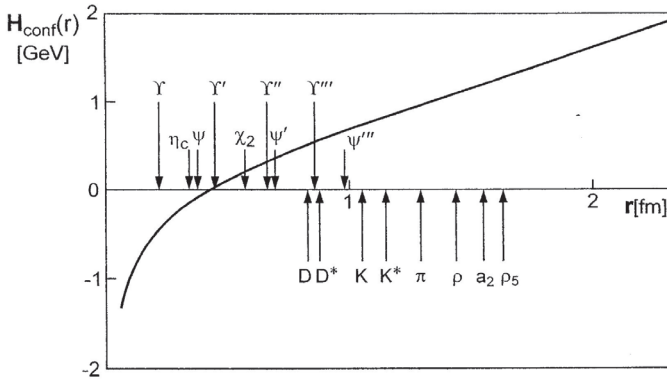
H^{LS} spin-pálya kölcsönhatás,

H^A megsemmisülési kölcsönhatás, ami a $q\bar{q}$ -megsemmisülés lehetőségét veszi figyelembe gluonokon keresztül. Ez csak izoskalármezonoknál lehet jelentős.

Az elmélet paraméterei a következők. Tömegek: $0,5(m_u + m_d) = 220$ MeV, $m_s = 419$ MeV, $m_c = 1628$ MeV, $m_b = 4977$ MeV; $\Lambda = 200$ MeV, a bebörtönző potenciál b és c értékei és mások. A tömegadatokat természetesen az összetevő (constituent) kvarkokra vonatkoznak. Ezek kvantumszámjai ugyanazok, mint a QCD kvarkjainak, de dinamikus sajátágaik, pl. tömegük más.

A modell alapján számították a mezonok gerjesztett állapotainak energiáit (tömegeit), az állapotok hullámfüggvényeit [pl. az $\frac{1}{\sqrt{2}}(u\bar{u} + d\bar{d})$, $s\bar{s}$, $c\bar{c}$, $b\bar{b}$ tartalmat különböző radiális (n) kvantumszámoknál], az erős, elektromágneses, gyenge bomlási amplitúdókat és a töltéssugarakat.

A gerjesztési spektrumokat a modell elég jól leírja. A III. 11. felső ábrán a bebörtönző potenciál távolságtól való függése látható, amiben az egyes mezonokra a kvark-antikvark távolság is be van jelölve.



1^3P_2 — χ_b — χ_c — f' — K^{**} — a_2

1^3S_1 — Υ — ψ — ϕ — K^* — ρ
 1^1S_0 - - - η_b — η_c

- - - η, η'

— K

MEZONCSALÁDOK:

$b\bar{b}$ $c\bar{c}$ $s\bar{s}$ $u\bar{s}$ $u\bar{d}$ π

III. 11. Felső ábra. A bebörtönző potenciál (H_{conf}) függése a kvark-antikvark távolságtól szinszingulett mezonokra. A gyök-közép-négyzetes távolság is be van jelölve egyes reprezentatív mezonokra. Alsó ábra. A mezondinamika univerzális jellegének illusztrálása. Az ábrán az 1^3P_2 és 1^1S_0 állapotok felhasadása látható az 1^3S_1 állapothoz képest, különböző mezoncsaládokra. Godfrey és Isgur [1985] alapján

A modell nagy előnye más ad hoc leírásokkal szemben, hogy egységes leírást ad a mezonok statikájára és dinamikájára a legnehezebb $K(bb)$ mezonoktól a könnyű pionokig. Ez látható pl. a III. 11. alsó ábrán, ahol az 1^3P_2 és 1^1S_0 állapotok felhasadása látható az 1^3S_1 állapothoz képest különböző mezoncsaládokra. A modell hátránya, hogy a relativisztikus effektusokat csak félig kvantitatívan veszi figyelembe (a Hamilton-operátor kimutathatóan nem kovariáns), továbbá hogy gluonlabdákat és hibrid állapotokat nem tartalmaz. Ez utóbbiak tárgyalására a III. 2. 4. pontban, a rács-QCD-számításoknál visszatérünk.

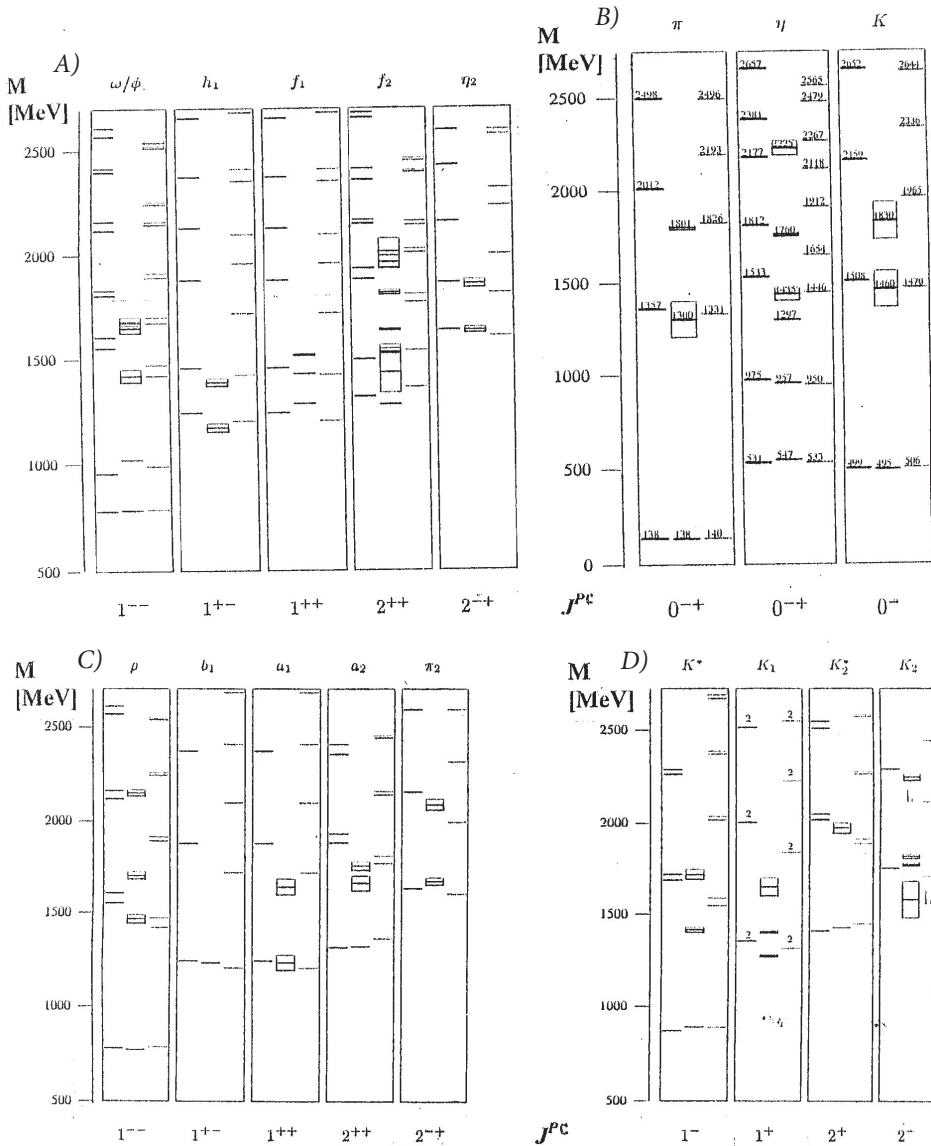
A B - és B_s -mezonokra jelenleg kevés információ áll rendelkezésre, l. a II. 2. táblázatot. A CERN-i LHCb-kísérletekben, nagyobb statisztikájú mérések eredményeként azonban rövidesen változhat a helyzet. Godfrey és mts. [2016] két relativizált kvarkmodellel is számították a B - és B_s -mezonok gerjesztési energiáit és hullámfüggvényeit, valamint a radiális és erős bomlási átmeneti valószínűségeit. Számos gerjesztett állapot előállítása és jellemzőinek meghatározása várható.

A Bonn-kvarkmodellek előnye, hogy teljesen relativisztikus tárgyalást alkalmaznak Bethe–Salpeter-egyenletekre alapozva [Salpeter, Bethe 1951; Salpeter 1952], instanton közelítésben [’t Hooft 1976]. A Bonn-modellek legfontosabb paraméterei a következők:

Összetevő kvarktömegek $m_u = m_d = 306$ MeV, $m_s = 503$ MeV, állandók a $V_c(x) = a_c + b_c(x)$ alakú bebörtönző potenciálban $a_c = -1751$ MeV, $b_c = 2076$ MeV/fm, a ’t Hooft kölcsönhatási erősségek $g = 1,73$ GeV⁻², $g^{\prime} = 1,54$ GeV⁻². A numerikus paraméterek az A és B modelljükben nagyon hasonlóak, de különbség van a spinszerkezetben [Ricken és mts. 2000]. A nyert spektrumok a kisspinű mezonállapotokra a III. 12. A, B, C, D ábrákon láthatók.

A III. 13. ábrán a bottomónium spektrum van feltüntetve a Bethe–Salpeter-egyenletek alapján számolt elméleti értékekkel. Általában jó az egyezés a kísérleti adatokkal, különösen a pszeudoskalár- és vektormezonoknál és a radiális gerjesztéseknél. A kvarkmodellben ezek s -hullámú állapotok, nincs keringési impulzusnyomatékú komponensük. Az 1^{+-} állapotokat a kvarkmodellben főleg a tenzorerő hozza létre.

Ugyancsak az összetevő kvarkmodell keretében számították a mezonospektrumokat Vijande és mts. [2005]. Számították a gerjesztési energiákat külön-külön a könnyű $I = 0$ és $I = 1$, valamint a K , D , B , charmónium- és bottomóniummezonokra. Általában jó egyezést értek el a kísérleti adatokkal. A számításaikban a kvark-kvark kölcsönhatásnál figyelembe vették az egy gluoncserére alapozott potenciált (OGE), valamint a bezáró potenciálok különböző alakjait. A fenomenológiai modell paraméterei négy csoportba voltak oszthatók:



III. 12. ábra. Mezonspektrumok kisspinű állapotokra. Adott J^{PC} -értéknél középen a kísérleti, tőle balra és jobbra elméleti tömegek (M) láthatók (különböző paramétereknél), a kovariáns kvarkmodell alapján.

Felül balra. Izoskalármezsonok. Felül jobbra. Pseudoskalár-mezsonok.
 Alul balra. Izovektormezsonok. Alul jobbra. s-kvark-tartalmú mezsonok.
 Ricken és mts. [2000] alapján

a) az összetevő kvarkok tömegei, b) a Goldstone-bozonok paraméterei, valamint a c) bezáró és d) az OGE-potenciálok jellemzői.

A Godfrey–Isgur, Vijande és Bonn összetevő kvarkmodellek viszonylag jól leírják az alacsonyan fekvő állapotokat minden kvarkíznél, egészen a legnagyobb tömegekig és teljes impulzusnyomatékokig. A mezontömegek egyaránt a királis szimmetria spontán sérülése útján jönnek létre, de a kölcsönhatási dinamika nagyon különböző az egyes modellekben. A Bonn-modellek tárgyalják a π , K és η mezonok bomlási állandóit és a töltött π és K -mezonok elektromágneses alakfaktorait is.

A III. 13. ábrákon a charmónium és bottomónium kísérletileg nyert nívóspektroma van feltüntetve. Az összetevő kvarkmodelleken kívül a nívók tárgyalhatók analógiában a pozitroniumnívókkal is, l. pl. Fényes [2013, 186. o.].

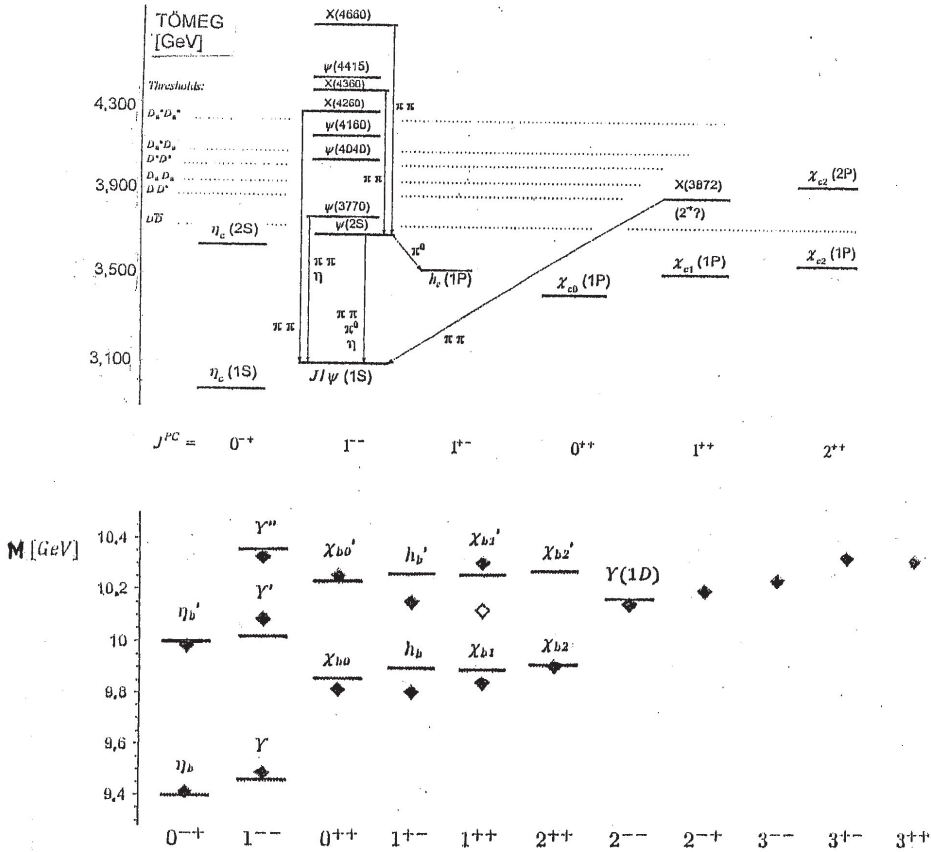
Újabb számításokat végeztek a Bethe–Salpeter-egyenletek alapján a bottomónium nívókra Fischer és mts. [2015].

Ugyancsak a *Salpeter–Bethe-egyenletre alapozva* számította a hadronspektromokat (mezontömegeket, f_π, f_K gyenge bomlási állandókat, a gluonlabdák alapállapotát, a mezonpárok függését a tömegük négyzetétől) Ganbold [2012]. A nyert eredmények jó egyezésben vannak a kísérleti adatokkal. Ganbold és mts. [2015] az újabb számításaikban – amelyek szintén a kovariáns bebörtönzött kvarkmodelljükön alapulnak – a következő bemenő paramétereket használták: $m_{u/d} = 0,235$, $m_s = 0,442$, $m_c = 1,61$, $m_b = 5,07$ GeV-ekben, az infravörös levágási paraméter: $\lambda = 0,181$ GeV, valamint a mezonok f bomlásállandói, az elektromágneses bomlási szélességei és méretparaméterei. A mezontömegekre nyert eredményeik a III. 4. táblázatban láthatók. A modell a kísérleti adatokat a pionoktól a B_c mezonokig viszonylag jól leírja.

A *hadrontömegekre vonatkozó rács-QCD elméleti és kísérleti eredmények összevetése* a III. 14. A. ábrán látható. E számításokban dinamikai u -, d - és s -kvarkokat is figyelembe vettek, továbbá a rezonanciák csatolását a nyitott csatornákra. A magyar–francia–német együttműködésben született elméleti eredmények kitűnően egyeznek a kísérleti adatokkal, a hadronok tömegei pár %-on belül leírhatók.

A rács-QCD-számítások több évtizedre visszanyúló történetében korábban a dinamikai (vagy tenger-) kvarkokat nem vették számításba. Az algoritmusok és a számítógép-kapacitások tökéletesítésével ma már ezeket is figyelembe veszik.

A III. 14. B. ábrán olyan mezonok tömegspektruma látható, amelyekben legalább egy nehéz (c - vagy b -) kvark van. A dinamikai u -, d -, s -kvarkokat is figyelembe vevő rács-QCD-számítások a kísérleti eredményeket kitűnően leírják.

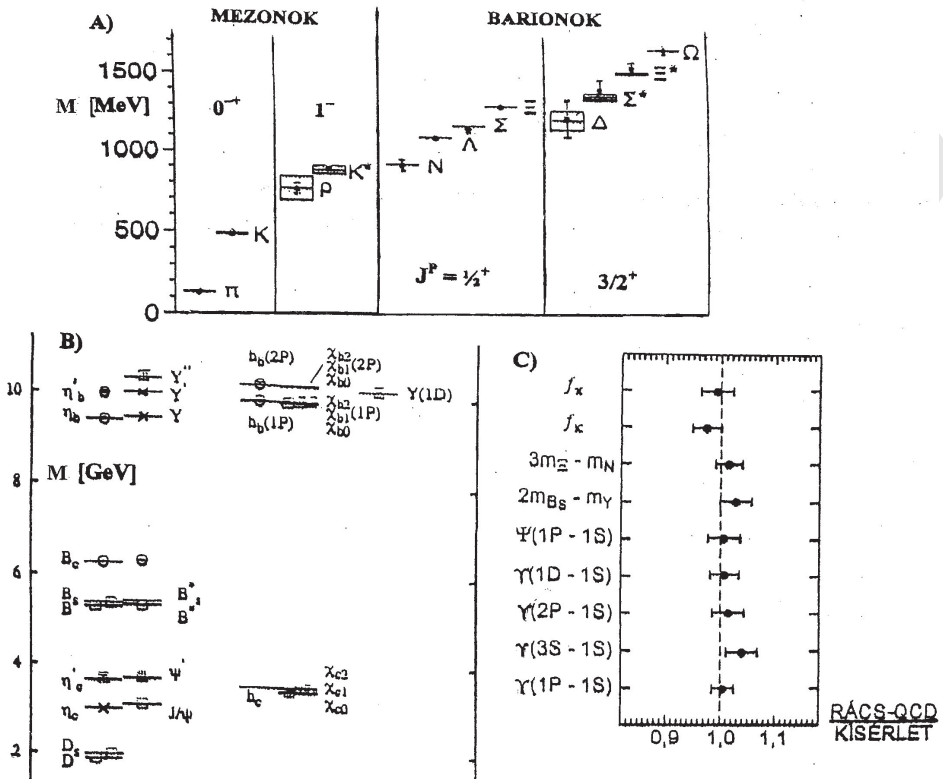


III. 13. ábra. Felül. Charmónium spektrum. Vonalak: kísérleti értékek. X nem azonosított charmoniumszerű állapotot jelöl. A zárójelben a radiális és keringési impulzusnyomatékok kvantumszámjai vannak feltüntetve. Az egyszerűség kedvéért csak a hadronikus átmenetek vannak feltüntetve. Particle Data Group [2016] alapján.

Alul. Bottomónium spektrum. Vonalak: kísérleti adatok, pontok: Bethe-Salpeter-egyenletek alapján számolt értékek. Fischer és mts. [2015] alapján

A III. 14. C. ábrán a rács-QCD elméleti eredmények összevetése látható a megfelelő kísérleti adatokkal néhány hadronspektroszkópiai jellemzőre, pl. az f_π és f_K bomlásállandókra. Az összes számított mennyiség néhány %-on belül egyezik a kísérleti adatokkal.

A rács-QCD-számítások lehetőséget adnak arra, hogy a kvarkok fizikai tömegeit is meghatározzák. Aoki és mts. [2014] átfogó analízis alapján a következő eredményekre jutottak: $m_d = 4,68$ (14) (7) MeV, $m_u = 2,16$ (9) (7) MeV, $m_s = 93,8$ (1,5) (1,9) MeV, $f_\pi = 130,2$ (1,4) MeV, $f_K = 156,3$ (0,9) MeV.



III. 14. A) ábra. Rács-QCD-számítások a mezonok és barionok tömegére (M), összevetve a kísérleti adatokkal. Budapest–Marseille–Wuppertal együttműködés eredménye. A kísérleti adatokat vonalak, a rezonanciaszélességeket téglalapok jelzik. \circ illesztést, besötétített kör hibával rács-QCD-számítást mutat. [Durr és mts. 2008].

B) Rács-QCD-számítások egy vagy több nehéz (c - vagy b -) kvarkot tartalmazó mezonikus rendszerek tömegére (M). \times illesztést jelent a kísérleti adatokhoz, a vízszintes vonalak kísérleti adatokat mutatnak, a körök előzetes, a négyzetek utólagos rács-QCD elméleti eredmények. L. részletebben: Dowdall és mts. [2012].

C) Rács-QCD-számítások eredményeinek összevetése a kísérleti adatokkal néhány hadronspektroszkópiai jellemzőre. f_π, f_K : bomlásállandók, amelyek a pion, ill. kaon kísérletileg mért bomlásarányjaiból meghatározhatók (l. pl. Langacker [2010, 258. o.]). m : tömeg, Ψ, Y : kvarkónium nivókülönbségek. A számításokban tengerkvarkokat is figyelembe vettek. További információkat l. a szövegben. Davies és mts. [2004] alapján

III. 4. táblázat. Kísérleti és a kovariáns bebörtönzött (confined) kvarkmodellből számolt mezon tömegek MeV-ben [Ganbold és mts. 2015] alapján

Modell	Kísérleti adatok	Modell	Kísérleti adatok
141,0	$139,57018 \pm 0,0003$	2922,0	$2983,7 \pm 0,7$
493,0	$493,677 \pm 0,016$	3067,0	$3096,916 \pm 0,011$
778,0	$775,26 \pm 0,25$	5425,0	$5279,26 \pm 0,17$
806,0	$782,65 \pm 0,12$	5450,0	$5325,2 \pm 0,4$
893,0	$891,66 \pm 0,26$	5524,0	$5366,77 \pm 0,24$
1011,0	$1019,45 \pm 0,02$	5566,0	$5415,8 \pm 1,5$
1915,0	$1869,62 \pm 0,15$	6041,0	$6274,5 \pm 1,8$
1998,0	$1968,50 \pm 0,32$	8806,0	$9398,0 \pm 3,2$
2001,0	$2010,29 \pm 0,13$	8880,0	$9460,30 \pm 0,26$
2099,0	$2112,3 \pm 0,5$		

A pionok méretét rács-QCD-módszerrel számították Koponen és mts [2016] fizikai u -, d -, s - és c -kvarkok figyelembevételével. Az SU(3) ízsingulett és ízoktett skalár középnyégzet sugarakra a következő értékeket nyerték:

$$\left\langle r^2 \right\rangle_S^{\text{szingulett}} = 0,506(38)(53) \text{ fm}^2 \text{ és } \left\langle r^2 \right\rangle_S^{\text{oktett}} = 0,431(38)(46) \text{ fm}^2.$$

Az eredmények a királis perturbációs számításokból nyert adatokkal 2σ -n belül egyeznek, l. a II. 1. alfejezet végét is.

* * *

A CERN-i kristályhordó detektorra alapozott mezon kutatásokban magyar kutatócsoport is részt vett. A protonszinkrotronnal antiprotonnyalábot állítottak elő, majd az antiprotonokat lassították és a LEIR (low energy ion ring) gyűrűben tárolták. A $0,1 \div 2,0$ GeV/c impulzussal rendelkező antiprotonokkal folyékony (vagy gáz) hidrogén céltárgyat bombáztak, amelyet a kristályhordó spektrométer

központjában helyeztek el. A folyékony hidrogénben az antiprotonnyaláb lefékeződött, majd kialakult egy kötött $p\bar{p}$ -rendszer (protonium) S (azaz nulla perdületű) állapotban, amiből annihiláció jött létre. A nyalábimpulzus ismeretében a megsemmisülés helye is ismert volt.

A nyugalomból történő megsemmisülésnél a teljes tömegközépponti energia két protontömegnek felel meg. A végállapotban csak mezonok és leptonok keletkezhetnek, mivel a proton a legkönnyebb barion. Legnagyobb valószínűséggel három mezon jön létre (a legkönnyebb π^- , η^- , η'^- -mezonok, l. II. 1. ábrát), kisebb gyakorisággal két, ill. négy mezon. A II. 1. alfejezetben említett összefüggések miatt $q\bar{q}$ -mezonok csak meghatározott J^{PC} -állapotokban állhatnak elő. A kvantumszámok a kristályhordó detektorral mérhető mennyiségekből meghatározhatók.

A nyolcvanas évek elejétől mintegy 70 fizikus részvételével folyó kutatások gazdag eredményeket hoztak, pl. az $a_0(1450)$, $\eta_2(1645)$, $\eta_2(1870)$ mezonok felfedezését. Eredményeik valószínűsítették továbbá, hogy az $f_0(1500)$ $J^{PC} = 0^{++}$ állapot főleg gluonlabda [Hidas 2003], ami egyezik Amsler és Hanhart [2016] összefoglaló megállapításával. A gluonlabdák tárgyalására a III. 2. 4. pontban még visszatérünk.

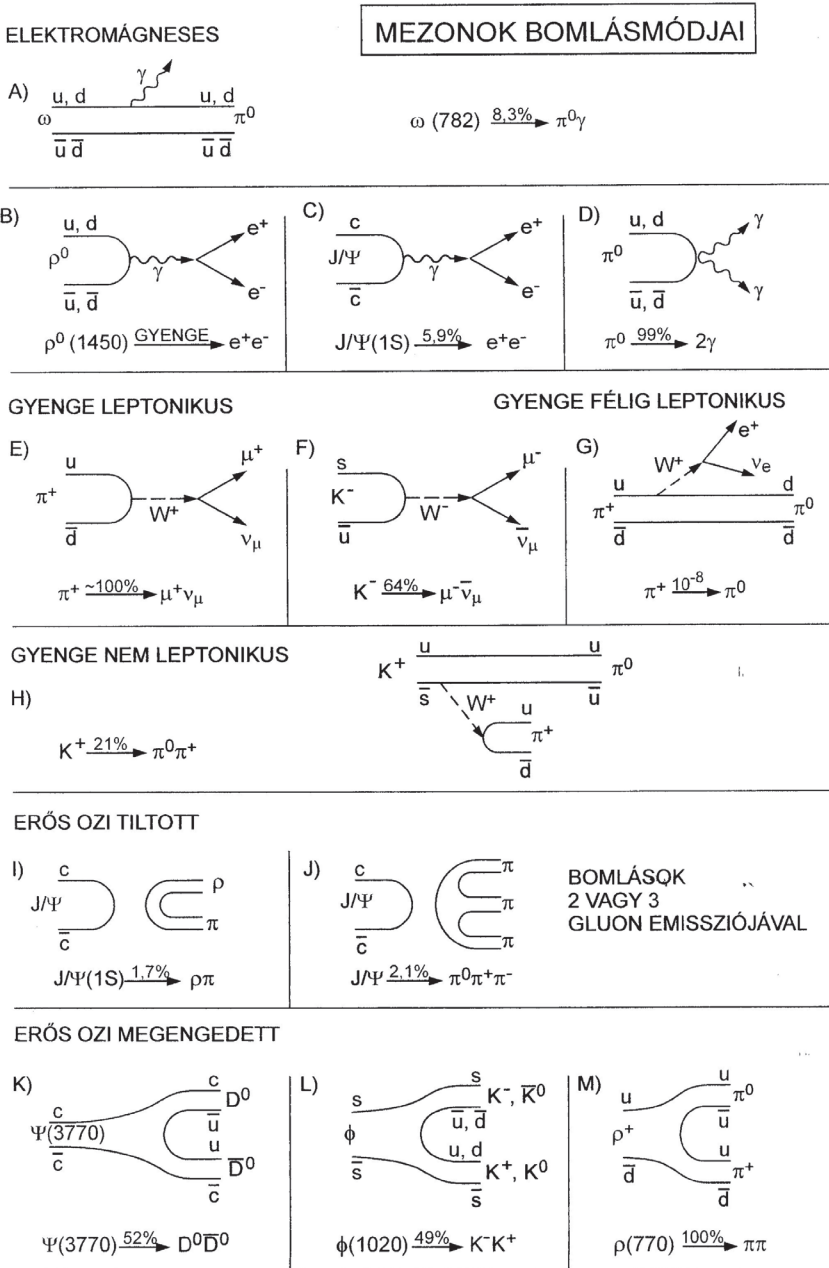
A mezonok bomlása

A mezonállapotok különböző bomlásmódjairól a III. 15. ábra ad áttekintést. A legkönnyebb pszeudoskalár-, vektor- és néhány kvarkóniumállapot bomlásmódjairól a II. 3–5. táblázatok tartalmazznak adatokat.

A részecskék bomlásának és kölcsönhatásainak elmélete a kvantummechanika alapvető eredményeire támaszkodik. Pl. a részecskék reakciói és bomlása tárgyalhatók Fermi második „arany szabályából” kiindulva, miszerint az átmeneti valószínűség (P) a bombázó részecske kezdeti Ψ_i és a szóródás utáni Ψ_f végállapota között a következő összefüggéssel írható le:

$$P = \frac{2\pi}{\hbar} |H_{fi}|^2 \frac{dn}{dE}, \quad (\text{III. 12.})$$

ahol $H_{fi} = \int \Psi_f^* V(r) \Psi_i dt$ a $V(r)$ perturbáló potenciál mátrixeleme, dt térfogatelem, dn/dE a lehetséges végállapotok száma egységnyi energiaintervallumban. Az arany szabály levezetése nem relativisztikus esetre a legtöbb kvantummechanikai tankönyvben megtalálható. A végállapotok sűrűségét gyakran fázistérnek nevezik.



III. 15. ábra. A mezonállapotok bomlasmódjai. A bomlásoknál az adott bomlási csatornára vonatkozó kísérleti elágazási arány is fel van tüntetve

A leptonok és kvarkok spinje $\frac{1}{2}$, így a hullámfüggvényeik a Lorentz-invariáns Dirac-egyenlettel írhatók le. Ámbár a részecskefizikában általában többrészecskés rendszerekkel van dolgunk, a jelenségek mégis tárgyalhatók az egyrészecskés hullámegyenlet alapján, ha a kölcsönhatási potenciált perturbációként kezeljük.

A sokféle erős, elektromágneses és gyenge folyamat pontos leírása azonban szinte reménytelenül komplikált lenne, ha a Richard Feynman által kidolgozott módszerek nem vezetnek hatalmas egyszerűsítésekhez. Ezek valójában nem adnak újat az elmélethez, de gyakorlatilag alkalmazhatóvá teszik azt. Az adott helyzetre egyszerű diagramok rajzolhatók fel, amelyekhez meghatározott számítási szabályok tartoznak.

Az új eljárást először a fotonok és töltött részecskék elméletére, a *kvantum-elektrodinamikára* (QED) alkalmazták. A felmerült nehézségeket a renormálási eljárással sikerült megoldani, amiről később még szó lesz. A kvantumelektrodinamikára kidolgozott módszerek aztán alapul szolgáltak az erős kölcsönhatás elméletének, a *kvantum-színdinamikának* (QCD) kidolgozására. Ez már sokkal bonyolultabb, mivel az erős kölcsönhatást nyolcféle gluon közvetíti, és nem egy (a foton), mint a kvantum-elektrodinamikában.

A gyenge folyamatok megértése sokáig váratott magára, számos részecskét fel kellett fedezni és sajátságait megismerni, hogy a folyamatok lényegére fény derüljön. A *gyenge és elektromágneses kölcsönhatás egyesített elméletét* Glashow, Salam és Weinberg dolgozta ki 1968-ban. Ehhez lényeges hozzájárulást jelentett 't Hooft és Veltman munkássága, akik részletesen elemezték a modell matematikai szerkezetét és kimutatták renormálhatóságát. A modell a tapasztalattal egyezésben írja le a részecskefajtákat és a részecskék elektromágneses és gyenge kölcsönhatásait.

A QED, QCD és elektrogyenge elmélet közös vonása, hogy a kölcsönhatásokat térkvantumok (egész spinnel rendelkező bozonok) közvetítik, nevezetesen a foton, gluonok, ill. a W^\pm és Z^0 részecskék.

* * *

A következőkben bemutatunk egy egyszerű példát a mátrixelem (amplitúdó) számítására. Vizsgáljuk egy g töltésű, \mathbf{p}_1 impulzusú részecske nem relativisztikus ütközését egy M tömegű és g_0 töltésű részecskével. Tegyük fel, hogy az M tömeg nagy (nem mozdul el az ütközés során), továbbá hogy tere $V(r)$ centrálszimmetrikus potenciállal írható le. Ha az ütközés után a bombázó részecske impulzusát \mathbf{p}_2 -vel jelöljük, az impulzusátadás: $\mathbf{q} = \mathbf{p}_2 - \mathbf{p}_1$.

A bombázó részecske a kezdeti és végállapotban szabad, így hullámfüggvénye síkhullámmal írható le. Ekkor (eltekintve a jelenleg érdektelen állandótól)

$$H_{fi} = \int \Psi_f^* g V(r) \Psi_i d\tau \propto g \int \exp(i\vec{p}_2 \cdot \vec{r}) V(r) \exp(-i\vec{p}_1 \cdot \vec{r}) d\tau = g \int \exp(i\vec{q} \cdot \vec{r}) V(r) d\tau \equiv f(\vec{q}).$$

A H_{fi} mátrixelemmel arányos $f(\vec{q})$ mennyiséget szórásamplitúdónak nevezik és M_{fi} -vel jelölik.

Az $f(\vec{q})$ szórásamplitúdó a következőképpen számítható:

$$\begin{aligned} f(\vec{q}) &= g \int V(r) \exp(i\vec{q} \cdot \vec{r}) d\tau = g \int V(r) \exp(iqr \cos \theta) d\phi \sin \theta d\theta r^2 dr = \\ &= 2\pi g \int_0^\infty V(r) r^2 dr \int_0^\pi \exp(iqr \cos \theta) d(\cos \theta) = 4\pi g \int_0^\infty V(r) \frac{\sin(qr)}{qr} r^2 dr. \end{aligned}$$

Ha a perturbáló $V(r)$ potenciált Yukawa-típusúnak tekintjük, alakja

$$V(r) = g_0 \frac{\exp(-r/r_m)}{4\pi r}, \quad (\text{III. 13.})$$

ahol g_0 a tér forrásának erőssége, r_m a tér jellemző hatótávolsága, $r_m = \hbar/(mc)$, m a kölcsönhatást közvetítő kvantum (itt például egy π mezon) tömege.

Betéve ezt a potenciált az $f(\vec{q})$ előbb kapott kifejezésébe és áttérve $\hbar = 1$, $c = 1$ egységekre

$$f(\vec{q}) = gg_0 \int_0^\infty \exp(-rm) \frac{\sin(qr)}{q} dr$$

adódik. Elvégezve az integrálást, a következő alapvetően fontos összefüggéshez jutunk:

$$H_{fi} \propto f(\vec{q}) = \frac{g_0 g}{|\vec{q}|^2 + m^2}, \quad (\text{III. 14.})$$

ahol \vec{q} a „háromas impulzusátadás”, m a kicserélt részecske (jelen esetben pl. mezon) tömege. Az $\frac{1}{|\vec{q}|^2 + m^2}$ -et *propagátornak* nevezik. A g_0 és g pedig *vertex tényező*k, amelyek a kölcsönhatást közvetítő bozon csatolását írják le a szórt és szóró részecskéhez.

A *szórásamplitúdó* (M_{fi}) igen fontos szerepet játszik a továbbiakban, mivel az egy bozoncserével lejátszódó reakció hozama arányos $|M_{fi}|^2$ -tel és jórészt ez határozza meg a részecske bomlásvalószínűségét is. Nagy $|M_{fi}|^2$ -hez nagy ütközési hatáskeresztmetszet és nagy bomlásvalószínűség tartozik (azonos elérhető fázistér mellett).

* * *

Ha relativisztikusan tárgyaljuk a problémát, és nem tételezzük fel, hogy a szóró atommag végtelenül nagy tömegű, a *propagátor* kifejezése módosul. Más és más lesz továbbá a propagátor alakja, ha a részecske spinje 0, $\frac{1}{2}$ vagy 1. A *vertex tényezők* szintén különböznek a kölcsönhatás típusa (elektromágneses, erős, elektroyenge) szerint. Az elérhető *fázistér* függvénye az adott folyamat körülményeinek. Mindazonáltal a III. 12. „arany szabály” jelenti azt az alapvető formulát, amely alapján az élettartamok és hatáskeresztmetszetek számíthatók.

Az arany szabály levezetése általános relativisztikus esetben meglehetősen bonyolult. Ezzel kapcsolatban utalunk pl. Peskin, Schroeder [1995] alapvető munkájára, továbbá az elméleti tankönyvekre, pl. Halzen, Martin [1984], Fayyazuddin, Riazuddin [2012]. A jelen könyvben a relativisztikus arany szabályt csak a bomlásvalószínűség és hatáskeresztmetszet számításának néhány speciális esetére fogalmazzuk meg kvantitatíven.

A bomlásvalószínűség számításánál az energiaspektrumot alapvetően a QCD által motivált Hamilton-operátor (H) segítségével számítják (a Godfrey–Isgur modellben I. a III. 11. képletet), amiből meghatározhatók az állapotok hullámfüggvényei. Elektroyenge bomlás esetén az egyes állapotok közti átmenetet egy perturbáló $H_{el.gyenge}$ kölcsönhatás hozza létre, alapvetően a Fermi második arany szabályának megfelelően (I. a III. 12. összefüggést). Szigorúan véve a perturbáló kölcsönhatás persze az energianívókat is eltolja ($H_{teljes} = H + H_{el.gyenge}$). Az erős bomlások esetén sajnos nincs általános eljárás a Hamilton-operátor ilyen szétválasztására.

Elektromágneses sugárzásos átmenetekenél a kölcsönhatási potenciál

$$H_{el.mágn} = e \int j_{el.mágn}^{\mu}(\mathbf{x}) A_{\mu}(\mathbf{x}) d\mathbf{x}$$

alakba írható, ahol a kvarkáram

$$j_{el.mágn}^{\mu}(\mathbf{x}) = \bar{q}(\mathbf{x}) Q \gamma^{\mu} q(\mathbf{x}).$$

Itt $A_{\mu}(\mathbf{x})$ az elektromágneses tér potenciálja, $q(\mathbf{x})$ a kvarktér, Q a kvarktöltésre jellemző.

Nem relativisztikus esetben a $H_{el.mágn}$ kvarkokra

$$H_{el.mágn} = eQ \{ A^0(\mathbf{r}) - (1/2m) [\mathbf{A}(\mathbf{r}) \cdot \mathbf{p} + \mathbf{p} \cdot \mathbf{A}(\mathbf{r})] - (1/2m) \boldsymbol{\sigma} \cdot [\nabla \times \mathbf{A}(\mathbf{r})] \}$$

alakú, ahol az első tag a töltés-, a második a konvektív áram, a harmadik a mágneses kölcsönhatás.

A hadronállapot bomlása történhet $\bar{q}q$ megsemmisülési sugárzásban keletkező virtuális γ -emisszióval is. Az $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ folyamatra a kvantumelektrodinamikai (QED-) számítások

$$\Gamma = \frac{4\pi\alpha^2}{m_e^2} |\Psi_s(0)|^2$$

eredményre vezettek. Ebből kiszámítható a szingulett állapotban lévő pozitronium élettartama ($\tau = 1/\Gamma$). Ezzel analógiában tárgyalhatók az $u\bar{u}$ -, $d\bar{d}$ -, $c\bar{c}$ -, $b\bar{b}$ -bomlások, ahol a pszeudoskálár- (P) és vektormezon (V) bomlásokra nyert nívószélességek $\Gamma(P \rightarrow \mu\nu)$, ill. $\Gamma(V \rightarrow e^+e^-)$ bomlásokra szintén $|\Psi(0)|^2$ -tel arányos kifejezésekhez vezettek. Az alapvető folyamat a $\pi \rightarrow \mu\nu$ vagy $\rho \rightarrow e^+e^-$ típusú bomlásoknál a $q\bar{q} \rightarrow \mu\nu$, ill. $q\bar{q} \rightarrow e^+e^-$ párkeltéses átmenet, amit az elektroyenge Hamilton-operátor közvetlenül, első rendben indukál.

A gyenge kölcsönhatást a W^\pm - és Z -részecskék közvetítik, miként az elektromágnesest a γ -kvantumok. A hadronállapotok bomlása az elektroyenge elméletben az elektromágnesessel analóg módon, ismert potenciállal tárgyalható. Így a *gyenge leptonikus* és a *gyenge nem leptonikus bomlások* analógiában tárgyalhatók a III. 15. B., C. ábrákon látható elektromágneses átmenetekkel.

A *gyenge félig leptonikus bomlásnál* a perturbáló potenciál

$$H_{\text{gyenge}} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \int \left(J_{\text{had}}^{(+)\mu}(\vec{x}) J_{\text{lept}\mu}^{(-)}(\vec{x}) + \text{herm. konjug.} \right) d(\vec{x})$$

alakba írható, ahol $J_\mu = j_\mu - j_{5\mu}$, j_μ vektor-, $j_{5\mu}$ axiálvektor-áram. Itt a $J_{\text{lept}\mu}^{(-)}(\vec{x})$ a külső perturbáló elektromágneses tér (A_μ) szerepét játssza.

Az *erős bomlással történő átmenetekre* igen nagyszámú kísérleti adat áll rendelkezésre. Sajnálatos módon azonban az erős bomlásnál nincs szisztematikus eljárás a perturbáló potenciál meghatározására. Gyakran csak spekulatív fenomenológiai modellekre lehet hagyatkozni, amelyek végső soron igazolásukat csak a kísérletekkel való egyezés alapján nyerhetik. Ez vonatkozik pl. az erős OZI megengedett átmenetekre [III. 15. K., L., M. ábrák], ahol az átmeneti valószínűségeket $q\bar{q}$ -párképzés útján próbálják meghatározni. Az Okubo–Zweig–Iizuka (OZI)-szabály szerint viszonylag gátoltak az olyan bomlási folyamatok, amelyek a kiindulási és végállapot között nem kötött kvarkvonalakat tartalmaznak.

Kivételt képeznek a nehéz kvarkóniumok OZI tiltott bomlásai [III. 15. I., J. ábrák], ezeknél ismerjük az erős bomlás átmeneti operátorát. Itt a kvarkok nagyon közel vannak egymáshoz (a Υ és Ψ állapotoknál $r \leq 0,5$ fm), az erős kölcsönhatási állandó (α_s) kicsi, ami perturbatív QCD-tárgyalást tesz lehetővé. Pl. a $\eta_c(c\bar{c})1^1S_0$ állapot két gluonba való bomlására nyert nívószélesség

$$\Gamma(\eta_c \rightarrow 2 \text{ gluon}) = \frac{8\pi}{3} \frac{\alpha_s^2}{m_c^2} |\Psi(0)|^2.$$

Újabban a BEPS II nagyenergiájú elektron-pozitron ütközőnyalábos gyorsító és a BESIII-detektor segítségével sikerült lemérni (először) a $B(J/\Psi \rightarrow \gamma\eta\pi^0) = 2,14 \pm 0,18$ (stat.) $\pm 0,2$ 5 (sziszt.) $\times 10^{-5}$ bomlási elágazási arányt [Ablikim 2016]. Ez egy nagyon ritka folyamat, a 3097 MeV/c² tömegű $J/\Psi(1S)$ részecskeállapot 87%-ban hadronokra bomlik. A π^0 és η egyaránt pszeudoskalár-mezonok, de az η -ban $s\bar{s}$ -kvarkpár jelenléte is valószínű az $u\bar{u}$ és $d\bar{d}$ kvarkpárokon kívül.

A bomlásoknál az u -, d -, s -, c -, b -, t -kvarkok csak párképzés vagy megsemmisülés útján jelenhetnek meg vagy tűnhetnek el az erős és elektromágneses kölcsönhatásokban. A kvarkdiagramok nyelvén ez azt jelenti, hogy minden kvarkvonalnak meghatározott „íze” van. Kivételt képeznek a W^\pm -bozonok közvetítésével lezajló gyenge kölcsönhatások.

A hadronállapotok közötti átmenetek tárgyalása bonyolult matematikai formalizmussal történik. Ezek részletes leírása megtalálható pl. Yaouanc és mts. [1988] könyvében, valamint a nehéz kvarkóniumokra Brambilla és mts. [2011] összefoglaló munkájában.

A Godfrey–Isgur- és Bonn-modellekben számolták a bomlási amplitúdókat is nagyszámú átmenetre, pl. $\rho \rightarrow \pi\gamma$, $\rho \rightarrow \eta\gamma$, $\eta' \rightarrow \rho\gamma$, $\omega \rightarrow \pi\gamma$, $\pi \rightarrow \gamma\gamma$, $\eta \rightarrow \gamma\gamma$, $\pi \rightarrow \mu\nu$, $K \rightarrow \mu\bar{\nu}$, $\rho \rightarrow e^+e^-$.

* * *

A hadronok tárgyalásánál segítséget nyújthatnak az effektív térelméletek. Ezekben azonosítják az adott energiatartományban releváns szabadsági fokokat, majd megalkotják a Lagrange-energiasűrűséget, ami leírja a terek közötti kölcsönhatásokat. Egy effektív térelmélet tartalmaz részint analitikus, perturbatív (QCD-) elemeket, részint nem perturbatív numerikus szimulációkat. Így a kemény, rövid hatótávolságú kölcsönhatás mellett a lágy, nagyobb hatótávolságú kölcsönhatások is szerepet játszanak a számítások következő lépésében. Pl. a $\rho(770)$ mezon alapvető konfigurációja a $q\bar{q}$ -kvarkpár, de kisebb részben négykvark- és kétpion-komponenseket is tartalmaz, amikre a bomlásmódjai utalnak. A $\rho(770)$ mezon $\sim 100\%$ -ban $\pi\pi$ -be bomlik, de $\sim 10^{-5}$ elágazással van átmenete a $\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ és $\pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$ végtermékekbe is. Mindez a kvark-gluon szabadsági fokok mellé behozza a hadron szabadsági fokot is.

A *nehéz kvark effektív elmélet* (heavy quark effective theory, HQET) abból indul ki, hogy a nehéz kvarkok tömege ($m_c = 1275$ MeV, $m_b = 4180$ MeV) jóval nagyobb, mint $\Lambda_{\text{QCD}} \sim 200 \div 300$ MeV. Ez utóbbi úgy tekinthető, mint amelynél α_s értéke nagy lesz, azaz elválasztó határ a QCD alkalmazhatóságára. Az m_c és m_b skálájánál perturbatív QCD-számítás alkalmazható, a hosszabb hatótávolságú hadronikus fizika pedig kevés számú univerzális paraméterekbe bekódolható. A $\mathcal{L}_{\text{HQET}}$ effektív Lagrange-energiasűrűségben megjelenik egy $1/m_Q$ rendű korrekciós tag, ahol az m_Q a nehéz kvark tömege. Ennek megfelelően hiperfinom felhasadás lép fel, $m_{(B^*)} - m_{(B)} = O(1/m_b)$, ill. $m_{(B^*)} - m_{(D)} = O(1/m_c)$. Itt $O =$ order, rend. A nehéz kvark (és a rövidesen tárgyalandó puha kollineáris) effektív elméletekről korszerű összefoglalás található Bauer és Neubert [Particle Data Group 2016, 303. o.] munkájában.

Néhány HQET eredmény:

- $m^2(B^*) - m^2(B) \approx m^2(D^*) - m^2(D) \approx$ állandó. Ez közelítőleg egyezésben van a kísérleti adatokkal: $m^2(B^*) - m^2(B) \approx 0,49$ GeV² és $m^2(D^*) - m^2(D) \approx 0,55$ GeV².
- A $\bar{B} \rightarrow D \bar{\nu}$ és $\bar{B} \rightarrow D^* \bar{\nu}$ bomlások leírhatók a végtelenül nagy kvarktömeg közelítésben. Innen meghatározható a $|V_{cb}|$ mátrixelem a Cabbibo–Kobayashi–Maskawa (CKM)-mátrixban, l. Fényes [2013, VIII. 3. 4. pont]. Meghatározható továbbá a b -kvarkot tartalmazó hadron (H_b) inkluzív bomlás-szélessége $\Gamma(H_b)$, ami – többek között – $|V_{cb}|$ függvénye.
- A félig leptonikus $\bar{B} \rightarrow X_u \bar{\nu}$ és $\bar{B} \rightarrow X_c \bar{\nu}$ folyamatokban leírható a lepton-energia eloszlás ($d\Gamma/dE_l$), valamint a $\bar{B} \rightarrow X_s \gamma$ radiatív bomlásban a foton-energia spektrum ($d\Gamma/dE_\gamma$). Az elméleti és kísérleti eredmények globális analiziséből következtetés vonható le a $|V_{ub}|$ és $|V_{cb}|$ CKM-mátrixelemekre, valamint a nehézkvark-tömegekre (m_c, m_b).

Puha kollineáris (soft-collinear) effektív elmélet (SCET). Effektív elmélet arra az esetre is megalkotható, amikor a kvarkok energiája nagy és a Λ_{QCD}/Q hányados kicsi. Ekkor a könnyű, nagyenergiájú kvark nemcsak puha gluonokat, hanem a kvark irányával egyező irányban nagyenergiájú, kemény gluonokat is emittálhat. A SCET olyan folyamatok leírására használható, amelyekben a részecskék energiája sokkal nagyobb, mint a nyugalmi tömegük. Ilyen folyamat lehet pl. a nehéz B -mező bomlása, ahol nagyenergiájú partonok lépnek fel. Egy másik alkalmazási terület az ütközések fizikája, ahol a jetek fellépte nagyenergiájú részecskék kollimált nyalábjához vezet. Míg a HQET-ben ($1/m_Q$) hatványai szerinti sorfejtést alkalmaznak, a SCET-nél a sorfejtés paramétere m_q/Q , ahol m_q a kvark tömege, Q a kvark energiája és $m_q \ll Q$.

A kemény és puha folyamatok faktorizációjának jogosultsága bizonyítást nyert pl. $\bar{B}^0 \rightarrow D^+\pi^-$, $\bar{B}^0 \rightarrow D^0\pi^0$ és $\bar{B} \rightarrow K^*\gamma$ bomlásoknál.

A B -mezon bomlásvizsgálatoknak különös jelentőséget biztosít az a tény, hogy a Heisenberg-féle határozatlansági reláció a részecskebomlás Feynman-diagramjaiban megenged olyan hurkokat is, amelyek igen nehéz (még nem ismert) virtuális részecskékből állnak. Így az ismert részecskékre alapozott standardmodell-számításokhoz viszonyított eltérés (pl. a bomlási arányokban) új nehéz részecskék létezésére utalhat. Ezek lehetnek nehezebbek is, mint amiket gyorsítókkal kísérletileg el lehet érni. Ilyen jellegű vizsgálatokból pl. a c -kvark létét már tíz évvel a direkt kimutatása előtt meg lehetett jósolni. Itt a mérések és a standardmodell-számítások precizitása határolja be a vizsgálatok lehetőségeit, nem a nyalábok energiája.

A B -mezon $\mu\mu$ -párba való (nagyon ritka) bomlásának vizsgálata ideális lehetőség a standard modellen túlmutató eredmények elérésére. A $B_s^0 (s\bar{b})$ mezon (93±25)%-ban $D_s^-(s\bar{c}) +$ bármibe bomlik, de a CERN-i CMS- és LHCb-vizsgálatokból kiderült, hogy van bomlás $\mu\mu$ -párba is. A müonpár egy fotonból vagy Z -bozonból áll elő elektroyenge bomlással.

Az eredmények összefoglalása megtalálható Blake és mts. [2015] munkájában. Ezek szerint az elágazási tényezők (B , branching):

SM szerint

$$B_s^0 \rightarrow \mu^+\mu^- = (3,65 \pm 0,23) \times 10^{-9}$$

$$B^0 \rightarrow \mu^+\mu^- = (1,06 \pm 0,09) \times 10^{-10}$$

LHC CMS- és LHCb-mérések szerint

$$B_s^0 \rightarrow \mu^+\mu^- = (2,8 + 0,7 - 0,6) \times 10^{-9}$$

$$B^0 \rightarrow \mu^+\mu^- = (3,9 + 1,6 - 1,4) \times 10^{-10}$$

A kísérleti eredmények még kompatibilisek az SM elméletiekkel $\sim 2\sigma$ szinten, de lényeges előrelépés történt mind az elmélet, mind a kísérlet területén. Az eredmények gyönyörűek, mivel hatalmas háttér mellett kellett a müonpárt észlelni, és az elméleti számítások is nagyon bonyolultak. Az adatok egymástól való eltérése azonban nem szignifikáns, nem mutatja új, virtuális részecske jelenlétét. Mindenestre a vizsgálatok folytatódnak. 2015 után az LHC-nél nagyságrendileg több ilyen bomlás várható, a mérések precizitása növelhető a rendelkezésre álló nagyobb energiáknak és időintegrált luminozításoknak köszönhetően. Javulás várható a rács-QCD-számítások tökéletesítésétől is.

A CERN-i ATLAS-detektornál is vizsgálták a nehéz hadronok bomlásait. Az LHC első futási periódusában (2015-ig) minden mérésük jó egyezésben van a standard modell előrejelzésével, vagy legalábbis nincs szignifikáns eltérés az előrejelzésektől [Chalupkova 2015].

A CERN-i SPS-szinkrotronnál az NA48/2 kísérletben először észlelték a $K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0 e^+ e^-$ bomlást, és adatokat nyertek az elágazási tényezőkre [Vormstein 2015].

A B -mezonok sugárzásos és elektroyenge „pingvin”-bomlásával kapcsolatban elért újabb kísérleti és elméleti eredményekről részletes áttekintés található Hurth és Nakao [2010], valamint Borissov és mts. [2013] munkáiban. (A „pingvin” szó arra utal, hogy a $b \rightarrow s$ kvarkátmenet teljes Feynman-diagramja hasonlít egy pingvinre.)

* * *

Xie és Wang [2015] új egyesített Hamilton-operátor-modellt javasoltak a mezon- és barionállapotok leírására, egységes modellparaméterek felhasználásával.

A Hamilton-operátor négy tagból áll:

$$H = H_{kinet} + H_{10} + H_{11} + H_{csere}^{\pi}$$

ahol H_{kinet} a relativisztikus kinetikus energia, H_{10} a bebörtönző (confinig), H_{11} a hiperfinom (pl. spin-spin) és H_{csere}^{π} az egypioncsere-kölcsönhatás operátora.

A modell paramétereit főleg a π , ρ/ω , K és K^* tömegekhez illesztették. A mezon- és a könnyű barion- (oktett és dekuplet) spektrumokra a kísérleti adatokkal jó egyezést értek el.

III. 2. 3. A barionok spektroszkópiája

A barionok alapállapotú multiplettjeinek minden tagját ismerjük (l. a II. 4–5. ábrákat). Tömegeiket, mágneses nyomatékaikat és más sajátságait a kvarkbebörtönzést és spin-spin kölcsönhatást figyelembevevő kvarkmodellek többsége jól leírja.

A barionspektroszkópiái vizsgálatok fontosságát a következő szempontok indokolják:

- A látható Univerzumunk anyagának döntő többsége a nukleonokban van, ~ 98%.
- Az erős kölcsönhatás elmélete, a QCD nem tud számot adni sem a barionok tömegéről [az SU(3) szimmetria spontán sérüléséről], sem a kvarkbezárásról [confinement].
- A barionok elegendően komplexek ahhoz, hogy felfedjék azt a fizikát, ami rejtve van a mezonokban. Alapot jelentenek a kvarkmodellek, az effektív térelméletek kidolgozásához.

- A barionspektroszkópiai kutatások egyaránt fontosak a részecske-, atommag- és asztrofizika szempontjából.

A barionok gerjesztett állapotainak előállítása és analízisük

A III. 2. 1. pontban adott rövid áttekintés után a következőkben részletesebben foglalkozunk a barionspektroszkópia kísérleti módszereivel. A proton gerjesztett állapotai többféle reakcióval is előállíthatók. A III. 16. ábra felső részén a fontosabb reakciók hatáskeresztmetszetei (σ) láthatók a tömegközépponti energia (\sqrt{s}) függvényében. A legnagyobb hatáskeresztmetszetek pp -, ill. $p\bar{p}$ -reakciókkal érhetőek el, de a γp reakciónak is vannak előnyei.

A nukleon gerjesztési energiái a GeV-es tartományban vannak (l. később a III. 19. ábrán), ahonnan a legerjesztődés főleg részecskék emissziójával történik. Kis gerjesztési energiáknál az egypion-emisszió gyakori ($m_\pi \approx 0,14$ GeV), de növekvő gerjesztési energiáknál a kétpion-, majd az η - és ω -mezonok emissziója is fellép. Végül megjelenik a ΛK , ΣK ($m_\Lambda \approx 1,12$ GeV, $m_K \approx 0,494$ GeV, $m_\Sigma \approx 1,19$ GeV) bomlási csatorna is, l. a III. 16. alsó ábrát. A nukleonrezonanciák szelektívebb gerjesztése polarizációs kísérletektől várható.

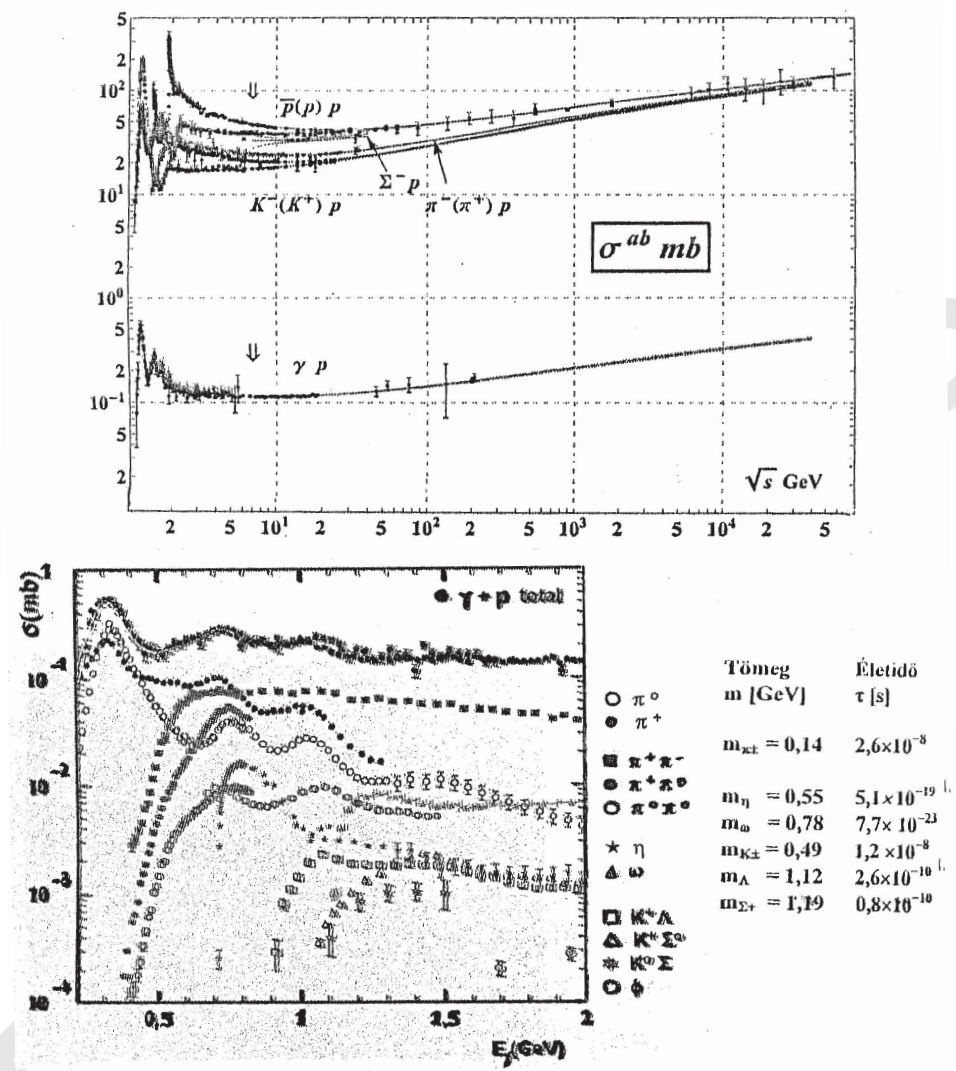
A III. 17. ábrán a γp - és πp -reakciók teljes hatáskeresztmetszetei láthatók a fotonenergia (E_γ), ill. a visszalökődő X rendszer tömege ($W^* = N^*$) függvényében.

További részletes információ található a különböző reakciók hatáskeresztmetszeteire a Particle data Group [2016, 570–597. o.] közleményében.

Polarizált γ -sugárzás nyerhető pl. úgy, hogy a GeV-es energiájú elektronnyalábot vékony gyémántkristályra ejtve koherens fékezési sugárzást hozunk létre [Yang, Livingston 2011]. Polarizált kísérletek végezhetőek úgy is, hogy bombázó elektronnyalábot polarizált proton és/vagy deuteron céltárgyra ejtünk. Jelenleg intenzív fejlesztések folynak ez irányokban (Jefferson-lab., MAMI, ELSA stb.).

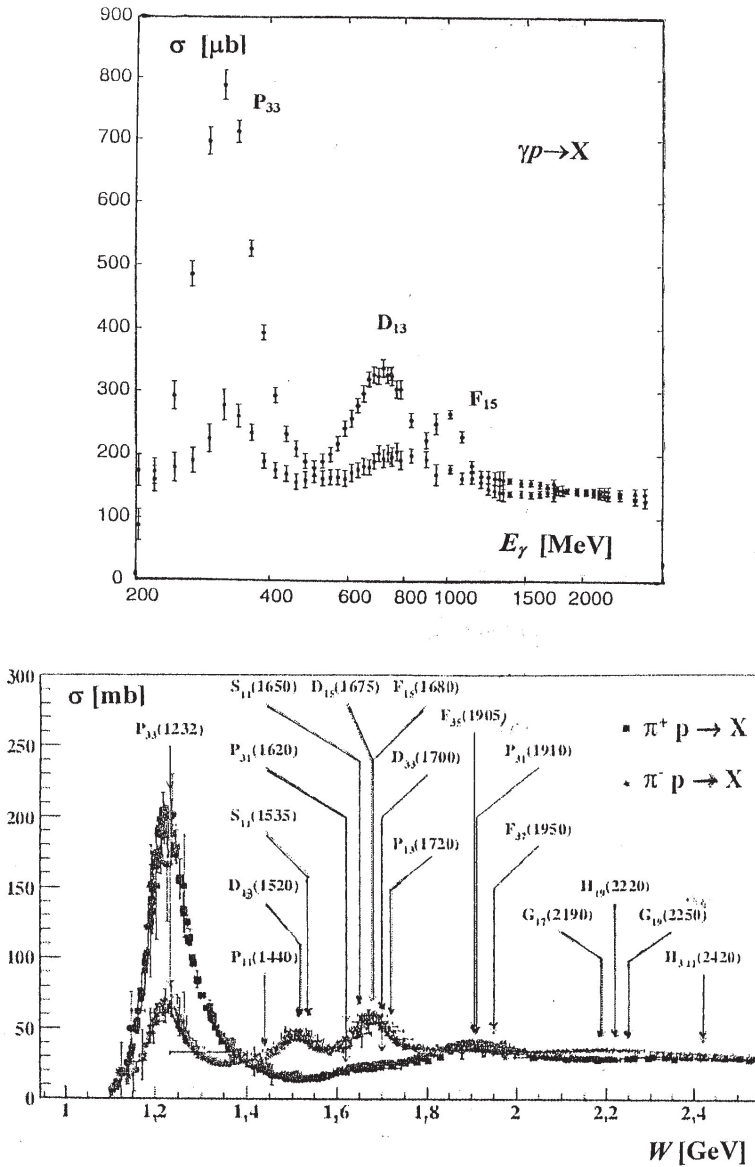
A III. 5–6. táblázatok áttekintést adnak arról, hogy néhány nukleon- és Δ -rezonanciát (és bomlásait) milyen reakciókban észleltek és az azonosítás mennyire volt megbízható.

A nukleon gerjesztésének egyik hatékony módja az elektronokkal vagy fotonokkal való besugárzás. A rugalmatlan ütközés többféle nukleon-rezonanciaállapotot eredményezhet, és egy adott N^* rezonanciaállapot többféle X végállapotba bomolhat. A III. 18. ábra felső része szemlélteti egy N^* állapot gerjesztését és a háttér hozzájárulását az adott X végállapothoz. A nukleon alacsonyan fekvő $P_{11}(1440)$, $D_{13}(1520)$ és $S_{11}(1535)$, valamint a $\Delta P_{33}(1232)$ rezonanciáira meghatá-



III. 16. ábra. Felül: $p(\bar{p})p$, $\Sigma^- p$, $\pi^-(\pi^+)p$, $K^-(K^+)p$, γp hatáskeresztmetszetek (σ) a tömegközépponti energia (\sqrt{s}) függvényében. A Particle Data Group [2014] alapján.

Alul: A γp -reakció teljes hatáskeresztmetszete (σ) a γ -sugár kvantumenergiájának (E_{γ}) függvényében. A rezonanciacsúcsok szélessége és átfedése. Az ábrán néhány fontosabb bomlátszámra is fel van tüntetve. Yang, Livingston [2011] alapján



III. 17. ábra. Felül: Teljes fotoabszorpciós $\sigma_{3/2}$ és $\sigma_{1/2}$ hatáskeresztmetszetek γp reakcióra az E_γ fotonenergia függvényében.

Alul: Teljes hatáskeresztmetszetek $\pi^+ p \rightarrow X$ és $\pi^- p \rightarrow X$ reakciókra a visszalökődő X rendszer tömege (W) függvényében. A barionállapotok spektroszkópiai jelölésére l. a III. 2. alfejezetet; a W definíciójára a Függelék (V. 9.) formuláját. Crede, Roberts [2013] alapján, további hivatkozásokat l. ott

III. 5. táblázat. Néhány nukleonrezonancia-állapot státusa. Biztos: ****, legkevésbé biztos: * Burkert és mts. [Particle Data Group 2016] alapján

			Státus a bomláscsatornákban								
J^P			$N\gamma$	$N\pi$	$N\eta$	$N\sigma$	$N\omega$	ΛK	ΣK	$N\rho$	$\Delta\pi$
N	$1/2^+$	****									
$N(1440)$	$1/2^+$	****	****	****		***				*	***
$N(1520)$	$3/2^-$	****	****	****	***					***	***
$N(1535)$	$1/2^-$	****	****	****	****					**	*
$N(1650)$	$1/2^-$	****	****	****	***			***	**	**	***
$N(1675)$	$5/2^-$	****	****	****	*			*		*	***
$N(1680)$	$5/2^+$	****	****	****	*	**				***	***
$N(1700)$	$3/2^-$	***	**	***	*			*	*	*	***
$N(1710)$	$1/2^+$	****	****	****	***		**	****	**	*	**
$N(1720)$	$3/2^+$	****	****	****	***			**	**	**	*
$N(1860)$	$5/2^+$	**		**						*	*
$N(1875)$	$3/2^-$	***	***	*			**	***	**		***
$N(1880)$	$1/2^+$	**	*	*		**		*			
$N(1895)$	$1/2^-$	**	**	*	**			**	*		
$N(1900)$	$3/2^+$	***	***	**	**		**	***	**	*	**
$N(1990)$	$7/2^+$	**	**	**					*		
$N(2000)$	$5/2^+$	**	**	*	**			**	*	**	
$N(2040)$	$3/2^+$	*		*							
$N(2060)$	$5/2^-$	**	**	**	*				**		
$N(2100)$	$1/2^+$	*		*							
$N(2120)$	$3/2^-$	**	**	**				*	*		
$N(2190)$	$7/2^-$	****	***	****		*	**			*	
$N(2220)$	$9/2^+$	****		****							
$N(2250)$	$9/2^-$	****		****							
$N(2300)$	$1/2^+$	**		**							
$N(2570)$	$5/2^-$	**		**							
$N(2600)$	$11/2^-$	***		***							
$N(2700)$	$13/2^+$	**		**							

III. 5. táblázat folytatása

Státus a bomlásatornában										
J^P		N_γ	N_π	N_η	N_σ	N_ω	ΛK	ΣK	N_ρ	$\Delta\pi$
$\Delta(1232) 3/2^+$	****	****	****							
$\Delta(1600) 3/2^+$	***	***	***						*	***
$\Delta(1620) 1/2^-$	****	***	****						***	***
$\Delta(1700) 3/2^-$	****	****	****						**	***
$\Delta(1750) 1/2^+$	*		*							
$\Delta(1900) 1/2^-$	**	**	**					**	**	**
$\Delta(1905) 5/2^+$	****	****	****					***	**	**
$\Delta(1910) 1/2^+$	****	**	****					*	*	**
$\Delta(1920) 3/2^+$	***	**	***					***		**
$\Delta(1930) 5/2^-$	***		***							
$\Delta(1940) 3/2^-$	**	**	*							
$\Delta(1950) 7/2^+$	****	****	****					***	*	***
$\Delta(2000) 5/2^+$	**									**
$\Delta(2150) 1/2^-$	*		*							
$\Delta(2200) 7/2^-$	*		*							
$\Delta(2300) 9/2^+$	**		**							
$\Delta(2350) 5/2^-$	*		*							
$\Delta(2390) 7/2^+$	*		*							
$\Delta(2400) 9/2^-$	**		**							
$\Delta(2420) 11/2^+$	****	*	****							
$\Delta(2750) 13/2^-$	**		**							
$\Delta(2950) 15/2^+$	**		**							

III. 5. táblázat folytatása

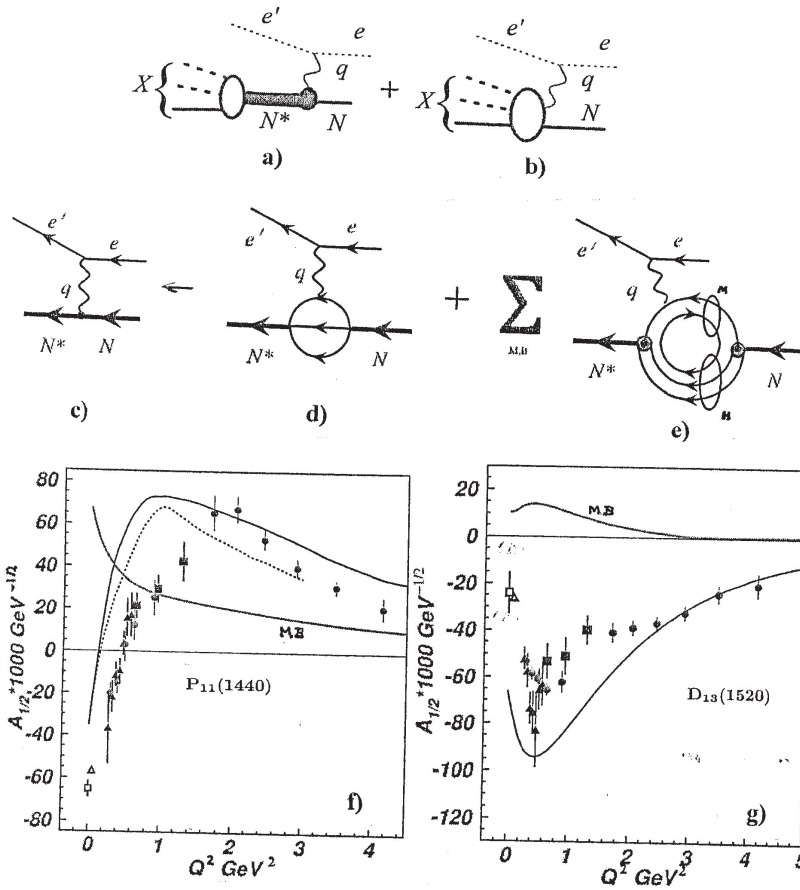
	J^P	Státus			Más csatornák
		$N\bar{K}$	$\Lambda\pi$	$\Sigma\pi$	
$\Lambda(1116)$	1/2+ ****				$N\pi$
$\Lambda(1405)$	1/2- ****	****		****	
$\Lambda(1520)$	3/2- ****	****		****	$\Lambda\pi\pi, \Lambda\gamma$
$\Lambda(1600)$	1/2+ ***	***		**	
$\Lambda(1670)$	1/2- ****	****		****	$\Lambda\eta$
$\Lambda(1690)$	3/2- ****	****		****	$\Lambda\pi\pi, \Sigma\pi\pi$
$\Lambda(1800)$	1/2- ***	***		**	$N\bar{K}^*, \Sigma(1385)\pi$
$\Lambda(1810)$	1/2+ ***	***		**	$N\bar{K}^*$
$\Lambda(1820)$	5/2+ ****	****		****	$\Sigma(1385)\pi$
$\Lambda(1830)$	5/2- ****	***		****	$\Sigma(1385)\pi$
$\Lambda(1890)$	3/2+ ****	****		**	$N\bar{K}^*, \Sigma(1385)\pi$
$\Lambda(2000)$	*			*	$\Lambda\omega, N\bar{K}^*$
$\Lambda(2020)$	7/2+ *	*		*	
$\Lambda(2100)$	7/2- ****	****		***	$\Lambda\omega, N\bar{K}^*$
$\Lambda(2110)$	5/2+ ***	**		*	$\Lambda\omega, N\bar{K}^*$
$\Lambda(2325)$	3/2- *	*			$\Lambda\omega$
$\Lambda(2350)$	***	***		*	
$\Lambda(2585)$	**	**			

III. 5. táblázat folytatása

J^P	Státus			
	$N\bar{K}$	$\Lambda\pi$	$\Sigma\pi$	Más csatornák
$\Sigma(1193)$ 1/2+	****			
$\Sigma(1385)$ 3/2+	****		****	****
$\Sigma(1480)$	*	*	*	*
$\Sigma(1560)$	**		**	**
$\Sigma(1580)$ 3/2-	*	*	*	
$\Sigma(1620)$ 1/2-	**	**	*	*
$\Sigma(1660)$ 1/2+	***	***	*	**
$\Sigma(1670)$ 3/2-	****	****	****	****
$\Sigma(1690)$	**	*	**	*
$\Sigma(1750)$ 1/2-	***	***	**	*
$\Sigma(1770)$ 1/2+	*			
$\Sigma(1775)$ 5/2-	****	****	****	***
$\Sigma(1840)$ 3/2+	*	*	**	*
$\Sigma(1880)$ 1/2+	**	**	**	
$\Sigma(1915)$ 5/2+	****	***	****	***
$\Sigma(1940)$ 3/2-	***	*	***	**
$\Sigma(2000)$ 1/2-	*		*	
$\Sigma(2030)$ 7/2+	****	****	****	**
$\Sigma(2070)$ 5/2+	*	*		*
$\Sigma(2080)$ 3/2+	**		**	
$\Sigma(2100)$ 7/2-	*		*	*
$\Sigma(2250)$	***	***	*	*
$\Sigma(2455)$	**	*		
$\Sigma(2620)$	**	*		
$\Sigma(3000)$	*	*	*	
$\Sigma(3170)$	*			

Megjegyzés: A Λ -barionoknál a $\Lambda\pi$ csatorna tiltott.

A Σ -barionoknál csak a legfontosabb bomláscsatornák vannak feltüntetve.



III. 18. ábra.

Felül: Elektron szóródása nukleonon. Aznauryan és mts. [2013] összefoglalója alapján.

- a) Néhány N^* közbenső állapot gerjesztése (csak egy X végállapot van feltüntetve).
- b) A háttér hozzájárulása.

Középen:

- c) Rugalmatlan elektronszórás a nukleonon, ami N^* rezonanciaállapotot eredményez.
- d) A három valenciakvark hozzájárulása a gerjesztéshez.
- e) A mezon (M)-barion (B) felhő hozzájárulása a gerjesztéshez.

Alul:

- f) Elektroprodukción amplitúdó ($A_{1/2}$) a nukleon $P_{11}(1440)$ gerjesztési állapotára a Q^2 függvényében. Pontok hibákkal: kísérleti adatok $N\pi$ és $p\pi^+\pi^-$ ($0,5 \leq Q^2 \leq 1,5 \text{ GeV}^2$) elektroelőállításra. Vastag folytonos és szaggatott vonalak: relativisztikus kvarkmodelleredmények. Az MB -vel jelölt vonal a mezon-barion felhő hozzájárulását mutatja.
- g) Az elektroprodukción $A_{1/2}$ amplitúdó a nukleon $D_{13}(1520)$ gerjesztési állapotára. Kísérleti adatok: pontok hibákkal. A vastag görbe a hipercentrikus összetevő kvarkmodelleredményét mutatja, a vékony görbe pedig a mezon-barion felhő amplitúdóját.

