Auf der Spur von Instantonen – grundlegenden Tunnelprozessen in der Teilchenphysik

F. Schrempp, DESY

in Zusammenarbeit mit

A. Ringwald

1. **Instantonen**
   - Instantonen in QCD
   - Illustration: Ein Quantenmechanisches Instanton
   - (Leichte) Quarks und Chiralitätsverletzende Prozesse
2. **Instanton Störungstheorie in der Tief-Unelastischen $e^{\pm}P$ Steuung**
   - Inklusive Wirkungsquerschnitte
   - Gültigkeitsbereich und QCD-Simulationen auf dem Gitter
3. **Rate bei HERA**
4. **Instanton-Suche**
5. **Zusammenfassung**

Kopie erhältlich via WWW:

http://www.desy.de/~t00fri/talks/talks.html

– Karlsruhe, Juli 1998 –

1. Instantonen

1.1 Instantonen in QCD

- **Grundzustand in QCD ("Vakuum"):** "Suppe" aus Gluonen und Quarks, die in komplizierter (nicht störungstheoretisch zugänglicher) Weise wechselwirken.$\Leftarrow$ Schlagwort: **TOPOLOGIE!**

- Eichfelder $A^Q{}_\mu(x)$ tragen ganzzahlige, erhaltene topologische Quantenzahl $\boldsymbol{Q}$: Wirkung $\boldsymbol{S}[A^Q{}_\mu] \geq \frac{2\pi}{\alpha} \mid Q \mid$

- Übliche Störungstheorie residiert im Sektor: $\boldsymbol{Q = 0}$. Entwicklung um die triviale Feldkonfiguration $\boldsymbol{A^a_\mu(x) \equiv 0, S = 0}$.

- Reihe von Argumenten, daß topologische Fluktuationen der Eichfelder mit $\boldsymbol{Q \neq 0}$ in QCD wichtig sind:
  - $\mathrm{U}_A(1)$ Problem $(m_{\eta'} \gg m_\eta)$ ['t Hooft '76]; Veneziano-Witten Formel;
  - Brechung der chiralen Symmetrie [Diakonov '96 (Review)]
  - Hadron- und Glueball Spektrum [Schaefer, Shuryak '96 (Review)]

- **Topologie?**

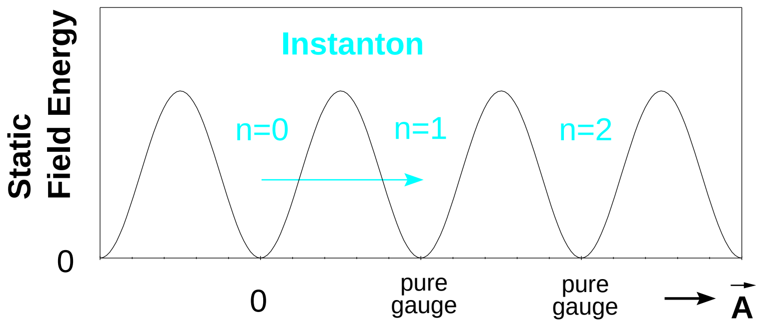
  Klassisch: ∞ viele energetisch degenerierte, aber topologisch unterscheidbare Grundzustände, charakterisiert durch $\boxed{G_{\mu\nu}(x) = 0}$:

$$\Rightarrow \quad \vec{A}^{(n)}(x) = -\underbrace{U_n{}^{-1}(\vec{x})\nabla U_n(\vec{x})}_{\text{"reine Eichung"}}; \; A_0(x) = 0$$

- Zugehörige Eichfelder einteilbar in Klassen von Abbildungen des

  Ortsraums: $\{\vec{x}\} \Rightarrow$ Raum der (Eich-)Gruppenelemente: $\{U_n(\vec{x})\}$

  unterschieden durch ganzzahlige topological Windungszahl $\boldsymbol{n}$.



- $\Delta n \neq 0$: Bei fester Grundzustandsenergie (E=0), Vakua nicht durch stetige Deformation von Eichtransformationen $U_n(\vec{x})$ ineinander überführbar!
  $\Rightarrow$ Vakua zu verschiedenem n durch endlichen Energiewall separiert.

- Erwarte: Wichtige Quanteneffekte in Form von Tunnelübergängen zwischen diesen Vakua

♣ **(Anti-) Instantonen:** [Belavin *et al.* '75; 't Hooft '76]

Einfachste, nicht-triviale "Bausteine" topologischer Struktur im Vakuum.

- Nicht-perturbative topologische Fluktuationen der Eichfelder, lokalisiert ("instantan") in Zeit and Raum.
- Tunnel Übergänge zwischen benachbarten Vakua ($n \Rightarrow n+1$);
- Explizite Lösungen der klassischen Feldgleichungen (in 4d Euklidischer Raum-Zeit, d.h. für imaginäre Zeit !): ,

$$A_\mu^{a\,(I)}(x;\rho) = \frac{1}{\sqrt{\pi\alpha}} \cdot \frac{\eta_{a\mu\nu}\, x_\nu}{x^2+\rho^2},$$

  ***I*-Ausdehnung $\rho > 0$** and t'Hooft Koeffizienten $\eta_{a\mu\nu}$;

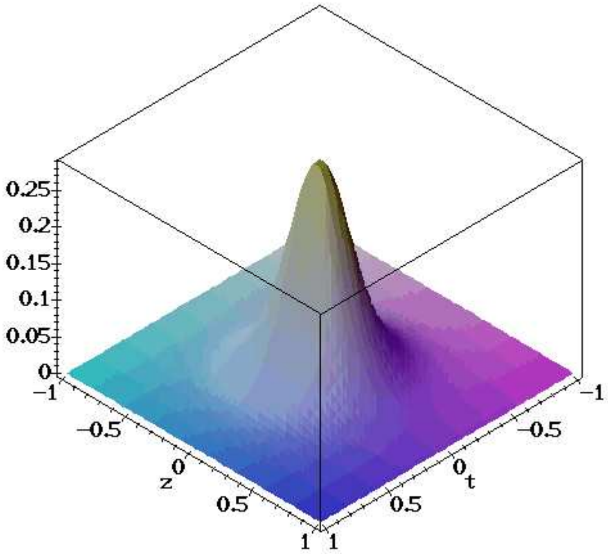
- Tragen erhaltene topologische Ladung $Q = n - (n-1) = 1$;

– Minimieren die Euklidische Wirkung für $\boldsymbol{Q = 1}$,

$$\mathcal{L}\left(A_\mu^{(I)}(x;\rho)\right)$$

$$= \frac{12}{\pi\alpha} \cdot \frac{\rho^4}{(x^2+\rho^2)^4}$$

$$\Rightarrow \quad S\left[A_\mu^{(I)}\right] = \frac{2\pi}{\alpha}$$



♣ Wieso können klassische Lösungen klassisch **verbotene** Phänomene, d.h. Tunneln beschreiben? Warum imaginäre Zeit?

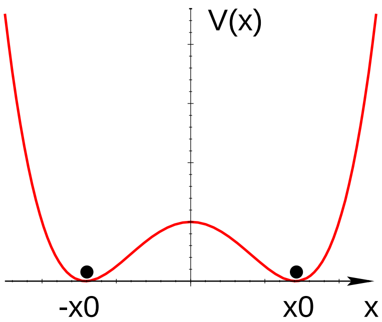
$\Rightarrow$ Illustration in Quantenmechanik:

1.2 Ein Quantenmechanisches Instanton

♣ Einfachstes Beispiel, fast alle Ergebnisse analog in nicht-abelschen Eichtheorien (QCD), nur viel komplizierter. . .

