Milyen erős az erős kölcsönhatás?

Somogyi Gábor

MTA-DE Részecskefizikai Kutatócsoport
Debreceni Egyetem

együttműködésben: Kardos Á., S. Kluth, Tulipánt Z., A. Verbytskyi

Eur. Phys. J. C77 (2017) no.11, 749 [arXiv:1708.04093 [hep-ph]]
Eur. Phys. J. C78 (2018) no.6, 498 [arXiv:1804.09146 [hep-ph]]

Magyar Fizikus Vándorgyűlés, Sopron, 2019. augusztus 22.

Bevezetés

Az erős csatolás (α_S) a részecskefizikai standard modell egyik alapvető paramétere, a kvarkok és gluonok közötti kölcsönhatás erősségét méri. Értéke (egy adott energián) természeti állandó.

Precíz ismerete fontos az elemirész ütközések nagy pontosságú leírásához, így az LHC által mért adatok lehető legteljesebb kiaknázásához.

A legkevésbé pontosan ismert csatolás: $\Delta\alpha_\mathrm{S}(M_Z)/\alpha_\mathrm{S}(M_Z) \sim 1\%$.

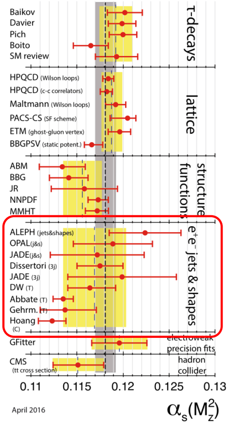
Csatolás	Jelölés	Érték	Hiba ($\times 10^{-9}$)
finomszerkezeti állandó	α_EM	$7.2973525664(17) \times 10^{-3}$	0.23
Fermi állandó	G_F	$1.1663787(6) \times 10^{-5}$ GeV^{-2}	510
erős csatolás	$\alpha_\mathrm{S}(M_Z)$	0.1181(11)	$\boxed{9.3 \times 10^6}$
gravitációs állandó	G_N	$6.67408(31) \times 10^{-11}$ m^3 kg^{-1} s^{-2}	4.7×10^4

Értékét elméleti számolások mért adatokhoz történő illesztésével határozzuk meg.

Egy lehetőség: hadronikus végállapotok, pl. három-dzset keletkezés, vizsgálata elektron-pozitron szétsugárzásban.

$\alpha_S(M_Z)$: jelenlegi világátlag

$$\alpha_S(M_Z)_{\mathrm{PDG2018}} = 0.1181 \pm 0.0011$$



[Bethke, Nucl. Part. Phys. Proc. 282-284 (2017) 149]

Különböző jellegű mérések: τ-bomlás, rács QCD, e^+e^- szétsugárzás, stb.

Tipikusan vizsgált mennyiségek e^+e^- szétsugárzásban: dzset ráták és az esemény topológiáját leíró alakváltozók (pl. döfet).

Jelenleg ezen mérések pontosítása kizárólag az elméleti leírás javításával érhető el, hiszen új mérések a közeljövőben nem várhatóak.

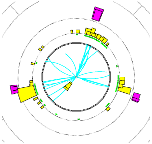
- Az elméleti leírás alapja a perturbációszámítás, ezért az eredmények pontosítása a magasabb rendű perturbatív korrekciók kiszámolását igényli.
- Az elméletben kvarkokkal és gluonokkal számolunk, de a detektorokban hadronokat észlelünk. Ezért fontos a parton-hadron átmenettel kapcsolatos nem perturbatív korrekciók pontos modellezése.

Energia-energia korreláció

Energia-energia korreláció (EEC): a végállapoti részecskék impulzusai által bezárt szögek (χ) energiával súlyozott eloszlása

$$\frac{1}{\sigma_t}\frac{\mathrm{d}\Sigma(\chi)}{\mathrm{d}\cos\chi} \equiv \frac{1}{\sigma_t}\int\sum_{i,j}\frac{E_i E_j}{Q^2}\mathrm{d}\sigma_{e^+e^-\to\, ij+X}\delta(\cos\chi - \cos\theta_{ij})$$

- részecskék ugyanabban a dzsetben:
  „elülső" tartomány, csúcs kis χ-nél
- részecskék különböző dzsetekben:
  „két-dzset" tartomány, csúcs nagy χ-nél



Kísérletileg alaposan vizsgált, számos mérés a LEP-en és elődein.

Precíz elméleti számolások állnak rendelkezésre:

- rögzített rendű (fixed order, f.o.) perturbatív számolás NNLO rendben

  [Del Duca, Duhr, Kardos, SG, Trócsányi 2016]
- felösszegzett (resummed, res.) számolás NNLL rendben a két-dzset tartományban

  [de Florian, Grazzini 2005]

Felhasználható az erős csatolás $\alpha_S(M_Z)$ pontos meghatározására.

