

Kísérleti eszközök fejlesztése a nagyenergiájú fizika számára

Töltött Higgs-bozon keresése a CERN-i L3 detektornál és precíziós helyzetmeghatározó-rendszer építése a CERN-i CMS detektor Müon rendszeréhez

doktori (PhD) értekezés

Szillási Zoltán

Debreceni Egyetem Fizikai Tudományok Doktori Iskola Debrecen, 2007. Ezen értekezést a Debreceni Egyetem TTK Fizikai Tudományok Doktori Iskola Részecskefizika programja keretében készítettem a Debreceni Egyetem TTK doktori (PhD) fokozatának elnyerése céljából.

Debrecen, 2007. október 10.

Szillási Zoltán jelölt

Tanúsítom, hogy Szillási Zoltán doktorjelölt 2006.- 2007. között a fent megnevezett Doktori Iskola Részecskefizika programjának keretében irányításommal végezte munkáját. Az értekezésben foglalt eredményekhez a jelölt önálló alkotó tevékenységével meghatározóan hozzájárult. Az értekezés elfogadását javasolom.

Debrecen, 2007. október 10.

Dr. Raics Péter témavezető

Tanúsítom, hogy Szillási Zoltán doktorjelölt 2006.- 2007. között a fent megnevezett Doktori Iskola Részecskefizika programjának keretében irányításommal végezte munkáját. Az értekezésben foglalt eredményekhez a jelölt önálló alkotó tevékenységével meghatározóan hozzájárult. Az értekezés elfogadását javasolom.

Debrecen, 2007. október 10.

Dr. Baksay László témavezető

1	Bevezetés	1	
2	CERN, LEP, LHC		
	2.1 A CERN	3	
	2.2 LEP	4	
	2.3 Large Hadron Collider (LHC)	6	
3	Standard Modell – Higgs-mechanizmus	9	
	3.1 Szimmetria és mértékinvariancia	10	
	3.2 A Standard modell	12	
	3.3 A Higgs-mechanizmus	15	
	3.4 Higgs-bozon a Standard Modellben	17	
	3.5 A fermionok tömegei	20	
	3.6 Két-dublett modellek	22	
	3.7 A töltött Higgs-bozon fizikája a LEP-en	26	
	3.7.1 A töltött Higgs-bozon keletkezése a LEP2 gyorsítóban	26	
	3.7.2 A töltött Higgs-bozon bomlása	27	
	3.7.3 Megszorítások a töltött Higgs-bozon tömegét illetően	29	
	3.8 A töltött Higgs-bozon fizikája a LHC gyorsítón	30	
	3.8.1 A töltött Higgs keletkezése az LHC gyorsítón	30	
	3.8.2 A töltött Higgs-bozon bomlási csatornái az LHC gyorsítón	32	
4	Töltött Higgs keresése a LEP L3 detektorán	35	
	4.1 Az L3 detektor	35	
	4.2 A rendelkezésre álló adatok jellemzése	46	
	4.3 Egyéb folyamatok a LEP2 gyorsítón	47	
	4.4 A szimulált események rekonstrukciója	49	
	4.5 A töltött Higgs-bozon keresése	50	
	4.5.1 A $H^+H^- \rightarrow cscs$ bomlási csatorna analízise	51	
	4.5.2 A többi bomlási csatorna analízise	56	
	4.6 Eredmények és interpretációjuk	57	
5	Compact Muon Solenoid (CMS)	65	
	5.1 A szolenoid	65	
	5.2 A trigger-rendszer	66	
	5.3 A Central Tracker	68	
	5.4 A kaloriméterek	69	
	5.5 A müondetektorok	71	
	5.5.1 A DT kamrák	72	
	5.5.2 Katódszalagos kamra (Cathode Strip Chamber)	76	
	5.5.3 Ellenálláslap-kamra (Resistive Parallel plate Chamber)	76	
6	A CMS helymeghatározó rendszere	79	
	6.1 A CMS helymeghatározó rendszer felépítése	79	
	6.2 A Central Tracker pozíció-monitora	80	
	6.3 Endcap Müon Rendszer pozíció-monitora	81	
	6.4 A Link rendszer	82	
	6.5 A barrel müon helymeghatározó rendszer	85	
	6.5.1 A helymeghatározással szembeni követelmények	85	
	6.5.2 A rendszer koncepciója	85	

6.5.3 A rendszer elemei	88
6.5.4 A kamra, mint a helyzet-meghatározó rendszer eleme.	92
7 A kamra pozícionáló elemeinek kalibrációja	97
7.1 A kalibráció lépései és a pontossági követelmények	97
7.2 A kalibráció technikai elemei	98
8 A kalibrációhoz szükséges előzetes kísérletek, vizsgálatok, ku	tatások 101
8.1 A video-szenzor statisztikus fluktuációi	102
8.2 LED-intenzitás vizsgálat	103
8.3 A centroid-számítás optimalizálása	104
8.4 Az optikai szálas etalon módszere	107
8.5 Reflexió-vizsgálat	110
9 Villa-kalibrációs mérőrendszer	115
9.1 A villa-kalibrációs rendszer felépítése	115
9.1.1 A villa, mint kalibrálandó elem	115
9.1.2 A villa-kalibrációs referencia-eszköz	117
9.1.3 A kalibrációs mérőrendszer felépítése	118
9.1.4 A kalibrációs rendszer működési elve	120
9.2 A kalibrációs mérés algoritmusa és az adattárolás	121
9.3 A villa-kalibrációs mérések statisztikai kiértékelése	123
10 Kamra-kalibrációs mérőrendszer	127
10.1 A kalibrációs rendszer felépítése	127
10.2 A kamra-kalibráció elve és lépései	131
10.3 Adatkiértékelés, tárolás és hozzáférés	136
10.4 A kamra kalibráció statisztikai analízise	137
11 Összefoglalás	141
12 Summary	143
Köszönetnyilvánítás	149
Függelék	151
A) A DURHAM hadronzápor-kereső algoritmus	151
B) Kinematikus illesztés	152
Irodalom	153

1 Bevezetés

Honnan jöttünk? Miből és miért vagyunk? Ezek a kérdések vezették az ókori bölcseket és a mai fizikusokat akkor, amikor az anyag szerkezetéről elmélkednek. A fizikusok egyre "rafináltabb" elméleti konstrukciókat fejlesztenek ki azért, hogy megmagyarázzák a világ építőköveinek, a részecskéknek a tulajdonságait és a közöttük ható kölcsönhatásokat. Az elméletek olyan jóslatokat is tartalmaznak, melyek közvetlenül, kísérletileg megvizsgálhatók. Ezzel maga a modell is megmérettetik: ha teljesülnek a jóslatai, életképesnek bizonyul. Ha nem igazolják a kísérletek a jóslatokat, akkor másik modellt kell építeni. A jelenleg legsikeresebb modell a részecskék Standard Modellje. Ez nagyon sok mindent elmond a világunkat felépítő részecskékről, de a tömegüket csak akkor tudja megmagyarázni, ha feltételez egy új, eddig még nem látott részecskét, a Higgs-bozont. A legegyszerűbb esetben csak egy Higgs-bozont jósol a modell, de vannak olyan változatai, ahol több Higgs is megjelenik, melyek között a semlegesek mellett töltöttek is felbukkannak. A modell változatai közül csak a kísérlet tudja kiválasztani azt, amelyik a legjobban írja le a világot. Sajnos azonban a modell arra nem tesz utalást, hogy hol, mekkora nyugalmi tömegnek megfelelő energián keressük a Higgsrészecskét, részecskéket. Ilyenkor csak azt lehet tenni, hogy az egyre növekvő nyalábenergiák mindegyikénél megvizsgáljuk, hogy megjelenik-e már a Higgs-bozon. 1997 és 2000 között részt vettem az L3 kísérlet Higgs-munkacsoportjának munkájában. Dolgozatom egyik témájául annak az analízisnek és eredményeinek a leírását választottam, melyet az CERN-i L3 kísérlet által 130 és 189 GeV nyalábenergia tartományon gyűjtött adatok elemzésével végeztem és melynek feladata a töltött Higgs-bozon létére utaló bizonyítékok keresése volt annak hadronikus bomlási csatornájának megfigyelése által.

A fizikusok új, minden eddiginél nagyobb energiájú gyorsítót építenek a CERN-ben, a Large Hadron Collider-t. Feladata lesz olyan nagy energiás részecskeütközések létrehozása, melyben talán megtaláljuk az eddig rejtőzködő Higgs-bozont, vagy annak családját, illetve ellenőrizhetjük a Standard Modellen túlmutató elméletek érvényességét. Az LHC egyik nagy detektora a Compact Muon Solenoid lesz.

A CMS kísérletben a müon detektorok szerepe meghatározó a triggerrendszer működésében. Ennek oka az, hogy a nagyenergiás proton-proton ütközésekben keletkező nagyszámú részecske minden belső aldetektorban olyan nagy mennyiségű adatot hoz létre, mely a 40 MHz-es ütközési gyakoriság mellett valós időben gyakorlatilag feldolgozhatatlan. Ezzel szemben a müon rendszerbe már csak kezelhető mennyiségű részecske jut el. Ahhoz, hogy a müonrendszer mind az analízishez, mind a triggerhez megbízható adatokat tudjon biztosítani, elengedhetetlen a detektorelemek helyzetének ismerete. A Debreceni Egyetem Kísérleti Fizikai Tanszékén és az ATOMKI-ban működő csoportunk feladata olyan helyzetmeghatározó rendszer tervezése, kivitelezése és kalibrációja, mely elegendően pontos adatokat szolgáltat a CMS barrel régiójába telepített 250 darab müonkamra mindegyikéről. Ennek a rendszernek a CMS élettartama alatt folyamatosan kell működnie és ki kell bírnia a CMS szolenoidja által létrehozott 4 T erősségű mágneses teret, valamint a részecskék ütközéséből, illetve a detektor egyes elemeinek felaktiválódásából származó háttérsugárzást is.

Dolgozatomban feldolgoztam ennek a már több mint tíz éve kutatási-fejlesztési témának azon részeit. melvek tartó megvalósulásában munkámmal részt vettem. Ezek az optomechanikai referenciaobjektumok (villák) kalibrációjának fejlesztése, ezzel tisztázása. müonkamrák összefüggő kérdések valamint a kalibrációjához szükséges bizonyos eljárások fejlesztése.

2 CERN, LEP, LHC

2.1 A CERN

Az atomfizika békés felhasználásának érdekében, közös európai összefogással 1951-ben megalakult az Európai Atommag-kutatási Tanács (Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire), rövidítve tanács 1953-ban határozta el egy központi CERN [1]. A kutatólaboratórium létrehozását. A központi laboratóriumot –amely átvette a CERN elnevezést-, 12 ország közreműködésével 1954-ben alapították. Mára már 20 ország a tagja, köztük van Magyarország, amely 1992-ben csatlakozott a CERN-hez. A Genf székhelyű kutatóintézet ma a részecskefizika elismert fellegvára. Jelenleg az intézetben mintegy tíz, egymáshoz kapcsolódó gyorsító található (2-1. ábra). Itt volt a világ első proton-proton ütköztetője, az ISR (Intersecting Storage Rings), amely 1971-től 1984-ig üzemelt. Többek között itt épült meg 1988-ban 100 m mélyen a föld alatt a 27 km kerületű elektron-pozitron ütköztető a LEP (Large Electron-Positron collider), amely a világ legnagyobb részecskegyorsítója volt. Tizenkét évi működése során számos fontos kísérleti eredmény születéséhez járult hozzá. A helyére most egy új gyorsító épül, az LHC (Large Hadron Collider), amely nagyobb energiákon fog üzemelni, protonokat és nehézionokat fog ütköztetni.



2-1 ábra. A CERN összetett gyorsítórendszere

A CERN-ben számos korábbi kisebb gyorsító található. Ezek más kísérletek kiszolgálása mellett korábban a LEP számára, a jövőben az LHC részére előgyorsító funkciót fognak ellátni. Ezek sorra a következők: PSB (Proton Synchroton Booster), PS (Proton Synchroton), SPS (Super Proton Synchroton).

2.2 LEP

A Large Electron Positron Collider [2] egy elektronokat és pozitronokat ütköztető gyorsító volt 1989 és 2000 között a CERN-ben. Azért építették, hogy a Z-bozonok fizikai tulajdonságait precízen vizsgálhassák vele körülbelül 90 GeV tömegközépponti energián. A gyorsítógyűrű kerülete körülbelül 27 km volt és egy átlagosan 70-100 méter mélyen futó alagútban kapott helyet. A LEP-ben egymással ellentétes irányban elektronok és pozitronok keringtek. A pozitron és az elektron egymás antirészecskéi, így egyetlen gyorsító apparátusban is megoldható volt az ellentétes irányú gyorsítás. Az elektronokat és a pozitronokat a gyorsító kerülete mentén négy pontban ütköztették egymással. Erre a négy pontra nagy, általános célú detektorokat telepítettek. Ezek rendre ALEPH [**3**], DELPHI [**4**], L3 [**5**], OPAL [**6**]. A detektorok célja az elektron-pozitron annihilációja során keletkező részecskék mozgásirányának, energiájának és impulzusának, valamint típusának meghatározása.

A LEP működésének első felében 1989 és 1995 között a Z-bozon nyugalmi tömegének megfelelő 90 GeV körüli nyalábenergián működött. Az ekkor nyert adatokat felhasználták a részecskék Standard Modelljének ellenőrzése mellett új részecskék keresésére is.

1995-től bezárásáig a LEP berendezései folyamatos fejlesztésen mentek keresztül. Ezzel lehetővé vált az egyre nagyobb és nagyobb nyalábenergiák elérése. 1996-ban a LEP nyalábenergiája elérte a Wbozon nyugalmi energiáját, mely egyebek mellett lehetővé tette a W tömegének és bomlási hatáskeresztmetszeteinek a pontos meghatározását is. A LEP1 és LEP2 fontosabb paraméterei a 2-1 táblázatban találhatók.

	LEP1	LEP2
Energia	45+45 GeV	65+65 – 104,5+104,5 GeV
e-(e+)/köteg	45×10^{10}	45×10^{10}
Kötegszám	4 x 1 (4 x 2)	4 x 4 (1995-ben más)
kötegek követési ideje	22 µs	22 µs
Luminozitás	$2,4 \times 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{s}^{-1}$	$10^{32} \mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$
Nyalábélettartam	20 h	4-10 h
Nyalábáram	4 mA	4-6 mA
Nyalábméret	H: 200-300 μm	H: 200-300 μm
ütközésnél	V: 2,5-8 µm	V: 2,5-8 μm

2-1 táblázat. A LEP és a LEP2 fő paraméterei

A LEP által a kísérleteknek szállított átlagos integrált luminozitás az alábbi ábrán látható.



2-2 ábra. A LEP által a kísérleteknek szállított integrált luminozitás

2.3 Large Hadron Collider (LHC)

Az LHC (Large Hadron Collider: nagy hadron ütköztető [7]) megépítésének terveit 1994-ben hagyta jóvá a CERN. A gyorsító protonokat fog ütköztetni 7+7 TeV-es gyorsító energiával, és 10³⁴ cm⁻ ²s⁻¹ luminozitással. A gyorsító alkalmas lesz nehézionok ütköztetésére is. Például ólomion esetén a tervezett ütközési energia, 1312 TeV, luminozitása 10²⁷ cm⁻²s⁻¹. Összehasonlítás céljából, a LEP 200 GeV energián működött 10³² cm⁻²s⁻¹ luminozitással. Az LHC a régi LEP alagútba épül be és a tervek szerint 2008-ban fogja megkezdeni a működését. A 7 TeV-es protonokat csak rendkívül erős mágneses térrel lehet a 27 km kerületű körpályán tartani. Ezért szupravezető mágneseket fognak alkalmazni (tervezett érték 8,33 Tesla). Ahhoz, hogy ezt a nagy mágneses teret létre tudják hozni, a mágneseket 1,9 K hőmérsékleten kell üzemeltetni. Az üzemi hőmérséklet eléréséhez folyékony héliumot fognak használni. A LEP-ben az elektronok és a pozitronok közös nyalábcsőben mozogtak, mivel ott azonos tömegű, de ellentétes töltésű részecskéket kellett mozgatni egymással ellentétes irányban. Az LHC-ben a két nyaláb külön lesz választva és a mindössze 16 µm átmérőjű nyalábokat csak az ütközési pontoknál fogják összevezetni 300 µrad nagyságú szögben. A gyorsítóban а protonkötegek 7,48 m távolságban fogják követni egymást és a követési idejük 24,95 ns lesz. Ez azt jelenti, hogy a kísérleteknek nagyon gyors detektorokat kell használniuk a kb. 25 ns-onként bekövetkező ütközések feldolgozásához. Az LHC gyorsító főbb paramétereit a 2-2. táblázatban foglaltam össze.

Nyalábenergia	7 Tev
proton/köteg	$1,1.10^{11}$
Kötegszám	2835
kötegek távolsága	7,48 m
kötegek követési ideje	24,95 ns
Luminozitás	$10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{s}^{-1}$
Nyalábélettartam	10 h
teljes részecskeszám	$3,12 \cdot 10^{14}$
Nyalábáram	0,56 A
nyalábméret ütközésnél	16 µm
Dipólus mágnesáram	~12000 A
dipólustér (7 Tev-nél)	8,33 Tesla

2-2 táblázat. Az LHC főbb paraméterei

Az LHC négy nagy kísérletet fog kiszolgálni (2-3 ábra): az általános célú ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS) és a CMS (Compact Muon Solenoid), a nehézionra szakosodott ALICE (A Large Ion Collider Experiment) valamint a CP sértés mérését célkitűző LHCb (Large Hadron Collider Beauty Experiment). Az ALICE és az LHCb az egykori L3 és DELPHI helyeire fognak épülni, míg az ATLAS és a CMS újonnan kialakított kísérleti aknákba kerülnek.



2-3 ábra. Az LHC és a négy kísérlet elhelyezkedése a gyorsító gyűrűn

3 Standard Modell – Higgs-mechanizmus

A világot felépítő részecskéket, spinjük és statisztikus viselkedésük szerint két csoportba soroljuk. Azokat, amelyeknek a spinje feles, fermionoknak nevezzük, míg az egész spinűeket bozonoknak. A fermionok közé soroljuk a leptonokat, a kvarkokat és a hadronok közül a barionokat. A leptonok és kvarkok elemi, pontszerű részecskék, míg a barionok összetettek. A bozonok közé tartoznak a hadronok közül a mezonok és a mértékbozonok, melyek többek között a kölcsönhatások közvetítő részecskéi. Négy alapvető kölcsönhatást különböztetünk meg: az elektromágneses kölcsönhatást, melynek közvetítő bozonja a foton; a gyenge kölcsönhatást, melyet a három gyenge bozon (W⁺ W⁻ és Z⁰) hordoz; az erős kölcsönhatást, amelyet a nyolc színes gluon közvetít, és végül a gravitációs kölcsönhatást. A gravitációs kölcsönhatás kilóg a sorból, mert a terjedési mechanizmusa nem tisztázott kísérletekkel és azt sem tudjuk, hogy egyáltalán létezik-e közvetítő részecskéje.

A Standard Modell (SM) írja le a részecskék és kölcsönhatások tulajdonságait a szimmetria-csoportok matematikájának felhasználásával, a kvantumelektrodinamika és a térelmélet segítségével. A szimmetriákból vagy azok sérüléséből származtathatók a megmaradási törvények, a kölcsönhatások, sőt a részecskék tömege is.

A fizika fejlődése során a kölcsönhatások egyesítésére törekedtek. Maxwell volt az, aki az elektromos és mágneses kölcsönhatás elméletét egységbe foglalta, ezzel megalkotva az elektromágnesség elméletét. Az SM-ben az elektromágneses és gyenge kölcsönhatás egyesítésével, Weinberg-Salam-Glashow alkották meg az elektrogyenge kölcsönhatás elméletét, melyet négy különböző tömegű mértékbozon közvetít: a foton, melynek tömege 0, és a gyenge kölcsönhatás fentebb említett gyenge bozonjai (W⁺ W⁻ és Z⁰). Ezeknek elég nagy (80-90 GeV) tömegük van, melyek pontosabb méréséhez hozzájárult a LEP. Az SM feltételez négy skalárteret, melyből három tömeget jósol a gyenge mértékbozonoknak. A negyedik skalárbozon, a Higgs-részecske. Ezt a H⁰-t eddig még nem sikerült megfigyelni, az SM pedig nem határozza meg a tömegét, csak felső korlátot szab neki (1 TeV körüli értéket). Mivel a LEP-nek nem sikerült észlelnie a Higgs-bozont, csak alsó határt tudott adni a részecske tömegére (m_H > 114,3 GeV). Az LHC nagyobb energiákon fog működni, így ettől a gyorsítótól várjuk a Higgs-részecske megtalálását.

A kölcsönhatásokat egyesítő elméletek közül létezik még a népszerű Szuperszimmetria elmélet (SUSY), melyet még egyetlen kísérlet sem igazolt. Az elmélet teljes fermion-bozon szimmetriát jelent. Azaz minden egyes fermionnak és bozonnak létezik a szuperszimmetrikus partnere: a fermionokhoz szuperszimmetrikus bozonokat rendel és minden egyes bozonhoz szuperszimmetrikus fermiont. Ennek az elméletnek a kísérleti igazolása az LHC egyik feladata.

A Standard Modellen kívül más elméletek is léteznek. A Minimális Szuperszimmetrikus Standard Modell (MSSM), ami a Standard Modell lehető legegyszerűbb szuperszimmetrikus kiterjesztése. Az SM sok problémáját megoldja sok új részecske bevezetésével, például ebben az elméletben öt darab Higgs-bozon (H^0 , h^0 , H^+ , H^- , A^0) szerepel.

3.1 Szimmetria és mértékinvariancia

A részecskék kölcsönhatásainak leírásában jól használhatók a mértékelméletek. A mértékelméletek a szimmetriákra épülnek. A lokális mértéktranszformációkkal szembeni invariancia megkövetelésekor a fermionok kölcsönhatásait mértékbozonok kicserélődéseként lehet leírni.

A kvantumtér-elméletbeli részecskéket a tértől és az időtől függő amplitúdó-függvénnyel $\Psi(\vec{x},t)$ rendelkező terekkel lehet jellemezni. Ekkor a fázistranszformáció az alábbi módon írható le (3-1):

$$\Psi\left(\vec{\mathbf{x}},t\right) \to \Psi'\left(\vec{\mathbf{x}},t\right) = e^{i\chi\left(\vec{\mathbf{x}},t\right)}\Psi\left(\vec{\mathbf{x}},t\right)$$
(3-1)

A fenti formula neve lokális mértéktranszformáció. Ha magunk elé képzeljük az m tömegű szabad fermion Lagrange-függvényét (3-2):

$$L = i\overline{\Psi}\gamma^{\mu}\partial_{\mu}\Psi - m\overline{\Psi}\Psi,$$
(3-2)

azt látjuk, hogy ez nem invariáns a lokális mértéktranszformációkkal szemben. Ha azonban egy alkalmas deriválási szabályt vezetünk be (3-3):

$$D_{\mu} = \partial_{\mu} - ieA_{\mu}(\vec{x}, t), \qquad (3-3)$$

ahol A_µ egy vektortér, mely (3-4) módon transzformálódik:

$$A_{\mu} \to A_{\mu} + \frac{1}{e} \partial_{\mu} \chi , \qquad (3-4)$$

akkor a Lagrange-függvény az alábbi új formájában írható fel (3-5):

$$L = i\overline{\Psi}\gamma^{\mu}D_{\mu}\Psi - m\overline{\Psi}\Psi$$
(3-5)

Ez a Lagrange-függvény már a (3-1) egyenlet által definiált transzformációval szemben invariáns. Ez azt jelenti, hogy a lokális mértékinvariancia megkövetelése egy vektorrészecske bevezetését követeli meg. Ez az A_{μ} térrel azonosított részecske a foton. Ha az elektromágneses kinetikus energiáját is felírjuk, elérkezünk a QED Lagrange-függvényéhez (3-6):

$$L = \overline{\Psi} \left(i \gamma^{\mu} \partial_{\mu} - m \right) \Psi + e \overline{\Psi} \gamma^{\mu} A_{\mu} \Psi - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu}$$
(3-6)

A fenti egyenletben $F_{\mu\nu}$ az elektromágnes térerősség-tenzor: $F_{\mu\nu} = \partial_{\mu}A_{\nu} - \partial_{\nu}A_{\mu}$

3.2 A Standard modell

A kísérleti eredményeket jelenleg legjobban megmagyarázó elméletet Standard Modellnek nevezzük. A Standard Modell a ma ismert részecskék közötti erős és elektrogyenge folyamatokat írja le. A továbbiakban csak a Standard Modell elektrogyenge elméletével foglalkozom.

Az elektrogyenge Standard Modell elméletét Glashow, Salam és Weinberg [**8**] alkotta meg. Ez egy mértékelmélet, mely egyesíti az elektromágneses és a gyenge kölcsönhatások leírását. Fontossága abban rejlik, hogy sikeresen rendszerezi és leírja a kísérletekben megfigyelt részecskéket és azok tulajdonságait. A legmeggyőzőbben talán az szól a Standard Modell mellett, hogy megjósolta a nehéz mértékbozonok (W[±] és Z) létét, melyeket 1983-ban meg is találtak [**9**].

Az elektrogyenge Standard Modell egy SU(2) × U(1) nem-Abeli elmélet. Ennek a csoportnak a generátorai a gyenge izospin (\vec{T}) három komponense és a hipertöltés (Y). Az elektromos töltés az alábbi módon függ a gyenge izospin harmadik komponensétől és a hipetöltéstől (3-7):

$$Q = T_3 + \frac{Y}{2} \tag{3-7}$$

A bal- és jobbkezes részecskék különböző gyenge izospin multipletekbe rendezésének eredménye a paritássértés. A balkezes részecskék dubletteket alkotnak, míg a jobbkezesek szinglettek tagjai. A 3-1 táblázat táblázatban a Standard Modellben szereplő részecskék láthatók. A lokális SU(2) × U(1) mértéktranszformációval szembeni invariancia követelmény négy mértéktér (W^i_{μ} , i = 1..3 és B_{μ}) megjelenését vonja maga után a kovariáns deriváltban (3-8):

$$\mathbf{D}_{\mu} = \partial_{\mu} + i\mathbf{g}_{1}\mathbf{Y}\mathbf{B}_{\mu} + i\mathbf{g}_{2}\frac{\tau_{i}}{2}\mathbf{W}_{\mu}^{i}$$
(3-8)

Ebben a reprezentációban a gyenge izospin τ_i generátorait a Pauli-féle spin-mátrixokkal jelöljük. g₁ és g₂ a kölcsönhatások csatolási állandói. Az elektrogyenge Standard Modell Lagrange-függvénye négy, egymástól független rész összegeként írható fel

(3-9):

$$L = L_{\text{Fermion}} + L_{\text{Mérték}} + L_{\text{Higgs}} + L_{\text{Yukawa}},$$
(3-9)

ahol L_{Fermion} a tömeg nélküli fermiontereket, illetve ezek és a mértékterek kölcsönhatását jelenti (3-10):

$$L_{\text{Fermion}} = i\Psi\gamma^{\mu}D_{\mu}\Psi.$$
(3-10)

	Család		τ	v	0	
	1	2	3	13		G.
Leptonok	$\left(\mathcal{V}_{e} \right)$	$\left(\mathcal{V}_{\mu} \right)$	$\left(\mathcal{V}_{\tau} \right)$	1⁄2	-1	0
	$\left(e \right)_{L}$	$\left(\mu \right)_{L}$	$\left(\tau \right)_{L}$	-1/2	-1	-1
	e _R	μ_R	$ au_{ m R}$	0	-2	-1
Kvarkok	$\left(u \right)$	(c)	$\begin{pmatrix} t \end{pmatrix}$	1⁄2	1/3	2/3
	$\left(\mathbf{d'}\right)_{\mathrm{L}}$	$(\mathbf{s'})_{\mathrm{L}}$	$(b')_{L}$	-1/2	1/3	-1/3
	u _R	c _R	t _R	0	4/3	2/3
	d _R	S _R	b _R	0	-2/3	-1/3

3-1 táblázat. A Standard Modell fermionjainak paraméterei. A vessző azt jelzi, hogy a kvarkok gyenge sajátállapotai nem esnek egybe tömegsajátállapotukkal. A kvarkok keveredését a Cabibbo-Kobayashi-Maskawa mátrix írja le. Az L és R a bal- és jobbkezes fermionokat jelöli.

