

Fortgeschrittene Experimentalphysik für Lehramtsstudierende Teil II: Kern- und Teilchenphysik



Prof. Markus Schumacher
Sommersemester 2013

Kapitel 8: Wechselwirkungen und Symmetrien

Differentielle Wirkungsquerschnitte der QED

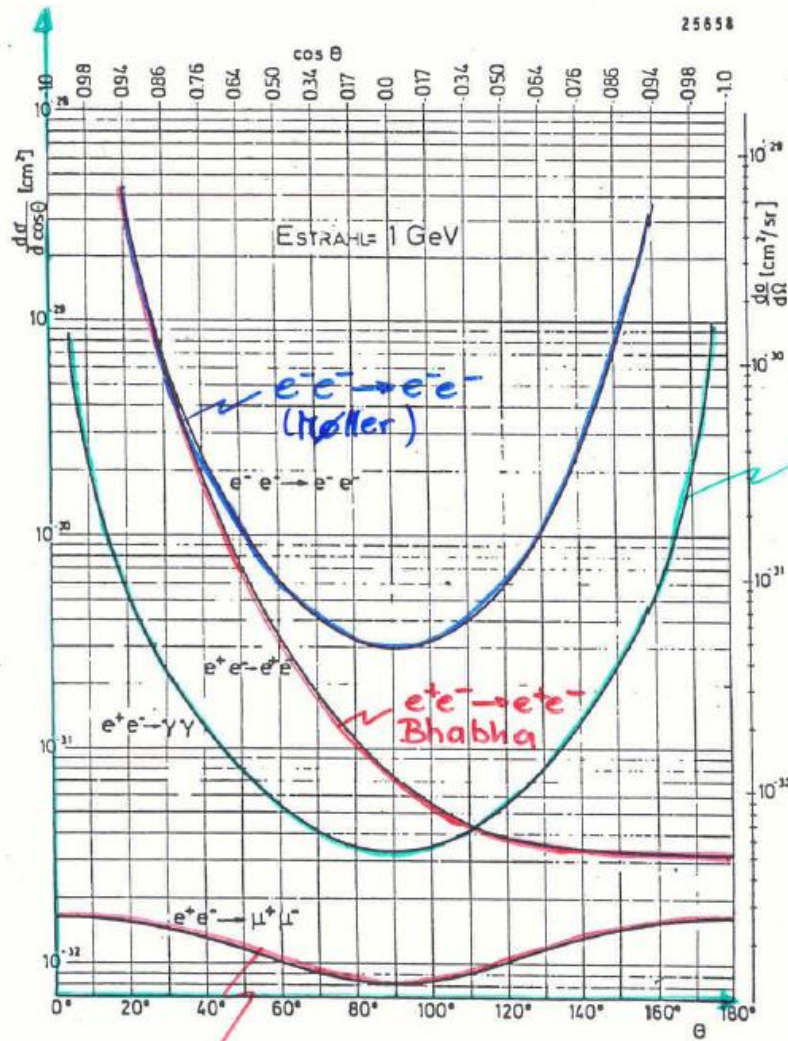
TABLE 6.1

Leading Order Contributions to Representative QED Processes

	Feynman Diagrams		$ \mathcal{M} ^2/2e^4$
	Forward peak	Backward peak	Forward Interference Backward
<p><u>Møller scattering</u></p> $e^- e^- \rightarrow e^- e^-$			$\frac{s^2 + u^2}{t^2} + \frac{2s^2}{tu} + \frac{s^2 + t^2}{u^2}$ <p>($u \leftrightarrow t$ symmetric)</p>
(Crossing $s \leftrightarrow u$)			
<p><u>Bhabha scattering</u></p> $e^- e^+ \rightarrow e^- e^+$			$\frac{s^2 + u^2}{t^2} + \frac{2u^2}{ts} + \frac{u^2 + t^2}{s^2}$
			$\frac{s^2 + u^2}{t^2}$
(Crossing $s \leftrightarrow t$)			$\frac{u^2 + t^2}{s^2}$

Differentielle Wirkungsquerschnitte der QED

$$\frac{d\sigma}{d\cos\theta}$$



Moeller $e^-e^- \rightarrow e^-e^-$

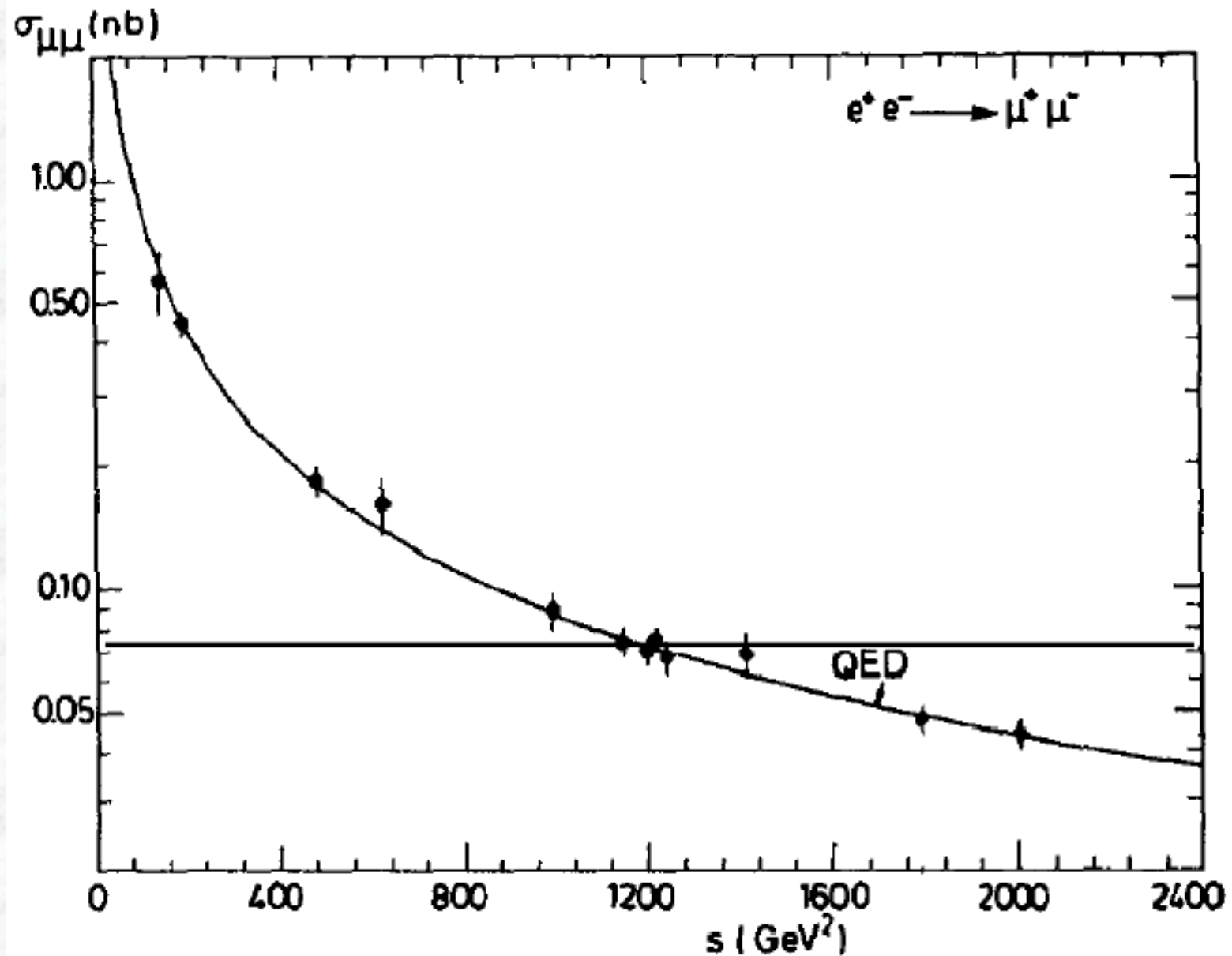
Bhabha $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$

$e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$

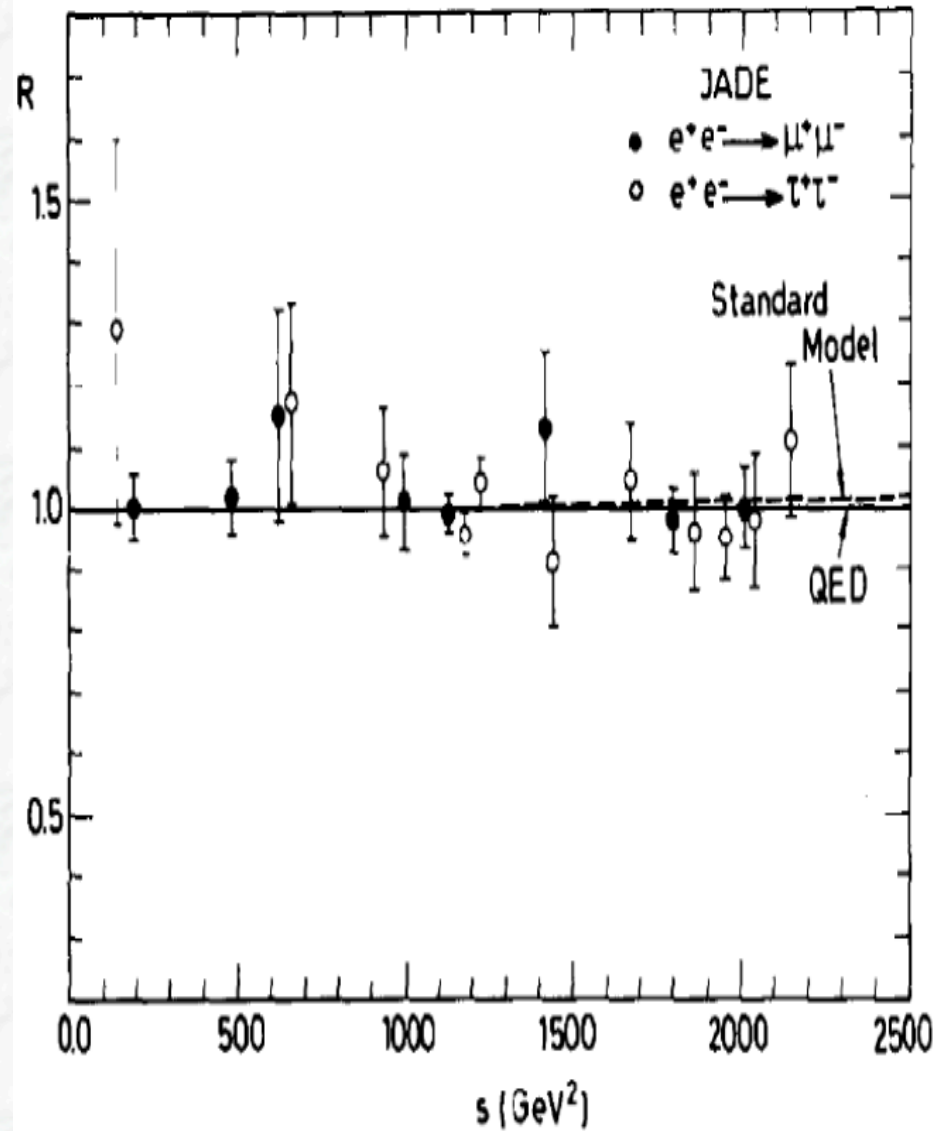
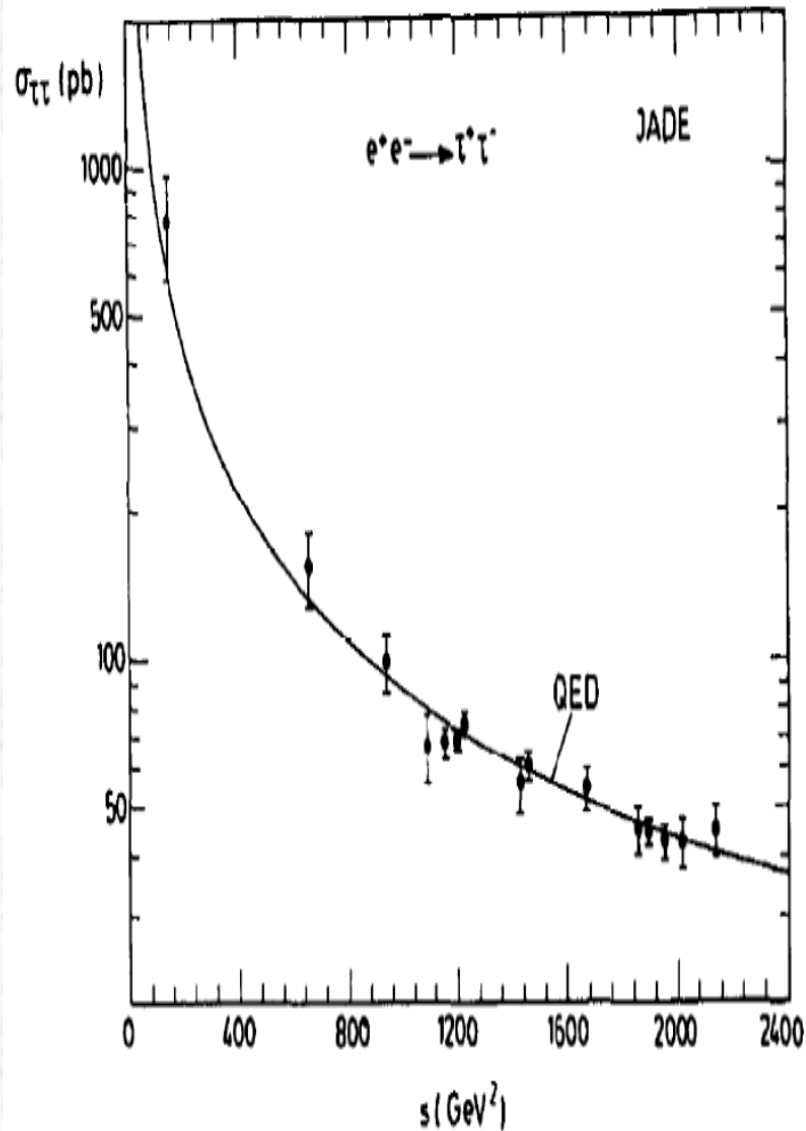
$e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$

θ (grad)

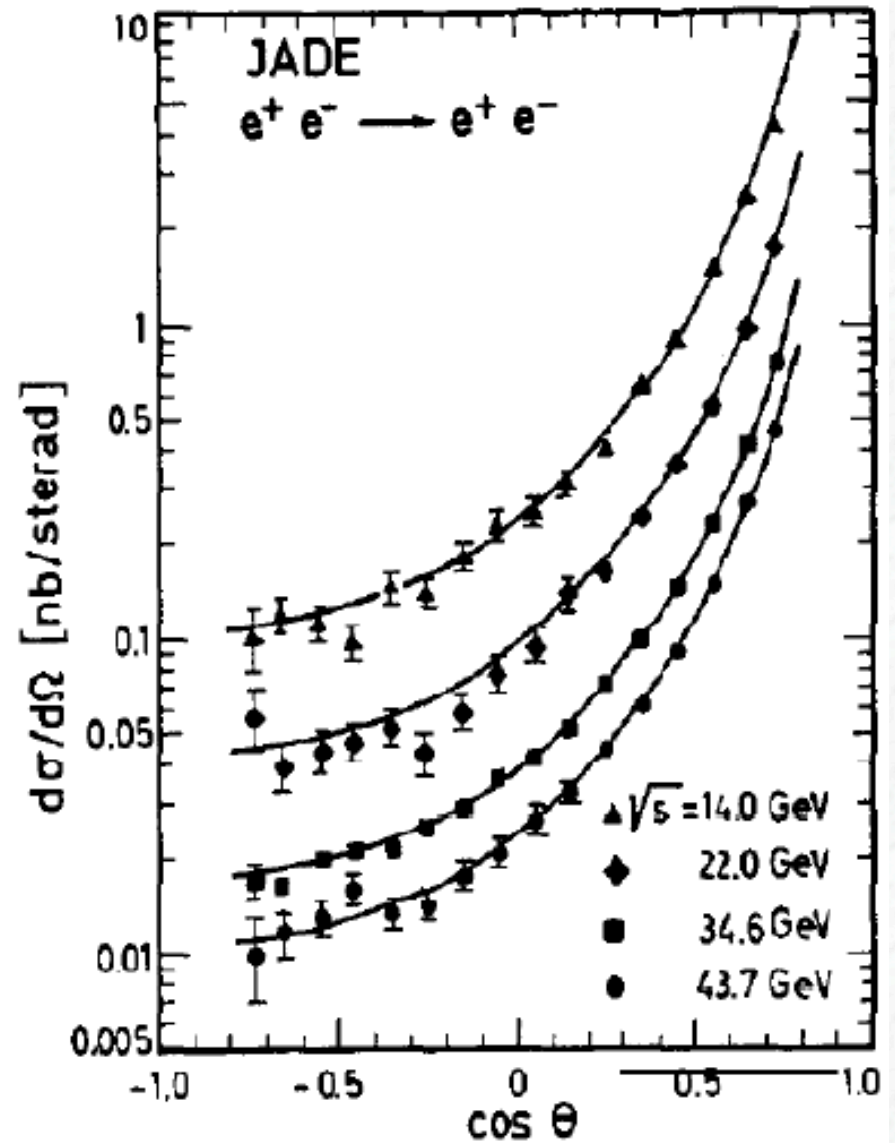
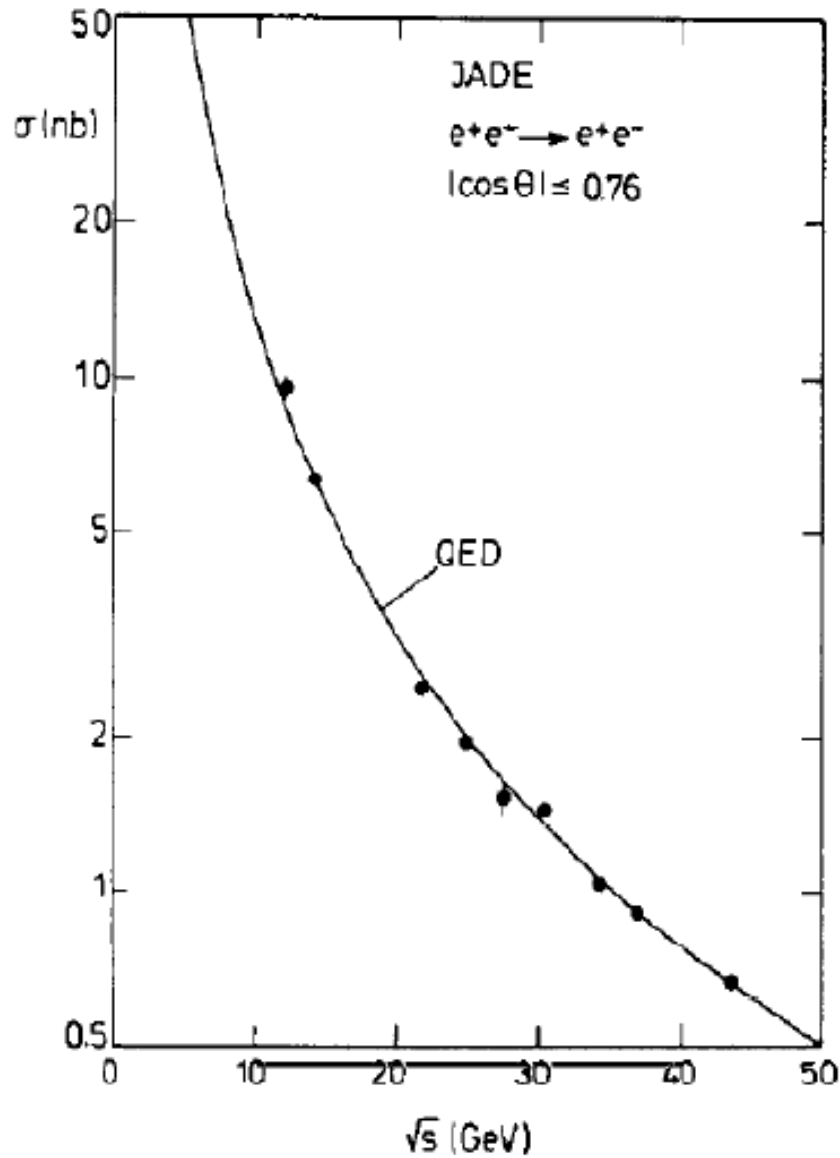
Totaler Wirkungsquerschnitt $e^+e^- \rightarrow \text{Myonen}$