EEC: mérési adatok

- Az EEC az egyik legrégebb óta mért mennyiség. [Basham, Brown, Ellis, Love 1978]
- Ennek ellenére elektron-pozitron ütközésben nem mérték a LEP1 után.
- Hadron ütközésben az ún. transzverzális EEC használható α_S meghatározására, de az elméleti számolás itt NLO pontosságú. [ATLAS coll., Eur. Phys. J. C77 (2017) 872, Phys. Lett. B750 (2015) 427-447]

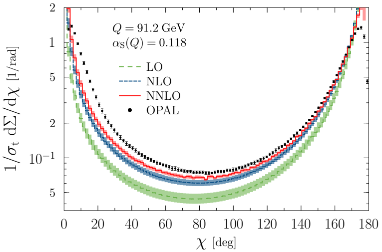
Kísérlet	$\sqrt{s}$, GeV, adat	$\sqrt{s}$, GeV, MC	Események
SLD	91.2(91.2)	91.2	60000
OPAL	91.2(91.2)	91.2	336247
OPAL	91.2(91.2)	91.2	128032
L3	91.2(91.2)	91.2	169700
DELPHI	91.2(91.2)	91.2	120600
TOPAZ	59.0 – 60.0(59.5)	59.5	540
TOPAZ	52.0 – 55.0(53.3)	53.3	745
TASSO	38.4 – 46.8(43.5)	43.5	6434
TASSO	32.0 – 35.2(34.0)	34.0	52118
PLUTO	34.6(34.6)	34.0	6964
JADE	29.0 – 36.0(34.0)	34.0	12719
CELLO	34.0(34.0)	34.0	2600
MARKII	29.0(29.0)	29.0	5024
MARKII	29.0(29.0)	29.0	13829
MAC	29.0(29.0)	29.0	65000
TASSO	21.0 – 23.0(22.0)	22.0	1913
JADE	22.0(22.0)	22.0	1399
CELLO	22.0(22.0)	22.0	2000
TASSO	12.4 – 14.4(14.0)	14.0	2704
JADE	14.0(14.0)	14.0	2112

EEC a rögzített rendű perturbációszámításban

Az EEC eloszlás a perturbációszámítás első három (LO, NLO, NNLO) rendjében

$$\left[\frac{1}{\sigma_0}\frac{\mathrm{d}\Sigma(\chi)}{\mathrm{d}\cos\chi}\right]_{\text{(f.o.)}} = \frac{\alpha_S}{2\pi}\frac{\mathrm{d}A(\chi)}{\mathrm{d}\cos\chi} + \left(\frac{\alpha_S}{2\pi}\right)^2\frac{\mathrm{d}B(\chi)}{\mathrm{d}\cos\chi} + \left(\frac{\alpha_S}{2\pi}\right)^3\frac{\mathrm{d}C(\chi)}{\mathrm{d}\cos\chi} + \mathcal{O}(\alpha_S^4)$$

- A mennyiséget α_S szerinti sorfejtésként állítjuk elő, a feladat a sorfejtési együtthatók meghatározása.
- Az NLO korrekció nagy (az LO skálabizonytalanságához képest) $\Rightarrow$ ki kell számolni az NNLO korrekciót is.
- A magasabb rendű tagok figyelembevétele javítja a mérési adatokkal való egyezést.
- A rögzített rendű eredmény divergál mind az elülső mind a két-dzset tartományban $\Rightarrow$ a divergens járulékokat fel kell összegezni.
- A mért adatok látni valóan eltérnek az NNLO számolástól $\Rightarrow$ figyelembe kell venni hadronizációs korrekciókat is.



[Tulipánt, Kardos, SG
Eur. Phys. J. C 77 (2017) no.11, 749]

Kitérő: rögzített rendű perturbációszámítás

A standard modell nagyenergiás részecskeütközési folyamatok leírására történő alkalmazásának eszköze a perturbációszámítás: a vizsgált mennyiséget valamely „kis" paraméter – pl. QCD korrekciók esetén α_S – szerinti sorfejtésként állítjuk elő.

$$\sigma = \alpha_S^p \left[\sigma^{\mathrm{LO}} + \alpha_S \sigma^{\mathrm{NLO}} + \alpha_S^2 \sigma^{\mathrm{NNLO}} + \dots \right]$$

A számolás pontossága javítható magasabb rendű tagok figyelembevételével.

- A vezető rendű (leading order, LO) eredmény a QCD-ben csupán nagyságrendi becslést ad (hiszen $\alpha_S \sim 0.1$ nem igazán kicsi).
- Legalább az első korrekció (next-to-leading order, NLO) figyelembevétele szükséges a mennyiségek realisztikus becsléséhez.
- A második korrekció (next-to-next-to-leading order, NNLO) kiszámolása fontossá válik, ha nagy pontosságú elméleti becslésre van szükség.