- **Betrachte:** Teilchen der Masse $m = 1$ in einem **Doppel-Mulden Potential:**

$$\boldsymbol{V(x) = g(x^2 - x_0^2)^2};$$ Kopplungsstärke g



$$\text{Energie}: E = \frac{1}{2}\left(\frac{\mathrm{d}x}{\mathrm{d}t}\right)^2 + V(x)$$

$$\text{Lagrange Funktion}: L(x,\dot{x}) = \frac{1}{2}\dot{x}^2 - V(x)$$

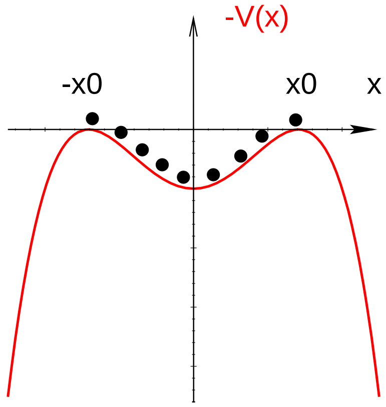
- klassisch erlaubte Lösungen nur für $E - V \geq 0$

- Klassisch:
  - 2 energetisch degenerierte Grundzustände (Gleichgewichtslagen) mit $\boldsymbol{E = 0}$ bei $x = \pm x_0$ (Fig.).
  - Für $\boldsymbol{E = 0}$: keine erlaubte Trajektorie $x(t)$ zwischen $-x_0$ und x_0 wegen Potentialschwelle $V > 0$ (Fig.).

- Quantenmechanisch:
  - Tunnelübergänge zwischen $-x_0$ und x_0.
  - $|\,\mathrm{Grundzustand}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\{|\,-\mathrm{x}_0\rangle + |\,\mathrm{x}_0\rangle\}$

- Klassische Beschreibung von Tunneln??

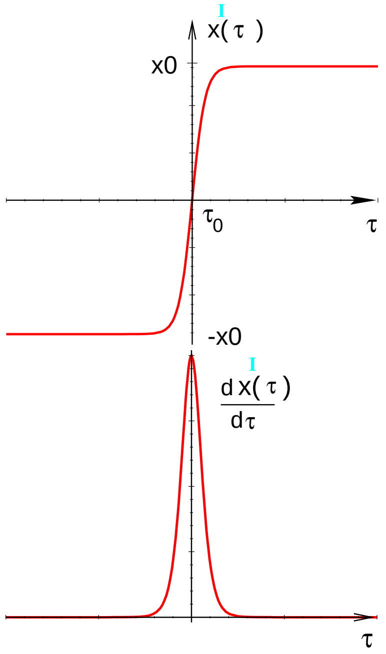
- Übergang zu imaginärer Zeit $t \to -i\tau$: $(\mathrm{d}x/\mathrm{d}t)^2 = -(\mathrm{d}x/\mathrm{d}\tau)^2$



Energie: $-E = \frac{1}{2}\left(\frac{\mathrm{d}x}{\mathrm{d}\tau}\right)^2 - V(x)$

♣ **klassisch erlaubter Weg** zwischen $-x_0$ und x_0 mit $\boldsymbol{E = 0}$ im Potential $-V(x)$!
$\Rightarrow$

$$\frac{\mathrm{d}x}{\sqrt{2V(x)}} = \mathrm{d}t \;\Rightarrow$$



- $\boldsymbol{x^{(I)}(\tau) = x_0 \tanh(\sqrt{2g}x_0[\tau - \tau_0])}$
- Lösung heißt "Instanton", da lokalisiert in (imaginärer) Zeit; Tunneln ist "instantan" in reeller Zeit ['t Hooft '76]
- τ_0 = Zentrum des Instantons in der Zeit

♣ Endliche Wirkung?? $S \equiv \int_{-\infty}^{\infty} \mathrm{d}t L(x, \dot{x}) \overset{t=-i\tau}{\Rightarrow} iS_E$;

- Euklidische Wirkung:

$$S_E = \int_{-\infty}^{\infty} \mathrm{d}\tau [\frac{1}{2}\left(\frac{\mathrm{d}x}{\mathrm{d}\tau}\right)^2 + V(x)] = \int_{-\infty}^{\infty} \mathrm{d}\tau 2V(x(\tau))$$

- Bedingung der Endlichkeit von S_E $\Rightarrow$ starke Einschränkung für die möglichen Pfade $x(\tau)$ für $\tau \to \pm\infty$
- Instanton-Lösung: $\boldsymbol{x^{(I)}(\tau = \pm\infty)} = \pm x_0 \Rightarrow$

$$\boxed{S_E^{(I)} = \int_{-x_0}^{x_0} \mathrm{d}x \sqrt{2V(x)} = \tfrac{4}{3}\sqrt{2g}x_0^3 \ \textbf{endlich}}$$

- Tunnelamplitude (WKB) exponentiell unterdrückt:

$$T \propto e^{i\frac{S}{\hbar}}(1 + \mathcal{O}(\hbar)) \overset{t\to -i\tau}{\Rightarrow} e^{-\frac{S_E}{\hbar}}(1 + \mathcal{O}(\hbar))$$

- S_E unabhängig vom Parameter τ_0, dem Zentrum des Instantons in τ. Reflektiert Symmetrie des Systems, hier beliebige Wahl des euklidischen Zeitursprungs ($\Rightarrow$ Nullmode)!

- τ_0 ist Beispiel einer sog. **kollektiven Koordinate c**, über die in jeder physikalisch messbaren Größe O integriert werden muß (vgl. später!),

$$O^{(I)} = \int \mathrm{d}c\,\mathcal{O}^{(I)}(c)$$

- Analog, kollektive Koordinaten in QCD-Instanton Lösungen:
  $\rho =$ Instanton-Ausdehnung, $R_\mu =$ Vierervektor des Instanton-Zentrums, etc.

- **Topologische Klassifikation** der Pfade mit endlicher Wirkung durch ihre Grenzwerte bei $\tau = \pm\infty$:
  ganzzahlige topologische Ladung:

$$Q = \int_{-\infty}^{\infty} \mathrm{d}\tau \frac{\dot{x}(\tau)}{2x_0} = \frac{x(\infty) - x(-\infty)}{2x_0} = \begin{cases} 0 \\ +1 \ \text{Instanton} \\ -1 \ \text{Anti} - \text{Instanton} \end{cases}$$

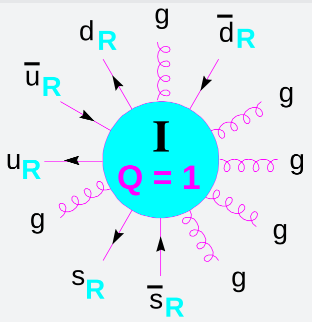
- Wege mit verschiedenem Q können nicht durch stetige Deformation ineinander übergeführt werden! ($\Leftarrow$ Homotopie-Klassen)

1.3 Leichte Quarks und Chiralitätsverletzende Prozesse

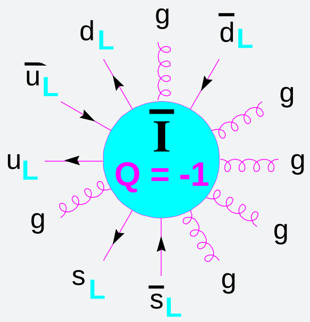
- **Wichtige Frage:** Kann man Instantonen im Standardmodell mittels physikalischer Observabeln verfolgen/nachweisen??

- **Ja**, aufgrund der Existenz leichter Fermionen (Quarks)!
  ['t Hooft '76]

♣ Instantonen induzieren Prozesse mit "Chiralitätsverletzung":
$Q_5 = \#(q_{\mathrm{R}}) - \#(q_{\mathrm{L}})$ in (massloser) QCD



$$\Delta\, Q_5 = 2 n_{\mathrm{f}} \cdot Q$$



- ∗ in Übereinstimmung mit der allgemeinen Adler-Bell-Jackiw ANOMALIE Relation,
- ∗ verboten in üblicher Störungstheorie ($Q = 0$!)

♣ Eine experimentelle Entdeckung von **Instantonen** mit Hilfe solcher Prozesse wäre von grundlegender Bedeutung!.