III. 6. táblázat. $N\pi$ és $N\pi\pi$ elágazási arányok a gerjesztett proton állapotok bomlásánál. A csillagok a legalkalmasabb csatornákat mutatják az adott nukleonállapot tanulmányozására. A rezonanciaállapotok spektroszkópiai jelölésmódját a II. 2. alfejezet tárgyalja. Aznauryan és mts. [2013] alapján

N^*, Δ^*	Elágazási arány $N\pi$ [%]	Elágazási arány $N\pi\pi$ [%]	Prominens az $N\pi$ exkluzív csatornában	Prominens az $p\pi^+\pi^-$ csatornában
$\Delta^* P_{33}(1232)$	100	0	*	
$N^* P_{11}(1440)$	60	40	*	*
$N^* D_{13}(1520)$	60	40	*	*
$N^* S_{11}(1535)$	45	< 10	*	
$\Delta^* S_{31}(1620)$	< 25	75		*
$N^* S_{11}(1650)$	75	< 15	*	
$N^* F_{15}(1680)$	65	35	*	*
$\Delta^* D_{33}(1700)$	< 15	85		*
$N^* P_{13}(1720)$	< 15	> 70		*
$\Delta^* F_{35}(1905)$	< 10	90		*
$\Delta^* F_{37}(1950)$	40	> 25	*	*

rozták a π^+n , π^0p , ηp és $\pi^+\pi^-p$ elektroprodukciónak amplitúdókat [itt A -val jelölve] széles Q^2 tartományban. (Q^2 az átadott négyesimpulzus négyzete, l. Függelék V. 7. képletét.) A mért mennyiségek sikeres leírása a különböző exkluzív csatornában ugyanazon γ^*NN^* elektrogerjesztési amplitúdókat eredményezett, ami megerősítette a kísérleti adatok megfelelő értelmezését.

A γ^*NN^* elektrogerjesztési amplitúdók információt hordoznak a nukleon valenciakvarkjainak és a mezon-barion felhő gerjesztésére (III. 18. középső ábra). Példaképpen a III. 18. alsó ábrán fel vannak tüntetve az egyes komponensek hozzájárulásai a $P_{11}(1440)$ és $D_{13}(1520)$ nukleonállapotoknál. A mezon-barion felhő amplitúdói maximálisak $Q^2 < 1 \text{ GeV}^2$ -nél (az ábrán M - B -vel jelölve) és csökkennek, amint Q^2 nő. A $Q^2 > 1 \text{ GeV}^2$ tartományban a kvark szabadsági fokok kezdenek dominálni. A kvarkmodellek keretében a $P_{11}(1440)$ és $D_{13}(1520)$ állapotok elektrocsatolása közelítőleg leírható.

A nukleonrezonanciák elektroprodukciónak amplitúdójának kiértékelésében az $N\pi$ és $p\pi^+\pi^-$ exkluzív csatornák kiemelkedő szerepet játszanak. Kb. 90%-át adják a teljes hatáskeresztmetszetnek a $< 2 \text{ GeV}$ rezonanciagerjesztési tartományban.

A különböző kiértékelési technikák részletes leírását l. pl. Aznauryan és mts. [2013], valamint Eichmann és mts. [2016] összefoglaló munkáiban. A technikák nagyon bonyolultak lehetnek. Pl. a $\gamma^*p \rightarrow \pi^+\pi^-p$ rezonanciánál figyelembe kell venni a $\pi^-\Delta^{++}$, $\pi^+\Delta^0$, $\rho\rho$, $\pi^+D_{13}^0(1520)$, $\pi^+F_{15}^0(1685)$ és $\pi^-P_{33}^{++}(1600)$ alcsatornákat,

amelyek bomolhatnak a végső $\pi^+\pi^-p$ állapotba; továbbá természetesen a direkt 2π előállítási mechanizmust. Végül a különböző végállapotok között felléphetnek kölcsönhatások, amik szintén számításba veendők. Ezeket általában fenomenológiai alapon kezelik minden egyes reakcióra.

A $\gamma p \rightarrow \pi^0\pi^0p$, $\gamma d \rightarrow \pi^0\pi^0 p(n)$ és $\gamma d \rightarrow \pi^0\pi^0 n(p)$ reakciókat vizsgálták Dieterle és mts. (A2 Collab.) [2015]. Itt a zárójelbe tett nukleon nem detektált (spektátor) volt. Mérték a hatáskeresztmetszeteket, szögeloszlásokat és invariáns-tömegeloszlásokat. A méréseket a MAMI-elektrongyorsítónál végezték. Az elektronokat lefékeztek vékony fólián, a fékezési fotospektrum maximális energiája elérte az 1400 MeV-et. Céltárgyul folyékony hidrogén, ill. folyékony deutérium szolgáltak. A közlemény részletesen ismerteti a mérési és kiértékelési technikákat.

A barionrezonanciákat pp -ütközésnél vizsgálta a HADES-együttműködés [Agakishiev és mts. 2014]. Úgy találták, hogy a $pp \rightarrow np\pi^+$ és $pp \rightarrow pp\pi^0$ reakcióknál a hatáskeresztmetszetek a 0 – 20 mb tartományban voltak, ha a teljes tömegközépponti energia (\sqrt{s}) a 2 \rightarrow 5 GeV tartományban változott. Számították a dielektronhozamokat is a (rezonancia $\rightarrow pe^+e^-$) bomlásra.

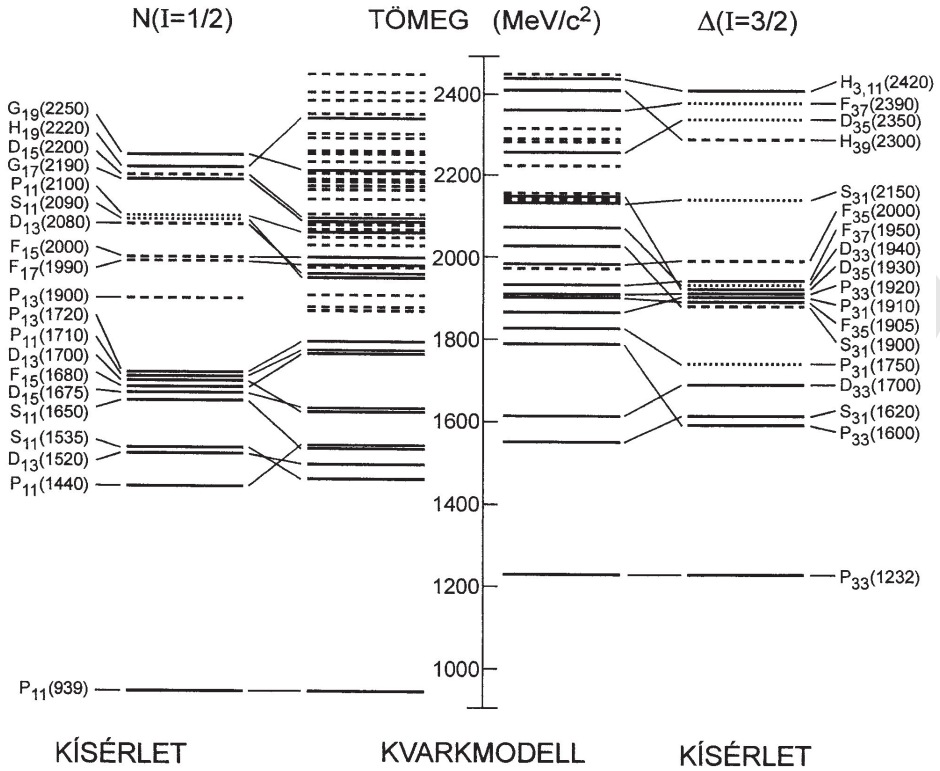
A barionok szerkezete volt a tárgya a „BARYONS 2016” konferenciának (Tallahassee, Florida) [Nucl. Phys. News 26, No. 4, 32].

A barionspektrumok és főbb törvényszerűségeik

A nukleon- és Δ -állapotokra vonatkozó kísérleti adatok összesítése a III. 19. ábrán látható, összevetve a relativizált kvarkmodellszámítások eredményeivel. Látható, hogy a legelső gerjesztési nivóknál közelítő kvalitatív egyezés van a kísérleti és kvarkmodellszámítások eredményei között. Az $N(1440) \frac{1}{2}^+$ állapot túlnyomórészt a 3-kvark alapállapot első radiális gerjesztésének tekinthető. Nagyobb gerjesztéseknél a kvarkmodell több nivót jósol, mint amit az $N(I = \frac{1}{2})$ nukleonoknál kísérletileg találtak.

A N -, Δ -, Λ - és Σ -barionok gerjesztési energiái részletesebben a III. 7–8. táblázatokban vannak feltüntetve, ahol többféle kvarkmodell eredményei is láthatók.

A hiperonok alapállapotú tömegeit a rács-QCD-számítások jól leírják (l. a korábbi III. 14. ábrát), de a belső szerkezetük és kölcsönhatásaik még nem megbízhatóan ismertek. Feltűnő, hogy a Λ -barionoknál az OGE-kvarkmodell sokkal több nivót jósol, mint amennyit a kísérletekben észleltek.



III. 19. ábra. A nukleon- (N) és a Δ -állapotok gerjesztési spektruma. $I =$ izospin. Folytonos vonalakkal a legmegbízhatóbban azonosított állapotok vannak jelölve. A kvarkmodell a relativizált kvarkmodellszámítások eredményeit mutatja Capstick, Roberts [1994, 1998] alapján. A folytonos vonalakkal (legalább vagylagosan) észlelt nivókhoz való hozzárendelés lehetséges. Amsler és mts. [Particle Data Group 2016, 285. o.] közleményéből

III. 7. táblázat. A nukleonok és a barionok gerjesztési energiái. Kísérleti tömegek, QM: kvarkmodell, OGE: egy gluon cseréje [Capstick, Isgur 1986], GBE: egy Goldstone-bozon (mezon) cseréje [Melde és mts. 2008], kétkvark-modell [Ferretti és mts. 2011], RQM: relativisztikus kvarkmodell [Löring és mts. 2001], nagy N_c : sok szerző, rács-QCD: Edwards és mások, sok szerző.

Crede, Roberts [2013] alapján

J^P	Állapot	Tömeg [MeV]	QM OGE	QM GBE	Két-kvark	RQM	Nagy N_c	Rács-QCD
$N \frac{1}{2}^+$	938(****)	938	960	939	939	939		1196±11
	1440(****)	1420–1470	1540	1459	1513	1518	1450	2187 ± 45
	1710(****)	1680–1740	1770	1776	1768	1729	1712	2255 ± 28
	1880(**)	(1835–1915)	1880		1893	1950		2351 ± 37
	2100(*)	(2030–2200)	1975		—	1996	1983	2244 ± 28
$\frac{3}{2}^+$	—	—	2065		—	2009		2544 ± 51
	1720(****)	1700–1750	1795		1768	1688	1674	2146 ± 16
	1900(****)	(1862–1975)	1870		1808	1809	1885	2314 ± 20
	2040(*)	2031–2065	1910		—	1936		2334 ± 22
$\frac{5}{2}^+$	—	—	1950		—	1969		2401 ± 17
	1680(****)	1680–1690	1770		1808	1723	1689	2143 ± 17
	1860(**)	1820–1960	1980		—	1934		2352 ± 22
	2000(**)	1950–2150	1995		—	1959	1850	2415 ± 18
$\frac{7}{2}^+$	—	—	1995		—	2120		2943 ± 68*
	1990(**)	(1920–2155)	2000		—	1989	1872	2481 ± 20
	—	—	1995		—	2190		2900 ± 57
$\frac{9}{2}^+$	—	—	—		—	2365	2240	
	2220(****)	2200–2300	2345		—	2221	2245	
	2700(**)	(2570–3100)	2820		—	2616		
	1535(****)	1525–1545	1460	1519	1527	1435	1541	1707 ± 21
	1650(****)	1645–1670	1535	1647	1671	1660	1660	1860 ± 27
$\frac{11}{2}^+$	1895(**)	(1860–2260)	1945		1882	1901		2357 ± 113
	—	—	2030		—	1918		
	1520(****)	1515–1525	1495	1519	1527	1476	1532	1811 ± 22
	1700(****)	1650–1750	1625	1647	1671	1606	1699	1889 ± 21
	1875(****)	1820–1920	1960		1882	1926		2513 ± 54
$\frac{13}{2}^+$	2120(**)	(1980–2210)	2055		—	1959		2673 ± 20
	—	—	2095		—	2070		
	1675(****)	1670–1680	1630	1647	1671	1655	1671	1987 ± 17
	2060(**)	(1900–2260)	2080		—	1970		2486 ± 24
$\frac{5}{2}^-$	—	—	2095		—	2104		
	2190(****)	2100–2200	2090		—	2015		2635 ± 22
	2250(****)	2200–2350	2215		—	2212		
$\frac{7}{2}^-$	—	—	—		—	2425		
	2600(****)	2550–2750	2600		—	2600		

III. 7. táblázat folytatása

J^P	Állapot	Tömeg [MeV]	QM OGE	QM GBĚ	Két- kvark	RQM	Nagy N_c	Rács-QCD
Δ $\frac{1}{2}^+$	1750 ^(*)	(1700–1780)	1835		1858	1866	1746	2193 ± 34
	1910 ^(****)	1860–1910	1875		1952	1906	1897	2343 ± 20
$\frac{3}{2}^+$	1232 ^(****)	1230–1234	1230	1240	1233	1260		1505 ± 13
	1600 ^(****)	1500–1700	1795	1718	1602	1810	1625	2300 ± 28
	1920 ^(****)	1900–1970	1915		1952	1871	1906	2380 ± 40
	—	—	1985		—	1950		2436 ± 57
$\frac{5}{2}^+$	1905 ^(****)	1855–1910	1910		1952	1897	1921	2334 ± 18
	2000 ^(**)	(1600–2325)	1990		—	1985	1756	2422 ± 17
$\frac{7}{2}^+$	—	—	—		—	—	2368	2672 ± 56
	1950 ^(****)	1915–1950	1940		1952	1956	1942	2320 ± 34
$\frac{9}{2}^+$	2390 ^(*)	(2250–2485)	2370			2339	2372	
	2300 ^(**)	(2240–2550)	2420			2393	2378	
$\frac{11}{2}^+$	2420 ^(****)	2300–2500	2450			2442	2385	
$\frac{13}{2}^+$	2950 ^(**)	(2750–3090)	2920			2824		
	1620 ^(****)	1600–1660	1555	1642	1554	1654	1645	1897 ± 18
$\frac{1}{2}^-$	1900 ^(**)	1840–1920	2035		1986	2100		2572 ± 53
	2150 ^(*)	(2050–2250)	2140			2141		2656 ± 30
	1700 ^(****)	1670–1750	1620	1642	1554	1628	1720	1945 ± 19
$\frac{3}{2}^-$	—	—	2080			2089		
	1940 ^(**)	1940–2060	2145		1986	2156		2751 ± 24
	—	—	2155			2170		
$\frac{5}{2}^-$	1930 ^(****)	1900–2000	2155		2005	2170		2748 ± 21
	2350 ^(*)	(2160–2525)	2165			2187		
$\frac{7}{2}^-$	2200 ^(*)	(2120–2360)	2230			2181		2677 ± 26
	2400 ^(**)	(2100–2780)	2295			2280		
$\frac{9}{2}^-$	—	—	—			—		
$\frac{11}{2}^-$	2750 ^(**)	(2550–2870)	2750			2685		

A III. 9. táblázat a Ξ -rezonanciákat és az ismert bájos bariontömegeket (Λ_c , Σ_c , Ξ_c , Ω_c) mutatja.

A hadronspektrumokból levonható néhány alapvető törvényszerűség, amik aztán a kvarkmodellek kidolgozásánál kiindulópontként szolgáltak. Ezek a következők:

- A bebörtönző potenciál általában független az állapot spinétől és ízétől.
- Spontán tömeggenerálás, a QCD SU(3) szimmetriájának helyreállása nagy gerjesztéseknél.
- Kétkvarkállapotok léte a barionokon belül.

III. 8. táblázat. A Λ - és Σ -barionok gerjesztési energiái és az elméleti értelmezésük. Az oszlopok jelentése ugyanaz, mint az előző táblázatnál. Crede, Roberts [2013] alapján

J^P	Állapot	Tömeg [MeV]	QM OGE	QM GRF	RQM	Nagy N_c	Rács-QCD	
Λ	$\frac{1}{2}^+$	1116(****)	1114–1116	1115	1136	1108	1279 \pm 11	
		1600(***)	1560–1700	1680	1625	1677	1630	2170 \pm 29
		1810(***)	1750–1850	1830	1799	1747	1742	2195 \pm 27
	$\frac{3}{2}^+$	—	—	1910	—	1898	—	2198 \pm 32
		1890(****)	1850–1910	1900	—	1823	1876	2225 \pm 15
		—	—	1960	—	1952	—	2287 \pm 36
	$\frac{5}{2}^+$	—	—	1995	—	2045	—	2318 \pm 36
		—	—	2050	—	2087	—	2367 \pm 14
		1820(****)	1815–1825	1890	—	1834	1816	2228 \pm 12
	$\frac{7}{2}^+$	2110(***)	2090–2140	2035	—	1999	2104	2390 \pm 18
		—	—	2115	—	2078	—	2419 \pm 15
		2020(*)	(2000–2130)	2120	—	2130	2125	2545 \pm 14
	$\frac{9}{2}^+$	—	—	2447	—	2331	2350	3033 \pm 24
		2350(***)	2340–2370	2423	—	2340	2355	—
		—	—	2518	—	2479	—	—
	$\frac{1}{2}^-$	1405(****)	1404–1406	1550	1556	1524	1407	1709 \pm 17
		1670(****)	1660–1680	1615	1682	1630	1667	1776 \pm 16
		1800(***)	1720–1850	1675	1778	1816	1806	1847 \pm 20
$\frac{3}{2}^-$	1520(****)	1518–1521	1545	1556	1508	1520	1816 \pm 12	
	1690(****)	1685–1695	1645	1682	1662	1676	1905 \pm 13	
	—	—	1770	—	1775	1864	1936 \pm 17	
$\frac{5}{2}^-$	2325(*)	(2305–2375)	2290	—	1987	—	2626 \pm 31	
	1830(****)	1810–1830	1775	1778	1828	1836	2059 \pm 11	
	—	—	2180	—	2080	—	2571 \pm 19	
$\frac{7}{2}^-$	2100(****)	2090–2110	2150	—	2090	—	2694 \pm 16	

A bebörtönző potenciál független a spintől. A charmónium és bottomónium nívórendszerei egy

$$V_{QCD} = -\frac{4}{3} \frac{\alpha_s}{r} + kr$$

típusú potenciállal jó közelítésben leírhatók. A potenciál első tagja kis r távolságoknál, a második nagy távolságoknál jelentős.

A QCD-potenciál nagy távolságoknál meghatározó részére igen értékes információt nyerhetünk a mezonok és barionok gerjesztett állapotainak vizsgálatából.

III. 8. táblázat folytatása

J^P	Állapot	Tömeg [MeV]	QM OGE	QM GRF	RQM	Nagy N_c	Rács-QCD	
Σ	$\frac{1}{2}^+$	1193(****)	1190–1197	1190	1180	1190	1308 \pm 7	
		1660(***)	1630–1690	1720	1616	1760	1660	2270 \pm 14
		1770(*)	(1730–1790)	1915	1911	1947	1776	2251 \pm 24
		1880(**)	(1800–2035)	1970		2009	1810	2258 \pm 16
		—	—	2005		2052	2068	2326 \pm 22
	$\frac{3}{2}^+$	1385(****)	1382–1388	1370	1389	1411		1579 \pm 9
		1840(*)	(1725–2125)	1920	1865	1896	1790	2243 \pm 14
		2080(**)	(2040–2120)	1970		1961	2061	2317 \pm 16
		—	—	2010		2011		2366 \pm 13
	$\frac{5}{2}^+$	1915(****)	1900–1935	1955		1956	1920	2228 \pm 14
		2070(*)	(2025–2080)	2030		2027	2051	2367 \pm 13
	$\frac{7}{2}^+$	2030(****)	2025–2040	2060		2070	2036	2427 \pm 24
		—	—	2390		2161	2350	2546 \pm 15
		—	—				2482	3021 \pm 25
	$\frac{9}{2}^+$	—	—				2355	
	$\frac{11}{2}^+$	—	—	2390			2488	
		—	—				2495	
	$\frac{1}{2}^-$	1620(**)	(1600–1645)	1630	1677	1628	1637	1780 \pm 16
		1750(****)	1730–1800	1675	1736	1771	1755	1837 \pm 20
		2000(*)	(1755–2040)	2110	1759	1798		1951 \pm 14
—		—	1695		2111	1784	2545 \pm 49	
$\frac{3}{2}^-$	1580(*)	(1578–1587)	1655	1677	1669		1903 \pm 15	
	1670(****)	1665–1685	1750	1736	1771	1667	1948 \pm 14	
	—	—	1755	1759	2139	1769	1956 \pm 18	
	1940(****)	1900–1950	2120		1798	1847	2667 \pm 25	
$\frac{5}{2}^-$	1775(****)	1770–1780	1755	1736	1770	1784	2057 \pm 12	
	—	—	2205		2174		2521 \pm 24	
$\frac{7}{2}^-$	2100(*)	(2040–2150)	2245		2236		2720 \pm 15	

A mezonok, ill. barionok spinje (J) és tömegük négyzete (M^2) között egyszerű lineáris összefüggés áll fenn adott izospin (I) és ritkaság (S') mellett, l. III. 20. A. és B. ábrákat. Az összefüggés a részecskefizika egyik legérdekesebb eredménye, ami alapvetően eltér attól, amit a deformált atommagok rotációs energiáinak tárgyalásánál megszoktunk: $E_{rot} = \frac{\hbar^2}{2\mathfrak{I}} J(J+1)$, ahol \mathfrak{I} a tehetetlenségi nyomaték.

A kvarkok közötti kölcsönhatás erővonalai egy húrba húzódnak össze (l. III. 20. felső ábrát). Ennek az az oka, hogy a közvetítő gluonok színesek, és közöttük is fellép kölcsönhatás. A húr energiataralma, ill. a kvarkokat „bebörtönző” (confining) potenciál várhatóan arányos lesz a húr hosszával $V(r) \propto kr$, ahol k állandó. Az elérhető legnagyobb impulzusnyomaték akkor adódik, ha a húr vége közel fénysebességgel (c) forog. Ekkor a húr r sugaránál fellépő lokális v sebességre fennáll a

$$\frac{v}{c} = \frac{r}{r_0} \quad (\text{III. 15.})$$

összefüggés. Figyelembe véve, hogy a relativitáselmélet szerint

$$M = \frac{M_0}{\sqrt{1-v^2/c^2}},$$

a rendszer teljes tömege:

$$M = 2 \int_0^{r_0} \frac{kdr}{\sqrt{1-v^2/c^2}} = kr_0 \pi, \quad (\text{III. 16.})$$

míg a húr impulzusnyomatéka:

$$J = 2 \int_0^{r_0} \frac{krvdr}{\sqrt{1-v^2/c^2}} = \frac{kr_0^2 \pi}{2} \quad (\text{III. 17.})$$

($\hbar = 1$, $c = 1$ egységekben).

Innen a III. 16. összefüggés felhasználásával:

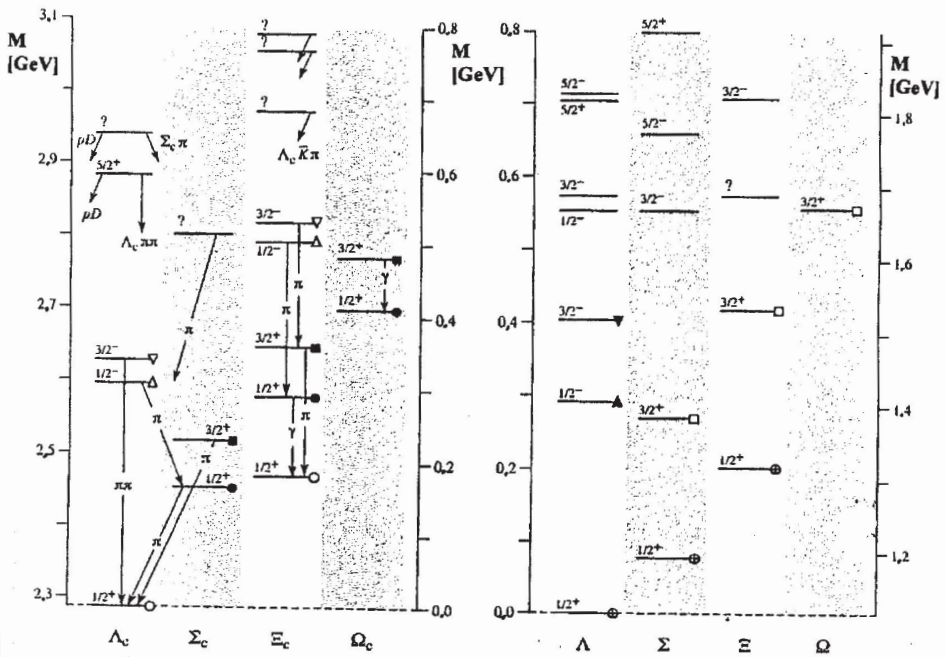
$$J = \frac{M^2}{2\pi k}, \quad (\text{III. 18.})$$

azaz kiadódik a III. 20. ábrán látható lineáris összefüggés J és M^2 között. Az egyenesek iránytangenséből $k \approx 0,9$ GeV/fm érték adódik.

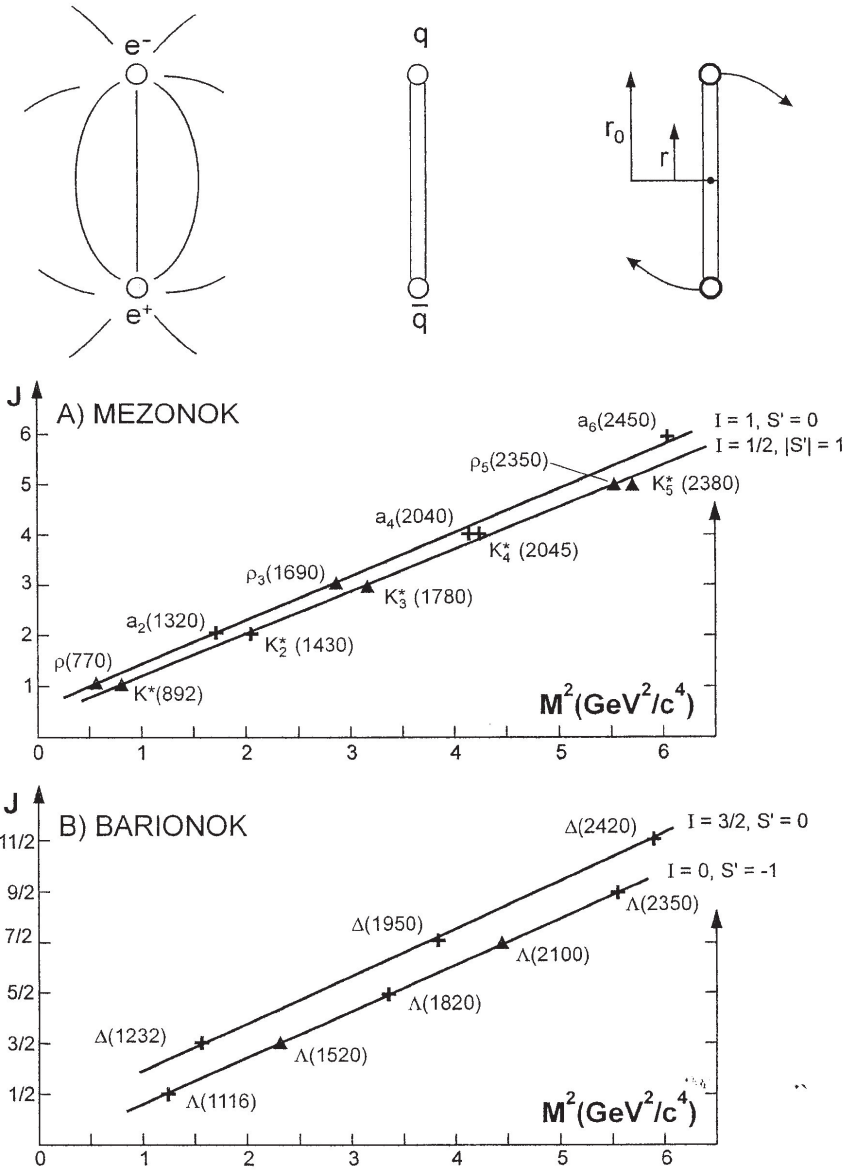
III. 9. A. táblázat. Ξ rezonanciák. Biztos: ****, legkevésbé biztos: *

Állapot	J^P	Státus különböző bomláscsatornáiban				
		$\Xi\pi$	ΛK	ΣK	$\Xi(1530)\pi$	mások
$\Xi(1318)$	$1/2+$	****				gyengén bomlik
$\Xi(1530)$	$3/2+$	****	****			
$\Xi(1620)$	*	*				
$\Xi(1690)$	***		***	**		
$\Xi(1820)$	$3/2-$	***	**	***	**	**
$\Xi(1950)$	***	**	**		*	
$\Xi(2030)$	***		**	***		
$\Xi(2120)$	*		*			
$\Xi(2250)$	**					3-test bomlások
$\Xi(2370)$	**					3 test bomlások
$\Xi(2500)$	*		*	*		3-test bomlások

B. táblázat. $\Lambda_c, \Sigma_c, \Xi_c, \Omega_c$ és $\Lambda, \Sigma, \Xi, \Omega$ (s-kvarktartalmú) állapotok



Particle Data Group [2014]



III. 20. ábra. Felül: Erővonalak az elektron-pozitron töltések, ill. a $q\bar{q}$ rendszer között. Forgó húrmodell a hadron impulzusnyomatéka és tömege közötti összefüggés számításához.

A. és B. ábrák. A mezon- és barionrezonanciák spinjének (J) függése a tömegük négyzetétől (M^2) adott izospin (I) és ritkaságkvantumszám (S') mellett. + pozitív, a befekettített háromszög negatív paritású nívókat jelöl. Chew–Frautschi-egyenesek

A III. 20. ábrán néhány példán látható, *hogyan függ a könnyű mezonok tömegének négyzete az n (l), ill. J kvantumszámoktól*. A kísérleti adatok láthatóan egyezésben vannak a nagy (mezon) gerjesztéseknél várható összefüggéssel:

$$M_n^2(l) = 2\pi k(l + n + 1/2) \quad (\text{III. 19.})$$

Nagy l és n értékek esetén a radiális, ill. orbitális gerjesztések degeneráltsága várható. A III. 19. összefüggést részletesebben tárgyalja Afonin [2007] összefoglaló munkája.

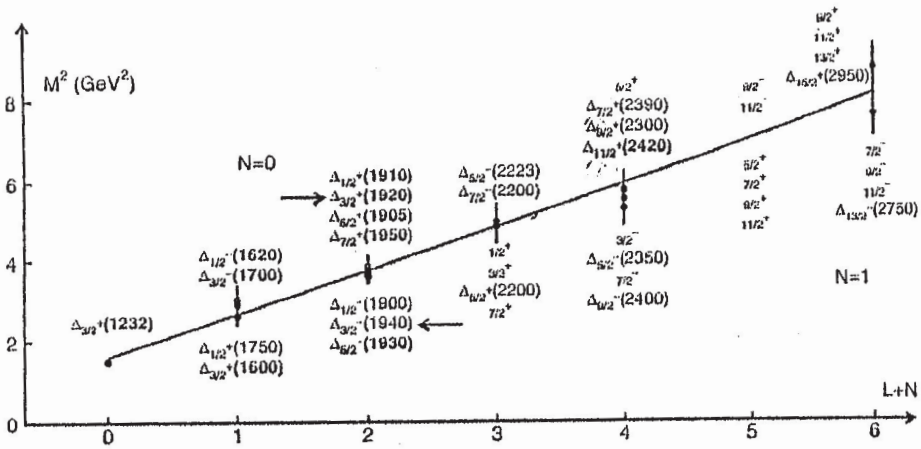
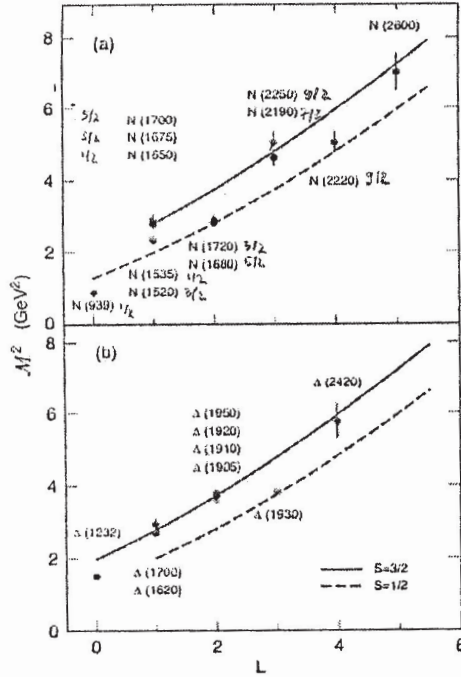
A bebörtönző potenciál (kr) független a spintől. Ezt alátámasztja, hogy az adott belső szimmetria-quantumszámokkal, de különböző spinekkel rendelkező hadronok ugyanolyan $J(M^2)$ lineáris relációnak tesznek eleget, mint ami a III. 20. ábrán látható.

A III. 21. felső ábra az N^* -és Δ^* -barionok tömegének négyzetét (M^2) mutatja az L keringési impulzusnyomaték kvantumszámfüggvényében (pontok hibákkal). A görbék az AdS/CFT (Anti-de-Sitter/Conformal Field Theory, l. később a barionmodellek tárgyalásánál) megfeleltetés alapján várt értékeket mutatják, miszerint $M \propto L + N$, ahol N a radiális gerjesztés kvantumszáma. Az $1/2$ és $3/2$ spinű barionok különböző határfeltételeket kívánnak és különböző tömegekhez vezetnek. Az $1/2$ spinű nukleonrezonanciák kisebb tömege a „jó” kétkvark-effektussal kapcsolatos. Ha a kétkvark spinje és izospinje zéró, az állapot energetikailag előnyben részesített, viszonyítva a „rossz” kétkvarkhoz. A Δ -rezonanciák izospinje $3/2$ és nem tartalmaznak „jó” kétkvarkot. Néhány állapotnál [pl. a $\Delta(1232)$, $\Delta_{1/2-}(1620)$ és $\Delta_{3/2-}(1700)$ -nál] eltérés van a várható tendenciától, a részleteket l. Teramond és Brodsky [2005] közleményében. A kétkvarkok szerepével kapcsolatban l. a későbbi III. 24. ábrát is.

A III. 21. alsó ábra a Δ^* -rezonanciákat mutatja: tömegnégyzet (M^2) az $L + N$ kvantumszámok függvényében (pontok hibákkal). A vonal az AdS/CFT megfeleltetés előrejelzése. Az egyezés a kísérlet és elmélet között kitűnő. Forkel és Klempt [2009] a következő összefüggést javasolta a tömegnégyzetekre:

$$M^2 = a(L + N + 3/2) - b \alpha_D [\text{GeV}^2],$$

ahol $a = 1,04 \text{ GeV}^2$, $b = 1,46 \text{ GeV}^2$. A legalsó nivókra α_D a „jó” kétkvark-aránynak tekinthető, ami a standard kvarkmodell-hullámfüggvényekből számítható. A formulával Klempt és Richard [2010] 45 nukleon és Δ -rezonancia tömegét jól reprodukálták mindössze két paraméter (a és b) függvényében. A tömegleírás átlagos eltérése a kísérleti értékektől mindössze $\delta M/M \sim 2,5\%$, ami más modellekhez képest nagyon jó. L. a III. 10. táblázatot.



III. 21. felső ábra. Az N^* - és Δ^* -barionok gerjesztési spektrumai (pontok hibákkal). Tömegnégyzetek (M^2) az L keringési impulzusnyomaték kvantumszámfüggvényében. A görbék az AdS/CFT megfeleltetési modell előrejelzései. [Teramond és Brodsky 2005]

Alsó ábra. Regge-trajektóriák a Δ^* rezonanciákra: tömegnégyzetek (M^2) az $L + N$ függvényében (itt N a radiális gerjesztés kvantumszáma) [Klemp 2008]. A vonal az AdS/CFT megfeleltetésnek felel meg [Forkel és mts. 2007]. Az $N = 0$ és 1 rezonanciák megfelelően a trajektóriák felett vagy alatt vannak feltüntetve

III. 10. táblázat. Az N^* - és Δ^* -rezonanciák számolt tömegei (M) az $M^2 = \alpha(L + N + 3/2) - b\alpha_D$ [GeV²] formula alapján. A táblázatban a javasolt kvantumszámok is fel vannak tüntetve. Forkel és Klemp [2009] alapján

L	N	S	α_D	Rezonancia	M [GeV]
0	0	1/2	1/2	$N_{1/2^+}(940)$	943
0	1	1/2	1/2	$N_{1/2^+}(1440)$	1396
0	2	1/2	1/2	$N_{1/2^+}(1710)$	1735
0	3	1/2	1/2	$N_{1/2^+}(2100)$	2017
1	0	1/2	1/4	$N_{1/2^+}(1535), N_{3/2^-}(1520)$	1516
1	1	1/2	1/4	$N_{1/2^+}(1905), N_{3/2^-}(1860)$	1833
1	2	1/2	1/4	$N_{1/2^+}(2090), N_{3/2^-}(2080)$	2102
1	0	3/2	0	$N_{1/2^-}(1650), N_{3/2^-}(1700), N_{5/2^-}(1675)$	1628
2	0	1/2	1/2	$N_{3/2^+}(1720), N_{5/2^+}(1680)$	1735
2	0	3/2	0	$N_{1/2^+}(1880), N_{3/2^+}(1900), N_{5/2^+}(1870), N_{7/2^+}(1990)$	1932
3	0	1/2	1/4	$N_{5/2^+}(2200), N_{7/2^+}(2190)$	2102
3	0	3/2	0	$N_{9/2^-}(2250)$	2184
4	0	1/2	1/2	$N_{9/2^+}(2220)$	2265
5	0	1/2	1/4	$N_{11/2^-}(2600)$	2557
6	0	1/2	1/2	$N_{13/2^+}(2700)$	2693
0	0	3/2	0	$\Delta_{3/2^+}(1232)$	1261
0	1	3/2	0	$\Delta_{3/2^+}(1600)$	1628
1	0	1/2	0	$\Delta_{1/2^-}(1620),$	1628
1	1	3/2	0	$\Delta_{1/2^-}(1900), \Delta_{3/2^-}(1940), \Delta_{5/2^-}(1930)$	1926
1	2	1/2	0	$\Delta_{1/2^-}(2150)$	2184
2	0	3/2	0	$\Delta'_{1/2^-}(1910), \Delta_{3/2^+}(1920), \Delta_{5/2^+}(1905), \Delta_{7/2^+}(1950)$	1926
3	0	1/2	0	$\Delta_{7/2^-}(2200)$	2184
3	1	3/2	0	$\Delta_{5/2^-}(2350), \Delta_{9/2^-}(2400)$	2415
4	0	3/2	0	$\Delta_{7/2^+}(2390), \Delta_{9/2^+}(2300), \Delta_{11/2^+}(2420)$	2415
5	1	3/2	0	$\Delta_{13/2^-}(2750)$	2620
6	0	3/2	0	$\Delta_{15/2^+}(2950)$	2820

A bebörtönző potenciál függetlensége a kvarkiztól. A kvarkok színük által kötődnek a gluonokhoz, függetlenül az ízüktől. A kr -kölsönhatás kvarkiztól való függetlenségét alátámasztják a III. 22. A. és B. ábrákon látható adatok. Az A) ábra mutatja az alapállapot $L = 0$ ($J^{PC} = 1^-$) és $L = 1$ ($J^{PC} = 2^{++}$) gerjesztett állapotok közötti különbségeket különböző kvarkösszetételű mezonokra és barionokra. Látható, hogy a kölcsönhatás erőssége jó közelítésben független a kvarkiztól.

A III. 22. B. ábrán a „mágneses” energiafelhasadás négyzete látható olyan állapotok között, amelyekben a spinek paralel, ill. antiparalel irányban állnak. Ez a kölcsönhatás is lényegében független a kvarkiztól.

A III. 22. C. ábrán a legalacsonyabb $J^P = 5/2^+$ gerjesztett állapot és a megfelelő alapállapot közötti tömegkülönbség látható különböző ízállapotokban levő hadronokra.

A III. 22. D. ábra az egy c - és b -kvarkot tartalmazó barionok tömegspektrumát mutatja. A spektrumok hasonlósága arra utal, hogy a nehéz kvark ízétől a gerjesztési energiák jó közelítésben függetlenek.

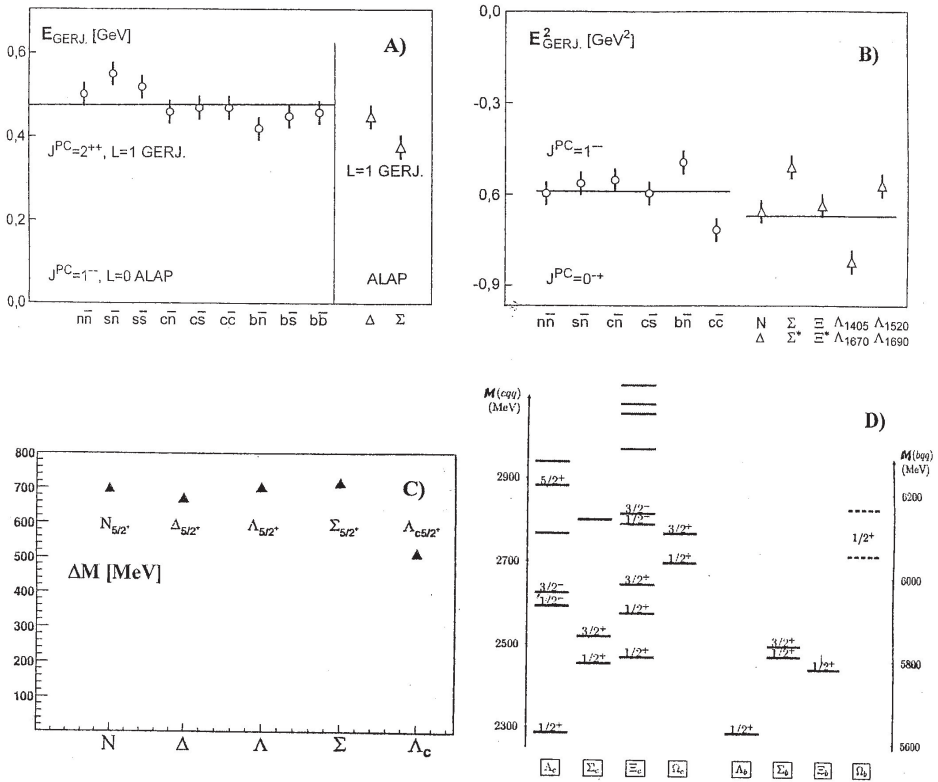
Spontán tömeggenerálás, királis multipliett-állapotok. Számos kísérleti adat arra utal, hogy a magasan gerjesztett mezonokban és barionokban az azonos spinű, de különböző paritású nívók közel egyenlő energiával rendelkeznek. Ilyen ún. *királis multipliett-állapotok* pl. a következők (Glozman [2007]):

$$\begin{array}{llll}
 J^{PC} = 0^{+-} & \pi(1300 \pm 100) & \leftrightarrow & f_0(1370 + 130 - 170) & J^{PC} = 0^{++} \\
 J^{PC} = 0^{-+} & \pi(1812 \pm 14) & \leftrightarrow & f_0(1770 \pm 12) & J^{PC} = 0^{++} \\
 \\
 J^P = 1/2^+ & N_+(1710 \pm 30) & \leftrightarrow & N_-(1650 + 30 - 10) & J^P = 1/2^- \\
 J^P = 3/2^+ & N_+(1720 + 30 - 70) & \leftrightarrow & N_-(1700 \pm 50) & J^P = 3/2^- \\
 J^P = 5/2^+ & N_+(1680 + 10 - 5) & \leftrightarrow & N_-(1675 + 10 - 5) & J^P = 5/2^- \\
 J^P = 9/2^+ & N_+(2220 + 90 - 40) & \leftrightarrow & N_-(2250 + 60 - 80) & J^P = 9/2^-
 \end{array}$$

A III. 23. ábrán a nukleon néhány alacsonyan és magasan fekvő állapota látható. Megfigyelhető, hogy a magasan fekvő állapotokban az azonos spinű, de ellenkező paritású nívók közel egyenlő tömeggel rendelkeznek. (Sajnos egyelőre kevés megbízható adat áll rendelkezésre, és a királis dublettek megbízható azonosításához a bomlási elágazási arányok ismerete is kívánatos volna.)

A jelenség azzal magyarázható, hogy kis gerjesztési energiáknál a valencia-kvarkok erősen kötődnek a kvarkkondenzátumhoz (kvark-antikvark párok, QCD-vákuum), és így nagy az összetevő (dinamikai) tömegük. Ekkor a valencia-kvarkokat nem relativisztikus, kvázirészecskének lehet tekinteni. Magasabb energiáknál azonban az azonos spinű, de ellentétes paritású nívók energiája közel egyenlővé válik, királis szimmetria érvényesül. A kvarkok összetevő tömege lecsökken. Ez csoportelméleti nyelven a QCD királis $SU(2)_{\text{bal}} \times SU(2)_{\text{jobb}}$ szimmetriájának visszaállását jelenti nagyobb gerjesztési energiáknál.

A III. 23. ábra kapcsán látható, hogy a látható világunk tömegének megértésében a nukleon gerjesztési energiájának változásakor fellépő felöltöztetett (összetevő) \leftrightarrow csupasz (fizikai) kvarktömegváltozás alapvető szerepet játszik. Ha a kvarkok impulzusa kicsi a nukleonban, a QCD királis szimmetriája megtörik, az csak nagy gerjesztési energiáknál áll fenn.



III. 22. ábra. A kvark-gluon kölcsönhatás függetlensége a kvarkiztól.

A) Az $L = 1$ gerjesztési energiák (E_{gerj}) mezonokra és barionokra (egyirányú spinbeállítás esetén).

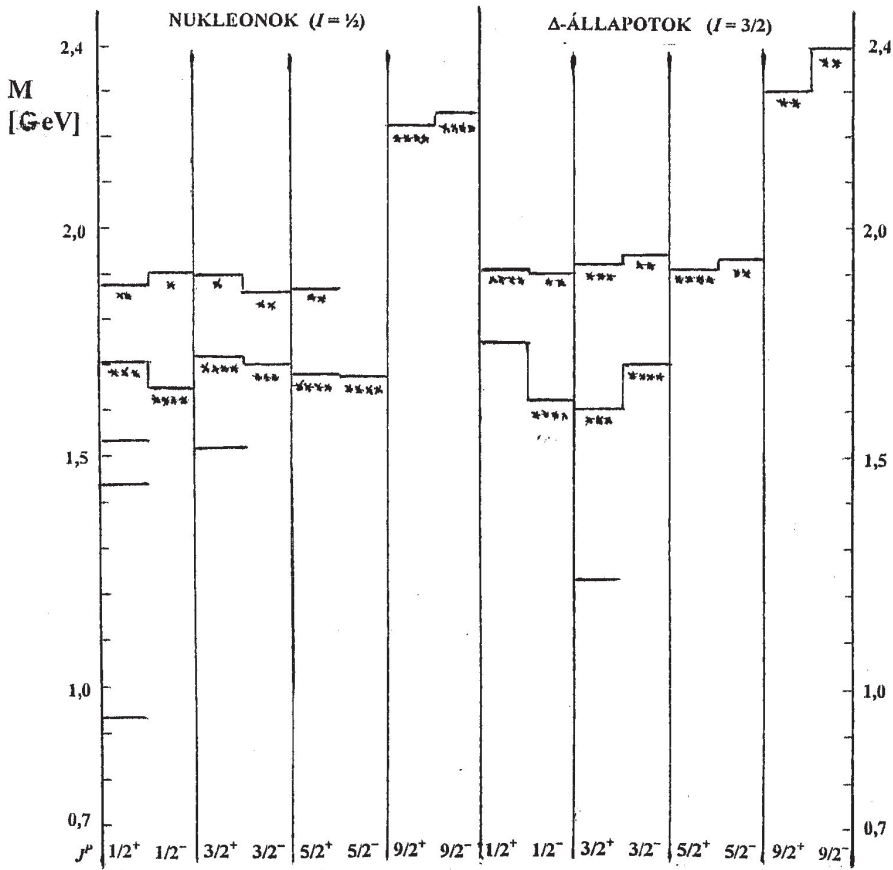
$$n\bar{n} = \frac{1}{\sqrt{2}}(d\bar{d} + u\bar{u})$$

B) A gerjesztési energia négyzete a $J^{PC} = 0^{+}$ alap és 1^{-} állapotok között.

C) Tömegkülönbségek a legalacsonyabb $J^{PC} = 5/2^{+}$ gerjesztett állapot és a megfelelő alapállapot között.

D) Az egy c - és b -kvarkot tartalmazó barionok gerjesztési tömegspektruma.

Az A) és B) ábrák Klempt, Zaitsev [2007], a C) és D) ábrák Klempt, Richard [2010] összefoglaló munkái alapján



III. 23. ábra. A nukleon és Δ -részecske néhány alacsonyan fekvő állapota. A csillagok a megbízhatósági fokozatokat mutatják: több csillag \rightarrow megbízhatóbb adat. Klempt, Richards [2010] alapján

A királis fázisátmenet és a Bose–Einstein-kondenzátum összefüggéseit vizsgálták Shu és Li [2005]. Újabban a királis szimmetria megtörését részletesen tárgyalták Braun és mts. [2016]. A QCD-hez funkcionális renormalizációs csoport közelítést alkalmaztak, amit dinamikai hadronizációs technikával egészítettek ki. Megmutatták, hogy a domináló alacsony energiájú szabadsági fokok hogy alakulnak ki a kvark-gluon dinamikából.

Szintén a királis szimmetria megtörését vizsgálták gerjesztett barionspektrumokban Bicudo és mts. [2016]. A számításaikban a QCD csonkított Coulomb-mérték formalizmusát használták, lineáris bezáró Coulomb-kölcsönhatással. Variációs eljárással számították mind az $I = 1/2$, mind az $I = 3/2$ barionok gerjesztési spektrumát egészen nagy ($J = 13/2$) spinekig. Számításaik mezonoknál már korábban világosan mutatták a paritásduplettek létét. Ugyanakkor barionoknál a királis szimmetria realizálódását komplikáltabbnak találták, mint ahogy azt korábban gondolták.

Pisarski és Skokov [2016] a tetrakvarkok szerepét analizálták a királis fázisállapotoknál. Úgy találták, hogy a nagyon könnyű kvarkok esetében esetleg lehet kétféle királis fázisátalakulás is, amelyek egyaránt elsőrendűek. Hangsúlyozták, hogy a tetrakvarkok figyelembevétele lényeges a kritikus végpont meghatározásánál is a fázisdiagram $T - \mu$ síkján (l. később, a IV. 1. fejezetben).

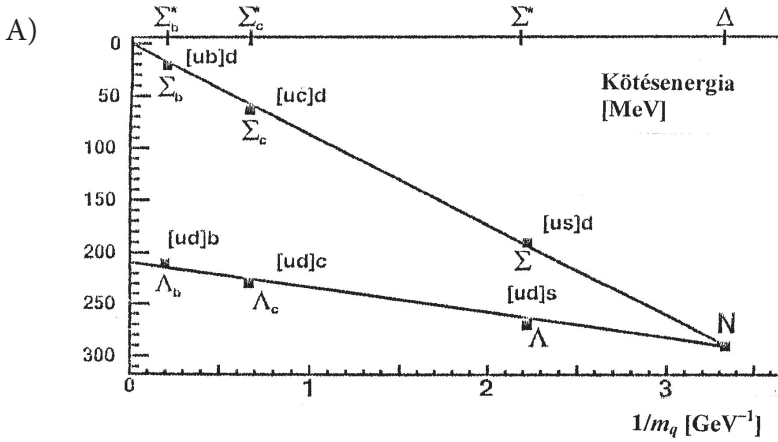
A látható világunk tömegének döntő része ($\geq 98\%$ -a) atommagokban van koncentráva. Ezek nukleonokból állnak, a nukleon három u - és d -valenciakvarkból, tömeg nélküli gluonokból és (kismértékben) tengerkvarkokból. Az u - és d -kvarkok nyugalmi tömege < 7 MeV, a nukleonoké ~ 939 MeV/ c^2 . A nukleon tömege zömmel a benne lévő valencia- és tengerkvarkok, valamint a gluonok mozgásából ered (figyelembe véve a tömeg-energia ekvivalenciát, $E = mc^2$) és a szintér potenciális energiájából. A nukleonban a kvarkok úgy rendeződnek el, hogy a kinetikus plusz helyzeti energiájuk minimum legyen.

A rács-QCD-számítások természetesen pontosabb eredményeket szolgáltatnak a hadronok tömegére, ill. a nívókülönbségeire (l. III. 14. és később, a III. 25. ábrákat).

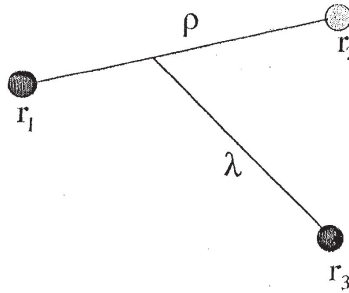
A látható Univerzum közel teljes tömegének értelmezéséhez nincs szükség a Higgs-mechanizmusra.

Kétkvark-állapotok a barionokon belül. A III. 24. ábra rámutat néhány érdekes összefüggésre. Nevezetesen, hogy hogyan változik az $[ud]b$, $[ud]c$, $[ud]s$, valamint az $[ub]d$, $[uc]d$ és $[us]d$ állapotok kötéseenergiája az inverz (összetevő) kvarktömeg függvényében.

Az $\frac{1}{2}$ spinű barionokban a könnyű-könnyű vagy könnyű-nehékvarkpár spinje zéró lehet. A spin zéró kétkvarkot [] zárójel jelzi; ez az állapot a harmadik kvarktól láthatóan független. A tömegrés (δM) a „jó” kétkvarkot tartalmazó $1/2^+$ és „rossz” $3/2^+$ állapotú barionok között a következők: ≈ 250 MeV $[ud]$ -nél, ≈ 170 MeV $[us]$ -nél, ≈ 65 MeV $[uc]$ -nél és ≈ 20 MeV $[ub]$ -nél.



B)



III. 24. A. ábra. A $3/2$ spinű Δ , Σ^* , Σ_c^* , Σ_b^* és $1/2$ spinű barionállapotok közötti tömegkülönbség, kötésienergia az inverz (összetevő) kvarktömeg függvényében. A zero spinű kétkvarkot [] jelzi. Klempt, Richard [2010] összefoglaló munkája alapján.

B. ábra. A barionkvarkmodell képe

Modellek a barionspektrumok értelmezésére

A) Egy gluoncserére alapozott modellek (OGE). A barionok gerjesztett állapotainak és bomlásainak leírására sokféle modell áll rendelkezésre. Sikeres és átfogó volt Isgur és Karl [1977] QCD által motivált nem relativisztikus modellje, amit később részben relativisztikussá fejlesztettek.

Capstick és Isgur [1986] egy gluoncserére alapozott (OGE) részben relativisztikus barionmodellükben feltételezik, hogy a barion három véges kiterjedésű összetevő (constituent) kvarkból áll, amelyek tömege 220 MeV (a könnyű kvarkokra), ill. 420 MeV (a ritka, s -kvarkra).

A barionok képe ebben a kvarkmodellben a III. 24. B. ábrán látható.

A modell Schrödinger-egyenletében szereplő Hamilton-operátor

$$H = \sum_i \sqrt{\vec{p}_i^2 + m_i^2} + V \quad (\text{III. 16.})$$

alakú, ahol V a relatív helyzettől és impulzustól (\vec{p}) függő potenciál. Ez nem relativisztikus határesetben a következő tagokból áll:

$$\lim_{p_i/m_i \rightarrow 0} V = V_{\text{húr}} + V_{\text{Coul.}} + V_{\text{hiperfinom}} + V_{\text{SL}}. \quad (\text{III. 17.})$$

Itt $V_{\text{húr}} = \sum_i b l_i + c$, ahol b a húr feszültsége, l_i az i -edik kvark távolsága a húr csomópontjától, c állandó, $V_{\text{Coul.}}$ a Coulomb, $V_{\text{hiperfinom}}$ a hiperfinom (spin-spin), V_{SL} a spin-pálya kölcsönhatás potenciálja. A kvarkok közötti kölcsönhatás erővonalai egy húrba húzódnak össze, mivel a közvetítő gluonok színesek, és közöttük is fellép kölcsönhatás. A húr energiatartalma, ill. a kvarkokat bebörtönző (confining) potenciál arányos a húr hosszával.

Célszerű bevezetni a $\vec{\rho}$, $\vec{\lambda}$, \vec{R} Jacobi-koordinátákat, amik az összetevő kvarkok helyzetvektoraival a következő kapcsolatban vannak:

$$\vec{\rho} = \frac{1}{\sqrt{2}}(\vec{r}_1 - \vec{r}_2), \quad \vec{\lambda} = \sqrt{\frac{2}{3}} \left(\frac{m_1 \vec{r}_1 + m_2 \vec{r}_2}{m_1 + m_2} - \vec{r}_3 \right),$$

$$\vec{R} = \frac{1}{M}(m_1 \vec{r}_1 + m_2 \vec{r}_2 + m_3 \vec{r}_3) \text{ és } M = m_1 + m_2 + m_3.$$

Itt $\vec{\rho}$ az első és második kvark közti távolsággal arányos, míg $\vec{\lambda}$ a harmadik kvark távolsága az első és második kvark tömegközéppontjától. Ha mindhárom kvark tömege egyenlő: $\vec{\lambda} = \frac{1}{\sqrt{6}}(\vec{r}_1 + \vec{r}_2 - 2\vec{r}_3)$.

A Jacobi-koordináták függetlenül gerjeszthetők radiálisan és orbitálisan vagy együtt. Fennállnak a következő összefüggések: $\vec{L} = \vec{l}_\rho + \vec{l}_\lambda$ a pálya-impulzusnyomatékra és $\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$, ahol \vec{S} a kvarkok teljes spinje. A barion paritása a $(-1)^{(l_\rho + l_\lambda)}$ -edik hatványával arányos.

A Hamilton-operátor mátrixát nagy harmonikus oszcillátor alapon feszítették ki, majd a mátrixot diagonalizálva adatokat nyertek az N -, Δ -, Λ -, Σ -rezonanciák tömegeire széles spin-paritás tartományokban. Számították továbbá a hullámfüggvényeket és a nukleonok és Δ -rezonanciák $N\pi$ bomlási amplitúdóit is. Ez utóbbiak négyzete és a bomlás fázisnégyzete határozza meg az $N\pi$ bomlási szélességet, Γ .

Az OGE-modell eredményei a gerjesztett nukleonokra a III. 7. táblázatban láthatók. Az egyezés a kísérleti adatokkal viszonylag jó. Hiányosság viszont, hogy a

nukleon első radiális gerjesztésének az $N(1440) \frac{1}{2}^+$ állapotának energiáját túl nagyra adja.

Figyelemre méltó, hogy Capstick és Isgur modelljében megjelentek degenerált gerjesztett állapotok ellentétes paritással, holott a modell létrehozásakor nem hivatkoztak a királis szimmetriára.

Egy gluon cserére van alapozva Ferraris és mts. [1995] kvarkmodellje is.

B) Goldstone-bozoncsere-modellek (GBE). Az összetevő kvarkok közötti potenciált több szerző mezoncserére alapozza, kezdve a pszeudoskalár Goldstone-bozonokkal (**GBE**). Melde és mts. [2008] ilyen típusú modelljének eredményei szintén láthatók a III. 5. táblázatban. Ez a kölcsönhatás a magfizika egyption-csere potenciáljára van alapozva [l. pl. Fényes és mts. 2009: Atommagfizika I, III. 6. fejezet]. A közelítésben lényeges ízfűggés van, mivel a pion nehéz kvarkokhoz nem kapcsolódik. A modell a radiálisan gerjesztett nukleon tömegét jól leírja, de a barionspektrumokra nem ad lényegesen jobb leírást, mint az OGE-modell.

Szintén a Goldstone-bozoncserére lett alapozva Glozman és Riska [1996] modellje.

C) Kétkvark-modellek. Az OGE (és részben a GBE)-modellek sokkal több elméleti nívót jósolnak, mint amennyit kísérletileg megtaláltak. Ha feltesszük, hogy a barion kvark-kétkvark rendszert alkot, amelyben a kétkvark-gerjesztések ki vannak fagyva, sokkal kevesebb elméleti nívó lép fel. Még az ilyen **kétkvark-modell** is megjósol meg nem talált állapotokat, de sokkal kevesebbet.

Ugyanakkor Bijker, Iachello, Levitan [1994] által javasolt algebrai kollektív modell a nukleon gerjesztési spektrumában alul a kísérletileg észlelnél több nívót jósol meg.

A kétkvark-állapotokkal kapcsolatos a korábbi III. 24. ábra.

Eichmann [2016] kiszámította a skalár (sk), axiálvektor (av), pszeudoskalár (ps) és vektor (v) dikvark komponensek erősségét néhány nukleonrezonanciára. Eredménye a következő:

	N	$N(1535)$	$\Delta(1232)$	$\Delta(1700)$	$\Delta(1910)$	$\Delta(1620)$
sk	1	0,45				
av	0,37	0,56	1	-0,10	0,39	-0,40
ps	0,02	1				
v	0,03	0,27	-0,02	1	1	1

A Bethe–Salpeter-hullámfüggvényekben a keringési impulzusnyomaték hatása egyes nukleonállapotokra a következőképpen alakul:

%	N	$N^*(1440)$	$N(1535)$
s hullám	66	15	36
p hullám	33	61	58
d hullám	1	24	6

L. részletesebben Eichmann és mts. [2016] munkájában.

D) Relativisztikus kvarkmodellek. Az irodalomban léteznek olyan barionmodellek, amelyek relativisztikus leírást alkalmaznak. Löhrling és mts. [2001] relativisztikus modellje a lineáris bezáró (confining) potenciált instanton által indukált erőre vezeti vissza (Bonn-modell). Az eredmények a III. 7. táblázat **RQM**-mal jelölt oszlopában láthatók.

A Bonn-modellek mezonokra való alkalmazását a III. 2. 2. pontban már részletesebben tárgyaltuk. A módszerrel nemcsak a tömegek és statikus sajátságok tárgyalhatók, de az alakfaktorok és kvarkeloszlások is [Van Dyck és mts. 2008]. Relativisztikus kvarkmodellszámítással értelmezett nagy keringési impulzusnyomatékú állapotokat Martin [1986].

Az összetevő kvarkmodellek néhány jellemző adatát a következő összeállítás mutatja:

Modell	Kinetikus energia	$V_{\text{bezáró}}$	$V_{\text{spin, íz}}$
Capstick, Isgur [1986]	relat.	húr + Coulomb	OGE
Ferraris és mts. [1995]	nem relat./relat.	$O(6)$ lin. + Coul.	OGE
Glozman, Riska [1996]	relat.	magasabb rendű/lin.	GBE
Bijker et al. [1994]	relat. M^2	vibr. + algebrai	kétkvark
Löhrling és mts. Bonn [2001]	relat.	lineáris + 3 test	instanton

Aznauryan és mts. [2013] alapján.

Az összetevő kvarkmodellek a 3-kvark-potenciált (V_{3q}) általában

$$V_{3q} = V_{\text{bezáró}} + V_{\text{spin, íz}}$$

alakban írják le. A modellek elég jól leírják a barionspektrumokat.

Megjegyzendő, hogy Löhrling és mts. modelljében közelítőleg paritás dublettek jelennek meg anélkül, hogy a királis szimmetria helyreállására expliciten utalnának.

Összetevő kvarkmodelleirást adtak a nehéz hadronok spektroszkópiájára Vi-jande és mts. [2013].

Kiindulva a harmonikus oszcillátor Hamilton-operátorából, Klempt és Richard [2010] a N^* , Δ^* és alacsony tömegű Λ^* - és Σ^* -rezonanciákat oszályokba rendezte. A megfigyelt és hiányzó rezonanciák szisztematizálása utalást ad arra, hogy milyen dinamika vezetett az észlelt barionrezonanciákhoz.

E) Barionállapotok értelmezése $1/N_c$ sorfejtéses módszerrel. Az $1/N_c$ sorfejtéses módszer modellektől független, hatékony eszköze a barionspektroszkópiának. A módszer azon a felismerésen alapul, hogy az alapállapotú barionoknak egzakt $SU(2N_f)$ spin-íz szimmetriája van a QCD nagy N_c határesetében. Itt N_f a figyelembe vett kvarkízek (f , flavour) számát jelöli (pl. u -, d -, s -kvarkokra $N_f = 3$); N_c pedig a színek (c , colour) számát. Ez a szimmetria a mezon-barion szóródási amplitúdóra fennálló konzisztenciakövetelményből (unitaritás) következik. Az $N_c \rightarrow \infty$ esetben a barionok degeneráltak. Nagy, de véges N_c esetében a spin-íz szimmetria megtörik, és a tömegek kezdenek felhasadni az $1/N_c$ szerinti sorfejtés rendjében.

Először 't Hooft javasolta a QCD perturbatív sorfejtését $1/N_c$ hatványai szerint 1974-ben. A módszert Witten továbbfejlesztette és konkrétan a barionokra alkalmazta 1979-ben. Azóta a barionok alap és gerjesztett állapotainak leírására bevált módszerrel fejlődött. A témakör részletes áttekintését l. Matagne és Stancu [2015] összefoglaló munkájában, a csoportelméleti bevezetést pedig pl. Fényes [2002] könyvében.

Az alapállapotokra a tömegoperátort

$$H = \sum_i c_i O_i + \sum_i d_i B_i$$

alakban írják fel, ahol az O_i operátorok $SU(N_f)$ invariánsak, míg a B_i operátorok explicite megtörik az $SU(3)$ szimmetriát és a várható értékük zéró (az s -kvarkot nem tartalmazó barionokra). A kvarkdinamika a c_i és d_i együtthatókba van kódolva.

Ha a különböző $l = 0, 1, \dots$ pálya-impulzusnyomatékokhoz tartalmazó gerjesztéseket is le akarják írni, az operátort

$$O_i = \frac{1}{N_c^{n-1}} O_l^{(k)} O_{SF}^k$$

alakban írják fel, ahol $O_l^{(k)}$ (az $SO(3)$ csoportban) és O_{SF}^k [a spin-íz (SF) $SU(2)$ -ben] k -ad rendű tenzorok, invariánsak az $SU(N_f)$ -ben. Alapállapotban $k = 0$, gerjesztett állapotokban $k = 1$ és 2 is lehet.

III. 11. táblázat. Az u -, d - és s -kvarkokból felépült barionok l/N_c sorfejtéses módszerrel nyert elméleti tömegei, összevetve a kísérleti adatokkal. Legalsó, kevert szimmetriájú állapotok. Matagne és Stancu [2015] összefoglaló munkája alapján

	Tömeg [MeV]		Rezonancia név*, sátus
	Elmélet	Kísérlet	
$N_{1/2}$	1499 ± 10	1538 ± 18	$S_{11}(1535)^{****}$
$\Lambda_{1/2}$	1668 ± 9	1670 ± 10	$S_{01}(1670)^{****}$
$\Sigma_{1/2}$	1628 ± 10		
$\Xi_{1/2}$	1791 ± 13		
$N_{3/2}$	1542 ± 10	1523 ± 8	$D_{13}(1520)^{****}$
$\Lambda_{3/2}$	1698 ± 8	1690 ± 5	$D_{03}(1690)^{****}$
$\Sigma_{3/2}$	1658 ± 9	1675 ± 10	$D_{13}(1670)^{****}$
$\Xi_{3/2}$	1821 ± 11	1823 ± 5	$D_{13}(1820)^{***}$
$N'_{1/2}$	1648 ± 11	1660 ± 20	$S_{11}(1650)^{****}$
$\Lambda'_{1/2}$	1784 ± 16	1785 ± 65	$S_{01}(1800)^{***}$
$\Sigma'_{1/2}$	1745 ± 17	1765 ± 35	$S_{11}(1750)^{***}$
$\Xi'_{1/2}$	1907 ± 20		
$N'_{3/2}$	1675 ± 10	1700 ± 50	$D_{13}(1700)^{***}$
$\Lambda'_{3/2}$	1826 ± 12		
$\Sigma'_{3/2}$	1787 ± 13		
$\Xi'_{3/2}$	1949 ± 16		
$N_{5/2}$	1669 ± 10	1678 ± 8	$D_{15}(1675)^{****}$
$\Lambda_{3/2}$	1822 ± 10	1820 ± 10	$D_{05}(1830)^{****}$
$\Sigma_{5/2}$	1782 ± 11	1775 ± 5	$D_{15}(1775)^{****}$
$\Xi_{5/2}$	1945 ± 14		
$\Delta_{1/2}$	1702 ± 18	1645 ± 30	$S_{31}(1620)^{****}$
$\Sigma''_{1/2}$	1875 ± 16		
$\Xi''_{1/2}$	2037 ± 22		
$\Omega_{1/2}$	2190 ± 29		
$\Delta_{3/2}$	1668 ± 20	1720 ± 50	$D_{33}(1700)^{****}$
$\Sigma''_{3/2}$	1841 ± 16		
$\Xi''_{3/2}$	2003 ± 21		
$\Omega_{3/2}$	2156 ± 27		
$\Lambda''_{1/2}$	1421 ± 14	1407 ± 4	$S_{01}(1405)^{****}$
$\Lambda''_{3/2}$	1515 ± 14	1520 ± 1	$D_{03}(1520)^{****}$
$N_{1/2} - N'_{1/2}$	-55		
$N_{3/2} - N'_{3/2}$	18		

* Az S állapotban $l = 0$, a D állapotban $l = 2$, ahol l a keringési impulzusnyomaték kvantumszáma.

Matagne és Stancu [2011] számításainak eredményei a III. 11. táblázatban láthatók.

Általában megállapítható, hogy az $1/N_c$ sorfejtéses módszer a következő előnyökkel rendelkezik.

- Mivel a módszer QCD perturbatív sorfejtésen alapul, közvetlen kapcsolatban áll az erős kölcsönhatás alapvető elméletével.
- Az SU(6) spin-íz szerkezete a nagy N_c -barionok magasan gerjesztett rezonanciáit SU($2N_c$) multiplettekbe rendezi, és előrejelzéseket adott (és ad) a hiányzó, nehéz kvarkot tartalmazó barionok felfedezéséhez. Miként a kvarkmodellek, megjósol különböző $N = 1, 2, 3, \dots$ gerjesztési sávokat, Regge-típusú trajektóriákat a tömegformula spintől független részére.
- Világos megfeleltetés tehető a kvarkmodellekkel és az $1/N_c$ sorfejtéses módszerrel nyert energiasajátértékek között, ami meggyőző alátámasztást adja a kvarkmodelleknek.
- A tömegeken kívül a barionok mágneses nyomatékai, a töltéssugarai és kvadrupólynyomatékai is sikeresen tárgyalhatók.
- Az $1/N_c$ sorfejtéses módszer alkalmazható a barionok erős és elektromágneses bomlásának leírására is.
- Az $1/N_c$ módszer jogosultságát megerősítették a rács-QCD-számítások, kimutatták, hogy az $N_c = 3$ megoldás nincs túl messze a nagyobb N_c -vel nyert eredményektől.

Mind ez ideig a vizsgálatok egy adott $N = 1, 2, \dots$ sáv fixált SU(6)×O(3) multiplettjére vonatkoztak. Az $1/N_c$ sorfejtéses módszer kvalitatív, sőt sok esetben kvantitatív leírást tud adni sok hadronikus jelenségre. A kvantitatív számítások lehetővé tették a rezonanciák oktett, dekuplet és szingulett formába rendezését.

F) Rács-QCD-számítások. A könnyű izoskalár- és izovektormezonok gerjesztési spektrumára vonatkozó rács-QCD-számítások eredményei a III. 10. ábrán láthatók, összevetve a kísérleti adatokkal. A III. 14. ábra ugyancsak rács-QCD-számítások eredményeit mutatja a mezonok és barionok alap- és gerjesztett állapotaira.

A III. 25. felső ábrán a gerjesztett barionok tömegspektruma látható (a számított Ω -barion tömegéhez viszonyítva) rács-QCD-számítások alapján. A számításokban a pion tömegét 396 MeV-nek vették, ami még magasabb a ~ 138 MeV kísérleti értéknél. Ennek ellenére az eredmények nagyon figyelemreméltóak. A biztosan azonosított kísérleti nivókhoz való hozzárendelés azonban még hiányos.

Ma már rendelkezésre állnak rács-QCD-számítások $\Lambda_c, \Sigma_c, \Sigma_c^*, \Xi_c, \Xi_c^*, \Omega_c, \Omega_c^*$ bájos barionok tömegének leírására is. A kísérleti és elméleti rács-QCD-eredmények összevetése a III. 25. alsó ábrán látható. A $\Xi_{cc}, \Xi_{cc}^*, \Omega_{cc}, \Omega_{cc}^*$ barionok tömegére vonatkozó rács-QCD-előrejelzéseket l. Amsler és mts. [Particle Data Group 2016, 287. o.] összefoglalójában.

A rács-QCD-számítások az atommag nukleonjait összetartó kölcsönhatás főbb vonásait is képesek leírni, nevezetesen a rövid hatótávolságú taszítást és a hosszabb hatótávolságú vonzást.

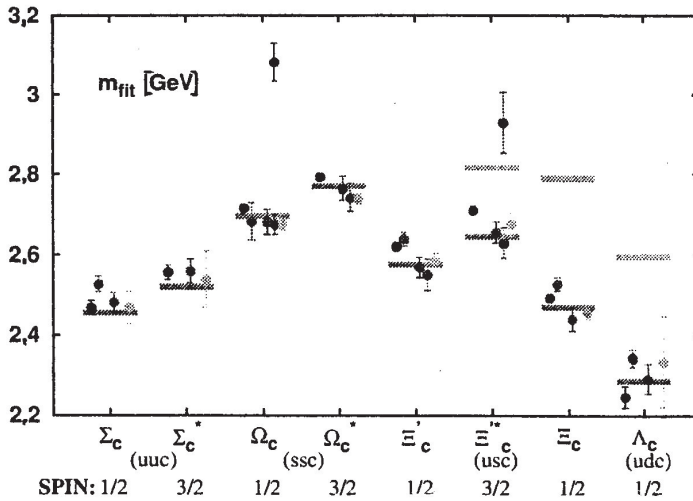
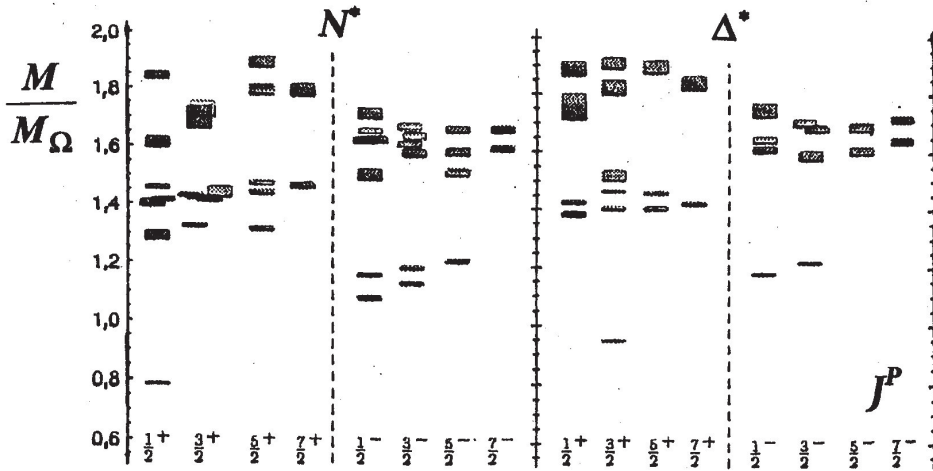
Az utóbbi években lényeges előrehaladást értek el a rács-QCD-számításokban, fokozatosan átveszik a korábbi kvarkmodellek szerepét [Wilson és mts. [2015]]. A számítások a QCD-n alapulnak és a modellezésük közelebb van a realitásokhoz. A rács-QCD-ben is vannak közelítések (véges rácsávolság, véges térfogat, gyakran a fizikai kvarktömegeknél nehezebb kvarktömegek használata, a felhasznált operátorok csonkítása). Mindazonáltal a pionok és kaonok leírása már jó, és a ρ - és K^* -rezonanciáké is kezd jó lenni. A gerjesztett barionok kielégítő leírása azonban jórészt a jövő feladata. Az összetevő (constituent) gluon szabadsági fok figyelembevétele tágítja a leírható jelenségek körét.

G) Számítások a Dyson–Schwinger-egyenletek alapján. A hadronok sajátosságai a Dyson–Schwinger-egyenletek alapján is tanulmányozhatók. Ezek csatolt integrált egyenletek, amelyek kvark és gluon propagátorokat tartalmaznak, valamint vertexeket a felöltöztetett kvarkokra és felöltöztetett gluonokra (l. a III. 14. összefüggést).

Az egyenletek megoldása a Hilbert-térben megfigyelhető mennyiségek várható értékeire adnak információt, és kielégítik a reflexiós axiómát, ami komoly megszorítást jelent. A Dyson–Schwinger-egyenletek nem perturbatív, Poincaré-kovariáns, szimmetriamegőrző közelítést jelentenek a hadronfizikában. A rács-QCD és a Dyson–Schwinger-egyenletek konceptuálisan különböző keretet adnak a hadronspektroszkópiai adatok leírására. A QCD-re vannak alapozva, de nagyobb távolságoknál használható effektív elméletek.

A felöltöztetett kvarkok erősen kötődtek, be vannak zárva a hadronokba. Az erős kölcsönhatás perturbatív elmélete szigorúan sem a hadrontömegeket, sem a bezárást (confinement) nem tudja értelmezni.