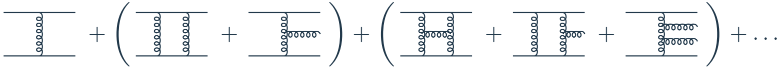
Kitérő: rögzített rendű perturbációszámítás

A standard modell nagyenergiás részecskeütközési folyamatok leírására történő alkalmazásának eszköze a perturbációszámítás: a vizsgált mennyiséget valamely „kis” paraméter – pl. QCD korrekciók esetén α_S – szerinti sorfejtésként állítjuk elő.

$$\sigma = \alpha_S^p \left[\sigma^{\mathrm{LO}} + \alpha_S \sigma^{\mathrm{NLO}} + \alpha_S^2 \sigma^{\mathrm{NNLO}} + \dots \right]$$

A sor egyes tagjainak kiértékelése két alapvető problémát vet fel:

1. ki kell számolni a reakcióhoz tartozó kvantummechanikai átmeneti valószínűségi amplitúdót („mátrixelemeket”) a perturbatív korrekcióival együtt, pl.



$$\downarrow \quad |\mathcal{M}_m^{(0)}\rangle \qquad \downarrow \quad |\mathcal{M}_m^{(1)}\rangle \qquad \downarrow \quad |\mathcal{M}_{m+1}^{(0)}\rangle \qquad \downarrow \quad |\mathcal{M}_m^{(2)}\rangle \qquad \downarrow \quad |\mathcal{M}_{m+1}^{(1)}\rangle \qquad \downarrow \quad |\mathcal{M}_{m+2}^{(0)}\rangle$$

2. az átmeneti valószínűséget összegezni és integrálni kell a különböző végállapoti konfigurációkra, pl. a végállapoti részecskék típusára és impulzusaira („fázistér integrálás”)

Miért nehéz a magasabb rendű tagok kiszámolása?

A magasabb rendű perturbatív korrekciók olyan tagok összegei amelyek külön-külön divergensek $d = 4$ dimenzióban! A divergenciákat a tagokban megjelenő „infravörös" szingularitások okozzák. (N.B.: a renormálás az ultraibolya divergenciák eltávolítását szolgálja.)

$$\sigma^{\mathrm{NNLO}} = \int_m \mathrm{d}\sigma_m^{(2)} + \int_{m+1} \mathrm{d}\sigma_{m+1}^{(1)} + \int_{m+2} \mathrm{d}\sigma_{m+2}^{(0)}$$

Kinoshita-Lee-Nauenberg tétel

Elegendően inkluzív („infravörös és kollineáris biztonságos") mennyiségek esetén az infravörös szingularitások a perturbációszámítás adott rendjében a különböző járulékok között kiesnek $\Rightarrow$ megfelelően definiált fizikai mennyiségekhez a teljes korrekció véges.

Azonban

A különböző járulékokat általában csak numerikusan lehet kiértékelni. Ezért bármilyen konkrét mennyiség számszerű meghatározásához a közbenső lépésekben megjelenő divergenciákat konzisztens módon kezelni kell (pl. a „levonási módszerrel").

Divergenciák kezelése a levonási módszerrel

A levonási módszer alapgondolata: alkalmasan megválasztott közelítő hatáskeresztmetszetek segítségével rendezzük át a szingularitásokat a teljes sugárzási korrekció egyes járulékai között olyan módon, hogy az átrendezés után minden járulék külön-külön is véges legyen!

A CoLoRFulNNLO levonási módszer

CoLoRFulNNLO: Completely Local subtRactions for Fully differential NNLO

- Levonási tagok definíciója: QCD infravörös faktorizációs tételek alapján, egzakt fázistér faktorizációt felhasználva ⇒ a levonási tagok a fázistéren teljesen differenciálisak és lokálisak.

  [Del Duca, SG, Trócsányi 2005-6]

- Az integrált levonási tagok infravörös pólusai analitikusan kiszámolhatóak, az infravörös divergenciák kiesése expliciten ellenőrizhető.

  [Del Duca, Duhr, Kardos, SG, Szőr, Trócsányi, Tulipánt 2016]

- A módszer folyamatfüggetlen módon implementálható numerikus kódban.

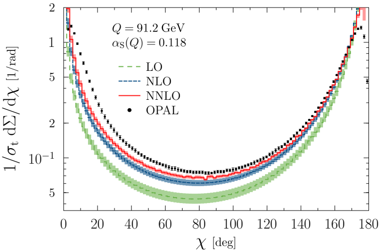
  [Kardos, SG, Trócsányi 2016]

EEC a rögzített rendű perturbációszámításban

Az EEC eloszlás a perturbációszámítás első három (LO, NLO, NNLO) rendjében

$$\left[\frac{1}{\sigma_0}\frac{\mathrm{d}\Sigma(\chi)}{\mathrm{d}\cos\chi}\right]_{(\mathrm{f.o.})} = \frac{\alpha_S}{2\pi}\frac{\mathrm{d}A(\chi)}{\mathrm{d}\cos\chi} + \left(\frac{\alpha_S}{2\pi}\right)^2\frac{\mathrm{d}B(\chi)}{\mathrm{d}\cos\chi} + \left(\frac{\alpha_S}{2\pi}\right)^3\frac{\mathrm{d}C(\chi)}{\mathrm{d}\cos\chi} + \mathcal{O}(\alpha_S^4)$$

