16. A nagyenergiás fizika elemei

Renorm. csoport és 't Hooft Weinberg-egyenlet

Renormálás: Green-fv-ek végesek már, de μ-függőek, azaz nem egyértelműek

így a módszer: csupasz $\mathcal{L}$ → ren. Green-fv → S-mátrix →

→ fizikai paraméterek → renormált paraméterek → csupasz $\mathcal{L}$

kérdés: mi a kapcsolat két renormálás között?

$W = \ln Z$, összefüggő Green-fv-ek funkcionálja

ebből Legendre-trafóval 1PI-k lesz.

$W(J, g, m)$ (J forrás), és $\phi_r = Z_3^{-1/2}\phi$, $g_r = Z_g^{-1} g$, $m_r^2 = Z_m^{-1} m^2$

$W(J, g, m) = W_r(J_r, g_r, m_r, \mu) \Leftrightarrow W_r(J_r', g_r', m_r', \mu)$

kell: $S'(p, g_r', m_r') = S^{fiz}(p, g^{fiz}, m^{fiz}) = S(p, g_r, m_r)$

gyakorlatban: $S_k' - S_k = \mathcal{O}(g_r^{k+1})$ k. rendben nem egzaktul teljesül az egyenlőség

↑ ezek még m_r-en, g_r-en keresztül függenek μ-től

Dimenziós regularizáció, $\overline{MS}$ renormálás

$g = g_0 \mu_0^{\epsilon}$, $g_r = g_e \mu^{\epsilon}$ $\epsilon = \frac{D}{2} - 2$, μ_0, g_0 fix, μ, g_r, g_e változó

g_0, g_e dimenziótlan

$m_R^2 = Z_m^{-1} m^2$
$g_r = Z_g^{-1} g$

$\frac{dg}{d\mu} = \frac{dm}{d\mu} = \emptyset$, mert ezek a csupasz paraméterek

$\hookrightarrow$ $g_R(\mu) = \left(\frac{\mu_0}{\mu}\right)^{\epsilon} Z_g(\mu)^{-1} g_0$

$m_R(\mu) = Z_m(\mu)^{-1/2} m$

ren. csop. egyenletek

$$\mu \frac{dg_e}{d\mu} = \beta$$

$$\mu \frac{dm_R}{d\mu} = -m_R \gamma_m$$

$\beta, \gamma_m (g_e, m_e, \mu)$: $\beta = -\epsilon g_e - \frac{\mu}{Z_g}\frac{dZ_g}{d\mu} g_e$

$\gamma_m = \frac{\mu}{2 Z_m}\frac{dZ_m}{d\mu}$

$\boxed{\beta(g_e) \text{ és } \gamma_m(g_e)}$ ←

de MS és $\overline{MS}$: tömegfüggetlenek, és így μ-független is, mert csak m_e/μ-től függhetnének

Γ: összefüggő, trunkált Green-fv: $\frac{d}{d\mu}\Gamma_n^0(p, g, m)\Big|_{g,m} = \emptyset$ (csupasz Γ)

$\Gamma_n^0 = Z_3^{-n/2}\Gamma_n^r \Rightarrow \Big| -\frac{n}{2}\left(\frac{d}{d\mu}Z_3\right)\frac{\Gamma_n^r}{Z_3} + Z_3^{-n/2}\left(\frac{\partial}{\partial\mu} + \frac{dg_R}{d\mu}\frac{\partial}{\partial g_R} + \frac{dm_e}{d\mu}\frac{\partial}{\partial m_e}\right)\Gamma_n^r = \emptyset$

Innen: $\left(\mu\frac{\partial}{\partial\mu}+\beta\frac{\partial}{\partial g_0}-\gamma_m m_e\frac{\partial}{\partial m_e}-n\gamma\right)\Gamma_n^r=0 \in$ |'t Hooft - Weinberg|

$\gamma=\frac{\mu}{Z_3}\frac{\partial Z_3}{\partial\mu}$ és β és γ_m előző egyenletbe való behelyettesítésével

(innentől elhagyjuk r indexet!!)