2. Instanton-Störungstheorie in der Tief-Unelastischen $e^{\pm}P$ Streuung

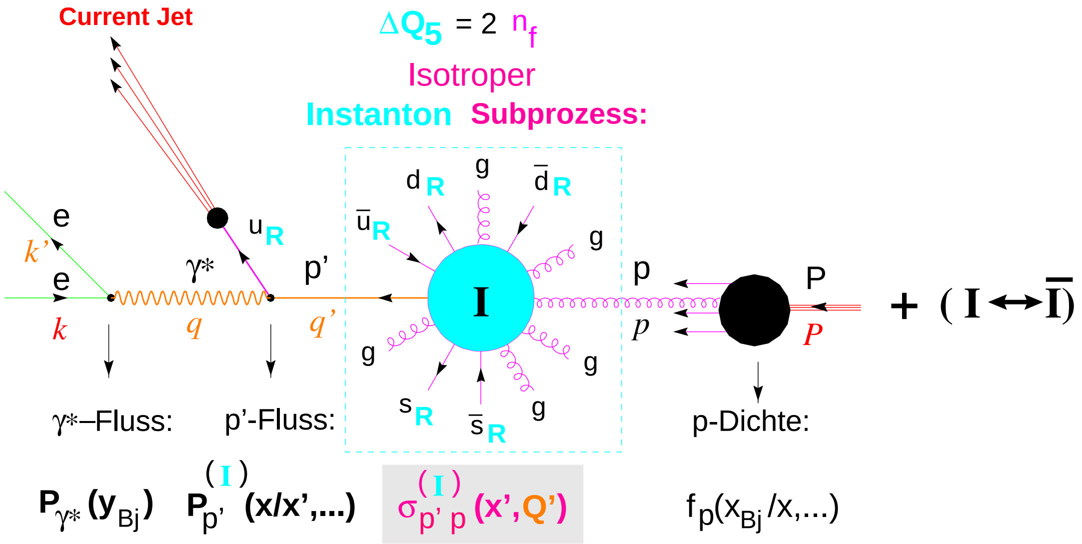
- Ausgezeichnete Rolle der tief-unelastischen Steuung, denn harte Instanton-induzierte Prozesse sind
  - ♣ im Rahmen der Instanton-Störungstheorie berechenbar,
    [Balitsky & Braun '93; Ringwald & F. Sch. '94 - '98; Moch, Ringwald & F. Sch. '97]
  - ♣ und vermutlich auch experimentell nachweisbar $\Leftarrow$ **HERA !**
    [Ringwald & F. Sch. '94 - '98]
  - ♣ Schlüsseleigenschaft: Die typische harte Skala $\mathcal{Q}$ bewirkt eine Abschneidung von Instantonen mit großer Ausdehnung, $\rho \gtrsim \mathcal{Q}^{-1}$, über die man keine theoretische Kontrolle hat! [Moch, Ringwald & F. Sch. '97]

2.1 Inklusive Wirkungsquerschnitte

[Ringwald & F. Sch., hep-ph/9805492, hep-ph/9806528; Moch, Ringwald & F. Sch., to appear]

- I-Störungstheorie:
  - Entwicklung des (Euklidischen) Pfadintegrals für die relevanten Green's Funktionen (Streuamplituden) um die klassische Instanton-Lösung. $\Rightarrow$ Modifizierte Feynmanregeln,. . .
  - Übergang in ein Impulsraumbild durch Fourier-Transformation
  - und nach viel mühsamer Rechnung. . . $\Rightarrow$Minkowskiraum.

- Führender, Instanton-induzierter, chiralitätsverletzender Prozess in der tief-unelastischen Region der $e^{\pm}P$ Streuung für große Q^2:



- Instanton-Subprozess mit eigenen Bjorken-Variabeln:

$$Q'^2 = -q'^2 \geq 0; \quad x' = \frac{Q'^2}{2p\cdot q'} \leq 1$$

- Zeige mittels I-Störungstheorie für große Q^2, Q'^2:

$$\frac{d\sigma_{eP}^{(I)}}{dx' dQ'^2} \simeq \sum_{p',p} \frac{d\mathcal{L}_{p'p}^{(I)}}{dx' dQ'^2} \cdot \sigma_{p'p}^{(I)}(x', Q') \simeq \frac{d\mathcal{L}_{qg}^{(I)}}{dx' dQ'^2} \cdot \sigma_{qg}^{(I)}(x', Q')$$

- Berechenbare differentielle $p'p$ Luminositäten $\mathrm{d}\mathcal{L}^{(I)}_{p'p}$ im $\boldsymbol{I}$-Hintergrund:
  - $\Leftrightarrow$ Zahl der $p'p$ Stöße pro eP Stoß.
  - $\{x_{\rm Bj}, y_{\rm Bj}, x\}$-Integrationen über den γ^*-Fluß $P_{\gamma^*}(y_{\rm Bj})$, den p'-Fluß $P^{(I)}_{p'}(x/x', \ldots)$ and die Partondichten $f_p(x_{\rm Bj}/x, \ldots)$.

- Wichtigste Instanton-Dynamik in $\sigma^{(I)}_{p'p}(x', Q')$ enthalten!

- **Struktur als Integral über kollektive $\boldsymbol{I}$-Koordinaten** $\rho, \overline{\rho}, R, \ldots$:

$$\sigma^{(I)}_{p'p}(x', Q') = \int_0^\infty \mathrm{d}\rho \int_0^\infty \mathrm{d}\overline{\rho} D(\rho) D(\overline{\rho}) e^{-(\rho+\overline{\rho})\,Q'} \times \int \mathrm{d}^4 R\, e^{\mathrm{i}(p+q')\cdot R} \mathcal{M}_{p'p}\left(\frac{R^2}{\rho\overline{\rho}}, \rho, \overline{\rho}, \ldots\right)$$

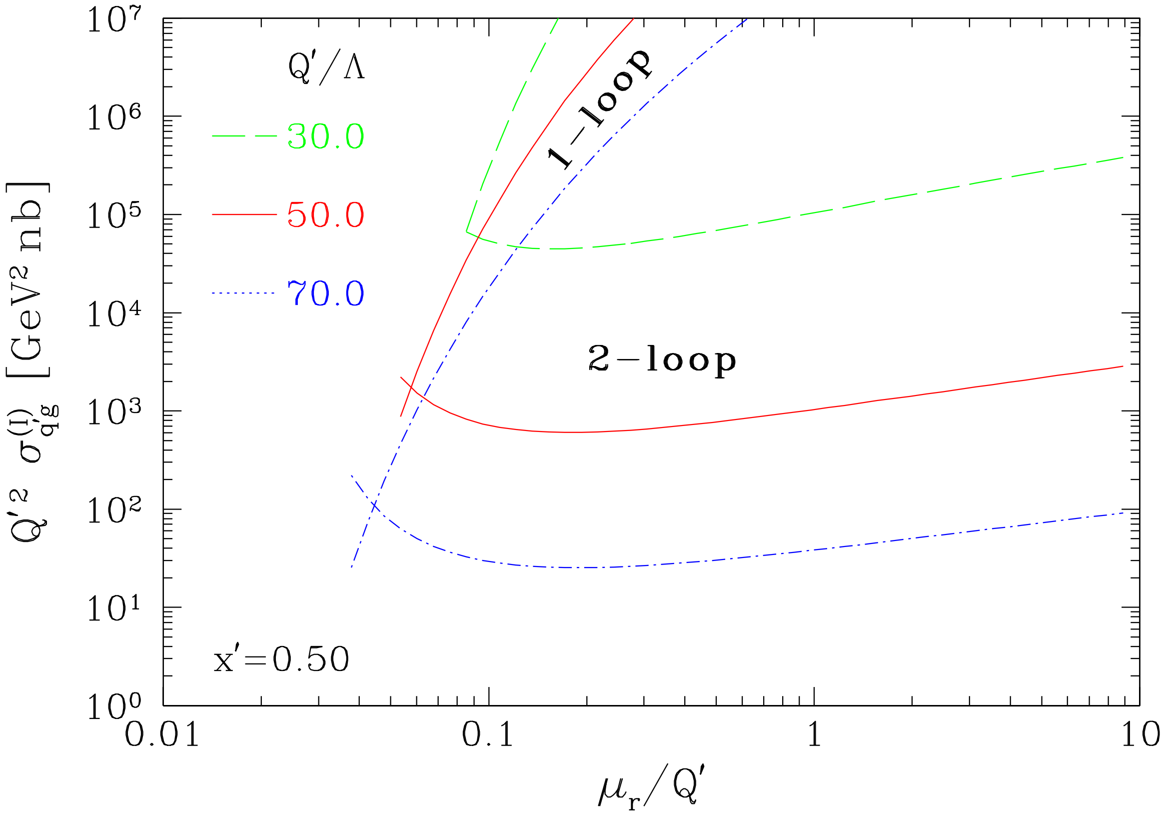
  - $\boldsymbol{I}$-Dichte $D(\rho)$, bekannt in $\boldsymbol{I}$-Störungstheorie
    1-loop: ['t Hooft '76]; 2-loop: [T. Morris, D. Ross,& C. Sachrajda,'85]
  - $R_\mu \Leftrightarrow I\overline{I}$-Viererabstand
  - Für $Q' \neq 0$ Integration endlich und durch eindeutigen Sattelpunkt: $(\rho^* = \overline{\rho}^*, R^*_\mu)$ dominiert! $\Rightarrow$
  - Konjugierte $\boldsymbol{I}$-Variable: $\rho^* \sim 1/Q'$ und $R^{*\,2} \sim 1/(p+q')^2$

