

Bedeutung von Propagatoren
für experimentelle Messungen
Fermi's Golden Rule

Rate $\sim 2\pi \langle |M|^2 \rangle$ Phasenraum

z.B. $2 \rightarrow 2$



$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{64\pi^2} \frac{\langle |M|^2 \rangle}{s} \frac{|\vec{p}_f^*|}{|\vec{p}_i^*|}$$

Impulse
im
SP. System

$$M = M(s, t, u)$$

Feynman Regeln (Halzen-Martin, Tabelle 6.2)

• External Lines		
Spin 0 boson (or antiboson)		1
Spin 1/2 fermion (in, out)		$u, \bar{u}$
antifermion (in, out)		$\bar{v}, v$
Spin 1 photon (in, out)		$\epsilon_\mu, \epsilon_\mu^*$
• Internal Lines—Propagators (need $+i\epsilon$ prescription)		
Spin 0 boson		$\frac{i}{p^2 - m^2}$
Spin 1/2 fermion		$\frac{i(\not{p} + m)}{p^2 - m^2}$
Massive spin 1 boson		$\frac{-i(g_{\mu\nu} - p_\mu p_\nu / M^2)}{p^2 - M^2}$
Massless spin 1 photon (Feynman gauge)		$\frac{-ig_{\mu\nu}}{p^2}$
• Vertex Factors		
Photon—spin 0 (charge $-e$)		$ie(p + p')^\mu$
Photon—spin 1/2 (charge $-e$)		$ie\gamma^\mu$

Loops: $\int d^4k / (2\pi)^4$ over loop momentum; include -1 if fermion loop and take the trace of associated γ -matrices

Von s, t, u nur 2 unabh. Variable

$$\boxed{s+t+u = \sum_{i=1}^n m_i^2} \quad \text{insb. } |\vec{p}_1| \gg m: \quad s+t+u=0$$

Ihre SP. System und für $E, p \rightarrow m$:

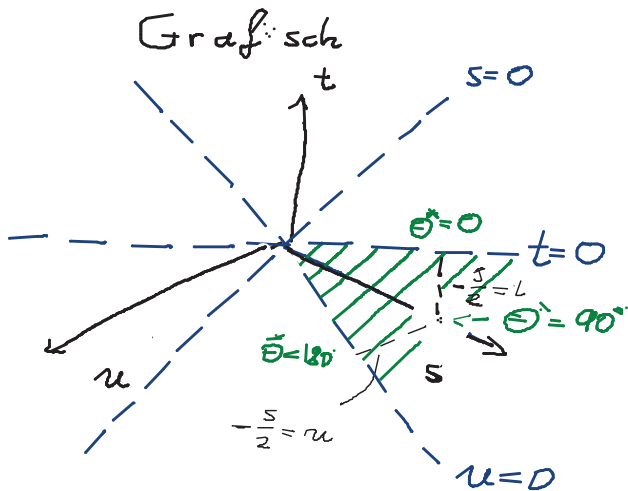
$$\left. \begin{aligned} s &= E_{\text{cm}}^2 = 4|\vec{p}^*|^2 \\ t &= -2|\vec{p}^*|^2 (1 - \cos \Theta^*) \\ u &= -2|\vec{p}^*|^2 (1 + \cos \Theta^*) \end{aligned} \right\} \quad \begin{array}{c} \vec{p}_1 \rightarrow \vec{p}_2 \\ \vec{p}_3 \leftarrow \vec{p}_4 \end{array}$$

$s > 0 \quad t, u \leq 0$

z.B. $\frac{d\sigma(p_e \rightarrow p_e)}{d\Omega} = \frac{1}{64\pi^2} \frac{1}{s} \left| \overline{\sum} \mathcal{M} \right|^2$

