DEBRECENI EGYETEM

TERMÉSZETTUDOMÁNYI KAR

Négy jet keletkezés elektron-pozitron megsemmisülésben

Ph.D. értekezés tézisei

írta:

Nagy Zoltán

Debreceni Egyetem
Természettudományi Kar
Debrecen, 2000

1. Tudományos hátér és célkitűzés

Általános hit, hogy az erős kölcsönhatást, mely a hadronok öszetevői között hat, a kvantum színdinamika (QCD) elmélete írja le. Két típusa van az összetevőknek, melyeket közösen partonoknak nevezünk, a kvarkok és a gluonok. Elméleti illetve kísérleti indukációk vannak arra nézve, hogy a partonok csak kötött állapotban létezhetnek a természetben, tehát a világ „színtelen”. Elméletileg valamely erősen kölcsönható folyamatra a QCD jóslat megkapható, de a gyakorlatban ez kivitelezhetetlen. Azért a helyzet nem olyan rossz. Speciális feltételek mellett a számolások elvégezhetők a perturbatív módszer segítségével. Ezt a megközelítést a QCD aszimtotikus szabadsága teszi lehetővé. Használva a QCD tulajdonságait és a renormálási csoport technikát, lehet definiálni az $\alpha_s(Q)$ futó csatolási állandót, melynek értéke nullához tart a nagyenergiás tartományban ($Q \to 0$). Ez a viselkedés a nagyenergiás tartományban megengedi, hogy perturbatív sorfejtést alkalmazzunk az $\alpha_s(Q)$ változóban. A legalacsonyabb rendje ennek a sorfejtésnek a naív parton modell közelítésnek felel meg vagy más néven a vezetőrendű közelítésnek (LO). A LO eredmény csak egy durva közelítését tudja adni az éppen számolt mennyiségnek. A perturbatív sorfejtés pontossága a magasabb rendű járulékok nagysága által van kontrolálva. Számos QCD jóslat megköveteli legalább a vezető rendre következő járulékot (NLO) és az NLO definícióját a hozzá kapcsolódó mennyiségeknek (pl. $\alpha_s(Q)$).

Ilyen magasabb rendű számolások az elmúlt húsz év során el lettek végezve néha sokkal később, mint azt a kísérleti adatok megkövetelték volna. Ennek a késésnek az volt az oka, hogy nagyon nehéz egy általános és egyszerű számolási módszert kifejleszteni.

Az egyik nehézség, amivel szembe kell nézni az a mátrixelemek kezelése. A nemábeli vertexek komplexitása miatt a mátrix elemek kifejezései óriásivá válnak a külső lábak számának emelése által. Ez a probléma már vezető rendben is jelentkezik. Másrészt a hurok amplitudók hurok impulzus feletti integrálást tartalmaznak. Elméletileg és néhány fontos esetben egy hurok szinten el tudjuk végezni őket, de már kéthurok rendben csak néheny speciális integrált tudunk kiszámolni. Jelenleg a magasabb hurok amplitudók számolása reménytelen.

A másik nehézség az ütközési folyamat rövid és hosszú hatótávolságú részeinek faktorizálása. A hosszú hatótávolságú részdivergenciák jelenlétét eredményezi a perturbatív számolás során. Az NLO vagy magasabb rendű számolások fő feladata a divergenciák kiejtése. Az irodalomban számos átalános módszert fejlesztettek ki NLO hatáskeresztmetszetek számolására.

A disszertációmban elektron-pozitron megsemmisülésben való négy-jet keletkezés elméleti leírását tűztem ki célul. Az elektron-pozitron megsemmisülés a legegyszerűbb és legtisztább folyamat a kvantum színdinamika (QCD) tesztelésére, mivel a kezdeti állapot egyszerű és jól ismert. A tisztán hadronikus események nagy száma lehetővé teszik az α_s erő csatolási állandó precíziós mérését.