Igen részletesen tárgyalja a Dyson–Schwinger-egyenleteket és ezek szerepét a hadronfizikában Maris és Roberts [2003] közleménye. Az újabb eredményekre lásd Roberts [2008], Bashir és mts. [2012] és Pennington [2016] munkáit.



III. 25. Felső ábra. Rács-QCD-számítások a nukleonok (N^* és Δ^*) gerjesztett állapotaira viszonyítva az Ω -barion számított tömegére [$m(\Omega^-)$, kísérleti] = 1672,4 MeV]. Az állapotok spin-paritás szerinti bontásban vannak ábrázolva. Edwards R. G. et al. (arXiv:1104.5152[hep-ph]) alapján.
 Alsó ábra. Pontok hibákkal: rács-QCD-előrejelzések bájos barionok tömegeire. Vonalak: kísérleti (pozitív és negatív paritású) állapotok. [Particle Data Group 2014. 259. o.] összefoglalója alapján.

Az egyenleteknek az infravörös tartományban, ahol az impulzusok kisebbek mint 1 GeV, több megoldása is van. Problémát jelentett, hogy melyik az a megoldás, amelyik legjobban illeszkedik a nagy impulzusú, perturbatív QCD-elmélet eredményeihez. A kérdéskört az elmúlt kb. 40 évben nagyon sokan tanulmányozták. Brown és Pennington [1989-ben] széles impulzustartományban olyan numerikus megoldást nyert az egyenletekre, ami a várt perturbatív QCD-viselkedéshez legjobban illett. Így a dinamikus tömeggenerálást is sikerült értelmezni [Maris, Roberts 1997, Williams és mts. 2007]. A témakörrel összefoglaló található Kronfeld [2012] és Roberts [2016] munkáiban is.

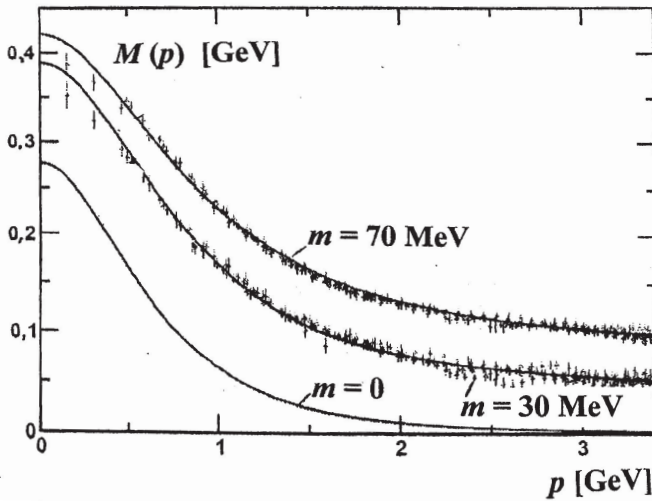
A III. 26. ábrán az $M(p)$ kvarktömegek láthatók az összetevő kvark p négyes impulzusának függvényében néhány fizikai (futó) kvarktömege. A folytonos görbék a Dyson–Schwinger-egyenletek alapján végzett számítások eredményeit mutatják. A csökkenő négyes impulzusnál fellépő erős kvarktömeg-növekedést gluonfelhő kialakulásával hozzák kapcsolatba. A számításokat $M = 0, 30$ és 70 MeV futó kvarktömegekre végezték, ahol $m = 0$ a királis határérték. A pontok hibákkal rácsregularizált QCD numerikus szimuláció eredményei Bowman és mts. [2005] alapján. A QCD alapegyenletének szisztematikus iteratív megoldása több kis távolságon át (l. Stingl [1996]) hasonló képet sugall. Amint a kvark vagy gluon kialakult, elkezd a téridőben haladni, de minden kis lépésnél kölcsönhatás történik, a parton elvezeti azonosságát, megosztja másokéval. Végül partonfelhő alakul ki, ami szinszigulett végállapotba egyesül.

Lényegében ez az effektus – a királis szimmetria spontán sérülése – felelős a mezon és nukleon (valamint gerjesztett állapotaik) tömegének létrejöttéért. A csupasz kvark tömege csak néhány MeV, míg a felöltöztetett kvarké néhány száz MeV. A nukleon tömegének $\sim 98\%$ -áért a királis szimmetria spontán sérülése a felelős, következésképpen a látható Univerzumunk tömegéért is.

A királis szimmetriával kapcsolatban l. a korábbi III. 23. ábrát és a kíséző szöveget.

A Dyson–Schwinger-egyenletek a könnyű vektor és (ízben nemszinglett) pszeudoskalár-mezonok tömegeit nagy pontossággal írják le már a sorfejtés első tagjával is.

A számítások arra is rámutattak, hogy fontosak a kétkvark-korrelációk mind a mezonok, mind a barionok spektroszkópiájában. A kétkvark-komponens jelenlétére a nukleonban függ az N^* -állapot kvantumszámaitól. Chen és mts. [2012] szerint a N^- , Λ^- , Σ^- , Ξ^- -barionok alapállapotai $\sim 80\%$ -ban skalár kétkvark-tartalmúak, míg a paritáspartnerük $50\text{-}50\%$ -ba $J = 0, 1$ kétkvark-keverékek.



III. 26. ábra. Az $M(p)$ kvarktömeg az összetevő (felöltötetett) kvark p négyes impulzusának függvényében néhány m futó kvarktömege. Folytonos görbék: effektív modellszámítások eredményei a Dyson–Schwinger-egyenletek alapján. Látható, hogy amint a kvark impulzusa növekszik ~ 2 GeV-ig és tovább, az összetevő kvark tömege lecsökken közel a futó kvarktömege. A $p < 0,4$ GeV tartomány a bezárás (confinement) tartománya, ahol a gyors tömegnövekedés a gluonfelhő hatása. A $p > 2$ GeV tartományban a perturbatív QCD közelítőleg alkalmazható. Pontok hibákkal: rácsgregularizált QCD numerikus szimuláció Bowman és mts. [2005]. Ábra: Roberts [2008] alapján

Megjegyzendő, hogy a III. 18. alsó ábrán látható $P_{11}(1440)$ állapotra vonatkozó elektroprodukción $A_{1/2}$ amplitúdót a Dyson–Schwinger-egyenletekből kiindulva is számították.

A kvantum-töbtestprobléma Dyson–Schwinger-egyenlete hasznosnak bizonyult a relativisztikus nehézion-ütközések fizikájában is, pl. a dinamikus kvázi-részecskékre alapozott transzportmodell megalkotásában (l. később a IV. 2. 8. pontban).

H) Számítások a Fagyjev-egyenletre alapozva. A kvantumtérelméletben van alternatív leírási lehetőség is a hadronspektroszkópiai adatokra. Ez a Dyson–Schwinger-keretben a Fagyjev-egyenletre alapoz, ami analógja a Bethe–Salpeter-egyenletnek. Ezek a három felöltötetett kvark összes lehetséges kölcsönhatását figyelembe veszik, és hangsúlyozzák a kétkvark fotosságát [Cahill és mts. 1989]. A módszer reményteljes a barionok leírására [Eichmann 2013; Sanchis-Alepuz és mts. 2011].

I) *A barion királis perturbációs elméletéről* részletes összefoglalót közölt Geng [2013]. Az effektív királis elmélet segítségével számították az oktett barionok tömegeit, az oktett és dekuplet barionok mágneses nyomatékait és a QCD SU(3) szimmetria megtérési korrekciókat.

J) *Királis szoliton modell.* Weigel és Blanckenberg [2015] a királis szoliton modell alapján vizsgálták a nehéz $\Lambda_c, \Sigma_c, \Xi_c, \Omega_c$ és $\Lambda_b, \Sigma_b, \Xi_b, \Omega_b$ barionok tömegviszonyait. Egyszerű tömegformulát vezettek be a spektrum leírására.

K) *Kvark-hadron dualitás.* A proton szerkezetfüggvénye (III. 2. ábra) vizsgálható úgy is, hogy az $F_2(x, Q^2)$ -et x függvényében tüntetjük fel különböző Q^2 értékeknél (III. 27. ábra). Látható, hogy kis Q^2 értékeknél rezonanciacsúcsok jelentkeznek, amelyek nagy Q^2 esetén fokozatosan eltűnnek.

A nukleonon történő elektronszórás kísérleteknél a $g^* + N \rightarrow$ bármi elektromblási hatáskeresztmetszet a Q^2 és $\nu = Pq/M$ változók függvénye. A Függelék (V. 9.) képlete alapján ($c = 1, \hbar = 1$ egységrendszerben):

$$W^2 = M^2 = (P + q)^2 = M^2 + 2M\nu - Q^2,$$

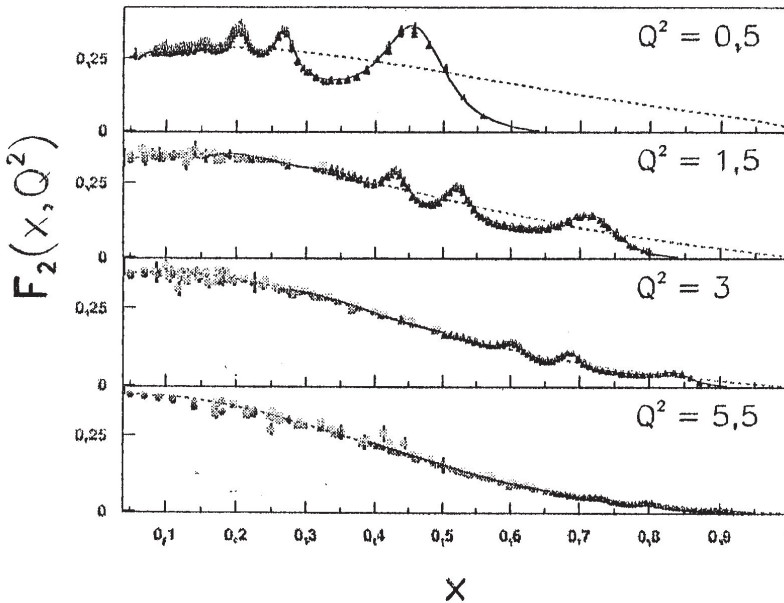
ahol W^2 az elektronnal szemben visszalökődő gerjesztett nukleon tömegének négyzete, P a nukleon négyes impulzusa, M a nukleon tömege.

Az $x = Q^2/(2M\nu)$ közelítőleg független a Q^2 -től, és a nukleon kvark szabadsági fokával kapcsolatos. Amint Q^2 növekszik, a rezonanciák átlagolódnak és az $F_2(x, Q^2)$ függvény simává válik.

Ezt a jelenséget nevezzük kvark-hadron dualitásnak, ami arra utal, hogy a rezonanciák átlagos viselkedése ugyanaz, mint a kvarkok átlagos viselkedése. Ez összeköttetést jelent a hadronikus és kvark szabadsági fokok között. Kis Q^2 értékeknél a hadronikus, nagyobbaknál a kvark szabadsági fok a jelentősebb.

A jelenséget főleg inkluzív reakciónál észlelték, de jelzés van arra, hogy pl. a $\gamma^* + N \rightarrow N + \pi$ exkluzív reakciónál is jelentkezik. Ez bizonyos megszorításokat hozhat be az M^* vizsgálatokba. A dualitás témakörének részletesebb tárgyalását l. pl. Aznauryan és mts. [2013, VI. fejezet] összefoglalójában.

L) *AdS/CFT (Anti-de-Sitter/Conformal Field Theory) megfeleltetés.* A módszer a négydimenziós Minkowski-féle téridő-koordináták és az ötdimenziós anti-de Sitter-tér között teremt kapcsolatot. A megfeleltetés hasonló ahhoz, mint amikor egy kétdimenziós képet megfelelő szemüvegen keresztül háromdimenziósnak észlelünk (holográfia). A formalizmus relativisztikus, koordináta-rendszertől füg-



III. 27. ábra. Proton szerkezeti függvények $F_2(x, Q^2)$ a Bjorken-féle skálázási változó $x = Q^2/(2Mv)$ függvényében. Pontok hibákkal: kísérleti adatok különböző laboratóriumokból. Pontozott görbék: globális illesztés mélyen rugalmatlan ütközési adatokhoz. Christy és Melnitchouk [2011] alapján

getlen és nem perturbatív. Hasznos előrejelzéseket ad a barionrezonanciákra, hadrondinamikára, megjósol alakfaktorokat és csak egy tömegskála paraméter szerepel benne. Megjósolja, hogy a kvarkoknak a nukleonban zérótól különböző keringési impulzusnyomatéka van. A N^* - és Δ^* -barionok orbitális spektrumára vonatkozó előrejelzések a kísérleti adatokkal jó egyezést mutatnak (III. 21. ábra).

A holográfiai AdS/QCD modellt használta a barionoktetra-alap és néhány alacsonyban fekvő gerjesztett állapot tömegeinek leírására Fang [2016]. A számítások jó egyezést mutatnak a kísérleti adatokkal a nukleon 939^* , 1440^* és 1535 , a Λ 1115^* , 1405 és 1600 , a Σ 1190 , 1620 és 1660 , valamint a Ξ 1320 MeV/c^2 tömegű alap-, ill. gerjesztett állapotaira. (Itt a $*$ a normálásnál felhasznált adatokat jelzi.)

Az AdS/QCD holografikus megfeleltetés alapján nyert hullámfüggvényeket használták Ahmady és mts. [2016] a diffreaktív ρ - és ϕ -keltési folyamat hatáskeresztmetszeteinek számítására ep -szórásnál. A ρ -vektormezon $u\bar{u}$ és $d\bar{d}$ kvarkpárokat tartalmaz, de az ugyancsak vektormezon ϕ -ban lehet $s\bar{s}$ kvarkpár is. A DESY HERA ep -szórási kísérletekben mérték a $\gamma^*p \rightarrow Vp$ hatáskeresztmetszeteket (itt V vektormezont jelöl); a számítások összhangban vannak a kísérleti ada-

tokkal. A témakörrel kapcsolatban l. Maldacena [1998] és Aznauryan és mts. [2013] és Sonnenschein [2016] munkáit.

A módszer a kvarkanyag fizikájában is hasznosnak bizonyult, a nyíró viszkozitás/entrópiasűrűség (η/s) arányra hasznos határértéket adott meg.

A barionok bomlása

A barionállapotokból való bomlás (l. a II. 8. táblázatot) hasonlóan tárgyalható, mint a mezonoknál.

Elektromágneses sugárzásos átmenet pl. a

$$\Sigma^0 \xrightarrow{100\%} \Lambda\gamma.$$

Gyenge félig leptonikus bomlások pl. a következők:

$$n \xrightarrow{100\%} pe^-\bar{\nu}_e \text{ és } \Lambda \xrightarrow{8,3 \times 10^{-4}} pe^-\bar{\nu}_e.$$

Nem leptonikus gyenge bomlás:

$$\Lambda^0 \xrightarrow{63,9\%} p\pi^- \text{ és } \Sigma^+ \xrightarrow{48,3\%} n\pi^+.$$

Erős OZI megengedett bomlás

$$\Delta(1232) \xrightarrow{100\%} N\pi.$$

Elektrogyenge bomlásoknál ismert H_f -operátorok mátrixelemeit kell számolni ismert hullámfüggvények között a nem- vagy részben relativisztikus kvarkmodellek alapján. Erős bomlásoknál jól megalapozott elméleti megfontolások alapján nem ismerjük az átmeneti operátort. Kivételt képeznek a „kemény” folyamatok, ahol perturbációs QCD-számítások végezhetők, egyébként fenomenológiai modellekre vagyunk utalva.

Az erős bomlásmódra nagyszámú kísérleti adat áll rendelkezésre, mivel a barionrezonancia-állapotok erős bomlással bomlanak, míg a sugárzásos és gyenge bomlásaik kis intenzitásúak. Két fő típusa van a modelleknek. Az egyik az elemi mezonemissziós modell, amelyet főleg pionok emissziójának leírására fejlesztettek ki. A másik a bomlásterméket is kvarkokból összetettnek tekinti, ebben a bomlás kvark-antikvark párképzési folyamat. Mindkét leírási módnak megvannak az előnyei és hátrányai.

Az elemi mezonemissziós modell hátránya, hogy az emittált mezont elemi összetevőnek tekinti (holott nem az), továbbá minden emittált részecsketípusra

külön bomlási állandót vezet be, így sok benne az új paraméter. Előnye, hogy az emittált kvantum úgy kezelhető, mint egy foton, relativisztikus módon.

A bomlástermékeket is kvarkokból összetettnek tekintő modell csak nem-relativisztikus tárgyalásnál egyszerű, ezért pontos eredmények tőle aligha várhatók. Ugyanakkor mindenféle bomlásterméket egységes keretben ír le, így elvileg jobban megalapozott.

A proton alapvető konfigurációja 3 valenciakvarkot tartalmaz, ugyanakkor rendszeresen fellépnek benne 4 kvark + 1 antikvark komponensek is. A bizonytalansági elv ideiglenesen megenged protonban $n\pi^+$ vagy $\Delta^{++}\pi^-$ konfigurációt is. A mélyen rugalmatlan ep -ütközésben a virtuális foton időnként egy kvarkot talál el a pionfelhőben. A barionokban lehetnek kétkvark-komponensek, amelyek nem pontszerűek. Erre utal pl., hogy az $N^*(1520)$ állapot $N\pi$ -be bomlik 55–65%-ban, de $N\pi\pi$ -be is van átmenet 20–30% arányban. Ez a hagyományos hadronfizikában annyit jelent, hogy a pionfelhő materializálódik.

Újabban megalkották azt a formalizmust, ami lehetőséget ad a mezonokban és barionokban fellépő elektromágneses átmenetek tanulmányozására is a rács-QCD-elmélet keretein belül [Biceno és mts. 2015; Shultz és mts. 2015; Biceno, Dudek és mts. 2015]. Közeleg az az idő, amikor a rács-QCD-számítások nemcsak értelmezni tudják a kísérleti adatokat, hanem használható előrejelzéseket is tudnak adni.

A színbezárás (confinement) a hadronfizikában titokzatos módon működik. A protonban nagyszámú valencia- és tengerkvark, valamint gluon van. Ezek a partonok a QCD Lagrange-operátorában közel úgy viselkednek, mint csupasz részecskék. Ugyanakkor nagyobb távolságoknál a kvarkoknál és gluonoknál bizonyos csomósodás lép fel. Ezeknél az effektív szabadsági fok kisebb; ez az, amit „összetevő” részecskéknek nevezünk. Nincs kizárva, hogy az összetevő kvarkok mellett vannak összetevő gluonok is, amelyek új konfigurációkat hoznak be a hadronspektrumokba.

Annak megismerésére, hogy milyen kapcsolat van a sokdimenziós „parton”, valamint az „összetevő” kép között, különösen sokat adhat a gerjesztett barionok elektromágneses bomlásának vizsgálata. Ezeknél az effektív szabadsági fokok elkerülhetetlenül összekapcsolják a színes és színsemleges formációkat, ahogy a rendszer fejlődik a keletkezéstől a bomlásig.

Rendkívül perspektivikusak a rács-QCD-számítások. Rohamos fejlődésük a következő évtizedek során valószínűsíthetik, hogy ez lesz az alapvető kvarkmodell.

A kísérletek egyértelműen mutatják, hogy egész sor különleges, összetett hadronállapot létezik. Ezek precíziós vizsgálata kihívást jelent, de egyben lehetőséget is a QCD alaposabb megismerésére.

A barionok bomlásának részletesebb tárgyalása megtalálható pl. Yaouanc és mts. [1988], Crede, Roberts [2013] és Pennington [2016] munkáiban és az ezekben felsorolt nagyszámú hivatkozásban.

* * *

Összefoglalóan az a következtetés vonható le, hogy a tárgyalt kvarkmodellek a mezonok és barionok gerjesztett állapotait elég jól leírják, gyakran különböző szempontok alapján. Az egy gluon cseréjére alapozott modell a legegyszerűbb és a spektrum észszerű, gazdaságos leírását adja. Az erős és elektromágneses bomlási amplitúdók leírása azonban már távolról sem olyan jó, mint a gerjesztési nívóké. Ez több okra vezethető vissza: a kinetikus energiatagra a Hamilton-operátorban, a tenzor-erők és a háromtest-erők jelenlétére vagy hiányára, a pion méretére stb. A hullámfüggvények részleteire a bomlási amplitúdók sokkal érzékenyebbek, mint a gerjesztési spektrum.

A kvarkmodellekben az alkalmazott relativisztikus korrekciók főleg arra szorítkoznak, hogy a kinetikus energiára relativisztikus kifejezést használnak és kvark Dirac-spinorokat a nem relativisztikus Pauli-spinorok helyett. Annak eldöntésére, hogy mennyire jó ez a megközelítés, gyakran v/c szerinti sorfejtést alkalmaznak (itt v a részecske, c a fény sebessége). A nemrelativisztikus energiatarományok skálája nehéz kvarkóniumoknál a következő:

$$m \gg p \sim 1/r \sim mv \gg E \sim mv^2,$$

ahol r a kvark és antikvark közötti tipikus távolság. (A Heisenberg-féle határozatlansági reláció szerint az impulzus és hely bizonytalanságának szorzata $\sim \hbar$ -val egyenlő, így $\hbar = 1$, $c = 1$ egységekben $pr \sim 1$.) A nehéz kvarkóniumoknál a kötött állapoti sebességekre $v \ll 1$, ami $\bar{c}c$ -re $v^2 \sim 0,3$, $\bar{b}b$ -re $v^2 \sim 0,1$ értékekhez vezet, így indokolja a nemrelativisztikus tárgyalást. A könnyű mezonoknál azonban a kvarkok belső sebessége közel lehet a fénysebességhez. A nukleon és az orbitális gerjesztett állapotban lévő $N^*(1520)$ állapot közti energiakülönbség 581 MeV, ami a nukleontömeg nagyságrendjébe esik! Így ezeknél a nemrelativisztikus tárgyalás elvileg nem indokolt. Ennek ellenére egyszerűsége és a kísérleti eredményekkel való jó egyezése hasznossá teszi a nemrelativisztikus közelítést. További előny,

hogy közvetlenebb, átláthatóbb kapcsolatot teremt a kísérleti tények és az elmélet között.

Egyes ± 1 barionszámú barionok kísérletileg észlelt nívói nem hasonlítanak a megszokott 3-kvark állapotokra. Ezek lehetnek pl. pentakvarkállapotok, azaz három valenciakvarkból plusz egy kvark-antikvark párból álló képződmények. Hibrid állapotok létét sem lehet kizárni, amelyekben három valenciakvark van, de gluon(ok) gerjesztésével.

A több évtizedes vizsgálatok ellenére problémát jelent, hogy a barionok gerjesztési spektrumát meghatározó alapvető szabadsági fokokat nem ismerjük kielégítően. Jelenleg egyetlen közelítés sem képes minden gerjesztett nukleonnal kapcsolatos kísérleti eredményt leírni. A rács-QCD-számítások perspektivikusak, de a gerjesztett állapotok leírása még nem olyan biztos, mint az alapállapotoké.

Kísérleti vonatkozásban nehézség, hogy a rezonancianívók gyakran átfedik egymást, nem lehet az egyes állapotokat szelektíven előállítani. Az újabb foto- és elektroelőállítási kísérletek reményteljesek új állapotok azonosítása és szerkezetük megértése szempontjából. Mindazonáltal a barionrezonanciák kielégítő megértésétől még távol állunk. Különösen perspektivikusak az egyszeres és kétszeres polarizált kísérletek. Tisztázásra vár, hogy a hiperonoknál a kvarkizáló való függés milyen mértékű, elég nagy-e ahhoz, hogy a Σ - Λ felhasadást magyarázni tudja.

III. 2. 4. Különleges állapotok

Gluonlabdák

A kvarkok közötti kölcsönhatást gluonok közvetítik. A gluonok színes objektumok, egymással is kölcsönhatásba lépnek. A kvantum-színdinamikai (téridő-rács) számítások szerint kialakulhatnak tisztán gluonokból álló képződmények, *gluoniumok* (*gluonlabdák*) is, pl. gg vagy ggg alakban, ahol is a gluonok színei kioltják egymást. Az elmélet szerint a gluonlabdák nagyon rövid ideig (nagyságrendileg 10^{-24} s) ideig élhetnek, de ez elegendően hosszú a detektálhatóságukhoz. L. III. 28. ábrát.

Egy a gluonlabdák tömegspektrumára vonatkozó rács-QCD-számítás eredményei láthatók a III. 29. ábrán. Különböző J^{PC} értékeknél számos gerjesztett állapot várható.

A számításokat dinamikus u -, d -, s -kvarkokkal végezték két rács távolságnál (0,123 és 0,092 fm). Összehasonlításképpen a dinamikus (tenger-) kvark nélküli számítások eredményei is fel vannak tüntetve. Látható, hogy a dinamikus kvarkok figyelembevétele csak kis effektust okoz.

Az $f_0(1370)$ $J^{PC} = 0^{++}$, $f_0(1500)$ $J^{PC} = 0^{++}$ és $f_0(1710)$ $J^{PC} = 0^{++}$ mezonokban megjelenhet skalár *gluonlabdakomponens*. Ez azonban széles háttérben van elkenődve. Minden skalármezonban van $q\bar{q}$ és $qq\bar{q}\bar{q}$ komponens. A $q\bar{q}$ természetüket az előállítás jelzi, míg a bomlásuk és tömegük lényeges $qq\bar{q}\bar{q}$ komponens jelenlétére utal. Gluonlabdaállapotok létezhetnek, de csak ≥ 1 GeV szélességgel [Klempt és Zaitsev 2007].

Ochs [2013] szerint az $f_0(1500)$ állapotban nagy a gluonlabdakomponens.

Cheng és mts. [2015] a J/Ψ bomlások részletes vizsgálata, valamint rács-QCD-számítások alapján arra a következtetésre jutottak, hogy az $f_0(1710)$ állapotnak legvalószínűbben nagy gluonlabda-komponense van, míg az $f_0(1500)$ főleg kvark-tartalmú: ízoktett barion szerkezetű.

Gluonlabdatartalmat vizsgáltak hadronokban γp -kölsönhatásnál Gutsche és mts. [2016]. A $\gamma p \rightarrow 2\gamma + p$ és $\gamma p \rightarrow p\bar{p} + p$ reakciókat analizálták, amik az $f_0(1370)$, $f_0(1500)$ és $f_0(1710)$ skalármezonok előállításához járulékot adhatnak. Ezek gluonlabda, nem s - és s -kvarktartalmú kvarkóniumok kevert állapotainak tekinthetők. Az elméleti eredmények támpontul szolgálhatnak a Jefferson-laboratórium GlueX-kísérleteihez.

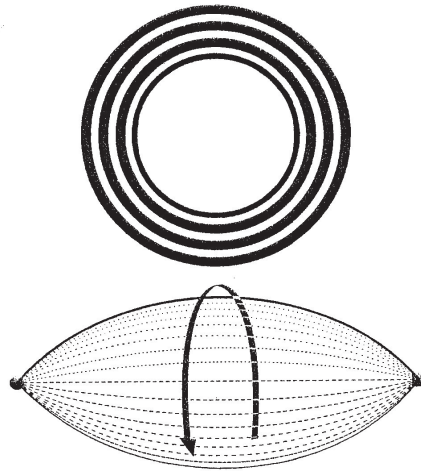
A $\bar{B}^0 \rightarrow p\bar{p}D^0$ -bomlás $m_{p\bar{p}}$ -spektrumában a BaBar (SLAC, USA) együttműködés 3 GeV körül kiemelkedést észlelt. Ez Hsiao és Geng [2013] szerint $m_x = 3020 \pm 8$ MeV tömegű és $\Gamma_x = 107 \pm 30$ MeV nívószélességű gluonlabda-rezonanciaállapot. Az állapot a $\bar{B}^0 \rightarrow p\bar{p}D^{*0}$ -bomlás $m_{p\bar{p}}$ -spektrumában is megjelenik.

Amsler és Hanhart [2016] összefoglaló munkája szerint az $f_0(1500)$ állapot főleg gluonikus, míg az $f_0(1370)$ és $f_0(1710)$ állapotok kis gluontartalmúak.

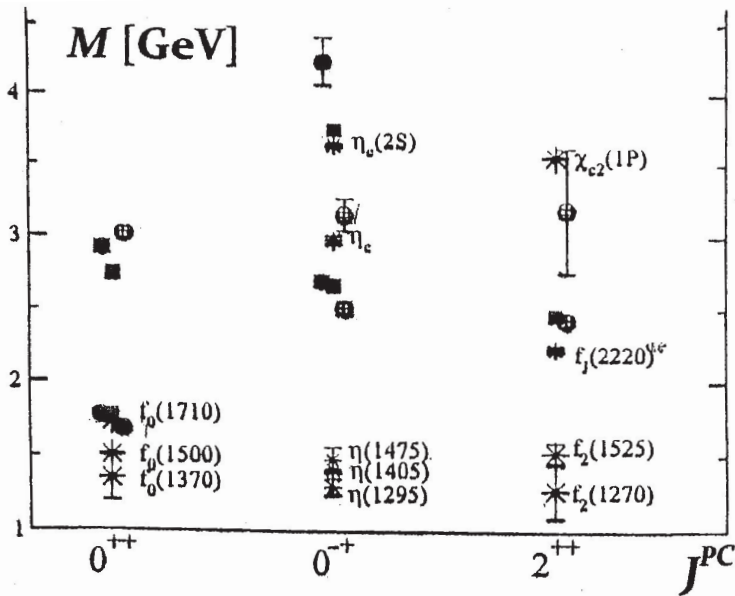
Hibrid állapotok

A QCD-elmélet nemcsak gluonlabda, hanem hibrid állapotok létét is megjósolja. Ennek egyik megnyilvánulási formája lehet a III. 28. alsó ábrán feltüntetett mezon plusz extra gluon gerjesztés.

Hibrid állapotok előfordulhatnak egzotikus kvantumszámokkal (amelyek a $q\bar{q}$ -mezonok számára nem elérhetők), de lehetnek nem egzotikus kvantumszá-



III. 28. ábra. Felül: Könnyű, zéró impulzusnyomatékú gluonium (gluonlabda). Tér-idő rács-QCD-számítás eredménye. Alul: Egy hipotetikus mezon plusz extra gluon hibrid állapot. A kvark-antikvark párt gluoncső köti össze, ami ugrókötélhez hasonlóan foroghat. Close, Page [1998] alapján



III. 29. ábra. Rács-QCD-előrejelzések a gluonlabdatömegekre (M). Az üres (vagy besötétített) körök nagyobb (vagy kisebb) rácsközökre vonatkoznak. A *-ok a részecske nevével kísérleti állapotokat jelölnek, megfelelő kvantumszámokkal. A négyzetek korábbi tengerkvarkok nélküli rács-QCD-számításokat mutatnak. Richards és mts. [2010] alapján

maik is. Hibrid jelöltek lehetnek pl. a $\pi(1880) J^{PC} = 0^{-+}$ és $\eta_2(1800) J^{PC} = 2^{-+}$ rezonanciák. L. Amsler és Hanhart [2016] összefoglalóját.

Hibrid állapotok előállítása és vizsgálata szempontjából előnyös lehet lineárisan polározott nagy (GeV-es) energiájú fotonokkal bombázni a nukleont. A GlueX-program (l. Yang és Livingston [2011]) célkitűzése olyan állapotok detektálása, amelyekben a radiális és pálya-impulzusnyomaték gerjesztések mellett a kvark-antikvark párt összekötő gluon fluxuscső is gejesztődik. A lineárisan polározott γ -sugárzást ~ 12 GeV-es elektronnyaláb 20 μm vastag gyémántkristályon való koherens fékezési sugárzásával kívánják előállítani. A megfelelő minőségű gyémántkristályok előállításának technológiája gyorsan fejlődik, és a vizsgálatokba több nagy laboratórium is bekapcsolódik.

Hibridek észlelése – tömeggel rendelkező „valencia”-gluonokkal – nagy jelentőségű lenne, mivel ekkor már a gluontér nem csak az erős kölcsönhatás hordozója lenne és a kvarkok nem kizárólagos hordozói az anyagnak.

Multikvarkállapotok

Az ismert hadronok többsége $q\bar{q}$ (mezon), ill. qqq (barion) kvarkösszetétellel rendelkezik. A QCD-számítások szerint azonban nem csak ilyen részecskék létezhetnek. Elképzelhető, pl. mezon-mezon molekulák kialakulása, amelyeket „maradék” QCD-erők tartanak össze (analógiában az atommag-molekulákkal). Létrejöhetnek színsemitleges $qqq\bar{q}$ vagy $qqqq\bar{q}$ multikvarkállapotok is, és ezek együtt jelentkezhetnek a szokásos mezon- és barionspektrumokkal.

Megjegyezzük, hogy nemcsak a rács-QCD-számítások jósolnak gluonlabda-, hibrid és multikvarkállapotokat, hanem a QCD-összegszabály-módszer [Shifman és mts. 1979] vagy a fluxuscsőmodell [Isgur, Paton 1985] is.

Diakonov és mts. [1997] királis modellszámítások alapján megjósolta egy egzotikus izoskalár-barion létét, amelynek spin-paritása $\frac{1}{2}^{+}$ és ritkasága $S' = +1$. A rezonanciaállapot legkönnyebb tagjának tömegét 1530 MeV/c²-re becsülték, bomlási szélességét pedig $\Gamma < 15$ MeV-re. E pentakvarkállapotot úgy tűnt, hogy kísérletileg is sikerült azonosítani több laboratóriumban. Tömege 1539–1542 MeV/c², szélessége pedig < 9 –25 MeV közötti. A pentakvarkot $\theta^+(1540)$ -nel jelölik, a hozzárendelt konfiguráció $uudd\bar{s}$, ami nK^+ (azaz $udd + u\bar{s}$) vagy pK^0 (azaz $uud + d\bar{s}$) rezonanciaként jelentkezik. A jobb statisztikával végzett későbbi vizsgálatok azonban az eredményeket nem erősítették meg.

A hadronspektroszkópai kutatásokban részt vevő laboratóriumok (l. a III. 2. 1. pontban lévő táblázatot) intenzív erőfeszítésének köszönhetően mára már számos különleges állapot léte re derült fény, melyek összesítése a III. 12. táblázatban látható. A témakör irodalma is hatalmasra duzzadt. Összefoglaló munkákat közöltek Klemp és Zaitsev [2007], Brambilla és mts. [2011], Olsen [2014], Eidelman és mts. [Particle Data Group 2014, 1240. old.], Brambilla és mts. [2014], Chen és mts. [2016], Amsler és Hanhart [Particle Data Group 2016, 1494. o.]. L. továbbá Lie és mts. [2013], Valcarce és mts. [2013], Uchida [2013] és Vijande és mts. [2013] munkáit is.

Az intenzív erőfeszítések ellenére a talált különleges állapotok egyértelmű értelmezése azonban általában még hiányzik. Még a biztosan azonosított állapotoknál is az értelmezés jelenleg nagy szórást mutat a különböző szerzőknél. Néhány példa:

X(3872) állapot: $D^{*0}\bar{D}^0$ molekula, $D^{*0}\bar{D}^0$ nem kötött, charmónium plusz mezonmolekula keverék, tetrakvarkok,

Y(4260) állapot: charmónium hibrid, $J/\Psi f_0(980)$ kötött állapot, $D_0\bar{D}^*$ molekula, $[cs][\bar{c}\bar{s}]$ vagy más tetrakvark, hadrocharmónium,

Y(4360) állapot: hadrocharmónium, egzotikus hibrid, $Y_B(4360) = [cd][\bar{c}\bar{d}]$, barionium, tetrakvark.

Hadrocharmónium: eredeti charmóniumállapot egy összetett hadronszerkezeten belül.

Egy egyszerű modell keretében vizsgálta dikvarkok előállítását ideális gázban Lebed [2016]. A $J^P = 1^+$ egzotikus $Z^-(4430)$ állapot létét az LHCb-együttműködés nagy statisztikus szignifikanciával kimutatta. Ez első számú jelölt lehet a dikvark-antikvark rendszer léte.

A CERN-i LHCb-együttműködés a $\Lambda_b \rightarrow P_c^+ K^-$, $P_c^+ \rightarrow J/\Psi p$ bomlásban két P_c állapotot azonosított, amelyekhez $c\bar{c}uud$ pentakvark-konfigurációt rendeltek. A P_c^+ állapotok tömege $4380 \pm 8 \pm 29$, ill. $4450 \pm 2 \pm 3$ MeV, szélességük $205 \pm 18 \pm 86$, ill. $39 \pm 5 \pm 19$ MeV. Mindkét állapot szignifikanciája $> 9\sigma$, az izospinjük $\frac{1}{2}$ [Aaij és mts. 2015] és [Aaij és mts. 2016]. L. még az Ali és mts. [2016], Maiani és mts. [2015] és Karliner, Skwarnicki [Particle Data Group 2016, 1667. o.] közleményeket is.

Perevalova és mts. [2016] az LHCb-kísérletekben felfedezett $P_c^+(4450)$ állapotot a $\Psi(2S)$ és nukleon s -hullámú kötött állapotaként értelmezték, melyhez $J^P = 3/2^-$ spin-paritást rendeltek. Számításaikban a Skyrme-modellt használták, és megbecsülték az $1/N_c$ korrekció hatását is (l. az E) modellt a barionspektrumok értelmezésénél). Így a $P_c^+(4450)$ állapot értelmezése megbízhatóbb lett, kevésbé

III. 12. táblázat. Különleges multikvarkállapotok. **** a legmegbízhatóbb adatokat jelzi, * pedig azokat, amelyeket csak egy bomlási csatornában észlelt egy kutatócsoport. Γ nivószelesség, J^{PC} spin, paritás, töltéskonjugációs paritás. Chen és mts. [2016] összefoglalója alapján

Állapot	M [MeV]	Γ [MeV]	$I^C J^{PC} / J^P$	Észlelés	Laboratórium	
$X(3872)$ **	$3871,69 \pm 0,17$	$<1,2$	$0^+ 1^{++}$	$B \rightarrow KX(3872) \begin{cases} \rightarrow J/\psi \rho^0, J/\psi \pi^+ \pi^- \\ \rightarrow J/\psi \omega (\rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0) \\ \rightarrow D^0 \bar{D}^{*0}, D^0 \bar{D}^0 \pi^0 \\ \rightarrow \gamma J/\psi, \gamma \psi(3686) \end{cases}$ $p\bar{p} \rightarrow \dots + X(3872) (\rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-)$ $pp \rightarrow \dots + X(3872) \begin{cases} \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^- \\ \rightarrow \gamma J/\psi, \gamma \psi(3686) \end{cases}$ $e^+ e^- [\rightarrow Y(4260)] \rightarrow \gamma X(3872) (\rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-)$ $e^+ e^- \rightarrow \gamma_{ISR} Y(4260) \begin{cases} \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^- \\ \rightarrow J/\psi f_0(980) \\ \rightarrow J/\psi \pi^0 \pi^0 \end{cases}$	Belle Belle Belle Belle CDF LHCb LHCb BESIII	BaBar BaBar BaBar BaBar DO CMS CMS CLEO Belle
$Y(4260)$ **	4251 ± 9	120 ± 12	$0^- 1^{--}$	$e^+ e^- \rightarrow Y(4260) \begin{cases} \rightarrow \pi^- Z_c(3900)^+ (\rightarrow J/\psi \pi^+) \\ \rightarrow \pi^- Z_c(3885)^+ (\rightarrow (D\bar{D}^*)^+) \\ \rightarrow \pi^- Z_c(4020)^+ (\rightarrow h_c \pi^+) \\ \rightarrow \pi^- Z_c(4025)^+ (\rightarrow (D^* \bar{D}^*)^+) \end{cases}$ $e^+ e^- [\rightarrow Y(4260)] \rightarrow \gamma X(3872) (\rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-)$	BESIII BESIII BESIII BESIII BESIII	Belle
$Y(3940)$ ***	$3919,1^{+3,8}_{-3,5} \pm 2,0$	$31^{+10}_{-8} \pm 5$	$0^+ \gamma^{2+}$	$B \rightarrow KY(3940) (\rightarrow J/\psi \omega)$	Belle	BaBar
$Y(4140)$ ***	$4148,0 \pm 2,4 \pm 6,3$	$28^{+15}_{-11} \pm 19$	$0^+ \gamma^{2+}$	$B \rightarrow KY(4140) (\rightarrow J/\psi \psi)$	CDF CMS	DO CMS
$Y(4274)$ ***	$4274,4^{+9,4}_{-6,7} \pm 1,8$	$32,3^{+21,9}_{-15,3} \pm 7,6$	$0^+ \gamma^{2+}$	$B \rightarrow KY(4274) (\rightarrow J/\psi \psi)$	CDF	CMS
$X(3823)$ **	$3821,7 \pm 1,3 \pm 0,7$	<16	$0^- 2^{--}$	$\psi' \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-$ $B \rightarrow KX(3823) (\rightarrow \gamma \chi_{c1})$ $e^+ e^- \rightarrow \pi^+ \pi^- X(3823) (\rightarrow \gamma \chi_{c1})$	E705 Belle BESIII	
$Y(4360)$ ***	4354 ± 10	78 ± 16	$0^- 1^{--}$	$e^+ e^- \rightarrow \gamma_{ISR} Y(4360) (\rightarrow \psi(3686) \pi^+ \pi^-)$	BaBar	Belle
$Y(4660)$ **	4665 ± 10	53 ± 16	$0^- 1^{--}$	$e^+ e^- \rightarrow \gamma_{ISR} Y(4660) (\rightarrow \psi(3686) \pi^+ \pi^-)$	Belle BaBar	
$Y(4630)$	$4634^{+3,+5}_{-7,-8}$	$92^{+40,+10}_{-24,-21}$		$e^+ e^- \rightarrow \gamma_{ISR} Y(4630) (\rightarrow \Lambda_c \bar{\Lambda}_c)$	Belle	
$X(3915)$ ***	$3915 \pm 3 \pm 2$	$17 \pm 10 \pm 3$	$0^+ 0^{++}$	$\gamma \gamma \rightarrow X(3915) (\rightarrow J/\psi \omega)$	Belle BaBar	
$Z(3930)$ ***	$3929 \pm 5 \pm 2$	$29 \pm 10 \pm 2$	$0^+ 2^{++}$	$\gamma \gamma \rightarrow Z(3930) (\rightarrow D\bar{D})$	Belle BaBar	
$Z^+(4430)$ ***	4478^{+15}_{-18}	181 ± 31	$1^+ 1^{+-}$	$B \rightarrow KZ^+(4430) (\rightarrow \psi(3686) \pi^+)$ $e^+ e^- \rightarrow Y(4260) \rightarrow \pi^- Z_c(3900)^+ (\rightarrow J/\psi \pi^+)$	Belle BESIII	LHCb Belle
$Z_c(3900)$ **	$3888,7 \pm 3,4$	35 ± 7	$1^+ 1^{+-}$	$e^+ e^- \rightarrow \psi(4160) \rightarrow \pi^- Z_c(3900)^+ (\rightarrow J/\psi \pi^+)$	Xiao et al.	
$Z_c(3885)$ **	$3883,9 \pm 1,5 \pm 4,2$	$24,8 \pm 3,3 \pm 11,0$		$e^+ e^- \rightarrow Y(4260) \rightarrow \pi^- Z_c(3885)^+ (\rightarrow (D\bar{D}^*)^+)$	BESIII	
$Z_c(4020)$ **	$4022,9 \pm 0,8 \pm 2,7$	$7,9 \pm 2,7 \pm 2,6$	$1^+ 1^{+-}$	$e^+ e^- \rightarrow Y(4260) \rightarrow \pi^- Z_c(4020)^+ (\rightarrow h_c \pi^+)$	BESIII	
$Z_c(4025)$	$4026,3 \pm 2,6 \pm 3,7$	$24,8 \pm 5,6 \pm 7,7$		$e^+ e^- \rightarrow Y(4260) \rightarrow \pi^- Z_c(4025)^+ (\rightarrow (D^* \bar{D}^*)^+)$	BESIII	

III. 12. táblázat folytatása

	M [MeV]	Γ [MeV]	J^{PC}/J^P		
$Y(4008)$ *	$4008 \pm 40^{+14}_{-28}$	$226 \pm 44 \pm 87$	$0^- 1^{--}$	$e^+e^- \rightarrow \gamma_{\text{SM}} Y(4008) (\rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-)$	Belle
$X(3940)$ *	$3942^{+7}_{-6} \pm 6$	$37^{+26}_{-15} \pm 8$	$\gamma^? \gamma^?+$	$e^+e^- \rightarrow J/\psi X(3940) (\rightarrow \bar{D}^0 D^+)$	Belle
$X(4160)$ *	$4156^{+25}_{-20} \pm 15$	$139^{+111}_{-61} \pm 21$ [148]	$\gamma^? \gamma^?+$	$e^+e^- \rightarrow J/\psi X(4160) (\rightarrow \bar{D}^0 D^+)$	Belle
$X(4350)$ *	$4350.6^{+4.6}_{-5.1} \pm 0,7$ [99]	$13^{+18}_{-9} \pm 4$	$\gamma^? 0^{?+} / 2^{?+}$	$\gamma\gamma \rightarrow X(4350) (\rightarrow J/\psi \phi)$	Belle
$Z^+(4051)$ *	$4051 \pm 14^{+20}_{-21}$	82^{+21+47}_{-17-22}	$\gamma^? \gamma^?$	$B \rightarrow KZ^+(4051) (\rightarrow \chi_{c1} \pi^+)$	Belle
$Z^+(4248)$ *	$4248^{+44+180}_{-35-17}$	$177^{+54+316}_{-70-50}$	$\gamma^? \gamma^?$	$B \rightarrow KZ^+(4248) (\rightarrow \chi_{c1} \pi^+)$	Belle
$Z^+(4200)$ *	4196^{+31+17}_{-29-13}	$370^{+70+50}_{-70-132}$	$1^+ 1^{+-}$	$B \rightarrow KZ^+(4200) (\rightarrow J/\psi \pi^+)$	Belle
$Z^+(4240)$ *	$4239 \pm 18^{+45}_{-10}$	$220 \pm 47^{+108}_{-74}$	$70^- / 71^+$	$B \rightarrow KZ^+(4240) (\rightarrow \psi(3686) \pi^+)$	LHCb
$Z_b(10610)$ **	$10607,2 \pm 2,0$	$18,4 \pm 2,4$	$1^+ 1^{+-}$	$T(5S) \rightarrow \pi^\mp Z_b^\pm(10610) \left\{ \begin{array}{l} \rightarrow \pi^\pm T(nS) (n=1, 2, 3) \\ \rightarrow \pi^\pm h_b(mP) (m=1, 2) \end{array} \right.$	Belle Belle
$Z_b(10650)$ **	$10652,2 \pm 1,5$	$11,5 \pm 2,2$	$1^+ 1^{+-}$	$T(10860) \rightarrow \pi^\mp Z_b^\pm(10610) (\rightarrow [B\bar{B}^* + c.c.]^{\pm})$ $T(5S) \rightarrow \pi^\mp Z_b^\pm(10610) \left\{ \begin{array}{l} \rightarrow \pi^\pm T(nS) (n=1, 2, 3) \\ \rightarrow \pi^\pm h_b(mP) (m=1, 2) \end{array} \right.$	Belle Belle
$P_c(4380)^+$ *	$4380 \pm 8 \pm 29$	$205 \pm 18 \pm 86$ [2]	$\frac{1}{2} \gamma^?$	$A_b^0 \rightarrow K^- P_c(4380)^+ (\rightarrow J/\psi p)$	LHCb
$P_c(4450)^+$ *	$4449,8 \pm 1,7 \pm 2,5$	$39 \pm 5 \pm 19$ [2]	$\frac{1}{2} \gamma^?$	$A_b^0 \rightarrow K^- P_c(4450)^+ (\rightarrow J/\psi p)$	LHCb

függ az effektív elméletek részleteitől. További eredmény, hogy előrejelzéseket tettek a $\Psi(2S)$ plusz Δ kötött pentakvarkállapotok várható tömegeire, nívószélességeire és spin-paritás értékeire.

Chen és mts. [2016] az egypioncscere-modell keretében vizsgálta a \bar{D}^* -mezón + bájos barion (Σ_c, Σ_c^*) lehetséges molekuláris állapotok sajátosságait. A $\Sigma_c \bar{D}^*$ ($I=1/2, J^{PC} = 3/2^-$) és a $\Sigma_c^* \bar{D}^*$ ($I = 1/2, J^{PC} = 5/2^-$) molekuláris állapotok ugyanazon tömegtartományban jelentkeztek, mint a $P_c(4380)$ és $P_c(4450)$ állapotok az LHCb-kísérletekben. További molekuláris állapotokat is megjósoltak, melyek jellemzői:

$$\Sigma_c \bar{D}^* (I = 3/2, J^{PC} = 1/2) \text{ és } \Sigma_c^* \bar{D}^* (I = 3/2, J^{PC} = 1/2^-), \text{ valamint}$$

$$\Sigma_c \bar{K}^* (I = 1/2, J^P = 3/2^-) \text{ és } \Sigma_c^* K^* (I = 1/2, J^P = 5/2^-).$$

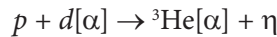
Előrejelzéseket tettek rejtettbottom $\Sigma_b^{(*)} B^*$ és B_c -szerű $\Sigma_c^{(*)} B^* / \Sigma_b^{(*)} \bar{D}^*$ penta-kvarkokra is.

Összefoglalóan az mondható, hogy ámbár >20 charmóniumszerű XYZ állapotot és két rejtettcharm-pentakvarkot észleltek, nem túl sokat tudunk róluk. Fontos lenne több bomlásmódot észlelni, hogy szerkezetük pontosabban felderíthető legyen. Az is fontos lenne, hogy a különböző modellek közül a legmegfelelőbbeket ki lehessen választani.

Molekulaszerű konfigurációk léte azonban nagyon valószínű [Hosaka és mts. 2016].

A vizsgálatok folytatódnak: különösen perspektivikusak az LHCb, CMS, PANDA, NICA, J-PARC, Belle II, Bes III programok. A J-PARC programra l.: [Tanaka, K. és Tamura, H. 2017: *Nucl. Phys. News* 27, No. 2, 21].

Az η -mezonok erősen vonzó kölcsönhatásba lépnek a nukleonokkal, ezért ígéretes jelöltek a (mezon + atommag) típusú egzotikus állapotok létrehozására. A π^0 - és η -mezonok sajátságai sok tekintetben hasonlóak: egyaránt pszeudoskalárok ($J^{PC} = 0^{-+}$; jellemzőkkel), élettartamuk is közeli és nagy valószínűséggel bomlanak 2γ -ba. A $NN \rightarrow NN\eta$ reakciókat kísérletileg sokan tanulmányozták, és a nyert eredményeket π -, η -, ρ - és ω -mezoncsere-modellekkel értelmezték. Pl. a $p + {}^6_3\text{Li}_3 \rightarrow {}^7_4\text{Be}_3 + \eta$ reakcióban a ${}^6_3\text{Li}_3$ atommagot αd , a ${}^7_4\text{Be}_3$ -at $\alpha^3\text{He}$ csomónak tekintve a modell szerint



reakció játszódik le, ahol az α -részecske csak szemlélő. A reakció létrehozásához ~ 660 – 680 MeV-es protonok szükségesek. Az eddigi eredmények szerint ${}^3_\eta\text{He}$ (és más, pl. ${}^{25}_\eta\text{Mg}$) η -mezonos magállapotok létezhetnek. A kutatómunkát a J-PARC, MAMI és COSY programokban folytatják, és remélhetőleg a közeljövőben többet fogunk tudni a témakörrel (l. Kelkar és mts. [2013] összefoglaló közleményét).

III. 3. A HADRONOK KÖLCSÖNHATÁSAI

Az intenzív kutatások eredményeként a hadronok kölcsönhatásait egyre pontosabban sikerül megismerni. Különösen a pionok közötti kölcsönhatás felderítésében születtek látványos eredmények: ma már az S -hullámú $\pi\pi$ -ütközési hosszat 2%-os pontossággal ismerjük. Az eredményt a rács-QCD-, valamint effektív tér-elméleti számításokkal értelmezni is lehet.

Vizsgálták továbbá a rugalmas πK -szórást, amiben már a ritka kvark is szerephez jut. Az S -hullámú πK ütközési hosszra a $D \rightarrow K\pi\pi$ nehézmezon-bomlás vizsgálatából is következtetés vonható le.

A mezon-mezon kölcsönhatások vizsgálata – kombinálva megfelelő mezon-tér-elméleti vagy királis perturbációs elméleti számításokkal – egyre inkább a precíziós szakaszba lép.

A CERN-i DIRAC (Dímezon Relativistic Atom Complex) kísérletben sikerült előállítani π^- - és K^+ -mezonokból álló egzotikus atomot. Vékony Ni céltárgyat bombázva a protonszinkrotron 24 GeV-es nyalábjával a $p + \text{Ni} \rightarrow \pi K^+ + X$ inkluzív reakció $3,6\sigma$ konfidenciával πK^+ atompárt eredményezett. Elméleti becslések szerint a πK^+ atom élettideje $3,5 \pm 0,4$ fs. A kísérletekből remélhetőleg precíziósan meghatározható lesz a πK szórási hossz [Adeva és mts. 2016].

Figyelemre méltó eredményeket értek el a πN -, ηN - és más mezon-barion kölcsönhatások vizsgálatában is, főleg az S -hullámú ütközési hossz meghatározásában. Mindezek fontosak az atommagokat és hiperonokat összetartó erős kölcsönhatások megismerése szempontjából.

A nukleon-nukleon kölcsönhatások és a magreakciók részletesebb tárgyalása megtalálható pl. Fényes és mts. [2009] könyvében.

* * *

A hadronspektroszkópia szempontjából különösen perspektivikusnak ígérkezik a GSI, PANDA (antiproton **annihilation at Darmstadt**) *detektoron alapuló program*. A detektor a FAIR gyorsítókomplexum nagyenergiájú antiproton tárológyűrűjére (HESR) lesz telepítve. A GSI FAIR gyorsítókomplexum, valamint a PANDA és CBM (Compressed Barionic Matter) detektorok vázlatrajza a könyv végén levő képek között található.

Az erős kölcsönhatás erőssége $\geq 0,2$ fm távolságoknál már olyan, hogy a perturbatív QCD-számítások itt már nem megbízhatóak. A PANDA program az erős kölcsönhatás sajátosságait főleg a $0,1 \div 1,0$ fm tartományban kívánja vizsgálni, ahol jelenleg kísérleti adat is csak kevés áll rendelkezésre. A tudományos program charmonium-spektroszkópiát, gluonlabda- és hibrid állapotok vizsgálatát, c -kvarkot tartalmazó atommagok kutatását és a hipermagok γ -spektroszkópiáját foglalja magába.

Az antiproton-nukleon és antiproton-atommag megsemmisülési folyamatok gluonokban gazdag környezetet teremtenek, amely gluonikus gerjesztések vizsgálatára különösen alkalmas. Lehetőség nyílik különböző kéttest-küszöbenergiák meghatározására ($\Lambda_s \bar{\Lambda}_s$, $D \bar{D}$, $\Lambda_c \bar{\Lambda}_c$, $\Sigma_s \bar{\Sigma}_s$, $\Sigma_c \bar{\Sigma}_c$, $\Omega_s \bar{\Omega}_s$, $\Omega_c \bar{\Omega}_c$ stb.), kvarkmolekulák előállítására ($qq\bar{q}\bar{q}$, $c\bar{c}q\bar{q}$), gluonállapotok ggg , gg , továbbá π , ρ , ω , f_2 , K , K^* könnyű- és $c\bar{c}$ (J/Ψ , η_c , χ_c) nehézmezon-vizsgálatokra a ≤ 6 GeV/c² tömegtartományban.

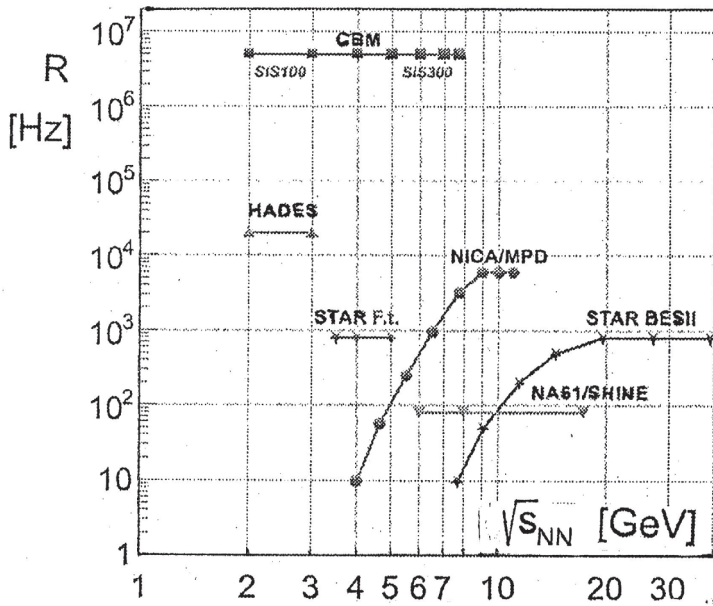
A SIS-100 gyorsító 29 GeV-es protonjait fogják felhasználni antiprotonok előállítására. Az antiprotonokat összegyűjtik, lehűtik, majd belövik a HESR tárológyűrűbe. Itt kívánság szerint megválasztható, $1,5 \div 15$ GeV/c impulzussal tárolják őket. A tervek szerint 2×10^{32} cm⁻²s⁻¹ luminozitás lesz elérhető $\Delta p/p \sim 10^{-4} \div 10^{-5}$ relatív impulzusszórásnál.

A PANDA detektorban a HERS antiprotonnyalábja egy hidrogéntartalmú (tabletta vagy gázsugár alakú), $\geq 10^{15}$ atom/cm² sűrűségű céltárgyba ütközik,

majd továbbrepül. A céltárgyat mikro-vertexdetektorok, időprojekciós (vagy más) kamra és elektromágneses kaloriméter veszi körül közel 4π térszögben. A szükséges, nyalábbal párhuzamos irányú mágneses teret egy szupravezető szolenoid biztosítja. A müonok detektálására is lehetőség nyílik a rendszer külső részein elhelyezett detektorokkal. A reakciótermékek zömmel a nyaláb irányába fognak repülni. Így ebben az irányban számos minidríftekamrát, repülési időmérő rendszert, eltérítő dipólmágneest, számos RICH és más Cserenkov-detektort, valamint elektromágneses és hadronkalorimétert is fognak alkalmazni. A hipermagok gerjesztési spektrumát Ge-detektorokkal vizsgálják.

A rendszer főbb jellemzői: $\sim 4\pi$ detektálás, saját eseménykiválasztás, jó nyomkövetés 1%-os impulzusfeloldással, jó részecskeazonosítás és nagyon jó elektromos kalorimetria az 1–10 GeV fotonenergia-tartományban. A kölcsönhatási arányok néhány létező és tervezett nehézion-kísérletknél a III. 30. ábrán láthatók.

A tervek szerint a FAIR gyorsító, valamint a PANDA- és CMS-detektorok több lépcsőben 2025-ig épülnek meg [Brinkmann és mts. 2006; Destefanis 2013; Chatopadhyay 2014]. A legújabb adatokat l. *CERN Courier* 2017, July, p. 41.



III. 30. ábra. Kölcsönhatási arányok (R) néhány létező és tervezett nehézion-kísérletnél. Senger [2016] alapján

Mind a hadronfizika, mind a kvarkanyagfizika szempontjából szintén perspektivikusak RHIC, Jefferson-labor, J-PARC- és NICA-programok. E gyorsítóberendezésekről is áttekintő ábrák találhatók a könyv végén lévő képek között. A NICA-programmal kapcsolatban l. Kekelidze és mts. [2013] és Senger [2016] közleményeit.

DUPress

IV. A KVARKANYAG FIZIKÁJA

Kvarkanyag – földi körülményeink között – pl. két nehéz atommag összeolvasztása útján hozható létre. Mivel a nehéz atommagokban sok proton van, az erős Coulomb-taszítás miatt csak igen nagy energiájú ütközéseknél jöhet létre összeolvadás. A relativisztikus nehézion-ütközésekben létrejövő anyag hőmérséklete elérhet $\geq 5 \times 10^{12}$ K-t, ami a Napunk középpontjának hőmérsékleténél ~ 6 nagyságrenddel nagyobb. Ilyen hőmérsékleteknél az atommag nukleonjai szétolvadnak elemi összetevőikre, kvarkokra és gluonokra, ez a „kvarkanyag”.

A kvarkanyag vizsgálata több szempontból is alapvetően fontos.

- A környezetünkben lévő anyagok a hőmérséklet és nyomás függvényében különböző fázisállapotokban lehetnek (szilárd, folyadék, gáz, plazma stb.). A fázisdiagram jellegét, alakját a köznapi anyagoknál végső soron az elektromágneses kölcsönhatások szabják meg. A kvarkanyagban viszont az erős kölcsönhatás az uralkodó, ami \sim két nagyságrenddel erősebb az elektromágnesesnél. Így a kvarkanyag sajátságai merőben eltérnek a megszokott fázisállapotokétól.
- A jelenlegi Világegyetemünk az ősrobbanás (Big Bang) után alakult ki, és az anyag $\sim 10 \mu\text{s}$ -mal az ősrobbanás után kvark-gluon plazma volt. Így a kvarkanyagban előfordulhatnak olyan részecskék, amelyekből a látható Világegyetemünk tömegének $\sim 26\%$ -át kitevő hideg sötét anyag áll. Ennek megtalálása, azonosítása hatalmas kihívást jelent az emberiség számára. L. pl. [Fényes és mts.: Atommagfizika [2009, IX. 5. fejezet].
- Az elemi részecskék (kvarkok, leptonok) feles spinűek, de számos ok miatt várható, hogy vannak egész spinű párjaik, azaz létezhetnek szuperszimmetrikus „SUSY” részecskék is. A kvarkanyag vizsgálatából esetleg ezekre is fény derülhet.
- A kvarkanyagból előáll egy egész sor különleges részecske: könnyű és nehéz mezonok és barionok, részecskék és antirészecskék, könnyű atommagok, hipermagok és antiatommagok. Ezek vizsgálatára is lehetőség nyílik.

Ugyanakkor világos, hogy a kvarkanyag vizsgálata rendkívüli nehézségekkel jár.

A vizsgálatokhoz szükségesek:

- Relativisztikus nehézion és más gyorsítók.
- Fejlett, bonyolult detektorrendszerek.
- Csúcstechnológiájú számítástechnika, kriotechnika és sok más.
- Mivel a kvarkanyag tűzzónája csak $\leq 10^{-22}$ s-ig él, intenzív gyorsított nyalábokra és hosszú mérésidőkre van szükség a jó statisztikájú mérésekhez.

Rövid történeti áttekintés. A kvarkanyag kísérleti vizsgálata az 1970-es évek közepén kezdődött a Lawrence Berkeley Nemzeti Laboratórium Bevalac gyorsítóján. Már ekkor is észleltek számos kollektív jelenséget az előállt erősen kölcsönható anyagban. Elméleti téren jelentős volt Fermi [1950], Landau [1953] és Hagedorn [1965] korai munkássága. A kvark-gluon plazma létét a CERN-i SPS kísérletekben fedezték fel 2000-ben. A brookhaveni RHIC 2001-ben kezdte meg működését. A CERN-i LHC ütköztetőben a 2010-es évek elejétől folynak intenzív kvarkanyag vizsgálatok. A gyorsított nyalábokról, az elért tömegközépponti energiákról és kezdeti hőmérsékletekről a IV. 1. táblázat ad áttekintést.

Az 1980-as évek közepétől végzett kísérletekben már jócskán meghaladták azokat a feltételeket, amelyek mellett a kvark-gluon plazma kialakulhat.

IV. 1. táblázat. Kvar-k-gluon plazma előállítása érdekében végzett, ill. tervezett kísérletek

Intézet	Gyorsító	Ütköző nyalábok	$\sqrt{s_{NN}}$ Tömegközépponti energia	Elért kezdeti hőmérséklet, kT [MeV]
CERN Genf	Szuper proton- szinkrotron, SPS	$^{32}\text{S} - ^{32}\text{S}$ Pb – Pb	6,3-12,3 GeV	~ 200
BNL Brookhaven	Relat. nehézion- ütköztető, RHIC	Au-Au d-Au U-U	≤ 200 GeV	≥ 220
CERN Genf	Nagy Hadron- ütköztető, LHC	Pb-Pb p-Pb	5,5 TeV	$\cong 500$
GSI, FAIR Darmstadt	SIS100/300 épül	U-U	(2÷35) GeV/u ionenergia	
EAI Dubna	Nuklotronra alapozott ionütköztető, NICA, épül	Au-Au és mások is	3-9 GeV	

A RHIC alapvetően fontos felismerése volt, hogy a részecskehozamokban nagy azimutális aszimmetria van (nagy az elliptikus v_2 folyási paraméter), és a nagyenergiájú jetekben, valamint a nehéz kvarkoknál erőteljes a lenyomás. Az előállt anyag nem ideális gáz, mint azt kezdetben várták, hanem közel ideális folyadék. A párhuzamosan fejlődő elméleti modellek segítségével sikerült meghatározni a nyíró viszkozitás per entrópia sűrűség arányt. A rács-QCD-számítások (realisztikus kvarktömegekkel) sima átmenetet jósoltak a hadronikus és kvark-gluon fázis között $T \cong 150$ MeV körül Aoki és mts. [2006] és Bazavov és mts. [2012].

A CERN LHC-kísérletekben számos korábbi eredményt megerősítettek (pl. az elliptikus folyást és a jetlenyomást) kb. tízszer nagyobb energiáknál és jobb statisztikával. Néhány meglepő új felfedezést is tettek. Például azt, hogy a pp -, pPb - és $PbPb$ -ütközésekben egyaránt megfigyelhetők kollektív jelenségek, valamint hogy a J/Ψ lenyomás $PbPb$ -ütközésekben kisebb mértékben jelentkezik, mint a RHIC-nél. A jobb statisztika lehetővé tette a magasabb folyási harmonikusok vizsgálatát és az ütközés kezdeti feltételeinek jobb megismerését. A nukleonok partonszerkezetének felderítésére is új lehetőségek nyíltak.

A RHIC új programja a fázisdiagram jobb megismerésére irányul véges barionsűrűségeknél. A vizsgálatok számos rejtélyre fényt deríthetnek, pl. a rendszerméretre a Hanbury-Brown–Twiss típusú pionkumuláció alapján.

Elméleti téren jelenleg már igen nagyszámú modellt áll rendelkezésre a relativisztikus nehézion-ütközések leírására, amelyeket a IV. 2. 8. pontban fogunk részletesebben tárgyalni.

Részletesebb történelmi áttekintésre l. pl. Braun-Munzinger és mts. [2016] és Shuryak [2017] összefoglaló munkáit.

IV. 1. A MAGANYAG FÁZISDIAGRAMJA

A fázisállapot egyik jellemzője a hőmérséklet, egy másik jellemzőjeként a nettó barionsűrűséget (ρ_{netto}) szokták használni (l. IV. 1. ábrát). A nettó barionsűrűség a barion- és antibarion-sűrűségek különbségével egyenlő, $\rho_{\text{netto}} \equiv \rho_{\text{barion}} - \rho_{\text{antibarion}}$. Használatos jellemző még a normál maganyaghoz viszonyított sűrűség (ρ/ρ_0), valamint a bariokémiai potenciál (μ_b). A kémiai potenciál (μ) és a Helmholtz-féle szabad energia (F) között $-N$ szabad részecskéből álló rendszer esetén – a következő összefüggés áll fenn: $F = E - \mu N$, ahol E a rendszer teljes energiája.

Keressük azt a a stacionáris állapotot, amelynél a szabad energia minimum:

$$\frac{\partial F}{\partial N} = \frac{\partial E}{\partial N} - \mu, \text{ ami } \partial F / \partial N = 0 \text{ esetén } \frac{\partial E_0}{\partial N} = \mu \text{-höz vezet.}$$

Innen érthető, hogy μ -t miért nevezik kémiai potenciálnak: ennél az értéknél egy részecske hozzáadása vagy kivonása a rendszer szabad energiájában minimális változást okoz. A normál maganyagra a bariokémiai potenciál $\mu_b \sim 923$ MeV ($T = 0$ hőmérsékleten), mivel a nukleontömeg ~ 939 MeV és az izospin-szimmetrikus maganyagban a kötésienergia ~ 16 MeV. A kvark kémiai potenciál: $\mu_q \equiv \mu_b/3$.

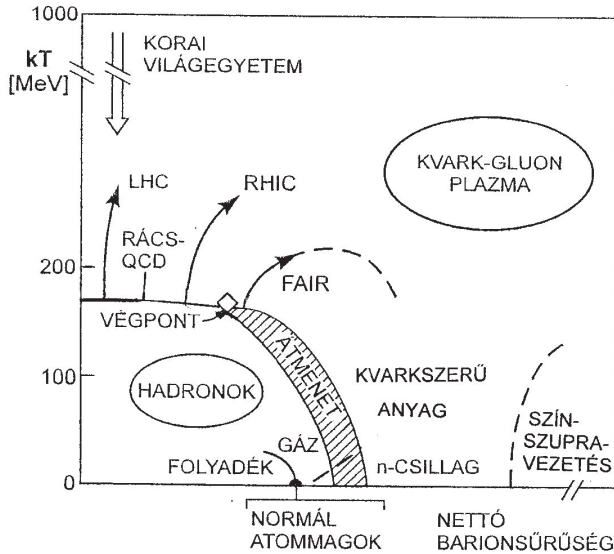
A maganyag termodinamikai sajátosságai (nyomás, energiasűrűség stb.) számíthatók a hőmérséklet függvényében elsődleges elvekből kiindulva, rács-QCD numerikus számításokkal. E számításoknak azonban megvannak a korlátai. Egyrészt a jelenlegi módszerek csak termikus egyensúlyi állapotra korlátozódnak, másrészt zéró vagy nagyon kis nettó barionsűrűségekre. Ahhoz, hogy a nehéz-ion-ütközések leírására is használhatók legyenek, hidrodinamikai megfontolásokat is felhasználnak. Ezek bemenő paramétereit a rács-QCD-számításokból veszik, de modellfüggő feltevéseket is használnak. Így előrejelzéseket tudnak tenni a maganyag fázisdiagramjára a hőmérséklet és nettó barionsűrűség függvényében. Az eredmények kapcsolatba hozhatók az elemi összetevők (kvarkok, gluonok) állapotegyenletével (equation of state, EoS) [Miller 2007], [Soltz és mts. 2015]. Az állapotegyenlet megadja az energiasűrűséget, nyomást és/vagy az entropiát a termikus QCD-maganyagra a hőmérséklet függvényében, állandó térfogatnál.

L. később a IV. 2. 8. pontban.

A IV. 1. ábra áttekintést ad a maganyag különböző fázisairól a hőmérséklet és nettó barionsűrűség függvényében.

A normál maganyagban a barionsűrűség eggyel egyenlő. Alacsonyabb sűrűségeknél és nem túl magas hőmérsékleteknél folyadék \leftrightarrow gáz átmenet történik, ami jellemző olyan rendszerekre, amelyekben nagyobb távolságoknál vonzás, rövidebb távolságoknál taszítás lép fel (l. pl. Fényes és mts. [2009, III. 7. alfejezet]).

Valamivel magasabb hőmérsékleteknél (és/vagy sűrűségeknél) a nukleonok gerjesztődnek, és a gerjesztett állapotokból főleg mezonok (π , ρ , η stb.), esetleg könnyű barionok lépnek ki (l. pl. a III. 15. ábrát). Magasabb hőmérsékleteknél részecske-antirészecske (benne barion-antibarion) párok is keletkeznek. Barion-antibarion párok pl. a (Ξ^- és $\bar{\Xi}^+$), valamint (Ω^- és $\bar{\Omega}^+$) töltéskonjugált részecskék, amelyeket a CERN-i ALICE detektossal PbPb-ütközésben $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$ TeV ener-



IV. 1. ábra. A maganyag fázisdiagramja. A kT tengely a mag hőmérséklete, a nettó barionsűrűség a barionok mínusz antibarionok sűrűségét jellemzi. A sávozott átmeneti tartományban hadron \leftrightarrow parton átmenet várható együtt jelentkező fázisállapotokkal, valamint átmenet a sérült \leftrightarrow nem sérült szimmetriájú királis állapotok között. Nagy sűrűségű, de hideg állapot várható a neutroncsillagokban. Igen nagy sűrűségeknel korrelált kvark-kvark párok léphetnek fel (színszupravezetés). A vastag görbe a rács-QCD-számítások által jelzett fázisátmenetet mutatja, amelyhez a kísérletileg mért értékek közel vannak

giánál már észleltek. A barionok, antibarionok és mezonok keverékét hadronikus anyagnak nevezzük.

A RHIC- és LHC-kísérletekben elért nagyon nagy hőmérsékleteknél a hadronok szétbomlanak elemi összetevőikre, kvarkokra és gluonokra. A nehézion-ütközésekben létrejött tűzzóna azonban gyorsan kiterjed és közben lehűl. A rács-QCD-számítások szerint az a (pszeudo-)kritikus hőmérséklet, amelynél a kvark-gluon plazma kvarkjaiból és gluonjaiból összeállnak a hadronok: $T_{krit} = 155 \pm 3$ (stat.) ± 3 (sziszt.) MeV (alacsony nettó barionsűrűségeknel [Borsányi és mts. 2010]). Egy másik kutatócsoport is ezzel lényegében egyező eredményre jutott: $T_{krit} = 154 \pm 8 \pm 1$ MeV [Bazavov és mts. 2012]. Ez az átmenet sima, még ha gyorsan játszódik is le. A kémiai kifagyási hőmérséklet ($T_{kifagy}^{kémia}$) közel van a T_{krit} -hoz, de a pontos számításokban a $T_{kifagy}^{kémia}$ meghatározásánál figyelembe veszik a barion-antibarion megsemmisülési sugárzás lehetőségét is [Becattini és mts. 2012 és Steinheimer és mts. 2013].

Nagyobb barionsűrűségeknel a rács-QCD-számítások egy kritikus végpontot jeleznek. A kritikus végponton túl (nagyobb barionsűrűségeknel és alacsonyabb

hőmérsékleteknél) a fázisátmenetben egy szélesebb átmeneti tartomány várható, ahol a hadronikus és partonikus fázis együtt jelentkezik („elsőrendű fázisátalakulás”). Ennek a részletei jórészt még felderítésre várnak. Itt kvarkbezárás \leftrightarrow kvark-gluon-plazma átmenet (deconfinement), valamint „királis” átmenet léphet fel a tömeggel rendelkező hadron és a majdnem tömeg nélküli kvarkok között. Lehetséges, hogy a „kvarkszerű anyagban” a bebörtönzött anyag királis szimmetriával rendelkezik.

Nagyon magas nettó barionsűrűségek és alacsony hőmérsékletek létezhetnek a neutroncsillagok belsejében. Még magasabb sűrűségeknél „színszupravezetés” jelenhet meg (l. később a IV. 3. 3. pontban). Mivel a kvarkoknak szín, íz és spin jellemzői vannak, sok szupravezető fázis is lehetséges. A IV. 1. ábrán a kvarkszerű anyaggal jelölt fázisban pl. a következő állapotok fordulhatnak elő: pionok és kaonok Bose-kondenzátuma, inhomogén kvark-antikvark vagy dikvark kondenzátum, hiperonanyag, kevésbé szimmetrikus szupravezető fázisok. Ez a tartomány még felderítésre vár.

A fázisdiagrammal kapcsolatban részletes információk találhatóak a következő összefoglaló munkákban: Fukushima, Hatsuda [2011], Fukushima, Sasaki [2013], Philipsen [2013].

IV. 2. ERŐSEN KÖLCSÖNHATÓ ANYAG NAGY ENERGIÁKNÁL

Ha bombázó nehézionok energiája növekszik néhány száz MeV/nukleonra, a maganyag centrális ütközésnél összenyomódik, és közben négyszeresére melegszik. Ekkor sűrű és forró hadrongáz áll elő, ami főleg nukleonokból, gerjesztett nukleonokból, pionokból és jóval kisebb mennyiségben más mezonokból áll. A nagyszámú nukleon-nukleon ütközésben a nukleonok gerjesztődnek Δ -barionokba ($N + N \rightarrow \Delta + N$), amik visszabomlanak nukleonokba ($\Delta \rightarrow N + \pi$), így dinamikus egyensúly alakulhat ki a hadrongáz alkatrészei között.

A pionok sokkal könnyebbek, mint a többi hadron, így a hadrongázban az energiacseréért főleg ezek felelősek. A hadrongáz hőmérsékletét azoknak a pionoknak az energiaeloszlásából szokták meghatározni, amelyek a nyalábirányra merőlegesen lépnek ki. A hőmérséklet a pionok kinetikus energiájából a Maxwell–Boltzmann-eloszlás alapján számítható. A kísérletek azt mutatják, hogy a pionok hőmérséklete sohasem nagyobb $kT \sim 155$ MeV-nél, függetlenül attól, hogy az üt-

köző atommagoknak mennyi az energiája. Ez úgy értelmezhető, hogy a maganyag kiterjed és közben lehül. Ha a hőmérséklet $kT \sim 155$ MeV alá esik, a pionok kölcsönhatási valószínűsége erősen csökken. Ezt a folyamatot pionkifagyásnak nevezik.