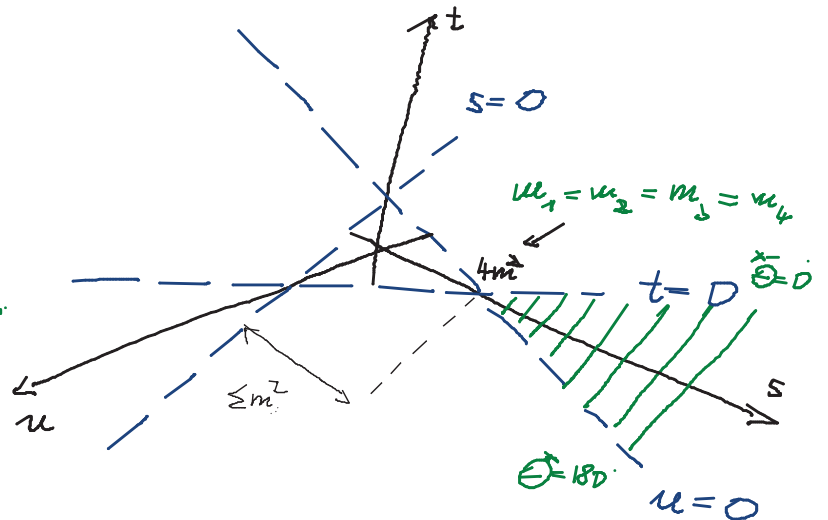
$$= \frac{\alpha_{em}^2}{2s} \left(-\frac{u}{s} - \frac{s}{u} \right)$$

$$= \frac{\alpha_{em}^2}{2s} \left(\frac{1 + \cos \Theta^*}{2} + \frac{2}{1 + \cos \Theta^*} \right)$$



$$\sum m_i^2 = 0$$

$$s+t+u=0$$



$$\sum m_i^2 > 0$$

$$s+t+u = \sum m_i^2$$



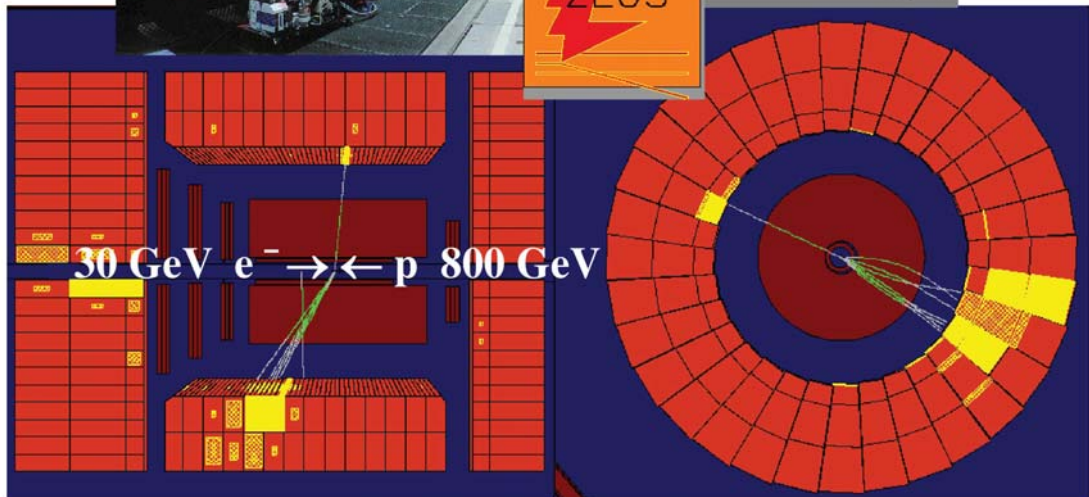
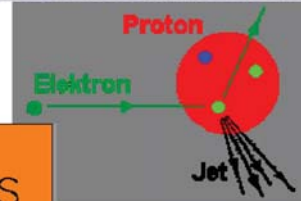
e-p Kollisionen bei HERA am DESY bis 2007

t-Kanal



(“Das Supermikroskop HERA”:

