

Kenttäteoriaa faasiavaruuden reunalla

Samu Kurki

Teoreettisen fysiikan laudatur-seminaari, 26.2.2008

Sisältö

- 1 Kertausta ja kenttäteoriaa
- 2 Faasiavaruuden reunalla
- 3 Koherenssi DY:ssä

Hadronien rakenne

- Hyvin relativistisia ($M_H \gg \sum_i m_i$), sidottuja tiloja
- Koostuvat pistemäisistä partoneista, eli kvarkeista ja gluoneista (lukumäärä ei fiksattu)
- Kuvataan aaltofunktioilla $\Psi_{n/H}(x_i, \vec{k}_{\perp i}, \lambda_i)$, joissa etäisyyksiä $\gtrsim 1/\Lambda_{QCD} \simeq 1 \text{ fm} \rightarrow$ ei laskettavissa häiriöteorialla
- Partonisisältöä kuvaavat partonidistribuutiofunktiot $f_{i/H}(x)$, jotka kertovat todennäköisyyden löytää partoni i osuudella x_i hadronin H pitkittäisestä impulssista

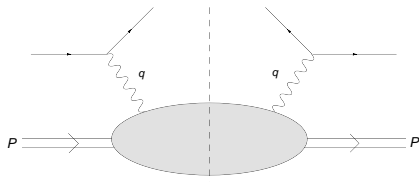
Kovat prosessit

- Suuri impulssinvaihto, jota kuvaa energiaskaala Q
- Asymptoottisesti vapaita partoneita, häiriöteoria toimii ($\alpha_{QCD} \rightarrow 0$)
- Perusideana faktorisaatio - kovat ja pehmeät prosessit epäkoherentteja
- Näissä mitataan hadronien rakennefunktoita, joista voidaan lukea PDF:t - saadaan tietoa hadronien partonisisällöstä

DIS kenttäteoriassa

- Syvä epäelastinen sironna (DIS):
 $e(k) + p(P) \rightarrow e(k') + X$, kova skaala $Q = \sqrt{-q^2}$
- Aiemmin: partonimalli, kirjoitettiin vaikutusalan yleinen Lorentz-rakenne
- Vaikutusala voidaan myös lausua optisella teoreemalla:

$$\sigma_{DIS}(q, P \rightarrow X) = \frac{1}{2s} \text{Im} M(q, P \rightarrow q, P)$$



DIS kenttäteoriassa

- Käsitellään operaattorituloekspansiolle (OPE), joka erottelee lyhyet ja pitkät etäisyydet:

$$O_1(x)O_2(0) \rightarrow \sum_n C_{12}^n(x)O_n(0)$$

- Näin todistetaan faktorisaatio, vastaava menettely muille koville prosesseille
- Johtaa twist-ekspansioon, jossa vaikutusala kehitetään sarjaksi kovassa skaalassa:

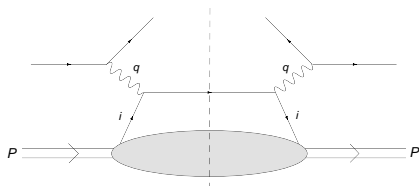
$$\sigma_{DIS} = A^{(0)} + A^{(1)}/Q + A^{(2)}/Q^2 + \dots$$

Käsilaukku

- Faktorisaatio ja twist-ekspansio pätevät kovien prosessien rajalla:

$$Q^2 \rightarrow \infty, \quad x_{Bj} \simeq x = \text{vakio}$$

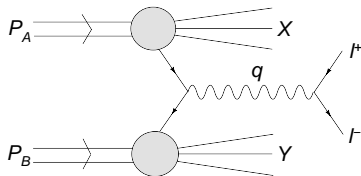
- Johtavan kontribuution antaa ns. käsilaukkugraafi:



Drell-Yan prosessi

- Korkeanenerginen hadroni-hadronisironna, jossa tuotetaan leptoni-antileptonipari, kova skaala

$$Q = \sqrt{q^2}$$



$$p_a = x_a P_A = (x_a P^0, 0, 0, x_a P^0)$$

$$p_b = x_b P_B = (x_b P^0, 0, 0, -x_b P^0)$$

Drell-Yan prosessi

- Faktorisaation mukaan vaikutusala on:

$$\sigma(P_A + P_B \rightarrow l^+ + l^- + X) = \int_0^1 dx_a \int_0^1 dx_b \sum_q f_q(x_a) f_{\bar{q}}(x_b) \\ * \hat{\sigma}(q(p_a) + \bar{q}(p_b) \rightarrow l^+ + l^-)$$

- Lausekkeessa esiintyvät PDF:t $f_q(x)$ ovat samoja kuin DIS:ssä!
- Faktorisaatio ja twist-ekspansio pätevät kovalla rajalla:

$$Q^2 \rightarrow \infty, \quad x_F \simeq x_a - x_b = \text{vakio}$$

Rajankäyntejä

- Tähän mennessä tarkasteltu prosesseja rajalla:

$$Q^2 \rightarrow \infty, \quad x = \text{vakio}$$

- Seuraavaksi keskitytään tapaukseen:

$$Q^2 \rightarrow \infty, \quad x \rightarrow 1$$

- Fysikaalisesti: yhdellä partonilla kaikki hadronin pitkittäisestä impulssista

Dynamiikkaa

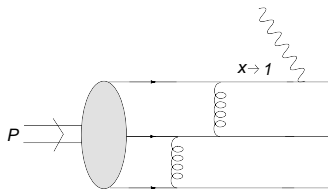
- Kyseiset tilat hyvin lyhytikäisiä, sillä:

$$\begin{aligned}\Delta E &= \sqrt{m_H^2 + p^2} - \sum_i \sqrt{m_i^2 + (x_i p)^2 + p_{\perp i}^2} \\ &\simeq - \sum_i \frac{m_i^2 + p_{\perp i}^2}{2x_i p}\end{aligned}$$