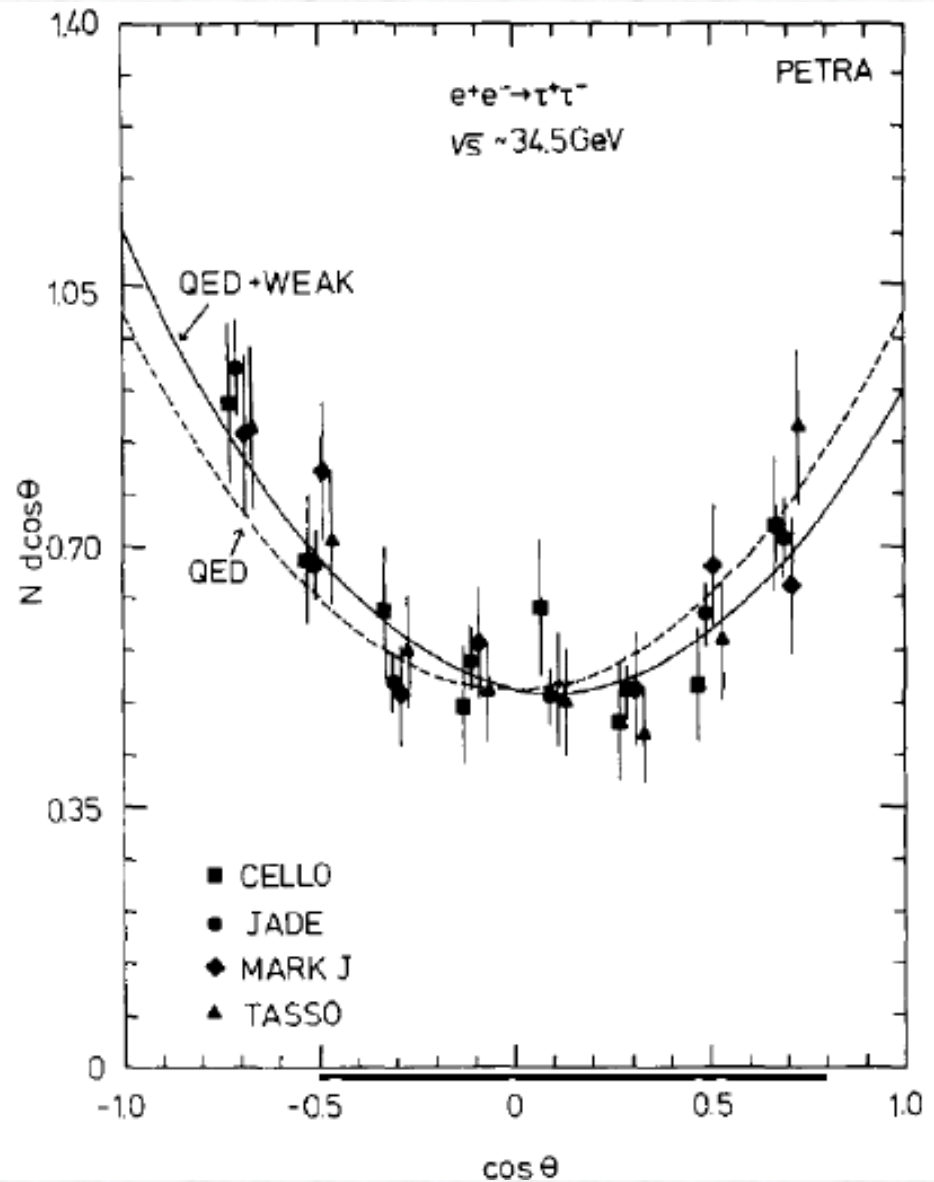
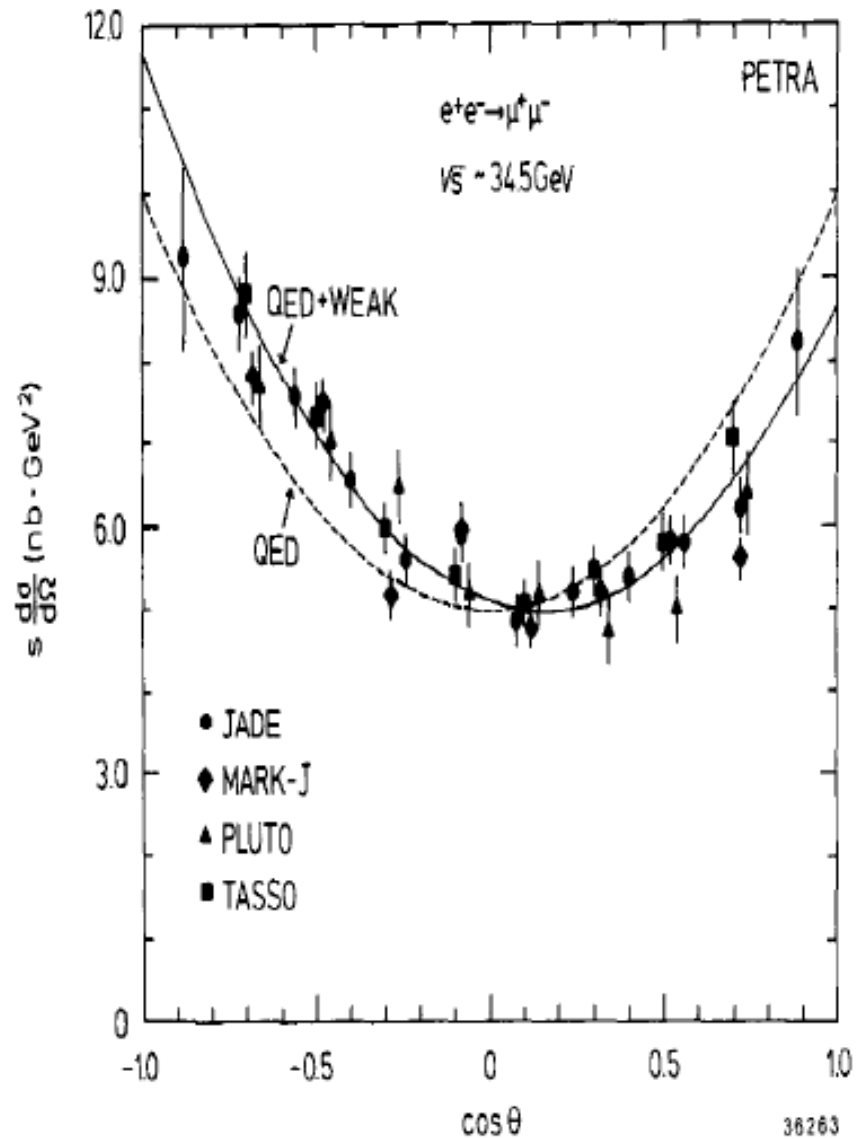
Test der Leptonuniversalität



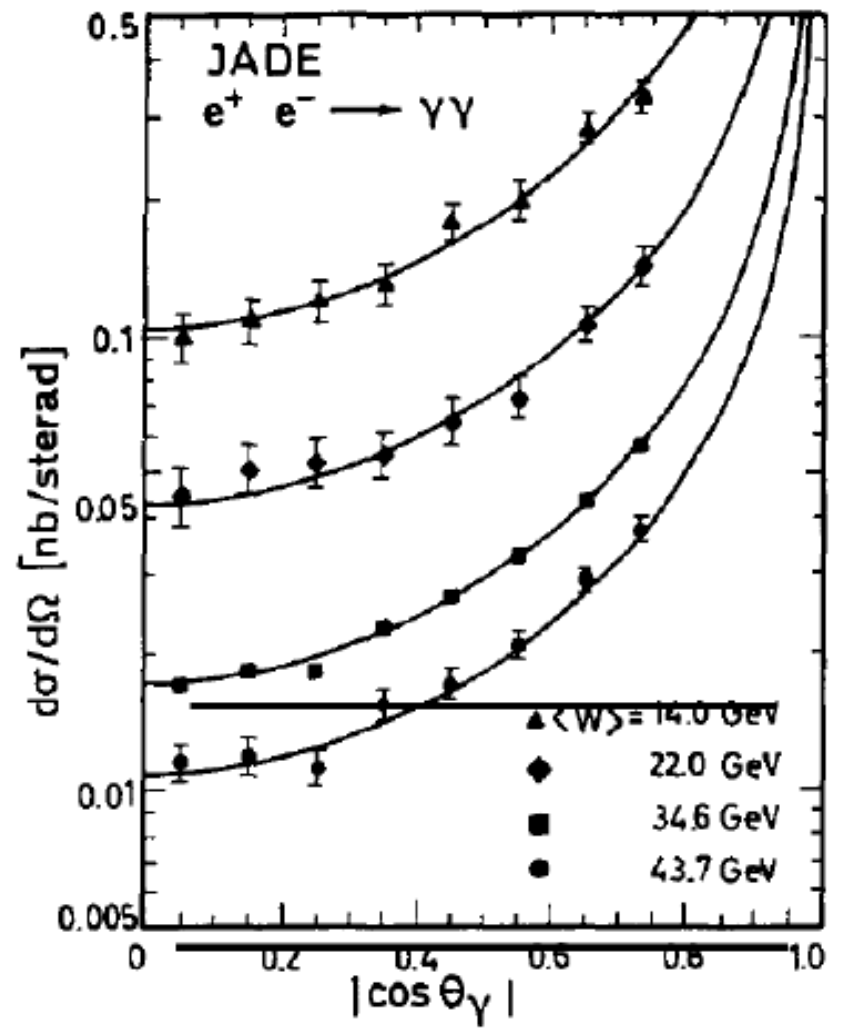
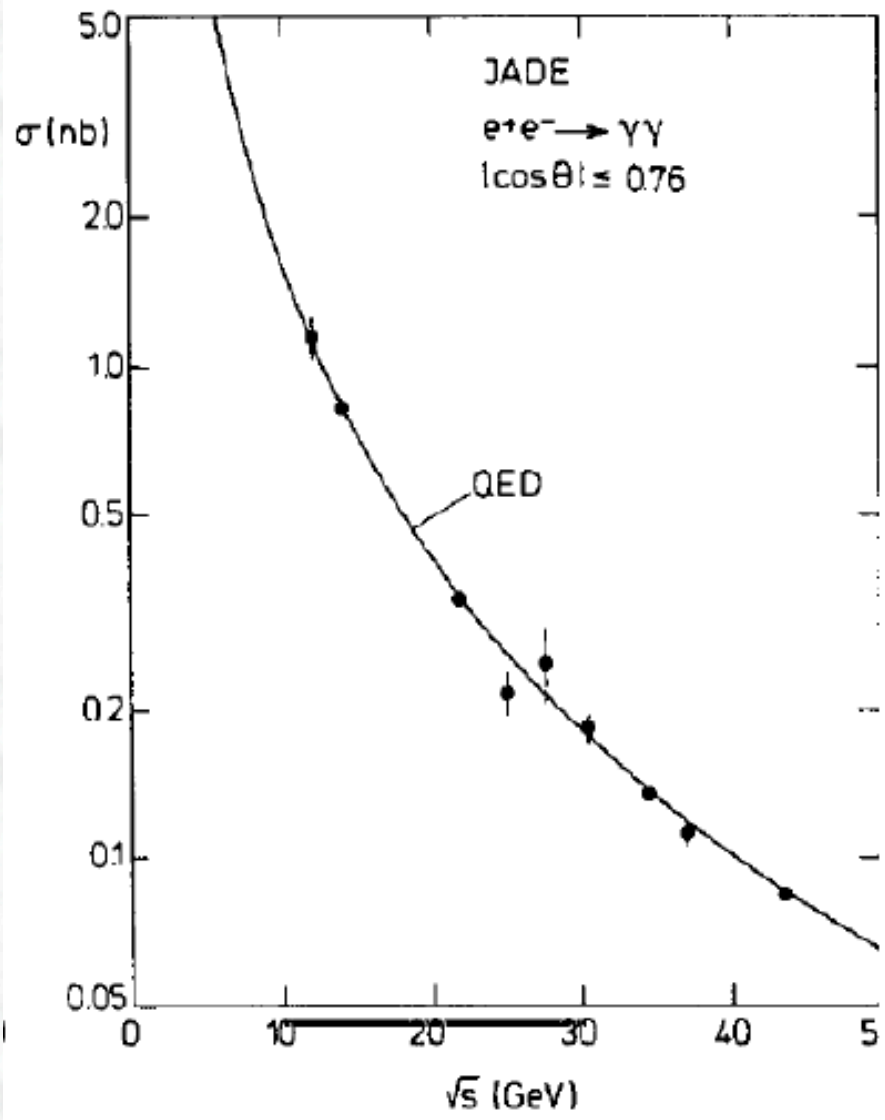
Wirkungsquerschnitte für Bhabha-Streuung



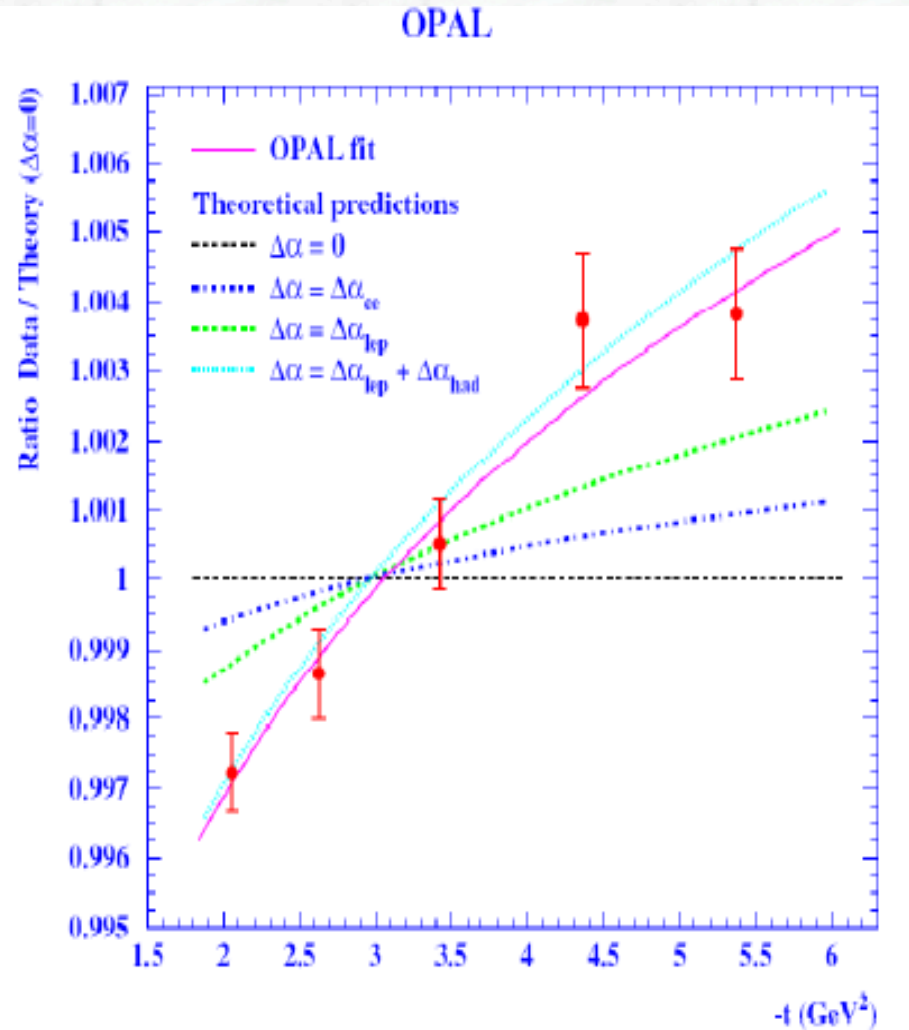
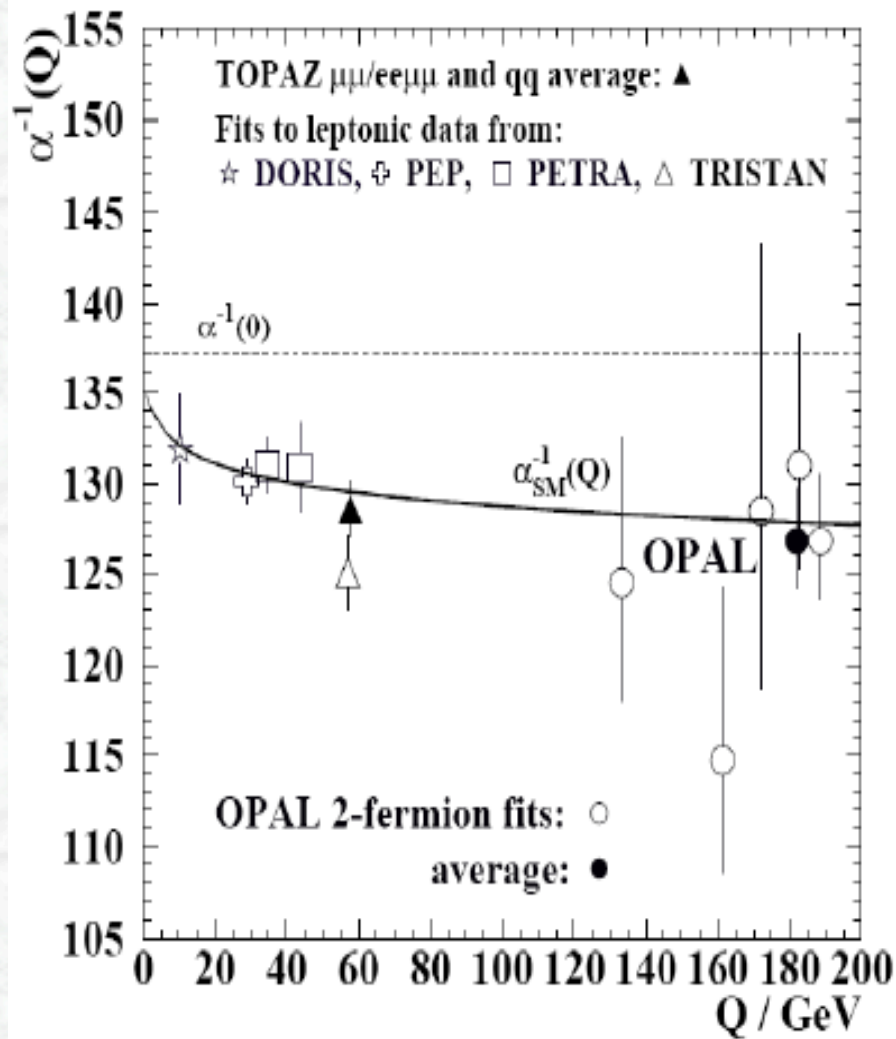
Differentielle Wirkungsquerschnitte



