

NÉGY-JET KELETKEZÉS ELEKTRON-POZITRON MEGSEMMISÜLÉSBEN

Nagy Zoltán

Témavezető: Dr. Trócsányi Zoltán

Tartalom:

- Bevezetés, motiváció
- Négy-jet mennyiségek
- A számolás módja
- Numerikus eredmények
- Összefoglalás

BEVEZETÉS, MOTIVÁCIÓ

QCD négy-jet események: $e^+e^- \rightarrow (Z^0, \gamma^*) \rightarrow 4 \text{ jet}$

- LEP2 fizika
 - A legnagyobb háttérrel jelenti a
 - * $W^+W^- \rightarrow 4 \text{ jets}$ folyamathoz
 - * Higgs és más új részecskék kereséséhez
- Kvantumszíndinamika (QCD)
 - Szimultán precíziós mérése
 - * az α_s erős csatolási állandónak
 - * a QCD szín töltéseknek (C_A/C_F and T_R/C_F)
- Szuperszimmetrikus standard modell (SUSY)
 - Könnyű gluinok létezésének tesztelése

ÁLAKVÁLTOZÓK

- **Alakváltozók:** az esemény akoplanaritását méri (2- és 3-jet események egy síkba eső események)

– C,D paraméter

$$\theta^{ij} = \sum_h \frac{p_h^i p_h^j}{|\vec{p}_h|} \bigg/ \sum_h |\vec{p}_h| ,$$

$$D = 27 \lambda_1 \lambda_2 \lambda_3 ,$$

$$C = 3(\lambda_1 \lambda_2 + \lambda_1 \lambda_3 + \lambda_2 \lambda_3)$$

– akoplanaritás

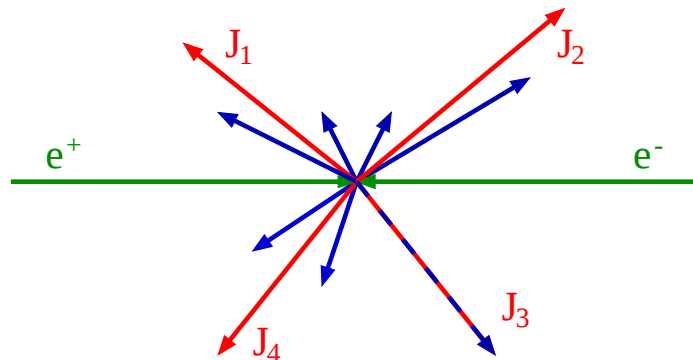
$$A = 4 \min \left(\frac{\sum_h |\vec{p}_h^{\text{out}}|}{\sum_h |\vec{p}_h|} \right)^2$$

– y_{34} eloszlás

– Thrust minor

JET RÁTA

- **jet ráta:** a hadronikus jeteket modellezi



1. Definiálunk egy feloldási paramétert y_{cut}
2. Minden hadron-párra kiszámoljuk a y_{ij} feloldási változót.
3. Ha $y_{min} = \min(y_{ij}) < y_{cut}$ akkor p_i^μ -t és p_j^μ -t kombináljuk, különben stop.
4. Vissza a 2. lépésre.

Különböző algoritmusok általában csak a y_{ij} és a rekombinációs séma definíciójában térnek el egymástól.

– Durham algoritmus

$$y_{ij} = 2 \min\{E_i^2, E_j^2\}(1 - \cos \theta_{ij})/Q^2$$

$$p_{(ij)}^\mu = p_i^\mu + p_j^\mu$$

– Jade, Geneva, Cambridge, ...

SZÖGELOSZLÁSOK

- **szögeloszlások:** A jet impulzusok közti szöghozzávetőítéket mérnek.