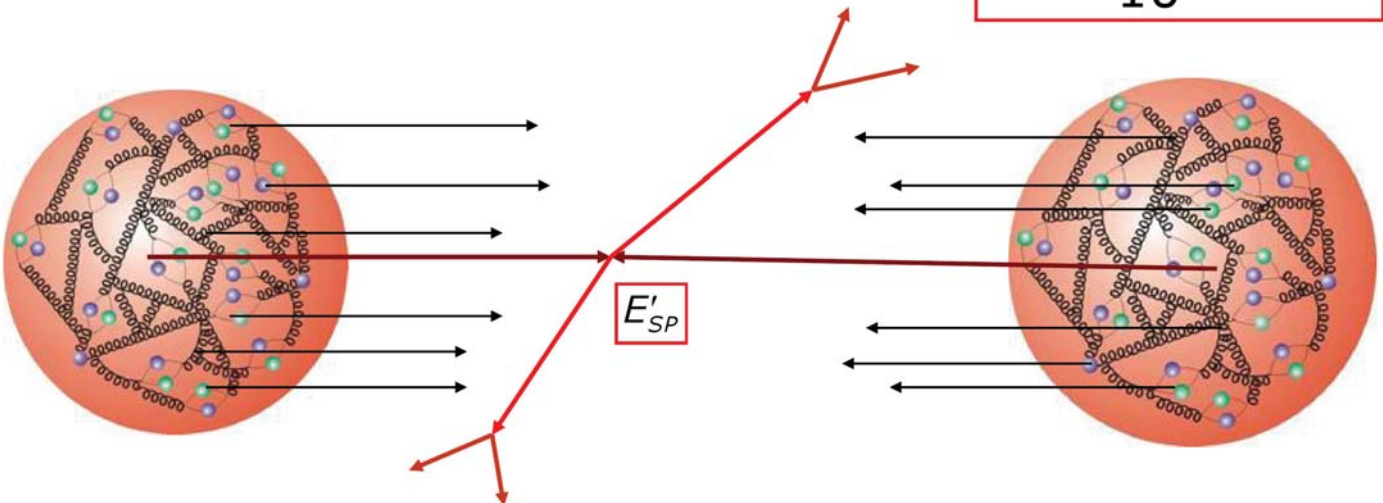
http://pr.desy.de/e113/index_ger.html)



Wechselwirkung nur von Bruchteilen des Protons (**Partonen: Quarks und Gluonen**)

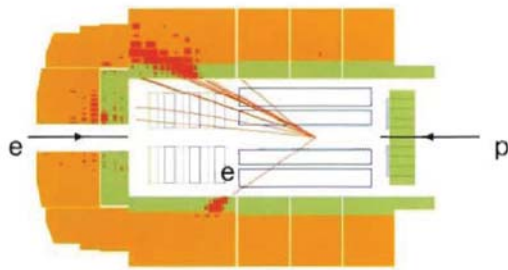
Am LHC: Schwerpunktsenergie
der kollidierenden **Partonen** (q, g)

$$E'_{SP} \approx \frac{1}{10} E_{SP}(pp)$$

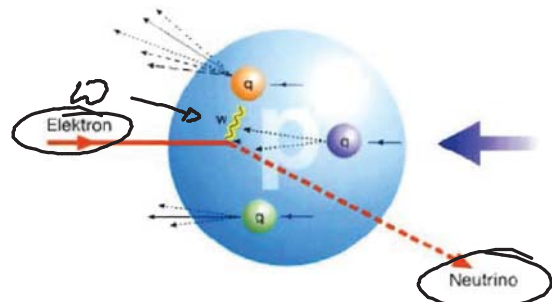
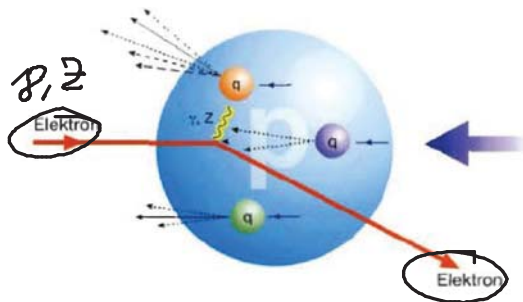
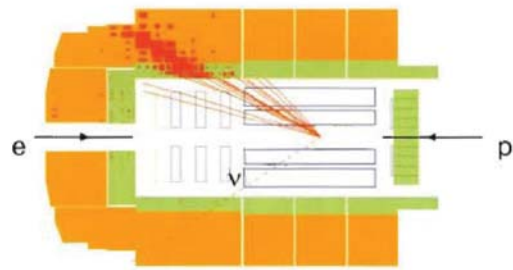