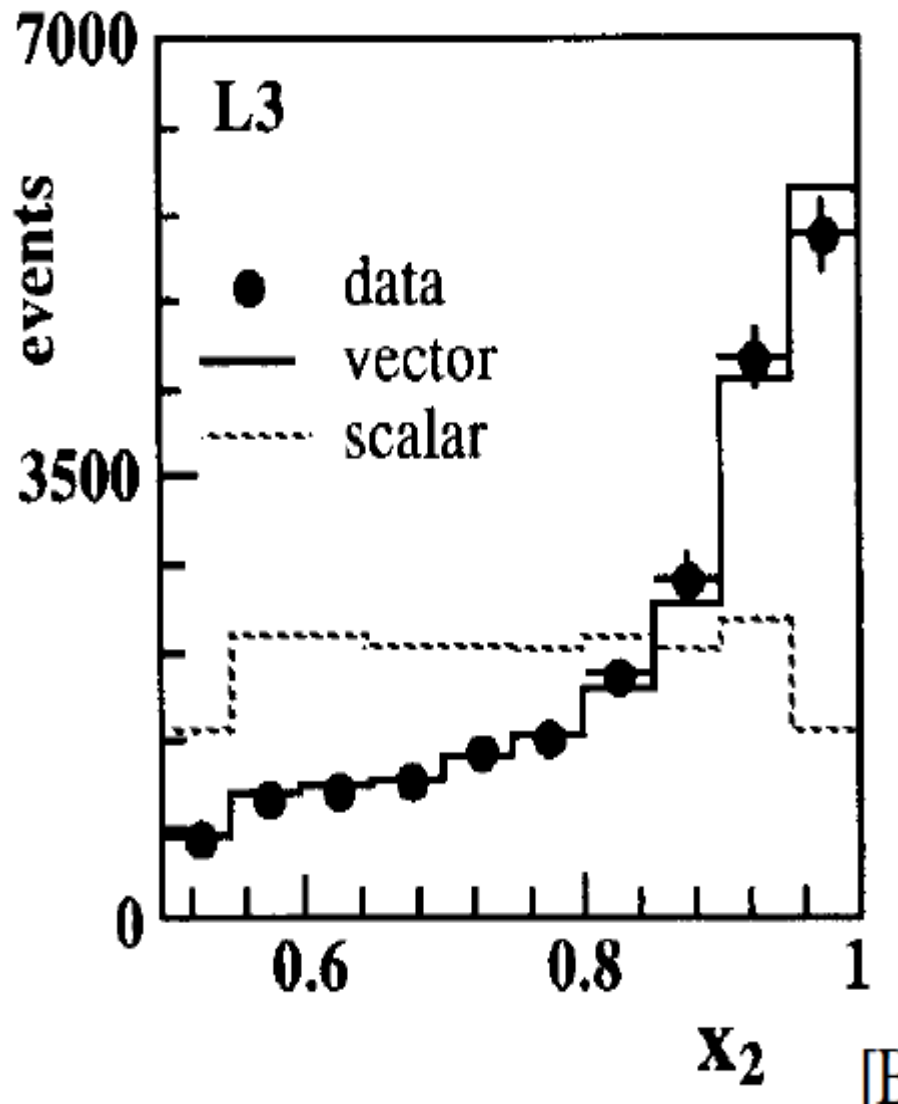
Wirkungsquerschnitte für $e^+e^- \rightarrow 2$ Photonen



Laufende QED-Kopplung



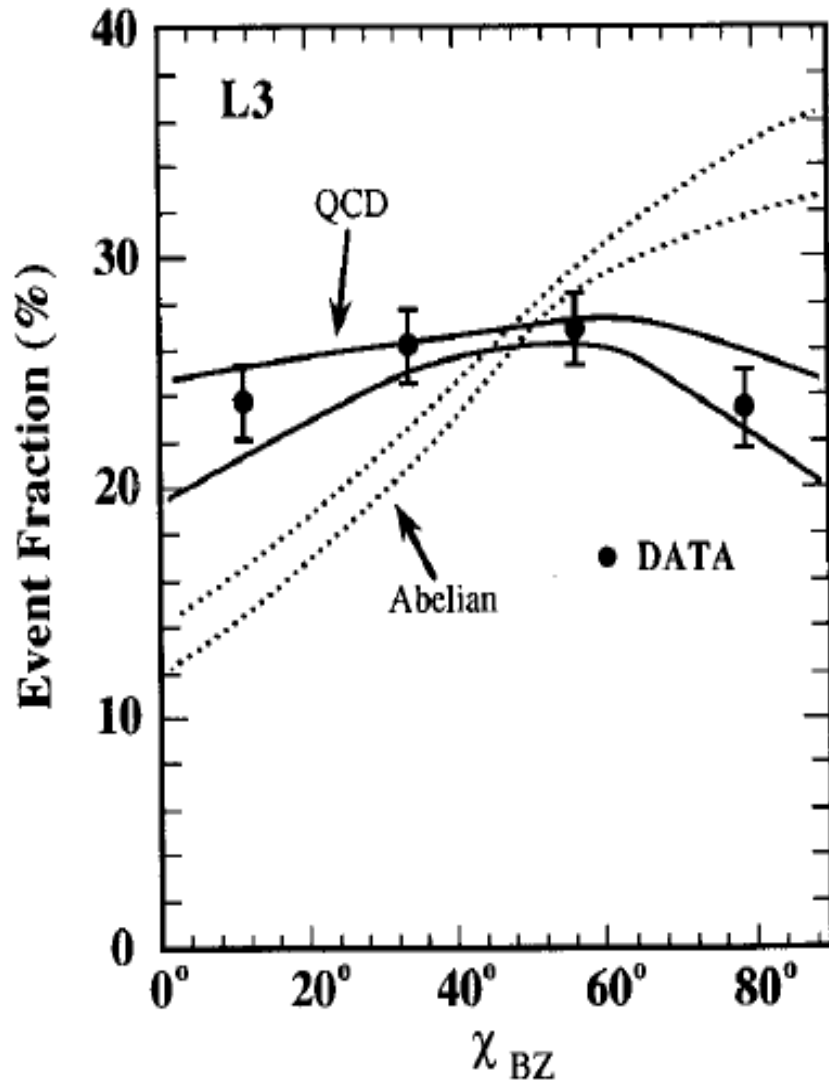
Evidenz für Spin=1 des Gluons



Auswahl von 3-Jet Ereignissen

$$x_i = 2E_i/\sqrt{s}, x_1 > x_2 > x_3$$

Evidenz für Selbstkopplung des Gluons



Nachweis der Gluonselfkopplung:

Auswahl von 4-Jet Endzuständen

$x_i = 2E_i/\sqrt{s}$, $x_1 > x_2 > x_3 > x_4$ (Energieordnung)

χ_{BZ} ist Winkel zwischen Ebenen

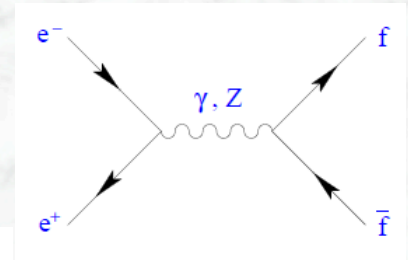
von p_1 mit p_2 und p_3 mit p_4

Evidenz für 3 Farben

a) R-Verhältnis in e⁺e⁻ -Kollisionen

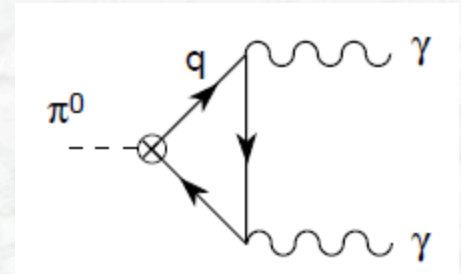
$$R_{e^+e^-} \equiv \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{hadrons})}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)}$$

$$R_{e^+e^-} \approx N_C \sum_{f=1}^{N_f} Q_f^2 = \begin{cases} \frac{2}{3} N_C = 2, & (N_f = 3 : u, d, s) \\ \frac{10}{9} N_C = \frac{10}{3}, & (N_f = 4 : u, d, s, c) \\ \frac{11}{9} N_C = \frac{11}{3}, & (N_f = 5 : u, d, s, c, b) \end{cases}$$



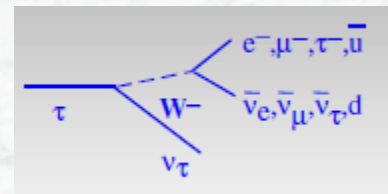
b) Zerfallsbreite $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ Exp: $\Gamma = 7.7 \pm 0.6 \text{ eV}$

$$\Gamma(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma) = \left(\frac{N_C}{3}\right)^2 \frac{\alpha^2 m_\pi^3}{64\pi^3 f_\pi^2} = 7.73 \text{ eV}$$

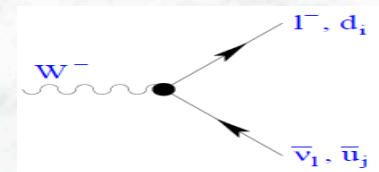


c) Verzweigungsverhältnisse

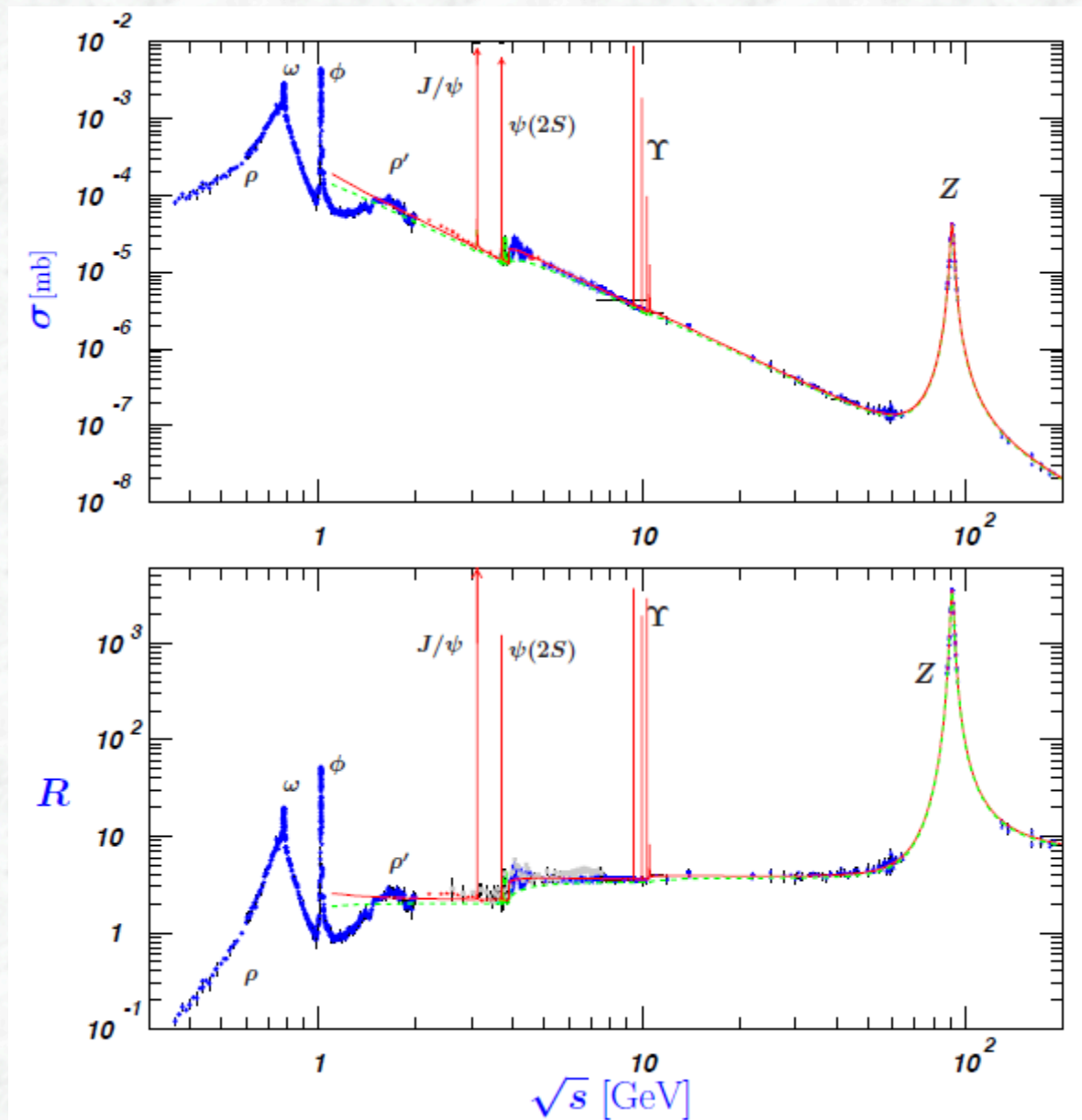
i) $\tau \rightarrow \mu \nu$: Exp: 18% Theorie: $1/(2+N_C)$
 alle Zerfälle $\tau \rightarrow \mu \nu$, $\tau \rightarrow e \nu$, $\tau \rightarrow u d' \nu$



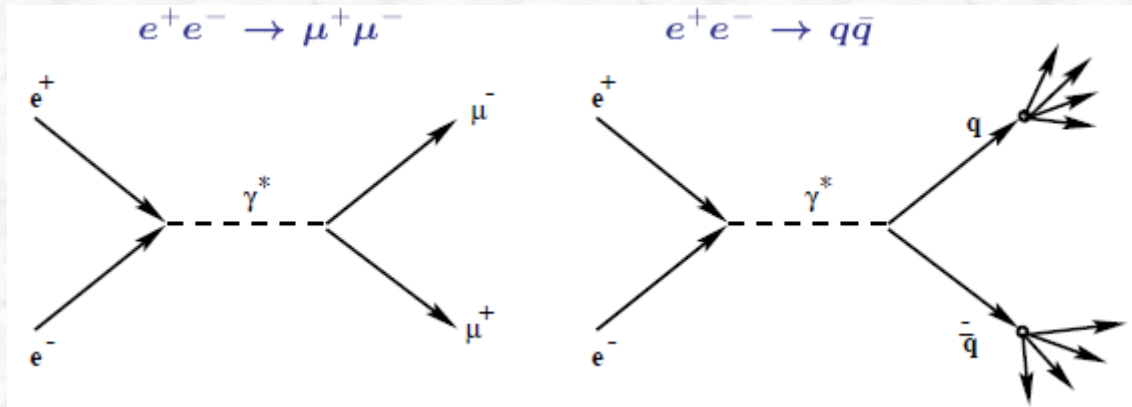
ii) $W \rightarrow \mu \nu$: Exp: 11% Theorie: $1/(3+2*N_C)$
 alle Zerfälle $W \rightarrow e \nu$, $W \rightarrow \mu \nu$, $W \rightarrow \tau \nu$, $W \rightarrow u d'$, $W \rightarrow c s'$



Evidenz für R-Verhältnis in e^+e^- Streuung

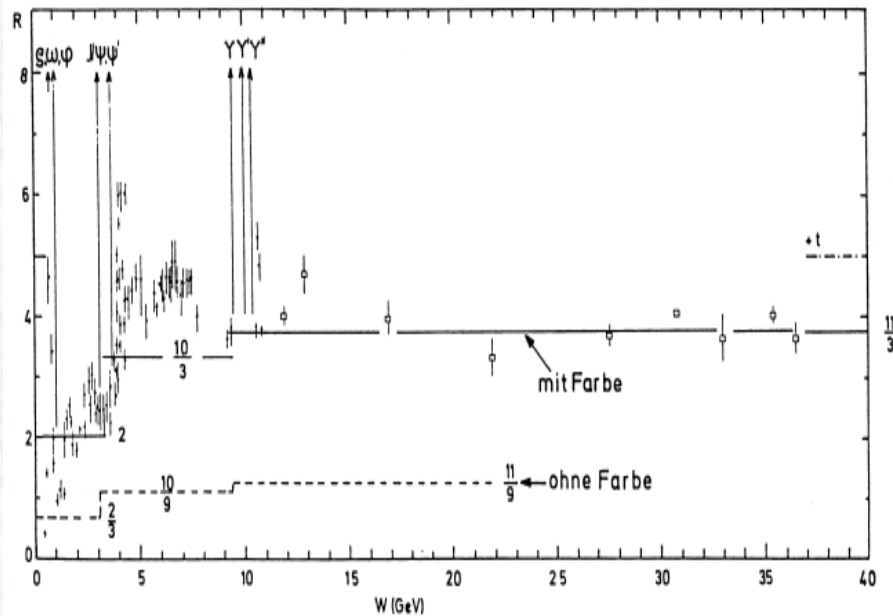


Evidenz für 3 Farben aus R-Verhältnis



$$R = \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow q\bar{q})}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)}$$

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow q\bar{q}) = N_C \cdot \sum e_i^2 \cdot \sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)$$



$$R_{dsu}(E < 3 \text{ GeV}) = 3 \cdot \left[2 \cdot \left(\frac{1}{3}\right)^2 + 1 \cdot \left(\frac{2}{3}\right)^2 \right] = \frac{6}{3}$$

$$R_{dsuc}(E < 10 \text{ GeV}) = 3 \cdot \left[2 \cdot \left(\frac{1}{3}\right)^2 + 2 \cdot \left(\frac{2}{3}\right)^2 \right] = \frac{10}{3}$$

$$R_{dsbuc}(E < 360 \text{ GeV}) = 3 \cdot \left[3 \cdot \left(\frac{1}{3}\right)^2 + 2 \cdot \left(\frac{2}{3}\right)^2 \right] = \frac{11}{3}$$

$$R_{dsbuct}(E > 360 \text{ GeV}) = 3 \cdot \left[3 \cdot \left(\frac{1}{3}\right)^2 + 3 \cdot \left(\frac{2}{3}\right)^2 \right] = \frac{15}{3}$$

Laufende Kopplungskonstante

Unterschiedliches Verhalten auf Einschleifenniveau:

$$\left(\alpha_s(q^2)\right)_{q\bar{q}} = \alpha_s(\mu^2) \left(1 + N_f \cdot \frac{\alpha_s(\mu^2)}{6\pi} \cdot \ln\left(\frac{q^2}{\mu^2}\right)\right)$$

$$\left(\alpha_s(q^2)\right)_{gg} = \alpha_s(\mu^2) \left(1 - 11 \cdot \frac{\alpha_s(\mu^2)}{4\pi} \cdot \ln\left(\frac{q^2}{\mu^2}\right)\right)$$

N_f die Zahl der aktiven Quarkflavours mit $2m_f < \sqrt{q^2}$

Alle Schleifen aufaddiert:

$$\alpha_s(q^2) = \frac{\alpha_s(\mu^2)}{1 + (33 - 2N_f) \frac{\alpha_s(\mu^2)}{12\pi} \ln\left(\frac{q^2}{\mu^2}\right)}$$

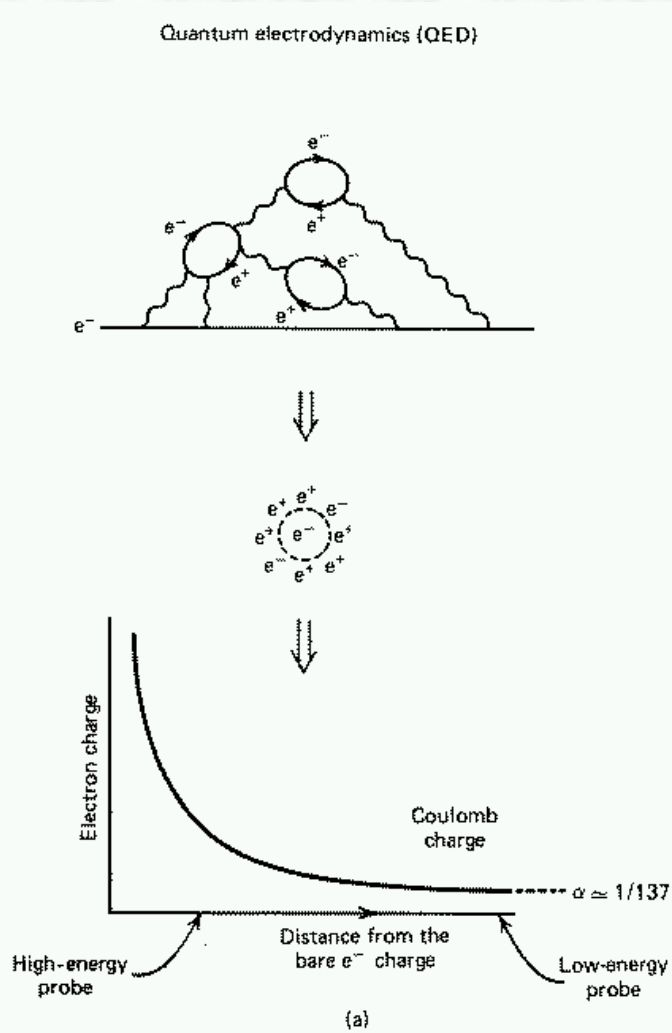
$\alpha_s \rightarrow 0$ für $q^2 \rightarrow \infty$, falls $33 - 2N_f$, also $N_f < 16.5$

- Für $q^2 \rightarrow \infty$ folgt $\alpha_s(q^2) \rightarrow 0$:
asymptotische Freiheit
- Für $q^2 \rightarrow 0$ folgt $\alpha_s(q^2) \rightarrow \infty$:
Confinement: Störungstheorie versagt, Quarks und Gluonen existieren nicht als ungebundene, freie Objekte.