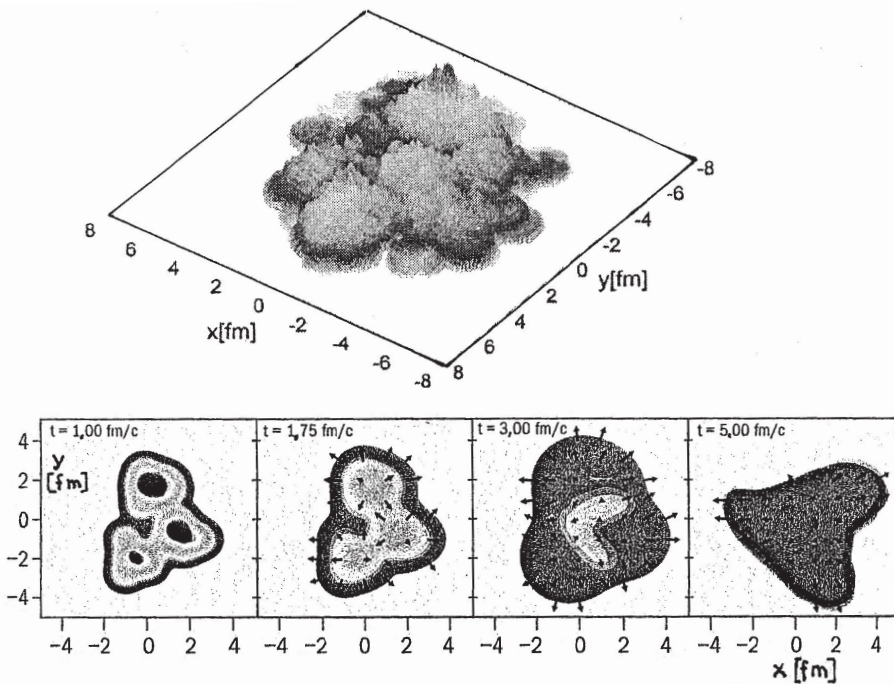
Igen nagy bombázórészecske-energiáknál (≥ 100 GeV/nukleon és/vagy ~ 155 MeV hőmérséklet felett) a hadronok elvesztik önállóságukat, és a nukleonok alkatrészei, a kvarkok és gluonok szabadon mozognak az egész térfogaton belül. Ezt az állapotot nevezik *kvark-gluon plazmának*. A kvark-gluon plazma nem azonosítható hadronokon keresztül, ezért elektromágneses sugárzása alapján vizsgálják. Az elektromágneses kölcsönhatás kb. két nagyságrenddel gyengébb, mint az erős (I. 3. táblázat), így a fotonok könnyen kiléphetnek, és a kvark-gluon plazma belső állapotról is információt szolgáltathatnak.

A CERN-i SPS $^{32}\text{S} + ^{32}\text{S}$ -mérések analízise azt mutatja, hogy a hadronok kémiai egyensúlyi állapotban álltak elő $kT \sim 150$ MeV hőmérsékletnél, azaz az ütközés korai szakaszában, a kvark-gluon plazma kialakulására megjósolt kritikus hőmérsékletnél. Az átmenet $T \sim 1,6 \times 10^{12}$ K-nél következik be, kb. annál a hőmérsékletnél, amit a statisztikus modell alapján évtizedekkel korábban megjósoltak [Gazdzicki, Stock 2003]. Ez a hőmérséklet $\sim 10^6$ -szor nagyobb, mint a Nap centrumáé. A Big Bang után ~ 10 μs -mal állhatott elő ilyen hőmérséklet. A tűzgömb gyors kiterjedése és hűlése miatt persze a plazma csak nagyon rövid ideig, kb. $\leq 10^{-22}$ s-ig létezhet.

A RHIC- vagy LHC-energiáknál létrehozott nehézion-ütközések főbb periódusai a következők.

A) A nehéz (pl. Au vagy Pb) ionokban sok proton és neutron van, amelyek nem egyenletesen töltik ki a rendelkezésre álló térfogatot, hanem héjakba rendeződve. *A kezdeti ütközési állapot nagyon rövid ideig tart, a maximális RHIC és LHC energiáknál $\sim 0,2-0,4$ fm/c-ig.* (Az 1 fm/c-hez tartozó idő $3,34 \times 10^{-24}$ s.) Ez időszak alatt a tranzverz energiasűrűség a nyalábokra merőleges síkban helyről helyre igen erős fluktuációt mutathat (l. IV. 2. felső ábrát), és gluontelítődés is felléphet. A III. 2. ábrán látható módon a proton szerkezetfüggvényében kis x értékeknél az $F_2(x, Q^2)$ szerkezetfüggvény nő a Q^2 növekedésével, azaz a nagyobb feloldás irányába haladva. E sűrűség-növekedés a perturbatív QCD alapján értelmezhető, fellépnek a $\gamma q \rightarrow qg$ és $g^* \rightarrow gg$ reakciók. A III. 3. ábra szerint $x \leq 10^{-3}$ értékeknél a gluontelítési függvény $[xf(x, \mu^2)]$ igen nagy és a többgluonos folyamatok jelentősek lesznek. A gluonszám-növekedés azonban nem folytatódhat a végtelenségig, mivel a gluonsűrűség növekedése egy határon túl alapvető (unitaritási) elvet sért, a

reakcióhatás-keresztmetszet nem lehet akármilyen nagy. A gluonsűrűség növekedését bizonyos határon túl a gluonfúzió kompenzálja, és fellépnek a $g \rightarrow q\bar{q}$, valamint a $\gamma g \rightarrow q\bar{q}$ reakciók is. A kialakulás és megsemmisülés egyensúlyi állapothoz vezet, amit gluontelítésnek neveznek. A telítődési effektus az összes hadron sajátja, de a nagyobb gluonszám miatt atommagokban különösen jelentős lehet. A mikroszkopikus gluonok a telítődési tartományban makroszkopikus sajátosságokat is mutathatnak. A telített gluonanyag fellépte egyrészt módosulást hozhat létre a gluonok impulzuseloszlásában, másrészt létrehozhat koherens gluonállapotot a korábbi rendezetlen állapothoz képest. A kezdeti feltételek függenek az ütköző atommagoktól, azok energiájától és az ütközés centralitásától. A glazmában turbulens Yang–Mills-terek jönnek létre, amelyekben kondenzátumok (pl. színűveg kondenzátum) és más nem triviális topológiai gerjesztések is



IV. 2. felső ábra. Kezdeti energiasűrűség (önkéntes egységekben) AuAu-ütközésnél Monte Carlo-számítások alapján. Itt x és y az ütköző ionokra merőleges sík koordinátái. Schenke és mts. [2012] és Kharzeev, Nardi [2001] alapján. Alsó ábra. A ${}^3\text{He} + \text{Au}$ atommagok ütközésének időbeni fejlődése a nyalábirányra (z tengely) merőleges x, y síkban. $1 \text{ fm}/c = 3,34 \times 10^{-24} \text{ s}$. A nyilak hossza arányos a folyadékcella sebességével, ahonnan a nyíl kiindul. A legmelegebb három pont a $t = 1 \text{ fm}/c$ ábrán belül van, az idő múlásával a rendszer hűl. A számítást Monte Carlo Glauber mikroszkopikus közelítésben végezték, ami megfelelő kezdeti feltételeket szolgáltatott a későbbi hidrodinamikai leírás számára. A számítási eredmények Nagle és mts. [2014] alapján.

lehetnek. (A Yang–Mills-elmélet az 1-es spinű, nulla tömegű részecskék mérték-elmélete.) Az elsődleges elvekből kiinduló számítás arra utal, hogy a színűveg kondenzátumból nagyon rövid idő alatt ($\sim 0,4$ fm/c) izotropizálódik a feszültségi tenzor, azaz a plazma hidrodinamizálódik [Epelbaum, Gelis 2014; Epelbaum 2014; Gelis 2014].

Megjegyzendő, hogy a relativisztikus nehézion-ütközések kezdeti szakaszának leírására több más modellt is kidolgoztak, amelyeket a IV. 2. 8. pontban, az elméleti modelleknél tárgyalunk.

Az ún. transzportmodellek egységes leírást adnak a nehézion-ütközésekben legelső periódusától az utolsóig, a tűzzóna megszűnéséig. Ilyen pl. Kadanoff és Baym [1962] modellje, ill. annak továbbfejlesztett változatai, az effektív dinamikus kvázirészecske-modell [DQPM], ill. a parton-hadron-húr dinamika (Parton-Hadron-String Dynamics, PHSD) modell. L. pl. Linnyk, Bratkovskaya, Cassing [2016] összefoglaló közleményében.

B) Az ütközés következő időszakában az előállt tűzzóna gyorsan kiterjed és közben hűl; a kvark-gluon plazma közelítőleg termalizálódik. L. a IV. 2. alsó ábrát. *A tűzzóna fejlődésének ez a fő szakasza, ami $\sim 5\text{--}20$ fm/c-ig tart, és függvénye az ütközés energiájának és geometriájának.* Ez után – jóval nagyobb időtartam alatt – megkezdődik a kvarkok tömörülése, a kémiai kifagyás a T_{krit} -hoz közeli, annál némileg kisebb hőmérsékletnél. A közelítőleg helyi termikus egyensúlyban lévő rendszerre effektív hidrodinamikai makroszkopikus modell alkalmazható.

C) A hadronizálódás után a makroszkopikus hidrodinamikai leírást célszerű illeszteni a *mikroszkopikus, kinetikus Boltzmann-statisztikai leíráshoz*. A statisztikus modellel aztán megkísérelhető a rendszer leírása a tűzzóna végleges megszűnéséig. A kinetikus kifagyási hőmérséklet a kémiai kifagyási hőmérséklet alatt van.

A nagyenergiájú nehézion-ütközésekben az erősen kölcsönható anyag fázisállapotai többféle módon is tanulmányozhatók. Vizsgálható az elektromágneses sugárzás a kvark-gluon fázisból; a kvark-gluon plazma kollektív mozgása, az ütközés dinamikája; a hadronok hozama (a különféle u -, d -, s -, c -kvark-tartalmú hadronokra); a hadronok energiaeloszlása; az ütköző nyalábokra merőleges, nagy impulzusú részecskék elnyelődése stb.

A következőkben röviden áttekintjük e módszereket és az elért legfontosabb eredményeket.

IV. 2. 1. Elektromágneses sugárzás a kvark-gluon plazmából

A nehéz ionok ütközésében előállt kvark-gluon plazma hőmérsékletére információt nyerhetünk a plazmából kilépő fotonok spektrumából. Az elektromágneses kölcsönhatás erőssége kb. két nagyságrenddel kisebb, mint az erős kölcsönhatásé, így a fotonok könnyen elérhetik a detektort. A fotonok hozama a forró plazmában T^4 -nel növekszik, ami azt jelenti, hogy a γ -sugárzás igen érzékeny jellemzője az anyag hőmérsékletének. Nehézséget jelent viszont, hogy a hadronok bomlásából származó és a direkt QCD ütközési folyamatokból származó kemény elektromágneses sugárzást el kell különíteni.

A *bomlási fotonok* az ütközési reakcióban előálló mezonok és barionok bomlásából származnak. E bomlások zömmel az aktív zónán kívül történnek a reakció későbbi idejében, ezért a kezdeti tűzzónáról csak behatárolt információt hordoznak. Ezért ezeket célszerű elválasztani lehetőleg kísérleti vagy elméleti módszerekkel a direkt fotonoktól. A PHSD (Parton-Hadron String Dynamics) transzport modellben (l. részletesebben a IV. 2. 8. pontban) a következő bomlásokat vették figyelembe: $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$, $\eta \rightarrow \gamma\gamma$, $\eta' \rightarrow \rho\gamma$, $\omega \rightarrow \pi^0\gamma$, $\phi \rightarrow \eta\gamma$, $a_1 \rightarrow \pi\gamma$, $\Delta \rightarrow N\gamma$, ahol a szülő hadronok mezon+mezon, mezon+barion vagy barion+barion ütközésekben jönnek létre a nehézion-ütközésekben vagy a hadronizáció folyamán. A bomlásvalószínűségek és elágazási tényezők ezekre ismertek.

A *direkt fotonok* spektrumát úgy nyerjük, hogy a teljes γ -spektrumból levonjuk a bomlási fotonok hozzájárulását. A direkt fotonokon belül a következő csoportokat lehet megkülönböztetni:

- A legnagyobb tranzverz impulzussal rendelkező prompt fotonok a kezdeti nukleon-nukleon ütközésekben keletkeznek. Ezek jól leírhatók perturbatív QCD-számításokkal. Ha nem pp -, hanem AA -ütközéseket vizsgálunk, figyelembe kell venni a partoneloszlás módosulását a kezdeti állapotban, valamint a tűzgömbben való módosulást, ami egy végállapotú effektus. Az AA -ütközésnél kisebb valószínűséggel felléphet a $q_{\text{kemény}} + q(g)_{\text{QGP}} \rightarrow q(g) + \gamma$ ütközési folyamat is.

- A foton spektrum kis tranzverz impulzusú ($p_T < 3$ GeV) részében fellépnek ún. *termikus fotonok* is. Ezek a következő partonikus vagy hadronikus forrásokból eredhetnek:

$$q + \bar{q} \rightarrow g + \gamma \text{ (megsemmisülés), } q(\bar{q}) + g \rightarrow q(\bar{q}) + \gamma \text{ (gluon Compton - szórás),}$$

$$\text{valamint } q + q(g) \rightarrow q + q(g) + \gamma \text{ (fékezési sugárzás);}$$

fékezési sugárzásos reakciók mezonok (m) és barionok (B) között, pl.

$$m + m \rightarrow m + m + \gamma \text{ és } m + B \rightarrow m + B + \gamma;$$

bináris ütközések: $\pi + \pi \rightarrow \rho + \gamma$, $\pi + \rho \rightarrow \pi + \gamma$, $V + N \rightarrow N + \gamma$, ahol $V = \rho, \phi, \omega$ és $N = p, n$, továbbá figyelembe veendő az összes töltésállapot.

A CERN, ALICE PbPb-ütközésnél mért foton spektrum a IV. 3. felső ábrán látható. Növekvő p_T -nél a termikus fotonhozam exponenciálisan csökken, ahonnan a plazma hőmérsékletére $T = 304 \pm 51$ MeV-et nyertek. Ez a hidrodinamikai modellekben a reakció időbeni fejlődésére átlagolt effektív hőmérsékletnek felel meg, és kb. kétszerese a $T_{krit} = 155$ MeV hőmérsékletnek. Az elméleti becslések szerint a teljes fotonhozam $\sim 1/3$ -a az LHC-nél, ill. $1/4$ -e a RHIC-nél származik a „forró” (QCD-) zónából, ahol a hőmérséklet $\cong 250$ MeV. Ez lehetőséget ad arra, hogy a γ -spektrum hőmérőként szolgáljon a kvark-gluon plazmára.

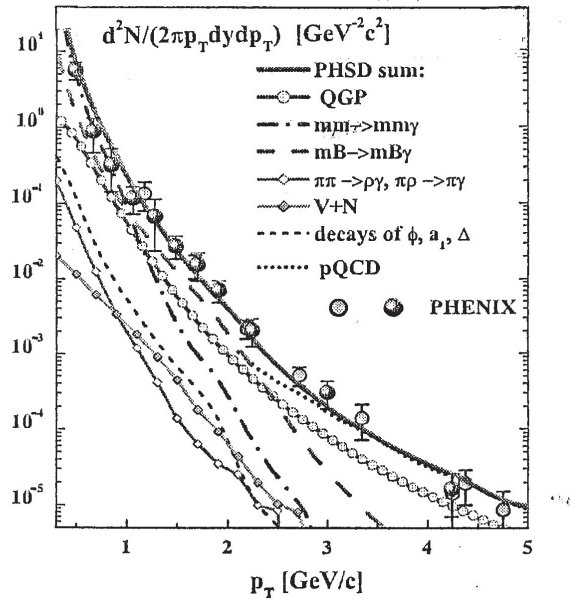
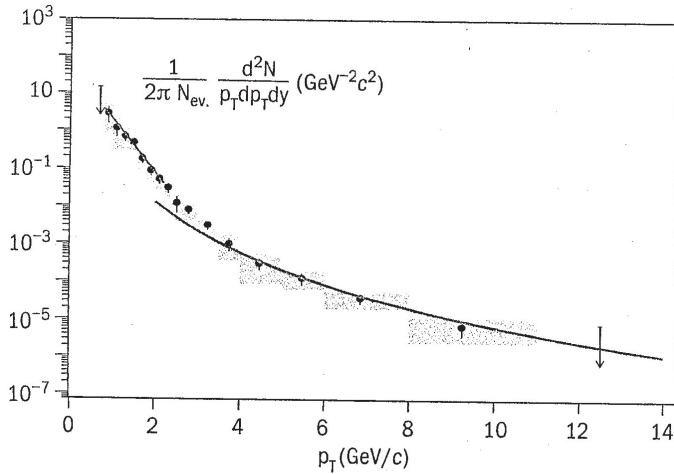
Az integrált termikus fotonhozam függvénye az ütközés centralitásának. A RHIC PHENIX-eredmények szerint az integrált hozam az ütközésben részt vevő részecskék számától ($N_{résztvevő}$) függ $dN/dy \sim N_{résztvevő}^\alpha$ függvény szerint, ahol $\alpha = 1,48 \pm 0,08$ (stat.) $\pm 0,04$ (sziszt.). (Az α értéke nem függ $N_{résztvevő}$ -től [He, PHENIX Collab. 2014]). A PHENIX kísérletben a plazma hőmérsékletére $T = 221 \pm 19$ (stat.) ± 19 (sziszt.) MeV értéket nyertek; kisebbet, mint az LHC-nél.

A PHSD transzport modell előrejelzése szerint AuAu-ütközésnél α (teljes) $\sim 1,5$, ahol a hadronikus hozzájárulás dominál, míg QGP csatornáknál α (QGP) $\sim 1,75$. Hasonló eredményeket nyertek a viszkózus (2+1)D VISH2 + 1 és (3 + 1)D MUSIC hidromodellekkel is (a modellekre l. a IV. 2. 8. pontot).

A IV. 3. felső ábrán a PbPb-ütközésekben mért direkt fotonok hozama van összevetve a másodrendű közelítésben nyert perturbatív QCD-számítások eredményeivel. Hibahatáron belül jó az egyezés.

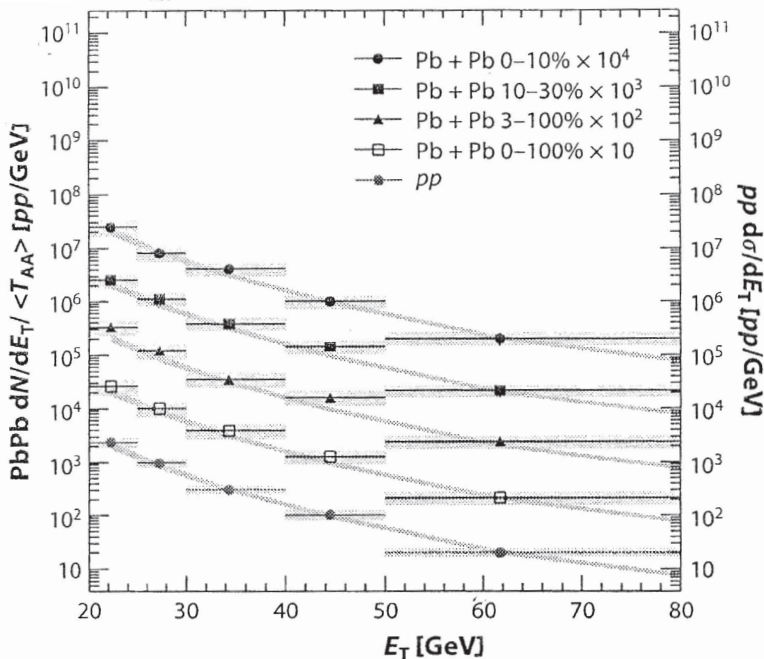
A IV. 3. alsó ábrán a RHIC PHENIX-kísérleti p_T -spektrum eredményei (pontok hibákkal) vannak összevetve a PHSD-transzportmodell eredményeivel. Míg a „kemény” p_T -spektrumot a prompt QCD (pQCD)-fotonok uralják, a „puha” spektrumban a termikus fotonok a jelentősek. A fotonhozam 2 GeV/c alatt $\sim 50\%$ -ban a QCD-forrásból ered, de hadronikus forrásból (főleg mezon-mezon és mezon-barion fékezési sugárzásból) is jelentős a hozam még a csúcs-RHIC-energiáknál is. Hasonló eredményre jutottak PbPb-ütközésnél ($\sqrt{s_{NN}} = 2,76$ TeV, 0–40% centralitás, $|y| < 0,7$) is PHSD-analízis alapján [Linnyk és mts. 2015].

A IV. 4. ábra a kemény (direkt) fotonok hozamát mutatja a közepes nukleáris vastagsági függvényre $\langle T_{AA} \rangle$ normalva a fotonenergia (E_γ) függvényében



IV. 3. felső ábra. Foton spektrum (bomlási + direkt) a nyalábirányra merőleges impulzus (p_T) függvényében (pontok hibákkal). ALICE-eredmények PbPb-ütközésnél, $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$ TeV energiánál, 0–40% centralitásnál. (N a teljes eseményszám). A bomlási fotonok főleg a $p_T^y < 2$ GeV/c tartományban jelentkeznek, többletként a direkt fotonok várható hozama felett. Vastag görbe: direkt foton spektrum elméleti (NLO rendű) számítás, pp -ütközéshez viszonyítva. Morsch [2013] alapján.

Alsó ábra. A PHSD-modell eredményei, összevetve a direkt fotonok spektrumával (AuAu-ütközés, $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV, 0–40% centralitás, $|y| < 0,35$) a tranzverz impulzus (p_T) függvényében. Az ábrán szereplő rövidítések magyarázata: PHSD: Parton-hadron-string dynamics, QGP: kvark-gluon plazma, m: mezon, B: barion, V: vektormezon, ρ , ω , pQCD: perturbatív kvantum-szindinamika. Az ábra forrása: Linnyk és mts. [2015]



IV. 4. ábra. A kemény (direkt) fotonok hozama PbPb- és pp -ütközésekben (a közepes nukleáris vastagsági függvényre $\langle T_{AA} \rangle$ normálva, $|\eta| < 1,44$ pszeudorapiditásnál) a fotonenergia (E_T) függvényében. A kísérletileg nyert adatokat (pontok) a másodrendű közelítésben nyert perturbált QCD-számítások (görbék) jól reprodukálják. CMS-eredmények [$\sqrt{s_{NN}} = 2,76$ TeV, $[Ldt (PbPb)] = 6,8 \mu\text{b}^{-1}$, $[Ldt (pp)] = 231 \text{nb}^{-1}$]. Chatrchyan és mts. [2012] alapján

$|\eta| < 1,44$ pszeudorapiditásnál. Látható, hogy a másodrendű közelítésben nyert perturbált QCD-számítások (görbék) a kísérleti adatokat (pontok) jól leírják.

Összegezve azt mondhatjuk, hogy a fotonok a nehézion-ütközések dinamikájának legérzékenyebb jellemzői, és egyúttal vizsgálatuk a különböző elméleti modellek között kritikus ellenőrzési lehetőséget jelent. A témakör részletesebb kifejtését l. Morsch [2013], Ruan [2014], Bratkovskaya [2014], Chatterjee és mts. [2014], Shen és mts. [2014], Linnyk és mts. [2016] közleményeiben.

A kvark-gluon plazmából fellépő fotonhozamokat (3+1)-dimenziós anizotropikus hidrodinamikai közelítésben számolták Bhattacharya és mts. [2016]. Előrejelzéseket tettek a nagyenergiájú fonspektrumra és a foton elliptikus eloszlására a merőleges impulzus, a nyíró viszkozitás és a kezdeti impulzustér anizotropia függvényében. A nagyenergiájú fonspektrum érzékenynek bizonyult a relativisztikus nehézion-ütközésekben előállt kvark-gluon plazma kezdeti impulzustér-anizotrópiájára.

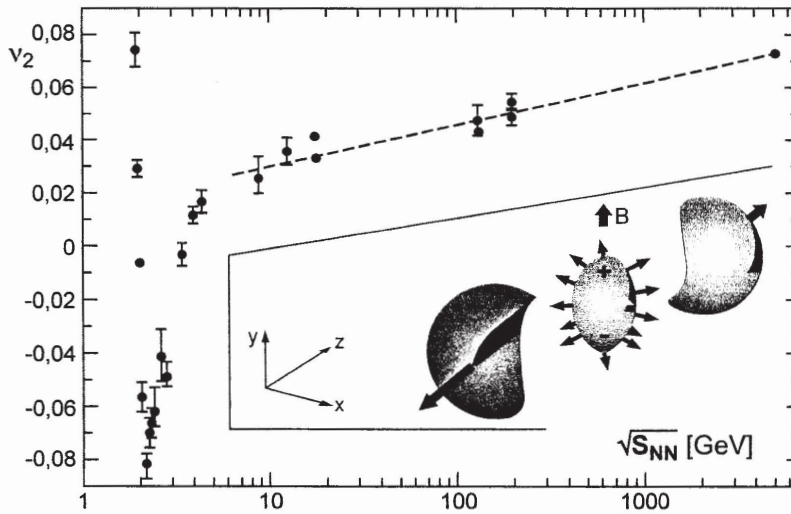
A nehézion-ütközések különböző fázisállapotairól a γ -sugárzás mellett a leptonpárok (e^+e^- vagy $\mu^+\mu^-$) is hasznos információt szolgáltatnak, mivel ezek sem vesznek részt az erős kölcsönhatásban. Leptonpárok a reakció minden fázisában felléphetnek különböző mechanizmusokon keresztül. Ezeket a IV. 3. 1. pontban fogjuk részletesebben tárgyalni.

IV. 2. 2. A tűzzóna kollektív mozgása, az ütközés dinamikája

A kollektív mozgás jellemzése

Egy nem centrális nehézion-ütközési folyamat sematikus ábrázolása a IV. 5. ábra betétjében látható.

Az ütközés centralitását azzal lehet jellemezni, hogy mennyi azon nukleonok száma, amelyek legalább egy rugalmatlan ütközést szenvednek a másik atommag egy nukleonján. Minél centrálisabb egy ütközés, annál nagyobb a részt vevő nuk-



IV. 5. ábra. Betét: Egy nem centrális nehézion-ütközési folyamat sematikus ábrázolása. A középső mandula alakú rész igen magas hőmérsékletű, anizotróp kollektív mozgást végez és gyorsan expandál. A másik két rész főleg szemléltetője a reakciónak. A függvény: A kollektív elliptikus áram jellemzésére szolgál az xy -reakció síkban mért érintőleges impulzus anizotrópia, amit a második Fourier-együtthatóval (v_2) jellemeznek. A pontok az integrált elliptikus folyási paramétert, v_2 -t mutatják a nukleononkénti tömegközépponti energia ($\sqrt{s_{NN}}$) függvényében (közepes rapiditásnál és a merőleges impulzusra integrálva, 20–30%-os centralitásnál). Az új CERN-i ALICE-mérés eredmények ($\sqrt{s_{NN}} = 2,76$ TeV-nél, PbPb-ütközésben) egybeesnek az extrapoláció alapján várható v_2 értékkel. Heinz és Snellings [2013] összegző munkája alapján

leonok száma. A centralitást %-ban is ki szokták fejezni, az erősen centrális ütközésekben a %-os jelzőszám kicsi. A két ütköző (pl. Au-Au) atommag tömegközpontjának egymástól való távolsága (az ütközési „impact paraméter”) meghatározható a központi tűzzónából kilépő (töltött) részecskék azimutális spektrumából. A centralitás meghatározására szolgáló módszerekről l. Toia [2013] közleményét.

Az adott ütközési eseményre meghatározott ütközési paraméter kijelöli a koordináta-rendszer egyik tengelyét, az ábrán az y tengelyt („esemény sík-módszer”). Ekkor a tűzzónából kilépő részecske impulzusa

$$(p_x, p_y, p_z) = (p_T \cos\phi, p_T \sin\phi, p_z)$$

komponensekkel jellemezhető, ha p_T a z irányra merőleges és ϕ az x irányhoz mért szög. A részecskeeloszlás Fourier-sorba fejthető a következőképpen:

$$\left[p_0 \frac{dN}{d^3 p} \right]_{p_z=0} = p_0 \frac{dN}{\pi dp_T^2 dp_z} [1 + 2v_1(p_T) \cos(\phi - \Psi_1) + 2v_2(p_T) \cos[2(\phi - \Psi_2)] + \dots],$$

ahol a Ψ_i szögek azt veszik figyelembe, hogy a ϕ folyási szögek nem szükségszerűen a nyalábirányra merőlegesen vannak irányítva.

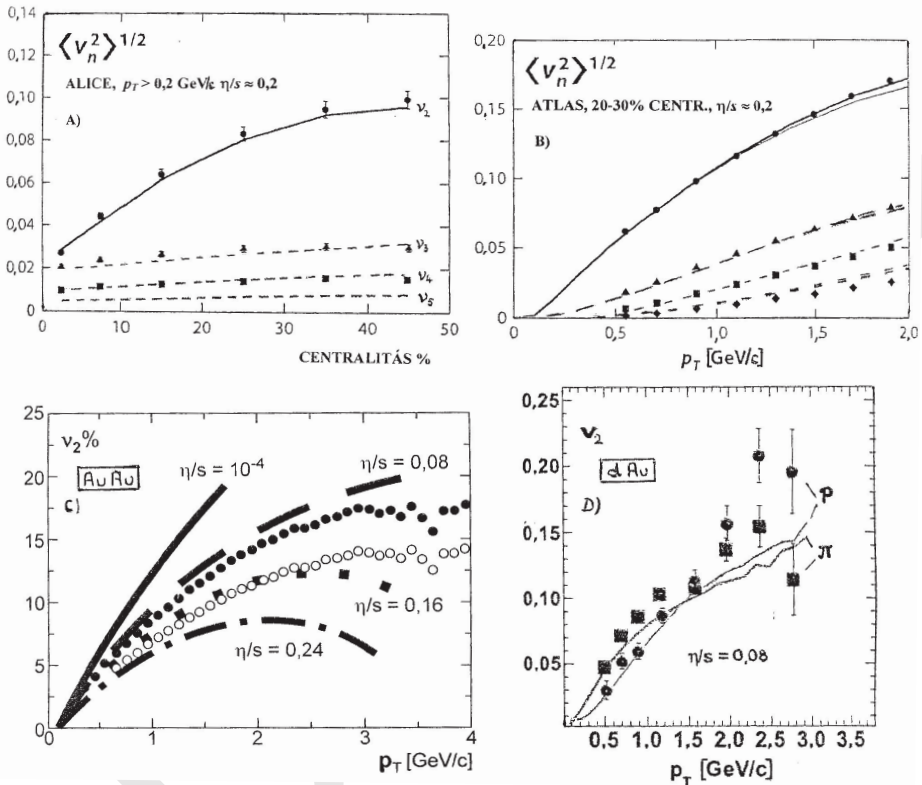
A kölcsönhatási zóna elliptikus áramlását az érintőleges impulzuseloszlás második Fourier-együtthatójával (v_2) jellemzik, amelynek függése a nukleonkénti tömegközépponti energiától ($\sqrt{s_{NN}}$) a IV. 5. ábrán szintén látható. Kis $\sqrt{s_{NN}} < 1,5$ GeV értékeknél v_2 pozitív, ami az impulzusnyomaték megmaradását tükrözi az xy -reakciósíkban, és ami itt preferált részecskeemisszióhoz vezet. Növekvő tömegközépponti energiánál, ~ 2 GeV körül v_2 negatív minimumba megy át. Ekkor a reakciósíkban létrejövő részecskeemissziót a „szemléltető” magalkatrészek leárnyékolják, a reakciósíkra merőleges részecskeemissziót viszont kevésbé. Még nagyobb energiáknál v_2 ismét pozitív értéket vesz fel.

A kollektív mozgás a kezdeti állapot nyomásgradiensére adott válasz, az elliptikus áram a kollektivitás mértéke. A tűzzóna anyaga $T_{krit} \cong 155$ MeV és $\sim 2 \times T_{krit}$ hőmérsékletek között kollektív sajátságokat mutat.

A kölcsönhatási zónában feltüntetett + és – jel az eseményhez tartozó elektromos dipólnyomatéokra utal. A gyorsan mozgó elektromos töltések B mágneses indukciót hoznak létre, ez vezethet a tűzzóna töltésszimmetriájához.

A CERN-i ALICE-, CMS- és ATLAS-kísérletekben részletesen vizsgálták a v_n folyási paramétereket mind a p_T merőleges impulzus, mind az ütközések centralitásának függvényében. Ma már a v_2 -n kívül több más Fourier-komponensre is vannak adatok, amelyeket összehasonlítottak a hidrodinamikai modellszámítások eredményeivel. Egy ilyen összehasonlítás látható a IV. 6. A. és B. ábrán.

A modellek a kísérleti adatokat elég jól leírják és jelzik, hogy az előállt anyag közel ideális folyadék. (L. a IV. 2. táblázatot.) Az LHC legnagyobb ütközési energiáinál a nem izotropikus áramlás zöme a hadronizáció előtt jön létre, a későbbi hadronikus állapot hatása kisebb [Hirano és mts. 2007].



IV. 6. A. ábra. A $\langle v_n^2 \rangle^{1/2}$ együtthatók függése a centralitástól 2,76 ATeV energiájú PbPb-ütközésnél, ALICE-mérések alapján (pontok hibákkal) [Aamondt és mts. 2011 és Bilandzie és mts. 2013]. A görbék a viszkozus hidrodinamikai modellszámítások eredményeit mutatják [Gale és mts. Phys. Rev. Lett. 2013 és Nucl. Phys. 2013]. B. ábra. A $\langle v_n^2 \rangle^{1/2}$ együtthatók függése p_T -től (PbPb-ütközés, 2,76 ATeV energia, 20–30% centralitás) ATLAS-kísérleti eredmények alapján (pontok) [Aad és mts. 2012], összevetve a hidrodinamikai számításai eredményekkel (görbék). Heinz, Snellings [2013] összefoglalója alapján. C. ábra. Az elliptikus folyadékáramlás v_2 Fourier-együtthatójának függése a merőleges hadronimpulzustól ($p_\perp = p_T$), AuAu-ütközések, $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV energiánál, 16–24% centralitásnál, RHIC STAR-mérések alapján. A besötétített kör mért adatot jelöl az eseménysíkban, az üres kör a szükséges korrekcióval ellátott (becsült) értéket. Az ábrán a hidrodinamikai számítások alapján várható η/s értékek is fel vannak tüntetve. A relativisztikus nehézion-ütközésekben előállt anyag közel ideális folyadékjellemzőit mutatja. Luzum, Romatschke [2008] és Schäfer, Teaney [2009] alapján. D. ábra. Pontok hibákkal: mért v_2 értékek dAu-ütközésnél ($\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV energiánál és 0–5% centralitásnál) pionokra és protonokra. A görbék viszkozus hidrodinamikai számításai eredmények $\eta/s = 0,08$ értéknél. He, Phenix Collab. [2014] alapján

IV. 2. táblázat. A nyíró viszkozitás (η) és a viszkozitás/entrópiasűrűség (η/s) néhány folyadékra, adott nyomás (P) és hőmérséklet (T) értékek mellett. Schäfer, Teaney [2009] alapján

Folyadék	P [Pa]	T [K]	η [Pa s]	η/s [\hbar/k]
H ₂ O	$0,1 \times 10^6$	370	$2,9 \times 10^{-4}$	8,2
⁴ He	$0,1 \times 10^6$	2,0	$1,2 \times 10^{-6}$	1,9
H ₂ O	$22,6 \times 10^6$	650	$6,0 \times 10^{-5}$	2,0
⁴ He	$0,22 \times 10^6$	5,1	$1,7 \times 10^{-6}$	0,7
QGP	88×10^{33}	2×10^{12}	$\leq 5 \times 10^{11}$	$\leq 0,4$

A v_2 folyási paraméter viselkedését UU-ütközésben is vizsgálta a RHIC STAR-együtműködés. Az U atommag megnyúlt alakú (a deformációs paraméter: $\beta_2 \sim 0,28$), így az UU-ütközésben a geometriai effektusok is szerepet játszanak (nem csak az AuAu-ütközésben észlelt fluktuációk). A nyert v_2 mérési eredményeket a gluontelítődés-alapú IP-glazma modellel értelmezték [Xu 2014, 1. o.].

A IV. 6. D. ábrán a RHIC, PHENIX dAu-ütközésnél mért v_2 értékek láthatók külön a protonokra és pionokra (pontok hibákkal). A kísérleti pontokat a viszkózus hidrodinamikai modellel elég jól leírja $\eta/s = 0,08$ értéknél. A CERN-i ALICE pPb -ütközésnél ($\sqrt{s_{NN}} = 5,02$ TeV energiánál és 0–20% centralitásnál) nyert kísérleti v_2 értékek hasonlóak mind pionokra, mind protonokra. Mindez arra utal, hogy kollektív jelenségek tapasztalhatók nemcsak az AuAu- és PbPb-, hanem a $p(d)A$ -ütközésnél is. Összehasonlító elemzésüket l. Sickles [2014] és Werner és mts. [2014] közleményeiben. Kozlov és mts. [2014] számításai szerint a pA - és AA -ütközések számos folyási paramétere hidrodinamikai modellel értelmezhető.

Viszkozítások

Egy folyadék belső súrlódását a nyíró (shear) viszkozitással (η) szokták jellemezni. Ez a következő kifejezéssel definiálható:

$$\frac{F}{A} = \eta \frac{\Delta v}{\Delta y},$$

ahol F a belső súrlódási erő, A a csúszó felület nagysága, Δy a felületre merőleges irányban vett távolságváltozás, Δv a Δy távolságváltozáshoz tartozó sebességváltozás. Egy jó folyadék kis nyíró viszkozitással jellemezhető. Az η SI-rendszerben vett egysége: Pa·s. A viszkozitás általában erősen függ a hőmérséklettől. Szokták még használni a bulk (radiális) viszkozitást is, ami a tűzgömb radiális gyorsulását csökkenti, és így gátolja a radiális kiterjedést. A nyíró viszkozitás helyi anizotro-

pikus eltérést hoz létre az egyensúlyi állapottól. A legtöbb elméleti modellben jelenleg csak a nyíró viszkozitást veszik figyelembe, a nagyságrendileg kisebb effektust okozó radiális (bulk, ζ) viszkozitást nem. A radiális viszkozitás a szét-szóródó energiavesztés mértéke a folyadékban, ha az lassan kiterjed vagy összenyomódik. Kadam és Mishra [2015] megbecsülték a radiális viszkozitás per entrópiasűrűség arányt (ζ/s) hadronrezonancia-gázmodellben; különböző hőmérsékleteknél, bariokémiai potenciáloknál és $\sqrt{s_{NN}}$ tömegközépponti energiáknál. Azt találták, hogy $\mu = 0$ MeV bariokémiai potenciálnál és $T = 150$ MeV hőmérsékletnél a ζ/s arány közel nagyságrendileg kisebb, mint az η/s . A ζ/s arány növekszik, az η/s arány pedig nem triviális viselkedést mutat a kémiai potenciál növekedésével. Ez utóbbi a hadronok véges térfogatával kozható kapcsolatba.

A folyadékban az impulzustranszport úgy tekinthető, amelyben a molekula vagy molekulacsomó egy helyi energiaminimumról egy másikba megy át, így a viszkozitás:

$$\eta \cong h n e^{E/(kT)},$$

ahol h a Planck-állandó, n a sűrűség, E az aktivációs energia, k a Boltzmann-állandó. Eyring feltevése szerint egy molekula ütközési ideje $h/(kT)$ rendű, így ez indokolja a h állandó megjelenését. Ugyanakkor sok folyadékra az entrópiasűrűség (s) arányos a k Boltzmann-állandóval: $s \sim nk$.

A IV. 2. táblázatban feltüntettük néhány folyadék nyíró viszkozitását adott nyomás és hőmérséklet mellett. Az η értékek nagyságrendileg eltérnek egymástól, de ha az entrópiasűrűsége (s) normáljuk értékeiket, nagyságrendileg hasonló értékeket kapunk. A táblázatban az η/s értékek is fel vannak tüntetve \hbar/k egységekben.

A RHIC-kísérletekből AuAu-ütközésnél meghatározott v_2 elliptikus folyási együtthatók függése a p_{\perp} hadron merőleges impulzustól a IV. 6. C. ábrán látható. Az ábrán az elméletileg számolt η/s értékek is fel vannak tüntetve. Megállapítható, hogy a relativisztikus nehézion-ütközés tűzzónájában előállt anyag közel ideális folyadék jellemzőit mutatja: η/s értéke 0,08 és 0,16 között van. Ez azt jelenti, hogy az előállt anyagban a részecskék között rendkívül erős folyadékszerű korreláció van, azaz nem ideális gáz, mint amit eredetileg vártak.

Az η/s arányra az újabb analízisek alapján a következő értékeket nyerték:

	Gale és mts. [2013]	Song és mts. [2011]	Luzum, Ollitrault [2013]
LHC	$\cong 0,2$	$\cong 0,2-0,24$	
RHIC	$\cong 0,12$	$\cong 0,16$	0,07–0,43

Meyer [2007 és 2008] szerint $\eta/s = 0,102(56)$ és $\zeta/s = 0,0065(17)$, $T = 1,24 T_{krit}$ -nél. Míg η csak gyengén függ a hőmérséklettől, a ζ erősen nő T_{krit} körül, és nagyon kicsi lesz nagy hőmérsékleteknél. Az η/s értékek érdekes módon kisebbek a RHIC-nél, mint az LHC-nél.

Megjegyezzük, hogy a húrelmélet alapján Kovtun és mts. [2005] határt adtak meg az η/s értékre: $\eta/s \geq 1/4\pi \cong 0,08$.

Horváth és Jakovác [2016] kiterjesztett kvázirészecske (transzport)-modellel tanulmányozták a folyadék-gáz átmenet sajátosságait, köztük a nyíró viszkozitás per entrópiasűrűség arányt (η/s). A többtest-rendszer különböző paramétereinek változtatásával vizsgálták, hogy a mikroszkopikus sajátosságok hogyan hatnak a megfigyelhető makroszkopikus jellemzőkre.

Rose és mts. [2014] részletesen analizálták, hogy zérótól különböző radiális viszkozitás milyen hatással van az ultracentrális relativisztikus nehézion-ütközéseknél mért LHC, CMS v_n folyási paraméterekre. Azt tapasztalták, hogy az IP-glazma (IP = impact paraméter) modell kezdeti feltételei mellett a ζ/s radiális viszkozitás figyelembevétele nem elhanyagolható, jobb leírást eredményez a v_n paraméterekre.

A IV. 6. A. ábrán látható $\langle v_n^2 \rangle^{1/2}$ eloszlásokat az egyik legfejlettebb, kezdeti állapotot is figyelembe vevő IP-glazma modell kitűnően leírja (η/s)_{QGP} = 0,18 értékkel [Schenke, Venugopalan 2014]. Közel vagyunk ahhoz, hogy a (η/s)_{QGP}-t 5–10% pontossággal meg lehessen határozni a T_{krit} közelében, sőt már a hőmérsékletfüggésére is adatokat nyerhessünk [Shen, Heinz 2015].

Vujanovic és mts. [2014] az emittált termikus dileptonok szerepét vizsgálták a nehézion-ütközések nem egyensúlyi dinamikájában. Termikus dilepton-emisszió az ütközés összes fázisában fellép. Az η/s mennyiség változása a hőmérséklet függvényében a töltött hadronok $v_2(p_T)$ elliptikus folyási spektrumára hatással van. Így a QCD-anyag kezdeti és transzport sajátosságainak felderítésében a dileptonok fontos szerepet tölthetnek be, különösen ha a kísérleti bizonytalanságokat a jövőben sikerül csökkenteni.

* * *

Az előbbieket alapján nyilvánvaló, hogy a tűzzóna – fennállásának legnagyobb részében – kollektív sajátosságokat mutat. Ahhoz, hogy a kollektív mozgás fennmaradjon – szemben a turbulens instabilitásokkal –, a viszkozitásnak bizonyos szintet el kell érni. A stabilitás fennmaradását a dimenzió nélküli Reynolds-számmal szokták jellemezni:

$$Re = l_1 \frac{u_1}{\eta/n},$$

ahol l_1 egy jellemző hosszúságmérték, u_1 a folyási sebesség, n az energia (tömeg)-sűrűség. Korábban említettük, hogy sok folyadékra $nk \sim s$, ahol k a Boltzmann-állandó, s az entrópiásűrűség. Egy tökéletes, azaz viszkozitás nélküli folyadékban már kis perturbációk is turbulens áramláshoz vezetnek. A stabilitáshoz elegendően nagy viszkozitás és/vagy hővezetési képesség kell, és a Reynolds-számnak bizonyos érték alatt kell maradni.

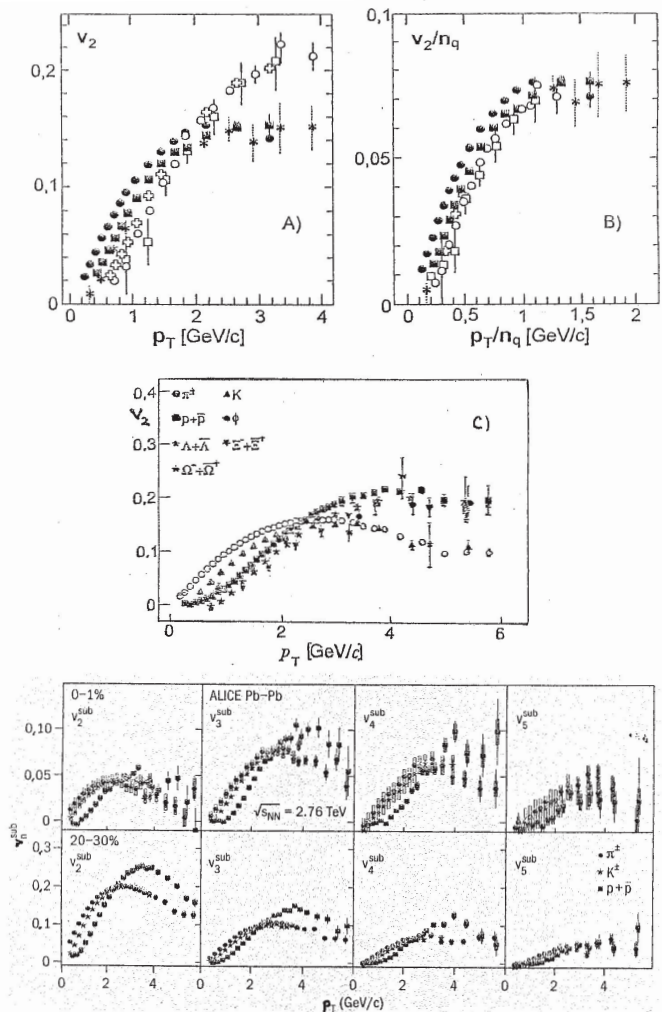
Korábban említettük, hogy PbPb-ütközésnél és LHC-energiánál $\eta/s \sim 0,2$; míg AuAu-ütközésnél és csúcs-RHIC-energiánál $\eta/s \sim 0,12$ [Gale és mts. 2013]. Mindezt olyan Reynolds-számot eredményez ($Re \sim 7-8$ [Bonasera és mts. 1988]), amelynél a lamináris áramlás fennmaradhat nehézion-ütközésekben. Részletesen vizsgálta a Reynolds-szám szerepét a folyadékdinamikában Niemi és Denicol [2014].

Ugyanakkor a kollektív mozgás dinamikája arra utal, hogy a viszkozitás nagyon kicsi, a folyadék majdnem tökéletes. Az elérhető energia majdnem fele a kollektív mozgásban van. Különös paradoxon, hogy a viszkozitásnak egyidejűleg elegendően nagyoknak és elegendően kicsinek is kell lenni a kvark-gluon plazmában, csak így van egyezés a kísérleti adatokkal. L. Bravina és mts. [1994]; Csörgő, Csernai [1994]; Csernai, Mishustin [1995]; Csernai, Stöcker [2014].

A kollektív mozgás témaköréről részletes történeti áttekintés található Ritter és Stock [2014] közleményében. A folyadékok dinamikáját és viszkozitását erősen korrelált anyagokban részletesen tárgyalták Schäfer, Teaney [2009] és Schäfer [2014]. Az ultrarelativisztikus nehézion-ütközésekben fellépő folyási korrekciókat részletesen analizálták Jia [2014], Snellings [2014], Andronic [2014], Braun-Munzinger és mts. [2016], Jaiswal, Roy [2016], Souza és mts. [2016] munkáikban.

Folyási paraméterek egyedi hadronokra

A tűzzóna kollektív mozgása vizsgálható úgy is, hogy a v_n folyási paramétereket nem általában a töltött részecskékre, hanem külön-külön egyedi mezonokra és barionokra határozzák meg. A RHIC PHENIX- és STAR-kísérletekben részletesen vizsgálták a v_2 függését különféle hadronok merőleges impulzusától ($p_{\perp} \equiv p_T$). Az eredmények a IV. 7. A. és B. ábrán láthatók. $p_{\perp} \sim 2,4$ GeV/c-ig a v_2 főleg a hadron tömegének függvénye, ahogy a hidrodinamika alapján várható. Ez érték fölött a mezonokra és barionokra vonatkozó adatok elválnak egymástól. Ha azonban a v_2 és p_{\perp} értékeket a valenciakvarkok számára (n_q) normáljuk (azaz a



IV. 7. A. *ábra.* A RHIC AuAu-ütközési kísérletekben $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV energiánál előállt anyag v_2 elliptikus folyási paramétere a hadronok merőleges impulzusának ($p_{\perp} = p_T$) függvényében.

B. *ábra.* A v_2/n_q értékek a p_{\perp}/n_q függvényében. n_q a kvarkok száma a hadronban. Jelölések: besötétített kör: $\pi^+ + \pi^-$, besötétített négyzet: $K^+ + K^-$, besötétített csillag: K^0 , üres + jel: $p + \bar{p}$, üres kör: $\Lambda + \bar{\Lambda}$, üres négyzet: $\Xi^- + \bar{\Xi}^+$. Adare és mts. [2007] alapján, ahol további részletek (pl. a centralitástól való függés) is megtalálható.

A munkában magyar kutatók is részt vettek.

C. *ábra.* Elliptikus folyási paraméter v_2 p_T függvényében ALICE-mérések alapján 10–20% centralitásnál. PbPb-ütközésben, $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$ TeV energiánál. $|\eta| > 0,9$, ahol η a nyíró viszkozitás. A ϕ -mezon $p_T = 2,5$ fölött inkább a protonok trendjét követi, nem a mezonokét. Grosse-Oetringhaus [2014] és Dobrin [2014] alapján.

Alsó *ábrák.* Pionokra, kaonokra és proton-antiproton párokra vonatkozó differenciális p_T spektrumok a v_2, v_3, v_4, v_5 folyási paraméterekre, 0-1% és 20–30% centralitásoknál. ALICE-eredmények $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$ TeV energiánál, PbPb-ütközésnél. CERN Courier 2016. szept., 13. o. és ALICE Collab. 2016 arXiv: 1606.06057 alapján

mezonoknál 2-vel, a barionoknál 3-mal beosztjuk), a v_2/n_q értéke $p_\perp/n_q \sim 1,2$ GeV/c fölött egységesen közel állandó lesz.

Fries és mts. [2003] a jelenséget úgy értelmezték, hogy a hadronok főleg re-kombinációval állnak elő a kölcsönhatási zóna kvark-gluon plazmájából (centrális AuAu-ütközésben $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV-nél) és nem fragmentáció révén. Azt, hogy az ütközés kezdeti szakaszában valóban előállt a kvark-gluon plazma, az elektromágneses sugárzás vizsgálata megerősítette. AuAu-ütközésben $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV-nél $\leq 2 \times 10^{-24}$ s után $T_{kezdeti} \sim 300 \div 600$ MeV hőmérséklet állt elő, kvalitatív egyezéssel a hadrodinamikai modellekkel [Adare és mts. 2010]. Ugyanakkor a rács-QCD-számítások szerint a kvark-gluon plazmába való átmenet már ~ 155 MeV-nél bekövetkezik.

Megjegyzendő, hogy a CERN-i ALICE-kísérletekben is vizsgálták a v_2 és v_2/n_q folyási paramétereket, PbPb-ütközésekben, $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$ TeV tömegközépponti energiánál, 10–20% centralitásnál π , K , p , Λ , Ξ^- , Ω^- (és ezek antirészecskéire), valamint ϕ hadronokra [IV. 7. C. ábra]. Nagyságrendileg nagyobb tömegközépponti energiánál is hasonló eredményeket kaptak. Mindazonáltal a v_n/n_q szerinti skálázás szerintük csak közelítőleges. Erre utalnak a ϕ -mezonra nyert adatok. A ϕ -mezon tömege közeli a proton és Λ -barion tömegéhez, és centrális ütközésnél a barionsávot követi. Ugyanakkor közepes centralitásoknál a mezonsávhoz tartozik. Ez arra utal, hogy a ϕ -mezonra inkább a tömeg és nem az összetevő kvarkok száma szerinti skálázás érvényes. A $(p + \bar{p})/\phi$ arány centrális ütközésnél $p_T = 4$ GeV/c-ig hasonló alakú, és értéke ~ 5 . Mindez valószínűsíti, hogy a spektrumot radiális áramlás alakítja [Grosse-Oetringhaus 2014]. L. később a IV. 18. ábrát.

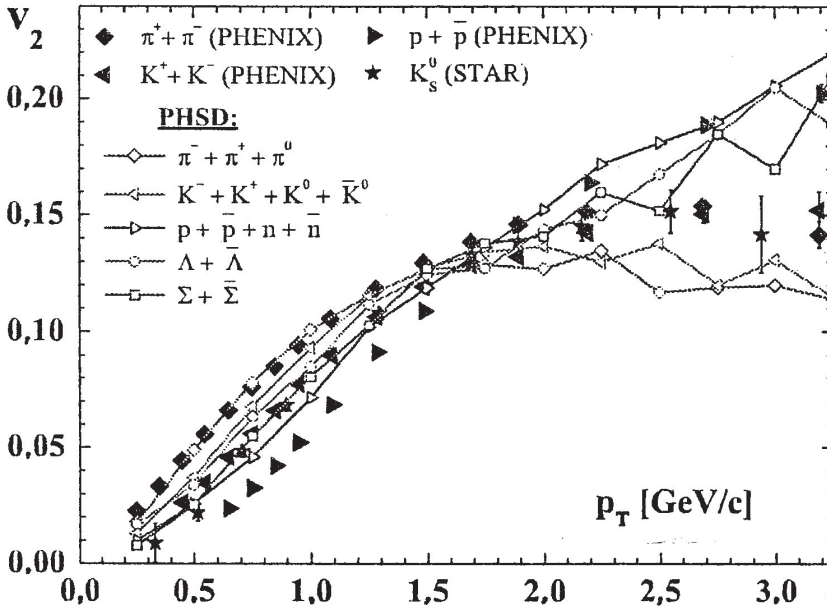
A IV. 7. alsó ábrán a CERN ALICE-együttműködés 2016-os eredményei láthatók a p_T a spektrumokra. Kis (20–30%-os) centralitásoknál a v_2 együttható nagy, a v_3 , v_4 , v_5 pedig fokozatosan kisebbedik. Erősen centrális (0–1%-os) ütközésnél azonban v_3 és v_4 nagyobb, mint v_2 . Ez arra utal, hogy a rendszerfejlődés kezdeti szakaszában az $\epsilon(x,y)$ energiasűrűségben erős fluktuációk lépnek fel. Ezek felelősek a magasabb harmonikusok jelenléteért a radiális folyási térben. Az ütközés következő fázisában közelítő termikus egyensúly lép fel, ahol szintén vannak fluktuációk, de ezek általában kicsik; az $1/\sqrt{N}$ nagyságrendjében maradnak, ahol N a részecskék száma a figyelembe vett térfogatban. Az elliptikus áramlást főleg az ütközési geometriában fellépő anizotrópia hozza létre. Az új mérések megerősítették a mezon-barion különbségeket a folyási paramétereknél. Nagyobb termikus fluktuáció csak a fázisátalakulásoknál (pl. a koaleszcencia fellépésénél) várható. L. részletesebben Braun-Munzinger és mts. [2016].

Az ALICE-kísérleti elliptikus folyási $v_2(p_T)$ adatokat hidrodinamikai számításokkal is összevetették [Monte Carlo–Kharzeev–Levin–Nardi kezdeti feltételek, $\eta/s = 0,16$, csatolva hadronikus kaszkádmódelhez VISHNU]. A $p_T < 2$ GeV/c tartományban a számítások kvalitatív egyezésben vannak a kísérleti adatokkal [Dobrin 2014].

Az elliptikus folyási paramétert (v_2) vizsgálta s-kvark-tartalmú K_s^0 , ϕ , Ξ , Λ , Ω hadronokra Shi [2016] és Zhu [2016]. Az analízishez mind a RHIC-, mind az LHC eredményeket figyelembe vették. Azt találták, hogy a v_2 folyási paramétereknél a tömeg szerinti rendezést a π , K , p és Ω hadronoknál a VISHNU hibrid modell elég jól leírja, de további javítások szükségesek a Λ , Ξ (és részben a p) hadronoknál.

A IV. 8. ábrán a RHIC mérésekből nyert hadron elliptikus folyási paraméterek (v_2 , pontok hibákkal) vannak összevetve a PHSD (Parton-Hadron-String Dynamics) transzport-modell eredményeivel (görbék). Az egyezés figyelemre méltó.

A transzportelmélet alapján számították a viszkózus korrekciókat a v_2 , v_3 és v_4 együtthatókra Plumari és mts. [2015].



IV. 8. ábra. Hadron elliptikus folyási paraméterek (v_2) inkluzív AuAu-ütközésnél a tranzverz impulzus (p_T) függvényében (pontok hibákkal), összevetve a PHSD transzportmodell számítási eredményeivel (görbék). Bratkovskaya és mts. [2011], valamint Konchakovski és mts. [2015] alapján

pA- és AA-ütközések

Başar és Teaney [2014] analízise alapján a $v_2(p_T)$ és $v_3(p_T)$ paraméterek az AA- és pA-ütközésekben nagyon hasonló sajátosságokat mutatnak. Ezt a következtetést vont le a $v_1(p_T) - v_5(p_T)$ folyási paraméterek analízise alapján Jia [2014] is. A v_2 paraméter a többrészecskés korrelációknál nagy, ami arra utal, hogy valódi kollektivitás lép fel a pA-ütközéseknél. Gyulassy és mts. [2014] a pPb- és PbPb-ütközéseknél figyelemre méltó hasonlóságot talált a $v_n(p_T)$ 2, 4, ... részecske kumuláns együtthatóknál. Hogy a hasonlóságban a kezdeti vagy végállapotú effektus a domináns, még nyitott kérdés.

Schenke és Venugopalan [2014] szerint pPb-ütközések pontosabb leírására a kezdeti állapot korrelációit és a proton térbeni szerkezetét is célszerű figyelembe venni.

A kezdeti állapot észlelt fluktuációi az AA-ütközésekben jelzik, hogy a közepes szabad úthossz nagyon kicsi, a nukleonok méreteivel összevethető. Így a pPb-ütközésben mért folyási együtthatók tartozhatnak ugyanazon mechanizmushoz, mint AA-ban.

Başar és Teaney [2014] a kétrészecske-szöggkorrelációkat analizálta az LHC pA- és AA-ütközési rendszereiben. Meglepő hasonlóságokat találtak, noha a pA rendszer mérete sokkal kisebb. Az egyszerű modelljük láthatóan képes a lényegyet megragadni a v_2 és v_3 folyási együtthatók p_T -től való függését illetően.

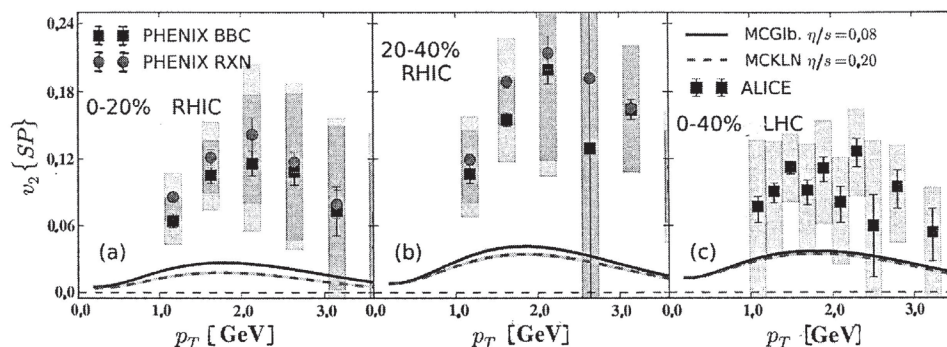
A kérdéskörrel kapcsolatban l. még Velásquez [2015] és Salgado, Wessels [2016] közleményeit is.

Fotonok szögeloszlása

A prompt QCD-fotonoknál eredetileg zéró v_2 értéket vártak (izotrópsugárzást), de meglepetésre nem az. A IV. 9. ábra a direkt fotonokra mért v_2 elliptikus folyási paramétereket mutatja a p_T merőleges impulzus függvényében (RHIC- és LHC-mérések alapján), összevetve a viszkózus hidrodinamikai számítások eredményeivel. Mind a PHENIX-, mind az ALICE-együttműködés nem zéró v_3 folyási paramétert is mért.

A megoldás kulcsai lehetnek:

- a) a nehézion-ütközések téridő fejlődésének pontosabb hidrodinamikai modellezése,
- b) a fotonkeltés pontosabb elméleti leírása,
- c) jelenleg még fel nem ismert fotonkeltési mechanizmus figyelembevétele. L. Reygers [2015].



IV. 9. ábra. Direkt foton [prompt + termikus] elliptikus folyási paraméterek (v_2) a p_T merőleges impulzus függvényében. RHIC- és LHC-kísérleti eredmények (pontok hibákkal) összevetve a viszkózus hidrodinamikai számítások eredményeivel (görbék), különböző %-ban megadott centralitásoknál. MCGlb = Monte-Carlo Glauber, MCKLN = Monte-Carlo-Kharzeev-Levin-Nardi, l. a IV. 2. 8. pontban. Shen és mts. [2015] alapján

Az elliptikus folyást vizsgálta a nehézion-ütközések sugárzásánál Biró, Horváth és Schram [2015]. A lassuló elektromos töltések fotonokat bocsátanak ki, és a sugárzás elliptikus folyási jellegű is lehet, anélkül hogy a hidrodinamikai leírásra támaszkodnánk. A sugárzó gluon és/vagy fotondipólok statisztikus együttese olyan eloszlást produkál a v_2 tényezőre, ami a kísérleti adatokkal jó egyezést mutat. A dipólszerű szerkezetek és a nehézion-ütközések kezdeti geometriai aszimmetriája az ütközés legkorábbi szakaszában makroszkopikus anizotrópiához vezethet.

Újabb folyadékdinamikai effektusok

Az utóbbi években több új folyadékdinamikai effektust is felismertek. Ilyen pl. a királis mágneses effektus. A nehézion-ütközések kezdeti szakaszában jelentkező helyi töltésfluktuációk kombinálva a nehézionok által keltett mágneses térrel, elektromos töltésfluktuációkat hozhatnak létre a végállapotban. A RHIC-kísérletekben töltéstől függő elliptikus folyást észleltek [Adamczyk és mts. 2015], ami királis mágneses effektusként értelmezhető [Kharzeev, Yee 2011]. L. Kharzeev [2015] részletes összefoglalóját is.

IV. 2. 3. Részecsekumulánsok, Hanbury-Brown–Twiss interferometria

Hadron és ion nagyenergiájú ütközésekben a Bose–Einstein-statisztika olyan bozonok (pl. pionpárok) kialakulásához vezet, amelyekben a pár alkotrészei a fázistérben közel vannak egymáshoz (általában kis relatív impulzussal). E bozonokat nevezzük kumulánsoknak. A kumulánsok vizsgálata lehetőséget ad a kifagyási végállapot jellemzőinek meghatározására, pl. térfogat, sugarak, a rendszer életideje (részecske lecsatolóási ideje).

A folyamat kétrészecske-korrelációs függvénye a következőképpen definiálható:

$$C^{ab}(\vec{P}, \vec{q}) = \frac{dN^{ab} / (d^3 p_a d^3 p_b)}{(dN^a / d^3 p_a)(dN^b / d^3 p_b)},$$

ahol a és b az egyik, ill. a másik részecskére vonatkozik, a számláló a kumuláns inkluzív hozam, a nevező az egyedi hozamok szorzata, $P = p_a + p_b$ az egyedi négyes impulzusok összege, $q = p_a - p_b$ a pionok relatív impulzusa, \vec{P} és \vec{q} háromdimenziós impulzusok.

A mért kétrészecske-korrelációs függvény, valamint a Φ hullámfüggvény és az $s(p, x)$ téridő emissziós forrásfüggvény között a következő kapcsolat van:

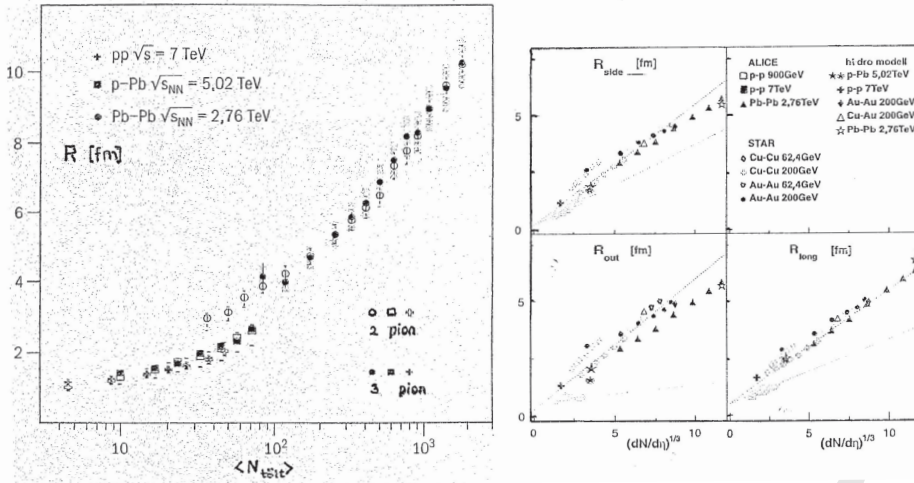
$$C^{ab}(\vec{P}, \vec{q}) = \frac{\int d^4 x_a d^4 x_b s_a(p_a, x_a) s_b(p_b, x_b) |\Phi(\vec{q}', \vec{r}')|^2}{\int d^4 x_a s_a(p_a, x_a) \int d^4 x_b s_b(p_b, x_b)}.$$

A C^{ab} korrelációs függvény számításánál a $|\Phi|^2$ általában súlyozást jelöl. A forrásra vonatkozó információt az $s(p, x)$ függvény tartalmazza, ez írja le, hogy milyen valószínűséggel lép ki a részecske p impulzussal az x téridő-pontból. A veszteső jel tömegközépponti rendszerre utal, ahol $\vec{P} = 0$.

Történetileg két foton interferometriáját először Hanbury-Brown és Twiss [1954] javasolták a csillagok méretének meghatározására. A módszert többszörös pionkeltési folyamatokra első ízben Goldhaber és mts. [1960] alkalmazták. Azóta már ez az interferometriai módszer a relativisztikus nehézion-ütközések vizsgálatának fontos eszköze lett. Az elméleti számítások, a kísérleti módszerek és a nyert eredmények részletes tárgyalását l. pl. Lisa és mts. [2005] összefoglaló munkájában, továbbá Magestro [2005] és Csörgő [2006] közleményeiben.

A következőkben csak néhány újabb eredmény ismertetésére szorítkozunk.

A IV. 10. bal oldali ábra a 2-, ill. 3-pion kumuláns vizsgálatokból levezetett kifagyási sugarakat (R) mutatja a töltött részecske multiplicitás ($N_{\text{töltött}}$) függvé-



IV. 10. bal oldali ábra. Két és három pionkumulánsok vizsgálata alapján meghatározott kifagyási sugarak (R) a töltött részecske-multiplicitás $\langle N_{\text{töltött}} \rangle$ függvényében. Gangadharan, Loizides [2014] ALICE-vizsgálatok alapján. Jobb oldali ábra. Pion interferometriai R_{side} , R_{out} és R_{long} sugarak $k_T = 400$ MeV átlagos párimpulzusnál különböző rendszerekre és energiákra a töltött részecske multiplicitás $(dN/d\eta)^{1/3}$ függvényében. ALICE- és STAR-adatok összevetve hidrodinamikai modellszámítások eredményeivel. Bozek, Broniowski [2013] alapján.

nyében. Látható, hogy a $p\text{Pb}$ -rendszer sugara csak 5-15%-kal nagyobb, mint a pp -rendszeré. Ugyanakkor a PbPb -sugarak 35–55%-kal nagyobbak a $p\text{Pb}$ -sugaraknál. Ez a kezdeti állapot fontosságára utal, mivel a részt vevő nukleonok száma és a PbPb -ütközések kezdeti mérete nyilván nagyobb, mint a $p\text{Pb}$ - vagy pp -ütközéseknél. Az eredmények jól értelmezhetők a kezdeti feltételek alapján, anélkül, hogy a rendszer hidrodinamikai expanzióját figyelembe vennénk. Mindazonáltal a mérések nem zárják ki a hidrodinamika hatását sem a háromféle ütközési rendszerben [Gangadharan (ALICE Collab.) 2014].

A IV. 10. jobb oldali ábra a pion interferometriai sugarakat (R_{side} , R_{out} , R_{long}) mutatja $k_T = 400$ MeV átlagos párimpulzusnál, különböző ütközési rendszerekre és energiákra a töltött részecske-multiplicitás $(dN/d\eta)^{1/3}$ függvényében. Itt η pszeudorapiditást jelöl. Figyelemre méltó, hogy a kísérleti adatok alapján a sugár konzisztensen arányos a töltött részecske-multiplicitással, azaz

$$R \propto \left(\frac{dN}{d\eta} \right)^{1/3}.$$

Ugyanakkor az is látható, hogy az AA -ütközéseknél a hidrodinamikai leírás egyezésben van az adatokkal.

Zhang és mts. [2016] a Hanbury-Brown–Twiss-sugarak nyalábenergiától való függését vizsgálták a robbanási hullámmódel keretében. Az eredményeket összevetették a RHIC STAR- és LHC ALICE-kísérleti adatokkal. A tanulság az, hogy a részecskeemisszió időtartamát nem lehet figyelmen kívül hagyni a sugarak számításánál.

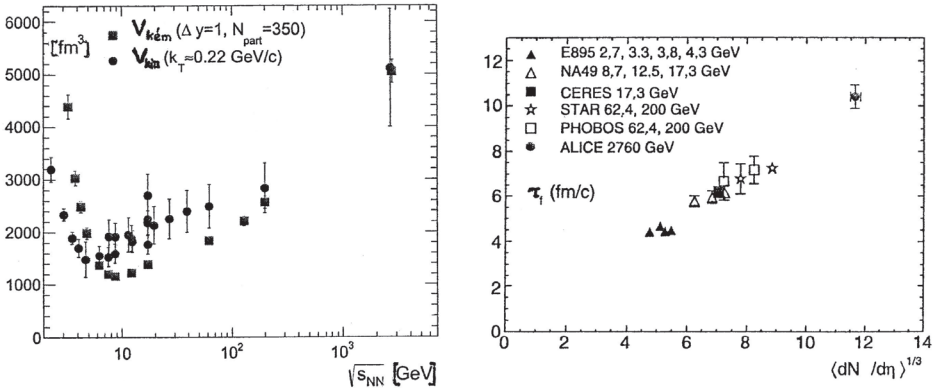
A IV. 11. bal oldali ábra a tűzgömb térfogatát mutatja az ütközési energia függvényében a kémiai és kinetikus kifagyásnál.

A IV. 11. jobb oldali ábra a lecsatolási, rendszer élettideket (τ_f) mutaja a töltött-részecske-multiplicitás $(dN_{\text{töltött}}/d\eta)^{1/3}$ függvényében. Az R_{long} értéke arányos a longitudinális kiterjedés teljes idejével, azaz a τ_f rendszer lecsatolódási idejével [Makhlín, Sinyukov 1988]. Az összefüggés a következő:

$$R_{\text{long}}^2(k_T) = \frac{\tau_f^2 T}{m_T} \frac{K_2(m_T/T)}{K_1(m_T/T)},$$

ahol $m_T = \sqrt{m_\pi^2 + k_T^2}$, k_T a két merőleges impulzus vektorösszegének fele, m_π piontömeg, $T \equiv T_{\text{kifagyás}}^{\text{kinetikus}} \cong 0,12$ GeV (l. később a IV. 12. ábrát), K_1 , K_2 módosított Bessel-függvények. Az új ALICE-eredmény, $\tau_f \sim 10,5$ fm/c (PbPb-ütközésnél) szépen illeszkedik a korábbi trendbe.

Kaotikus forrásokból kilépő két részecske interferenciáját először Hanbury-Brown és Twiss tanulmányozták az 1950-es években. Fotonok vizsgálatából von-



IV. 11. bal oldali ábra. A tűzgömb térfogata az $\sqrt{s_{NN}}$ ütközési energia függvényében a kémiai ($V_{\text{kém}}$) és kinetikus (V_{kin}) kifagyásnál. Andronic [2014] összefoglalója alapján. Jobb oldali ábra. Lecsatolási idő (τ_f) a töltött-részecske-multiplicitás $(dN_{\text{töltött}}/d\eta)^{1/3}$ függvényében a longitudinális sugárhoz (R_{long}) való illesztés alapján. ALICE-eredmények összevetve a korábbi AGS, SPS és RHIC centrális AuAu- és PbPb-ütközési adatokkal ALICE Collab. [2011] alapján

tak le következtetéseket mind laboratóriumi, mind asztrofizikai források méretére. Ami a relativisztikus nehézion-ütközési vizsgálatokat illeti, eddig minden interferometriai mérést azonos részecskékre, főleg töltött pionokra (pl. $\pi^+\pi^-$) végeztek. A jövőben várható más, pl. $\pi^+\pi^-$, $\pi\Xi$, $p\Lambda$, pp -korrelációk vizsgálata is.

* * *

A nagyenergiájú nehézion-ütközésekben előállt anyag kifagyási térfogata (V , amelynél az erős kölcsönhatás megszűnik) és a rendszer életideje (τ_f , az ütközések és a kifagyás közti idő) a RHIC és LHC (centrális ütközési) kísérleteiből a következőképpen alakult:

	RHIC, Au + Au	LHC, Pb + Pb
	($\sqrt{s_{NN}} \approx 200$ GeV)	($\sqrt{s_{NN}} \approx 2760$ GeV)
V [fm ³]	~ 2200	~ 4800
τ_f [fm/c]	$\sim 6,5$	$\sim 10,5$

[Müller és mts. 2012]. Látható, hogy az LHC-kísérletekben mind a rendelkezésre álló (nukleonok közti) tömegközépponti energia ($\sqrt{s_{NN}}$), mind az előállt anyag térfogata és a rendszer életideje lényegesen nagyobb, mint a RHIC-nél. Ez nagyobb lehetőséget ad az előállt erősen kölcsönható anyag kollektív és más sajátosságainak vizsgálatára. Mindazonáltal a kísérletek jórészt kiegészítik egymást, pl. a RHIC-nél sikerült U + U atommagütközéseket is létrehozni.