- A mennyiséget α_S szerinti sorfejtésként állítjuk elő, a feladat a sorfejtési együtthatók meghatározása.
- Az NLO korrekció nagy (az LO skálabizonytalanságához képest) $\Rightarrow$ ki kell számolni az NNLO korrekciót is.
- A magasabb rendű tagok figyelembevétele javítja a mérési adatokkal való egyezést.
- A rögzített rendű eredmény divergál mind az elülső mind a két-dzset tartományban $\Rightarrow$ a divergens járulékokat fel kell összegezni.
- A mért adatok látni valóan eltérnek az NNLO számolástól $\Rightarrow$ figyelembe kell venni hadronizációs korrekciókat is.



[Tulipánt, Kardos, SG
Eur. Phys. J. C 77 (2017) no.11, 749]

Felösszegzés

A rögzített rendű eredmény a két-dzset határesetben $\sim \alpha_S^n \ln^{2n-1} y$, $y = \cos^2(\chi/2)$ szerint divergál, vagyis az n-ed rendű korrekció tartalmaz $\{\ln^k y\}_{k=1}^{2n-1}$ alakú tagokat.

Amennyiben y kicsivé válik, $\ln y$ felnő és elegendően kis y-ra $\alpha_S^n \ln^{2n-1} y \sim 1$, $\forall n$, vagyis a rögzített rendű számolás (tehát az α_S szerinti sorfejtés) érvényét veszti.

Az $y \to 0$ határesetben a fizikailag helyes leíráshoz a logaritmikus tagokat fel kell összegezni a perturbációszámítás összes rendjében.

- a felösszegzés szisztematikusan javítható az egyre alacsonyabb rendű logaritmikus járulékok figyelembevételével: „vezető rendű logaritmikus felösszegzés" (leading logs: LL), illetve magasabb logaritmikus rendű korrekciók: NLL, NNLL, stb.

$$
\begin{array}{lcccccccccl}
\frac{1}{\sigma_t}\frac{d\Sigma}{d\cos\chi} \sim \frac{1}{y}\Big\{ \alpha_S \Big[& \log y & + & 1 & & & & & & \Big] & \text{LO} \\
\qquad + \alpha_S^2 \Big[& \log^3 y & + & \log^2 y & + & \log y & + & 1 & & \Big] & \text{NLO} \\
\qquad + \alpha_S^3 \Big[& \log^5 y & + & \log^4 y & + & \log^3 y & + & \log^2 y & \ldots & \Big]\Big\} & \text{NNLO} \\
 & \vdots & & & & & & & & & \\
 & \text{LL} & & \text{NLL} & & \text{NNLL} & & & & &
\end{array}
$$

Felösszegzett számítás az EEC esetén

Az EEC esetén a két-dzset tartományban felnövő logaritmikus járulékok felösszegzése teljesen ismert NNLL rendben

[de Florian, Grazzini 2005]

$$\left[\frac{1}{\sigma_t}\frac{\mathrm{d}\Sigma(\chi)}{\mathrm{d}\cos\chi}\right]_{(\mathrm{res.})} = \frac{Q^2}{8} H(\alpha_S) \int_0^\infty db\, J_0(b\, Q\sqrt{y}) S(Q, b)$$

A logaritmikus járulékokat a Sudakov alaktényező tartalmazza

$$S(Q, b) = \exp\left\{-\int_{b_0^2/b^2}^{Q^2} \frac{dq^2}{q^2}\left[A(\alpha_S(q^2))\ln\frac{Q^2}{q^2} + B(\alpha_S(q^2))\right]\right\}$$

Az $A(\alpha_S)$, $B(\alpha_S)$ és $H(\alpha_S)$ függvények nem tartalmaznak logaritmikus járulékokat, ezért ezeket ki lehet számolni perturbációszámítással (α_S szerinti sorfejtéssel)

$$A(\alpha_S) = \sum_{n=1}^\infty \left(\frac{\alpha_S}{4\pi}\right)^n A^{(n)}, \quad B(\alpha_S) = \sum_{n=1}^\infty \left(\frac{\alpha_S}{4\pi}\right)^n B^{(n)}, \quad H(\alpha_S) = 1 + \sum_{n=1}^\infty \left(\frac{\alpha_S}{4\pi}\right)^n H^{(n)}$$

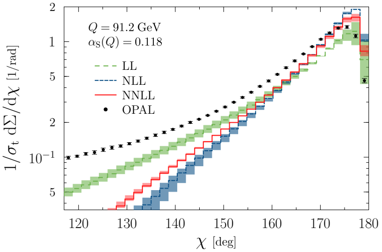
Felösszegzett számítás az EEC esetén

Az EEC esetén a két-dzset tartományban felnövő logaritmikus járulékok felösszegzése teljesen ismert NNLL rendben

[de Florian, Grazzini 2005]

$$\left[\frac{1}{\sigma_t}\frac{\mathrm{d}\Sigma(\chi)}{\mathrm{d}\cos\chi}\right]_{\text{(res.)}} = \frac{Q^2}{8}H(\alpha_S)\int_0^\infty db\, J_0(b\,Q\sqrt{y})S(Q,b)$$

- A felösszegzett eredmény helyesen írja le az adatok általános viselkedését a kis y tartományban (emlékeztetőül $y = \cos^2(\chi/2)$, vagyis kis y nagy χ szögnek felel meg).
- Ugyanakkor közepes és kis szögekre jelentősen eltér a mért adatoktól.