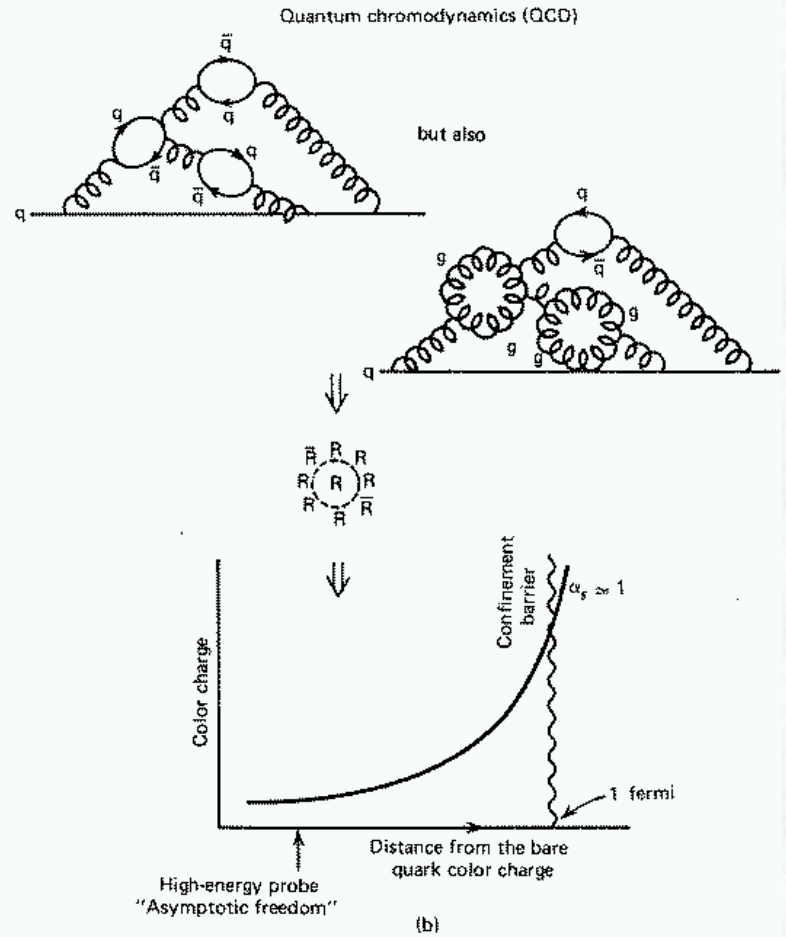
Laufende Kopplungen im Vergleich

QED

QCD



Nur Abschirmung



Abschirmung durch Quarkschleifen
Antiabschirmung durch Gluonschleifen

Laufende Kopplungen im Vergleich

Unterschiedliches Verhalten auf Einschleifenniveau:

$$\left(\alpha_s(q^2)\right)_{q\bar{q}} = \alpha_s(\mu^2) \left(1 + N_f \cdot \frac{\alpha_s(\mu^2)}{6\pi} \cdot \ln\left(\frac{q^2}{\mu^2}\right)\right)$$

$$\left(\alpha_s(q^2)\right)_{gg} = \alpha_s(\mu^2) \left(1 - 11 \cdot \frac{\alpha_s(\mu^2)}{4\pi} \cdot \ln\left(\frac{q^2}{\mu^2}\right)\right)$$

N_f die Zahl der aktiven Quarkflavours mit $2m_f < \sqrt{q^2}$

Alle Schleifen aufaddiert:

$$\alpha_s(q^2) = \frac{\alpha_s(\mu^2)}{1 + (33 - 2N_f) \frac{\alpha_s(\mu^2)}{12\pi} \ln\left(\frac{q^2}{\mu^2}\right)}$$

$\alpha_s \rightarrow 0$ für $q^2 \rightarrow \infty$, falls $33 - 2N_f$, also $N_f < 16.5$

- Für $q^2 \rightarrow \infty$ folgt $\alpha_s(q^2) \rightarrow 0$:
asymptotische Freiheit
- Für $q^2 \rightarrow 0$ folgt $\alpha_s(q^2) \rightarrow \infty$:
Confinement: Störungstheorie versagt, Quarks und Gluonen existieren nicht als ungebundene, freie Objekte.

Potential der QCD / „Confinement“

Ansatz: Coulombterm $\sim 1/r$ und anwachsender Term $\sim r$

$$V_{\text{qq}} = -\frac{4}{3} \alpha_s \frac{\hbar c}{r} + k r$$

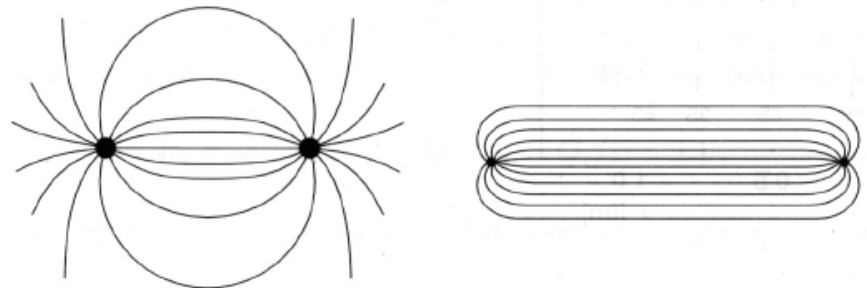
Coulombterm: Hinweis auf Analogie zu QED

Linearer Term: Hinweis auf „Confinement“

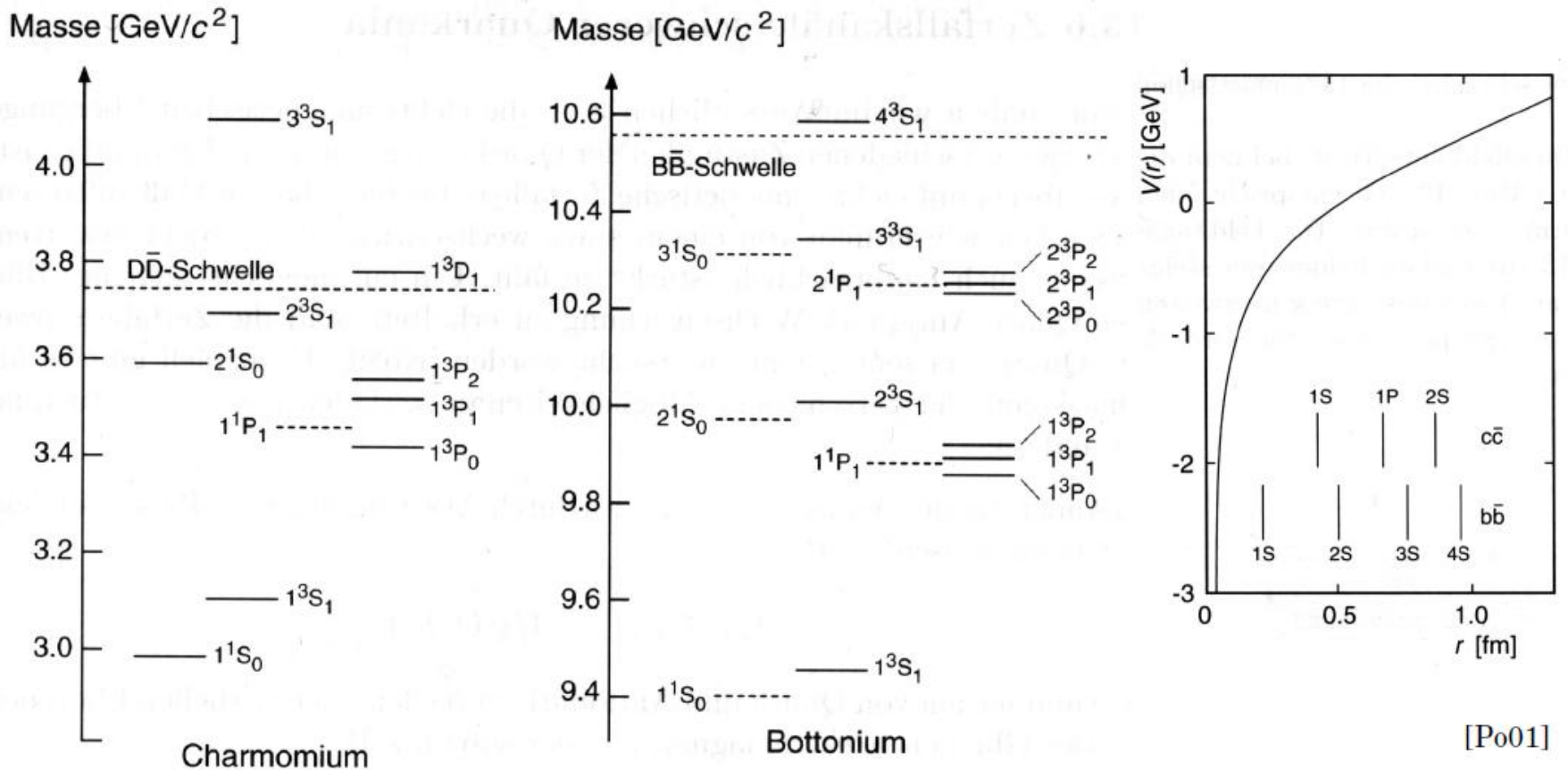
Aus Anpassung an
 $c\bar{c}$ und $b\bar{b}$ -Spektren:

$$\alpha_s \approx 0,3; k \approx 1 \text{ GeV/fm}$$

$$m_c \approx 1,5 \text{ GeV}/c^2; m_b \approx 4,5 \text{ GeV}/c^2$$

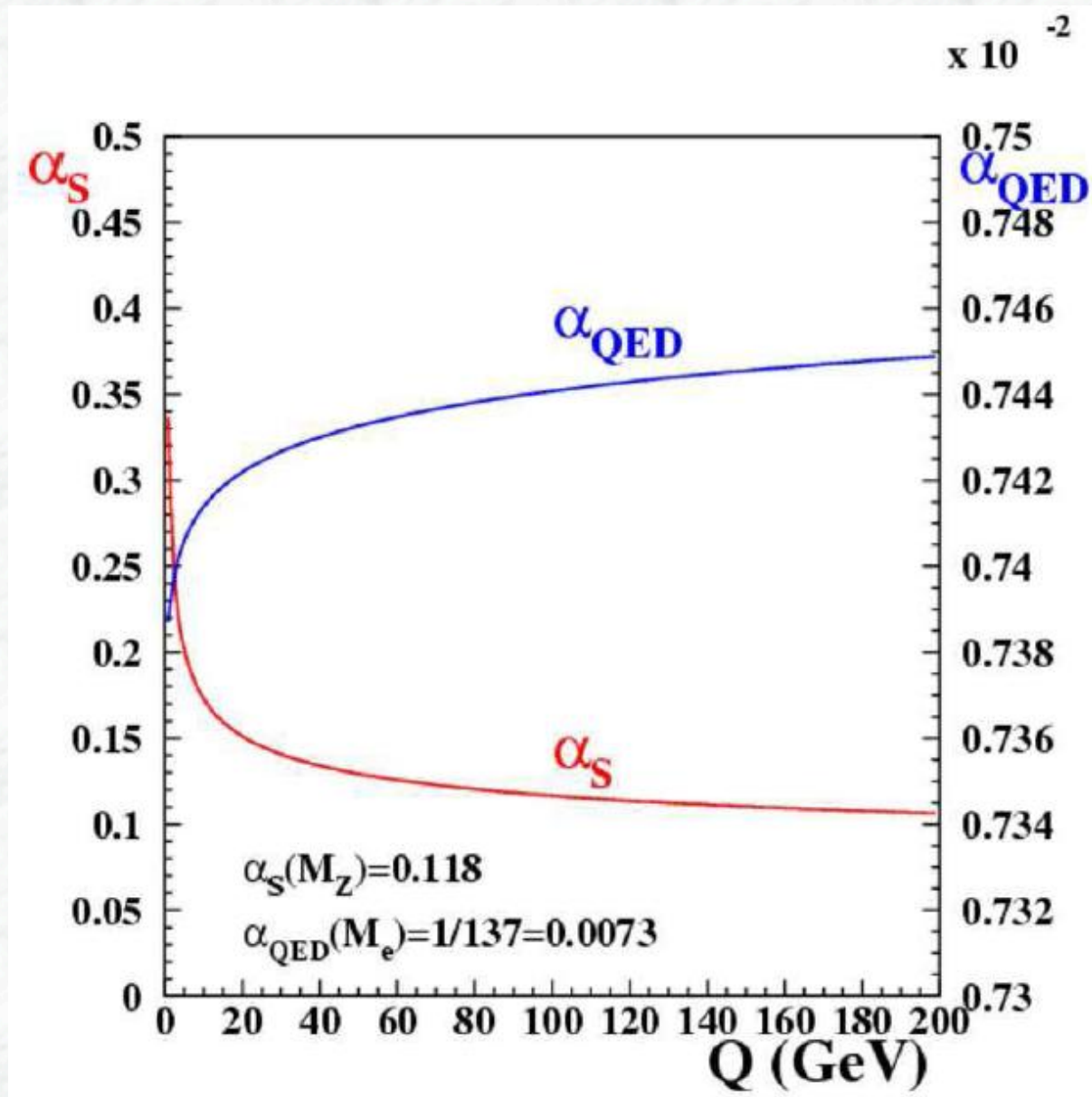


Potential der QCD / „Confinement“



Termschemata ähnlich, aber $\Delta E_{cc}(1S-2S) \approx \Delta E_{bb}(1S-2S) \Rightarrow$ kein reines $1/r$ -Potential ($\Delta E \sim m_c$). Form des zusätzlichen Terms: anwachsend

Laufende Kopplungen im Vergleich



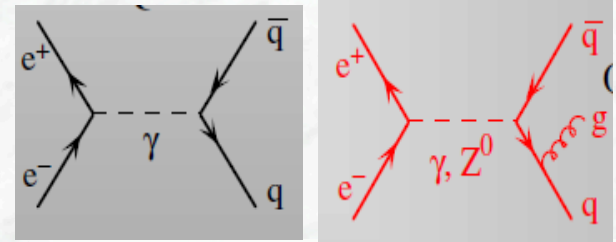
Messung der starken Kopplungskonstanten

a) R-Verhältnis in e+e- -Kollisionen

$$R = \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{Hadronen})}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)} = R_{\alpha_s=0}^{theo.} \cdot (1 + a_1\alpha_s(Q^2) + a_2\alpha_s^2(Q^2) + \dots)$$

b) Verhältnisse von Jetraten in e+e-, ep-Streuungen

$$\frac{N((n+1) \text{ Jets})}{N(n \text{ Jets})} \propto \alpha_s(Q^2)$$



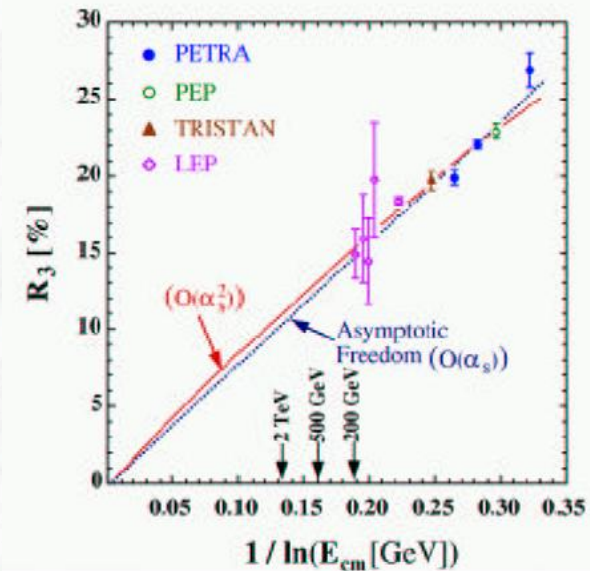
$$R_3 \equiv \frac{\sigma_{3\text{-jet}}}{\sigma_{\text{tot}}} \propto \alpha_s(E_{\text{cm}}) \propto \frac{1}{\ln E_{\text{cm}}}$$

c) R-Verhältnis in Tau-Leptonzerfällen

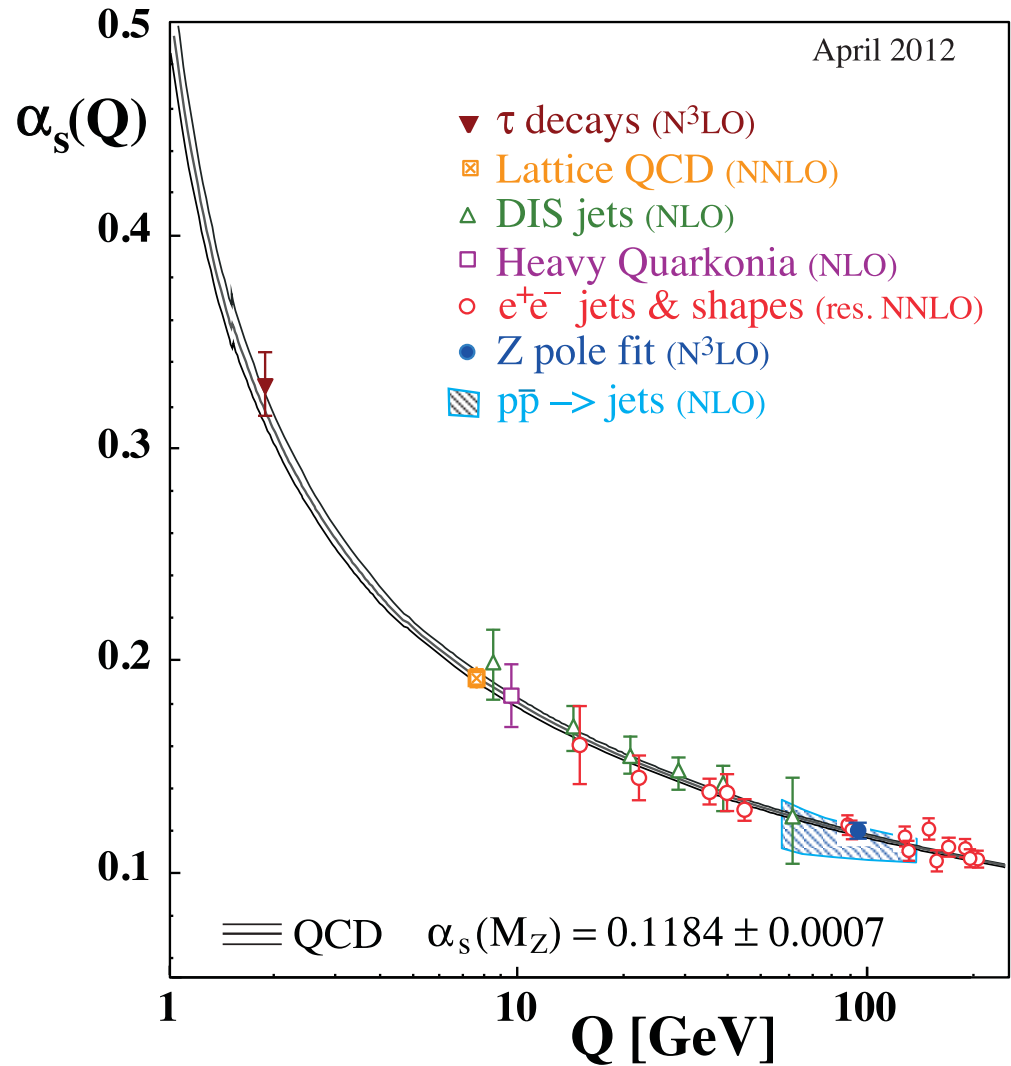
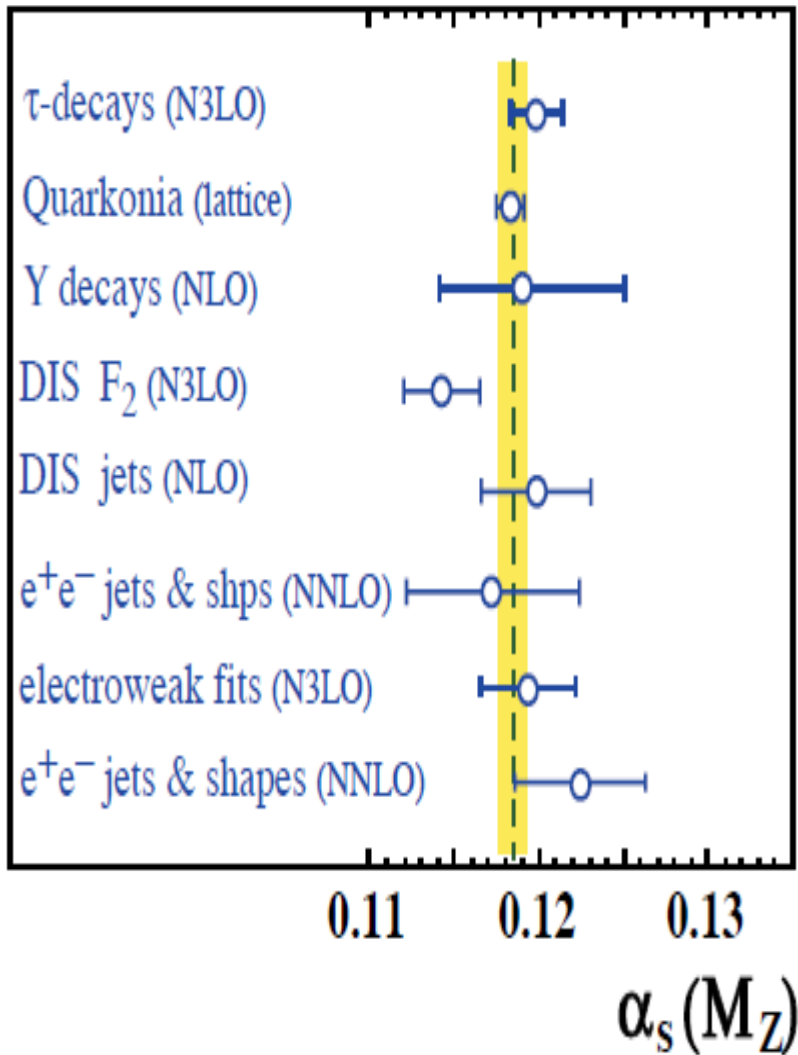
$$R_\tau = \frac{\Gamma(\tau^- \rightarrow \text{Hadronen})}{\Gamma(\tau^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau)} \propto \alpha_s(m_\tau^2)$$