$\Gamma_n(\lambda p, g, m, \mu)=\mu^{4-n}F_n\left(\frac{\lambda p}{\mu}, g, \frac{m}{\mu}\right)$ alakú a μ-függés

$$\Rightarrow \left(\mu\frac{\partial}{\partial\mu}+m\frac{\partial}{\partial m}+\lambda\frac{\partial}{\partial\lambda}-4+n\right)\Gamma_n(\lambda p, g, m, \mu)=0$$

bevezetjük $t=-\ln\lambda$ változót: $\left(\frac{\partial}{\partial t}+\beta(g)\frac{\partial}{\partial g}-(1+\gamma_m(g))m\frac{\partial}{\partial m}+\omega_n(g)\right)\Gamma_n(e^t p, g, m, \mu)=$

$$\omega_n(g)=4-n-n\gamma(g)$$

Futó csatolás és tömeg $\quad \bar g\left(\frac{\mu}{\lambda}\right), \bar m\left(\frac{\mu}{\lambda}\right)$

$$\frac{\mu}{\lambda}\frac{d\bar g(\frac{\mu}{\lambda})}{d\frac{\mu}{\lambda}}=\beta(\bar g) \quad \text{és} \quad \frac{\mu}{\lambda}\frac{1}{\bar m}\frac{d\bar m(\frac{\mu}{\lambda})}{d\frac{\mu}{\lambda}}=-1-\gamma_m(\bar g)$$

vagy $\quad \frac{d\bar g}{dt}=\beta(g) \quad \frac{1}{\bar m}\frac{d\bar m}{dt}=-1-\gamma_m(\bar g) \quad , \bar g(t=0)=g$

$\bar m(t=0)=m$

teljes deriváltak!!

akkor: $\left(\frac{d}{dt}+\omega_n(\bar g)\right)\Gamma_n(e^t p, \bar g, \bar m, \mu)=0$

$\bar g(t), \bar m(t), \omega_n(\bar g)$ ismeretében ez egy szétválasztható diff-egyenlet

$$\Gamma_n(e^{-t}p, \bar g(t), \bar m(t), \mu)=\Gamma_n(p, g, m, \mu)\, e^{-\int^t dt'\,\omega_n(\bar g(t'))}$$

$p\to e^t p$ cserével, és exp-sal való átosztás után

$$\Gamma_n(e^t p, g, m, \mu)=\Gamma(p, \bar g(t), \bar m(t), \mu)\, e^{(4-n)t-n\int^t dt'\,\gamma(\bar g(t'))}$$

ez az egyenlet megadja Γ aszimptotikus viselkedését, mivel ha ismerjük egy adott p-nél $\Rightarrow$ kiszámíthatjuk $e^t p$-nél

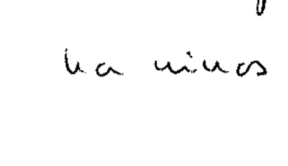
ha nincs divergencia: $\beta=\gamma_m=\gamma=0$, és így:

$$\circledast \quad \Gamma_n(e^t p, g, m, \mu)=(e^t)^{4-n}\,\Gamma_n(p, g, m, \mu)$$

most nézzük a "$t\to\infty$" esetet, itt nagy hatványszámolás lesz, tömeg elhagyható

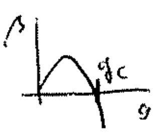
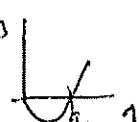
$4-n\to 4-n-\left|n\int^t dt'\,\gamma(g(t'))\right| \to$ anomális dimenzió lesz $\circledast$-hoz képest

$\beta(g)=b\,g^n+\mathcal{O}(g^{n+2})$, $n\geq 1$ többnyire; QCD: $n=3$



$b>0 \quad$ QED $\quad \bar g(t)\to {0 \atop \infty}$ ha $t\to\mp\infty$

$b<0 \quad$ QCD $\quad \bar g(t)\to {0 \atop \infty}$ ha $t\to\pm\infty$ (aszimptotikus szabadság!)