1. Rögzítjük a jet algoritmust (pl. **Durham**,
 $y_{cut} = 0.008$)

2. Energia szerint rendezzük a jeteket
($E_1 > E_2 > E_3 > E_4$)

– Bengtsson-Zerwas hozzávetőíték

$$\cos \theta_{BZ} = \frac{(\vec{p}_1 \times \vec{p}_2) \cdot (\vec{p}_3 \times \vec{p}_4)}{|\vec{p}_1 \times \vec{p}_2| |\vec{p}_3 \times \vec{p}_4|}$$

– Nachtmann-Reiter hozzávetőíték

– Körner-Schierholz-Willrodt hozzávetőíték

– legkisebb energiájú jetek hozzávetőíték

$$\cos \alpha_{34} = \frac{\vec{p}_3 \cdot \vec{p}_4}{|\vec{p}_3| |\vec{p}_4|}$$

A NLO HATÁSKERESZTMETSZET

Az NLO partonikus hatáskeresztmetszet:

$$\sigma = \sigma^{\text{LO}} + \sigma^{\text{NLO}}$$

- A LO hatáskeresztmetszet:

$$\sigma^{\text{LO}} \equiv \int_m d\sigma^{\text{tree}} = \int d\Gamma^{(m)} \langle |\mathcal{M}_m^{\text{tree}}|^2 \rangle F_J^{(m)}$$

- $d\Gamma^{(m)}$: m -részecskés fázistér $m = 4$
- $\langle |\mathcal{M}_m^{\text{tree}}|^2 \rangle$: a fa szintű mátrix elem négyzet
- $F_J^{(m)}$: jet függvény

- NLO korrekció

$$\sigma^{\text{NLO}} \equiv \int d\sigma^{\text{NLO}} = \int_{m+1} d\sigma^{\text{R}} + \int_m d\sigma^{\text{V}}$$

Az integrálok külön-külön divergensek $d = 4$ dimenzióban

- $m + 1$ partonos fa szintű járulék

$$\int_{m+1} d\sigma^{\text{R}} = \int d\Gamma^{(m+1)} \langle |\mathcal{M}_{m+1}^{\text{tree}}|^2 \rangle F_J^{(m+1)}$$

- m partonos 1-hurok rendű járulék

$$\int_m d\sigma^{\text{V}} = \int d\Gamma^{(m)} \langle |\mathcal{M}_m^{1\text{-loop}}|^2 \rangle F_J^{(m)}$$

LEVONÁSI SÉMA

Nehézség: $d\sigma^R$ -t és $d\sigma^V$ -t különböző fázistér tartományok felett kell integrálni

Megoldás: Az infravörös szingularitásoktól integrandus szintjén ejtjük ki

$$d\sigma^{\text{NLO}} = [d\sigma^R - d\sigma^A] + d\sigma^A + d\sigma^V$$

A $d\sigma^A$ levonási tag úgy van definiálva, hogy:

- ugyanolyan szinguláris viselkedést mutasson a lágy és a kollineáris tartományokban mint $d\sigma^R$
- analitikusan integrálható legyen egyrészeckés fázistér tartomány fölött

$$\sigma^{\text{NLO}} = \int_{m+1} [d\sigma^R - d\sigma^A] + \int_m \left[d\sigma^V + \int_1 d\sigma^A \right]$$

integrálható $d = 4$ dimenzióban, ha

$$J_{m+1} \rightarrow J_m$$

a lágy és a kollineáris tartományokban.

NLL APPROXIMÁCIÓ (Durham algorithmus)

A kis y_{cut} tartományokban a $\sigma_{n-jet}(y_{cut})$ viselkedése:

$$\sigma_n(y_{cut}) \sim \alpha_s^{n-2} \ln^{2(n-2)} \left(\frac{1}{y_{cut}} \right) \equiv \alpha_s^{n-2} L^{2(n-2)}$$

- A teljes perturbációs sor

$$\sigma_n(y_{cut}) = \sum_{m=n-2}^{\infty} \alpha_s^m (\Sigma_{nm}(L) + D_{nm}(y_{cut})) ,$$

- Next-to-Leading Log Approximáció

$$\sigma_n^{NLL}(y_{cut}) = \Sigma_n(L) = \sum_{m=n-2}^{\infty} \alpha_s^m \Sigma_{nm}(L)$$