Az $L_{Mérték}$ a tömeg nélküli \overrightarrow{W} és B mértékterek kinetikus energiáját és a \overrightarrow{W} terek saját magukkal történő kölcsönhatását jelenti (3-11):

$$L_{\text{Mérték}} = -\frac{1}{4} \overrightarrow{W}_{\mu\nu} \overrightarrow{W}^{\mu\nu} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} , \qquad (3-11)$$

ahol

$$\vec{\mathbf{W}}_{\mu\nu} = \partial_{\mu} \vec{\mathbf{W}}_{\nu} - \partial_{\nu} \vec{\mathbf{W}}_{\mu} + g_{2} \vec{\mathbf{W}}_{\mu} \times \vec{\mathbf{W}}_{\nu}$$
(3-12)

és

$$\mathbf{B}_{\mu\nu} = \partial_{\mu}\mathbf{B}_{\nu} - \partial_{\nu}\mathbf{B}_{\mu}$$
(3-13)

A (3-12) képlet a \overrightarrow{W} terek önmagukkal történő kölcsönhatása. Ez az SU(2) csoport nem-Abeli tulajdonságából származik (a Pauli-féle spinmátrixok nem kommutálnak). A L_{Higgs} és L_{Yukawa} Lagrange-függvények felelnek a fermion és mértékterek, valamint a 3.3 fejezetben bevezetésre kerülő Higgs tér kölcsönhatásáért. A Higgs teret azért kell bevezetni, hogy tömeget lehessen hozzárendelni a mértékbozonokhoz. A W részecskék tömeg sajátállapotai (3-14):

$$\mathbf{W}_{\mu}^{\pm} = \frac{1}{\sqrt{2}} \Big(\mathbf{W}_{\mu}^{1} \mp \mathbf{W}_{\mu}^{2} \Big).$$
(3-14)

Az A_µ fotontér és a Z-bozon Z_µ tere a B_µ és a W_{μ}^{3} lineáris kombinációja (3-15), (3-16):

$$A_{\mu} = B_{\mu} \cos \theta_{W} + W_{\mu}^{3} \sin \theta_{W}$$
(3-15)

$$Z_{\mu} = -B_{\mu} \sin \theta_{W} + W_{\mu}^{3} \cos \theta_{W}$$
(3-16)

A θ_W gyenge keveredési szög a g_1 és g_2 csatolási állandók függvénye (3-17):

$$\sin \theta_{\rm W} = \frac{g_1}{\sqrt{g_1^2 + g_2^2}} \qquad \qquad \cos \theta_{\rm W} = \frac{g_2}{\sqrt{g_1^2 + g_2^2}} \tag{3-17}$$

Eddig az SU(2) × U(1) mértékinvariancia által bevezetett mértékbozonok tömeg nélküli részecskék. Azonban a Z és W[±]bozonoknak van tömege. Az olyan tömegtagok, mint a bozonok $\frac{1}{2}$ m²B_µB^µ tömegtagja, vagy a fermionok mΨΨ tömegtagja tönkretennék a Lagrange-függvény mértékinvarianciáját. Ennélfogva a tömeget más módon kell bevezetni.

3.3 A Higgs-mechanizmus

A Higgs-mechanizmus [11] megalkotásának oka az volt, hogy valahogyan tömeget kellett adni a Z és W^{\pm} -bozonoknak úgy, hogy közben a Lagrange függvény invariáns módon transzformálódjon az $SU(2) \times U(1)$ mértéktranszformáció hatására.

Legyen egy olyan skalárterünk, melynek poteciálja (3-18):

$$V(\Phi) = \frac{1}{2}\mu^2 \Phi^2 + \frac{1}{4}\lambda \Phi^4$$

(3-18)

Ahol $\mu^2 < 0$ és $\lambda > 0$. Egy így definiált potenciál lokális maximuma $\Phi = 0$ –ban van (instabil állapot), míg globális minimumai $\Phi = \pm v$ -nál, ahol

$$\nu = \pm \sqrt{\frac{-\mu^2}{\lambda}}$$
(3-19)

Az alapállapotot jelentő v-t nevezzük a vákuum várható értékének.

A részecskék a vákuum gerjesztései. Így, a részecskespektrum előállítható a Φ vákuum várható értéke körüli kiterjesztésével (3-20):

$$\Phi(\mathbf{x}) = \nu + \mathbf{h}(\mathbf{x}) \tag{3-20}$$

Ekkor a skalár Higgs-tér Lagrange-függvénye

$$L = \frac{1}{2} \partial_{\mu} \Phi \partial^{\mu} \Phi - \left(\frac{1}{2} \mu^{2} \Phi^{2} + \frac{1}{4} \lambda \Phi^{4}\right)$$
(3-21)

az alábbi alakba megy át (3-22):

$$L = \frac{1}{2} \partial_{\mu} \mathbf{h} \partial^{\mu} \mathbf{h} - \left(\lambda v^{2} \mathbf{h}^{2} + \lambda v \mathbf{h}^{3} + \frac{1}{4} \lambda \mathbf{h}^{4} \right) + const$$
(3-22)

A (3-21) képlet nyilvánvaló szimmetriája ($\Phi \rightarrow -\Phi$) rejtett a (3-22)-ben annak ellenére, hogy a két reprezentáció teljesen ekvivalens. A h²-t tartalmazó tag tömegtagként azonosítható:

$$m_{\rm h}^2 = 2\lambda \nu^2 = -2\mu^2$$
(3-23)

A h-t magasabb kitevővel tartalmazó tagok a h tér önmagával történő kölcsönhatásait jelentik.



3-1 ábra. A V(Φ) potenciál szimmetriájának spontán sérülése.

3.4 Higgs-bozon a Standard Modellben

Az előző fejezetben azt láttuk, hogy megjelenik egy részecske, ha a vákuum várhatóértékét nem nullának választjuk. Ekkor a $\Phi \rightarrow -\Phi$ transzformációval szemben invariáns Lagrange-függvény szimmetriája spontán sérül.

A Standard Modellben mértékinvarianciát követelünk meg a SU(2) \times U(1) transzformációval szemben. A minimális modell –amely tömegeket tud generálni anélkül, hogy a Lagrange-függvény invarianciája sérülne– egy egydublettes Higgs modell. Ekkor a Higgs-bozont egy gyenge izospin dublettként vezetjük be:

$$\Phi = \begin{pmatrix} \Phi^+ \\ \Phi^0 \end{pmatrix},$$

(3-24)

ahol a tagok komplexek:

$$\Phi^+ = \frac{\Phi_1 + i\Phi_2}{\sqrt{2}} ,$$

(3-25)

$$\Phi^{0} = \frac{\Phi_{3} + i\Phi_{4}}{\sqrt{2}} \,. \tag{3-26}$$

Ekkor a Higgs-potenciál

$$V(\Phi) = \mu^2 \Phi^{\dagger} \Phi + \lambda (\Phi^{\dagger} \Phi)^2 .$$
(3-27)

Ha ebből a kovariáns deriválási szabályt alkalmazva felírjuk a Lagrange-függvényt:

$$L_{\text{Higgs}} = (D_{\mu}\Phi)^{\dagger} (D^{\mu}\Phi) - \mu^{2}\Phi^{\dagger}\Phi - \lambda (\Phi^{\dagger}\Phi)^{2}.$$
(3-28)

Ekkor a Higgs-potenciál minimuma a $\mu^2 < 0$ esetben:

$$\Phi^{\dagger}\Phi = \frac{\Phi_1^2 + \Phi_2^2 + \Phi_3^2 + \Phi_4^2}{2} = \frac{-\mu^2}{2\lambda} = \frac{\nu^2}{2}.$$
(3-29)

Ha ekkor egy olyan alapállapotot választunk, ahol $\Phi_3 = v$ és $\Phi_1 = \Phi_2 = \Phi_4 = 0$ és kifejtjük körülötte, akkor

$$\Phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + h(x) \end{pmatrix}.$$
(3-30)

Természetesen a fenti választás szándékos. $\Phi^+=0$ és Φ^0 nem nulla értékű vákuum várhatóértéke garantálja, hogy az elektromos töltés megmaradjon. Ekkor a (3-29) egyenlet O(4) szimmetriája az elektromágnesesség U(1)_{em} szimmetriává bomlik. A másik három tér eltűnik és a W[±] és a Z-bozonok longitudinális polarizációjává alakul. A (3-28) egyenlet első tagját megvizsgálva a vákuum várhatóérték környezetében, valamint Y=1/2 beillesztve azt kapjuk, hogy:

$$\left| \left(i g_1 Y B_{\mu} + i \frac{g_2}{2} \vec{\tau} \vec{W}_{\mu} \right) \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ \nu \end{pmatrix} \right|^2$$

= $\frac{1}{8} \nu^2 g_2^2 \left((W_{\mu}^1)^2 + (W_{\mu}^1)^2 \right) + \frac{1}{8} \nu^2 (g_1 B_{\mu} - g_2 W_{\mu}^3)^2$
= $\left(\frac{1}{2} \nu g_2 \right)^2 W_{\mu}^+ W^{-\mu} + \frac{1}{2} \left(\frac{1}{2} \nu \sqrt{g_1^2 + g_2^2} \right)^2 Z_{\mu} Z^{\mu}$
(3-31)

Az utolsó sorhoz a (3-14), (3-16) és (3-17) egyenleteket is felhasználtuk. Töltött bozonokra a $m_W^2 W_\mu^+ W^{-\mu}$ jellegű tömegtagot, míg a semlegesekre $\frac{1}{2} (Z_\mu Z^\mu + A_\mu A^\mu)$ jellegű tömegtagot várjuk. Ezek alapján a mértékbozonok tömegei:

$$m_{w} = \frac{1}{2} \nu g_{2}$$

(3-32)

$$m_{Z} = \frac{1}{2} \nu \sqrt{g_{1}^{2} + g_{2}^{2}}$$

(3-33)

$$m_{\gamma} = 0$$

(3-34)

Az utolsó egyenlet abból származik, hogy a (3-31) egyenletben nincs $A_{\mu}A^{\mu}$ tag. A (3-17) egyenletet felhasználva a gyenge keveredési szög:

$$\cos\theta_{\rm W} = \frac{\rm m_{\rm W}}{\rm m_{\rm Z}}$$
(3-35)

Hasznos paraméter a $\rho = m_W/m_Z \cos \theta_W$. A fenti képlet alapján a Standard Modell jóslata: $\rho = 1$. Kísérletileg mind m_W , m_Z , valamint $\sin^2 \theta_W$ értéke pontosan meghatározható. A kísérletek eredménye $\rho = 1$. Bármely, a tömegekre jóslatot tevő modellnek kötelezően ezt az értéket kell megjósolnia.

A Higgs-bozon tömegére ekkor azt kapjuk, hogy

$$m_{\rm h} = \sqrt{2\lambda} v \tag{3-36}$$

Sajnos λ értéke nem következik az elméletből.

3.5 A fermionok tömegei

A fermionok tömegeit úgy kaphatjuk meg, hogy az $SU(2) \times U(1)$ mértéktranszformációval szemben invariáns, a Higgs-tér és a fermiontér közötti kölcsönhatást leíró tagot adunk a Lagrangefüggvényhez. Példaképpen az első leptoncsaládra ez a tag:

$$L_{\text{Yukawa}} = g_e \left[\left(\overline{\nu}, \overline{e} \right)_L \begin{pmatrix} \Phi^+ \\ \Phi^0 \end{pmatrix} e_R + e_R \left(\Phi^-, \overline{\Phi}^0 \begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L \right]$$
(3-37)

A (3-30) egyenletben megjelenő spontán szimmetriasértés után az alábbi összefüggést kapjuk:

$$L_{\text{Yukawa}} = \frac{g_e}{\sqrt{2}} v \left(\overline{e_L} e_R + \overline{e_R} e_L \right) + \frac{g_e}{\sqrt{2}} \left(\overline{e_L} e_R + \overline{e_R} e_L \right) h$$
(3-38)

Ez alapján az elektron tömege:

$$\mathbf{m}_e = \frac{\mathbf{g}_e \mathbf{v}}{\sqrt{2}},$$
(3-39)

a neutrínó pedig tömeg nélküli marad. A g_e csatolási állandó értékére nem ad jóslatot a modell. A (3-39) képletből azonban az látszik, hogy a csatolási állandó arányos az elektron tömegével. A kvarktömegek hasonlóan jönnek létre az elméletben. Azért, hogy az u-típusú kvarkoknak is legyen tömege, a Higgs-dublett töltéskonjugált párját használjuk:

$$\Phi_{c} = -i\tau_{2}\Phi^{*} = \begin{pmatrix} -\Phi^{0} \\ \Phi^{-} \end{pmatrix}$$
(3-40)

Ekkor a Yukawa-tag az alábbi módon alakul:

$$L_{\text{Yukawa}} = g_d \left[\left(\overline{u}, \overline{d} \right)_L \begin{pmatrix} \Phi^+ \\ \Phi^0 \end{pmatrix} d_R + \overline{d_R} \left(\Phi^-, \overline{\Phi^0} \\ d \end{pmatrix}_L \right] + g_u \left[\left(\overline{u}, \overline{d} \right)_L \begin{pmatrix} -\overline{\Phi^0} \\ \Phi^- \end{pmatrix} d_R + \overline{d_R} \left(-\Phi^0, \Phi^+ \right) \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L \right]$$
(3-41)

Spontán szimmetriasértés után a fenti egyenlet az alábbi alakba megy át:

$$L_{\text{Yukawa}} = \frac{g_d V}{\sqrt{2}} \overline{d}d + \frac{g_u V}{\sqrt{2}} \overline{u}u + \frac{1}{\sqrt{2}} \overline{d}d\mathbf{h} + \frac{1}{\sqrt{2}} \overline{u}u\mathbf{h},$$
(3-42)

ahonnan a down és az up kvarktömegek $\frac{g_d V}{\sqrt{2}}$ és $\frac{g_u V}{\sqrt{2}}$ -nek adódnak. Általában azt mondhatjuk, hogy bármely fermion tömege arányos a fermion és a Higgs-bozon közötti g_f csatolási állandóval:

$$m_f = \frac{g_f v}{\sqrt{2}}$$

(3-43)

3.6 Két-dublett modellek

A Higgs szektor a Standard Modellben egy dublettből áll. Erre mindenképpen szükség bozonés fermiontömegek van a létrehozásához. Semmi okunk azonban feltételezni, hogy a természet a legegyszerűbb módon viselkedik. A Higgs-elmélet kiterjeszthető további dublettekkel és szinglettekkel is. Azonban az általánosabb modellek -mint például a szuperszimmetria- minimálisan megköveteli még egy Higgs-dublett elméletbe emelését. Természetesen minél további kiterjesztéseket veszünk a modellbe, az annál bonyolultabbá válik. Dolgozatomban a töltött Higgs-bozon keresése miatt a kétdublett kiterjesztés érvényességét ellenőrzöm. Álljon ezért itt néhány megállapítás a teljesség igénye nélkül erre vonatkozóan.

A két-dublett modell bevezetése az ízváltoztató semleges áramok (FCNC) megjelenéséhez vezet [13], amelynek létezését azonban a kísérleti megfigyelések nem támasztják alá. Erre a problémára az egyik megoldás az, ha a Higgs-bozonok tömege TeV nagyságrendű. Ekkor a Higgs-bozonok által közvetített FCNC folyamatok igen el lennének nyomva. Ebben az esetben azonban a Higgs-bozonok a LEP számára elérhetetlenek lennének. Mivel azonban a Higgs-bozonokat egyik LEP kísérletnek sem sikerült kimutatnia, ezt a lehetőséget nem lehet kizárni.

A másik lehetőség Glashow és Weinberg elméletére épülnek [14], amely azt állítja, hogy nincsenek FCNC-k, ha az adott elektromos töltésű fermionok mindegyike csak az egyik Higgs-dubletthez csatolódik. Ezt a kívánalmat két féle képpen lehet kielégíteni:

Az I. típusú modellekben az első dublett egyáltalán nem csatolódik a fermionokhoz, míg a másik dublett ugyanúgy viselkedik, mint a minimális Standard Modell dublettje. A II. típusú modellekben ezzel szemben az első dublett csak a down-típusú kvarkokhoz és fermionokhoz, míg a másik dublett csak az up-típusú kvarkokhoz és fermionokhoz csatolódik. A szuperszimmetrikus modellek a II. típusú megközelítést követelik meg.

A Standard Modell legegyszerűbb kiterjesztésében két komplex skalárteret (Φ_1 és Φ_2) vezetünk be. Ekkor az SU(2) x U(1) szimmetriát spontán sértő Higgs-potenciál az alábbi alakban írható fel:

$$V(\phi_{1},\phi_{2}) = \lambda_{1}(\phi_{1}^{\dagger}\phi_{1}-v_{1}^{2})^{2} + \lambda_{2}(\phi_{2}^{\dagger}\phi_{2}-v_{2}^{2})^{2} + \lambda_{3}[(\phi_{1}^{\dagger}\phi_{1}-v_{1}^{2})+(\phi_{2}^{\dagger}\phi_{2}-v_{2}^{2})] + \lambda_{4}[(\phi_{1}^{\dagger}\phi_{1})(\phi_{2}^{\dagger}\phi_{2})-(\phi_{1}^{\dagger}\phi_{2})(\phi_{2}^{\dagger}\phi_{1})] + \lambda_{5}[\operatorname{Re}(\phi_{1}^{\dagger}\phi_{2})-v_{1}v_{2}\cos\xi]^{2} + \lambda_{6}[\operatorname{Im}(\phi_{1}^{\dagger}\phi_{2})-v_{1}v_{2}\sin\xi]^{2} + \lambda_{7}[\operatorname{Re}(\phi_{1}^{\dagger}\phi_{2})-v_{1}v_{2}\cos\xi][\operatorname{Im}(\phi_{1}^{\dagger}\phi_{2})-v_{1}v_{2}\sin\xi] + \lambda_{8}$$

(3-44)

A fenti képletben szereplő λ_i paraméterek mind valósak. Ha λ_i –k nem negatívok, akkor a potenciál minimuma:

(-)

$$\langle \Phi_1 \rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ \nu_1 \end{pmatrix}, \quad \langle \Phi_2 \rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ \nu_2 e^{i\xi} \end{pmatrix}$$
(3-45)

Ha sin $\xi \neq 0$, akkor a Higgs-szektor CP-sértővé válik. Ennek részletes leírása a [14] referenciában található. Dolgozatomban továbbiakban csak a $\xi = 0$ esettel foglalkozom.

A két-dublett Higgs-modellek kulcsparamétere a vákuum várhatóértékek aránya:

$$\tan\beta = \frac{V_2}{V_1}$$

(3-46)

A két-dublett modellekben öt Higgs-bozon létezik:

- **egy töltött Higgs-pár**: $H^{\pm} = -\phi_1^{\pm} \sin \beta + \phi_2^{\pm} \cos \beta$, melynek tömeg négyzete $m_{H^{\pm}}^2 = \lambda_4 (v_1^2 + v_2^2)$
- egy CP-páratlan Higgs-bozon: $A = \sqrt{2} \Big(-\operatorname{Im} \phi_1^0 \sin \beta + \operatorname{Im} \phi_2^0 \cos \beta \Big),$ melynek tömeg négyzete $m_A^2 = \lambda_6 \Big(v_1^2 + v_2^2 \Big)$
- A **CP-páros** szektor **két Higgs-skalár**t tartalmaz, melyek az alábbi tömegmátrixparamétereitől függő módon keverednek:

$$M = \begin{pmatrix} 4v_{1}^{2}(\lambda_{1} + \lambda_{3}) + v_{2}^{2}\lambda_{5} & (4\lambda_{3} + \lambda_{5})v_{1}v_{2} \\ (4\lambda_{3} + \lambda_{5})v_{1}v_{2} & 4v_{2}^{2}(\lambda_{2} + \lambda_{3}) + v_{1}^{2}\lambda_{5} \end{pmatrix}$$
(3-47)

Ekkor a tömeg sajátállapotok:

$$H^{0} = \sqrt{2} \left[\left(\operatorname{Re} \phi_{1}^{0} - v_{1} \right) \cos \alpha + \left(\operatorname{Re} \phi_{2}^{0} - v_{2} \right) \sin \alpha \right],$$
(3-48)

$$h^{0} = \sqrt{2} \left[-\left(\operatorname{Re} \phi_{1}^{0} - V_{1} \right) \sin \alpha + \left(\operatorname{Re} \phi_{2}^{0} - V_{2} \right) \cos \alpha \right]$$
(3-49)

a megfelelő tömeg négyzetek pedig:

$$m_{H^{0},h^{0}}^{2} = \frac{1}{2} \left[M_{11} + M_{22} \pm \sqrt{\left(M_{11} - M_{22}\right)^{2} + 4M_{12}^{2}} \right]$$
(3-50)

Az α keveredési szöget az alábbi képlettel lehet megadni:

$$\sin 2\alpha = \frac{2M_{12}}{\sqrt{(M_{11} - M_{22})^2 + 4M_{12}^2}},$$

$$\cos 2\alpha = \frac{M_{11} - M_{22}}{\sqrt{(M_{11} - M_{22})^2 + 4M_{12}^2}},$$

(3-51)

A mértékbozonok tömegükre a Higgs-bozonhoz való csatolódás útján tesznek szert. A tömeg ekkor a csatolási állandóktól és a vákuum várható értékétől az alábbi módon függ:

$$m_{W} = \frac{g_{2}}{2} \sqrt{v_{1}^{2} + v_{2}^{2}}, \quad m_{Z} = \frac{1}{2} \sqrt{(v_{1}^{2} + v_{2}^{2})(g_{1}^{2} + g_{2}^{2})}, \quad m_{\gamma} = 0$$
(3-52)

A LEP és az LHC által szolgáltatott nyalábenergiákon a Higgs-bozon keresésére vonatkozó taktika függ a Higgs-fermion csatolástól. A töltött Higgs-bozonok bomlása a LEP-en a 3.7.2 fejezetben, míg az LHC energiákon jósolt bomlások a 3.8.2 fejezetben találhatók.

3.7 A töltött Higgs-bozon fizikája a LEP-en

3.7.1 A töltött Higgs-bozon keletkezése a LEP2 gyorsítóban

Töltött Higgs-bozonok az alábbi Feynman-diagramnak megfelelő, az s-csatornában végbemenő Z/γ kicserélődéssel keletkezhetnek a LEP gyorsítóban (3-2 ábra):



3-2 ábra. Töltött Higgs-bozon keletkezése a LEP gyorsítóban

A töltött Higgs keletkezésének hatáskeresztmetszete a (3-53) képlettel adható meg:

$$\sigma(e^{-}e^{+} \rightarrow H^{-}H^{+}) = \frac{\pi\alpha^{2}}{3s} \left[1 - \frac{2\hat{v}_{e}\hat{v}_{H}s(s-m_{Z}^{2})}{(s-m_{Z}^{2})^{2} + m_{Z}^{2}\Gamma_{Z}^{2}} + \frac{(\hat{a}_{e}^{2} + \hat{v}_{e}^{2})\hat{v}_{H}^{2}s^{2}}{(s-m_{Z}^{2})^{2} + m_{Z}^{2}\Gamma_{Z}^{2}} \right] \hat{\beta}^{3},$$
(3-53)

ahol $\hat{\beta} = (1 - 4m_{H^{\pm}}^2/s)^{1/2}$, $\hat{v}_e = (1 - 4\sin^2\theta_w)/4\sin\theta_w\cos\theta_w$, $\hat{a}_e = -1/4\sin\theta_w\cos\theta_w$ valamint $\hat{v}_H = (-1 + 2\sin^2\theta_w)/2\sin\theta_w\cos\theta_w$. A fenti összefüggésben a Higgs-bozon tömegén felüli összes paraméter ismert, így a hatáskeresztmetszet értéke csak m_H^{\pm} -tól és természetesen a tömegközépponti energiától függ. Ez a függést mutatja a 3-3 ábra néhány tömegközépponti energiára a HZHA programmal [16] kiszámolva.



3-3 ábra. A töltött Higgs-bozon keletkezési hatáskeresztmetszetének függése a töltött Higgs-bozon tömegétől néhány tömegközépponti energián

3.7.2 A töltött Higgs-bozon bomlása

A LEP által elérhető energiatartományban a töltött Higgs-bozon domináns bomlási módjai a $H^{\pm} \rightarrow cs$ és a $H^{\pm} \rightarrow \tau v_{\tau}$. Az elágazási arány a Higgs-fermion csatolás erősségétől, így a leíráshoz használt modelltől függ.

A modellek egy részénél az elágazási arány független a tan β –tól, melynek eredményeképpen Br(H[±] \rightarrow cs) ~ 0,65 és Br(H[±] \rightarrow τv_{τ}) ~0,33 adódik. A fennmaradó rész a töltött Higgs Cabibbo-elnyomott cb bomlásából [17] származik.

A modellek más részénél az elágazási arány függ tan β-tól. Ez a függés a (3-54)

(3-55) képletekkel írható le:

$$\Gamma_{H\pm\to\tau\nu} = \frac{G_F m_{\tau}^2 m_{H^{\pm}} \tan^2 \beta}{4\pi\sqrt{2}}$$
(3-54)
$$\Gamma_{H\pm\to cs} = \frac{3G_F m_{H^{\pm}} |V_{cs}|^2}{4\pi\sqrt{2}} [m_s^2 \tan^2 \beta + m_c^2 \cot^2 \beta]$$

(3-55)

Az elágazási arányok tan β -függése a 3-4 ábraán látható:



3-4 ábra. Az elágazási arányok tan β-függése

A W-nél nagyobb tömegű Higgs-bozonok bomlási csatornái között megtalálhatók még a $H^{\pm} \rightarrow W^{\pm}h$ és $H^{\pm} \rightarrow W^{\pm}A$ csatornák is. Ez természetesen csökkenti mind a hadronikus- mind a leptonikus bomlás elágazási arányát. Mivel azonban a LEP2 nem volt alkalmas az ilyen magas tömegű Higgs-bozonok kimutatására, így a továbbiakban ezekkel a bomlási csatornákkal nem foglalkozom.

3.7.3 Megszorítások a töltött Higgs-bozon tömegét illetően

A töltött Higgs-bozon keresésekor a korábbi kísérletek eredményeire alapozva bizonyos tömegtartományok kizárhatók. Az indirekt mérések közül a legjelentősebb megszorítás a Cornell Electron Storage Ring (CESR)-en a CLEO kollaboráció által elvégzett b \rightarrow s γ folyamat precíziós méréséből ered. Ez a megszorítás a Higgs-fermion csatolásnak a fent említett második típusára terjed ki. Ekkor, az m_{H±} = (264-63/tan β) GeV tömegnél kisebb Higgs-bozonok részt vesznek a b \rightarrow s γ folyamat hurok-korrekcióiban [**19**]. Ez azonban ellentmondásban lenne a mérési eredményekkel. Meg kell jegyezni azonban, hogy ez a megszorítás csak az SM kétdublettes kiterjesztésére vonatkozik. A SUSY részecskék létezésének feltételezésével ez a megszorítás eltűnik, mert a hurok-korrekciók kioltják egymást [**20**].

Jelen disszertáció kutatási részének megkezdésekor az L3 kísérlet nem rendelkezett a töltött Higgs-bozon tömegére a LEP2 adatain alapuló mérési eredményekkel. A LEP1 gyorsítón az L3 kísérlet által gyűjtött adatok alapján a töltött Higgs-bozon tömegére az alsó határ 41 GeV-nek adódott [**21**]. A másik három kísérlet a 172 GeV-ig terjedő tömegközépponti energiákon elvégzett direkt méréseiből [**22**][**23**][**24**] az alábbi alsó tömeghatárokat tudta felállítani (3-2 táblázat):

ALEPH	m _{H±} > 52	GeV
DELPHI	$m_{H\pm}$ > 54,5	GeV
OPAL	$m_{H\pm} > 52$	GeV

3-2 táblázat. Alsó tömeghatárok a LEP kísérleteknél

A TEVATRON CDF és D0 kísérletei a top kvark bomlásában keresték a töltött Higgs-bozon létezésére utaló nyomokat. A két kísérlet eredményei az $m_{H\pm}$ – tan β síkon értelmezhetők. A tömeghatár erősen függ a tt keletkezési hatáskeresztmetszetétől, valamint a t kvark tömegétől. Ezek az analízisek nagyon érzékenyek a kicsi (<1) és a nagy (>40) tan β értékekre. Az eredmények részletei az [**25**] irodalmi hivatkozásban láthatók.

3.8 A töltött Higgs-bozon fizikája a LHC gyorsítón

Dolgozatom egyik fele az LHC gyorsító Compact Muon Solenoid detektorához tervezett, a detektor hordó alakú központi részében található müonkamrák helyzetmeghatározását végző rendszer megépítéséről szól. Egyrészt ezért, másrészt pedig annak okán, hogy az LHC detektorainak egyik fő feladata a Higgs-részecskék keresése lesz, álljon itt egy nagyon rövid összefoglalás a töltött Higgs-bozon fizikájáról az LHC gyorsítón [**26**].

Az LHC gyorsító protonokat gyorsít majd közelítőleg 7+7 TeV tömegközépponti energiára. Így egyrészt a magas tömegközépponti energia, másrészt pedig a protonok eltérő természete (belső struktúrával rendelkező objektumok, nem egymás antirészecskéi) miatt az LHC-n a LEP esetében tárgyalttól eltérő módon várjuk a töltött Higgs-bozonok keletkezését.