egyéb lehetőség:  vagy  ekkor $\int^t dt'\,\gamma(\bar g(t'))\approx\gamma(g_c)\cdot t$

QCD: $\beta(\bar g) = -\beta_0 \bar g^3 + \mathcal{O}(\bar g^5) \Rightarrow \bar g(t)^2 = \frac{g^2}{1+2\beta_0 g^2 t}$

így $\Gamma_n \to \Gamma(p, \theta, \mu)(e^t)^{4-n} (2\beta_0 g^2 t)^{-\frac{n\gamma_0}{2\beta_0}}$

és $\gamma(\bar g) = \gamma_0 \bar g^2 + \mathcal{O}(\bar g^4)$

[QED $\beta(\bar g) = \beta_0 \bar g + \mathcal{O}(\bar g^3) \Rightarrow \bar g(t)^2 = \frac{g^2}{1-2\beta_0 g^2 t}$

itt $\gamma_m(\bar g) = \gamma_{m0} \bar g^2 + \mathcal{O}(\bar g^4)$ $\quad \bar m(t) \xrightarrow[\infty]{t} 0$ ha $\gamma_m > -1$!]

1 hurok számolás: $\beta_0 = -\frac{1}{(4\pi)^2} \frac{11 C_a - 4 T_F N_f}{3}$ ha $N_f < \frac{33}{2} \Rightarrow \beta_0 < 0$

és ekkor aszimptotikusan szabad az elmélet!

csak Yang-Mills elmélet lehet aszimptotikusan szabad

egyéb korrekciók után következő eredményt kapjuk:

$$\bar g^2 = \frac{g^2}{1+\beta_0 g^2 \ln\left(-\frac{q^2}{\mu^2}\right)} = \frac{1}{\beta_0 g^2 \ln\left(\frac{-q^2}{\Lambda_{QCD}}\right)}$$

ha $\Lambda_{QCD} = \mu e^{-\frac{1}{2\beta_0 g^2}}$

ua ez a dimenzionális transzmutáció

Λ_{QCD} lett, mikor csak g volt!

Nagyenergiás fizika, kis mese

renorm. csop. egyenletek + pQCD $\Rightarrow$ jet fizika

$q\bar q g$ végállapotok

soft fizika: hadronizáció ezzel szemben

partonok, fragmentáció: QCD, de nem pQCD!

fenomenológiai modellek

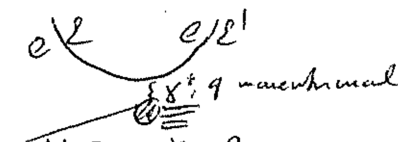
- Feynman-field modellek $\underset{q}{\to} \bar q / q \to \bar q / q \to \bar q / q \to$ így veszti el lassan az energiáját egy kvark
- Lund-modell: fragmentációt írja le hadronikus húrral
  1 GeV/c húrállandó
- parton-shower: alacsony energiás rezonancia keltés

jet: nagyenergiás részecskenyaláb, pQCD írja le

fontos eredmények jet fizikából $\quad s_q = 1/2 \quad \sigma_{2jet}$-ből

$s_g = 1 \quad \sigma_{3jet}$-ből

DIS, mélyen rugalmatlan szórás



QED: elsőrendben
QCD: egyelőre egzaktul

kis tömeg...