Neue Teilchen mit Massen bis zu ~ 1 TeV (ca. 1000 Protonmassen) erzeugbar

Neutraler-Strom-Reaktion

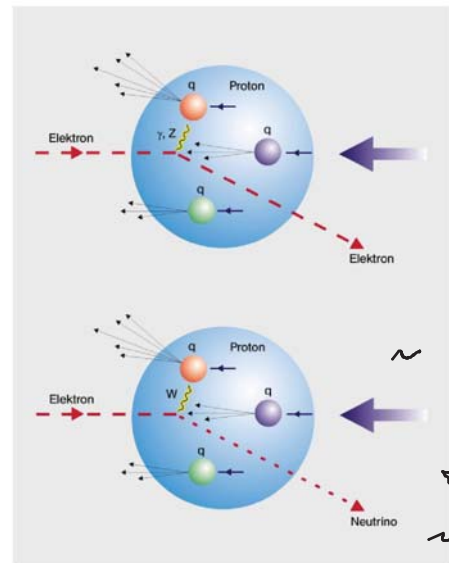
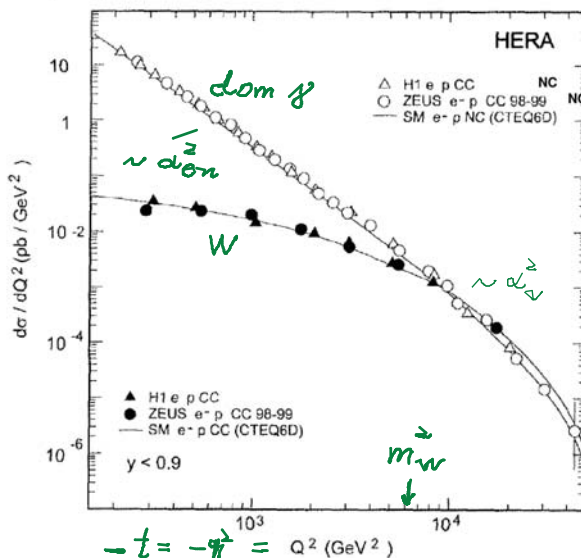


Geladener-Strom-Reaktion



Zwei Arten von Kollisionen: Trifft ein Elektron auf ein Proton, so kann es mit einem Quark (q) in dessen Innerem reagieren – entweder über ein neutrales Austauschteilchen (Photon γ bzw. Z-Teilchen) oder über ein geladenes W-Teilchen. Im ersten Fall wird das Elektron abgelenkt und im Detektor sichtbar (Neutraler-Strom-Reaktion, links). Im zweiten Fall verwandelt es sich in ein Neutrino (ν), das die Apparatur spurlos durchquert (Geladener-Strom-Reaktion, rechts). Das getroffene Quark wird aus dem Proton herausgeschlagen und erzeugt ein Bündel von Teilchen.