3.8.1 A töltött Higgs keletkezése az LHC gyorsítón

Az LHC-n a domináns töltött Higgs-bozont létrehozó folyamatban ((3-56) és töltéskonjugált párja) nehéz kvarkok is keletkeznek (3-5 ábra):

$$pp \rightarrow q\overline{q}, gg \rightarrow H^- + tb$$
 (3-56)

További folyamatok még a töltött Higgs-párkeltés (3-57), melynek során vagy egy s-csatornás γ/Z csere zajlik le (3-5 ábra):

$$pp \rightarrow q\overline{q} \rightarrow H^+H^-$$
(3-57)

vagy egy gluonokkal induló állapotból t és b kvarkokból álló hurok bomlik töltött Higgs párrá (3-58), (3-5 ábra. Töltött Higgs keletkezési folyamatai az LHC gyorsítón3-5 ábra):

$$pp \rightarrow gg \rightarrow H^+H^-$$
. (3-58)

Ezen kívül szóba jöhet még a (3-59) szerinti párkeltő folyamat is (3-5 ábra):

$$pp \rightarrow b\overline{b} \rightarrow H^+H^-$$
 (3-59)

Végül érdemes megemlíteni azt a folyamatot is (3-5 ábra/d és f ábrák), ahol a töltött Higgs egy W-bozonnal együtt keletkezik (3-60):

$$pp \rightarrow gg \rightarrow H^+W^-$$
 (3-60)

Természetesen ennek a folyamatnak a töltéskonjugált párja is megengedett.



3-5 ábra. Töltött Higgs keletkezési folyamatai az LHC gyorsítón

3.8.2 A töltött Higgs-bozon bomlási csatornái az LHC gyorsítón

A top kvark tömegénél kisebb tömegű töltött Higgs-bozonok az MSSM-ben keletkezhetnek a t-kvark bomlásában, ha $m_{H\pm} < m_t - m_b$. Ekkor elképzelhető a t \rightarrow H⁺b folyamat [**26**]. A top bomlás elágazási aránya ebben az esetben a 3-6 ábra. A top-bomlás elágazási aránya ábrának megfelelően függ mind a H[±] tömegétől, mind tanβ-tól.


3-6 ábra. A top-bomlás elágazási aránya

A t \rightarrow W⁺b bomlási csatorna elágazási aránya tan β növekedésével olyan módon csökken, hogy a Br(t \rightarrow H⁺b) + Br(t \rightarrow W⁺b) ~ 1. Míg a top töltött Higgs-be és W-be bomlása függ a tan β értékétől, addig a topnál könnyebb töltött Higgs tan β értékétől függetlenül 98% -os elágazási arányban τv –re bomlik (tan β > 10 esetén) (3-7 ábra. A).



3-7 ábra. A töltött Higgs bomlásának elágazási aránya

A $t\bar{t} \rightarrow H^{\pm}W^{\mp}b\bar{b}$ folyamatnak két végállapota képzelhető el attól függően, hogy a W-bozon leptonikusan, vagy hadronikusan bomlik el. Szimulációkon alapuló előzetes analízisek léteznek már a W leptonikus bomlási módjára. Ezek az analízisek megkövetelik az elektron, vagy a müon jelenlétét, illetve a τ hadronikus bomlási csatornájának vizsgálatán alapulnak [**26**].

Léteznek már előzetes analízisek a $gg \rightarrow tbH^{\pm}$ Higgs keletkezési módra is. Ekkor a töltött Higgs-bozon tömegétől függően vagy annak τv bomlási csatornáját (ha $m_{H\pm} < m_t - m_b$), vagy elegendően magas töltött Higgs tömegeknél a már jelentősebb tb bomlási csatornát érdemes vizsgálni.

4 Töltött Higgs keresése a LEP L3 detektorán

4.1 Az L3 detektor

A LEP gyorsítón négy nagy detektort építettek fel: L3, ALEPH, OPAL, DELPHI. Ezek mindegyike általános célú volt, azaz nem kifejezetten egy fizikai folyamat tanulmányozására készítették őket. Ennek oka talán az, hogy a tanulmányozni kívánt folyamatok száma óriási. Ha ehhez hozzávesszük azt a tényt, hogy ezen folyamatok szinte mindegyikének az egyedi valószínűsége nagyon kicsiny, akkor máris elegendő érvet találtunk az általános célú detektorok mellett. Négy detektor épült azért, hogy a különböző detektorok méréseit kombinálva pontosabb eredményekre lehessen jutni. A detektorok számának természetesen van felső korlátja: a gyorsítónak nem minden pontján lehet olyan körülményeket garantálni, melyek a jó minőségű adatgyűjtéshez szükségesek. A másik ok pedig egyszerűen a detektorok magas költsége. Ezek optimalizációja vezetett a detektorok négyes számához.

Az L3 detektor tehát egy általános célú detektor, ahol az építők különös hangsúlyt szenteltek a pontos elektron-, fotonenergia és müonmomentum mérésnek. Mivel a LEP gyorsító kialakítása olyan volt, hogy az ütköző elektronok és pozitronok energiája ugyanannyi, így azt várjuk, hogy a részecskeütközés nyomán létrejövő fizikai folyamat végállapotaként létrejövő részecskék a tér minden irányába közel ugyanakkora valószínűséggel repülnek ki. (A szögeloszlás természetesen függ a fizikai folyamat tulajdonságaitól.). Ezért az L3 detektort olyanra kellett tervezni, hogy a tér bármely irányába kirepülő részecske paramétereit meg tudja határozni. Ez gömb alakot indokolna, de az egyes aldetektorok technológiája olyan, hogy ez nem megoldható. A detektort így hengeres alakúra építették: egy hordó alakú központi részt (barrel régió) a két végén egy-egy dugó (endcap) zár le. Ezzel a megoldással az L3 építőinek sikerült a teljes 4π térszög körülbelül

99 %-át lefedni. A detektor az 4-1 ábra ábrán láthatóan több, az egyes mérési feladatokra specializált aldetektorból áll:

- Szilícium Mikrovertex Detektor (SMD)
- sokszálas nyommeghatározó kamrák (TEC)
- elektromágneses kaloriméter (BGO)
- szcintillátorok
- hadronkaloriméter (HCAL)
- müondetektorok



4-1 ábra. Az L3 detektor felépítése

Az aldetektorok az L3 barrel régiójában koncentrikusan helyezkedtek el, míg a endcap tartományokban a Z-tengellyel párhuzamosan voltak felszerelve.

A többi LEP detektortól eltérően az L3-nál az egész detektort egy 12 m átmérőjű, nyalábiránnyal párhuzamos, 0,5 T erősségű szolenoid terében helyezték el. Ez a mágnes a muondetektorral együtt egy jó felbontással rendelkező spektrométert alkotott.



4-2 ábra. Az L3 detektor koordináta-rendszere

Az L3 jobbsodrású koordinátarendszerének (4-2 ábra) origója az elektron- és pozitronnyalábok ütközési pontja. Az X- tengely a LEPgyűrű közepe felé mutat, míg a Z-tengely a nyalábokkal párhuzamos és arra mutat, amerre az elektronnyaláb is halad. Az Y-tengely a két másik tengely irányultsága miatt felfelé mutat.



4-3 ábra. Az SMD elhelyezkedése az L3 detektorban

A Szilícium Mikrovertex Detektor (SMD)

Az SMD az L3 legbelső aldetektora, amely közvetlenül ölelte körül az 5,3 cm sugarú berillium nyalábcsövet (4-3 ábra). Feladata az ütközésből kirepülő töltött részecskék pályaelemeinek nagyon pontos megmérése volt azért, hogy a mérésnek köszönhetően meg lehessen találni a nagyon rövid élettartamú részecskék (például b-kvarkot tartalmazó mezonok) bomlásait jelző másodlagos vertexeket. Az SMD két koncentrikus hengeren (2-1 ábra) elhelyezett 12-12 modulból állt. A belső henger körülbelül 12 cm, míg a külső kb 16 cm ármérőjű volt. Az SMD hossza 30 cm, mely $22^{\circ} \leq \theta \leq 158^{\circ}$ polárszögbeli lefedést biztosított.

A modulok két-két fél-létrának nevezett, egymástól elektromosan elszigetelt félvezető alapegységet tartalmaztak (4-5 ábra). Ezek a féllétrák olyan 70 mm hosszú és 40 mm széles Si alapú félvezetők, 50 µm-enként a rövidebbik melyek egyik oldalán oldallal párhuzamosan, míg a másikon 150-200 µm-enként a hosszabb oldallal párhuzamosan litografáltak fel vezető sávokat. A fél-létrák ez által olyan többelektródás diódákként viselkedtek, melyek záróirányban előfeszített állapotukban képesek voltak az áthaladó töltött részecske pályaelemének megmérésére. A helyzetmérés azon alapult, hogy a töltött részecske elektron-lyukpárokat keltett a fél-létrák kiürített tartományában, melyeket a két oldalon található elektódák gyűjtöttek be. Mivel a töltéshordozók nem csak a legközelebbi elektródára vándoroltak fel, hanem a szomszédosakra is, az eloszlásból az elektródák 50/150-200 µm-es elhelyezkedésénél sokkal pontosabb helymeghatározásra is lehetőség nyílt. A helymeghatározás pontossága a detektor r-\u03c6 irányába mutató 50 \u03c6mm-es elektródatávolsággal rendelkező oldalon 7,5 µm, míg a z irányba mutató másikon 14,3 µm volt [27].



4-4 ábra. Az SMD keresztmetszeti vázlata



4-5 ábra. Az SMD 3-dimenziós vázlata

A sokszálas nyomkövető kamrák (TEC)

Ezeknek a kamráknak (4-6 ábra) volt a feladata a töltött részecskék pályáinak meghatározása. Ezen kamrák mérési pontossága nem érte el az SMD pontosságát, azonban a TEC sokkal több mérési ponton volt képes a pályaelemeket meghatározni. Az r- φ mérés két koncentrikus kamrában történt. A belső kamra 12 szektorból állt, szektoronként nyolc anódszálat tartalmazott. A külső kamra ezzel szemben 24 szektorból állt és szektoronként 54 anódszálat tartalmazott. Mindkét

kamrában az anódszálak az L3 z koordináta-tengelyével párhuzamosan voltak kifeszítve. A TEC belső átmérője 9,15 cm, külső átmérője 45,6 cm, míg hossza 126 cm. A TEC-ben egy ráccsal érték el azt, hogy a katód és a rács között kis térerősség legyen, mely nagyon jó térbeli feloldást tesz lehetővé. A rács és az anód között viszont nagy a tér erőssége, melynek eredménye a jó minőségű jelalakhoz elengedhetetlen nagy erősítési tényező. A TEC belső- és külső kamráinak egymáshoz képest elfoglalt helyzete segített feloldani a jobb-bal pályabizonytalanságot, amely abból származott, hogy az anódszálról lejövő nyers jel önmagában nem tartalmaz információt arról, hogy az őt létrehozó részecskepálya az anódszál melyik oldalán (jobb, vagy bal) húzódott. Ezen kívül ezen bizonytalanság még biztosabb feloldása érdekében még néhány rácshuzalt is kiolvastak.

A TEC belső- és külső kamráinak töltőgáza 80 % CO₂ és 20 % Izobután keverékéből állt. A drift sebesség 6 μ m/ns volt. A r- ϕ helyfeloldás pedig 50-60 μ m körül alakult.

A $42^{\circ} \le \theta \le 138^{\circ}$ polárszögtarományba eső részecskepályák áthaladtak a TEC-et körülvevő Z kamrákon [28] is, amelyek a z-kordináta mérésével egészítették ki a TEC és az SMD adatait. A Z kamrák olyan sokszálas proporcionális drótkamrák voltak, ahol az anódszálak az L3 z koordinátatengelyével párhuzamosan helyezkedtek el, míg a kiolvasást szolgáló katódszalagok erre merőlegesen álltak. A Z kamrák töltőgáza 80 % Argon, 16 % CO₂ és 4 % Izobután keverékéből állt. A Z kamrák helyfeloldása cos θ = 0 -nál 200 µm, míg abs(cos θ) = 0,74 –nél 1000 µm volt.



4-6 ábra. A TEC felépítése

Az elektromágneses kaloriméter

Az elektromágneses kaloriméter (4-7 ábra) segítségével a 100 MeV és 100 GeV közé eső elektron- és fotonenergiák mérése volt lehetséges. A kaloriméter BGO (bizmut-germanát (Bi₄Ge₃O₁₂)) kristályokból állt. A kristályok mindegyike 24 cm hosszú, egyik végén 2x2 cm², másik végén pedig 3x3 cm² felületű hasáb. Ezek a hasábok úgy vannak összerakva, hogy mindegyikük az ütközési pontra nézzen. Az elektromágneses kaloriméter barrel tartományába összesen 7680 db kristály került beépítésre. A endcap régiókban egyenként 1527 kristály kapott helyet. Ez azt jelenti, hogy a szögátfogás a barrel régióban 42° $\leq \theta \leq 138^{\circ}$, míg a endcap régióban ez az adat 11,6° $\leq \theta \leq 38^{\circ}$ és 142° $\leq \theta \leq 168^{\circ}$.

A BGO kristályok olyanok, hogy a beléjük csapódó elektromágnesesen kölcsönható részecske az energiájával arányos szcintillációra készteti őket. Az így kibocsátott fényt a kristály hátuljára ragasztott két fotodióda alakítja elektromos jellé. Az L3 kísérlet azért döntött a BGO kristályok használata mellett, mert a többi alkalmas kristálynál több fényt képes kibocsátani. A BGO energiafeloldása 100 MeV-nél 5 %, míg 1 GeV-en jobb, mint 2 % [**29**]. A négy LEP detektor közül az L3 elektromágneses kalorimétere rendelkezett a legjobb energiafeloldással.



4-7 ábra. Az elektromágneses kaloriméter vázlatos felépítése

A szcintillátorok

A szcintillátorok [**30**] az elektromágneses- és a hadronkaloriméterek közé kerültek beépítésre. Ez az aldetetektor a barrel régióban 30, az endcap régiókban 16-16 plasztik szcintillátormodulból állt. Időfelbontása körülbelül 800 ps a barrelrégióban és ~1,9 ns a endcapkban, ezért képes volt a kozmikus müonok felismerésére.

A hadronkaloriméter

A hadronkaloriméter (4-8 ábra) a beléje becsapódó hadronok energiájának megmérésére volt felkészítve [**31**]. A BGO-hoz hasonlóan a hadronkaloriméter is egy barrel és két endcaprégióból állt. A barrel régió szögátfedése $35^{\circ} \le \theta \le 145^{\circ}$, míg a endcapoké $5,5^{\circ} \le \theta \le 35^{\circ}$ és $145^{\circ} \le \theta \le 174,5^{\circ}$ volt.

A hadronkaloriméter barrel része 9 gyűrűből, gyűrűnként pedig 16 modulból állt. A endcap régiók felépítése pedig olyan volt, hogy mindegyik endcap egy külső- és két belső gyűrűt tartalmazott, a gyűrűk egyenként 12 modulból álltak. A modulok 5,5 mm vastag uránium abszorbensekből és a közöttük a záporok detektálására szolgáló proporcionális kamrákból álltak. A hadronkaloriméter hadronzáporenergiafeloldása $(55/\sqrt{E}+8)\%$, ahol az E energia GeV-ben mérendő. A hadronzápor tengelyének az iránya is mérhető a hadronkaloriméter granularitásának köszönhetően. Itt a feloldási pontosság körülbelül 2,5 % volt.

A belső helyzetmeghatározó detektorokat, valamint a kalorimétereket a szolenoid vasszerkezetén átfűzött vasbeton tartócsőbe (support tube) építették be. Ezzel lehetőség nyílt egy szimmetrikus, nagyon jó minőségű muondetektor megépítésére.



4-8 ábra. A hadronkaloriméter vázlatos felépttése

A müondetektor

A müondetektor-rendszer (4-9 ábra) az L3 legnagyobb aldetektora [**32**][**33**]. Arra tervezték, hogy nagy pontossággal legyen képes meghatározni a müonok impulzusát. A BGO mellett ez az aldetektor is a legjobbnak számított a maga kategóriáján belül a LEP detektorok részegységei között. A barrel régióban a müon rendszer két, egyenként nyolc szektorból álló félből épült fel. Az egyes szektorok öt precíziós driftkamrából (P-kamrák) állnak. Ezek a kamrák három rétegben kerültek beépítésre. A belső- és külső kamrákban egyenként 16-16 anódszál volt, míg a középsőben 24. Azért, hogy a detektor képes legyen meghatározni a rajta keresztülhaladó müon z koordinátáját is, egy-egy z-kamrát építettek a külső detektor külső, illetve a belső kamra belső oldalára. A barrel régió szögátfogása $44^{\circ} \le \theta \le 136^{\circ}$ volt.

A barrel régió mellett a müon rendszer tartalmazott egy-egy, a endcap régióban megtalálható részegységet is. Ezek szögátfogása $24^{\circ} \leq \theta \leq$ 44° és $136^{\circ} \leq \theta \leq 156^{\circ}$ volt. Ezek a kamrák az L3 szolenoid mágnesét tartalmazó vasszerkezet végén található C-alakú ajtókra voltak felszerelve. Az ajtókon 1,2 T erősségű, toroidális teret létrehozó mágnestekercsek is helyet kaptak.

A müondetektor impulzusfeloldása függ a polárszögtől és attól, hogy a müon hány müonkamrát érint pályája során. Az elért feloldás 6 % volt $\theta = 43^{\circ}$ -nál, míg 35 % $\theta = 28^{\circ}$ -nál. [34].



4-9 ábra. A muon spektrométer vázlatos felépítése

A luminozitás-monitor [35]

A LEP méréseknél nagyon fontos ismerendő mennyiség a luminozitás. Ennek meghatározását a kisszögű Bhabha-szórás megfigyelésével és annak a nagyon pontos elméleti számítások eredményeivel való összevetésével oldotta meg a kísérlet. A luminozitás monitor két elektromágneses kaloriméterből és a rájuk szerelt két szilícium alapú félvezetődetektorból állt. A luminozitás monitorok a nyalábcső mentén, az ütközési ponttól 2,7 m-re kerültek felszerelésre (4-10 ábra).



4-10 ábra. A luminozitás-monitor elhelyezkedése

A trigger-rendszer

A trigger-rendszer az adatgyűjtést felügyelő elektronikából és szoftverből álló egység, amelynek feladata a nagy mennyiségű, az analízisek szempontjából irreleváns adatok kiszűrése. Nélküle olyan mennyiségű adat keletkezne a detektorban, melynek rögzítésére semmi remény nem lenne, ráadásul ennek az adatmennyiségnek csak töredéke szolgálna bemenő információval analíziseinkben. Ezen kívül a trigger-rendszer szűri ki a detektorelemek zaját is.

A szalagra írt adatok mennyiségét a trigger rendszer három lépésben csökkenti. Először (elsőszintű trigger) az egyedi aldetektorok szintjén nagyon gyors elektronikák döntenek arról, hogy az éppen létrejött jel érdekes-e, vagy nem (nem érdekes például az egyes detektorok zaja). Ha akár csak egy aldetektor elsőszintű triggere jelez, az egész esemény továbbkerül a második szintű triggerhez, ahol már több aldetektor jelét vizsgálja a trigger rendszer. Itt olyan mennyiségek vizsálatára is van már idő, mint a kaloriméterek által mért pozíciókból nyerhető háromdimenziós adatok, vagy a longitudinális/transzverzális energia imbalansz. Ezen a szinten a mérési adatok megszabadíthatók például a maradék gáz molekulái és a nyaláb kölcsönhatásából származó nemkívánt jelektől. A harmadik szintű trigger számára rendelkezésre áll az eseményhez tartozó összes adat. Itt már nagyon megtervezett algoritmusok döntenek arról, hogy az adott esemény szalagra írandó, vagy sem.

Az itt leírt triggerrendszer képes volt a 4 x 4 csomagos LEP üzemmódbeli 45 kHz-es eseménygyakoriságot a kezelhető néhány Hzes szalagírásra alkalmas gyakorisággá szelidíteni úgy, hogy ennek ellenére (vagy éppen ezért) komoly részecskefizikai kutatásokra vált alkalmassá az L3 detektor [**36**] [**37**] [**38**].

4.2 A rendelkezésre álló adatok jellemzése

1995-ben megtörtént a LEP gyorsító felújítása, melynek eredményeképpen a Z-csúcsnál magasabb energiák is elérhetővé váltak. Megjegyzendő, hogy ez a felújítás nem egy egyszeri alkalomra korlátozódott, hanem 1995-től gyakorlatilag a gyorsító bezárásáig a folyamatos fejlesztésnek köszönhetően minden mérési kampányban egyre magasabb nyalábenergia elérése vált lehetővé.

A 4-1 táblázatban a kampányévek és velük egy sorban a nyalábenergia, valamint az L3 detektor által gyűjtött integrált luminozitásadat van feltüntetve. A töltött Higgs-bozon keresésekhez minden, a táblázatban közölt adatot felhasználtam [**39**].

Év	Ütközési energia (GeV)	Intergált luminozitás (pb ⁻¹)
1995+1997	130,1	6,1
1995+1997	136,1	5,9
1996	161,3	10,8
1996	172,1	10,2
1997	182,7	55,3
1998	188,6	176,4

4-1 táblázat. Az L3 fejlesztési adatai 1995 és 1998 között

A táblázatban közölt nyalábenergia mérési pontossága kisebb, mint 50 MeV, míg az intgrált luminozitás adat hibája sokkal kisebb, mint 1%.

4.3 Egyéb folyamatok a LEP2 gyorsítón

A LEP2 gyorsítóval nagyon sok fizikai folyamatot lehetett tanulmányozni. Ezek egy részét képezik a kétfermion-folyamatok (e⁺e⁻ $\rightarrow e^+e^-(\gamma), e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-(\gamma), e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-(\gamma), e^+e^- \rightarrow qq(\gamma)$). Ezek során a végállapotban elektronok, müonok, tau-részecskék, illetve kvarkantikvark párok keletkezhetnek. E folyamatok tanulmányozása fontos, a Standard Modell-t megerősítő eredményekre vezetett, azonban a töltött Higgs-bozon keresésének szempontjából ezek a folyamatok ún. háttérfolyamatoknak bizonyulnak, melyek kiszűrése a keresés egyik alapfeladata. A dilepton-folyamatok egyszerűen kiszűrhetők, ha teszünk töltöttrészecske-nyomok, megkötéseket а illetve а kalorimetrikus klaszterek számát illetően. A megmaradó és a 4-11. ábraábrán látható $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}(\gamma)$ folyamat lesz a töltött Higgs-keresés egyik háttere.



4-11. ábra. A töltött Higgs keresés $e^+e^- \rightarrow q\overline{q}(\gamma)$ háttér folyamata

Ezen folyamat során az elektron és pozitron annihilációjából egy virtuális Z, illetve foton keletkezik, amely szétesik egy kvark-antikvark párra. A hadronizáció miatt ezek a kvarkok általában két hadronzáporként figyelhetők meg, azonban, ha valamelyikük gluont sugároz ki, akkor több hadronzápor keletkezése is elképzelhető. Elképzelhető még az is, hogy a b-, illetve c kvarkok bomlásakor leptonok is keletkeznek. Előfordulhat továbbá az is, hogy a folyamat elején akár az elektron, akár a pozitron kibocsájt egy fotont, mely a nyalábcsőben távozva energiát von el a folyamattól. Ennek lehet az is következménye, hogy nem egy virtuális Z-bozon keletkezik, hanem egy valódi. Ezt a folyamatot nevezzük radiatív visszatérésnek. Az ilyen eseményekre jellemző a nagy energia-imbalansz, valamint az, hogy a hiányzó impulzus a nyalábcső irányába mutat. A $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}(\gamma)$ folyamatok szimulálásához a PYTHIA [**40**] Monte Carlo programot használta az L3 kísérlet.

A második igen fontos háttérfolyamat a W-pár események. Ezek a 2-1 ábra szerinti Feynman-diagrammal írhatók le:



4-12. ábra. W-pár háttérfolyamatok diagramjai

A bal oldali diagramon az s-csatornában keletkező virtuális Z, illeve γ esik szét két valós W-bozonra, míg a jobb oldali diagramon egy tcsatornás neutrínócsere következtében jön létre a két W-bozon. Ezek a bozonok aztán akár d,c; c,s kvarkokra, akár leptonokra és neutrínóra bomolhatnak el (leptonon mindhárom leptoncsalád tagjait értjük). A Wpár események szimulációjához a KORALW [**41**] Monte Carlo programot használta az L3 kísérlet.

A harmadik komoly háttérfolyamat a Z-bozonpár képződése (lásd 4-13. ábra)



4-13. ábra. A Z-bozonpár képződés diagramja

A Z-párkeltés szimulációjához a PYTHIA Monte Carlo programot használtuk az L3 kísérletben.

A Higgs-bozonok keltési hatáskeresztmetszete és a bomlási elágazási valószínűségek szimulációjához az L3 kísérletben a HZHA Monte Carlo programot használtuk.

A 4-2. táblázattáblázatban a 189 GeV-es analízishez felhasznált szimulált események adatai láthatók.

SM folyamat	Hatáskereszt- metszet (pb)	Generátor program	Eseményszám		
$e^+e^- \rightarrow q \overline{q}(\gamma)$	98,3	PYTHIA	2,93 x 10 ⁶		
$e^+e^- \rightarrow WW$	16,5	KORALW	2,95 x 10⁵		
$e^+e^- \rightarrow ZZ$	0,973	PYTHIA	1,96 x 10 ⁶		

4-2. táblázat. A 189 GeV-es analízishez felhasznált szimulált események adatai

4.4 A szimulált események rekonstrukciója

A fent leírt szimulált fizikai eseményeket a Monte Carlo generátorok olyan formában készítik el, hogy a kimeneten minden egyes eseményben szereplő részecskéhez hozzárendelten megtalálható annak energiája és impulzusvektora. Ezeket az eredményeket csak akkor lehet az analízisben felhasználni, ha valamilyen módon sikerül kideríteni, hogy a valós detektor hogyan érzékelte volna az események végállapotában jelen levő részecskéket. Erre a problémára az

eljárás általánosan használt a detektor szimulációja. А részecskefizikában elterjedt program а GEANT [42], melyet kifejezetten a detektorválasz modellezésére fejlesztettek ki. A GEANT a kimenetén pontosan olyan formátumban adja vissza a detektor szimulált válaszát, mint amilyenben a valós detektor. Ez a nyers mérési eredmény kerül aztán rekonstruálásra, melynek során számos, a nyers mérési adatokból származtatható, ámbár könnyebben értelmezhető fizikai tartalommal bíró adatot számítanak ki. Ezek után mind a valós mérési adat, mind a szimuláció ugyanabban a formátumban érhető el. Ennélfogva a szimuláció és a valós mért adat összevetése, valamint az analízis fejlesztése ugyanazzal a programmal történik, kiküszöbölve ezzel a különböző eljárásokból adódó hibákat.

Megjegyzendő, hogy detektorválaszt modellező a program fejlesztésekor lehetőség szerint minden, a detektorral kapcsolatos információt (pl. elszakadt, vagy kikapcsolt anódszálak a müonerősítőláncok rendszerben, zajos elektromágneses vagy az kaloriméterben) beépítenek azért, hogy a szimulált detektorválasz minél jobban megközelítse a valódi detektorválaszt.

4.5 A töltött Higgs-bozon keresése

A töltött Higgs-bozon bomlását leíró fejezet alapján a Higgs-bozon létezésére utaló bizonyítékokat annak három alábbi bomlási csatornájában keressük:

- $H^+H^- \rightarrow c\bar{s}c\bar{s}$
- $H^+H^- \rightarrow c\bar{s} \tau \bar{v}_{\tau}, c\bar{s} \tau^+ v_{\tau}$
- $H^+H^- \rightarrow \tau^+ \nu_\tau \tau^- \overline{\nu}_\tau$

Feltételezzük továbbá, hogy a bomlási módok elágazási arányainak összege egy.

A továbbiakban a disszertációmban saját munkámat képező $H^+H^- \rightarrow cscs$ csatorna analízisét írom le részletesebben, míg a kollégáim által elvégzett másik két analízis menetét kevésbé részletezem, inkább csak a teljesség kedvéért teszem közzé. A részletes analízisek leírása a [43] irodalmi hivatkozásban található.

4.5.1 A $H^+H^- \rightarrow cscs$ bomlási csatorna analízise

A $H^+H^- \rightarrow cscs$ bomlási csatornához tartozó eseményekben a bomlás során létrejövő négy kvark miatt ugyanennyi hadronzáport várunk. Az ilyen eseményeknél gyakorlatilag a teljes nyalábenergia megfigyelhető, azaz $E_{mis} \sim 0$. Ezenkívül ezekben az eseményekben igen sok részecskenyom is található, azaz nagy a multiplicitás.

A $H^+H^- \rightarrow cscs$ események kiválasztásánál a releváns háttéresemények a W-pár események hadronikus bomlása, az $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}(\gamma)$ események, illetve a keltési küszöb fölött a Z-párkeltés hadronikus bomlási csatornája.

Az alábbi analízis [**51**] leírása a 189 GeV tömegközépponti energiára vonatkozik. A többi tömegközépponti energián a különböző körülményeknek megfelelően a vágások kissé eltérnek.