$$\Rightarrow R^{*\,2}/\rho^{*\,2} \sim Q'^{\,2}/(p+q')^2 \sim x'/(1-x')$$

♣ Resultierender $q'g$ Wirkungsquerschnitt: [Ringwald & F. Sch., hep-ph/9805492, hep-ph/9806528]

- Große Fortschritte in Stabilität und damit Voraussagekraft durch Verwendung der 2-loop RG invarianten Form der I-Dichte $D(\rho)$:

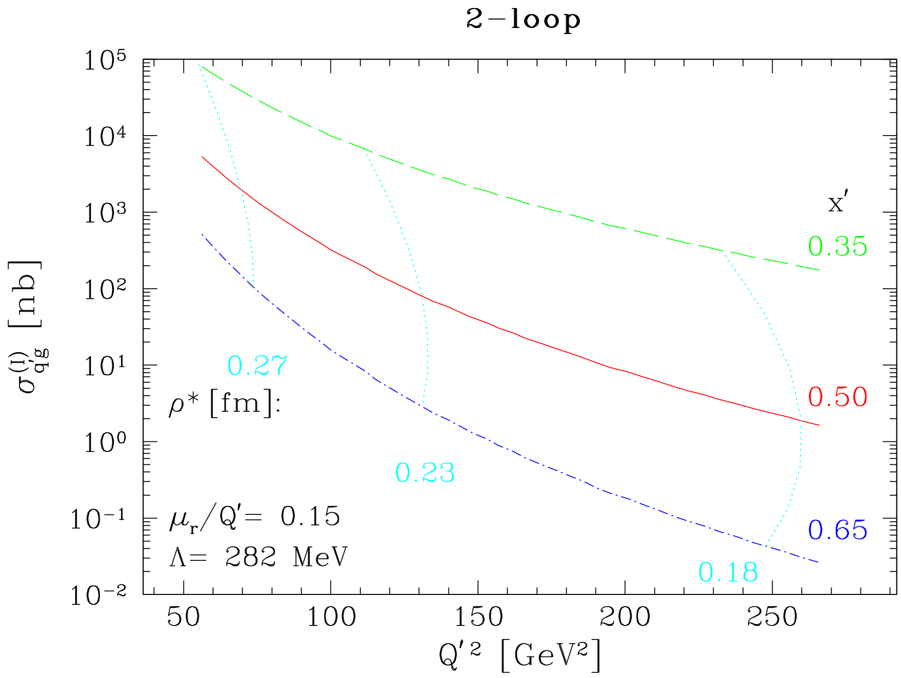
Residuelle Abhängigkeit von der Renormierungsskala μ_r stark reduziert!



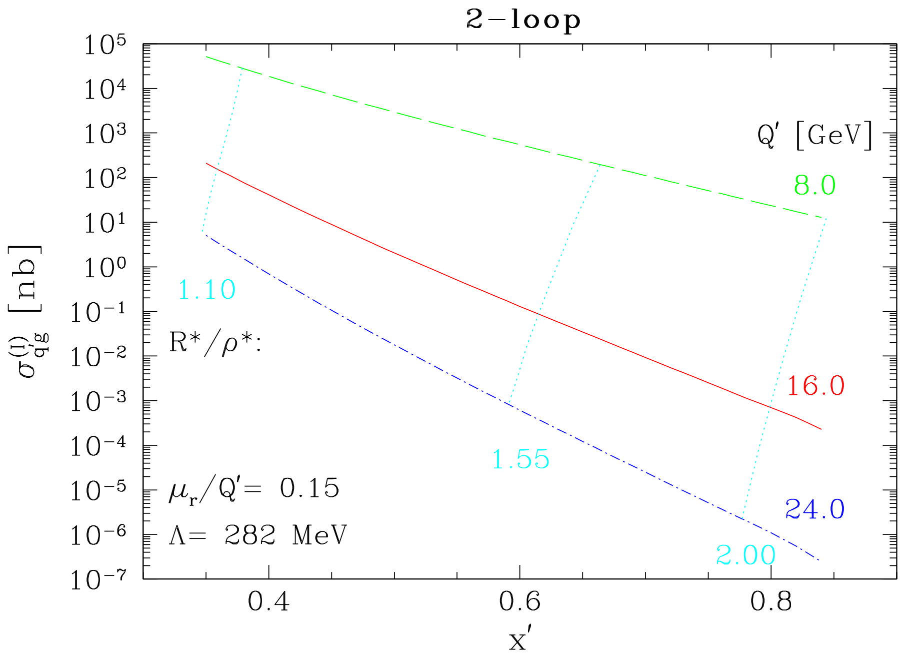
- Erwarte $\boldsymbol{\mu_r}$ in Bereich:

$$\mu_r \sim \frac{1}{\langle\rho\rangle} \simeq \frac{1}{\beta_0} Q' = \mathcal{O}(0.1)Q'$$

- Verwende stets als "bestes Schema": $\mu_r = 0.15\ Q'$, für das $\partial\sigma^{(I)}_{q'g}/\partial\mu_r \simeq 0$.
- In guter Übereinstimmung mit "educated guess"!



Q'^2 Verteilung "mißt" I-Ausdehnung ρ^*!



x' Verteilung "mißt" $I\bar{I}$-Abstand $\frac{R^*}{\rho^*}$!

2.2 Gültigkeitsbereich und QCD-Simulationen auf dem Gitter

[Ringwald & F. Sch., hep-ph/9805492, hep-ph/9806528; Moch, Ringwald & F. Sch., to appear]

- Aussage über I-Raten bei **HERA** setzt Kenntnis einer "fiducial" (Q', x') Region voraus, in der I-Störungstheorie gilt!