IV. 2. 4. A nagyenergiájú ütközésekben előállt részecskék hozama

A nagyenergiájú nehézion-ütközésekben nagyszámú új részecske keletkezik. Az előállt töltött részecskék számát ($N_{\text{töltött}}$) egységnyi rapiditás (y) vagy pszeudorapiditás (η) intervallumra szokták vonatkoztatni:

$$\frac{dN_{\text{töltött}}}{dy} \quad \text{vagy} \quad \frac{dN_{\text{töltött}}}{d\eta},$$

centrális ütközésekre adják meg, és az arányt töltött részecske (pszeudo)rapiditási sűrűségnek nevezik. LHC ALICE-mérések alapján $dN_{\text{töltött}}/d\eta \approx 1600$ [Abelev és mts. 2010]. A $dN_{\text{töltött}}/d\eta$ mennyiség Bjorken- [1983] formulája alapján kapcsolatba hozható az energiasűrűséggel (ε):

$$\varepsilon \geq \frac{3}{2} \frac{E_T}{N} \frac{dN_{\text{töltött}} / d\eta}{\tau_0 \pi R^2},$$

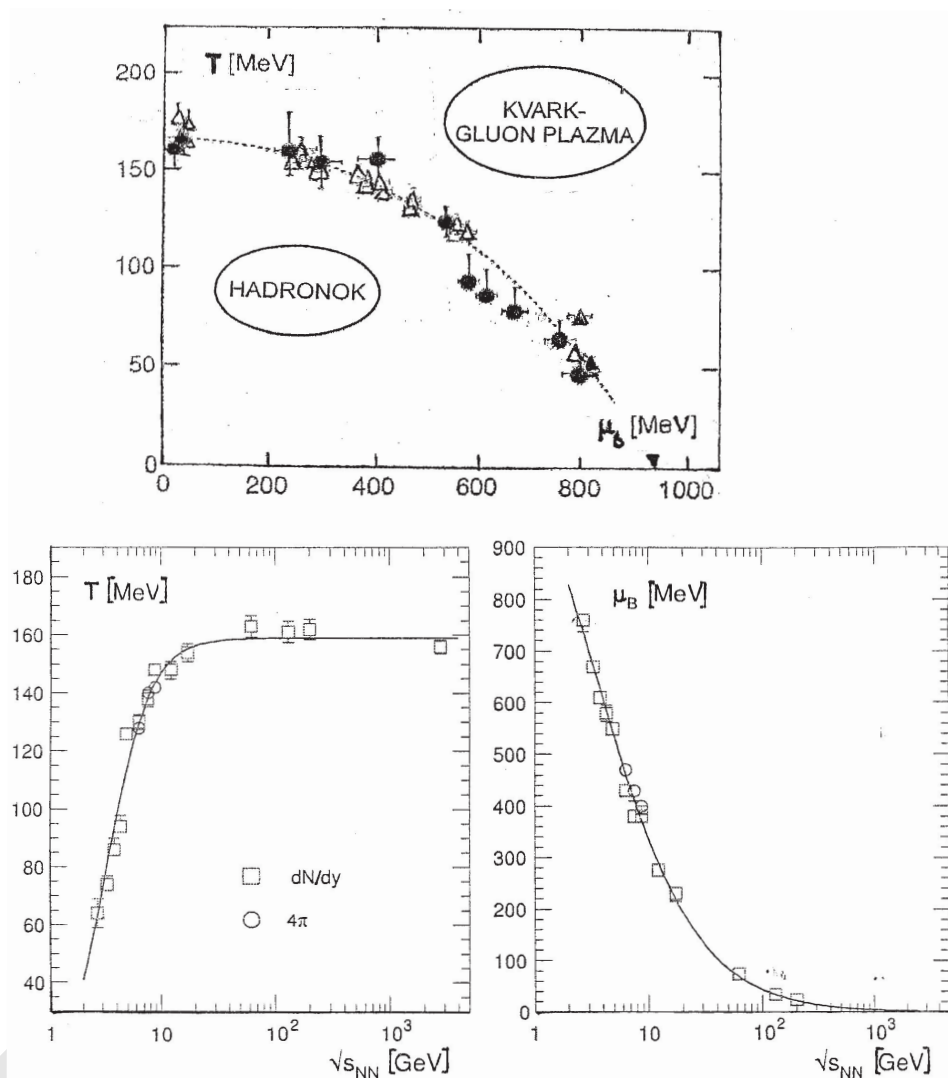
ahol E_T/N az egy emittált részecskére vonatkoztatott tranzverz energia ($E_T/N \approx 1$ GeV), τ_0 a termalizációs idő, R az előállt magsugár. A $[dN_{\text{töltött}}/d\eta]/(0,5 N_{\text{részvevő}})$ mennyiség, azaz az egy részt vevő nukleonpárra vonatkoztatott új töltött részecske keltési multiplicitás az $N_{\text{részvevő}}$ -től kismértékű kezdeti növekedés után már alig függ (PbPb-ütközésnél és $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$ TeV energiánál) [Müller és mts. 2012]. Ugyanakkor függvénye a $\sqrt{s_{NN}}$ tömegközépponti energiának:

$$\begin{aligned} \frac{dN_{\text{töltött}} / d\eta}{0,5 N_{\text{részvevő}}} &= s_{NN}^{0,155(4)} \text{ nehézion - ütközéseknél és} \\ &= s^{0,103(2)} \text{ pp - ütközéseknél.} \end{aligned}$$

(CERN Courier 2016. jan./febr., 10. old.)

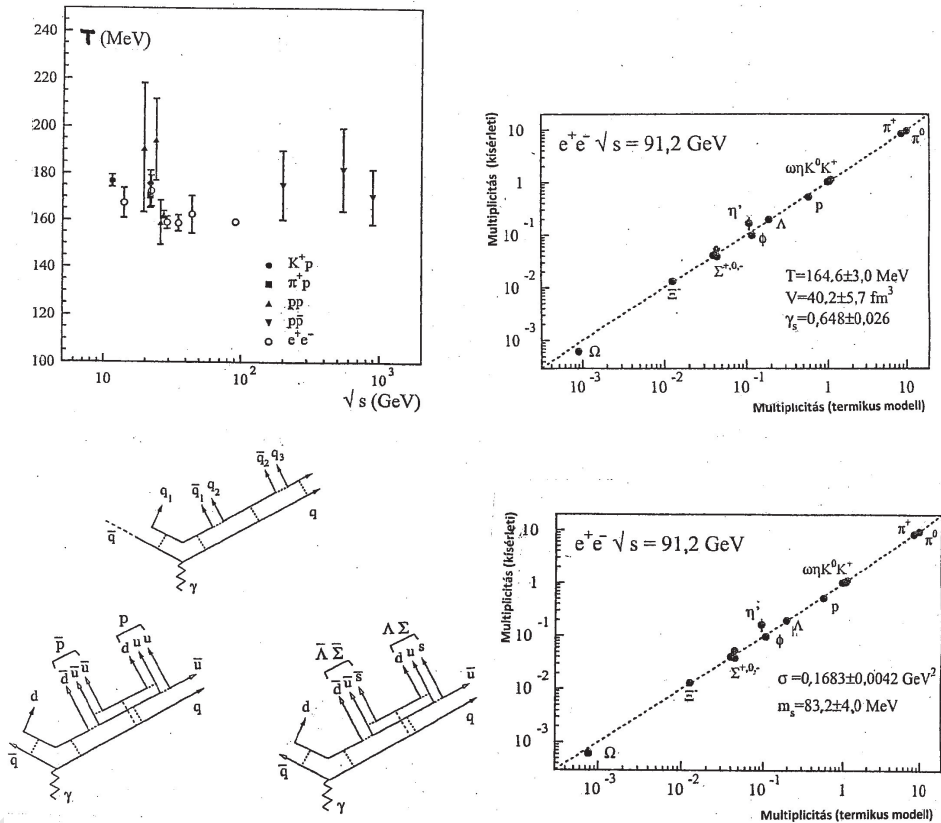
A hadronok integrált hozama, kémiai kifagyási görbe

A nehézion-reakciókban előállt különböző hadronokra az integrált hozamot mérni lehet. A IV. 12. felső ábrán azon hőmérséklet és bariokémiai potenciálértékek vannak feltüntetve, amelyeknél a kvark-gluon plazmából kiinduló statisztikus (vagy másképpen termikus) modellszámítással leírhatók a különböző hadronok hozamai (görbe, ~ 1 GeV egy részecskére eső energia mellett). A görbe jól illeszkedik a kísérleti adatokhoz (pontok hibákkal), ami arra utal, hogy a hadronok a nagyenergiájú nehézion-ütközésben a kvark-gluon plazmából alakulnak ki. Ezt a mechanizmust az is alátámasztja, hogy az ab initio rács-QCD-számítás eredménye szerint zéró bariokémiai potenciálnál az átmeneti hőmérséklet $T_{\text{krit}} = 155$ MeV [Borsányi és mts. 2010], ami jó egyezésben van a kísérleti, valamint a statisztikus módszerrel számolt elméleti eredményekkel. A STAR-együtműködés a $\mu_b \sim 20 \div 400$ MeV tartományban számos ponton meghatározta a kémiai kifagyási hőmérsékletet ($T_{\text{kifagy}}^{\text{kémia}}$) és azt találta, hogy értéke 150 és 160 MeV között van. A méréseket AuAu-ütközésnél végezték 0–5% centralitás mellett [Xu 2014]. A Wuppertal–Budapest-együtműködés rács-QCD-re alapozva számította az elektromos töltés és barionszám fluktuációit, amit összevetettek a STAR-együtműködés kísérleti adataival. Az eredmény az, hogy a kísérletekben előállt rendszer közel van a termikus egyensúlyhoz és a kifagyás leírható rács-QCD számítással [Ratti és mts. 2014]. Borsányi és mts. [2014A] szerint a kifagyási hőmérséklet jobban meghatározható, ha felteszik, hogy az elektromos töltés és a barionszám



IV. 12. ábra. Felül: Azon hőmérséklet (kT) és bariokémiai potenciál- (μ_b) értékek, amelyeknél a kvark-gluon plazmából kiinduló statisztikus modellszámítások leírják a különböző hadronok hozamait (görbe, 1,08 GeV/ részecskeenergia mellett). Pontok hibákkal: kísérleti adatok. A görbét kémiai kifagyási görbének is nevezik. Lorenz [2014] alapján. Az „ab initio” rács-QCD-számítások $\mu_b = 0$ -nál $T = 155$ MeV-et jósolnak, egyezésben a kísérleti adatokkal [Borsányi és mts. 2010; Bazavov és mts. 2012]. Alul: A termikus (statisztikus) modell T és μ_b paramétereinek energiafüggése. [Andronic 2014] alapján

ugyanazon hőmérsékletnél fagy ki. A termikus (statisztikus) modell T és μ_B paramétereinek energiafüggése a IV. 12. alsó ábrán látható. A modell szerint T növekszik az energia növekedésével $\sqrt{s}_{NN} \sim 10$ GeV-ig, aztán telítésbe megy át. A μ_B csökken és $\sqrt{s}_{NN} \sim 10$ GeV-nél $\mu_B \sim 300$ MeV-et ér el.



IV. 13. ábra. Felül balra: Kísérleti hadronizációs hőmérsékletek (T) különböző ütközési folyamatokra a tömegközépponti energia (\sqrt{s}) függvényében. Becattini [2001] alapján. Felül jobbra: Az e^+e^- -ütközési folyamatban fellépő u -, d -, s -kvark tartalmú hadronok multiplicitása. Az ordinátán CERN LEP-kísérleti adatok, az abszcisszán a statisztikus (termikus) modell multiplicitásai láthatók. A pontozott egyenes a statisztikus modell elméleti eredményeit mutatja a jelzett paraméterekkel. Becattini és mts. [2008] alapján. Alul balra: Kvark párképzési mechanizmusok a Hawking–Unruh sugárzási mechanizmus alapján. Különböző mezonon és barionok előállása elektron-pozitron ütközésekben. Alul jobbra: Különböző hadronok multiplicitása e^+e^- -ütközésekben. Az ordinátán CERN LEP-kísérleti adatok, az abszcisszán a statisztikus (termikus) modell multiplicitásai láthatók. A szaggatott egyenes a Hawking–Unruh-moddellel számított eredményt mutatja, a jelzett paraméterekkel

A IV. 13. felső bal oldali ábra különböző részecskeütközési folyamatoknál mért hadronizációs hőmérsékleteket mutatja. Látható, hogy a hadronkifagyási hőmérséklet meglehetősen univerzális: $T_{krit} \approx 160\text{--}170$ MeV, a legkülönbözőbb e^+e^- , $p\bar{p}$, pp , π^+p , K^+p reakciókra a \sqrt{s} széles tartományában (~ 10 GeV-től a TeV-es tartományig). A IV. 12. ábra szerint a nehézion-ütközéseknél is hasonló a helyzet.

A statisztikus (termikus) modell szerint az m tömegű részecskék előállítását a kvark-gluon plazmából főleg az $e^{-m/T}$ Boltzmann-tényező szabályozza. A IV. 13. felső jobb oldali ábrán az e^+e^- -ütközésnél előállt u -, d -, s -kvark-tartalmú hadronok multiplicitása látható. Az ordinátán a kísérleti adatok, az abszcisszán a termikus modellszámítás eredményei, $T_{krit} = 164,6$ MeV, $V = 40,2$ fm³ és $\gamma_s = 0,648$ paraméterek mellett. Mivel az s -kvark tömege jóval nagyobb, mint az u - és d -kvarké, az s -kvark-tartalmú hadronok hozama viszonylag kisebb. Ezt egy fenomenológiai $\gamma_s < 1$ faktoral pontossítják a modellben.

A statisztikus (termikus) modell az $e^+e^- \rightarrow c\bar{c}$ és $e^+e^- \rightarrow b\bar{b}$ nehéz hadronok hozamaira szintén jó leírást ad. L. részletesebben Becattini és mts. [2008] közleményében.

A statisztikusmodell mellett létezik egy másik modell is a hadronmultiplicitások leírására, ez a Hawking–Unruh-modell. Itt a részecskeütközésben fellépő γ -sugárzás $q\bar{q}'$ keltési folyamataiból indulnak ki, ami fokozatosan elvezet a mezonok és barionok előállításáig a IV. 13. alsó bal oldali ábra szerint.

A modell lineárisan növekvő potenciállal (V) számol a $q\bar{q}'$ kvarkpár távolodása során: $V \approx \sigma r$, ahol r a kvarkpár közti távolság, σ a húr feszültség. Amint r elér egy bizonyos értéket, a kvarkokat összekötő fluxushúr megszakad és új kvarkpár áll elő. Az elmélet részletesebb kifejtését l. pl. Castorina, Kharzeev, Satz [2007] munkájában.

A Hawking–Unruh-modell alapján az elektron-pozitron ütközésnél számolt u -, d -, s -kvarktartalmú hadronok multiplicitása a IV. 13. jobb alsó ábrán látható (szaggatott görbe). $\sigma = 0,1683$ GeV² és $m_s = 83,2$ MeV paraméterekkel konzisztens, nagyon jó eredményeket nyertek [Becattini és mts. 2008].

A Hawking–Unruh-modellel kapcsolatban l. még a következő munkákat: Castorina és mts. [2008], Castorina és mts. [2014], Castorina, Lanteri [2016].

Hozamok egyedi hadronokra, SHARE-analízis

A nehézion-ütközési kísérletekben külön is lehet mérni az azonosított (egyedi) részecskék hozamait. A hozamok a termikus, statisztikus modell keretében sikeresen értelmezhetők. A modell feltételezi, hogy a részecskék közel termikus

egyensúlyi állapotban keletkeznek a kvark-gluon plazmából. A modell legfontosabb paraméterei a következők:

- A kémiai kifagyási hőmérséklet ($T_{kifagy}^{kémia}$), ami esetleg különböző lehet nagyon könnyű vagy nehezebb (s - és b -) kvark(ok)at tartalmazó részecskékre.
- A bariokémiai potenciál μ_b , ami a barion/antibarion arányra jellemző.
- A kifagyási térfogat, ami normalizáló paraméterként működik.

Az m tömegű részecske előállítását a termikus (statisztikus) modell szerint elsősorban az $e^{-m/T}$ Boltzmann-tényező szabályozza. Nagyobb m esetén az előállási valószínűség kisebb. A számításokban figyelembe kell venni a megmaradási törvényeket is, pl. a barionszám-megmaradást.

A különféle hadronok hozamait $PbPb$ -ütközésnél a IV. 14. ábra mutatja. Látható, hogy a termikus (statisztikus) modell a kísérleti adatokat jól leírja. A hozamok a részecskék tömegeinek növekedésével nagyságrendileg csökkennek. Az elméleti adatok pontossága $\sim 10\%$ nagyságrendben van.

Figyelemre méltó, hogy a statisztikus modellel való leírás egyaránt jól működik a π - és K -mezonoknál (ahol az s -kvark-tartalom: 0, ill. 1), valamint a Λ , Ξ és Ω barionoknál (itt az s -kvark-tartalom: 1, 2, ill. 3).

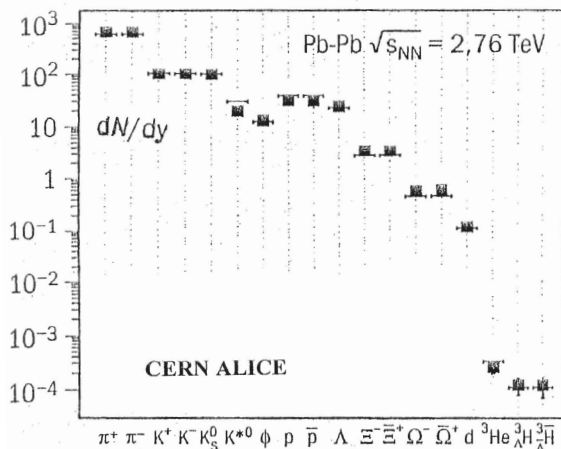
A $PbPb$ -ütközésekben, $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$ TeV energiánál fellépő egyedi hadronhozamokat analizálta Melo és Tomášik [2016]. A robbanási hullámmoddellel végzett számításaik az ALICE egyedi hadronhozamokat reprodukálták, ha a hadronelőállításba a rezonanciabomlásokat is figyelembe vették.

A IV. 15. felső ábrán a több s -kvarkot tartalmazó barionok hozamai láthatók $PbPb$ -ütközésnél, viszonyítva a pp - és pBe -ütközés hozamaihoz a részt vevő részecskeszám $\langle N_{part} \rangle$ függvényében. A hozamarányok egyértelműen nőnek az $\langle N_{part} \rangle$ növekedésével.

Az ütközés korai szakaszában a gluonfúziós folyamat dominál, ami $u\bar{u}$, $d\bar{d}$ és $s\bar{s}$ párokat hoz létre. Utána a hadron-hadron ütközések az s -kvarkokat újraprendezik, pl. ssu vagy ssd tartalmú Ξ , ill. $\bar{s}\bar{s}s$ tartalmú Ω^- -barionokba. Direkt kinetikus modellvizsgálat mutatja, hogy a folyamat elég lassú, lényegesen több időt kíván, mint a nehéz ionok ütközési ideje. Ez a kvark-gluon plazma kialakulásának világos jele.

Direkt folyamatban Ξ és Ω^- barionok kialakulása kevésbé valószínű, mivel a színes szál megtörésénél az s -kvark keltési valószínűsége kisebb, mint a könnyű kvarkoké, és a Ξ és Ω^- keltéshez többszörös megtörés szükséges.

A IV. 15. alsó bal oldali ábrán pionok, kaonok, protonok, Λ -hiperonok és antirészecskéik hozamai vannak feltüntetve a tömegközépponti energia függvényében, AuAu- és $PbPb$ -ütközésekre. Jobb oldalon a mért hadronhozamok per spindegerációs tényezők láthatók, összevetve a termikus modell eredményeivel.



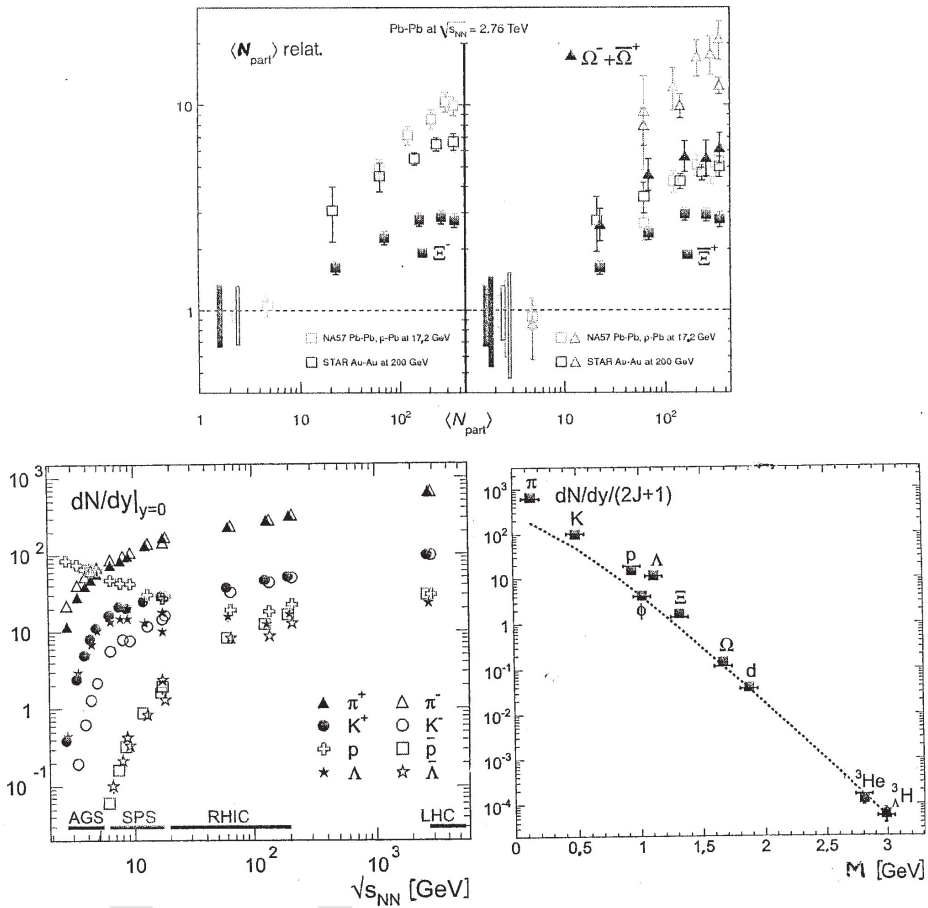
IV. 14. ábra. Hadronhozamok (dN/dy) PbPb-ütközésnél ALICE-mérés eredmények alapján, 0–10% centralitásnál (besötétített négyzetek), $y =$ rapiditás. A vonalak statisztikus hadronizációs modellszámításokat mutatnak ($T = 156,0$ MeV, $\mu_b = 1$ MeV [fixált], $V = 5330$ fm³ paramétereiknél). A XXIV. Kvaranyag konferencia anyagában, Darmstadt, 2014 [CERN Courier 2014. VI., 9. o.] alapján; l. részletesebben: Floris [2014], Noronha-Hostler, Greiner [2014]

A hadronmultiplicitások analizésére kifejlesztették a SHARE (statistical hadronization with resonances) programot. E programmal Rafelski és Petran [2015] az SPS-, RHIC- és LHC-gyorsítók nehézion-tűzgömbjéből előállt egyedi hadronokra hozamanalizist végeztek, azaz analizálták az integrált p_T -spektrumokat. A fontosságára való tekintettel a programot részletesebben is ismertették.

Az analizisnél figyelembe vették az összes ismert könnyű és ritka (K) mezonállapotokat (I. a II. 2. táblázat első oszlopait). Felhasználták a π , K , p , Λ , ϕ hadronokra kísérletileg meghatározott integrált hozamokat. Számításba vették, hogy a hadronok rezonanciaállapotokból bomlanak >2500 csatornában. Az analizis eredményeként a kísérletileg ismert összes (~ 30) hadronra megadtak hozamokat.

A részecskehozamokat a statisztikus hadronizációs modellel (SHM) számították, ami Fermi statisztikus módszeren alapul (l. pl. Fényes „Atommagfizika I” [2009], VI. 1. alfejezetet). Mint előbb említettük, a statisztikus modell szerint az m tömegű részecske előállítását döntő módon az $e^{-m/T}$ Boltzmann-tényező szabályozza.

A statisztikus hadronizációs modell létjogosultságát az ab initio rács-QCD-számítások is alátámasztják. A később tárgyalandó IV. 31. ábrán látható, hogy hogyan alakul a maganyag nyomásának (p) változása a hőmérséklet (T) függvényében rács-QCD-számítások szerint. A hadronrezonancia-modell előrejelzése a nyomásra teljesen egybeesik a rács-QCD-adatokkal a $T \leq 200$ MeV tartományban.



IV. 15. Felső ábra. A Ξ és Ω több s-kvarkot is tartalmazó barionok relatív hozamnövekedése PbPb-ütközésnél, viszonyítva a pp - és pBe -ütközések adataihoz, a résztvevő részecskék $\langle N_{part} \rangle$ számának függvényében. Üres szimbólumok: RHIC-STAR és SPS-NA57, besötétített szimbólumok: LHC ALICE-eredmények. Abelev és mts. [2014] alapján. Alsó bal oldali ábra. A dN/dy hozamgörbék ($y = 0$ -nál) az ütközési energia függvényében AuAu- és PbPb centrális ütközéseknél, közepes rapiditásoknál, $N_{part} = 350$ részecskeszámnál. Jobb oldali ábra. Mért hadronhozamok per spindegenerációs tényezők, összevetve a termikus modell számítási eredményeivel. A modellben a teljes hozamokat használták, amik a nagy tömegű rezonanciák hozzájárulását is tartalmazzák. A primordiális hozamok a bomlás előttre vonatkoznak. A adatok CERN ALICE-eredmények (PbPb-ütközés, $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$ TeV, 0–10% centralitás), a vastag vízszintes vonal: termikus modell ($T = 156$ MeV, $V = 5330$ fm³) a teljes (bomlás utáni) hozamra, pontozott görbe: primordiális hozam. M = tömeg. Mindkét ábra Andronic [2014] alapján

A SHARE program szerkezte a következő.

- Bemeneti hipotézisek a T_{krit} kifagyási hőmérsékletre; a V tűzgömbtérfogatra; a fugacitási λ_q tényezőkre (ami különböző könnyű, s - és c -kvarkokra és előjelet vált a részecskék és antirészecskék között), valamint a fázisátmenet betöltési tényezőkre ($\lambda_{u,d}, \lambda_s, \lambda_c, \dots$).
- Számítják a hozamokat az összes primér hadronra.
- Számításba veszik a bomlásokat az észlelt részecskébe, ez > 2500 bomlási csatornát jelent. Pl. figyelembe vesztik, hogy a Ω^- bomolhat $\Lambda K, \Xi^0 \pi, \Xi \pi^0$ és más részecskébe.
- Néhány általános sajátságot (megszorítást) is figyelembe vesznek, pl. a töltés/barion arányt, ami a legnehezebb barionokra $Q/B \sim 0,39$.
- Összevetés a kísérleti adatokkal, az illesztés χ^2 próbája.
- Az eljárás ismétlése az első lépéstől a χ^2 optimalizálása érdekében.

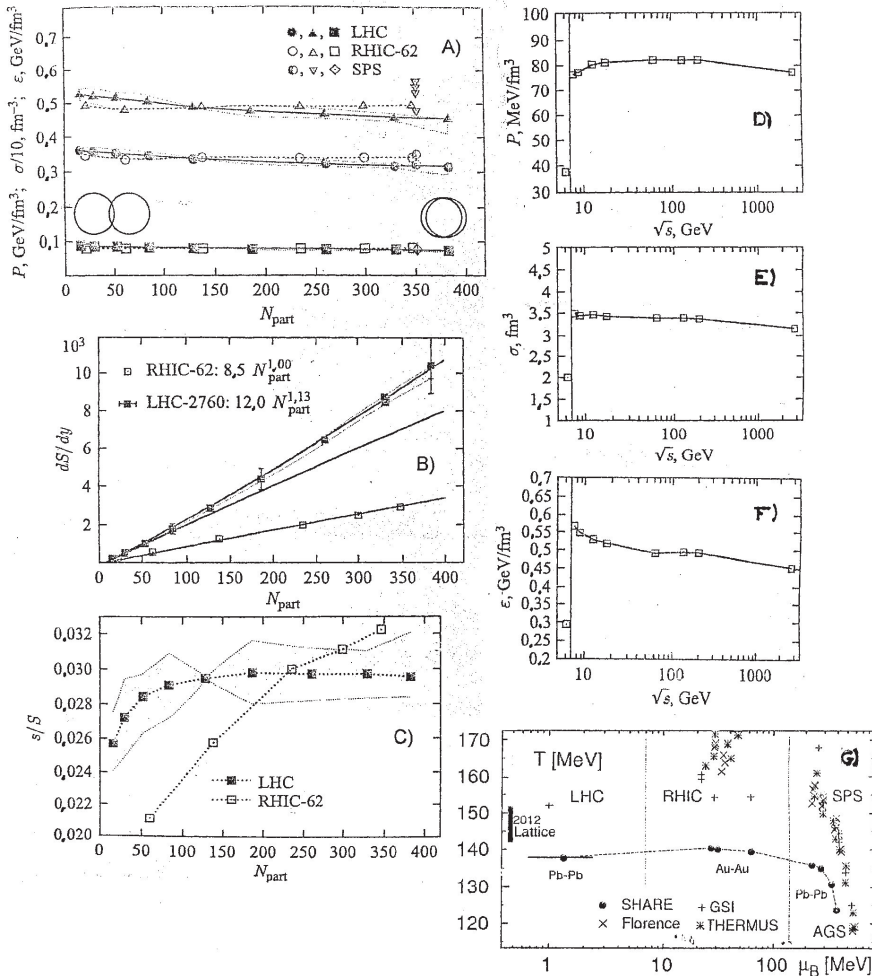
Az analízis fontosabb eredményei a IV. 16–17. ábrákon láthatók. Összefoglalóan azt mondhatjuk, hogy a SHARE program alapján végzett átfogó analízis sikeres volt. A kifagyási hőmérsékletre nyert SHARE adatok a bariokémiai potenciál függvényében a IV. 16. G. ábrán láthatók, összevetve az LHC, RHIC, SPS, AGS kísérleti adatokkal és a rács-QCD eredményekkel.

A SHARE analízis részletesebb leírása Rafelski, Petran [2015] és Rafelski [2015] munkáiban található meg.

A $\langle K^+ \rangle / \langle \pi^+ \rangle$ hozamarány centrális PbPb- és AuAu-ütközésekben az ütközési energia ($\sqrt{s_{NN}}$) függvényében ~ 8 GeV-ig növekszik, elér egy maximumot, majd további energianövekedésnél némileg csökken („horn”, szarveffektus). Ez lényegében egyezik a termikus modell előrejelzésével. A hadronok s -kvark-tartalma PbPb-ütközésnél lényegesen nagyobb, mint a pp -reakciónál. A CERN-i PbPb-kísérletekben jóval több 1, 2, 3 s -kvark-tartalmú (Λ, Ξ, Ω) hiperon állt elő (azonos részt vevő nukleonszámra vonatkoztatva), mint a p Be- vagy p Pb-kísérletekben. Az s -kvarkot előállító folyamat csak a hadronizáció előtt (vagy alatt) játszódhatott le.

Rafelski [2015] igen részletes összefoglalót közölt a maganyag fázisátalakulásairól. Vizsgálta a hadronikus anyagot különböző fázisállapotokban, a fázisátmenetet és a kvark-gluon plazma sajátságait. A kísérleti eredmények mellett áttekintést adott a különböző elméleti modellekről is.

Ahhoz, hogy a K^+ -mezonok előálljanak NN -ütközésnél, tömegközépponti rendszerben legalább 671 MeV energia szükséges, mivel a kaon tömege $494 \text{ MeV}/c^2$ és a nukleonnak Λ -vá kell konvertálódnia a ritkaság megmaradás miatt. A leghatékonyabb út a K^+ -keltéshez, ha a nukleon előbb átalakul Δ -részecskévé és utána a

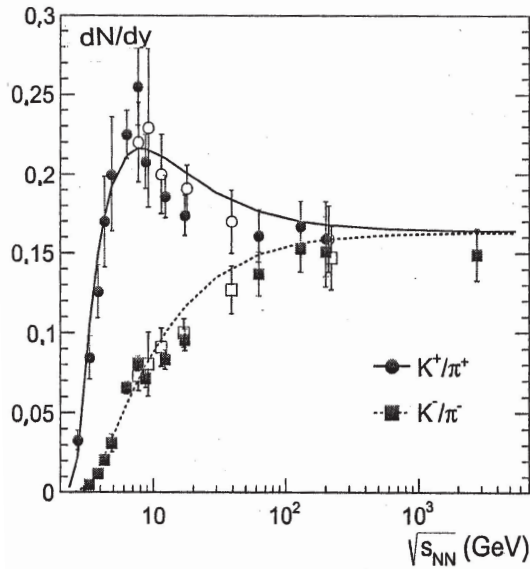


IV. 16. A. ábra. A termodinamikai sajátságok (P nyomás, σ entrópiasűrűség és ϵ energiasűrűség) a centralitás (N_{part}) függvényében. Látható, hogy jó közelítésben a P , σ és ϵ értékek függetlenek a centralitástól és a különböző gyorsítók energiáitól. Petran, Rafelski [2013] alapján

B. és C. ábrák. A teljes entrópia per rapiditás (dS/dy) és ritkaság (s -) per entrópiarány (s/S) a centralitás függvényében. Az LHC-nél a teljes entrópia a lineárisnál meredekebben emelkedik N_{part} növekedésével, míg az s/S érték csak $N_{part} \sim 100$ -ig nő, aztán közel azonos értéket vesz fel. Petran és mts. [2013] alapján

D., E., F. ábrák. A tűzgömb sajátságai (P , σ , ϵ) a kifagyásnál elérhető ütközési energiák ($\sqrt{s_{cm}}$) függvényében. Látható, hogy a termodinamikai sajátságok közelítőleg univerzálisak. Rafelski, Petran [2015] alapján. Hasonló következtetésre jutottak Braun–Munzinger és mts. [2016] összefoglaló közleményükben

G. ábra. Kifagyási hőmérsékletek (T) a bariokémiai potenciál (μ_B) függvényében. A SHARE analízis eredményeit besötétített körök jelzik, az LHC, RHIC, SPS, AGS gyorsítóknál különböző kutatócsoportok által nyert adatokat pedig +, x, csillag jelek. Az ábrán a rács-QCD eredmények is fel vannak tüntetve. Petran és mts. [2013] alapján



IV. 17. ábra. K/π hozamarányok (dN/dy) a $\sqrt{s_{AA}}$ tömegközépponti energia függvényében. Pontok hibákkal: kísérleti eredmények, görbék: termikus modellszámítások. Andronic [2014, J. Mod. Phys.] alapján. A K^+/π^+ kísérleti hozamokat a SHARE-eredmények jól leírják. Rafelski, Petran [2015] alapján

$\Delta N \rightarrow NK^+\Lambda$ reakció jön létre. Aichelín és mts. [2015] részletesen vizsgálták a K^+ -hozamok szerepét a nehézion-ütközésekben. Azt a következtetést vonták le, hogy ha megértjük, hogy viselkednek a K^+ -mezonok a hadronikus anyagban, a hadronikus állapotegyenletre értékes információt szolgáltatnak (pl. a normál maganyag többszöröse körül).

A K^+/π^+ arány $\sqrt{s_{NN}}$ energiától való függését Naskręć és mts. [2015] is vizsgálták. A számításokat a kémiai kifagyás Mott–Anderson lokalizációs modelljével végezték. Azt találták, hogy a pion- és kaon-sugarak különbözősége a forró és sűrű anyagban különböző kifagyási feltételekhez vezet. Egy egyszerű modellszámítással demonstrálták, hogy e különbség megnöveli a „szarv” (horn)-effektust az univerzális kémiai kifagyáshoz vezető statisztikus modell-előrejelzéshez viszonyítva.

Andronic [2009] arra a következtetésre jutott, hogy a σ -mezon ($m_\sigma = 484$ MeV, $\Gamma_\sigma = 510$ MeV, ami a Particle Data Group összesítésében $f_0(600)$ jelöléssel szerepel) figyelembevétele – több más magasan fekvő rezonanciával együtt – lényegesen jobb leírását eredményezi a hadronhozamoknak. A javulás különösen jól látható a K^+/π^+ aránynál (l. a IV. 17. ábrán).

Begun [2015] a taszító kölcsönhatások szerepét vizsgálta a hadronrezonancia-gázban és a kifagyásnál. Arra a következtetésre jutott, hogy az átmenet a barionok, ill. mezonok által uralt anyag között függ a sugaraik különbözőségétől. A nettó barionsűrűség maximuma szignifikánsan csökken és eltolódik a nukleononkénti energia függvényében, ha a részecskék zérótól különböző méretét figyelembe veszik.

Hadronhozamok pp -, pPb -, $PbPb$ -ütközésekben

A részecske-hozamarányokat [pl. a $(K^+K^-)/(\pi^+\pi^-)$ arányt] az ALICE-együtműködés nemcsak pp - és $PbPb$ -, hanem pPb -ütközésben is vizsgálta. Azt találták, hogy a hozamarány változott, amikor pp -ütközésről áttértek $PbPb$ -re, a pPb -ütközésnél pedig közbenső érték adódott.

A pp -ütközéseknél a részecskekeltésben vélhetően a partonfragmentáció játszik uralkodó szerepet. Az AA -ütközéseknél ezenkívül még a kezdeti kvarkegyesülési (coalescence, rekombináció) és a végállapotú hidrodinamikai áramlási folyamatok is fontosak.

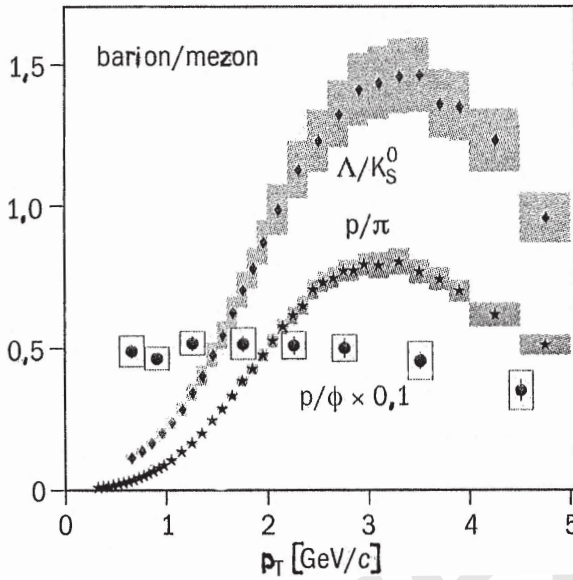
Hogy a két utóbbi közül melyik a jelentősebb, arra információt adhat pl. a IV. 18. ábra. A tűzzóna kiterjedésénél (a radiális áramlásban) a részecskék közel azonos sebességgel haladnak a tömegtől függetlenül, így a nagyobb tömegűek nagyobb impulzusra tesznek szert. Következésképpen a nagy tömegű barion per kis tömegű mezon hozamaránya (pl. a Λ/K_s^0 , ill. p/π esetében) változni fog a p_T függvényében. Ez a kezdeti egyesülési (rekombinációs) folyamat fontosságára utal.

Ugyanakkor a proton/ ϕ hozamarány lényegében állandó a p_T függvényében (a tömegeik közel egyenlőek, $m_p \sim 938$, $m_\phi \sim 1019$ MeV). A protonra és ϕ -mezonra a $v_2(p_T)$ függvény is egybeesik (l. IV. 18. ábrát). Mindez a végállapotú hidrodinamikai folyamat uralkodó jellegét valószínűsíti.

Centrális AA -ütközésnél nyert jó statisztikájú kísérleti eredmények további információt szolgáltathatnak az egyes modellek létjogosultságára.

A töltött részecske pszeudorapiditási sűrűség $(dN_{\text{tölt}}/d\eta)/(\langle N_{\text{részecske}} \rangle/2)$ centrálitástól való függését vizsgálták Aamodt és mts. [2011] $PbPb$ - és $AuAu$ -ütközésekben. Azt találták, hogy a két, nagyságrendileg különböző ütközési energiánál a részecskekeltésben hasonló mechanizmus működik.

Újabban a pPb -ütközésekben is vizsgálták a Ξ és Ω barionok p_T -spektrumát. Az találták, hogy a spektrumok hidrodinamikai alapú „robbanási hullám” modellel leírhatók; egyidejűleg más (p , π , K és Λ) hadronokkal együtt. Mindez a



IV. 18. ábra. Barion/mezon arány függése a p_T merőleges impulzustól PbPb-ütközésnél, ALICE-mérések alapján. Az a tény, hogy a proton/ ϕ mezon arány alig változik p_T függvényében arra utal, hogy a hidrodinamika játszik döntő szerepet a p_T spektrum alakításában. (Abelev és mts. CERN Courier, 2015. márc., 9. o. alapján.)
L. továbbá Bellini, ALICE Collab. [2014]

hadronok kollektív viselkedésére utal, egybehangzóan a radiális folyási interpretációval.

A kinetikus kifagyási hőmérsékletet és az átlagos radiális folyási sebességet $\langle\beta_T\rangle$ is meghatározták. Ezek egyezésben voltak a korábbi pPb - és $PbPb$ -eredményekkel (l. később a IV. 22. ábrát).

A töltötttrészecske-multiplicitás növekedésével a $(\Xi^- + \bar{\Xi}^+)/(\pi^- + \pi^+)$ és az $(\Omega^- + \bar{\Omega}^+)/(\pi^- + \pi^+)$ arányok is növekedtek [Alexandre, ALICE Collab. 2014].

A RHIC STAR-együttműködés az Ω -hiperonok sajátosságait pp -, $AuAu$ - és UU -ütközésekben is vizsgálta [Zhu 2014]. Azt találták, hogy az Ω -hozam rendszeresen nagyobb UU centrális ütközésnél, mint az $AuAu$ -nál, a nagyobb tűzgömb miatt. A jetnyomási vizsgálatok azt mutatják, hogy az Ω -hiperon főleg s -kvark-egyesüléssel (coalescence, recombination) jön létre $p_T = 6$ GeV/c impulzusig (centrális ütközésnél, $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV-nél). Itt az ΩR_{AA} értéke jóval nagyobb, mint 1 (l. később a IV. 2. 6. pontot).

A hadronhozamok energiafüggését vizsgálták pp - és AA -ütközésekben a kvark-gluon húrelmélet keretében Artemenkov és mts. [2015].

Részecske-antirészecske hozamarányok, termikus és egyesülési modellek

A IV. 14. ábra szerint a hadron/antihadron arány ($p\bar{p}$, $\Xi^-\bar{\Xi}^+$, $\Omega^-\bar{\Omega}^+$) $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$ TeV energiánál a kísérletekben azonosnak adódik, egyezésben a korábbi RHIC-kísérletek eredményeivel. A termikusmodell-számításokkal e téren is viszonylag jó az egyezés. Újdonság, hogy már a deutériumra és hipermagokra is nyertek kísérleti és elméleti eredményeket. Ezeknél a kötésienergia kicsi, és nem magától érthető, hogy a termikus modell alkalmazható-e rájuk. Ennek ellenére a d , ${}^3\text{He}$, ${}^3_\Lambda\text{H}$ és ${}^3_\Lambda\bar{\text{H}}$ esetében is elég jó a termikusmodell-leírás.

A RHIC-gyorsítónál szintén sikerült ${}^3_\Lambda\bar{\text{H}}$ antihipertritont előállítani, valamint ${}^4\bar{\text{He}}$ antihéliumot is [Abelev és mts. 2010 és 2011]. A ${}^4\bar{\text{He}}$ az eddig észlelt legnehezebb antianyag atommag. Előállították továbbá a \bar{d} , ${}^3\bar{\text{He}}$ antianyag atomokat (L. Ma és mts. [2013] összefoglaló munkáját).

A IV. 19. felső bal oldali ábrán a RHIC STAR és PHENIX kísérleti adatai láthatók a részecskearányokra, összevetve a termikus és egyesülési/rekombinációs (coalescence) modellszámítási eredményekkel. Az egyesülési modellt kombinálták a hidrodinamikai motiváltságú robbanási hullám (blast wave) modellel is [Xue és mts. 2012].

A IV. 19. felső jobb oldali ábrán az (anti)atommagok invariáns hozamai láthatók a barionszám függvényében. Az egyesülési (coalescence) modell nagyon jól leírja a hozam exponenciális függését a barionszámtól.

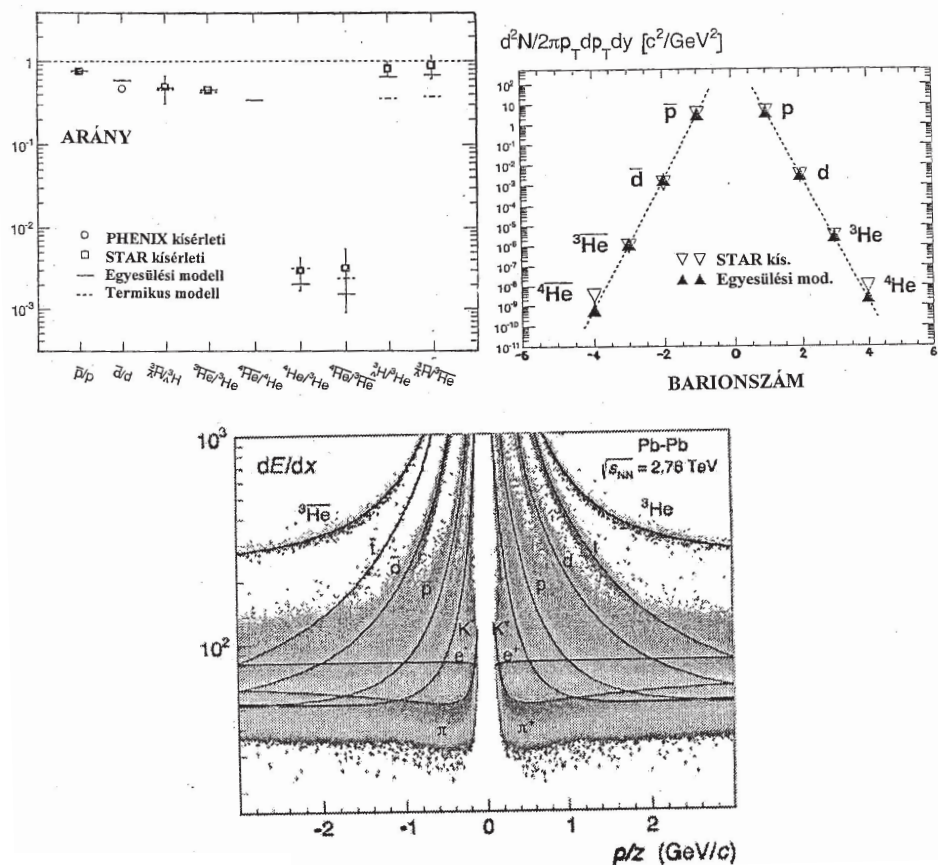
Az egyesülési modellel kapcsolatos Zhou és mts. [2016] munkája, l. a IV. 2. 6. pontban.

Figyelemre méltó, hogy az antimagokban mind a protonok, mind a neutronok antirészecskék. A Particle Data Group [2014] szerint az $n\bar{n}$ -oszillációs idő kötött neutronoknál $> 1,3 \times 10^8$ s (90%-os konfidenciával).

A \bar{d} , ${}^3\bar{\text{He}}$, ${}^4\bar{\text{He}}$ lazán kötött objektumok, és méretük is jóval nagyobb, mint a hadronoké. Ilyen körülmények között nem magától érthető, hogy a hozamaik értelmezhetőek-e az egyesülési modellel. Mindazonáltal a kísérletileg mért hozamok a modellszámításokkal szépen egyeznek.

A IV. 19. alsó ábrán ALICE-méréseredmények láthatók különböző negatív töltésű részecskékre. Az időprojekciós kamrájuk kitűnő részecskeazonosításokra ad lehetőséget.

A részecskearányok részletes tárgyalása megtalálható Floris [2014] összefoglaló munkájában.



IV. 19. Felső ábra. Bal oldalon: részecskearányok PHENIX- és STAR-kísérleti adatok alapján összehasonlítva a termikus és egyesülési/rekombinációs (coalescence) modell számítási eredményeivel. Jobb oldalon: invariáns hozamok $d^2N/(2\pi p_T dp_T dy)$ a barionszám függvényében az átlagos tranzverz impulzus tartományban. STAR-kísérleti adatok összevetve az egyesülési modell számítással. Mindkét ábra Xue és mts. [2012] alapján. Alsó ábra. A dE/dx specifikus energiavesztés (önkéntes egységekben) a p/z impulzus/rendszám függvényében; az ALICE-együttműködés időprojekciós kamrájában. Fekete pontok: kísérleti adatok. Adam, J. és mts. [arXiv:1506.08951] alapján

* * *

A továbbiakban nagy precizitású, részletes kísérleti vizsgálatok várhatók a részecskehozamokra. Ezek választ adhatnak a termikus modell nem teljesen tisztázott kérdéseire is. Ilyenek pl. a következők:

– Ízhierarchia a kifagyásnál. A kémiai kifagyási hőmérséklet nem egyértelműen meghatározott, pl. könnyű és s -kvark(ka)t tartalmazó hadronokra különböző lehet (160 MeV körül). Ezzel kapcsolatban egy statisztikus termikusmodell-számítás eredményeit l. később a IV. 3. táblázatban.

– Hadronikus kölcsönhatások. Ha a hadronikus fázisban barion-antibarion megsemmisülés lép fel (pl. $p\bar{p} \rightarrow 2\gamma$), ez a protonok hozamát csökkentheti.

– Bizonytalanság a mezonok és barionok számában. Pl. a magasan gerjesztett nukleonokból mezonok léphetnek ki.

Lásd ezekkel kapcsolatban pl. Schmidt [2014] közleményét.

* * *

Megjegyzendő, hogy a hadronhozamokon kívül a nagyenergiájú pp -ütközéseknél sok más mennyiség hozama is mérhető. A CERN-i ATLAS- és CMS-együttműködések pl. mérték a jet, dijet, W , Z , WW , Wt , H , WZ , ZZ , $t\bar{t}$, $t\bar{t}W$, $t\bar{t}Z$ stb. keltés hatáskeresztmetszetét $\sqrt{s} = 7$ és 8 TeV energiáknál. Az NLO QCD elméleti előrejelzésekkel általában jó egyezést találtak, noha a hatáskeresztmetszetek több mint 11 nagyságrenden át változtak [Bethge és mts. Particle Data Group 2016, 132. o.].

IV. 2. 5. A hadronok energiaeloszlása

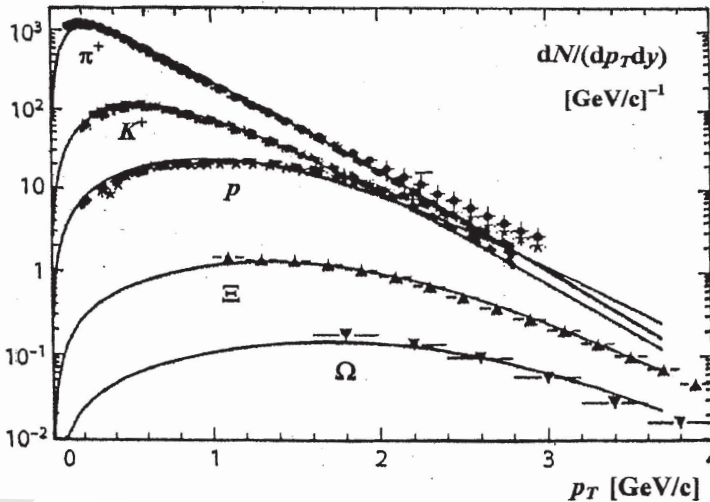
Mint korábban említettük, a nagyenergiájú nehézion-ütközésekben előállt hadronok a hadronizálódó kvark-gluon (partonikus) fázisból erednek. Az előállt közel egyensúlyi rendszer kollektíven expandál. A rendszerben előbb kémiai, majd „kinetikus” kifagyás történik.

A kémiai kifagyás az a pillanat, amikor a rugalmatlan ütközés megszűnik, a hadronállapotok populációja fixálódik, azaz a hadronhozamok a kifagyás után már nem változnak. A kinetikus kifagyás akkor lép fel, amikor már a részecskék átlagos impulzuseloszlása sem változik. Míg a részecskehozamok a hadronizáció

alatt vagy a kémiai kifagyási hőmérsékletnél ($T_{kifagy}^{kémia}$) alakulnak ki, a hadronok impulzuseloszlása főleg egy későbbi állapotot tükröz, a kinetikus kifagyását ($T_{kifagy}^{kinetikus}$). A hadronok impulzuseloszlásában a kezdeti állapotban előállt nyomáskülönbségek tükröződnek. Annak ellenére, hogy a hadronok rezonáns szórási hatáskeresztmetszete nagy, a kollektív expanzió olyan gyors, hogy még a kinetikus egyensúly is nehezen realizálódik a kémiai kifagyási hőmérséklet alatt.

A CERN-i ALICE PbPb-ütközéseknél nyert merőleges impulzusspektrum π^+ , K^+ , p , Ξ és Ω hadronokra a IV. 20. ábrán látható. A pontokkal jelzett kísérleti adatokat a hidrodinamikai modellek különböző verziói kis p_T értékeknél jól leírják. Az is látható, hogy a hozamok a részecskék tömegeinek növekedésével nagyságrendileg csökkennek. A legtöbb hadron kísérletileg mért energiaeloszlása kis merőleges impulzusok esetén megfelel annak, amit a termikusemisszó-modell jósol egy kollektíve kiterjedő forrásból. Az elliptikus árammal és a hadronhozamokkal együtt ez arra utal, hogy hidrodinamikai és statisztikus/termikus hibrid leírás jogosult.

A részletes vizsgálatok arra utalnak, hogy az átlagos $\langle p_T \rangle$ mennyiség növekszik az ütközési energia növekedésével centrikus ütközésnél [Heinz és Snellings 2013].



IV. 20. ábra. Centrális PbPb-ütközésben azonosított részecskék spektruma: $dN/(dp_T dy)$ a merőleges impulzus (p_T) függvényében. CERN ALICE előzetes eredmények $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$ TeV energiánál. A folytonos és szaggatott vonalak elméleti számítások eredményeit mutatják, amiket $p_T < 3$ GeV/c-nél a kísérleti adatokra normáltak. A mezonoknál hibrid, a barionoknál hidrodinamikai leírást alkalmaztak. Andrei [2014] és Alexandre [2014] alapján

Míg a nehézion-ütközés dinamikáját (kollektív mozgását), valamint a keltett részecskék hozamát és impulzuseloszlását $p_T < 2-3$ GeV/c alatt alapvetően termikus és kollektív folyamatok szabják meg, ugyanakkor a $p_T > 6-10$ GeV/c tartományban már a kemény folyamatok és a fragmentáció válik uralkodóvá. A közbelső tartomány alaposabb vizsgálata kihívást jelent.

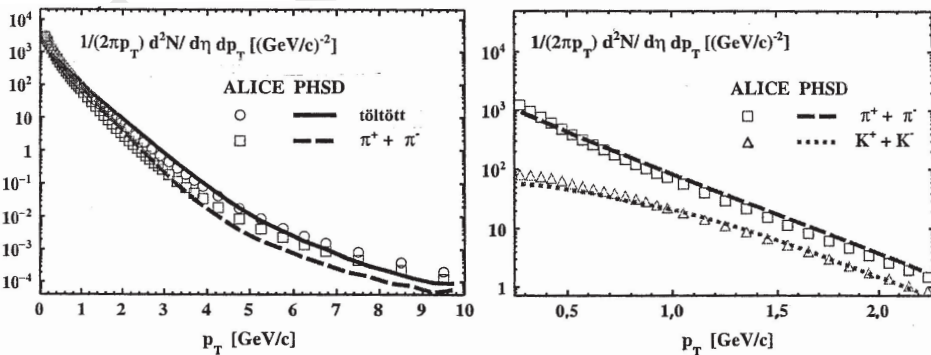
Egy egyszerű, nem hagyományos leírást javasoltak a kvarkanyagra Biró és mts. [2005]. A semleges pionok tranzverz momentum-spektrumát (a dN/dy -t p_T függvényében) Tsallis-illesztéssel jól leírták.

A IV. 21. ábrákon az LHC ALICE-kísérleti és a PHSD (Parton-Hadron-String Dynamics) transzportmodell eredményei vannak feltüntetve. Figyelemre méltó, hogy míg a mért hozamok kb. hét nagyságrendnyi változást mutatnak (bal oldali ábra), a kísérleti és elméleti eredmények között jó az egyezés.

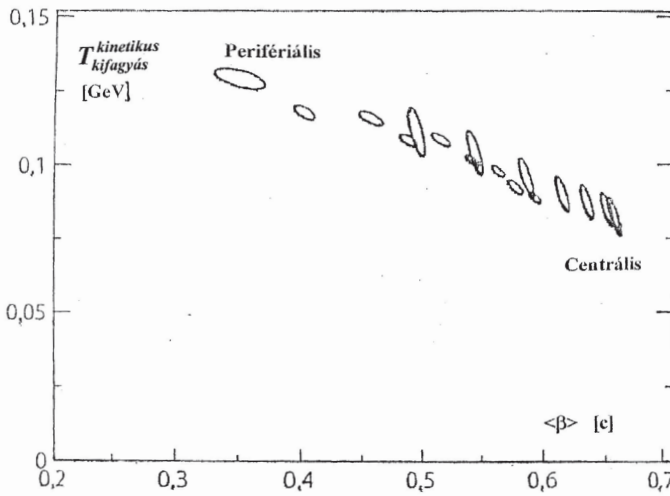
Újabb az LHC CMS-együttműködésben adatokat nyertek pPb-ütközésnél is a π^+ , K^+ és p hadronok p_T -spektrumára ($\sqrt{s_{NN}} = 5,02$ TeV energiánál) [Siklér 2014] és [Granier de Cassagnac 2014]. Az eredmények hasonlóak a IV. 20. ábrán láthatókhoz, csak a hozamok lényegesen kisebbek. Az EPOS LHC-program (Monte-Carlo-eseménygenerátor plusz hidrodinamikai modell) a legtöbb adatot helyesen reprodukálja. A pp -, pA -, AA -ütközések p_T spektrumainak részletesebb tárgyalását l. Werner és mts. [2014], Alexandre [2014], Andrei [2014], Zhu [2014], valamint Aparin és Tokarev [2015] közleményeiben.

A STAR- (és LHC)-eredmények szerint

$T_{kifagy}^{kinetikus} \approx 130$ perifériális és ≈ 80 MeV centrális nehézion-ütközések esetén, miközben $\langle \beta \rangle$ 0,34-ről (perifériális) $\sim 0,65$ c-ra (centrális) nő, l. IV. 22. ábrát.



IV. 21. ábra. Tranzverz impulzus (p_T)-spektrumok LHC ALICE-kísérleti és PHSD-transzport modell elméleti eredmények alapján. Az ALICE adatokat PbPb-ütközésnél nyerték $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$ TeV energiánál, 0–5% centralitásnál, $|\eta| < 0,8$. Az ábrák forrása: Konchakovski és mts. [2015]

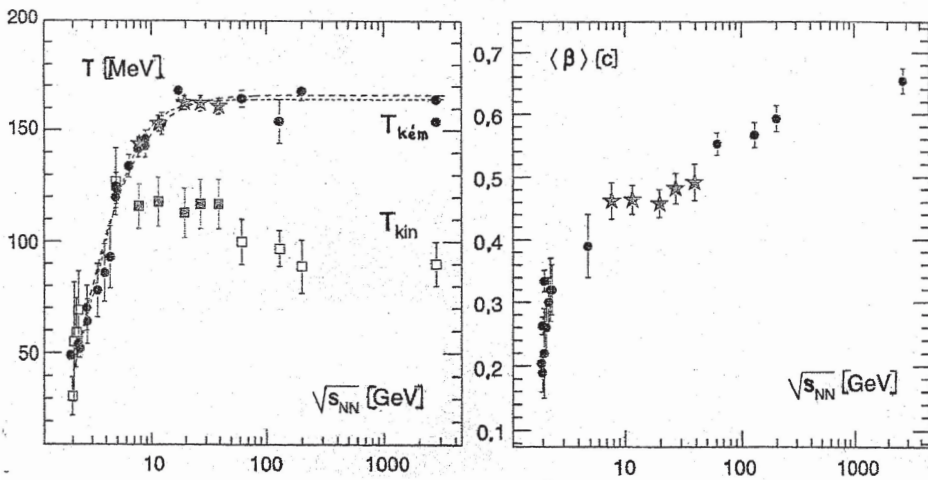


IV. 22. ábra. Kinetikus kifagyási hőmérséklet ($T_{\text{kifagyás}}^{\text{kinetikus}}$) függése az átlagos radiális folyási sebességtől $\langle\beta\rangle$. Az azonosított π , K és p részecskespektrumokból levont következtetés LHC PbPb- és RHIC AuAu-ütközési eredmények alapján, különböző centralitásoknál. Az átlagos radiális folyási sebesség a $\sqrt{s_{\text{NN}}}$ energia növekedésével nő [Ritter, Stock 2014]. Az ábra Müller és mts. [2012] összefoglaló munkája alapján

Az ALICE-együttműködésben mind a pp -, mind a pPb - és $PbPb$ -ütközésekben vizsgálták a kinematikus kifagyási hőmérsékleteket a tranzverz expanziós sebesség $\langle\beta_T\rangle$ függvényében. A függés tendenciája hasonló a IV. 22. ábrán bemutatotthoz, de a numerikus értékekben eltérések vannak a reakciótípus és energiák függvényében [Andrei 2014].

A $T_{\text{kifagyás}}^{\text{kémia}}$ és $T_{\text{kifagyás}}^{\text{kinetikus}}$ hőmérsékletek, valamint $\langle\beta\rangle$ függését a $\sqrt{s_{\text{NN}}}$ tömegközépponti energiától, centrikus nehézion-ütközéseknél a IV. 23. ábrák mutatják. Mind a $T_{\text{kifagyás}}^{\text{kémia}}$, mind $\langle\beta\rangle$ kezdetben nő a $\sqrt{s_{\text{NN}}}$ növekedésével, de a $T_{\text{kifagyás}}^{\text{kémia}}$ $\sqrt{s_{\text{NN}}} \approx 20$ GeV felett ≈ 160 MeV állandó értéket vesz fel. A kémiai és kinetikus kifagyási hőmérsékletek közötti különbség nő, nagyobb energiák felé haladva, ami a hadronikus kölcsönhatások növekedésére utal.

Uddin és mts. [2015], valamint Bhat és mts. [2015] a többrészecske-keltés leírására az egyesített statisztikus termikus kifagyási modelljüket használták. Főbb eredményeik a következők:



IV. 23. bal oldali ábra. A kémiai és kinetikus kifagyási hőmérsékletek függése a $\sqrt{s_{NN}}$ tömegközépponti energiától. A pontok kísérleti, a görbék különböző elméleti eredmények. Jobb oldal: az átlagos radiális folyási sebesség függése $\sqrt{s_{NN}}$ -tól centrális nehézion ütközéseknél. Kumar [2014] RHIC, STAR és LHC ALICE eredménye alapján

- A termikus/hidrodinamikai kifagyási hőmérséklet függ a részecskék természetétől.
- A radiális (tranzverz) folyási sebesség paraméter növekszik a $\sqrt{s_{NN}}$ tömegközépponti energiával.
- A termikus kifagyási hőmérséklet csökken, ha $\sqrt{s_{NN}}$ nő. L. a IV. 3. táblázatot.

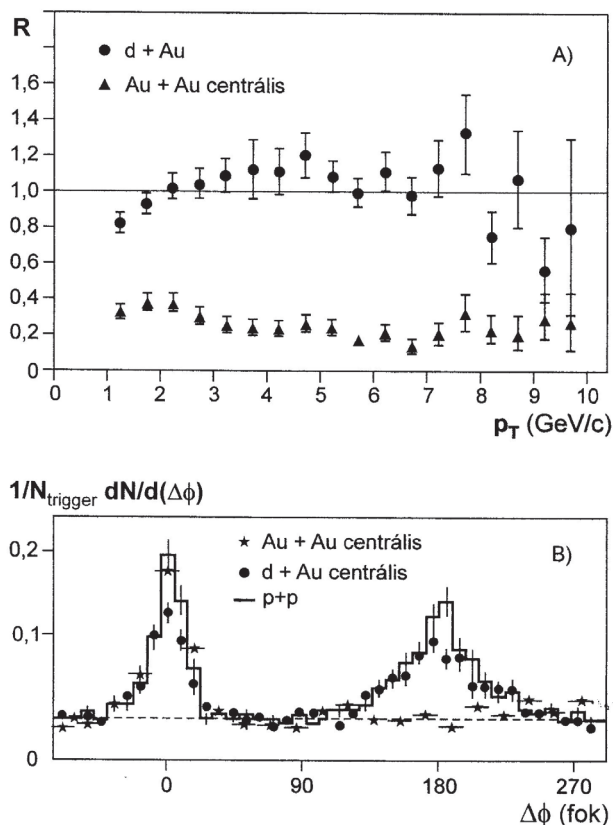
IV. 3. táblázat. Termikus kifagyási hőmérsékletek (T) és radiális (tranzverz) sebességek (β_T) különböző részecskékre két $\sqrt{s_{NN}}$ tömegközépponti energiánál, az egyesített termikus kifagyási modell szerint [Bhat és mts. 2015]

Részecske	$\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV		$\sqrt{s_{NN}} = 130$ GeV	
	T [MeV]	β_T	T [MeV]	β_T
P	162	0,66	163	0,55
\bar{p}	163	0,67	163	0,55
Λ	167	0,60	190	0,49
$\bar{\Lambda}$	167	0,60	190	0,55
Ξ^-	186	0,60	192	0,48
Ξ^+	188	0,59	190	0,47
$\Omega^- + \bar{\Omega}^+$	188	0,59	212	0,48

IV. 2. 6. Nukleáris modifikációs tényezők (R)

A RHIC-gyorsító elegendően nagy energiát szolgáltat ahhoz, hogy az ütköző (pl. AuAu) magokban a kvarkok és gluonok direkt szóródjanak; a QCD nyelvén szólva: „kemény” ütközésben. A szórt partonok ütköző nyalábokra merőleges impulzusa (p_T) jellemzően nagy (> 10 GeV/c), és az eredeti partonok irányában jól kollimált hadronnyalábokat hoznak létre.

A nyert kísérleti eredményeket a IV. 24. ábrák mutatják. A semleges pionok relatív (pp -ütközésekhez viszonyított) hozama (R) d Au-ütközésekben $R \sim 1$, ugyan-



IV. 24. A. ábra. π^0 -mezonok hozama Aud és AuAu centrális ütközésekben, viszonyítva a pp -ütközésekben észlelt hozamhoz. P_T az ütköző nyalábok irányára merőleges impulzus.

B. ábra. Szögkorrelációs adatok a nagy merőleges impulzusú ($p_T > 4$ GeV/c) töltött részecskékre. Az adatok egységnyi beindító (trigger) részecskeszámra lettek normalva. A pp - és d Au-ütközési eredmények csatolt ellentétes irányú jeket jeleznek, míg a centrális AuAu-ütközésnél csak egy jellemző jetet a beindító részecske körül ~ 0 foknál, az ellentétes irányú jet hiányzik. RHIC-eredmények. Ludlam [2003] alapján

akkor AuAu centrális ütközésekben $R < 0,4$. Ez arra utal, hogy az AuAu-ütközésben kialakult új közegben (ami valószínűleg „tökéletes” folyadék) a nagy-energiájú hadronnyaláb jórészt elnyelődik. Még világosabban látszik a jelenség a IV. 24. B) ábrán, ami a nagy merőleges impulzusú (p_T) hadronnyalábpár szögeloszlását mutatja egy nagy impulzusú ($p_T > 4$ GeV/c) beindító (trigger) részecskére vonatkoztatva. Míg a d Au-kísérletekben 0 és 180 fokban jól látható jetek alakultak ki, az AuAu centrális ütközésnél a 180 fokban várt jet hiányzik, elnyelődött az előállt új közegben.

A nukleáris modifikációs tényezőt töltött részecskékre a következőképpen definiálják:

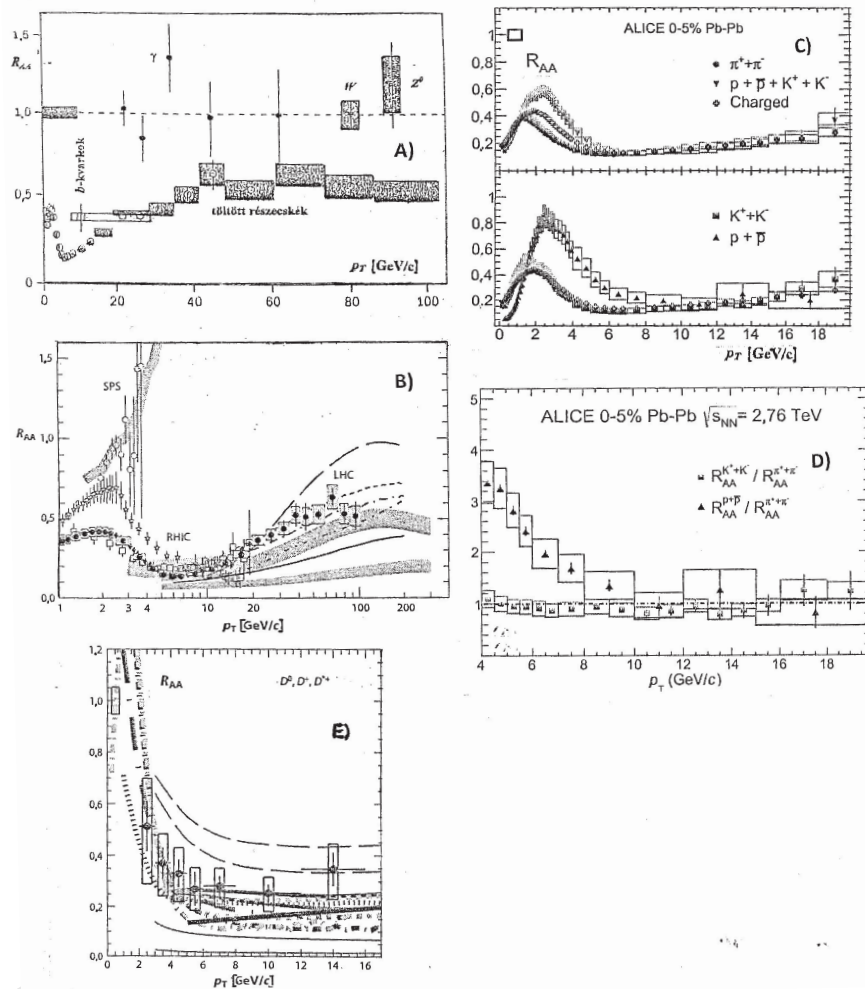
$$R_{AA}(p_T) = \frac{dN_{\text{töltött}}^{AA}(p_T) / dp_T}{\langle N_{\text{koll}} \rangle dN_{\text{töltött}}^{pp}(p_T) dp_T},$$

ahol $N_{\text{töltött}}$ a töltött részecskehozam AA-, ill. pp -ütközésnél, $\langle N_{\text{koll}} \rangle$ a bináris ütközések átlagszáma, p_T a részecskék merőleges impulzusa. Az N_{koll} szoros kapcsolatban van az ütközések centralitásával, mindkettőt a Glauber Monte-Carlo módszerrel számítják.

Az $R_{AA}(p_T)$ tényezőket a CERN-ben az ALICE-, CMS- és ATLAS-programokban vizsgálták PbPb-ütközésnél, $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 2,76$ TeV energiánál. Míg az R_{AA} modifikációs tényező az erős kölcsönhatásban részt nem vevő fotonokra, W - és Z -bozonokra közel egységnyi, töltött hadronokra sokkal kisebb, l. a IV. 25. A. ábrát. A töltött részecskékre vonatkozó R_{AA} adatokat a különböző QCD-re alapozott parton-energiavesztési modellek elég jól leírják a $p_T \geq 10$ GeV/c tartományban [Müller és mts. 2012].

A IV. 25. B. ábra az $R_{AA}(p_T)$ -től való függését mutatja töltött részecskékre SPS-, RHIC-, LHC-mérések alapján. A kísérleti pontokat a különféle elméleti modellek közelítőleg leírják, de nem világos, hogy ugyanazon paraméterekkel más megfigyelhető mennyiségeket (pl. az azimutális anizotrópiát) is le lehet-e írni.

A IV. 25. C. ábra külön-külön mutatja az $R_{AA}(p_T)$ kísérleti adatokat $\pi^+\pi^-$, $p\bar{p} + K^+K^-$ és töltött részecskékre. Kis $p_T < 6$ GeV/c értékeknél tömeghierarchia tapasztalható. Minél nehezebb a részecske, annál kisebb a lenyomás. Ez arra utal, hogy az ütközés viszonylag korai szakaszában erős radiális áramlás (kollektív kiterjedés) lép fel, és a nagyobb tömeg nagyobb impulzust eredményez. A proton/pion és kaon/pion arányoknak van egy csúcsa, és kis p_T értékeknél az arányok növekedése jól leírható hidrodinamikai számításokkal. Ez erős megszorítást jelent a puha rekombinációs modellekre. A $p_T > 7$ GeV/c tartományban eltűnik a tömeghierarchia. Ezek a részecskék valószínűleg „kemény” ütközésben, fragmen-



IV. 25. A. ábra. R_{AA} nukleáris modifikációs tényező a p_T merőleges impulzus függvényében. LHC CMS-mérések PbPb-ütközésre $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$ TeV energiánál és < 20% centralitásnál, különböző rapiditásoknál. A pontok körüli sávok bizonytalanságokat jeleznek. Velkovska, Veres [2012] alapján.

B. ábra. A nukleáris modifikációs tényező (R_{AA}) függése töltött részecskékre a p_T merőleges impulzustól centrális nehézion-ütközéseknél (pontok hibákkal), összesetve különböző modellszámítások eredményeivel (görbék, sávok). SPS: 17,3 GeV, PbPb, $\circ \pi^\pm$; RHIC: 200 GeV, AuAu, $\square \pi^\pm$, csillag h^\pm ; LHC: 2,76 TeV, PbPb, \bullet CMS, \diamond ALICE. Chatrchyan [2012] alapján.

C. ábra. Nukleáris modifikációs tényezők (R_{AA}) p_T függvényében. Abelev és mts. ALICE Collab. [2013]

D. ábra. R_{AA} kettős arányok a p_T függvényében $p_T < 4$ GeV/c tartományban. ALICE együttműködés: arXiv:1401.1250v4[nucl-ex] 29 Oct. 2014 alapján.

E. ábra. R_{AA} értékek p_T függvényében D^0 , D^+ és D^{*+} mezonokra átlagolva (pontok hibákkal). ALICE-eredmények 0–20% centralitásnál, PbPb-ütközésnél, $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$ TeV energiánál, < 5 rapiditásnál. A görbék modellszámítások eredményei. Abelev és mts. [2012] alapján

tációban keletkeztek. Itt a részecskehozamok a PbPb- és pp -ütközésekben egyenlők. Ez kizárja azt az elképzelést, hogy nagy fragmentációs különbségek lennének a mezonok és barionok között. Az $R_{AA}(p_T)$ kísérleti adatok pontos leírásához a közbelső $6 \leq p_T \leq 7$ GeV/c tartományban összetevő kvarkrekombinációt is célszerű figyelembe venni.

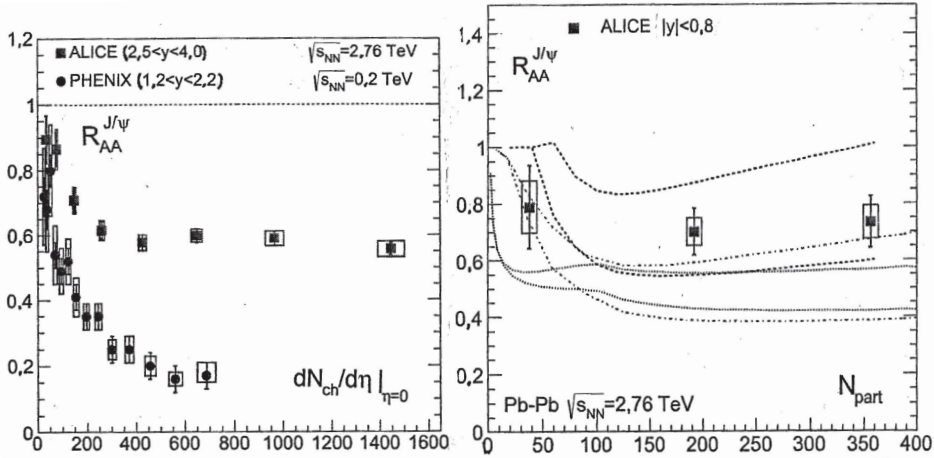
Eskola és mts. [2016] klasszikus munkájukban (ami 2004-ben jelent meg először) a perturbatív QCD faktorizált formalizmusával vizsgálták a nagy p_T -hez tartozó hadronspektrumokat. Azt a következtetést vonták le, hogy az $R_{AA}(p_T)$ magmodifikációs tényező majdnem független p_T -től, egyezésben a RHIC-kísérleti adatokkal, és ez várható az LHC-energiáknál is.

Lu, ALICE Collab. [2014] pp -ütközésekben vizsgálta a π^- , K^- és p -hozamokat töltött jetekben. Az eredmények azt mutatják, hogy a $(K^+ + K^-)/(\pi^+ + \pi^-)$ és $(p + \bar{p})/(\pi^+ + \pi^-)$ arányok nőnek a $Z^{\text{töltött}} \equiv p_T^{\text{track}} / p_T^{\text{töltött}}$ növekedésével, de a protonarány $Z^{\text{töltött}} \sim 0,5$ fölött némileg csökken. A PYTHIA-modell [Sjöstrand és mts. 2006] $\sim 30\%$ -on belül keírja az adatokat.

Ma már az egy c - és b -kvark-tartalmú [pl. $D^0(c\bar{u})$, D^+ , D^{*+}] állapotok modifikációs tényezőire is vannak kísérleti adatok [IV. 25. E. ábra]. A perturbatív QCD (pQCD)-számítások szerint a c - és b -kvarkok hozamai (hibahatáron belül) egyezésben vannak a mérési eredményekkel [Sakai 2014], [Li 2014]. A nagy D lenyomást (kis R_{AA} értéket) egyes modellek kapcsolatba hozták a D -mezonok anyagban való disszociációjával is, nem csak a radiatív energiavesztéssel. Lemérték az átlagos D -mezonok v_2 folyási paraméterét is, és ezek a töltött részecskékre vonatkozó v_2 értékekkel egyezést mutatnak a 2–8 GeV/c p_T tartományban [Abelev és mts. 2013]. A mérési hibák mindazonáltal még nagyok.