Für $q^2 > (100 \text{ GeV})^2$ ist die schwache WW nicht mehr Propagator-unterdrückt



$$\sim \frac{1}{q^2 - m_W^2} q^2$$

$$\text{für } q^2 \ll m_W^2$$

$$\sim \frac{1}{m_W^2} \cdot q^2$$

$$\sim G_F$$

$$= \text{const}$$

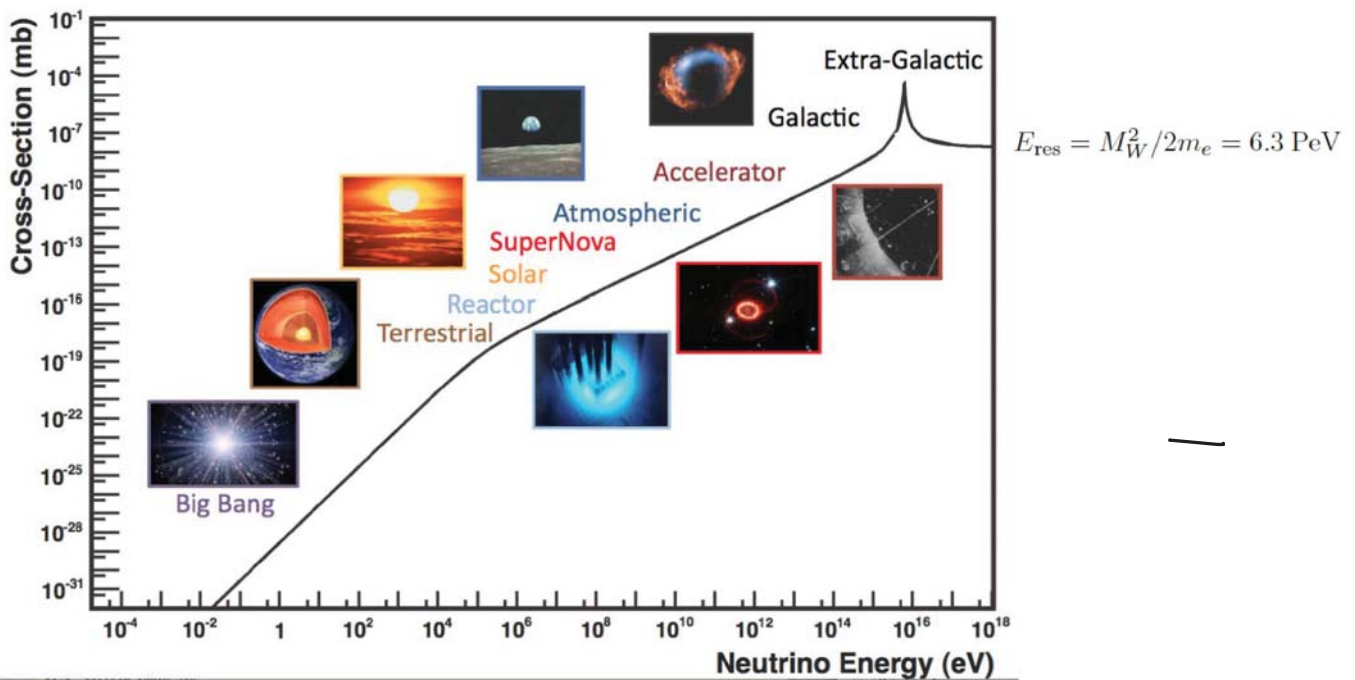
Abb. 18.6: Q^2 -Abhängigkeit der inklusiven Streuquerschnitte des geladenen (CC) und des neutralen (NC) Stroms für Elektron- und Positron-Proton-Streuung, gemessen durch die Experimente H1 und ZEUS. Die Vorhersagen (durchgezogene Kurven) stimmen mit den Meßergebnissen ausgezeichnet überein. Bei $Q^2 \approx 10^4 \text{ GeV}^2$ wird der Einfluß beider Wechselwirkungen gleich groß und damit die elektroschwache Vereinigung erreicht.

$$\alpha_W = \frac{1}{30}$$

$$\alpha_{EW} = \frac{1}{137}$$

$$-t = -q^2 = Q^2 (\text{GeV}^2)$$

Der Effekt des W-Propagators in $\bar{\nu}_e$ -e⁻ Streuung



Quelle: J.A. Formaggio, G.P. Zeller: <https://arxiv.org/abs/1305.7513>
From eV to EeV: Neutrino Cross Sections Across Energy Scales