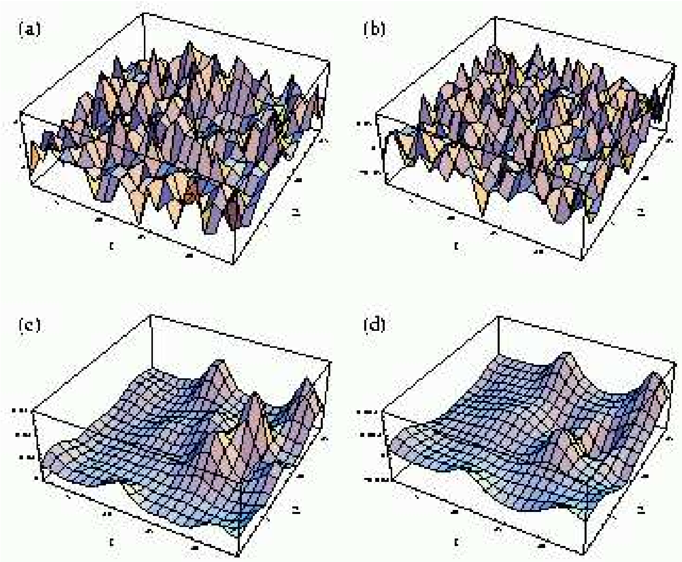
♣ **Experimentell:** (Q'^2, x') aus der Ereignis Topologie!

♣ **Theoretisch:** Bestimmung der "fiducial" (Q'^2, x') Region aus neuen Gitter-Simulationen von QCD! [UKQCD, Smith & Teper, '98,. . .]

♣ Schlüsseleigenschaft: 1-zu-1 (Sattel-punkt) Relation zwischen "konjugierten" I-Variabeln im Konfigurations- und Impulsraum:

$$\rho^* \sim 1/Q', \qquad \frac{R^*}{\rho^*} \sim \sqrt{\frac{x'}{1-x'}}$$

- Gitter Simulationen: "Schnappschüsse" des QCD-Vakuums in (Euklidischer) Raum-Zeit, einschließlich aller nicht-perturbativen, topologischen Effekte wie Instantonen:



Before "cooling"

After cooling

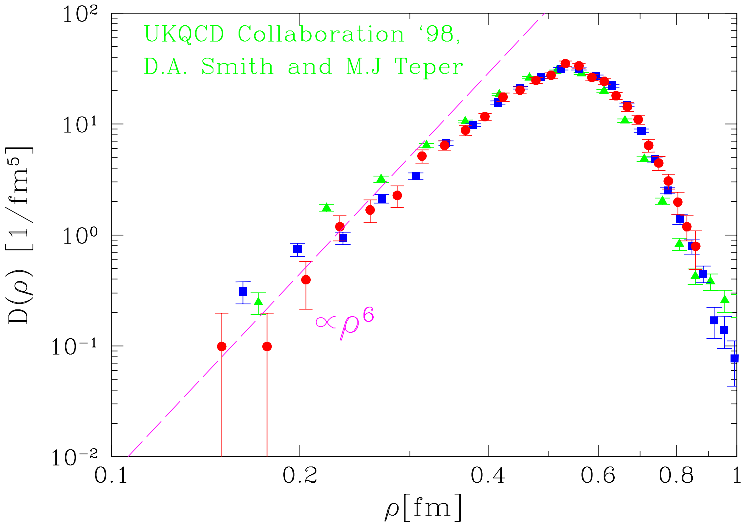
[Chu et al. '94]

Lagrange density $L(x)$ topological charge density q(x)

- Man sieht 3 Instantonen $(q(x) > 0)$ und 1 Anti-Instanton $(q(x) < 0)$!

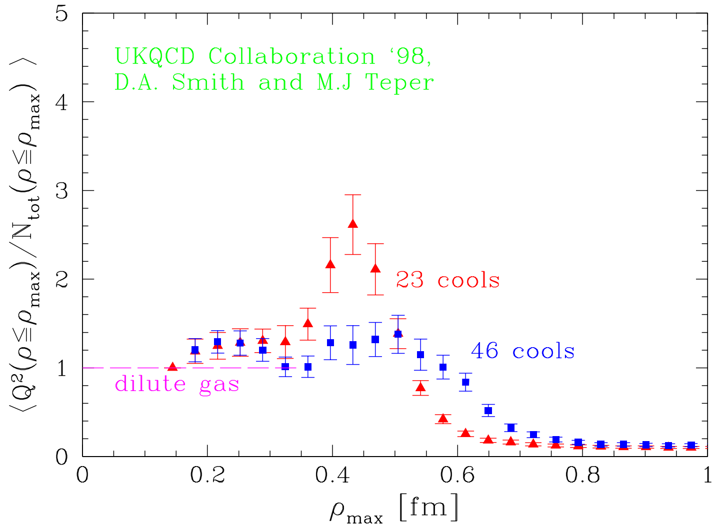
♣ **I-Störungstheorie?**

I-Dichte: $D(\rho) = \frac{\mathrm{d}n_I}{\mathrm{d}x^4\mathrm{d}\rho} \overset{(n_{\text{flavour}}=0)}{\propto} \rho^6$

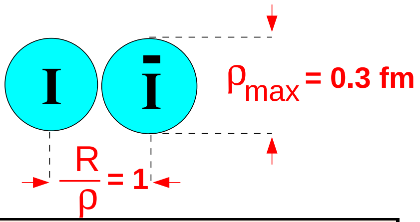


♣ **"Verdünntes" I-Gas?**

$$\langle Q^2/N\text{tot}\rangle = 1;$$
$$Q^2 = ((+1)n_I + (-1)n_{\bar{I}})^2;\ N_{\text{tot}} = n_I + n_{\bar{I}}$$



♣ **"Fiducial" Region**
aus Gittersimulationen:



$$\left.\begin{array}{lll} \rho^* & \lesssim & 0.3\ \text{fm}; \\ \frac{R^*}{\rho^*} & \gtrsim & 1 \end{array}\right\} \Rightarrow \left\{\begin{array}{lllll} Q' & \gtrsim & Q'_{\min} & \simeq & 8\ \text{GeV}; \\ x' & \gtrsim & x'_{\min} & \simeq & 0.35. \end{array}\right.$$

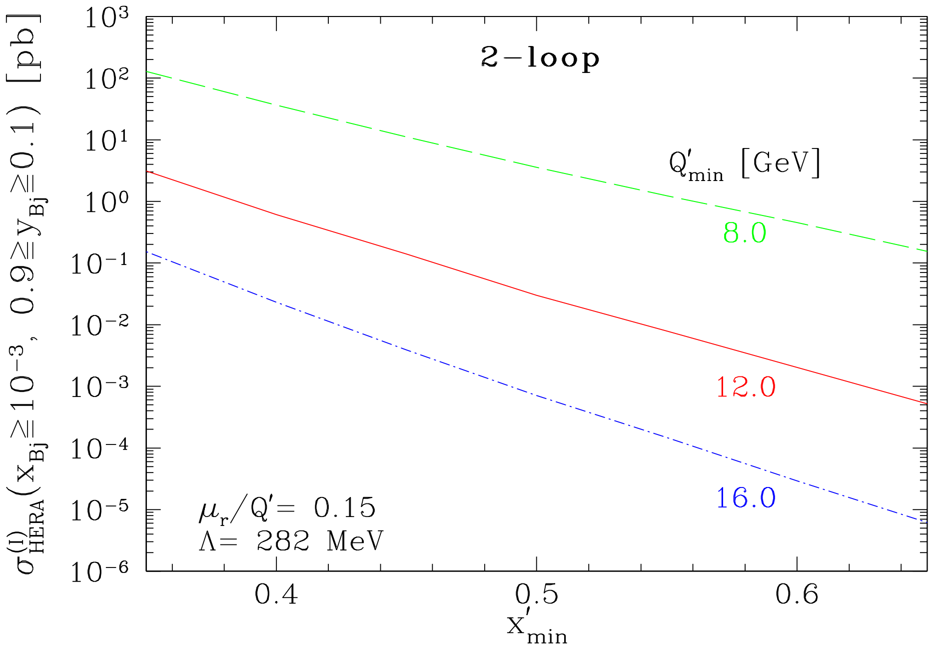
3. Rate bei HERA

[Ringwald & F. Sch., hep-ph/9805492, 9806528; Moch, Ringwald & F. Sch., im Druck]

- "Standard" Schnitte (Gitter!):

$\mathcal{C}_{\rm std} \equiv x' \geq 0.35, Q' \geq 8$ GeV , $x_{\rm Bj} \geq 10^{-3}, 0.1 \leq y_{\rm Bj} \leq 0.9$.