Zhou és mts. [2016] a magmodifikációs faktorok (R) leírására összetevő kvark szerinti skálázást javasoltak hadronokra, valamint összetevő nukleon szerinti skálázást könnyű magokra. A skálázásokat az egybeolvadási (coalescence) mechanizmusra alapozták pionokra és protonokra a kvarkszinten, ill. a $d(\bar{d})$ és ${}^3\text{He}$ könnyű magokra a nukleáris szinten. Az AuAu- és PbPb-ütközések kísérleti eredményeivel való összevetések jó skálázási viselkedésre utalnak. E skálázási törvényszerűségek próbái lehetnek a kvark vagy nukleon összeolvadási mechanizmusnak.

A IV. 26. ábrákon az $R_{AA}^{J/\Psi}$ magmodifikációs tényezők láthatók a $dN_{\text{tölt}}/d\eta$, ill. az $N_{\text{részecskeszám}}$ függvényében. A bal oldalon látható, hogy a lenyomás az ALICE-kísérletekben lényegesen kisebb, mint a PHENIX-nél. A jobb oldali ábra szerint az ALICE-kísérleti eredményeket a statisztikus hadronizációs és transzportmodellek elég jól leírják. A statisztikus modell szerint a J/Ψ -állapotok a fázisátmenet



IV. 26. bal oldali ábra. R_{AA} nukleáris modifikációs tényező J/Ψ -re a $dN_{\text{töltött}}/dy$ függvényében ($y = 0$ -nál). Az adatok p_T -re integrálva lettek. Jobb oldal. Az R_{AA} magmodifikációs tényező J/Ψ -re az N_{part} részecskeszám függvényében, összevetve különböző elméleti eredményekkel. Az ábrák Andronic [2014] összefoglalója alapján

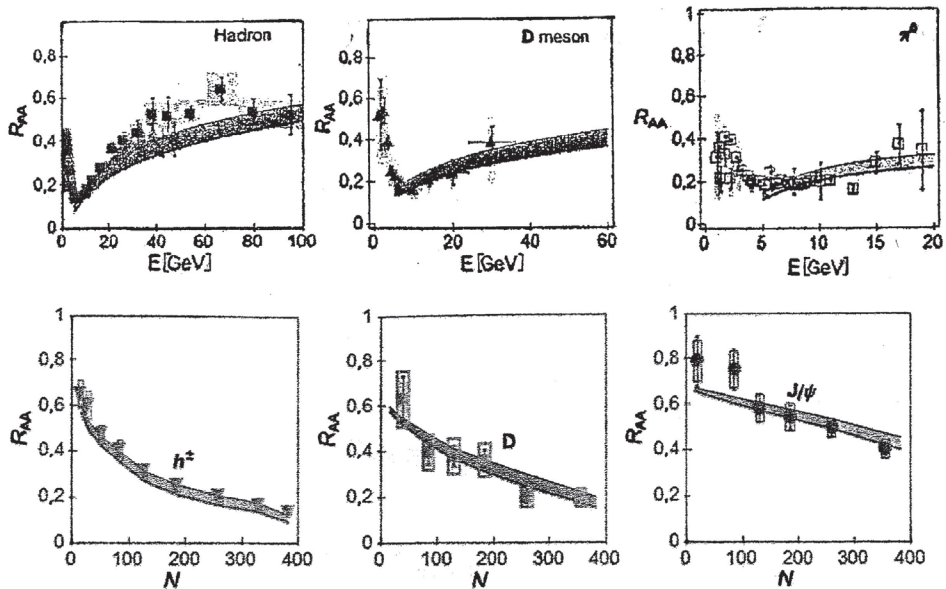
próbái a hadronikus és szétolvadt (deconfined) fázisok között. A transzportmodellben a J/Ψ -hozam 60–70%-a c és \bar{c} kvarkok (re)kombinációjával jön létre, a többiek primordiális J/Ψ -mezonok, amelyek túléltek a szétolvadt fázisban.

Az LHC-energiáknál ALICE-eredmények szerint a J/Ψ regenerációs mechanizmus versenyez a J/Ψ -lenyomással. Mindkettő a kvark-gluon plazma kialakulásával kapcsolatos (CERN Courier 2016. október, 11. old.).

A c - és b -kvarkokat tartalmazó részecskék hozamait pPb -ütközésekben is vizsgálták.

Az R_{pPb} értékek töltött jetekre a $20 \leq p_{T,jet}^{\text{töltött}} \leq 100$ GeV/c intervallumban egy ségnyinek bizonyultak. Ez arra utal, hogy a töltött jetek lenyomása $PbPb$ -ütközésben nem hideg maganyag-effektus [Bruna 2014]. Hasonló következtetésre jutott a pp - és $PbPb$ -ütközésekben fellépő jetek p_T spektrumának vizsgálatából Aiola, ALICE Collab. [2014] is. A pPb -ütközések eredményeiről összefoglalót közzölt Salgado és Wessels [2016].

A nehéz kvarkok hozamait p_T és az ütközés centralitása függvényében, valamint az R modifikációs tényezőt a RHIC PHENIX-együtműködés is vizsgálta dAu , $CuCu$ - és $AuAu$ -ütközésnél, $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV energiánál. Részeredmények vannak, de további vizsgálatok szükségesek a c - és b -kvarkok előállításának és módosulásának megértéséhez Lim [2014] és Campbell [2014].



IV. 27. ábra. Részecskék elnyelődése a kvark-gluon plazmában. R_{AA} értékek a részecskék energiája (E), valamint az ütközésben részt vevő átlagszámának ($N_{\text{résztevő}}$) függvényében. Pontok hibákkal a felső három ábránál LHC és RHIC, az alsó ábránál LHC-eredmények. A jet-impulzustartományok az alsó három ábránál (balról jobbra) 6–12 GeV, 8–16 GeV, 6,5–30 GeV. Sávok: elméleti leírás perturbációs QCD-alapon. [Djordjevic 2014].

A jetlenyomással kapcsolatos RHIC- és LHC-adatokat szisztematikusan elemezte, majd összehasonlította elméleti előrejelzésekkel Djordjevic [2014]. Az elmélet véges, dinamikus QCD-formalizmusra lett alapozva és nem volt szabad paramétere. A kísérleti eredményekkel jó egyezést sikerült elérni, mint az a IV. 27. ábrán látható.

Nehéz kvarkok. A nehéz kvarkok (t , b , c) tömege jóval nagyobb, mint 1000 MeV, és bomolhatnak könnyebb részecskékbe. Pl. a t -kvarknál fellépnek $t \rightarrow Wb$ és $t \rightarrow lv_l$ bomlások, ahol $l = e$ vagy μ , ν_l pedig a leptonhoz tartozó neutrínó (l. V. 5. táblázatot).

A RHIC-, PHENIX-programban AuAu-ütközésekben előállítottak nehéz kvarkokat, majd felvették az $R_{AA}(p_T)$ függvényeket a bomlásuknál fellépő elektronokra, l. a IV. 28. ábrát. Nagy lenyomást (R_{AA}) és erős v_2 függést észleltek a merőleges elektron impulzus (p_T) függvényében. Ez arra utal, hogy a nehéz kvarkok energiát veszítenek a kvark-gluon plazmában és a közegben áramlanak.

Nehéz kvarkok csak az ütközés korai szakaszában keletkeznek. A perturbatív QCD (pQCD)-számítások szerint fellép a $q(\bar{q}) + g \rightarrow q(\bar{q}) + \gamma$ sugárzásos ener-

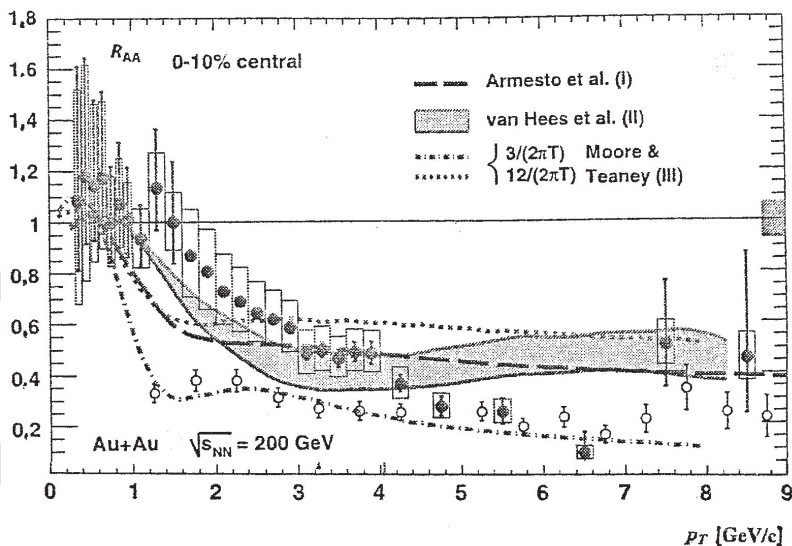
giaveszteség, és elektronok is előállnak a bomlásban. Minél nehezebb a kvark, annál kevesebb energiát veszít a kvark-gluon plazmában. Ez egyezik a QCD egyik legfontosabb jóslatával [ALICE Collab. 2015].

A IV. 28. ábrán látható, hogy az I. és II. pQCD-modellek kvalitatíven leírják az R_{AA} kísérleti adatokat. A modellszámítások alapján a viszkozitás/entrópia arány a közegben $\eta/s = (0,11-0,16)$ értékek közötti.

Ha csak az elektronokba való bomlást vizsgáljuk, sajnos nem lehet különbséget tenni a c - vagy b -kvarkokból származók között. Mindkét kvark $\sim 10\%$ elágazási aránnyal bomlik elektronokba.

A PHENIX-együttműködés [Adare és mts. 2006] szerint pp -ütközésben a c -kvarkok bomlásánál erős korreláció van [e^\pm és $hadron^\mp$] bomlásmódok között. A $b \rightarrow e$ átmenet uralkodóvá válik $p_T > 4$ GeV/c-nél. A pQCD-számítások konzisztensek a kísérleti adatokkal [Cacciari és mts. 2005].

Kvarkóniumok. Mind az LHC-, mind a RHIC-mérések szerint a $c\bar{c}$ charmóniumra az $R_{AA}^{J/\Psi}$ modifikációs tényező kisebb, mint egy, l. a IV. 26. ábrákat, valamint [Akiba 2015] közleményét. A $b\bar{b}$ bottomóniumnál hasonló a helyzet, bár nem annyira egyértelmű. Andronic [2014] a nyert kísérleti és elméleti eredmények alapján azt a következtetést vonta le, hogy a kvarkóniumállapotok a kvark-gluon plazmában vagy a kémiai kifagyásnál (hadronizációnál) állnak elő. A char-



IV. 28. ábra. A nehéz kvarkok bomlási elektronjainak vizsgálata RHIC PHENIX centrális AuAu-ütközésekben. R_{AA} modifikációs tényező p_T függvényében (pontok hibákkal) összevetve különböző elméleti számításokkal (görbék, sáv). Adare és mts. [2007]

móniumlennyomás a kvark-gluon plazmában lép fel. A bottomóniumok fontos jellemzői a kvark-gluon plazmának, mert az ütközés korai fázisában keletkeznek, és áthaladnak a plazmán „letérképezvén” annak fejlődését. A CERN CMS-együttműködés részletesen vizsgálta a $b\bar{b}$ -állapotok előállítását pp -, pPb - és $PbPb$ -ütközésekben. Az egyes $\Upsilon(1S)$, $\Upsilon(2S)$ és $\Upsilon(3S)$ állapotok R_{AA} értékeit megfelelően 0,56, 0,12 és 0,03-nak találták. A $[\Upsilon(nS)/\Upsilon(1S)]_{pPb} / [\Upsilon(nS)/\Upsilon(1S)]_{pp}$ kettős arányok mutatják a végállapotú effektusok fontosságát a pPb -ütközésekben a pp -hez képest [Abdulsalam, CMS Collab. 2014]. A J/Ψ és Υ kvarkóniumok exkluzív fotoelőállítását vizsgálták Jones és mts. [2016].

A kvarkóniumoknál az R_{AA} értéke függ az állapot kötési energiájától. Ezenkívül azonban sok más effektust is figyelembe kell venni: az ütköző atommagokat, az ütközés centralitását és energiáját, a p_T -t, a kialakulási időt, multigluon-fluktuációt, fragmentációt, a nehéz mezonok (J/Ψ , K) bomlását, a nehéz kvarkok rekombinációját stb. A charmóniumok sorozatos regenerálódását vizsgálta nehézion-ütközésekben Du és Rapp [2015]. További részleteket illetően l. pl. Gale, Ruan [2013], Bruna [2014], Djordjevic [2014] és Braun-Munzinger [2016] összefoglalóit. Amennyiben precíziós mérések rendelkezésre fognak állni, a kvarkóniumok viselkedése termométerként szolgálhat a kvark-gluon plazmára.

IV. 2. 7. Részecskepárok eloszlása a relatív kilépési szög függvényében: „kettős gerincű, hosszú távú” korrelációk

AA-ütközések. Először a brookhaveni RHIC-gyorsítónál, majd a CERN-i LHC-nél is észlelték, hogy a nagy multiplicitású relativisztikus AA-ütközéseknél a részecskepárokban nem várt eloszlás található. Nevezetesen, ha a részecskepárban a részecskék kilépési szöge közötti különbség kicsi (azaz $\Delta\phi \sim 0^\circ$) vagy nagy ($\Delta\phi \sim 180^\circ$), a részecskepár hozama jellegzetes gerinc alakú eloszlást mutat a $\Delta\eta$ pszeudorapiditás függvényében, l. a IV. 29. felső ábrát.

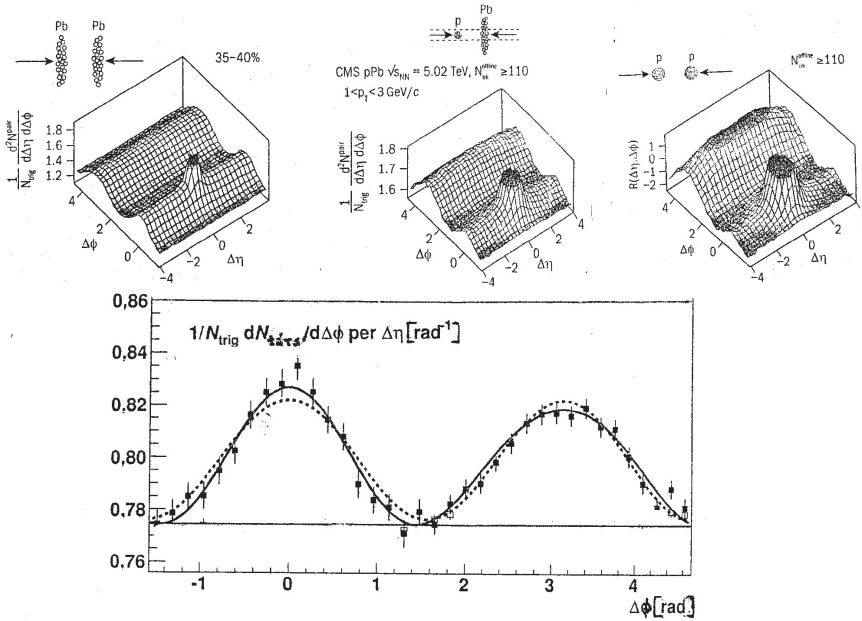
pPb-ütközések. A CERN-ben pPb -ütközéseknél is észleltek hasonló korrelációt [CMS Collab. 2013], [ALICE Collab. 2013A] és speciálisan a π -, K -, p -hadronokra [ALICE Collab. 2013B], [Milano, ALICE Collab. 2014]. A hozamokat egységnyi beindító (trigger) jelre normalizálták. L. IV. 29. felső ábrát.

A kettős gerincű kétrészecske-korrelációk vizsgálatát pPb -ütközéseknél D -mezonokra is kiterjesztették. A tömegeloszlás hasonló volt ahhoz, mint amit $PbPb$ -ütközéseknél észleltek [Bjelogrlic, ALICE Collab. 2014]. Az ALICE-eredmények kvalitatív egyezésben vannak a hidrodinamikai végállapotú effektusra alapozott modellszámítások eredményeivel. Mindazonáltal a színűveg-kondenzátum kez-

deti állapotot figyelembe vevő QCD-számítások is le tudják írni az adatokat [ALICE Collab. 2015].

A IV. 29. alsó ábrán látható $\frac{1}{N_{trig}} \frac{dN_{ársult}}{d\Delta\phi\Delta\eta}$ mennyiség az adott $\Delta\phi$ -hez tartozó eloszlások összegét mutatja a $\Delta\phi$ függvényében pPb -ütközésre. Az eloszlásoknak maximuma van $\Delta\phi = 0^\circ$ és $\sim 180^\circ$ (azaz $\sim 3,2$ radián) körül, ami arra utal, hogy közös eredete lehet a kis, ill. nagy $\Delta\phi$ -nél tapasztalható eloszlásoknak a pPb - és $PbPb$ -ütközésekben.

Az ATLAS-együttműködés vizsgálta a v_2, v_3, v_4 folyási paraméterek p_T -spektrumát pPb -ütközéseknél. A nyert eredményeket összevetették a $PbPb$ -ütközéseknél, hasonló $\sqrt{s_{NN}}$ energiánál és eseménymultiplicitásnál nyert spektrumokkal. Azt a következtetést vonták le, hogy a hosszú hatótávolságú korrelációkat a különböző rendszerekben hasonló dinamika alakítja [Radhakrishnan 2014]. L. még Galgardo és Wessels [2016] közleményét is.



IV. 29. ábra. Felül. Részecskepárok eloszlása a relatív kilépési szög ($\Delta\phi$, radián) és $\Delta\eta$ pszeudorapiditás függvényében $PbPb$ -, pPb és pp -ütközéseknél. CMS- és ALICE-eredmények (CERN Courier 2013. jan. alapján).

Alul. Az adott $\Delta\phi$ -hez tartozó eloszlások összege $(\frac{1}{N_{trig}} \frac{dN_{ársult}}{d\Delta\phi\Delta\eta})$ a $\Delta\phi$ függvényében. Pontok hibákkal: ALICE, kísérleti adatok pPb -ütközésnél, $\sqrt{s_{NN}} = 5,02$ TeV energiánál. Vastag görbe: $\alpha_0 + \alpha_2 \cos(2\Delta\phi) + a_3 \cos(3\Delta\phi)$ illesztés, szaggatott görbe: $a_0 + a_2 \cos(2\Delta\phi)$ illesztés. Vékony egyenes: alapvonal a hozamillestéshez. Itt $1 < p_T < 4$ GeV/c; $1 < p_T < 2$ GeV/c; különböző centralitásoknál. ALICE Collab. [2013A] alapján

pp-ütközések. L. a IV. 29. felső ábrát. A CMS-együttműködés *pp*-ütközésnél, $\sqrt{s_{NN}} = 13$ TeV energiánál kiemelt részecskehozamot észlelt $\Delta\phi = 0^\circ$ relatív kilépési szög mellett (a legnagyobb multiplicitású ütközéseknél, egyszer minden 3000 ütközésben). A mérések arra utalnak, hogy a hozam főleg a részecskemultiplicitás függvénye, a tömegközépponti energiától alig függ. Az energiától való gyenge függés hasonló ahhoz, mint amit a hidrodinamikai v_2, v_3 folyási paraméterekre nyertek AA-ütközésnél RHIC- és LHC-méréseknél. Ez arra utal, hogy a jelenségben a hidrodinamikai (végállapoti) effektusok dominálnak (CERN Courier, 2013. január és 2015. november).

Az ATLAS-együttműködés is vizsgálta a *pp*-ütközéseket $\sqrt{s_{NN}} = 13$ és 2,076 TeV energiáknál. Az eredményeik megerősítették, hogy *pp*-, *pA*- és AA-ütközéseknél hasonló mechanizmus hozza létre $\Delta\phi = 0$ és $\sim 3,2$ radiánoknál az észlelt hozamnövekedést (CERN Courier, 2015. dec.).

A jelenségkör egyértelmű értelmezése kihívást jelent az elmélet számára; nem világos, hogy a makroszkopikus vagy mikroszkopikus leírás közül melyik a megfelelőbb (Shuryak, Zahed [2013]). Az AA-ütközések leírására használt hidrodinamikai modell helyi termikus egyensúlyt tételez fel, de ha kis rendszereket akarunk leírni, mint pl. *pp*- és *pA*-ütközéseket, ennek alkalmazhatósága nem világos. Ugyanakkor a makroszkopikus és mikroszkopikus elméletek határterületének vizsgálata új lehetőségeket nyújt.

IV. 2. 8. Elméleti modellek

A nagyenergiájú nehézion-ütközések több perióduson át játszódnak le.

A) Nagy sűrűségű, egyensúly előtti állapot az ütközés $\sim 0,2-1,5$ fm/c idejében. (A $\sim 0,2$ fm/c-hez tartozó idő $\sim 0,66 \times 10^{-25}$ s.) A kezdeti állapot leírása jelenleg az egyik legfontosabb nyitott kérdés a nehézion-ütközések fizikájában. Megbízható, elsődleges elvekből kiinduló, nem egyensúlyi QCD-számítások még nem realizálhatók. Ezért modellekre kell hagyatkozni, melyeket behatárol az az igény, hogy egyezést biztosítsanak a következő, folyadékfázisnál mérhető kísérleti adatokkal. Több közelítést is kidolgoztak [Monte-Carlo Glauber, színüveg-kondenzátum, analitikus, hibrid (dinamikus)], amelyeket a következőkben röviden áttekintünk.

– A Monte-Carlo Glauber közelítések közös feltevése, hogy a nukleonok függetlenül, egyenes vonalban ütköznek. A nukleonok eloszlása a nehéz ionokban nem egyenletes, héjakba, alhéjakba rendeződnek, és az ütközés lehet centrális és nem centrális. Monte-Carlo-módszerrel számítják az ütközésben részt vevő nuk-

leonok számát és a bináris ütközési valószínűséget. A módszerek áttekintése megtalálható Miller és mts [2007] összefoglalójában, a PHOBOS Glauber Monte-Carlo-program leírása pedig Alver és mts. [2008] közleményében. Általában a Monte-Carlo Glauber közelítés alkalmas arra, hogy megfelelő kezdeti feltételeket teremtsen a hidrodinamikai expanzió számára.

– *A színüveg-kondenzátum közelítésekben* a kezdeti feltételeket főleg a gluonok telítődése szabja meg. Nagyenergiájú nehézion-ütközésekben a fékezési sugárzás erőteljes γ -sugárzást produkál, ami $\gamma q \rightarrow qg$, majd $g' \rightarrow gg$ reakciókkal gluontelítődéshez vezet. E közelítésben a tűzzóna energiasűrűségének zömét a gluonok alakítják, a „glazma”. A gluonok száma kis x értékek irányába haladva gyorsan növekszik, és több mint egy nagyságrenddel meghaladja a valencia- és tengerkvarkok számát (l. III. 3. ábrát).

Az ütközési energia növekedésével a gluonok sűrűsége is nő. Mivel a gluonsűrűség nagy, a gluonok közötti távolság kicsi, következésképpen α_s is kicsi ($\alpha_s \ll 1$). Így a gluonsűrűség leírására perturbatív QCD alkalmas. Az ütközés legelső fázisa a színüveg-kondenzátum (Color Glass Condensate, CGD) nevet kapta. Egyrészt mert a gluonok színesek, másrészt koherensek, telítettek a maximálisan megengedett értékig, innen a kondenzátumnév. Az üveg elnevezés technikai okokból származik, mivel a gluonok úgy viselkednek, mint az atomok a megszozott üvegben. Az $\varepsilon(x,y)$ energiasűrűségben nagymértékű ingadozások lépnek fel az egyedi ütközésekben aszerint, hogy milyen az ütközés energiája és centralitása. (Itt x és y merőleges koordinátatengelyek az ütköző ionok mozgásának z tengelyéhez képest.) Az elmélet részletes kifejtését l. McLerran és Venugopalan [1994], Lappi, McLerran [2006], McLerran [2014], Epelbaum, Gelis [2014] és Galis, Schenke [2016] munkáiban.

Ebbe a kategóriába tartoznak a Monte-Carlo MC-KLN (KLN = Kharzeev–Levin–Nardi) modellek [Kharzeev, Nardi 2001; Kharzeev, Levin 2001], valamint az IP–glazma modell (IP = impact paraméter) [Soff és mts. 1999; Schenke és mts. 2012]. Ez utóbbi a gluontér leírására a klasszikus SU(3) Yang–Mills-egyenleteket alkalmazza.

A kezdeti állapot leírására hatékonyan bizonyult a nukleon-nukleon eseménygenerátor-módszer is, l. pl. a PYTHIA-programot [Sjöstrand és mts. 2006].

A Bose–Einstein-kondenzátum szerepét vizsgálták a kvark-gluon plazmában Blaizot és mts. [2011]. A nehézion-ütközések korai szakaszában glazma alakul ki, ami erősen kölcsönhat önmagával viszonylag hosszú ideig, még a közelítő termalizáció előtt. Így létezhet a rendszernek egy olyan átmeneti komponense, amely

Bose-Einstein-kondenzátum. Ha ez így van, ez alapvetően hat a kvark-gluon plazma leírására.

–Az *analitikai közelítésekben* parametrizált eloszlásokat adnak meg a nehéz-ion-reakciók kezdeti állapotaira vonatkozó forró és hideg helyekre. E modellek fő következtetése az, hogy a végállapotok különböző Fourier-együtthatói információt hordoznak a kezdeti állapotok inhomogenitására vonatkozóan. L. pl. Bhale-
rao és mts. [2011] közleményét.

A kvark-gluon plazmában impulzus-tér anizotrópiákat is figyelembe vesz a vaHydro modell [Strickland 2014].

B) A kezdeti ütközési periódust a közelítőleg *termalizált kvark-gluon plazma fázis követi* ~ 5–20 fm/c időben, ami a tűzzóna fejlődésének zömét alkotja. A plazma hőmérséklete kezdetben igen magas lehet, pl. $\sim 2T_{krit}$; azután főleg longitudinális expanzióval hűl, majd T_{krit} alatt hadronrezonancia-gázzá konvertálódik, és az előállt hadronok kémiai összetétele befagy. A közelítőleg helyi termikus egyensúlyban lévő rendszerre megpróbálható effektív hidrodinamikai makroszkopikus modellt alkalmazni, ami az energia, tömeg és impulzus megmaradási törvényekre alapoz. A hidrodinamikai leírás előnye főleg abban jelentkezik, hogy a mikroszkopikus leírás nagyszámú szabadsági fokát drasztikusan egyszerűsíti. A súrlódó inkompresszibilis folyadékok hidrodinamikai egyenletei a Navier–Stokes-féle egyenletek (l. pl. Budó [1951, 322. o.]).

A nem relativisztikus folyadékok hidrodinamikája főleg a megmaradási törvényekkel jellemezhető:

$$\text{energia :} \quad \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \nabla_j \bar{j}^j \varepsilon = 0,$$

$$\text{tömeg (részecskeszám)} \quad \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla_j \rho v_j = 0,$$

$$\text{nyomaték} \quad \frac{\partial \bar{g}_i}{\partial t} + \nabla_j \Pi_j = 0,$$

ahol ε az energiasűrűség, ρ a tömegsűrűség és $\bar{g} = \rho \bar{v}$, az impulzussűrűség, Π_{ij} a feszültségtenzor.

Az ideális hidrodinamikában $\bar{j} = \bar{v}(\varepsilon + P)$, $\Pi_{ij} = P\delta_{ij} + \rho v_i v_j$, ahol $\varepsilon = \varepsilon_0 + 0,5\rho v^2$ és ε_0 az energiasűrűség a folyadék nyugalmi rendszerében. A rendszerben hat hidrodinamikai változó van: \bar{v} , ρ , ε és P , amiket a megmaradási törvények határoznak meg. Termikus egyensúly esetén $P = P(\varepsilon, \rho)$.

A nyomatékmegmaradási, Euler-ről elnevezett egyenlet a következő:

$$\frac{\partial \bar{v}}{\partial t} + (\bar{v} \cdot \nabla) \bar{v} = -\frac{1}{\rho} \nabla P.$$

Magasabb közelítésben a feszültségtenzor alakja a következő:

$$\Pi_{ij} = P\delta_{ij} + \rho v_i v_j + \delta\Pi_{ij}, \text{ ahol}$$

$$\delta\Pi_{ij} = -\eta \left(\nabla_i v_j - \nabla_j v_i - \frac{2}{3} \delta_{ij} \nabla \cdot \vec{v} \right) - \zeta \delta_{ij} (\nabla \cdot \vec{v}) \text{ és}$$

η a nyíró, ζ a radiális (bulk) viszkozitások. A nyomatékmegmaradási törvény az előbbi két kifejezéssel felírva a Navier–Stokes-egyenletek nevet viseli.

Relativisztikus esetben a folyadékokban instabilitások lépnek fel, amik a számításokat nagyon bonyolulttá teszik. A relativisztikus folyadékdinamika legáltalánosabban használt elmélete az Israel–Stewart-féle [1979], ill. ennek általánosításai (Song, Heinz [2008], Heinz, Schellings [2013]).

C) Mint az a IV. 6. ábrán látható, a hidrodinamikai elmélet jó leírást ad a $\langle v_n^2 \rangle^{1/2}$ értékekre, és lehetővé tette a hadronok kollektív mozgására jellemző η/s értékek meghatározását. A $\langle v_2 \rangle^{1/2}$ elliptikus folyási paraméter nagymértékben független a kezdeti feltételek fluktuációitól. A magasabb harmonikusok érzékenyebbek az inhomogenitásokra [Niemi és mts. 2013]. Mint az előző IV. 2. 4. pontban említettük, a pp -, pA - és AA -ütközések konzisztens leírása kihívást jelent a hidrodinamikai modell számára.

Tekintettel a hidrodinamikai leírás rendkívüli fontosságára, számos munka jelent meg róla, pl. Csernai és mts. [2005], Hirano és mts. [2013], Gale és mts. [2013], Jia [2014], Snellings [2014], Petersen [2014], Ritter, Stock [2014], Csernai, Stöcker [2014] munkái. Igen részletesen vizsgálták a hidrodinamikai módszer nehezion-fizikai alkalmazását Souza és mts. [2016], valamint Jaiswal és Roy [2016].

A hidrodinamikai leírás számos kutatóprogramban szerepet játszik, pl. CERN, ALICE, ATLAS, CMS; RHIC nyalábenergia-letapogatás (beam energy scan); GSI, FAIR; JINR, NICA. E programokon keresztül értékes információ nyerhető pl. a relativisztikus hidrodinamika alkalmazhatósági határaitra.

Itt megjegyzendő, hogy a hidrodinamikai modell egyik legfontosabb paramétere, a hőmérséklet, nem önkonzisztens mennyiség. Ez függ az adott modelltől és értékét a kísérleti adatokhoz illesztik [Turko 2015].

Összefoglalóan mondhatjuk, hogy a hidrodinamikai modelleknél az egyensúlynak valamilyen formájával számolnak, feltételeznek helyi vagy globális kiegyenlítődést, ami után kémiai és kinematikai kifagyás következik.

D) A T_{krit} kritikus hőmérséklet és a közeli kémiai kifagyási hőmérséklet alatt célszerű a makroszkopikus viszkózus folyadék-leírást kombinálni mikroszkopikus Maxwell–Boltzmann-statisztikai leírással. Erre számos hibrid modellt kifejlesztettek (pl. VISHNU [Song, Bass, Heinz 2011], UrQMD [Ultrarelativistic Quantum Molecular Dynamics] [Petersen és mts. 2010], VISH2+2, MUSIC+ UrQMD). A

IV. 20. ábra mutatja, hogy a tűzgömbből kilépő azonosított részecskék spektrumát a hibrid (ill. a barionoknál a hidrodinamikai) modellek $p_T \leq 2,5$ GeV/c alatt szépen leírják.

A hadronrezonancia-gáz modellben vizsgálták a hadronizációs mechanizmust és a transzportsajátságokat Noronha-Hostler és mts. [2012].

A HYDRO-PACIAE hibrid modell kombinálta a hidrodinamikai [Csernai és mts. 2011] és a PACIAE transzportmodelleket [Yan és mts. 2013]. A számított töltött részecske pszeudorapiditási eloszlások, a tranzverz impulzus (p_T)-spektrumok és elliptikus folyási paraméterek [pl. $v_2(p_T)$] reprodukálják az LHC- és RHIC-kísérleti eredményeket. A modell gyors nem egyensúlyi hadronizációt (kifagyást) jósol a szuperhideg kvark-gluon plazmára. E sajátága eltér más hibrid modellektől, amelyek a fázisátalakulást kevert fázis, fázisegyensúly és/vagy „crossover” módon értelmezik.

Chen és mts. [2017] hibrid modell segítségével számították a LHC pp - és PbPb-ütközéseinel előállt töltött részecskék tranzverz impulzus (p_T) és pszeudorapiditás (η) spektrumát. Az eredmények egyezésben vannak az ATLAS együttműködés kísérleti adataival.

Magdy és mts. [2017] véges térfogat és mágneses tér effektusokat vizsgáltak a fázisdiagrammal kapcsolatban. A Polyakov-féle lineáris szigma modell keretében végzett számítások arra mutatnak, hogy a kvark-hadron fázishatár csökken a $T - \mu_b$ síkon (l. pl. a IV. 12. felső ábrát), ha a mágneses térerősség nő. Ugyanakkor elentétes eltolódás van nagyobb T és μ_b értékek felé csökkenő rendszertérfogatnál.

A kinetikus kifagyás hőmérséklete ($T_{kifagy}^{kinetikus}$) kisebb, mint a kémiai kifagyásé ($T_{kifagy}^{kémiai}$). A π^\pm , K^\pm és $p\bar{p}$ spektrumok p_T függésének analízise alapján a RHIC STAR-együttműködés (l. [Hippolyte, Rischke 2013]) arra a következtetésre jutott, hogy a kinetikus kifagyási hőmérséklet a 135–100 MeV tartományban van, és függ a közepes tranzverz sebességtől. A MUSIC- és UrQMD-programokkal számolt elméleti eredmények közel vannak a kísérletileg mértetekhez. (A 2013 előtti vizsgálatok is hasonló eredményekre vezettek; ezeket a hadronok energiaeloszlása részben tárgyaltuk a IV. 20. ábránál.)

A kezdeti állapotot Pang és mts. [2013] az AMPT- (A Multi-Phase Transport) modellel írták le, amit kombináltak ideális hidrodinamikai számítással. Ugyancsak hibrid (kezdeti + hidrodinamikai) leírást adtak a v_n kísérleti adatokra az UrQMD-moddal Petersen és mts. [2010]. Paatelainen és mts. [2014] javított perturbatív QCD + telítődés + hidrodinamikai modell számításokat végeztek az AA-ütközések leírására. Mind az LHC-nél, mind a RHIC-nél nyert p_T -spekt-

rumokat (IV. 6. ábra) a modell jól leírja. Csernai és Stöckner [2014] a kollektív áramlás instabilitásait vizsgálta: eredetüket és lehetséges detektálási módjaikat.

E) *Egységes, dinamikai leírások a nehézion-ütközések különböző fázisaira.* Ma már rendelkezésre állnak olyan hibrid modellek, amelyek az ütközés kezdeti és végső fázisait mikroszkopikus transzportközelítésben tárgyalják, míg a közelítőleg termikus egyensúlyban lévő sűrű és forró fázist hidrodinamikai módszerekkel. Ilyenek pl. a Petersen és mts. [2008] által kifejlesztett, továbbá az UrQMD hibrid [Petersen és mts. 2010] és EPOS hibrid [Werner és mts. 2014] modellek. Az UrQMD hibrid modellt főleg kisebb nyalábenergiáknál alkalmazták, míg az EPOS-t nagyobb (LHC) energiáknál. Figyelemre méltó egyezést értek el a kísérleti adatokkal (p_T -spektrumok π , K , p részecskékre, jetek, folyási együtthatók stb. [Petersen 2014]). E modellek az ütközés longitudinális és tranzverz profilját, a sebességeloszlásokat és a fluktuációkat önkonzisztens módon leírják. Gyenge pontja e közelítéseknek, hogy azonnali termalizációt feltételeznek, ami nem jól teljesül.

Bíró és mts. [2017] térelméleti koncepciók alapján vizsgálták a nukleáris és kvarkanyagot magas hőmérsékleten. Átfogó, részletes analízisükben különös tekintettel voltak a hadronizációs folyamatokra.

A relativisztikus nehézion-ütközések leírására használt modellekről áttekintést adott Hirano [2014], Luzum, Petersen [2014] és Braun-Munzinger és mts. [2016].

A topológiai térkonfigurációk a világunk sok alapvető sajátosságát meghatározzák, pl. a QCD-kvarkbepörtönzést. A koherens mágneses terek ideális próbái a QCD-topológiának. Erős mágneses terek lépnek fel nehézion-ütközéseknél. Kharzeev [2015] összefoglaló munkájában részletesen vizsgálta a királis és a háttér mágneses tér kölcsönhatását, valamint a topológia megfigyelhető megnyilvánulásait a nehézion-ütközésekben.

Transzportmodellek

A transzportmodelleknél az összes részecskemozgást követik, de sok apró részletben feltevésekre vannak utalva és a számítások fáradságosak.

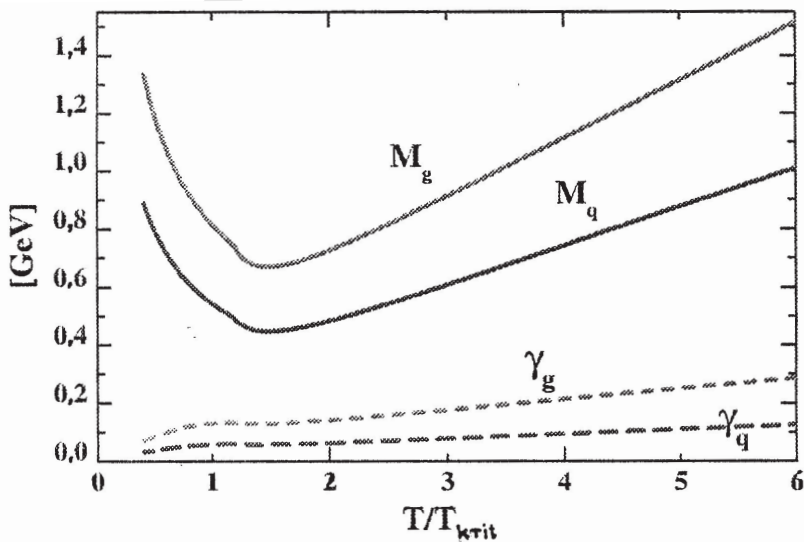
A nem egyensúlyi kvantum-többsztestprobléma *Dyson–Schwinger-egyenlete* (I. a III. 2. 3. pontban és Fischer, Luecker [2012] munkáját), ill. a *Kadanoff–Baym* [1962] nevéhez kapcsolható egyenletek megfelelő alapokat teremtettek a transzport jelenségek tárgyalására. Ezekkel leírhatók a nukleonok, valamint a partronok transzportja is a relativisztikus nehézion-ütközésekben. Biztosítható, hogy a probléma Lagrange-energiasűrűsége megőrzi az alapvető szimmetriákat. A formalizmusban egyaránt tárgyalhatók a stabil és nem stabil részecskék, rezonanciaállapotok.

Kidolgozták a dinamikus kvázirészecske (DQPM, **d**ynamical **q**uasiparticle **m**odel) és a parton-hadron-húr dinamika (PHSD, **p**arton-**h**adron-**s**tring **d**ynamics) modelleket. Ez utóbbi egységes leírást biztosít a partonikusról a hadronikus fázisra a termodinamika második törvényének megsértése nélkül is.

A *DQPM modellben* csak kevés szabad paraméter van, de a rács-QCD-számítások eredményeihez való illesztéssel lényegében ezek is lefixálhatók. A modell kvázirészecskékkel operál, melyek effektív tömege a T/T_{krit} szabad paraméter függvényei (l. IV. 30. ábrát). Az effektív tömegek nagyobbak a csupasz kvarkok tömegeinél. A γ_q bomlási szélesség meghatározásánál $gg \leftrightarrow gg$ és $gq \leftrightarrow gq$ szóródást, valamint felhasadást és fúziót ($gg \leftrightarrow g$, $gg \leftrightarrow ggg$, $g \leftrightarrow q\bar{q}$ stb.) vesznek figyelembe. A fermion oldalon fermion-fermion, fermion-gluon ütközéseket, $q\bar{q} \leftrightarrow g$ fúziót és más reakciókat is számításba vesznek.

A *PHSD-modell* felhasználja a DQPM modellben lefixált effektív tömeg és bomlásszélességeket, amelyek T/T_{krit} függvényei. Ez természetesen csak közelítés, mivel a T hőmérséklet az ütközés teljes folyamatában nem állandó. Ennek ellenére a modell jól működik.

A PHSD-modell lehetővé teszi a nyíró viszkozitás per entrópiasűrűség (η/s), valamint a radiális (bulk) viszkozitás per entrópiasűrűség (ζ/s) kiszámítását is a T/T_{krit} függvényében.



IV. 30. ábra. A dinamikus kvázirészecske-modell (DQPM) effektív gluon (M_g) és kvark (M_q) tömegei, valamint a γ_g, γ_q bomlási szélességei a T/T_{krit} hőmérsékletarány függvényében. Bratkovskaya és mts. [2011] alapján

A PHSD-modell a relativisztikus nehézion-ütközések számos sajátosságát sikeresen értelmezte. Erre példák láthatók a következő ábrákon: IV. 3. alul (a fotonok p_T -spektruma), IV. 21. (p_T -spektrumok töltött részecskékre és mezonokra), IV. 33. (dileptonhozamok az invariáns dilepton tömegek függvényében).

A DQPM és PHSD modellek részletesebb kifejtését, valamint a modellek eredményeinek a kísérletekkel való sokoldalú összevetését I. Linyk, Bratkovskaya és Cassing [2016] összefoglaló munkájában.

A fázisdiagram vizsgálható a *Schwinger–Dyson-egyenletekkel* is. Ezekben a kölcsönhatási erősség kicsi voltára nem szükséges hagyatkozni, és a csupasz kvarktömegek nagyon kicsiknek is vehetők. További előny, hogy a királisan szimmetrikus Lagrange-energiásűrűség kezelése sem túlságosan bonyolult (l. pl. Fischer, Luecker [2012] munkáját).

A Schwinger–Dyson-egyenletekből számolt kritikus végpontra vonatkozó hőmérséklet ($T_{\text{vég}}$) és bariokémiai potenciál ($\mu_b^{\text{vég}}$) a következő:

	$T_{\text{vég}}$ [MeV]	$\mu_b^{\text{vég}}$ [MeV]
Fischer és mts. [2014]	$\cong 115$	$\cong 168$
Gutiérrez és mts. [2014]	$\cong 97$	$\cong 220$

Ez utóbbi szerzők szerint a $T_{\text{vég}}$ végpontnál a mezonok szétolvadnak kvark-antikvark párokba (deconfinement), és itt a kritikus szimmetria érvényesül. Egyelőre a kritikus végpont meghatározása meglehetősen bizonytalan.

Gao és mts. [2016] szintén a Dyson–Schwinger-egyenleteket használták fel a (μ, T) fázisdiagram analízisére. Egy új módszerrel előrejelzéseket tettek a felöltözött kvarkok termikus sajátosságaira az erősen kölcsönható anyagban: számították a nyomást, a hangsebességet, latens hőkapacitási sűrűséget stb. Az eredmények konzisztensek a rendelkezésre álló rács-QCD-számítások adataival.

A mikroszkópikus transzport modellek egyik formája a *Boltzmann–Uehling–Uhlenbeck-modell*, ami a Boltzmann-egyenletre alapoz, és az ütközésekben elektromágneses és erős kölcsönhatásokat is figyelembe vesz a részecskék között. A program első részében két nehéz ion repül egymással szemben, a végállapotban pedig az ütközési zónából részecskék lépnek ki. A modell alapján végzett számításokat Almási és Wolf [2015]. Azt találták, hogy termikus kiegyenlítődéss lép fel az első 20–40 fm/c idő alatt, amely idő összevethető a nehéz ionok ütközési idejével. A nukleon, Δ , könnyű mezon és barionrezonancia-állapotokra a kémiai kiegyenlítődési idő ~ 50 – 100 fm/c, az s -kvarkot is tartalmazó K -, Λ -, Σ -részecskékre 100–300 fm/c. Ez utóbbi függ a sűrűségtől és a bombázó energiától.

A kvarkprodukción vizsgálták a kvark-gluon plazmában a relativisztikus transzportmodell keretében Ruggieri és mts. [2015]. A nehézion-ütközések kezdeti szakaszában csak gluon szabadsági fokokat vettek figyelembe, azaz a klasszikus Yang–Mills-teret. Ebben a rugalmatlan ütközési folyamatok lehetővé teszik a gluonok konverzióját kvark-antikvark párokba. Számításaik szerint a kezdeti gluonos állapotból az idő függvényében nagy valószínűséggel előállnak kvark-antikvark párok. A standard Glauber-modell kezdeti feltételekkel végzett számítások hasonló eredményre vezettek.

Az összetevő kvarkmodell keretében vizsgálta a kritikus végpont létét Kovács, Szép és Wolf [2016]. A modell figyelembe vesz vektor- és axiálvektor-mezonokat. Számították a nyomást és különböző más termodinamikai mennyiségeket, és az eredményeket összevetették a Wuppertal–Budapest-együttműködés extrapolált rács-QCD-eredményeivel. Azt találták, hogy a (μ_b, T) fázisdiagramon létezik egy kritikus végpont olyan modellparamétereknél, amelyek elfogadható χ^2 értéket mutatnak a minimalizálási eljárásban.

* * *

A *Polyakov–Nambu–Jona-Lasinio (PNJL)-modellben* vizsgálta a hadron-kvark fázisátmenetet Yamazaki és Matsui [2014]. A számításokat véges hőmérsékletnél és zéró bariokémiai potenciálnál végezték, u -, d -, s -kvarkok figyelembevételével. Bevezettek egy effektív Lagrange-energiasűrűséget, és számították a termodinamikai potenciált a hőmérséklet (T), nyomás (p) és térfogat (V) függvényében középérték-közelítésben. Figyelembe vettek pszeudoskalár ($J^{PC} = 0^{+-}$) és skalár ($J^{PC} = 0^{++}$)-mezonokat. Kiszámították, hogy hogyan függ a p/T^4 mennyiség a T/T_{krit} függvényében. Nagyobb hőmérséklet irányába haladva először a kaonok olvadnak szét $T \sim 1,15 T_{krit}$, majd a pionok $T \sim 1,2 T_{krit}$ hőmérsékletnél. Adatokat nyertek a királis szimmetriamegtörési, valamint a szétolvadási (deconfinement) hőmérsékletekre. A vizsgálatokat a jövőben ki akarják terjeszteni véges bariokémiai potenciálokra és barionokra is. Hasonló vizsgálatokat végeztek a PNJL-modell keretében Imai és mts. [2013].

Ugyancsak a Nambu–Jona–Lasino-modellt használták a QCD-fázisdiagram analízisére Lu és mts. [2016]. Vizsgálták a királis fázisátmenetet véges hőmérsékleteknél, kémiai és királis potenciáloknál. A királis kémiai potenciál katalizálja a királis szimmetria megtörését. Számították különböző termodinamikai jellemzőket.

A Nambu–Jona–Lasinio-modell nagy barionsűrűségű anyag vizsgálatára is felhasználható (l. a IV. 3. 3. pontot). A releváns szimmetriákat figyelembe véve, a QCD fontosabb sajátosságait mimikálva, a rács-QCD létező eredményeit felhasználva létrehozhatók olyan effektív modellek, amelyek jó betekintést nyújthatnak a maganyag fázisdiagramjának még feltáratlan területeire.

Rács-QCD-számítások

Az utóbbi években az „*ab initio*” rács-QCD-számítások (III. 14. ábrán) látványos sikereket értek el. Pl. a (pszeudo-)kritikus hőmérsékletet, amelynél a kvarkok és gluonok hadronokba egyesülnek (közel nulla bariokémiai potenciálnál), több kutatócsoport is meghatározta:

$$T_{krit} = 155 \pm 3 \text{ (stat.)} \pm 3 \text{ (sziszt.) MeV,}$$

Budapest–Wuppertal-együttműködés [Borsányi és mts. 2010],

$$T_{krit} = 154 \pm 8 \text{ (stat.)} \pm 1 \text{ (sziszt.) MeV,}$$

HotQCD együttműködés [Bazavov és mts. 2012].

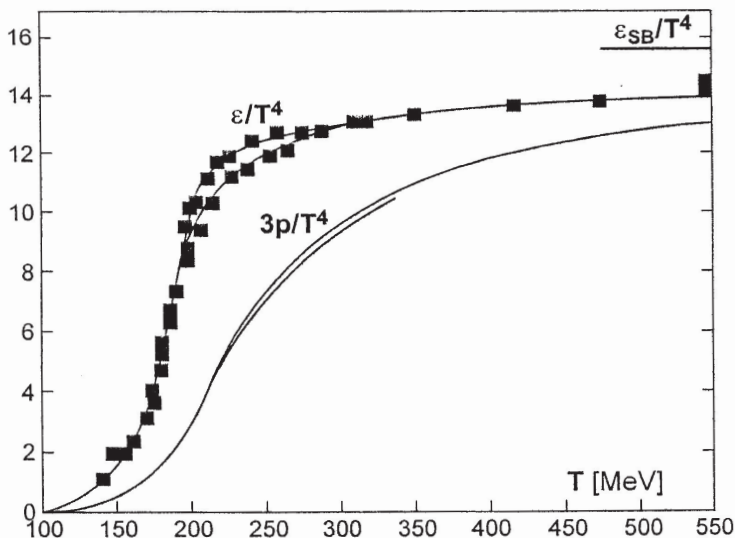
Az elméleti eredmények meggyőzően egybeesnek ($T \leq 167$ MeV alatt), és a kísérleti adatokkal is jó az egyezés.

A szétolvadás (deconfinement) és a királis átmenet között szoros kapcsolat van.

A rács-QCD-számítás a kritikus végpont alatti μ_b értékeknél sima „crossover” átmenetet, a kritikus végpont felett elsőrendű fázisátalakulást jelez. L. IV. 1. ábrát. Fodor és Katz [2006] számításai szerint a végpont $T_{vég} = 162 \pm 2$ MeV és $\mu_b^{vég} = 360 \pm 40$ MeV értéknél lép fel. Jelenleg intenzív erőfeszítés folyik arra vonatkozóan, hogy megnövelt számítási kapacitással és hatékonyabb algoritmusokkal a $T_{vég}$ értékét pontosabban meghatározzák [Soltz és mts. 2015].

A kritikus végpont kísérleti kimutatása nagyon fontos lenne, ez egy fix pontot jelentene a fázisdiagramon. A kritikus végpont után (alacsonyabb hőmérsékleteknél és nagyobb bariokémiai potenciáloknál) elsőrendű fázisátalakulás és inhomogén állapotok léphetnek fel.

A rács-QCD-számítások szerint az energiasűrűség (ϵ), ill a nyomás (p) a T hőmérséklet függvényében a IV. 31. ábrán látható módon változik, kis nettó barionsűrűségeknél és véges hőmérsékleteknél. Az adatok a Stefan–Boltzmann-törvény alapján T^4 -re vannak normálva. Az energiasűrűség gyorsan növekszik egy keskeny hőmérsékleti intervallumban, ami úgy értékelhető, hogy a hadronokól a kvarkok és gluonok kiszabadulnak. A nyomás is növekszik ebben az intervallum-



IV. 31. ábra. A maganyag energiasűrűségének (ϵ) és nyomásának (p) változása a hőmérséklet (T) függvényében rác-QCD-számítások szerint. A számításokban két könnyű (u -, d -) és egy ritka (s -) kvarkot vettek figyelembe, $m_{u,d} = 0,1 m_s$ értékkel. A QCD átmeneti hőmérséklet a 170–190 MeV tartományban van. ϵ_{SB}/T^4 az energiasűrűség Stefan–Boltzmann-határát mutatja ideális kvarkgluon gázra vonatkoztatva. Bazavov és mts. alapján, DeTar, Heller [2009] összefoglaló munkájából

ban, de nem olyan meredeken, ami arra utal, hogy maradék kölcsönhatás lép fel az összetevők között. A hadronrezonancia-gáz modellel jó az egyezés $T \cong 180$ MeV hőmérsékletig.

Az energiasűrűség és nyomás növekedéséért (növekvő hőmérséklet mellett) azonban nemcsak a kvarkok és gluonok felszabadulása (deconfinement) felelős, hanem a királis átmenet is. Alacsony hőmérsékleteknél nem érvényesül a királis szimmetria, a kvarkok erősen kötődnek a QCD-vákuumhoz (kvarkkondenzátumhoz), így nagy az összetevő (dinamikai) tömegük (III. 23. és III. 26. ábrák). A hőmérséklet emelkedésével azonban átmenet történik a királis szimmetriába, ami a hadronok spektrumában tükröződik. Az átmenetre nagyszámú pion megjelenése is jellemző, mint azt korábban említettük.

Bazavov és mts. [2014] a HotQCD-együttműködésben új számításokat végeztek az állapotegyenlettel kapcsolatban a fenomenológiailag releváns 130–400 MeV hőmérsékleti tartományban. A nyomásra, energiasűrűsége és entrópiasűrűsége vonatkozó eredmények egyezésben vannak a Wuppertal–Budapest-együttműködés eredményeivel [Borsányi és mts. 2014].

Megjegyzendő, hogy a rács-QCD-számításokat véges téridő-rácsközökre végzik. Ahhoz, hogy beérett, megbízható fizikai eredményeket nyerjünk, a rácsközöket közelíteni kell nulla felé. Ez azonban igen nagy kapacitású szuperszámítógépeket kíván ($\sim 10^{18}$ lebegőpontos operáció/s). A rács-QCD-számítások nagy előnye, hogy elsődleges elvekből (ab initio) indul ki. Figyelemre méltó, hogy a T_{krit} értékét és az állapotegyenletet már az u -, d - és s -kvarkok fizikai tömegével is tudják számítani.

A rács-QCD termodinamikai számítások sikere, hogy a fázisdiagramra és az állapotegyenletre zéró vagy kis nettó bariokémiai potenciáloknál használható előrejelzéseket ad. Közeledünk ahhoz, hogy magas hőmérsékleteknél a QCD perturbációs számításokkal kontaktusba kerüljünk. Figyelemre méltó, hogy a plazmafázisban is megjósolnak hadronrezonancia-állapotokat a kritikus hőmérséklet közelében.

A rács-QCD termodinamikai számítások részleteivel kapcsolatban I. DeTar, Heller [2009], Fukushima, Hatsuda [2011] és Soltz és mts. [2015] összefoglaló munkáit. Az erősen kölcsönható anyag fázisdiagramjával kapcsolatos újabb rács-QCD-számításokról összefoglalót közölt Ding [2014]. Pawłowski [2014] részletesen elemezte, hogy hogyan változik a kvarkok bebörtönzése (confinement), a királis szimmetria sérülése, továbbá a nyíró viszkozitás per entrópia arány (η/s) a hőmérséklet függvényében. Az elemzést QCD-alapú „funkcionális renormációs csoportegyenlet” közelítésben végezte.

* * *

Összefoglalóan megállapíthatjuk, hogy ámbár a QCD tekinthető az erős kölcsönhatás mikroszkopikus elméletének, alkalmazhatósága a relativisztikus nehézion-ütközések leírására korlátozott, csak a „legkeményebb” folyamatokra tud helyes leírást adni. A hozzá legközelebb álló rács-QCD alkalmazhatósága is szűkre szabott. A közelítő QCD effektív elméletek hasznosnak bizonyultak pl. a nagy gluonsűrűségek vagy a nehézkvark-effektusok értelmezésére. A tűzzóna kollektív mozgásának leírására a hidrodinamikai, ill. a kinetikus elmélet jól bevált. Nagyon hasznosak a transzportmodellek. A királis perturbációs elmélettel a mag-erők számos sajátsága értelmezhető. Végül az AdS/CFT (anti-de-Sitter/conformal field theory) elmélet is hasznos lehet az erős csatolás sajátságainak vizsgálatában.

IV. 2. 9. Összegzés, kitekintés

A CERN SPS és BNL RHIC kísérletekben elért eredmények a következőkben foglalhatók össze [Müller, Nagle 2006].

– A nehézion-ütközésekben előállt anyag a reakció korai szakaszában közelítőleg termodinamikai egyensúlyba került. Az emittált hadronok olyan jól termalizáltak (mind kémiaiilag, mind kinematikailag), hogy alig találhatók eltérések az egyensúlyi állapottól. Az anyagot erős kollektív kölcsönhatás és mozgás jellemzi. Ez nem centrális ütközésnél kvadrupól anizotrópiát mutat.

– Az előállt anyag sajátságai eltérnek bármely eddig ismert anyag sajátságaitól. Az anyagot rendkívül alacsony viszkozitás jellemzi, azaz majdnem tökéletes folyadék. Ugyanakkor a fékezőképessége rendkívül nagy, a részecskék közepes szabad úthossza kicsi, kisebb, mint amit a perturbatív QCD-számítások jósoltak. Színtöltést hordozó energikus részecskékre az anyag homályossága nagy.

– Az az elképzelés, hogy az előállt új anyag gyengén kölcsönható részecskékből álló ideális gáz, nem vált be. Egy hasonlaltal élve: a kvarkok a hadronok börtöncelláiból kiszabadultak, de a börtönudvaron hirtelen olyan sok kvark jelent meg, hogy a nagy tömegben egymásnak ütköznek, erős a kölcsönhatás. Az előállt közeg inkább ideális folyadék.

– Az egyre javuló rács-QCD-számítások azt jósolják, hogy az átmenet hadronikus anyagból kvark-gluon plazmába kis anyagsűrűségeknél (CERN SPS és RHIC-energiáknál) sima, folytonos, még ha gyors is. Elsőrendű (szinguláris) fázisátmenet csak egy bizonyos (végponti) hőmérséklet ($T_{\text{vég}} \sim 162 \text{ MeV}$) alatt, nagy tömegsűrűségnél lép fel.

* * *

A CERN-ben 2010–2017-ben a Nagy Hadronütköztetőben sikerült Pb-Pb atommagokat ütköztetni. Az ütközés globális sajátságai (hadronok kollektív mozgása, az ütközés dinamikája, az előállt részecskék hozama, a hadronok energiaeloszlása) harmonikusan illeszkedik a korábbi RHIC-eredményekhez, az előállt anyag közel tökéletes kvark-gluon plazma folyadék. Az eredmények minőségileg hasonlóak, de mennyiségileg különböznek, és tükrözik a tűzzóna energiasűrűségének, térfogatának és élettartamának növekedését. A folyamatok leírására sok modellt kidolgoztak, de a legmegfelelőbb(ek) kiválasztásához gyakran nagyobb statisztikájú mérések lennének szükségesek.

Az LHC-n végzett ALICE $p\text{Pb}$ -ütközési kísérletek értékes információt szolgáltatottak a hideg maganyag partonszerkezetére. Meglepetés volt viszont, hogy a $p\text{Pb}$ - és PbPb -ütközések több megfigyelhető mennyisége hasonlóságot mutat. Ez arra utal, hogy a $p\text{Pb}$ -ütközésekben is léteznek kollektív jelenségek (nagy részecske-multipllicitással) és esetleg kvark-gluon plazma is kialakulhat.

A kvarkanyagkutatásokban elért legújabb eredményekről számos közlemény található a Proc. of XXIII. Int. Conf. on ultrarelativistic nucleus-nucleus collisions „Quark matter 2012” *Nucl. Phys. A* vols. 904, 905, 2013, a „Hard probes 2013” *Nucl. Phys. A* 910 és 911, 2013; „1st Int. Conf. on initial stages of high energy nuclear collisions” *Nucl. Phys. A* 926, 2014, valamint a XXIV. Quark matter, Darmstadt, 2014, *Nucl. Phys. A* 931, 2014 konferenciák anyagaiban. Az LHC nehézion-ütköztetéseinél elért kemény szóródási eredményekről összefoglalót közöltek Norbeck és mts. [2014].

* * *

2015-ben az ionnyaláb energiáját 2,76 TeV/u-ig megemelték, ami kb. 30-szoros energianövelést jelent a RHIC-energiához képest. A nagyobb energia lényegesen megjavítja a kvark-gluon plazma kialakulásának esélyét, az energiasűrűség, a rendszer mérete és életideje nagymértékben nő. Az ALICE, ATLAS, CMS stb. detektorok kiváló részecskeazonosító és más hasznos képességekkel rendelkeznek, amiket szintén tovább fejlesztenek.

Jelentős eredményeket hozhat a RHIC nyalábbenergia-letapogató programja is. A kritikus fluktuációk, a „végpont” megtalálása a fázisdiagramon igen lényeges eredmény lenne.

A GSI FAIR, Dubna NICA és JPARC programok kisebb energiáknál, de nagyobb barionsűrűségeknél rendkívül perspektivikusak. Ebben a tartományban a folyadékdinamika alkalmazhatósága még kérdéses, a hadronok sajátságai módosulhatnak, különleges fázisállapotok is felléphetnek. A 2020-as évek elejére már új eredmények várhatók e programokból is. A RHIC, CEBAF, J-PARC és NICA gyorsítóberendezésekről áttekintés található a könyv végén lévő képek között.

Kb. 2025 után a CERN-ben életbe léphet a Nagy Luminozitású – Nagy Hadronütköztető (HL–LHC). Ez a PbPb -ütköztetésekben ~ 4 -szeres luminozitás-növekedést eredményezhet. L. a IV. 4. táblázatot.

IV. 4. táblázat. Közeli fejlesztési tervek a CERN-ben a nehézion-fizikai vizsgálatok területén

Fizika	LHC CERN	HL-LHC
	2015-től	>2025
Részecskék	PbPb	PbPb
$\sqrt{s_{NN}}$ [TeV]	5,52	5,52
Lumin. [10^{27} cm ⁻² s ⁻¹]	1	4
Körkerület [km]	26,7	26,7

* * *

A kvark-gluon plazma kutatásában *magyar kutatócsoportok* is részt vettek; a CERN SPS-NA49-kísérletben a KFKI RMKI munkatársai Budapestről és a detektorépítésben a debreceni ATOMKI-ből is. Az elért eredményekkel kapcsolatban lásd Siklér [2003] összefoglaló közleményét. Az utódkísérletnek tekinthető CERN SPS-NA61-ben is jelentős a magyar részvétel (Wigner Intézet, Budapest).

A RHIC (BNL)-ben is dolgoztak magyar kutatócsoportok, a KFKI, RMKI és az ELTE Atomfizikai Tanszék [Csörgő T. 2004], valamint a Debreceni Egyetem munkatársai. Dávid G. (BNL) irányításával a PHENIX-kísérletben vettek részt, de a STAR és a PHOBOS kísérletekben is voltak magyar résztvevők. A PHENIX-kísérlet 2005-ben Debrecenben tartotta éves együttműködési találkozóját. A magyar nehézion-fizika nemzetközi rangját, elismertségét mutatja, hogy a szakterület egyik legfontosabb konferenciáját, a Quark Mattert 2005-ben Budapesten (ELTE, KFKI) rendezték, több mint 800 résztvevővel.

A CERN LHC ALICE-ban a Wigner Intézet egy csoportja, míg a CMS-ben a Debreceni Egyetem és az ATOMKI kutatói építettek aldetektorokat, és jelenleg is képviselik a magyar fizikusokat. A CERN-i magyar részvétellel kapcsolatban l. Horváth [2004] közleményét, ill. a Fizikai Szemle 2012. októberi és novemberi megemlékező számait, benne Raics P. munkáit.

Igen jelentős a magyar elméleti fizikusok munkássága is: Barnaföldi G., Bíró T. S., Borsányi S., Csernai L., Csikor F., Fái Gy., Fodor Z., Hraskó P., Katz S., Korpa Cs., Kovács T. Gy., Kunszt Z., Lévai P., Lovas I., Nagy S., Nándori I., Németh J., Palla L., Pap G., Patkós A., Sailer K., Schram Zs., Trócsányi Z., Wolf Gy., Zimányi J. és sokan mások. Az együttműködés tovább folytatódik.

IV. 3. ERŐSEN KÖLCSÖNHATÓ ANYAG NAGY BARIONSŰRŰSÉGEKNÉL

Az LHC-energiáknál igen magas hőmérsékletű, viszonylag kis nettó barionsűrűségű anyag előállítására nyílik lehetőség. Ugyanakkor kvark-gluon plazma létrejöhet kisebb hőmérsékleteknél, de nagyobb anyagsűrűségeknél is. A FAIR-CBM (compressed barionic matter) programja szerint akár 8–10-szeres normál maganyagsűrűségek is elérhetők, ha a SIS-300 szinkrotron ≤ 35 GeV/nukleon energiájú Au vagy U nyalábjaival rögzített céltárgyat bombáznak. A terület viszonylag még feltáratlan, egész sor kérdés megválaszolásra vár. Pl. milyenek a sűrű anyag sajátságai; van-e elsőrendű átmenet a hadron- és partonállapotok között; hol vannak pontosan a kvark-gluon \leftrightarrow hadron (deconfinement) és a királis fázisátmenetek a fázisdiagramon; van-e kritikus hármaspont, és ha van, hol; van-e új fázisa az erősen kölcsönható nagy sűrűségű anyagnak stb.

Ha nagyon nehéz (pl. U + U) ionokat ütköztetnek nem túl nagy (~ 23 GeV/u) energián, a mikroszkopikus transzport UrQMD-modellszámítások szerint a lejátszódó folyamatok a következők [Höhne és mts. 2006].

A kezdeti fázisban kialakul a tűzzóna, amelyben nehéz (pl. c-) kvarkok is keletkeznek. A c-kvarktartalmú részecskék hozama és energiaeloszlása, valamint a fellépő prompt γ -sugárzás értékes információt szolgáltat a tűzgömbön belüli állapotokról. A D-mezonok (pl. $c\bar{d}, c\bar{u}, c\bar{s}$ stb.) sajátságai módosulhatnak a sűrű anyagban, így tanulmányozható a királis átmenet.

A kiterjedő tűzgömb közbenső fázisában termikus γ -sugárzás lép fel- és megjelennek több s-kvark-tartalmú mezonok {pl. $\phi(\approx s\bar{s})$ } és barionok {pl. $\Xi^0(uss), \Omega^-(sss)$ }. Ezek hozamát, impulzusát, szögeloszlását a reakciózóna sajátságai befolyásolják. A közbenső fázisról közvetlen információt szolgáltat a rövid élettartamú vektor (főleg ρ)-mezonok leptonokba való bomlása. A leptonok nem vesznek részt az erős kölcsönhatásban, így könnyen kilépnek a táguló tűzgömbből. A dileptonpárok invariáns tömegéből információ nyerhető a királis szimmetria sérülésére.

A végső kitágult állapotban a hadronok közötti kölcsönhatás megszűnik, és kifagynak különböző mezon- és barionállapotokba. A gerjesztett állapotban lévő hadronok bomlanak, miközben γ -sugarakat, π - és más mezonokat emittálnak. A kaon/pion hozam információt hordoz a tűzgömb alapvető sajátságairól. Az emittált részecskék kollektív mozgása kapcsolatba hozható a forró és sűrű anyag kompresszibilitásával. Az elsőrendű átmenetet nagy sűrűségfluktuációk (buborékképződés) jellemzi. Az elsőrendű átmenet végén lehet egy pont, ami felett (na-

gyobb nettó barionsűrűségeknél) a rendszer aktív szabadsági fokai (részecske-szám vagy impulzus) erősen fluktuálnak, opaleszcenciaszerű jelenséget okozva (másodrendű fázisátalakulás). Ennek beható vizsgálata a jövő feladata.

A nagy barionsűrűségű maganyag tanulmányozására számos módszert kidolgoztak, analógiában a IV. 2. alfejezetben ismertettekkel. Vizsgálható a nehézion-ütközéseknél fellépő elektromágneses és dilepton sugárzás, a tűzzóna kollektív mozgása, a kilépő hadronok típusa, hozama, energiaspektruma, a részecskék elnyelődése a tűzzónában stb. A következőkben röviden áttekintjük az elért eredményeket.

IV. 3. 1. Dileptonsugárzás

A nehézion-ütközések minden fázisáról igen értékes információt szolgáltatnak a kilépő fotonok és dileptonok spektrumai. A fotonok spektrumát a IV. 2. 1. pontban már tárgyaltuk. A dileptonok (e^+e^- , $\mu^+\mu^-$) előnye a fotonokhoz képest, hogy „új szabadsági fokot” hoznak be, amik segítenek kiigazodni a különböző forrásokban.

Például AuAu-ütközéseknél $\sqrt{s_{NN}} = 20\div 200$ GeV energiáknál dielektron sugárzás a következő folyamatokból léphet fel.

– Alacsony invariáns tömegeknél ($M_{II} < 1$ GeV/c-nél) dileptonok főleg a hadronok (ezen belül a mezonok) bomlásából származnak, pl. a $\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma$, $\eta \rightarrow e^+e^-\gamma$, $\eta' \rightarrow e^+e^-\gamma$, $\omega \rightarrow e^+e^-(\pi)$, $\phi \rightarrow e^+e^-(\eta)$ folyamatokból. A mezonok hozama nagyobb, mint a barionoké (IV. 14. ábra), másrészt nukleonbomlásból leptonpár fellépte rendkívül kis valószínűségű.

– Közbenső tömegeknél ($1 < M_{II} < 3$ GeV/c) leptonpárok főleg a kvark-gluon plazma termikus sugárzásából lépnek fel, amelynél a domináns folyamatok a $q\bar{q}$ megsemmisülés leptonpárba és a Compton-szórás ($q\bar{q} + g \rightarrow q(\bar{q}) + l^+l^-$). Felléphetnek leptonok korrelált $\pi+\pi$, $\pi+\rho$, $\rho+\rho$... és $D + \bar{D}$ párokból is.

– Nagy invariáns tömegeknél ($M_{II} > 3$ GeV/c) vektormezonok (J/Ψ , Ψ') direkt bomlásai és a kezdeti „kemény” Drell-Yan-folyamatok ($q + \bar{q} \rightarrow l^+ + l^-$) válnak jelentőssé.

A CERN-i NA 60 kísérletek. Nagy barionsűrűségeknél, de viszonylag kis hőmérsékleteknél már eddig is vizsgálták a hadron \leftrightarrow kvark-gluon átmenetet (deconfinement) és a királis szimmetria helyreállítását. Így pl. Brookhavenben a RHIC-gyorsítónál, valamint a CERN-i szuper-protonszinkrotron mellett felépített NA 60 detektorban, ahol In-In atommagokat ütköztettek 158 AGeV energiá-

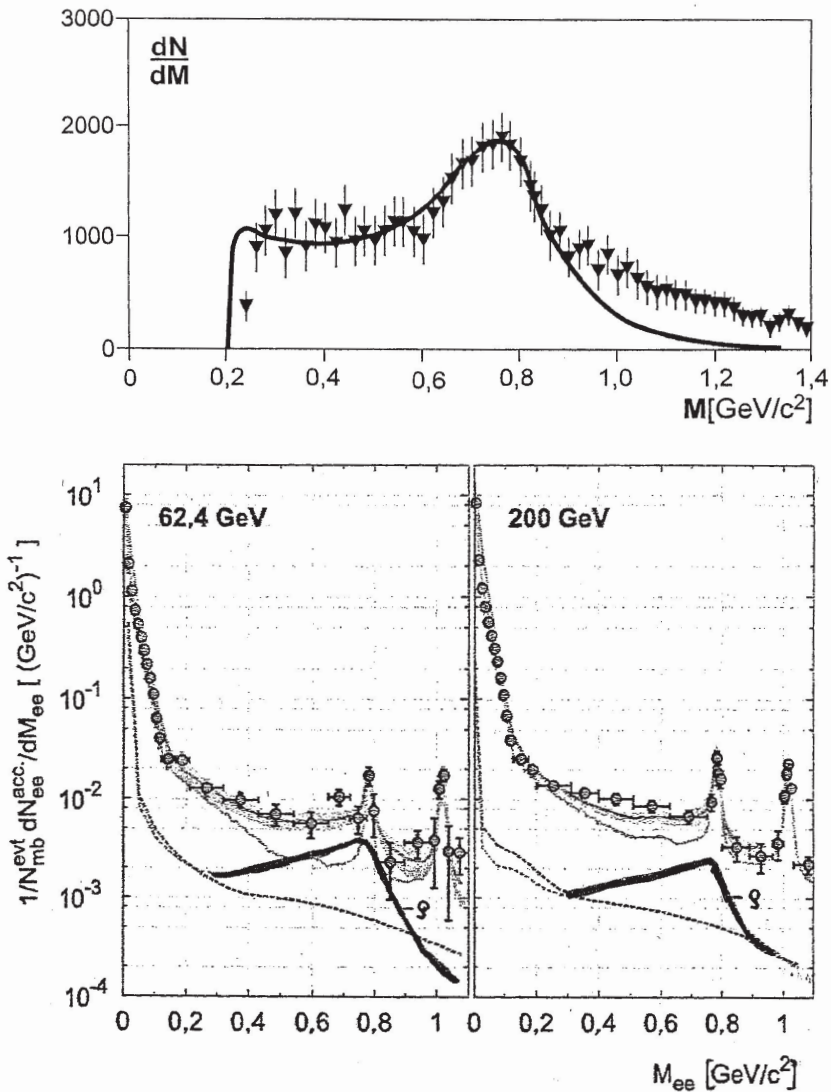
nál. Egy megfigyelhető következménye lehet a királis szimmetria helyreállításának a hadronok sajátságainak változása, amint a maganyag közeledik a fázisátmenet felé. A hadronsajátságok módosulását valóban észlelték kaonokra és vektormezonokra (pl. a ρ -mezonra). A kétlepton-bomlás közvetlen információt hordoz arra, hogy a könnyű vektormezon hogy viselkedik sűrű (forró) maganyagban. Az NA60 kísérletben *szignifikáns leptonpár-hozamemelkedést észleltek 250÷780 MeV/c² tömegtartományban* (IV. 32. felső ábra). A többlethozamot az ismert ρ -, η -, η' -, ω -, ϕ -mezonok hadronikus bomlásaihoz viszonyítva definiálják. A leptonok nem vesznek részt az erős kölcsönhatásban, így közvetlen (nem perturbált) információt szolgáltatnak a forró és sűrű anyagról.

A ρ -mezon tömege $775,5 \text{ MeV}/c^2$, közepes élettartama $4,41 \times 10^{-24} \text{ s}$. Ez az élettartam a könnyű pszeudoskálár- és vektormezonok között az egyik legkisebb, így kiválóan alkalmas az ütközési tűzzóna élettartamának mérésére. (A kémiai kifagyás a tűzzónából az ütközés után kb. 10^{-22} s -mal kezdődik.) A ρ^0 -mezon vákuumban főleg 2π -be bomlik, de van egy nagyon gyenge ($\sim 10^{-5}$ rendű) elágazása $\mu^+ \mu^-$ és $e^+ e^-$ -párokbá is. A IV. 32. felső ábrán látható kétmüon-tömegspektrum alakja főleg $\pi^+ \pi^- \rightarrow \rho \rightarrow \mu^+ \mu^-$ megsemmisülési folyamatokkal (Rapp–Wambach-modell) értelmezhető, azaz a ρ -mezon az ütközési zónában lévő pionpárok megsemmisülése útján áll elő. Ez a „ ρ -óra”, ami folyamatosan „ketyeg” élettartamának megfelelő ütemben.

A IV. 32. felső ábrán látható kísérleti eredmények kizárják azt az elképzelést, miszerint a hadrontömegek közvetlenül a királis kondenzátum értékéhez köthetők (Brown–Rho-modell). Az is kizárható, hogy a ρ -mezon ugyanúgy viselkedik az előállt közegben, mint vákuumban („vákuum ρ ”). Csak a hadronikus többtest-közelítési Rapp–Wambach-modell írja le jól a kísérleti adatokat. Ugyanakkor a királis szimmetria helyreállása a közegben visszaállítja a vektor ρ [$I^G(J^{PC}) = 1^+(1^-)$] és axiálvektor a_1 [$1^-(1^{++})$] mezonok degeneráltságát, amik vákuumban $\sim 0,5 \text{ GeV}/c^2$ -re vannak egymástól. Ezt kísérletileg nagyon nehéz mérni, főleg a ρ -spektrum anyagban való kiszélesedését észlelik. A királis szimmetria helyreállításának pontos mechanizmusa még tisztázásra vár.

A kísérleti és elméleti eredmények részletesebb leírását l. Araldi és mts. [2006], Rapp és Wambach [2000], valamint Damjanovich és mts. [2009] munkáiban és az ott található hivatkozásokban.

