Kétfotonszórásban keltett rezonanciaállapotok vizsgálata a CERN/LEP L3 kísérletében

diplomamunka

Boldizsár László

témavezető: Vesztergombi György

Eötvös Loránd Tudományegyetem
Budapest
1996

Tartalomjegyzék

"...Az a felfedezés, hogy a lét csoda: inspiráció forrása lehet; de arra csábít, hogy elforduljunk a világtól, s valami tisztán mágikus metafizikába meneküljünk. A bizonyosság kergetése a tudományos ismeretekre korlátozódik, melyek által tájékozódunk a világban... Nem szenvednénk annyira a szó hiányától, illetve nem keresnénk egyetlen örömünket mások megszólításában, ha abszolút magányunkban bizonyosak lehetnénk az igazság felől..."

Karl Jaspers

Előszó

A foton-foton kölcsönhatások lényeges szerepet játszanak a kvantumelektrodinamika és a kvantumszíndinamika elméleti modelljeinek kísérleti igazolásában.

A leptonpárok képződése során a QED α^4 rendben tesztelhető, a hadronikus végállapotok tanulmányozásával pedig egy egyszerű, könnyen számolható kezdeti állapotból kiindulva vizsgálható a hadrondinamika.

A legérdekesebb területe ezen vizsgálatoknak a foton hadronokhoz (kvarkokhoz) való csatolása, mellyel a kvarkmodell tanulmányozható. A kvark-antikvark rezonanciákon felül kötött gluonállapotok (glueball) és négykvark-rendszerek kutatása is lehetővé válik a $\gamma\gamma$-szélességek mérése során.

Kétfotonfizikai folyamatok vizsgálatára kiváló lehetőséget nyújtanak az elektron-pozitron tárológyűrűk, amelyekben a nyaláb rendkívül intenzív fotonforrásként szolgál. Ezen tény felismerésével a hatvanas években számos kutatócsoport kezdett a téma részletes vizsgálatába.

A Hamburg mellett felépített PETRA és a stanfordi PEP működésbe lépésével az elméleti szakemberek felismerték, hogy a kétfotonfizika kiváló lehetőséget nyújt a QCD tesztjéhez a nagy transzverzális impulzusú hadron- illetve jet-képződés, valamint a foton struktúrafüggvényének tanulmányozása során.

A nyolcvanas években tehát 20 GeV-es nyalábenergiáig sor került a foton-foton szórási folyamatok fizikájának felderítésére.

A LEP felépülésével lehetővé vált a korábbi eredmények ellenőrzése 45,6 GeV-en, a korábbinál nagyobb adatmintákon.

Ezen dolgozat az $e^+e^- \longrightarrow e^+e^-\gamma^*\gamma^* \longrightarrow e^+e^-K_s^0K^\pm\pi^\mp$ csatorna analízisével foglalkozik, melyet korábban a PETRA tárológyűrű CELLO és TASSO kísérletében vizsgáltak 17,5 GeV-en.

A későbbiekben fontos lehet, hogy a LEP nyalábenergiát 1995. második felétől több lépésben 96 GeV-re emelik, évi 170 pb^{-1} integrált luminozitás (9×10^{31} $cm^{-2}s^{-1}$) mellett, így a már meglevő analízisprogram segítségével ezen energiákon mért adatok feldolgozása is könnyen megvalósítható.

Jelen munka alapvetően három részre tagolódik. Az első négy fejezet megismertet a CERN és ezen belül a LEP felépítésével és működésével, részletesen foglalkozik az e^+e^- tárológyűrűk fizikájának kísérleti aspektusaival, valamint az L3 detektor szerkezetével, alegységeinek struktúrális és funkcionális tulajdonságaival.

Az ötödik és hatodik fejezet betekintést nyújt a kétfotonfizika alapjaiba, összefoglalja a $\gamma\gamma$-csatolások kutatásával foglalkozó korábbi mukákat.

A hetedik és nyolcadik fejezet összefoglalja a $K_s^0 K^\pm \pi^\mp$ csatorna vizsgálatával kapcsolatos korábbi munkákat, s részletesen bemutatja az L3 kísérletben elért eredményeket.

1. Fejezet

A CERN

A CERN (Conseil Europèen pour la Recherche Nucléaire – Európai Nukleáris Kutatóközpont) [1.1. ábra] 1954-ben történt alapítása nagyszerű lehetőséget nyújtott egy olyan – széles nemzetközi együttműködés keretei közt történő – kutatási program megvalósításához, mely méreteiben és színvonalában a leggazdagabb államok lehetőségeivel vetekszik.

A 19 országból álló szervezetnek 1992 óta Magyarország is tagja, ami nemcsak a magyar tudomány és műszaki fejlesztés, de – a magas technikai követelményeket kielégítő beszállításokon keresztül – az ipar számára is új kihívásokat és lehetőségeket jelent.

A svájci-francia határ közelében fekvő Meyrin város mellett 1954-ben elkezdett építkezések első lépcsőjét egy szerény, 600 MeV-es proton szinkrociklotron volt; majd 1959 novemberére elkészült az akkori világ leghatalmasabb gyorsítója, a 28 GeV nyalábenergiájú PS (Proton Synchrotron) ami még napjainkban is a CERN "többsebességes" gyorsítókomplexumának alappillléreként üzemel. A mintegy 200 m átmérőjű PS gyűrűben különböző részecskéket (protonokat, antiprotonokat, elektronokat, pozitronokat) gyorsítottak és ütköztettek álló céltárggyal. A PS korai eredményei közé tartozik, hogy ezen gyorsítóval állítottak elő elsőként neutrínókat mesterségesen. A berendezés talán legnagyobb felfedezése pedig a semleges áramok kimutatása volt 1973-ban.

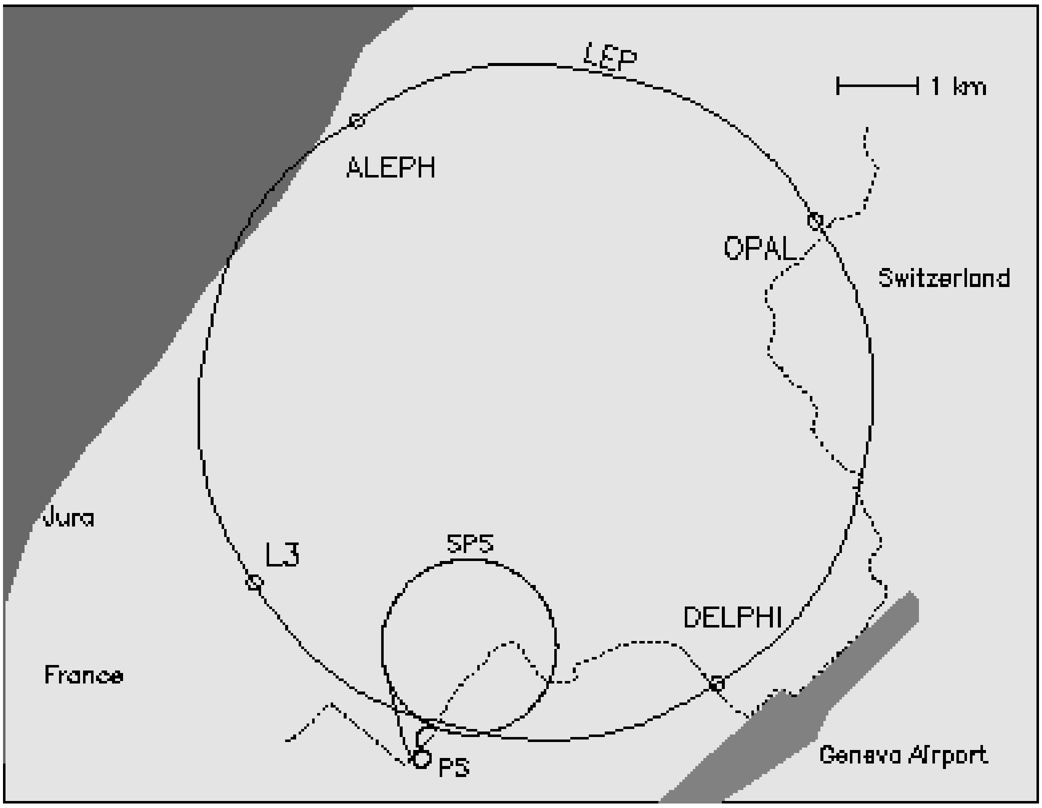
A következő jelentős technológiai lépés az ISR (Intersecting Storage Rings) megépítése volt, ami a világ első proton-proton tárológyűrűjeként üzemelt 1971 és 1984 között. Az ISR a PS-ben felgyorsított protonokat gyűjtötte öszsze és tárolta két egymással ellentétes irányban mozgó nyalábban. A két 300 m átmérőjű gyűrű metszéspontjai (az ütközési pontok) köré nagy detektorok (nagyméretű mágneses spektrométerek) épültek a 2·31 GeV tömegközépponti energia felszabadulásakor kirepülő részecskék észlelésére. A folyamatos nyalábokkal $10^{31}\frac{1}{cm^2 s}$ luminozitást értek el. Az ISR legnagyobb felfedezései közé tartozik a teljes hatáskeresztmetszet nagy energián történő megnövekedésének felismerése (1972), valamint a nagyszámú merőleges impulzusú hadron kimutatása (1973), ami pontszerű kvarkok kemény szórási folyama-

1.1. ábra. A CERN

taira utalt.

Közben 1976-ra megépült az SPS (Super Proton Synchrotron), amely kezdetben 400, később 450 GeV-es protonnyalábot produkált, amit rögzített céltárgyas kísérletekhez használtak. Az SPS egy 7 km kerületű földalatti alagútban helyezkedik el. 1982-ben egy második gyűrű építésével lehetővé vált, hogy egyidejűleg gyorsítsanak protonokat és antiprotonokat 270-270 GeV-re, így tömegközépponti rendszerben 540 GeV szabadult fel. A luminozitás $5 \cdot 10^{28} \frac{1}{cm^2 s}$-ra való emelése érdekében az antiprotonokat koncentrált csomagokba (bunch) kellett gyűjteni, ami az AA (antiproton akkumulátor) gyűrűben történt az úgynevezett sztochasztikus hűtés módszerével. Az így átalakított SPS-sel 1983-ban sikerült kimutatni a W és Z vektorbozonokat.

Ezzel egyidőben (1983 szeptemberében) elkezdődött a LEP (Large Electron-Positron Collider) [1.2. ábra] tárológyűrű építése (ld. a 3. fejezetben). Ma pedig a CERN az LHC (Large Hadron Collider) megépítésére készül, ami az ISR-hez hasonlóan két protonnyalábot gyorsítana és ütköztetne, de ezúttal egyetlen közös gyűrűben; amit 14 m hosszú, 8,36 T térerejű, 1,8 K hőmérsékleten üzemelő szupravezető dipólmágnesekkel valósítanának meg. Így a 27 km kerületű LEP-alagutat használva az elérhető nyalábenergia 7000 GeV lesz. Az LHC első fázisa a tervek szerint 2004-re készül el, ekkor a dipólmágne-



1.2. ábra. A LEP

sek 1/3-ának üzemeltetésével a teljes tömegközépponti energia 9,3 TeV lesz, majd 2008-ban 14 TeV.

Az LHC megvalósítása jelentős anyagi terheket ró a CERN-re, amelynek jelenlegi, 1996-os költségvetése 937,6 millió svájci frank (1995-ben 918,7 millió svájci frank).

Az intézet anyagi támogatásában a 19 tagállam közül a legnagyobb részt – mintegy 70%-ot – négy ország (Németország, Franciaország, Nagy Britannia és Olaszország) fizeti (Magyarország tagdíja 1996-ban 0,13%; 1995-ben 0,14% volt).

A CERN kutatási-fejlesztési-adminisztratív struktúrája 5 igazgatási területre oszlik, amely 13 osztály munkáját felügyeli. Az intézet által fizetett személyzet (technikusok, mérnökök, kutatók, szerelők, és adminisztrátorok) létszáma mintegy 3000 fő. Ők működtetik az infrastruktúrát, felelősek a gyorsítók, számítógépek, irodák üzemeltetéséért, a 6-7000 felhasználó mindennapi munkafeltételeinek biztosításáért. A felhasználók 3/4-e a tagországok egyetemeiről, kutatóintézeteiből hosszabb-rövidebb időre a CERN-be érkező kutatók, akik nemzetközi kutatócsoportokat alkotva használják az infrastruktúrát és a kísérletek eredményeit. Ebben a világméretű együttműködésben több mint 500 (zömében európai) egyetem és kutatóintézet vesz részt. A 602 hektáros területen (ebből 112 hektár Svájcban, 490 pedig Franciaország területén helyezkedik el) 5 gyorsító működik. A már említett PS, SPS és LEP mellett a LEAR és az ISOLDE.

A LEAR (Low Energy Antiproton Ring – Alacsony energiájú Antiproton Gyűrű), ami a világ egyetlen "lassítója" (negatív gyorsító), ahol 5 MeV energiájú antiprotonok viselkedése tanulmányozható.

Az ISOLDE izotóp szeparátor különböző rádioaktív izotópok kutatásával foglalkozik. 1967-től a CERN Szinkrociklotron (SC), 1992-től a PS Booster szolgáltat ehhez 1 GeV-es protonnyalábot, amely ütközéses, hasadásos és fragmentációs reakciókban kelt nukleonokat és magokat. Ezek többnyire fókuszálás és mágneses analízis során kerülnek a különböző kísérletekhez, amelyek mag- és atomfizikai, szilárdtestfizikai, valamint orvostudományi és biofizikai célokat szolgálnak.

Az 5 gyorsítóhoz 96 kísérleti program kötődik, miközben további 10 előkészítése folyik.

2. Fejezet

Az e^+e^- tárológyűrűk

2.1 A részecskegyorsítókról általában

A modern részecskefizika legfőbb kísérleti módszere a nagy energiára gyorsított részecskék ütköztetése, majd az ütközés során felszabaduló energiából keletkező részecskék megfigyelése bonyolult detektorrendszerek segítségével. A mért adatok válogatásával és részletes analízisével információkat szerezhetünk magukról a részecskékről, azok szerkezetéről, tulajdonságaik feltérképezésével pedig természetük szerint rendszerezhetjük őket; ugyanakkor a köztük ható erők dinamikájára is következtethetünk. Mindehhez arra van szükség, hogy a bombázó részecskék mérete a felderítendő struktúra méretskálájába essen, mozgási energiája pedig meghaladja annak kötési energiáját. Mivel egy részecskéhez $\lambda = \frac{h}{p}$ de Broglie-hullámhosszat rendelhetünk (ahol p a részecske impulzusa, h pedig a Planck-állandó), így nyilvánvaló, hogy egyre kisebb szerkezet kutatásához egyre nagyobb impulzusú részecskét kell használni.

A gyorsítók működésének megértéséhez [1] [2] tekintsünk egy ($\underline{\mathrm{E}}, \underline{\mathrm{B}}$) elektromágneses térben $\underline{\mathrm{v}}$ sebességgel mozgó m tömegű, e töltésű (E mozgási energiával, $\underline{\mathrm{p}}$ impulzussal rendelkező) részecskét. Ekkor relativisztikusan:

$$\underline{\mathrm{v}} = \underline{\mathrm{p}}c^2/E$$

és

$$E^2 - \underline{\mathrm{p}}^2c^2 = m^2c^4.$$

A részecskére Lorentz-erő hat:

$$\underline{\mathrm{F}} = \frac{d\underline{\mathrm{p}}}{dt} = e(\underline{\mathrm{E}} + \underline{\mathrm{v}} \times \underline{\mathrm{B}})$$

Amibe a fenti két egyenletből kifejezett $\underline{\mathrm{p}}$-t behelyettesítve:

$$\frac{dE}{dt} = e\underline{\mathrm{E}}\underline{\mathrm{v}}.$$

Ami azt jelenti, hogy csak a longitudinális elektromos tér képes növelni a kinetikus energiát. Viszont vákumban az elektromágneses hullámok csak transzverzális térkomponensekkel rendelkeznek, így valamilyen határfeltételt kell kirónunk. A technikai megvalósítások azonban bonyolultabbak, mivel a nagyenergiás gyorsítók időfüggő elektromos tereket használnak az energia növelésére, és statikus mágneses tereket a pálya eltérítéséhez. Továbbá elhanyagoltuk az elektromágneses kölcsönhatáson kívül eső erőket, és nem vettük figyelembe a gyorsított nyaláb többi részecskéjének hatását a megfigyelt objektumra.

Az első, magfizikai energiatartományban működő gyorsítók ma már klasszikus berendezésnek számítanak. Ilyen például a lineáris Cockroft-Walton generátor és a Van de Graaf generátor, vagy a ciklotron. Ezen gyorsítók esetén a nagyobb és nagyobb energiák elérése technikailag egyre kilátástalanabb küzdelmet eredményezett. Ciklotronok esetén például két félkör alakú tartományban állandó mágneses térben spirális pályán mozognak a részecskék. Ha B nagyságú homogén mágneses térben m tömegű, e töltésű, $\underline{v}$ sebességű részecskét helyezünk (ahol $\underline{E} = 0$ és $\underline{v} \perp \underline{B} = B\underline{e}_z$), akkor a rá ható erő merőleges $\underline{v}$-re és $\underline{B}$-re. Így a részecske körpályán mozog, ahol

$$F = \frac{mv^2}{r} = -evB$$

nagyságú erő hat rá, tehát

$$\frac{eB}{m} = \frac{v}{r};$$

amiből látszik, hogy ciklotronoknál a sebesség egyenesen arányos a pályasugárral, így hatalmas méretű mágnesekre van szükségünk ha nagyobb energiájú részecskéket akarunk tanulmányozni. Ezen probléma megoldása a szinkrotron ötlete: a részecskéket állandó sugarú körpályán vezetjük körbe, és számos ciklus alatt gyorsítjuk fel, miközben a mágneses teret változtatjuk elektromágnesek segítségével. Ekkor csak egy keskeny körgyűrű területén kell mágneses teret biztosítani, így jelentős anyag- és költségmegtakarítás érhető el. A pálya tehát lineáris szakaszokból és körívekből áll. Az egyenes szakaszokon történik a töltött részecskék gyorsítása, a köríveken pedig a gyorsítás síkjára merőleges mágneses térben a részecskék konstans sugarú pályán mozognak. A gyorsítási folyamatban természetesen az egyes szakaszokhoz egyre nagyobb sebességek tartoznak, ehhez pedig egyre nagyobb mágneses térre van szükség. Mindehhez elengedhetetlen a szinkronizálás használata.

A szinkrotronokat (és az egyszerűbb gyorsítókat is) elsősorban arra használták, hogy a felgyorsított részecskenyalábbal egy rögzített céltárgyat (fix targetet) ütköztettek. Technikailag ez a legegyszerűbb megoldás arra, hogy a gyorsítás során felhalmozott kinetikus energiát egy rugalmatlan ütközésben a résztvevő részecskék szerkezetének átalakítására fordítsuk; ezáltal feltárva azok belső természetét. Azonban ebben az esetben az álló céltárgyba ütköző lövedék mozgási energiájának zöme arra fordítódik, hogy az impulzusmegmaradás miatt a laborrendszerben korábban nyugvó céltárgyat felgyorsítsa, és a teljes energiának csak kis hányada kelt új részecskéket. Például ha egy M nyugalmi tömegű, p_{ny} impulzusú, $E_{ny} = \sqrt{M^2c^4 + c^2p_{ny}^2}$ energiájú protont ütköztetünk egy álló ($p_t = 0$, $E_t = Mc^2$) protonnal, akkor a laboratóriumi rendszerben a teljes energia:

$$E_{lab} = E_{ny} + E_t = \sqrt{M^2c^4 + c^2p_{ny}^2} + Mc^2;$$

a teljes impulzus pedig:

$$p_{lab} = p_{ny} + p_t = \sqrt{\frac{E_{ny}^2}{c^2} - M^2c^2}.$$

Új részecskék keltésére (azok nyugalmi energiájának fedezésére), a vizsgált objektumok szerkezetének letapogatására a tömegközépponti rendszer energiája fordítódhat, a többi az ütközés utáni részecskék mozgási energiáját biztosítja. A gyorsítóval megvalósítható E_{ny} és a részecskekeltésre fordítható E_{TMKP} tömegközépponti energia kapcsolata kifejezhető a négyes impulzus négyzetének Lorentz-invarianciájából:

$$E_{lab}^2 - c^2p_{lab}^2 = E_{TMKP}^2 - c^2p_{TMKP}^2$$

Tömegközépponti rendszerben természetesen $p_{TMKP} = 0$, így:

$$E_{TMKP}^2 = E_{lab}^2 - c^2p_{lab}^2 = (E_{ny} + Mc^2)^2 - (E_{ny}^2 - M^2c^4) = 2Mc^2(E_{ny} + Mc^2).$$

Tehát azt látjuk, hogy $E_{TMKP} \sim \sqrt{E_{ny}}$, azaz kétszer nagyobb nyalábenergia csupán $\sqrt{2}$-szer nagyobb tömegközépponti energiát eredményez. Ezért ezzel a módszerrel nem tudjuk igazán hatékonyan növelni a kutatásaink szempontjából elsődlegesen hasznos tömegközépponti energiát. Ha viszont nem egy rögzített céltárgyat bombázunk részecskékkel, hanem két azonos impulzusú részecskenyalábot ütköztetünk frontálisan egymással, akkor a teljes mozgási energia (mindkét nyaláb mozgási energiája) új részecskék keltésére fordítódhat, ekkor a tömegközépponti energia – ami ráadásul egyforma nyalábokat használva megegyezik a laborrendszerbeli energiával – a nyalábenergia kétszerese: $E_{TMKP} = 2E_{ny}$. Az ilyen elven működő ütközőnyalábos gyorsítókat, amelyekben részecskenyalábok futnak egymással szemben (gyakran részecskék és antirészecskék ütköznek) tárológyűrűnek nevezik.

2.2 A gyorsítás technikai problémái

2.2.1 Energiakorlátok

A gyorsítás rendszerint L hosszúságú $2b$ magasságú üregben zajlik, amelynek két vége között $V_a = E_s \cdot L$ gyorsítófeszültség van. Ekkor a falakon eldisszipálódó teljesítmény: $P_d = \frac{V_a^2}{R_s}$, ahol R_s a szerkezet ellenállása; az egységnyi hosszon disszipálódó teljesítmény pedig: $\frac{dP_s}{ds} = -\frac{E_s^2}{r}$, ahol $r = R_s/L$ az egységnyi útra eső shunt impedancia. Ugyanakkor ezt a mennyiséget kifejezhetjük a gyorsítóüreg egységnyi hosszúságú falának ellenállásával (r_w) és a falban keletkező I_w áramokkal: $\frac{dP_d}{ds} \sim I_w/b$, továbbá $b \sim \omega^{-1}$ és $r_w = \frac{\varrho}{2\pi b\delta}$, ahol ϱ a fal anyagának ellenállása, $\delta = \sqrt{\frac{2\varrho}{\omega\mu}}$ a behatolási mélység (μ a fal permeabilitása); így $r \sim \sqrt{\omega}$, azaz nagyobb frekvencián kisebb az energiaveszteség. Nagyobb frekvenciákat pedig kisebb méretű berendezésekkel érhetünk el.

A miniatürizálásnak és a berendezések extrém pontosságú összeillesztésének azonban technikai akadályai vannak. Ez azt jelenti, hogy bármilyen gyorsító, ami rádiófrekvenciás (RF) elektromos tereket használ gyorsításhoz, elsősorban a disszipáció miatt ütközik energiakorlátokba. Ez érvényes lineáris gyorsítókra is, de a ciklikus gyorsítóknál egyéb korlátozó tényezőkkel is számolnunk kell. Például proton gyorsítógyűrűk esetén: $p = eB\varrho$, ahol p az impulzus, e az elemi töltés, B a mágneses tér, ϱ a görbületi sugár. Az impulzust GeV/c-ben, a töltést Cb-ban, a mágneses teret Tesla-ban, a görbületet méterben mérve, a $p = 0,2998B\varrho$ arányt kapjuk. Mivel hagyományos mágnesekkel 2 Teslát, szupravezető mágnesekkel pedig 9 Teslát tudunk megvalósítani, így egy R m átlagos pályasugarú gyorsítóval maximálisan elérhető energia $0,4 \cdot R$ hagyományos mágnesekkel, és $2 \cdot R$ szupravezető mágnesekkel. Az R értékét (ami nagyobb ϱ-nál) illetve, hogy a pálya hány százalékán történik a részecskék eltérítése, gazdaságossági és technikai szempontok határozzák meg; mindenesetre nincs felső határa a protongyűrűk méretének.

Elektron-pozitron tárológyűrűk esetében viszont jelentőssé válik a szinkrotronsugárzás, amely energiaveszteséget periódusonként pótolni kell az RF gyorsítórendszerekkel. A pillanatnyi sugárzási veszteség mágneses térben:

$$P_{rad} = -\frac{dE}{dt} = \frac{2}{3}\frac{e^2/4\pi\varepsilon_0}{(mc)^3} \mid \underline{\mathrm{p}} \mid^2 \mid c\underline{\mathrm{B}} \mid^2 .$$

Így a ϱ sugarú pályán keringő részecske energiavesztesége körönként (ahol $\mid \underline{\mathrm{p}} \mid \sim E/c = e \mid \underline{\mathrm{B}} \mid \varrho$):

$$U_0 = \frac{2\pi\varrho}{c} P_{rad} = \frac{4\pi}{3} \frac{r_e}{(mc^2)^3} \frac{E^4}{\varrho} = C_\gamma \frac{E^4}{\varrho}.$$

Az e^+e^- tárológyűrűk költségei (az alagút, a berendezések ára) a mérettel arányosak, így az

$$M = aR + b\frac{E^4}{R}$$

mennyiség (ami a tárológyűrű teljes költségét jellemző változó) akkor minimális, ha

$$\frac{dM}{dR} = a - b\frac{E^4}{R^2} = 0.$$

Ezért $R \sim E^2$; ami különösen akkor igaz, ha az energiaveszteséget pótló RF gyorsítás költségei naggyá válnak (például a legnagyobb energiájú gyűrűkben). Mindezek alapján megállapíthatjuk a $B \sim \frac{1}{\sqrt{R}}$ összefüggést, mint az e^+e^- tárológyűrűk építésének egyik fontos gazdaságossági szabályát (a LEP esetében használt térerő $B \approx 0,1$ T).

Valójában a nagy tárológyűrűk méretét kvantumeffektusok és egyéb nemlineáris hatások is lényegesen befolyásolják. A szinkrotronsugárzás ugyan klasszikus fizikai képben folytonos és egyenletes, de a kvantummechanika szerint a fotonok véletlen statisztikáknak megfelelő idő- és energiaeloszlásban emittálódnak. A nyalábrészecskék egy névleges E_0 érték körül σ_ε RMS értékkel szóródnak:

$$\sigma_\varepsilon^2 = \left\langle \left(\frac{E - E_0}{E_0}\right)^2 \right\rangle = \frac{55}{32\sqrt{3}}\frac{\hbar}{mc}\left(\frac{E}{mc^2}\right)^2 \frac{1}{2\varrho}.$$

A fókuszáló rendszernek ezen energiaszóródáshoz kell alkalmazkodnia. Ez akkor valósulhat meg, ha az eltérések egy ésszerű határ alatt tarthatóak. Ez a határ rendszerint: $7\sigma_\varepsilon^2 \leq 1\%$ azaz $\sigma_\varepsilon \leq 0,0014$. Ez technikailag alsó határt szab a tárológyűrű görbületi sugarának:

$$\varrho \geq 2,5 \cdot 10^5 \frac{\hbar}{mc}\left(\frac{E}{mc^2}\right)^2$$

(ami a LEP esetében $\varrho \approx 3000$ m-t jelent). Viszont lineáris gyorsítók esetén számos probléma nem jelentkezik; ezért ma úgy tűnik, hogy a 100 GeV-et meghaladó energiatartományban működő e^+e^- gyorsítók lineáris ütköztetők lesznek.

2.2.2 Fókuszálás

A mágneses tér és az impulzus közti $p = eB\varrho$ kapcsolat alapján naívan feltételezhetjük, hogy a $\sigma_\varepsilon \approx 0,1\%$ energia-, illetve impulzusszórással azonos mértékű bizonytalanságot várhatunk a sugárra is: $\frac{\triangle p}{p} \approx \frac{\triangle \varrho}{\varrho} = 0,1\%$, ami például a LEP esetében $\triangle\varrho = 3$ m-t jelent. Ez természetesen megengedhetetlenül nagy eltérés, hisz a nyalábokat nagy pontossággal kell irányítani, ha a gyorsító bizonyos pontjain ütköztetni akarjuk őket, továbbá a vákumkamra és az egyéb berendezések minimalizálásához is szükség van arra, hogy a részecskék jól meghatározott pályán mozogjanak. Ezért, ha egy részecskecsomagot (bunch-ot) sokszor körbe akarunk futtatni a gyorsítóban, akkor fókuszálásra van szükségünk, amit kvadrupólmágnesekkel valósíthatunk meg. Ezek inhomogén tere – amely megfelelő kalibráció esetén a nyalábtengely irányában 0, attól távolodva pedig egyenletesen nő – az optikai lencsékhez hasonlóan viselkedik. Az optikában egy konvergens és egy divergens lencsét egymás után helyezve az eredő hatás fókuszáló lesz. Egy kvadrupól a tengelyre merőleges két irány (x és y) közül az egyikre fókuszál, a másikra defókuszál; így két kvadrupólt egymás mögé helyezve elérhető, hogy egyik x irányban fókuszáljon, a másik pedig y irányban. Ennek eredményeként az úgynevezett erős fókuszálás elve következtében fellépő hatás fókuszáló. Az ilyen fókuszáló-defókuszáló rendszer neve: FODO.

A FODO rendszer stabilitásához az szükséges, hogy a fókuszáló kvadrupólok (lencsék) egymástól mért távolsága kisebb legyen a fókusztávolság kétszeresénél. A hatás lényege, hogy a részecskék egyfajta kvázi-harmonikus oszcillációja jön létre az egyensúlyi pálya körül. Ezen úgynevezett betatronoszcilláció következtében a nyaláb x, y referenciapozíciójától vízszintes vagy függőleges irányba eltérő részecske nyalábból való elszökése megakadályozható.

A B_x, B_y terű kvadrupól a ϱ sugarú pályán mozgó részecskére a következőképpen hat:

$$x'' - \frac{\varrho + x}{\varrho^2} = -\frac{B_y}{p/e}\left(1 + \frac{x}{\varrho}\right)^2$$

$$y'' = \frac{B_x}{p/e}\left(1 + \frac{x}{\varrho}\right)^2,$$

ahol $x'' = \frac{d^2x}{ds^2}$, és a pályát részecske által megtett úttal paraméterezzük az idő helyett.

A tárológyűrűkben általában nem folytonos nyalábokat gyorsítanak és ütköztetnek, hanem részecskék egy-egy csoportját – úgynevezett bunch-okat. Ezért a geometriai fókuszálás mellett szükség van arra, hogy a bunch-hoz képest előresiető (túl gyors), vagy lemaradó (túl lassú) részecskéket visszatereljük a bunch-ba. A fázisstabilitást megvalósító szinkronizálási eljárás lényege, hogy az adott gyorsítószakaszba idő előtt érkező részecskékre kisebb feszültség hat, a késve érkezőkre pedig nagyobb. Így a bunch eleje kevésbé gyorsul, mint a vége, a sebességkülönbségek ezért kiegyenlítődhetnek. Ez a stabilizációs folyamat a szinkrotronoszcilláció. Fontos relativisztikus jelenség, hogy egy bizonyos energiaküszöb felett a gyorsítási folyamat során bekövetkező sebességnövekedés elhanyagolható nagyságú (közel a fénysebességhez), ugyanakkor a hosszúságkontrakció miatt a nagy sebességű részecske számára az úthossz lényegesen megnő. Így egy úgynevezett tranzitenergia felett a nagyobb energiájú részecskék a bunch hátsó részében, a kisebb energiájúak pedig az első felében fognak elhelyezkedni; ezért ekkor a korábban beérkező részecskék esetében nagyobb, a késve érkező részecskék esetén kisebb gyorsítófeszültséget kell alkalmazni. Így céljainknak kiválóan megfelel egy $V_{RF}(t) = V_0 \cdot sin(\omega_{RF} \cdot t)$ szinuszos gyorsítófeszültség, amelyet úgy kell szinkronizálnunk, hogy a tranzitenergiánál kisebb energiák esetén a felfutóélt; a tranzitenergia feletti tartományokban pedig a szinuszhullám lefutó élét használjuk gyorsításhoz.

Tehát a valódi pálya különbözik a referenciapályától berendezéseink tökéletlensége miatt. A nyaláb egy részecskéjét a fázistér 6 komponensével (x, y, z, p_x, p_y, p_z) írhatjuk le; ezen mennyiségeknek az egyensúlyi helyzettől való eltérése jellemzi a nyaláb minőségét. A geometriai méretet és széttartást mérő mennyiség a (horizontális, vertikális és longitudinális) nyalábemittancia. A horizontális emittancia definíciója:

$$\varepsilon_x = \sqrt{\langle x^2 \rangle \langle p_x^2 \rangle - \langle x p_x \rangle^2},$$

ahol x az egyes részecskéknek a referenciapályától való horizontális irányú eltérése, p_x a p_0 egységekben mért impulzuseltérés, $\langle .. \rangle$ pedig a nyalábrészecskékre való átlagolást jelöl.

Általában a függőleges síkban nincs eltérítés, ezért vertikális diszperzió sem lép fel. A nyaláb ilyen irányú kiterjedését az ideálistól eltérő berendezések okozzák, melyek némely esetben az x-irányú mozgást y-irányúra transzformálják. Ez a hatás, ami egyébként a kvadrupólmágnesek elforgatásával orvosolható, a két emittancia arányával jellemezhető:

$$\varepsilon_y = \kappa^2 \varepsilon_x.$$

Ezen – a gyorsítóberendezések és egyéb hatások által meghatározott – természetes emittanciák kicsik, így a nyalábok általában laposak:

$$\varepsilon_y \ll \varepsilon_x.$$

Ha olyan lineáris fókuszáló rendszert használunk, ami nincs kapcsolatban egyéb szabadsági fokokkal, akkor az egyes emittanciák a Liouville-tétel értelmében megmaradó mennyiségek lesznek.

A 6 dimenziós fázistérben azt a legnagyobb összefüggő, a referenciapályát körülölelő tartományt, amelyen belül az egyedi részecskék mozgása kötött, dinamikus aperturának nevezik.

2.2.3 Luminozitás

A gyorsítókat jellemző egyik legfontosabb paraméter a luminozitás.

Azt, hogy egy adott részecskefizikai folyamatból hány esemény megy végbe, az L luminozitás és a folyamatot jellemző σ hatáskeresztmetszet szorzata határozza meg: $N = L \cdot \sigma$. A luminozitás az

$$L = \frac{f_0 k_b N_1 N_2}{A}$$

formulával értelmezhető, ahol f_0 a keringési frekvencia, k_b az egyidőben keringő bunch-ok száma, N_1 és N_2 az egymással ütköző két nyaláb egyikére, illetve másikára jellemző bunch-okban a részecskeszám, A pedig a nyaláb effektív keresztmetszete.

A luminozitást számos hatás korlátozza. Minden nyaláb intenzitása csökken azáltal, hogy elektromágneses önkölcsönhatás alakul ki benne, ahogy áthalad a különböző berendezéseken. E jelenség által megszabott luminozitás határértéket a LEP-ben TMCI-nek (Transverse Mod-Coupling Instability) nevezik.

Bár a nyalábok egymástól elszigetelten helyezkednek el, mégis, ha a vákumcsőben két nyaláb kering, akkor a köztük fellépő erők csökkentik a TMCI értéket. A luminozitás nagyságát lényegesen befolyásolják a nyalábok ütközésekor bekövetkező kölcsönhatások. Ez a nagyon bonyolult dinamika fenomenológikusan a ξ paramétertől függ, ami többek közt a betatron oszcilláció beállításával változtatható. Így a luminozitás valójában: $L \sim N\xi$. Kis részecskeszámú bunch-okra pedig $\xi \sim N$, de azt is megfigyelhetjük, hogy N növelésével ξ csak egy határértékig (a nyalábkölcsönhatási küszöbig) nő, majd egy 0,02 és 0,05 közti értéken szaturálódik. Ezen határ felett a luminozitás nem N^2-tel, csak N-nel nő (a LEP-en elért maximális ξ érték 0,045 volt 1994-ben, nyalábonként 8 bunch használata mellett).

Valójában a szaturálódás felett csak úgy növelhetjük a luminozitást, ha adott nyalábban több bunch-ot használunk.

3. Fejezet

A LEP

A LEP a világ legnagyobb elektron-pozitron tárológyűrűje. A genfi repülőtér és a Jura hegység közt, francia-svájci területen fekszik. Építése 1983-ban vette kezdetét, működését 1989-ben kezdte meg a Z^0 energián (91,2 GeV-en).

A 26658,87 m kerületű, 3026,4 m átlagos görbülettel rendelkező LEP-gyűrű 50 és 150 m mélyen fekszik a felszín alatt [3.1. ábra]. 1104 db dipólmágnest, 864 kvadrupólt, 520 szextupólmágnest és 20 úgynevezett Wiggler mágnest tartalmaz. A szupravezető kvadrupóloktól eltekintve a LEP-ben használt mágnesek normál elektromágnesek; statikus teret hoznak létre, ami fontos a részecskék befecskendezésekor. A dipólmágnesek magja 1,5 mm-es acéllapokból készült, amelyeket 4 mm-nyi cementréteg szigetel el egymástól gazdaságossági okokból. Gerjesztésükhöz 100 GeV energiánál 4480 A áramerősség szükséges, így 0,135 T térerőt hoznak létre; ez 45 GeV-es nyalábok esetén mintegy 4 MW teljesítményveszteséggel jár együtt.

A fókuszáló mágnesek tere $\underline{B} = -\nabla\Phi_m$; ahol Φ_m a mágneses skalárpotenciál. Kvadrupólok esetén

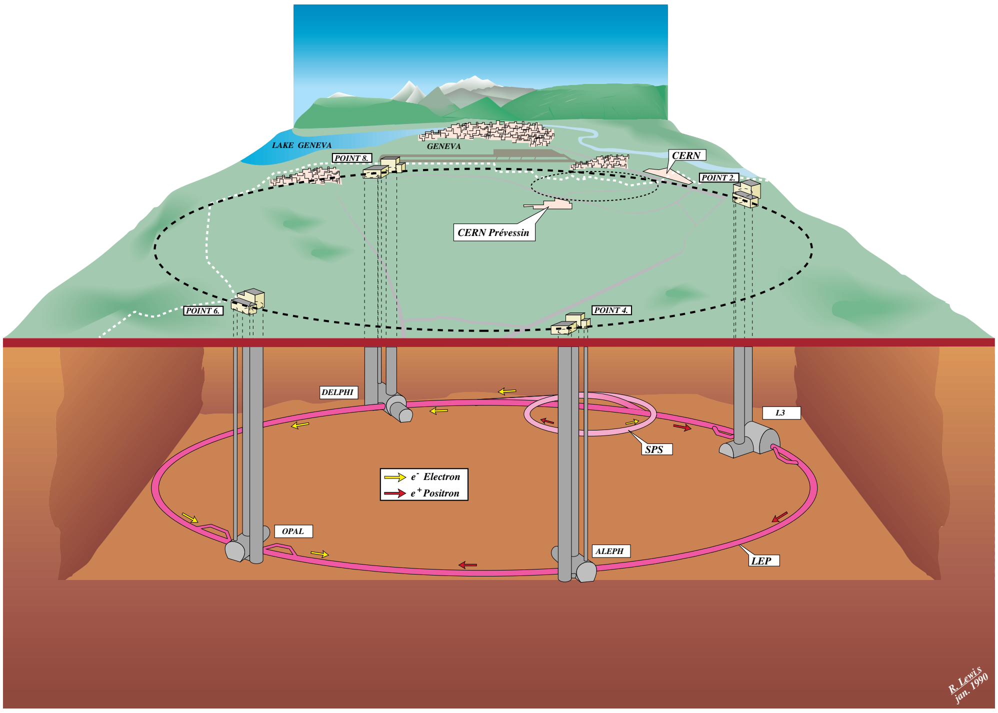
$$\Phi_m = -\frac{p}{e}K_1(x^2 - y^2),$$

szextupólmágnesekre pedig

$$\Phi_m = -\frac{p}{e}K_2(x^3 - 3xy^2).$$

Mivel a valódi mágnesek véges kiterjedésűek, ezért a magasabb rendű multipól komponensek minimalizálásához korrigálni kell a mágneses teret. A szextupólmágnesek ezt a célt szolgálják; a δ impulzuseltérések kvadrupólfókuszálásának kromatikus hibáit javítják.