- $\sum_i x_i = 1$ ja yhdelle partonille $x \rightarrow 1$, tällöin muut $x_i \rightarrow 0$ ja epätarkkuus energiassa suuri
- $\Delta t \simeq 1/\Delta E$ pieni, etäisyydet myös pieniä \rightarrow häiriöteoria sovellettavissa!

Dynamiikkaa

- Hadronien PDF:t laskettavissa puutason graafeista valenssikvarkeilla, esimerkiksi:



- Saadaan $f_q(x) \propto (1 - x)^{2n_s - 1}$, jossa n_s on niiden valenssikvarkkien määrä, joille $x_i \rightarrow 0$

BB-rajankäynti

- Määritelmä:

$$Q^2 \rightarrow \infty, \quad Q^2(1-x) = \text{vakio}$$

- DIS:n lopputilan massan neliölle pätee:

$$W^2 \simeq \frac{Q^2}{x}(1-x) + M_p^2$$

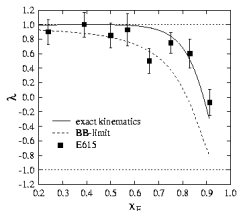
- BB-rajaja sopii siis eksklusiivisille prosesseille - esiintyy koherenssia, päteekö faktorisaatio?

Kulmariippuvuus

- DY-prosessissa $\pi^- + N \rightarrow \mu^+ \mu^- + X$ myoniparin kulmariippuvuus yleisesti muotoa:

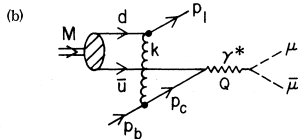
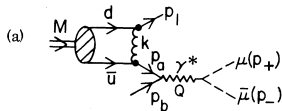
$$\frac{d\sigma}{d\cos\theta} \propto 1 + \lambda \cos^2\theta$$

- Kovan prosessin rajalla $\lambda = 1$, vahvistettu kokeellisesti
- Kuitenkin hyvin suurilla x_F havaittu $\lambda \rightarrow -1$!



Kulmariippuvuus

- Puutason graafit tapauksessa $x_F \rightarrow 1$ (Berger & Brodsky):



BB:n tuloksia

- Antikvarkki on kaukana massakuoreltaan:

$$p_a^2 = -\frac{k_{\perp}^2 + xm_q^2 - x(1-x)m_{\pi}^2}{1-x} \rightarrow -\infty$$

- Samoin gluoni (asymptoottinen vapaus):

$$k^2 = \frac{1}{2}(p_a^2 + m_q^2) - \frac{1}{4}m_{\pi}^2 \rightarrow -\infty$$

- Amplitudin neliö voidaan laskea:

$$\sum |M|^2 \propto (1-x)^2(1 + \cos^2 \theta) + \frac{4}{9} \frac{k_{\perp}^2}{Q^2} \sin^2 \theta$$

Polarisaatio

- Virtuaalisella fotonilla kolme polarisaatiota: $\lambda = 0, \pm 1$
- $\lambda = 0$ johtaa parituotossa $\sin^2 \theta$ kulmariippuvuuteen, $\lambda = \pm 1$ antaa $1 + \cos^2 \theta$
- Unohdetaan leptonipari, kuvataan ftonia amplitudissa polarisaatiovektorilla $\epsilon_{\lambda}^{\mu}(q)$
- Formaalisimmin: korvataan amplitudissa fotonin propagaattori kaavalla

$$\sum_{\sigma=0,\pm 1} \epsilon_{\sigma}^{\mu}(k)^* \epsilon_{\sigma}^{\nu}(k) = -g^{\mu\nu} + \frac{k^{\mu}k^{\nu}}{k^2}$$

Polarisaatio

- BB-rajalla $Q^2(1 - x_F) = \text{vakio } \epsilon_0^\mu(q)$ antaa suurimman kontribuution, siis havaitun $\sin^2 \theta$ -riippuvuuden!
- Vaihdetaan pionin tilalle rho-mesoni (spin 1) $\rightarrow \epsilon_{\pm 1}^\mu(q)$ dominoivat, kulmariippuvuus $1 + \cos^2 \theta$
- Hadronin helisiteetti näyttää siirtyvän virtuaaliselle fotonille - koherenssiefekti, jossa mukana hadronin koko aaltofunktio

Loppusanat

- BB-raja antaa kvalitatiivisesti oikeita tuloksia, kun $x \rightarrow 1$
- BB-rajalla esiintyy koherenssia, liittyy eksklusiivisiin prosesseihin, faktorisaatio?
- Seuraavaksi laskettava $p + N \rightarrow \mu^+ \mu^- + X$ BB-rajalla (20 graafia?)