- I-induzierte Rate bei HERA, als Funktion der (Q', x') Schnitte:



- Unsicherheiten:
  - Wo genau sind die (Q', x') Schnitte zu plazieren?
  - $\Lambda_{|n_f=3} = (282 \pm 65)$ MeV $\Rightarrow \sigma^{(I)}{}_{\rm HERA}(\mathcal{C}_{\rm std}) \simeq \mathbf{126}^{+300}_{-100}$ **pb**
  - μ_f and μ_r Abhängigkeiten vergleichsweise klein.

- Verhältnis der I-induzierten zu normalen DIS Ereignissen,

$$f^{(I)} \equiv \frac{\sigma^{(I)}_{\rm HERA}(\mathcal{C}_{\rm std})}{\sigma^{(\rm nDIS)}_{\rm HERA}(\mathcal{C}_{\rm std})} = \mathcal{O}(1)\ \%\,,$$

- Gesamte, in Experimenten bei **HERA** akkumulierte Luminosität,

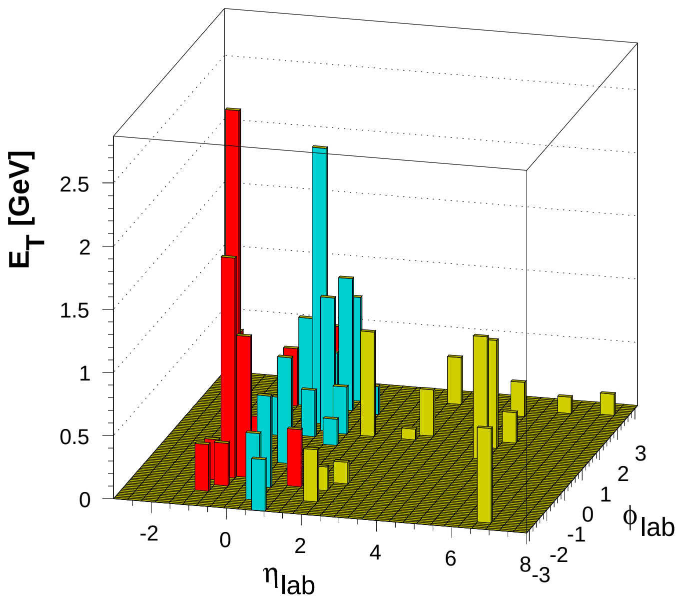
$\mathcal{L} = \mathcal{O}(80)\ {\rm pb}^{-1} \Rightarrow$ Bereits $\mathcal{O}(10^4)$ I-induzierte Ereignisse auf Band!

4. Instanton-Suche

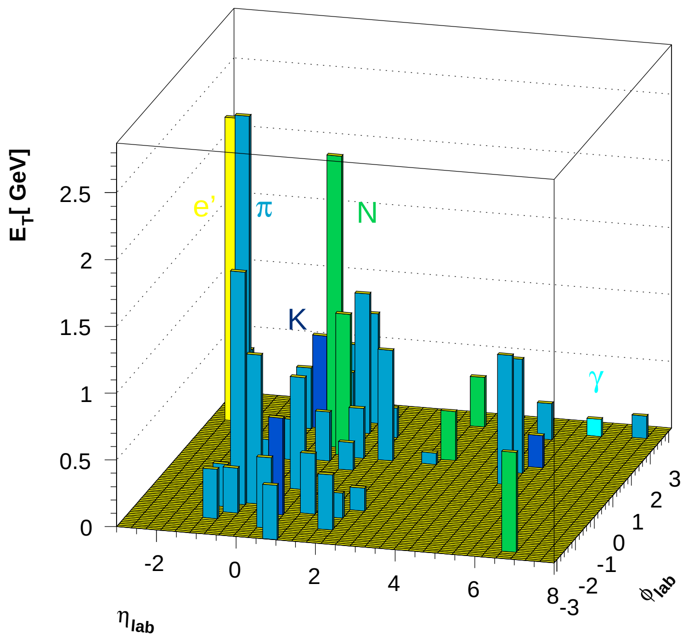
- Wichtiges Werkzeug: [Gibbs, Ringwald & F. Sch. '95; anon. ftp: theopc3.desy.de]
  "QCDINS 1.6.0" : Monte-Carlo Generator für I-Ereignisse bei **HERA**
  – Instanton-induzierter, harter Subprozess
  – "Leading-log" Parton-Schauer und Hadronisierung (HERWIG 5.9)
  – "HZTOOLS" Paket voll integriert $\Rightarrow$ Zugriff auf alle publizierten H1/ZEUS Daten, Jet Analyse . . .

4.1 Typisches HERA Ereignis

Charakteristika



Teilchen Komposition



- "Current" Jet
- Hadronisches "Band" : $\Leftrightarrow$ **Isotropie** in I-Ruhe System
  – Großes gesamt E_T
  – Große Multiplizität
  – Keine weiteren Jets im "Band" !
  – Charakteristischer Flavour-Fluß:

    ⋆ **Strangeness** $\Rightarrow$ K_S^0's

4.2 Suchstrategien bei HERA

- Trotz hoher Rate für Instanton-induzierte Ereignisse bei **HERA**, (noch) keine einzelne Observable mit hinreichend starkem **nDIS** Abtrennungspotential bekannt.

- Deshalb müssen zahlreiche Observable gemeinsam analysiert werden.

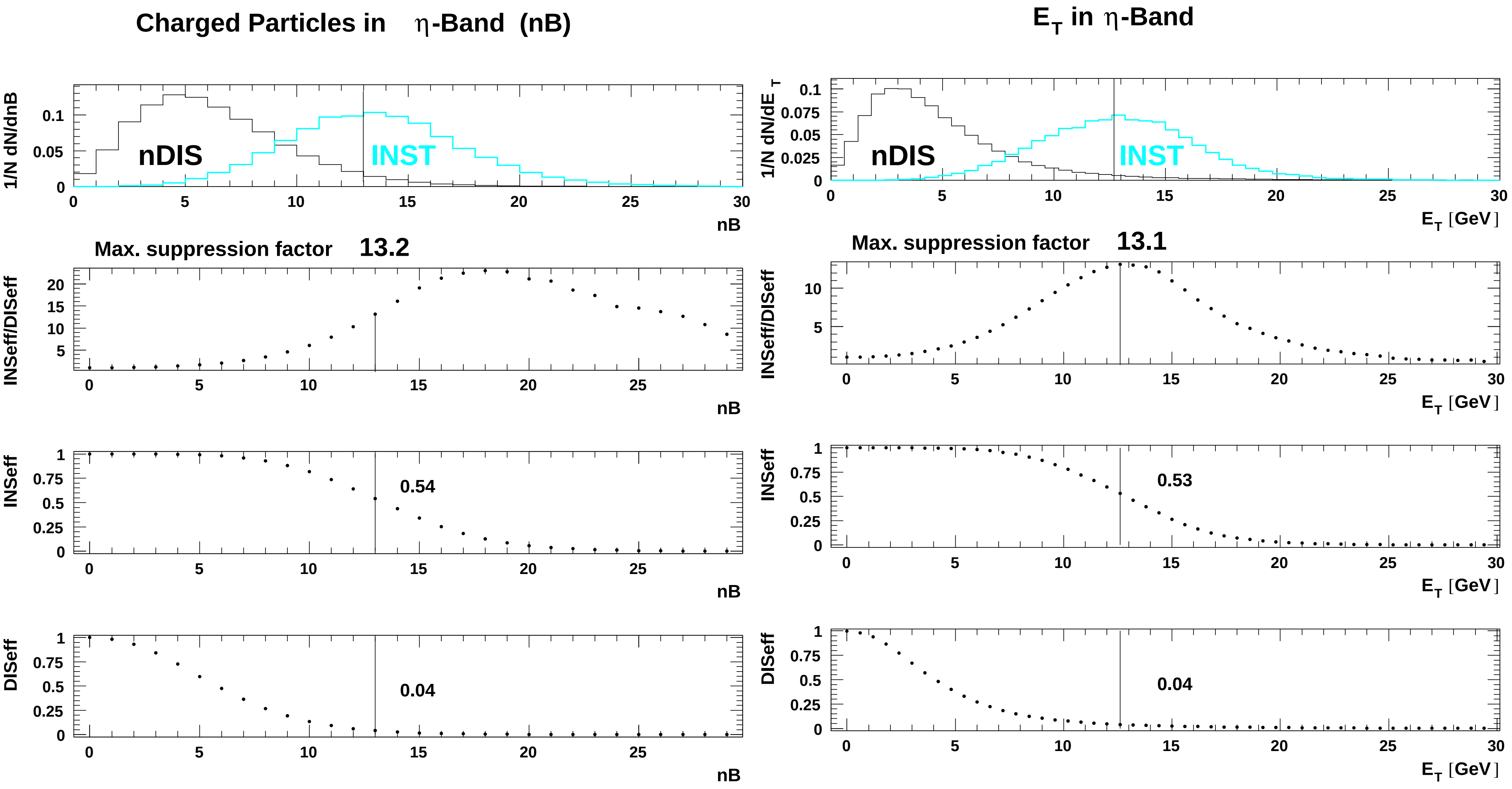
- Gutes Verständnis des (normalen) pertubativen QCD Untergrundes in den Schwänzen der Verteilungen eminent wichtig!