A $H^+H^- \rightarrow cscs$ csatorna analízise klasszikus, vágás-orientált, azaz a különböző diszkriminatív erővel bíró fizikai mennyiségekben konkrét értékek döntik el, hogy az adott esemény megtartható-e, vagy kiszelektálódik. Az itt közölt analízis algoritmusa olyan, hogy minden eseményt minden vágásnál megvizsgálunk tekintet nélkül arra, hogy a többi vágásnál kiszelektálódott, vagy túlélte azt. A vágások elvégzése után minden vágás döntési eredményét megvizsgáljuk és csak a minden vágást túlélt eseményeket tekintjük jelölt eseménynek. Ezzel az algoritmussal könnyen számolható az egyes vágások hatásfoka.

Az események analízise során megköveteljük, hogy az adott eseményben legalább 15 töltött részecskepálya, valamint több mint 45 kalorimetrikus klaszter legyen. Megköveteljük továbbá, hogy a látható energia a tömegközépponti energia 60% és 140%-a közé essen. Követelmény még az is, hogy az ún. hiányzó energia mind longitudinális, mint transzverz vetülete a mért energia 30%-ánál kisebb legyen. A mérni kívánt Higgs-események egyik fontos háttere a radiatív $q\bar{q}(\gamma)$ folyamatból ered. Ezen események nagy része kiszűrhető, ha megtiltjuk, hogy az eseményben a nyalábenergia 10%-ánál nagyobb energiájú izolált foton is jelen legyen. A kívánatos Higgs-események geometriai értelemben véve igen szimmetrikusak. Ezért megköveteljük, hogy spherocitásuk 0,14 és 0,74 közé essen (lásd 4-14 ábra).



4-14 ábra. A szimulált háttérfolyamatok és a mért adatok spherocitás-eloszlása (fent). Egy szimulált 60 GeV tömegű töltött Higgs-jel sphericitáseloszlása (lent)

Az eseményeket a DURHAM hadronzápor-kereső algoritmussal is megvizsgáljuk a $Y_{cut} = 0,008$ paraméter érték mellett. Eldobjuk azokat az eseményeket, ahol a keresés eredménye kevesebb, mint 4 hadronzápor (4-15 ábra). Ezután egy olyan kereső dolgozik, ahol megköveteljük, hogy a kereső négy hadronzáporra bontsa az eseményt. Az így eredményül kapott hadronzáporok energiáját úgy skálázzuk át, hogy a négy hadronzápor energiájának összege kiadja a nyalábenergiát.

Az így nyert négy hadronzáport három különböző módon lehet párba állítani. Ezek közül vesszük azt a párt, ahol a két-két hadronzáporból kiszámolt invariáns tömeg különbsége a legkisebb. Ennél a párosításnál a szülő részecske pályájának (melyhez az invariáns tömeg tartozik) polárszögére érvényesnek kell lennie az alábbi összefüggésnek: $|\cos \Theta| < 0.8$. Az ugyanattól a szülő részecskétől származó két hadronzápor közötti szögnek 53° és 130° közé kell esnie.



4-15 ábra. A szimulált háttérfolyamatokban és a mért adatokban azonosított hadronzáporok számának eloszlása (fent). Egy szimulált 60 GeV tömegű töltött Higgs-jelben található hadronzáporok számának eloszlása (lent)

A második legkisebb invariáns tömegkülönbséget adó hadronzápor párosításnál eldobjuk azt az eseményt, ahol egyrészt a két invariáns tömeg számtani közepe 2 GeV-nél közelebb van a W-bozon nyugalmi tömegéhez, másrészt pedig a két invariáns tömeg különbsége kisebb, mint 20 GeV. Ezekkel a vágásokkal tovább csökkenthető a W-pár háttéresemények száma. Megjegyzendő, hogy a W-párkeltési küszöb alatti nyalábenergiákon ezt a vágást nem alkalmaztam.

A kvark-antikvark háttér csökkentésére minden eseményt egy öt paraméterében rögzített kinematikai illesztésnek vetettem alá. Az illesztés során feltételeztem, hogy –csakúgy, mint a töltött Higgs-bozon bomlásánál feltételezzük– egyenlő tömegű részecskék bomlanak kétkét hadronzáport adó kvark-antikvark párrá. Ennél a vágásnál azokat az eseményeket tartottam meg, ahol az illesztés jóságát tükröző χ^2 paraméter értéke kisebb, mint 5,5 (**4-16 ábra**).



4-16 ábra. Az öt paraméterében rögzített kinematikai illesztés jósága szimulált háttérfolyamatokban és a mért adatokban (fent), valamint egy szimulált 60 GeV tömegű töltött Higgs-jelben (lent)



4-17 ábra. A töltött Higgs-bozon hadronikus bomlási csatornája analízisében kiválasztott szimulált háttéresemények és Higgs-jelek szülő részecske invariáns tömegeinek eloszlása különböző szimulált töltött Higgs tömeg esetén. (Bal oldalon felül $m_{\rm H}$ =50 GeV, jobb oldalon felül $m_{\rm H}$ =60 GeV, alul $m_{\rm H}$ =70 GeV)

4.5.2 A többi bomlási csatorna analízise

A szemileptonikus és leptonikus bomlási csatornák analízisét kollégáim végezték. Dolgozatom azonban nem lenne teljes, ha ezen csatornák analízisének fő lépéseit nem ismertetném legalább vázlatos formában.

A H⁺H⁻ $\rightarrow \tau^+ v_{\tau} \tau^- v_{\tau}$ folyamatokban két tau-részecske és a velük egy családba tartozó neutrínó keletkezik. A neutrínók miatt nagy a hiányzó energia. Ezekben az eseményekben kevés a részecskenyom is. A csatorna analízise megkívánja, hogy a megfigyelhető összenergia értéke kevesebb legyen, mint a tömegközépponti energia 50 %-a, az eseményben megfigyelt kalorimetrikus klaszterek száma 2 és 20 közé essen, illetve szükséges még, hogy a megfigyelhető részecskenyomok száma 2 és 8 között legyen. A $H^+H^- \rightarrow \tau^+ \nu_{\tau} \tau^- \overline{\nu}_{\tau}$ csatorna szignifikáns háttérfolyamatai a $e^+e^- \rightarrow \ell^+\ell^-$ ($\ell = e, \mu,\tau$) dileptonkeletkezés, WW $\rightarrow \ell v \ell v$ és a kétfotonos események. A háttéresemények számának csökkentésére vágások történnek a számolt tau-részecskepályák által bezárt szögre és az energiára. A taurészecskék azonosítása során az analízis megköveteli, hogy izolált elektronok, müonok, vagy olyan alacsony multiplicitású hadronzáporok keletkezzenek, ahol 1, 2, vagy 3 nyom található a hadronzápor irányát körülvevő 10°-os nyílásszögű kúpban.

A $H^+H^- \rightarrow c\bar{s} \tau^- \bar{\nu}_{\tau}$, $c\bar{s} \tau^+ \nu_{\tau}$ bomlási folyamatokban az egyik töltött Higgs-bozon hardonikusan, míg a másik leptonikusan bomlik el. Ezekben a bomlásokban tehát két hadronzáport, egy tau-részecskét és a neutrínó miatt nagy hiányzó energiát várunk. Az analízis a két hadronzápor miatt relatíve sok töltött részecskenyomot (több, mint 5 nyomot), valamint több, mint 10 kalorimetrikus klaszter létét követeli meg. A tau-leptonok azonosítása hasonló módon történik, mint a $H^+H^- \rightarrow \tau^+ v_{\tau} \tau^- v_{\tau}$ bomlási csatornában azzal a különbséggel, hogy a hadronikusan bomló tau-jelöltnél egy, vagy három nyomot kell találni és a kirepülő részecskéknek egységnyi össztöltésüknek kell lennie. Ezzel a követelménnyel csökkenthető az $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}(\gamma)$ háttér, amely a hiányzó impulzusra történő vágással tovább csökkenthető. A szemileptonikusan bomló W-párokból $(WW \rightarrow qq\ell \nu; \ell = e, \mu)$ származó háttér csökkentéséhez az eseményben található részecskék négyesimpulzusait kiszámítjuk abban a koordinátarendszerben, ahol a leptonikusan bomló szülőrészecske nyugalomban van. Ekkor a leptonok E_{ℓ}^* energiája nagyobb, ha a W bomlásából származnak, mint ha a τ -bomlásban keletkeznének. Hasonlóan a $|P_{miss}^*|$ hiányzó impulzus is nagyobb akkor, ha a τ -neutrínó a W-bomlásban keletkezik. Az analízis a $E_{\ell}^* + |P_{miss}^*|$ mennyiséget használja a háttér csökkentéséhez.

Mindkét analízis részletes leírása a [43] cikkben jelent meg.

4.6 Eredmények és interpretációjuk

A 4-3, 4-4 és 4-5 táblázatokban a különböző bomlási csatornákhoz és tömegközépponti energiákhoz tartozó eredmények találhatók. Eredményeinket a [**43**] és [**44**] publikációkban tettük közzé.

Tömeg-		Sz	zelekci	Várt						
középponti energia (GeV)	45	50	55	60	65	70	75	80	háttér- esemény- ek száma	Adat
130-136	36	41	44	46		_	_	_	19,0	21
161	37	45	51	44	45	46	_	_	15,2	13
172	35	45	45	43	41	39	_	_	25,9	18
183	29	36	39	40	38	34	_	_	99,4	93
189				39	38	38	34	30	359,4	348

4-3 táblázat. A $H^+H^- \rightarrow cscs$ bomlási csatorna eredményei

Tömeg-		S	zelekci	Várt						
középponti energia (GeV)	45	50	55	60	65	70	75	80	háttér- esemény- ek száma	Adat
130-136	41	41	39	33	_	_	_	_	0,6	1
161	36	40	42	47	44	41	_	_	2,0	1
172	34	35	46	46	44	42		_	7,9	9
183	38	41	42	41	42	42		_	30,1	28
189		_		44	42	40	39	34	129,3	138

4-4 táblázat. A $H^+H^- \rightarrow c\bar{s} \ \tau^- \bar{\nu}_{\tau}$, $c\bar{s} \ \tau^+ \nu_{\tau}$ bomlási csatorna eredményei:

Tömeg-		S	zelekci	Várt						
középponti energia (GeV)	45	50	55	60	65	70	75	80	háttér- esemény- ek száma	Adat
130-136	29	33	35	38	_	_	_	_	0,3	0
161	20	22	24	27	28	30	_	_	0,5	0
172	21	23	26	29	29	30	_		1,3	1
183	23	25	26	27	28	30			9,2	6
189	_	_	_	24	27	31	32	34	32,5	30

4-5. táblázat. A $H^+H^- \rightarrow \tau^+ \nu_{\tau} \tau^- \overline{\nu_{\tau}}$ bomlási csatorna eredményei

A fenti eredményekből kitűnik, hogy minden bomlási csatornában a kiválasztott adat események száma megfelel a Standard Modell által jósolt események számának. Semelyik bomlási csatornában sincs jele a töltött Higgs-bozon keletkezésének. A $H^+H^- \rightarrow cscs$ bomlási csatornában 130-183 GeV nyalábenergia tartományon az összesített eredményekből az tűnik ki (4-18 ábra), hogy 50-55 GeV Higgs tömegnél a kiválasztott adatok mennyisége kicsit több, mint a szimulált háttérfolyamatokból várható eseményszám. Ugyanígy magasabb a kiválasztott események száma a 189 GeV nyalábenergián körülbelül 65 GeV Higgs tömegnél (4-19 ábra). Mindkét esetben ez a többlet még mindig inkább az adatok természetes fluktuációjából ered, mintsem valódi Higgs eseményből.

Szisztematikus hibák a $H^+H^- \rightarrow cscs$ bomlási csatornában a hadronzáporok számának meghatározásából erednek, azaz a Monte Carlo szimulációk nem pontosan írják le a mérési eredményeket. A $H^+H^- \rightarrow cs \tau^- v_{\tau}$, $cs \tau^+ v_{\tau}$ és $H^+H^- \rightarrow \tau^+ v_{\tau} \tau^- v_{\tau}$ bomlási csatornákban a szisztematikus hiba forrása a τ azonosítása. Becsléseink szerint a szelekciós hatásfok szisztematikus hibája minden bomlási csatornában körülbelül 5 %, míg a várható háttéresemények számát körülbelül 10 %-os szisztematikus hiba terheli.



4-18 ábra. A H⁺H⁻ → cscs bomlási csatorna analízisének eredménye 130-183 GeV tömegközépponti energia tartományon gyűjtött adatok alapján. Az ábrán a mért adatok (pontok) mellett a szimulált háttérfolyamatok és egy 60 GeV tömegű töltött Higgs-jel is fel van tüntetve.



4-19 ábra. A H⁺H⁻ → cscs bomlási csatorna analízisének eredménye 189 GeV tömegközépponti energián gyűjtött adatok alapján. Az ábrán a mért adatok (pontok) mellett a szimulált háttérfolyamatok és egy 70 GeV tömegű töltött Higgs-jel is fel van tüntetve.

A kizárt töltött Higgs tömegtartományok bomlási elágazási aránytól függő kiszámításához kollégáimmal a [**45**][**46**] referenciában leírt, a Standard Modell Higgs-bozon kizárt tömegtartományaihoz is alkalmazott eljárást használtuk. Ennek segítségével a 95%-os konfidencia szinten kizárt tömegértékek a 4-20 és 4-21 ábrákon láthatók.



4-20 ábra. A különböző bomlási elágazási arányok mellett 95%-os konfidencia szinten kizárt töltött Higgs tömegek. Az ábra a 130-183 GeV tömegközépponti energia tartományon az L3 kísérlet által gyűjtött adatok analízise alapján készült. Az elágazási aránytól függetlenül kizárt legnagyobb töltött Higgs tömeg 57,5 GeV.



4-21 ábra. A különböző bomlási elágazási arányok mellett 95%-os konfidencia szinten kizárt töltött Higgs tömegek. Az ábra a 130-189 GeV tömegközépponti energia tartományon az L3 kísérlet által gyűjtött adatok analízise alapján készült. Az elágazási aránytól függetlenül kizárt legnagyobb töltött Higgs tömeg 65,5 GeV.

Az eredmények azt mutatják, hogy a 130-183 GeV energiatartományon az elágazási aránytól függetlenül 95 %-os konfidencia szinten kizárható legnagyobb töltött Higgs-bozon tömege 57,5 GeV, míg ha ezekhez az adatokhoz hozzávesszük a 189 GeV nyalábenergián gyűjtött adatokat, ez az érték 65,5 GeV-re változik. Mindkét ábrán jól látható, hogy a kombinált eredményeknél a tömeghatárt a hadronikus bomlási csatornában tapasztalt többletesemények szabják meg.

A kapott eredmények utólagos igazolása

Mivel az L3 kísérlet által gyűjtött adatokból a töltött Higgs-bozon maximálisan kizárható tömegértéket a dolgozatom tárgyát képező, általam fejlesztett eljárás eredménye szabja meg, logikus lépés volt a kísérlettől, hogy távozásom után egy átdolgozott analízissel ellenőrizték eredményeimet, kiegészítve azt a 192 - 202 GeV tömegközépponti

energiákon mért adatok analízisével.. Ennek az analízisnek az eredményeképpen a kizárt tömegtartomány felső határa 67,4 GeV-re módosult. Az analízis részletei a [47] hivatkozásban érhetők el. Az L3 kísérlet által később a 189 -- 209 GeV tömegközépponti energiákon mért adatok analízise a töltött Higgs-bozon legkisebb megengedett tömegét 76,5 GeV-ben állapítja meg [48].

A töltött Higgs-bozon tömegére a négy LEP kísérlet adatait rendszeresen kombinálták. Ennek részletes eredményeit a [49][50] publikációkban lehet elérni.

5 Compact Muon Solenoid (CMS)

A CMS ([18], 5-1 ábra) általános célú kompakt detektor, amelyet nagy luminozitású proton-proton ütközések vizsgálatára terveztek. Az LHC által felgyorsított, egymással szembe haladó részecskék a detektor közepén fognak ütközni és az ütközési pontból a részecskék 4π térszögben fognak kirepülni. Ezért a legjobb az lenne, ha az ütközési pont körül gömbfelületen tudnánk detektorokat elhelyezni. Mivel ezt a jelenlegi technikával lehetetlen megoldani, a CMS-t hordó alakúra tervezték. Főbb paraméterei a következők: hossza: 21,6 m átmérője 15 m, tömege 12500 tonna, a benne lévő mágneses tér erőssége 4 Tesla.



CMS

5-1 ábra. A CMS és főbb részegységei

5.1 A szolenoid

A CMS-ben a mágneses teret egy hosszanti szupravezető tekercs segítségével állítják elő, ez a szolenoid mágnes [51]. A szolenoid belsejében nincs vasmag, de ezen kívül egy többrétegű vaslemezekből

álló struktúra ("return yoke") van, amely biztosítja a mágneses erővonalak bezárását. A vaslemezek 12 szögű hordó ("barrel") alakú formát alkotnak, az ütközési pont körül 3 rétegben. A hordó 5 független részre bontható, ezeket kerekeknek ("wheel") nevezzük. A hordó fedeleit ("endcap") 3 rétegből álló vaslemez alkotja. Az egyes rétegek között a CMS müondetektorai helyezkednek el. A geometriai összeállítás következtében a mágneses tér a következőképpen alakul: a szolenoid mágnes belsejében a térerősség 4 Tesla, míg azon kívül a belső térrel ellentétes irányú, 2 Tesla erősségű mágneses tér alakul ki. Az így kialakuló tér miatt az elektromosan töltött részecskék a szolenoid mágnes belsejében töltésüktől függő irányban elgörbülő pályát írnak le, míg a mágnesen kívül ezzel ellentétes irányba görbülő pályán mozognak. Az így kialakuló S-alakú pálya görbülete a részecske impulzusától függően alakul: minél kisebb a részecske impulzusa, annál kisebb sugarú pályán mozog, míg a nagyon nagy impulzusú részecskék pályája az egyenest közelíti (5-2 ábra).



5-2 ábra. A keletkező részecskék nyoma a CMS-ben

5.2 A trigger-rendszer

A CMS-ben ~16 millió detektorcsatorna van, amelyet nagy teljesítményű számítógépek olvasnak ki. Mint már említettem, az LHC-ben a protoncsomagok egymástól 7,48 m távolságban haladnak, és

követési idejük 24,95 ns. Ami azt jelenti, hogy a CMS-ben másodpercenként 40 millió csomag ütközése várható. A várakozások szerint, a csomagok ütközésekor átlagosan 25 proton-proton ütközés lesz. Az előzetes számítások szerint a detektorban másodpercenként 100 olyan esemény játszódik majd le, amely a nagyenergiás fizika szempontjából érdekes és további feldolgozás céljából rögzíteni kell. Ez azt jelenti, hogy a detektorok segítségével a keletkező sok terabájtnyi információt szűrni kell, ezt a feladatot látja el a trigger és adatgyűjtő (DAQ) rendszer [52, 53].

őrzik Α detektorok adatait puffertárolókban addig, amíg а triggerrendszer eldönti, szükségesek-e, vagy törölhetők. Minél összetettebb és különlegesebb eseményről van szó, annál hosszabb ideig tart a triggerdöntés meghozatala, tehát annál nagyobb mennyiségű adat ideiglenes tárolására van szükség. Ezért a nagyenergiás fizikában többszintű triggereléssel oldják fel a triggerrendszer hatékonysága és adattárolási igénye közti ellentmondást, azaz a triggerek a döntést nem hanem több helyen hozzák meg. A CMS-be kétszintű egy. triggerrendszert terveztek.

A nagyon gyors elektronikájú első szint a detektor közelében van. Feladata azon adatok kiválasztása, amelyek nagy valószínűséggel fizikai szempontból érdekes eseményekből származnak. Az elemi detektorok jeleit elemezve megtalálják a részecskék által kiváltott jeleket, és gyors elemzést végeznek ezen a részecskék tulajdonságait és pályaadatait illetően. Ezt több esemény ideje alatt hozzák meg, hisz két esemény között eltelt idő csak 25 ns lesz. Ahhoz, hogy az egymást követő eseményeket is figyelembe lehessen venni, az adatok a szubdetektorok kiolvasó áramköreinek közelében lévő FIFO (First-In-First-Out) memória jellegű puffertárolókban tartózkodnak, majd innen csak azokat továbbítják, amelyeket az első szintű trigger kiválasztott. Az első szintű trigger a döntéseit alapvetően helyi információkra alapozva hozza meg, az egész detektorra kiterjedő összefüggéseket csak korlátozottan tudja figyelembe venni.

A második szintű trigger az első szintű trigger által kiválasztott jeleket kapja meg további vizsgálatra. Itt már az egész detektort figyelembe vevő számításokat egyidejűleg, párhuzamosan végzi. Ez alatt a mérési adatok speciális RDPM (Readout Dual Port Memory) memóriában tartózkodnak, amelyeket felkészítettek a különböző méretű adatblokkok kezelésére és gyors továbbítására. Innen az adatok gyors helyi hálózaton (Local Area Network, LAN) keresztül kerülnek a legfelső triggerhez, ami személyi számítógépekből álló farm. Az itt lévő számítógépek segítségével az eseményeket rekonstruálják és döntenek arról, hogy mit érdemes nagy kapacitású tárolókra írni.

Létezik nulladik szintű trigger, ami az elemi detektorok kiolvasó és digitalizáló áramköreibe beépített szűrőhálózatok összességét jelenti. Ezek kiszűrik a fizikai jelenségekhez kapcsolódó zaj és elektromos zaj egy részét, valamint nem továbbítják a nullaértékű, vagy ahhoz közeli jeleket.

5.3 A Central Tracker

Az ütközési helyhez legközelebb a belső nyomkövető (Central Tracker [54]) található, amely körbeveszi a CMS tengelyében található gyorsító csövet. Ez a részdetektor a kis energiájú részecskéket illetve az olyan gyorsan bomló részecskéket is érzékelni fogja, amelyek más detektorrendszerek számára már láthatatlanok. A tracker két különböző típusú önálló detektorrendszerből épül fel (5-3 ábra). A legbelső rétegben - 4 és 11 cm közötti sugarú gyűrűben- félvezető pixel detektorok találhatók. Ezek 0,01 mm-es felbontással tudják lokalizálni az áthaladó részecskék pályáját. A következő rétegben - 22 – 70 cm-es sávban-, 5 rétegben szilíciumcsík-detektorok helyezkednek el. Egy réteget úgy építenek fel, hogy annak mindkét oldalán a csík-detektorokat egymás mellé párhuzamosan helyezik el úgy, hogy az egyik oldalon levő csíkok merőlegesen álljanak a másik oldalon levőkre. A szilíciumcsík-detektorok működése megegyezik a 4.1. fejezetben leírt L3 detektor hasonló aldetektorának működésével.


5-3 ábra A jobb oldali képen szilicium csík detektor látható, a bal oldali képen egy pixel detektor

5.4 A kaloriméterek

A tracker után a kaloriméterek találhatók. A kaloriméterek olyan detektorok, amelyekbe a belépő részecskék a detektor anyagával kölcsönhatva, leadják összes energiájukat és így a részecske energiáját meg tudják mérni. A CMS-ben két különböző típusú kaloriméter lesz, az elektromágneses és a hadron kaloriméter, amelyek a tracker és a szolenoid mágnes közötti teret töltik ki.

Elektromágneses kaloriméter (ECAL):

A tracker mellett közvetlenül az elektromágneses kaloriméter [55] helyezkedik el, mely működési elve szerint zápor típusú kaloriméter és PbWO₄ szcintillátor-kristályokból épül fel. A szcintillátorral, azaz a kristállyal elektromágneses kölcsönhatásba lépő részecskék leadják az energiájukat: a detektálandó fotonok Compton-szórás, fotoeffektus és párkeltés révén hatnak kölcsön a kristállyal, míg az ütközésből kirepülő elektronok szóródnak a detektort alkotó molekulák elektronjain, illetve atommagjain, így a kristályban levő atomi- és molekulaállapotok gerjesztődnek. Ezek legerjesztődése a detektált részecske energiájával arányos fényfelvillanással történik. A 22x22 mm keresztmetszetű hosszúkás rudak (5-4 ábra) úgy lesznek beépítve, hogy a tengelyük az ütközési pont irányába álljon. Minden egyes kristályrúd végére pedig fotodiódát helyeznek, amelyek a fényfelvillanást elektromos jellé formálják.



5-4 ábra. Az elektromágneses kaloriméter egyik kristályrúdja és a kiolvasó elektronikája

Hadron kaloriméter (HCAL):

Az elektromágneses kaloriméter után a hadron kaloriméter [56] található, amely a detektor anyagával erős kölcsönhatásba lépő részecskék energiáját méri. A HCAL nem nyújt jó térbeli felbontást, célja a keletkező összes hadron energiájának a megmérése. Inhomogén mintavevős kaloriméter, azaz abszorbensek fékezik a részecskéket és ezek között helyezik el a detektoranyagot. A barrel részen az abszorbens réteg 50 mm vastag rézlemezekből áll, ezt 4 mm vastag plasztik szcintillátor anyaggal "szövik át", azaz a rézlemezekbe járatokat vésnek és ezekbe helyezik el a szcintillátorokat (5-5 ábra). Ahhoz, hogy a rendszer az ütközéskor kis szögekben kirepülő részecskék energiáit is meg tudja mérni, hadron kalorimétert nemcsak a CMS hordó és fedő részein helyeznek el, hanem azon a részen is, ahol a gyorsítócső keresztülmegy a detektoron, a két előrehelyezett detektorban. Ez az úgynevezett "forward" hadron kaloriméter (5-6 ábra), amely összesajtolt vaslemezek közé behuzalozott optikai kvarcszálak rendszeréből épül fel.



5-5 ábra. A hadron kaloriméter plasztik szcintillátorai és a készülő réz abszorbens



5-6 ábra. A "forward" hadron kaloriméter elemei

5.5 A müondetektorok

Az ütközés során keletkező nagy energiájú müonok impulzusának mérése a CMS egyik kulcsfontosságú feladata. Ehhez a részecske mágneses térben megtett pályájának mérése szükséges. A pályákat helyzetérzékeny detektorok segítségével tudják "láthatóvá" tenni, ezek együttesen alkotják a müon spektrométert [57].

A müondetektorok a henger alakú CMS palástján (barrel rész) és alapján (endcap rész) találhatók, a szolenoid mágnes után a CMS vaslemezei között. A speciális mágneses tér miatt a részecskék, és ezzel együtt a müonok is S-alakú pályát írnak le az ütközési ponttól transzverzális irányban kifelé haladva a CMS-ből (5-7 ábra). A müonok pályájának első felét, a belső nyomkövető regisztrálja, a végét pedig a müon detektorok. Ezért fontos a két fajta detektorrendszer összehangolt együttes munkája.



5-7 ábra. A müonok CMS-ben megtett pályái különböző momentumok esetén

A müon-rendszert három különböző technológiájú gáztöltésű detektor alkotja:

- driftcsöves kamrák (Drift Tube, DT), a barrel régióban,
- katódszalagos kamrák (Cathode Strip Chambers, CSC), az endcap régióban,
- ellenálláslap kamrák (Resistive Parallel plate Chambers, RPC), a barrel és az endcap régióban egyaránt.

5.5.1 A DT kamrák

A DT (Drift Tube) kamrák (5-8 ábra) alkotják a CMS müon rendszerét a barrel régióban. Ezek sokcellás gáztöltésű drift kamrák, amelyeket a CMS-mágnes fegyverzetét képező vaslemezek között helyeznek el. Itt a kialakuló mágneses tér viszonylag homogén és viszonylag alacsony (<0,4 T), mivel a tér túlnyomórészt a vasban koncentrálódik. A kamrák öt, egyenként tizenkét-szögű kerékben ("wheel"), kerekenként négy rétegben ("muon station") koncentrikus gyűrűkként helyezkednek el (5-9 ábra). A kamrák geometriai mérete rétegenként változó, a legbelső un. MB1-es (MB = Muon Barrel) kamrák ~2x2,5 m² felületűek, míg a külső, MB4-es kamrák mérete a ~4x2,5 m²-t is eléri.

Egy DT kamra négy rétegből áll össze (5-10 ábra), egy merevítő és távtartó funkciójú rétegből -az úgynevezett méhsejtlemez (honeycomb plate) rétegből- és három detektorfunkciójú rétegből, az úgynevezett szuper-rétegekből ("super layer"). Legfelül (radiális irányban legkívül) egy, a gyorsító-nyalábbal párhuzamos anódszálú szuper-réteg, alatta egy arra merőleges anódszálú szuper-réteg, ez alatt a méhsejt lemez réteg, legalul pedig a második, nyalábra párhuzamos szuper-réteg található. (A legkülső DT-kamrákon a merőleges szuper-réteg hiányzik. Egy ilyen réteg igen kevéssé járulna hozzá a röppálya-pontossághoz, de tetemes többlet-költséget jelentene.)