$s=(p+k)^2$ $\quad t=q^2=(k-k')^2\approx-2kk'$

$u=W^2=(p+q)^2=p_x^2>0$ $\quad (k^2\approx k'^2\approx 0)$

LAB: $p=(M,0)$ $\quad s=M(2E+M)$

$q^2=-4EE'\frac{\sin^2\theta}{2}$ $\quad W^2=M^2+2M(E-E')+q^2$

fizikai tartomány: $s\geq M^2$ $\quad q^2\leq 0$ $\quad W^2\geq(M+m_\pi)^2$

W helyett $\nu=\frac{pq}{M}$ $\quad$ Björken-x

$$2M\nu+q^2\geq m_\pi(2M+m_\pi) \qquad x_{Björken}=\xi=\frac{q^2}{2M\nu}\in(0,1]$$

$$\langle eX|T|eN\rangle=\bar u_{\sigma'}(k')\,e\gamma^\mu u_\sigma(k)\frac{1}{k^2}\langle X|-eJ_\mu^{hadron}|N\rangle$$

$$\sigma_{tot}=\frac{1}{16k_p}\underbrace{\sum_{\sigma,\lambda,\sigma'}}_{\text{polarizáció spin}}\int\frac{d^3k'}{(2\pi)^3 2k'_0}\underbrace{\sum_X}_{\text{szám, típus}}(2\pi)^4\delta(p+k-k'-p_x)\,|\langle eX|T|eN\rangle|^2$$

$$=\frac{1}{kp}\left(\frac{\alpha}{q^2}\right)^2L^{\mu\nu}W_{\mu\nu},\ \text{ha}\ L^{\mu\nu}=\frac14\sum_{\sigma\sigma'}(\bar u_{\sigma'}(k')\gamma^\mu u_\sigma(k))^*(\bar u_{\sigma'}\gamma^\nu u_\sigma)$$

$$W^{\mu\nu}=\frac{1}{2\pi}\int d^4x\,e^{iqx}\frac12\sum\langle p,\lambda|j_\mu^{hadron}(x)j_\nu(0)|p\rangle$$

kijön $L^{\mu\nu}=k'^\mu k^\nu+k'^\nu k^\mu+\frac{q^2}{2}g^{\mu\nu}$

- Fénykúp-dominanciát tapasztalunk: $0\leq x^2\leq\frac{c}{-q^2}$ adja a fő járulékot
- $W_{\mu\nu}=\frac{1}{\pi}\,\mathrm{Abs}\,T_{\mu\nu}:=\frac{1}{\pi}\frac{1}{2i}\lim_{\epsilon\to 0}\left(T_{\mu\nu}(q_0+i\epsilon)-T_{\mu\nu}(q_0-i\epsilon)\right)$

  $T_{\mu\nu}$: γ^* előre-Compton-szórása N-en
- Lorentz-kovariancia + árammegmaradás $\Rightarrow W_{\mu\nu}=W_1(\nu,-q^2)\left(\frac{q_\mu q_\nu}{q^2}-g_{\mu\nu}\right)$
  $+W_2(\nu,-q^2)\frac{1}{M^2}\left(p_\mu-\frac{pq}{q^2}q_\mu\right)\left(p_\nu-\frac{pq}{q^2}q_\nu\right)$

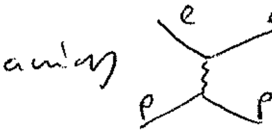
W_1, W_2 struktúra-függvények

$$E'\frac{d\sigma}{dk'}=\frac{\alpha^2}{2pk(-q^2)}\left(2W_1+\left(\frac{4(pk)(pk')}{-Mq^2}-1\right)W_2\right)$$

Laborban: $\frac{d\sigma}{d\Omega\,dE'}=\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Mott}\left(2W_1\,tg^2\frac{\vartheta}{2}+W_2\right)/2M$

↳ relativisztikus e^- szóródása Coulomb-téren $=\frac{\alpha^2}{4E^2}\frac{\cos^2\vartheta/2}{\sin^4\vartheta/2}$

Ugyanúgy



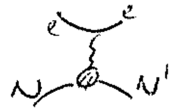
$$\langle N(p_2)|j_\mu(0)|N(p_1)\rangle=\bar u(p_2)\left[F_1((p_1-p_2)^2)\gamma^\mu+F_2((p_1-p_2)^2)\,i\sigma_{\mu\nu}q^\nu\right]u(p_1)$$

$F_{1,2}$: Dirac-féle form-faktorok

$G_M(Q^2)=F_1(Q^2)+2MF_2(Q^2)$ $\quad$ El. és mágn. form-faktorok $\quad G_E=\underset{\text{proton mágn. momentum}}{\mu}G_M$