Míg az elektron és pozitron bunch-ok nem érik el az optimális energiát, elektrosztatikusan elszigeteltek kényszer betatron oszcilláció segítségével (Pretzel szeparáció). Az 51 elektrosztatikus szeparátor meghatározta pálya számos pontján a bunch-ok ütközés nélkül haladhatnak el egymás mellett. Ez a módszer egyidejűleg 36 bunch futtatására alkalmas, de gyakorlatban maximum 8 valósítható meg az RF tárolóüregek és egyéb berendezések (például a



3.1. ábra. A LEP elhelyezkedése

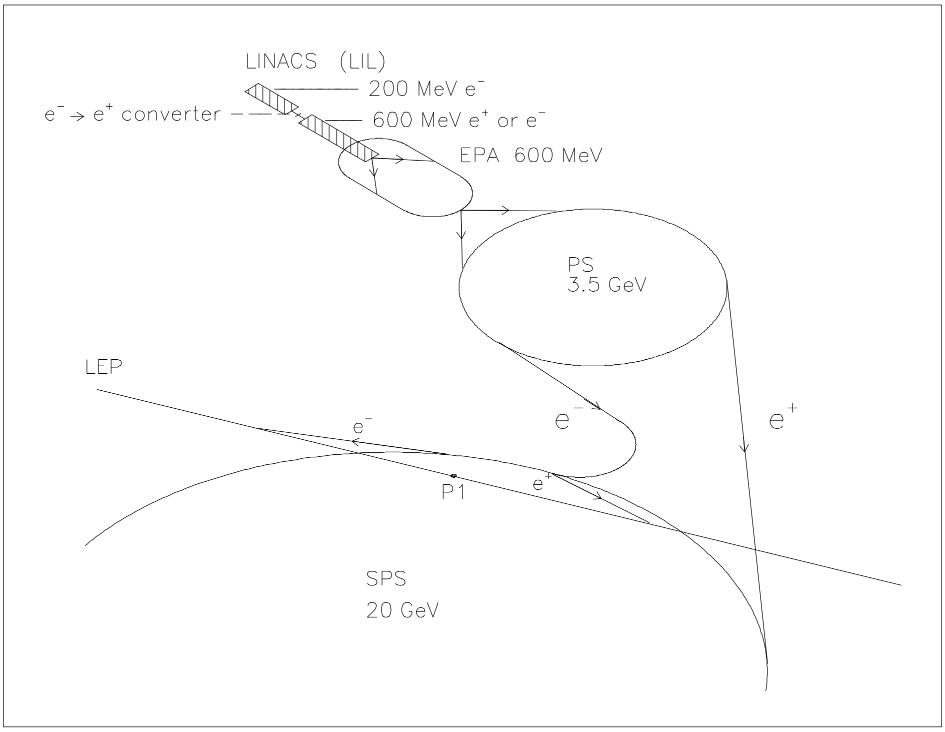
detektorok) felépítése miatt (a legnagyobb korlátot a részecskeinjektálás jelenti.) Ugyanakkor a 4 bunch mindegyike helyettesíthető egy 4 bunch-ból álló sorozattal (a gyakorlatban csak 3-at használnak). Az injektálási szakaszban a bunch-sorozatok a kölcsönhatási ponttól mintegy 130 méteres távolságban találkoznak, de ekkor még ütközés nélkül haladnak el egymás mellett. Amint a bunch-ok száma és energiája megfelelő, az elektrosztatikus szeparátorok létrehozzák a detektorok belsejében az ütközéseket. Az egyenként $42 \cdot 10^{10}$ részecskét tartalmazó bunch-ok 22 μs-onként ütköznek; így a gyűrűben átlagosan 6 mA-es nyalábáram alakul ki.

Mivel a nagy gyorsítók berendezései (mágneses terek, gyorsítófrekvenciák, stb. beállításai) csak egy bizonyos energiasávon belül működtethetők hatékonyan, így a LEP sem működtethető alacsony energián (ugyanazon mágnesek használata kisebb energián is lehetséges lenne, bár költséges, viszont a nyalábinstabilitás lényegesen megnőne). Ezért a LEP-et előre gyorsított részecskékkel kell ellátni. Ez a PS és SPS gyorsítók bevonásával megvalósított 4 fokozatú gyorsítórendszerrel történik [3.2. ábra]. Az első szakaszban egy lineáris gyorsító (a LIL) 200 MeV-re gyorsít elektronokat, amelyek egy része egy konverter segítségével pozitronná alakul, majd az elektronok és pozitronok az EPA-ban 600 MeV-et érnek el. Ezután kerülnek a PS-be, ahol 3,5 GeV-re, onnan az SPS-be, ahol 20 GeV-re gyorsulnak. Az SPS-ből a LEP gyűrűbe kerülő 20 GeV-es nyaláb energiavesztesége körönként $U_0 = 13,8$ MeV-ről 4,61 MeV-re csökken (szinkrotronsugárzás); energiaszóródási aránya $\sigma_\varepsilon = 1,74 \cdot 10^{-3}$-ról $\sigma_\varepsilon = 0,31 \cdot 10^{-3}$-ra; természetes horizontális emittanciája $\varepsilon_x = 2,4$ nm-ről $\varepsilon_x = 2,2$ nm-re; a bunch-hosszúság pedig $\sigma_z = 1,95$ cm-ről $\sigma_z = 0,35$ cm-re ($\sigma_x = 150$ μm, $\sigma_y = 10$ μm).

A LEP-ben a 45,6 GeV-es nyalábenergia eléréséhez 120 db hagyományos, szobahőmérsékleten működő, rézből készült, 5 cellás gyorsítóüreget, és 8 db 4 cellás szupravezető gyorsítóüreget használnak. A hagyományos berendezések 352,2 MHz-en működnek, és $V_{RF} = 266$ MV feszültséget használnak. A szupravezető RF rendszert a 200 GeV-es csúcsenergiájú LEP 2 működéséhez fejlesztették ki, de a konstrukciós időszak alatt és később (elsősorban teszt-jelleggel) már a LEP 1-en alkalmazásra került 8 db gyorsítóüreg. Ezek ugyanazon frekvencián több, mint 2000 MV feszültségre képesek elhanyagolható energiaveszteség mellett. A réz alapra felvitt vékony, szupravezető nióbium réteg jó vezető, és véd a csillapodások ellen. A berendezések hűtésére folyékony hélium szolgál.

A nyalábenergia 5 MeV pontossággal szabályozható.

Mivel a LEP-ben a részecskék mintegy 20 órát töltenek, és ezalatt $2 \cdot 10^{13}$ méternyi utat futnak be, így bőven nyílna alkalmuk, hogy kölcsönhatásba lépjenek a nyalábcsőben található gázmolekulákkal. Ezért a nyomást 10^{-9} Torr tartományban tartják, így növelve a nyaláb élettartamát. Azonban tökéletes



3.2. ábra. A LEP injektálási sémája

szigetelés esetén is fellépnek olyan hatások, amelyek a nyomást növelik. Ilyen pl. a termikus kiáramlás, melynek lényege, hogy a kamrák melegedésekor azok belső felszínéről részecskék szabadulnak ki. Ez ellen védekezésül előzetesen kiégethetjük a kamrákat, ekkor csak a legerősebben kötött molekulák maradnak a felszínen. Ugyanakkor a szinkrotronsugárzás nagy energiájú fotonjai fotoelektronokat hoznak létre, amelyek leszakíthatják a kamrafalakról az erősen kötött részecskéket is. Viszont hosszútávon a szinkrotronsugárzás megtisztítja a felszínt.

A LEP vákumrendszerét a 40 l/s szívósebességű ionszivattyúk biztosítják, amelyek 20 méterenként helyezkednek el. Ezt egészíti ki a NEG (Non-Evaporable Getter) szivattyúrendszer. Ez egy speciális ZrAl ötvözetből készült szalag, ami mintegy 23 km hosszúságban található meg a vákumkamra belsejében. Ennek felszíne megköti az alumínium kamrafalakból tipikusan kilépő gázok (He, CO, CO_2, CH_4) többségét. Ha a felszín telítődött, a NEG regenerálható hevítéssel, mely során a molekulák nagy tömegben kidiffundálhatnak. Ezen eljárás 45 perces, 700°C-os melegítést jelent.

A csaknem 27 km kerületű LEP gyűrű nyolc körívből áll, melyeket 500 m hosszú, egyenes szakaszok kötnek össze. Ezen egyenes szakaszok közül négy közepén hatalmas detektorrendszerek épültek (ALEPH, OPAL, DELPHI és L3) az e^+e^- ütközések megfigyelésére.

4. Fejezet

Az L3

4.1 Bevezetés

A LEP 2-es ütközési pontján a felszín alatt mintegy 50 méterre található kísérleti teremben [4.1. ábra], egy nagy térfogatú szolenoidmágnes belsejében helyezkedik el az L3 detektor. [3] [4]

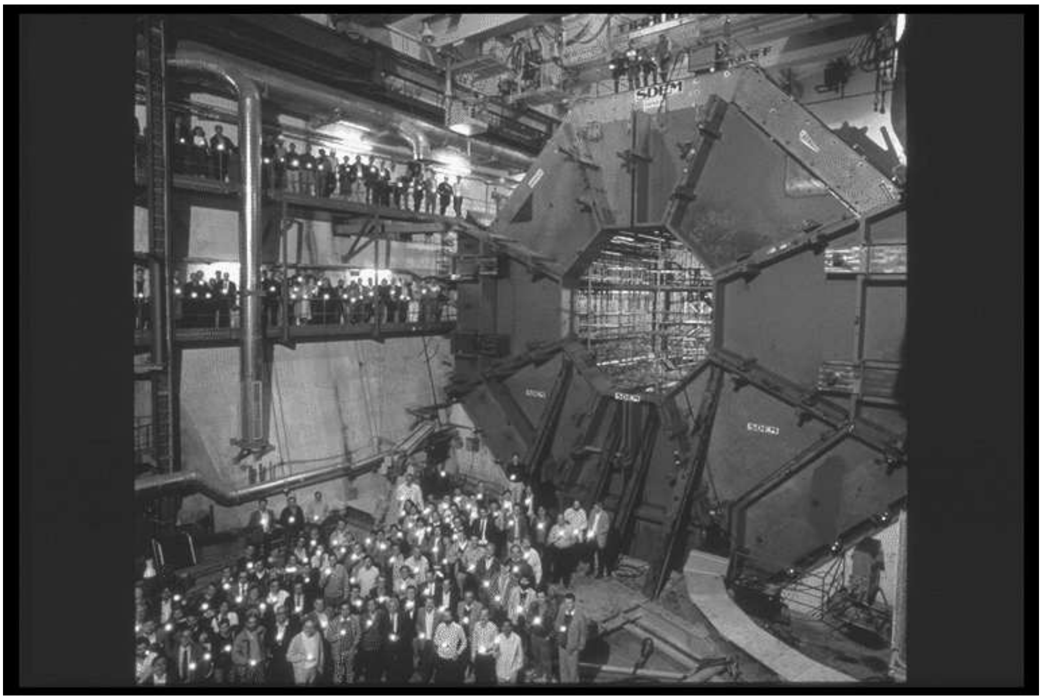
Az ütközési pont meghatározása az SMD (Silicium Microvertex Detector) használatával történik, mely a nyalábhoz legközelebb elhelyezkedő detektorelem.

A töltött részecskéket a nagyfelbontású TEC (Time Expansion Chamber) segítségével követhetjük nyomon az ütközési pontot körülvevő nyalábcső felszínétől r=9-47 cm-es távolságig. Az elektronok és fotonok a BGO (bizmutgermániumoxid) detektor 22 sugárzási hossznyi kristályaiban veszítik el energiájukat (r=85 cm-ig). Ez a folyamat a hadronkaloriméterekben folytatódhat r=213 cm távolságig. A BGO és a hadronkaloriméter közt szcintillátor számlálók helyezkednek el, melyek fontos szerepet játszanak az események triggerelésében. Csak a müonok képesek eljutni a müonspektrométerekig, amelyeknek r=568 cm-ig terjedő 3 kamrarétegében történhet a részecskepályák analizálása.

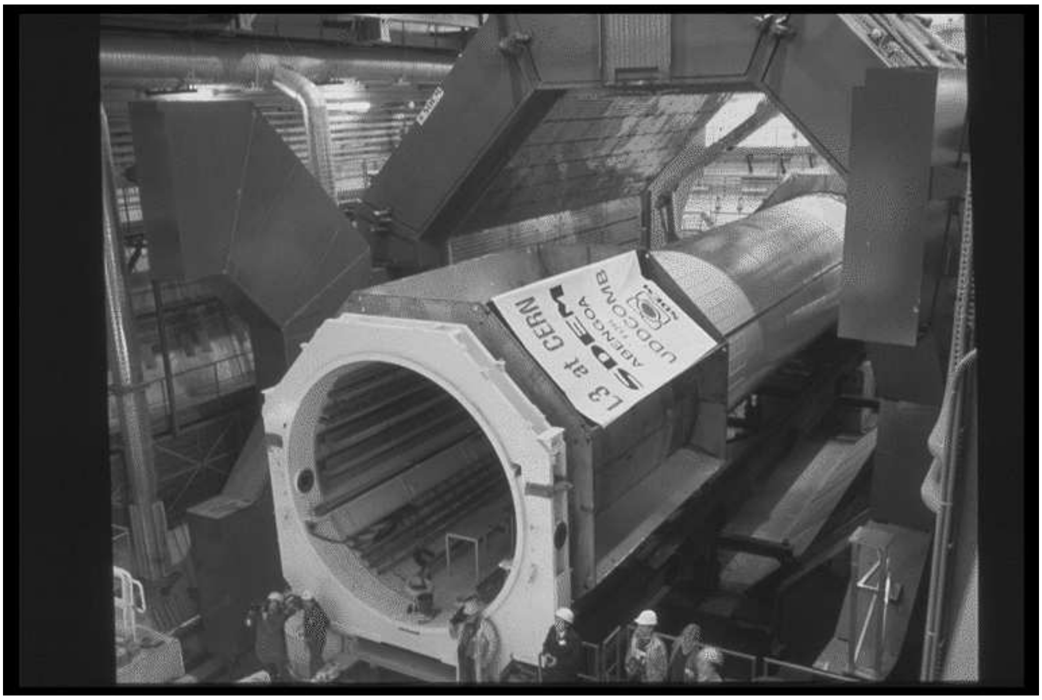
A hadronkalorimétert kívülről egy állítható, a nyalábbal koncentrikus tartócső (Support Tube) veszi körül [4.2. ábra], ami végighúzódik szinte a teljes kísérleti csarnokon. A 170 tonnás, 50 mm vastag, nyolcszög keresztmetszetű tartócső tehát tartalmazza a 400 tonnás hadronkalorimétert, azon belül található a 12 tonnás BGO, amely belsejét a 0,3 tonnát kitevő vertexkamrák töltik ki.

A müonkamrák a cső külső falán fekszenek. Két azonos méretű részből állnak, melyeket egy – az ütközési pontban a nyalábirányra merőleges – sík választ el egymástól. A müondetektor 3 rétegre oszlik, melyeket sínek rögzítenek.

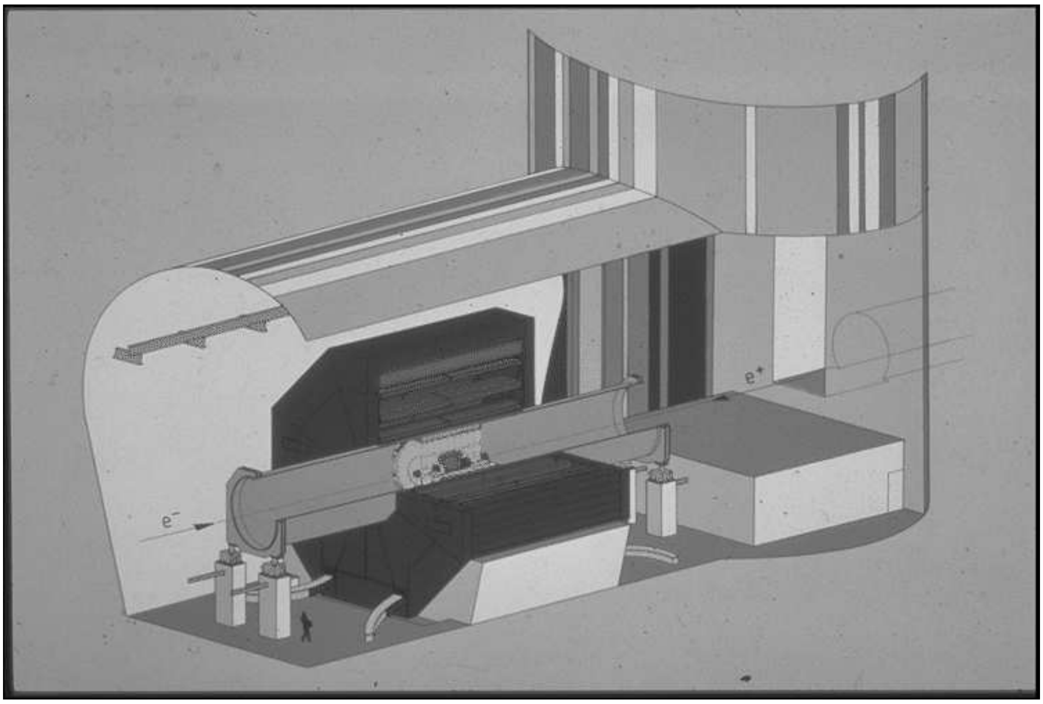
Ezen kívül – a nyalábhoz közel – foton és luminozitásdetektorok találhatóak a kvadrupólmágnesekhez és a hadronkaloriméter záródugóihoz rögzítve, aktív ólomgyűrűk mögött, melyek elsősorban az intenzív sugárzási károktól



4.1. ábra. Az L3 detektor



4.2. ábra. A tartócső



4.3. ábra. Az L3 detektor elhelyezkedése

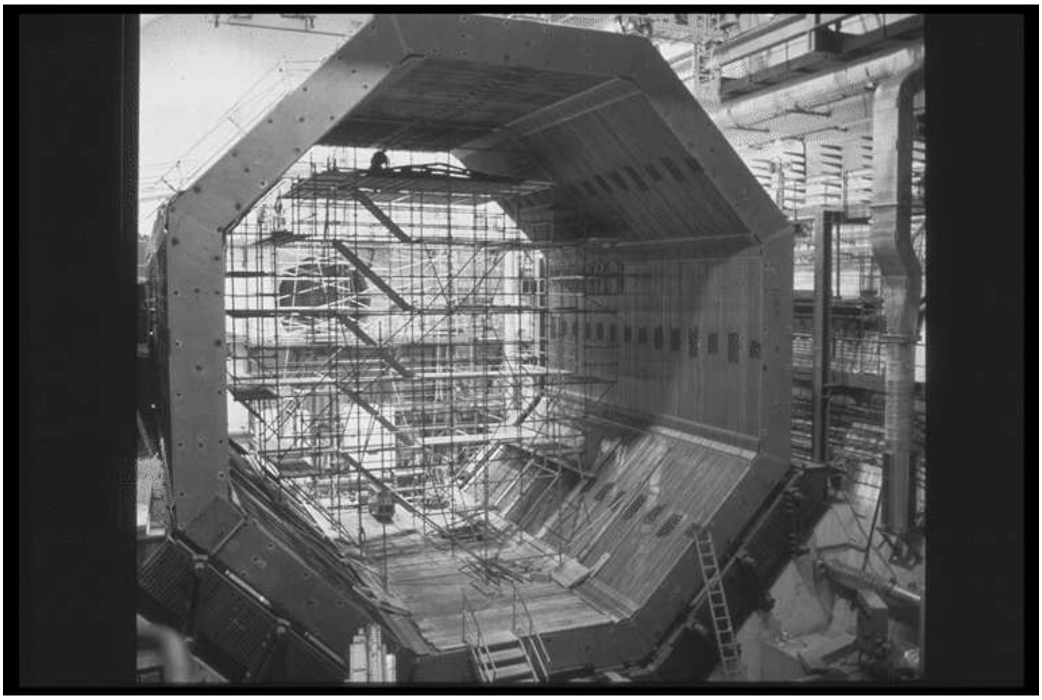
védik a detektorelemeket.

Az L3 detektort egy hatalmas mágnes veszi körül, amely 0,5 T nagyságú, nyalábirányú teret kelt.

4.2 A kísérleti csarnok és a mágnes

Az eredeti tervek szerint a kísérleti csarnok a hagyományos módon épült volna, mint a másik három esetben, a nyalábirányra merőlegesen elnyúló teremként, amiben a detektor szétnyitható és elmozdítható lett volna. Viszont ekkor az egész detektort körülvevő mágnesrendszer számára nem lett volna hely. Ezért a csarnok méreteinek megtartása mellett a detektor hosszanti elhelyezése mellett döntöttek [4.3. ábra].

A mágnesrendszer leghosszabb acéldarabja 12,3 m, a teljes tekercs átmérője pedig 14 m. Mivel ennek felszerelése irreverzibilis, ezért a beállítás után a teremből csak 8×5 m keresztmetszetű rész maradt szabadon egyéb célokra. A 26,5 m hosszú, 21,4 m átmérőjű csarnokhoz 52 m mély, 23 m átmérőjű akna csatlakozik. A csarnok alapzatát a mágnes mérete határozza meg, úgy, hogy a felszíni 63 tonnás daru teljes szélességében elfordíthassa a mágnest. A függőleges akna a detektorelemek lejuttatásakor játszott szerepe mellett



4.4. ábra. A mágnestekercs

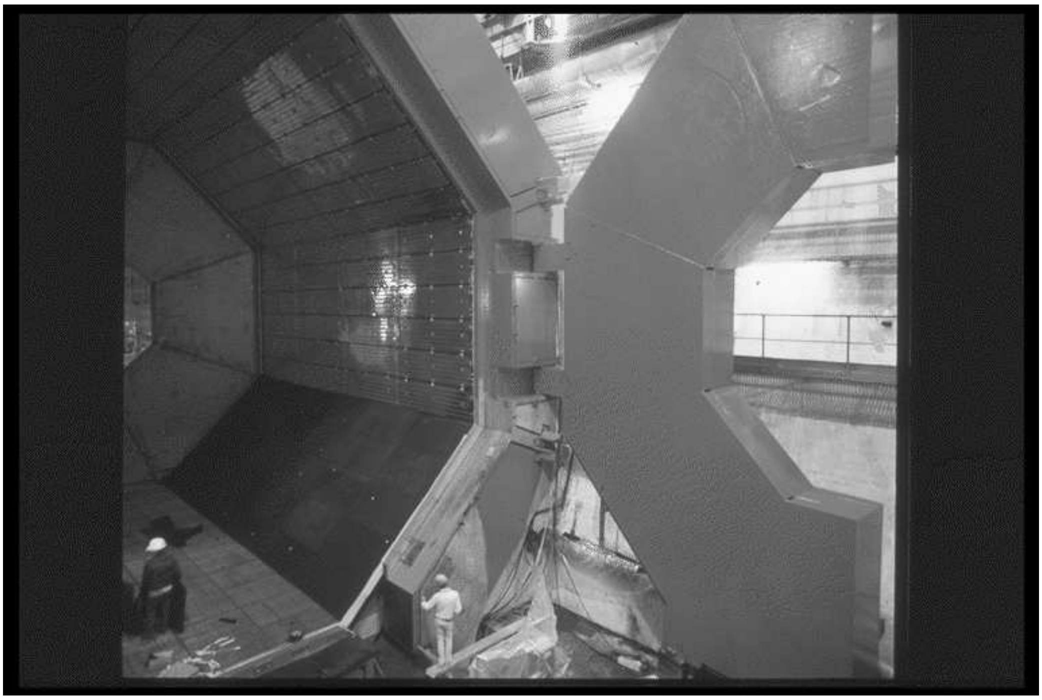
lehetőséget nyújt liftek, lépcsők, víz és gázvezetékek, kábelek elhelyezésére, valamint a légkondicionálás működtetésére.

A csarnokban helyezkednek még el a kontrollhelységek is, ahol erősítők, ellenőrző számítógépek, irodák találhatóak.

A mágnestekercs [4.4. ábra] nyolcszög alakú lemezekből áll, melyeket a helyszínen hegesztettek össze. Ezek anyagául egy olyan alumíniumötvözetet használtak, amely a tiszta alumíniumnál 6 %-kal rosszabb vezető, de legalább háromszor nagyobb mechanikai szilárdságú és könnyebben hegeszthető. Egy ilyen alumínium gyűrű tömege 6,4 t, külső átmérője 6,82 m, a belső pedig 5,93 m. A gyűrűben folyó áram nagysága 29,7 kA, ami az alumínium anyagának tulajdonságaiból, a tekercs menetszámából (az ebből eredő költségekből) és a nagy áramok szállításával járó problémákból származó kompromisszum.

A hűtőrendszer két független vízhűtéses rendszerből áll, melyek a teljes energiát elszállítják.

Az acélkeret javítja a tér homogenitását és 30 %-kal növeli a térerőt. A külső méretek korlátai és a mágnes belső terében elhelyezkedő detektor igényei miatt nagyobb előindukcióra volt szükség a pólusban. A hengeres keret palástját (barrel) olcsó, hosszú csövek kötegei alkotják. A henger két végét lezáró pólus viszont bonyolultabb mechanikai követelményeket (moz-



4.5. ábra. A mágnes

gatható ajtók a belső detektorok szereléséhez, a mágneses tér nagyobb igénybevétele, a szilárdság megerősítése) kielégítő, drágább szerkezeti elemek felhasználását igényelte. A keret 13,6 m hosszú és 15,6 m magas; a pólusok 0,9 m, a barrel 0,765 m vastagok. A keret vázát mintegy 1000 t öntvény képezi, ami a szilárdságot erősíti. Ezt 5000 t anyag tölti ki, ami a mágneses fluxus létrehozásához szükséges. Erre a célra 50 mm vastag acéllemezek szolgálnak [4.5. ábra].

4.3 A müondetektor

A modern részecskefizikai kísérletekben tiszta leptonazonosításra van szükség; és a leptonpárok jó (2%-nál pontosabb) tömegfelbontására.

Az elektronok γ-konverzióból származó háttere lényegesen különbözik a K és π-bomlások nyomán keletkező müonháttértől. Ez utóbbi az L3 esetében kicsi, mivel a hadronok a keletkezési helyük közelében levő kaloriméterekben elnyelődnek.

A detektor jó tömegfelbontás mellett lehetővé teszi a müonok azonosítását a 4π szögtartomány 66 %-ában, a $35,8^\circ < \vartheta < 144,2^\circ$ tartományban.

A mágneses spektrométerek hatékonysága arányos a $B \cdot l^2$ mennyiséggel, ahol B a térerő, l pedig a töltött részecske által megtett görbült pálya hossza. Nagy felbontás érhető el, ha l-et nagyra választjuk, pl. a hadronkaloriméter és a szolenoidtekercs közti tér méretének megfelelő választásával. A $B \cdot l^2 \approx 5,9$ T$\cdot m^2$ jelentősen nagyobb, mint más korábbi detektorok esetén.

A kaloriméter és a tekercs közti nagy térfogatot egyetlen folytonos nagy kamrával technikailag nagyon nehéz felszerelni, mert azt kis méretű darabokból kell összeállítani, különböző mechanikai toleranciákkal; ugyanakkor hatalmas gáztérfogattal kellene dolgozni. Ezért a müondetektor három különálló kamrából áll, amelyek radiális irányba 16, 24 és 16 vezetéket tartalmaznak. Ezen kamrákból álló sorozat 20 %-kal jobb belső felbontást tesz lehetővé, mint egyetlen nagy kamra 56 egyforma mintavevő vezetékkel. Így ezen keresztül, a kölcsönhatási pontból származó 45 GeV-es müonok három mérésen esnek át, és a görbületüket jellemző 'sagitta' mindössze S=3,7 mm. A Brookhaven Nemzeti Laboratóriumban kifejlesztett müonkamrák gázösszetétele: 62 % argon és 38 % etán. Ezen gázkeverékből a detektor 250 m^3-t tartalmaz. 5,4 m-es vezetékek 0,5 T térbeli tesztje során $\sigma = 127$ μm-es felbontást eredményezett 10 mm-es drifttávolság esetén, a valóságossal megegyező háttér jelenléte mellett. Ha egy részecskepályát N db független vezetékkel mérünk, akkor a pozíció átlagos hibája $\frac{1}{\sqrt{N}}$-nel lesz arányos. Az L3 müonkamráinak tesztje során a 16 vezetékes kamra mérési pontosságára ≈ 35 μm; a 24 vezetékesére pedig ≈ 28 μm-t kaptak. Ez alapján született a döntés, hogy a három kamrás detektorrendszer két külső rétege 16 vezetéket, a középső pedig 24 vezetéket tartalmazzon.

Közben 95 különböző gázkeverékkel végeztek részletes vizsgálatokat. Az Ar:C_2H_6 és Ar:CO_2:C_3H_8 keverékek esetén egyaránt választható munkapont egy 'jól szaturált' tartományban (1–1,2 kV/cm); azonban az összetétellel szembeni nagy érzékenység kizárja az Ar:CO_2:C_3H_8 keverék használatát.

A részecskenyom helyzetének tömegközépponti meghatározására 1 szál felbontását 250 μm-nek véve és a kamra szálainak 90 %-át felhasználva (10 % rekonstrukciós hibák következtében elveszhet) a 16 szálas kamrák felbontása: $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = \frac{250\mu m}{\sqrt{0,9\cdot 16}} = 66$ μm a 24 szálasé pedig: $\varepsilon_2 = \frac{250\mu m}{\sqrt{0,9\cdot 24}} = 54$ μm, ami nagyon óvatos becslésnek tűnik a 96 szálas kamrákkal való összehasonlítás alapján. Így a három kamrás detektor felbontása:

$$\triangle S_0 = \sqrt{\frac{\varepsilon_1^2}{2} + \varepsilon_2^2} = 71\ \mu m.$$

A detektor helyzetét egy visszacsatolással szabályozott rendszer biztosítja, melynek szisztematikus hibája:

$$\triangle S_{sz} = 30\ \mu m.$$

Ez jelenti a kamra pozíciójának pontosságát.

A szóródási folyamatok eredményeként keletkező hiba:

$$\triangle S_{ms} = \frac{1900}{P} = 43\ \mu m$$

45 GeV eset én.

E három hatás együttes eredményeként kiszámíthatjuk a teljes impulzusmeghatározási pontosságot, ha tudjuk, hogy a detektoron merőlegesen áthaladó részecske mágneses tér következtében való elhajlása 3,7 mm-es oldalirányú kitérést hoz létre a kamra közepén 45 GeV-en. Ezért

$$\frac{\triangle P_T}{P_T} = \frac{\sqrt{71^2 + 30^2 + (\frac{1900}{P})^2}}{3700 \cdot \frac{45}{P}} = 2,38\%$$

45 GeV esetén. Ami 1,68%-os tömegfelbontást jelent egy 90 GeV-es müonpár esetén (meg kell jegyeznünk, hogy 0,5 T esetén és 1,25 kV/cm térerő használatával 22°-os driftszög valósul meg). Részletesebb Monte Carlo analízis alapján 2,7% felbontás várható. A kísérleti eredmények 2,8%-ra utalnak.

A háromrétegű detektor 8 db 'oktáns'-ra tagolódik [4.6. ábra], ezek mindegyike pedig hosszában további 2-2 részre oszlik. A két rész együttes hossza 11,44 m; a két nyolcszögletű részt magában foglaló acélkeret külső átmérője pedig 11,25 m.

A 16 oktáns mindegyike 5 kamrarészből áll össze, így a detektort összesen 80 gáztérfogat alkotja.

A detektorrészek helyzetének ellenőrzésére UV lézerek szolgálnak.

A három, az impulzus mérését végző kamraréteg (P-kamrák) közül a középső két oldalát 5-5 cm hosszú, hatszögletű alumíniumhasábok határolják (méhkaptár-szerű rétegekként); a két szélső kamra oldalain pedig szintén 5 cm vastag rétegeket alkotó driftkamrák helyezkednek el (Z-kamrák), amelyek a nyalábirányú (z) koordináta mérésére szolgálnak. Ezekben összesen 55 m^3 térfogatú 9%-nyi metánt és 91% argont tartalmazó gázkeverék van. A kamrák z-irányú felbontása 0,5 mm.

4.4 A hadronkaloriméter

Az L3 hadronkaloriméter három fő feladata:

1. a teljes energia mérése;
2. energiahiány mérése;
3. müonazonosítás.

4.6. ábra. Egy oktáns

A teljes energia mérésével megkülönböztethetjük az e^+e^- annihilációkat egyéb eseményektől (nyalábgáz-becsapódás, kozmikus sugárzás, $\gamma\gamma$-események).

A kvarkok és leptonok elektromos és gyenge kölcsönhatásainak Standard Modellje szerint az annihilációs események közt legnagyobb arányban (a Z^0 bomlások 73%-ában) hadronikus események következnek be. Átlagosan a hadronikus események teljes annihilációs energiájának 65%-a stabil hadronok formájában jelenik meg, míg fotonok és elektronok hordozzák az energia 30 %-át. Ezen hadronok energiája szinte teljesen (99%-ban) elnyelődik a kaloriméter mintegy 6,5 sugárzási hossz méretű rétegeiben. (Az elektronok és fotonok energiája nagy pontossággal mérhető az elektromágneses BGO kaloriméterekben.) A teljes energia 2%-át hordozó müonok 1,6 GeV/c-nél kisebb impulzus esetén bent maradnak a kaloriméterekben. A nagy energiájú müonok impulzusa a kalorimétereken kívül elhelyezkedő müonkamrákban pontosan mérhető.

A maradék energia megfigyelhetetlen neutrínókkal távozik.

Egy tipikus hadronikus esemény két vagy több jet-et tartalmaz. Ezek tengelye az energiaelnyelődés eloszlásából határozható meg, ami a hadronkaloriméter cellás szerkezetének segítségével rekonstruálható. A cellák mérete közelítőleg megegyezik egy "hadronzápor" méretével.

A LEP energiáján egy jet tipikusan 10 töltött részecskét és 10 fotont tartalmaz egy kúpon belül, melynek nyílásszöge ≈ 400 mrad; de ezen mennyiségek erőteljesen ingadozhatnak, főként a jet töltött és semleges részecskéinek aránya. A fotonok és hadronok energia-irányainak összevetéséből (amiket az L3 kalorimétereivel határozhatunk meg) megkaphatjuk az elsődleges parton impulzusirányát mintegy 25 mrad pontossággal.

A jet energiája és impulzusa meghatározható a kaloriméter megfigyelt celláiban tapasztalt energiaeloszlásból. A jet tömege:

$$M_{jet}^2 = E^2(s_u^2 + s_v^2)/R^2$$

ahol E a teljes jet-energia, s_u és s_v pedig két merőleges irányban mért energiaeloszlás második momentuma, R távolságban a kölcsönhatási ponttól.

A kaloriméter detektorcelláinak kis mérete biztosítja, hogy a több jet-es események energiaeloszlásának mérését csak maguk a jet-ek transzverzális kiterjedése korlátozza.

A fizikai törvények, a detektorral kapcsolatos igények és a technikai lehetőségek összeegyeztetésekor számos alapelvet kellett szem előtt tartani:

1. A kis sugárirányú tér ($R_{belső} = 880$ mm; $R_{külső} = 2130$ mm) szükségessé teszi a nagy sűrűségű abszorbens használatát a kaloriméterben.

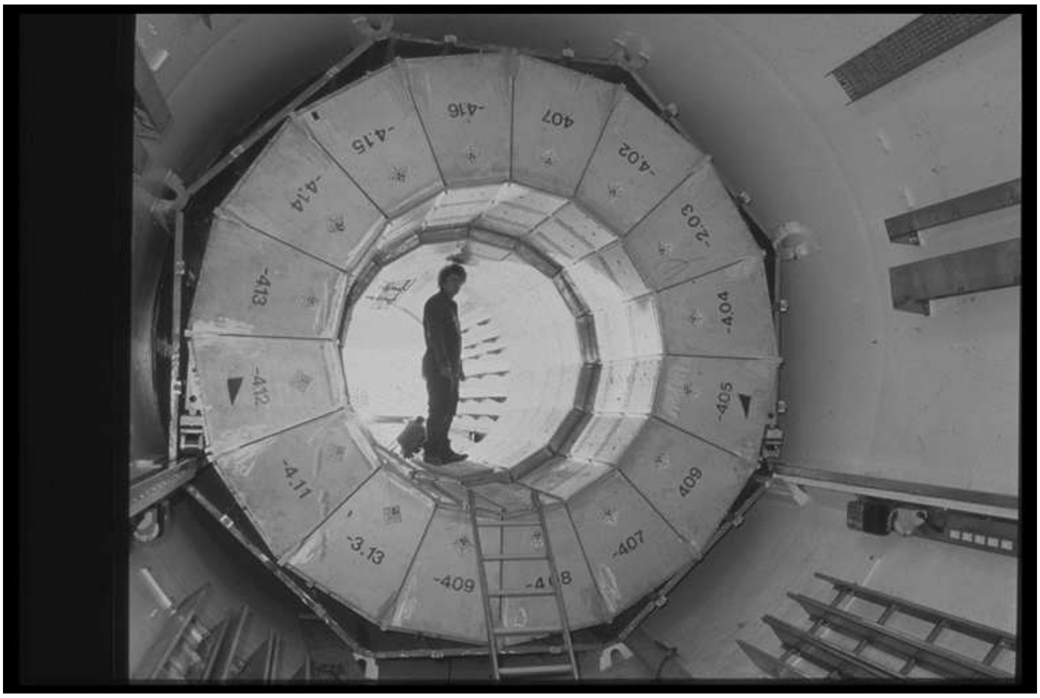
2. A hadronkaloriméter 0,5 T mágneses térben működik, ezért gázdetektorok használata célszerű.

3. A detektor nagy térfogatú, megfelelő szemcsézettségű (a BGO szemcséinek 4-szerese) sejt-struktúrája csak egyszerű, tömeggyártású gázdetektor-elemekkel valósítható meg gazdaságosan.

4. A nagy súllyal járó kezelési problémák – melyek beszereléskor vagy szétszereléskor jelentkeznek – elkerülésére moduláris felépítésű detektort kell alkalmazni. Ez jelen esetben 24 szegmenst jelent, melyek mélységben további 3 rétegre oszlanak; a belső kettő nagy felbontású, a külső pedig durva minőségű mérést tesz lehetővé.

5. A lehető legjobb detektor, a legnagyobb abszorbens lefedettség érdekében, hogy a rések és holt zónák száma minimális legyen, a kaloriméterszegmenseknek szerkezetileg egymást kell rögzíteniük.

6. A vezérlés és adatátvitel elektronikája a kaloriméterszegmensek szerves részét alkotják, így a külvilágba vezető kábelek száma alacsonyan tartható.



4.7. ábra. A hadronkaloriméter

Ezen követelmények miatt az abszorbens anyag az első és második szegmensben urán, a harmadik szegmensben pedig réz. Az urán kaloriméter esetén az energiafelbontás javításához szükség van a kísérleti összeállításban elvégezhető nukleáris kompenzációs eljárásra.

A 4500 mm hosszú és 4300 mm magas detektor fala 73 réteget tartalmaz, amelyek összesen 5,8 sugárzási hosszt tesznek ki. Egy-egy réteg egy 7 mm vastag abszorbensből és egy ugyancsak 7 mm vastag, streamer módban működő gázkamrából áll (20% argon és 80% izobután keverék). Az egyes rétegek cellái a kölcsönhatási pont felé mutatva tornyosulnak egymásra. Ezek egyenkénti kiolvasásával meghatározható a részecskepályák azimutális képe, ugyanakkor a jelek összegzésével nyert eredő jel az energialeadással arányos.

A hadronkaloriméter barrel része [4.7. ábra] 110 t rezet és 285 t uránt tartalmaz, teljes tömege 430 t. Az általa bezárt térfogat 1860 mm hosszú és 1760 mm átmérőjű nyolcszög alapú hasáb. A záródugók (endcaps) 186 t tömegűek. A detektor lefedi a 6° és 174° közti polárszög tartományt, valamint az azimut-szögtartomány 97%-át.

Az egyes szegmenseket rozsdamentes acélburkolat veszi körül, ezek segítségével épülnek egymásra a szerkezeti elemek.

A hadronikus energiaeloszlás meghatározásához a BGO információit is felhasználva javítható az energiafelbontás és csökkenthető a pionháttér. A

2,2 GeV/c-nél nagyobb impulzusú müonok ($\vartheta = 90°$ esetén 1,6 GeV/c) áthatolnak a kaloriméteren, és a müonkamrákban kimutathatóak. Ugyanakkor a nagyenergiájú hadronoktól térben elkülönült részecskenyomok esetén akár az 1 GeV/c impulzusú müonok is azonosíthatók.

A hadronkaloriméter energiafelbontását a $\frac{\sigma}{E} \approx \frac{55\%}{\sqrt{E}} + 5\%$ kifejezés jellemzi; a térbeli felbontás pedig ϑ mérését 3°-nyi, ϕ mérését pedig $2,5°$-nyi pontossággal teszi lehetővé.

4.5 Az elektromágneses kaloriméter

4.5.1 Bevezetés

Az elektromágneses kaloriméterek célja általában:

1. 50 MeV és 50 GeV közt a lehető legjobb energiafelbontás megvalósítása elektronok és fotonok esetén;

2. jó szögfelbontás akár 50 MeV-es fotonokra;

3. hadron-elektron elkülönítés 1 GeV felett;

4. elektron és fotonzáporok jó megkülönböztetése szűk jetekben.

Az elektromágneses kaloriméter méretét és geometriáját az L3-ban a nagy precizitású központi driftkamra (TEC) szabja meg, melynek hengeres alakja 1 m hosszú és 1 m átmérőjű. Azért, hogy tömör berendezéshez jussunk, a kaloriméternek egy záródugókkal kiegészített hengerpalást geometriáját kell követnie, közel a TEC-hez.

A kaloriméter korlátozott mérete egy nagy felbontású teljes abszorpciós detektor építését teszi lehetővé, ólomüvegből, NaI-ból vagy BGO-ból. Ez utóbbi rendelkezik a legrövidebb sugárzási hosszal (1,12 cm), ami döntő előny a kompaktság tekintetében.