Újabban a RHIC, STAR és PHENIX együttműködések szisztematikusan vizsgálták az elektron-pozitron hozamot AuAu-ütközésekben. A $19,6 \leq \sqrt{s_{NN}} \leq 200 \text{ GeV}$ energiatartományban mérték a hozamokat a kételektron invariáns tömeg ($M_{ee} \leq 3,2 \text{ GeV}/c^2$) és kételektron tranzverz impulzus ($p_T < 2 \text{ GeV}/c$) függvényé-

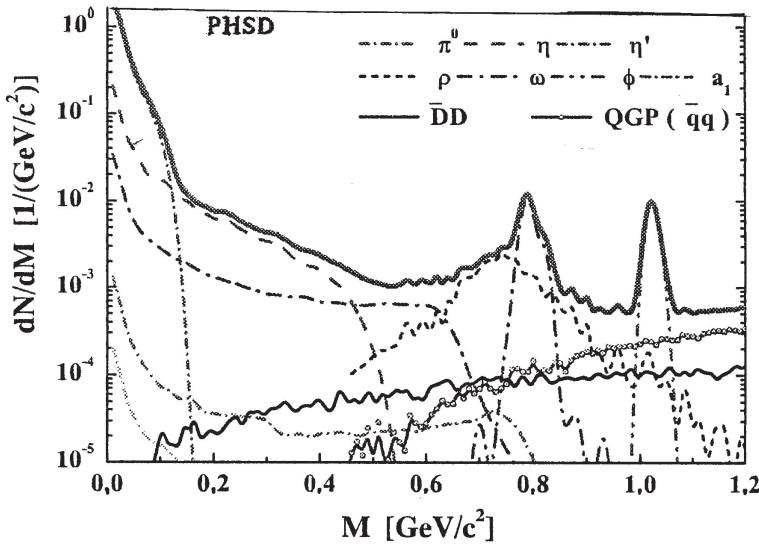


IV. 32. Felső ábra. In-In félg centrális ütközésben 158 AGeV energiánál észlelt ($M = M_{\mu\mu}$) $\mu^+\mu^-$ -tömegspektrum (pontok hibákkal) összevetve a hadronikus többlest-közelítésre alapozott elméleti számítás (görbe) eredményével. dN/dM az észlelt eseményszám 20 MeV/c^2 -es tömegintervallumonként. Az elméleti eredményeket normalizálták az $M < 0,9 \text{ GeV}/c^2$ -es adatokra. Részletesebben l. a szövegben. Damjanovic és mts. [2009] alapján. Alsó ábra. Dielektronhozamok az invariáns dielektrontömeg (M_{ee}) függvényében AuAu-ütközésnél 62,4 és 200 AGeV energiáknál. Pontok hibákkal: kísérleti adatok, szaggatott görbék: háttér a hadronok bomlásából és a plazma termálsugárzásából, vastag görbe: a ρ -órából, vékony görbe: összeköti a kísérleti pontokat és egyúttal a komponensek összege. STAR-eredmények alapján [Huck és mts. 2014, Ruan 2014]

ben. A kísérleti eredményeket összevetették az elméleti számítások eredményeivel, amelyekben figyelembe vették a dielektronok különböző folyamatokból való megjelenését, l. a IV. 32. alsó ábrát.

Az alacsony energiájú tartományban ($M_{ee} \leq 1 \text{ GeV}/c$) a hadronok bomlásából származó pluszanyagban kiszélesedett ρ -spektrum dominál. A statisztikus és szisztematikus bizonytalanságok határain belül a modell helyesen leírja az M_{ee} és p_T -spektrumokat széles $\sqrt{s_{NN}}$ tartományban. A ρ -mezonok tömegének módosulása konzisztensen egyezik az elmélettel. A ρ -spektrum főleg a teljes (és nem nettó) barionsűrűség függvénye, ami a vizsgált energiatartományban közelítőleg állandó. Így a ρ -spektrum hozamnövekedése az energia függvényében közvetlenül kapcsolatos a hőmérséklettel és a rendszer időbeni fejlődésével. A ρ -óra hasznos mutatója a tüzzóna fejlődésének; az új mérések összhangban vannak a korábbi NA 60 kísérletek eredményeivel. L. részletesebben: Huck [2014].

A IV. 33. ábrán az LHC-, ALICE-dielepton-hozamok láthatók a dileptontömeg függvényében, összevetve a PHSD-transzportmodell előrejelzésével. Jól látszik, hogy kis invariáns leptontömegeknél a hagyományos π^0 , η , ρ , ω , ... hozzájárulás a jelentős, míg a korrelált $D\bar{D}$ -párok és a QCD $q\bar{q}$ -párkomponensek hozzájárulása kisebb.



IV. 33. ábra. Dieleptonhozamok a dileptontömeg függvényében. ALICE-adatok (PbPb-ütközés, $\sqrt{s_{AA}} = 2,78 \text{ TeV}$, centrális ütközés, $|y| < 0,88$, $p_T^{\text{levágás}} > 1 \text{ GeV}$). Az ábrán a PHSD-transzportmodell előrejelzése is látható különböző mezonokra, DD -, és kvark-antikvark párokra, valamint az egyes hozzájárulások összegére. Linnyk és mts. [2013] alapján

Kívánatos lenne, hogy a leptonpárok v_n folyási paramétereit is lemérjék a fotonokéhoz hasonlóan. Ez a többletinformáció elősegítené a legmegfelelőbb modell-leírás kiválasztását.

Megjegyzendő, hogy az *LHC ALICE-együtműködés* a pp -, pPb - és $PbPb$ -ütközésekben is végzett dielektron méréseket a TeV-es energiatartományban, azaz a fázisdiagram magas hőmérsékletű részénél [Köhler 2014]. Hasznosak lennének ilyen mérések a RHIC-energiáknál is. A mérések új információt adhatnak arra vonatkozóan, hogy a töltött részecskék (kvarkok és antikvarkok) vagy gluonok játszanak döntő szerepet a relativisztikus nehézion-ütközések legelső fázisában.

A CERN ATLAS 7 TeV középponti energiánál nyert kísérleti adataira alapozva Nepomuceno és mts. [2016] kizárási határokat vezettek le a bileptontömegekre. Számításaik szerint 13 TeV energiánál valószínűleg észlelhető lesz a $pp \rightarrow \mu^+ \mu^+ \mu^- \mu^- X$ folyamat, és információt lehet nyerni a bileptontömegekre.

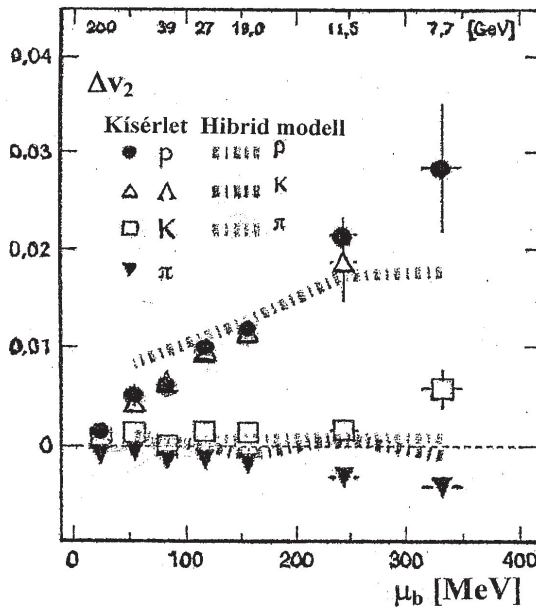
IV. 3. 2. Kollektív mozgás, részecskehozamok, modifikációs tényezők

Kollektív mozgás. A tűzzónából azimutálisan kilépő részecskék eloszlása a v_n folyási paraméterekkel jellemezhető (l. IV. 6. ábrát és a kísérő szöveget). A CERN NA 61/Shine és RHIC STAR/PHENIX ún. „nyalábenergia-letapogató” (beam energy scan) programjában számos ütköző rendszernél (pp -, BeBe-, AuAu- stb.) vizsgálták a v_2 folyási paramétereket különböző energiáknál az $5 < \sqrt{s_{AA}} < 200$ GeV intervallumban.

A v_2 (részecske) – v_2 (antirészecske) különbség a bariokémiai potenciál (μ_b) függvényében a 0–80% centralitású AuAu-ütközésnél a IV. 34. ábrán látható. Nagyobb μ_b értékeknél a $\Delta v_2 \equiv v_2$ (részecske) – v_2 (antirészecske) különbség nő a proton és Λ -barionoknál. A π - és K -mezonoknál a Δv_2 kis μ_b értékeknél közel nulla, majd növekvő bariokémiai potenciálnál a K kis pozitív, a π kis negatív értéket vesz fel. A Δv_2 különbségekből (valamint az itt nem mutatott $[dv_1/dy]_{y=0}$ függésből) az a következtetés vonható le, hogy az összetevő kvarkszám szerinti skálázás nem érvényesül. Viszont a hibrid modell kvalitatívan leírja a kísérleti adatokat. Ez arra utal, hogy még nem lépett fel fázisátalakulás. Ha a kvarkpotenciált is bevonják a számításokba a Nambu–Jona-Lassino-modell szerint (l. később), hasonló – a kísérletekkel egyező – felhasadás adódik. Mindazonáltal további mérések szükségesek (pl. a felhasadás centralitásfüggésére vagy v_3 folyási együtthatókra is), hogy a részecske-antirészecske felhasadás természetét megértsük.

Részecskehozamok. A $\sqrt{s_{NN}} = 2,076$ TeV-es PbPb-ütközéseknél előállt részecskék hozamai a IV. 34. ábrán láthatók. Részecskehozam-méréseket kisebb energiáknál is végeztek. Már viszonylag kis bombázó energiáknál ($E_{lab} \sim 1-2$ GeV/u) is előállítható olyan anyag, melynek sűrűsége a normál maganyag sűrűségének (ρ_0) háromszorosa. Ekkor az anyag centrális ütközésben $T \leq 80$ MeV hőmérsékletet ér el, valószínűleg anélkül, hogy elérné a kvark-gluon plazma fázishatárát. Különböző modellek szerint ekkor már előállhat királishan szimmetrikus állapot, az anyag egy új fázisa, amit kvarkszerű anyagnak neveznek. Erről információt szerezhetünk pl. úgy, hogy vizsgáljuk a virtuális fotonok által kiváltott leptonpárokat a forró és sűrű anyagban. A ritkaskvark-tartalmú részecskék szintén értékes információt hordoznak, mivel ezek előállása függ az anyag állapotegyenletétől és attól, hogy a hadron hogyan viselkedik az anyagban.

A GSI-ben a SIS18 nehézion-szinkrotron mellett megépítettek egy HADES (high acceptance dielectron spectrometer) nevű berendezést elektron-positron párok vizsgálatára. A berendezésben fix céltárgyat használnak, és van benne Cserenkov (RICH)-detektor, nyomkövető rendszer, szupravezető toroid, valamint



IV. 34. ábra. A $\Delta v_2 \equiv v_2(\text{részecske}) - v_2(\text{antirészecske})$ folyási paraméterkülönbség a μ_b bariokémiai potenciál (ill. $\sqrt{s_{NN}}$ energia) függvényében, 0–80% centralitásnál AuAu-ütközésnél. Adatok hibákkal: RHIC-kísérleti eredmények barionokra (p, Λ), ill. mezonokra (π , K). Szaggatott sávok: hibrid modellszámítás a megfelelő hadronokra. Schmah [2014] alapján

különböző detektorok részecskeazonosításra. Vizsgáltak $p+p$, $p+d$, $p+Nb$, $C+C$, $Ar+KCl$, $Au+Au$ reakciókat néhány GeV/u energiáknál. Azt tapasztalták, hogy pl. az $Au+Au$ -ütközésnél előállt részecskék arányai a statisztikus hadronizációs modellel helyesen leírhatók ($T=47 \pm 5$ MeV hőmérséklet és $\mu_b = 799 \pm 34$ MeV bariokémiai potenciál mellett, l. a IV. 8. ábrát). Vizsgálták az elektron-positron hozamokat is NN -, CC - és $Ar+KCl$ -ütközésekben. A HADES-eredményekről áttekintés található Galatyuk [2014], Lorenz [2014], Agakishiev és mts. [2011] és Agakishiev [2014] munkáiban. Összefoglalóan megállapítható, hogy a részecskehozamokra a nyert kísérleti eredmények $\sqrt{s_{NN}} \sim 2,5$ GeV körül az esetek túlnyomó többségében meglepően jól értelmezhetők a termikus modell alapján [Floris 2014].

Újabbban a HADES-t ellátták egy precíziós pionnyalábot létrehozó berendezéssel, ami lehetővé teszi a proton gerjesztési nivóinak szelektív vizsgálatát, pl. $\pi^- p \rightarrow 2\pi p$ reakcióval. A berendezés felhasználható a $\pi^- + \text{atommag} \rightarrow K^- + X$ reakció vizsgálatokra is, ahol különböző atommagokat bombázva nagy tisztasággal előállíthatók K^- -mezonok [Salabura és mts. 2015].

Itt említjük meg, hogy a GSI-ben létre kívánnak hozni (a HADES spektrométer mögött) egy ún. „összenyomott barionos anyag” (Compressed Barionic Matter, CBM) detektorrendszert, ami nagy felbontású Si nyomjelzőt, RICH Cserenkov-detektort, átmeneti sugárzási detektorokat, repülési idő mérésére szolgáló rendszert és elektromágneses kalorimétert foglal magába. A CBM-rendszer kitűnő lehetőséget fog biztosítani a maganyag állapotegyenletének vizsgálatára. Tanulmányozható, hogy milyen hőmérsékletnél és anyagsűrűségénél lép fel elsőrendű fázisátalakulás; azaz diszkrét átmenet a hadronikus anyagból a kvarkszerű állapotba. A CBM-kísérletben gerjesztési függvényeket akarnak mérni: sokféle részecskére, nagy fázistértartományban. Az elérhető nyalábenergiák ólom bombázó részecskékre $10 \div 35$ GeV/u , szimmetrikus ($Z/A = 0,5$) bombázó részecskékre 45 GeV/u tartományban lesznek. A vizsgálatokból hasznos információ nyerhető a IV. 3. alfejezet elején felsorolt problémákra, de tanulmányozhatók a fellépő kollektív áramok és a hipermagok sajátosságai is.

A CBM-detektor részletesebb leírását l. pl. a következő publikációkban: Höhne és mts. [2006]; NuPECC Long Range Plan [2010]; Cattopadhyay [2014]. A kísérletek a tervek szerint 2020 körül indulnak.

RHIC STAR eredmények szerint a teljes barionsűrűség, amit a $(p + \bar{p})/(\pi^+ + \pi^-)$ hozamarányokból vezettek le, nem változik lényegesen a $\sqrt{s_{NN}} = 17,3 \rightarrow 200$ GeV tartományban, egyezésben a modellszámításokkal. Így az eredmények főleg a

rendszerfejlődés hőmérsékletfüggésére adnak felvilágosítást (kémiai kifagyási görbe) [Ruan 2014].

A CERN-i szuper-protonszinkrotronnál új NA60 típusú kísérleteket terveznek végezni. A $PbPb$ -ütközésben 20–160 AGeV energiánál előállt müonpárok spektrumát kívánják vizsgálni a hadronszétolvasás és a királis szimmetria-helyreállítás részleteinek felderítésére. A kitűnő minőségű és intenzív nyalábok erre jó lehetőséget biztosítanak [Usai 2014].

Modifikációs tényezők. A nagyenergiájú partonok energiavesztése a nehézionreakciókban és a megfelelő hozamcsökkenés egyike a kvark-gluon plazma legfontosabb ismertetőinek.

A RHIC PHENIX és STAR együttműködések vizsgálták a nehéz kvarkokat tartalmazó részecskék bomlási elektronjait pp -, dAu -, $CuCu$ - és $AuAu$ -ütközésekben, széles rapiditási intervallumban. Eredményeket nyertek az R_{dA} , R_{AA} magmodifikációs tényezőkre a p_T merőleges impulzus függvényében. Az adatok megfelelő értelmezése további vizsgálatokat igényel, pl. hogy a kezdeti és végállapotú kölcsönhatásoknak mi a szerepe a folyamatban. A vizsgálatok segíthetnek megérteni a c - és b -kvarkok előállási és módosulási folyamatait a nehézionreakciókban Lim [2014], Schmah [2014].

IV. 3. 3. Kvarkszerű anyag és színszupravezetés

Amint a barionsűrűség a normál maganyag sűrűségét meghaladja, kvarkszerű anyag (quarkyonic matter) állhat elő. Két barion között erős kölcsönhatás jöhet létre úgy, hogy az egyik barion átad egy kvarkot a másiknak és viszont; azaz kvarkcsere történik. A folyamatban a kétkvark-rendszer kiemelt stabilitása szerepet játszik. Munkadefiníciónak elfogadható, hogy a kvarkszerű anyagot a kétkvarkok keveréke jellemzi. Ha bevezetjük a kétkvark szabadsági fokot a maganyag és kvarkanyag konzisztensen tárgyalható. A „kétkvark” elsőrendű prioritású lehet a kvarkszerű anyag jellemzésére [Fukushima 2014]. A kétkvarkok építőelemei lehetnek pl. a hipermagoknak, amelyekben két könnyű kvark mellett van egy nehéz (s - vagy c -) kvark is.

Az atommagfizikában jól ismert, hogy azonos típusú nukleonok között erős vonzás lép fel és kialakulnak $J^P = 0^+$ párok. Ezek figyelembevételével az atommagszerkezeti számításokban lényeges egyszerűsítésekhez vezetett (l. pl. Fényes [2002, VI. 3. alfejezet]). A módszert először Bardeen, Cooper és Schrieffer a szupravezetés leírására fejlesztette ki, majd a magfizikára is alkalmazták. A Hartree–

Fock–Bogoljubov-elmélet is véges párréshez vezet az atommagok gerjesztett állapotaiban (l. pl. Fényes és mts. [2009]).

A részecskefizikában színtelen hadron $|qq\rangle$ konfigurációval nem állhat elő. Ha azonban az erősen kölcsönható anyag sűrűsége igen nagy, elképzelhető, hogy kialakulnak színt hordozó $|qq\rangle$ párok, és fellép az ún. „színszupravezetés”. Ilyen állapot erősen összetömörített csillagokban létrejöhet, de nehézion-ütközésekben is előállhat nagy sűrűségeknél és alacsony hőmérsékleteknél.

A színszupravezető állapot leírása többféle módon is megkísérrelhető.

– Nagyon nagy sűrűségeknél alkalmazható elsődleges elvekből kiinduló QCD-számítás, mivel ekkor az „erős” kölcsönhatás erőssége aszimptotikusan gyengévé válik. A módszer hátránya, hogy a normál maganyag sűrűségének néhányszorosánál (ami a nehézion-ütközéseknél vagy a neutroncsillagokban előáll) már nem biztos, hogy megbízható eredményekre vezet.

– Fenomenológiai kölcsönhatásokkal is lehet próbálkozni. A QCD-ből igyekeznek megragadni a leglényegesebb kölcsönhatási jellemzőket, ezeket normalizálják az alacsony sűrűségű állapotok ismert adataira, majd extrapolálnak a kívánt kémiai potenciálértékre.

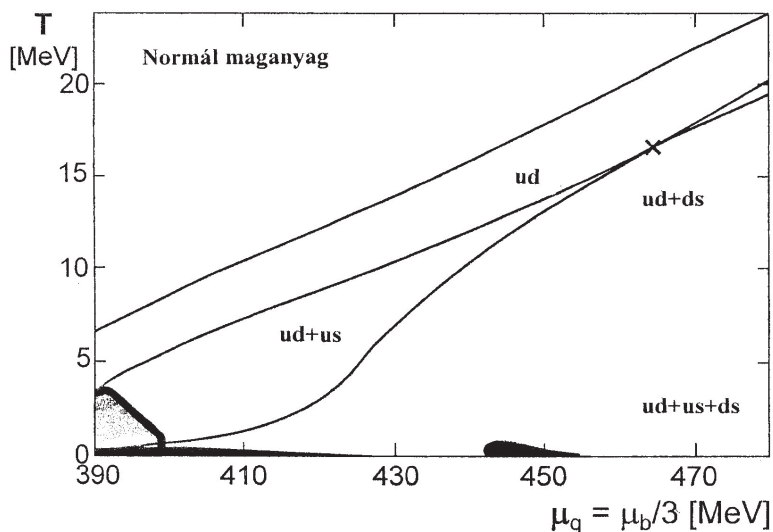
Mivel a kvarkoknak többféle szín- és ízkvantumszáma van, a kvark-kvark párkapcsolatok sokkal összetettebbek, mint az elektronpároké a fémek szupravezetésében.

A számításokban főleg a három legkönnyebb (u -, d -, s -) kvarkokból alkotott párokat veszik figyelembe. A kondenzáció szempontjából a legreményteljesebbeknek a következő fázisokat tartják: ud , $ud + us$, $ud + ds$, $ud + us + ds$, *nincs pár*.

Egy Nambu–Jona-Lasinio-féle középtérmodellre [Nambu, Jona-Lasinio 1961] alapozott becslés a színszupravezető fázisokra látható a IV. 35. ábrán. Nagy $\mu_q = \mu_b/3$ értékeknél a hőmérséklet (T) növekedésével először $ud + us + ds$, majd $ud + ds$, ud és *nincs pár* állapotok várhatók. Kisebb μ_q értékeknél az $ud + us$ fázis jelentősége megnő. (A számításoknál $\Lambda = 1$ GeV értéket és ~ 40 MeV résszélességet alkalmaztak $\mu_q = 500$ MeV-nél.) A besötétített tartományokban instabilitások várhatók.

A számítások azt mutatják, hogy a színszupravezető fázis szükségszerűen fellép elegendően nagy sűrűségeknél. Ennek kísérleti vizsgálatában a FAIR-CBM és más programok, valamint a neutron- és kvarkcsillagok fenomenológiája új eredményekhez vezethet.

A színszupravezető fázis részletesebb tárgyalása megtalálható pl. Alford [2001] és Fukushima, Hatsuda [2011] munkáiban és az ott felsorolt hivatkozásokban.



IV. 35. ábra. A színszupravezető fázisok várható alakulása a kvark kémiai potenciál (μ_q) és hőmérséklet (T) függvényében. A Nambu–Jona–Lasinio-modell alapján végzett becslés, Fukushima, Hatsuda [2011] alapján. Az alkalmazott jelöléseket l. a szövegben. A normál maganyagnál $\mu_q \sim 308$ MeV

Az eddig tárgyalt fázisállapotokon kívül még mások is lehetnek. A fázisállapotok részletesebb tárgyalását l. pl. Fukushima, Hatsuda [2011], Gelis és mts. [2010], Vigdor [2011], Kharzeev és mts. [2008] és Fukushima [2014] közleményeiben, valamint az ezekben felsorolt munkákban.

V. TÁBLÁZATOK

V. 1. táblázat. Nemzetközi SI-mértékegységek, átszámítások más egységekre

Mennyiség	Egység neve	Kifejezése más egységekkel	Átszámítások
SI-alapegységek			
Hosszúság	méter (m)		$1 \text{ \AA} = 10^{-10} \text{ m}$; $1 \text{ fm} = 10^{-15} \text{ m}$ hatáskeresztmetszet: $1 \text{ b} = 10^{-28} \text{ m}^2$
Tömeg	kilogramm (kg)		$1 \text{ eV}/c^2 = 1,782\,661\,907\,(14) \times 10^{-36} \text{ kg}$
Idő	másodperc (s)		$1 \text{ min} = 60 \text{ s}$; $1 \text{ h} = 60 \text{ min}$, $1 \text{ d} = 24 \text{ h}$ $1 \text{ szoláris év} = 365,2422 \text{ közepes szoláris nap}$
Áramerősség	amper (A)		
Hőmérséklet	kelvin (K)		
Fényerősség	kandela (cd)		
Anyag- mennyiség	mól (mól)		
Kiegészítő SI-egységek			
Síkszög	radián (rad)		$1 \text{ rad} = 180^\circ/\pi$
Térszög	szteradián (sr)		
SI származtatott egységek			
Frekvencia	hertz (Hz)	s^{-1}	
Erő	newton (N)	$\text{m} \cdot \text{kg} \cdot \text{s}^{-2}$	
Nyomás	pascal (Pa)	N/m^2	$1 \text{ Pa} = 10^{-5} \text{ bar} = 1,0197 \times 10^{-5} \text{ at}$ $1 \text{ Pa} = 7,5 \times 10^{-3} \text{ mmHg (Torr)}$
Munka, energia	joule (J)	$\text{N} \cdot \text{m}$	$1 \text{ J} = 6,241\,509\,74(24) \times 10^{18} \text{ eV} = 10^7 \text{ erg}$ $1 \text{ MeV} = 1,602\,176\,6208(98) \times 10^{-13} \text{ J}$ $1 \text{ cal} = 4,186\,8 \text{ J}$
hőmennyiség			
Teljesítmény	watt (W)	J/s	
Elektromos töltés	coulomb (C)	$\text{A} \cdot \text{s}$	$1 \text{ C} = 2,997\,924\,58 \times 10^9 \text{ el. sztat. egység}$
Elektromos feszültség, potenciál	volt (V)	W/A , J/C	
Kapacitás	farad (F)	$\text{A} \cdot \text{s}/\text{V}$	
Ellenállás	ohm (Ω)	V/A	
Elektromos vezetés	siemens (S)	A/V	
Mágneses fluxus	weber (Wb)	$\text{V} \cdot \text{s}$	
Induktivitás	henry (H)	$\text{V} \cdot \text{s}/\text{A}$	
Mágneses indukció	tesla (T)	Wb/m^2	$1 \text{ T} = 10^4 \text{ G (gauss)}$
Fényáram	lumen (lm)	$\text{cd} \cdot \text{sr}$	
Megvilágítás	lux (lx)	lm/m^2	
Aktivitás	becquerel (Bq)	s^{-1}	$1 \text{ Bq} = 2,702\,702\,7 \times 10^{-11} \text{ Ci}$ $1 \text{ Ci} = 3,7 \times 10^{10} \text{ bomlás/s}$ $1 \text{ R} = 10^9 \text{ bomlás/s}$
Elyelt dózis	gray (Gy) J/kg		$1 \text{ Gy} = 100 \text{ rad}$
Dózisegységérték	sievert (Sv) J/kg		$1 \text{ J}/\text{kg} = 100 \text{ rem}$

V. 2. táblázat. SI-előtétszavak

Előtétszó	Jele	Szorzó	Előtétszó	Jele	Szorzó
yotta	Y	10^{24}	deci	d	10^{-1}
zetta	Z	10^{21}	centi	c	10^{-2}
exa	E	10^{18}	milli	m	10^{-3}
peta	P	10^{15}	mikro	μ	10^{-6}
tera	T	10^{12}	nano	n	10^{-9}
giga	G	10^9	piko	p	10^{-12}
mega	M	10^6	femto	f	10^{-15}
kilo	k	10^3	atto	a	10^{-18}
hekto	h	10^2	zepto	z	10^{-21}
deka	da	10^1	yokto	y	10^{-24}

V. 3. táblázat. Alapvető fizikai állandók

Univerzális állandók			
Fénysebesség vákuumban	c	299 792 458 (pontos)	ms^{-1}
Vákuum mágneses permeabilitás	μ_0	$4\pi \times 10^{-7}$ (pontos)	NA^{-2}
Dielektrikus állandó, $1/\mu_0 c^2$ (Vákuum permittivitása)	ϵ_0	8,854 187 817...	$10^{-12} \text{ F}\cdot\text{m}^{-1}$
Planck-állandó	h	6,626 070 040(81)	$10^{-34} \text{ J}\cdot\text{s}$
$h/2\pi$	\hbar	1,054 571 800(13)	$10^{-34} \text{ J}\cdot\text{s}$
		6,582 119 514(40)	$10^{-22} \text{ MeV}\cdot\text{s}$
	$\hbar c$	197,326 978 8(12)	$\text{MeV}\cdot\text{fm}$
	$(\hbar c)^2$	0,389 379 365 6(48)	$\text{GeV}^2 \text{ mbarn}$
Tömegek			
Elektron	m_e	9,109 383 56(11)	10^{-31} kg
		0,510 998 946 1(31)	MeV/c^2
Proton	m_p	1,672 621 898(21)	10^{-27} kg
		938,272 0813(58)	MeV/c^2
Deuteron	m_d	1,007 276 466 879(91)	u
		1875,612 928(12)	MeV/c^2
Atomi tömegegység $m_u = m(^{12}\text{C})/12$		1,660 539 040(20)	10^{-27} kg
		931,494 095 4(57)	MeV/c^2
Fizikai állandók			
Elemi töltés	e	1,602 176 620 8(98)	10^{-19} C
Finomszerkezeti állandó	$\alpha = e^2/(4\pi\epsilon_0 \hbar c)$	7,297 352 5664(17)	10^{-3}
	α^{-1}	137,035 999 139(31) *	
Bohr-sugár, $r_e \alpha^{-2}$	a_0	0,529 177 210 67(12)	10^{-10} m
Bohr-magneton, $e \hbar / 2m_e$	μ_B	5,788 381 801 2(26)	$10^{-5} \text{ eV}\cdot\text{T}^{-1}$
Magneton, $e \hbar / 2m_p$	μ_N	3,152 451 255 0(15)	$10^{-8} \text{ eV}\cdot\text{T}^{-1}$
Avogadro-állandó	N_A, L	6,022 140 857(74)	10^{23} mol^{-1}
Boltzmann-állandó, R/N_A	k	1,380 648 52(79)	$10^{-23} \text{ J}\cdot\text{K}^{-1}$
		8,617 330 3(50)	$10^{-5} \text{ eV}\cdot\text{K}^{-1}$
kT 300 K-nél		$[38,681 740(22)]^{-1}$	eV
0 C ⁰		273,15	K
Részecskefizikai állandók			
Fermi csatolási állandó	$G_F/(\hbar c)^3$	1,166 3787(6)	10^{-5} GeV^{-2}
Gyenge keveredési szög***	$\sin^2 \theta (M_Z)$	0,231 29(5)	
W^\pm bozon tömege	m_W	80,385(15)	GeV/c^2
Z^0 bozon tömege	m_Z	91,187 6(21)	GeV/c^2
Erős csatolási állandó	$\alpha_s(m_Z)$	0,118 2(12)	
Gravitációs állandó**	G_N	6,674 08(31)	$10^{-11} \text{ m}^3\text{kg}^{-1}\text{s}^{-2}$

Méter az az úthossz, amit a fény vákuumban 1/299 792 458 s alatt megtesz.

* $Q^2 = 0$ -nál. $Q^2 \approx m_W^2$ -nél az érték $\sim 1/128$.

** A G_N abszolút laboratóriumi mérése csak $\sim 1 \text{ cm-től } 1 \text{ m}$ távolságtartományig történt.

*** A renormálás ún. minimális levonási sémájában (\overline{MS}). Az effektív szögnek megfelelően $\sin^2 \theta = 0,231 55(5)$.

A táblázat adatai P. J. Mohr és D. B. Newell összefoglalóján alapulnak. L. Particle Data Group [2016, 119. o.].
A zárójelbe tett számok az adatok után az 1 standard eltérés bizonytalanságot jelentik az utolsó számjegyekben.

V. 4. táblázat. A leptonok jellemző adatai

Közös sajátosságok: spin: $\frac{1}{2}$, barionszám: 0, az elektromos töltés az e^- , μ^- és τ^- részecskékre $-1 e$

Család	Nyug. energia (MeV)	Közepes élettartam (τ)	Bomlás-módok	Elágazás (%)	Mágnesesnyomaték-anomália (a) $a \equiv (g - 2)/2$
1. e^- ν_e	0,510 998 9461(31)	$> 4,6 \times 10^{26}$ év			$a = 1159,652\ 180\ 91(26) \times 10^{-6}$
	**				
2. μ^- ν_μ	105,658 3745 (24)	$2,196\ 9811(22) \times 10^{-6}$ s	$e^- \bar{\nu}_e \nu_\mu$ *	~ 100	$a = 1165,92\ 09(6) \times 10^{-6}$
	**				
3. τ^- ν_τ	1776,86 (12)	$290,3(0,5) \times 10^{-15}$ s	$\mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau$ * $e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau$ * sokféle hadronikus	17,39(4) 17,82(4)	$0,013 > a > -0,052$
	**				

Az adatok forrása: Particle Data Group [2016].

* A μ^+ (és τ^+) bomlasmódjai töltéskonjugáltak a μ^- (ill. τ^-) bomlasmódjaihoz viszonyítva.** Az elektron-, müon- és tau-neutrínók tömegei keverékei a neutrínó tömegsajátértékeknek. A trícium bomlásából a $\bar{\nu}_e$ neutrínó tömegére < 2 eV felső határt határoztak meg.Béta-neutrínóknak (ν_e) nevezzük azt a neutrínót, amely a β^+ -bomlásban lép fel, béta-antineutrínóknak ($\bar{\nu}_e$) pedig a β^- -bomlásban fellépőt. Hasonlóan müonneutrínó (ν_μ) a π^+ -bomlásban, müonantineutrínó ($\bar{\nu}_\mu$) pedig a π^- -bomlásban lép fel.

Az antileptonok nyugalmi energiája és élettartama pontosan olyan, mint a leptonoké, de ellentétes előjelű az elektromos töltés, leptonszám, mágneses nyomaték. Nyugalmi állapotban az elektron és pozitron paritása ellentétes, de a leptonoknál nem adnak meg paritásokat.

V. 5. táblázat. A kvarkok jellemző adatai

Közös sajátosságok: spin: $\frac{1}{2}$; paritás: pozitív a kvarkoknál (megegyezés szerint) és negatív az antikvarkoknál; additív barionszám: $B = 1/3$ a kvarkoknál, $B = -1/3$ az antikvarkoknál

Család	Szín ^A	Nyugalmi energia ^{AA} (MeV)	Elektromos töltés, Q (e)	Izospin		A kvarkizék kvantumszámái			
				I	I_z	S'	C'	B'	T'
1. d	r, g, b	4,7+0,5-0,4	-1/3	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	0	0	0	0
	u	2,2+0,6-0,4	+2/3	$\frac{1}{2}$	$+\frac{1}{2}$	0	0	0	0
2. s	r, g, b	96+8-4	-1/3	0	0	-1	0	0	0
	c	1270 ±30	+2/3	0	0	0	+1	0	0
3. b	r, g, b	4180+40-30	-1/3	0	0	0	0	-1	0
	t	173210 ± 510±710	+2/3	0	0	0	0	0	+1

A t -kvark $\Gamma = 1,4 + 0,19 - 0,15$ teljes szélességgel bomlik. Az elágazási arányok:

$t \rightarrow Wq$ ($q = b, s, d$)

$\rightarrow Wb$

$\rightarrow b\nu_l$ bármilyen $\Gamma_i/\Gamma = (9,4 \pm 2,4)\%$ $l = e$ vagy μ , nem a kettő összege

$\rightarrow e\nu_e b$ (13,3±0,6)%

$\rightarrow \mu\nu_\mu b$ (13,4±0,6)%

$\rightarrow q\bar{q}b$ (66,5±1,4)%

$\rightarrow \gamma q$ ($q = u, c$) $< 5,9 \times 10^{-3}$

$\rightarrow Zq$ ($q = u, c$) $< 5 \times 10^{-4}$

$\Delta r, g, b$ az angol red, green, blue kezdőbetűi; az antikvarkoknak antiszínei vannak: $\bar{r}, \bar{g}, \bar{b}$.
 $\Delta\Delta$ A Particle Data Group [2016] alapján.

A kvantumszámok az általánosított Gell-Mann–Nishijima-formula szerint kapcsolatban vannak egymással:

$$Q = I_z + \frac{B + S' + C' + B' + T'}{2}.$$

Megegyezés szerint a kvarkizékvantumszámoknak (I_z, S' ritkaság, C' báj, B' alsó, T' felső) ugyanaz az előjele, mint a Q töltésé.

Az antikvarkoknak a tömege és spinje ugyanaz, mint a kvarkoké, de a töltésük, ízkvantumszámuk és színük ellentétes. Így pl. a K^+ -mezon ($u\bar{s}$) ritkasága +1.

V. 6. táblázat. Térkvantumok

Név	J^{PC}	Izospin (I)	Nyug. energia (GeV)	Teljes szélesség (Γ , GeV)	Bomlás	Elágazás (Γ_i / Γ) (%)
Foton, γ	1^{--}	0, 1	$< 1 \times 10^{-27}$	stabil		
Gluon, g_i ($i = 1, \dots, 8$)	1^-	0	0			
Graviton	2		$< 6 \times 10^{-41}$			
Gyenge bozon W	1		80,385(15)	2,085(42)	W^+ -ra *	$e^+ \nu$ 10,71(16) $\mu^+ \nu$ 10,63(15) $\tau^+ \nu$ 11,38(21) hadronok 67,41(27)
Z^0	1		91,1876(21)	2,4952(23)		$e^- e^+$ 3,363(4) $\mu^+ \mu^-$ 3,366(7) $\tau^+ \tau^-$ 3,370(8) hadronok 69,91(6) láthatatlan 20,00(6)
Higgs-bozon H^0	0		$125,09 \pm 0,24$	$< 1,7$	$\mu\tau$ láthatatlan	$< 1,51\%$ $< 58\%$

Az adatok forrása: Particle Data Group 2016: Chin. Phys. C40, 100001.

* W^- -ra a megfelelő töltéskonjugált bomlásmódok lépnek fel.

V. 7. táblázat. Néhány nagyenergiájú ütközőnyalábos gyorsító adatai

e^+e^- -gyorsítók	VEPP-2000 Novosibirszk	BEPC-II Kína	DAΦNE Frascati	Super KEKB	ILC ?	CLIC ?		
Fizika indul (év)	2010	2008	1999	2017	?	?		
Max. nyalábenergia (GeV)	1,0	1,89 (2,3)	0,51	e^- 7 e^+ 4	250 500 később	175 1500		
Luminositás ($10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$)	100	649	453	8×10^5	$1,5 \times 10^4$	6×10^4		
Körkerület vagy hossz (km)	0,024	0,23753	0,098	3, 016	31	48		
Csúcs mágn. tér (T)	2,4	0,7	1,2	$e^-/e^+ = 0,22/0,19$				
$pp, p\bar{p}$	TEVATRON Fermi-lab.	RHIC Brookhaven		LHC CERN				
Fizika indul (év)	1987	2001		2009	2015			
Fizika végződik	2011							
Ütk. részecskék	$p\bar{p}$	pp pol.		pp	pp	pp		
Max. nyaláb- energia (TeV)	0,980	0,255 57% polarizált		4	6,5	7,0 névleges		
Luminositás ($10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$)	431	215 (csúcs)		$7,7 \times 10^3$	$(1-2) \times 10^4$	5×10^4		
Körkerület (km)	6,28	132 (átlag)			26,659			
Csúcs mágn. tér (T)	4,4	3,834			8,3			
Nehézion- ütköztetők		RHIC (Brookhaven)			LHC CERN		HL-LHC	
Fizika indul	2000	2002	2004	2012	2010	2012	2015	>2025
Részecskék	AuAu	dAu	CuCu	UU	PbPb	pPb	PbPb	PbPb
Max. nyalábenergia (TeV/u)	0,1	0,1	0,1	0,1	1,38	p 4, Pb 1,58	2,76	2,76
Luminositás ($10^{27} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$)	5 csúcs	270 csúcs	20 csúcs	0,9 csúcs	0,5	100 szint.	1	4
Körkerület (km)	3 átl.	140 átl.	0,8 átl.	0,6 átl.		26,659		
Csúcs mágn. tér (T)		3,834				8,3		

Particle Data Group [2015] korszerűsített, <http://pdg.gov/2015/reviews> alapján.

A luminositás nem túl nagy intenzitások esetén: $L \sim f n^+ n^- / A$, ahol a részecskesomóban lévő részecskék száma n , f a csomók ütközési frekvenciája, A a nyalábkeresztmetszet az ütközési pontban.

V. 8. táblázat. Néhány tervezett nagyenergiájú ütköztető fontosabb adatai

	LHeC <i>ep</i>	FCC- <i>ee</i> e^+e^-		CEPC e^+e^-	FCC- <i>hh</i> <i>pp</i>	SPPC <i>pp</i>	μ -ütköztető $\mu^+\mu^-$	
Nyalábenergia (TeV)	0,06(<i>e</i>), 7(<i>p</i>)	0,046	0,120	0,175	0,120	50	35	0,063
Körkerület (km)	9(<i>e</i>), 27(<i>p</i>)		100		54	100	54	0,3
Ütközési pont	1		2		2	2 (4)	2	1
Csússluminositás ($10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$)	1	100	9	2	2	5–29	12	0,08

FCC: Future Circular Collider együttműködés (házigazda: CERN)

CEPC/SPPC: Nagyon Nagy Ütköztetők együttműködés (házigazda: Kína)

Syphers, M. J., Zimmermann, F. [Particle Data Group 2016: Chin. Phys. C40, 10 0001, 429].

VI. FÜGGELÉK

Lorentz-invariáns-mennyiségek ütközési folyamatokban

Ha \vec{p}_a impulzusú, E_a teljes energiájú, m_a nyugalmi tömegű részecske ütközik egy \vec{p}_b impulzusú, E_b teljes energiájú, m_b tömegű részecskével, a rendszer négyes impulzusának négyzete invariáns ($\hbar = 1$, $c = 1$ rendszerben):

$$p^\mu p_\mu = p^2 = (E_a + E_b)^2 - (\vec{p}_a + \vec{p}_b)^2 = m_a^2 + m_b^2 - 2\vec{p}_a \cdot \vec{p}_b + 2E_a E_b.$$

A tömegközépponti rendszerben (c. m.) definíció szerint a hármas impulzus zéró. Jelöljük $E_{c.m.}^2$ -et s -sel. Ekkor $p^2 = s$.

Ha a b részecske álló, rögzített céltárgy része, $\vec{p} = 0$ és $E_b = m_b$. A tömegközépponti energia négyzete:

$$E_{c.m.}^2 = s = p^2 = m_a^2 + m_b^2 + 2m_b E_a. \quad (\text{V. 1.})$$

Tekintsünk egy kéttest-ütközést:

$$a + b \rightarrow c + d.$$

Jelöljük az a , b , c és d részecskék négyes impulzusát p_a, p_b, p_c, p_d -vel. Az impulzus- és energiamegmaradási törvényekből következően:

$$p_a + p_b = p_c + p_d$$

$$\vec{p}_a + \vec{p}_b = \vec{p}_c + \vec{p}_d$$

$$E_a + E_b = E_c + E_d$$

A Lorentz-invariáns-mennyiségek (Mandelstam-változók):

$$\begin{aligned} s &= (p_a + p_b)^2 = (p_c + p_d)^2, \\ t &= (p_a - p_c)^2 = (p_d - p_b)^2, \\ u &= (p_a - p_d)^2 = (p_c - p_b)^2, \end{aligned} \quad (\text{V. 2-4.})$$

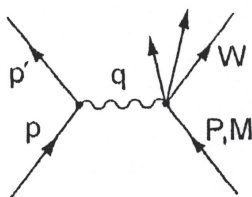
de e három mennyiség közül csak kettő független, mivel $p_i = m_i$ miatt

$$\begin{aligned} s + t + u &= 3p_a^2 + p_b^2 + p_c^2 + p_d^2 + 2p_a(p_b - p_c - p_d) = \\ &= \sum_i m_i^2 + 2p_a^2 + 2p_a(p_b - p_c - p_d) = \sum_i m_i^2 \end{aligned} \quad (\text{V. 5.})$$

*Lorentz-invariáns-mennyiségek nagyenergiájú (mélyen rugalmatlan)
lepton-nukleon szórás leírásában*

A nagyenergiájú fizikában relativisztikus sebességekkel mozgó részecskékkel van dolgunk. Az elektronok már > 1 MeV, a protonok pedig > 1 GeV kinetikus energiáknál közel fénysebességgel mozognak. Ezért a részecskefizika egyenleteit úgy célszerű megfogalmazni, hogy azok ugyanolyan alakúak legyenek minden referenciarendszerben. Más szavakkal: invariánsak legyenek a Lorentz-transzformációval szemben.

A mélyen rugalmatlan lepton-nukleon $lN \rightarrow l'N$ ütközés főbb kinematikai mennyiségei a következő ábrán láthatók:



ahol p és p' a négyes impulzusok a bejövő és kimenő leptonra, P a nukleon négyes impulzusa, M a nukleon tömege, W a visszalökődő rendszer tömege. A kicserélt részecske γ , W^\pm vagy Z , ezek $q = p - p'$ négyes impulzus adnak át a nukleonnak.

A folyamat invariáns mennyiségei a következők:

$$\nu = \frac{qP}{M} = E - E' \quad (\text{V. 6.})$$

a lepton energiavesztése a nukleon nyugalmi rendszerében. Itt E és E' a kezdeti és végső leptonenergiák a nukleon nyugalmi rendszerében.

$$Q^2 = -q^2 = 2(E' / c^2 - \vec{p}\vec{p}') - m_l^2 c^2 - m_l^2 c^2, \quad (\text{V. 7.})$$

ahol Q^2 az átadott négyes impulzus négyzete, m_l , ill. m_r a kezdeti, ill. végső leptontömeg. Ha

$$(E' / c^2) \sin(\Theta / 2) > m_l^2 c^2, m_r^2 c^2, \text{ akkor } Q^2 \approx (4E' / c^2) \sin^2(\Theta / 2)$$

ahol Θ a lepton szórási szöge a nukleon nyugalmi rendszerében a leptonnaláb irányához képest.

$$x = \frac{Q^2}{2M\nu} = \text{Bjorken-skálázási változó}, \quad (\text{V. 8.})$$

x a nukleon impulzusának az a része, amit a meglökött kvark visz el.

$$W^2 c^2 = (P + q)^2 = M^2 c^2 + 2M\nu - Q^2, \quad (\text{V. 9.})$$

ahol W^2 a leptonnal szemben visszalökődő x rendszer tömegének négyzete.

$$y = \frac{qP}{kP} = \frac{v}{E}, \quad (\text{V. 10.})$$

ahol y a lepton energiaveszteségének hányada a nukleon nyugalmi rendszerében.

$$s = (k + P)^2 = \frac{Q^2}{xy} + M^2 + m_l^2, \quad (\text{V. 11.})$$

ahol s a tömegközépponti energia négyzete a lepton-nukleon rendszerben.

A relativisztikus kinematika további fontos jellemzőire l. Particle Data Group 2016: *Review of Particle Physics*. D 86, 010 001.

VII. IRODALOM

Összefoglaló munkák

- Aitchison, I. J. R., Hey, A. J. G. 2012: *Gauge theories in particle physics: a practical introduction* (4th ed., 2 volumes) (CRC Press).
- Altarelli, G. 1989: *Experimental tests of perturbative QCD*, *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* 39, 357.
- Bettini, A. 2008: *Introduction to elementary particle physics* (Cambridge Univ. Press, Cambridge).
- Cheng, T.-P., Li, L.-F. 1992: *Gauge theory of elementary particle physics* (Oxford Univ. Press, Oxford).
- DeTar, C. E., Heller, U. M. 2009: *QCD thermodynamics from lattice*, *Adv. Phys. Part. Nucl.*, ed. Beck, D. H. et al. vol. 30 (Springer).
- Dissertori, G., Knowles, I. G., Schmelling, M. 2003: *Quantum chromodynamics* (Oxford Univ. Press, Oxford). Újranyomatva 2010-ben.
- Donoghue, J. F., Golowich, E., Holsten, B. R. 1992: *Dynamics of the standard model* (Cambridge Univ. Press, Cambridge).
- Fayyazuddin, Riazuddin 2012: *A modern introduction to particle physics* (3rd ed.) (World Sci., Singapore).
- Florkowski, W. 2011: *Phenomenology of ultra-relativistic heavy-ion collisions* (World Scientific).
- Fukushima, K., Hatsuda, T. 2011: *The phase diagram of dense QCD*, *Rep. Prog. Phys.* 74, 014 001.
- Gasiorowicz, S., Rosner, J. L. 1981: *Am. J. Phys.* 49, 954 (on long-range QCD potential).
- Griffiths, D. 1987: *Introduction to elementary particles* (Wiley, New York).
- Halzen, F., Martin, A. D. 1984: *Quarks and leptons: an introductory course in modern physics* (Wiley, New York).
- Hwa, R. C., Wang, Xin-Nian 2004: *Quark-gluon plasma 3* (World Sci., Singapore).
- Ioffe, L., Fadin, V. S., Lipatov, L. N. 2010: *Quantum chromodynamics: perturbative and nonperturbative aspects* (Cambridge Univ. Press, Cambridge).
- Langacker, P. 2012: *The standard model and beyond* (CPC Press, Taylor and Francis, London).

- Marshak, R. E. 1992: *Conceptual foundations of modern particle physics* (World Sci. Singapore).
- Muta, T. 2010: *Foundation of quantum chromodynamics: an introduction to perturbative methods in gauge theories, 3rd ed.* (World Sci., Singapore).
- NuPECC Long Range Plan 2010: *Perspectives of nuclear physics in Europe*, eds. Rosner, G., Makarow, M. (European Science Foundation, Strasbourg).
- Particle Data Group 2010: *Review of particle physics*, *J. Phys. G* 37, 075021.
- Particle Data Group 2012: *Review of particle physics*, *Phys. Rev. D* 86, 010 001.
- Particle Data Group 2014: *Review of particle physics*, *Chinese Physics C* 38, 090 001.
- Particle Data Group 2016: *Review of particle physics*, *Chinese Physics C* 40, 100 001.
- Patkós A., Polónyi J. 2000: *Sugárzás és részecskék* (Typotex Kiadó, Budapest).
- Perkins, D. H. 2000: *Introduction to high energy physics*, 4th ed. (Cambridge Univ. Press, Cambridge).
- Peskin, M. E., Schoeder, D. V. 1995: *An introduction to quantum field theory* (Addison-Wesley, Reading, Mass.).
- Povh, B., Rith, K., Scholz, Ch., Zetsche, F. 2002: *Particles and nuclei* (Springer, Heidelberg).
- Schäfer, T. 2014: *Fluid dynamics and viscosity in strongly correlated fluids*, *Annu. Rev. Nucl. Part. Phys.* 64, 125.
- Schäfer, T., Teaney, D. 2009: *Nearly perfect fluidity from cold atomic gases to hot quark gluon plasmas*, *Rep. Prog. Phys.*, 72, No. 12, 126 001.
- Sloan, T., Smadja, G., Voss, R. 1988: *The quark structure of the nucleon from CERN muon experiments*, *Phys. Rep.* 162, 45.
- Thomson, M. 2013: *Modern particle physics* (Cambridge Univ. Press, Cambridge).
- Walecka, J. D. 2004: *Theoretical nuclear and subnuclear physics* (2nd ed.) (World Sci., Singapore).
- Yaouanc, A. Le, Oliver, L., Péne, O., Raynal, J.-C. 1988: *Hadron transitions in quark model* (Gordon and Breach, New York).

Hivatkozások

- Aad, G. et al. 2012: *Phys. Rev. C* 86, 014 907.
- Aaij, R. et al. (LHCb Collab.) 2015: *Phys. Rev. Lett.* 115, 072 001.
2016: *Phys. Rev. Lett.* 117, 082 002 és 082 003.
- Aamodt, K. et al. (ALICE Collab.) 2011: *Phys. Rev. Lett.* 107, 032 301.
- Abdulsalam, A. CMS Collab. 2014: *Nucl. Phys. A* 931, 649.
- Abelev, B. et al. 2010: *Phys. Rev. Lett.* 105, 252301.
2010: *Science* 328, 58.
2011: *Nature* 473, 353.
2012: *J. High Energy Phys.* 1209: 112.
2013: *Phys. Rev. Lett.* 111, 102 301; *Phys. Lett. B* 720, 52.
2014: *Phys. Lett. B* 728, 216; B734, 409(E), *arXiv:1307.5543[nucl-ex]*;
arXiv: 1405.4632[nucl-ex]; *arXiv: 1401.1250 [nucl-ex]*.
- Ablikim, M. et al. 2016: *Phys. Rev. D* 94, 072 005.
- Abramowicz, H. et al. 2015: *Eur. Phys. J. C* 75, 580.
- Abt, I. 2016: *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* 66, 377.
- Accardi, A. et al. 2014: *arXiv:1212.1701 [nucl-ex]*.
- Adamczyk, L. et al. 2015: *Phys. Rev. Lett.* 114 (25) 252 302.
- Adare, A. et al. 2006: *Phys. Rev. Lett.* 97, 252 002.
- Adare, A. et al. 2007: *Phys. Rev. Lett.* 98, 172 301.
- Adare, A. et al. 2010: *Phys. Rev. Lett.* 104, 132 301.
- Adeva, R. et al. 2016: *Phys. Rev. Lett.* in press, *arXiv: 1605.06103v1*.
- Adlarson, P. et al. 2014: *Phys. Rev. Lett.* 112, 202 301.
- Adler, S. L. 1969: *Phys. Rev.* 177, 2426.
- Adriani, O. et al. 2016: *Phys. Rev. D* 94, 032 007.
- Afonin, S. S. 2007: *Mod. Phys. Lett. A* 22, 1359.
- Agakishiev, G. et al. 2011: *Eur. Phys. J. A* 47, 21.
- Agakishiev, G. et al. 2014: *arXiv:1403.3054v2*.
- Agnello, M. et al. 2012: *Nucl. Phys. A* 881, 269.
- Ahmadi, M. et al. 2016: *Phys. Rev. D* 94, 074 018.
- Ahn, J. K. et al. 2001: *Nucl. Instr. Meth. A* 457, 137.
2005: *Nucl. Phys. A* 761, 41.
- Aichelin, J. et al. 2015: *Particles and Nuclei (ECHAYA)* 46, No. 5, 1354.
- Aiola, S. ALICE Collab. 2014: *Nucl. Phys. A* 931, 382.
- Akiba, Y. 2015: *Prog. Theor. Exp. Phys.* 03A 105, 1.
- Alexandre, D. ALICE Collab. 2014: *Nucl. Phys. A* 931, 1093.

- Alford, M. 2001: *Color-superconducting quark matter*, *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* 51, 131.
- Ali, A. et al. 2016: *Phys. Rev. D* 94, 054 001.
- ALICE Collab. 2011: *Phys. Lett. B* 696, 328.
- ALICE Collab. 2013 A: *Phys. Lett. B* 719, 29.
- ALICE Collab. 2013 B: *Phys. Lett. B* 726, 164.
- ALICE Collab. 2015: *arXiv:1506.08032[nuc-ex]*.
- ALICE Collab. 2015: *Nature Phys.*, doi: 10.1038/nphys3432.
- ALICE Collab. 2016: *arXiv:1606.060 57*.
- Almási, G. A., Wolf, Gy. 2015: *Nucl. Phys. A* 943, 117.
- Altarelli, G., Parisi, G. 1977: *Nucl. Phys. B* 126, 298.
- Altinoluk, T. et al. 2016: *Phys. Rev. D* 93, 054 049.
- Alver, B. et al. 2008: *arXiv: 0805 4411 [nucl-ex]*.
- Amoler, C., Hanhart, C. 2016: <http://pdg.lbl.gov/2015/reviews>.
- Amsler, C., Hanhart, C. 2016: *Rev. Part. Phys.*, 1494.
- Andrei, C. 2014: *Nucl. Phys. A* 931, 888.
- Andronic, A. 2014: *Nucl. Phys. A* 931, 135.
- Andronic, A. 2014: *Int. J. Mod. Phys. B* 29, 143 0047.
- Aniol, K. A. et al. 2006: *Phys. Lett. B* 635 275.
- Anselmino, M., Hasch, D. 2010: *Nucl. Phys. News*, 20, No. 3, 14.
- Anselmino, M. et al. 2016: *Phys. Rev. D* 93, 034 025.
- Aoki, S. et al. 2003: *Phys. Rev. D* 67, 034503.
- Aoki, S. et al. 2014: *Eur. Phys. J. C* 74, 2890.
- Aoki, Y., Fodor Z., Katz S., Szabó K. 2006: *J. High Energy Phys.* (JHEP) 0601, 089.
- Aparin, A., Tokarev, M. 2015: *Int. J. Mod. Phys: Conf. Ser.* 39, 1560 110.
- Armesto N. et al. 2014: *Nucl. Phys. A* 931, 1163.
- Armesto, N. et al. 2015: *arXiv:1512.01528[hep-ph]*.
- Armstrong, D. S., McKeown, R. D. 2012: *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* 62, 337.
- Arnaldi, R. et al. 2006: *Phys. Rev. Lett.* 96, 162 302.
- Arneodo, M. et al. 1988: *Phys. Lett. B* 211, 493.
- Arneodo, M. 1994: *Phys. Rep.* 240, 301.
- Arnold, P., Dogan, C., Moore, G. D. 2006: *Phys. Rev. D*, 74, 085 021.
- Artemenkov, D. A., Lykasov, G. I., Malakhov, A. I. 2015: *Int. J. Mod. Phys. Conf. Ser.* 39, 1560 109.
- Aschenauer, E., Flegel, I. 2006: *CERN Courier*, April, 26.
- Aschenauer, E. C., D'Alesio, U., Murgia, F. 2016: *Eur. Phys. J. A* 52, 156.
- Aznauryan, I. G. et al. 2013: *arXiv:1212.4891v2 [nucl-th]*, April 2013.

- Bacchetta, A. 2016: *Eur. Phys. J. A.* 52, 163.
- Bali, G. et al. 2016: *Phys. Rev. D* 93, 094 504.
- Ball, R. D. et al. 2015: *JHEP* 1504, 40.
- Başar, G., Teaney, D. 2014: *Nucl. Phys. A* 931, 931.
- Bashir, A. et al. 2012: *Commun. Theor. Phys.* 58, 79.
- Basso, E., Bourrely, C. et al. 2016: *Nucl. Phys. A* 948, 63.
- Basso, E., et al. 2016: *Phys. Rev. D* 93, 094 027.
- Bass, S. D. 2005: *The spin structure of the proton, Rev. Mod. Phys.* 77, 1257.
- Batra, M., Upadhyay, A. 2014: *Nucl. Phys. A* 922, 126.
- Batusov, Yu. A., Lukstins, J., Majling, L., Parfenov, A. N. 2005: *Particles and Nuclei (ECHAYA)*, 36, No. 2, 319.
- Bazavov, A. et al. 2012: *Phys. Rev. D* 85, 054 503.
- Bazavov, A. et al. 2014: *Nucl. Phys. A* 931, 867 és *Phys. Rev. D* 90, 094 503.
- Beane, S. R., Bedaque, P. F., Orginos, K., Savage, M. J. 2006: *Phys. Rev. Lett.* 97, 012 001.
- Becattini, F. et al. 2008: arXiv:0805.0964v1[hep-ph] 7 May.
- Becattini, F. et al. 2012: *Phys. Rev. C.* 85, 044 921.
- Bedaque, P. F., van Kolck, U. 2002: *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* 52, 339.
- Bedfer, Y. 2013: *Particles and Nuclei (ECHAYA)* 44, No. 6, 1675.
- Begun, V. 2015: *Particles and Nuclei (ECHAYA)* 46, No. 5, 1440.
- Bellini, F. ALICE Collab. 2014: *Nucl. Phys. A* 931, 846.
- Bernard, V., Meissner, U.-G. 2007: *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* 57, 33.
- Bhalearo, R. S., Luzum, M., Ollitrault, J. Y. 2011: *Phys. Rev. C* 84, 054 901.
- Bhat, R. A., Uddin, S., Bashir, I. 2015: *Nucl. Phys. A* 935, 43.
- Bhattachayra, L. et al. 2016: *Phys. Rev. D* 93, 065 005.
- Bicudo, P. et al. 2016: *Phys. Rev. D* 94, 054 006.
- Bijker, R., Iachello, F., Leviatan, A. 1994: *Ann. of Phys.* 239, 69.
- Bilandzie, A. et al. (ALICE Collab.) 2013: *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* 63, 205.
- Biró, T. S. et al. 2005: *J. Phys. G.: Nucl. Part. Phys.* 31, S759.
- Biró, T. S., Horváth, M., Schram, Zs. 2015: *Eur. Phys. J. A* 51, 75.
- Bjelogrlić, S. ALICE Collab. 2014: *Nucl. Phys. A* 931, 563.
- Bjorken, J. 1983: *Phys. Rev. D* 27, 140.
- Blaizot, J.-P. et al. 2011: arXiv:1107.5296v2[hep-ph] 8 Aug.
- Blake, T., Gershon, T., Hiller, G. 2015: *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* 65, 113.
- Boer, D. 2016: *Int. J. Mod. Phys.: Conf. Ser.* 40, 166 0014.
- Boettcher, T. et al. 2016: *Phys. Rev. D* 93, 074 008.
- Bonasera, A., Csernai, L. P., Schürmann, B. 1988: *Nucl. Phys. A* 476, 159.

- Borissov, G. et al. 2013: *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* 63, 205.
- Borsányi S. et al. (Wuppertal–Budapest Collab.) 2010: *JHEP* 1009, 073.
- Borsányi, S. et al. 2013: *Phys. Rev. Lett.* 111, 252 001.
- Borsányi S. et al. 2014: *Phys. Lett. B* 730, 99.
- Borsányi S. et al. 2014: *Phys. Rev. Lett.* 113, 052 301.
- Borsányi S. et al. 2015: *Science* 347, 1452.
- Botvina, A. S. 2013: *Nucl. Phys. A* 914, 401.
- Bourrely, C., Soffer, J. 2015: *Nucl. Phys. A* 941, 307.
- Bowman, P. O. et al. 2005: *Phys. Rev. D* 71, 054 507.
- Božek, P. Broniowski, W. 2013: *Phys. Lett. B* 720, 250.
- Bradamante, F. 2008: *Nucl. Phys. News* 18, No. 4, 32.
- 2013: *Particles and Nuclei* [ECHAYA] 44, No. 6, 1693.
- Brambilla, N. és mts. 2011: *Heavy quarkonium: progress, puzzles, and opportunities*, *Adv. in Phys. of Part. and Nuclei*, 31, 1. Ed. Beck, D. H. et al. (Springer).
- Brambilla, N. et al. 2014: *Eur. Phys. J. C* 74, 2981.
- Bratkovskaya, E. L., Cassing, W., Konchakovski, V. P., Linnyk, O. 2011: *Nucl. Phys. A* 856, 162.
- Bratkovskaya, E. 2014: *Nucl. Phys. A* 931, 194.
- Braun, J. et al. 2016: *Phys. Rev. D* 94, 034 016.
- Braun-Munzinger, P. et al. 2015: *CERN Courier*, September, p. 26.
- Braun-Munzinger, P., Koch, V., Schäfer, T., Stachel, J. 2016: *Phys. Rep.* <http://dx.doi.org/10.1016/j.phys.rep.2015.12.003>.
- Bravina, L., Csernai, L. P., Lévai, P., Strottman, D. 1994: *Phys. Rev. C* 50, 2161.
- Bressan, B., Greco, V. 2009: *CERN Courier* 49, September 19.
- Bressani, T., Botta, E., Bufalino, S. 2012: *Nucl. Phys. News*, 22, No. 3, 13.
- Briceno, R. A. et al. 2015: *Phys. Rev. D* 91, 034 501.
- Briceno, R. A., Dudek, J. J. et al.: *Phys. Rev. Lett.* 115, 242 001.
- Brinkmann, K.-T., Gianotti, P., Lehmann, I. 2006: *Nucl. Phys. News*, 16, No 1, 15.
- Brodsky, S. J., de Téramond, G. F., Deur, A. 2010: *Phys. Rev. D* 81, 096 010.
- Brodsky, S. J. et al. 2013: *Phys. Rep.* 522, 239.
- Brown, N., Pennington, M. R. 1989: *Phys. Rev. C* 39, 2723.
- Bruna, E. 2014: *Nucl. Phys. News* 24, No. 2, 13.
- Budó Á. 1951: *Mechanika* (Tankönyvkiadó, Budapest).
- Bufalino, S. 2013: *Nucl. Phys. A* 914, 160.
- Burgess, C. P. 2007: *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* 57, 329.
- Burkardt, M. 2003: *Int. J. Mod. Phys. A* 18, 173.
- Burkardt, M., Pasquini, B. 2016: *Eur. Phys. J. A* 52, 161.

- Cacciari, M., Nason, P., Vogt, R. 2005: *Phys. Rev. Lett.* 95, 122 001.
- Cahill, R. T., Roberts, C. D., Praschifka, J. 1989: *Austral. J. Phys.* 42, 129.
- Campbell, S. 2014: *Nucl. Phys. A* 931, 893.
- Capstick, S., Isgur, N. 1986: *Phys. Rev. D* 34, 2809.
- Capstick, S., Roberts, W. 1993: *Phys. Rev. D* 47, 1994.
1994: *Phys. Rev. D* 49, 4570.
1998: *Phys. Rev. D* 57, 4301; *Phys. Rev. D* 58, 074011.
2000: *Progr. Part. Nucl. Phys.* 45, 241.
- Castorina, P., Kharzeev, D., Satz, H. 2007: *Eur. Phys. J. C* 52, 187.
- Castorina, P., Grumiller, D., Iorio, A. 2008: arXiv:0802.2286v1[hep-th]18Febr.
- Castorina, P., Iorio, A., Satz, H. 2014: arXiv:1409.3104v1[hep-ph] 10 Sep.
- Castorina, P., Lanteri, D. 2016: *Phys. Rev. D* 94, 074 022.
- Chalupkova, I. 2015: *Int. J. Mod. Phys. Conf. Ser.* 39, 1560 093.
- Chang, W.-C. 2016: *Int. J. Mod. Phys. Conf. Ser.* 40, 166 0 111.
- Chatrchyan, S. et al. 2012: *Phys. Lett. B* 710, 256; *Eur. Phys. J. C* 72: 1945.
- Chatterjee, R., Srivastava, D. K., Renk, T. 2014: *Nucl. Phys. A* 931, 670.
- Chattopadhyay, S. 2014: *Nucl. Phys. A* 931, 267.
- Chen Chen et al. 2012: *Free Body System* 53, 293, arXiv:1204.2553 [nucl-ex].
- Chen, R., Liu, X., Zhu, S.-L. 2016: *Nucl. Phys. A* 954, 406.
- Chen, Y. et al. 2006: *Phys. Rev. D* 73, 014516.
- Cheng, H.-Y. et al. 2015: *Phys. Rev. D* 92, 094 006.
- Chiosso, M. (Compass Collab.) 2013: *Part. Nucl. (ECHAYA)*, 44, No. 6, 1700.
- Christy, M. E., Melnitchouk, W. 2011: *J. Phys. Conf. Ser.* 299, 012 004. arXiv: 1104.0239 [nucl-ex].
- Cloët, I. C., Bentz, W., Thomas, A. W. 2009: *Phys. Rev. Lett.* 102, 252 301.
- Close, F. E., Page, P. R. 1998: *Sci. Am.* November, 52.
- CMS Collab. 2013: *Phys. Lett. B* 718, 795.
- Collins, J. 2011: *Foundations of perturbative QCD* (Cambridge Univ. Press)
- Crede, V., Roberts, W. 2013: *Rep. Prog. Phys.* 76, 076 301.
- Csernai, L. P., Magas, V. K., Stöcker, H., Strottman, D. D. 2011: *Phys. Rev. C* 84, 02914.
- Csernai, L. P., Mishustin, I. N. 1995: *Phys. Rev. Lett.* 74, 5004.
- Csernai, L. P. et al. 2005: *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* 31, S951.
- Csernai, L. P., Stöcker, H. 2014: *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* 41, No 12, 124 001.
- Csörgő T. 2004: *Fiz. Szemle*, LIV, No 1, 19.
- Csörgő T. 2006: *J. Phys. Conf. Ser.* 50, 259.
- Csörgő, T., Csernai, L. P. 1994: *Phys. Lett. B* 333, 494.

- Csörgő, T. et al. 2012: *Progr. Theor. Phys. Supplement No.* 193, 180.
- Damjanovic, S., Shahoyan, R., Specht, H. J. 2009: *CERN Courier*, November 31.
- Davies, Ch. 2004: *CERN Courier*, June, 23; Davies, Ch. et al. 2004: *Phys. Rev. Lett.* 92, 022001.
- Denz, H. et al. 2006: *Phys. Lett. B* 633, 209.
- De Rajula, A., Georgi, H., Glashow, S. L. 1975: *Phys. Rev. D* 12, 147.
- Deshpande, A. 2015: *Prog. Theor. Exp. Phys.* 03A107.
- Destefanis, M. 2013: *Particles and Nuclei (ECHAYA)* 44, No. 6, 1707.
- Diaconu, C., Haas, T., Medinnis, M., Rith, K., Wagner, A. 2010: *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* 60, 101.
- Diakonov, D. et al. 1997: *Z. Phys. A* 359, 305.
- Diehl, M. 2002: *Eur. Phys. J. C* 25, 223.
- Diehl, M. 2016: *Eur. Phys. J. A* 52, 149.
- Dieterle, M. et al. (A2 Collab.) 2015: *Eur. Phys. J. A* 51, 142.
- Ding, H.-T. 2014: *Nucl. Phys. A* 931, 52.
- Djordjevic, M. 2014: *Nucl. Phys. A* 931, 505.
- Dobrin, A. 2014: *Nucl. Phys. A* 931, 910.
- Dokshitzer, Yu. L. 1977: *Sov. JETP* 46, 641.
- Dowdall, R. J. et al. 2012: *Phys. Rev. D* 86, 094 510.
- Duan, S. et al. 2016: *Phys. Rev. D* 93, 114 006.
- Dudek, J. J. et al. 2011: *Phys. Rev. D* 83, 111 502.
- Dulat, S. et al. 2016: *Phys. Rev. D* 93, 033 006.
- Dupré, R., Scopetta, S. 2016: *Eur. Phys. J. A* 52, 159.
- Durr, S. et al. 2008: *Science* 322, 1224.
- Du, X., Rapp, R. 2015: *Nucl. Phys. A* 943, 147.
- Efremov, A., Lednicky, R., Savin, I., Teryaev, O. 2013: *CERN Courier*, March, 31.
- Eichmann, G. 2013: *J. Phys. Conf. Ser.* 426, 012 014.
- Eichmann, G. et al. 2016: *Prog. Part. Nucl. Phys.* 91, 1.
- Eichmann, G. 2016: 1602.03462 [hep-ph].
- Ellis, R. K. 1996: *QCD and collider physics* (Cambridge).
- Ent, R. 2016: *Eur. Phys. J. A* 52 162.
- Epelbaum, E., Meissner, Ulf-G. 2012: *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* 62, 159.
- Epelbaum, T., Gelis, F. 2014: *Nucl. Phys. A* 926, 122.
- Epelbaum, T. 2014: *Nucl. Phys. A* 931, 337.
- Eskola, K. J., Honkanen, H., Salgado, C. A., Wiedemann, U. A. 2016: *Eur. Phys. J.* A 52, 1.
- Esser, A. et al. 2013: *Nucl. Phys. A* 914, 519.

- Faessler, A. et al. 1982: *Nucl. Phys. A* 402, 555.
- Fang, Z. 2016: *Phys. Rev. D* 94, 074 017.
- Fényes, T. 2002: *Structure of atomic nuclei* (Akad. Kiadó, Budapest).
- Fényes T. és mts. 2009: *Atommagfizika I.* (Debreceni Egyetemi Kiadó, Debrecen).
- Fényes T. 2013: *Részecskék és kölcsönhatásaik* (Debreceni Egyetemi Kiadó, Debrecen).
- Fermi, E. 1950: *Prog. Theor. Phys.* 5, 570.
- Ferraris, M. et al. 1995: *Phys. Lett. B* 364, 231.
- Ferretti, J. et al. 2011: *Phys. Rev. C* 83, 065 204.
- Fischer, C. S., Luecker, J. 2012: *Prog. Part. Nucl. Phys.* 67, 200.
- Fischer, C. S., Luecker, J., Welzbacher, C. A. 2014: *Nucl. Phys. A* 931, 774.
- Fischer, C. S., Kubrak, S., Williams, R. 2015: *Eur. Phys. J. A* 51, 10.
- Flegel, I., Söding, P. 2004: *CERN Courier*, November, 33.
- Floris, M. 2014: *Nucl. Phys. A* 931, 103.
- Fodor Z., Katz S. D. 2004: *JHEP* 0404, 050.
- Fodor Z., Katz S. D. 2006: *Lattice QCD at non-vanishing temperatures and chemical potentials*, *Nucl. Phys. News*, 16, No 3, 12.
- Forkel, H., et al. 2007a: *Int. J. Mod. Phys. E* 16, 2794 és *J. High Energy Phys.* 07, 077.
- Forkel, H., Klempt, E. 2009: *Phys. Lett. B* 679, 77.
- Forte, S., Watt, G. 2013: *Progress in the determination of the partonic structure of the proton*, *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* 63, 291.
- Frazini, P., Moulson, M. 2006: *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* 56, 207.
- Fries, R. J., Müller, B., Nonaka, C., Bass, S. A. 2003: *Phys. Rev. Lett.* 90, No. 20, 202 303-1.
- Fukushima, K. 2014: *Nucl. Phys. A* 931, 257.
- Fukushima, K., Hatsuda, T. 2011: *Rep. Prog. Phys.* 74, 014 001.
- Fukushima, K., Sasaki, C. 2013: *Prog. Part. Nucl. Phys.* 72, 99.
- Gal, A., Soper, J. M., Dalitz, R. M. 1971: *Ann. Phys. (N. Y.)* 63, 53.
- Galatyuk, T. 2014: *Nucl. Phys. A* 931, 41.
- Gale, C. et al. 2013: *Phys. Rev. Lett.* 110, 012 302 és 2013: *Nucl. Phys. A* 904/905, 409c.
- Gale, C., Jeon, S., Schenke, B. 2013: *Int. J. Mod. Phys. A* 28, 134 0011.
- Gale, C., Ruan, L. 2013: *Nucl. Phys. A* 904/905, 334c.
- Ganbold, G. 2012: *Part. Nucl. (ECHAYA)* 43, No 1, 156.
- Ganbold, G., Gutsche, T., Ivanov, M. A., Lyubovitskij, V. E. 2015: *J. Phys. G.: Nucl. Part. Phys.* 42, No. 7, 075 002.
- Gangadharan, D. R. (ALICE Collab.) 2014: *Nucl. Phys. A* 931, 1066.

- Gangadharan, D. R., Loizides, C. 2014: *CERN Courier*, December, 35.
- Gao, F. et al. 2016: *Phys. Rev. D* 93, 094 019.
- Gasser, J., Leutwyler, H. 1982: *Phys. Rep.* 87, 77.
- Gaździcki, M., Seyboth, P., Shuryak, E. 2004: *When quarks and gluons become free*, *CERN Courier*, Sept., 40.
- Gaździcki, M., Stock, R. 2003: *The net closes in on quark-gluon plazma*, *CERN Courier*, Sept., 17.
- Gelis, F., Iancu, E., Jalilian-Marian, J., Venugopalan, R. 2010: *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* 60, 463.
- Gelis, F. 2014: *Nucl. Phys. A* 931, 73.
- Gelis, F., Schenke, B. 2016: *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* 66, 73.
- Geng, L. 2013: *Frontiers of Phys.* 8, 328.
- Gianotti, P. 2003: *DAFNE goes hypernuclear*, *CERN Courier*, April, 13.
- Glozman, L. Ya. 2007: *Phys. Rep.* 444, 1.
- Glozman, L. Ya., Riska, D. O. 1996: *Phys. Rep. D* 268, 263.
- Godfrey, S., Isgur, N. 1985: *Phys. Rev. D* 32, 189.
- Godfrey, S., Moats, K., Swanson, E. S. 2016: *Phys. Rev. D* 94, 054 025.
- Goeke, K., Polyakov, M. V., Vandersaeghen M. 2001: *Prog. Part. Nucl. Phys.* 47, 401.
- Goldhaber, G. et al. 1960: *Phys. Rev.* 120, 300.
- Goldstone, J. 1961: *Nuovo Cimento* 19, 154.
- González-Jiménez, R. et al. 2013: *Phys. Rep.* 524, 1.
- Gorishny, S. G. et al. 1991: *Phys. Lett. B* 259, 144.
- Granier de Cassagnac, R. 2014: *Nucl. Phys. A* 931, 13.
- Gribov, V. N., Lipatov, L. N. 1972: *Sov. J. Nucl. Phys.* 15, 438.
- Grosse-Oetringhaus, J. F. ALICE Collab. 2014: *Nucl. Phys. A* 931, 22.
- Guidal, M., Moutarde, H., Vanderhaeghen, M. 2013: *Rep. Progr. Phys.* 76, 066 202.
- Gutiérrez, E. et al. 2014: *J. Phys. G.: Nucl. Part. Phys.* 41, 075 002.
- Gutsche, T. et al. 2016: *Phys. Rev. D* 94, 034 010.
- Gülpers, V., Hippel, G., von Wittig, H. 2015: *Eur. Phys. J. A* 51, 158.
- Gyulassy, M., Lévai, P., Vitev, I., Bíró, T. S. 2014: *Nucl. Phys. A* 931, 943.
- Hagedorn, R. 1965: *Nuovo Cim. Suppl.* 3, 147.
- Hagino, K. 2013: *Nucl. Phys. A* 914, 151.
- Hägler, Ph. 2010: *Phys. Rep.* 490, 49.
- Haidenbauer, J. 2013: *Nucl. Phys. A* 914, 220.
- Haider, H. et al. 2015: *Nucl. Phys. A* 943, 58.
- Hanbury-Brown, R., Twiss, R. 1954: *Philos. Mag.* 45, 663.