Egy szuper-réteg négy driftcső-rétegből ("layer") áll. A driftcső-rétegek alkotóelemei a 5-11 ábrán látható driftcsövek (cellák). A cellák 40x11 mm keresztmetszetű, Ar-CO₂ (85-15%) gázzal töltött csövek, melyek középpontjában 50 µm átmérőjű anódszálat feszítenek ki. A katód szerepét a cella szélességét meghatározó alumínium I-rudak töltik be. A csöveket párhuzamosan egymás mellé rétegekbe ("layer") rendezik, az így kialakult rétegek alsó és felső fedőlapjait –egyben a csövek fedőlapjait is- alumínium lemezek képezik. Az egyes cellákban az anódszál felett és alatt az alumínium lemezekre, valamint a cella sarkaiba réz elektródákat ragasztanak az egyes cellákban a kialakuló elektromos tér homogeneitásának biztosítására.



5-8 ábra. Két DT muon-kamra a CERN-ben, kábelezés előtt



5-9 ábra. A "barrel" kamrák elhelyezkedése egy barrel-gyűrűn

A driftcsőbe beérkező részecskék ionizálják a csőbe töltött gázt, majd az ionizáció folytán keltett elektronokat a kialakuló elektromos tér az anódszálra gyűjti. A keletkezett töltéscsomagok helyét az elektronoknak az elektromos tér hatására az anódig történő vándorlása idejéből határozzák meg. Az időmérés véges pontossága (~1ns), a tér elkerülhetetlen inhomogenitása, illetve a driftsebesség ingadozása (hőmérséklet, nyomás, kamrafeszültség változása következtében) együttes hatása eredményeként az egyedi cellákon ~200 mikrométeres pontosságú helyzetmérés érhető el.



5-10 ábra. A kamra rétegeinek felépítése



5-11 ábra. A driftkamra egy cellája

5.5.2 Katódszalagos kamra (Cathode Strip Chamber)

A katódszalagos kamrák ([57, 59], 5-12 ábra) a CMS végeiben, az endcap vaslemezek között fognak elhelyezkedni. Itt a kialakuló mágneses tér nagy intenzitású és inhomogén, ezért ide olyan müondetektorokat terveztek, amelyek ilyen körülmények között is jól tudnak működni. Ezek a detektorok sokszálas proporcionális kamrák, amelyeknek az egyik katódlemeze szalagokra van bontva úgy, hogy a szalagok és a drótok egymásra merőlegesen helyezkedjenek el. A dróton kialakuló lavina néhány katódszalagon töltést indukál. A szalagok és a drótok jeleinek mérésével laponként meghatározzák a két koordinátát. A kamra hat ilyen rétegből áll össze, melyek viszonylag kis távolságban helyezkednek el egymástól. Az egyes rétegek jeleinek a korrelációjával határozzák meg a kirepülő müonok pályáját.



5-12 ábra. Katódszalagos kamra sematikus képe, egy bejövő részecske detektálása közben, jobbra egy katódszalagos kamra rétegei

5.5.3 Ellenálláslap-kamra (Resistive Parallel plate Chamber)

Az ellenálláslap-kamrák [57, 60] gyors gáztöltésű detektorok, amelyek nagyon jó térbeli és időbeli felbontást (időbeli felbontása 1 ns) nyújtanak, ami összehasonlítható a szcintillátorok felbontásával. Ezeket a kamrákat a drift- és a katódszalagos kamrák mellé helyezik el, mert ezek a detektorok képezik a müontrigger-rendszer alapjait. Az RPC és a mellé épített kamra jeleit felhasználva azonosítják az egyes müon pályákat –az ütközési ponthoz képest kijelölik a pályákat-, és becslést adnak a müonok transzverzális impulzusainak értékét illetően. Az ellenálláslap kamrák nagyon nagy és vékony detektorok, bennük az elektromos tér egyenletes. A detektált részecske ionizálja a detektorban lévő gázt és ez által rengeteg elektront kelt. A detektált jel nem más, mint az elektronok által létrehozott úgynevezett lavina. Az RPC nagy gázerősítési tényezővel és nagy "rate" értékkel rendelkezik, melynek értéke elérheti a néhány ezer Hz/cm²-t.

A 5-13 ábrán látható egy ilyen kamra, amely két ellenállás lapból áll, ezek között 2 mm vastag távolságtartókat helyeznek el, melyek 10 cm távolságban vannak egymástól.



5-13 ábra. Ellenálláslap-kamra sematikus képe, egy bejövő részecske detektálása és a kamra felépítése

Sajnos, a CMS detektor nem képes minden részecske detektálására. Ezeket csak közvetetten lehet "észlelni" úgy, hogy fetételezzük, hogy a megmaradási törvények érvényesek a detektorban lezajló folyamatokra is. Ekkor az események rekonstrukciója során az impulzus-, valamint az energiamegmaradás törvényének feltételezésével kiszámítható a detektor anyagával nem kölcsönható részecske emergiája, impulzusa, valamint repülési iránya is. Például így "megfigyelhető" részecskék a neutrínók.

6 A CMS helymeghatározó rendszere

A CMS helyzetérzékeny detektorainak, tehát a Central Tracker-nek és a müon-rendszernek a pozíció-meghatározását a helymeghatározó rendszer (alignment system) végzi. Ahhoz, hogy a részecskék pályáját pontosan nyomon tudjuk követni, feltétlenül szükséges e detektorok pontos pozíciójának folyamatos mérése, mivel a detektorok a CMS üzemelése során elmozdulhatnak. Az elmozdulás okai a következők lehetnek:

- A mágneses tér hatása ki- és bekapcsoláskor. A nagy mágneses tér hatására a CMS elemei deformálódnak, elmozdulnak. Ennek mértéke főként az endcap részben jelentős (cm nagyságrendű), de a barrel részben is várhatók mm-es mértékű változások.
- Hőmérsékletingadozásból eredő hőtágulás. A CMS működése közben várható hőmérsékletingadozás illetve változás fő forrása a hőmérséklet-gradiens, amelyet fokoz a vízhűtés ellenére a számos elektronikai berendezésből a levegőbe disszipálódó hő. A hőmérsékletváltozás hatására számolni kell a barrel müon kamrák hőtágulásával is.
- Anyagfáradásból eredő lassú elmozdulás. Az anyagok öregedése várható többek_között_az erős sugárzás miatt. Az ebből eredő elmozdulás lassú, hosszú (több éves) idő alatt lesz megfigyelhető.
- Detektor karbantartási munkálatokkal összefüggő elmozdulás. A detektor egyes nagy egységeit évente elmozdítják, hogy az esetleg javítandó berendezések hozzáférhetők legyenek. A nagy egységek visszaállítási pontossága néhány mm.

6.1 A CMS helymeghatározó rendszer felépítése

A helymeghatározó rendszer négy alrendszerből áll (6-1 és 6-2 ábrák):

• a belső nyomkövető (CT = Central Tracker) részeinek elmozdulását és deformációját mérő alrendszerből,

- a barrel müondetektorok relatív helyzetét mérő alrendszerből,
- az endcap müondetektorok relatív helyzetét mérő alrendszerből,
- a fenti két rendszert összekapcsoló "link" alrendszerből.

A 6.2 –6.4 pontokban röviden bemutatom a CT, Endcap és Link rendszert. A Barrel Müon pozíció monitort részletesen az 6.5 pontban ismertetem.

6.2 A Central Tracker pozíció-monitora

A CT-t alkotó detektorok pozíciójának mérése ([61]) a szilikon detektorokon áthaladó infravörös (IR) lézersugarak segítségével történik. Ezek a sugarak egyrészt összekötik a CT nagy egységeit, a belső és külső barrel (TIB illetve TOB), a belső tárcsa (TID) és az endcap (TEC) részt, ezen kívül a CT két oldalán található egy-egy merev tárcsát az ott található fénydetektorok segítségével. Ez utóbbiak kötik össze a CT pozícionáló rendszert a Link rendszerrel.



6-1 ábra. A Central Tracker pozíció-mérőrendszer vázlata, és egységei

6.3 Endcap Müon Rendszer pozíció-monitora

Az Endcap Müon pozíció monitor [62] két részre bontható. Az egyik a CSC müonkamrák helyzetét meghatározó egyenesség-mérő (SLM = Straight Line Monotor), amelynél három radálisan elrendezett lézersugár pozícióját mérik a CSC kamrán elhelyezett úgynevezett DCOPS fénydetektorok [63] (6-2 ábra). Mivel az Endcap kamrák részben átlapolják egymást, az SLM által nem mért kamrák helyzete az átlapoló részeken átmenő részecskék segítségével megállapítható. Az SLM megtalálható mind a nyolc (oldalanként négy) müonkamra tárcsán.

Az Endcap Müon pozíció monitor másik része a két Endcap-ot összekötő hat lézersugár. Ezek áthaladnak a barrel részen is, így csatlakozva a Link és a Barrel pozicionáló rendszerekhez. A teljes Endcap Müon pozíció monitor tartalmaz még távolság- és dőlésmérő szenzorokat, így téve teljessé a mérést. A teljes Endcap rendszer vázlata az 6-3 ábrán látható.



6-2 ábra. Az Endcap pozicionáló rendszer SLM-vonalainak elrendezése



6-3 ábra. A teljes Endcap pozíció monitor vázlata

6.4 A Link rendszer

A link rendszer ([64, 65], 6-4 - 6-5 ábra) a CT és a Müon pozícionáló rendszereket köti össze. Ezen kívül közvetlenül méri egyes Endcap müon detektorok (ME1/1, ME1/2) pozícióját, amelyeket egyszerűbb így mérni, mint az Endcap rendszert rájuk kiterjeszteni. A rendszer a CT pozícióját a CT két végén található merev tárcsák segítségével érzékeli. A tárcsákra mereven rögzített (oldalanként) hat fényforrásból kiinduló lézersugarak a Link-diszken megtörve érik el a barrel müon rendszert. A Link Diszkről kiinduló másodlagos lézersugarak pozicionálják az Endcap müon kamrákat. A rendszert távolság- és dőlésszög mérő detektorok teszik teljessé.



6-4 ábra. A Link rendszer egy ágának vázlata





A teljes Link rendszer vázlata

A teljes müon-pozícionáló rendszer egy síkjának vázlata található az 6-6 ábrán. A rendszer koncepciójának előzetes elfogadásara a CMS belső szabályai szerint egy minden részletre kiterjedő beszámoló jelentés [66] alapján 2000-ben került sor, majd hasonló eljárás [67] után 2002-ben vált véglegessé.



6-6 ábra. A teljes müon-pozicionáló rendszer vázlata és egységei

6.5 A barrel müon helymeghatározó rendszer

6.5.1 A helymeghatározással szembeni követelmények

Amennyiben a barrel müon kamrák (és természetesen a többi röppályamérő detektor) pozíciója nem kellő pontossággal ismert, akkor az alábbi következményekkel kell számolni:

- A trigger rendszer hatásfokának csökkenése.
- Egy müonnak a müon rendszer illetve a CT által detektált nyomvonala alapján annak nem egy részecskeként való téves azonosítása vagy ennek ellenkezőjeként nem összetartozó nyomvonalak egy részecskeként való kezelése ("matching").
- A müon impulzusának téves megállapítása.

Előzetes szimulációk [68, 69] alapján a legszigorúbb követelményt a harmadik ok jelenti. Ahhoz, hogy az impulzusmeghatározás pontossága a CMS számára lényeges 10 GeV – 1 TeV energia tartományban 10%-os hibahatáron belül maradjon, a barrel müon poziciómérő rendszerrel szemben a következő pontossági követelmények adódnak:

- a CMS φ koordinátája (lásd 5-9 ábra) irányában az MB1-es kamráknál (a nyalábcsőhöz legközelebb levő kamrák) ~150 mikrométer, kifelé haladva arányosan változva ~350 mikrométer az MB4-es kamráknál (a nyalábcsőtől legtávolabb levő detektorok),
- **R**-irányban (radiális irányban) kb. ennek a négyszerese,
- **Z**-irányban (a nyalábbal párhuzamosan) ~1 mm.

6.5.2 A rendszer koncepciója

A barrel régióban található müonkamrák pozíciójának meghatározását a barrel müon helyzetmeghatározó (Barrel Muon Alignment) rendszer végzi.

A koncepció kialakításakor a barrel müon rendszer két sajátosságából kellett kiindulni:

- Mivel a barrel müon kamrák az Endcap-tól eltérően a kísérlet φ koordinátájában nem lapolódnak át, szükség van a barrel müon rendszer minden egyes -összesen 250 darabkamrájának egyenkénti, közvetlen mérésére.
- A barrel müon kamrák a CMS-mágnes fegyverzetébe vannak beágyazva, nehezen hozzáférhetők.

Az első sajátosságból következik, hogy a rendszer nagy mennyiségű elemből áll, ezért költségkímélő megoldásokat kellett keresni. A második sajátosság egyik következménye, hogy azok az elemek, amelyek a barrel müon kamrákon kerülnek elhelyezésre, nehezen javíthatók vagy cserélhetők. A másik következmény, hogy viszonylag kis hely áll rendelkezésre ezeknek az elemeknek az elhelyezésére.

A barrel müon helyzetmeghatározó rendszer koncepciója [57, 70], amelynek vázlata az 6-7 ábrán látható, ezeknek a szempontoknak a figyelembevételével került kialakításra. A müon kamrákra szerelt LED fényforrásokat a mágnes fegyverzetére szerelt szilárd szerkezeteken, az úgy nevezett MAB-okon (Modul for the Alignment of the Barrel) rögzített video-szenzorok detektálják. Az egyes MAB-ok közötti közvetlen mérést teszik lehetővé az átlós összkötések, ahol a videoszenzorok a szomszédos MAB-okon található LED fényforrásokat detektálják. A rendszer elemei még a Z-rudak (Z-bar), amelyek a mágnes vakuum-tankja mentén húzódnak a nyalábbal párhuzamosan és LED fényforrásokat tartalmaznak, amelyeket a szintén a MAB-okon található, Z-rudakra irányított video-szenzorok észlelnek.

Mint látható, a rendszer elemei vagy nagy szériában gyártott, kereskedelemben beszerezhető, vagy könnyen, különös pontossági igények nélkül legyártható alkatrészek: LED fényforrások, videoszenzorok illetve szilárd mechanikai szerkezetek, kiegészítve a szükséges vezérlő-kiolvasó-adatfeldolgozó elektronikával.



6-7 ábra. A "barrel" müon helyzet-meghatározó rendszer vázlata

A video-szenzorok súlyozott átlagképzés módszerével (úgynevezett centroid-számítással) a LED-ek látszó helyzetét határozzák meg. Az optoelektronikai elemek nagy száma és célszerű elhelyezésük, a megfelelő centroid-mérési pontosság, valamint az eszközök előzetes kalibrációja együttesen biztosítják, hogy a rendszer a megkövetelt pontossággal képes meghatározni az egyes elemek pozícióját és megfelelő redundanciával rendelkezik, hogy egyes elemek esetleges meghibásodása ne legyen gátja a teljes rendszer működőképességének.

A barrel helyzetmeghatározó rendszer az Endcap és a Link rendszerekhez a barrel külső oldalain található MAB-okon keresztül kapcsolódik.

6.5.3 A rendszer elemei

MAB és tartozékai

A MAB-ok (Module for Alignment of the Barrel) karbon szálas csövekből és karbon-erősítésű karbon kompozit lemezekből álló szilárd, hőtágulás nélküli, nagyjából 4m hosszú szerkezetek (6-8 ábra), amelyeken a video-szenzorok és az átlós kapcsolatok fényforrásaiként szolgáló LED-ek vannak elhelyezve. A teljes rendszer 36 MAB-ot tartalmaz.



6-8 ábra. Egy MAB a gyártás során elvégzett fotogrammetriai méretellenőrzés közben. (Az öntapadó fényvisszaverő reflektorok a mérés kellékei.)

A MAB-okon található elemek:

- a) Kamera-dobozok (camera-box)
- b) átlós kapcsolatok LED-forrásai
- c) Hőmérséklet és relatív páratartalom mérők (T&H = Temperature and Humidity)

d) Egyes MAB-ok tartalmaznak továbbá olyan elemeket, amelyek az Endcap illetve a Link rendszerhez tartoznak. (Ezekkel az elemekkel itt nem foglalkozunk.)

a) Kamera-dobozok

A kamera-dobozok speciálisan méretezett videokamerák. Aktív elemük a video-szenzor, amelynek kiválasztásánál az egyszerűség, megbízhatóság, mágneses tér- (~1,5T), sugárállóság (10¹⁰ neutron/cm² [71]) valamint a kis méret voltak a meghatározó követelmények, nem mellékesen az elfogadható ár, mivel a teljes rendszer 600 videoszenzort tartalmaz. Mind a mágnes-teszt [72], mind a besugárzásos tesztek [73], mind az egyéb szempontok alapján megfelelt a

6-9 ábrán látható, a VLSI Vision Ltd által gyártott VV5402 típusú CMOS technológiájú, 384x287 darab, egyenként 12x12 mikrométer² méretű pixelt tartalmazó fekete-fehér, analog video-szenzor [74] az ATOMKI-ban megépített meghajtó elektronikával, így a továbbiakban ezzel a típussal dolgoztunk.

A kamera-doboz a szenzoron kívül tartalmaz egy f=30 mm fókusztávolságú, egytagú, sík-domború lencsét és a lencse mögött elhelyezkedő 3 mm átmérőjű diafragmát (6-10 ábra). E két elem biztosítja a szenzor képmezején belül a lineáris, aberráció-mentes, megfelelő fényerejű képet a feladat által megkövetelt 0,5m – 7,5m tárgytávolságon belül.



6-9 ábra. A video-szenzor elő- és hátulnézetben



6-10 ábra. Egy kamera-doboz felépítése

b) Átlós kapcsolatok LED-forrásai

Az átlós kapcsolatok fényforrásaként szolgáló tartót az 6-11 ábra mutatja. A három darab LED-fényforrás a tartó hossztengelyében van, igy a tartó behelyezésekor az esetleges szöghibák nem okoznak mérési hibát. Az aktiv síkok MAB-onként 4 -összesen 96- fényforrás-tartót tartalmaznak. Az átlós kapcsolatokban összesen 288 LED található. A LED-ek azonosak a DT-kamráknál is használt és részletesen ott (6.5.4 pont) ismertetett STANLEY FH1011 típusú fényforrásokkal.



6-11 ábra. Az átlós kapcsolatok LED-fényforrás tartója (balra) és a szerelt tartó (jobbra)

c) Hőmérséklet- és relatív páratartalom mérő (T&H)

Minden MAB-on négy -összesen 144- hőmérséklet- és relatív páratartalommérő (6-12 ábra) található, követve a barrel müon kamrák radiális elhelyezkedését. A környezeti információ segítséget nyújt a pozíció-változások egy részének -mint a hőtágulás okozta deformáció- megértéséhez. A mérő kulcseleme a svájci Sensirion cég SHT15-ös típusú integrált CMOS alapú, digitális, $\pm 0,3$ °C illetve $\pm 0,1\%$ relatív páratartalom felbontású érzékelője. A műszer kiegészítő elektronikája az ATOMKI-ban készült.



6-12 ábra. A hőmérséklet- és relatív páratartalom-mérő

Z-rúd

A Z-rudak (Z-bar) a CMS mágnes vákuumtankjához rögzített karbon szálas kompozit anyagú merev rudak (5.13 ábra), amelyeken LED fényforrások (6-13 ábra) találhatók. A 6 darab Z-rúd az aktív síkok alatt helyezkedik el, mindegyik 4 fényforrás-tartót tartalmaz az akív sík négy MAB-jának megfelelően. Az MTA KFKI Részecske és Magfizikai Kutató Intézetében tervezett és gyártott fényforrás-tartóban 6 darab, a Z-kapcsolatokban összesen 144 LED található. A LED-ek azonosak a DT-kamráknál is használt és részletesen ott (6.5.4 pont) ismertetett STANLEY FH1011 típusú fényforrásokkal.



6-13 ábra. A Z-rúd fényforrás-tartójának rajza (fent) és a szerelt tartó (lent)

6.5.4 A kamra, mint a helyzet-meghatározó rendszer eleme

A CMS barrel müon detektorát alkotó DT (Drift Tube) kamrák jelét az anódszál Ebből következik, szolgáltatja. hogy a müonok röppályájának meghatározásához szükség van az anódszálak helyének ismeretére a CMS anódszálak detektor rendszerében. Mivel azonban az kivülről nem megfigyelhetőek, a gyártás során minden anódszál pozícióját megmérik egy kívülről is látható referencia-tárgyhoz, az úgy nevezett sarok-elemhez (corner block,

6-14 ábra) viszonyítva. Minden szuper-rétegen négy sarokelem van, igy a kamrák 12 (a legkülső kamrák 8) sarok-elemet tartalmaznak. A sarokelemek a pozicionáló rendszerek számára nem megfigyelhető elemek, de fontos szerepük van a DT kamrák kalibrációjában.



6-14 ábra. A DT-kamrákon található sarok-elem (corner-block)

A pozicionáló rendszer számára megfigyelhető LED fényforrások az 6-15 ábrán látható villa alakú merev szerkezetnek tekinthető tartókra ("fork") kerülnek.



6-15 ábra. A villa (fork). a) mechanika. b) beszerelt LED-ek. c) kész villa

A villa anyaga feszültség-mentesített alumínium-magnézium-szilicium ötvözet. Egy villán 10 darab Stanley FH1011 típusú, 670 nm-es hullámhosszon sugárzó LED (6-16 ábra) helyezkedik el, melyből 4 az egyik, 6 a másik irányba világít.



6-16 ábra. A STANLEY FH1011 típusú LED.

A villák a DT kamrák oldalán található merevítő alumínium profil részét képező 65x50 mm² méretű cső külső oldalára kerülnek (6-17 ábra), míg a maguk a LED-ek a cső belsejében helyezkednek el (6-18 ábra), a kamra végeitől 50-50 cm-re. Ez a távolság optikai szempontból megfelelő képalkotást biztosít és illeszkedik a kamra szerkezetéhez, egyéb elemeihez is.



6-17 ábra. A villa szerelése a DT-kamrára.



6-18 ábra. A felszerelt, működő villa

Minden DT-kamra négy (a teljes rendszer összesen 1000) villát tartalmaz. A villák vezérlése illetve a biztonsági kommunikáció soros I²C busz segítségével történik.

7 A kamra pozícionáló elemeinek kalibrációja

Amint korábban említettem, részben a felhasznált elemek nagy száma és a megkívánt pontossági paraméterek nem teszik lehetővé, hogy a pozícionáló rendszer elemeinek pontosságát a gyártás illetve az összeszerelés biztosítani tudja. Ezt egészíti ki az a tény, hogy a rendszer legtöbb eleménél nem az abszolút pontosság, hanem az elemek helyének, orientációjának pontos ismerete az, ami lényeges. Mindez oda vezet, hogy a rendszer elemeinek építésekor a megkívánt pontosságot nem a gyártási illetve összeszerelési technológia, hanem a kész elemek megmérése (kalibrációja) biztosítja.

A teljes pozicionáló rendszer megépítése során a kalibrációs feladatok két csoportba sorolhatók: a DT-kamrákkal illetve a MAB-okkal és Z-rudakkal kapcsolatos mérések.

Mivel a rendszer építése jelenleg is folyik, ebben a dolgozatban a DT-kamrák kalibrációjával kapcsolatos munkával foglalkozom. Ez a szakasz mostanra már lezárult, így az eredmények, tapasztalatok összesíthetők.

7.1 A kalibráció lépései és a pontossági követelmények

A DT-kamrákkal összefüggő kalibráció két fő lépésből áll:

- a LED-ek pozíciója a villákon belül a villa-mechanikához képest,
- a DT-kamrákra felszerelt villák helyzete a kamrák sarok-elemeihez képest.

Mint az 6.5.1 fejezetben említettem, a teljes rendszerrel kapcsolatos pontossági követelmények szubmilliméter nagyságrendűek, ami a rendszer különböző elemei pontosságának statisztikus összege. Egy korábbi analízis [76] megmutatta, hogy a fenti két kalibrációs lépésre az alábbi pontossági követelmények adódnak:

A LED-ek pozíciója a villákon belül a villa-mechanikához képest

- a villa síkjában ~15 μm,

- a villa síkjára merőlegesen ~200 μm,

a DT-kamrákra felszerelt villák helyzete a kamrák sarok-elemeihez képest

- a CMS $\phi\text{-koordinátája}$ mentén ~70 $\mu\text{m},$

- a CMS r-koordinátája mentén ~200 μm

- a CMS z-koordinátája mentén ~300 µm.

A LED-eknek a villa síkjára merőleges 200 µm-es pontossága a gyártás illetve összeszerelés során biztosítható, így ezt a paramétert a kalibráció során nem szükséges megmérni.

7.2 A kalibráció technikai elemei

A rendszerben használatos elemek eléggé különbözőek, mégis találhatók olyan közös pontok, amelyek lehetővé teszik egy egységes koncepció kialakítását. Ennek alapja az, hogy mindegyik kalibráció visszavezethető optogeometriai módszerekre, azaz fényforrások megfigyelésére video-szenzorok segítségével, geometriailag ismert környezetben. Ezek a közös pontok –koncepcionális szinten- a következők:

A száloptikás etalon módszere

A kalibráció koncepciójának és technikai kivitelezésének megtervezésekor abból a tényből kellett kiindulni, hogy a LED fényforrás pozíciója közvetlenül nem mérhető, mivel magának a forrásnak az alakja és helye nem definiálható. Ezért azt a módszert választottam, hogy a fényforrás detektált fényének helyét hasonlítottam össze más, jobban definiálható helyzetű forrás detektált fényével. Erre a legalkalmasabbnak a száloptikás etalon bizonyult, amelyet a 8.4 fejezetben ismertetek.

A kalibrációhoz használt kamera-dobozok kalibrációs hibájának kiküszöbölése

A kalibráció során a fényforrások pozícióját optikai szenzorok detektálják. Mivel a mérőeszköz, azaz a kamera is rendelkezik belső paraméterekkel, amelyek csak közelítő pontossággal ismertek, ez mérési hibák egyik forrása lehet. Ezért olyan kalibrációs összeállításokat használtam, amelyeknél ez a hiba kiküszöbölődik. Ennek részleteit a megfelelő helyeken (a 9. és 10. fejezetben) ismertetem.

Professzionális metrológiai eszközök és eljárások használata

A kalibrációs eljárások koncepciójának kialakításakor felhasználtam azokat a korszerű és a CERN-ben elérhető mérőeljárásokat, amelyek segítségével az egyes etalon eszközök belső geometriája illetve az eszközök egymáshoz viszonyított helyzete kimérhető. Ezek a CERN Metrológiai laboratóriumának precíziós –néhány µm mérési pontosságot biztosító-műszerei illetve a

fotogrammetria és a lézeres szög- és távolságmérő (LTD = Laser Tracker Distance-meter), amelyek a kalibrációs elrendezés egyes pontjait 30-50 μ m-es pontossággal képesek meghatározni.

8 A kalibrációhoz szükséges előzetes kísérletek, vizsgálatok, kutatások

A kalibráció közvetett módon történik, ismert illetve mérendő fényforrások pozíciójának egy kamera-doboz segítségével történő mérésén alapul. Ennek az elemi mérésnek a vázlata látható a 8-1 ábrán.



8-1 ábra. Az elemi mérés vázlata

A kalibrációhoz használt kamera-doboz azonos a pozíció meghatározó rendszerben alkalmazottal, igy a lencse fókusztávolsága, egyben a lencseszenzor távolság 30 mm. A lencse mögötti diafragma 3 mm átmérőjű. A LED lencse távolság változó, a kalibráció során 500 és 3000 mm közötti érték. A szenzoron keletkező fényfolt mérete és erőssége függ a LED – lencse távolságtól és a LED intezitásától, közvetve a LED áramától, ami 0,5 és 30 mA közötti érték. Az analog video-szenzor jele egy 8-bites digitalizálón keresztül jut a számítógépbe, ahol a folt szenzoron belüli helyzetének kiszámítása a folt súlyozott átlagának megállapításával történik. Ez a mérés kimenő adata, amelynek pontossága több tényezőtől függ, így a folt intenzitásától és méretétől, a számítási algoritmustól–elsősorban a zajokat levágó algoritmustól-, valamint a statisztikus fluktuációktól. Függ ezen kívül a használt szenzor homogeneitásától, illetve egyes hibás cellák jelenlététől.

8.1 A video-szenzor statisztikus fluktuációi

Ez a tényező határozza meg, hogy a centroid mérése során milyen pontosságra lehet egyáltalán törekedni. E vizsgálat [77] eredményei láthatók a 8-2 ábraés 8-3 ábraábrákon. A 8-2 ábra egy ugyanabban az összeállításban felvett és egyenként kiértékelt 1000 kép centroidja X-komponensének eloszlását mutatja, $\sigma_1 = 0,28 \ \mu m$ szórással. A 8-3 ábrán 1000 olyan centroid X-komponense látható, amelynek minden pontja 50 felvett kép kiátlagolt centroidja $\sigma_{50} = 0.04 \ \mu m$ szórással.



8-2 ábra. 1000 független centroid mérés eloszlása



8-3 ábra. 50 mérés átlagának eloszlása.

Az ábrákból leszűrhető, hogy az elektronikus zajok kiátlagolásával a felbontás a szenzor 12 µm-es lineáris pixel-méretének 2%-a, ami egy 500 mm-re levő LED

esetén 4 µm-es pozíció-hibának felel meg. Ez messzemenően teljesíti a mérés pontosságával szembeni követelményeket. Mivel a kalibrációs munka során nagyszámú mérést kell végrehajtani, ami időigényes, a gyakorlatban 20 kép kiátlagolása elegendőnek bizonyult.