$G_E(Q^2)=F_1-F_2\frac{Q^2}{2M}$

Itteni eredmény $\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Mott}\left[G_M^2 \frac{Q^2}{2M}\mathrm{tg}^2\frac{\vartheta}{2} + \left(G_E^2+G_M^2\frac{Q^2}{4M^2}\right)/\left(1+\frac{Q^2}{4M^2}\right)\right]\frac{E'}{E} \sim \frac{1}{Q^6}$

rugalmatlan nukleon-szórás:  $\sigma_{DIS} \xrightarrow[\infty]{Q^2} 0$ a várakozás, de nem!

$\nu W_2(\nu, Q^2) = 2M F_2\left(\xi = \frac{Q^2}{2M\nu}\right)$: Bjorken-skálázás

$F_2(\xi) = \xi F_1(\xi)$, ha $W_1(\nu, Q^2) = F_1(\xi)$ (Callan-Gross összefüggés)

Parton-modell: Magyarázat arra, hogy σ miért vág le Q^2-tel és miért nem tart mégis nullához. Mert a formfaktorok alapján ez kéne!

$G_E = G_M = 1$, formfaktorok csak $\xi = \frac{Q^2}{2M\nu}$-n keresztül függjenek Q^2-től
$\Rightarrow$ pontszerű részecskék kellenek!

így: $\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Mott}\left(1+\frac{Q^2}{M\nu}\mathrm{tg}^2\frac{\vartheta}{2}\right)\delta\left(\nu - \frac{Q^2}{2M}\right) \Rightarrow W_1 = \xi\,\delta(1-\xi)$
$W_2 = \frac{2M}{\nu}\delta(1-\xi)$

fizikai kép: a foton kilök egy partont, és azzal hat kölcsön
nukleon: koherens partonegyüttes, utána kilökött parton + maradék = X lesz

1 parton járuléka: $p_i = \xi_i p$, $m_i = \xi_i M$ $\xi_i \in [0,1]$ $\nu_i = \frac{p_i q}{m_i} = \nu$ éppen

$W_1^i = \frac{1}{\xi_i}\frac{e_i^2 Q^2}{2m_i^2}\delta\left(\nu_i - \frac{Q^2}{2m_i}\right) = e_i\,\delta(\xi_i - \xi)$

$W_1(\nu, Q^2) = \sum_i \int_0^1 d\xi_i\, W_1^i f_i(\xi) = \sum e_i^2 f_i(\xi) = F_1(\xi)$ (Bjorken-skálázás ✓)

$\frac{\nu W_2(\nu, Q^2)}{2M} = \sum_i e_i^2 \xi_i f_i(\xi) = F_2(\xi)$ $F_2(\xi) = \xi F_1(\xi)$ ✓

proton: $uud + q\bar{q} + g$ $u = u_{valencia} + S$ (sea, tenger-kvarkok) $S = \bar{u} = \bar{d} = s = \bar{s} = \bar{c} = c$
$d = d_{valencia} + S$

$\int_0^1 d\xi\, u_v(\xi) = 2$

$\int_0^1 d\xi\, d_v(\xi) = 1$ mérés: 

$\sum_{q\bar{q}} \int_0^1 d\xi\, q(\xi) \approx 0{,}5$

$F_2^{em}(\xi) = \xi\left[\frac{4}{9}u(\xi) + \frac{1}{9}d(\xi) + \frac{1}{9}s(\xi) + \frac{4}{9}\bar{u}(\xi) + \dots\right)$ (elektromágneses f.f.)

$F_2(\xi) = 2\xi\left[d(\xi) + s(\xi) + \bar{u}(\xi) + \bar{c}(\xi)\right]$
(−1/3 és −2/3 töltésűek, ahol csak lehet $\Delta Q = +1$ átmenet)

Operátor-szorzat kifejtés: $A(x)\,B(y) \xrightarrow[y]{x} \sum_{i=0}^{\infty} c_i(x-y)\, O_i\left(\frac{x+y}{2}\right)$ és O_i nem szingulá csak c_i!