d) Massenspektren von Charmonium und Bottonium

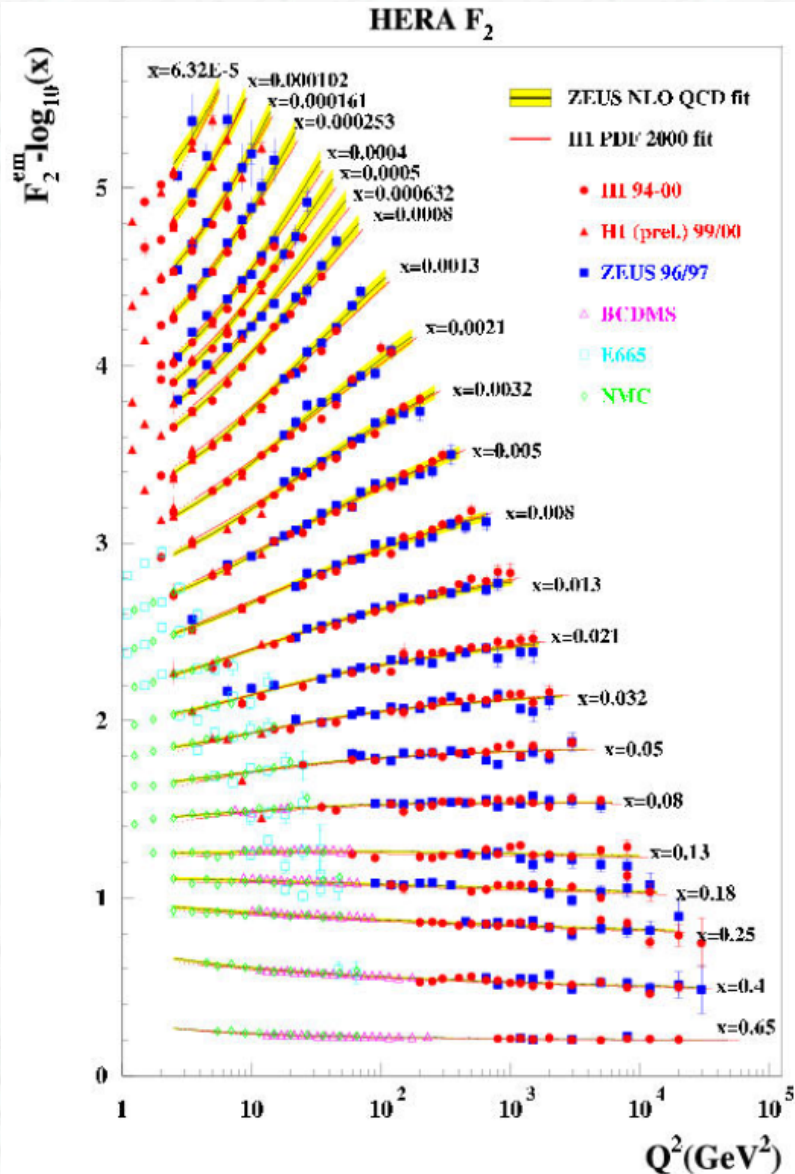
e) Verletzung der Bjorkenschen Skaleninvarianz in Tiefinelastischer Streuung



Messung der starken Kopplungskonstanten



Verletzung des Skalenverhaltens

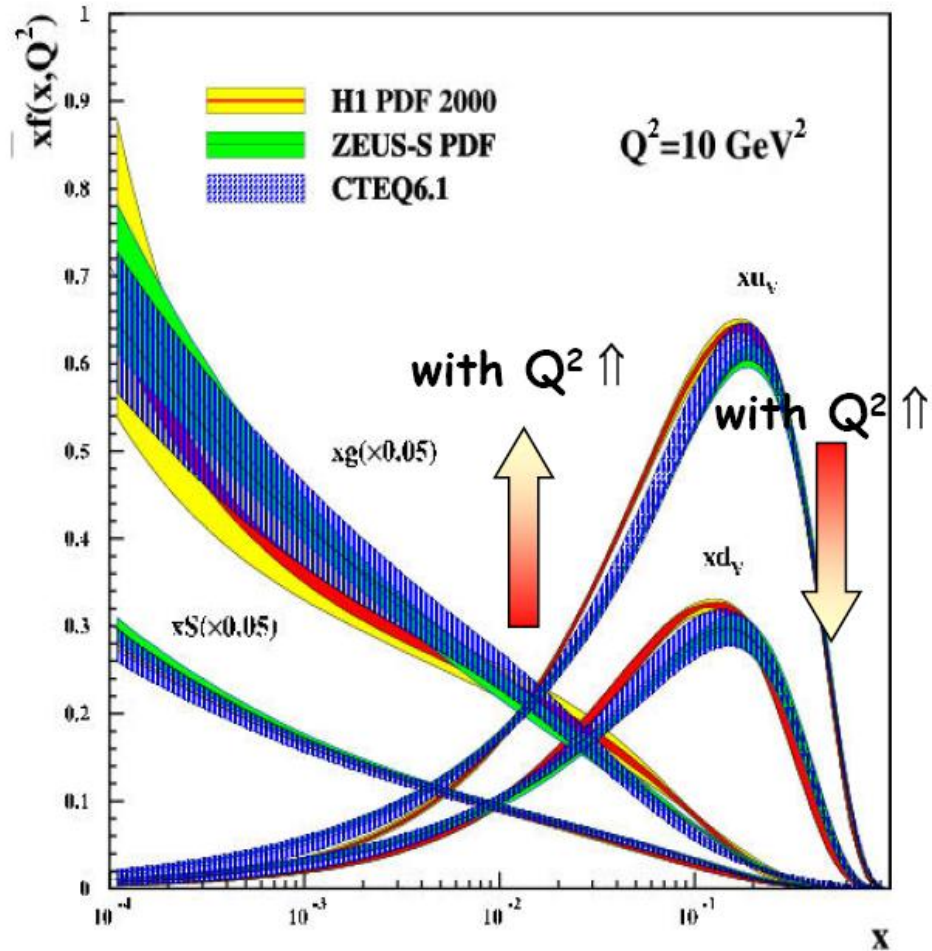
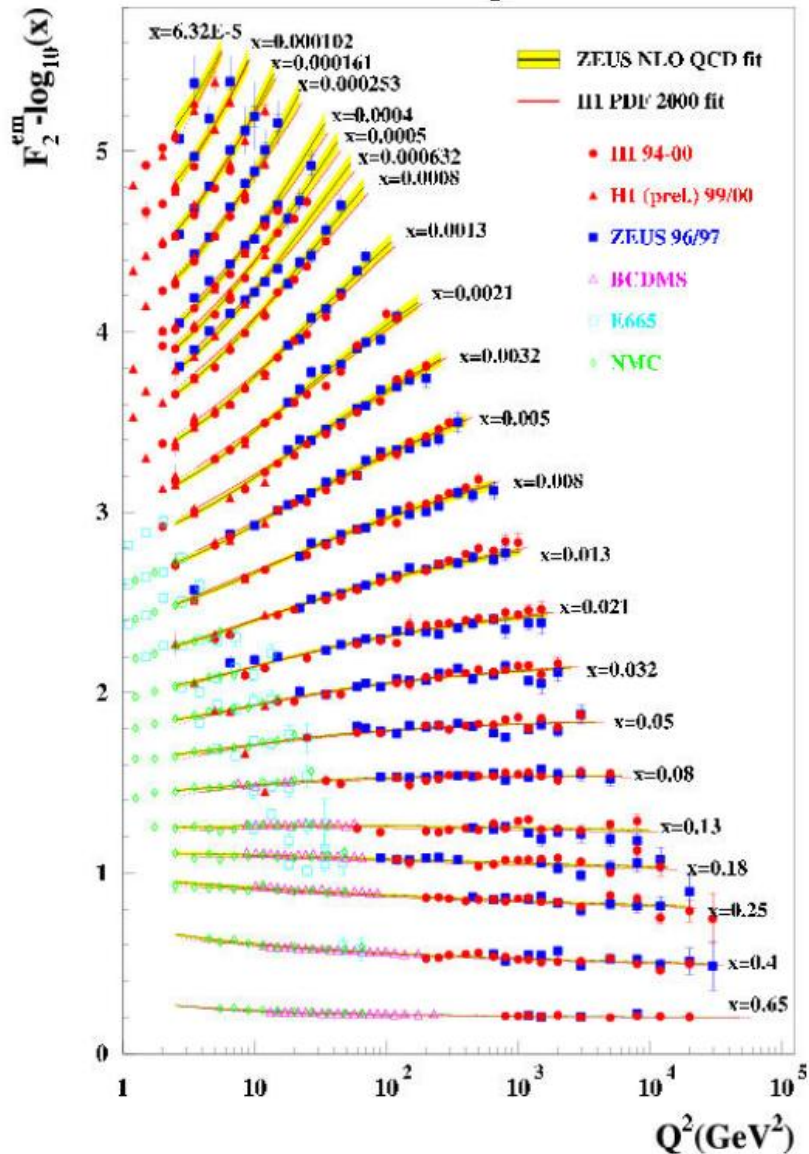


at higher Q^2
 $\Rightarrow F_2(x)$ does also depend
on Q^2 , not on x only

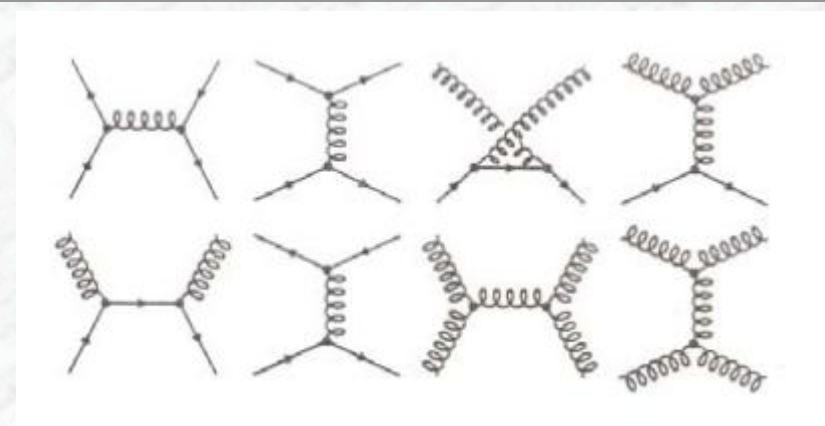
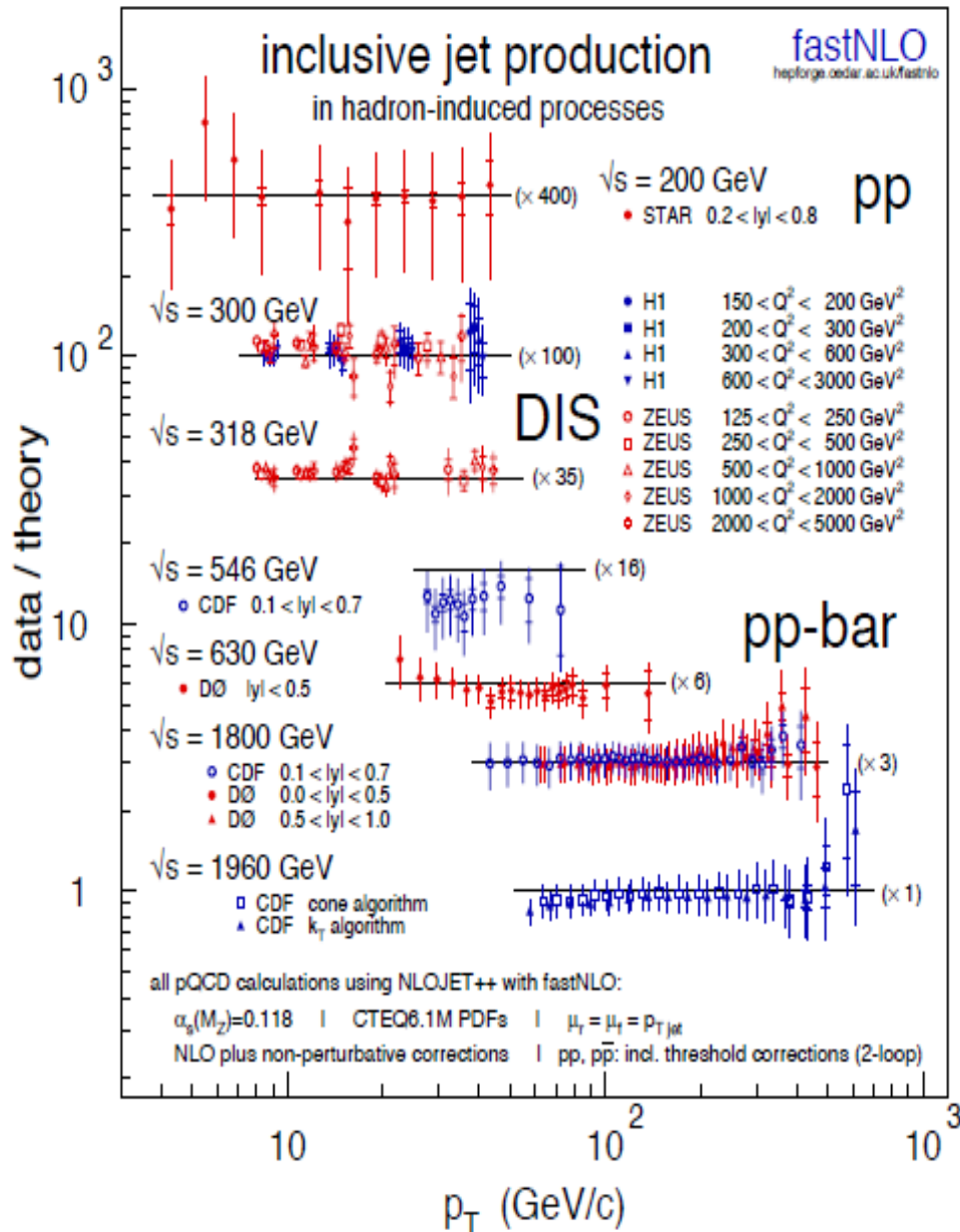
small $x \Rightarrow$ partons inside
the proton with small
momentum fractions