A QCD elméletének másik „paramétere” a mérték szimmetriát meghatározó mérték csoport. Habár manapság senki sem kérdőjelezi meg azt, hogy a QCD SU(3)-as mértékelmélet ennek ellenére a QCD *teljes* mérése (az α_s erős csatolási állandó és a mértékcsoport C_A, C_F kvadratikus Casimirjeinek a szimultán mérése) nem pusztán elméleti feladat. Lehetséges létezése a könnyű gluinoknak, befolyásolja mind az α_s értékét mind pedig a színtöltések mért értékét (vagy rögzítve a mérték szimmetriát SU(3)-ra, akkor a fermionikus szabadságfokok számát befolyásolja). Így szimultán fit segítségével ellenőrízhetjük az extra fermionikus szabadságfokok létezését.

A harmadik terület, ahol a négy-jet események súlya meghatározó, az az, hogy a QCD esemenyek adják a legnagyobb háttért más nem QCD folyamatokhoz (pl. $e^+e^- \to W^+W^-$ folyamathoz). Ezek a csatornák fontosak a Higgs illetve más új részecskék keresése szempontjából.

1.1. Hadronikus állapotok szerkezete

A nagyenergiás elemirész folyamatokban a legmeghatározóbb az, amikor a végállapot tisztán hadronikus. A LEP1-en az ilyen események a teljes események 70%-át adják. Az ilyen folyamatokban nagy számmal vannak olyan események, melyekben jól elkülöníthető hadronnyalábok figyelhetők meg. Ezeket a hadronnyalábokat nevezzük hadronikus jeteknek. Tehát a hadronikus végállapotoknak szerkezete van, melyet az elméletnek le kell tudni írnia.

A nagyenergiás folyamatokban keletkező hadronikus eseményeket többféle módon jellemezhetjük. Vizsgálhatjuk az esemény geometriáját, azaz megnézhetjük, hogy egy esemény mennyire kollineáris, vagy éppen mennyire koplanáris. Másképpen fogalmazva feltehetjük a kérdést úgy is, hogy mekkora az olyan események súlya, melynek az $O_1, O_2, ...$ paraméterekkel jellemzett geometriai tulajdonsága $C_1, C_2, ...$, ahol $C_1, C_2, ...$ rögzített. Az $O_1, O_2, ...$ paramétereket alakváltozóknak (*event shapes*) nevezzük. Fontos, hogy a hadronikus eseményeket jellemző alakváltozók nem rendezik a hadronokat jetekbe, de kiemelhetik a jetszerű eseményeket. Természetesen definiálhatunk olyan algoritmust, amely a hadronokat jetekbe rendezi. Ekkor már beszélhetünk arról, hogy a végállapotban 2,3,4... jet van,illetve arról, hogy mekkora annak az n-jet események súlya. Az ilyen algoritmusokat nevezzük jetkereső algoritmusoknak (*jet finding algorithm*). Nézzünk egy-egy példát a fent említett fizikai mennyiségekre.

1.2. Jetkeletkezés elméleti leírása

Kísérleti tapasztalatok szerint a 2,3,4,.. jetkeletkezési valószínűségek a következő szabályszerűséget mutatták

$$\mathrm{2jet} : \mathrm{3jet} : \mathrm{4jet} : ... = \mathcal{O}(\alpha_S^0) : \mathcal{O}(\alpha_S^1) : \mathcal{O}(\alpha_S^2) : ... \tag{1}$$

Ez azt indukálta, hogy a perturbatív QCD-ben szereplő partonok jó leírást adhatnak a hadronikus jetekre. Tehát megpróbálkozhatunk egy olyan leírásmóddal, hogy a hadronikus végállapotot partonikussal helyettesítjük. Ha szerencsenk van akkor ez jó közelítést adhat. A jet mérőfüggvény egy vágást jelent a hadronikus állapotok terébe. Azt viszont semmi sem garantálja, hogy ennek a vágásnak megtaláljuk az egzakt parton szintű megfelelőjét. A partonszint és a hadronszint között a különbség $\mathcal{O}(1/Q)$, ahol Q a releváns impulzusskála. Így a partonikus jet mérőfüggvényre a következő adódik

$$\bar{F}_J^{(n)}(p_1, ..., p_n; O_1, O_2, ...) = F_J^{(n)}(p_1, ..., p_n; O_1, O_2, ...) + \mathcal{O}\left(\frac{1}{Q}\right) \quad , \tag{2}$$