- NLO hatáskeresztmetszet

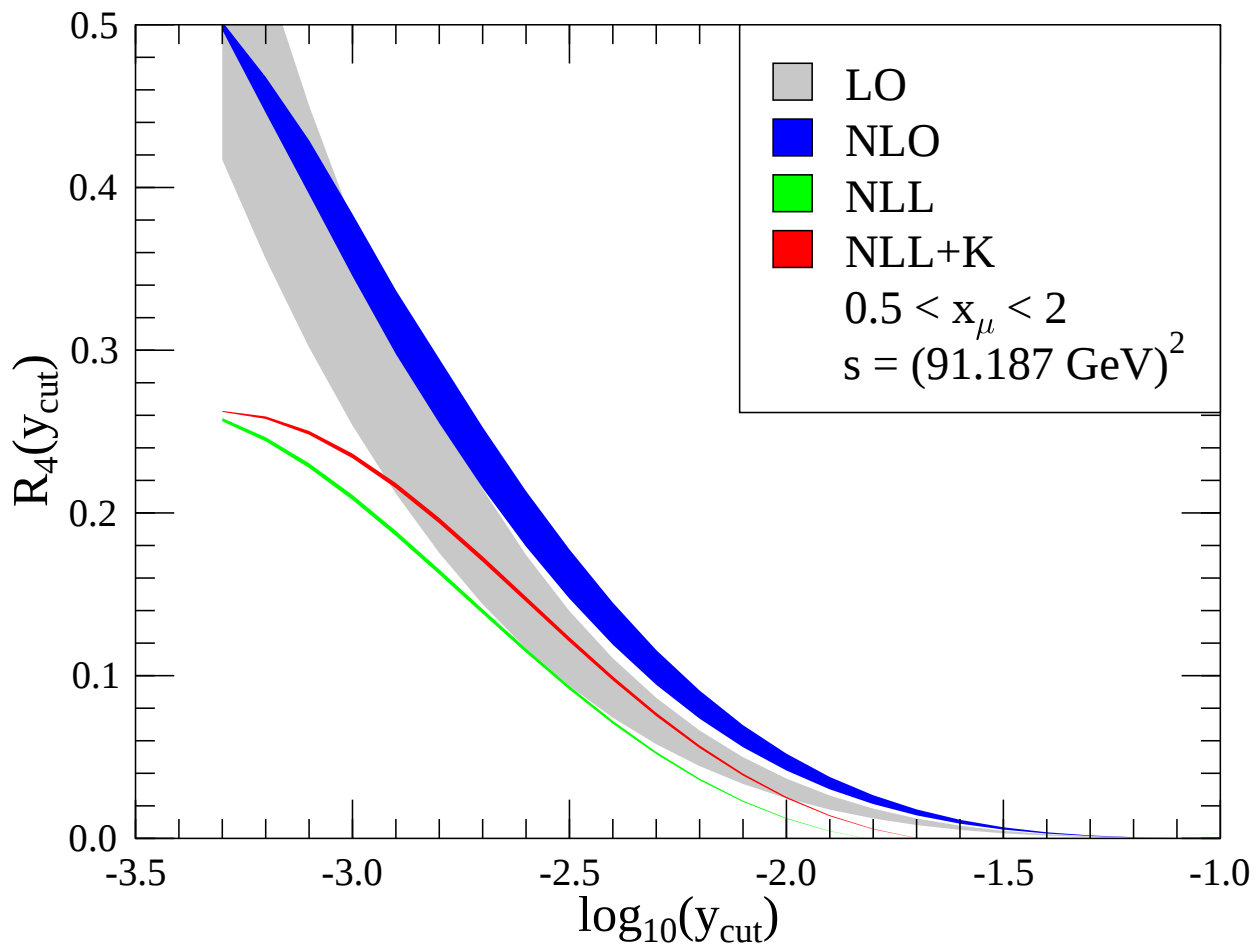
$$\begin{aligned} \sigma_n^{NLO}(y_{cut}) &= \alpha_s^{n-2} (\Sigma_{nn-2}(L) + D_{nn-2}(y_{cut})) \\ &+ \alpha_s^{n-1} (\Sigma_{nn-1}(L) + D_{nn-1}(y_{cut})) \end{aligned}$$