8.2 LED-intenzitás vizsgálat

A kalibráció során a különböző távolságban levő LED-ek áramértékének kiválasztásához elvégeztem a centroid stabilitásának mérését a LED áramának függvényében. A 8-4 ábra a minimális 500 mm-es távolság mérési eredményeit mutatja.





8-4 ábra. A centroid pozíciójának változása a LED-intenzitás függvényében 500 mm-es LED-kamera távolság esetén. Fölső ábra: a centroid X koordinátája, alsó ábra: a centroid Y koordinátája

A két görbe összevetéséből látható, hogy az adott geometriának az 0.5-2 mA érték felel meg, ebben a tartományban mindkét irányban a centroid stabilitása a 2% os pixel-értéken belül van. 3 mA áram fölött a fény intenzitása a szenzor telítési értékét sokszorosan meghaladja, ami a kép torzulásához, ezen keresztül hibás centroid-számításhoz vezet.

Hasonló módszerrel került megállapításra az optimális áramérték minden a CMS kísérletben előforduló LED-távolság esetére, ennek összegezése látható a 8-1 táblázatban.

Távolság	521	2057	3217	4753	5913	7449
[mm]						
LED áram	0.5-2	1-4	2-10	5-15	6-18	8-30
[mA]						

8-1 táblázat. LED áramok a CMS-ben előforduló távolsgok esetére

Mivel a felhasznált LED gyárilag megengedett maximális áramfelvétele folyamatos működés esetén 60 mA, a választott LED ebből a szempontból is megfelel a feladatnak.

8.3 A centroid-számítás optimalizálása

A centroid-számítás feladata a LED által a video-szenzoron létrehozott fényfolt helyének meghatározása. Mivel a számítás eredményéül kapott érték függ az alkalmazott módszertől, ezért olyan eljárásra van szükség, amely viszonylag érzéketlen:

- a képben található zajokra,
- széles tartományban a LED intenzitására, azaz a LED-et meghajtó áram fluktuációjára
- a szenzorban levő pixelek érzékenységének szórására,
- egyes hibás pixelek jelenlétére,
- arra, hogy a szenzor felületének mely részén található a fényfolt.

A fenti követelményeknek legjobban a súlypont-számítás felel meg, ezért a kezdettől fogva ezt az eljárást alkalmaztam. A kép súlypontja a LED által létrehozott fényfolt 8-bites intenzitás-skálán digitalizált képének az egyes pixeleken mért intezitás által súlyozott középértéke.
A módszernek a fenti tényezőkkel szembeni érzéketlenségének számszerűsítésére, illetve

számítási algoritmus optimalizálásának vizsgálatára egy szimulációs a programot készítettem. A program egy szimulált fényfoltról a 384x288-as pixelméretű video-szenzor adott analog jele alapján a folt digitalizált képét késziti el. A digitalizált kép minden egyes pixele 0 és 255 közötti értéket vehet fel fényerősség relatív értékének megfelelően. Egy ilven kép intenzitáseloszlása csak nagyon kis fényintenzitás esetén közelíthető kétdimenziós Gauss-eloszlással, mivel a nagyobb fényintenzitás esetén a pixelértékek elérik a maximális 255-ös értéküket, és ekkor már nem beszélhetünk Gauss-eloszlásról, ezt nevezzük túlégetésnek. Ahhoz, hogy egy valódi kamera által, LED fényforrásról készített képéhez hasonló képet tudjak a programommal készítetni, a programommal a valódi fényfolt intenzitás-eloszlását térbeli Gauss-eloszlással közelítettem, ehhez a program Monte Carlo szimulációs eljárással készíti a generált fényfolt digitalizált (.bmp formátumú) képét. A Monte Carlo szimuláció során 10^7 foton generálásával dolgozom, azaz ennyi foton esik a kamera felületére, ami a valóságnak közelítően megfelel.

A 8-5 ábrán a bal oldalon levő grafikonon egy valódi kamera által, kísérletileg felvett LED fényforrás képéről készített, a jobb oldalon levő grafikonon a programom által generált fényfolt x-irányú intenzitás-eloszlását ábrázoltam. Az összehasonlításból látható, hogy a generált kép eloszlása a valódi képet nagyon jól közelíti.



8-5 ábra. Valódi kamera által felvett LED fényforrás képéről készített és egy generált fényfolt x-irányú intenzitás-eloszlása

A programban a zaj- és a pixelek erősítési tényezőjének eloszlás-paramétereit lehet állítani, valamint meg lehet adni manuálisan hibás pixelek helyét és értékét. A JAVA nyelven íródott program argumentumában lehet állítani a szimuláció fő paramétereit azért, hogy a hosszú futási időt igénylő szimulációs kísérletsorozatokat egy indítófájl megírásával automatikusan lehessen futtatni. Irányításommal a diplomamunkásom által elvégzett szimulációs vizsgálatok lehetővé tették a centroid számítás optimalizálását, a foltazonosítás lépéseit, a zajok kiszűrésének módját és a folt területének behatárolását.

A szintén JAVA nyelven írt optimalizált képkiértékelő program egy generált vagy valós kamera által készített fényfolt 384x288-as méretű digitalizált (bmp formátumú) képén képes a folt centroidját meghatározni. Az algoritmus fő lépései a következők:

- 1. Elsőként a program a képen szűrést végez, azaz egy beállított úgynevezett küszöb érték alatti pixelértékeket kivágja a képből. A kísérleteim során a küszőb értéke 10, azaz a képből kiszűri a 10-nél alacsonyabb értékű pixeleket.
- 2. Második lépésben megkeresi a képen a legnagyobb fényintenzitású pixel helyét.
- 3. Ezután, ettől a ponttól kezdve a kép széle felé haladva a képet vizsgálja, hogy a folt mekkora területet foglal el, mely pixelek tartoznak a fényfolthoz. Ezt az egyes pixelértékek és ezekkel szomszédos pixelek értékeinek vizsgálatával teszi, a következőképpen:
 - a. ha a vizsgálandó pixel értéke nagyobb, mint nulla és a szomszédjai közül (8 lehetséges) legalább egy pixel nem nulla értékű, akkor a vizsgálandó pixel a folthoz tartozik.
 - b. ha a vizsgálandó pixel értéke nulla, és a szomszédjai közül legalább 5 nem nulla értékű, akkor a vizsgálandó pixel a folthoz tartozik.
- 4. Ezzel a program meghatározza azt a területrészt, ahol a folt található és a képből kiszűri az ezen a területen kívülre eső pixeleket.
- 5. Végül a szűrt képen a súlyozott átlagképzés módszerével meghatározza a folt centroid értékét.

Az algoritmust "green box eljárásnak" neveztem el, mivel a villa- és kamrakalibrációnál használatos mérőprogram által megjelenített képen a folt által elfoglalt területrészt a program egy zöld vonallal keretezi be. Ez az algoritmus megfelelően gyors és megbízható képkiértékeléshez vezet, ezért ezt a módszert használtam a későbbi fejezetek során ismertetett kalibrációs méréseknél is.

8.4 Az optikai szálas etalon módszere

A kalibráció során –mint a 9. illetve 10. fejezetben látható lesz- szükség van egy olyan etalon fényforrásra, amely a következő feltételeknek felel meg:

- A forrás fénye a video-szenzor által jól detektálható, a LED-ekéhez lehetőleg minél jobban hasonlító képet alkotó, ahhoz közeli hullámhosszú fényeloszlás legyen
- A forrás mechanikája alkalmas legyen a professzionális metrológiai, geodéziai illetve fotogrammetriai mérésekre
- A fényforrás helye és a mechanika referencia pontjai és felületei egymáshoz viszonyított helyzete pontosan (jellemzően 10 μm) ismert illetve méréssel megállapítható legyen
- Mérete, alakja megfelelő legyen a kalibrációs összeállításba való beépítésre
- Ára arányban álljon a téma költségvetésével (magyarul ne legyen túlságosan drága).

Talán a második és harmadik pont szorulhat kiegészítésre: azt az igényt tükrözi, hogy a fényforrás térbeli helyzete a kalibráció során pontosan mérhető legyen az említett módszerek segítségével.

Ezek a könnyűnek tünő szempontok már nem olyan egyszerűen teljesíthetők, ha a pozícióméréssel kapcsolatos megkívánt pontosság a mikrométeres tartományba esik.

Mindenképpen pontszerű fényforrásra van szükség (a LED semmiképen sem az), amely ugyanakkor elegendő (a LED-del összemérhető intenzitású) fényt ad.

Többféle lehetőség felmerült, de végül a legperspektívikusabb és egyben legegyszerűbb megoldásnak а száloptika alkalmazása bizonyult. Az előkísérletek során először –próbaként- 9 µm mag-átmérőjű szálat használtam, mivel így a forrás helye ilyen pontossággal biztosan ismert. Kiderült, hogy ebben az esetben csak egy lézer képes elegendő fényt adni a száloptikán keresztül, amelynek térbeli intenzitása a koherens fény módusképei és interferenciája miatt időben instabil. Ezért végül rátértem az 50 µm magátmérőjű szál használatára, amelyen keresztül kereskedelemben kapható, speciálisan száloptikára csatlakoztatható LED is képes elegendő fényt adni. A kalibrációhoz használt etalonok építéséhez a száloptika kivilágítására az AGILENT cég HFBR-1414T, valamint a vele teljesen megegyező paraméterekkel rendelkező AMP 269110-2 típusú, 850 nm-en sugárzó LED fényforrásokat (8-6 ábra) használtam, amelyek a száloptikáknál használt szabványos ST típusú csatlakozóval vannak ellátva.



8-6 ábra. AGILENT HFBR-1414T és AMP 269110 típusú fényforrások

A száloptikás módszer alkalmazhatóságának bizonyitására és pontosságának megállapítására több előkísérletet végeztem, de a legalaposabb vizsgálati eredményt a 9. fejezetben ismertetendő villa-kalibráció szolgáltatta. Ennek ide tartozó részleteit most ismertetem. Az összeállítás vázlata a 8-7 ábrán látható.



8-7 ábra. A száloptika módszer vizsgálati berendezésének vázlata

Az összeállítás egy aluminium-lapot tartalmaz, amelyre három száloptika van beragasztva. A száloptikák relatív pozícióját precíziós metrológiai eszközökkel mérték ki a CERN Metrológiai Laboratóriumában, 3 µm pontossággal. A lap egy 2 µm lépés-pontosságú, programozhatóan vezérelhető X-Y mozgató asztalra van szerelve. A száloptikák kivilágítása a fentebb ismertetett módon történt, a kivilágított szál fényét egy, a helymeghatározó rendszerben egyébként is használt video-kamera detektálta, amely a szálaktól 500 mm-re volt elhelyezve. A mérési eredmények összegezése a 8-2 táblázatban található, A "Metrológia" oszlopban a Metrológiai laboratórium a mérései láthatók egy olyan koordináta-rendszerben, amelynek origója a CLF2 száloptika, X-tengelye pedig magában foglalja a CLF3 száloptikát.

Objektum	Metrológia		1200 adat atlaga (Mikrocontrôle)			
	Х	Y	Х	Dev X	Y	Dev Y
	[µm]	[µm]	[µm]	[µm]	[µm]	[µm]
CLF1	-25006	-83980	-25012.91	2.74	-83976.37	1.09
CLF2	0	0	0	0	0	0
CLF3	-49995	0	-50002.15	3.45	0	0

8-2 táblázat. Az optikai szálas etalon módszer pontossági vizsgálata. Eredmények.

A "Microcontrôle" oszlopban a 1200 villa kalibrálása (lásd 9. fejezet) során a fenti száloptikákra kimért koordináta-adatok átlaga és szórása található. Az átlagnak a metrológiai méréstől való maximális eltérése ~7 μ m, a szórás 4 μ m alatti érték. A 8-8 ábrán a CLF1 száloptikára vonatkozó mind az 1200 mérés van feltüntetve pont-diagram formájában. Itt az is látható, hogy a minimális és maximális érték is 15 (X) illetve 10 (Y) μ m-en belül található.



8-8 ábra. A CLF1 száloptika eloszlása 1200 mérés alapján.

Mindez egyértelműen bizonyítja, hogy az optikai-szálas etalon módszere alkalmas az általunk végzett optikai mérések és a Metrológiai laboratóriumban illetve a geodéziai módszerekkel végzett mérések összekapcsolására, így precíziós etalon eszközök készítésére, amelyek a kalibráció során felhasználhatóak. Ilyen eszközökre látunk majd példákat a 9. illetve a 10. fejezetben.

Az előzőekből következik, de érdemes külön is kiemelni, hogy az itt ismertetett mérés minden lehetséges hibaforrást tartalmaz, így a Metrológiai laboratórium, a mozgatóasztal,

a fényfolt-detektálás és a centroid-számítás lehetséges hibáit.

8.5 Reflexió-vizsgálat

A CMS Barrel Muon Helymeghatározó rendszer tervezésekor már az elejétől fogva világos volt, hogy a villák elhelyezése a DT-kamrák oldal-merevítő alumínium profiljainak négyszögletes csövében (lásd 6.5.4. fejezet) reflexió okozta szatellit fényfoltok megjelenéséhez vezet. Ez már megfigyelhető az 6-18 ábrán is (bár erre ott nem tértünk ki), de még jobban szembeötlik a 8-9 ábrán, amely a jelenség jobb bemutatására készült, a LED-ek mértéken túli kivilágításával. A 8-9.a ábrán egy közeli (~500 mm) villa mind a hat LED-je ki van világítva, a 8-9.b ábrán ugyanennek a kamrának a távoli (~2000mm) villájáról, ugyancsak nagy áramú kiviagítással készült kép látható. Jól megfigyelhető a fényforrások fényének a cső oldalfalain történő tükröződéséből származó szatellit foltok illetve fény megjelenése. Mivel ez a fény sem mechanikai (kitakarás, stb), sem más módon (pl feketítés) nem kiküszöbölhető (az előbbit például a geometria, az utóbbit a kamragyártás technológiája zárja ki), kezdettől fogva világossá vált, hogy a nemkívánatos szatellit fények leválasztását, illetve a valódi fényfolt megtalálását képfeldolgozási eszközökkel kell megvalósítani.



8-9 ábra. Szatellit fényfoltok megjelenése a villát befoglaló cső falán történő reflexió útján.

Mivel ennek a lehetőségéről még a kamragyártás kezdete előtt meg kellett győződni, egy kísérleti összeállítás készült [78], amelynek vázlata látható a 8-10 ábrán. A cső anyaga és belső méretei megközelítették a DT-kamrák jellemzőit. A két csőhossz a DT-kamra közeli illetve távoli elhelyezkedésének felel meg.



8-10 ábra. Kísérleti összeállítás a reflexió kiszűrésének tanulmányozására

A LED-ek egyenként vezérelhetők voltak (ki-bekapcsolás illetve az áramérték) a LED-ek, illetve video-kamera azonosak voltak a CMS-nél használt típussal.

A 8-11 ábrán néhány tipikus kép mutatja, mire lehet számítani a kép kiértékelése során.

A könnyebb megértés kedvéért piros kerettel jelöltem a valódi képet.

Mint ebből az ábrából is érzékelhető, első látásra a valódi folt megtalálása, illetve –a többszörös reflexió miatt- annak eldöntése, hogy melyik reflexió melyik eredeti LED-től származik, nem tünik kézenfekvőnek. A feladat megoldása során sikerült három jellemzőt kiválasztani, amelyek jól algoritmizálhatóak, így –egyenként, vagy kombinálva- alkalmasak lehettek a valódi folt megtalálására. Ezek:

- a folt intenzitása,
- a folt területe,
- a folt elhelyezkedése.

Kézenfekvőnek tűnik, hogy a reflektált folt fénye kisebb az eredeti foltnál, hiszen a cső belső fala távolról sem tekinthető ideális tükörnek. Erős megvilágítás azonban telítésbe viheti a video-szenzort, amikor mindez már nem teljesül. Ezért a folt-azonosítást mindenképpen telítés alatti, vagy azt alig meghaladó kivilágítással érdemes végezni.

Láttuk a 8.2 fejezetben, hogy a LED intenzitás helyes megválasztása befolyásolja a centroid megállapításának pontosságát. Itt azonban –ebben a lépésben- nem a pontos centroid megtalálása, hanem a valódi folt azonosítása a cél. A 8-12 felső és alsó ábrán a 8-11 ábra a), illetve c) képének intenzitás-eloszlása látható. Mindkét esetre ábrázoltam a teljes képhez, illetve csak a kivilágított LED-hez tartozó szenzor-pixelek intenzitás-eloszlását. A hisztogramok intenzitás-skálája 4-bites felbontású, ami az adott vizsgálat céljára elegendő.

Mindkét esetben látható, hogy egy magas intenzitású vágás esetén a teljes fény jelentős része a kivilágított LED-ből származó direkt foltból származik. Igy a vágás után a legnagyobb foltot megkeresve a feladat sikerrel elvégezhető. Erre alapozva a kísérletet számos esetre elvégezve különböző paraméterekkel megismételtem és ez a módszer minden esetben alkalmasnak bizonyult eredeti folt kiválasztására. Ezt egészíti ki az a tény (lásd 8-11 ábra), hogy a CMS esetében –mind a kalibráció, mind a telepített rendszer esetén- az elsődleges foltok egymáshoz való helyzete ismert és ugyanígy az is, hogy a képen a reflexiók a geometriai elrendezésből adódóan mindig a kép külső felén találhatók, míg az eredeti foltok a centrális tartományban.



8-11 ábra. Reflexió-vizsgálat jellemő kiinduló képei.

a) L=500 mm, 1 LED világít. b) L=500 mm, 6 LED világít.
c) L=2000 mm, 1 LED világít. d) L=2000 mm, 6 LED világít.

A reflexió-vizsgálattal kapcsolatos kísérletek és az ott szerzett tapasztalatok bizonyították, hogy a reflexió problémája képkiértékelési eszközökkel megoldható. Ennek a gyakorlati alkalmazására sor is került a DT-kamrák kalibrációja során. Az ott alkalmazott –a fenti elvekre alapuló- eljárást a 10. fejezetben ismertetem.



8-12 ábra. A 8-11 ábra a) és c) képének intenzitás-eloszlása a teljes képre a reflexiókkal együtt és külön a kiviágított LED-hez tartozó foltra (a: fent, c: lent).

9 Villa-kalibrációs mérőrendszer

9.1 A villa-kalibrációs rendszer felépítése

9.1.1 A villa, mint kalibrálandó elem

A 7. fejezetben ismertetett kalibrációs lépések közül az első a LED-ek pozíciójának meghatározása a villákon belül a villa-mechanikához képest. A villák ismertetésére funkcionális szempontból sor került az 6.5.4 fejezetben. Itt a kalibráció szempontjából fontos tényezőket veszem sorba. Az MTA KFKI Részecske és Magfizikai Kutató Intézetében tervezett és az ausztriai PAIGL cég által legyártott villák mechanikai rajza [79] a 9-1 ábrán látható. Az ábrán feltüntetett pontok a mechanikai referencia-pontok, amelyek egyben a villáknak a DT-kamrákra való feszültségmentes, de stabil és reprodukálható felszerelést is biztosítják. A reprodukálhatóság itt elemi követelmény, mivel a villa meghibásodása esetén azt úgy kell tudni kicserélni, hogy a kamrát ne kelljen újra kalibrálni, erre ugyanis nincs mód. A DT-kamrák két illesztő tüskét tartalmaznak, amelyre a villa 1-es és 2-es finom-megmunkálású kivágása illeszkedik. A további szabadságfokok rögzítését a 3-as jelű felület biztosítja, amelya DT-kamrán levő csiszolt felületre illeszkedik.



9-1 ábra. A villa gépészeti rajza a referencia-pontokkal.

A villán 4 LED felénk, 6 LED a rajz síkjára befelé világít. A kalibráció során tehát a 10 LED helyét kell meghatározni a villa síkjában a három referenciához kötött koordináta-rendszerben, a 7. fejezetben meghatározott <15 μm-es pontossággal. Szintén a 7. fejezetben volt arról szó, hogy a LED fényforrás pozíciója közvetlenül nem mérhető, mivel a forrás nem pontszerű, így az alakja és helye nem definiálható (9-2.a ábra). Viszont a fényforrás detektált fényének helye összehasonlítható más, jobban definiálható helyzetű forrás detektált fényével, az optikai szálas etalon módszerének segítségével. Erre szolgál a villa kalibrációs referencia eszköz.



9-2 ábra. A LED emittáló felülete (a) és képe, ahogyan azt az 500 mm-re levő video-kamera látja (b).

9.1.2 A villa-kalibrációs referencia-eszköz

A villa-kalibrációs referencia-eszköz, amelynek a gépészeti rajza [80] a 9-3 ábrán látható, mechanikailag a DT-kamranak a villát befogadó részéhez hasonlóan van kialakítva, így a villa stabilan és reprodukálhatóan behelyezhető és egyetlen csavarral rögzíthető. A referencia-eszköz hat optikai szálat tartalmaz, oldalanként hármat. Ezek pozícióját a CERN-i Metrológiai laboratóriumban 3 µm pontossággal megmérték a két illesztőtüske és a referenciafelület által meghatározott koordinátarendszerben. Lényeges, hogy a referencia eszköz két oldalán található száloptikák ugyanabban а koordinátarendszerben lettek bemérve, mert ez teremti meg a kapcsolatot a villa két ellentétes oldala között.



9-3 ábra. A villa-kalibrációs referencia eszköz gépészeti rajza

9.1.3 A kalibrációs mérőrendszer felépítése

A Debreceni Egyetem Kísérleti Fizikai Tanszéken megépített kalibrációs rendszer a 9-4 ábrán látható.

A kalibrációs eszközt egy precíziós, kétdimenziós mozgatóasztalra szereltük fel, amely két Microcontrôle UTM100 típusú léptetőmotoros meghajtású lineáris transzlátor összeszerelésével készült. A mozgások merőlegességét előzetesen a CERN-i Metrológiai laboratóriumban ellenőrizték. A mozgatóasztal elmozdulási tartománya mindkét irányban 100 mm, ami lehetővé teszi, hogy a kalibrációs eszközön illetve az arra szerelt villán található bármely fényforrás a kalibrációs rendszer optikai tengelyébe vihető legyen. Az asztal pontossága a gyári specifikáció szerint <2 µm, ami tapasztalataink szerint teljesül is. A transzlátorok mozgása számítógéppel vezérelhető a Microcontrôle MM2500 típusú meghajtó elektronikán keresztül.



9-4 ábra. A villa-kalibrációs rendszer felépítése

A mozgatóasztal mindkét oldalán ~0,5 m távolságban a rendszer optikai tengelyében egy-egy video-kamera helyezkedik el. A berendezes időbeli stabilitását és a környezeti mechanikai impulzusoktól való elszigetelését egy passzív rezgésmentesítővel ellátott lábakra szerelt nagy súlyú vasasztal biztosítja, maga a laboratórium pedig a tanszék "új" épületében került elhelyezésre. A tapasztalatok azt mutatták, hogy mindez elegendőnek bizonyult, aktiv rezgés-mentesítésre nem volt szükség. A helységben a hőmérséklet meghatározott értekhatárokon belül tartását beépített klima-berendezés biztosította.

A berendezés elektronikai vázlata a 9-5 ábra ábrán látható. A mozgató asztal vezérlője soros porton, a LED-ek fel-le kapcsolását és a hőmérő kiolvasását I²C buszon keresztül ellátó kontroller párhuzamos porton keresztül kapcsolódik a vezérlő-kiolvasó számítógéphez. A kamerák video-jeleinek digitalizálása a

számitógépbe szerelt DOMINO típusú 4 csatornás kártya segítségével valósul meg.



9-5 ábra. A villa-kalibrációs elrendezés elektronikai vázlata

9.1.4 A kalibrációs rendszer működési elve

A fenti előzmények után a villa-kalibráció módszere egyszerűen összefoglalható. A berendezés az egyik oldalon levő fényforrásokat egyenként a kamera látómezejének azonos pontjára viszi. Az elmozdulás nagysága megadja a fényforrások távolságát. Majd ugyanez az eljárás ismétlődik meg a másik oldalon, a másik kamera segítségével.

Az alapelvhez érdemes három megjegyzést fűzni. Az egyik, hogy ebben az esetben a video-kameráknak mindig azonos a részét használjuk, így a kamerák belső paraméterei (nagyítás, esetleges inhomogeneitások, stb) okozta hibák kiesnek.

A másik megjegyzés: a fenti alapelvből következik, hogy a kalibráció mindig az optikai tengely mentén folyik, míg a CMS-ben történő használat során, illetve már a 10. fejezetben ismertetendő kamra-kalibráció során is a villa LED-jeinek fényét a kamra-geometria által behatárolt szögben, mintegy $\pm 3^{\circ}$ -os szögtartományban mérjük. Ez elvileg két okból okozhatna pozíció-mérési hibát. Egyrészt a LED emittáló elemét ~0,1 mm, a szenzort ~0,3 mm vastag transzparens védőréteg fedi, így ferde nyaláb esetén a fénytörésből származhat

pozíció-eltolódás. A másik –elvi- hibaforrás, hogy mind a LED, mind a száloptika véges sugárzási iránykarakterisztikával rendelkezik, így ferde nyaláb esetén a kamera diafragmájának kivilágítása inhomogén lehet, ami a centroid-számításnál okozhat hibát. Ráadásul a száloptika előtt nincs olyan védőréteg, mint a LED-nél. Ezek a jelenségek elemi geometriai megfontolásokkal illetve a fénytörés figyelembevételével számszerűsíthetők, ami meg is történt. Mindez összességében sem okoz a legszélső esetben sem 2-3 µm-nyi detektálási hibát az egyedi LED-ek értékeiben, a helyzetmeghatározó rendszer egészére pedig semmilyen kihatással sincs. Ezért ezeket a jelenségeket a továbbiakban elhanyagolhatjuk.

A harmadik megjegyzés: Mivel mikronos nagyságrendű értékekkel dolgozunk, úgy tünhet, hogy a berendezés összeépítésekor is hasonló pontossági követelményekkel kell számolni. A kalibráció alapelvének köszönhetően ez nincs így. Megint elemi geometriai megfontolások alapján megállapítható, hogy sem a két kamera egytengelyűsége, sem a kalibrációs eszköznek vagy a mozgás síkjának az optikai tengelyre való merőlegessége nem kritikus. Az egyetlen hiba, amire az összeállítás kényes, az a kalibrációs eszköz és a mozgatás síkjának párhuzamossága, de itt is elég, ha a két sík által bezárt szög 0,6° alatt van. A berendezés összeállításakor ez az - indikátor-órával mért – érték 0,2°-nál kisebb volt mindkét dimenzióban.

9.2 A kalibrációs mérés algoritmusa és az adattárolás

A CMS-nél 1000 villa került beépítésre, továbbá készültek tartalék-kamrák, amelyek ugyancsak tartalmaznak villákat. Ezen kívül magából a villából is kellett tartalékot képezni. Igy összesen 1200 villa kalibrálására került sor és a berendezés tervezését is ehhez kellett igazítani, azaz jól algoritmizálható, magas fokon automatizálható, a minőségellenőrzést és a mérés önellenőrzését is magában foglaló eljárást kialakítani. A kezdeti tapasztalatok megszerzése után kialakult és eredményesnek bizonyult mérési algoritmus a következő lépésekben foglalható össze:

I. Előkészítő lépések:

- 1) A kalibrálandó villa behelyezése és rögzítése,
- 2) A mérőprogram elindítása
- az azonosító vonalkód beolvasása (innen kezdve a mérés automatikus a II. pont végéig)
- 4) A kalibrációs rendszer ellenőrzése és kalibrációja: oldalanként egy száloptika-fényforrás elmozdítása és a folt helyének

mérésével a tengelyek helyzete, forgatás és az optikai nagyítás mérése.

- II. A fényforrások egyenkénti mérése:
 - 1) A forrás felkapcsolása
 - 2) A forrás behúzása a kamera látóterébe
 - 3) 20 kép felvétele, a centroidok kiszámítása
 - 4) Az eredmény alapján a forrás behúzása a kamera egy előre meghatározott pontjára
 - 5) Az elmozdulás kiszámítása az I/2 lépés eredményének felhasználásával
 - 6) Ismétlés a II/4. lépéstől, amíg a kép-elmozdulás mindkét irányban kisebb, mint 0,01 pixel
 - 7) Az asztal pozíciójának kiírása ASCII file-ba.
 - 8) A II/1-7 lépések elvégzése mind a 15 fényforrással (6 villa-LED + 3 száloptika az egyik, 4 villa-LED + 3 száloptika a másik oldalon)
 - 9) A II/1-8 lépések megismétlése még 4-szer (azaz minden fényforrásról 5 független mérés áll rendelkezésre)

III. Adat feltöltés: Az ASCII-file-k tartalma betöltődik az adatbázis nyers-adat táblájába

IV. Kiértékelés:

- 1) A kiértékelő program elindítása
- Fényforrásonként T-próba 95%-os konfidenciára számolva, 5-ből 1 rossz mérésnél a kalibráció hibaüzenettel elfogadott, 2 rossz mérésnél új kalibráció szükséges
- Ha elfogadott a mérés, a (jó) mérések átlaga adja a LED-ek pozícióját, amely a villa saját koordináta-rendszerébe átszámolva kerül az adatbázisba.