[Tulipánt, Kardos, SG
Eur. Phys. J. C 77 (2017) no.11, 749]

A rögzített rendű és felösszegzett eredmények összeillesztése

A rögzített rendű és felösszegzett számítások egymás kiegészítői: a mért adatokat különböző kinematikai tartományokon írják le.

Ahhoz, hogy a teljes EEC eloszlást a lehető legszélesebb kinematikai tartományon helyesen írjuk le, a rögzített rendű és felösszegzett eredmények összeillesztése szükséges.

Az NNLO+NNLL rendben összeillesztett számolás tartalmazza az összes rendelkezésre álló perturbatív információt:

- az első három sor összes tagját (NNLO)
- továbbá az első három oszlop minden tagját (NNLL)
- az első három sor első három tagját csak egyszer szabad figyelembe venni

$$
\frac{1}{\sigma_t}\frac{d\Sigma}{d\cos\chi} \sim \frac{1}{y}\left\{
\begin{array}{lccccccccl}
\alpha_S\Big[& \log y & + & 1 & & & & & \Big] & \text{LO} \\
+\,\alpha_S^2\Big[& \log^3 y & + & \log^2 y & + & \log y & + & 1 & \Big] & \text{NLO} \\
+\,\alpha_S^3\Big[& \log^5 y & + & \log^4 y & + & \log^3 y & + & \log^2 y & \ldots\Big]\Big\} & \text{NNLO} \\
 & \vdots & & & & & & & & \\
 & \text{LL} & & \text{NLL} & & \text{NNLL} & & & &
\end{array}
\right.
$$

Hadronizációs korrekciók

A parton-hadron átmenettel kapcsolatos korrekciókat nem lehet perturbatív módon kezelni, ezeket egyéb módszerekkel kell megbecsülni.

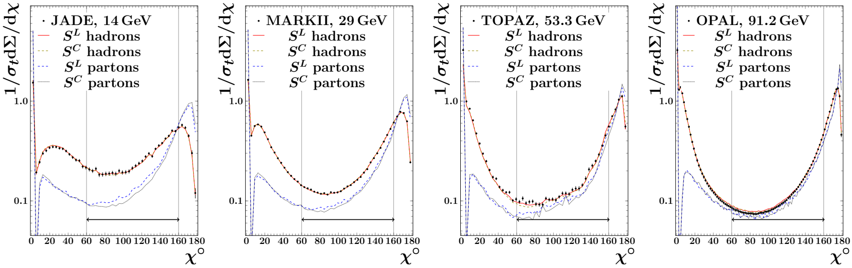
Ebben a munkában a hadronizációs korrekciókat modern Monte Carlo eseménygenerátorok segítségével becsültük meg.

- `Sherpa2.2.4`-el szimulált $e^+e^- \to 2, 3, 4, 5$ dzset események, a 2 dzset folyamat NLO pontossággal az `AMEGIC`, `COMIX` és `GoSam` programcsomagok felhasználásával, hadronizáció a Lund (S^L) illetve klaszter (S^C) modellel.
- `Herwig7.1.1`-el szimulált $e^+e^- \to 2, 3, 4, 5$ dzset események, a 2 dzset folyamat NLO pontossággal a `MadGraph5` és `GoSam`, programcsomagok felhasználásával, hadronizáció csak a klaszter (H^M) modellel.

Hadronizációs korrekciók: a Monte Carlo szimulációkban kapott hadronikus illetve partonikus EEC eloszlások hányadosai.

A szimulációk segítségével megbecsülhetőek az adatok közötti statisztikus korrelációk, amelyeket a kísérletek nem közöltek.

Monte Carlo szimulációval kapott partonikus (kék) és hadronikus (piros) EEC eloszlások különböző tömegközépponti energiákon:

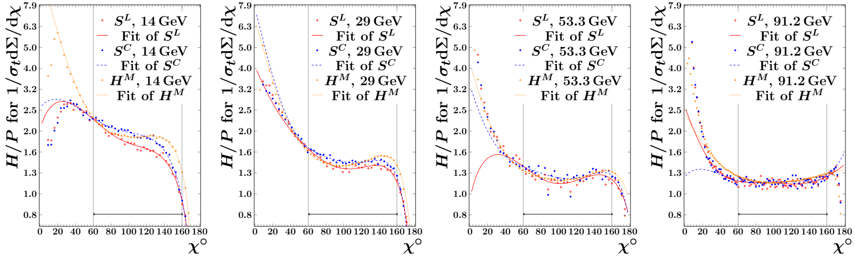


[Kardos, Kluth, SG, Tulipánt, Verbytskyi
Eur. Phys. J. C 78 (2018) no.6, 498]

- A hadronizációs korrekciók a tömegközépponti energiával $\sim 1/Q$ szerint csökkennek, 91.2 GeV-en nagyságuk O(10)%.