Kis energián a BGO felbontása nagyon jó: $\frac{\sigma}{E} = \frac{0,5\%}{\sqrt{E}}$, ami mutatja az energia fotonstatisztikától való függését. Ez az energiafelbontás 100 MeV körüli fotonok és elektronok esetén 5%-os pontosságot jelent; 1 GeV-nél ez 2,3%-ra módosul, 1,5 GeV-nél 2%-ra; nagyobb energiákon pedig tovább csökken, és 1% körül stabilizálódik.

BGO ($Bi_4Ge_3O_{12}$) egykristály növeszthető sokkristályos BGO porból vagy Bi_2O_3 és GeO_2 porkeverékből. Mivel a Bi^{3+} ionok "autoszcintillálnak", így a gerjesztési problémák elkerülhetőek. A kémiai stabilitása és a sugárzási károkkal szembeni viszonylag jó ellenállóképessége a BGO-t az elektromágneses kaloriméter megfelelő anyagává teszi. Fő problémája, hogy drága és nehéz belőle nagy mennyiségben nagy kristályokat gyártani azonos, jó minőségben.

A fotonok jó helymeghatározásához, jó elektron-pion elkülönítéshez és a közeli részecskezáporok szétválasztásához a BGO kaloriméternek nagy szemcsézettségűnek kell lennie. Viszont a kristályok előállításánál fellépő nehézségek, valamint a kiolvasó elektronika költségei korlátot szabnak a felbontásnak. A hosszában elvékonyodó kristályok keresztmetszete 2×2 cm a belső oldalon, és 3×3 cm a külső oldalon. A homogén energia- és pozíciófelbontás, valamint a záporelkülönítés érdekében a kristálydarabok tengelyei a kölcsönhatási pont felé mutatnak, és keresztmetszetük egyenlő.

A BGO törékenysége és nagy sűrűsége kényes problémává tette az alátámasztó rendszer tervezését. Ezen struktúra a palást részt 4, a záródugókat pedig 2-2 modulra osztja. A kristályok 4×4-es csoportokba osztva, vékony szénszálas falakkal elválasztva helyezkednek el, úgy, hogy egyik csoport sem fejt ki erőhatást a másikra. A csoporton belül a kristályok optikailag függetlenek; a szénszálas elválasztófalak pedig csak kis mértékben befolyásolják az energiafelbontást.

Mindegyik független modell esetén figyelembe vették az elektronikus csatornák elérhetőségét, és a hőmérsékletstabilizációt. A folyadékáramlással hűtött elektronika és a BGO, valamint a BGO és a TEC közti hőpajzs megvédik a kristályokat a helyi hőgradiensektől és a hőmérsékleti változásoktól. A kristálytartó szerkezeti elemekben levő hűtőrendszer pedig szabályozza a kristály hőmérsékletét.

Minden modul gyorsan eltávolítható, így a TEC vagy a BGO elektronikája elérhető a modulok hosszanti síneken való elcsúsztatása révén, ha a hadronkaloriméter záródugóinak eltávolítása megtörtént. Az egyes detektormodulok sínekre szerelése során a rendszerek pontos illesztése is megtörtént, ami 0,5 mm-nél nem végezhető el pontosabban.

A BGO fénykibocsájtása alacsonyabb, mint NaI esetén, de elegendő a kristályok fotodiódákkal történő egyenkénti kiolvasására, lehetővé téve azok használatát mágneses térben. Az elektronikus csatornák és a kiolvasás megtervezésére a BGO tulajdonságai és a detektor kompaktsága feltételeket ró. A nagy dinamikus tűréshatár és a pontosság igénye kizárta a korábban létező ADC rendszerek használatát. A BGO kis mérete és a hadronkaloriméter közelsége miatt különösen nagy problémát jelentett, hogy minden egyes kristály közelében külön ADC helyezkedik el, melynek mikroprocesszora közvetíti a mérési eredményeket az adatfeldolgozó rendszerhez, hisz csak digitális jelek továbbíthatók nagyobb távolságba zaj és változások nélkül. Beszerelés előtt minden kristályon és elektronikus csatornáján energiakalibrációt végeztek.

4.5.2 Energia és térfelbontás

Az elektronok és fotonok energiafelbontására a következő kifejezéssel írható le:

$$\sigma/E = \sqrt{(\frac{0,5\%}{\sqrt{E}} + 0,3\%)^2 + \sigma_{rl}^2 + \sigma_n + \sigma_{nc}^2}$$

ahol σ_{rl} a zápor hátrafelé elszökő hányada; σ_n a zápor által érintett kristályok fotodiódáinak és erősítőinek egyesített zaja; σ_{nc} a fotodiódán áthaladó töltött részecskék fluktuációja.

Az első kifejezés leírja a fotonstatisztikától való függést, valamint tartalmaz egy konstanst, ami a kristályok különbözőségéből eredő szisztematikus hibára utal.

A zápor szökésének kifejezése Monte Carlo szimulációval tanulmányozható. Ha a kristály hossza 24 cm, akkor 1 GeV és 50 GeV közti energiákon ezen hatás járuléka $0,5 \cdot \sqrt{n}$ MeV, ahol n a záport tartalmazó kristályok száma. A d^2 ($d \approx 10 - 15$ cm) keresztmetszetben fellépő energiaveszteség 1 GeV-nél nagyobb energiájú elektronok esetén csökken 1% alá; ez 5×5-ös vagy 7×7-es kristálytömböt, tehát n=25-50 kristályt jelent.

A töltött részecskék közvetlenül a fotodiódákban való észlelése egy minimálisan ionizáló részecske esetén 10 MeV energiaveszteséget jelent. Azonban 22 sugárzási hossz megtétele után ez meglehetősen kicsi effektus.

A fenti formula izolált záporok esetén helytálló, azonban a záporok egymásra halmozódása, a rések, falak és szélek hatása rontja a felbontást. Továbbá a 10734 kristály kalibrációjának hibája is eltérést okoz, ez azonban 1% alatt marad.

A térfelbontás tipikus értéke 1-3 mm. 1 GeV körüli fotonok esetén ez $0,5°$-nyi pontosságot jelent; 5 GeV felett pedig jobb, mint $0,12°$-os felbontást. Jet-ek irányának meghatározása $2,5°$ pontossággal lehetséges.

4.5.3 Elektron-hadron elkülönítés

A fizikailag érdekes eseményekben általában hadronok és elektronok együttes előfordulása tapasztalható. Alapvető igény, hogy megkülönböztethessük őket egymástól, ugyanakkor a kölcsönható hadronok könnyen elektronoknak tűnhetnek. Megkülönböztetésük számos alapelv alapján történhet:

1. impulzus/energia összefüggés;
2. a zápor alakjának analízise;
3. összefüggés a track helyzete és a zápor tömegközéppontja közt;

4. másodlagos hadronok detektálása a hadronkaloriméterben.

Az első eljárás a leghatásosabb, amennyiben az eseményben az impulzusokat elég pontosan ismerjük. Ekkor 1:500 arányú kizárás érhető el. Ugyanakkor a nagy szemcsézettségű BGO jó lehetőségeket biztosít a zápor analíziséhez. Ezen eljárás annál hatékonyabb, minél hoszabban tanulmányozhatjuk a zápor kiterjedését. E két eljárás együttes alkalmazásával 1:1000 kizárási faktort érhetünk el. Gyakorlatilag az impulzusfelbontás és a vertexdetektor felbontása szab határt az elektron-hadron azonosításnak. Nagyobb energiákon a harmadik és negyedik eljárás válik hatékonnyá.

4.5.4 A detektor szerkezete

A detektor építése során számos szempontot kellett figyelembe venni:

1. a BGO kristály nagy sűrűségét és törékenységét;
2. a lumineszcencia hőváltozásokkal szembeni érzékenységét;
3. fizikai igényeket (pl. a térszög lehető legnagyobb lefedésének és a pozíció minimális elmozdulásának igényét);
4. határfeltételeket (pl. a sugárirányú kiterjedés korlátait);
5. az elektronika könnyű elérhetőségét;
6. a gyors össze- és szétszerelhetőséget.

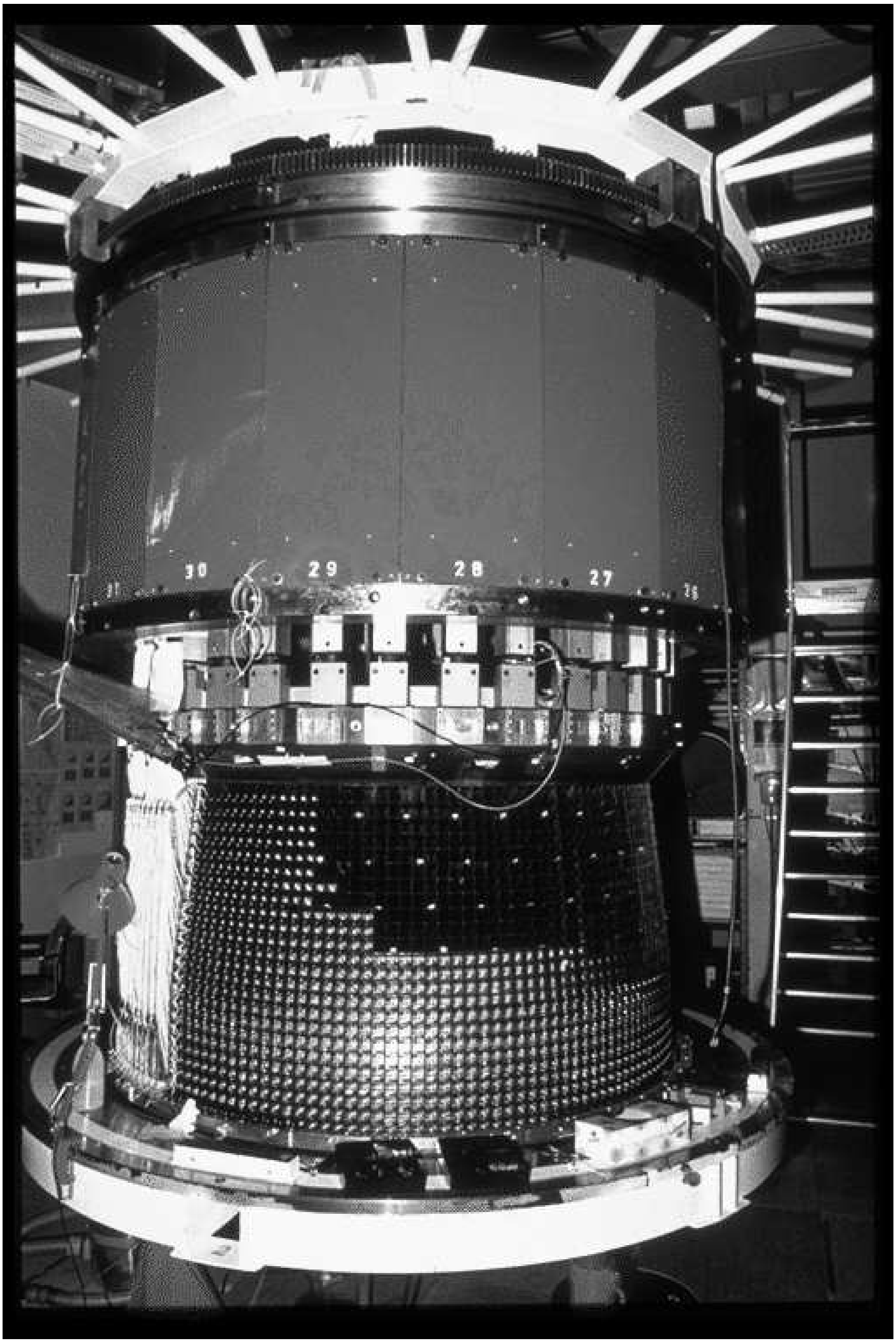
A 4-es csoportokba osztott kristályokat szénszálas anyagból készült üreges válaszófalak veszik körül.

A palást rész [4.8. ábra] 4 moduljának mindegyike 2 tonna tömegű. (A palástot két függőleges sík osztja fel; az egyik tartalmazza a nyalábtengelyt, a másik arra merőleges.)

A méhkaptár-szerű tartószerkezet anyagának kis sűrűsége segít a hőterjedés megakadályozásában, és csökkenti a többszörös szóródást.

Az üregek hosszanti és merőleges falakat tartalmaznak. A hosszanti falakat a nyalábtengellyel párhuzamos zárórudak határolják, melyek tovább növelik a szerkezet szilárdságát, és összeköttetést teremtenek a barrel külső rétegeivel, amelyeket a merőleges falak nem érnek el. Így ezen hosszanti csatornák szolgálnak hellyel a hűtővezetékek számára is, melyekben folyékony freon kering (a kristályok belső felén egy másik hűtőrendszer működik, ami azok hőmérsékletét egy $0,1°$C-os sávban tartja).

A külső palástréteg a belsőével azonos szerkezetű; felszínén az erősítők és hűtővezetékek rendezett sorai váltják egymást.



4.8. ábra. A BGO

Az elektronika többi része a külső rétegen kívül található, a kristályok jobb hőszigetelése és védelme érdekében. Az erősítőkhöz vezető lapos kábelek a detektor külső felszínén futnak végig a könnyebb elérhetőség érdekében.

A záróbélelést könnyű anyagból öntötték. Ez rögzíti a kristálycsoportok hátsó felét az üregben, szabadon hagyva a dióda felszínét, csupán a kristályok hátsó szegélyét nyomva. Továbbá a vezetékek számára is találhatók lyukak ezen párnarétegben, melyek helyét a zárórudak rögzítik.

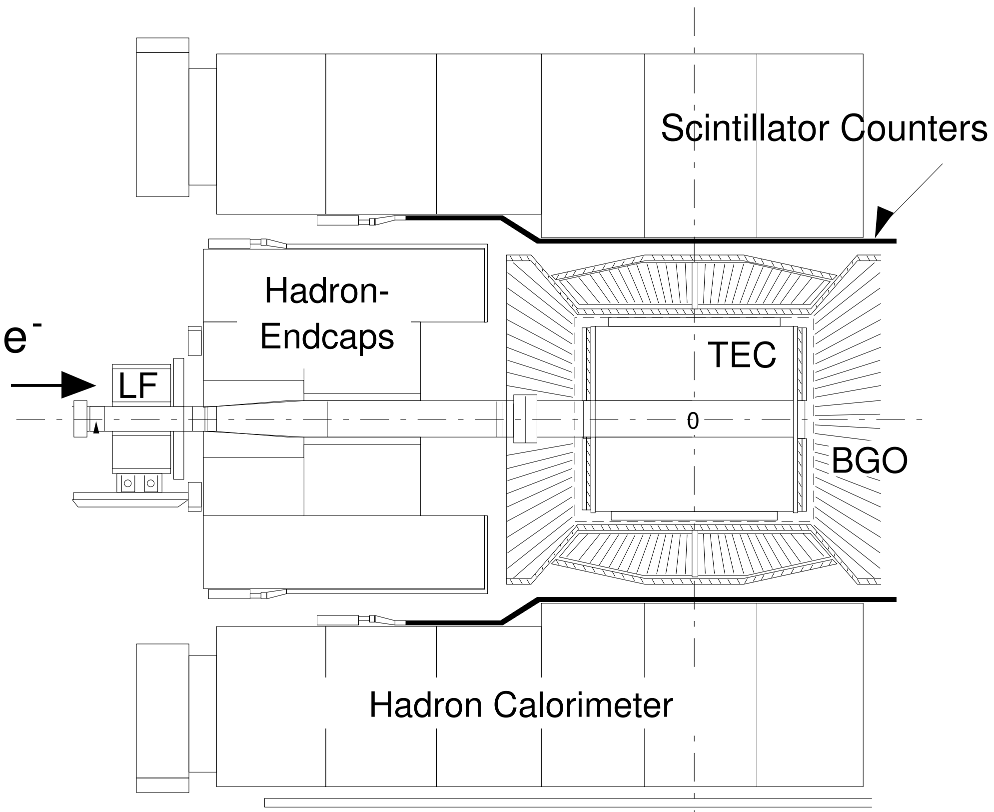
A BGO záródugókat egy – a nyalábtengelyt tartalmazó – függőleges sík két modulra osztja, melyek tömege megközelítőleg 1-1 tonna. A belső réteg összefügg a palást belső rétegével, és azzal azonos szerkezetű. A falak és üregek elhelyezkedését a palást geometriája meghatározza. A sugárirányú falak zárórudakban végződnek, mint a palást longitudinális falai a tangenciális falak pedig annak transzverzális megfelelői. A záróbélés használata is megegyezik a fent említettel. A záródugók külső rétege a hőpajzs szerepét tölti be, de nem ez tartja a szerkezet súlyát. Ezt a feladatot egy tartógyűrű látja el, ami lényegesen erősebb a barrel zárószegélyénél.

A vertexkamrákhoz vezető kábelek és csővezetékek a palást és a záródugók közt $42°$ alatt jutnak be a detektor belsejébe, hozzávetőlegesen $1°$-nyi tartomány lefedésével. Ugyancsak $1°$-ot fed le a zárószegély. Így a detektor lefedi a $11,6° < \vartheta < 168,4°$ tartományt, kivéve a $38° - 42,3°$ és a $137,7° - 142°$ sávot.

4.6 A vertexkamra

A nagy pontosságú vertexkamrák lényeges szerepet töltenek be az összetett detektorrendszerekben. Az általuk megvalósítható főbb feladatok:

1. A hosszabb élettartamú részecskék bomlásidejének 10^{-13} s-nál pontosabb mérése.
2. 3σ-nál jobb töltésazonosítás a $p_t \leq 50$ GeV/c-jű elektronok esetén.
3. Az elektronok és a fotonok megkülönböztetése.
4. A hadronok elektronoktól és müonoktól való megkülönböztetésének elősegítése.
5. Töltött részecskék töltésszámának meghatározása.
6. Jet-analizálás a töltött részecskék impulzusának rekonstruálása által.



4.9. ábra. Az L3 belső szerkezete

A TEC (Time Expansion Chamber) a 16 cm átmérőjű, 1,8 cm vastag berillium nyalábcsővet veszi körül [4.9. ábra], a külső rétegét képző méhkaptár szerkezet 50 cm-re található a nyalábtengelytől. Az 1 m hosszú detektor két rétegre oszlik. Egy belső, 12 szektort, és egy külső, 24 szektort tartalmazó részre. A belső szektorok egyenként 8, a külsők 62 anódszálat (jelszálat) tartalmaznak. Ezek a fókusszálak elhelyezkedésétől függően úgynevezett pályarekonstruáló (PR), vagy nagy pontosságú (HP) szálak; melyek felváltva sorakoznak az anódsíkon (szálsíkon). A szektorokat egymástól a katódszálak választják el. Minden szektor két részre oszlik; a kis térerejű drifttartományra és a tőle egy ráccsal elektrosztatikusan elkülönített nagy térerejű, 3 mm széles detektálási résre (ez tartalmazza a szálsíkot), ami a szektor közepén húzódik végig úgy, hogy a drifttávolság sehol sem éri el a 6 cm-t. A katód és a rács közti potenciálkülönbség egyenletes driftsebességet eredményez a drifttartományban (ez tipikusan 5 μm/ns). Egy adott részecskenyom mentén keletkező elektronklaszterek viszonylag kis sebességgel eljutnak a rácshoz, ahol átlépnek a detektálási résbe, ahol a driftsebesség lényegesen nagyobb ($\approx$50 μm/ns), ezáltal elég nagy energiájúak ahhoz, hogy a kamra gázrészecskéivel ütközve, ionizálják azokat, és igy nem egyetlen elektron jut el az anódszálhoz, hanem egy lavina keletkezik, melyet az képes detektálni.

A drifttér kis sebessége miatt az anód és az előerősítők képesek a rendelkezésre álló idő alatt létrehozni (az x-irány mentén elhelyezkedő rácsot átszelő) driftelektronok térbeli eloszlását tükröző jeleket. A szálsíkhoz képest nagy ϑ szögű részecskenyomok ionizált klasztereket keltenek. Ezek az x driftirányban hosszú, komplex anódjeleket keltenek, melyek csúcsai azonosíthatók az eredeti klaszterekkel. Viszont a kis ϑ-hoz tartozó trackek esetén a klaszterek általában túl közel vannak egymáshoz az x-irány mentén ahhoz, hogy az anódjelben függetlenül megkülönböztethetők legyenek.

A rács felé haladó driftelektronok térfelbontása egyre inkább elmosódik a kamragázban folyó diffúzió miatt. Kis szögek esetén (ha $\vartheta \longrightarrow 0$) az elektronok "kiindulópontja" x-irányban kiszélesül. Amikor ezen elektronok elérik a rácsot, az x-irányú eloszlásukat a

$$\sigma = \sigma_L V_L$$

mennyiség jellemzi, ahol L a drifthossz és σ_L a longitudinális diffúzió 1 cm drift esetén. Ez a mennyiség tehát megadja a jel diffúziós elmosódottságát.

A hagyományos driftkamrákban a diszkriminátor/TDC egység az anódjel felfutó élétől méri a driftidőt, melyet az első néhány elektron beérkezése vált ki. A mérést lényegesen befolyásolja a diffúzió, így a kamra felbontása:

$$\sigma_{DC} = \frac{\pi \sigma_L}{2\sqrt{3lnN_e}}\sqrt{L},$$

ahol N_e az anód által gyűjtött driftelektronok száma.

Az időexpanziós kamrában az anódjelet 100 MHz-es Flash ADC-k digitalizálják és tárolják a memóriában. Ezáltal a teljes jel lefutása analizálható, így csökkentve a diffúzióval keletkező hibát. A TEC felbontás kifejezhető:

$$\sigma_{TEC} = \frac{\sigma_L/\sqrt{L}}{\sqrt{N_e}}$$

alakban.

A σ_{DC} és σ_{TEC} kifejezéséből látszik, hogy a TEC felbontása a gyűjtött elektronok számával nő. Ez a növekmény a hagyományos, felfutóélt használó kamrákhoz képest 2,4-szeres szorzót jelent; hisz azok esetében a driftsebesség túl nagy ahhoz, hogy az anód és az elektronika minden érkező elektronra reagálhasson, így az impulzusszélesség szaturálódik, ezért a fenti módszer ott nem használható.

A klaszterek méretének és sűrűségének nagy ingadozásai miatt a szálsíkkal nem párhuzamos trackek pontjainak meghatározásához szükség van az x és y irányú középpontokra. Az y-középpont meghatározásához "pickup" szálat szereltek be az anód mindkét oldalán, a két vezetékben indukálódó jel különbsége ($\triangle$PW) megadja a lavina α szögeloszlását, ami a rácson keresztüldriftelő elektronok y-pozíciójával függ össze.

A két "fókusz-szál" az anódtól távolabb helyezkedik el. Ezeken a vezetékeken változtatva a potenciált beállíthatjuk a $\triangle y$ tartományt.

Különböző hosszú driftpályák keletkezhetnek azáltal, hogy a rács felől az anód felé haladó elektronokra a detektálási rés hatást fejt ki, miközben azok átlépnek a drifttartományba. Ez a zavaró hatás csökkenthető a $\triangle$PW információ és az anódimpulzus analízisével.

Annak megállapítása, hogy a részecske a bal vagy a jobb drifttartományba hatolt-e be, a dupla anódszerkezet segítségével valósítható meg (hisz a két anódjel különbségéből a track eredete meghatározható). A sok részecskenyom elkülönítésére a $\triangle y$ csökkentése nyújt lehetőséget. Ez szűkebb jeleket jelent az adott trackek esetén, ezzel megkönnyítve a térben közeli részecskenyomok megkülönböztetését. A két anód közt elhelyezkedő potenciálvezeték segít a konfiguráció mechanikai stabilitásának megerősítésében.

A kamra helymeghatározási pontossága: 35-100 μm, drifttávolságtól függően. Átlagosan 58 μm; dupla részecskenyomok esetén pedig 640 μm. Szögekkel paraméterezve a térbeli felbontás: $\sigma_\varphi \approx 0,3$ mrad és $\sigma_\vartheta \approx 20$ mrad.

A transzverzális impulzus mérési pontossága: $\frac{\sigma(p_t)}{p_t} = 0,018 p_t$ (ahol p_t-t GeV-ben mérjük).

A TEC segítségével meghatározható a töltött részecskékre jellemző $\frac{dE}{dx}$ energiaveszteség is. A töltött részecskék elektromágneses kölcsönhatásba lépnek a közeggel, amelyen áthaladnak. A Bethe-Block formula értelmében az energiaveszteség mértéke:

$$-\frac{dE}{dx} = 4\pi r_e^2 m_e^2 c^2 N_0 \frac{Z}{A}\frac{z^2}{\beta^2}\left\{ ln\left[\frac{2m_e c^2\beta^2}{(1-\beta^2)I_{eff}}\right] - \beta^2 \right\},$$

ahol r_e a klasszikus elektronsugár, $m_e c^2$ az elektron tömege, N_0 az Avogadro szám, Z és A a közeg rendszáma illetve tömegszáma, $z \cdot e$ az áthaladó részecske töltése, $v = \beta \cdot c$ a sebesége, I_{eff} pedig a gázra jellemző effektív ionizációs potenciál.

A TEC-ben ezen mennyiség mérési pontossága 400 MeV energiájú részecskék esetén 10,2%.

4.7 A luminozitás monitor

A luminozitás detektor a nyaláb luminozitásának meghatározását végzi az $e^+e^- \longrightarrow e^+e^-(\gamma)$ Bhabha események arányának mérésével az elülső és hátsó szögtartományban. A Z^0 cserével járó e^+e^- szóródás aránya ebben a szögtartományban elhanyagolható a Bhabha eseményekhez képest, melyek rekonstruálási hatásfoka 99,9±0,1%.

Ezen felül a luminozitásdetektor elsősorban a foton-foton kölcsönhatások tanulmányozásában játszik fontos szerepet.

A luminozitás detektor két elektromágneses kaloriméterből áll, melyek anyaga BGO. Ezek szimmetrikusan helyezkednek el a kölcsönhatási pontra, a nyalábtól mért 24,93-69,94 mrad tartományt fedve le. Mindegyik kaloriméter előtt proporcionális kamra helyezkedik el a töltött részecskék nyomkövetése érdekében.

A kaloriméterek egyenként 304 db BGO kristályt tartalmaznak, melyek a kölcsönhatási pont felé mutatnak, belső keresztmetszetük 1×1 cm, külső pedig 2×2 cm; hosszuk 25 cm. Minden kristályhoz önálló fotodióda tartozik. A kaloriméterek két félkör alakú részre oszlanak, melyek külső átmérője 50 cm, hosszuk pedig 30 cm.

A proporcionális kamrák a részecskék áthaladási pontját hivatottak detektálni. A 70% argon és 30% izobután keveréket tartalmazó, légköri nyomáson üzemelő kamrákban 61 anódszál található. A kamra felbontása ϑ szögben 0,4 mrad, φ-ben pedig 8,7 mrad. A BGO tömbök energiafelbontása 45 GeV-en kb. 2%.

4.8 Triggerek

Az L3 kísérletben azon események kerülnek rögzítésre, amelyek az alábbi feltételek legalább egyikét teljesítik:

1. Energia trigger: legalább 10 GeV energia észlelése a BGO-ban, vagy 15 GeV a BGO és a hadronkaloriméter palástjában, vagy 20 GeV-nyi energia megjelenése az L3 összes kaloriméterének térfogatában (beleértve a záródugókat is).

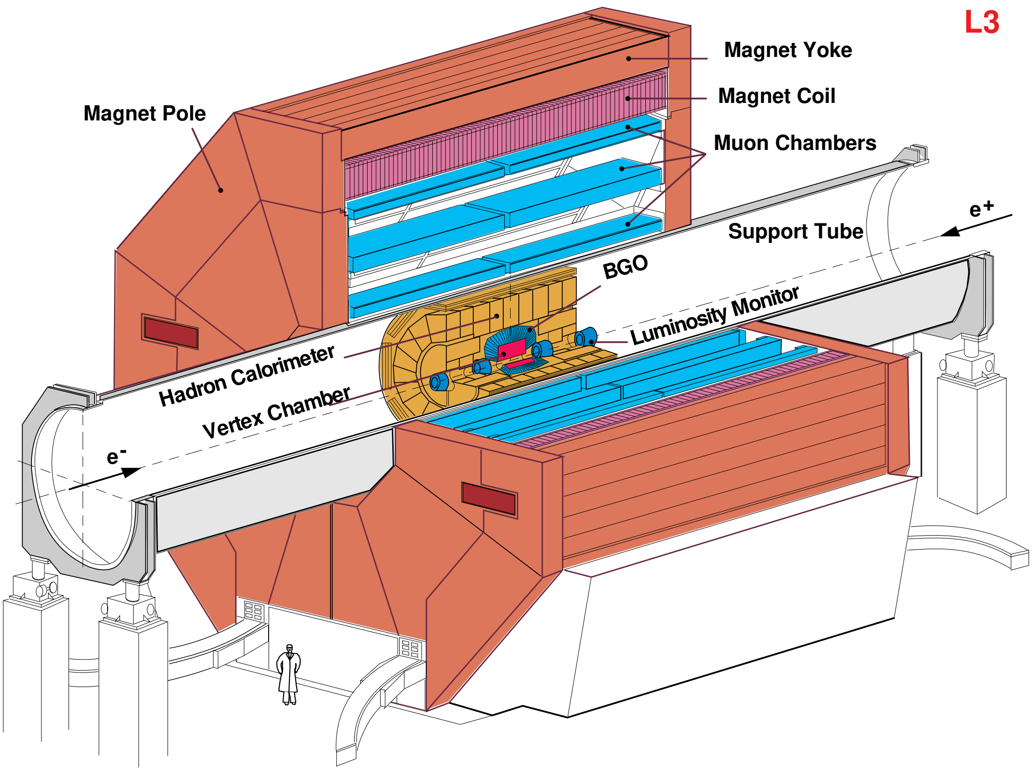
2. Dimüon trigger: legalább két részecskenyom megfigyelése a müondetektor nem szomszédos oktánsaiban, és legalább egy szcintillációs számláló jelének észlelése.

3. Müontrigger: legalább egy, 1,5 GeV-et meghaladó transzverzális impulzusú részecske detektálása a müonkamrákban, egy szcintillációs számláló jelzése mellett.

4. Töltött track-trigger: legalább két, 150 MeV-nél nagyobb merőleges impulzusú részecske észlelése a TEC-ben, melyek legalább 120°-os szöget zárnak be egymással a transzverzális síkban.

5. Szcintillációs trigger: a 30 szcintillátor közül legalább 5 jelez 13 ns-mal az ütközési időn belül, és legalább kettő ezek közül több mint 45°-ban elkülönül az azimutszögben.

6. Klaszter trigger: a hadronkaloriméter egy moduljában ($22,5°$-nyi polárszög tartomány) folytonos szögben legalább 6 GeV energia észlelése.



4.10. ábra. Az L3 felépítése

5. Fejezet

A $\gamma\gamma$-fizikáról általában

5.1 Bevezetés

Az elektromágneses hullámok klasszikus elméletében a fotonok nem hatnak kölcsön egymással, a lineáris Maxwell-egyenletek következtében szuperpozíció lép fel. Viszont a kvantumelméletben a vákum kvantumfluktuációi következtében a fotonok közt kölcsönhatás alakulhat ki. Kis energiájú fotonok esetén a hatáskeresztmetszet nagyon kicsi, de az e^+e^- párképződést meghaladó energiákon a foton-foton szórási folyamatok már megfigyelhetővé válnak [5]. Így például az e^+e^- tárológyűrűk nagy energiájú nyalábjait körülvevő fotonfelhők ütközései kiváló lehetőséget nyújtanak ezen folyamatok tanulmányozásához. A tárológyűrűk tipikus, annihilációs folyamatait az α csatolási állandó jellemzi. Egyetlen foton képződésével járó reakció esetén $O(\alpha^2)$ az $e^+e^- \longrightarrow e^+e^-X$ folyamat csatolása; ha pedig az ütköző leptonok mindegyike emittál fotont, és ezek kölcsönhatása során keletkezik az X végállapot, akkor a folyamat α^4 rendben zajlik. Ugyanakkor az egyetlen foton kibocsájtásával végbemenő folyamat hatáskeresztmetszete az E nyalábenergiával $\frac{1}{E^2}$ arányban csökken, míg kétfotonos közbülső állapot esetén $(log\frac{E}{m_e})^2$ szerint nő. Így már néhány GeV-es nyalábenergia esetén az α^4 rendű reakció válik dominánssá az α^2-es folyamattal szemben. Ugyanakkor az emittált fotonok száma az energiával fordítottan arányos, így az ütköző fotonok $W_{\gamma\gamma}$ invariáns tömege általában kicsi, és a foton-foton pár tömegközépponti rendszere nem egyezik meg a laborrendszerrel. Mivel a kibocsájtott virtuális fotonok a tömeghéj közelében levő részecskék, és a nyalábiránnyal bezárt szögük kicsi ($\sim m_e/E_{nyaláb}$), így gyakorlatilag két fotonnyaláb szóródásáról beszélhetünk. A fotonok élettartama: $\tau = \frac{E}{m_e} p_T^{-1}$ nagyságrendű; ahol E a nyalábenergia, és p_T a foton nyalábirányra merőleges impulzusa. Az idődilatáció azonban jóval hosszabbá teszi ezt az időtartamot a 10^{-23} s nagyságrendű tipikus reakcióidőnél, így a fotonok a szórásfolyamatban valódi részecskeként kezelhetők [6].

Mivel a kirepülő elektron és pozitron hordozza közel a teljes nyalábenergiát, így a transzverzális impulzusuk nagyon kicsi, ezért általában detektálatlanok maradnak (untagged esemény), viszont időnként (kb. az esetek 10%-ában) a transzverzális impulzus elég nagy ahhoz, hogy az egyik vagy mindkét lepton megfigyelhető legyen a luminozitásdetektorban (single vagy double tag esemény).

5.2 Kinematika és hatáskeresztmetszet

A folyamatban résztvevő elektron és pozitron E nyalábenergiával és $\underline{p}_1$, $\underline{p}_2$ impulzussal rendelkezik a szóródás előtt, a kölcsönhatás után pedig E_1' és $\underline{p}_1'$ illetve E_2' és $\underline{p}_2'$ energiával és impulzussal, így a kibocsájtott fotonok energiája: $E_{\gamma_1} = E - E_1'$ és $E_{\gamma_2} = E - E_2'$ ($\omega_1 = E_{\gamma_1}/E$ és $\omega_2 = E_{\gamma_2}/E$ fotonenergia hányadossal). A térszerű fotonok tömegnégyzete:

$$q_{1,2}^2 = -Q_{1,2}^2 = (p_{1,2} - p_{1,2}')^2 =$$

$$2m_e^2 - 2EE_{1,2}'(1 - \sqrt{1-(m_e/E)^2}\sqrt{1-(m_e/E_{1,2})^2}cos\vartheta_{1,2}),$$

ahol ϑ_1 és ϑ_2 a leptonok szóródási szögei. $\vartheta_1 \gg m_e/E$ esetén

$$q_1^2 \approx -2EE_1'(1 - cos\vartheta_1).$$

Mivel a ϑ_1 szóródási szög általában nagyon kicsi, ezért az elektrontömeget tartalmazó tag nem hanyagolható el mindig. Főként $\vartheta_1 = 0$ esetén, ekkor Q_1^2 minimuma:

$$Q_{1min}^2 = m_e^2 \cdot \omega_1/(1-\omega_1) + O(m_e^4).$$

A $\gamma\gamma$-rendszer invariáns tömege (az m_e^2-es tagok elhanyagolásával):

$$W_{\gamma\gamma}^2 = (q_1+q_2)^2 = 4E_{\gamma_1}E_{\gamma_2} - 2E_1'E_2'(1 - cos\vartheta_1 \cdot cos\vartheta_2 - sin\vartheta_1 \cdot sin\vartheta_2 \cdot cos\varphi),$$

ami kis Q_1^2 és Q_1^2 esetén:

$$W_{\gamma\gamma}^2 \approx 4E_{\gamma_1}E_{\gamma_2},$$

és ahol φ a két lepton szórási síkja által bezárt szög.

A fotonok spektruma a vezető logaritmikus közelítésben az ismert Weizsäcker-Williams formában írható:

$$\frac{dN}{d\omega} = \frac{\alpha}{2\pi}\frac{1+(1-\omega)^2}{\omega}\eta,$$

ahol $\omega = \frac{E_\gamma}{E}$ a fotonenergia hányados; η pedig attól függően, hogy detektálják-e a szóródott elektronokat egy bizonyos $\vartheta_{min} < \vartheta < \vartheta_{max}$ tartományban, vagy nem:

$$\eta = \begin{cases} log(\frac{E^2}{m_c^2}) & ;\ \text{untagged} \\ log(\frac{\vartheta_{max}}{\vartheta_{min}})^2 & ;\ \text{tagged.} \end{cases}$$

Adott $W_{\gamma\gamma}$ invariáns tömeg esetén a $\gamma\gamma$-luminozitás az e^+e^- gyorsítóban függ a z energiahányadostól:

$$\frac{dL}{dz} = \left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^2 \frac{f(z)}{z}\eta^2$$

$$f(z) = (2+z^2)^2 log\frac{1}{z} - (1-z^2)(3+z^2),$$

ahol $z = \frac{W_{\gamma\gamma}}{\sqrt{s}}$ és a teljes e^+e^- energia: $\sqrt{s} = 2E$.

Ezen Low-tól származó közelítő formula felülről becsüli az egzakt luminozitásfüggvényt kb. $10-20\%$-kal, ha $z \leq 0,8$, de a függvény alakját megfelelően reprodukálja. A mért e^+e^- hatáskeresztmetszet megkapható a $\sigma(\gamma\gamma \longrightarrow X)$ $\gamma\gamma$-hatáskeresztmetszet és a $\gamma\gamma$-luminozitás szorzataként:

$$\sigma(e^+e^- \longrightarrow e^+e^-X) = \left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^2 \eta^2 \int_0^1 dz \frac{f(z)}{z} \sigma(\gamma\gamma \longrightarrow X, W_{\gamma\gamma} = z\sqrt{s}).$$

Amíg a Weizsäcker-Williams fotonok kis $\frac{d\vartheta}{\vartheta}$ szögben emittálódnak, a $\gamma\gamma$ tömegközépponti rendszer megközelítőleg a nyalábcsővel párhuzamosan mozog, $(\omega_1 - \omega_2)E$ impulzussal. A luminozitásfüggvény csúcsa kis tömegközépponti $W_{\gamma\gamma}$ energiáknál van. Főképp kis energiájú X látható végállapot esetén az esemény tömegközépponti mozgása a laborrendszerben jellegzetesen eltérővé válik az e^+e^- annihiláció eseményeiben tapasztalhatóétól.

A $\gamma\gamma$-annihiláció hatáskeresztmetszetének skáláját X tömegközépponti energiája határozza meg:

$$\sigma(\gamma\gamma \longrightarrow X) \sim \frac{\alpha^2}{m_X^2}.$$

Kis invariáns tömegekre ($m_X \approx 2m_e$) a $\sigma(e^+e^- \longrightarrow e^+e^-X)$ hatáskeresztmetszet gyorsan 6 nagyságrenddel nagyobbra nőhet az annihilációs hatáskeresztmetszetnél. Azonban az ilyen események rejtve maradnak a nyalábcsőben. Az $m_X \geq O(10^{-1}\sqrt{s})$ energiájú $\gamma\gamma$-eseményekre viszont, kívül egy (a nyalábtól mért) adott szögtartományon, a $\gamma\gamma$-, és az annihilációs hatáskeresztmetszetek hányadosa ismét $O(1)$ alá csökken. Ha nagy merőleges impulzusú elektronokat és pozitronokat detektálunk, akkor a fotonok élettartama annyira lecsökken, hogy többé nem kezelhetők tömeghéjon levő részecskeként, és a hatáskeresztmetszet nem tekinthető egy egyszerű $\gamma\gamma$-luminozitásfaktor szorzatának. Ehelyett fel kell összegezni minden transzverzális (T) és longitudinális (L) fotonhelicitásra, súlyozva a közelítő spinsűrűség mátrixelemekkel.

$$\sigma \sim 4\varrho_1^{++}\varrho_2^{++}\sigma_{TT} + 2\varrho_1^{00}\varrho_2^{++}\sigma_{LT} + 2\varrho_1^{++}\varrho_2^{00}\sigma_{TL} + \varrho_1^{00}\varrho_2^{00}\sigma_{LL} +$$

$$2 \mid \varrho_1^{+-}\varrho_2^{+-} \mid \tau_{TT} cos 2\varphi - 8 \mid \varrho_1^{+0}\varrho_2^{+0} \mid \tau_{TL} cos\varphi,$$

ahol ϱ_i a spinsűrűség mátrixelem. A helicitás hatáskeresztmetszetek és aszimmetriák függenek a $W_{\gamma\gamma}$ tömegközépponti energiától és a fotontömegektől: $\sigma_i(W_{\gamma\gamma}, q_1^2, q_2^2)$. A $q_i^2 \longrightarrow 0$ limeszben a megfelelő longitudinális hatáskeresztmetszetek és az aszimmetriák eltűnnek, a fenti bonyolult formula lényegesen leegyszerűsödik. Ekkor a reakció $e\gamma \longrightarrow eX$ szórásként értelmezhető; így az $e\gamma$ hatáskeresztmetszetet a Weizsäcker-Williams spektrummal szorozva a megfelelő e^+e^- hatáskeresztmetszetet kapjuk.