Verletzung des Skalenverhaltens

HERA F_2

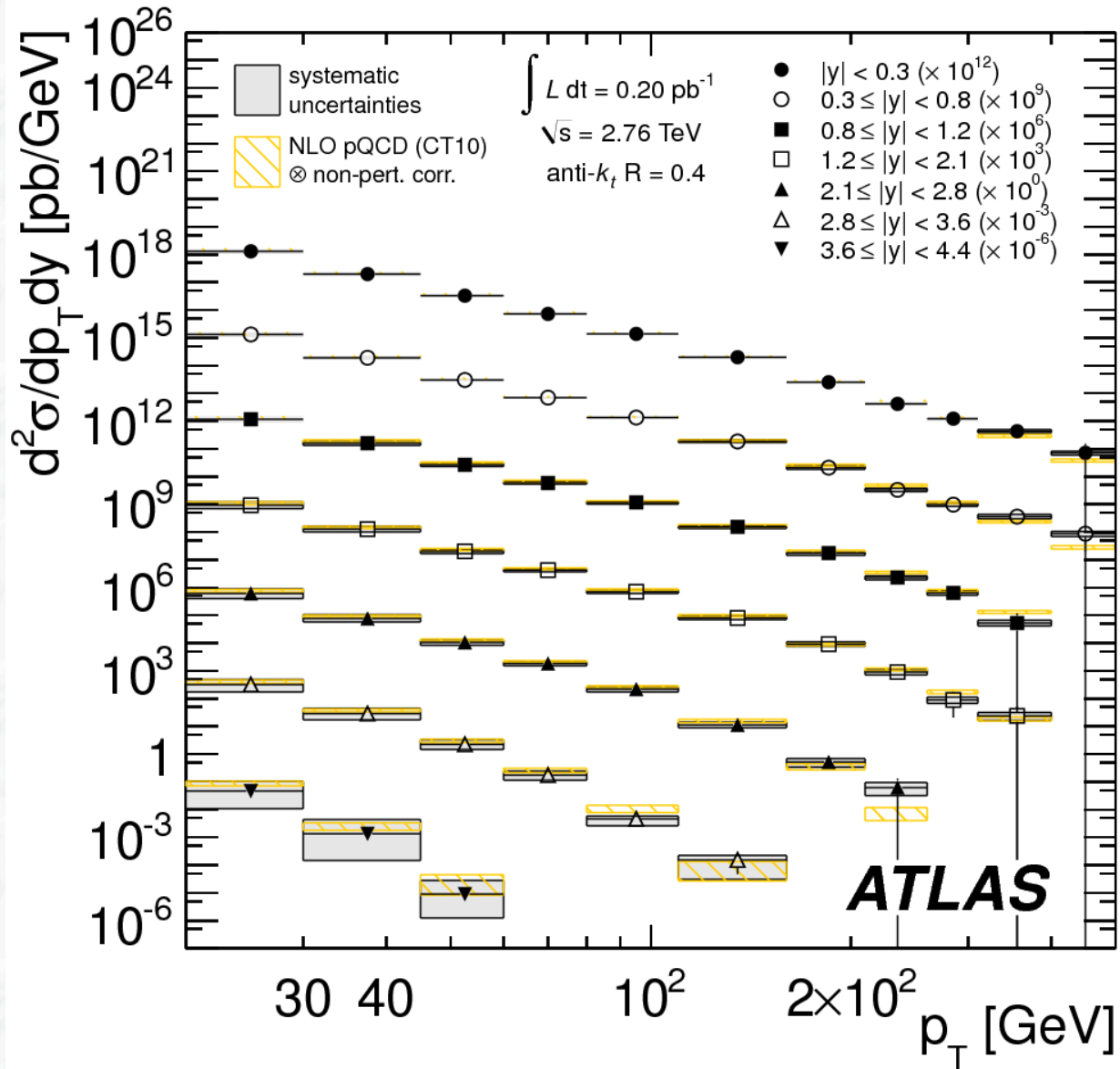


Test der QCD in Jetproduktion



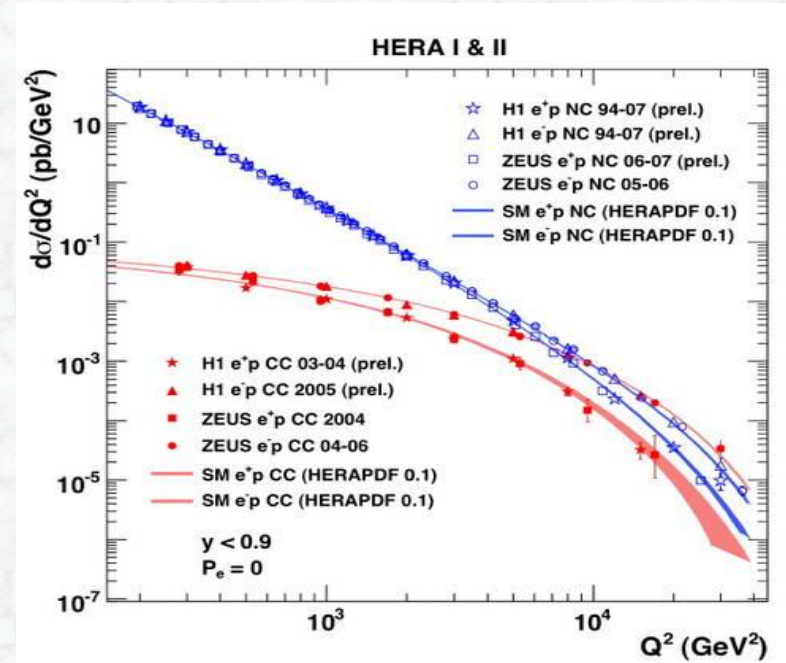
subprocess	$ M ^2$
$qq' \rightarrow qq'$	$\frac{4}{9} \frac{s^2 + u^2}{t^2}$
$qq \rightarrow qq$	$\frac{4}{9} \left(\frac{s^2 + u^2}{t^2} + \frac{s^2 + t^2}{u^2} \right) - \frac{8}{27} \frac{s^2}{ut}$
$q\bar{q} \rightarrow q'q'\bar{q}$	$\frac{4}{9} \frac{t^2 + u^2}{s^2}$
$q\bar{q} \rightarrow q\bar{q}$	$\frac{4}{9} \left(\frac{s^2 + u^2}{t^2} + \frac{t^2 + u^2}{s^2} \right) - \frac{8}{27} \frac{u^2}{st}$
$q\bar{q} \rightarrow gg$	$\frac{32}{27} \frac{u^2 + t^2}{ut} - \frac{8}{9} \frac{u^2 + t^2}{s^2}$
$gg \rightarrow q\bar{q}$	$\frac{1}{6} \frac{u^2 + t^2}{ut} - \frac{3}{8} \frac{u^2 + t^2}{s^2}$
$qg \rightarrow qg$	$-\frac{4}{9} \frac{u^2 + s^2}{us} + \frac{u^2 + s^2}{t^2}$
$gg \rightarrow gg$	$\frac{9}{2} \left(3 - \frac{ut}{s^2} - \frac{us}{t^2} - \frac{st}{u^2} \right)$

Test der QCD in Jetproduktion



Schwache Wechselwirkung: wann relevant?

- a) Bei Neutrinos im Anfangszustand z.B: Neutrino-Nukleon-Streuung
einzige Wechselwirkung die beiträgt, da Neutrinos keine
elektromagnetische Ladung oder Farbladung tragen
- b) Bei Zerfällen in denen Symmetrie/Erhaltungszahl verletzt wird,
die in elektromagnetischer und starker Wechselwirkung erhalten sind.
z.B: $\pi^- \rightarrow \text{Elektron Neutrino}$ $K^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$
- c) Bei hohen Energien ist Stärke
von elektromagnetischer und
schwacher Wechselwirkung gleich
z.B: a) $ep \rightarrow eX$ $ep \rightarrow \text{neutrino } X$
(Photon und W Austausch nahezu gleich)



- b) $ee \rightarrow f\bar{f}$ Streuung bei hohen Schwerpunktsenergien
(Photon und Z Austausch)

Geladener und schwacher Strom

Geladener Strom: Differenz der elektromagnetischen Ladung = 1 im Vertex
→ Emission/ Absorption eines geladenen W-Bosons

erste Beobachtung: Beta-Zerfall

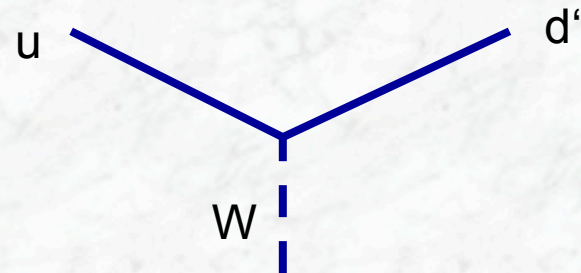
Änderung des Quark-Flavour im Vertex q-q-W-Bosons

Übergänge:

$$u \leftrightarrow d' \quad (u \leftrightarrow d, u \leftrightarrow s, u \leftrightarrow b)$$

$$c \leftrightarrow s' \quad (c \leftrightarrow d, c \leftrightarrow s, c \leftrightarrow b)$$

$$t \leftrightarrow b' \quad (t \leftrightarrow d, t \leftrightarrow s, t \leftrightarrow b)$$



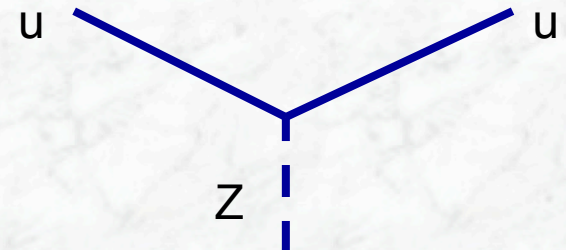
Neutraler Strom: Differenz der elektromagnetischen Ladung = 0 im Vertex
→ Emission/Absorption eines neutralen Z-Bosons

erste Beobachtung: Neutrino Nukleon → Neutrino Nukleon Streuung

keine Änderung der Quarkflavour im Vertex q-q-Z

i.e. nur Übergänge

$$u \leftrightarrow u, d \leftrightarrow d, s \leftrightarrow s, c \leftrightarrow c, b \leftrightarrow b, t \leftrightarrow t$$



Die CKM-Matrix

Zustände der schwachen Wechselwirkung d', s', b' sind Mischungen
Der Flavour und Masseneigenzustände d, s, b

Mischung beschrieben durch unitäre 3x3 Matrix U:
Cabbibo-Kobayashi-Maskawa-Matrix

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} U_{ud} & U_{us} & U_{ub} \\ U_{cd} & U_{cs} & U_{cb} \\ U_{td} & U_{ts} & U_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}$$

Übergänge nur in folgenden in Dubletts:

$$\begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} t \\ b' \end{pmatrix}$$

Freie Parameter in Matrix:

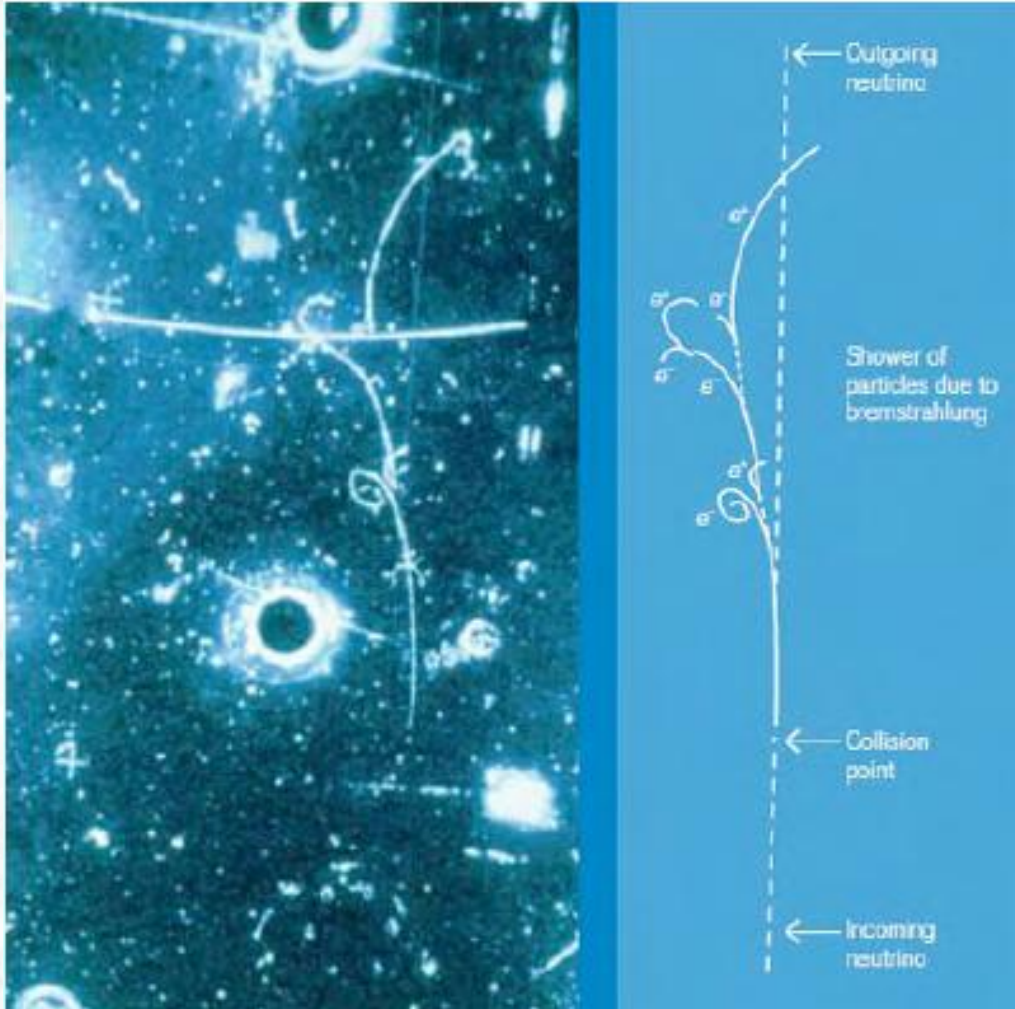
drei Winkel θ_i und

eine komplexe Phase δ

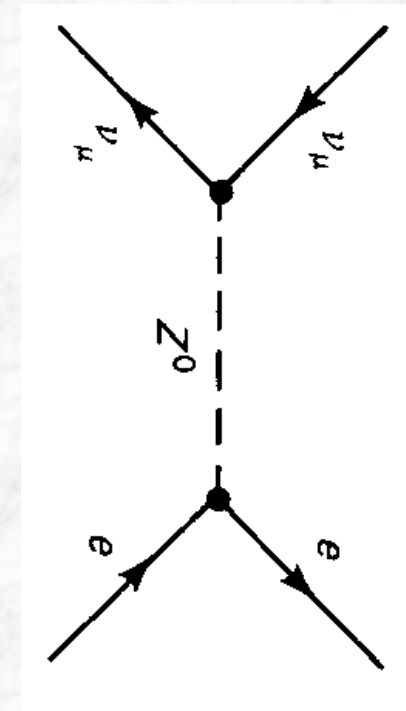
$$U = \begin{pmatrix} c_1 & s_1 c_3 & s_1 s_3 \\ -s_1 c_2 & c_1 c_2 c_3 - s_2 s_3 e^{i\delta} & c_1 c_2 s_3 + s_2 c_3 e^{i\delta} \\ -s_1 s_2 & c_1 s_2 c_3 + c_2 s_3 e^{i\delta} & c_1 s_2 s_3 - c_2 c_3 e^{i\delta} \end{pmatrix}$$

Entdeckung neutraler Ströme (1979)

Postuliert aus Symmetrieargumenten zur Vervollständigung der geladenen Ströme



Beobachtung der neutraler schwachen Stromes in $\nu_e \rightarrow \nu_e$ Streuung (1973)



Paritätsverletzung I

1955: Theta-Tau Rätsel

Beobachtung von Strange-Mesonzerfällen durch schwache Wechselwirkung

$$\theta^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0 \quad (P = +1)$$

$$\tau^+ \rightarrow \begin{cases} \pi^+ + \pi^0 + \pi^0 \\ \pi^+ + \pi^+ + \pi^- \end{cases} \quad (P = -1)$$

Massen von Tau und Theta gleich (gleich heutiger Masse des K⁺)

Annahme: Parität erhalten, dann zwei unterschiedliche Teilchen Theta und Tau
Parität nicht erhalten, dann ein Teilchen K⁺ mit paritätsverletzenden Zerfall

1956: Lee-Yang: Vorschlag, dass Parität in schwacher Wechselwirkung verletzt ist

1956/57: erste Beobachtung von Paritätsverletzung im Wu-Experiment

Paritätsverletzung II: Das Wu-Experiment

Untersuchung der Winkelverteilung der Elektronen im Beta-Zerfall

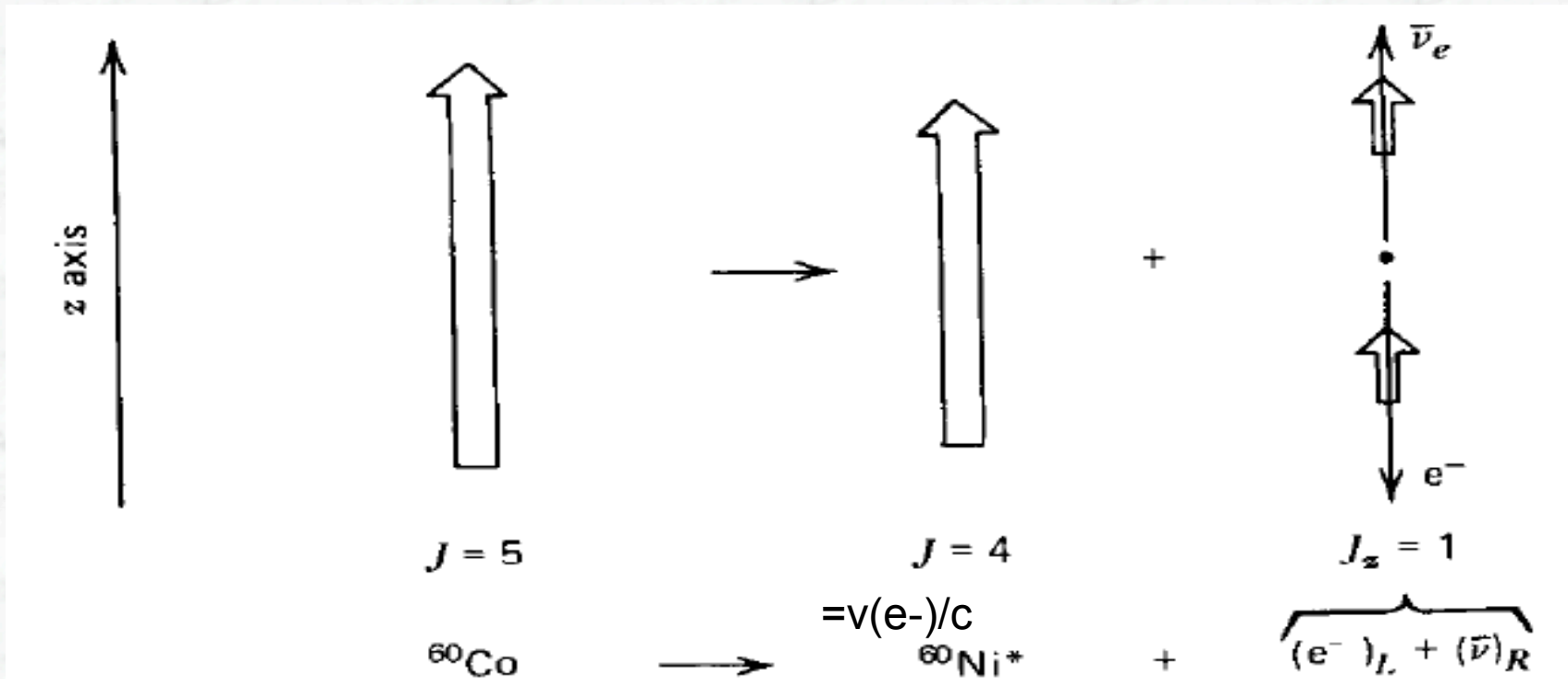
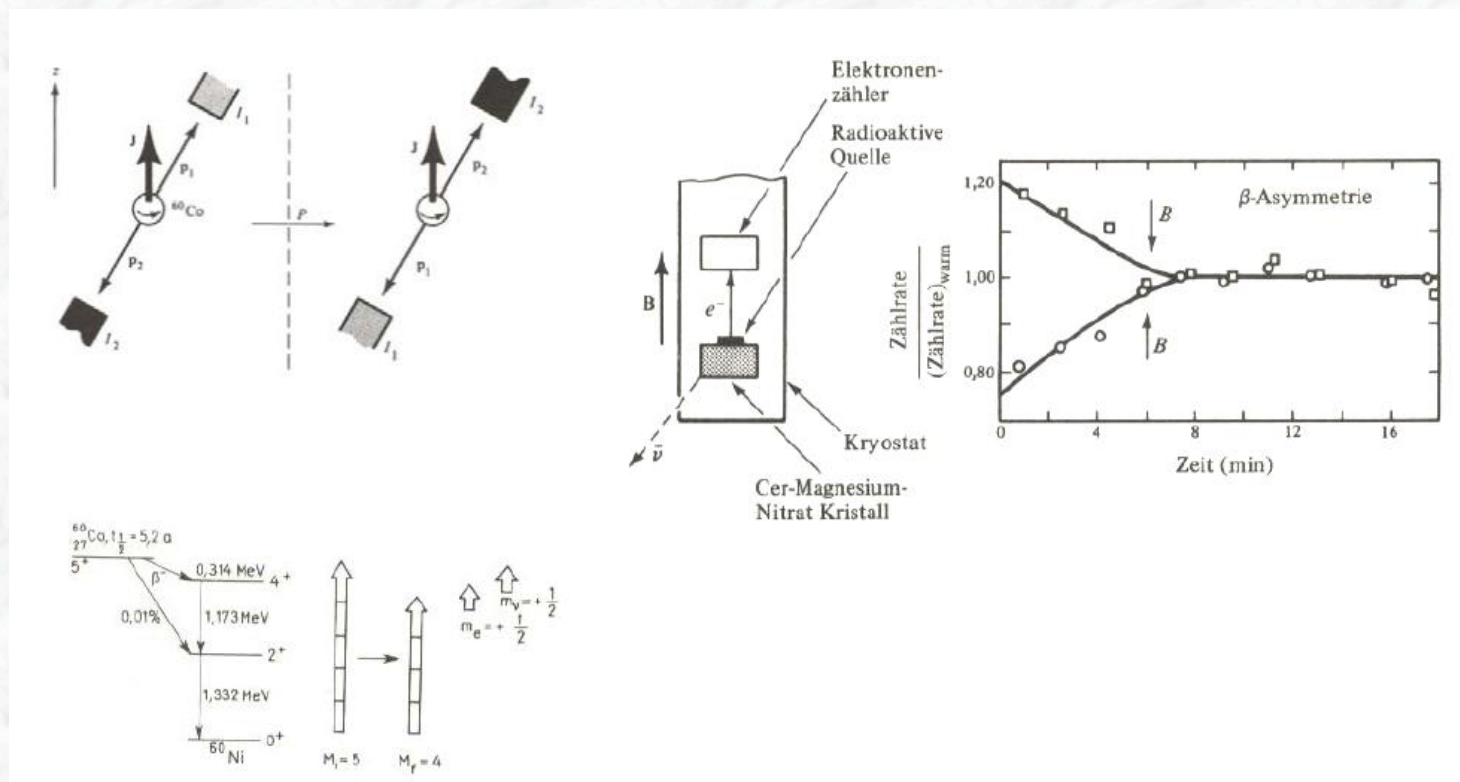


Fig. 12.3 The ${}^{60}\text{Co}$ experiment: the electron is emitted preferentially opposite the direction of the spin of the ${}^{60}\text{Co}$ nucleus.