Fénykúp-kifejtés: $A(x)\,B(0) \longrightarrow \sum_{i,n} C_n^{(i)}(x^2)\, x^{\mu_1}\cdots x^{\mu_n}\, O^{(i)}_{\mu_1\cdots\mu_n}(0)$

pl $A = B = j^{hadron}$ vagy hasonlók

Ezt alkalmazhatjuk a renorm.-csop egyenletekre

Sorfejtés: $F(q, p_1 \ldots p_n) = \sum_{i,N} \tilde{C}_N^{(i)}(q^2)\, q^{\mu_1} \ldots q^{\mu_N}\, E^{(i)}_{\mu_1 \ldots \mu_N}(p_1 \ldots p_n)$

$F(q, p_i) = F_T\left[\langle 0 | T(j(x)\, j(0)\, \phi(x_1) \ldots \phi(x_n)) | 0 \rangle\right]$ volt

ekkor $E^{(i)}_{\mu_1 \ldots \mu_N}(p_1 \ldots p_n) = F_T\left[\langle 0 | T(O^{(i)}_{\mu_1 \ldots \mu_N}\, \phi(x_1) \ldots \phi(x_n)) | 0 \rangle\right]$

úgye a ren. csop. egyenlet: $\mathcal{D} := \mu \frac{\partial}{\partial \mu} + \beta(g) \frac{\partial}{\partial g} - \gamma_m(g)\, m \frac{\partial}{\partial m}$ esetén

$$(\mathcal{D} + 2\gamma_j(g) - n\, \delta\gamma(g))\, F = 0$$

$$\Rightarrow (\mathcal{D} + 2\gamma_i(g) - n\gamma^{(i)}(g))\, \tilde{C}_N^{(i)}(q^2) = 0$$ lesz! (többi tag, tényező eset)

megoldás: $\tilde{C}_N^{(i)}\left(-\frac{g^2}{\mu^2}, g, m\right) = \tilde{C}_N^{(j)}(1, \bar{g}(t), \bar{m}(t))\, T e^{\int dt (2\gamma_i(\bar{g}(t)) - \gamma^{(i)}(\bar{g}(t)))}$

Momentum - összegszabályok

Elöre - Compton - szórás: $T[j_\mu(x)\, j_\nu(x')] = (\partial_\mu \partial'_\nu - g_{\mu\nu}\, \partial \partial')\, O_L + (\ )\, O_2^{\text{longitud}}$

$+ \ldots$

felbonthjuk lehetséges komponensekre

ezen O-kat fénykúp sorfejtjük

$T_{\mu\nu} = \int d^4y\, e^{iqy} \langle p | T(j_\mu(y)\, j_\nu(0)) | p \rangle$ spinátlag, ez sorfejthető ekkor C-kel

végül $W_{\mu\nu} = \text{Abs}\, T_{\mu\nu}$ és struktúra függvények is sorjönnek C-kel

azt, hogy n.-ezt nullán helyett évarkon is lehet, $\tilde{C}$-k ugyanazok lesznek

Altarelli - Parisi egyenletek (GLAP): parton sűrűségek Q^2-beli fejlődése

$$\frac{\partial}{\partial \ln Q^2} q_i(\xi, Q^2) = \frac{\bar{g}(Q^2)}{8\pi^2} \int_\xi^1 \frac{dy}{y} \left(p^{qq}(y)\, q_i\left(\frac{\xi}{y}, Q^2\right) + p^{qg}(y)\, G\left(\frac{\xi}{y}, Q^2\right)\right)$$

$$\frac{\partial}{\partial \ln Q^2} G(\xi, Q^2) = \frac{\bar{g}(Q^2)}{8\pi^2} \int_\xi^1 \frac{dy}{y} \left(p^{gq}(y)\, q_i\left(\frac{\xi}{y}, Q^2\right) + p^{gg}(y)\, G\left(\frac{\xi}{y}, Q^2\right)\right)$$