Hadronizációs korrekciók

A hadronikus és partonikus eloszlások hányadosai:



[Kardos, Kluth, SG, Tulipánt, Verbytskyi
Eur. Phys. J. C 78 (2018) no.6, 498]

- A statisztikus fluktuációk megszelídítése végett a hadronizációs korrekciókat sima függvényekkel illesztjük (ezek az illesztések csak a megjelölt tartományon belül érvényesek).

Az erős csatolás megillesztése

Az adatokat legjobban leíró α_{S} érték megkereséséhez a `MINUIT2` programcsomag segítségével minimalizáljuk az alábbi kifejezést:

$$\chi^2(\alpha_{\mathrm{S}}) = \sum_{\text{kísérletek}} \chi^2(\alpha_{\mathrm{S}})_{\text{kísérlet}}$$

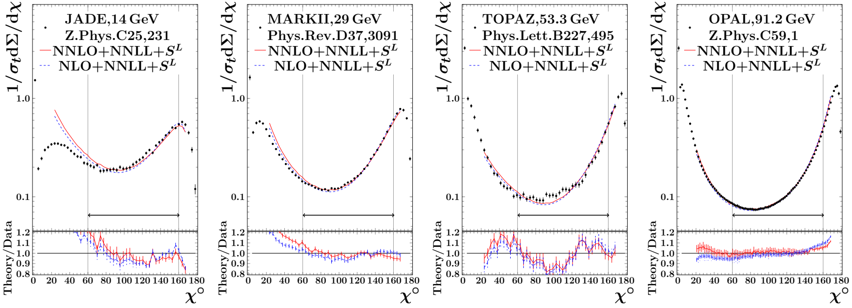
ahol az egyes kísérletekhez tartozó $\chi^2(\alpha_{\mathrm{S}})$ értékeket külön-külön értékeltük ki minden esetben:

$$\chi^2(\alpha_{\mathrm{S}}) = (\vec{D} - \vec{P}(\alpha_{\mathrm{S}}))V^{-1}(\vec{D} - \vec{P}(\alpha_{\mathrm{S}}))^T$$

- $\vec{D}$: a mért adatpontokból alkotott vektor
- $\vec{P}(\alpha_{\mathrm{S}})$: az elméleti eredményekből alkotott vektor
- V: a $\vec{D}$-hez tartozó kovariancia mátrix

Az erős csatolás megillesztése

Az illesztett NNLO+NNLL és NLO+NNLL pontosságú elméleti eredmények az S^L elrendezésben kapott hadronizációs korrekciókkal kiegészítve:



[Kardos, Kluth, SG, Tulipánt, Verbytskyi Eur. Phys. J. C 78 (2018) no.6, 498]

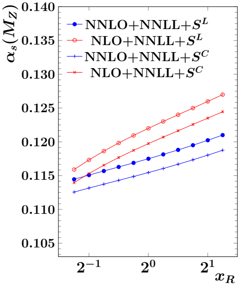
- Az illesztési tartomány, $\chi \in [60^\circ, 160^\circ]$, elkerüli azokat a szögeket, ahol akár az elméleti számolás, akár a kapott hadronizációs korrekciók nem megbízhatóak.
- A végeredmény érzéketlen az illesztési tartomány határainak $\pm 5^\circ$-al történő megváltoztatására.

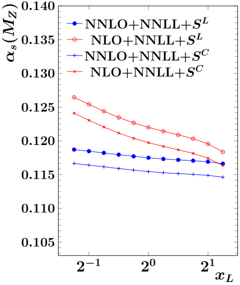
Az illesztés bizonytalanságai

Az illesztés bizonytalanságát az alábbiak szerint becsültük meg:

- a renormálási skála változtatása, $x_R = \mu_R/Q \in [1/2, 2]$: $(ren.)$
- a felösszegzési skála változtatása, $x_L \in [1/2, 2]$: $(res.)$
- a hadronizációs modell változtatása, S^L vs. S^C: $(hadr.)$
- a `MINUIT2`-ben implementált $\chi^2 + 1$ követelmény által adott bizonytalanság: $(exp.)$

Az NNLO+NNLL pontosságú számolás esetén az x_R-től és x_L-től való függés jóval kisebb az NLO+NNLL pontosságú számoláshoz képest.