- Auf neuralen Netzwerken basierende Filter werden gegenwärtig getestet und haben sehr gute Trennfähigkeit wenn sie auf $\gtrsim \mathcal{O}(5)$ Observable angewendet werden!

- Strategien für eine Erzeugung Instanton-angereicherter Datensätze und für eine Rekonstruktion von (Q'^2, x') aus der Endzustands-Topologie erscheinen sehr vielversprechend:

- **Beispiel: Mit Instantonen angereicherte Daten**
  - Instanton-induzierte Ereignisse besitzen eine hohe Multiplizität und hohes E_T, besonders in der "Band" Region mit Breite $\Delta\eta = \pm\mathcal{O}(1)$.
  - Plaziere optimale Schnitte in einer Variabeln um $\boldsymbol{I}$-angereicherte Daten zu erzeugen.

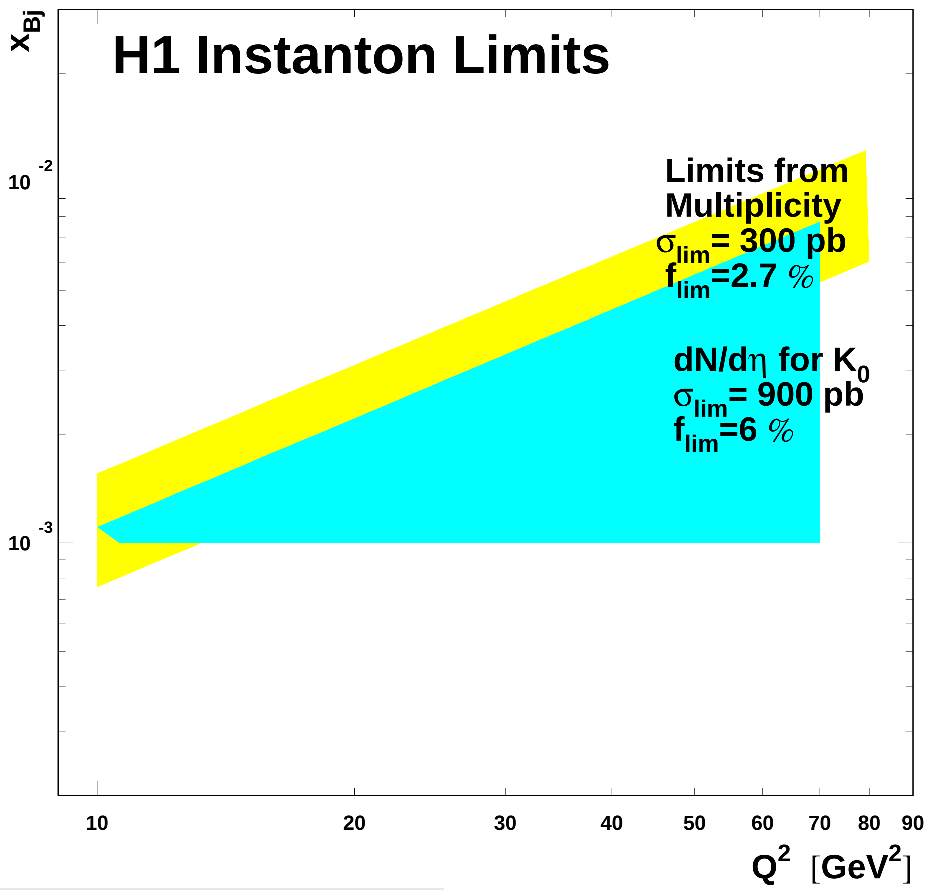
    Verlange INSEffizienz> 0.5. Alle Plots im $\gamma^* P$ Schwerpunktsystem;
  - $Q^2 > 5$ GeV^2, $0.1 < y_{\rm Bj} < 0.6$, i.e. $x_{\rm Bj} \gtrsim 10^{-4}$; (noch) keine Detektor-Simulation.



[T. Carli (H1) & J. Gerigk (H1) '98]

4.3 Experimentelle Schranken

- Methode:
  - Benutze **QCDINS** Monte-Carlo nur für Simulation der Ereignisstruktur und nicht für eine Voraussage der absoluten Raten.
  - Bestimme den maximal erlaubten Bruchteil $f_{\rm lim}^{(I)}$ von I-Ereignissen $\Rightarrow \ \sigma_{\rm lim}^{(I)}$
- H1 Schranken aus Suche nach:
  - K^0-Überschuß in der "Band" Region [H1, Nucl. Phys. B480 (1996) 3]
  - Überschuß in geladener Multiplizität [H1, Z. Phys. C72 (1996) 573]