5.3 Kísérleti módszerek kétfotonfizikában

Kétfoton szórási folyamatok kutatásával csaknem minden e^+e^- tárológyűrűben foglalkoznak. Rendszerint ugyanazokat a detektorokat használják, mint egyfoton annihilációs eseményekben. A legtöbb esetben az egyetlen speciális eszköz a kétfotonfizikában a szóródott leptonok detektálását az elülső régiókban végző 'tagging'-detektorok. A kétfotonos reakciók két jellegzetes tulajdonsággal rendelkeznek, ami észlelésüket általában bonyolultabbá teszi az egyfotonos eseteknél:

1. Mivel a $\gamma\gamma$-luminozitásfüggvény kis $W_{\gamma\gamma}$ értékekre nagy, így a végállapotok inkább alacsony multiplicitással és impulzussal rendelkeznek. Ez – különösen nagyenergiás környezetben – a triggereket meglehetősen problematikussá teszi.

2. A $\gamma\gamma$-rendszer általában nyalábirányú mozgást végez, így a nagy részecskesűrűségek a nyalábhoz közel jönnek létre, ahol minden detektor akceptanciája nulla.

Így a kétfotonfizikában a detektorokkal szemben támasztott legfontosabb követelmény egyrészt azok triggerelhetősége alacsony multiplicitásokra, kis küszöbértékekkel, másrészt a nyaláb körüli tartomány minél szűkebb lefedése.

Ez utóbbi követelmény legjobban speciális elülső spektrométerekkel teljesíthető, amelyeket számos kétfotonkísérletben alkalmaznak.

A fotonok 'tagging'-jének eldöntése kivitelezhető az elülső – rendszerint specializált – detektorokban a szóródott leptonok energiájára és repülési irányára vonatkozó méréssel. A tipikus kisszögű tagging-detektorok lefedik a 20 és 100 mrad közti szögtartományt. Néhány esetben a kísérlet tagging tartománya $0°$-ig csökkenhet, lehetővé téve a kvázi-valós fotonok tagging-jét. A nagy Q^2-ű fotonok esetén a tagging tartomány a kívánt mértékben, elég folytonosan lefedi a központi detektorig terjedő térrészt.

Azonban, ha lehetséges, a tagging elkerülendő, ugyanis a bomlási arányok lecsökkennek ebben a módusban. Ugyanakkor a nem tagged módusban a teljesen rekonstruált események kiválaszthatók, ekkor ugyanis a megfigyelt részecskék merőleges impulzusösszege kicsi. Ez az eljárás azon a tényen alapszik, hogy a fotonok elsősorban kis merőleges impulzussal emittálódnak.

Néhány esetben szükség van taggingre, pl. ha a kinematikai rekonstrukció elkerülhetetlen, vagy ha a háttér másként nem csökkenthető. Ennek egy fontos példája a 'single-tag' módszer alkalmazása a foton struktúrafüggvényének mérése során. Ebben az esetben a tagging azon virtuális foton Q^2-ét szolgáltatja, amelyik megszondázza a 'targetfoton' szerkezetét. A Q^2 felbontás tipikusan 10% körüli, ami a legtöbb alkalmazásban megfelelő. Jóval nehezebb megfelelő $W_{\gamma\gamma}$ felbontást elérni normál tagging eszközökkel. Ezen probléma és a csökkenő bomlási arányok miatt a 'double-tag' kísérletek – melyek elvben a teljes $\gamma\gamma$ kinematikát szolgáltatják – nem játszanak olyan fontos szerepet, mint várnánk. A legtöbb esetben $W_{\gamma\gamma}$ meghatározható a végállapot méréséből. Viszont inkluzív mérésekkel a végállapot rendszerint nem detektálható tökéletesen, egy magyarázó eljárásra van szükség a mért invariáns tömeg és az igazi $W_{\gamma\gamma}$ közti kapcsolat megállapításához.

6. Fejezet

Mezonrezonanciák $\gamma\gamma$-csatolása

6.1 Bevezetés

A foton-foton reakciókban keletkező hadronikus végállapot tanulmányozása során lehetővé válik a kvark-antikvark kötött rendszerek elméleti modelljeinek ellenőrzésére a kétfoton rezonanciák csatolásainak mérésével.

A foton kétféleképp csatolódhat hadronokhoz. A pontszerű csatolás elsősorban azokra a hadronikus folyamatokra jellemző, amelyek nagy impulzusátadással járnak együtt, vagy amelyekben a foton erőteljesen virtuális ($Q^2 \gg m_\varrho^2$). Alacsony impulzusátadás esetén, vagy ha a foton közel valódi ($Q^2 < m_\varrho^2$), a VMD (vektormezon-domináns) csatolás jellemző, amely során a foton közvetlenül egy virtuális mezonhoz (ϱ, ω, ϕ...) csatolódik, mely vele megegyező kvantumszámokkal rendelkezik, s ez a mezon erős kölcsönhatáson keresztül hozza létre a hadronikus végállapotot. Ebben modellben tehát a foton-foton szóródáson keresztül zajlik le egy hadron-hadron kölcsönhatás. A pontszerű csatolás során pedig a legalacsonyabb rendű folyamatban a két foton pontszerű QED csatolást hoz létre egy kvark-antikvark párral, és a kvarkok fragmentálódnak hadronokba.

A két kölcsönhatási mód nem választható szét élesen. Az impulzusátadás csökkenésével a folyamat térben és időben kiterjed, így a kvarkok gluoncserével kölcsönhatásba léphetnek egymással, ezáltal létrehozva kötött állapotokat.

A $\gamma\gamma$-reakciókban a fotonoknak ez a kettős természete vizsgálható. Kis négyes impulzus átadás során, ha a végállpot kis merőleges impulzusú, akkor a fotonok hadronikus jellemzői dominálnak (valós fotonokkal zajló folyamatok teljes hatáskeresztmetszetének vizsgálatakor). Ugyanakkor nagy Q^2 esetén elemi, pontszerű természetük kerül előtérbe (nagy transzverzális impulzusú jet-ek, struktúrafüggvények kutatásában).

A foton-foton szórási reakciók tehát lehetőséget nyújtanak a páros C-jű mezonok kétfoton-csatolásainak tanulmányozására , ugyanis a fotonok közvetlenül nem vesznek részt erős kölcsönhatásban, így kiválóan alkalmazhatóak a hadronok szerkezetének kutatásában és alapvető összetevőik tulajdonságainak feltárásában. A $\gamma\gamma$-fizika a QCD területén elért négy fő eredménye:

1. A π^0 kísérletileg mért kétfotonszélessége csak akkor magyarázható elméletileg, ha a kvarkok három színben léteznek, különben a kvarkmodell csaknem egy nagyságrendű ($N_c^2 = 9$) eltérést ad. Ez az egyik legközvetlenebb érv a kvarkok szín szabadsági fokainak létezésére a barionállapotok statisztikai rejtélyének megoldása és az e^+e^- annihilációban mért hadronkeltési hatáskeresztmetszet nagyságának magyarázata mellett.

2. A QCD megjósolja a kötött gluonállapotok, a glueball-ak létezését. Ilyen állapotokat mindeddig még nem állítottak elő mesterségesen. Ezek egy fontos jellemvonása, hogy kis $\gamma\gamma$-csatolással rendelkeznek, ugyanis nem tartalmaznak töltött összetevőket. Így a mezonok foton-foton és gluon-gluon reakciókban való képződését összehasonlítva – mint a J/Ψ sugárzásos bomlásait – a glueball jelöltek kiválaszthatók.

3. Tudásunknak a QCD nagy hatótávolságú viselkedésének terén meglevő hiányosságai nem teszik lehetővé, hogy bebizonyítsuk vagy kizárjuk a négykvarkállapotokat. A kétfotonfizika megvalósítható kísérleti lehetőséget nyújt ezen kérdés megoldásához. Például nagy $\gamma\gamma$-csatolások várhatóak ezen négykvarkállapotok esetén, amik $q\bar{q}$ vektormezon összetevőkre bomolhatnak. Ha más esetekben ezen összetevők pszeudoskalárok – amint az $f_0(975)$ és az $a_0(980)$ esetén feltehető – akkor a nagyon kicsi $\gamma\gamma$-szélesség segítségével különböztethetők meg a $qq\bar{q}\bar{q}$ állapotok a normális $q\bar{q}$ állapotoktól.

4. Továbbá a nehéz kvarkrendszerek $\gamma\gamma$-szélességei lehetővé teszik a QCD potenciálmodelljeinek tesztelését.

A fenti lista kiegészíthető a $\gamma\gamma$-fizika könnyűkvark spektroszkópiához nyújtott változatos hozzájárulásával, mint például a szinglett-oktett keverés megvalósítása pszeudoskalár- és tenzormezonok esetén. Viszont hasonló nem mondható el skalármezonok esetén, ennek azonban mélyebb okai vannak, amit a kétfotonfizika segíthet megfejteni.

Csak $J^P = 0^\pm, 2^\pm, 3^+, 4^\pm, 5^+ ...$ spinparitás kvantumszámokkal rendelkező rezonanciák csatolódhatnak 2 valós fotonhoz, a Yang teoréma értelmében, 1 spinű mezonok nem, hisz a valós fotonok tömegtelenek, ezért transzverzálisan polarizáltak. Így a 2 valós fotonhoz csatolás megengedett minden S és P $q\bar{q}$-hullámállapot esetén páros töltéskonjugációval, kivéve a $J^{PC} = 1^{++}$ axiálvektorállapotokat.

6.2 Kétfotoncsatolások mérése

Egy részecske $\gamma\gamma$-szélessége közvetlenül mérhető a kétfoton szórási folyamatokban megfigyelt átalakulások során. J-spinű R állapot kétfotonképződési hatáskeresztmetsze:

$$\sigma(\gamma\gamma \longrightarrow R) = 8\pi(2J+1)\frac{\Gamma\Gamma_{\gamma\gamma}}{(W_{\gamma\gamma}^2 - M_R^2)^2 + \Gamma^2 M_R^2},$$

ahol M_R a tömeg, Γ a teljes szélesség és $\Gamma_{\gamma\gamma}$ a rezonancia $\gamma\gamma$-szélessége. Az e^+e^- tárológyűrűkben a C-páros R részecske kétfotonkicserélődéses reakciókban keletkezik: $e^+e^- \longrightarrow e^+e^-R$.

Kvázivalós fotonok esetén a fotonfluxus – ami összeköti a megfigyelt arányt a kétfoton hatáskeresztmetszettel – QED-ben egzaktul számolható. A kvázivalósság feltétele elérhető a nem-tagging módszer használatával, feltéve, hogy a kétfotonrendszer merőleges impulzusa kicsi.

Virtuális fotonokat tartalmazó reakció leírása általában nagyon bonyolulttá válik. A virtuális fotonok longitudinális komponense következtében további tag jelenik meg a hatáskeresztmetszetben, ami nem kapcsolódik a $\gamma\gamma$-szélességhez egyszerű formfaktor viselkedéssel. Kvázivalós fotonok esetén a fluxus kiszámítható pusztán csak a transzverzális fotonokkal. A folyamatban az R rezonancia képződési aránya kényelmesen becsülhető az ekvivalens fotonközelítéssel:

$$\sigma(e^+e^- \longrightarrow e^+e^-R) \approx 16\alpha^2 \left(log\frac{E}{m_e}\right)^2 f\left(\frac{M_R}{2E}\right)\frac{(2J+1)\Gamma_{\gamma\gamma}}{M_R^3}.$$

A hatáskeresztmetszet logaritmikusan nő a nyalábenergiával. Másrészt nagy nyalábenergiáknál a detektálási hatásfokok lecsökkennek, mert a $\gamma\gamma$-rendszer boost-jai átlagosan nagyobbak, így a gyakorlatban megfigyelt arányok a rezonanciatartományban nem különböznek lényegesen.

6.3 Pszeudoskalár mezonok kutatása

6.3.1 π^0, η, η' mezonok

A π^0 mezon $\gamma\gamma$-szélességének elméleti értelmezése alapvető fontosságú volt a QCD megalapozásában és központi szerepet játszott az elméleti részecskefizika fejlődésében. Áramalgebra technikát használva a $\pi^0\gamma\gamma$ csatolás számolásakor, 0 π^0-tömeg határesetben az Adler-Bell-Jackiw axiálvektor-anomália teljesen megadja az amplitudót. Ezen anomália – rövid hatótávolságú effektusként – kiszámítható a háromszög kvarkhurokból. Mivel a π^0-élettartam az elmélet rövid hatótávolságú viselkedésével kapcsolatos, így a π^0 nemperturbatív tulajdonságai nincsenek rá hatással (ezek összefoglalhatók a π_{l_2} bomlási konstansba, ami a mérésekből jól ismert $f_\pi = 96$ MeV értéket veszi fel). Ezért az elméleti számítások szigorúak a PCAC korrekciókhoz, melyek általában a 10 %-os szint alatt maradnak. A rövid hatótávolságú fizikával való kapcsolata a π^0-élettartamot értékes eszközévé teszi a kvarkelmélet kutatásának.

Az η és η' $\gamma\gamma$-szélességei két okból érdekesek. Történelmileg az η' szélességének mérése zárta ki a Han és Nambu által konstruált egész töltésű kvarkmodellt. Újabban azért fordítanak figyelmet ezekre a mérésekre, mert azok meghatározzák a gluonium szinglett SU(3) $q\bar{q}$ komponenshez való lehetséges keveredéseit az η' hullámfüggvényben.

A különböző kísérletek által mért $\gamma\gamma$-szélességek az alábbi táblázatban láthatók.

π^0	$(7,85 \pm 0,54) \cdot 10^{-3}$	PDG(1984)
	$(7,25 \pm 0,18 \pm 0,11) \cdot 10^{-3}$	NA30 [8]
	$(7,8 \pm 0,4 \pm 0,9) \cdot 10^{-3}$	Crystal Ball [9]
π^0	$(7,48 \pm 0,33 \pm 0,31) \cdot 10^{-3}$	átlag
η	$1,00 \pm 0,22$	DESY [10]
	$0,324 \pm 0,046$	Cornell [11]
	$0,56 \pm 0,12 \pm 0,10$	Cristal Ball [12]
	$0,53 \pm 0,04 \pm 0,04$	JADE [13]
	$0,64 \pm 0,14 \pm 0,13$	TPC/2γ [14]
	$0,51 \pm 0,02 \pm 0,06$	Cristal Ball(DORIS) [15]
η	$0,53 \pm 0,04$	átlag
η'	$5,4 \pm 2,1$	πp szórás [16]
	$5,8 \pm 1,1 \pm 1,2$	Mark II (SPEAR) [17]
	$6,2 \pm 1,1 \pm 0,8$	CELLO [18]
	$5,0 \pm 0,5 \pm 0,9$	JADE [19]
	$5,1 \pm 0,4 \pm 0,7$	TASSO [20]
	$3,8 \pm 0,26 \pm 0,43$	PLUTO [21]
	$4,5 \pm 0,3 \pm 0,7$	TPC/2γ [22]
	$4,0 \pm 0,9$	JADE [13]
	$3,8 \pm 0,5$	Mark II (PEP) [23]
	$4,3 \pm 0,8$	Mark II (PEP) [23]
	$3,6 \pm 1,0$	Mark II (PEP) [23]
η'	$4,3 \pm 0,3$	átlag

6.3.2 A pszeudoskalár keverés

SU(3) oktett szimmetriát feltételezve (ha az explicit nonett-szimmetria már nem valósul meg) a pszeudoskalár mezonok $\gamma\gamma$-szélességei és az $\eta-\eta'$ keverést meghatározó θ_P szög között a következő összefüggés áll fenn:

$$3\frac{\Gamma_{\eta\gamma\gamma}}{m_\eta^3} = \frac{\Gamma_{\pi^0\gamma\gamma}}{m_{\pi^0}^3}(cos\theta_P - \sqrt{8}R_P sin\theta_P)^2$$

ahol R_P paraméter a szinglett és oktett hullámfüggvények aránya az origóban, ami lehetővé teszi az SU(3) nonett szimmetriasértést.

A mért átlagos $\gamma\gamma$-szélességek alapján kapjuk:

$$\theta_P = -18,2° \pm 2,5°$$

$$R_P = 0,93 \pm 0,03$$

Az $R_P \approx 1$ eredmény jelentése, hogy ezen az egyszerű ansatz-on belül az oktett és szinglett hullámfüggvény hasonló. A θ_P szög szignifikánsan eltér a Gell-Mann-Okubo tömegformula eredményezte $\theta_P \simeq -10°$ -tól, de összhangban van a hadronikus reakciókban megfigyelt $\eta - \eta'$ képződés $\theta_P \sim -18°$-jával.

A pszeudoskalár keverés fenti meghatározása azonban túl naív. Egy általánosabb közelítésben a modellnek tartalmaznia kell a lehetséges gluonkeverékeket és kvalitatíven fittelni kell a pszeudoskalárokat tartalmazó különböző folyamatokat. A vektor-pszeudoskalár sugárzási átmenetek kísérleti eredményeiből tudjuk, hogy az η szinte teljesen $q\bar{q}$ állapot, míg az η'-ben néhány gluoniumkeverék lehetséges [7]. Ezen keverékek η'-beli létezésére a $\Phi \longrightarrow \gamma\eta'$ bomlásban derült fény.

Egyéb könnyű pszeudoskalár rezonanciákat nem figyeltek meg kétfotonreakciókban. Főleg nem található jelzés az $\eta(1440)$ létére a $KK\pi$ bomlási csatornában, vagy radiálisan gerjesztett η-ra, mint amilyen például az $\eta(1275)$.

6.3.3 A glueball állapot

Az eredetileg $\iota(1460)$-nak nevezett $\eta(1440)$ nagy számban előállítható a J/Ψ sugárzásos bomlásában. Ezért, és mert ezt az állapotot nehéz elhelyezni a $q\bar{q}$ multiplettben, jó eséllyel tekinthető glueball-nak. Az, hogy ezen állapotot ezidáig nem sikerült kimutatni $\gamma\gamma$-folyamatokban, alátámasztja ezt a feltételezést (lásd a 6.8 táblázatát).

6.3.4 Egész kvarktöltések

A standard QCD-ben minden fizikailag megfigyelt objektum színszinglett és (különösen a foton) színtelen. A korai kvarkmodell konstrukciók megkíséreltek egész töltésű kvarkokkal dolgozni, azonban az elektromágneses áram színszinglett és oktett elemek keveréke, a szín-íz dekompozícó pedig: $\gamma = (8,1) \oplus (1,8)$. Mivel az alacsonyan fekvő hadronokat mindig színszinglettként látjuk, a színoktett komponensek csak akkor járulnak hozzá a reakcióhoz, ha abban legalább két foton szerepel. A két színoktett foton komponenseinek kombinációja színszinglettet eredményez, ami egyben ízszinglett is: $\gamma \otimes \gamma = (8 \otimes 8, 1) = (1,1) \oplus (\textit{szín nem szinglett})$. [24] Ezért csak az ízszinglettek kétfoton csatolásai érzékenyek a kvarktöltések egész voltára. A pszeudoskalár multiplettben η' csaknem ízszinglett. Ha nonett-szimmetria áll fenn, akkor a π^0-szélességének méréséből:

$$\Gamma_{\eta'\gamma\gamma} = \begin{cases} 6\ keV & ;\ \text{tört kvarktöltésekre} \\ 24\ keV & ;\ \text{egész kvarktöltésekre.} \end{cases}$$

Összehasonlítva ezeket az értékeket a 4,3 keV-es mért $\gamma\gamma$-szélességgel, a tört kvarktöltést evidenciaként fogadhatjuk el. A nonett-szimmetria feltevésén enyhíthetünk azzal, ha az analízis során más bomlási amplitudókat használunk [25].

6.4 Skalármezonok

6.4.1 Bevezetés

A skalármezon multiplett ($J^{PC} = 0^{++}$) a legmegalapozatlanabb alacsonyspinű $q\bar{q}$ multiplett. Bár a $q\bar{q}$ (0^{++}) állapotok közeli kapcsolatban állnak a tenzormezonokkal, amelyek a $q\bar{q}$-állapotok ugyanazon P-hullám triplettjéhez tartoznak; mégis, a skalármezonok sokkal kevésbé érthetőek.

Jelöltjeink az izovektor $a_0(980)$, az izoskalár $f_0(975)$ [régi nevén δ és S^*]; és további izoskalár-esélyes az ϵ, melynek tömegét egyesek 800 MeV, mások 1300 MeV körüli értékre teszik.

Minden skalármezon $\gamma\gamma$-szélessége kicsi a tenzormezonokéhoz képest. Ez a tény jelentősen alátámasztja azt a hipotézist, miszerint az $a_0(980)$ és $f_0(975)$ skalárok nem 0^{++} $q\bar{q}$ kötött állapotok; viszont a mért $\gamma\gamma$-szélességek elméletileg értelmezhetők, ha $q\bar{q}q\bar{q}$ összetevőket tartalmaznak (lásd az alábbi táblázatot). A teljes a_0-szélesség kis értéke azonban nem egyeztethető össze azzal, hogy a zsákmodellben egy $q\bar{q}s\bar{s}$ állapotnak gyorsan el kell bomlania $\eta\pi$-be. A gyengén kötött $K\bar{K}$ molekulaállapot viszonylag helyes értelmezést adhat ezeknek a rezonancióknak [26].

A $\pi^+\pi^-$ tömegspektrum küszöbmenti csúcsa kísérleti ellenőrzésre szorul; továbbá meg kell mutatni, hogy a rezonancia-értelmezés konzisztens a megfigyelt $\pi^0\pi^0$ tömegeloszlással.

	$\Gamma(a_0 \to \gamma\gamma)$	$\Gamma(f_0 \to \gamma\gamma)$	irodalom
$q\bar{q}$ kvarkmodell	2,5-3,8	$\frac{25}{9}\Gamma(\delta_0 \to \gamma\gamma)$	[27]
	4,8	$\frac{25}{9}\Gamma(\delta_0 \to \gamma\gamma)$	[28]
	1,1	3,0	[26]
	1,5	4,5	[26]
$q\bar{q}q\bar{q}$ zsákmodell	~0,27	~0,27	[29]
$K\bar{K}$ molekula modell	0,6	0,6	[30]
kísérlet	$\frac{0{,}19\pm0{,}07^{+0,10}_{-0,07}}{B(a_0\to\eta\pi)}$	$< 0,8$	[31]

6.4.2 Az $a_0(980)$ és az $f_0(975)$ rezonancia

A skalármezonok $\gamma\gamma$-szélességének első mérését a Crystal Ball csoport hajtotta végre a DORIS-on [31]. A $\gamma\gamma \longrightarrow \pi^0\eta$ hatáskeresztmetszet az $a_2(1320)$ jelén kívül csúcsot mutatott az $a_0(980)$ tartományban is. Két standard Breit-Wigner-görbét és egy egyenletes hátteret illesztve az adatokra azt kapjuk eredményül:

$$\Gamma_{a_0\gamma\gamma}B(a_0 \longrightarrow \pi^0\eta) = (0,19 \pm 0,07^{+0,10}_{-0,07})\ keV.$$

A $B(a_0 \longrightarrow \pi^0\eta)$ elágazási arány ismeretlen, de minden bizonnyal domináns. Ekkor az a_0 $\gamma\gamma$-szélessége viszonylag kicsi egy skalár $q\bar{q}$ állapot legtöbb predikciójához képest. Azonban kis értéket várunk, ha a_0 egy $qq\bar{q}\bar{q}$ állapot pszeudoskalár-pszeudoskalár dekompozíciós dominanciával, ami átvezet a vektormezon dominanciából a $\gamma\gamma$-csatolás elnyomásába.

Feltehető, hogy az a_0 és az f_0 állapotok tulajdonképpen kötött $K\bar{K}$ állapotok, vagy $K\bar{K}$ molekulák, amik a küszöb környékén csúcsot képeznek [26].

6.4.3 Kis tömegű skalárrezonanciák

Számos kísérlet kutatott kis tömegű, pionpárokba bomló skalárrezonanciák kétfoton formációi után.

Egy $\pi\pi$ rezonancia kétfoton-képződése könnyebben megfigyelhető $\pi^0\pi^0$ végállapotban, mert Born-szinten nincs folytonos háttér. A Crystal Ball [15] csoport eredményei alapján az $f_2(1270)$ rezonancia tömege alatt a hatáskeresztmetszet meglehetősen kicsi és egyforma, ahogy a rezonancia nélküli $\pi\pi$ csatorna analíziséből várjuk. Kísérletileg azonban nem zárható ki egy széles rezonancia felbukkanása ebben a tartományban.

6.5 Vektormezonpárok képződése

A JADE csoport által $\varrho^+\varrho^-$, $\varrho^0\omega$ és $\omega\omega$ küszöbközeli $\gamma\gamma$-képződésre adott felső határértékei meglehetősen szigorú kényszereket rónak a modellre, ami a $\varrho^0\varrho^0$ küszöbnövekedés magyarázatát adná. Főként azért, mert a $\varrho^+\varrho^-$ képződés nem mutatja ezen növekményt, arra következtethetünk, hogy a $\varrho^0\varrho^0$ csúcs nem egyszerűen egy jól definiált izospinű rezonancia.

A semleges és töltött ϱ-kba bomló, $I = 0; 2$ izospinű rezonancia várt bomlási arányai:

I	$\varrho^+\varrho^-$	$\varrho^0\varrho^0$
0	2	1
2	1	2

A $\varrho^+\varrho^-$-képződés kísérleti eredménye szintén ellentmondásban lehet a modellel. A modell különösen nagy $\omega\omega$-képződést jósol, ami kizárt ezen csatornában mért felső korlát miatt.

Nem zárhatjuk ki a $\varrho^0\varrho^0$ csúcs magyarázatára a naív modellt, amelyben a vektormezonpár-képződés arányos a VMD csatolási konstansokkal. Egy ilyen modell magában foglalja a kvantumszámcsere nélküli vektormezon-szóródást, amire a nagyenergiás teljes $\gamma\gamma$-hatáskeresztmetszet leírásához van szükség. Azonban nincs okunk feltételezni, hogy ez a modell kis energiákon is működik.

A négykvark modell az izoskalár és izotenzor állapotok közti interferencia miatt természetes jelenségként tartja számon a $\varrho^+\varrho^-$ elnyomását a $\varrho^0\varrho^0$-hoz képest, továbbá a $\varrho^0\omega$- és $\omega\omega$-képződés felső határaival sincs ellentétben. Így a vektormezonpárok kétfotonképződése során számos tulajdonságában a négykvark modell tekinthető relevánsnak.

A négykvarkállapotok multiplettekbe szerveződnek. A legalacsonyabb multiplett a $J^{PC} = 0^{++}$ nonett, 1 GeV körüli tömegekkel. Feltehető, hogy az $\epsilon(700)$, $f_0(975)$ és $a_0(980)$ skalárállapotok ehhez a multiplethez tartoznak. Ezek az állapotok elsősorban pszeudoskalár mezonpárokhoz (PP) csatolódnak, $\gamma\gamma$-szélességük pedig elfojtott értékű, ami egyezésben van az eddigi kísérletekkel. A VMD szerint a legnagyobb $\gamma\gamma$-csatolásokat azon multiplettek esetén várhatjuk, amelyek domináns csatolással rendelkeznek a vektormezonpárokhoz (VV).

multiplett	$J^{PC}(I)$	tömeg [GeV]	PP	VV
9^*	$0^{++}(0)$	1,45	-0,177	9,644
36^*	$0^{++}(0,2)$	1,80	0,041	0,743
9	$2^{++}(0)$	1,65	0	0,816
36	$2^{++}(0,2)$	1,65	0	0,577

A fenti táblázat tartalmazza a multipletteket, az átlagtömeggel és a relatív csatolási amplitudókkal a pszeudoskalár és vektormezon párokhoz. Általában a négykvarkállapotoknak szélesebbnek kell lenniük, mert könnyen elbomolhatnak $q\bar{q}$ mezonpárokba (szuper megengedett bomlások). De például az 1,45 GeV-es 0^{++} állapot kivétel lehet, mivel elsődlegesen $\varrho^0\varrho^0$-hoz csatolódik. Ezen állapot esetében viszonylag keskeny szélességre számíthatunk (tipikus hadronikus szélességre), mert ez a szuper megengedett $\varrho^0\varrho^0$ bomlásküszöb alatt fekszik. A küszöb felett a szélességek fokozatosan nőnek, így a 2 GeV körüli állapotok csatolásai $\varrho\varrho$-hoz túl szélesek ahhoz, hogy rezonanciaként észlelhessük őket.

A táblázat négykvarkállapotai mind pozitív paritásúak, ami szintén előnyös a megfigyelt $\varrho^0\varrho^0$-képződéshez. Néhány multiplett $I = 0$ és $I = 2$ izospinnel is feltűnik. A $\varrho^+\varrho^-$- képződés elnyomása négykvark modellben két különböző izospin állapot destruktív interferenciájával magyarázható. E modell keretében arra kell következtetnünk, hogy a 0^{++} állapotnak 1,45 GeV-nél nincs jelentős járuléka, mert ezen állapot esetén a $\varrho^+\varrho^-$-képződés a $\varrho^0\varrho^0$-képződés kétszerese lenne. Ezért a négykvark modell sem tudja értelmezni az 1,5 GeV alatti nagy $\varrho^0\varrho^0$ hatáskeresztmetszetet; bár előrejelzést ad egy küszöbközeli csúcsról. Tehát a négykvark modell a vektormezon-párképződés számos megfigyelt tulajdonságára magyarázatot ad, de természetesen nem mindre, legalábbis nem a modellparaméterek beállítása nélkül.

Valószínűleg több kísérletre van szükség a küszöbközeli vektormezon-párképződés helyes modelljének felállításához. A $\varrho^0\varrho^0$-képződés kísérleti analízisének további finomításához szükség lenne a $W_{\gamma\gamma}$ függvényében felírt mátrixelemekre. Meg kell jegyeznünk, hogy mindeddig egyetlen modell sem adott magyarázatot az 1,5 GeV alatt mért $\varrho^0\varrho^0$ hatáskeresztmetszetre. Több kísérleti adat összegyűjtésével a $\varrho^+\varrho^-$, $\varrho^0\omega$ és $\omega\omega$-ra adott felső korlátok helyett hatáskeresztmetszeteket állapíthatunk meg. Továbbá a $\varrho\varphi$ képződés mérése a négykvark modell kritikus próbája lehet. A küszöb körüli hatáskeresztmetszetet a modell 60 nb-ra jósolja. A küszöbnél nehéz a φ-k K^+K^--ba bomlását detektálni a bomlás kis Q^2 értéke miatt; viszont nagyobb hatásfok érhető el a $\varphi \longrightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ bomlási csatornában (amelynek elágazási aránya: 14,8 %).

6.6 Tenzormezonok

6.6.1 Bevezetés

Az $a_2(1320)$, $f_2(1270)$, $f_2'(1525)$ és $K^*(1430)$ tenzormezonok P-hullám $q\bar{q}$ állapotok ($J^{PC} = 2^{++}$). A tenzormezonok két valós fotonba való bomlását két független amplitudó határozza meg, ami vehető $\lambda = 0$ és $\lambda = 2$ $\gamma\gamma$-helicitásamplitudónak ($\lambda = 1$ nem ad járulékot a valós fotonokhoz). Megjósolható, hogy a $\lambda = 2$ (ellentétes helicitású fotonok) eset dominál a $\lambda = 0$ (azonos helicitású fotonok) felett. A 2-es helicitás ezen dominanciája a Clebsch-Gordon dekompozícióból következik, ha csak a legalacsonyabb multipól ad járulékot a $\gamma\gamma$- rendszerben és ha a két mátrixelem nem különbözik túlságosan. Ha egyenlőek, akkor a $\lambda = 0$ és $\lambda = 2$ intenzitások aránya 1:6. A 2-es helicitás dominanciája a véges energiájú összegszabályokból származik [32]. Mindeddig egyetlen kísérlet sincs ellentétben ezzel a feltevéssel, azonban a legtöbb esetben a kísérlet nem túl érzékeny a különböző helicitásokra.

Ha a tenzormezonok ideálisan kevertek, pl. ha az f_2 $u\bar{u}+d\bar{d}$ és az f_2' főként $s\bar{s}$, akkor az SU(3) szimmetria eredményeként a csatolási együtthatók négyzetének aránya:

$$g^2_{a_2\gamma\gamma} : g^2_{f_2\gamma\gamma} : g^2_{f_2'\gamma\gamma} = 9 : 25 : 2.$$

A könnyű tenzormezonok $\gamma\gamma$-csatolásaira nem nyerhetőek olyan abszolút predikciók, mint a pszeudoskalárok esetén. Viszont érdekes SU(3) összefüggésként némileg fény derülhet a szomszédos 2^{++} glueballok keveredésének lehetőségére. Elhanyagolva a $\lambda = 0$ járulékokat egy tenzormezon $\gamma\gamma$-szélessége egyedül a $g_{T\gamma\gamma}$ csatolási állandótól függ [33]. A $\gamma\gamma$-szélesség ezzel kifejezve:

$$\Gamma_{T\gamma\gamma} = \frac{g^2_{T\gamma\gamma}}{4\pi} \frac{m_T^3}{80\mu^2}.$$

E formulában μ kezelhető a tenzormezon-nonett közös skálájaként, vagy értelmezhető egy speciális mezontömegként, hogy az SU(3) összefüggések érvényesek legyenek $\Gamma_{T\gamma\gamma}/m_T$-re, vagy $\Gamma_{T\gamma\gamma}/m_T^3$-re. Ekkor θ_T és R_T tenzormezon keverési paraméterek a pszeudoskalár esethez hasonlóan kaphatóak meg. A $B(f_2' \longrightarrow K\bar{K}) = 1$ feltevéssel az átlag $\gamma\gamma$-szélességekből a következő keverési paraméterek kaphatók:

1. köbös tömegfüggésnél:
   (a) $\theta_T = 26,5^\circ \pm 3,1^\circ$
   (b) $R_T = 1,06 \pm 0,15$

2. tömegfüggetlen esetben:

   (a) $\theta_T = 29,8° \pm 3,8°$

   (b) $R_T = 1,00 \pm 0,18$.

A θ_T keverési szög közel van az ideális keverés $\theta_{id} = 35,26°$-ához, így f_2' csaknem tiszta $s\bar{s}$ állapot. A TASSO kollaboráció [?] 95%-os konfidenciaszinttel úgy találta, hogy az f_2' $u\bar{u}+d\bar{d}$ tartama 3%-nál kisebb (ha $0,5 \leq B(f_2' \longrightarrow K\bar{K}) \leq 1,0$). R_T fittelt értéke pedig összhangban van az SU(3) nonett szimmetriával ($R_T \approx 1$) a köbös tömegkorrekcióktól függetlenül. További, a glueballokhoz hasonló, a $q\bar{q}$ állapotokkal keveredő közeli tenzorállapotokra kísérletileg nincs szükség. A tenzormezonok az ideálisan kevert SU(3) $q\bar{q}$ multiplett világos példáinak tűnnek.

Egyéb könnyű tenzormezon-állapotokat nem találtak $\gamma\gamma$- reakciókban. Így az $f_2(1720)$ [régi néven: $\Theta(1690)$] glueball-jelöltre felső korlátot adhatunk.

6.6.2 Az $f_2(1270)$ rezonancia

Az $f_2(1270)$ rezonancia képződése kétfoton-reakciókban az $f_2 \longrightarrow \pi^+\pi^-$ és az $f_2 \longrightarrow \pi^0\pi^0$ domináns bomlási csatornák révén figyelhető meg. A töltött pionos bomlási módus megfigyelését a nagy háttér nehezíti, ami a leptonpár kétfotonképzése miatt jelentkezik. Ezt a hátteret részecskeazonosítással kell eltüntetni, ez azonban alacsony impulzusok esetén bonyolult feladat. (Erre a célra használhatunk még QED reakciókat szimuláló programokat, statisztikusan levonva a hátteret.)

Virtuális fotonok esetén az f_2 helicitásstruktúrája nagyon bonyolulttá válhat. Az 1 helicitás elnyomására számíthatunk nagyon kis Q^2 esetén, és csak nagy Q^2-re válhat dominánssá. Amíg az f_2 képződés single-tag statisztikája alacsony, nem alkalmazhatunk parciális hullámanalízist; a kísérleteket modellekre kell alapozni (pl. akceptancia korrekciók számítása esetén).

A különböző kísérletek által mért $\gamma\gamma$-szélességek átlaga:

$$\Gamma_{f_2\gamma\gamma} = (2,78 \pm 0,14) keV.$$

6.6.3 Az $a_2(1320)$ mezon

Az $a_2(1320)$ a tenzormezon-multiplett izovektor tagja; az $a_2 \longrightarrow \pi^0\eta$ és az $a_2 \longrightarrow \varrho^\pm\pi^\mp$ bomlási módusokon keresztül vizsgálható.

A $\pi^0\eta$ jelet a Crystal Ball csoport [34] mutatta ki 4-foton végállapotban. A $\pi^0\eta$ tömegeloszlás 2 csúcsú szerkezete az $a_0(975)$ és az $a_0(1320)$ létével magyarázható. A többi kísérlet az $a_2 \longrightarrow \varrho^{\pm}\pi^{\mp} \longrightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ bomlási módust vizsgálja. E csatorna analízisénél meg kell magyarázni a 3 pionos végállapotban az impulzusmegmaradás miatt fellépő korrelációkat, valamint az a_2-nek a $\varrho^+\pi^-$ és a $\varrho^-\pi^+$ bomlási csatornái közt megjelenő interferenciát.

Az átlagos $\gamma\gamma$-szélesség:

$$\Gamma_{a_2\gamma\gamma} = (0,95 \pm 0,14)\ keV.$$

6.6.4 Az $f_2'(1525)$ mezon

A tenzormezon multiplett harmadik tagja, melynek megmérték a $\gamma\gamma$-szélességét az $f_2'(1525)$. Ez főként $K\bar{K}$-ba bomlik, jelezve, hogy főként ritka kvarkokat tartalmaz. $f_2'(1525)$ két bomlási csatornájában

$$(f_2' \longrightarrow K^+K^-; f_2' \longrightarrow K_s^0K_s^0)$$

eltérés tapasztalható a K^+K^- illetve a $K_s^0K_s^0$ tömegspektrumában, ami az a_2, f_2 és f_2' rezonanciák közti interferenciával magyarázható.

A modell jóslata szerint az f_2-a_2 interferencia destruktív a $K^0\bar{K}^0$ csatornában, és konstruktív a K^+K^- csatornában. Bár ez konzisztens az adatokkal, a K^+K^- kontinuum bizonytalansága és a véges statisztika a $K^0\bar{K}^0$ csatornában nem teszi lehetővé, hogy megbizonyosodjunk a modell valódiságáról.

$\Gamma_{f_2'\gamma\gamma}B(f_2' \longrightarrow K\bar{K})$ értékét az interferáló rezonanciák fittelésével kaphatjuk meg, az átlag:

$$\Gamma_{f_2'\gamma\gamma}B(f_2' \longrightarrow K\bar{K}) = (0,094 \pm 0,023)\ keV.$$

Mivel az $f_2' \longrightarrow K\bar{K}$ bomlás elágazási aránya még nem ismert, így az f_2' $\gamma\gamma$-szélessége ezen eredményből nem kapható meg.

6.7 Bájos állapotok

A PLUTO mutatta ki először az η_c bájos állapotot [35] egy 45 pb^{-1} integrált luminozitású adatmintában, a $\gamma\gamma \longrightarrow \eta_c \longrightarrow K_s^0K^{\pm}\pi^{\mp}$ reakciót keresve. A K_s^0-eket a $\pi^+\pi^-$ bomlási csatornájukon keresztül figyelték meg; megkövetelve, hogy az elsődleges e^+e^- ütközési ponttól elkülönült másodlagos vertexet alkossanak. Ezekben a reakcióban a töltött kaont és piont nem azonosították, így a $K^+\pi^-$ és a $K^-\pi^+$ kombináció különböző eseménynek számít a $KK\pi$ invariáns tömegeloszlásban. E két érték különbsége az η_c tartományban kisebb, mint a 100 MeV körüli tömegfelbontás.

A PLUTO csoport 7 eseményt talált ebben a tartományban, a detektor felbontásának megfelelő eloszlásban. Itt a háttér elhanyagolható. A kísérlet alapján:

$$\Gamma_{\eta_c\gamma\gamma} B(\eta_c \longrightarrow K_s^0 K^\pm \pi^\mp) = (0,5^{+0,2}_{-0,15} \pm 0,1)\ keV.$$

Az izospin invariancia miatt a $K_s^0 K^\pm \pi^\mp$ elágazási arány a $K\bar{K}\pi$ elágazási arányának 1/3-a. Az η_c bomlási módusait a Mark III. csoport is tanulmá -nyozta a J/Ψ sugárzásos bomlásaiban [36]. A Crystal Ball $B(J/\Psi \longrightarrow \gamma\eta_c) = (1,27 \pm 0,36)\%$ eredményét [37] használva azt kapták: $B(\eta_c \longrightarrow K\bar{K}\pi) = (6,1 \pm 2,2)\%$. Ezen elágazási aránnyal a PLUTO kísérletében a $\gamma\gamma$-szélesség:

$$\Gamma_{\eta_c\gamma\gamma} = (33 \pm 18) keV.$$

Az ISR R704 kísérlete [38] a $p\bar{p} \longrightarrow \eta_c \longrightarrow \gamma\gamma$ reakciót tanulmányozta antiprotonnyaláb hidrogénsugár targeten való szóródásában. Az MD-1 kísérlet [39] az η_c $\gamma\gamma$-szélességét közvetlenül próbálta mérni egy double-tag reakcióban a teljes hatáskeresztmetszetben kutatva rezonancia-struktúrákat. Egy ilyen mérés független az elágazási arányoktól, melyek nagy bizonytalanságot okoznak a többi eredményben.