Végeredmény

Az erős csatolás illesztett értéke NNLO+NNLL pontosságú elméleti eredmények és az S^L elrendezésben kapott hadronizációs korrekciók használata mellett:

$$\alpha_S(M_Z) = 0.11750 \pm 0.00018(exp.) \pm 0.00102(hadr.) \pm 0.00257(ren.) \pm 0.00078(res.)$$
$$\alpha_S(M_Z) = 0.11750 \pm 0.00287(comb.)$$

Amennyiben az elméleti eredmények csak NLO+NNLL pontosságúak (vagyis NNLO korrekciók nélkül), erős csatolás illesztett értéke:

$$\alpha_S(M_Z) = 0.12200 \pm 0.00023(exp.) \pm 0.00113(hadr.) \pm 0.00433(ren.) \pm 0.00293(res.)$$
$$\alpha_S(M_Z) = 0.12200 \pm 0.00535(comb.)$$

Az NNLO járulékok figyelembevétele döntő fontosságú a végeredmény bizonytalanságának csökkentése szempontjából: a bizonytalanság a felére csökken!

A kapott végeredmény konzisztens a világátlaggal ($\alpha_S(M_Z) = 0.1175 \pm 0.0029$ vs. $\alpha_S(M_Z)_{\mathrm{PDG2018}} = 0.1181 \pm 0.0011$), bizonytalansága versenyképes az egyéb elektron-pozitron szétsugárzásban végzett meghatározásokkal.

Összefoglalás

Bemutattam az erős csatolás egy új, NNLO+NNLL rendű elméleti számoláson alapuló meghatározását elektron-pozitron szétsugárzásban mért energia-energia korrelációból. A kapott végeredmény:

$$\alpha_S(M_Z) = 0.11750 \pm 0.00287$$

- A kapott érték konzisztens a világátlaggal. $(\alpha_S(M_Z)_{\mathrm{PDG2018}} = 0.1181 \pm 0.0011)$
- Bizonytalansága (2.4% rel.) versenyképes egyéb e^+e^- szétsugárzásban végzett mérésekkel.

Az NNLO korrekció jelentősége:

- az EEC eloszlás alakjának jobb leírása
- a kinyert $\alpha_S(M_Z)$ alacsonyabb értékek felé való elmozdítása
- az elméleti bizonytalanság felére csökkentése

Kitekintés

Legújabb fejlemények az EEC elméleti leírásával kapcsolatban:

- a rögzített rendű NLO korrekció analitikus meghatározása

  [Dixon, Luo, Shtabovenko, Yang, Zhu 2018]

- faktorizációs tétel levezetése az N^3LL logaritmikus rendű felösszegzéshez a két-dzset tartományban

  [Moult, Zhu 2018]

- a rögzített rendű NNLO korrekció kiszámítása $\mathcal{N} = 4$ sYM elméletben

  [Henn, Sokatchev, Yan, Zhiboedov 2019]

- NNLL logaritmikus rendű felösszegzés az elülső (kis χ) tartományban

  [Dixon, Moult, Zhu 2019]

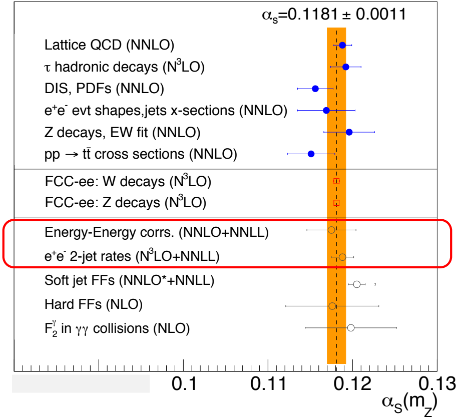
Az erős kölcsönhatás új, N^3LO+NNLL rendű elméleti számoláson alapuló meghatározása elektron-pozitron szétsugárzásban mért két-dzset rátából, 1.1%-os rel. bizonytalansággal:

$$\alpha_S(M_Z) = 0.11881 \pm 0.00063(exp.) \pm 0.00101(hadr.) \pm 0.00045(ren.) \pm 0.00034(res.)$$
$$\alpha_S(M_Z) = 0.11881 \pm 0.00131(comb.)$$

[Verbytskyi, Banfi, Kardos, Monni, Kluth, SG, Szőr, Trócsányi, Tulipánt, Zanderighi 2019]

Kitekintés

Az új meghatározások tükrében folyamatban van az erős csatolás világátlagának aktualizálása



[d'Enterria, Theory report on the 11th FCC-ee workshop, 2019]

Köszönöm a figyelmet!