Paritätsverletzung: Das Wu-Experiment!



Messung der Asymmetrie:
$$\frac{N(e^-, p_z > 0) - N(e^-, p_z < 0)}{N(e^-, p_z > 0) + N(e^-, p_z < 0)} = v(e^-)/c$$

→ Paritätssymmetrie verletzt in geladenen schwachen Strom

Bemerkung: die angeregten Ni-Kerne senden symmetrische Photonstrahlung aus
 Auch hier keine Paritätsverletzung in elektromagnetischer Wechselwirkung

Paritätsverletzung: weitere experimentelle Befunde

In den nächsten Jahren weitere Messungen/Experimente zu Beta-Zerfällen und Neutrinostreuung über geladenen Strom

Zusammenfassung der Ergebnisse:

- a) Neutrinos haben immer negative Helizität
- b) Antineutrinos haben immer positive Helizität
- c) Geladene Leptonen haben mittlere Helizität = $-v/c$ (-1 für $v \rightarrow c$)
- d) Geladene Antileptonen haben mittlere Helizität = v/c (+1 für $v \rightarrow c$)

Vgl: geladene Leptonen in der elektromagnetische Wechselwirkung

z.B. $e^+e^- \rightarrow \mu^+ \mu^-$

besitzen kein bevorzugte Helizität, d.h. mittlere Helizität = 0

dies bedeutet:

in der schwachen Wechselwirkung ist die Parität der Helizität **maximal verletzt**

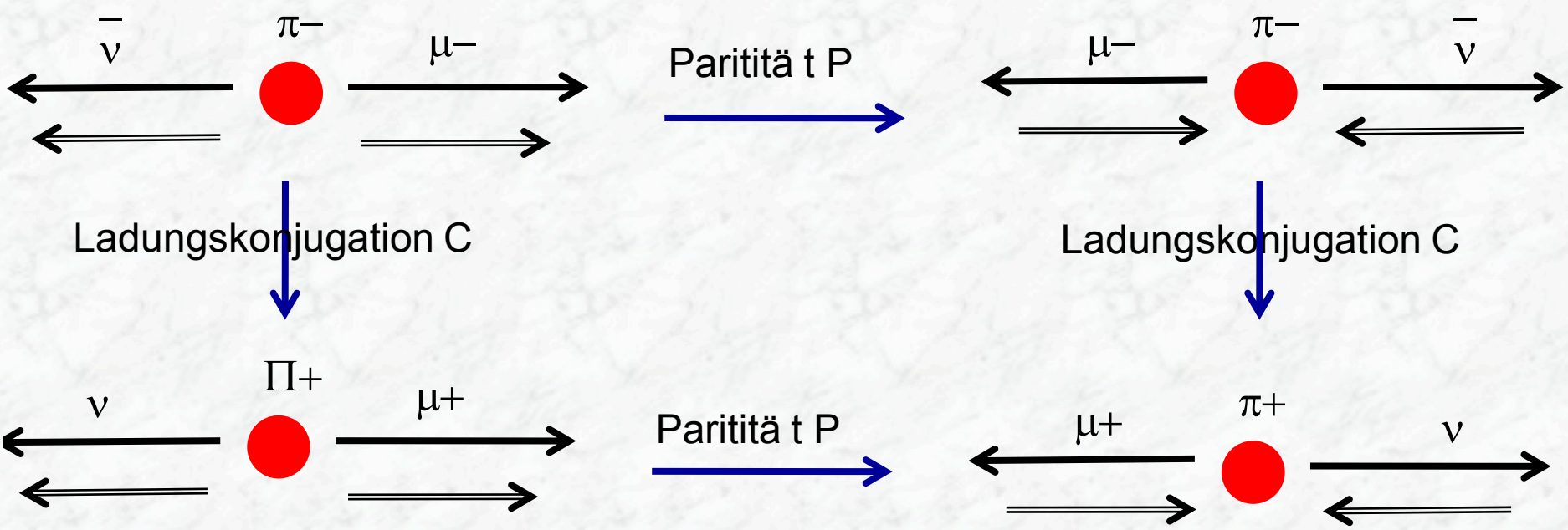
Maximale Verletzung von Parität und Ladungskonjugation

Betrachte den Zerfall des geladenen Pions in seinem Ruhesystem:

Impulsrichtung \longrightarrow

Spinrichtung \Longrightarrow

Neutrinos (Antineutrinos) sind Linkshändig=Helizität - (rechtshändig=Helizität +)
 Drehimpulserhaltung und Spin=0 des Pions ergibt Helizität des geladene (Anti-)Leptons



Parität und Ladungskonjugation maximal verletzt in schwachen geladenen Strom
 Kombination CP erhalten (hier, Verletzung auf Niveau 10^{-3} in K- und B-Meson-System)

Quantenzahlen

Linkshändige Fermionen sitzen in Dubletts bzgl SU(2) $I_3 = -1/2$ und $+1/2$

Rechthändige Fermionen sitzen in Singulets bzgl SU(2) $I_3 = 0$

Hyperladung Y für jede Lepton, Quarksorte und Chiralität unterschiedlich

	Leptonen						Quarks								
	Q	Y	I_W^3	3 Familien			Q	Y	I_W^3	3 Familien					
Dubletts	0 -1	-1 -1	1/2 -1/2	$(\nu_e)_1$	$(\nu_\mu)_1$	$(\nu_\tau)_1$	2/3 -1/3	1/3 1/3	1/2 -1/2	$(u)_1$	$(c)_1$	$(t)_1$	$(d)_1$	$(s)_1$	$(b)_1$
Singulett	-	-	-	-	-	-	2/3	4/3	0	u_r	c_r	t_r			
	-1	-2	0	e_r	μ_r	τ_r	-1/3	-2/3	0	d_r	s_r	b_r			

Maximale Verletzung von Parität und Ladungskonjugation

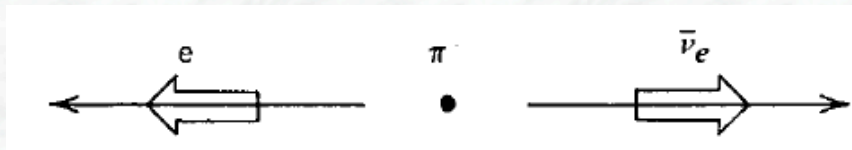
starke experimentelle Bestätigung der V-A-Struktur des geladenen schwachen Stromes

Mögliche Zerfälle:	$\pi^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu$	und	$\pi^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e$
Mit Verzweigungsverhältnissen	99.99%		0.01%

Goldene Regel liefert: $d\Gamma \sim |\text{Impuls des geladenen Leptons}| |\text{Matrixelement}|^2$

Impulsbetrag = $(m_\pi^2 - m_l^2)/2m_\pi$

Phasenraum bevorzugt Zerfall in Elektron \rightarrow Matrixelement muss diesen unterdrücken



Zerfall im Pionruhesystem:
Spin des Pions = 0

Masseloses rechtshändiges Antineutrino \rightarrow Helizität = +

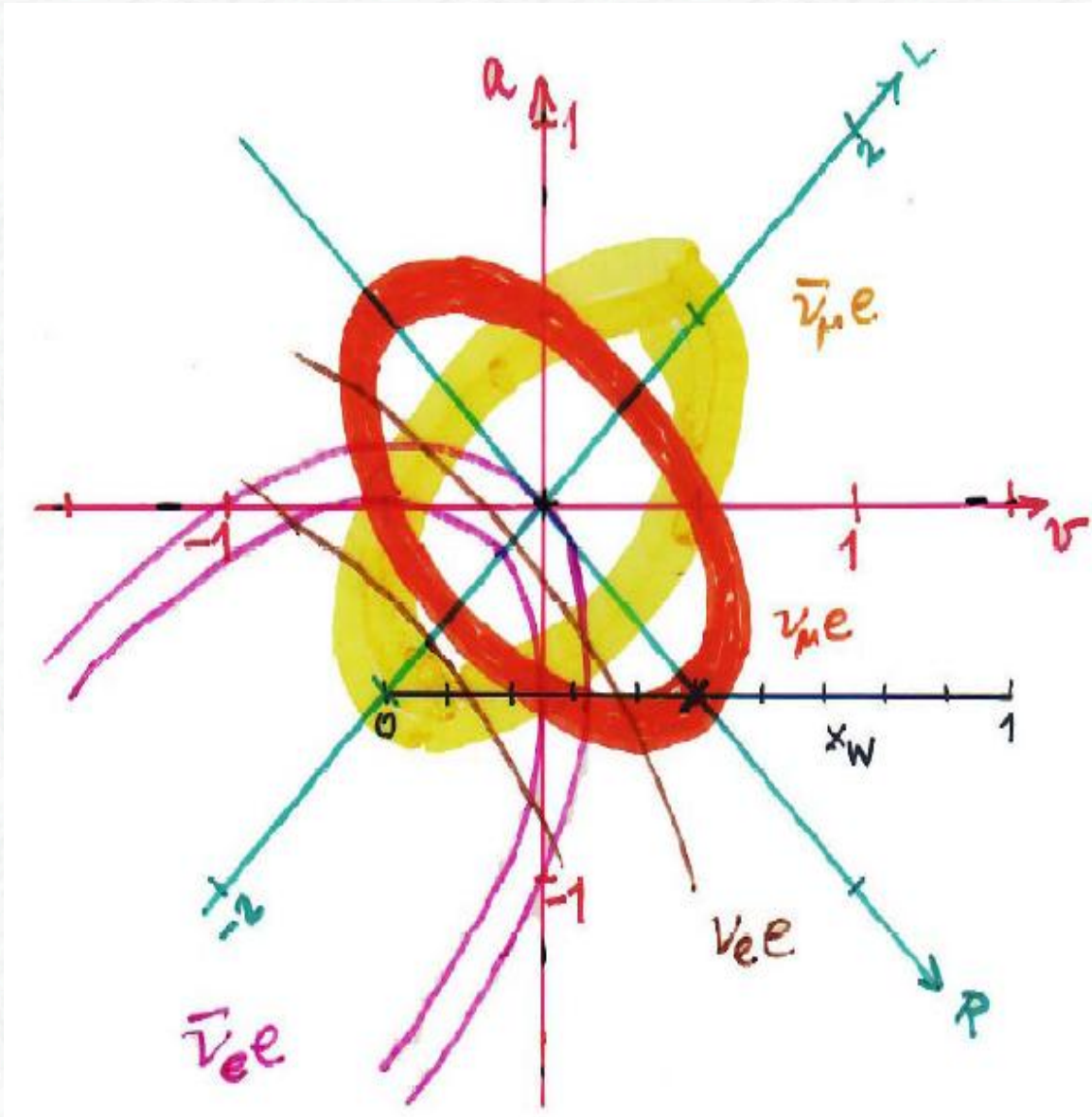
Drehimpulserhaltung verlangt: Elektron muss ebenfalls Helizität = + besitzen

Elektron aus schwacher Wechselwirkung \rightarrow Chiralität = -1, linkshändig

Anteil von Helizität + an „ungeliebten“ linkshändigen Zustand: $(1-v/c)$

$$\frac{\Gamma(\pi^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e)}{\Gamma(\pi^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu)} = \left(\frac{m_e}{m_\mu}\right)^2 \left(\frac{m_\pi^2 - m_e^2}{m_\pi^2 - m_\mu^2}\right)^2 = 1.2 \times 10^{-4}$$

Bestimmung der Z-Kopplungen in Neutrino-Lepton-Streuung



- $\nu_\mu e^- \rightarrow \nu_\mu e^-$ (reiner Z^0 -Austausch)

$$\sigma = \frac{G_F^2 s}{3\pi} (g_A^e{}^2 + g_A^e g_V^e + g_V^e{}^2)$$

⇒ (g_A^e, g_V^e) -Ellipse um $(0, 0)$

- $\bar{\nu}_\mu e^- \rightarrow \bar{\nu}_\mu e^-$ (reiner Z^0 -Austausch)

$$\sigma = \frac{G_F^2 s}{3\pi} (g_A^e{}^2 - g_A^e g_V^e + g_V^e{}^2)$$

⇒ Ellipse um $(0, 0)$

- $\nu_e e^- \rightarrow \nu_e e^-$ (Z^0 - und W^- -Austausch)

$$\sigma = \frac{G_F^2 s}{3\pi} \left((1 + g_A^e)^2 + (1 + g_A^e)(1 + g_V^e) + (1 + g_V^e)^2 \right)$$

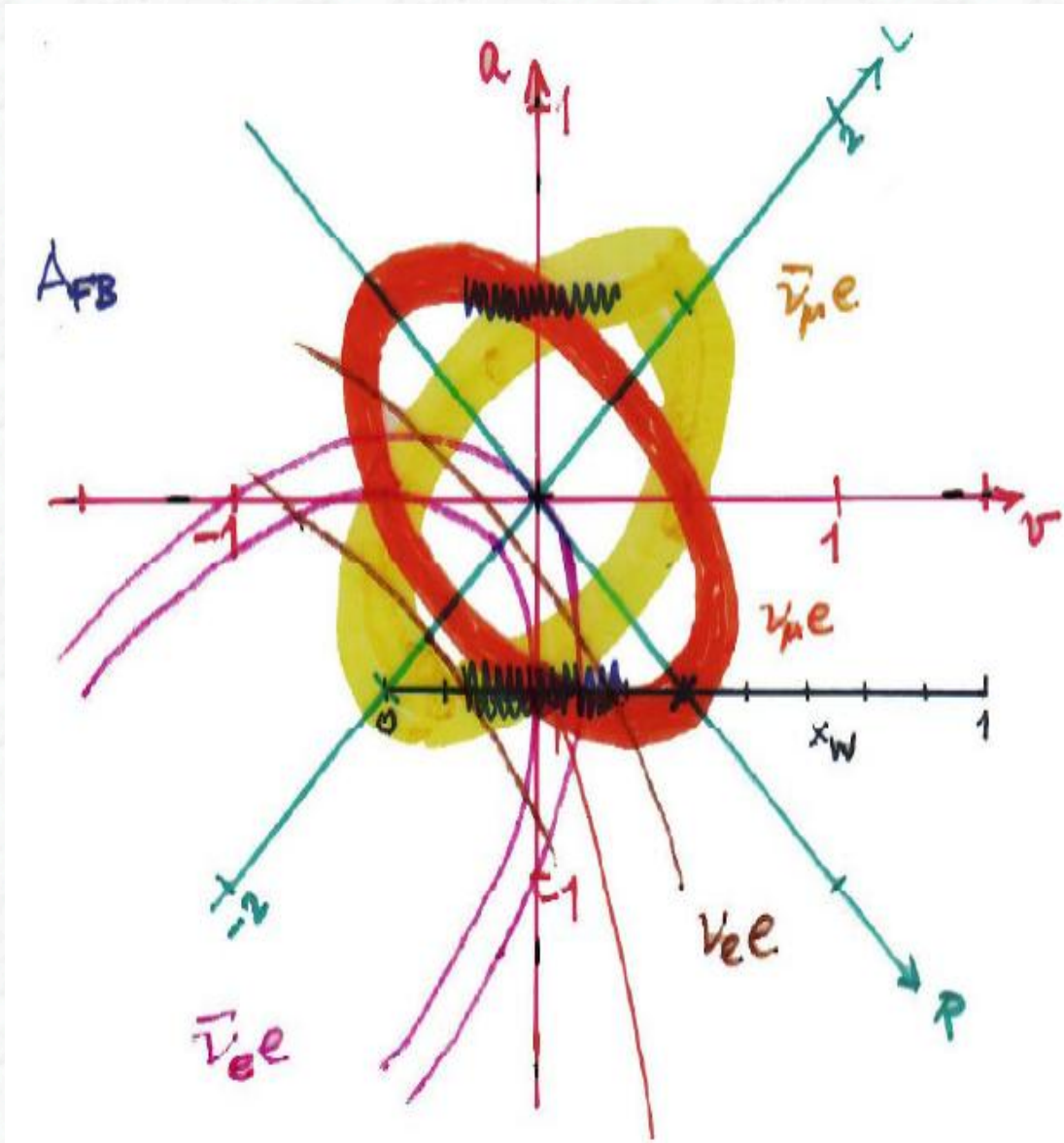
⇒ Ellipse um $(-1, -1)$

- $\bar{\nu}_e e^- \rightarrow \bar{\nu}_e e^-$ (Z^0 - und W^- -Austausch)

$$\sigma = \frac{G_F^2 s}{3\pi} \left((1 + g_A^e)^2 - (1 + g_A^e)(1 + g_V^e) + (1 + g_V^e)^2 \right)$$

⇒ Ellipse um $(-1, -1)$

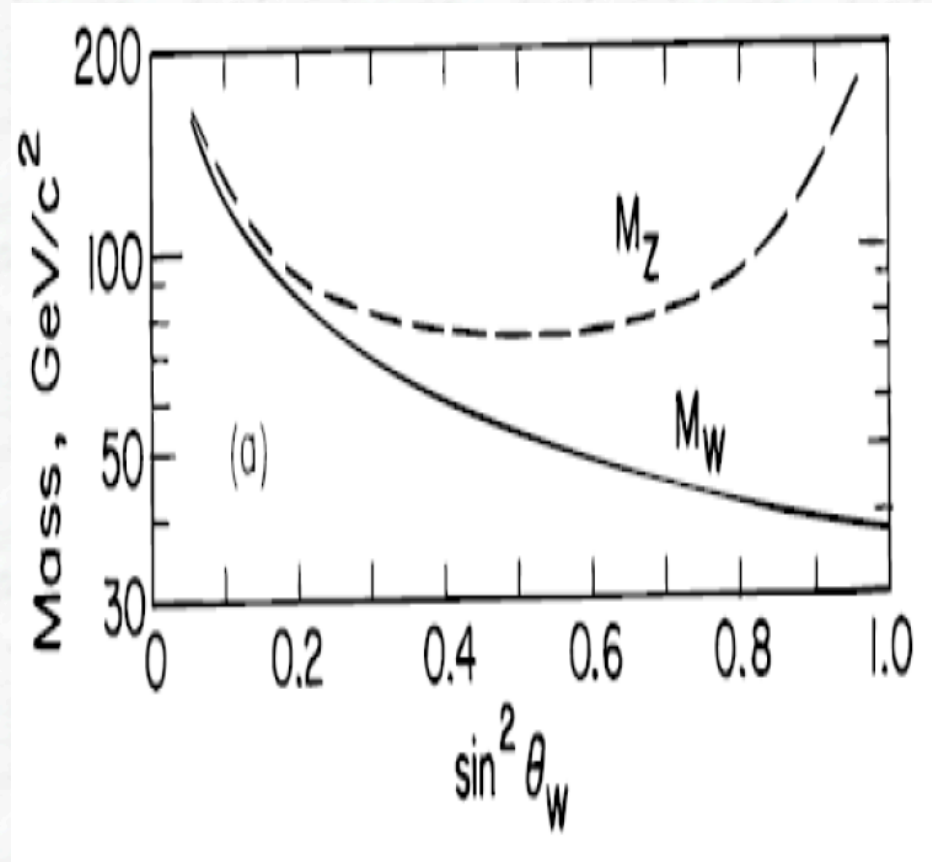
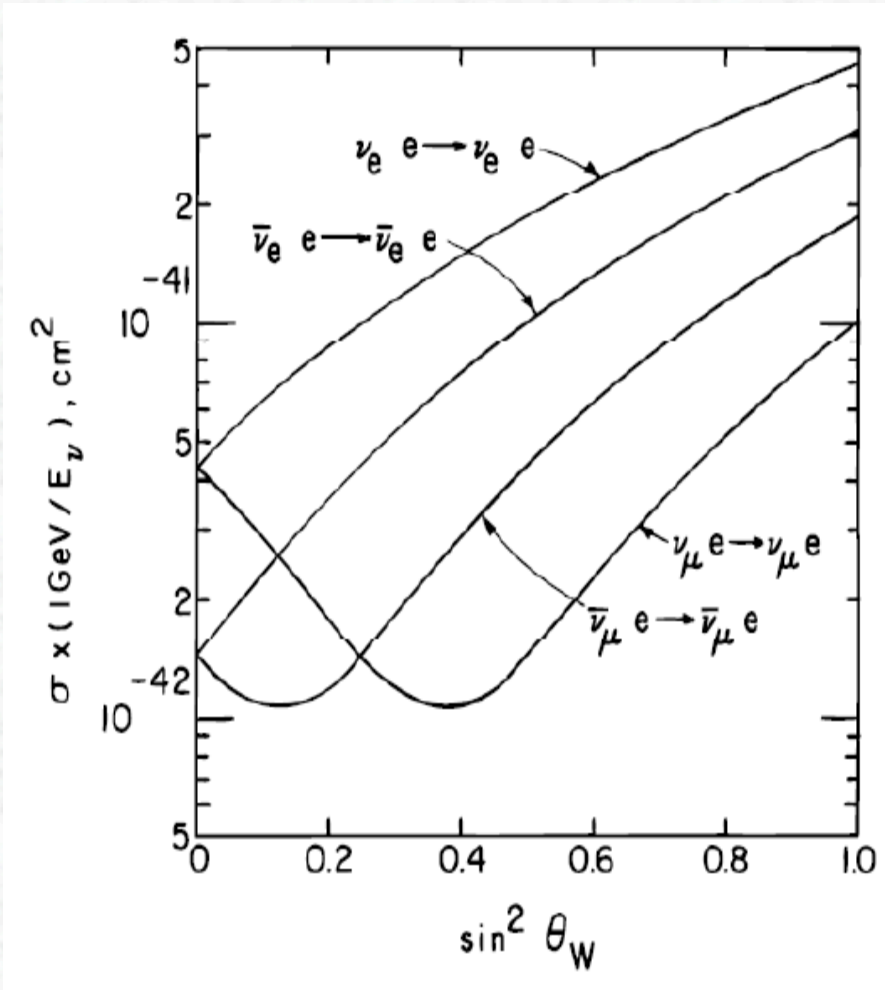
Bestimmung der Z-Kopplungen an PETRA e+e- → f fbar