Az η_c szinglettállapot $\gamma\gamma$-szélessége elméletileg összekapcsolható a J/Ψ triplettállapot leptonikus szélességével. Mindegyik az origóbeli $\Psi(0)$ kvarkhullámfüggvénytől függ, amelynek első közelítésben egyenlőnek kell lennie szinglett és triplett állapotban:

$$\frac{\Gamma(^1S_0 \longrightarrow \gamma\gamma)}{\Gamma(^3S_0 \longrightarrow l^+l^-)} = \frac{3e_q^4 \mid \Psi(0) \mid^2 / m_q^2}{e_q^2 \mid \Psi(0) \mid^2 / m_q^2} = 3e_q^2.$$

J/Ψ, Ψ' és Υ leptonikus szélességét használva a következő becsléseket tehetjük:

$$\Gamma_{\eta_c \longrightarrow \gamma\gamma} \approx 6,2\ keV$$

$$\Gamma_{\eta_c' \longrightarrow \gamma\gamma} \approx 2,6\ keV$$

$$\Gamma_{\eta_b \longrightarrow \gamma\gamma} \approx 0,4\ keV.$$

(Hasonló eredményre jutunk a QCD összegszabályok használatával [40].)

Ezen becslések azon a feltevésen alapulnak, hogy a szinglett és triplett hullámfüggvények nagyjából egyenlőek. Azonban az a kísérleti eredmény, hogy a $J/\Psi \longrightarrow \gamma\eta_c$ átmenet mért aránya sokkal kisebb, mint ahogy elmé -letileg várták, szükségessé teszik a hullámfüggvények közti különbségeket. Ebben az esetben a fenti $\gamma\gamma$-szélességek kisebb értékeket vesznek fel.

A Crystal Ball és R704 kísérletek eredményeket kaptak a $\chi_0(3415)$ és $\chi_2(3555)$ P-hullám állapotok $\gamma\gamma$-szélességére is (lásd a lenti táblázatot). A $\gamma\gamma$-szélességek és a hadronikus szélességek aránya hibán belül összhangban van azzal a feltevéssel, hogy a hadronikus bomlások két gluonon keresztül mennek végbe. Az eredmények a $\Gamma_{\chi_0\gamma\gamma}/\Gamma_{\chi_2\gamma\gamma} = 15/4$ aránnyal is konzisztensek, amit a hullámfüggvények egyenlősége esetén a spinfaktorok alapján várunk.

állapot	$\Gamma_{\gamma\gamma}$ [keV]	$\Gamma_{\gamma\gamma} \cdot B(\eta \longrightarrow K_s^0 K^{\pm}\pi^{\mp})$	kísérlet
$\eta_c(2980)$	33±18	$0,5^{+0,2}_{-0,15} \pm 0,1$	PLUTO [35]
	9,8±7,4	$0,15^{+0,11}_{-0,08} \pm 0,05$	MARK II [41]
		$4,3^{+3,4}_{-3,7} \pm 2,4$	R704 [38]
		< 11 (90% konf. szint)	MD-1 [39]
$\chi_0(3415)$	4,0±2,8		Crystal Ball [42]
$\chi_2(3555)$	2,8±2,0		Crystal Ball [42]
	$2,9^{+1,3}_{-1,0} \pm 1,7$		R704 [38]

6.8 Egyéb rezonanciák

Különböző bomlási csatornák kétfoton rezonanciáinak határértékét tartalmazza az alábbi táblázat. Ennek az elméleti modellekkel való összehasonlítása a következők miatt érdekes:

- A glueballjelölt $\eta(1440)$, $f_2(1720)$ és $\xi(2220)$ kétfoton-gerjesztését nem figyelték meg. Ez kvalitatíven alátámasztja a glueball feltevést, legalábbis az $\eta(1440)$ és $f_2(1720)$ esetén, amelyek a J/Ψ sugárzásos bomlásaiban keletkeznek.
- Nincs jele $f_0(975)$- vagy $\epsilon(1300)$-szerű 0 izospinű kétfoton-skalárrezonanci´anak.
- Az $\eta(1275)$ rezonancia, ami feltevések szerint egy radiálisan gerjesztett η, nem észlelhető $\eta\pi^0\pi^0$ végállapotban.
- Míg a kvázivalós fotonok (nem tagged) szóródásából nyert $KK\pi$ tömegspektrum nem tartalmaz jelzést az $\eta(1440)$ jelenlétére, de ugyanazon spektrum csúcsot mutat 1420 MeV környékén, ha az egyik foton virtuális (single tag). Valószínű, hogy ez a csúcs egy axiálvektor állapot ($J^{PC} = 1^{++}$), ami nem állítható elő két valódi fotonnal. Míg a radiatív J/Ψ bomlásokban megfigyelt állapot minden bizonnyal pszeudoskalár, 1440 MeV környékén legalább két állapot bomlik $KK\pi$-be; az egyik az $\eta(1440)$, a másik a hadronikus reakciókban megfigyelt $f_2(1420)$.

Axiálvektorok és $J^{PC} = 1^{-+}$ egzotikus kvantumszámú állapotok $\gamma\gamma^*$-folyamatokban való észlelése új fejezetet nyit a $\gamma\gamma$-spektroszkópiában.

R	X	$\Gamma_{R\gamma\gamma} \cdot B(R \longrightarrow X)$ [keV]	kísérlet
$\eta(1440)$	$KK\pi$	¡2,2 (95% konf. szint)	TASSO [43]
	$KK\pi$	¡2,0 (90% konf. szint)	Mark II [23]
	$KK\pi$	¡1,6 (95% konf. szint)	TPC/2γ [44]
	$\varrho^0\varrho^0$	¡1,0 (95% konf. szint)	TASSO [45]
	$\varrho\gamma$	¡1,5 (95% konf. szint)	TASSO [20]
	$\varrho\gamma$	¡0,2 (90% konf. szint)	Mark II [23]
$f_2(1720)$	KK	¡0,28 (95% konf. szint)	TASSO [43]
	$\pi^+\pi^-$	¡0,17 (95% konf. szint)	TPC/2γ [46]
	K^+K^-	¡0,10 (95% konf. szint)	TPC/2γ [46]
	$\varrho^0\varrho^0$	¡0,12 (95% konf. szint)	TASSO [45]
	$\eta\eta$	¡0,3 (95% konf. szint)	Crystal Ball [47]
$f_0(975)$	$\pi\pi$	¡0,8 (95% konf. szint)	Crystal Ball [48]
	all	¡0,8 (95% konf. szint)	JADE [31]
$\epsilon(1300)$	$\pi^+\pi^-$	¡1,5 (95% konf. szint)	TASSO [49]
$\eta(1275)$	$\eta\pi\pi$	¡0,3 (90% konf. szint)	Crystal Ball [41]
$h(2030)$	KK	¡0,29 (95% konf. szint)	TASSO [43]
$\xi(2220)$	KK	¡1,09 (95% konf. szint)	TASSO [43]

7. Fejezet

Korábbi eredmények a $K_s^0 K^{\pm}\pi^{\mp}$ csatornában

7.1 Bevezetés

A $\gamma\gamma \longrightarrow K_s^0 K\pi$ reakcióban számos kísérlet kutatott az η_c után. Ennek $\gamma\gamma$-csatolása az elméleti érdeklődés középpontjába került, mivel a parciális $\gamma\gamma$-szélesség és a teljes hadronikus szélesség hányadosa a perturbatív QCD egyik próbaköve; összekapcsolva a kétgluon és a kétfoton csatolásokat. A $\Gamma_{\gamma\gamma}^{\eta_c}$-ra nyert kísérleti eredmények bizonyos eltéréseket mutatnak. Elsőként a PLUTO kísérlet publikálta az η_c észlelését [35] és a $\Gamma_{\gamma\gamma}^{\eta_c} = 33 \pm 18$ keV értéket. Azonban más csoportok későbbi mérései nem tudták konzisztensen megerősíteni ezt az eredményt, és lényegesen kisebb értékek felé tendálnak.

Az $\eta(1440)$-et [korábbi nevén ι] radiatív J/Ψ bomlások $K\bar{K}\pi$ végállapotában fedezték fel. Számos $\gamma\gamma$- kísérlet adott felső határt az $\eta(1440)$ radiatív szélességére; a legjobbat a TPC/2γ együttműködés. Ez esetben a J/Ψ bomlásában a bőséges részecskehozamnak és a hadronikus kísérletek tiszta jelének szerencsés kombinációjaként az $\eta(1440)$-et a legígéretesebb glueball -jelöltté tették. Annak kis kétfotoncsatolása alátámasztja ezt a feltételezést.

Egy $K_s^0 K\pi$ végállapotba bomló 1420 MeV-es rezonancia észlelése még nagyobb feltűnést keltett. Mivel ez csak akkor észlelhető, ha az egyik foton nincs tömeghéjon (γ^*), arra következtethetünk, hogy ez egy 1-spinű állapot. Ezen állapot jelölése: $f_1(1420)$ [korábban: $E(1420)$], és az axiálvektor nonett második izoskalár rezonanciájaként értelmezhető az $f_1(1285)$ [a korábbi $D(1285)$] mellett. Amíg az $f_1(1285)$ – amit szintén észleltek $\gamma\gamma^*$-szórásban – elfogadottan 1^{++} állapot; a hadronikus reakciókban észlelt $f_1(1420)$ státusza kevésbé egyértelmű. Néhány hadronképződéses kísérletben az $f_1(1420)$ $J^P = 1^+$-nak tűnik [50], míg mások $J^P = 0^-$ állapotot figyelnek meg [51]. Ha ez utóbbi a helyes, akkor lehetséges, hogy az $f_1(1420)$-at összetévesztették az $\eta(1440)$-nel, ami az E/ι néven ismert rejtélyre utal. A LASS együttműködés újabb kísérlete [52] nem találta jelét az $f_1(1420)$ létezésének a $K^- p \longrightarrow K_s^0 K\pi\Lambda$ hipertöltés cserével járó reakcióban. Ehelyett megerősítették egy nagyobb tömegű 1^{++} állapot, az $f_1(1530)$ létezését, amit az 1^{++} nonett $s\bar{s}$-gazdag f_1' állapotával azonosítottak.

Így az $f_1(1420)$axiálvektor nonettbe való sorolása nem egyértelmű. A különböző megfigyelések talán egy $J^{PC} = 0^{-+}$ egzotikus kvantumszámú $q\bar{q}g$ hibridállapottal magyarázhatóak [53].

7.2 $\gamma\gamma$-reakciók a CELLO kísérletben

7.2.1 Bevezetés

A CELLO detektor a PETRA tárológyűrűn működik. A publikált kísérletben [54] a nyalábenergia 17,5 GeV volt, az integrált luminozitás pedig 86 pb^{-1} (single tag esetben 19,1 GeV és 9 pb^{-1}). A detektorrendszerben a töltött részecskék mérése a központi detektorban történik, ami hengeres drift- és proporcionális kamrákból áll. Ezt szupravezetőtekercs veszi körül, ami 1,3 T szolinodiális mágneses teret biztosít. A szögakceptancia a 4π 91 %-a, az impulzusfelbontás pedig $\sigma(p)/p = 0,02 \cdot p$ (p-t GeV/c egységekben mérve). A tracking rendszer két proporcionális síkkal egészül ki az elülső és hátsó tartományban a nyalábra merőlegesen; ezek segítségével lehetővé válik a töltött részecskék mérése a $\mid cos\vartheta \mid \leq 0,98$ szögtartományban.

Egy 20 sugárzási hossz mélységű, finoman szelvényezett, folyékony argon kaloriméter helyezkedik el ezen kívül, amelynek barrel része a $\mid cos\vartheta \mid < 0,86$, endcap része pedig a $0,92 < \mid cos\vartheta \mid < 0,99$ tartományt fedi le. Az elektromágneses energiafelbontás parametrizálható a $\sigma/E = 0,05 + 0,10/\sqrt{E}$ alakban. A barrel és endcap közti akceptancia rést egy ólom szcintillátor zárja le, ami inkább csak vétó-lehetőség, mintsem precíz energiamérés. Ólomüveg tömböket tartalmazó elektromágneses számlálók fedik le a detektor két végét, 50 mrad-ig megközelítve a nyalábot. Ezek a detektorok a tagging analízishez használhatóak.

Nem tagged esetben az alkalmazott alaptrigger legalább két töltött részecskenyom észlelése 650 MeV/c p_t transzverzális impulzus felett, vagy két 45°-nál nagyobb szöget bezáró, 250 MeV feletti nyom. Tagged eseményekre a trigger egy 250 MeV-nél nagyobb p_t-jű track létét követeli meg.

Az $e^+e^- \longrightarrow e^+e^- K_s^0 K^{\pm}\pi^{\mp}$ ($K_s^0 \longrightarrow \pi^+\pi^-$) események meghatározásához a csoport elsőként négy töltött részecskét és 0 össztöltést követelt meg, és kizárta azon eseményeket, amelyekben egyéb semleges részecske tűnt fel, és 100 MeV feletti energiát adott le egy izolált kaloriméterklaszterben.

A K_s^0 azonosítása a szokásos másodlagos vertex-kereső eljárás segítségével történt. A másodlagos vertexpontnak legalább 4 mm távolságban kell lennie a kölcsönhatási ponttól, és a két részecske egyike sem eredhet onnan. Továbbá a $K_s^0 K_s^0$ háttér csökkentésére a további analízisből kizárásra kerültek azok az események, amelyek két másodlagos vertexet tartalmaznak. A maradék $K_s^0 K_s^0$ háttér a $\sigma(\gamma\gamma \longrightarrow K^0 \bar{K}^0)$ hatáskeresztmetszet ismeretében és a Monte Carlo szimuláció segítségével a végső mintában 1,5 %-ra becsülhető.

A nem tagged események kiválasztása az alapján történt, hogy az elülső és hátsó kaloriméterekben ne keletkezzen 5 GeV-nél nagyobb tag-energia, sem 1 GeV-nél nagyobb izolált klaszter.

A teljes analízishez csak azon események kerültek feldolgozásra, melyek esetén a $\pi^+\pi^-$ invariáns tömeg 0,4 és 0,6 GeV közé esik. A 0,40 és 0,47 illetve a 0,53 és 0,6 GeV közé eső tartomány képezi a K_s^0-hátteret, míg a 0,47 és 0,53 GeV közti tartományban single tag módusban 35, nem tagged esetben 129 esemény adott járulékot 0,498 GeV-es K_s^0 tömeget meghatározva.

7.2.2 A nem tagged események

A nem detektált részecskék okozta háttér csökkentésére a csoport megkövetelte, hogy a $K_s^0 K^\pm \pi^\mp$ rendszer teljes transzverzális impulzusa $| \sum \underline{\mathrm{p}}_t | < 200$ MeV legyen.

A $K_s^0 K^\pm \pi^\mp$ invariáns tömegeloszlás nem mutat rezonancia-szerű struktúrát; különösen az $\eta(1440)$ és η_c csúcs nem észlelhető.

Az akceptanciaszámításokhoz a CELLO csoport $\gamma\gamma \longrightarrow \eta_c$; $\eta(1440) \longrightarrow K_s^0 K^\pm \pi^\mp$ eseményeket generált a transzverzális fotonok fluxusának figyelembevételével. Feltették, hogy az ismert tömegű és szélességű rezonanciák tömegeloszlása a Breit-Wigner alakot követi; a bomlás pedig izotróp fázistérben történik. Továbbá egy egyenletes eloszlású mintát is generáltak, a $W_{\gamma\gamma}$-tól független rekonstrukciós hatásfok meghatározásához. A generált eseménymintát detektorszimmuláción bocsátották át, majd ugyanazon analízis alá vetették, mint a valódi adatokat. Az eljárás után generált η_c események 85%-át sikerült rekonstruálni [az η_c 150 MeV-es környezetén belül]. Ugyanakkor az adatmintában csak egyetlen η_c-jelölt volt; az ez alapján adható felső korlát:

$$\Gamma_{\gamma\gamma}^{\eta_c} \cdot B(\eta_c \longrightarrow K_s^0 K^\pm \pi^\mp) < 0,21\ keV\ (95\%\ konf.\ szint).$$

Ez $B(\eta_c \longrightarrow K_s^0 K^\pm \pi^\mp) = 1,8\%$ esetén $\Gamma_{\gamma\gamma}^{\eta_c} < 12$ eV-ot jelent, de tudnunk kell, hogy az elágazási arány bizonytalansága $\pm$ 0,6 %. Ez összhangban van más kísérleti eredményekkel.

Három $\eta(1440)$ jelölt bukkant fel az $\eta(1440)$ 150 MeV-es környezetében. Ez alapján:

$$\Gamma_{\gamma\gamma}^{\eta(1440)} \cdot B(\eta(1440) \longrightarrow K\bar{K}\pi) < 1,2\ keV\ (95\%\ konf.\ szint).$$

Ami 20% szisztematikus hibát tartalmaz az akceptancia számításokban.

Az $\eta(1440)$ nyilvánvalóan kis $\gamma\gamma$-csatolása ellentétben van ennek radiatív J/Ψ bomlásban tapasztalt bőséges keletkezésével. A Chanowitz által bevezetett S ("stickiness" – ragadósság) mennyiség leírja, hogy egy részecskeállapot elsődlegesen konstituens kvarkokból épül-e fel, vagy gluonokból. S_X pedig a $\Gamma(J/\Psi \longrightarrow \gamma X)$ és $\Gamma(X \longrightarrow \gamma\gamma)$ arányaként definiálható a fázisfaktorok eltávolításával. Így a kísérlet eredményeként:

$$S_\eta : S_{\eta'} : S_{\eta(1440)} = 1 : 4 :> 80.$$

Ami bizonyítékul szolgálhat az $\eta(1440)$ jelentős gluontartalmára, de meg kell jegyeznünk, hogy ez nem perdöntő bizonyíték, mivel egy tisztán $q\bar{q}$ állapotnak lehet elenyésző $\gamma\gamma$-szélessége bizonyos íz szinglett-oktet keverésekre.

A 8.23. ábrán a $W_{\gamma\gamma}$ függvényeként látható az $e^+e^- \longrightarrow K^0K^-\pi^+(\bar{K}^0K^+\pi^-)$ topológikus hatáskeresztmetszete a háttér levonása után, átszámolva a LEP energiájára.

A $W_{\gamma\gamma} = 2$ GeV-en mért 9 nb-ról $W_{\gamma\gamma} = 4$ GeV-ig 1 nb-ra esik a hatáskeresztmetszet. A szisztematikus hiba a háttér levonásának bizonytalanságából és az akceptancia számításokból származik.

A K_s^0-ek hibás azonosításának köszönhető hátteret és tökéletlenül rekonstruált eseményeket figyelembe kell venni. A tévesen azonosított K_s^0-ek következtében (a K_s^0-csúcs szélén) megjelenő háttér 6 %-ra becsülhető. A magasabb multiplicitású végállapotok (pl. a $K_s^0K_L^0\pi\pi$ – ami $\Phi\pi\pi$ vagy $K^{*0}\bar{K}^{*0}$ bomlásából származik és a K_L^0 detektálatlan marad) a $|\sum \underline{p}_t|^2$ tanulmányozásával becsülhetők. A Monte Carlo események elemzéséből a csoport 10±4% nagyságú $W_{\gamma\gamma}$-független hátteret kapott, ahol a ±4 bizonytalanság a szisztematikus hibára utal.

7.2.3 A 'single tag' események

Ebben a módusban a kollaboráció megkövetelte, hogy a szóródott elektront is figyelembe véve a rendszer transzverzális impulzusa $|\sum \underline{p}_t| < 450$ MeV legyen; és a nem rekonstruált részecskével vagy rosszul mért szórt elektronokkal rendelkező eseményeket kizárták az analízisből. A háttér csökkentésére az eseménymintát egyenként vizuális rekonstrukcióval felülvizsgálták, ily módon kiszűrve a detektálatlan részecskével rendelkező folyamatokat. Végeredményül 29 esemény maradt.

A $K_s^0K^\pm\pi^\mp$ tömegeloszlásban világosan elkülöníthető egy 1400 MeV körüli csúcs, miközben a nem tagged mintában nem volt nyoma ilyen struktúrának. Ehhez hasonló jelre 1-spinű részecskék esetén számíthatunk. Két valós, tehát tömeg nélküli és ezért transzverzálisan polarizált foton nem tud 1-spinű objektumokhoz csatolódni (Yang teoréma); de nincs ilyen kiválasztási szabály, ha a fotonok egyike erősen virtuális, és tagging lép fel egy nagy szögben szóródó $e^{\pm}$ formájában. A Monte Carlo szimulációk alapján ha a single tagged módusban észlelt jelet egy 0 spinű rezonancia okozza, akkor a nem tagged mintában körülbelül 150 eseményes csúcsnak kellene mutatkoznia 1400 MeV környékén, de csak néhány esemény látható. Így az 1 spint tényként fogadhatjuk el.

Az ideiglenesen X-nek nevezett rezonancia tömegének és szélességének meghatározásához a csoport kiválasztotta az 1,36 és 1,48 GeV közti tartományba eső 17 eseményt, majd két különböző módszert használtak a $K^{\pm}\pi^{\mp}$ identifikációjában meglevő kétértelműség megszüntetéséhez. Mivel kimutatható, hogy az $X(1420)$ domináns bomlási csatornája $\bar{K}^*K$ $(K^*\bar{K})$ ezért az egyik módszer a töltött K kiválasztására: a legjobb K^*-jelölt megkeresése az eseményben.

A másik módszer, ami kevésbé függ a bomlási módustól, egyenletes tömegeloszlású Monte Carlo eseményeket használ. Az eseményeket Breit-Wignerrel súlyozták, minden eseményhez a generált $W_{\gamma\gamma}$ tömeget és az M, Γ rezonanciaparamétereket változóként használva a megfigyelt tömegeloszlás egy maximum likelihood-fittjében.

A két független módszer egyező értéket eredményezett:

$$M = 1425 \pm 10 \ MeV,$$

$$\Gamma = 42 \pm 22 \ MeV,$$

ahol a hiba statisztikus és szisztematikus részből áll. A tömegfelbontás $\sigma = 15$ MeV.

A csúcs határa és a $\gamma\gamma^* \longrightarrow f_1(1285) \longrightarrow K_s^0 K^{\pm}\pi^{\mp}$ reakció Monte Carlo szimulációja alapján a nemrezonáns háttér 2,2 eseményre becsülhető. Így lehetséges néhány $f_1(1285)$ esemény létezése és az $X(1420)$ tartományban való feltűnése.

A bomlási szögeloszlás analíziséből inkább a pozitív paritás való -színűsíthető; így az $X(1420)$ minden észlelt tulajdonsága összhangban van az $f_1(1420)$-szal, de egy $J^{PC} = 1^{-+}$ erős TT csatolású hibridállapot feltételezése sem kizárt.

8. Fejezet

Az L3 kísérlet eredményei

8.1 Preszelekció

Az L3 detektor által 1991., 1992. és 1993. során 91,2 GeV tömegközépponti energián mért adatok kerültek felhasználásra az $e^+e^- \longrightarrow e^+e^-\gamma^*\gamma^* \longrightarrow K_s^0 K^\pm \pi^\mp$ csatorna tanulmányozásakor, ahol a K_s^0-ek kimutatása a $K_s^0 \longrightarrow \pi^+\pi^-$ bomlási ágban történt. Mivel a K_s^0 semleges, így a vertexkamrában nem figyelhető meg. Azonban átlagos élettartama során mintegy 2,675 cm megtétele után elbomlik, és töltött bomlástermékei $(\pi^+\pi^-)$ alapján azonosítható. Ehhez szükség van egy keresőrutinra, amely az esemény rekonstruálása során megvizsgálja azon pontokat a TEC-ben, amelyekből két ellentétes töltésű részecske repül ki, így nagy valószínűséggel alkothatják másodlagos vertexpontként a K_s^0 bomláspontját.

Az analízishez használt standard epio adatfile-ok mdsu file-okból készültek, a GGSEL94 rutin alkalmazásával. Ezen epio file-ok a $\gamma\gamma$-események tanulmányozásához speciálisan szelektált és tömörített adatok. Így például hiányzik belőlük számos, TEC-beli részecskenyomokra vonatkozó információ. A három év integrált luminozitásértékei a ? tábázatban találhatók.

A csatorna eseményeinek kiválasztása érdekében előzetes szelekcióra került sor az epio adatokon, mely eredményeként az eredeti 1983721 eseményből 151103 maradt.

Ezen válogatás kritériumai:

1. A BGO-ban detektált teljes energia [8.1. ábra] kisebb legyen 60 GeV-nél.

2. Legalább 4 töltött részecskenyomnak [8.2. ábra] kell megjelennie a vertexkamrában (az L3-ban használt töltött trac-trigger követelménye, hogy a részecskenyomok legalább 150 MeV transzverzális impulzussal rendelkezzenek, továbbá legalább 2 tracket kell észlelni, melyek a nyalábirányra merőleges síkban egymással minimum $\triangle\phi = 139°$-ot zárnak be).

3. Az eseménynek tartalmaznia kell legalább egy másodlagos vertexpontot [8.3. ábra] a következő paraméterekkel:
   (a) A másodlagos vertexet alkotó részecskének legalább 3 mm-t kell repülnie a merőleges síkban [8.4. és 8.5. ábra].
   (b) A bomló részecske repülési iránya és a két kirepülő töltött részecske összimpulzusa által bezárt szög a transzverzális síkban kisebb kell legyen 200 mrad-nál [8.6. ábra].
4. A két töltött részecske invariáns tömegének 150 MeV-nél nagyobbnak kell lennie (feltételezve, hogy e^+e^- párról van szó), annak érdekében, hogy a kis energiájú fotonok konverziójából származó e^+e^- párokat kiszűrjük [8.7. ábra]. Az 5-ös ábrán jól látható a berillium nyalábcső falában konvertálódó fotonok által keltett e^+e^- párok másodlagos vertexei.

Ennek a feltételrendszernek a kiválogatott eseménymintában 284314 db K_s^0 jelölt felel meg, ezek invariáns tömegeloszlása látható a 8.8. ábrán.

8.2 Inkluzív K_s^0-képződés

A K_s^0-jel tisztaságának növelése érdekében, a háttér csökkentéséhez a következő feltételek teljesülése szükséges [55]:

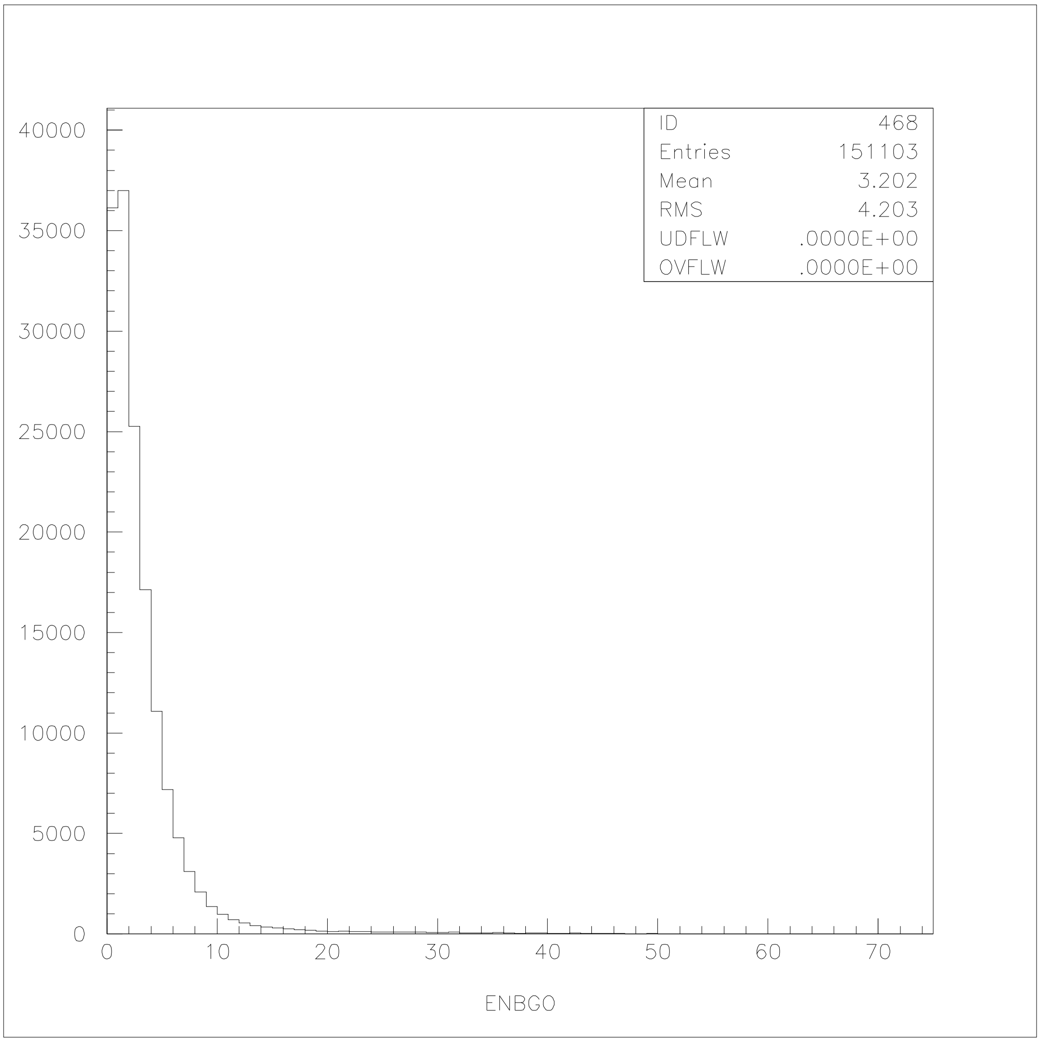
1. Pontosan 4 részecskenyom megjelenése a vertexkamrában, melyek észlelésében a TEC 62 anódszála közül legalább 12 részt vesz [8.9. ábra], és legalább 100 MeV nagyságú transzverzális impulzussal rendelkeznek.

2. Kell lennie egy olyan másodlagos vertexpontnak, melynek a kölcsönhatási ponttól mért transzverzális távolsága nagyobb, mint 3 mm.

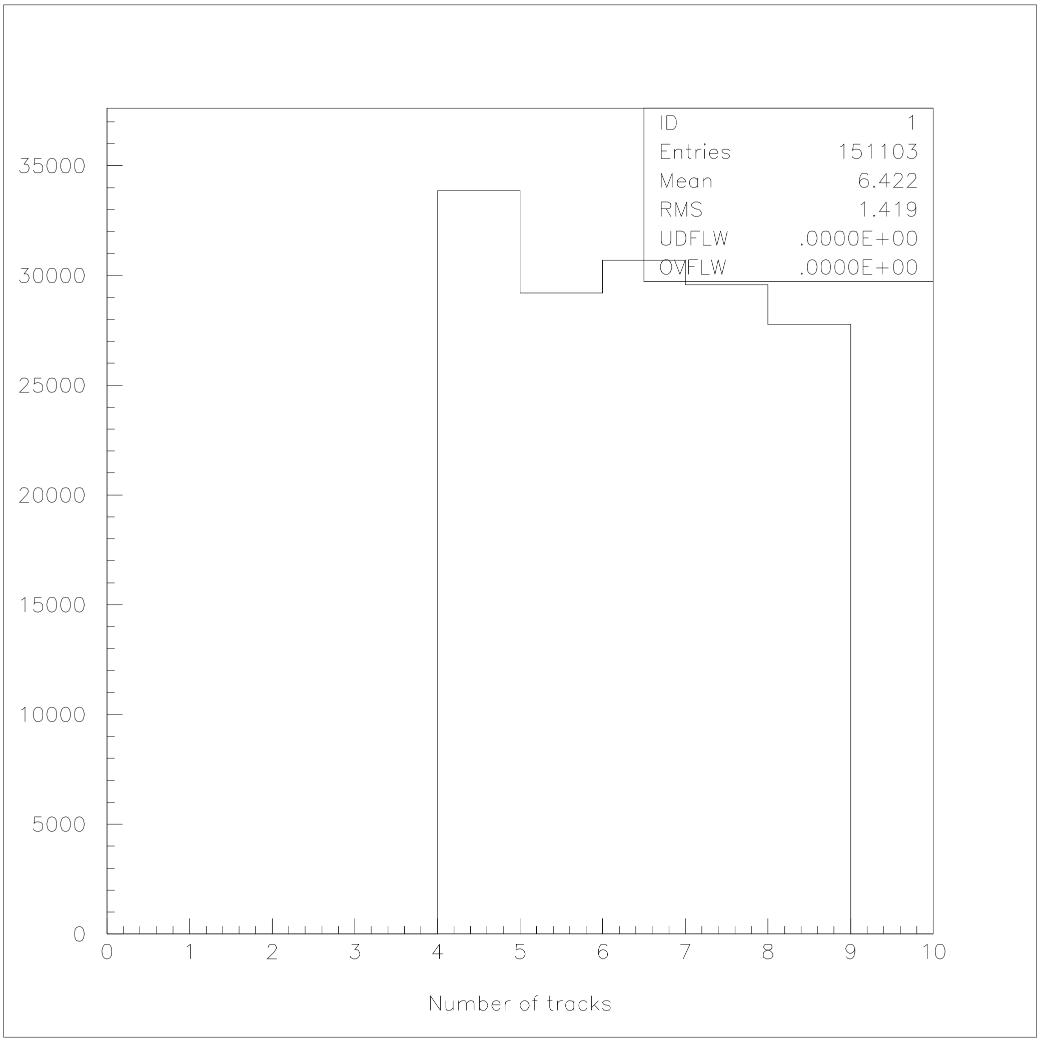
3. A másodlagos vertexből kirepülő részecskék rekonstruált pályája nem közelítheti meg 3 mm-nél jobban a kölcsönhatási pontot [8.10. ábra].

4. K_s^0-jelölt repülési iránya és a másodlagos vertexből kirepülő két részecske összimpulzusa által bezárt szög a transzverzális síkban nem lehet nagyobb 200 mrad-nál.

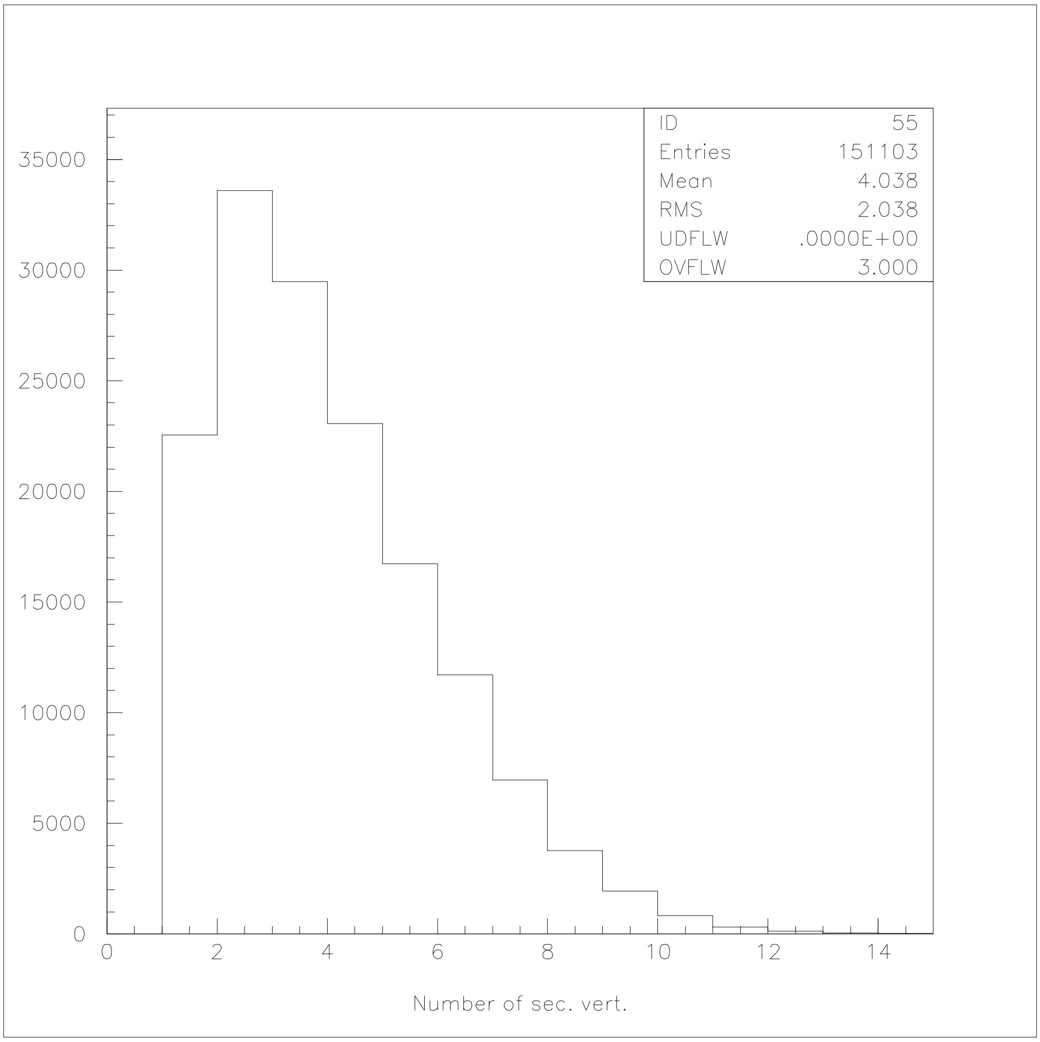
5. A másodlagos vertexből kirepülő két részecske egyike +1, másika -1 töltésű kell legyen.