- Hanhart, C. 2004: *Phys. Rep.* 397, 155.
- Hasimoto, O., Tamura, H. 2006: *Prog. Part. Nucl. Phys.* 57, 564.
- Hatsuda, T. 2013: *Nucl. Phys. A* 914, 211.
- Hatta, Y. 2016: *Int. J. Mod. Phys.: Conf. Ser.* 40, 166 0012.
- Hatta Y. et al. 2016: *Phys. Rev. D* 94, 054 013.
- Heinz, U., Snellings, R. 2013: *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* 63, 123.
- He, X. 2014: *Nucl. Phys. A* 931, 32.
- Hidas P. 2003: *Fiz. Szemle* LIII, No 10, 359.
- Hippolyte, B., Rischke, D. H. 2013: *Nucl. Phys. A* 904/905, 318c.
- Hirano, T. et al. 2007: *J. Phys. G* 34:S879.
- Hirano, T. et al. 2013: *Prog. Part. Nucl. Phys.* 70, 108.
- Hirano, T. 2014: *Nucl. Phys. A* 926, 220.
- Hiyama, E. et al. 1996: *Phys. Rev. C* 53, 2075.
- Hiyama, E. et al. 2010: *Progr. Theor. Phys. Supplement* No. 185, 106 és 152.
- Hiyama, E. 2013: *J. Phys. Conf. Series* 436, 012 080.
- Holt, R. J., Gilman, R. 2012: *Rep. Prog. Phys.* 75, 086 301.
- Horn, T., Roberts, C. D. 2016: *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* 43, 073 001.
- Horsley, R. et al. 2016: *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* 43, 10LT02.
- Horváth D. 2004: *Fiz. Szemle* LIV, No 10, 356.
- Horváth M., Jakovác, A. 2016: *Phys. Rev. D* 93, 056 010.
- Hosaka, A. et al. 2016: *Prog. Theor. Exp. Phys.* 062 C 01.
- Höhne, C., Rami, F., Staszal, P. 2006: *Nucl. Phys. News*, 16, No 1, 19.
- Hsiao, Y. K., Geng, C. Q. 2013: *Phys. Lett. B* 717, 168.
- Huck, P. 2014: *Nucl. Phys. A* 931, 659.
- Hughes, E. W., Voss, R. 1999: *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* 49, 303.
- Hurth, T., Nakao, M. 2010: *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* 60, 645.
- Hwang, W.-Y. P., Speth, J. 1992: *Phys. Rev. D* 45, No. 9, 3061.
- Imai, S., Toki, H., Weise, W. 2013: *Nucl. Phys. A* 913, 71.
- Inoue, T., HAL QCD Collab. et al. 2012: *Nucl. Phys. A* 881, 28.
- Isgur, N., Karl, G. 1977: *Phys. Lett.* 72 B, 109.
- Isgur, N., Paton, J. E. 1985: *Phys. Rev. D* 31, 2910.
- Ishii, N., HAL QCD Collab. et al. 2012: *Phys. Lett. B* 712, 437.
- Islam, M. M., Luddy, R. J., Prokudin, A. V. 2006: *Int. J. Mod. Phys. A* 21, 1.
- Islam, M., Luddy, R., Kašpar, J., Prokudin, A. 2009: *CERN Courier*, December 35.
- Israel, W., Stewart, J. M. 1979: *Ann. Phys.* 118, 341.
- Itonaga, K., Motoba, T. 2010: *Progr. Theor. Phys. Suppl.* No. 185, 252.
- Jacob, R. 2002: *Nucl. Phys. A* 711, 35.

- Jia, J. 2014: *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* 41, 124 003 és *Nucl. Phys. A* 931, 216.
- Ji, X., Zhao, Y. 2016: *Int. J. Mod. Phys.: Conf. Ser.* 40, 0001.
- Jones, S. P., Martin, A. D., Ryskin, M. G., Teubner, T. 2016: *J. Phys. G.: Nucl. Part. Phys.* 43, 035 002.
- Jung, J.-H. et al. 2016: *Phys. Rev. D* 93, 054 016.
- Kadam, G. P., Mishra, H. 2015: *Nucl. Phys. A* 934, 133.
- Kadanoff, L. P., Baym, G. 1962: *Quantum statistical mechanics* (Benjamin, New York).
- Kang, Z.-B. et al. 2016: *Phys. Rev. D* 93, 014 009.
- Kekelidze, V. D. et al. 2013: *Particles and Nuclei (ECHAYA)* 44, No. 6, 1747.
- Kelkar, N. G., Khemchandani, K. P. Upadhyay, N. J., Jain, B. K. 2013: *Rep. Prog. Phys.* 76, 066 301.
- Kharzeev, D., Levin, E. 2001: *Phys. Lett. B* 523, 79.
- Kharzeev, D. E., McLerran, L. D., Warringa, H. J. 2008: *Nucl. Phys. A* 803, 227.
- Kharzeev, D., Nardi, M. 2001: *Phys. Lett. B* 507, 121.
- Kharzeev, D. E., Yee, H.-U. 2011: *Phys. Rev. D* 83, 085 007.
- Kharzeev, D. E. 2015: *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* 65, 193.
- Klempt, E., Zaitsev, A. 2007: *Phys. Rep.* 454, 1.
- Klempt, E. 2008: *Eur. Phys. J. A* 38, 187.
- Klempt, E., Richard, J. M. 2010: *Rev. Mod. Phys.* 82, 1095.
- Koll, M., Ricken, R., Merten, D., Metsch, B. C., Petry, H. R. 2000: *Eur. Phys. J. A* 9, 73.
- Konchakovski, V., Cassing, W., Toneev, V. 2015: *J. Phys. G.: Nucl. Part. Phys.* 42, 055 106.
- Koponen, J. et al. 2016: *Phys. Rev. D* 93, 054 503.
- Kovács, P., Szép, Zs., Wolf, Gy. 2016: *Phys. Rev. D* 93, 114 014.
- Kovářik, K. et al. 2016: *Phys. Rev. D* 93, 085 037.
- Kovtun, P., Son, D. T., Starinets, A. O. 2005: *Phys. Rev. Lett.* 94, 111 601.
- Kozlov, I. et al. 2014: *Nucl. Phys. A* 931, 1045.
- Köhler, M. K. 2014: *Nucl. Phys. A* 931, 665.
- Kroll, P. 2013: *Particles and Nuclei (ECHAYA)* 44, No. 6, 1756.
- Kronfeld, R. S. 2012: *Twenty-first century lattice gauge theory: results from QCD Lagrangian, Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* 62, 265.
- Kamano, H. et al. 2013: *Phys. Rev. C* 88, 035 209.
- Kumano, S. 2016: *Int. J. Mod. Phys: Conf. Ser.* 40, 166 0009.
- Kumar, L. 2014: *Nucl. Phys. A* 931, 1114.
- Kumerički, K. et al. 2016: *Eur. Phys. J. A* 52, 157.

- Landau, L. D. 1953: *Izv. Akad. Nauk. Ser. Fiz.* 17, 51.
- Langacker, P., Pagels, H. 1979: *Phys. Rev. D* 19, 2070.
- Lappi, T., McLerran, L. 2006: *Nucl. Phys. A* 772, 200.
- Leader, E. 2013: *Particles and Nuclei (ECHAYA)* 44, No. 6, 1775.
- Leader, E., Lorcé, C. 2014: *Phys. Rep.* 541, 163.
- Lea, R. 2013: *Nucl. Phys. A* 914, 415.
- Lebed, R. F. 2016: *Phys. Rev. D* 94, 034 039.
- Lenisa, P., Rathmann, F. 2013: *Nucl. Phys. News* 23, No. 1, 27.
- Lenske, H. 2005: *QCD in nuclei, Nucl. Phys. News*, 15, No 2, 5.
- Leutwyler, H. 1996: *Phys. Lett. B* 378, 313.
- Lévai, G., Cseh, J., Van Isacker, P., Juillet, O. 1998: *Phys. Lett. B* 433, 250.
- Liang, Z.-T. 2016: *Int. J. Mod. Phys.: Conf. Ser.* 40, 166 0008.
- Lie, N. et al. 2013: *Proc. Int. Conf. on few-body systems* FB 20, vol. 54, Nos 7-10, 807 (Springer Verlag).
- Lim, S. 2014: *Nucl. Phys. A* 931, 525 és A 926, 73.
- Linyk, O. et al. 2013: *Phys. Rev. C* 87, 014 905.
- Linyk, O. et al. 2015: *Phys. Rev. C* 92, 054 914.
- Linyk, O., Bratkovskaya, E. L., Cassing, W. 2016: *Prog. Part. Nucl. Phys.* 87, 50.
- Lipatov, L. N. 1975: *Sov. J. Nucl. Phys.* 20, 95.
- Li, S. 2014: *Nucl. Phys. A* 931, 546.
- Lisa, M. A., Pratt, S., Soltz, R., Wiedemann, U. 2005: *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* 55, 357.
- Liu, K.-F. 2014: *Nucl. Phys. A* 928, 99.
- 2016: *Int. J. Mod. Phys.: Conf. Ser.* 40, 166 0005.
- Liu, K.-F., Lorcé, C. 2016: *Eur. Phys. J. A* 52, 160.
- Lorenz, M. 2014: *Nucl. Phys. A* 931, 785.
- Löring, U. et al. 2001: *Eur. Phys. J. A* 10, 309, 395, 447.
- Ludlam, T. 2003: *Deuteron-gold collisions clarify „jet quenching” results, CERN Courier*, Sept., 18.
- Łuszczak, M. et al. 2016: *Phys. Rev. D* 93, 074 018.
- Lu, X. 2014: *Nucl. Phys. A* 931, 428.
- Lu, Y. et al. 2016: *Phys. Rev. D* 93, 074 037.
- Luzum, M., Petersen, H. 2014: *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* 41, 063 102.
- Luzum, M., Romatschke, P. 2008: *Phys. Rev. C* 78, 034 915.
- Luzum, M., Ollitrault, J.-Y. 2013: *Nucl. Phys. A* 904-905, 3770.
- Machleidt, R. 1989: *Adv. Nucl. Phys.* 19, 189.

- Machleidt, R., Entem, D. R. 2011: *Chiral effective field theory and nuclear forces*, *Phys. Rep.* 503, 1.
- Magestro, D. 2005: *J. Phys. G.: Nucl. Part. Phys.* 31, 265.
- Maiani, L. et al. 2015: *Phys. Lett. B* 749, 289.
- Makhlin, A. N., Sinyukov, Y. M. 1988: *Z. Phys. C* 39, 69.
- Maldacena, J. M. 1998: *Adv. Theor. Math. Phys.* 2, 231, *arXiv:hep-th/9711200* [hep-th].
- Maris, P., Roberts, C. D. 1997: *Phys. Rev. C* 56, 3369.
- Maris, P., Roberts, C. D. 2003: *Int. J. Mod. Phys. E* 12, 297.
- Martin, S. 1986: *Z. Phys. C* 32, 359.
- Martin, A. D. et al. 2009: *Eur. Phys. J. C* 63, 189.
- Martin, A. 2016: *Int. J. Mod. Phys.: Conf. Ser.* 40, 166 0028.
- Matagne, N., Stancu, Fl. 2011: *Phys. Rev. D* 83, 056 007 és *D* 85, 116 003.
- Matagne, N., Stancu, Fl. 2015: *Rev. Mod. Phys.* 87, No. 1, 211.
- Ma, Y. et al. 2013: *Nucl. Phys. News* 23, No. 1, 10.
- McIntosh, A. B. et al. 2013: *Phys. Lett. B* 719, 337.
- McLerran, L. 2014: *Nucl. Phys. A* 926, 3.
- McLerran, L., Venugopalan, R. 1994: *Phys. Rev. D* 49, 2233 és 3352.
- Melde, T. et al. 2008: *Phys. Rev. D* 77, 114 002.
- Melo, I., Tomášik, B. 2016: *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* 43, 015 102.
- Metz, A., Vossen, A. 2016: *Prog. Part. Nucl. Phys.* <http://dx.doi.org/10.1016/j.pnpnp.2016.08.03>.
- Meyer, H. B. 2007: *Phys. Rev. D* 76, 101 701 és 2008: *J. High Energy Phys.* 08, 031.
- Milano, L. ALICE Collab. 2014: *Nucl. Phys. A* 931, 1017.
- Millener, D. J. et al. 1985: *Phys. Rev. C* 31, 499.
- Millener, D. J. 2012: *Nucl. Phys. A* 881, 298.
- 2013: *Nucl. Phys. A* 914, 108.
- Miller, D. E. 2007: *Lattice QCD calculation for the physical equation of state*, *Phys. Rep.* 443, 55.
- Miller, G. A., Opper, A. K., Stephenson, E. J. 2006: *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* 56, 253.
- Miller, G. A. 2008: *Nucl. Phys. News* 18, No. 2, 12.
- Miller, G. A. 2010: *Transverse charge densities*, *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* 60, 1.
- Miller, M. L. et al. 2007: *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* 57, 205.
- Mobota, T. 2013: *Nucl. Phys. A* 914, 23.
- Mohalov, V. V. et al. 2016: *Int. J. Mod. Phys. Conf. Ser.* 40, 166 0106.
- Monohar, A., Georgi, H. 1984: *Nucl. Phys. B* 234, 139.

- Montvay I., Münster, G. 1994: *Quantum fields on a lattice* (Cambridge Univ. Press, Cambridge).
- Morsch, A. 2013: *CERN Courier*, October, 17.
- Mukherjee, A., Rajesh, S. 2016: *Phys. Rev. D* 93, 054 018.
- Mulders, P. J., Tangerman, R. D. 1994: *Nucl. Phys. B* 641, erratum *ibid B* 484, 538.
- Muto, R. et al. 2007: *Phys. Rev. Lett.* 98, 042501.
- Müller, B., Nagle, J. L. 2006: *Results from the relativistic heavy ion collider, Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* 56, 93.
- Müller, B., Schukraft, J., Wyslouch, B. 2012: *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* 62, 361.
- Nagae, T. et al. 1998: *Phys. Rev. Lett.* 80, 1605.
- Nagae, T. 2006: *Nucl. Phys. News* 16, No 3, 19.
2009: *Nucl. Phys. News* 19, No. 4, 18.
2010: *Progr. Theor. Phys. Suppl.* No. 185, 299.
2013: *Nucl. Phys. A* 914, 559.
- Nagaytsev, A. P. 2013: *Part. Nucl. (ECHAYA)* 44, No. 6, 1794.
- Nagle, J. L. et al. 2014: *Phys. Rev. Lett.* 113, 112 301.
- Nagy E., Tóth J., Urbán L. 2003: *Fiz. Szemle*, LIII, No 10, 352.
- Nakamura, S. N. 2013: *Proc. Int. Conf. on few-body systems* FB20, vol. 54, Nos 7–10, p. 791 (Springer Verlag).
- Nambu, Y. 1960: *Phys. Rev. Lett.* 4, 380.
- Nambu, Y., Jona-Lasinio, G. 1961: *Phys. Rev.* 122, 345 és 124, 246.
- Naruki, M. et al. 2013: *Proc. Int. Conf. on few-body systems* FB 20, vol. 54, Nos 7–10, 955 (Springer Verlag).
- Naskręć, H. et al. 2015: *Part. Nucl. (ECHAYA)* 46, No. 1445.
- Nason, P., Webber, B. R. 1994: *Nucl. Phys. B* 421, 473; erratum *ibid B* 480, 755 (1996).
- Nejad, S. M. M., Yarahmadi, P. S. 2016: *Eur. Phys. J. A* 52, 315.
- Nejad, S. M. M. et al. 2016: *Eur. Phys. J. A* 52, 316.
- Nematollahi, H., Yazdanpanah, M. M., Mirjalili, A. 2014: *J. Phys. G.: Nucl. Part. Phys.* 41, 105 001.
- Nepomuceno, A. A. és mts. 2016: *Phys. Rev. D* 94, 055 020.
- Niemi, H. et al. 2013: *Phys. Rev. C* 87, 054 901.
- Niemi, H., Denicol, G. 2014: *arXiv:1404.7327*.
- Nocera, E. 2016: *Int. J. Mod. Phys. Conf. Ser.* 40, 166 0016.
- Nocera E. R. et al. 2014: *Nucl. Phys. B* 887, 276.
- Noferini, F. 2001: *Phys. Lett. B* 519, 199.
- Norbeck, E., Šafařík, K., Steinberg, P. A. 2014: *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* 64, 383.

- Noronha-Hostler, J., Noronha J., Greiner, C. 2012: *Phys. Rev. C* 86, 024 913.
- Noronha-Hostler, J., Greiner, C. 2014: *Nucl. Phys. A* 931, 1108.
- Ochs, W. 2013: *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* 40, 043 001.
- Ohnishi, A. et al. 2013: *Nucl. Phys. A* 914, 377.
- Olsen, S. L. 2012: *Progr. Theor. Exp Phys. Supplement* No. 193.
- Owens, J. F. et al. 2013: *Phys. Rev. D* 87, 094 012.
- Paatelainen, R. et al. 2014: *Nucl. Phys. A* 926, 159.
- Pang, L., Wang, Q., Wang, X.-N. 2013: *Nucl. Phys. A* 904-905, 811c.
- Pasquini, B., Lorcé, C. 2016: *Int. J. Mod. Phys. Conf. Ser.* 40, 166 0013.
- Paukkunen, H. 2014: *Nucl. Phys. A* 926, 24.
- Pawlowski, J. M. 2014: *Nucl. Phys. A* 931, 113.
- Pennington, M. R. 2015: *Acta Phys. Pol. Suppl.* 8, 9.
- Pennington M. R. 2016: *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* 43, 054 001.
- Perdekamp, M. G., Yuan, F. 2015: *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* 65, 429.
- Perdrisat, C. F. 2013: *Part. and Nucl. (ECHAYA)* 44, No. 6, 1802.
- Perevalova, I. A. és mts. 2016: *Phys. Rev. D* 94, 054 024.
- Perez, E., Rizvi, E. 2013: *Rep. Prog. Phys.* 76, 046 201.
- Petersen, H. et al. 2008: *Phys. Rev. C* 78, 044 901.
- Petersen, H. et al. 2010: *Phys. Rev. C* 82, 041 901.
- Petersen, H. 2014: *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* 41, No 12, 124 005.
- Petran, M. et al. 2013: *Phys. Rev. C* 88, 034 907.
- Petran, M., Rafelski, J. 2013: *Phys. Rev.* 88, 021 901.
- Philipsen, O. 2013: *Prog. Part. Nucl. Phys.* 70, 55.
- Pisano, S., Radici, M. 2016: *Eur. Phys. J. A* 52, 155.
- Pisarski, R. D., Skokov, V. V. 2016: *Phys. Rev. D* 94, 054 008.
- Plumari, S. et al. 2015: *Nucl. Phys. A* 941, 87.
- Pochodzalla, J. et al. 1995: *Phys. Rev. Lett.* 75, 1040.
- Prokudin, A. 2013: *Part. and Nuclei (ECHAYA)* 44, No. 6, 1811.
- Radhakrishnan, S. (ATLAS Collab.) 2014: *Nucl. Phys. A* 931, 1022.
- Rafelski, J. 2015: *Eur. Phys. J. A* 51, 114.
- Rafelski, J., Petran, M. 2015: *Part. Nucl. (ECHAYA)* 46, No. 5, 1372.
- Raics P. 2012: *Fizikai Szemle* No. 10, 333; és No. 11, 361.
- Rappold, C. et al. 2013: *Nucl. Phys. A* 913, 170.
- Rapp, R., Wambach, J. 2000: *Adv. Nucl. Phys.* vol. 25, 1 és 1999: *arXiv:hep-ph/9909229v1*.
- Ratti, C., Borsányi, S., Fodor, Z., Katz, S. D., Krieg, S., Szabó, K. K. 2014: *Nucl. Phys. A* 931, 802.

- Reygers, K. 2015: *CERN Courier*, December, p. 22.
- Richards, C. M. et al. 2010: *Phys. Rev. D* 82, 034 501.
- Ricken, R., Koll, M., Merten, D., Metsch, B. C., Petry, H. R. 2000: *Eur. Phys. J. A* 9, 221.
- Rith, K., Schäfer, A. 1999: *The mystery of nucleon spin*, *Sci. Am.*, July, 42.
- Ritter, H. G., Stock, R. 2014: *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* 41, No 12, 124 002.
- Roberts, C. D. 2008: *Prog. Part. Nucl. Phys.* 61 50.
- Roberts, C. D. et al. 2013: *Phys. Lett. B* 727, 249.
- Roberts, C. D. 2016: *arXiv:1606.39 09v1* [nucl-th].
- Rojo, J. et al. 2015: *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* 42, 103 103.
- Roloff, P., Schulte, D. 2016: *CERN Courier*, November 21.
- Rose, J.-B. et al. 2014: *Nucl. Phys. A* 931, 926.
- Rosina, M., Povh, B. 1994: *Nucl. Phys. A* 572, 48.
- Ruan, L. 2014: *Nucl. Phys. A* 931, 185.
- Ruggieri, M. et al. 2015: *Nucl. Phys. A* 941, 201.
- Saito, N. 2009: *Nucl. Phys. News*, 19, No. 4, 22.
- Sakai, S. 2014: *Nucl. Phys. A* 926, 41.
- Salabura, P., Stroth, J., Fabbietti, L. 2015: *Nucl. Phys. News* 25, No. 2, 22.
- Salgado, C., Weygand, D. 2014: *Phys. Rep.* 537, 1.
- Salgado C. A., Wessels, J. P. 2016: *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* 66, 449.
- Salpeter, E. E., Bethe, H. A. 1951: *Phys. Rev.* 84, 1232.
- Salpeter, E. E. 1952: *Phys. Rev.* 87, 328.
- Sanchis-Alepuz, H. et al. 2011: *Phys. Rev. D* 84, 096 003.
- Schenke, B., Tribedy, P., Venugopalan, R. 2012: *Phys. Rev. Lett.* 108, 252 301.
- Schenke, B., Venugopalan, R. 2014: *Nucl. Phys. A* 931, 1039.
- Schenke, B., Venugopalan, R. 2012: *Phys. Rev. Lett.* 113, 102 301 és *Nucl. Phys. A* 931, 1039.
- Schmah, A. 2014: *Nucl. Phys. A* 931, 125.
- Schmidt, C. 2014: *Nucl. Phys. A* 931, 820.
- Schmidt, C. et al. 2016: *Phys. Rev. D* 93, 114 015.
- Senger, P. 2016: *Eur. Phys. J. A* 52, 217.
- Shah, N. 2013: *Nucl. Phys. A* 914, 410.
- Shen, C. et al. 2014: *Nucl. Phys. A* 931, 675.
- Shen, C., Heinz, U. 2015: *Nucl. Phys. News* 25, No.2, 6.
- Shen, C. et al. 2015: *Phys. Rev. C* 91, 024 908.
- Shifman, M. A., Vainshtein, A. I., Zakharov, V. I. 1979: *Nucl. Phys. B* 147, 385.
- Shi, J. 2016: *Adv. High Energy Phys.* 2016, article ID, 1987 432.

- Shultz, C. J. et al. 2015: *Phys. Rev. D* 91, 114 501.
- Shuryak, E., Schäfer, T. 1997: *The QCD vacuum as an instanton liquid*, *Annu. Rev. Nucl. Part. Phys.* 47, 359.
- Shuryak, E., Zahed, I. 2013: *Phys. Rev. C* 88, 044 915.
- Shuryak, E. 2017: *Rev. Mod. Phys.* 89, 035 001.
- Shu, S., Li, J.-R. 2005: *J. Phys. G.: Nucl. Part. Phys.* 31, 459.
- Sickles, A. M. 2014: *Nucl. Phys. A* 931, 63.
- Siklér F. 2003: *Fiz. Szemle*, LIII., No. 10, 369.
- Siklér, F. 2014: *Nucl. Phys. A* 926, 128.
- Sjöstrand, T., Mrenna, S., Skands, P. Z. 2006: *J. High Energy Phys.* 0605, 026.
- Sloan, T. et al. 1988: *Phys. Rep.* 162, 126.
- Snellings, R. 2014: *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* 41, 124 007.
- Soff, S. et al. 1999: *arXiv:nucl-th/9903061*.
- Soltz, R. A. et al. 2015: *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* 65, 379.
- Song, H., Bass, S. A., Heinz, U. 2011: *Phys. Rev. C* 83, 024 912. Erratum: *Phys. Rev. C* 87, 019 902.
- Song, H., Heinz, U. 2008: *Phys. Rev. C* 78, 024 902.
- Sonnenschein, J. 2016: *Prog. Part. Nucl. Phys.* <http://dx.dsi.org/10.1016/j.pnpnp.2016.06.05>.
- Souza, R. D., Koide, T., Kodama, T. 2016: *Prog. Part. Nucl. Phys.* 86, 35.
- Stancu, Fl. 2016: *J. Phys. G.: Nucl. Part. Phys.* 43, 105 001.
- Steinheimer, J. et al. 2013: *Phys. Rev. Lett. C* 110, 042 902.
- Stickland, M. 2014: *Nucl. Phys. A* 926, 92.
- Stingl, M. 1996: *Z. Phys. A* 353, 423.
- Straub, U. et al. 1988: *Nucl. Phys. A* 483, 686.
- Surguladze, L. R., Samuel, M. A. 1991: *Phys. Rev. Lett.* 66, 560.
- Takahashi, T. et al. 2001: *Phys. Rev. Lett.* 87, 212502-1.
- Takahashi, T. 2013A: *Nucl. Phys. A* 914, 530.
- Takahashi, T. 2013B: *Nucl. Phys. A* 914, 553.
- Tamura, H. 2010: *Progr. Theor. Phys. Suppl.* No. 185, 315.
- Tamura, H. et al. 2000: *Phys. Rev. Lett.* 84, 5963.
- 2005: *Nucl. Phys. A* 754, 58c.
- 2012: *Nucl. Phys. A* 881, 310.
- 2013: *Nucl. Phys. A* 914, 99.
- Tanida, K. et al. 2001: *Phys. Rev. Lett.* 86, 1982.
- Teramond, de G. F., Brodsky, S. J. 2005: *Phys. Rev. Lett.* 94, 201 601.

- Teramond, de G. F., Brodsky, S. J. 2009: *Phys. Rev. Lett.* 102, 081 601, *arXiv*: 0809.4899[hep-ph].
- Teryaev, O. V. 2013: *Particles and Nuclei (ECHAYA)* 45, No. 1, 93.
- The UA2 collaboration 1982: *Phys. Lett.* 118B, 203.
- 't Hooft, G. 1976: *Phys. Rev. D* 14, 3432.
- Toia, A. 2013: *CERN Courier*, May, 31.
- TOTEM Collab. 2008: *The CERN Large Hadron Collider: Accelerator and Experiments*, vol. 2, ed. Breskin, A., Voss, R. (Inst. Phys. Publ.).
- TOTEM Collab. 2015: *Nucl. Phys. B* 899, 527.
- Turko, L. 2015: *Part. Nucl. (ECHAYA)* 46, No. 5, 1339.
- Uchida, M. 2013: *Proc. Int. Conf. on few-body systems FB20*, vol. 54, Nos 7–10, 947 (Springer Verlag).
- Uddin, S. et al. 2015: *Nucl. Phys. A* 934, 121.
- Usai, G. 2014: *Nucl. Phys. A* 931, 729.
- Valcarce, A. et al. 2013: *Proc. Int. Conf. on few-body systems FB20*, vol. 54, Nos 7–10, 1005 (Springer Verlag).
- Vanderhaeghen, M., Walcher, T. 2011: *Long range structure of the nucleon*, *Nucl. Phys. News* 21, No. 1.14.
- Van Dyck, A. T. et al. 2008: *Prog. Part. Nucl. Phys.* 61, 175.
- Velásquez, A. O. 2015: *Nucl. Phys. A* 943, 9.
- Velkovska, J., Veres, G. 2012: *CERN Courier*, September, 19.
- Vesterinen, M. (LHCb Collab.) 2016: *arXiv*:1601.00 337v.1 [hep-ex].
- Vidaña, I. 2013: *Nucl. Part. Phys.* 914, 367.
- Vigdor, S. A. 2011: *Nucl. Phys. News* 21, No. 4, 5.
- Vijande, J., Fernández, F., Valcarce, A. 2005: *J. Phys. G.: Nucl. Part. Phys.* 31, 481.
- Vijande, J., Valcarce, A., Caramés, T. F., Garcilazo, H. 2013: *Nucl. Phys. A* 914, 472.
- Vormstein, M. 2015: *Int. J. Mod. Phys.: Conf. Ser.* 39, 1560 100.
- Vujanovic, G. et al. 2014: *Nucl. Phys. A* 931, 701.
- Weigel, M., Blanckenberg, J. P. 2015: *Int. J. Mod. Phys.: Conf. Ser.* 39, 1560 083.
- Weinberg, S. 1977: *Trans. New York Acad. Sci.* 38, 185.
1979: *Physica* 96A, 327.
- Weiss, P. 1996: *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)* 47, 71.
- Werner, K. et al. 2014: *Nucl. Phys. A* 931, 83.
- Wiedner, U. 2010: *Nucl. Phys. News*, 20, No. 4, 19.
- Williams, R. et al. 2007: *Phys. Lett. B* 645 167.
- Wilson, D. J. et al. 2015: *Phys. Rev. D* 91, 054 008.

- Wilson, K. G. 1974: *Phys. Rev. D* 10, 2445.
- Wysocki, M. G. 2013: *Nucl. Phys. A* 904, 67c.
- Xiao, B.-W., Yuan F., Zhou J. 2017: *Nucl. Phys. B* 921, 104.
- Xie Wei, Wang Ping 2015: *Chinese Phys. C* 39, No. 5, 053 102.
- Xue, L. et al. 2012: *Phys. Rev. C* 85, 064 912.
- Xu, Nu STAR Collab. 2014: *Nucl. Phys. A* 931, 1.
- Yamazaki, K., Matsui, T. 2014: *Nucl. Phys. A* 922, 237.
- Yang, G., Livingston, K. 2011: *Nucl. Phys. News* 21, No. 3, 26.
- Yan, Y.-L. et al. 2013: *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* 40, 025 102.
- Zhang, Y., Hiyama, E., Yamamoto, Y. 2012: *Nucl. Phys. A* 881, 288.
- Zhu, X. 2014: *Nucl. Phys. A* 931, 1098.
- Zhu, X. 2016: *Adv. High Energy Phys.*, article ID 423 6492.

RÖVIDÍTÉSEK ÉS JELENTÉSEIK

AdS/CFT	Anti-De-Sitter/Conformal Field Theory
AGS	Alternating Gradient Synchrotron
ALICE	A Large Ion Collider Experiment
AM	Angular Momentum
AMPT	A Multi-Phase Transport
AWI	Anomalous Ward Identity
BChPT	Baryon Chiral Perturbation Theory
BES	BEjing Spectrometer
BJP	Bialas–Janik–Perschanski
BNL	Brookhaven National Laboratory
BSE	Bethe–Salpeter-Equation
BSM	Beyond Standard Model
CB	Crystal Ball
CBM	Compressed Barionic Matter
CC	Charged Current
CEBAF	Continous Electron-Beam Accelerator Facility
CEP	Critical EndPoint
CERN	Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire
CESR	Cornell Electron-positron Storage Ring
CEx	Charge Exchange
CFL	Color Flavor Locked
CG	Coarse Graining
CGC	Color Glass Condensate
ChPT	Chiral perturbation Theory
CI	Connected Insertion
CL	Confidence Level
CLAS	CEBAF Large Acceptance Spectrometer
CM	Current Mass

CMS	Compact Muon Solenoid
CNM	Cold Nuclear Matter
COMPASS	COmmon Muon Proton Accelerator for Structure and Spectroscopy
COSY	COoler SYchrotron
CQM	Constituent Quark Model
CR	Color Recombination
CYM	Classical Yang–Mills
DA	Distribution Amplitude
DC	Drift Chamber
DCC	Dynamical Coupled Channel
DCSB	Dynamical Chiral Symmetry Breaking
DES	Deep Exclusive Scattering
DESY	Deutsches Elektronen Sychrotron
DGLAP	Dokshitzer–Gribov–Lipatov–Altarelli–Parisi
DI	Disconnected Insertion
DiFF	Di-hadron Fragmentation Function
DIS	Deep Inelastic Scattering
DPS	Double-Parton Scattering
DQPM	Dynamic QuasiParticle Model
DR	Dispersion Relation
DSE	Dyson–Schwinger Equation
DVCS	Deeply Virtual Compton Scattering
DVMP	Deeply Virtual Meson Production
DY	Drell–Yan
EAI	Egyesített Atommagkutató Intézet (Dubna)
EBAC	Excited Baryon Analysis Center
E-by-E	Event-by-Event
ECAL	Eletromagnetic CALorimeter
EIC	Electron Ion Collider
EIT	Extended Irreversible Thermodynamics
ELSA	ELectron Stretcher Accelerator
EL σ M	Extended Linear σ Model
EMC	European Muon Collider
EMFF	EletroMagnetic Form Factor

EoS	Equation Of State
EW	ElectroWeak
FAIR	Facility for Antiproton and Ion Research
FESR	Finite Energy Sum Rule
FF	Fragmantation Function
FLAG	Flavour Lattice Averaging Group
FNAL	Fermi National Accelerator Laboratory
FO	Freeze Out
FRG	Functional Renormalization Group
FSI	Final State Interaction
GBE	Goldstone Boson Exchange
GMOR	Gell-Mann–Oakes–Renner
GPCFs	Generalized Parton Correlation Functions
GPD	Generalized Parton Distribution
GRAAL	GRenoble Anneau Accelérateur Laser
GS	Gluon Shadowing
GSI	Gesellschaft für SchwerIonenforschung
GTMDs	Generalized Transverse-Momentum dependent parton Distributions
HADES	High Acceptance DiElectron Spectrometer
HET	Hanbury-Brown–Twiss
HE	High Energy
HERA	Hadron Elektron Ring Anlage
HERMES	HERa MEasurement of nuclear Spin
HESR	High Energy Storage Ring
HF	Heavy Flavor
HFS	Hadronic Final State
HI	High Intensity
HL	High Luminosity
HO	Harmonic Oscillator
HQET	Heavy Quark Effective Theory
HRG	Hadron Resonance Gas
HSC	Hadron Spectrum Collaboration

IC	Initial Condition
IHEP	Institute of High Energy Physics
IMF	Infinite Momentum Frame
IP	Impact Parameter
IR	Infra Red
IS	Israel–Stewart
ISR	Intersecting Storage Rings
IVT	Internal-Variable Theory
J-Lab.	Jefferson-Laboratory
J-PARC	Japan Proton Accelerator Research Complex
KLN	Kharzeev–Levin–Nardi
LaMET	Large Momentum Effective Theory
LAS	Large Acceptance Spectrometer
LCSR	Light-Cone Sum Rules
LEIR	Low Energy Ion Ring
LEP	Large Electron Positron Collider
LF	Light Front
LFCQM	Light Front Constituent Quark Model
LHC	Large Hadron Collider
LQCD	Lattice Quantum ChromoDynamics
LHC	Large Hadron Collider
LQCD	Lattice Quantum ChromoDynamics
LRF	Local Rest Frame
LTE	Local Thermal Equilibrium
MAMI	MAInz MIcrotron
MC	Monte Carlo
MPD	Multi-Purpose Detector
MPI	Multi-Parton Interaction
\overline{MS} scheme	Minimal Subtraction renormalization scheme
NC	Neutral current
NCQ	Number of Constituent Quarks
NICA	Nuclotron-based Ion Collider fAcility

NJL	Nambu–Jona-Lasino
NNLO	Next-to-Next-to-Leading Order
NST	Navier–Stokes–Fourier
NuPECC	Nuclear Physics European Collaboration Committee

OAM Orbital Angular Momentum

OGE	One Gluon Exchange
OME	One Meson Exchange
OZI	Okubo–Zweig–Iizuka

PANDA antiProton ANnihilation at DArmstadt

PC	Power Counting
PCAC	Partial Conservation of Axial Current
PDA	Parton Distribution Amplitude
PDF	Parton Distribution Function
PDG	Particle Data Group
PHSD	Parton Hadron String Dynamics
PNJL	Polyakov–Nambu–Jona-Lasino
pQCD	Perturbative QCD
PSA	Phase Shift Analysis
PSI	Paul Scherrer Institute

QCD	Quantum ChromoDynamics
QED	Quantum ElectroDynamics
QFT	Quantum Field Theory
QGP	Quark Gluon Plasma
QGSM	Quark-Gluon String Model
QPM	Quark Parton Model

RHIC Relativistic Heavy Ion Collider

RICH	Ring Imaging CHerenkov
RPP	Review of Particle Physics
RQM	Relativistic Quark Model
RTT	Relativistic Transport Theory

SCET Soft Collinear Effective Theory

SHARE	Statistical HAdronization with REsonances
-------	---

SHM	Statistical Hadronization Model
SIA	Single-Inclusive Annihilation
SIDIS	Semi Inclusive Deep Inelastic Scattering
SLAC	Stanford Linear ACcelerator
SPS	Super Proton Synchrotron
SQCD	Strong QCD
SSA	Single Spin Asymmetry
SSB	Spontaneous Symmetry Breaking
TCL	Time-Convolution Limit
TMD	Transverse Momentum-dependent Distribution
ToF	Time of Flight
TOTEM	TOTAL cross-section, Elastic scattering and diffractive dissociation Measurement
TPC	Time Projection Chamber
TRD	Transition Radiation Detector
TRIUMF	TRI-University Meson Facility
UIM	Unitary Isobar Model
UrQMD	UltraRelativistic Quantum Molecular Dynamics
UV	UltraViolet
VCS	Virtual Compton Scattering
VFNS	Variable Flavor-Number Scheme
VMD	Vectro Meson Dominance
WW	Weizsäcker-Williams
YM	Yang Mills
ZDC	Zero Degree Calorimeter

A mérés technikákra, folyóiratokra és intézetekre igen részletes rövidítésjegyzék található a Particle Data Group [2016, 602. old.] közleményben.

TÁRGYMUTATÓ

Ads/CFT (Anti de-Sitter/Conformal Field Theory)

megfeleltetés 121, 138–139, 223
 alapvető kölcsönhatások 13
 állapotegyenlet 158
 alkotórész (constituent)
 – kvarktömeg 13
 általánosított partoneloszlás (GPD) 38, 62
 amplitúdó (H_f mátrixelem) 95
 arany szabály az átmeneti valószínűségekre 92, 94
 atommagok ütközése 77, 102

bariokémiai potenciál 157

barion 12, 28
 – állapotok értelmezése $1/N_c$ sorfejtéses módszerrel 131–133
 – antibarionpárok 158
 – bomlás 140–142
 – elnevezés, szimbólumok 28
 – felhő 109
 – gerjesztett állapotok 30–34, 102, 113–115, 121, 132
 – kvarkmodellek 18
 – nyolcas (oktett) 32
 – per mezon arány (PbPb-ütközésnél) 195
 – sajátságok (tábl.) 31–31
 – spektroszkópia 101–108, 112, 118–119
 – tizes (dekuplet) 33
 – tömeg 34
 barionos töltés rétege (protonban) 41–42
 bebörtönzés (confinement) kvarkokra 40
 bebörtönző potenciál 85
 – független a spintől 115–117
 – független a kvarkiztól 122–124

B -mezon bomlása 100
 Bethe–Salpeter-egyenlet 86, 88
 Bjorken-féle skálázási változó (x) l. Függelék (V. 8.) formuláját
 Boer–Mulders TMD vizsgálat 55, 57
 Boltzmann–Uehling–Uhlenbeck-modell 219
 Bonn-kvarkmodell 86, 88
 Born-analízis (PWBA, DWBA) 28, 76, 78
 Bose–Einstein-statisztika 180
 bottomónium 89
 Brown–Rho-modell 229

Capstick–Isgur-féle barionmodell 127 és köv.

CBM (compressed baryonic matter, FAIR, GSI) detektor 151
 CEBAF (continuous electron beam accelerator facility, Jefferson-labor) 73
 centralitás nehézion-ütközéseknél 169
 CERN közeli fejlesztési tervek 226
 charmonium ($c\bar{c}$) 89
 Chew–Frautschi-egyenesek 119
 CMS (compact muon solenoid, CERN) 39
 Collins-függvény 55–56
 COMPASS-berendezés (CERN) 39, 72, 77
 Compton-szórás 38, 63
 confinement (kvarkbebörtönzés) 40
 constituent kvarktömeg l. alkotórész-kvarktömeg

DESY HERMES 39

dihadron fragmentációs vizsgálatok 61
 dileptonsugárzás 228, 230–231
 dinamikai leírás a nehézion-ütközések különböző fázisaira 217–218
 D -mezon 17, 24–25, 205

Dokshnitzer–Gribov–Lipatov–Altarelli–
Parisi-egyenlet (DGLAP) 44–45

DQPM (dynamical quasiparticle model)
218

Drell–Yan-folyamat 64–65

Dyson–Schwinger-egyenletek 134–137,
219

effektív térelmélet (ET) 98

– nehéz kvarkokra (HQET) 99

– puha kollineáris (SCET) 99

egyesített Hamilton-operátormodell me-
zon- és barionállapotok leírására 101
egy gluoncserére alapozott barionmodell
(OGE) 127 és köv.

egyesülési modell 196–197, 206

elektromágneses sugárzás kvark-gluon
plazmából 164

– bomlási fotonok 164, 166

– direkt fotonok 164, 166–167

– termikus fotonok 164

elektrogyenge elmélet 94

elektron szóródása nukleonon 38, 51, 109

elektroprodukciónak együttható ($A_{1/2}$) 109

elliptikus folyadékáramlás Fourier-
együtthatója 169

elméleti modellek kvarkanyagra 212 és
köv.

elsőrendű fázisátalakulás 160, 224

EMC-jelenség 70

$ep \rightarrow e' p' \pi \rho \omega \dots$ reakció 38, 92

erősen kölcsönható anyag

– nagy barionsűrűségeknél 227 és köv.

– nagy energiáknál 160 és köv.

η -mezon 20–21

– kötése atommaghoz 150

Fagyjev-egyenletek 137

FAIR (facility for antiproton and ion
research, GSI) 39, 77

– CMP-program 151, 227

– PANDA 151

– PAX 65, 73

FCC (future circular collider) I. Függelék
V. 8. táblázatában

félig inkluzív mélyen rugalmatlan szórás
(SIDIS) 38

Fermi-laboratórium 39, 73, 77

f_p, f_π bomlásállandók 90

ϕ -mezon 22, 176

folyási paraméterek (v_n) tűzzóna kollektív
mozgására 169 és köv., 175–177

– v_2 (részecske) – v_2 (antirészecske kü-
lönbség) 232–233

forgó húrmodell 117, 119

fragmentáció 58, 60–61, 200

Gell-Mann–Okubo-tömegformula 29, 34

glazma 162, 171, 213

gluon 9

– hozzájárulása a nukleonspinhez 65

– labda 143

– telítés 162

gluonium, gluonlabda 143, 145

Godfrey–Isgur mezonmodellje 84

Goldstone-bozoncseremodell (GBE) 129

HADES (High Acceptance Dielectron Spectrometer, GSI) 152, 233–234

hadrocharmonium 147

hadron 12

– antihadronarány 196

– energiaeloszlás 198

– hozam (e^+e^- -ütközéseknél) 61

– $-pp$ -, pPb -, $PbPb$ -ütközéseknél 189–
190, 194, 203, 233

– kölcsönhatások 150–151

– spektroszkópia 76

– – kísérleti vizsgálati reakciók 76

– – elméleti vizsgálatok 78

– szerkezet 12, 37 és köv.

– vizsgálati módszerek 37–39, 76–80

hadronszerkezeti kutatásokban részt vevő
laboratóriumok 39, 77

Hanbury-Brown–Twiss-interferometria
180

hatáskeresztmetszet pp - és $p\gamma$ -reakciókra
41, 103

Hawking–Unruh modell 187

- helicitási partoneloszlási függvény, $g(x)$ 52
 hibrid állapot (kvark-gluon) 144, 146
 hibrid modell (nehézion-ütközésekre) 215
 hidrodinamikai számítások 177, 214
 hiperfinom kölcsönhatás 78
 hiperonok 12
 HL-LHC (high luminosity-LHC) 226
 holografikus leírás 139
 hozamok egyedi hadronokra 60, 188
 HQET (heavy quark effective theory) 99
- IHEP (Institute for High Energy Physics) 39, 77**
 instanton 130
 IP-glazma modell (impact parameter) 171, 213
 Israel-Stewart-féle egyenletek 215
- Jaffe-Monohar összszabály 66**
 Jefferson-laboratórium 39, 77
 Ji összszabály 66
 J-PARC kutatókomplexum 39, 74, 77
 J/Ψ -részecske 23
- KEK**
 kémiai kifagyási
 – hőmérséklet 159, 188, 199, 202, 216
 – görbe 184–185
 kémiai potenciál 158
 kétkvark állapotok barionokban 126
 – modellek 129
 kétrészecskés korrelációs függvény 180
 „kettős gerincű, hosszú távú” korrelációk 210
 kifagyási térfogat (nagyenergiájú nehézion-ütközéseknél) 183
 kinetikus kifagyási hőmérséklet 199, 201–202, 216
 királis
 – kvarkmodell (χ QM) 50, 138
 – multiplett állapotok gerjesztett barionokban 123
 – szimmetriák sérülése 123, 125
 – szoliton modell bariontömegekre 138
- kollektív elliptikus áram 168
 – jellemzése Fourier-együtthatókkal (v_n) 168
 kollektív mozgás (nagy barionsűrűségknél) 232
 kölcsönhatások 13
 $\langle K^+ \rangle / \langle \pi^+ \rangle$ hozamarány 193
 kritikus hőmérséklet 159
 kristályhordó detektor (CERN) 78, 91
 különleges állapotok 143
 – összehasonlító táblázat 148–149
 kvark 10–11
 – antikvark kölcsönhatás potenciálja 84
 – antikvark tartalom nukleonokban 48–50
 – keringési impulzusnyomaték nukleonban 67, 97
 – modellek 18, 78
 – – barionokra 127 és köv.
 – – hadronokra 78
 – – mezonokra 81 és köv.
 – sajtóságok, I. Függelék III. 5. táblázat, 10, 11
 – összetevő (constituent) tömeg 137
 kvarkanyag fizikája 155 és köv., 227 és köv.
 kvark-gluon
 – kölcsönhatás függetlensége a kvarkiztól 122, 124
 – plazma 156, 161
 – – vizsgálata (kísérletek) 156
 kvark-hadron dualitás 138
 kvarkónium 23, 209
 kvarkszerű anyag 235
- LEIR (Low Energy Ion Ring, CERN) I. a könyv végén a CERN-i gyorsítók vázlatrajzában**
 lepton 10–11
 – sajtóságok, I. Függelék V. 4. táblázat, 10–11
 LHC (large hadron collider) 39, 77
 longitudinális spin aszimmetria paraméter 69

Lorentz-invariáns mennyiségek, I. Függelékben

luminozitás, I. Függelékben a fontosabb gyorsítóknál (V. 7.) táblázat

maganyag

- energiasűrűsége 222
- fázisdiagramja 157, 159
- nyomása 222

magyar kutatócsoportok 226

MAMI (Mainz mikrotron) 39, 77

Mandelstam-változó, I. Függelékben a Lorentz-invariáns mennyiségeknél másodrendű fázisátalakulás 228

Maxwell–Boltzmann-eloszlás 160, 215 mélyen rugalmatlan szórás (DIS) 38

mélyen virtuális

- Compton-szórás (DVCS) 38

mértékegységek a részecskefizikában 14

mezon 12, 17, 19

- bomlása 93
- dinamika univerzális jellege 85
- elnevezések, szimbólumok 17
- felhő 109
- gerjesztett állapotok 20
- kvarkóniumállapotok 23
- mezonmolekulák 147
- pszeudoskalár 20–21, 24
- sajátságok, táblázatok 18, 20
- spektroszkópia 81
- spektrumok 81–82, 87
- – rács-QCD-számításokból 90
- tömegek 26, 91
- vektor(mezon) 22, 25

MINERvA-program (Fermi-lab.) 39

Monte-Carlo

- számítás 212
- Glauber 212
- MC-KLN (Kharzeev–Levin–Nardi) 213

MPD (multipurpose detektor, Dubna) 73

és a könyv végén lévő képek között a

NICA komplexumnál

multikvarkállapotok 146 és köv.

müon, I. Függelék V. 4. tábl.

NA60 kísérlet (CERN) 228

Nambu–Jona-Lasino-modell 236

Navier–Stokes-egyenletek 214–215

nehézion-ütközések 168

- főbb periódusai 161 és köv.
- sematikus ábrázolása 168

nehéz kvark effektív elmélet (HQET) 99

nettó barionsűrűség 157

neutrínó 9

- szórási kísérlet 71

neutron 9

- kvarkösszetétele 12, 58
- szerkezete 45, 55

NICA (nuclotron based ion collider facility, Dubna) 73

nonett (mezonoknál) 24

nukleáris modifikációs tényező, R_{AA} 203 és köv., 205–207, 209, 235

nukleon

- atommagokban 70
- gerjesztett állapotok 102, 105–108, 110, 112–113, 125
- kvarkszerkezetet 40 és köv.
- rezonanciák bomlása 105–108
- sajátságok, táblázat 28 és köv.
- spin 51, 65
- tranzverz töltéssűrűség 55

NuMi program (Fermi-lab.) 39

NuTeV (neutrinos at Tevatron) 71

nyíró viszkozitás (η) 171

- per entrópiasűrűség (η/s) 171

oktett barionokra 32

opaleszcencia (maganyagé) 228

OZI (Okubo–Zweig–Iizuka)-szabály 97

összegszabály nukleonspineknél (Ji, Jaffe–Monohar) 66

összenyomott barionos anyag 234

összetevő (dinamikai) tömeg 13, 123, 137

PANDA (GSI, FAIR) 151

partoneloszlási függvény (PDF) 46, 48, 52

Pauli-blokkolási effektus 53

PAX-program, I. FAIR-nál

pentakvark 146–147

- PHSD (parton-hadron string dynamics)-
transzport-modell 165–166, 177, 200
- pion 20–21
- felhő 41–42, 109
 - interferometria 181
 - kifagyás 161
 - sajátságok, tábl. 21
- polarizációs kísérletek 65
- polarizált γ -sugárzás 102
- polarizált parton- és gluoneloszlás 5, 65
- Polyakov–Nambu–Jona-Lasino- (PNJL-)
modell 220
- propagator 95
- proton 9
- sajátságok, tábl. 30–32
 - szerkezete 41, 48, 52, 55
 - szerkezetfüggvénye, $F_2(xQ^2)$ 47, 139
- proton/ ϕ hozamarány 194
- pszeudorapiditás (η) 184
- pszeudoskalár-mezonok 20–21, 26
- pszi-mezon, J/Ψ -részecske 23
- puha kollineáris effektív elmélet (SCET)
99
- PYTHIA-program 206, 213
- QCD (Quantum ChromoDynamics) I.
kvantum-szindinamika) 44, 94**
- vákuum 123
- QED (quantum electrodynamics) kvan-
tumelektrodinamika 94
- rács-QCD-számítás 79, 88**
- f_K, f_π -bomlásállandókra 90
 - hadrontömegekre 88, 90, 135
 - kvarkanyag fizikájában 221
- radiális folyási sebesség 202
- radiális (bulk) viszkozitás (ζ) 172
- Rapp–Wambach-modell 229
- Regge-trajektória 121
- relativisztikus kvarkmodell barionokra
130
- RHIC nyalábenergia-letapogató program
(beam energy scan) 225, 232
- részecske-antirészecske hozamarány (ne-
hézion-ütközéseknél) 196–197
- részecskék
- energiaspektruma 199
- hozama (nehézion-ütközéseknél) 183 és
köv.
- nagy barionsűrűségeknél 233
- részecskekumulánsok 180
- részecskepárok eloszlása 210–211
- Reynolds-szám 173
- RHIC (relativistic heavy ion collider,
Brookhaven) 39, 77
- nyalábenergia-letapogató programja
255
- rugalmas szórás, pp , $p\bar{p}$ 40
- Salpeter–Bethe-egyenlet 88**
- SCET (soft collinear effective theory) 99
- SHARE (statistical hadronization with
resonances) analysis 188, 191
- SIDIS (semi-inclusive deep inelastic
scattering) 38, 54
- sima (crossover) átmenet 221
- Sivers-függvény 55
- skalármezon 19
- s-kvark nukleonokban 46, 48, 118
- SLAC (stanfor linear accelerator) 39, 77
- SPASCHRAM-program (Protvino) 73
- spinkrízis 66 és köv.
- spin-pálya kölcsönhatás 78, 84
- spin-spin kölcsönhatás 78, 84
- specifikus energiaveszteség 197
- spontán tömeggenerálás 123
- statisztikus (termikus) modell 187
- Stefan–Boltzmann-törvény 221
- struktúrafüggvény I. szerkezetfüggvény
- szerkezetfüggvény 47, 161**
- spinfüggő 54
- $\sigma(W^+)/\sigma(W)$ arány 49
- színszupravezetés 160, 235
- különböző fázisokban 237
- színüveg kondenzátum (CGC, color glass
condensate) 213
- szórási amplitúdó (M_i) 95

tengervark (dinamikus kvark) 12, 48, 50

tenzormezon 19

térvantum 10–11

termikus (statisztikus) modell 188, 196–197

termodinamikai sajátságok (kvarkanyagban) 192

tetrakvark 147

TEVATRON (Fermi-lab. gyorsítója) 45, 77

TOTEM-detektor 42

„tökéletes folyadék” 204, 224

transzportmodellek (kvarkanyag fizikájában) 217, 231

tranzverz momentumeloszlás (TMD) 55, 200, 202

– töltéssűrűség (protonra és neutronra) 55

TRIUMF-ciklotron 77–78

tűzzóna

– életideje 182–183

– kifagyási sugara 183

– térfogata 182

– kollektív mozgása 168

új elektron-ion ütköztetők (EIC, eRHIC, LHeC) 74

UU-ütközés 171

ütközés centralitása 169

ütközések 170–171, 178, 186, 224–225

ütközőnyalábos gyorsítók 226 és Függelék (V. 7.) táblázata

valenciakvark 48

vektormezon 19, 22, 25–26

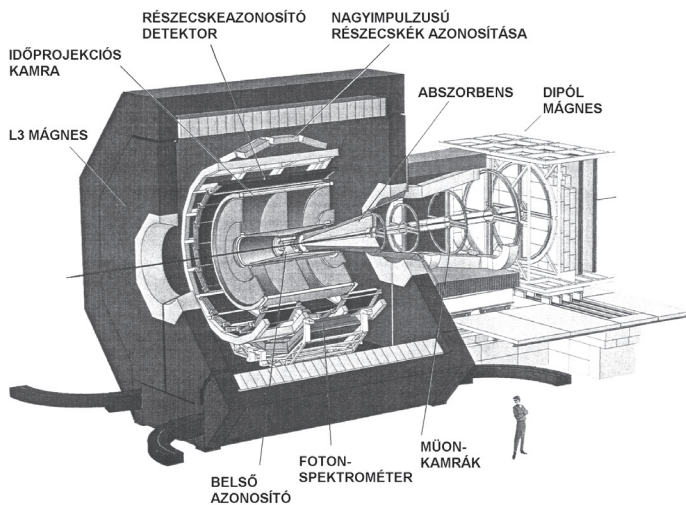
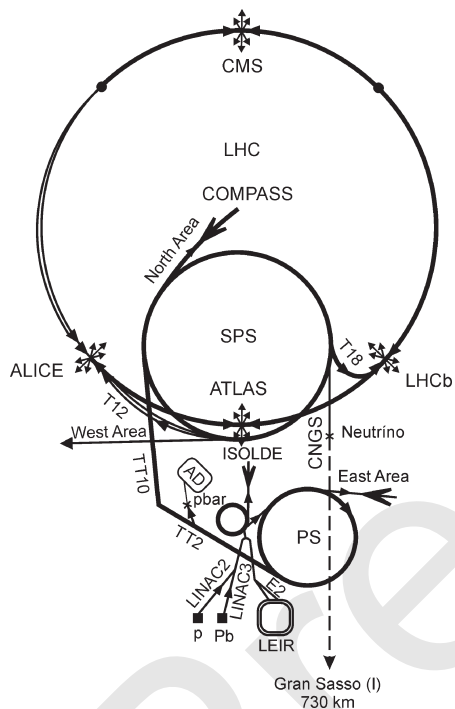
vertex tényező 95

Vijande-modell 86, 88

viszkozitás [nyíró (η) és radiális (bulk, ζ)] 170–173viszkozitás/entrópiasűrűség (η/s) 171**Yang–Mills-elmélet 162**

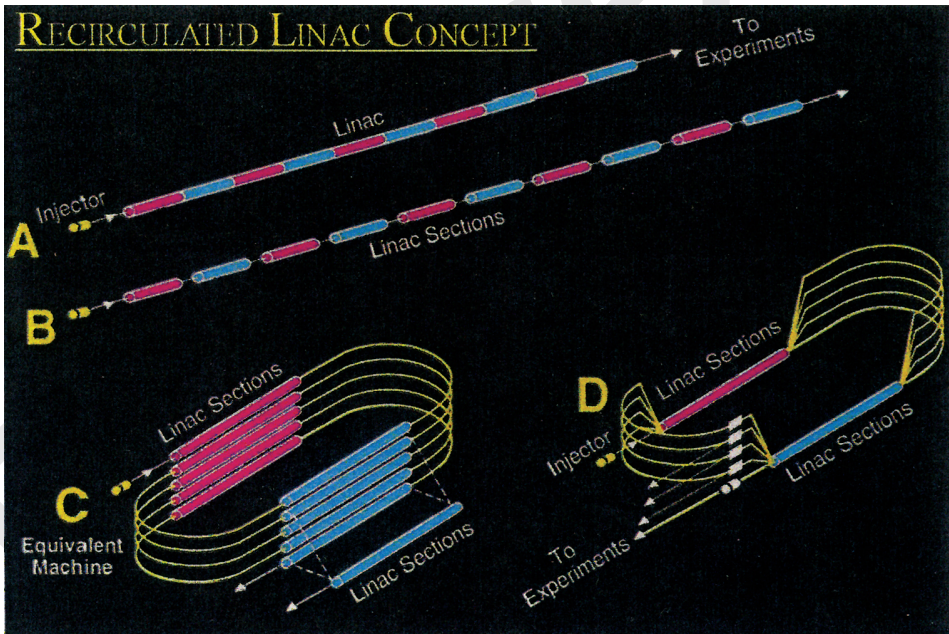
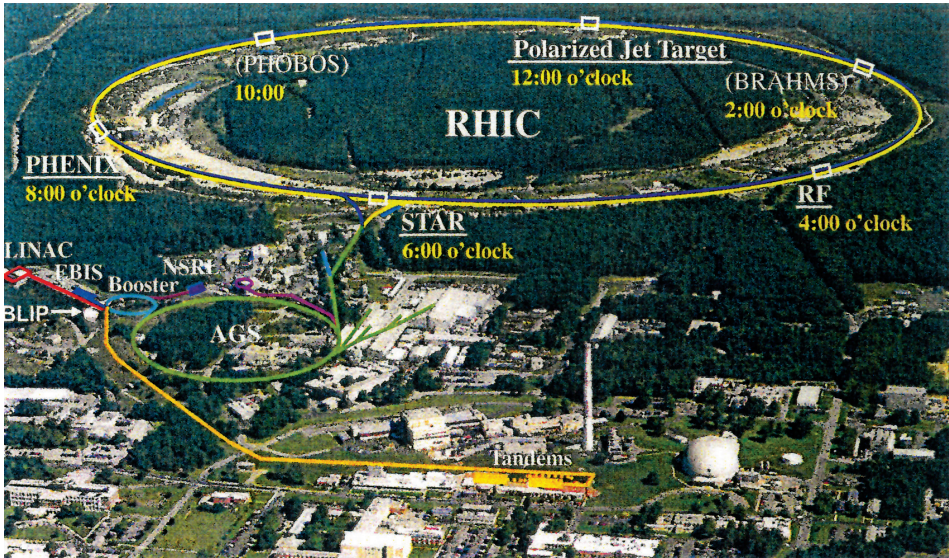
KÉPMELLÉKLET

DUPress

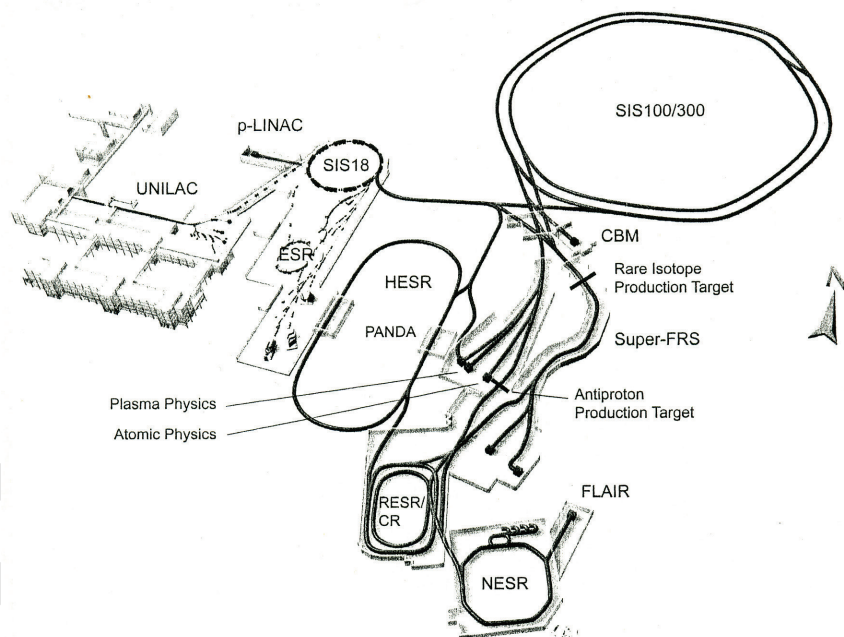
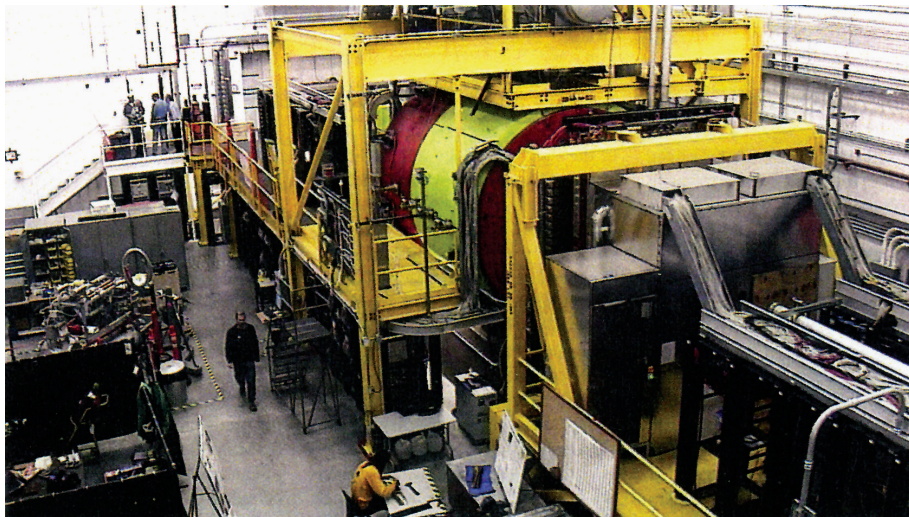


Felül: A CERN-i gyorsítókomplexum vázlatrajza. PS: protonszinkrotron. SPS: szuper protonszinkrotron. LHC: Nagy Hadronütköztető. CNGS: CERN neutrínó Gran Sassóba. LEIR: alacsony energiájú iongyűrű, ALICE, ATLAS, CMS, LHCb és COMPASS detektorok

Alul: A CERN-i ALICE univerzális detektorrendszer vázlatos képe

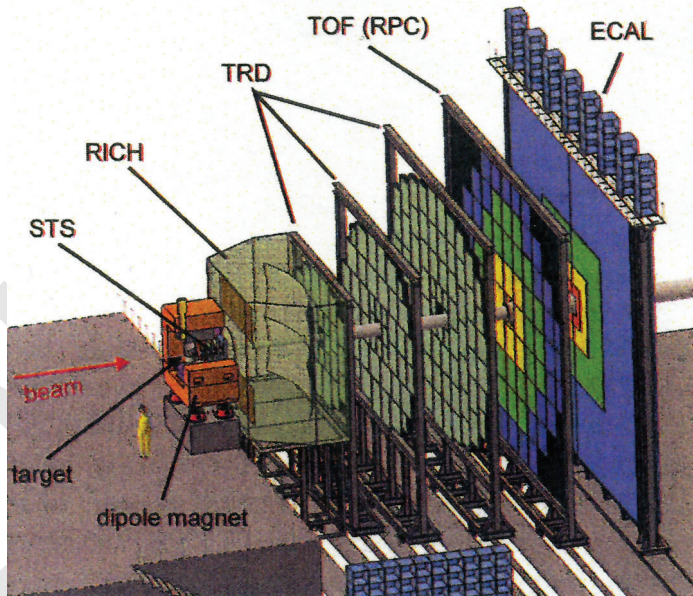
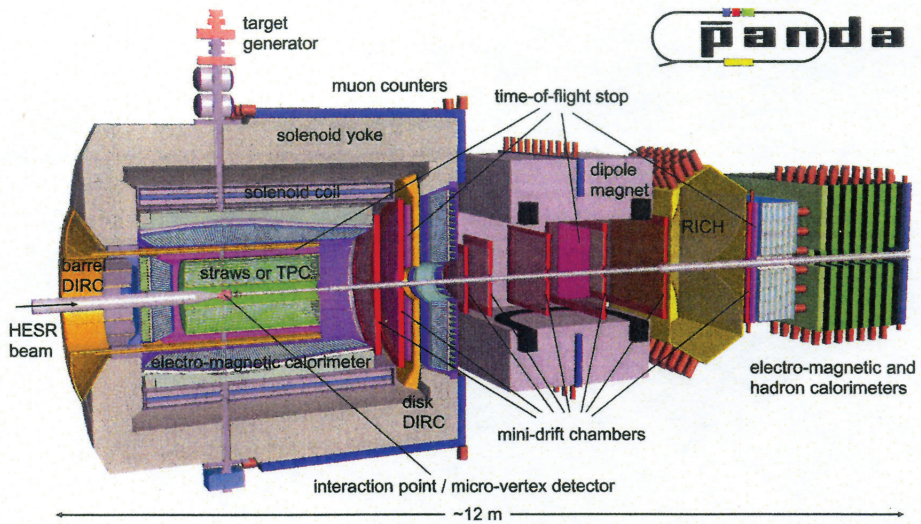


Felül: a brookhaveni (USA) RHIC (Relativisztikus Nehézion Űtköztető) légi fotója. A gyorsítóberendezések és a nagyobb detektorok: BRAHMS, STAR, PHENIX, PHOBOS
 Alul: A Jefferson-laboratórium (USA) CEBAF (Continuous Electron-Beam Accelerator Facility) gyorsítóberendezéseinek vázlatos képe



Felső kép. A Jefferson-laboratórium GlueX kísérleti berendezése a gluonhibridek vizsgálatára (a D csarnokban)

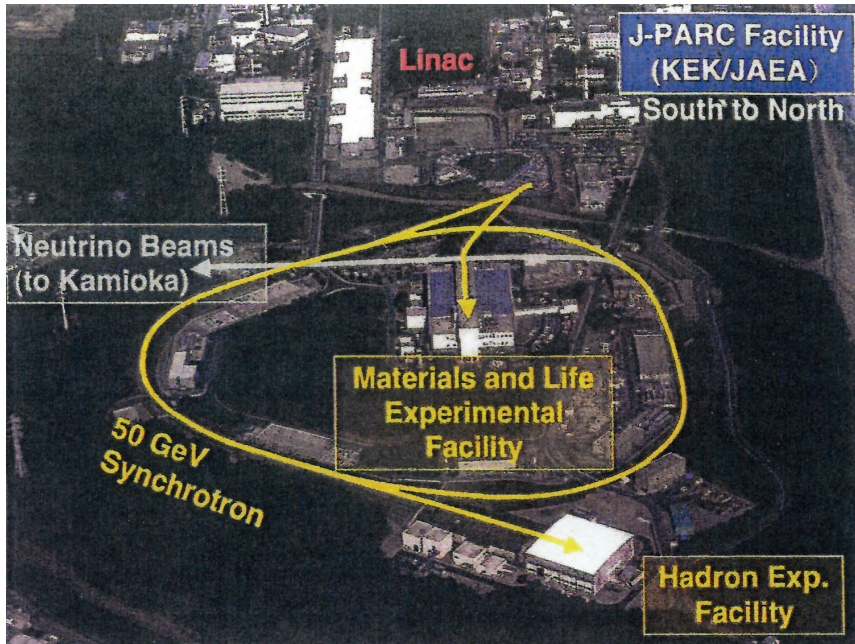
Alsó kép. A GSI FAIR létező és épülő berendezéseinek vázlatrajza. UNILAC: belövő lineáris gyorsító, SIS18: szinkrotron, ESR: kísérleti tárológyűrű, SIS100/300 szinkrotronok, HESR: nagyenergiájú tárológyűrű, RESR/CR: akkumulátorgyűrű / kollektorgyűrű, NESR: új kísérleti tárológyűrű, FRS fragment szeparátor, detektorok: PANDA, CBM



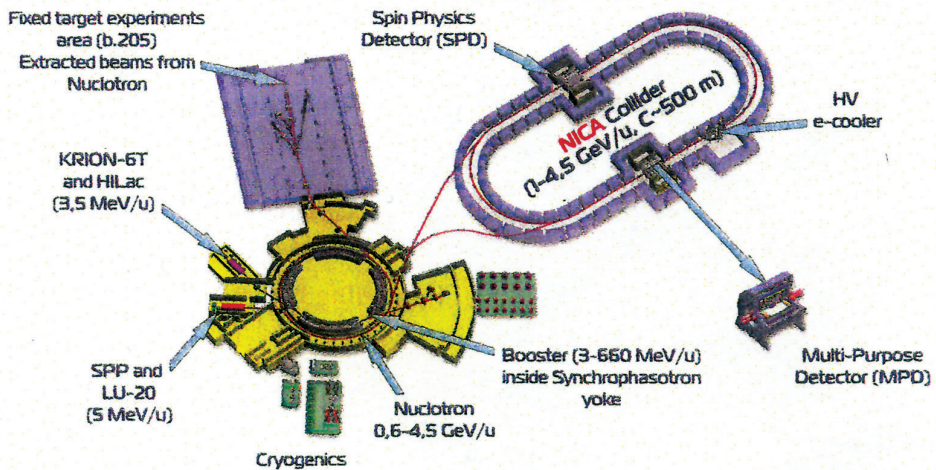
A GSI, FAIR gyorsítórendszerbe telepített két detektor vázlatrajza

Felül: a PANDA detektor, főleg a hadronfizikai kutatás céljaira

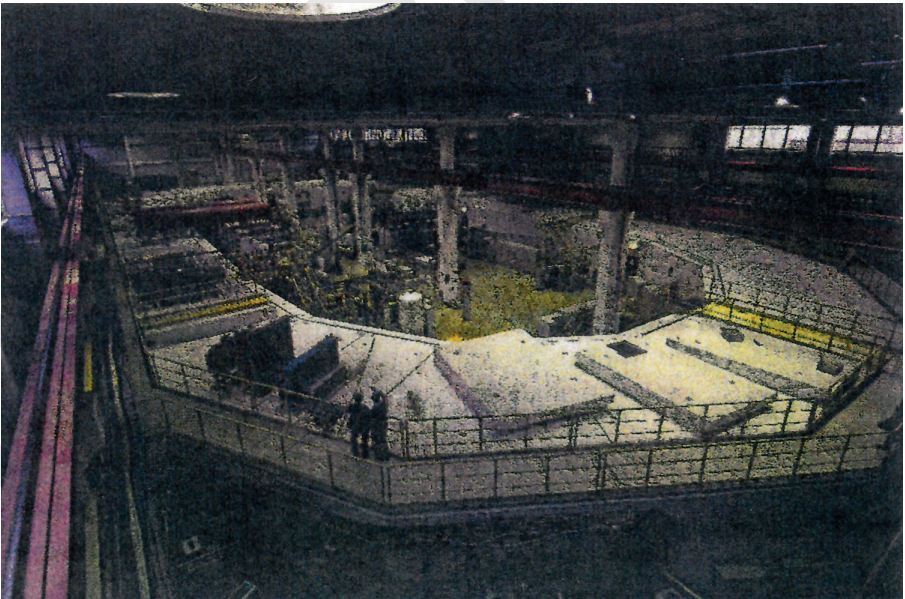
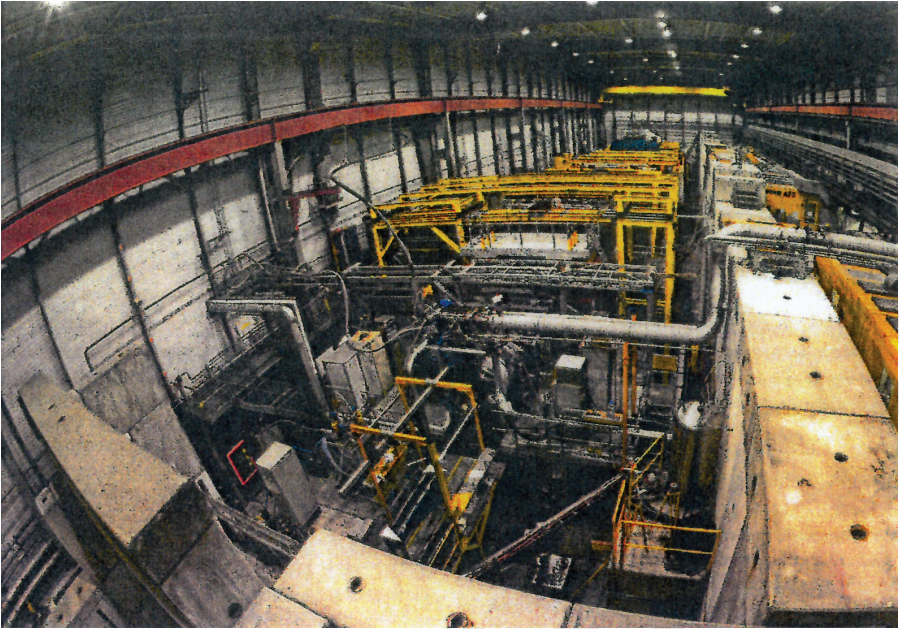
Alul: a CBM (Compressed Baryonic Matter) detektor az erősen kölcsönható anyag vizsgálatára.
STS: Si nyomkövető rendszer, RICH: gyűrű leképező Cserenkov-detektor, TRD: átmeneti sugárzási detektor, ToF: repülési idő, RPC: ellenálló lap kamra, ECAL: elektromágneses kaloriméter



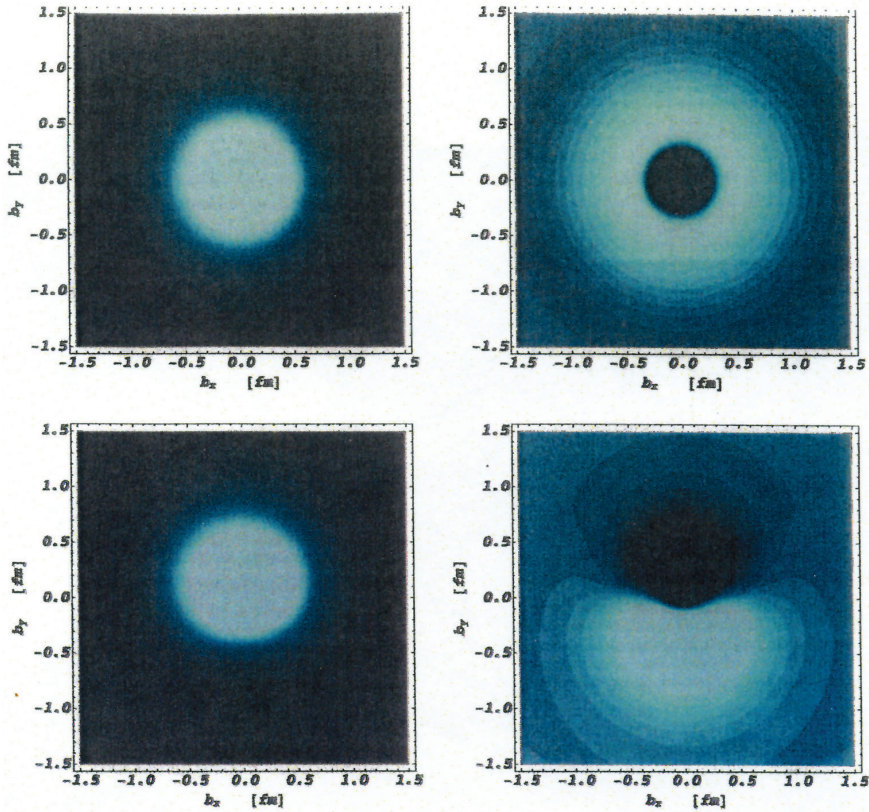
Superconducting accelerator complex NICA (Nuclotron based Ion Collider Facility)



Felső kép: A japán J-PARC gyorsítókomplexum légi fotója
 Alsó kép: A dubnai (Orosz Föderáció) NICA gyorsítókomplexumának vázlatrajza



*Felső kép: A CERN-i COMPASS Együtműködés kísérleti csarnoka
Alsó kép: A jülichi COSY (COoler SYnchrotron) gyorsító csarnoka*



Kvark transzverz töltéssűrűségek protonban (*bal oldalon*) és neutronban (*jobb oldalon*). A felső képek a nyálábra merőleges x és y síkban mutatják a sűrűséget a nukleonban, meghatározott helicitás mellett. Az alsó ábrákon a nukleon x -irányban van polarizálva. A világos (sötét) tartományok a legnagyobb (legkisebb) sűrűségeknek felelnek meg. Vanderhaeghen, M. és Walcher, T. 2011: *Nucl. Phys. News* 21, No. 1, 14 alapján



Fényes Tibor, 2016