összefoglalva: $$\frac{\partial N_i}{\partial \ln Q^2}(\xi, Q^2) = \frac{\bar{g}(Q^2)}{8\pi^2} \sum_j \int \frac{dy}{y} P_{ji}(y)\, N_j\left(\frac{\xi}{y}, Q^2\right)$$

p^{qq}, p^{gq}, p^{qg} ; q_j, G

p^{ij}: $i \to j$ átmenet

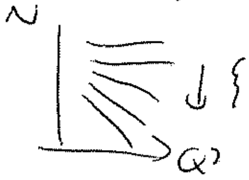
ezek ξ-ben polinomok, esetleg egyszerű egyéb fv-ek

folyamat: $F_i(\xi, Q^2)$ adatok — GLAP

$\Lambda_{\overline{MS}}$ — parton-eloszlás (Rosenfeld táblák pl.)

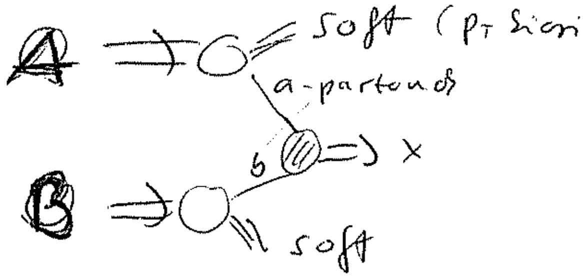
megoldás, mérésből

N, ξ, $\leftarrow Q^2$ nő



N, Q^2, $\downarrow \xi$ nő, laposodik, eloszlás

Hadron-hadron ütközések leírása



$a+b\to X$: kemény folyamat

$\hat\sigma^{ab\to X} = ?$ $G_{a/A}(x_a, Q^2)$ partoneloszlás

$$\sigma^{A+B\to X+\text{soft}} = \sum_{a,b}\int_0^1 dx_a\, dx_b\, G_{a/A}(x_a,Q^2)\, G_{b/B}(x_b,Q^2)\, \hat\sigma^{ab\to X}$$

pQCD-vel ez

faktorizáció: $$\hat\sigma^{ab\to X} = \sum_{\alpha\beta}\int_0^1 dx_\alpha\, dx_\beta\, G_{\alpha/a}(x_\alpha, M^2)\, G_{\beta/b}(x_\beta, M^2)\, \hat\sigma^{\alpha\beta\to X}$$

szingularitás ebben   ez más véges

általánosabban $A+B\to C+X+\text{soft}$

$$\sigma = \sum\int G_{a/A}\, G_{b/B}\sum_{c_i}\hat\sigma^{ab\to c_i+X}\, F_{C/c_i}(x_c, Q^2, M^2)$$

fragmentációs függvény

példa: nagy p_T-jű jet keltés $p\bar p$-ben

$$E_{jet}\frac{d\sigma}{dp_{jet}} = \sum_{abcd=q\bar q g}\int_0^1 dx_a\, dx_b\, G_{a/p}(x_a,Q^2)\, G_{b/\bar p}(x_b,Q^2)\, \underbrace{E_{jet}\frac{d\hat\sigma}{dp_{jet}}}_{\delta(\hat s+\hat t+\hat u)\frac{1}{16\pi^2}|M_{ab\to cd}|}$$

"c" a jet itt

mátrixelemek fagráf szinten vannak

pl: $q\bar q'\to q\bar q'$ $M = g^4\frac{4}{9}\frac{\hat s^2+\hat u^2}{\hat t^2}$ és a többi...

$\frac{d\hat\sigma}{d\cos\vartheta}\sim\frac{1}{\sin^4\frac{\vartheta}{2}}$ lesz, mint Rutherford-szórásnál

végül: pQCD a kemény (nagy imp. átadású) folyamatokra jó, kísérletekkel egyező leírását adja. Hiba $\lesssim 50\%$