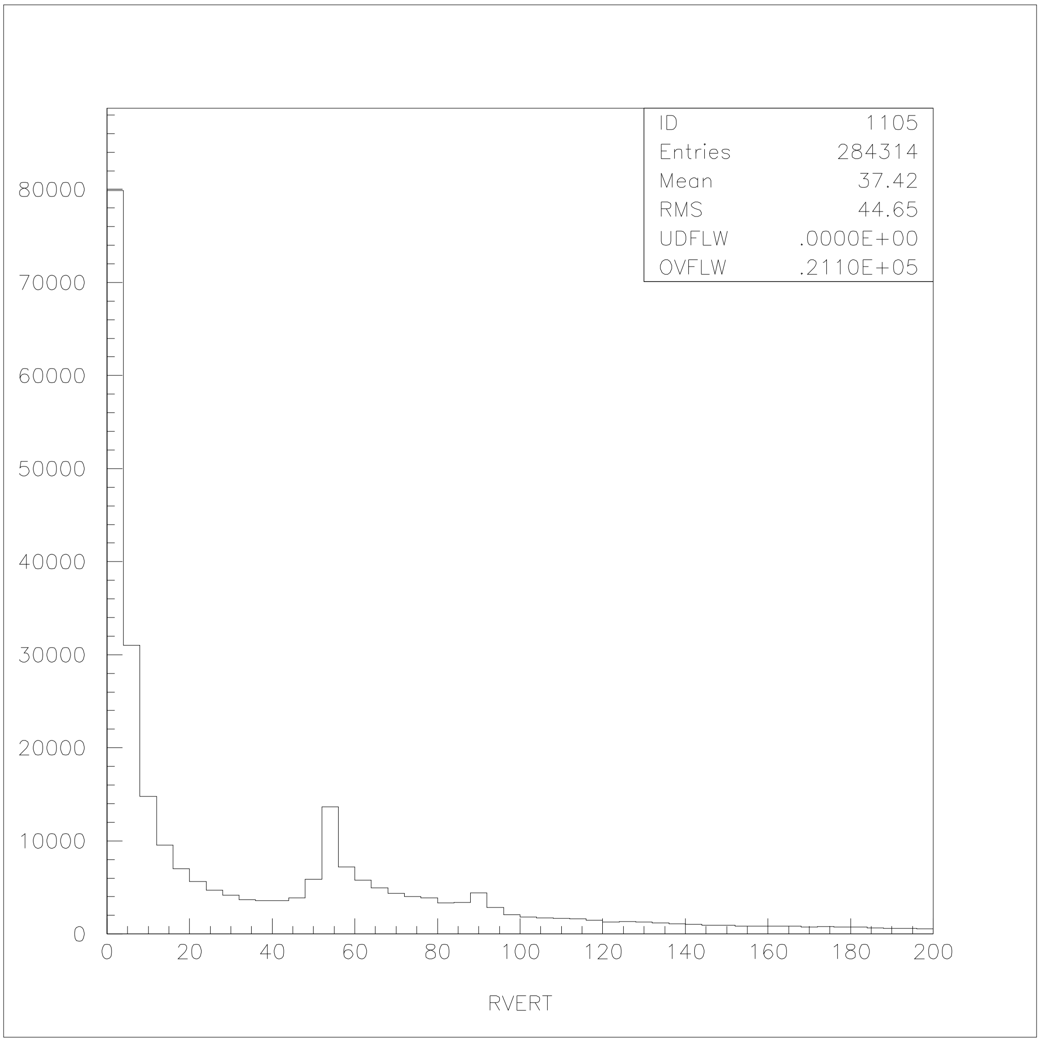
8.1. ábra. A teljes BGO energia GeV-ben



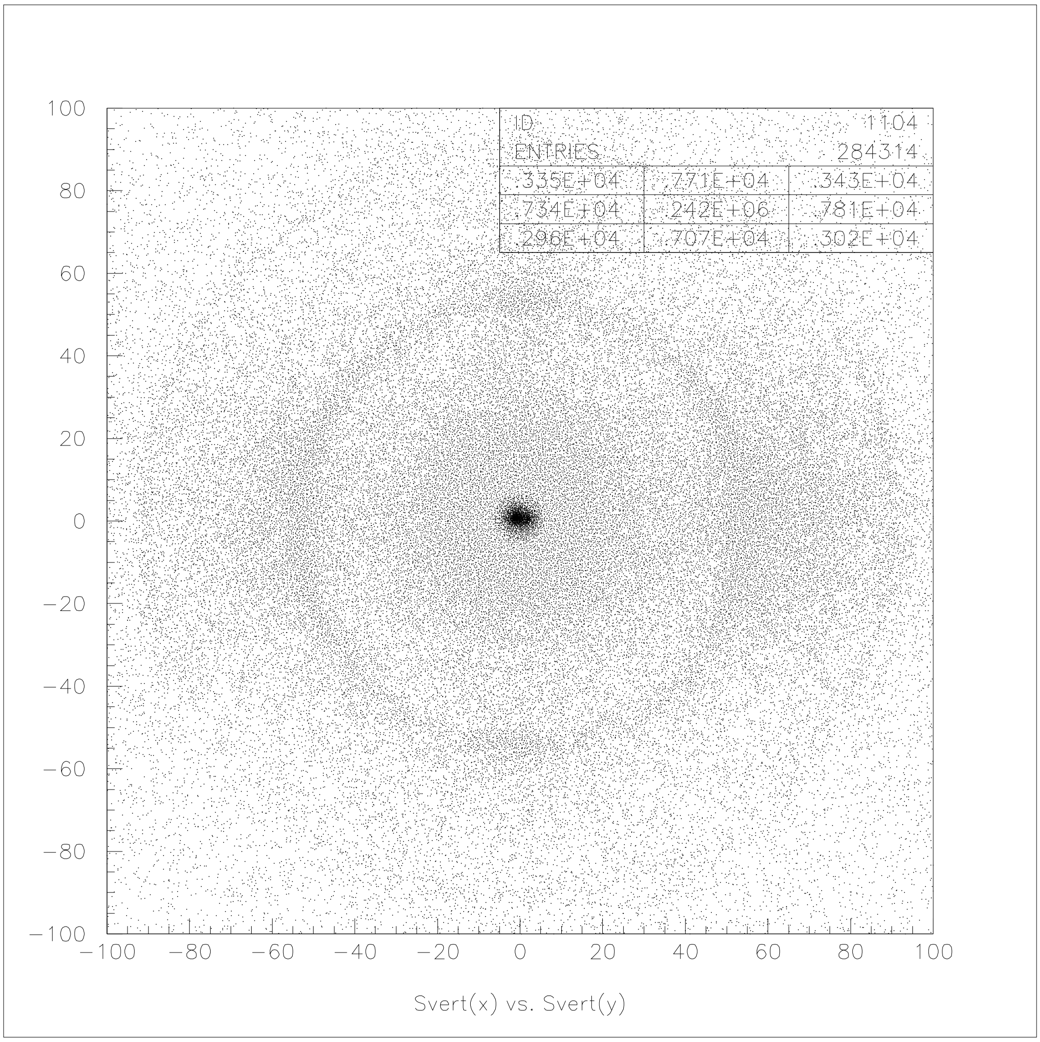
8.2. ábra. A részecskenyomok számának eloszlása



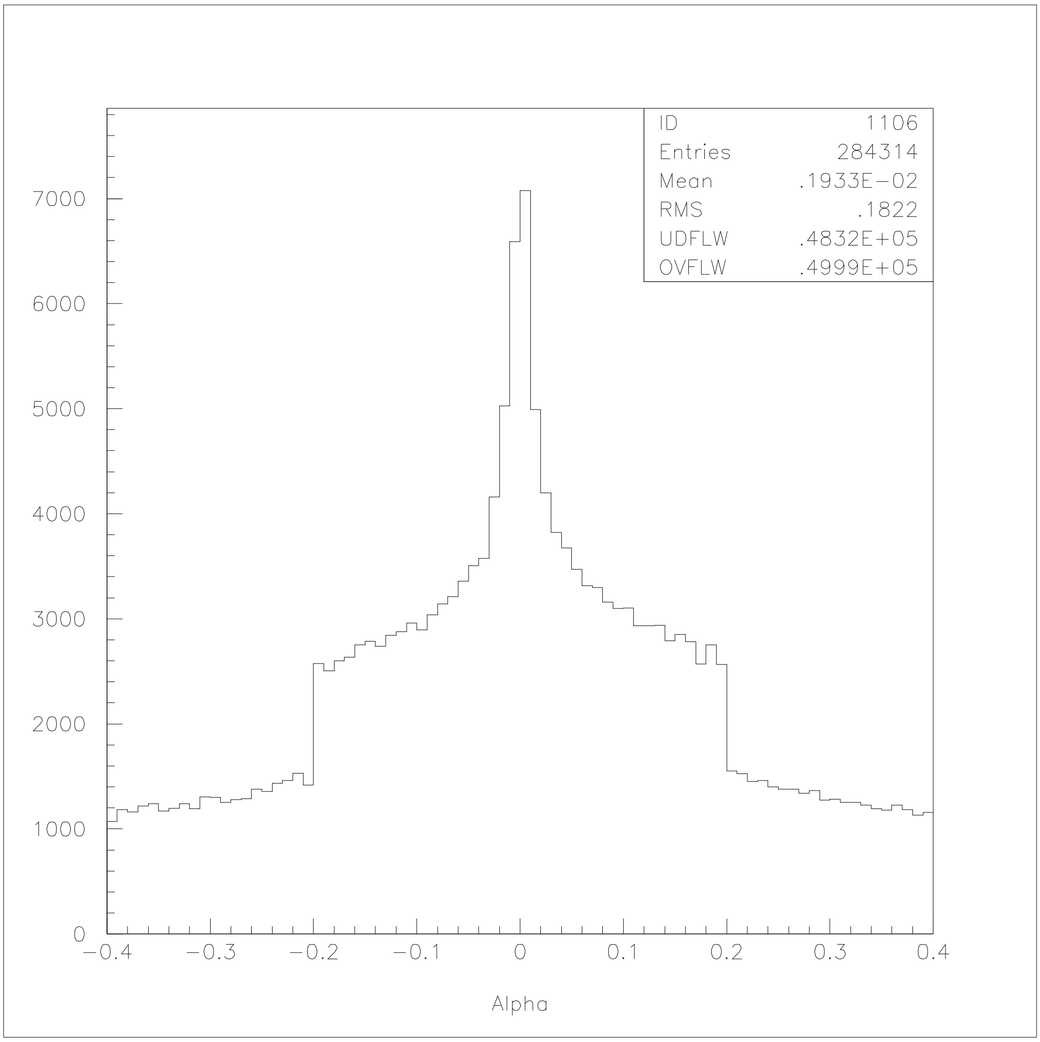
8.3. ábra. A másodlagos vertexek száma



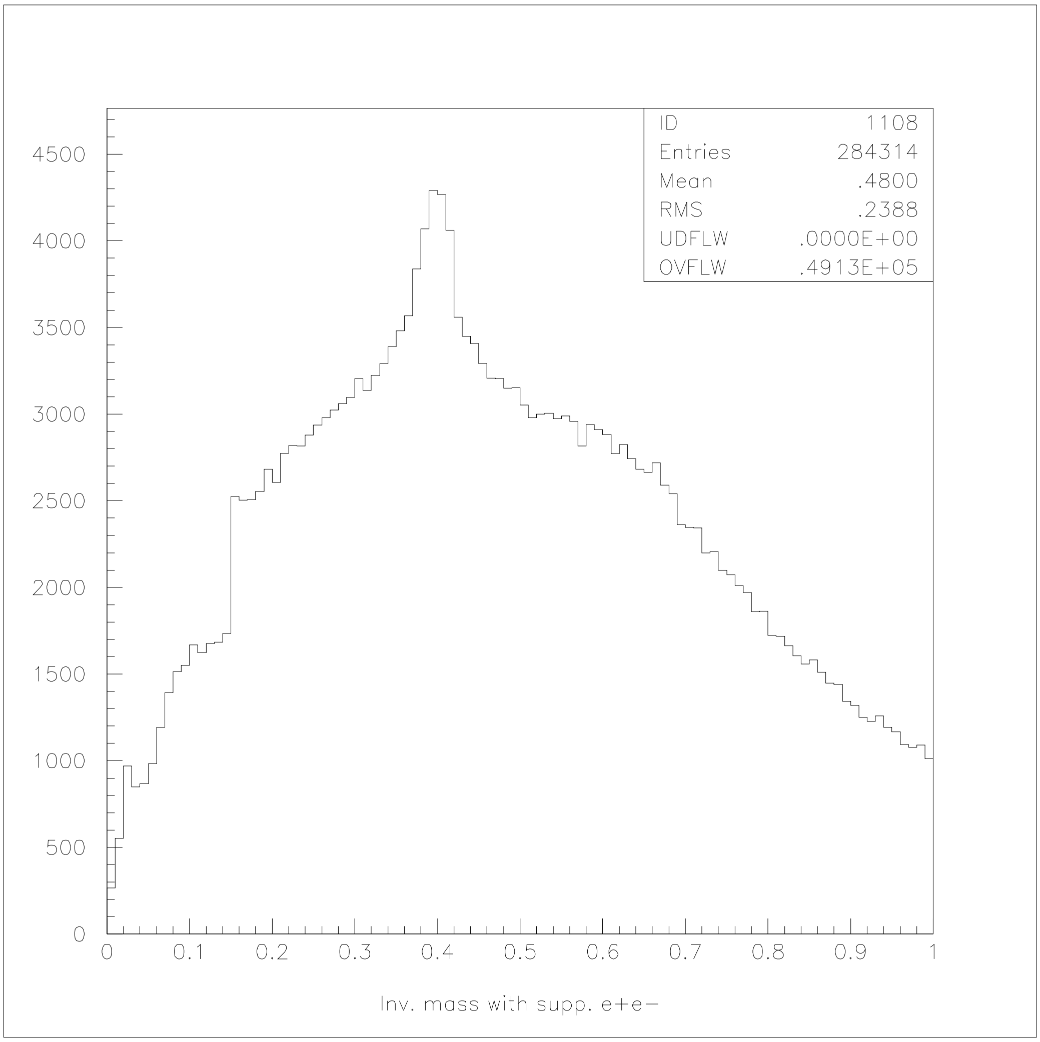
8.4. ábra. A bomló részecske által megtett távolság a transzverzális síkban



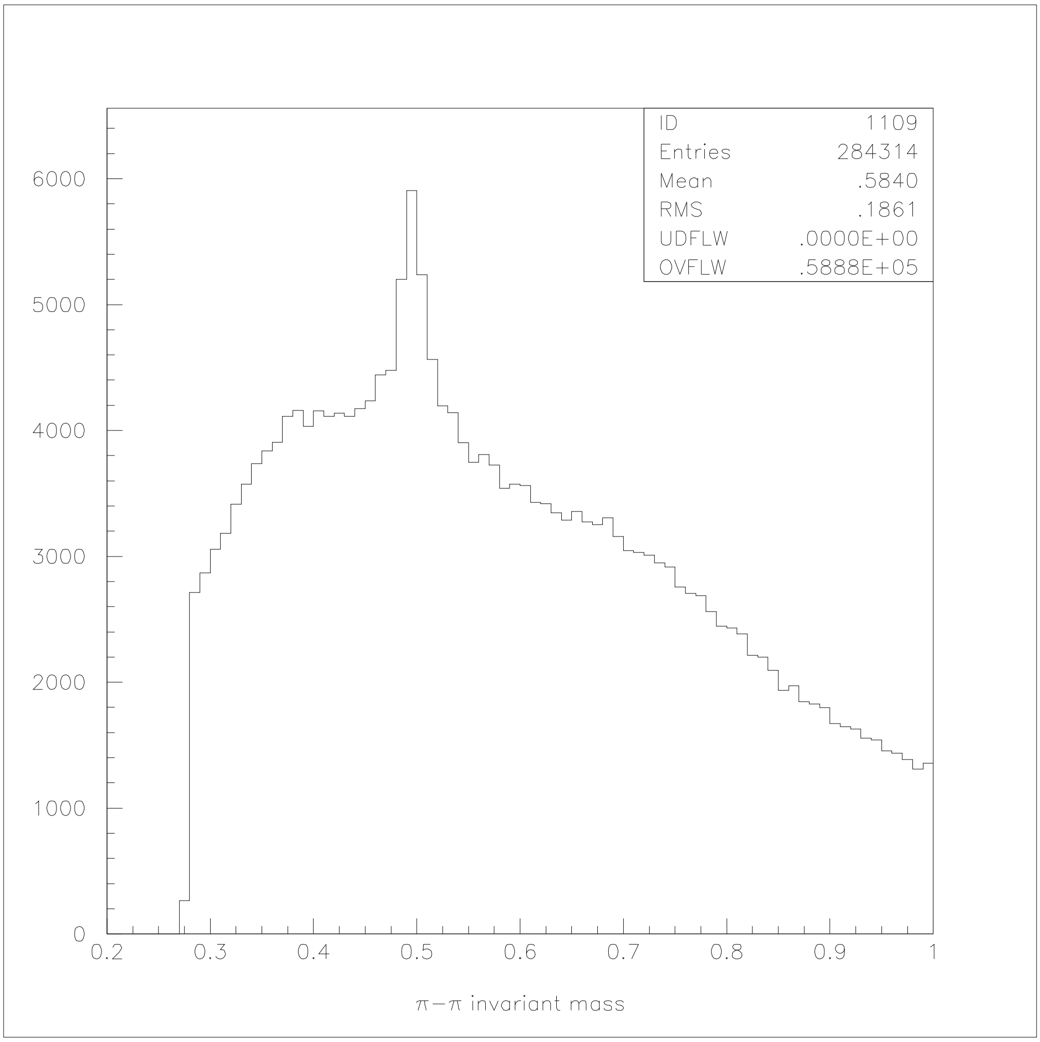
8.5. ábra. A másodlagos vertexek elhelyezkedése a transzverzális síkon



8.6. ábra. A K_s^0-jelölt és a két kirepülő részecske összimpulzusa által bezárt szög rad-ban



8.7. ábra. A két kirepülő részecske invariáns tömege GeV-ben (feltételezve, hogy azok elektronok)



8.8. ábra. A szelektált adatminta másodlagos vertexeinek invariáns tömegeloszlása

6. A TEC által mért $\frac{dE}{dx}$ impulzuseloszlásban az egyes töltött részecskékre (elektronok, müonok, pionok, kaonok és protonok) jellemző görbék illeszthetők. Az egyes részecskék ezen görbékhez viszonyított elhelyezkedéséből kiszámítható, hogy például egy adott részecske milyen valószínűséggel pion vagy kaon az energiaveszteség folyamata alapján. A másodlagos vertex két részecskéjét jellemző $P(\chi^2_{\pi_1} + \chi^2_{\pi_2})$ együttes valószínűség (annak valószínűsége, hogy mindkét részecske pion) nem lehet kisebb 0,01-nél [8.11. ábra].

7. A kis energiájú fotonok konverziójából származó e^+e^- párok kiszűrése érdekében a két kirepülő részecske invariáns tömegének 150 MeV-nél kisebbnek kell lennie (ha feltételezzük, hogy e^+e^- párról van szó).

Az 1991-93. adatmintában ezen kritériumrendszernek megfelelő másodlagos vertexek invariáns tömegeloszlása látható a 8.12. ábrán. A mért K^0_s tömeg: $m_{K^0_s} = 495,8$ MeV, $\sigma = 13,23$ MeV, ami összhangban van az $m_{K^0_s} = 497,672 \pm 0,031$ MeV PDG értékkel [56]. Az egyes évek adataiban mért értékek az alábbi táblázatban láthatóak. A K^0_s-ek impulzuseloszlása a 8.13. ábrán látható. A K^0_s-ek mért élettartamát a 8.14. ábra mutatja, ahol a névleges K^0_s tömeg 60 MeV-es ($\sim 5\sigma$) közelében levő K^0_s-jelöltek kerültek felhasználásra. A mért élettartam: $c\tau = 28,17 \pm 1,46$ mm, ami szintén összhangban van a PDG $c\tau = 26,7 \pm 0,036$ mm értékével.

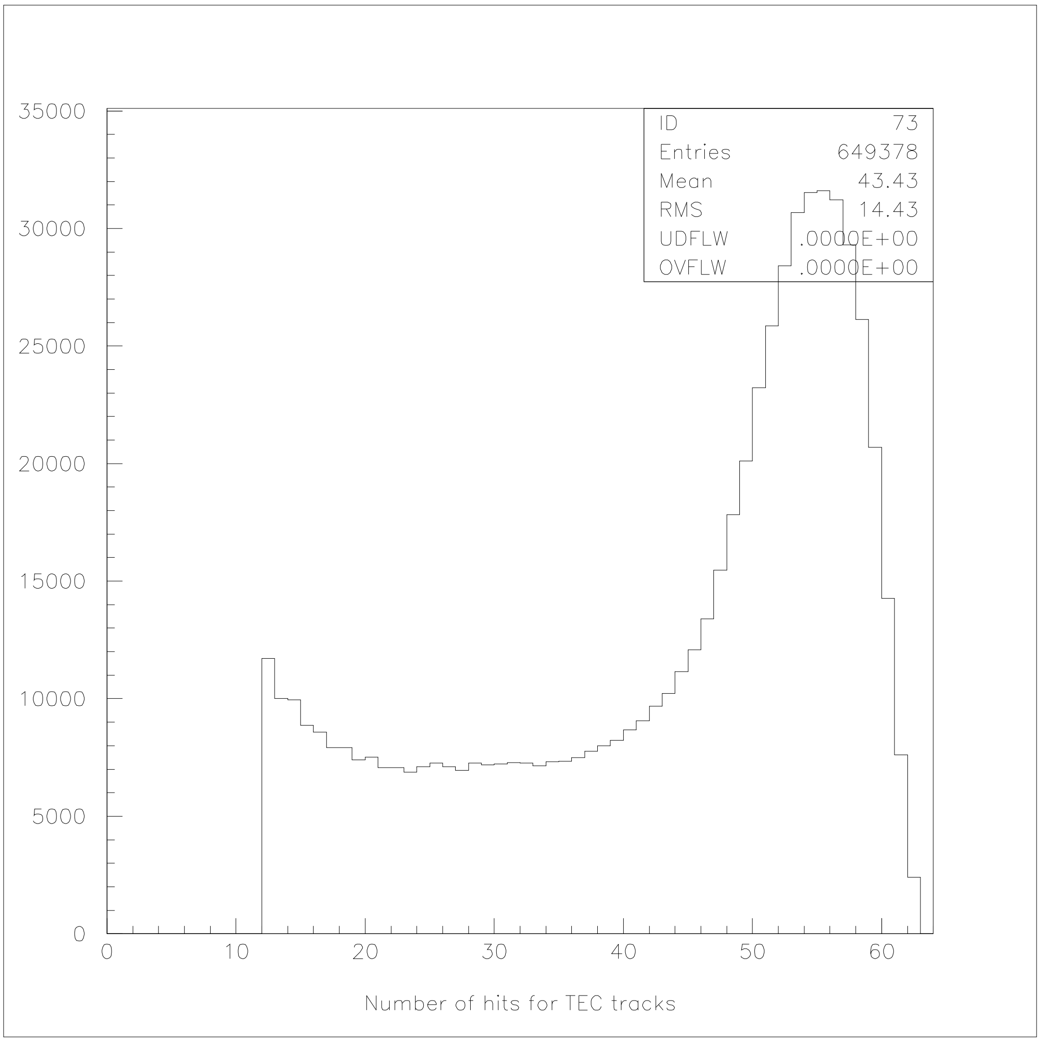
Évek	Tömeg [MeV]	σ [MeV]
1991	498,5	12,75
1992	496,6	12,58
1993	494,2	13,58
összes	495,8	13,23
Monte Carlo	495,3	11,82

8.3 Az exkluzív $K^0_s K^\pm \pi^\mp$ csatorna

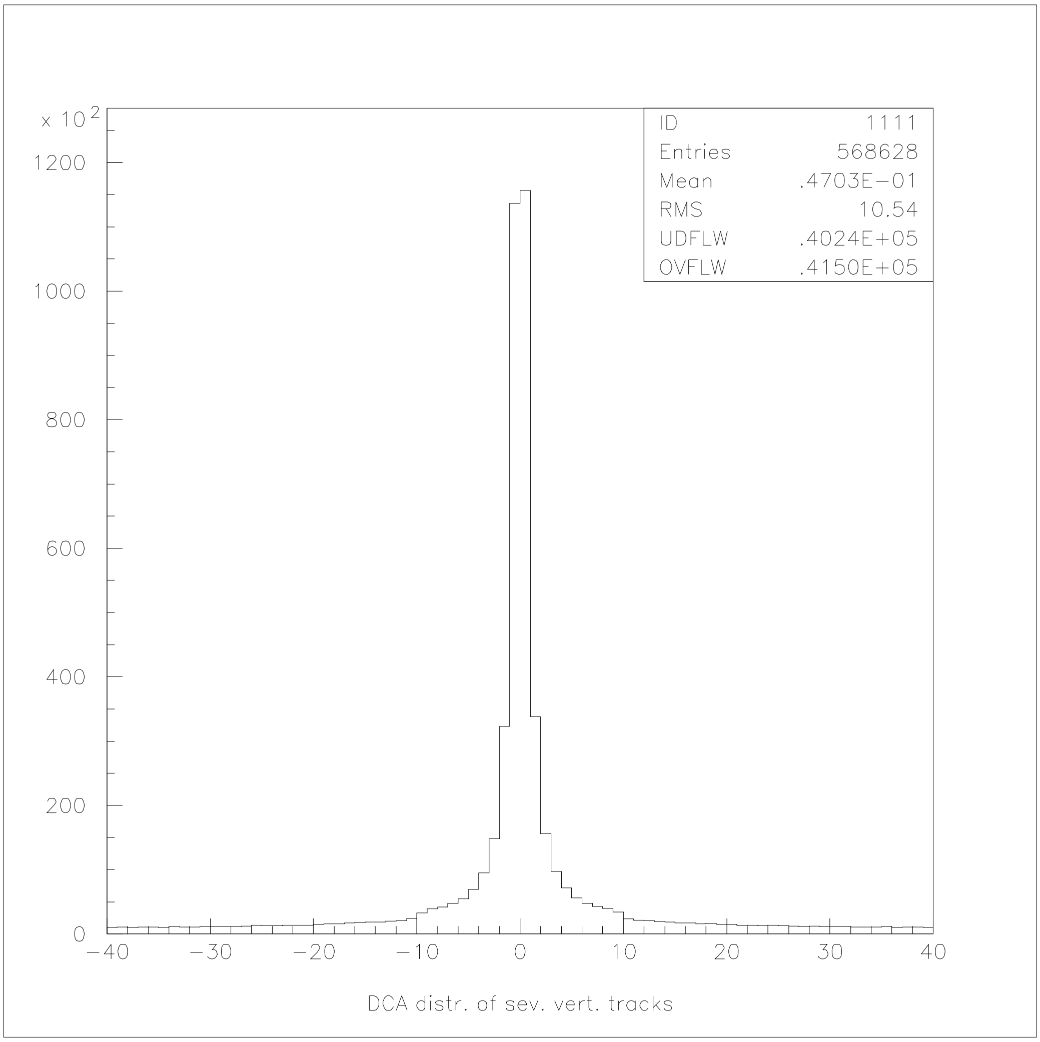
A $K^0_s K^\pm \pi^\mp$ végállapot kiválasztásához további szelekciós kritériumok teljesülése szükséges.

Számos esetben több másodlagos vertex található az eseményben. Ekkor a további analízishez azt a másodlagos vertexet fogadjuk el K^0_s-ként, amelyik invariáns tömege közelebb esik a névleges K^0_s tömeghez, továbbá, amelyik nagyobb $P(\chi^2_{\pi_1} + \chi^2_{\pi_2})$ együttes valószínűséggel rendelkezik [8.15. ábra].

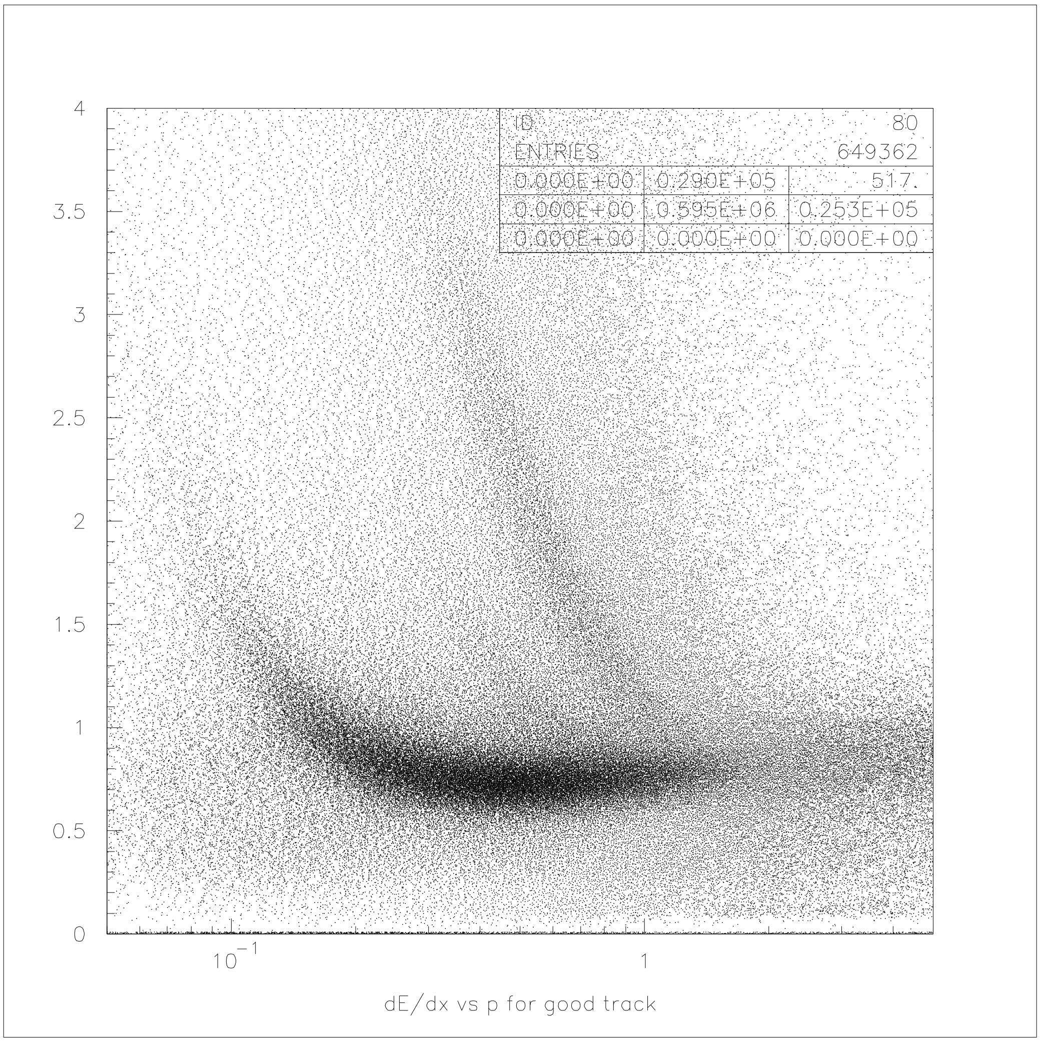
Ugyanakkor az invariáns tömegnek 460 és 530 MeV között kell lennie.



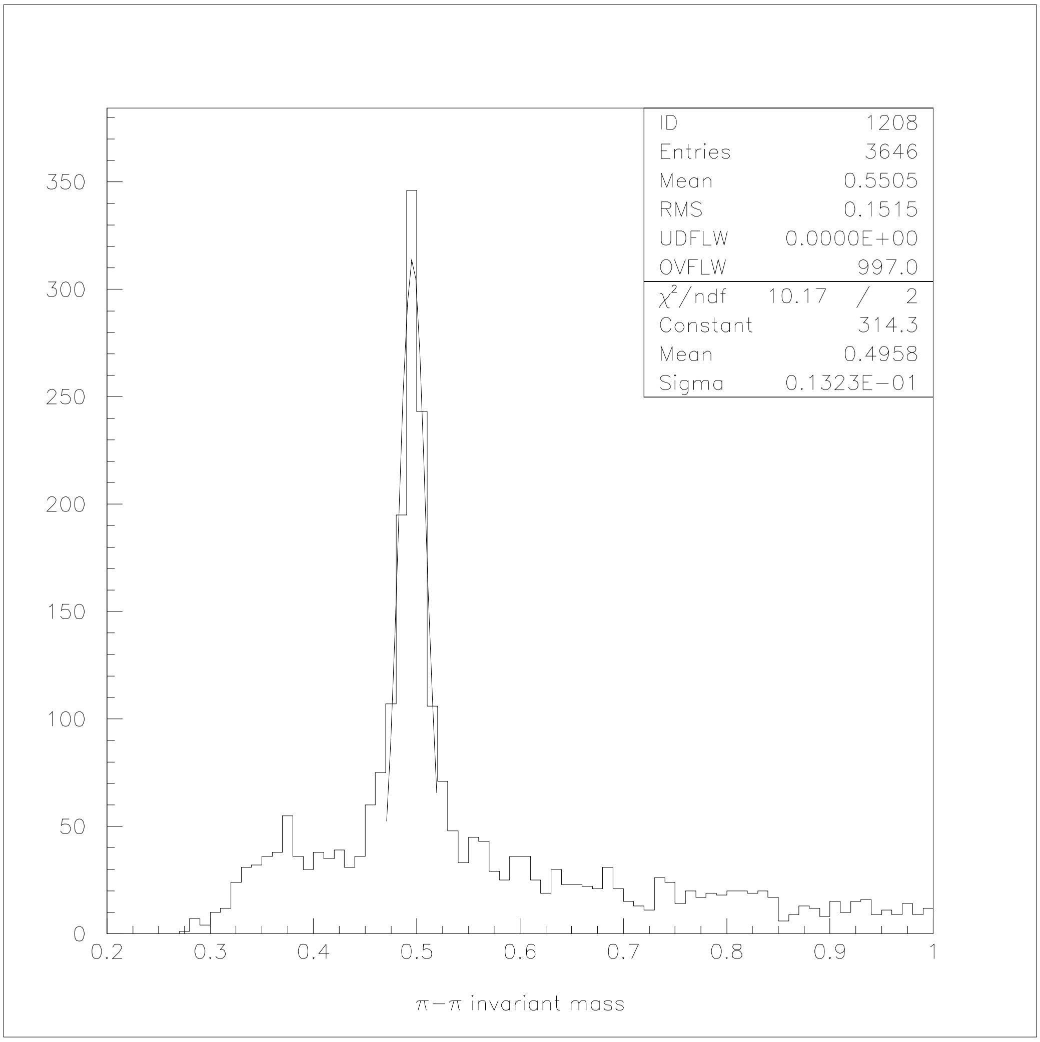
8.9. ábra. A részecskék azonosításban résztvevő anódszálak számának eloszlása a TEC-ben



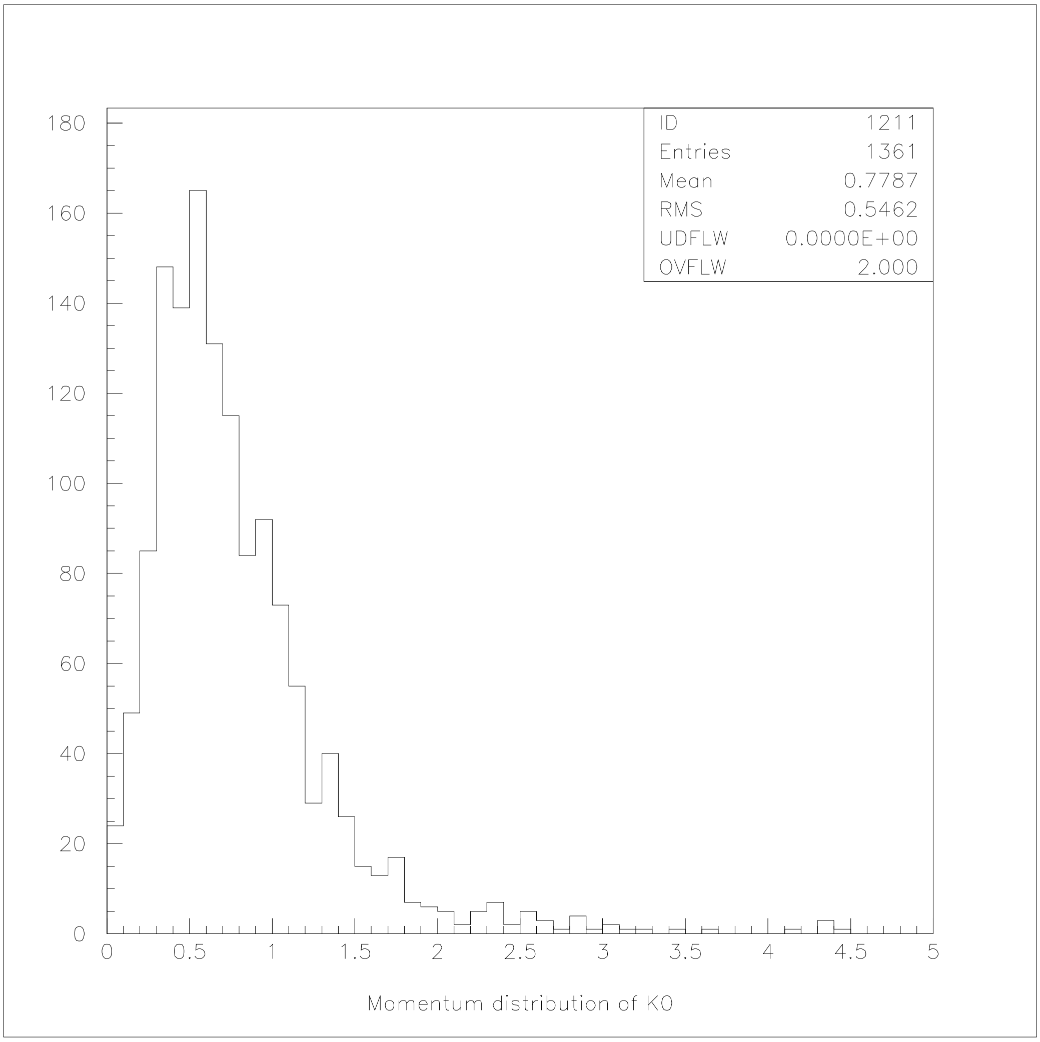
8.10. ábra. A kirepülő részecskék DCA eloszlása mm-ben



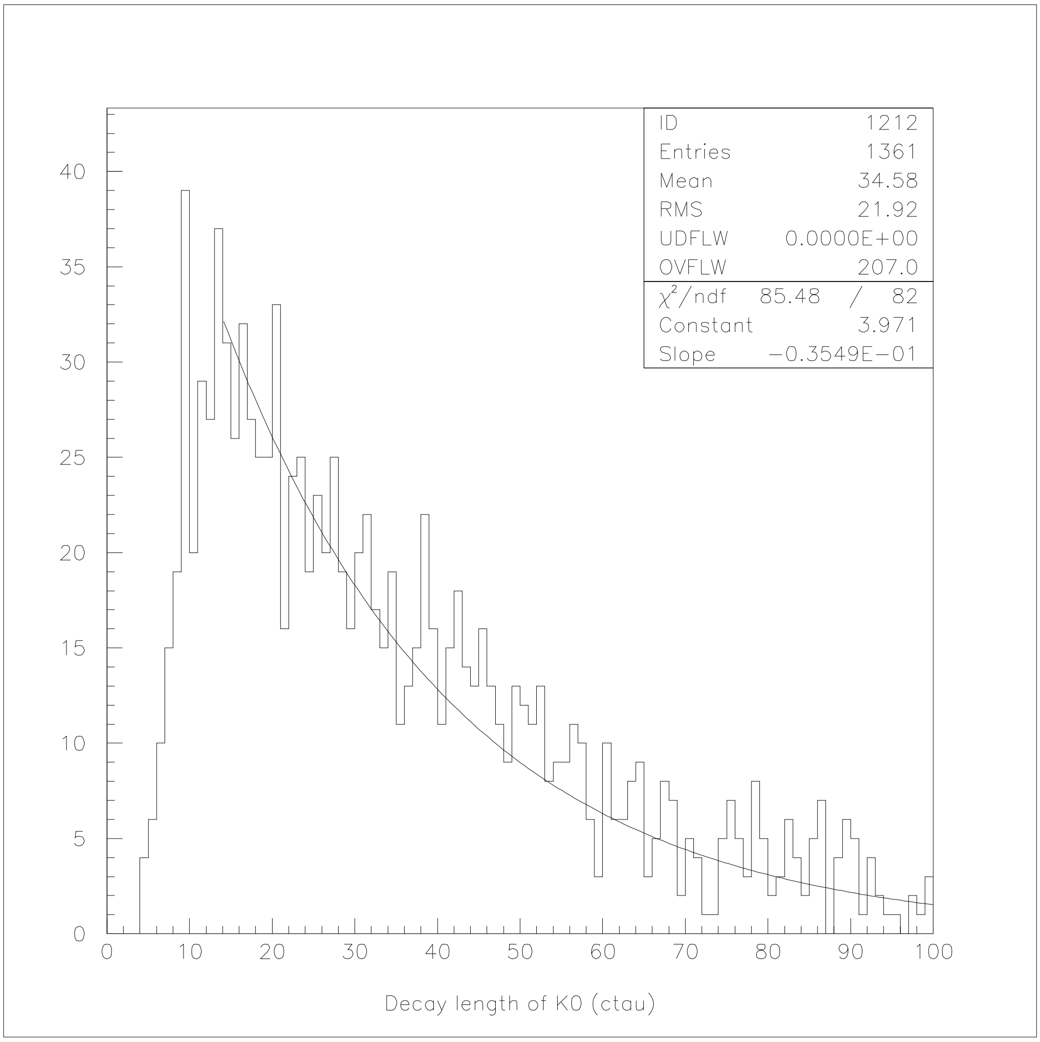
8.11. ábra. Az egyes részecskék $\frac{dE}{dx}$ értékei az impulzus [GeV] függvényében



8.12. ábra. A $\pi^+\pi^-$ invariáns tömegeloszlása [GeV]



8.13. ábra. A K_s^0-ek impulzuseloszlása [GeV]



8.14. ábra. A K_s^0 élettartama ($c \cdot \tau$) mm-ben

Az analízis során a töltött kaonok és pionok nem kerülnek megkülönböztetésre, így a $K^+\pi^-$ és $K^-\pi^+$ töltésváltozat egyaránt megjelenik a $K^0_s K^\pm \pi^\mp$ végállapot invariáns tömegeloszlásában. Ugyanakkor a $K^\pm\pi^\mp$-párként azonosított részecskék egyike +1, a másik pedig -1 töltésű kell legyen, továbbá $P(\chi^2_{K^\pm} + \chi^2_{\pi^\mp})$ együttes valószínűségük (legalább az egyik töltésvariáció esetén) nagyobb kell legyen 0,01-nél [8.16. ábra].

Mivel az elektrontömeg nagyon kicsi, ezért az elektronok – a hadronokkal és a müonokkal ellentétben – a TEC-ben mért impulzusukat szinte teljesen elveszítik a BGO kaloriméterben. Így az elektronok nagy valószínűséggel megkülönböztethetők, és kizárhatók a további analízisből. (Egy részecske elektronnak tekinthető, ha a BGO-ban transzverzális irányban leadott energiája és a TEC-ben mért transzverzális impulzus aránya nagyobb 0,8-nál és a részecske a BGO 6 központi kristályában leadott energiája nagyobb 400 MeV-nél; vagy ha az arány nagyobb 0,7-nél, és a BGO 6 kristályában leadott energia 600 MeV-et, a teljes energia pedig 1 GeV-et meghaladó nagyságú.

8.4 Eredmények

8.4.1 Az untagged módus

Az untagged adatminta olyan eseményeket tartalmaz, amelyekben a luminozitásdetektor nem észlelt 35 GeV-nél nagyobb energiájú részecskét. (A luminozitásdetektor klasztereinek energiaeloszlása a 8.17. ábrán látható.)

Mivel a $\gamma\gamma$-ütközések során általában a transzverzális síkban nem lép fel impulzushiány, így a háttér csökkentése érdekében megköveteltük, hogy a $K^0_s K^\pm \pi^\mp$ rendszer transzverzális impulzusösszegének négyzete $\mid \sum \underline{\mathrm{p}}_t \mid^2$ kisebb legyen 0,04 GeV^2-nél [8.18. ábra].

Ezen szelekció után 81 esemény maradt az adatmintában. Ezek Dalitz-eloszlása látható a 8.19. ábrán; a $K^0_s K^\pm \pi^\mp$ invariáns tömegeloszlásokat pedig a 8.20. és 8.21. ábra mutatja (minden esemény duplán szerepel a $K^\pm - \pi^\mp$ azonosítás hiánya miatt).

Az eloszlás nem mutat rezonanciastruktúrát; sem az $\eta(1440)$, sem az η_c névleges tömegénél nem látható csúcs. Ez utóbbi tény megerősítheti egy alacsony határérték létezését a $\Gamma^{\eta_c}_{\gamma\gamma}$ szélességre.

A háttér mellett egyetlen esemény figyelhető meg a $\chi_2(3555)$ tartományban, ami túl kis effektus a további részletes vizsgálat szempontjából. (Az R704 kísérlet [38] és a Crystal Ball Collaboration [57] észlelte korábban a $\chi_2(3555)$ bájos állapotot.)