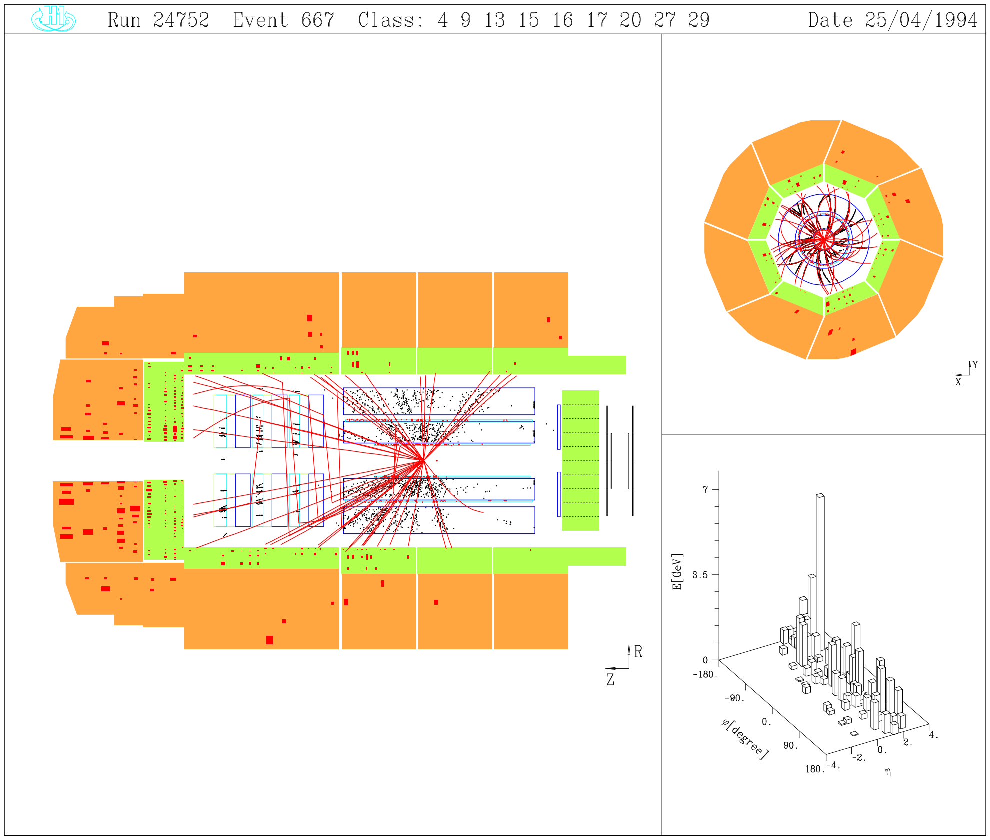


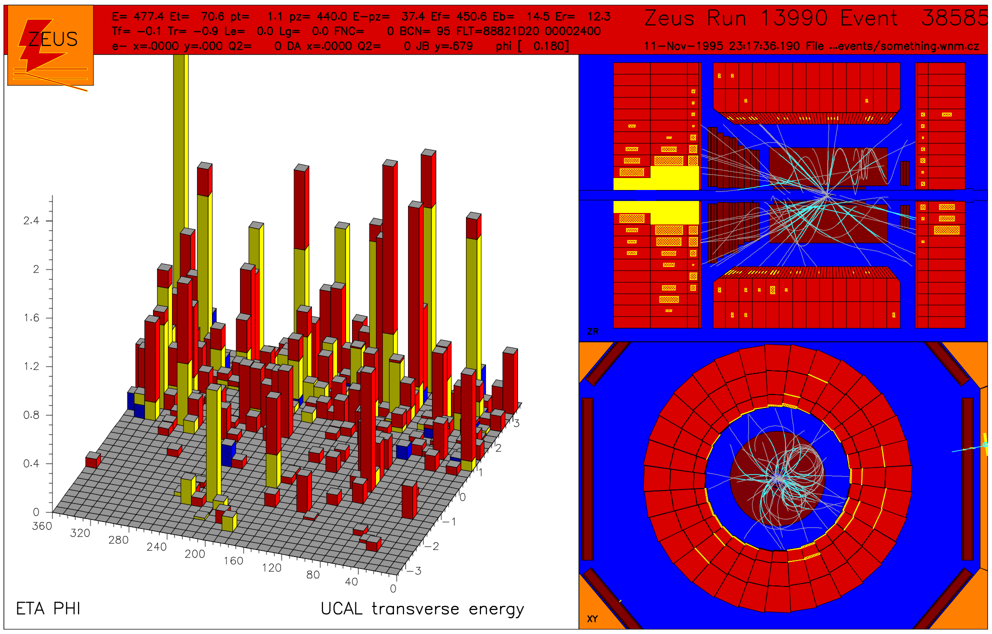
- Detaillierte, erweiterte Analyse: [Carli, Kuhlen, Nucl. Phys. B511 (1998) 85]
  - Schärfste Schranken von Multiplizitäts-Verteilung,

$$f_{\rm lim}^{(I)} = \mathcal{O}(1)\ \%.$$

4.4 I-Induzierte Prozesse bei kleinem Q^2?

- "Feuerball"-Ereignisse mit großem E_T wurden bei kleinem $Q^2 \approx 0$ von **ZEUS/H1** beobachtet:

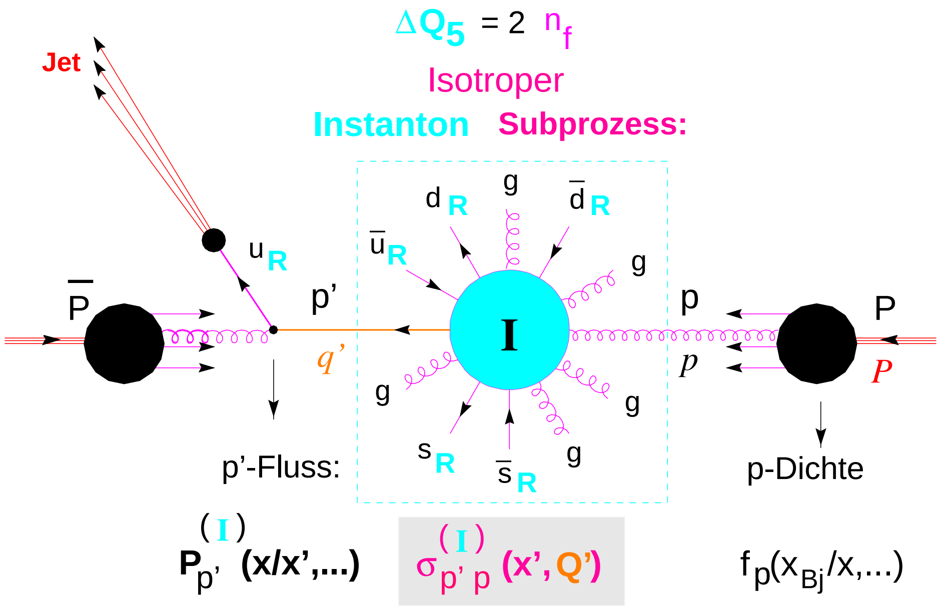




- Weisen alle Charakteristika von I-induzierten Prozessen auf!

4.5 Instanton-Ereignisse am Tevatron?

- Um Signatur (und Raten) zu kontrollieren, Virtualität $Q'^2 = -q'^2 \neq 0$ essentiell $\Rightarrow$ Jet mit großem p_T (Fig.)



$+ \ (I \leftrightarrow \overline{I}) \ + \cdots$

- **Signatur:** $\overline{P}P \Rightarrow 1\ \mathrm{Jet} + \underbrace{\text{"Feuerball"}}_{\langle n \rangle,\ (E_T)_{tot}\ \text{groß!}} + X$

4. Zusammenfassung

- Topologische Fluktuationen ($\Leftarrow$ Instantonen): Wichtiger, nicht-perturbativer Aspekt von QCD.

- Tief-unelastische Streuung ausgezeichnet: Harte $\boldsymbol{I}$-induzierte Prozesse sind berechenbar und können auch hoffentlich bei **HERA** experimentell nachgewiesen werden!

- Stark verbesserte Berechnung von $\frac{d\sigma_{\rm HERA}^{(I)}}{dx'dQ'^2}$ im Rahmen von $\boldsymbol{I}$-Störungstheorie durch Verwendung der 2-loop RG-invarianten $\boldsymbol{I}$-Dichte.

- Verknüpfung von QCD-Gittersimulationen mit I-induzierten Prozessen im tief-unelastischen Bereich $\Rightarrow$ "Fiducial" (Q', x') Region.

- Tief-unelastische Streuung bei HERA bietet einzigartiges "Entdeckungs-fenster" für I-Ereignisse aufgrund ihrer charakteristischen Vielteilchen Endzustands-Signatur.

- Strategien zur Aufbereitung "Instanton-angereicherter" DIS-Daten und zur Rekonstruktion von (Q', x') sind vielversprechend.

- Beste gegenwärtige **HERA**-Schranken für den Bruchteil $f^{(I)}$ von I-Ereignissen kommen von der Multiplizitätsverteilung und dem E_T-Fluß,
$$f_{\rm lim}^{(I)}(\mathcal{C}_{\rm std}) \simeq \mathcal{O}(1)\ \%\,.$$

- Nahe bei unserer theoretischen Abschätzung für die "fiducial Region",
$$f^{(I)}(\mathcal{C}_{\rm std}) \simeq \mathcal{O}(1)\ \%\,.$$

- Entscheidende Suche nach Instanton-Ereignissen bei HERA erscheint durchführbar und lohnend!