ahol $\bar{F}_J^{(n)}$ a partonszintű, $F_J^{(n)}$ a hadronszintű jet mérőfüggvény, $p_1, ..., p_n$ parton-impulzusok. Ezek szerint a perturbációszámolás legalacsonyabb rendjében minden partonnak egy-egy jet felel meg. Ez a (1) szabálynak felel meg. Figyelembe kell venni a hadronizációs korrekciókat, amelyeket hadronizációs modellek segítségével számolunk. Ilyen modell a húrmodell (string model), vagy a klaszter modell.

Így a jet hatáskeresztmetszetet a következő formulával számolhatjuk a regularizált elméletben, ahol a téridő dimenziója $d = 4 - 2\epsilon$

$$\sigma(O_1, O_2, ...) = \sum_{m=2}^{\infty} \int_m d\sigma_m(O_1, O_2, ...) \quad , \tag{3}$$

ahol $d\sigma_m$ differenciális hatáskeresztmetszetek

$$d\sigma_m(O_1, O_2, ...) = d\Gamma^{(m)} \, \langle |M_m(p_1, ..., p_m)|^2 \rangle \, F_J^{(m)}(p_1, ..., p_m, O_1, O_2, ...) \quad , \tag{4}$$

kifejezéssel vannak definiálva. $\sum_{\{m\}}$ jelöli az m-partonos konfigurációk feletti összegzést a $S_{\{m\}}$ Bose szimmetria factorral. M_m az m partonos renormált amplitudó és $d\Gamma^{(m)}$ az m partonos fázistér mérték.

Elvégezve a perturbatív sorfejtést α_s-ben egy NLO jet hatáskeresztmetszet σ általánosan a következő alakban írható fel

$$\sigma = \sigma^{LO} + \sigma^{NLO} \, , \tag{5}$$

ahol az egyes tagok akövetkező módon vannak definiálva

$$\sigma^{LO} = \int_m d\sigma^B \, , \qquad \sigma^{NLO} \equiv \int d\sigma^{NLO} = \int_{m+1} d\sigma^R + \int_m d\sigma^V \, . \tag{6}$$

Természetesen az összes mennyiség $d = 4 - 2\epsilon$ dimenzióban van értelmezve.

A két integrál a σ^{NLO} kifejezésének jobb oldalán külön-külön divergens $d = 4$ dimenzióban, de az összegük véges. Ezek a szingularitások az infravörös divergenciák, melyek a kölcsönhatás hosszúhatótávolságú részét jellemzik. A dimenzionális regularizáció segítségével az egyes tagokban szeparálni tudom a szingularitásokat és el tudom végezni a kiejtést. A cél az, hogy a (6) egyenleteket olyan alakban írjuk fel, mely nem tartalmaz szingularitásokat. Ezt a következő azonos átírással érjük el

$$\sigma^{NLO} = \int_{m+1} \left[d\sigma^R_{\epsilon=0} - d\sigma^A_{\epsilon=0} \right] + \int_m \left[d\sigma^V + \int_1 d\sigma^A \right]_{\epsilon=0} , \tag{7}$$

ahol $d\sigma^A$ a $d\sigma^R$ közelítése ugyanolyan szingiuláris viselkedést mutat (d dimenzióban) mint $d\sigma^R$. Látszik, hogy $d\sigma^A$ lokális levonási tagként működik. Ebben az egyenletben már mindket tag veges és számolható numerikus integrálással.

A divergenciák kiejtését az $F_J^{(m)}$ jetfüggvény garantálja. Ez a függvény úgy van definiálva, hogy az értéke független a lágy és kollineáris hadronok (partonok) számától. Vagy másképp fogalmazva a függvény értéke ugyanaz egy adott m parton konfigurációra és egy vele kinematikusan degenerált $m+1$ partonos konfigurációra (ha egy parton låggyá vagy két parton kollineárisá válik)

$$F_J^{(m+1)} \longrightarrow F_J^{(m)} . \tag{8}$$

Az ilyen mennyiségeket nevezzük *infrared safe* fizikai mennyiségeknek. A korábban definiált fizikai mennyiségek eleget tesznek ennek a feltételnek.