- R-matching eljárás

$$\begin{aligned} \sigma_n^{\text{R-match}}(y_{cut}) &= \Sigma_n(L) + \alpha_s^{n-2} D_{nn-2}(y_{cut}) \\ &+ \alpha_s^{n-1} D_{nn-1}(y_{cut}) \end{aligned}$$

NUMERIKUS EREDMÉNYEK

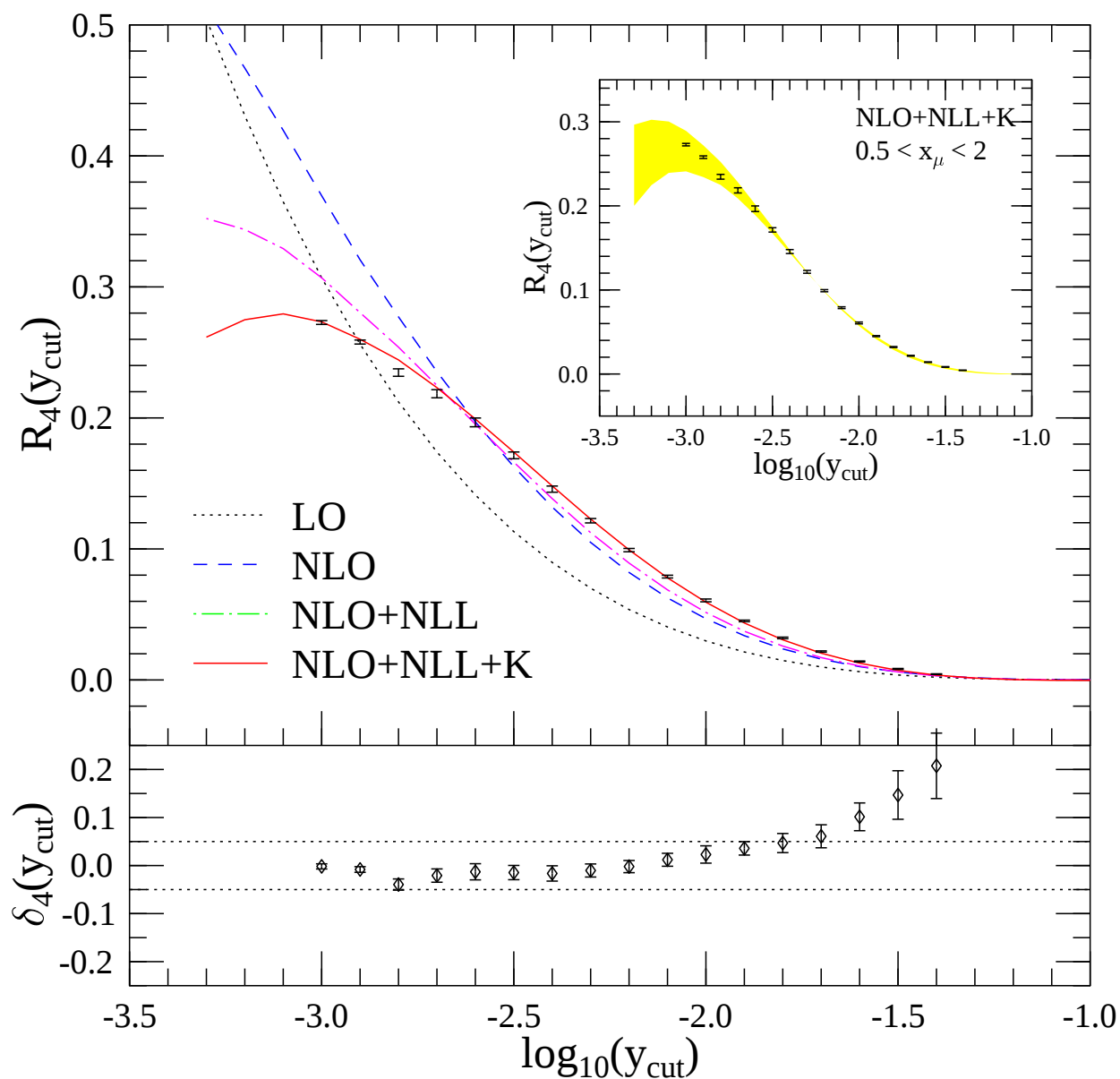
Durham algorithm



1. ábra. A Durham algoritmusra kapott négyjet ráták különböző elméleti jóslatai: LO (széles világosszürke sáv), NLO (széles sötétszürke sáv), NLLA ($K = 0$ alsó keskeny sáv), javított NLLA ($K \neq 0$ felső keskeny sáv).