Szingularitások átrendezése levonással

Ki szeretnénk számolni σ-t $\epsilon = 0$-nál

$$\sigma = \int_0^1 \mathrm{d}\sigma^{\mathrm{R}}(x) + \sigma^{\mathrm{V}} \qquad \text{ahol} \qquad \begin{aligned} &\mathrm{d}\sigma^{\mathrm{R}}(x) = \mathrm{d}x\, x^{-1-\epsilon} R(x)\,, \quad R(0) = R_0 < \infty \\ &\sigma^{\mathrm{V}} = R_0/\epsilon + V\,, \quad V < \infty \end{aligned}$$

Szingularitások átrendezése levonással

Ki szeretnénk számolni σ-t $\epsilon = 0$-nál

$$\sigma = \int_0^1 \mathrm{d}\sigma^{\mathrm{R}}(x) + \sigma^{\mathrm{V}} \qquad \text{ahol} \qquad \begin{aligned} &\mathrm{d}\sigma^{\mathrm{R}}(x) = \mathrm{d}x\, x^{-1-\epsilon} R(x)\,, \quad R(0) = R_0 < \infty \\ &\sigma^{\mathrm{V}} = R_0/\epsilon + V\,, \quad V < \infty \end{aligned}$$

1. Definiáljunk egy levonási ellentagot, $\mathrm{d}\sigma^{\mathrm{R,A}}(x)$-t, amelynek a szingularitás szerkezete megegyezik $\mathrm{d}\sigma^{\mathrm{R}}(x)$ szingularitás szerkezetével:

$$\mathrm{d}\sigma^{\mathrm{R,A}}(x) = \mathrm{d}x\, x^{-1-\epsilon} R_0$$

Szingularitások átrendezése levonással

Ki szeretnénk számolni σ-t $\epsilon = 0$-nál

$$\sigma = \int_0^1 \mathrm{d}\sigma^{\mathrm{R}}(x) + \sigma^{\mathrm{V}} \qquad \text{ahol} \qquad \begin{array}{l} \mathrm{d}\sigma^{\mathrm{R}}(x) = \mathrm{d}x\, x^{-1-\epsilon} R(x)\,, \quad R(0) = R_0 < \infty \\ \sigma^{\mathrm{V}} = R_0/\epsilon + V\,, \quad V < \infty \end{array}$$

1. Definiáljunk egy levonási ellentagot, $\mathrm{d}\sigma^{\mathrm{R,A}}(x)$-t, amelynek a szingularitás szerkezete megegyezik $\mathrm{d}\sigma^{\mathrm{R}}(x)$ szingularitás szerkezetével:

$$\mathrm{d}\sigma^{\mathrm{R,A}}(x) = \mathrm{d}x\, x^{-1-\epsilon} R_0$$

2. Használjuk az ellentagot a szingularitás átrendezésére:

$$\begin{aligned} \sigma &= \int_0^1 \left[\mathrm{d}\sigma^{\mathrm{R}}(x) - \mathrm{d}\sigma^{\mathrm{R,A}}(x)\right]_{\epsilon=0} + \left[\sigma^{\mathrm{V}} + \int_0^1 \mathrm{d}\sigma^{\mathrm{R,A}}(x)\right]_{\epsilon=0} \\ &= \int_0^1 \mathrm{d}x \left[\frac{R(x) - R_0}{x^{1+\epsilon}}\right]_{\epsilon=0} + \left[\frac{R_0}{\epsilon} + V - \frac{R_0}{\epsilon}\right]_{\epsilon=0} \\ &= \int_0^1 \mathrm{d}x\, \frac{R(x) - R_0}{x} + V \end{aligned}$$

Szingularitások átrendezése levonással

Ki szeretnénk számolni σ-t $\epsilon = 0$-nál

$$\sigma = \int_0^1 \mathrm{d}\sigma^{\mathrm{R}}(x) + \sigma^{\mathrm{V}} \qquad \text{ahol} \qquad \begin{aligned} \mathrm{d}\sigma^{\mathrm{R}}(x) &= \mathrm{d}x\, x^{-1-\epsilon} R(x)\,, \quad R(0) = R_0 < \infty \\ \sigma^{\mathrm{V}} &= R_0/\epsilon + V\,, \quad V < \infty \end{aligned}$$

1. Definiáljunk egy levonási ellentagot, $\mathrm{d}\sigma^{\mathrm{R,A}}(x)$-t, amelynek a szingularitás szerkezete megegyezik $\mathrm{d}\sigma^{\mathrm{R}}(x)$ szingularitás szerkezetével:

$$\mathrm{d}\sigma^{\mathrm{R,A}}(x) = \mathrm{d}x\, x^{-1-\epsilon} R_0$$

2. Használjuk az ellentagot a szingularitás átrendezésére:

$$\begin{aligned} \sigma &= \int_0^1 \left[\mathrm{d}\sigma^{\mathrm{R}}(x) - \mathrm{d}\sigma^{\mathrm{R,A}}(x)\right]_{\epsilon=0} + \left[\sigma^{\mathrm{V}} + \int_0^1 \mathrm{d}\sigma^{\mathrm{R,A}}(x)\right]_{\epsilon=0} \\ &= \int_0^1 \mathrm{d}x \left[\frac{R(x) - R_0}{x^{1+\epsilon}}\right]_{\epsilon=0} + \left[\frac{R_0}{\epsilon} + V - \frac{R_0}{\epsilon}\right]_{\epsilon=0} \\ &= \int_0^1 \mathrm{d}x\, \frac{R(x) - R_0}{x} + V \end{aligned}$$

3. Az utolsó sorban mindkét tag véges, numerikusan kiszámítható.