A levonási procedurának a kulcsa a $d\sigma^A$. A következő tulajdonságokat kell kielégíteni $d\sigma^A$-nak

1. tetszőleges folyamatra meg lehessen konstruálni
2. ugyanolyan szinguláris viselkedést kell mutatnia d dimenzióban, mint $d\sigma^R$-nek
3. tudni kell implementálni Monte Carlo programba
4. integrálni kell tudni analitikusan egy egypartonos fázistér fölött

Ilyen levonási tag többféleképpen definiálható. Ebben a dolgozatban a Catani és Seymour által definiát levonási tagot használtam a négy-jet hatáskeresztmetszetek kiszámolására.

2. Új tudományos eredmények

1. Kiszámoltam az öt-parton két-lepton fa szintű amplitudókat Weyl spinor bázisban.
2. Csoportfüggetlen színfelbontását adtam a négy-parton két-lepton egyhurok amplitudóknak. Levezettem a $0 \to \ell\bar{\ell} + 2\,\mathrm{kvark} + 2\,\mathrm{gluino}$ folyamat egyhurok helicitás amplitudóit.
3. Monte Carlo esemény generátor 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 igazan 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 algolgoritmusok esetén a korrekció kevesebb, mint 60%. Durham algoritmussal számolt eredmények nagyon jó egyezést mutatnak a kísérlettel.

6. Megmutattam, hogy a normált szögeloszlások disztribúciójához a korrekciók a várakozásoknak megfelelően kicsik. A renormálási skála függésük szintén kicsik. Ennek ellenére a korrekciók hatása nem elhanyagolható a QCD színtöltések mérésekor. Az T_R/C_F mért érteke 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, hogy a könnyű gluinok létezéset mintegy 90%-os konfidencia szinten ki lehet zárni.

8. Megmutattam, hogy a 2-, 3- és 4-jet hatáskeresztmetszetek Durham algoritmus esetén nagyon jó egyezést mutatnak az adatokkal. Az elméleti jóslatot a vezető logaritmusok felösszegzésének módszerével javítottuk fel.

9. Elvégeztem a erős kölcsönhatás csatolási állandójának mérését 3- és 4-jet hatáskeresztmetszetekből, melyre a következő eredményt kaptam: $\alpha_s(M_{Z^0}) = 0.1173 \pm 0.0018$. A eredmény nem tartalmazza a kísérlet szisztematikus hibáját.

3. Közlemények az értekezés témaköréből

[1] Z. Nagy, Z. Trócsányi, Next-to-Leading Order Calculation of Four-Jet Shape Variables, Phys. Rev. Lett. **79**, 3604 (1997)

[2] Z. Nagy, Z. Trócsányi, Group independent color decomposition of next-to-leading order matrix elements for $e^+e^- \to$ four partons, Phys. Lett. **B414**, 187 (1997)

[3] Z. Nagy, Z. Trócsányi, Excluding light gluinos using four-jet LEP events: a next-to-leading order result, hep-ph/9708343

[4] Z. Nagy, Z. Trócsányi, Four-jet production in e^+e^- annihilation at next-to-leading order, Nucl. Phys. (Proc. Suppl.) **B64**, 63 (1998)

[5] Z. Nagy, Z. Trócsányi, Four-Jet angular distributions and color charge measurements: Leading order versus next-to-leading order, Phys. Rev. **D57**, 5793 (1998)

[6] Z. Nagy, Z. Trócsányi, Next-to-leading order calculation of four-Jet observables in electron-positron annihilation, Phys. Rev. **D59**, 014020 (1998)

[7] Z. Nagy, Z. Trócsányi, Multijet rates in e^+e^- annihilation: perturbative theory versus LEP data, Nucl. Phys. (Proc. Suppl.) **B74**, 44 (1999)

[8] `http://dtp.atomki.hu/~nagyz/NLO`

[9] Z. Nagy, Z. Trócsányi, Calculation of QCD jet cross sections at next-to-leading order, Nucl. Phys. **B486**, 189 (1997)