A csatorna hatáskeresztmetszete megkapható a

$$\sigma = \frac{N_{obs} - N_{back}}{\mathcal{L}\varepsilon}$$

kifejezés segítségével, ahol $\mathcal{L}$ az adatminta luminozitása, ε pedig az észlelés hatásfoka. A 200 MeV széles sávonként megfigyelt események számából (N_{obs}) levonva a hátteret (N_{back}) megkapjuk a tényleges jelet. (A háttér megállapítása a 390-490 MeV és az 530-600 MeV tartományokba eső invariáns tömegű másodlagos vertexek használatával történik.) A $W_{\gamma\gamma}$ függvényében mért $\sigma(e^+e^- \longrightarrow e^+e^-K_s^0K^\pm\pi^\mp)$ topológikus hatáskeresztmetszet a 8.22. ábrán illetve a ? táblázatban látható. A 8.23. ábra pedig a CELLO Collaboration [54] által mért hatáskeresztmetszetet mutatja. A két eloszlás összhangban van egymással.

A 8.22. ábrán csak a statisztikus hiba szerepel. A szisztematikus hiba elsősorban a háttér levonásából, és az észlelési hatásfok számításából ered, és mintegy 20%-ra becsülhető.

$W_{\gamma\gamma}$ [GeV]	L3	CELLO 17,5 GeV	CELLO 46,2 GeV
1,4-1,6	$6,06 \pm 6,06$	$4,63 \pm 4,13$	$23.42 \pm 20,89$
1,6-1,8	$37,58 \pm 7,66$	$7,98 \pm 3,51$	$34,29 \pm 15,08$
1,8-2,0	$29,19 \pm 6,07$	$8,65 \pm 2,84$	$32,12 \pm 10,55$
2,0-2,2	$27,34 \pm 4,91$	$8,20 \pm 2,65$	$26,68 \pm 8,62$
2,2-2,6	$25,59 \pm 4,32$	$4,69 \pm 1,38$	$25,53 \pm 7,51$
2,6-3,0	$11,64 \pm 2,60$	$3,37 \pm 1,16$	$14,89 \pm 5,13$
3,0-3,4	$2,97 \pm 1,21$	$1,69 \pm 0,75$	$6,22 \pm 2,76$
3,4-3,8	$2,38 \pm 1,14$	$1,21 \pm 0,72$	$3,78 \pm 2,25$

8.4.2 A single tag módus

Két valós foton nem csatolódhat 1-spinű objektumokhoz, viszont nincs ilyen kiválasztási szabály ha a fotonok egyike virtuális, mint single tag eseményekben. Ezért bármely rezonancia, amely single tag módusban észlelhető, és untagged módusban nem, nagy valószínűséggel 1-spinű. Azonban single tag esetben a bomlási arányok lényegesen kisebbek.

Az analízis során ezen adatminta elkülönítéséhez megköveteltük, hogy a luminozitásdetektor észleljen egy 35 GeV-et meghaladó energiájú részecskét, továbbá a $\mid \sum \underline{\mathrm{p}}_t \mid^2$ transzverzális impulzushiány – figyelembe véve a szóródó elektron impulzusát is – négyzete kisebb legyen 0,2025 GeV^2-nél. A kritériumoknak 16 esemény felelt meg. Ezek Dalitz-eloszlása a 8.24. ábrán látható, a

$K_s^0 K^\pm \pi^\mp$ invariáns tömegeloszlás pedig a 8.25. ábrán. Az eloszlás elsősorban az 1,2-1,8 GeV-es tartományban összpontosul, s 1,4 GeV környékén több esemény észlelhető, mint az untagged módusban, a kisebb bomlásiarány ellenére. Ez a tény megerősítheti a feltételezést egy 1,4 GeV körüli, 1-spinű rezonancia létezéséről.

További csúcs észlelhető 3,1 GeV környékén, ami a $\chi_2(3555) \longrightarrow J/\Psi\gamma$ bomlási csatornájának jele lehet, azonban mindkét feltételezés túl kis statisztikán alapul.

8.5 Monte Carlo szimuláció és a hatásfokok

A $W_{\gamma\gamma}$ invariáns tömegtől független rekonstrukciós hatásfok meghatározásához érdekében az F. Linde [58] által kifejlesztett EGPC Monte Carlo generátor segítségével generált 120000 $X(1900) \longrightarrow K_s^0 K^\pm \pi^\mp$ $\gamma\gamma$-esemény került felhasználásra. Ezen szimulációban használt paraméterek:

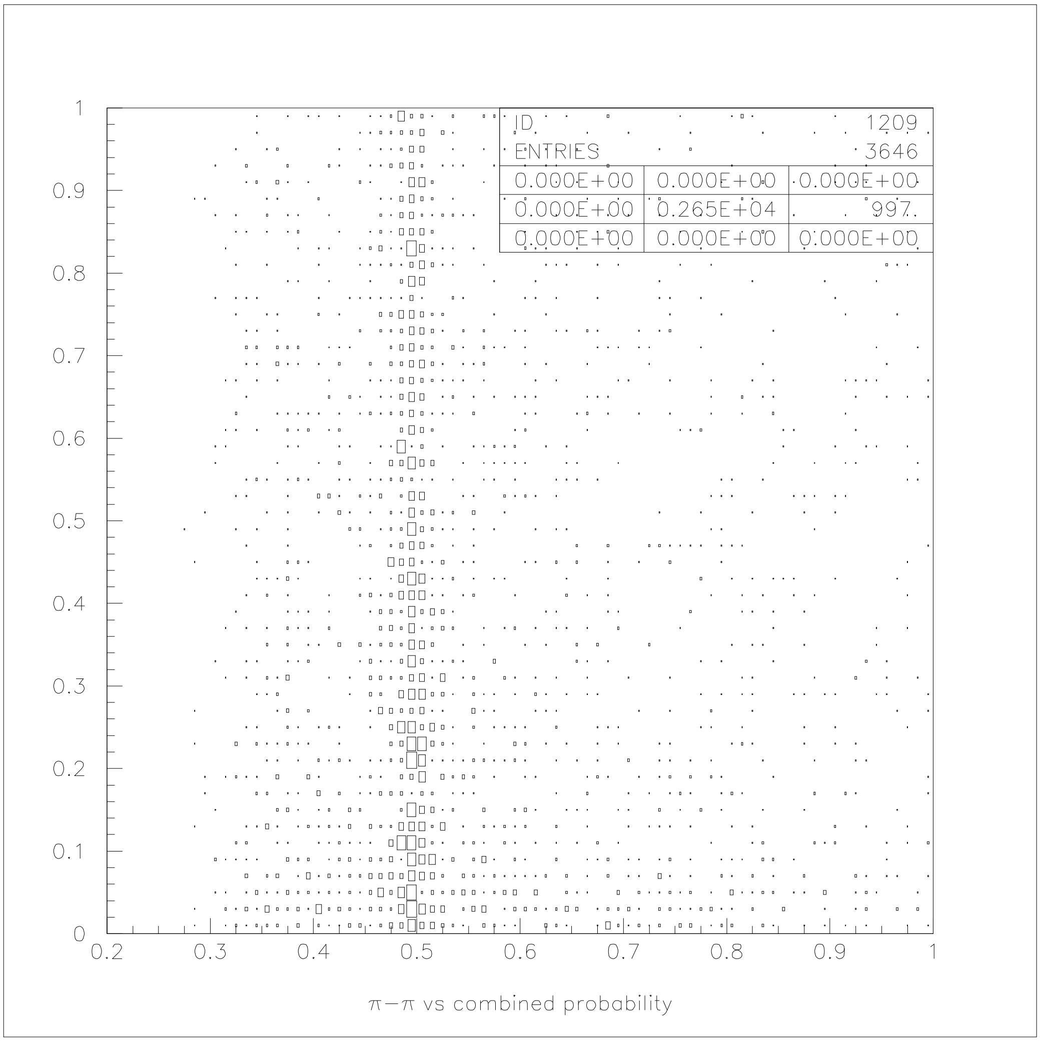
$$\Gamma_{tot}(X) = 800\ MeV,\ \Gamma_{\gamma\gamma} = 1\ keV,\ \sigma = 765.8\ pb.$$

Az $X(1900)$ rezonancia generált tömegeloszlása megfelel a Breit-Wigner alaknak, a felhasznált 1,4-3,8 GeV tartományban. A 8.26. ábra mutatja a generált események tömegeloszlását.

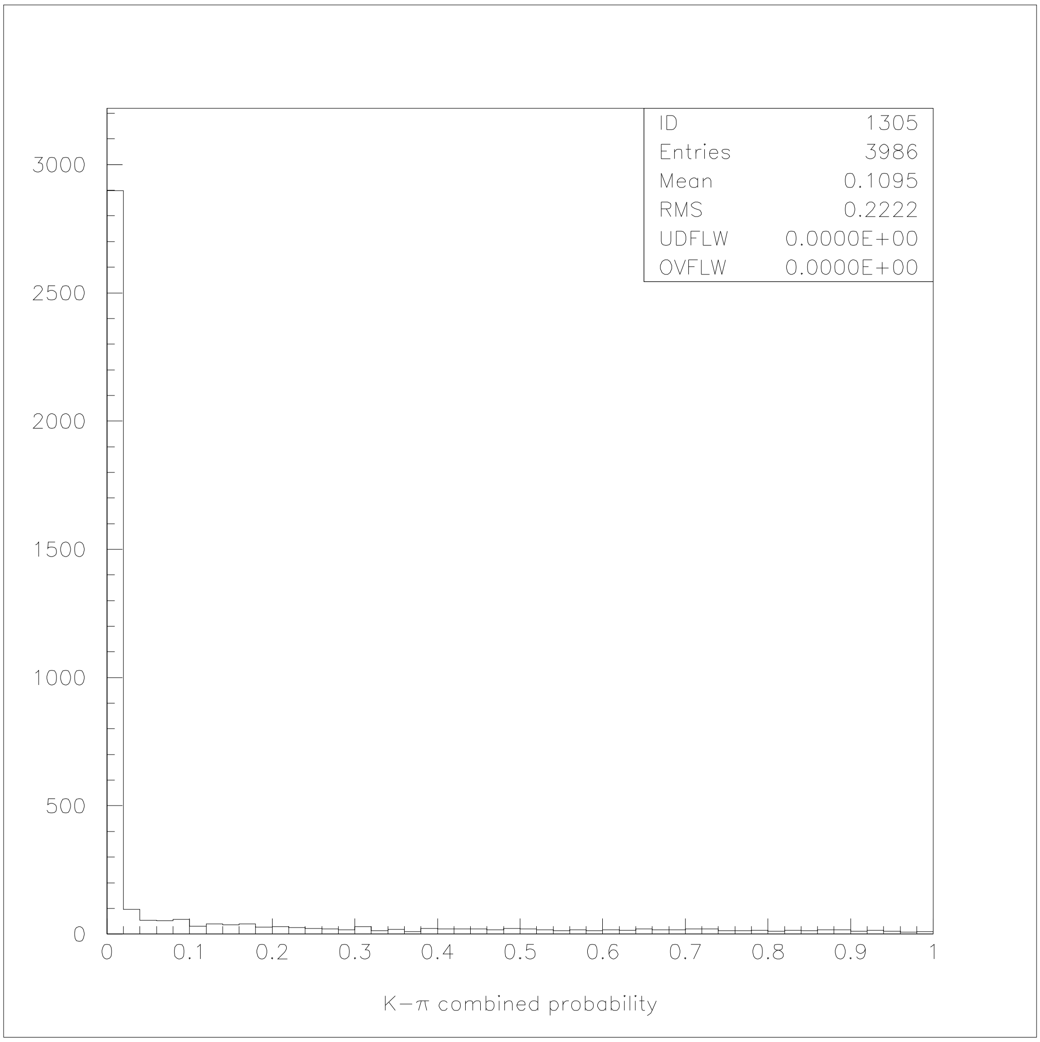
Minden eseményre a teljes detektorszimuláció, valamint az adatok esetén használt rekonstruáló- és analizálóprogram került alkalmazásra.

Az L3 detektor szimulációját végző program a SIL3, amit két CERN-beli programcsomag a GEANT3 és a ZEBRA köré szerveződött. A program pontosan modellezi az L3 detektorelemek geometriáját. Generálja mindazon eseményeket, amik a LEP-en az e^+e^- ütközések során keletkezhetnek. Végigköveti a részecskéket a teljes detektoron keresztül, miközben szimulálja az összes folyamatot, ami felléphet a részecskék és a detektor anyagának kölcsönhatása során. Szimulálja azokat a jeleket, amelyeket az egyes detektorelemek adnak.

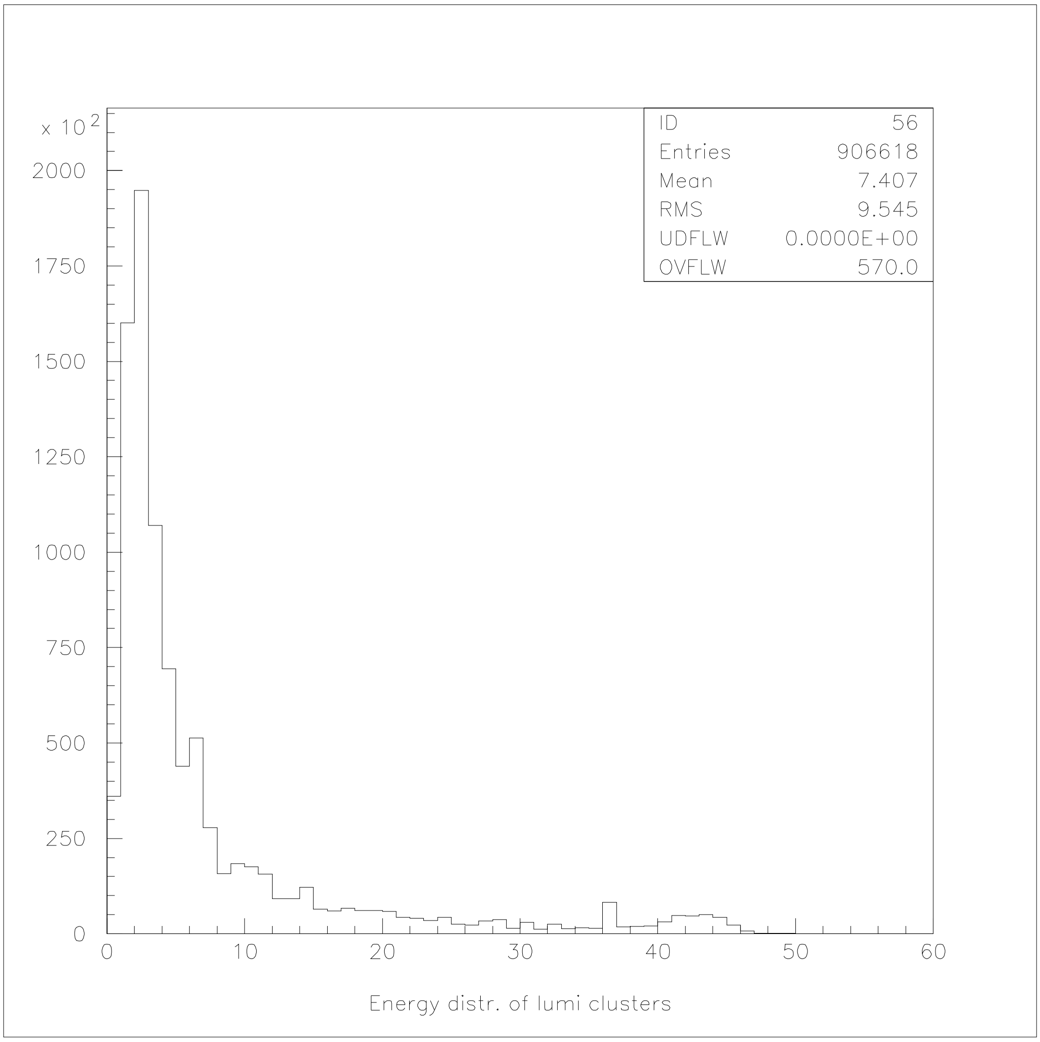
A detektor szimulációjával előállított nyers adatokat ugyanaz a rekonstruáló program dolgozza fel, amely a valódi adatok esetén a detektor által szolgáltatott jeleket. Ez a program a REL3, amely szintén a GEANT3 és a ZEBRA csomagokra épül, a SIL3-hoz hasonlóan. A REL3 beolvassa és dekódolja az adatokat az IBM3480 szalagokról, szubdetektorok szerint osztályozza és kalibrálja az adatokat, valamint kijavítja őket egy a detektorra vonatkozó adatbázis információit felhasználva. Kezeli ezen adatokat az ezeményrekonstrukció során, miközben a digitális számértékekből kiszámolja az egyes fizikai mennyiségeket, amelyekkel az analízisprogram dolgozik. A teljesen feldolgozott adatokat DRE file-ként szalagra írja, majd egy laza



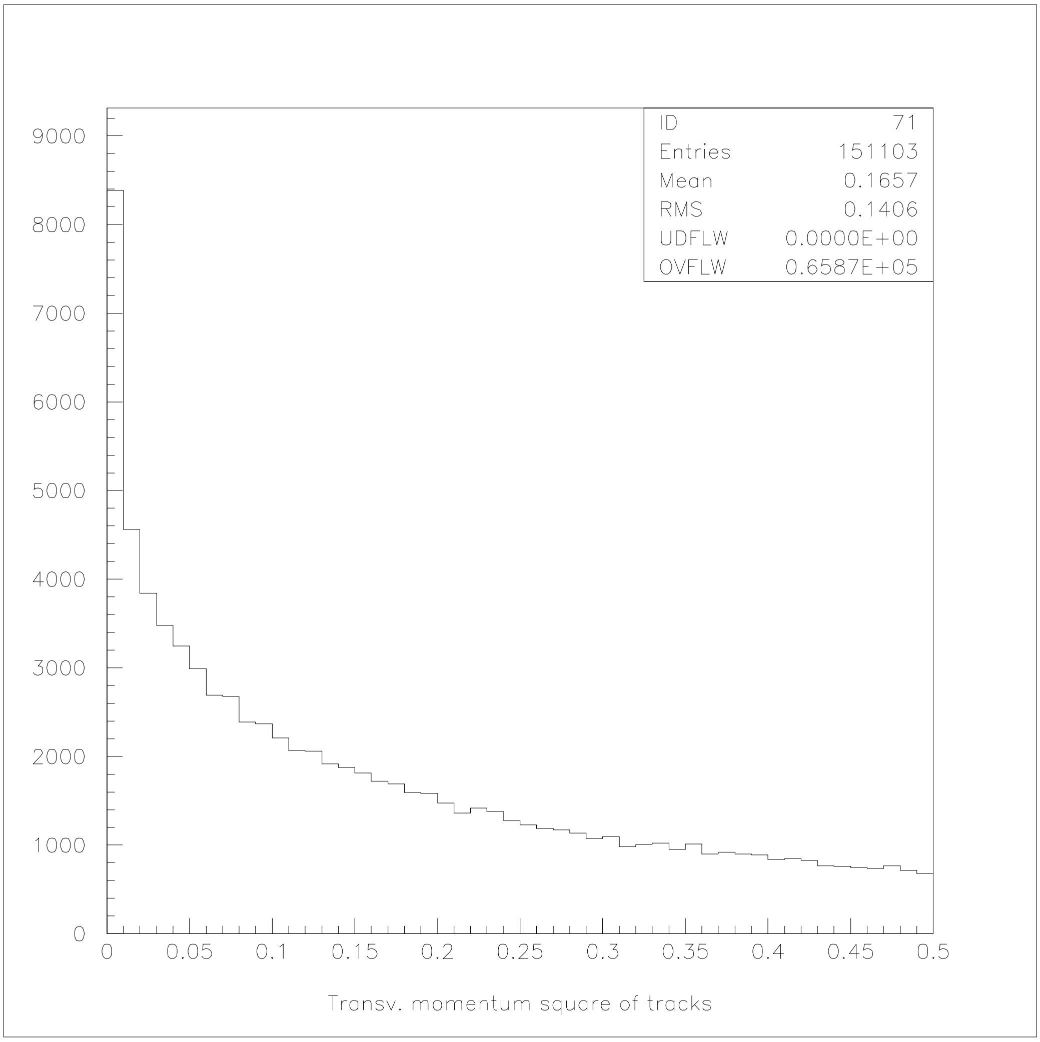
8.15. ábra. A $P(\chi^2_{\pi_1}+\chi^2_{\pi_2})$ együttes valószínűség a K^0_s invariáns tömeg [GeV] függvényében



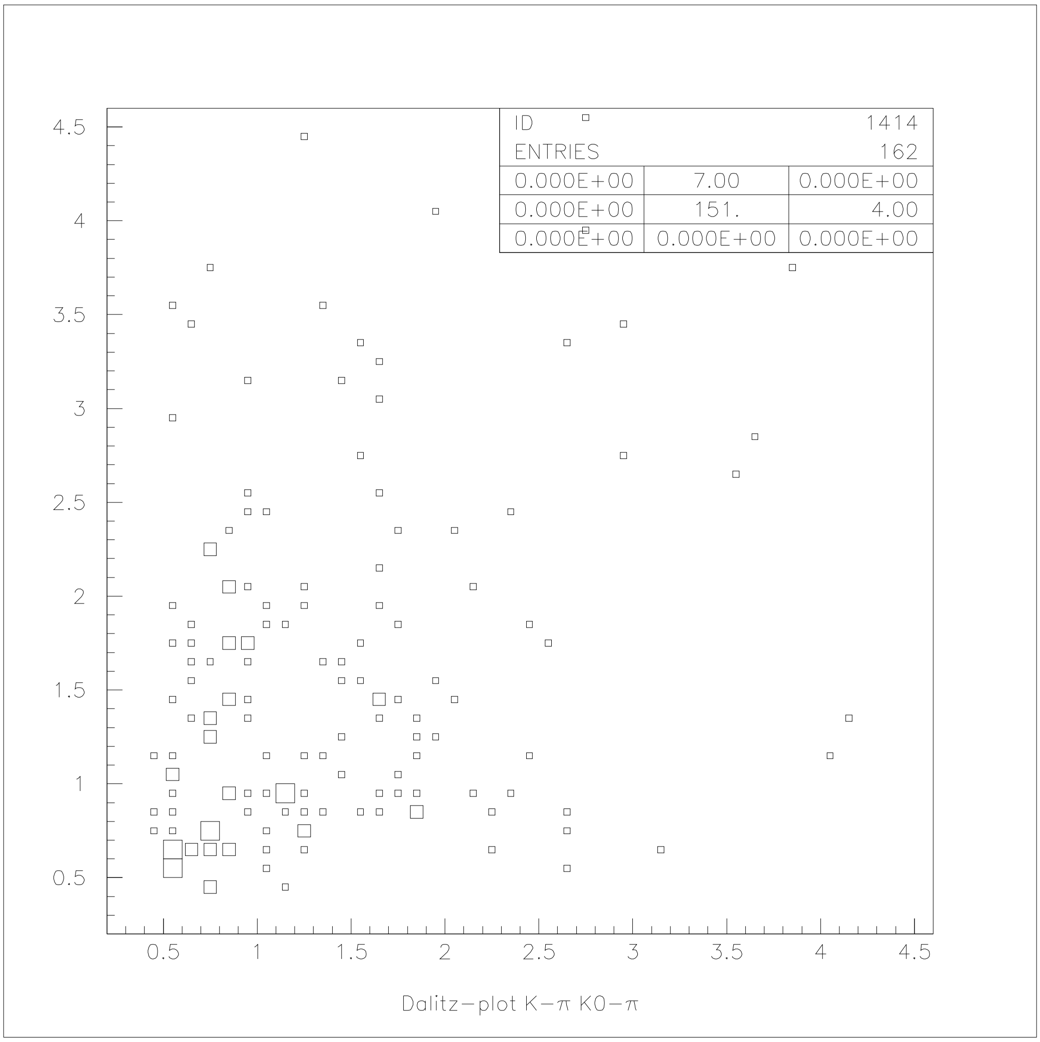
8.16. ábra. A $P(\chi^2_{\pi_1} + \chi^2_{\pi_2})$ együttes valószínűség



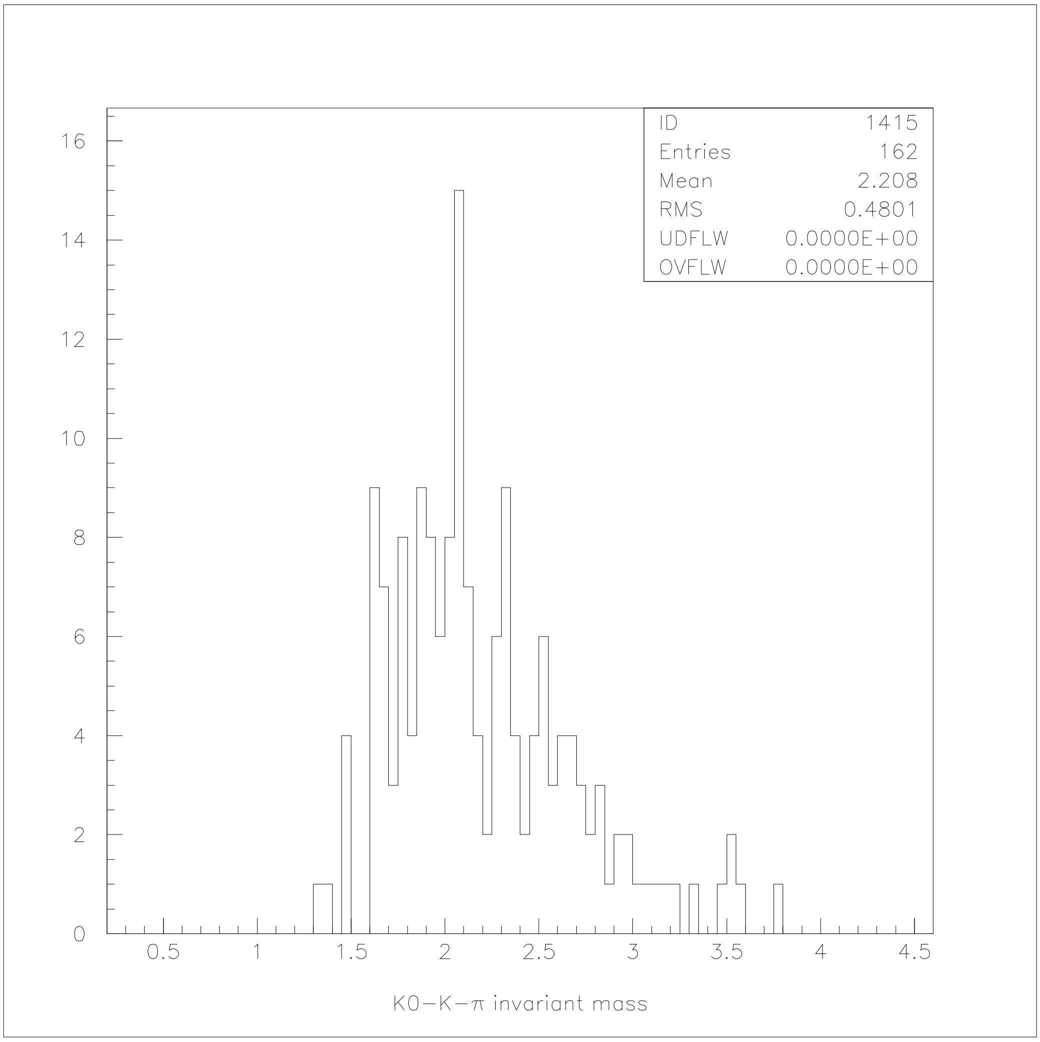
8.17. ábra. A luminozitásdetektor klasztereinek energiaeloszlása [GeV]



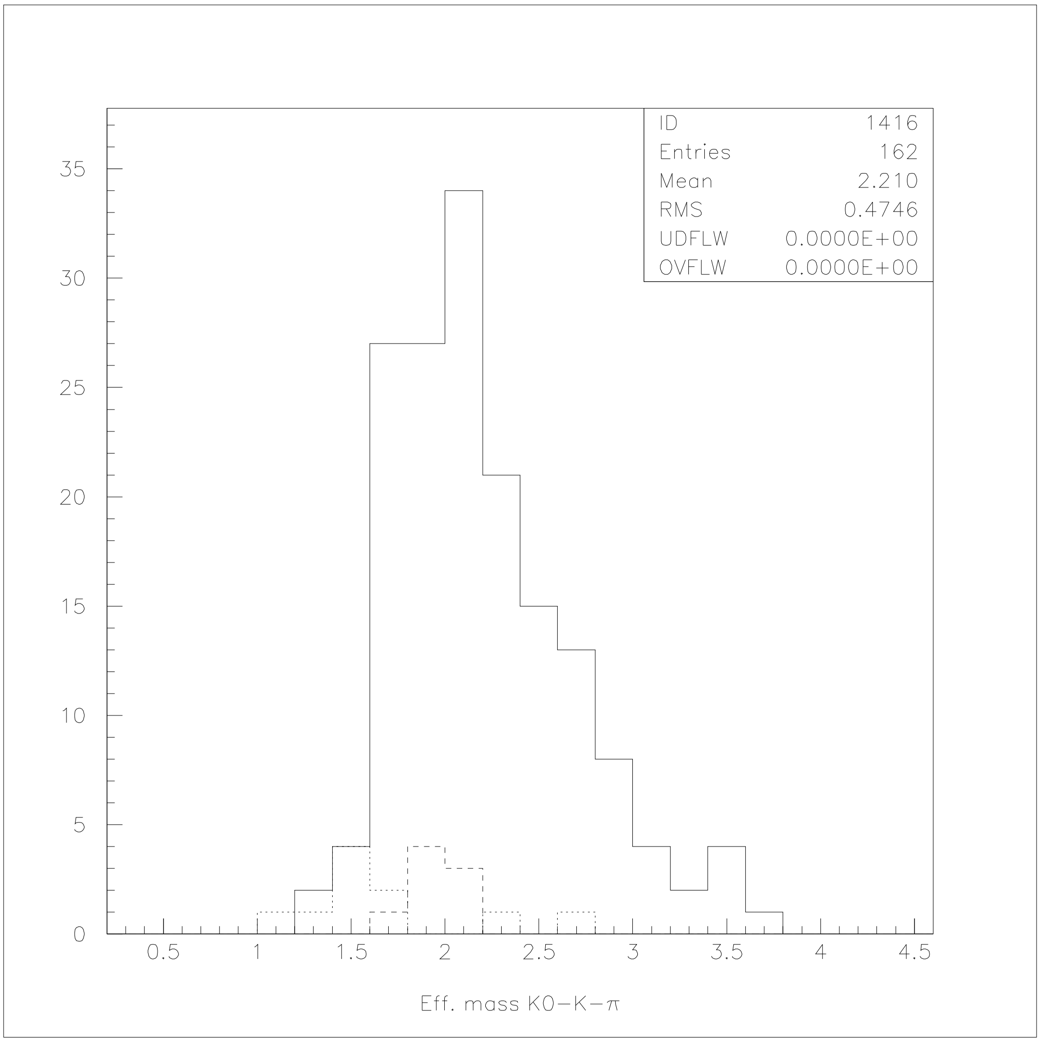
8.18. ábra. Az események $|\sum \underline{p}_t|^2$ eloszlása GeV^2-ben



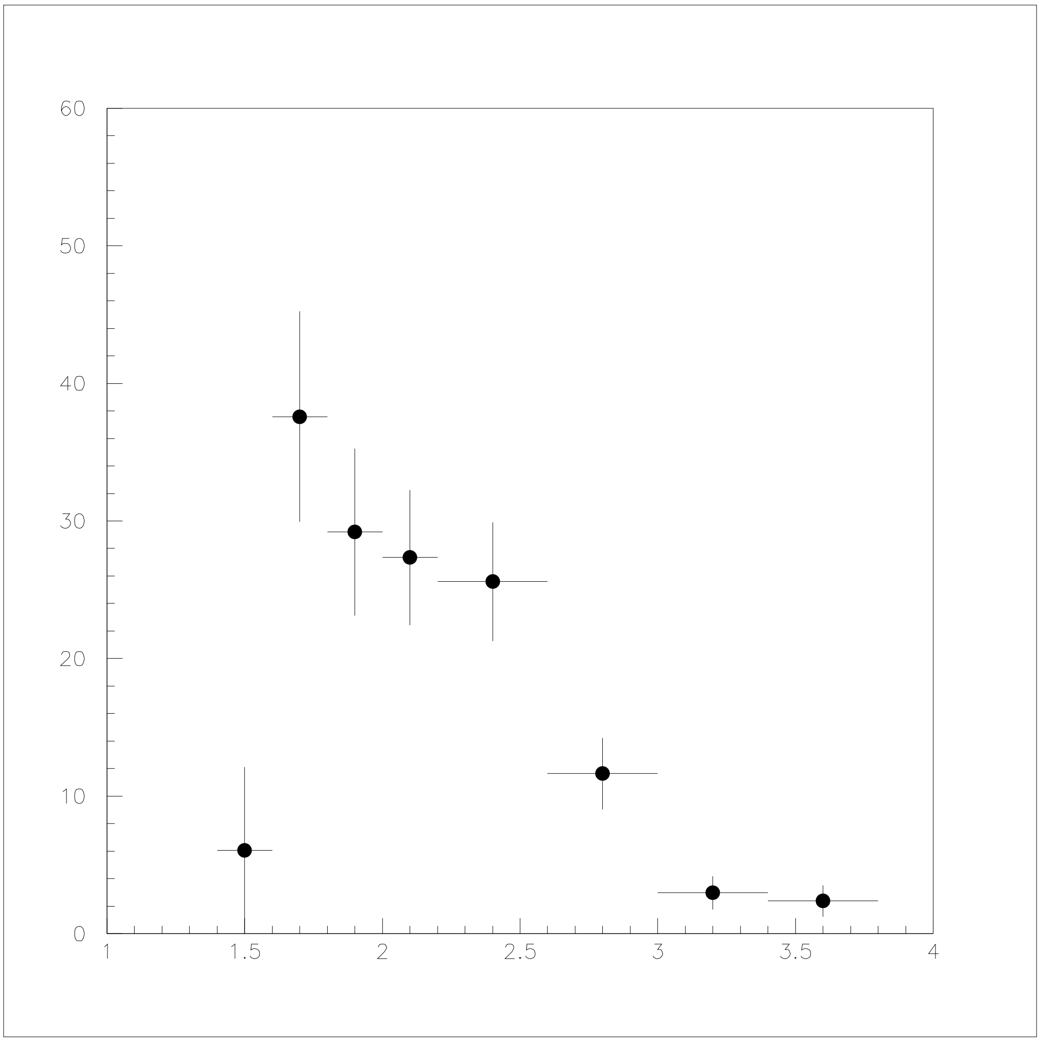
8.19. ábra. A Dalitz-eloszlás



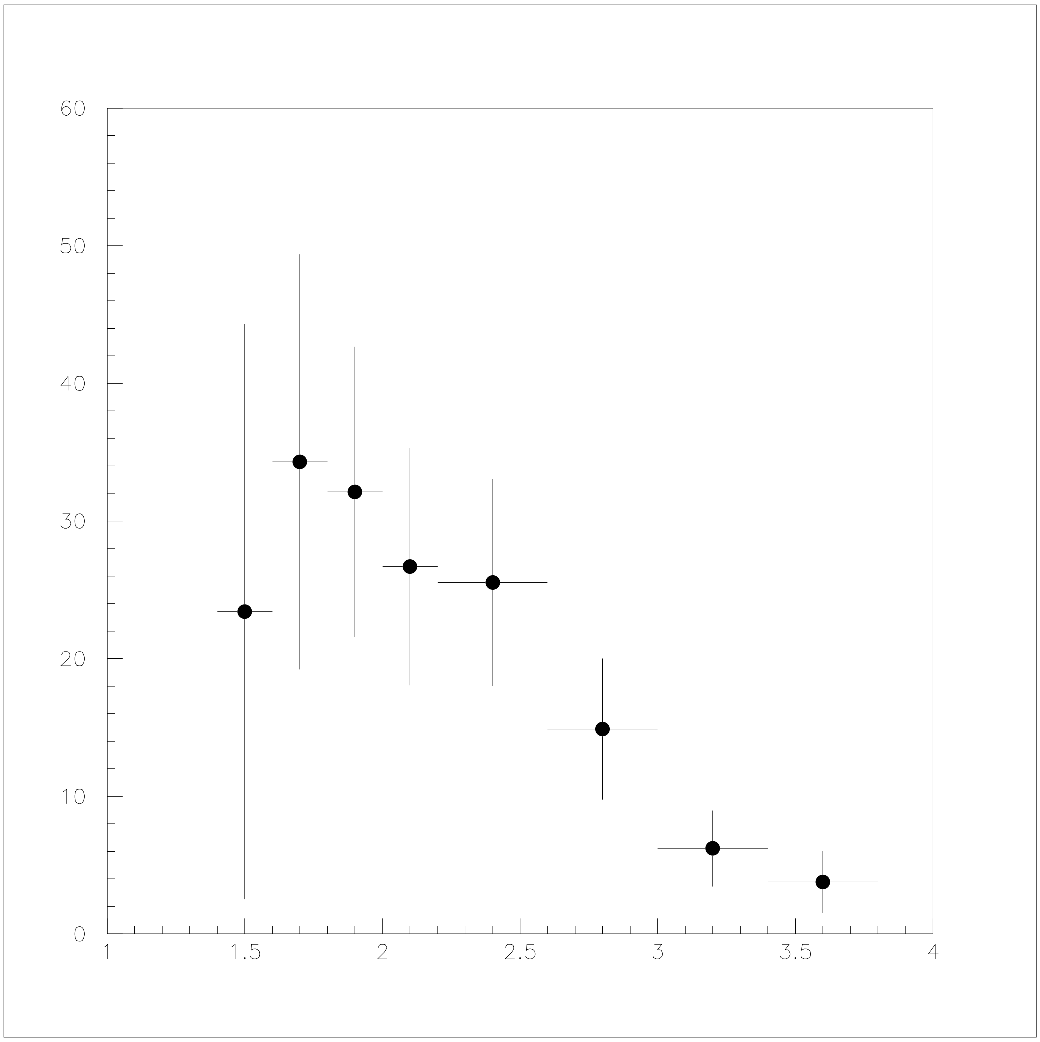
8.20. ábra. A $K_s^0 K^{\pm} \pi^{\mp}$ invariáns tömegeloszlás [GeV]



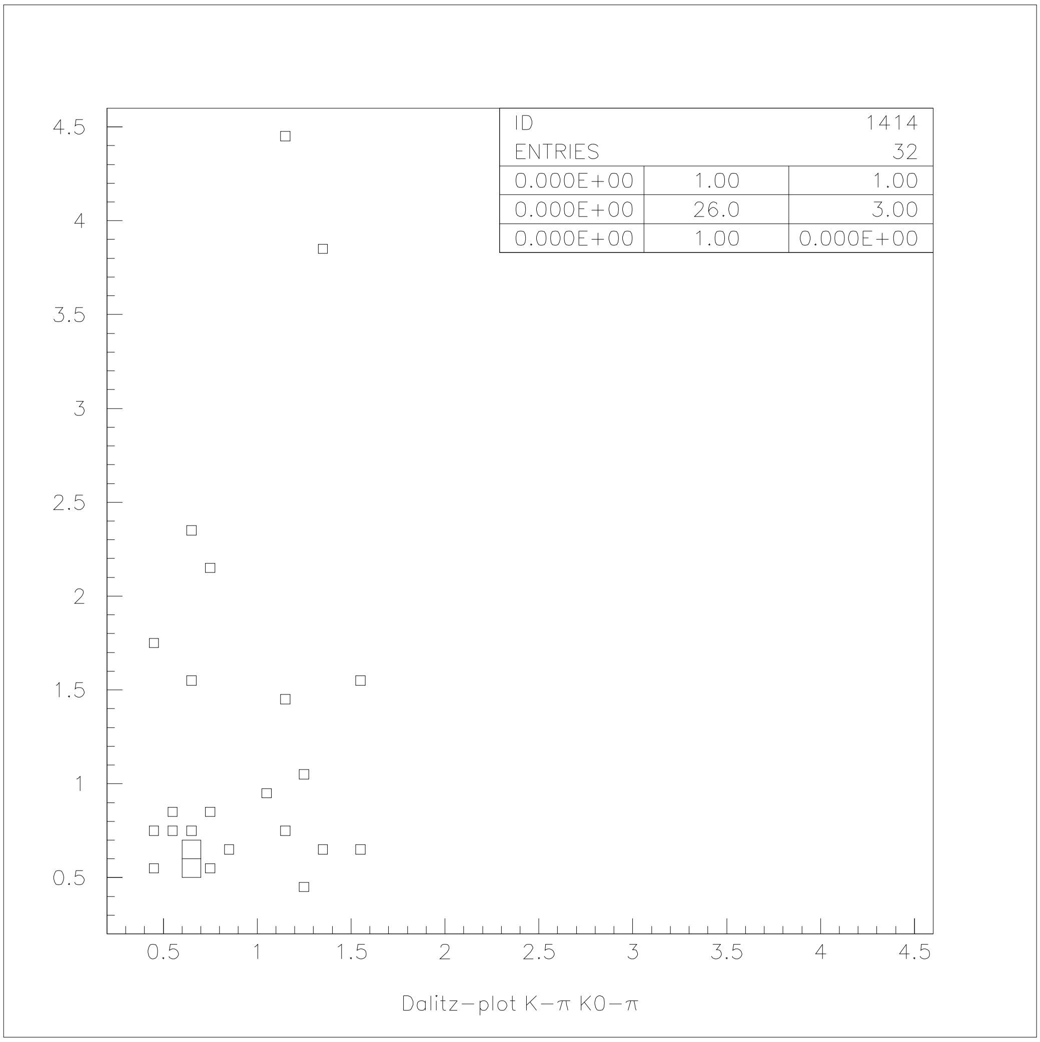
8.21. ábra. A $K_s^0 K^{\pm}\pi^{\mp}$ invariáns tömegeloszlás (ahol a szaggatott vonal és a pontvonal a hátteret jelzi)



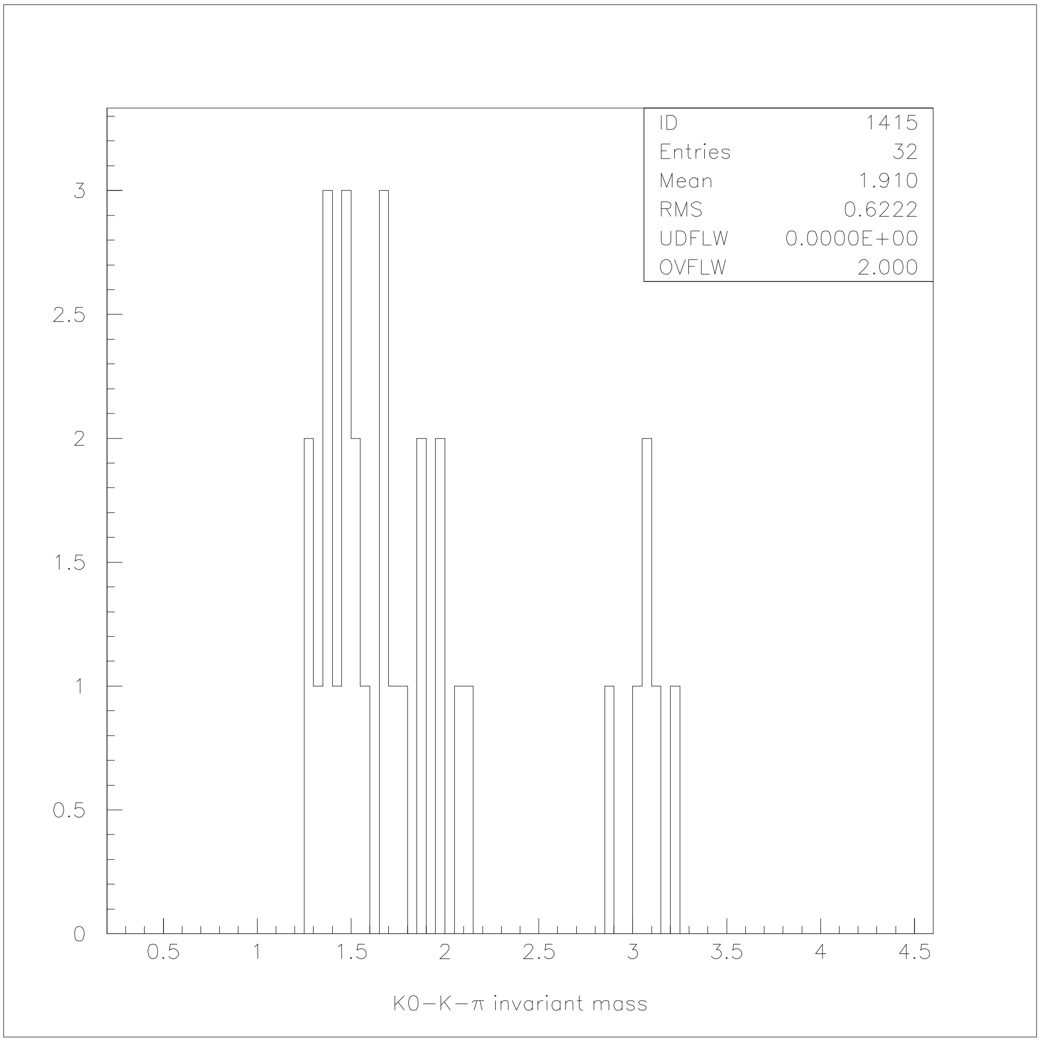
8.22. ábra. A $W_{\gamma\gamma}$ függvényében mért $\sigma(e^+e^- \longrightarrow e^+e^-K_s^0K^\pm\pi^\mp)$ topológikus hatáskeresztmetszet pb-ban, a statisztikus hiba feltüntetésével.