NUMERIKUS EREDMÉNYEK

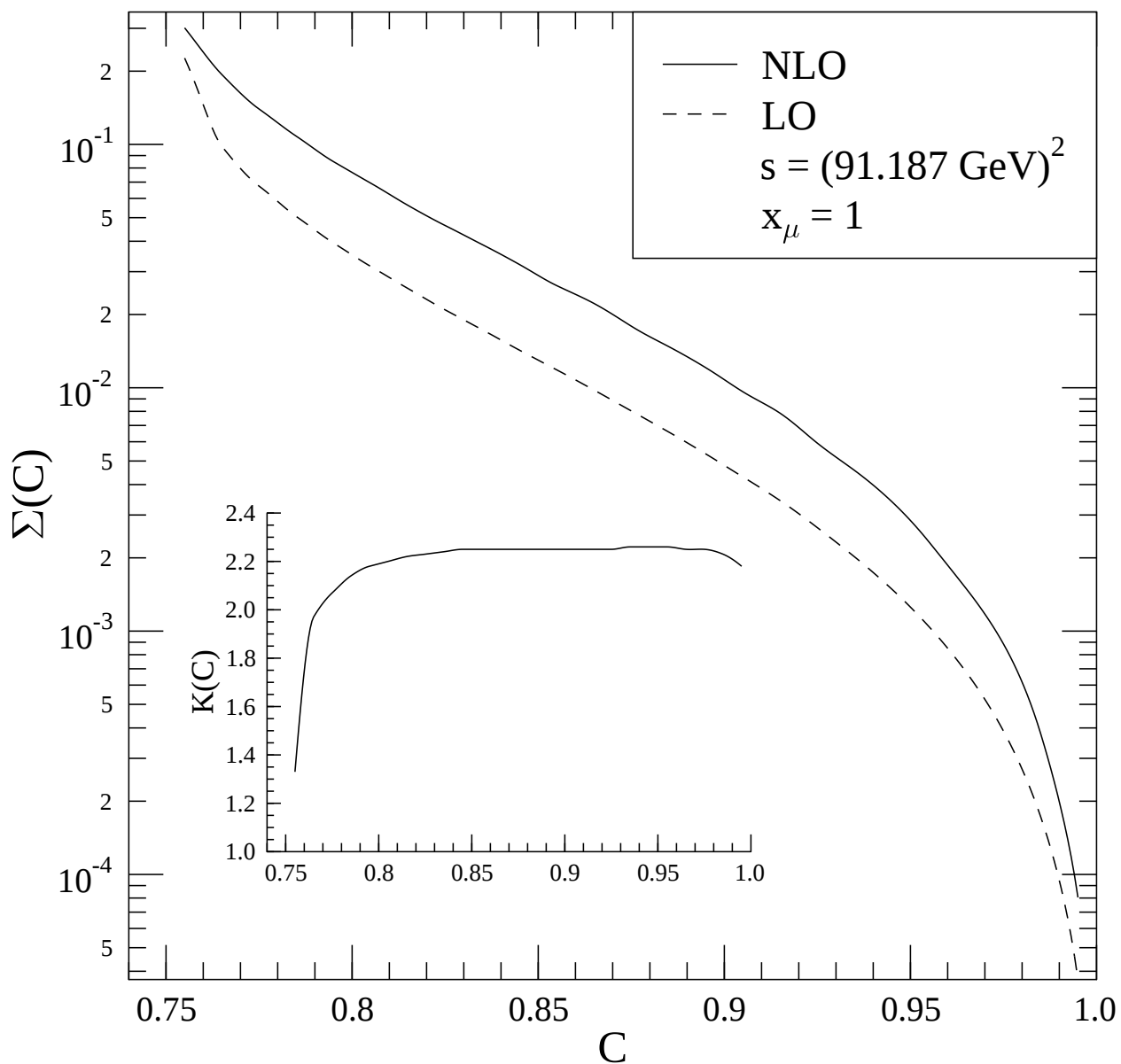
Durham algorithm



2. ábra. A QCD jóslatok összevetése az ALEPH eredményekkel

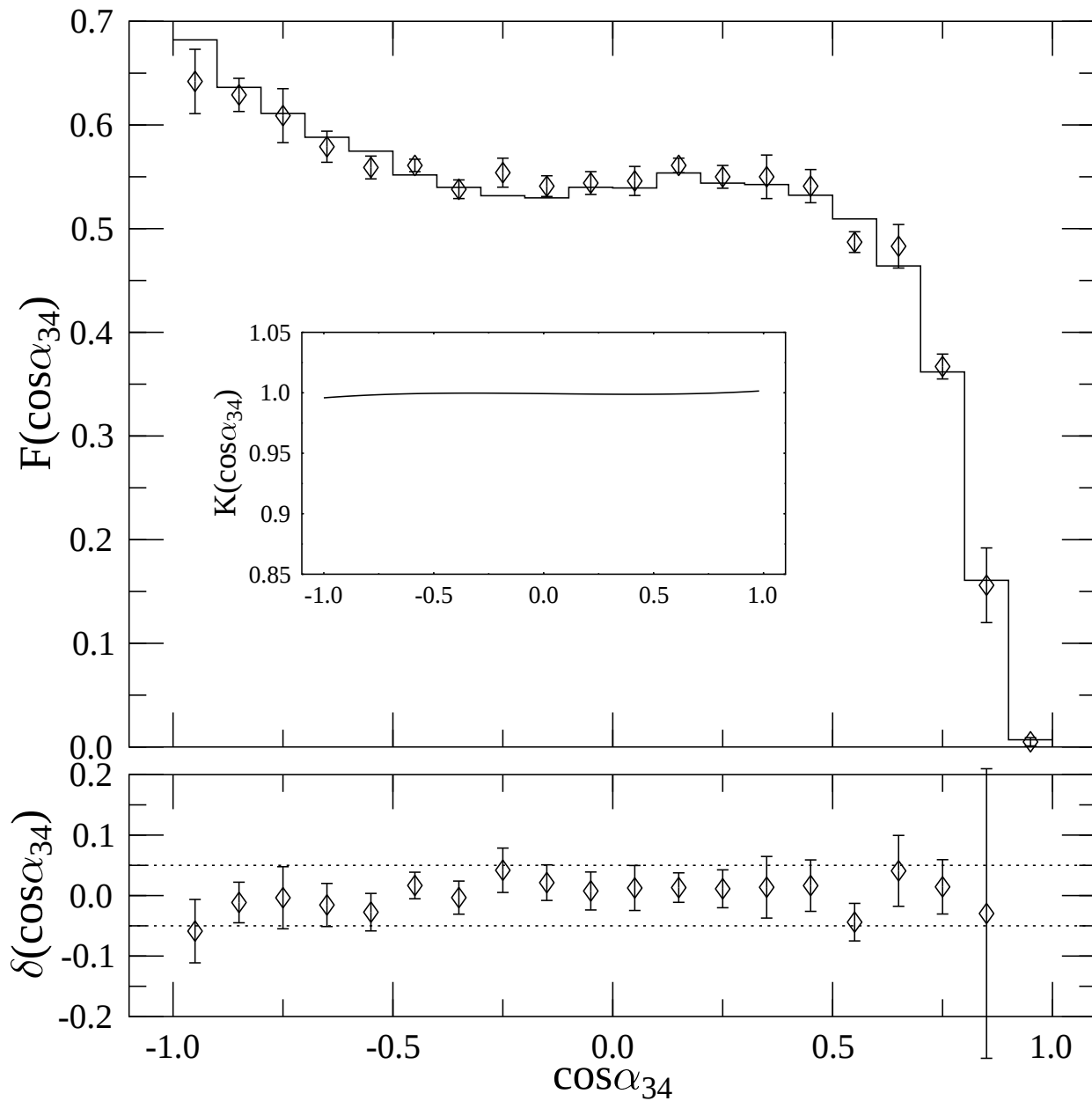
NUMERIKUS EREDMÉNYEK

C parameter

3. ábra. A QCD jóslatok a C paraméter disztribúcióra ($C > 0.75$).

NUMERIKUS EREDMÉNYEK

Angle between the smallest energy jets



4. ábra. Az α_{34} szögeloszlás NLO elméleti jóslata összevetve az ALEPH által mért adatokkal.

ÖSSZEFOGLALÁS

1. Kiszámoltam az öt-parton két-lepton fa szintű amplitudókat Weyl spinor bázisban.
2. Csoportfüggetlen színelbontását adtam a négy-parton két-lepton egyhurok amplitudóknak. Levezettem a $0 \rightarrow \ell\bar{\ell} + 2 \text{ kvark} + 2 \text{ gluino}$ folyamat egyhurok helicitás amplitudóit.