Egy villának a fenti algoritmus alapján elvégzett kalibrációjának az időtartama ~ 50 perc. A tapasztalatok szerint rossz mérés főleg hibás (gyenge) villarögzítésből adódott. A kalibráció egyben a villa minőség-ellenőrzése is, így például a rendszer kiszűri a gyenge fényű LED-eket, hibás kontaktust, stb.

A villa-kalibráció adatainak tárolása és hozzáférése mérés közben, a kiértékelési és adatlekérési fázisban a 9-6 ábrán látható.



9-6 ábra. A villa-kalibráció adattárolási és hozzáférési vázlata

9.3 A villa-kalibrációs mérések statisztikai kiértékelése

A kalibráció elsődleges célja természetesen a villák individuális parametereinek kimérése. Tanulságos azonban a megmért 1200 villa összehasonlító vizsgálata, statisztikai elemzése. Enek egy eleme már felhasználásra került a 8.4 fejezetben, ahol az optikai szálas etalon módszere alkalmazhatóságának bizonyítására hivatkoztam a kalibrációs referencia-eszközben található száloptika mérési statisztikájára. További tanulságok vonhatók le a 9-7 ábra és 9-8 ábra ábra alapján, ahol villa-oldalanként egy-egy –példaként kiválasztott-LED teljes mérési statisztikája látható.



9-7 ábra. Az 1200 kalibrált villa hat LED-es oldala egy LED-jének pozíció-eloszlása a referencia-pontokhoz képest.



9-8 ábra. Az 1200 kalibrált villa négy LED-es oldala egy LED-jének pozíció-eloszlása a referencia-pontokhoz képest.

Korábban (9.2 fejezet) említésre került, hogy a CMS-be 1000 villa kerül beépítésre, de a tartalékokkal együtt 1200 villa kalibrációjára került sor. A villák gyártása két ütemben történt, először 1000, majd egy későbbi időpontban a maradék 200 darab készült el. A két sorozat adatait külön szinekkel jelöltem. Bár az eltérés nem jelentős, de egyértelműen kimutatható a különbség a két sorozat között. Ennek a villák használata szempontjából semmi jelentősége sincs, de mutatja a mérőrendszer érzékenységét és pontosságát, a mérési algoritmust is beleértve.

Látható, hogy a LED-ek az átlaghoz képest nagyából ±100-200 µm tartományban szórnak. Ez magában foglalja a gyártási és szerelési szórást

egyaránt, az utóbbi dominanciájával. Mivel a LED-ek villán belüli helyzetét 15 µm pontosságal kell ismerni (7.1 fejezet), a statisztika alapján látható, hogy a kalibrációs lépés feltétlenül szükséges.

A kalibrációs rendszer használhatóságának és pontosságának közvetlen ellenőrzésére egy villát többször is megmértem és az analízist is elvégeztem. Az eredményt három mérésre a 9-1 táblázat foglalja össze.

LED	max ΔX	max ΔY	
sorszám	[µm]	[µm]	
FLED1	2.4	4.2	
FLED2	4.8	1.6	
FLED3	6.8	3.6	
FLED4	3.8	4.4	
FLED5	2.8	1.4	
FLED6	4	4.4	
FLED7	5.2	3	
FLED8	7	1	
FLED9	4	0.6	
FLED10	4.8	1	

9-1 táblázat. A kalibrációs rendszer validációja visszamért villával

A második és harmadik oszlopban a mérési eredmények közötti legnagyobb eltérés látható az adott LED-re X illetve Y irányban és nem haladja meg a néhány µm-t.

10 Kamra-kalibrációs mérőrendszer

A 7. fejezetben ismertetett kalibrációs lépések közül a második a DT-kamrák elemeinek kalibrációja. E lépésben a következő feladatokat kell megoldani:

- az egyes szuper-rétegek geometriájának kimérése,
- az egyes szuper-rétegek egymáshoz képesti elhelyezledése,
- a villák pozíciójának kimérése a kamrát alkotó szuper-rétegekhez képest.

Az első két pont más szóval azt jelenti, hogy a kamera-kalibrációs lépés magában foglalja a kamra teljes geometriájának mérését is, azaz a szuperrétegek síkbeli formáját és planaritását, valamint az egyes szuper-rétegek egymáshoz képest való térbeli elhelyezkedését, 50 μm nagyságrendű pontossággal. Ez az információ nagyságrendileg pontosabb annál, amit a kamragyártás során garantálni lehet, viszont erre a pontosságra szükség van a korrekt müon-rekonstrukcióhoz.

10.1 A kalibrációs rendszer felépítése

A kalibrációs rendszer, amely számos variáció, előzetes vizsgálat, modellezés és pontossági számítás után alakult ki, a CERN egykori ISR gyorsítójának területén. a CMS müonkamrákat előkészítő laboratóriumi helység szomszédságában kapott helyet. A ~4x5m² méretű berendezés valójában –mint látni fogjuk- ugyanazokra az alapelvekre épül, mint a villa-kalibráció, azaz a precíziós metrológiai eljárások és a kamera-LED típusú mérések kombinációja a száloptikás etalon módszerének felhasználásával.

A berendezés felépítése 10-1 ábra alapján vázolható fel.



10-1 ábra. A kamra-kalibrációs mérőpad elvi vázlata

A mérőpad három, mechanikailag független részből áll: két oldalt – betonelemekre szerelve- találhatók a kamera tartók, középen -szintén betonalapokon- fekszik a kalibrálandó kamra illetve a pad bemérésekor a két száloptikás etalon. A betonelemek biztosítják a berendezés stabilitását. A középső elem függetlenítése szintén stabilitási okokból történt, igy a nagy (0,5 – 2 t) súlyú kamrának a padra helyezése és elvétele nincs kihatással a külső elemekre. A CMS felépítéséből következően nagyon sok -összesen 42valamilyen szempontból különböző DT-kamra készült. A kalibrációs pad tervezése szempontjából a lényeges paraméter a kamra két oldalán elhelyezkedő villapárok közötti távolság. Ebből a szempontból 6 különböző méret (kamraszélesség) fordul elő, ennek megfelelően a pad egy közös és 6 alternatív kalibrációs vonalat tartalmaz. A pad kulcseleme a kamera-tartó lap (10-3 ábra), amely a szokásos módon kialakított kamera-dobozon kívül tartalmaz még LEDeket, amellyel a pad stabilitása mérhető, és preciziósan (H7-es pontossággal) megmunkált furatokat, amelyek segítségével a tartók pozíciója geodéziai módszerekkel mérhető. Mivel a kamra-geometriából adódóan egyes kalibrációs vonalak közel vannak egymáshoz, oldalanként 5 kamera-tartó van, amelyből kettő két kamerát tartalmaz.

A megépített kalibrációs pad a 10-2 ábraábrán, egy kettős kamera-tartó a 10-3 ábrán látható.



10-2 ábra. A kamra-kalibrációs mérőpad a CERN ISR laboratóriumban



10-3 ábra. Egy kettős kamera-tartó elől- (bal ábra) és hátulnézetben (jobb ábra)

A berendezés elektronikus vezérlő-kiolvasó rendszerét a 10-4 ábra mutatja. A LED-ek (villa-LED-ek, stabilitás-LED-ek, pad-kalibrációkor a száloptikás etalonok LED-jei) fel- és lekapcsolása, a hőmérséklet kiolvasása, valamint az éppen kiolvasandó kamera-doboz kiválasztása a video-multiplexereken egy I²C buszon keresztül történik, ami a számítógéphez egy soros-I²C konverteren csatlakozik. Mivel a vilák közvetlenül I2C bemenettel rendelkeznek, a kalibrálandó kamra magára a buszra csatlakozik. A stabilitás-LED-ek I²C-vel hajtott áramgenerátorokon keresztül kapcsolódnak a rendszerhez.



10-4 ábra. A kamra-kalibrációs pad vezérlő-adatgyűjtő elektronikájának vázlata. Jelmagyarázat: KAMD = kamera-dobozok; VMUX = video-multiplexer; SLED = stabilitás-LED-ek; HM = hőmérséklet mérő; AG = áramgenerátor

Az I²C konvertert a Kísérleti fizikai tanszéken, a video-multiplexert az ATOMKI-ban (10-5 ábra), az áramgenerátort kozösen fejlesztették ki. A videojel digitalizálása –a villa-kalibrációs padhoz hasonlóan- egy, számítógépbe beépített DOMINO típusú video-grabber kátrya segítségével történik.



10-5 ábra. Az ATOMKI-ban kifejlesztett video-multiplexer

10.2 A kamra-kalibráció elve és lépései

A kalibráció az alábbi lépésekből áll:

- a) a kalibrációs pad bemérése a laboratóriumi koordináta-rendszerben,
- b) a kamerák helyzetének bemérése a padhoz képest,
- c) a stabilizáció-mérés alapállapotának rögzítése,
- d) a mérendő DT kamra padra helyezése és azonosítása vonalkód leolvasással.
- e) a kamra sarokelemek helyzetének megmérése a legközelebbi padelemhez képest,
- f) a villák azonosítása vonalkód leolvasással és a LED-ek kimérése a kamerákkal,
- g) a kamra levétele után a stabilitás ellenőrzése.

Az a-c pontokban leírt lépést csak hosszabb időszakonként (2-3 hónap) volt szükséges elvégezni, mivel a pad kellően stabilnak bizonyult.

a) A kalibrációs pad bemérése

Ebben a lépésben lézeres szög és távolságmérővel (LTD = Laser Tracker Distance meter) minden kamera-tartó összes precíziós furata –ezzel az kamera-tartók- helyzete pontonként 40 μ m-es pontossággal ismert a laboratóriumi koordináta-rendszerben. Ezt a műveletet illusztrálja a 10-6 ábra.



10-6 ábra. A kamra-kalibrációs mérőpad bemérése LTD berendezéssel

b) A kamerák helyzetének bemérése

A kamerák nem lokalizálhatók a laboratóriumi rendszerben közvetlen méréssel, mivel semmilyen mechanikai pontjuk nem jellemzi a video-szenzor vagy a lencse pozícióját, ezenkívül a kamera-doboz belső paraméterei (például a lencse és a szenzor távolsága) sem ismertek a szükséges pontossággal. Ezért ezt a mérést száloptikás etalon segítségével, közvetve végeztük. Az alkalmazott etalon, amely a 10-7 ábrán látható, oldalanként 4, összesen 8 optikai szálat tartalmaz, amelyet a villa-kalibrációnál ismertetett módon ST csatlakozású LED világít meg. Az etalon –a kamera-tartókhoz hasonlóan- 6 precíziós furatot tartalmaz, amelyek helyzetét és az optikai szálak pozícióját egymáshoz képest a CERN-i Metrológiai Laboratóriumban 3 µm pontossággal megmérték.



10-7 ábra. A kamerák lokalizációjához alkalmazott száloptikás etalon

A méréshez két etalonra van szükség, mivel a kamera-dobozok lokalizációja vonalanként történik. Az etalonokat nagyjából abba a pozícióba helyezzük, ahova majd a kamra-kalibrációkor a villák kerülnek (10-8 ábra). Ezután LTD-vel megmérjük az etalonok helyét a laboratóriumi rendszerben. Végül a kamerákkal megmérjük a száloptikák által keltett fényfoltot és kiszámítjuk a megfelelő centroidokat. A kapott adatok elegendőek ahhoz, hogy a kamra-kalibrációkor a villák LED-jeinek centroidjai alapján a villák helyzetét a laboratóriumi koordináta-rendszerben megkapjuk.



10-8 ábra. A kamravonalak kalibrációjának vázlata

c) A stabilizáció-mérés alapállapotának rögzítése

A stabilizáció-mérés abból áll, hogy a kamera-tartókon lévő LED-eket egyenként bekapcsoljuk és a túloldali kamerával megmérjük. Ez kameránként 8 (dupla tartónál 12) LED, összesen 112 LED megmérését jelenti. A kalibrációs pad és a kamerák geometriájából következik, hogy ezzel a rendszerrel 50 µm-es keresztirányú relatív elmozdulás már érzékelhető. Alapállapotúnak azt a mérést

vesszük, amely közvetlenül az LTD-mérés után történik. Ehhez hasonlítjuk azokat a stabilitás-méréseket, amelyet minden kamra kalibrációjakor elvégzünk. Ha a detektált elmozdulás a megengedettnél nagyobb, a padot újabb LTD-méréssel kell hitelesíteni.

d-g) A kamra-kalibráció elvégzése

A mérendő kamrát annak méretei és súlya miatt daruval kell a padra helyezni (10-9 ábra). A padon elhelyezett irányító ülékek gondoskodnak arról, hogy a kamra leérkezéskor a 1-2 mm pontossággal a megfelelő pozícióban, így a kamerák látómezejében legyen.



10-9 ábra. A kamra elhelyezése a kalibrációs padon

A következő lépés a kamra sarokelemeinek a lokalizációja a laboratóriumi koordináta-rendszerben. Ez olyan módon történik, hogy a kamra egy sarkán lévő sarokelemek helyzetét fotogrammetriai módszerrel (10-10 ábra) a legközelebbi kamera-tartóhoz képest megmérik. Igy az LTD-mérés eredményét felhasználva a sarokelemek helye a laboratóriumi koordináta-rendszerben kiszámítható.



10-10 ábra. A kamra sarokelemek helyzetének fotogrammetriai mérése

Ugyanez az eljárás megismétlődik a kamra többi sarkán található sarokelemekre (10-11 ábra).



10-11 ábra. A kamra-kalibráció fotogrammetriai lépésének vázlata

A kalibráció következő lépéseként a kamra szélességének megfelelő vonalakon a kamera-dobozokkal megmérjük a kamrán található villák LED-jeit. Majd a

kamrának a padról való levétele után újabb stabilitás-méréssel zárul a kamra kalibráció adatfelvételi szakasza

10.3 Adatkiértékelés, tárolás és hozzáférés

A villa kalibrációhoz hasonlóan a mérés, azaz az adott kamra kalibrációjának elvégzése, a mérési adatok bizonyos szintű feldolgozása, a nyers és feldolgozott adatok tárolása és a megfelelő hozzáférés biztosítása a kalibráció integráns része. Ennek több oka is van, amiből a két legfontosabb:

- a kalibrációs pad korábbi LTD-hitelesítéssel való használhatóságának eldöntése stabilitás mérés alapján,
- mérés helyességének (elfogadhatóságának) azonnali visszaigazolása,

Az első ok nem kíván magyarázatot. A második ok: a kamra kalibrációja komplex, sok csoport és infrastruktúra (például daru) együttműködését igényli, továbbá a kamrák további szerelése majd a CMS-be való beépítése lehetetlenné teszi a kalibráció megismétlését.

A kamra kalibrációnál kialakított eljárás vázlatát mutatja a 10-12 ábra. A kalibrációs mérések sikeres befejezése után a nyers adatok egy adatbetöltő program segítségével a MySQL adatbázisba kerülnek. Ezután –a WEB-en keresztül aktivizálhatóan- lekérdezhető a stabilitásmérés összehasonlítása korábbi mérésekkel illetve a legközelebbi hiteleítéskori állapottal. Hasonló módon kérhető a villák geometriai adatainak egybevetése a villa-kalibráció és a kamra-kalibráció során mért adatok alapján. Végül hasonló módon megjeleníthető a fotogrammetriai és LTD-adatok alapján kiszámított kamra-geometria. Mindezek alapján a kamra-kalibráció elfogadhatósága eldönthető, mielőtt a kamra lekerül a kalibrációs padról.

A vázlat tartalmaz egy negyedik szolgáltatást is, nevezetesen a villák helyzetének kiszámítását a kamra koordináta rendszerében. Ezt a feladatot oldja meg a COCOA (CMS Object Oriented Code for Optical Alignment) program [81] [82], amelyet a CMS muon helyzetmeghatározó rendszerének építésében résztvevő spanyol csoport fejlesztett ki és amely alkalmas optogeometriai összeállítások geometriájának rekonstrukciójára a mérési adatok alapján. Bár a program maga kész és sikeresen használható, annak olyan változata, amely képes adatbázis adatok közvetlen felhasználására, most van fejlesztés alatt.



10-12 A kamra-kalibráció adatkezelésének vázlata

10.4 A kamra kalibráció statisztikai analízise

Mint megjegyeztük a 10. fejezet bevezető részében, a kamra kalibráció egyben a DT muon kamrák geometriának pontos kimérérését is jelenti. Az így kapott adatok statisztikai feldolgozása valaszt ad a gyártási pontosság kérdésére, valamint arra, hogy mely paraméterek esetén van szükség a kamrák individuális adatainak figyelembe vételére a fizikai analízis során. Az alábbiakban ennek az analízisnek az eredményét mutatom be a legfontosabb paraméterekre.

A 10-13 ábra a kamrák szuper-rétegeinek planaritását mutatja be. A szuperréteg képzeletbeli síkját annak három sarka alkotja, a planaritást a negyedik saroknak e síktól való távolsága jellemzi. Az 718 megmért szuper-réteg átlagos eltérése a síktól ~110 μ m, RMS = 411 μ m. A 10-14 ábra a szuper-rétegek trapezoiditását mutatja az egyik sarokra, de a többi saroknál is hasonló eredmény adódott. Az átlag 0 körüli érték, az RMS ~220 μ rad.

A további ábrákon a kamrákon levő két szélső (a CMS-nél legfontosabb phi szöget mérő) szuper-rétegek egymáshoz képesti elhelyezkedésének statisztikai elemzése látható. A 10-15 ábra a két szuper-réteg párhuzamosságát mutatja az anódszálakra merőleges forgástengelyre vonatkoztatva. Az átlag ~29 µrad, a szigma értéke 108 µrad. Hasonló érték adódott a másik tengelyre vonatkoztatva is. A muon rekonstrukció szempontjából ezeknél fontosabb a felső szuper-rétegnek elfordulása az alsóhoz képest a kamra függőleges tengelyére vonatkoztatva. Ezt az eloszlást mutatja a 10-16 ábra. Itt az átlag ~4 µrad, a

szigma 93 µrad. A maximális eltérés 427 µrad, ami másszóval azt jelenti, hogy a kamra egyik végén egymás fölött levő levő anódszálakközött a 2,5 m hosszú kamra másik végén a különbség már nagyjából 1 mm, amit mindenképpen figyelembe kell venni az analízisnél. Hasonlóan fontos paraméter a két szuperréteg egymáshoz képesti pozíciójának eloszlása phi irányban, amely a 10-17 ábra ábrán látható. Az átlagos eltérés 50 µm, a szigma 228 µm, a maximális eltérés 1.22 mm. Ezt is természetesen figyelembe kell venni az analízis során.



10-13 ábra. A szuper-rétegek planaritásának eloszlása



10-14 ábra. A szuper-rétegek trapezoiditásának eloszlása



10-15 ábra. A két phi szuper-réteg párhuzamosságának eloszlása



10-16 ábra. A két phi szuper-réteg anódszálainak párhuzamossági eloszlása



10-17 ábra. A két phi szuper-réteg pozíciójának phi irányú eltérése a tervezetthez képest
11 Összefoglalás

Dolgozatomban két témával foglalkoztam: 1997 és 2000 között részt vettem a CERN-i L3 kísérlet Higgs munkacsoportjának munkájában és ott a LEP2 130 és 189 GeV közötti nyalábenergia-tartományon az L3 kísérlet által gyűjtött adatok között kerestem a két-dublett modellek által jósolt töltött Higgs-bozon hadronikus bomlásának nyomait. Az általam elvégzett klasszikus vágásorientált analízis eredményeképpen megállapítható, hogy a 130 és 183 GeV között minden nyalábenergián a mérési adatokat inkább a töltött Higgs-bozon nélküli háttérfolyamatok jellemzik. Eredményeimet a Higgs munkacsoport kombinálta a töltött Higgs-bozon mind szemileptonikus-, mind a leptonikus csatornáival. Ennek eredményeképpen a 130 és 183 GeV bomlási energiatartományon 95%-os konfidencia szinten kizárható a 57,5 GeV alatti tömegű töltött Higgs-bozon létezése. A nyalábenergia növekedésével megvizsgálhatóvá váltak az L3 kísérlet által a 189 GeV nyalábenergián gyűjtött adatok is. Ezek analízise során azt a megállapítást tudtam tenni, hogy a mérési adatok ebben az esetben is inkább a háttérfolyamatokat írják le. Ezeket az eredményeket is kombinálta a Higgs munkacsoport mind a másik két bomlási mód analízis-eredményeivel, mind a fentebb említett nyalábenergiákon gyűjtött adatok analízisének eredményeivel. Ennek eredményeképpen a fent említett kizárási limit 65,5 GeV-re módosult.

Másik, dolgozatomban szereplő témám a CERN-ben épülő Compact Muon Solenoid detektor müonkamra helyzetmeghatározó redszerének építésében való részvétel volt.

Feladatom a csoportban az 1200 darab, egyedi mérést igénylő optomechanikai referenciaobjektum (villa) kalibrációs eljárásának megtervezése és kivitelezése volt. Ehhez tisztáznom kellett számos, mind a kalibráció, mind maga a helyzetmeghatározás szempontjából fontos kérdést. Ezek között szerepelt a túlégetés hatásának, valamint a kamra oldalfalán létrejövő reflexió kiszűrésének vizsgálata. A villakalibrációhoz megfelelő, az operátor által elkövethető hibákat gyakorlatilag teljes mértékben megakadályozó automatikus mérőrendszert terveztem és építettem. A mérőrendszer részét képezi az a kiértékelő eljárás is, mely minden villa mérése után el képes dönteni, hogy az adott villa megfelel-e a helyzetmeghatározó rendszer követelményeinek, vagy sem. Ugyanez az eljárás képes kiszűrni a mérés során elkövetett hibákat is.

A helyzetmeghatározó rendszerrel kapcsolatos másik munkám a kamrakalibrációs mérőrendszer megtervezésében és megépítésében való részvétel volt. A villakalibrációs mérőrendszernél szerzett tapasztalatok alapján olyan adatgyűjtőrendszert terveztem és építettem, mely a lehető legnagyobb mértékig automatikusan működik Feladatom volt ennél a rendszernél is a megfelelő adattárolási módszer kidolgozása. A két kalibrációs módszer eltérő mérési elvet követ. Megoldottam ezeknek az összehasonlítását is, ez által bebizonyítottam, hogy a villakalibráció során mért adatok anélkül használhatók a kamrakalibrációban, hogy ott az eltérő mérésből eredően szisztematikus hibát okozzanak.

12 Summary

Where do we come from? What are we made up of? These are basic questions for the humankind. Since the ancient Greeks, physicists construct more and more complex models to explain the properties of the basic elementary blocks of matter and the forces among them. In order to be validable, theories must contain forecasts that can be checked experimentally. If the model's predictions are verified by the experiment the model can be treated as a right approach of the examined property of the nature. If the test fails however, it indicates that a new better model needs to be built.

Currently the most successful model describing the particles' properties is the Standard Model. It gives good (ie. experimentally tested and validated) answers for most of the questions on particles around us. But it leaves some important questions open, for example why the particles have mass. In order to explain the mass question in accordance with the facts the existence of a new particle is required. This particle is named after the theoretician Dr. Peter Higgs who postulated its existence in 1964. Particles gain mass through a spontaneous symmetry breaking in the electroweak model of particles. This symmetry breaking requires a new boson, the Higgs boson in order to preserve the invariance of the Lagrangian.

During the past almost forty years several Higgs models were born, but no clue for the existence of the Higgs boson have turned up so far in the experimental data. Since the Higgs-boson hasn't been seen experimentally no one can judge which Higgs model describes the nature correctly. Beside the one doublet Higgs model (which contains only one neutral Higgs-boson) several extensions can be constructed. Among them the simplest is the two-doublet Higgs-model where five Higgs-bosons are expected to exist: three neutral Higgs-bosons (h, H, A) and two charged ones (H⁺ and H⁻). Since the charged Higgs-boson couples to the mass of the particles, it is expected to decay into the heaviest kinematically allowed ones. These particles on the center of mass energies reachable by the LEP are the *b* and *c* quarks, the τ -particle and its neutrino partner v_t. Since the charged Higgs-boson is expected to be created in pairs on the LEP energies, the decay events of Higgs-pairs can be classified into three channels:

- Hadronic decay channel: $H^+H^- \rightarrow cscs$
- Semileptonic decay channel: $H^+H^- \rightarrow c\bar{s} \tau^- \bar{v}_{\tau}$, $c\bar{s} \tau^+ v_{\tau}$
- Leptonic decay channel: $H^+H^- \rightarrow \tau^+ v_{\tau} \tau^- v_{\tau}$

One of my doctoral thesis work was the search for the charged Higgs's hadronic decays of the two-doublet Higgs model among the data recorded by the CERN's L3 detector on the LEP collider between 1995 and 1998. The particle selection I have developed is independent of the mass of the charged Higgs-boson, however, the cut parameters are slightly changed by the beam energy. Here I quote some of the significant cuts for the $\sqrt{s} = 184$ GeV.

Due to the four quarks at the final state these decay events are characterized by four hadronic jets containing ~15-20 charged tracks in total and a large number of calorimetric clusters. The overwhelming part of the event's total energy must be registered by the detector. A further cut is then applied on the shape of the event (Fig. 4-14). Events are subject to the DURHAM algorithm. At a certain y_{cut} parameter all those events are rejected where less than four jets are found (Fig. 4-15). The remaining events are forced to have four jets and then examined by a complex algorithm developed by the ALEPH experiment of the LEP. Here the four jets are grouped into pairs in three possible ways and the differences of the two invariant masses of the pairs are calculated. Considering the pairing with the medium difference the event is rejected if the two masses are within 2 GeV from the mass of the W-boson and the mass difference of the invariant masses is less then 20 GeV. Considering the pairing with the minimal invariant mass difference opening angle of the two jets originating from the same parent particle must be between 53 and 130 degrees. Finally, a fiveconstraint kinematic fit is applied to the event. The χ^2 per degree of freedom of the fit must be less than 5.5 (Fig. 4-16).

Non-reducible backgrounds of the hadronically decaying charged Higgs search can be as follows:

- Finite state radiative processes: $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}(\gamma)$ (Fig 4-11). In these processes two quarks are generated in the decay of the virtual Z or photon. However, one (or both) the quarks radiate a gluon which after the hadronization appears as a jet in the reconstructed event.
- W-pair events (Fig. 4-12) above their threshold energy.
- Z-pair events (Fig. 4-13) above their threshold energy.

Effects of the above mentioned backgrounds of the analysis were simulated by the PYTHIA (for the finite state radiative processes and the Z-pairs) and the KORALW (W-pairs) Monte Carlo programs. Beside this the charged Higgs-bosons were simulated by the HZHA Monte Carlo program.

Selection efficiencies with respect to the various centre of mass energies can be seen in Table 4-3 for the hadronic decay channel.

When real data had been investigated by the above mentioned algorithm, it turned out that the number of candidate events that survived all the cuts is more compatible with the total expected background than with the background + Higgs signal. The same result was found on all the available center of mass energies (Table 4-3). It should be mentioned that neither of the analyses of the two other decay channels have seen any Higgs signal. Combining the results of the three decay channels [45][46] the existence of the charged Higgs-boson can be excluded regardless of its decay branching ratio. The excluded regions at 95% confidence level can be seen on Fig 4-20 for center of mass energies between 130 and 184 GeV. If data taken at 189 GeV center of mass energy is added, the exclusion plot changes to what can be seen on Fig 4-21. On both exclusion plots it can be seen that they contain a hole which is due to a slight excess of data in one bin of the hadronic decay channel. This limits the maximum excluded charged Higgs mass between 130 and 189 GeV center of mass energies to 57.5 GeV. If data taken at 189 GeV center of mass energy is added, this exclusion limit changes to 65.5 GeV.

Neither the L3 nor the other three LEP-experiments have found Higgs-bosons. This discovery and the need to study other open questions of fundamental physics will be the task of the largest collider have ever been built in the history and now is in the final phase of construction. The Large Hadron Collider (LHC) will accelerate and collide protons at 7+7 TeV beam energies. The other part of my thesis is devoted to the construction of the Muon Barrel Position Monitoring (or alignment) System of the Compact Muon Solenoid (CMS) experiment of the LHC.

Since the event characteristics of a hadron collision is different from that of the lepton collisions the search for Higgs events relies rather on the detection of muons at the final state. In order to determine the muon momentum it is inevitable to know the mutual positions of the two muon tracking devices: Central Tracker and the Muon System. The mutual positions of the Muon System and the Central Tracker can change due to several reasons, for example the thermal expansion, the slow motion due to the material fatigue. The main effect is, however, the distortion of the structure due to the huge, 4T magnetic field created by the solenoid of the CMS. This effect alone already requires a position measurement after the CMS the magnet is switched on and when the commonly used survey methods cannot be performed.