8.23. ábra. A CELLO kísérlet mérései alapján a LEP energián várható $\sigma(e^+e^- \longrightarrow e^+e^- K_s^0 K^\pm \pi^\mp)$ topológikus hatáskeresztmetszet a statisztikus és szisztematikus hiba feltüntetésével



8.24. ábra. A Dalitz-eloszlás single tag módusban



8.25. ábra. A $K_s^0 K^{\pm} \pi^{\mp}$ invariáns tömegeloszlása single tag módusban kritériumrendszer alapján válogatja az adatokat több kisebb DSU file-ba, amelyek az analízis során használhatók.

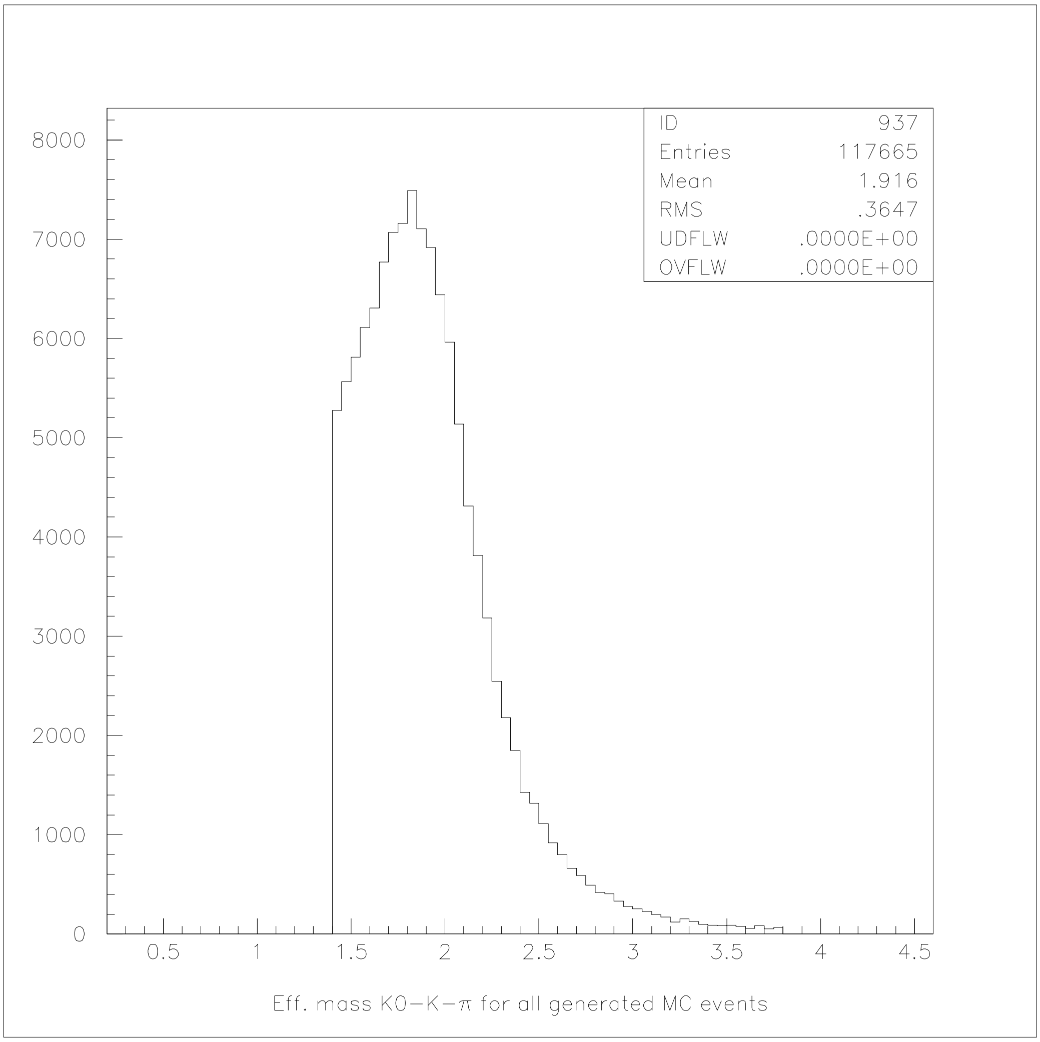
Az így rekonstruált K_s^0-eket a 8.27. ábra mutatja, az untagged módus $K_s^0 K^\pm \pi^\mp$ invariáns tömegeloszlás pedig a 8.28. ábrán látható.

A generált események N_{gen} száma és a N_{rec} rekonstruált eseményszám aránya adja $W_{\gamma\gamma}$ függvényében a $\varepsilon_{rec} = \frac{N_{rec}}{N_{gen}}$ rekonstrukciós hatásfokot [8.29. ábra].

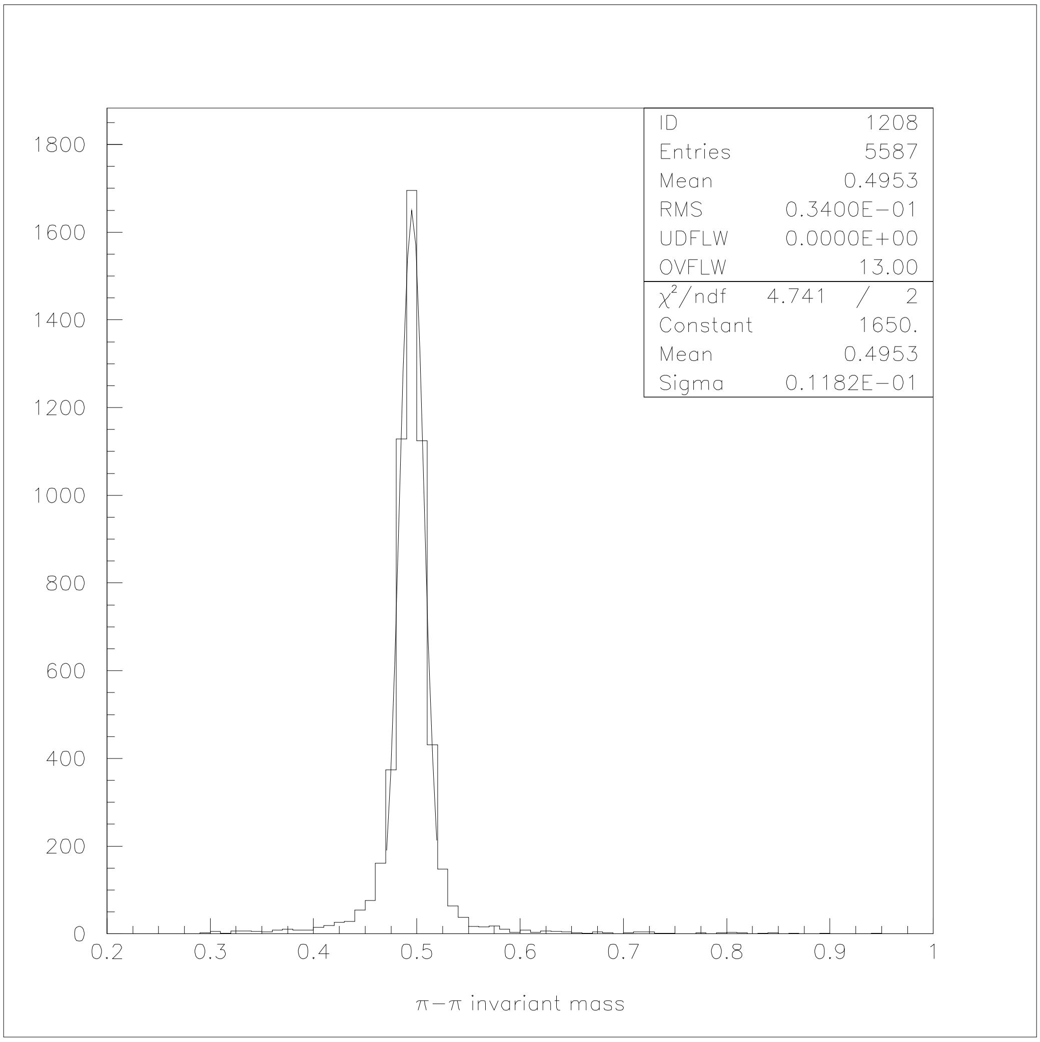
Mivel a Monte Carlo eseményeken nem került alkalmazásra a detektorszimuláció során az L3 1-szintű TEC-trigger-je, amely ezekben az eseményekben döntő jelentőségű, valamint az ehhez kapcsolódó track-azonosítási kritériumrendszer, így az ezen hatásokból eredő ε_{trig} trigger hatásfok meghatározását egy – a Bhabha események vizsgálatán alapuló – algoritmus végezte 30000 Monte Carlo eseményen [8.30. ábra].

Továbbá a $\gamma\gamma$-események kiválasztását végző AAGGSEL algoritmus hatását is külön figyelembe kell venni a szimulacióban. Az általános célból kifejlesztett eljárás például csak a 10 mm-nél kisebb DCA-val rendelkező trackek analízisét teszi lehetővé, így az általa végzett ún. B és β szelekciót is figyelembe kell venni az szimulációban. A ε_{sel} selekciós hatásfok a 8.31. ábrán látható.

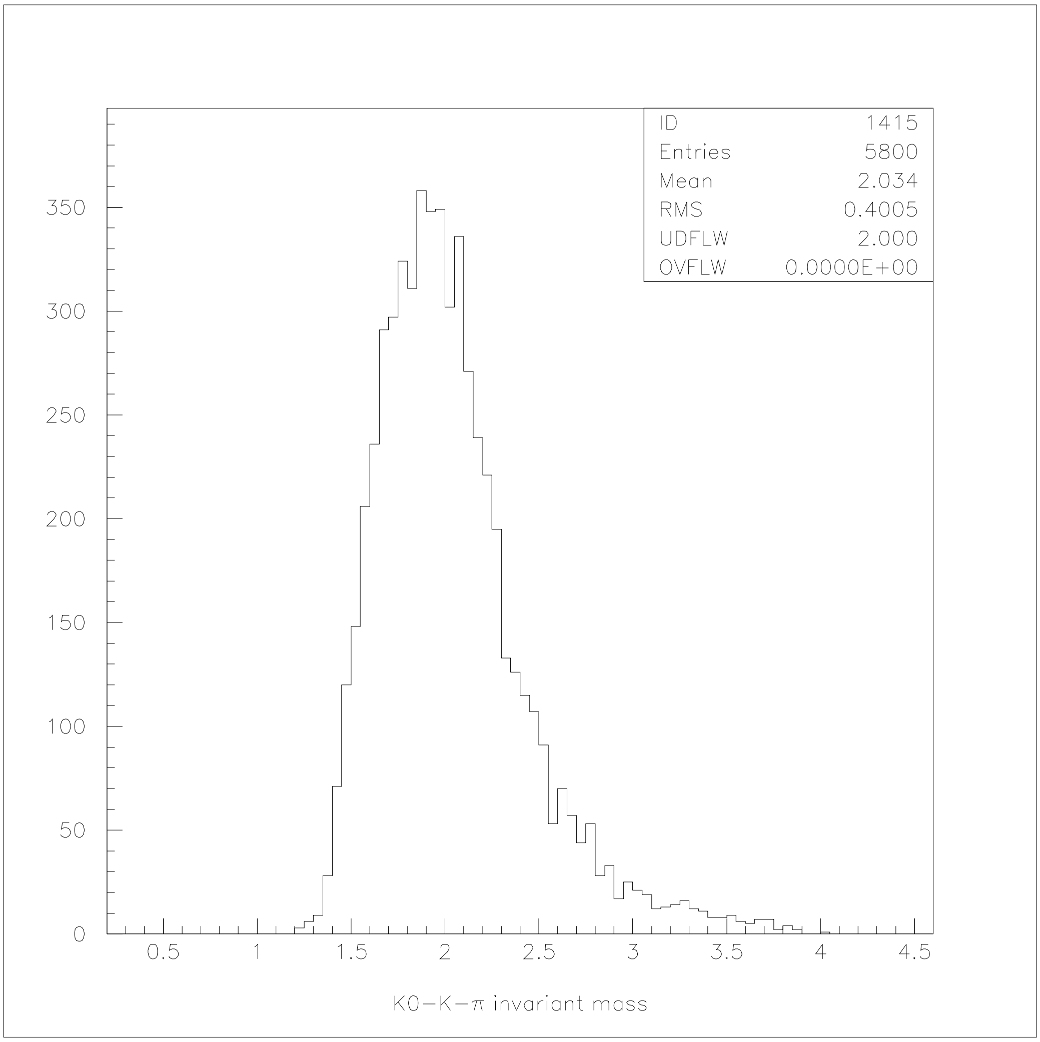
A különböző hatásfokok szorzataként megkapjuk a $\varepsilon_{tot} = \varepsilon_{rec} \cdot \varepsilon_{trig} \cdot \varepsilon_{sel}$ teljes hatásfokot [8.32. ábra].



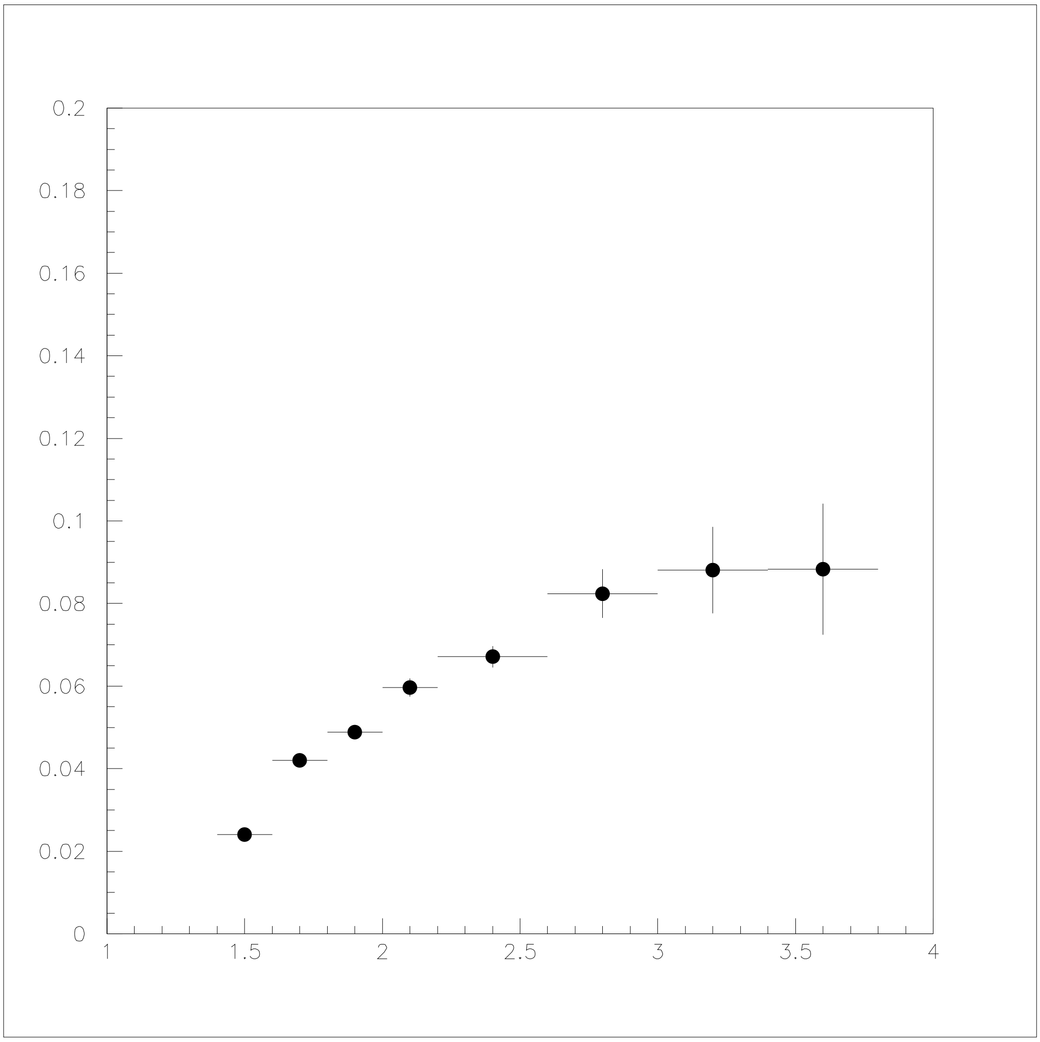
8.26. ábra. A generált események tömegeloszlása GeV-ben



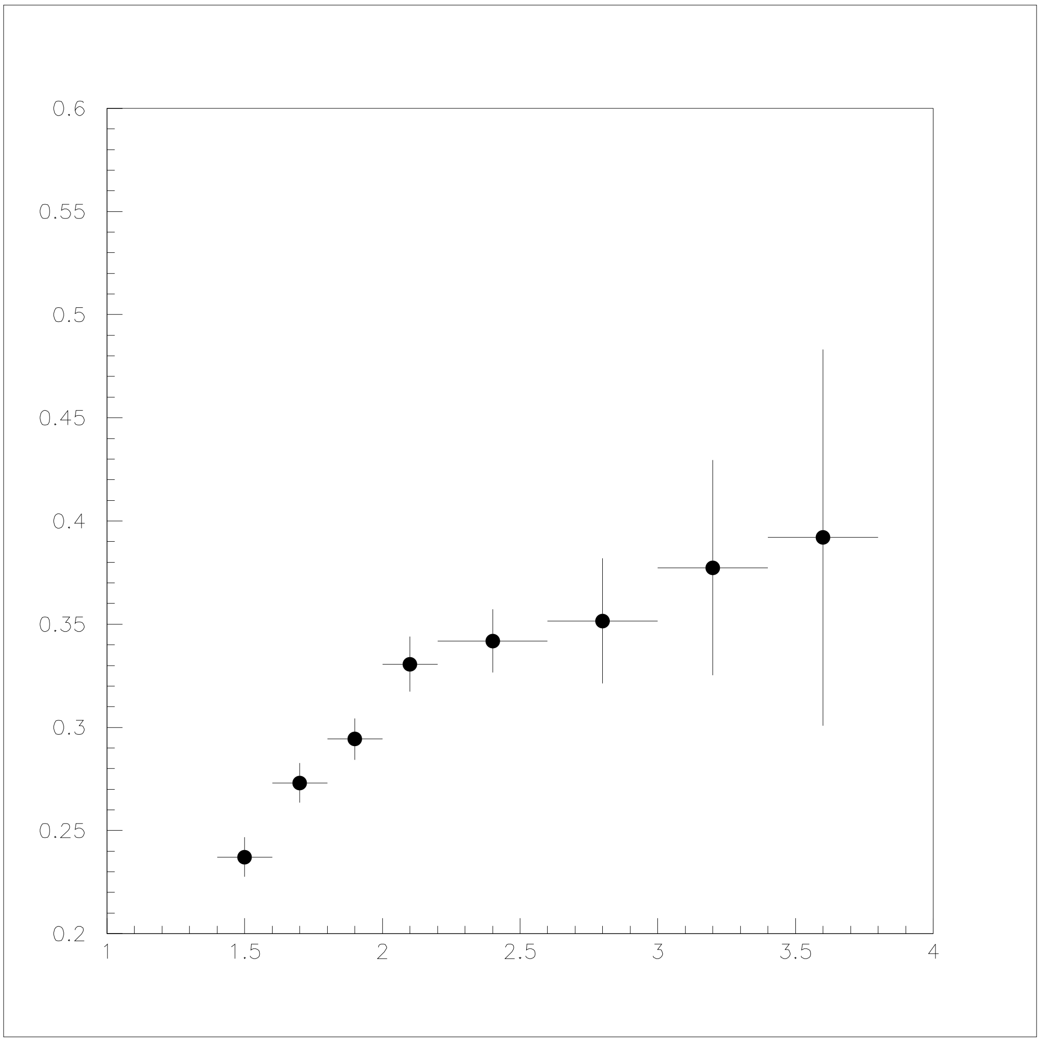
8.27. ábra. A rekonstruált K_s^0 csúcs a Monte Carlo szimulációban



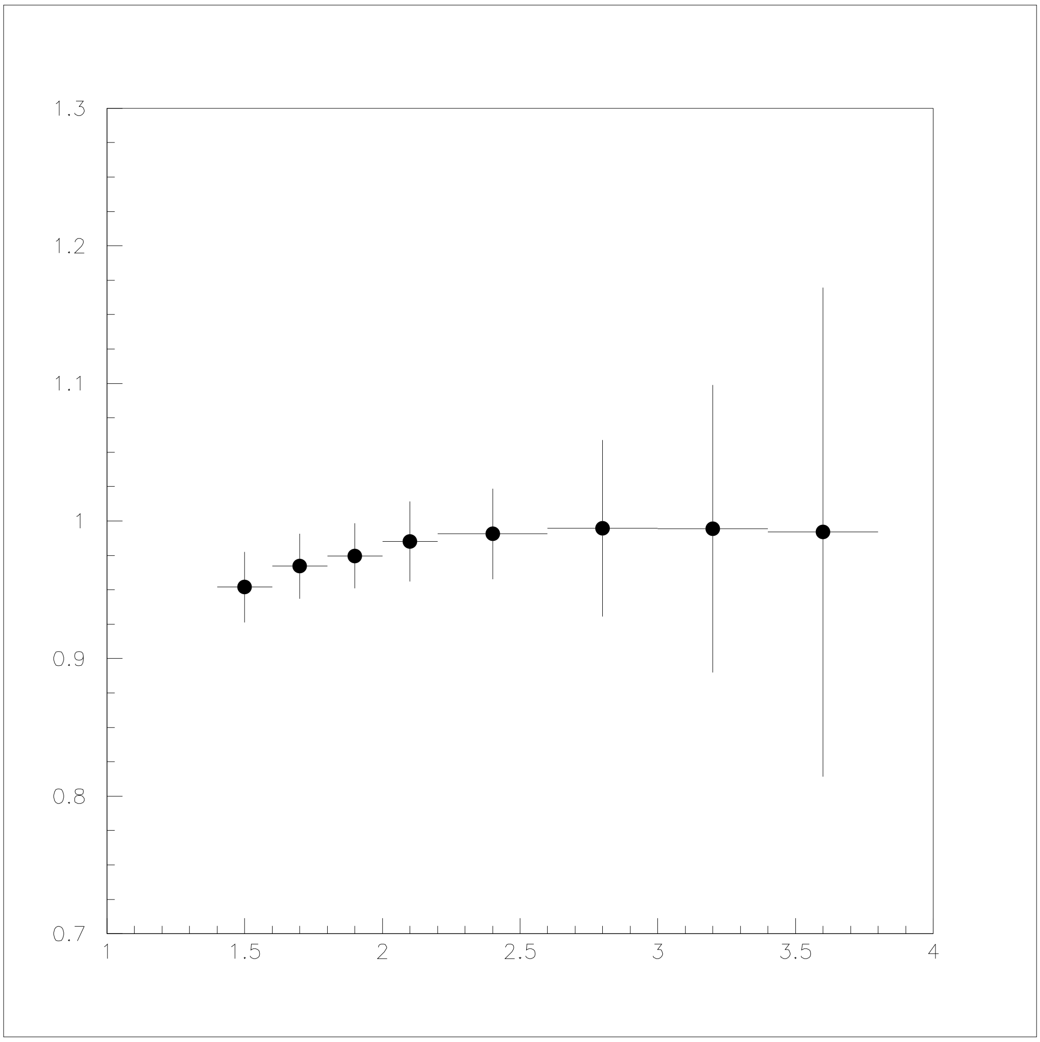
8.28. ábra. A rekonstruált X-ek tömegeloszlása GeV-ben



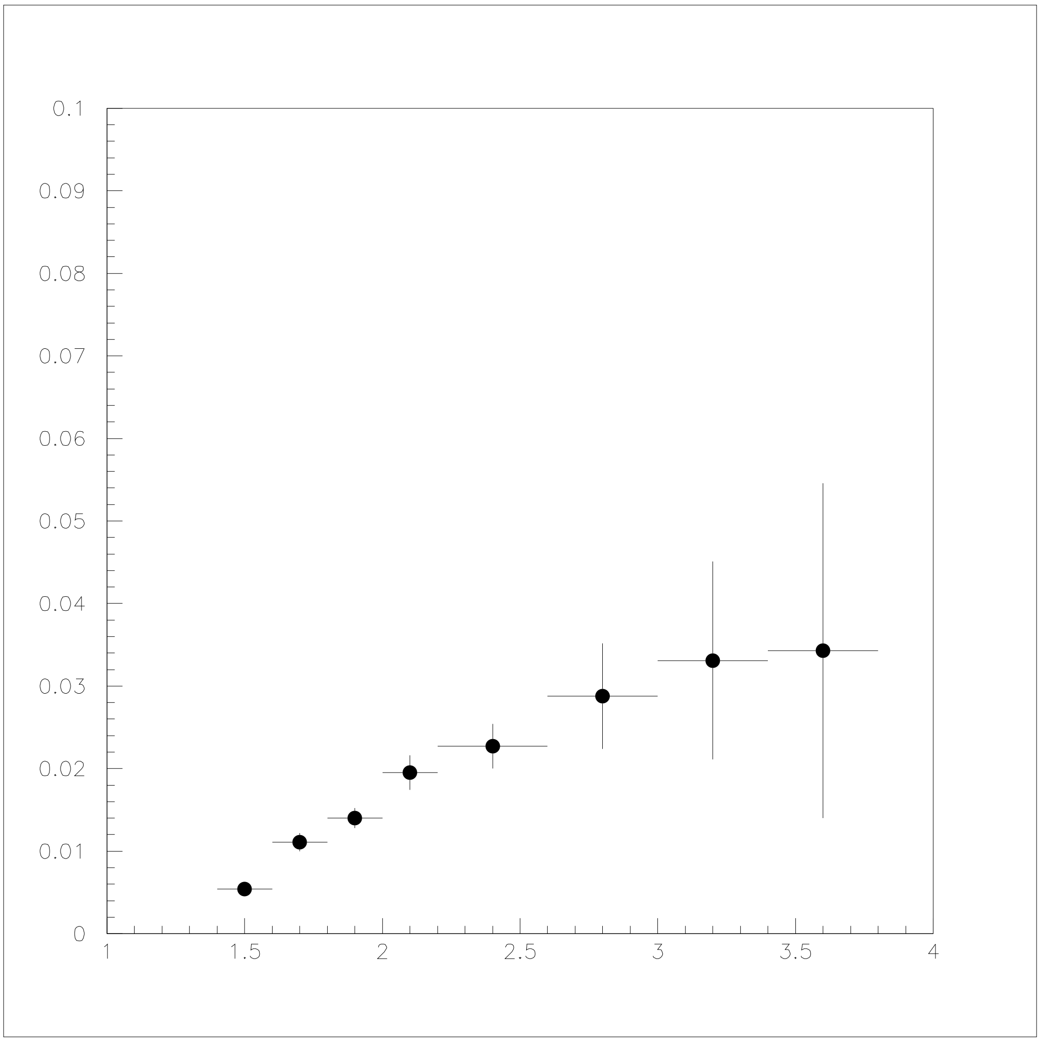
8.29. ábra. A rekonstrukciós hatásfok $W_{\gamma\gamma}$ függvényében, a statisztikus hiba feltüntetésével



8.30. ábra. A trigger hatásfok $W_{\gamma\gamma}$ függvényében, a statisztikus hiba feltüntetésével



8.31. ábra. A szelekciós hatásfok $W_{\gamma\gamma}$ függvényében, a statisztikus hiba feltüntetésével



8.32. ábra. A teljes hatásfok $W_{\gamma\gamma}$ függvényében, a statisztikus hiba feltüntetésével

Összefoglalás

A LEP tárológyűrű L3 kísérletében tanulmányozott foton-foton szórási folyamatok közül ezen dolgozat az $e^+e^- \longrightarrow e^+e^- K_s^0 K^\pm \pi^\mp$ folyamattal foglalkozik, ahol a K_s^0-ek észlelése $K_s^0 \longrightarrow \pi^+\pi^-$ bomlási csatornájukon keresztül történik.

Az 1991-93. évek összegyűjtött adatmintája 61,1 pb^{-1} integrált luminozitásnak felel meg.

Az analízis során használt – az események kinematikáján alapuló – szelekciós kritériumoknak 81 esemény felelt meg az untagged, és 16 a single tag módusban.

A Monte Carlo szimuláción alapuló hatáskeresztmertszet-számítás az 1,4-3,8 GeV-es tartományban enyhe csökkenést mutat, amint azt a korábbi vizsgálatok során a CELLO kísérlet is észlelte az untagged módusban. Ez esetben nem figyelhető meg rezonanciaszerű struktúra a végállapot invariáns tömegeloszlásában. Sem az $\eta(1440)$, sem az η_c-re utaló csúcs nem látható, ami az utóbbi esetében alátámaszthatja a feltételezést egy kis értékű $\Gamma_{\gamma\gamma}^{\eta_c}$ bomlási szélesség létéről.

A single tag módusban az erőteljesen lecsökkenő bomlásarány ellenére lényegesen több esemény figyelhető meg, mint az untagged esetben, ami alátámasztani látszik a feltételezést egy 1-spinű rezonancia létéről ebben a tömegtartományban.

Köszönetnyilvánítás

Mindenekelőtt szeretnék köszönetet mondani témavezetőmnek, Vesztergombi Györgynek, aki pártfogásával és gondoskodásával lehetővé tette, hogy megismerkedjem a CERN csodálatos világával, s felügyeletével elsajátíthattam a kísérleti kutatómunka alapjait.

Köszönettel tartozom az RMKI Részecskefizikai Főosztály dolgozóinak, elsősorban Tóth Józsefnek és Csilling Ákosnak, a mindennapi munkámhoz nyújtott pótolhatatlan segítségükért.

Köszönetet mondok Maria Kienzle-nek, akinek a felügyelete mellett 11 hetet töltöttem a CERN-ben, mint Summer Student; s aki megismertetett a $\gamma\gamma$-fizika és a kísérleti analízis alapjaival.

Hálával gondolok az L3 kísérlet $\gamma\gamma$-csoportjának többi tagjára is, többek közt Saverio Braccinira, akinek a K_s^0-kel kapcsolatos munkájából sokat tanultam.

Köszönettel tartozom továbbá az ELTE Atomfizika Tanszékén és Elméleti Fizika Tanszékén dolgozó tanáraimnak, akik bevezettek a részecskefizika bonyolult, de elragadóan izgalmas univerzumába.

Külön köszönet illeti szüleimet, akik lehetővé tették egyetemi tanulmányaim végzését, s nap mint nap viselték az ezzel járó következményeket.

Köszönöm a türelmet és megértést Kormos Klárának, a bíztatást és támogatást, mellyel munkám segítette.

Végül köszönetet mondok mindenkinek, akit helyhiány vagy megbocsájthatatlan feledékenység miatt nem említettem a fentiekben.

Boldizsár László

Irodalomjegyzék

[1] Kiss Dezső: Gyorsítók a részecskefizikában, Fizikai Szemle 1994/4. 144-150.
Kiss Dezső: Bevezetés a kísérleti részecskefizikába, Akadémiai Kiadó, Bp., 1990.

[2] J. M. Jowett: Particle Accelerators, CERN Summer Student Lectures 1995.

[3] L3 Technical Proposal, MTA KFKI, Bp., 1983.

[4] L3 Coll., B. Adera et al., Nucl. Inst. Meth. A289(1990) 35.

[5] H. Kolanoski, Two-Photon Physics at e^+e^- Storage Rings, Springer-Verlag, 1984.

[6] H. Kolanoski, W. Zerwas: Two-Photon Physics, High Energy Electron-Positron Physics, Word Scientific, 1988.

[7] Mark III Coll., R. M. Baltrusaitis et al., Phys Rev. D32 (1985) 2883;
A. Seiden, Proceedings of the Intern. Workshop on Photon-Photon Collisions, Paris (1986).
B. Shen,, Proceedings of the Intern. Workshop on Photon-Photon Collisions, Paris (1986).

[8] H. W. Atherton et al., Phys. Lett. 158B (1985) 81.

[9] S. L. Cartwright, Proceedings of the VI. Intern. Conf. on Physics in Collision, Chicago (1986).

[10] C. Bemporad et al., Phys. Lett. 25B (1967) 380.

[11] A. Browman et. al., Phys. Rev. Lett. 32 (1974) 1067.

[12] A. Weinstein et al., Phys. Rev. D28 (1983) 2896.

[13] JADE Coll., W. Bartel et al., Phys. Lett. 160B (1985) 421.

[14] TPC/2γ Coll., H. Aihara et al., Phys. Rev. D33 (1986) 844.

[15] D. Williams (Crystal Ball Coll.), Proceedings of the XXIII. Intern. Conf. on High Energy Phys., Berkeley (1986).

[16] D. M. Binnie et al., Phys. Lett. 83B (1979) 141.

[17] G. S. Abrams et al., Phys. Rev. Lett. 43 (1979) 477.

[18] CELLO Coll., H.-J. Behrend et al., Phys. Lett. 114B (1982) 378; Phys. Lett. 125B (1983) 518.

[19] JADE Coll., W. Bartel et al., Phys. Lett. 113B (1982) 190.

[20] TASSO Coll., M. Althoff et al., Phys. Lett. 147B (1984) 487.

[21] PLUTO Coll., Ch. Berger et al., Phys. Lett. 142B (1984) 125.

[22] TPC/2γ Coll., H. Aihara et al., Phys. Rev. D35 (1987) 2650.

[23] G. Gidal, Proceedings of the Multiparticle Conf., Kiryat-Anavin (1985).

[24] H. Suura, T., F. Walsh and B.-L. Young, Lett. Nouvo Cim. 4 (1972) 505.

[25] M. S. Chanowitz, Phys. Rev. Lett. 44 (1980) 59.

[26] T. Barnes, Proceedings of the Intern. Workshop on Photon-Photon Collisions, Paris (1986).

[27] S. B. Berger, B. T. Field, Phys. Rev. D8 (1973) 3875.

[28] V. M. Budnev, A. E. Kaloshin, Phys. Lett. 86B (1979) 351.

[29] N. N. Achasov S. A. Devyanin, G. N. Shestakov, Phys. Lett. 108B (1982)

[30] T. Barnes, Phys. Lett. 165B (1985) 434.

[31] J. E. Olsson, Proceedings of the $\gamma\gamma$ Workshop, Aachen (1983).
Crystal Ball (DORIS) Coll., D. Antreasyan et al., Phys. Rev. D33 (1986) 1847

[32] B. Schrempp-Otto, F. Schrempp, T. Walsh, Phys. Lett. 36B (1971) 463.
P. Grassberger, R. Kögerler, Nucl. Phys. B106 (1976) 451.

[33] P. Singer, Phys. Lett. 124B (1983) 531.

[34] Crystal Ball (SPEAR) Coll., C. Edwards et al., Phys Lett. 110B (1982) 82.

[35] PLUTO Coll., Ch. Berger et al., Phys Lett. 167B (1986) 120.

[36] Mark III Coll., R. M. Baltrusaitis et al., Phys. Rev. D33 (1986) 629.

[37] J. E. Gaiser et al., Phys. Rev. D34 (1986) 711.

[38] R704 Coll., C. Baglin et al., Phys. Lett. 187B (1987) 191.

[39] MD1 Coll., A. E. Blinov et al., Novosibirsk preprint 86-107 (1986).

[40] M. A. Shifman, A. I. Vainshtein, M. B. Voloshin, V. I. Zakharov, Phys. Lett. 77B (1978) 80;
R. Kirschner, A. Schiller, Z. Phys. C16 (1982) 141;
T. M. Aliev, Yad. Fiz. 37 (1983) 403.

[41] S. Cooper, Proceedings of the XXIII Intern. Conf. on High Energy Phys., Berkeley (1986).

[42] R. A. Lee, Thesis Stanford University; SLAC-282 UC-34D (1985).

[43] TASSO Coll., M. Althoff et al., Z. Phys. C29 (1985) 189.

[44] TPC/2γ Coll., H. Aihara et al., Phys. Lett. 57 (1986) 51.

[45] TASSO Coll., M. Althoff et al., Z Phys. C16 (1982) 13.

[46] TPC/2γ Coll., H. Aihara et al., Phys. Rev. Lett. 57 (1986)404.

[47] K. Wacker, Proceedings of the XVIII. Recontre de Moriond, La Plagne, France, 1983.

[48] Crystal Ball Coll., C. Edwards et al., Phys Lett. 110B (1982) 82.

[49] TASSO Coll., R. Brandelik et al., Z. Phys. C10 (1981) 117.

[50] C. Dionisi et al., Nucl. Phys. B169 (1980) 1;
T. A. Armstrong et al., Z. Phys. C - Particles and Fields 34 (1987) 23

[51] P. Baillon et al.: Nuovo Cimento 50 A (1967) 393; S. U. Chung et al.: Phys. Rev. Lett. 55 (1985) 779; A. Ando et al.: Phys Rev. Lett. 57 (1986) 1296

[52] LASS Coll. D. Aston et al.: Phys. Lett. 201 (1988) 573

[53] M. S. Chanowitz: Phys. Lett. 187B (1987) 40

[54] H. J. Behrend et al.: Z. Phys. C – Particles and Fields 42, 367-376 (1989)

[55] S. Braccini, Study of the $K_s^0 K_s^0$ Final State in Two-Photon Collisions, L3 note 1737.
L3 Collab., M. Acciarri et al., Phys. Lett. B363 118-126 (1995)

[56] Particle Data Group, L. Montanet et al., Review of Particle Poperties, Phys. Rev. D 50 (1994).

[57] R. A. Lee, Thesis Stanford University; SLAC-282 UC-34D (1985).

[58] F. L. Linde, Charm Production in Two-Photon Collisions, Ph.D. Thesis, Rijksuniversiteit Leiden, 1988.