Übersicht über ν -X Streuung

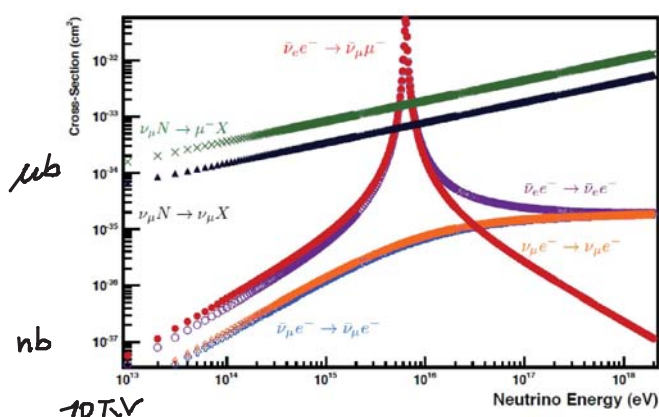


FIG. 29 Neutrino electron and nucleon scattering in the ultra high energy regime ($E_\nu \geq 10^4$ GeV). Shown are the electron interactions $\bar{\nu}_\mu e^- \rightarrow \bar{\nu}_\mu e^-$ (crosses, blue), $\nu_\mu e^- \rightarrow \nu_\mu e^-$ (diamonds, orange), $\bar{\nu}_e e^- \rightarrow \bar{\nu}_e e^-$ (hollow circles, violet), $\bar{\nu}_e e^- \rightarrow \bar{\nu}_\mu e^-$ (filled circles, red), and the nucleon charged current (cross markers, green) and neutral current (filled triangles, black) interactions. The leptonic W resonance channel is clearly evident (Butkevich *et al.*, 1988; Gandhi *et al.*, 1996)

$$\sigma_{\nu N}^{CC} = 5.53 \times 10^{-36} \text{ cm}^2 \left(\frac{E_\nu}{1 \text{ GeV}} \right)^\alpha,$$

$$\sigma_{\nu N}^{NC} = 2.31 \times 10^{-36} \text{ cm}^2 \left(\frac{E_\nu}{1 \text{ GeV}} \right)^\alpha,$$

where $\alpha \simeq 0.363$.

$$\gamma = E_c / E_v$$

$$t = (E_c - m)^2 - E_c^2 = -2mE_c$$

$$\begin{pmatrix} E_2 \\ E_1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}$$

$\overline{(\nu_e)} \quad \overline{(\nu_e)} \quad \overline{(\nu_L)} \quad \overline{(\nu_\mu)}$
 $\begin{array}{c} \diagup \quad \diagdown \\ \diagdown \quad \diagup \end{array} \quad \begin{array}{c} \diagup \quad \diagdown \\ \diagdown \quad \diagup \end{array} \quad + \quad \begin{array}{c} \overline{(\nu_L)} \\ \diagup \quad \diagdown \\ e \quad \nu \end{array} \quad |^2$
 $\begin{array}{c} \overline{(\nu_e)} \\ \diagup \quad \diagdown \\ e \quad \nu \end{array} \quad \begin{array}{c} \overline{(\nu_e)} \\ \diagup \quad \diagdown \\ \nu \quad e \end{array}$

$$\frac{d\sigma(\bar{\nu}_e e^- \rightarrow \bar{\nu}_e e^-)}{dy} = \frac{2G_F^2 m_e E_\nu}{\pi} \left[\frac{g_R^2}{(1 + 2m_e E_\nu y/M_Z^2)^2} + \left| \frac{g_L}{1 + 2m_e E_\nu y/M_Z^2} + \frac{1}{1 - 2m_e E_\nu/M_W^2 + i\Gamma_W/M_W} \right|^2 \right]$$