The Muon System of the CMS consists of three main regions: the Barrel and the two Endcaps. Therefore the Muon Alignment System is partitioned into the alignment of the Barrel, the alignment system of the two Endcaps and the so called Link system which connects these three to each other and to the alignment system of the Central Tracker. Our group at the Institute of Experimental Physics of the University of Debrecen together with the Nuclear Institute of the Hugarian Academy of Sciences (ATOMKI) is working on in the alignment system of the Barrel region.

The Drift Tube (DT) muon detectors of the barrel region contain three so called Super Layers each of which contain four layers of single wire drift tubes formed during the construction of the Super Layer (Fig. 5-10). (DTs on the outer layer of the Muon System are equiped with only two Super Layers). During the construction of the Super Layer the position of every anode wire is measured with respect to a reference body so called Corner Block (Fig. 6-14). Unfortunately, due to the design of the CMS these Corner Blocks can not be observed during the data taking of the experiment. Therefore an additional device should be attached to the chamber which can be observed. This device is the so called LED-holder (Fig. 6-15) designed by our group. This device holds ten LEDs shining into the specially designed alignment passage on the DT (Fig. 6-18). Each of the 250 DTs is equiped with four LED holders. Most of the LED holders are observed from both sides.

Other parts of the Barrel Muon Alignment System are the devices designed to observe the lights of the LEDs. These are very specially designed video cameras (Figs 6-9 and 6-10) mounted on very rigid carbon fiber reinforced structures called MABs (Fig 6-8). As seen on Fig 6-7. 36 MABs and 250 x 4 LED holders form a huge optical network spreading over the full volume of the CMS barrel. In addition, the MABs observe each other: 24 MABs are equiped with LEDs shining diagonally (Fig. 6-11) into the direction of the other 12 MABs and containing additional cameras that are looking down to LEDs (Fig. 6-13) installed on the outer shell of the solenoid.

My duty in our group was to design and build a system which is capable to determine the positions of the LEDs in the LED holder's frame. In addition, I participated in the design and construction of the system that determines the four LED holder positions inside the chamber's frame. As a very important byproduct this process had to determine the internal geometry of the DTs, ie. the mutual positions and orientations of the Super Layers and the planarity of each Super Layer.

In order to fulfil the requirements I developed a method to measure the LED holders' LED positions with respect to a calibration device where the reference optical sources were optical fibers. The use of optical fibers was resonable since their position could be measured at a very high precision with respect to the mechanical fixation points of the calibration device in a precision metrology lab while this can not be done with the LEDs that are installed on the LED holders. These optical fibers are installed on both sides of the calibration device establishing the connection between the two sides of the LED holder during its calibration. The measurement configuration can be seen on Fig. 9-4. It contains the calibration device mounted on a Microcontrole UTM100 type

two-axis linear translator. Two sides of the calibration device and the installed LED holder are observed by two videocameras of the same type used in the final alignment system. During the measurement every optical source (LED or optical fiber) is illuminated and pulled util its measured centroid position corresponds to a preset value. This value had been chosen to be the center of the camera's sensitive area in order to avoid the distortions due to the optical system and the imperfections of the sensor gain distribution. This procedure was repeated five times to allow to treat the measured data statistically in order to pinpoint the bad measurements. This measurement device had to be as much autonomous as possible since 1200 LED holders had to be measured and the possibilities of the operators' human error had to be minimised. After the measurement all the measured data were uploaded into a MySQL database. As soon as a new measurement arrived into the database an automatic software was launched. This software made all the necessary calculations needed to express the positions of the LED holder's LEDs first in the calibration device's frame then it was transformed into the LED holder's frame. The necessary statistical calculations concerning the measurement quality were also done by this software. Data flow of the LED holder calibration can be seen on Fig. 9-6.

Statistical analysis of the LED positions (Fig. 9-8) shows that the positions vary in the range of 100-200 μ m around the mean. This validates the need for this type of calibration because the preceeding simulations showed that the required accuracy of the knowledge of the LED positions inside the LED holder is about 15 μ m. The accuracy of this calibration system has been tested with the repeated measurement of the same LED holder. Results (Table 9-1) show that the achieved accuracy is well within the required range.

I also participated in the design, construction and operation of the DT calibration bench. Conceptual drawing of this bench can be found in Fig. 10-1. As it is mentioned above the goal of this bench was to determine the DT's internal parameters and the positions of the LED holders mounted on the chambers.

My task during the construction was to develop the measurement software on the basis of the experiences gained during the LED holder calibration and keeping in mind that the experiences of this process should be used in the final measurement system of the barrel alignment system. Data flow of the chamber calibration bench can be seen on Fig. 10-12. The statistical analysis of the measurements of all the 267 chambers produced and calibrated is shown in Figs 10-13 – 10-17.

Köszönetnyilvánítás

Mindenek előtt szeretnék köszönetet mondani témavezetőimnek Prof. Dr. Baksay Lászlónak és Dr. Raics Péternek, hogy a kísérleti részecskefizika felé orientáltak. Szeretném nekik megköszönni a rengeteg segítséget és bátorítást, amit a munkám során tőlük kaptam.

Szeretném kifejezni hálás köszönetemet Dr. Bencze Györgynek, a Müon Barrel Helyzetmeghatározó csoport vezetőjének, akivel az elmúlt hat évben együtt dolgoztunk a CMS detektor Müon Barrel Helyzetmeghatározó rendszerén. Iránymutatásai nélkül nehezen képzelhető el, hogy akár a munkám, akár a dolgozatom megvalósulhatott volna. Köszönöm neki azt is, hogy kisegített olyankor, amikor munkám során –számos alkalommal- tanácstalanul elakadtam. Nem felejtem azokat a sokszor órákig tartó kávézásokat, amikor a beszélgetések nyomán testet öltöttek mind az egyes elemek kalibrációs megoldásai, mind maga a helyzetmeghatározó rendszer.

Köszönöm a Muon Alignment csoport vezetőjének, Dr. Teresa Rodrigo Anoro professzorasszonynak, hogy mindig csoprtunk mellett állt és mindenhol a lehető legnagyobb mértékig képviselte érdekünket.

Köszönöm Dr. Molnár Józsefnek, hogy a rendelkezésére álló összes erőforrást szolgálatba állította munkánk megvalósulásának érdekében.

Köszönettel tartozom Dr. Hans Reithlernek a kalibrációs adatbázis kialakításához és működtetéséhez fűzött észrevételeiért.

Köszönöm Béni Noéminek az önzetlen, fáradságot nem ismerő munkájáért. Köszönöm neki és Kapusi Anitának a villa- és kamrakalibrációban nyújtott teljesítményét. Nélkülük elképzelhetetlen lett volna az 1200 villa és 250 müonkamra mérése.

Köszönet Szabó Zsoltnak és Bíró Zoltánnak segítőkészségükért. Bármilyen technikai problémámmal hozzájuk fordulhattam és biztos lehettem benne, hogy a megoldás frappáns és gyors lesz.

Köszönöm Dr. Wolfgang Lohmann, Dr. Andreas Kopp, és Dr. Pablo Garcia Abia kollégáimnak, hogy annak idején a töltött Higgs analízisem megvalósításához felbecsülhetetlen segítséget nyújtottak.

Köszönöm Prof. Dr. Pálinkás József akadémikusnak, a Debreceni Egyetem Kísérleti Fizikai Tanszék vezetőjének, hogy a lehető legnagyobb mértékben támogatta munkámat. Végezetül, de nem utolsósorban köszönöm családomnak a rengeteg szeretetet, segítséget és támogatást amit kapok.

Függelék

A) A DURHAM hadronzápor-kereső algoritmus

Egy esemény fizikájának pontosabb felderítéséhez sokszor szükséges több részecske közös tulajdonságainak meghatározása. Ez a helyzet például akkor, amikor egy kvark, vagy egy gluon hadronizációjakor kialakuló hadronzáport alkotó egyedi részecskék közösen írják le az őket létrehoző kvark, vagy gluon olyan fizikai tuljdonságait, mint az energia, vagy az impulzus. Egy olyan folyamat esetében, mint a dolgozatom témáját is képező $H^+H^- \rightarrow cscs$, igen fontos feladat a négy kvarkot jellemző fizikai mennyiségek kiszámítása a nagyszámú végállapoti részecske mérése alapján. Ehhez a végállapoti részecskéket hadronzáporokba kell rendezni.

Az egyedi részecskéket a dolgozatban szereplő analízis során a DURHAM [83] algoritmus alakítja pszeudo-részecskékké, végső soron hadronzáporokká. Az algoritmus menete a következő: Az *i*-vel és *j*-vel jelölt részecskéket az algoritmus egy pszeudo-részecskévé alakítja, ha igaz az alábbi összefüggés:

$$y_{ij} = 2 \frac{\min(E_i^2, E_j^2)}{E_{vis}^2} (1 - \cos \vartheta_{ij}) < y_{cut}$$
,

ahol y_{cut} egy előre beállított érték, E_i és E_j az *i* és *j* részecskék energiája, míg E_{vis} az eseményben megfigyelhető összenergia. Az algoritmus minden lehetséges részecskekombinációra elvégzi a számítást úgy, hogy a legkisebb y_{ij} –vel rendelkező párból gyárt először pszeudo-részecskét. Minden lehetséges kombináció elvégzése után a kezdeti részecskék listája helyett egy pszeudo-részecske lista keletkezik, melyen az algoritmus újra lefut. Ez egészen addig ismétlődik, amíg új pszeudo-részecske lista keletkezik.

Ez azt jelenti, hogy végső soron egy eseményben a megtalált pszeudorészecskék (hadronzáporok) száma a y_{cut} értéktől függ. Azt a y_{cu} t értéket, ahol az adott esemény három hadronzáport tartalmazóból négy hadronzápot tartalmazóvá válik, Y₃₄-nek hívjuk. Ez az esemény "négy hadronzáporosságát" jellemző szám.

B) Kinematikus illesztés

A kinematikus illesztések feladata a rekonstruált részecskék tömegfeloldásának javítása úgy, hogy azok négyesimpulzusát a feltételeknek megfelelően a mérési pontosságon belül módosítja. A feltételek lehetnek az energia- és impulzusmegmaradási törvények, illetve a szülő részecskék tömegei.

A dolgozatban szereplő analízisben a mért értékek az egyes hadronzáporok energiái, illetve a hadronzáporok irányultságainak φ és θ polárszögei. Négy hadronzáport feltételezve ez összesen tizenkét paraméter. Ezek természetesen nem függetlenek, mert igaz rájuk az energia- és impulzusmegmaradás törvénye $(\sum_{i=1}^{4} E_i = \sqrt{s}, \sum_{i=1}^{4} \vec{p}_i = 0)$, ahol Ei az egyes hadronzáporok energiája, míg \vec{p}_i a hozzájuk tartozó impulzus. A töltött Higgs-bozon kereső analízisekben ezen felül megköveteljük még, hogy a két szülőrészecske (melyből a két-két hadronzápor származik) egyenlő tömegű legyen. Ez utóbbi illesztést nevezzük öt paraméterében rögzített kinematikai illesztésnek [**84**].

Irodalom

- 1 CERN honlap: <u>http://www.cern.ch</u>
- 2 Review of final LEP results or a tribute to LEP / Drees, J After a comment on the performance of LEP some highlights of the LEP1 and LEP2 physics programmes are reviewed. hep-ex/0110077; Oct 2001 . - 24 p
- Aleph: A Detector For Electron Positron Annihilations At Lep.
 By ALEPH Collaboration (<u>D. Decamp et al.</u>). CERN-EP-90-25, Feb 1990. 121pp.
 Published in Nucl.Instrum.Meth.A294:121-178,1990, Erratum-ibid.A303:393,1991.
- 4 The DELPHI detector at LEP. By DELPHI Collaboration (<u>P.A. Aarnio et al.</u>). CERN-PPE-90-128, CERN-EF-90-5, Sep 1990. 73pp. Published in Nucl.Instrum.Meth.A303:233-276,1991.
- 5 The Construction Of The L3 Experiment. By L3 Collaboration. L3-000, Oct 1989. 225pp. Published in Nucl.Instrum.Meth.A289:35-102,1990
- 6 The OPAL detector at LEP. By OPAL Collaboration (<u>K. Ahmet et al.</u>). CERN-PPE-90-114, Aug 1990. 93pp. Published in Nucl.Instrum.Meth.A305:275-319,1991.
- 7 The Large Hadron Collider, Conceptual Design, The LHC Study Group, CERN/AC/95-05, October 1995.
- 8 S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. 19 (1967) 1264.
- 9 The UA1 Collaboration, G. Arnison et al., Phys. Lett. B122 (1983) 103; The UA1 Collaboration, G. Arnison et al., Phys. Lett. B126 (1983) 398.
- 10 The Gargamelle Neutrino Collaboration, F. J. Hasert et al., Phys. Lett. B46 (1973) 138.
- P. W. Higgs, Phys. Lett. 12 (1964) 132, Phys. Rev. Lett. 13 (1964) 508 and Phys.Rev. 145 (1966) 1156; F. Englert and R. Brout, Phys. Rev. Lett. 13 (1964) 321; G.S. Guralnik et al, Phys. Rev. Lett. 13 (1964) 585.

12 G. Kane, Modern Elementary Particle Physics, Addison-Wesley Publishing Company Inc., 1987.

- 13 S. Dawson, J.F. Gunion, H.E. Haber and G.L. Kane, The Physics of the Higgs Bosons: Higgs Hunter's Guide, Addison Wesley, Menlo Park, 1989.
- 14 S. Glashow and S. Weinberg, Phys. Rev. D15 (1977) 1958.
- 15 J. F. Gunion, H. E. Haber, Nucl. Phys. B272 (1986) 1., erratum ibid. B402 (1993) 567.
- 16 P. Janot, The HZHA Generator in G. Altarelli, T. Sjöstrand, F. Zwirner, Physics at LEP2, CERN 96-01, 1996, vol. 2, p.309.
- 17 A. G. Akeroyd and W. J. Stirling, Light Charged Higgs Scalars at High Energy e⁺ e⁻ Colliders, Preprint University of Durham, DTP/94/96
- 18 The CMS Collaboration, The Compact Muon Solenoid. Technical Proposal. CERN/LHCC 94-38, LHCC/P1, 15 December 1994.
- 19 M. S. Alam et al., Phys. Rev. Lett. 74 (1995) 2885.

- 20 S. Bertolini et al., Nucl. Phys. B294 (1987) 321; S. Bertolini et al., Nucl. Phys. B353 (1991) 591; Y. Okada, Phys. Lett. B315 (1993) 119.
- 21 The L3 Collaboration, Phys. Lett. B294 (1992) 457.
- 22 The Delphi Collaboration, Phys.Lett.B420 (1998) 140.
- 23 The ALEPH Collaboration, Phys. Lett. B418 (1998) 419.
- 24 The OPAL Collaboration, Phys. Lett. B426 (1998) 180.
- 25 The CDF Collaboration, Phys. Rev. Lett. 79 (1997) 357 ; The D0 Collaboration, Phys. Rev. Lett. 82 4975; Brendan Bevensee, Top to Charged Higgs Decays and Top Properties at the TEVATRON, FERMILAB-CONF-98-155-E.
- 26 CMS Physics Technical Design Report Volume II: Physics Performance By CMS collaboration CERN/LHCC 2006-021 June 2006, ISBN 92-9083-269-X, ISBN 978-92-9083-269-0
- A. Adam et al., Nucl. Instr. Meth. A344 (1994) 521. Test beam results from the prototype L3 silicon microvertex detector. <u>A. Adam et al.</u> DESY-93-159, INFN-AE-93-21, Nov 1993. 20pp.
 Published in Nucl.Instrum.Meth.A344:521-528,1994.
- 28 K. Deiters *et al.*, The Construction and performance of a large cylindrical wirechamber with cathode readout Nucl. Instr. Meth. A323 (1992) 162-168.

29 The L3 Collaboration, Phys. Rep. 236 (1993). Results from the L3 experiment at LEP. By L3 Collaboration (<u>O. Adriani et al.</u>). CERN-PPE-93-31, Feb 1993. 202pp. Published in Phys.Rept.236:1-146,1993.

- 30 U. Uwer, The L3 Scintillation Counter System: Description and Status, L3 Internal Note 2003, 1996. Ulrich Uwer, The L3 Scintillation Counter System : Description and Status 17 October 1996, (<u>http://l3.web.cern.ch/l3/note/notes1996.html</u>)
- 31 O. Adriani et al., Nucl. Instr. Meth. A302 (1991) 53. Hadron calorimetry in the L3 detector. By L3 Collaboration (<u>O. Adriani et al.</u>). CERN-PPE-90-158, Nov 1990. 14pp. Published in Nucl.Instrum.Meth.A302:53-62,1991.
- B. Adeva et al., Nucl. Instr. Meth. A323 (1992) 109; A High resolution muon detector.
 <u>B. Adeva et al.</u> 1992. Published in Nucl.Instrum.Meth.A323:109-124,1992. S. Lanzano, et al., Nucl. Instr. Meth. A289 (1990) 335. Test results of the L3 precision muon detector. Pages 335-341.
 33 A. Adam et al., Nucl.Instr.Meth. A383 (1996) 342. The Forward muon detector of L3. By L3 F/B Muon Group (<u>A. Adam et al.</u>). CERN-PPE-96-097, CERN-PPE-96-97, Jul
- 1996. 64pp. Published in Nucl.Instrum.Meth.A383:342-366,1996.
 34 W. Lustermann, Das anomale magnetische Moment des o/ Leptons, Ph.D. Thesis, ETH Zürich (1996), DISS. ETH Nr. 11645. Das anomale magnetische Moment des {tau}-Leptons.
- I. Brock et al., Nucl. Inst. Meth. A381 (1996) 236. Luminosity Measurement in the L3 Detector at LEP. <u>I.C. Brock et al.</u> CERN-PPE-96-089, CERN-PPE-96-89, CMU-HEP-96-04, Jun 1996. 69pp.
 Published in Nucl.Instrum.Meth.A381:236-266,1996.
- 36 P. Bene, M. Bourquin, J. H. Field. G. Forconi, A. Leger, J. Perrier, N. Produit, and J-P. Richeux Nucl. Inst. Meth. A306 (1991) 150. First level charged particle trigger for the L3 detector.

<u>P. Bene, M. Bourquin, J.H. Field, G. Forconi, A. Leger, J. Perrier, N. Produit, J.P. Richeux</u> (<u>Geneva U.</u>). UGVA-DPNC-1990-10-141, Oct 1990. 22pp. Published in Nucl.Instrum.Meth.A306:150-158,1991.

- 37 Y. Bertsch et al. Nucl. Inst. Meth. A340 (1994) 309. The Second level trigger of the L3 experiment: 1. The Implementation. <u>Y. Bertsch et al.</u> LAPP-EXP-93-04, Jul 1993. 30pp. Published in Nucl.Instrum.Meth.A340:309-321,1994.
- 38 C. Dionisi et al. Nucl. Inst. Meth. A336 (1993) 78. The Third level trigger system of the L3 experiment at LEP. <u>C. Dionisi et al.</u> Jul 1993. Published in Nucl.Instrum.Meth.A336:78-90,1993.
- 39 The LEP Energy Working Group Collaboration, A. Blondel et al., Evaluation of the LEP Centre-of-Mass Energy above the W-pair Production Threshold, Preprint CERN-EP/98-191, CERN-SL/98-073, CERN 1998, Submitted to Eur. Phys. J. C.; The LEP Energy Working Group Collaboration, Energies for LEP1.5 Run, Preprint LEP ECAL/97-04, LEP ECAL, 1997; The LEP Energy Working Group Collaboration, Preliminary LEP Energy Calibration for 1997 Data, Preprint LEP ECAL/98-01, LEP ECAL, 1998; The LEP Energy Working Group Collaboration, Evaluation of the LEP Centreof-Mass Energy for Data Taken in 1998, Preprint LEP ECAL/99-01, LEP ECAL, 1999.
- 40 T. Sjöstrand, CERN-TH 7112/93, CERN (1993), revised August 1995; T. Sjöstrand, Comp. Phys. Comm. 82 (1994) 74.
- 41 M. Skrzypek et al., Comp. Phys. Comm. 94 (1996) 216; M. Skrzypek et al., Phys. Lett. B372 (1996) 289.
- 42 The L3 Detector Simulation is Based on GEANT Version 3.15. See R. Brun et al., "GEANT 3", CERN DD/EE/84-1 (Revised), September 1987.
- 43 Search for charged Higgs bosons in e⁺ e⁻ collisions at center-of-mass energies between 130-GeV and 183-GeV. By L3 Collaboration (M. Acciarri et al.). CERN-EP-98-149, Sep 1998. 14pp.
 Published in Phys.Lett.B446:368-377,1999.

Published in Phys.Lett.B446:368-377,1999.

- 44 Search for charged Higgs bosons in e⁺ e⁻ collisions at s**(1/2) = 189-GeV. By L3 Collaboration (M. Acciarri et al.). CERN-EP-99-120, Aug 1999. 11pp. Published in Phys.Lett.B466:71-78,1999.
- 45 L3 Collaboration, M. Acciari et al., Phys.Lett. B411 (1997) 373.
- 46 A. Favara, M. Pieri, Confidence Level Estimation and Analysis Optimisation, Preprint DFF-278-4-1997, INFN, 1997.
- 47 Search for charged Higgs bosons in e⁺ e⁻ collisions at center center-of-mass energies up to 202-GeV. By L3 Collaboration (M. Acciarri et al.). CERN-EP-2000-118, Aug 2000. 15pp. Published in Phys.Lett.B496:34-42,2000.
- 48 Search for charged Higgs bosons at LEP. By L3 Collaboration (P. Achard et al.). CERN-EP-2003-054, Aug 2003. 17pp. Published in Phys.Lett.B575:208-220,2003.
- 49 Searches for Higgs bosons: Preliminary combined results using LEP data collected at energies up to 202-GeV. By ALEPH, DELPHI, L3 and OPAL Collaborations (P. Bock et al.). CERN-EP-2000-055, Apr 2000. 28pp.
- 50 Search for charged Higgs bosons: Preliminary combined results using LEP data collected at energies up to 209-GeV. By LEP Higgs Working Group for Higgs boson searches and ALEPH Collaboration and DELPHI Collaboration and L3 Collaboration and OPAL

Collaboration. LHWG-NOTE-2001-05, ALEPH-2001-043, PHYSICS-2001-016, DELPHI-2001-115, CERN-L3-NOTE-2689, OPAL-TN-696, Jul 2001. 9pp. All results quoted in this note are preliminary.

Submitted to International Europhysics Conference on High Energy Physics (HEP 2001), Budapest, Hungary, 12-18 Jul 2001 and submitted to 20th International Symposium on Lepton and Photon Interactions at High Energies (LP 01), Rome, Italy, 23-28 Jul 2001.

- 51 The CMS Collaboration, The Magnet Project. Technical Design Report. CERN/LHCC 97-10, CMS TDR, May 1997.
- 52 The The CMS Collaboration, The Trigger and Data Acquisition Project, Volume I, The Level-1 Trigger. Technical Design Report. CERN/LHCC 2000-038, CMS TDR 6.1, 15 December 2000.
- 53 The CMS Collaboration, The Trigger and Data Acquisition Project, Volume II, Data Adquisition and High-Level Trigger. Technical Design Report. CERN/LHCC 2002-26, CMS TDR 6.2, 15 December 2002.
- 54 The CMS Collaboration, The Tracker Project. Technical Design Report. CERN/LHCC 98-6, CMS TDR 5, April 1998.
- 55 The CMS Collaboration, The Electromagnetic Calorimeter Project. Technical Design Report. CERN/LHCC 97-33, CMS TDR, December 1997.
- 56 The CMS Collaboration, The Hadron Calorimeter Project. Technical Design Report. CERN/LHCC 97-31, CMS TDR, June 1997.
- 57 The CMS Collaboration, The Muon Project. Technical Design Report. CERN/LHCC 97-32, CMS TDR, December 1997.
- 58 The CMS Collaboration, Ide jon valami The ??? Project. Technical Design Report. CERN/LHCC 97-32, CMS TDR, December 1997.
- 59 Fabrication and Test of the Full-Scale P3 Prototype of the ME1/1 CSC CMS IN-1997/003
- 60 R. Santonico and R. Cardarelli, Nucl. Instr. and Meth. 187 (1981) 377-380
- 61 S. Koenig. The CMS Tracker Alignment System. 8th Conference on Astroparticle, Particle, Space Physics, Detectors and Medical Physics Applications (ICATPP). Como, Italy, 2003.
- 62 Endcap Muon Alignment Project. June 23, 1999. (http://home.fnald.gov/»maeshima/alignment/alignment.html)
- 63 J. Moromisato et al. A Totally Transparent Alignment Sensor. Nuclear Physics B (Proc. Suppl.) 78, 1999.
- 64 A.L. Virto. Caracterizacion y pruebas de validacion del Sistema Link de Alinea- miento del detector CMS. Tesis Doctoral. Universidad de Cantabria. Septiembre 2003.
- 65 Construccion, calibracion y evaluacion del sistema Link de Alineamiento del Espectrometro de Muones del Experimento CMS. Tesis Doctoral. Universidad de Cantabria. Abril 2006.
- 66 The Muon Collaboration, Engineering Design Review of Muon, Muon EDR-03 for Muon Alignment, held at CERN 30 November & 1 December 2000. (http://cmsdoc.cern.ch/cms/MUON/alignment/edr doc/edr2000).
- 67 The Muon Collaboration, Engineering Design Review of Muon, Muon EDR-06 for Muon Alignment, held at CERN 28 February & 1 March 2002. (http://cmsdoc.cern.ch/cms/MUON/Alignment/edr doc/edr2002).

- 68 F. Matorras et al. CMS Technical Note TN/94-249 (1994).
- 69 F. Matorras et al., CMS Technical Note TN/95-069 (1995)
- 70 L.Brunel et al. Geometrical and Optical Techniques Applied to the Monitoring of Large Detectors for Particle Physics. Third Conference on Optical 3-D Measurement Techniques, October 1995.
- 71 Faccio-Huhtinen, Bencze Gy. L., Fenyvesi A., Kerek A., Norlin L. -O., Molnár J., Novák D., Raics P., Szabó Zs., Szillási Z.: *Radiation tolerance tests of CMOS active pixel sensors used for the CMS muon barrel alignment.*8th Workshop on Electronics for LHC Experiments. Colmar, France, 9-13 Sept., 2002
- 72 Molnár L., Részecskefizikai detektorok helyzetmeghatározó rendszerének fejlesztése és tesztelése. Diplomamunka, Debrecen, 2000.
- 73 Gy. L. Bencze et al., Radiation Tolerance Tests of CMOS Active Pixel Sensors used for the CMS Muon Barrel Alignment. Proceedings of the Eighth Workshop on Electronics for LHC Experiments, Colmar, France, September 2002.
- 74 VISION VM5402 Camera Module Dual-standard Monochrome CMOS Image Sensor, Product Datasheet, VLSI VISION LIMITED, 1998.
- 75 Sensirion SHT15 sensor data sheet: http://www.sensirion.com/en/download/humiditysensor/SHT1x_SHT7x.htm
- 76 L. Brunel et al., A calibration bench to measure the positioning elements of Barrel Muon Chambers for the CMS experiment. CMS nternal Note CMS IN 1998/005 (1998)
- 77 Gy.L. Bencze et al., Double camera test for the CMS muon barrel position monitoring system. CMS NOTE 2000/049 (2000)
- 78 T. Gleisberg et al., A Method to process multiple images for the CMS muon barrel position monitoring system CMS Internal Note CMS IN 2000/057 (2000)
- 79 Zalán P., A villa gépészeti dokumentációja (2001)
- 80 Zalán P., A villa kalibrációs eszköz dokumentációja (2002)
- 81 P. Arce, Object oriented software for simulation and reconstruction of big alignment systems, Nucl. Inst. and Meth. A 502 (2003) 696-698.
- 82 P. Arce et al., CMS Object Oriented Code for Optical Alignment (COCOA), CMS IN-2002/060, Noviembre 2000.
- 83 S. Bethke et al., Nucl. Phys. B 370 (1992) 310.
- 84 N. J. Kjaer and R. Moller, Reconstruction of Invariant Masses in Multi-Jet Events, DELPHI Internal Note 91-17, 1991.

Kísérleti eszközök fejlesztése a nagyenergiájú fizika számára

Töltött Higgs-bozon keresése a CERN-i L3 detektornál és precíziós helyzetmeghatározó-rendszer építése a CERN-i CMS detektor Müon rendszeréhez

Értekezés a doktori (Ph.D.) fokozat megszerzése érdekében a fizika tudományágban

Írta: Szillási Zoltán okleveles fizikus

Készült a Debreceni Egyetem Fizikai-tudományok doktori iskolája (Részecskefizikai programja) keretében

	Témavezető:	Prof. Dr.Baksay László
		Dr. Raics Péter
A doktori szigorla	ti bizottság:	
elnök:	Dr	
tagok:	Dr	
	Dr	

A doktori szigorlat időpontja: 200....

Az értekezés bírálói:

Dr	
Dr	
Dr	

A bírálóbizottság:

elnök:	
tagok:	

Dr	
Dr	
Dr	
Dr	
Dr	•••••

Az értekezés védésének időpontja: 200....