3. Monte Carlo esemény generátort fejlesztettem ki az elektron-pozitron megsemmisülésben való 3- és 4-jet NLO, illetve 5-jet LO hatáskeresztmetszetek számolására.
4. Megmutattam, hogy a 4-jet alakváltozókhoz az NLO korrekciók általában nagyok — több, mint 100% —, így ezek a mennyiségek **nem** igazán használhatók a QCD tesztelésére.
5. Megmutattam, hogy a jet-hatáskeresztmetszetek esetén a JADE típusú algoritmusokkal definiált hatáskeresztmetszetek esetén az NLO korrekció nagysága közel 100%, míg a Durham és Cambridge algoritmusok esetén a korrekció kevesebb, mint 60%. Durham algoritmussal számolt eredmények nagyon jó egyezést mutatnak a kísérlettel.

ÖSSZEFOGLALÁS

6. Megmutattam, hogy a normált szögeloszlások disztribúciójához a korrekciók a várakozásoknak megfelelően kicsik. A renormálási skálafüggésük szintén kicsi. Ennek ellenére a korrekciók hatása nem elhanyagolható a QCD színtöltések mérésekor. Az T_R/C_F mért értéke akár 25%-ot is különbözhet, ha az NLO QCD jóslatot használjuk a LO jóslat helyett.
7. Megmutattam, hogy Durham négy-jet hatáskereszmetszet számolt és mért értékeinek összehasonlításából a könnyű gluinok létezését, mintegy 90%-os konfidencia szinten ki lehet zárni.
8. Megmutattam, hogy a 2-, 3- és 4-jet hatáskereszmetszetek Durham algoritmus esetén nagyon jó egyezést mutatnak az adatokkal. Az elméleti jóslatot a vezető logaritmusok felösszegzésének módszerével javítottuk fel.
9. Elvégeztem az erős kölcsönhatás csatolási állandójának mérését 3- és 4-jet hatáskereszmetszetekből, melyre a következő eredményt kaptam:
 $\alpha_s(M_{Z0}) = 0.1173 \pm 0.0018$. Az eredmény nem tartalmazza a kísérlet szisztematikus hibáját.