Vorwärtwärtsasymmetrie

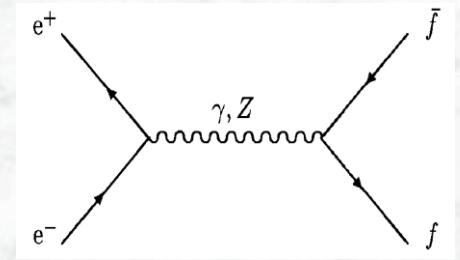
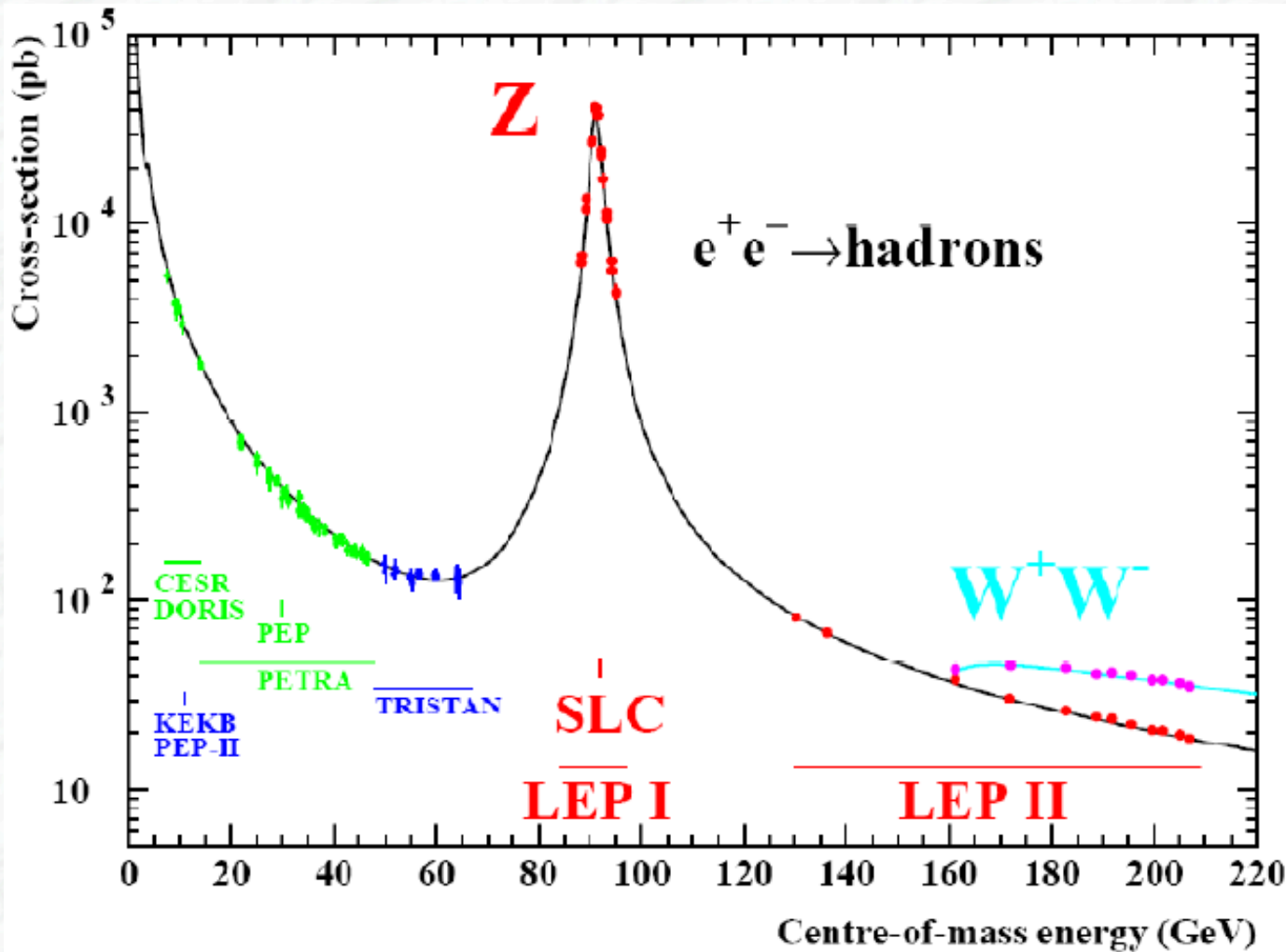
$$A_{vr}^l = \frac{\sigma_v - \sigma_r}{\sigma_v + \sigma_r} \sim g_A^e \cdot g_A^l = (g_A^l)^2$$

Bestimmung des Weinbergwinkels



θ_W Aus Weinbergwinkel können Masse von W und Z vorhergesagt werden

Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnitts

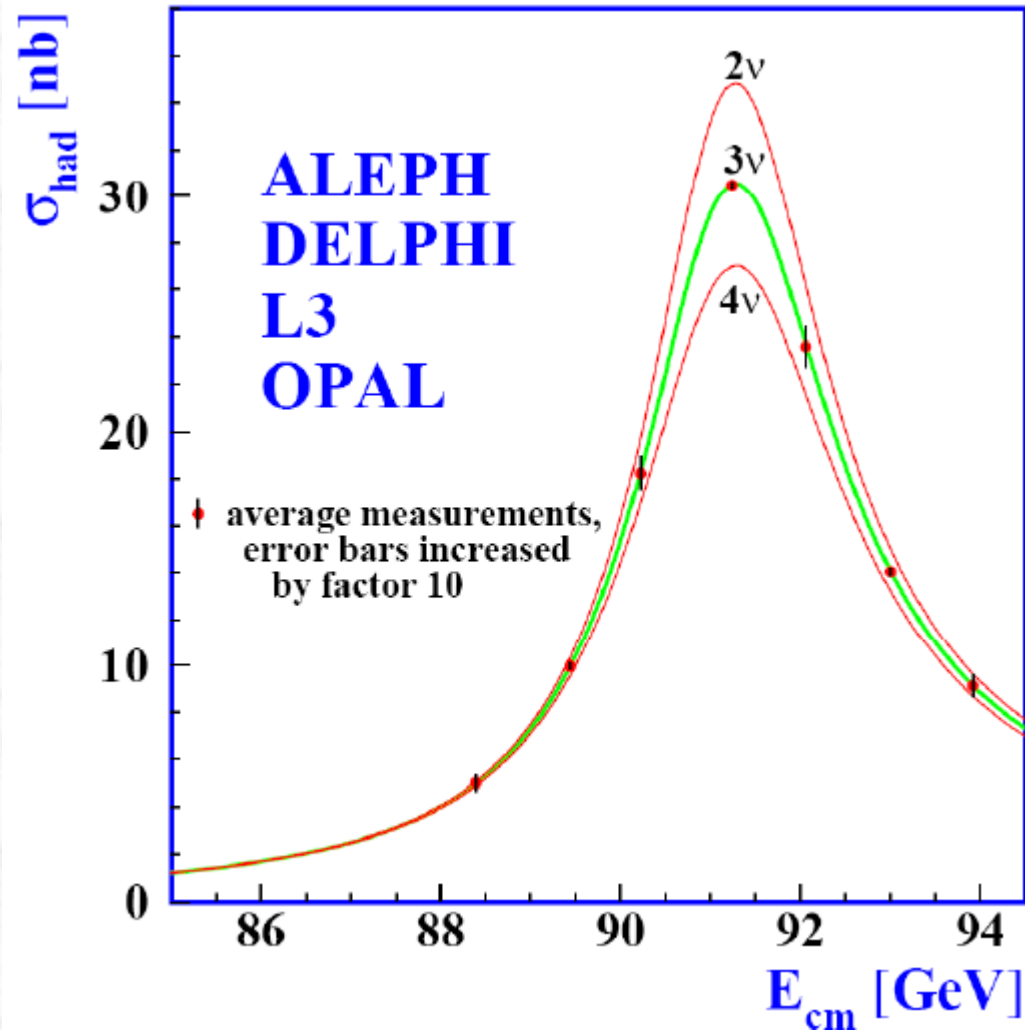


Kleine Energien: Photonaustausch dominant $\sim 1/s$

Energie² = M_Z : Z-Austausch dominant / Breit-Wigner-Resonanzüberhöhung

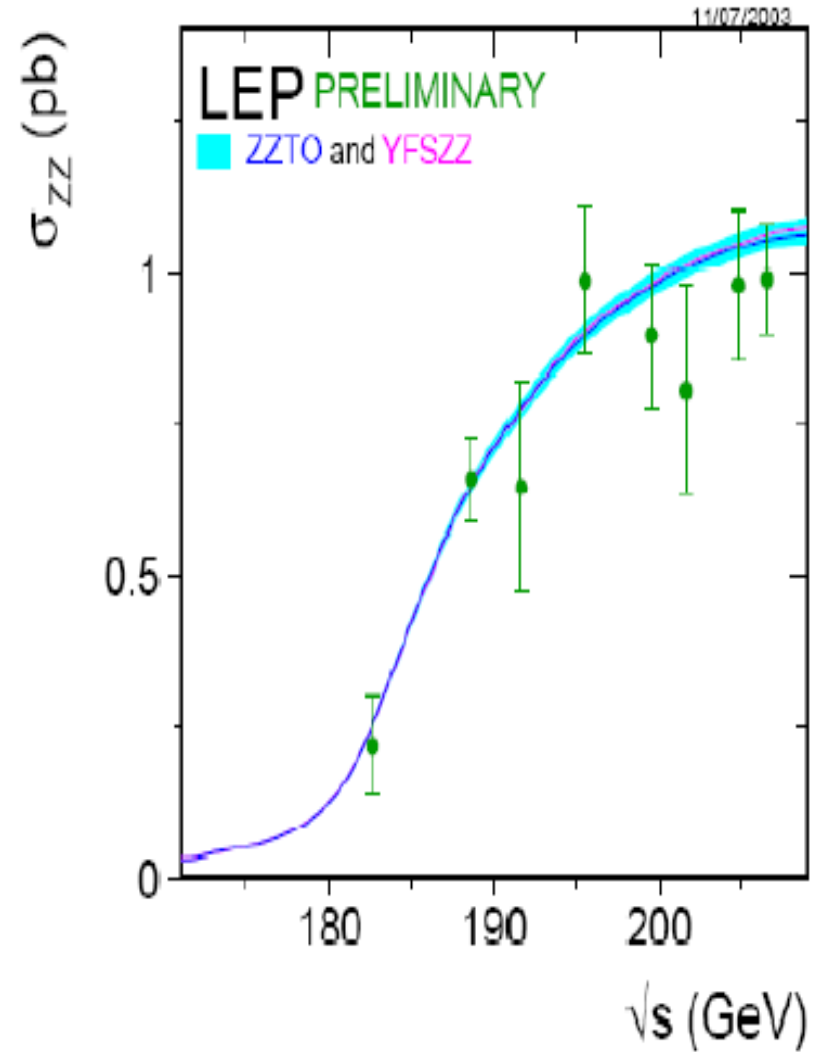
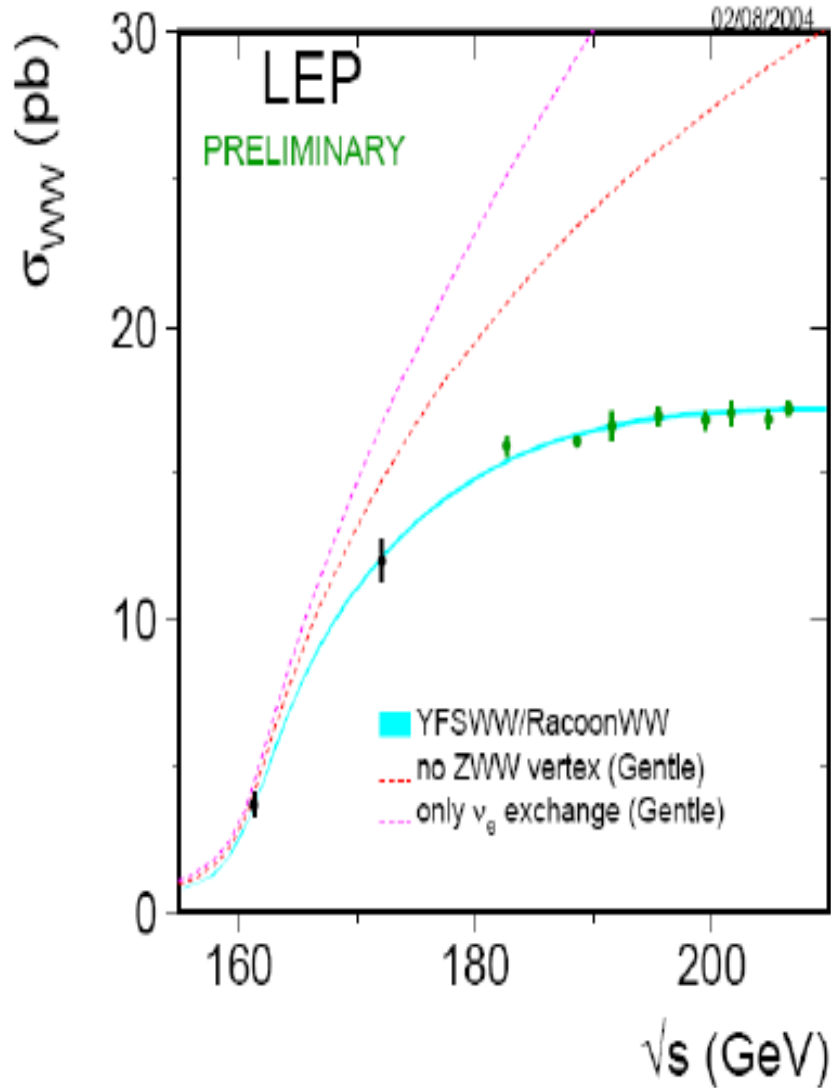
Hohe Energien: Photon und Z-Boson-Beiträge etwa gleich gross

Anzahl leichter Neutrinos aus der Z-Resonanz

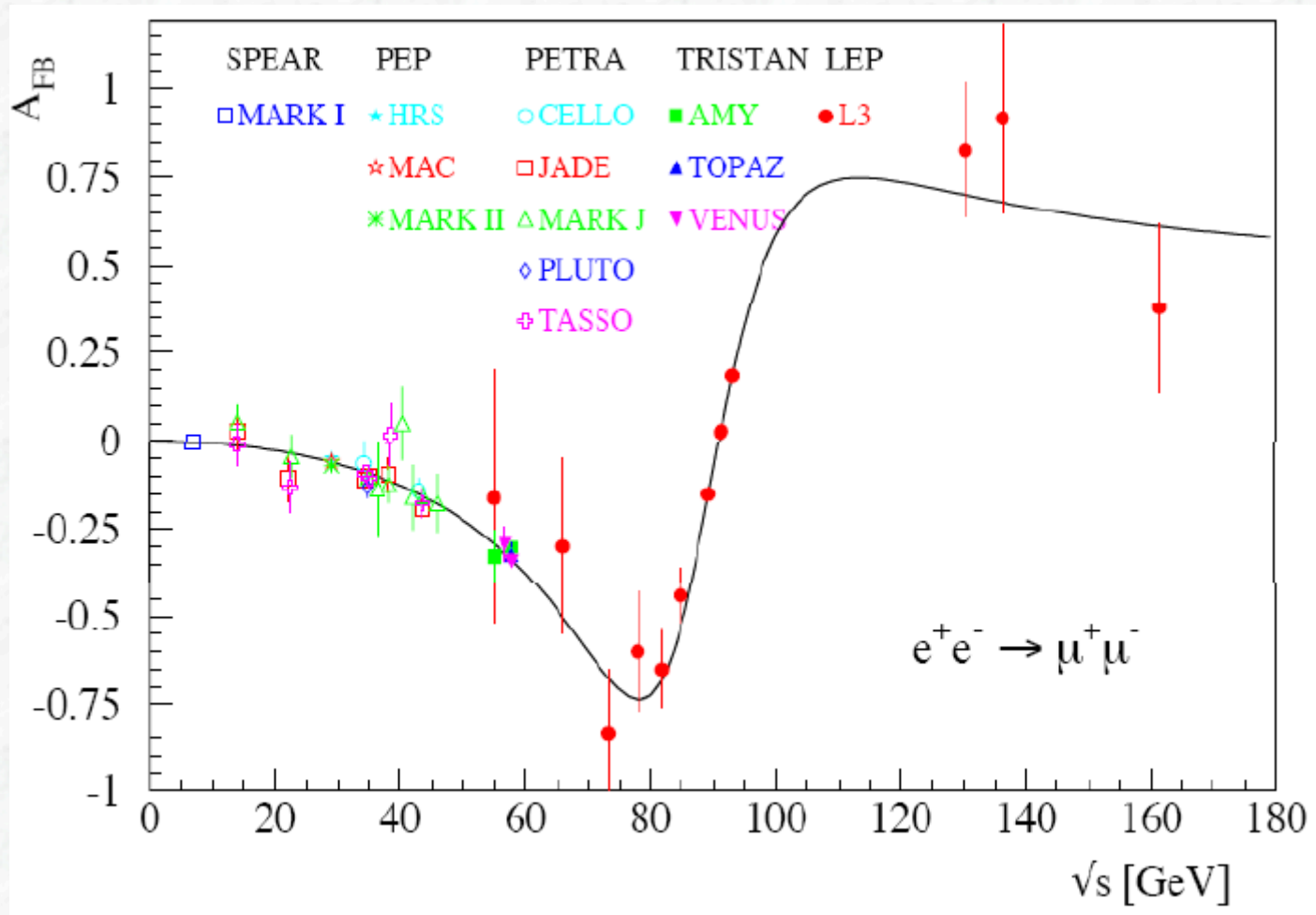


Es gibt nur drei leichte Neutrinos die an das Z-Boson koppeln

Evidenz für Eichbosonselfkopplung

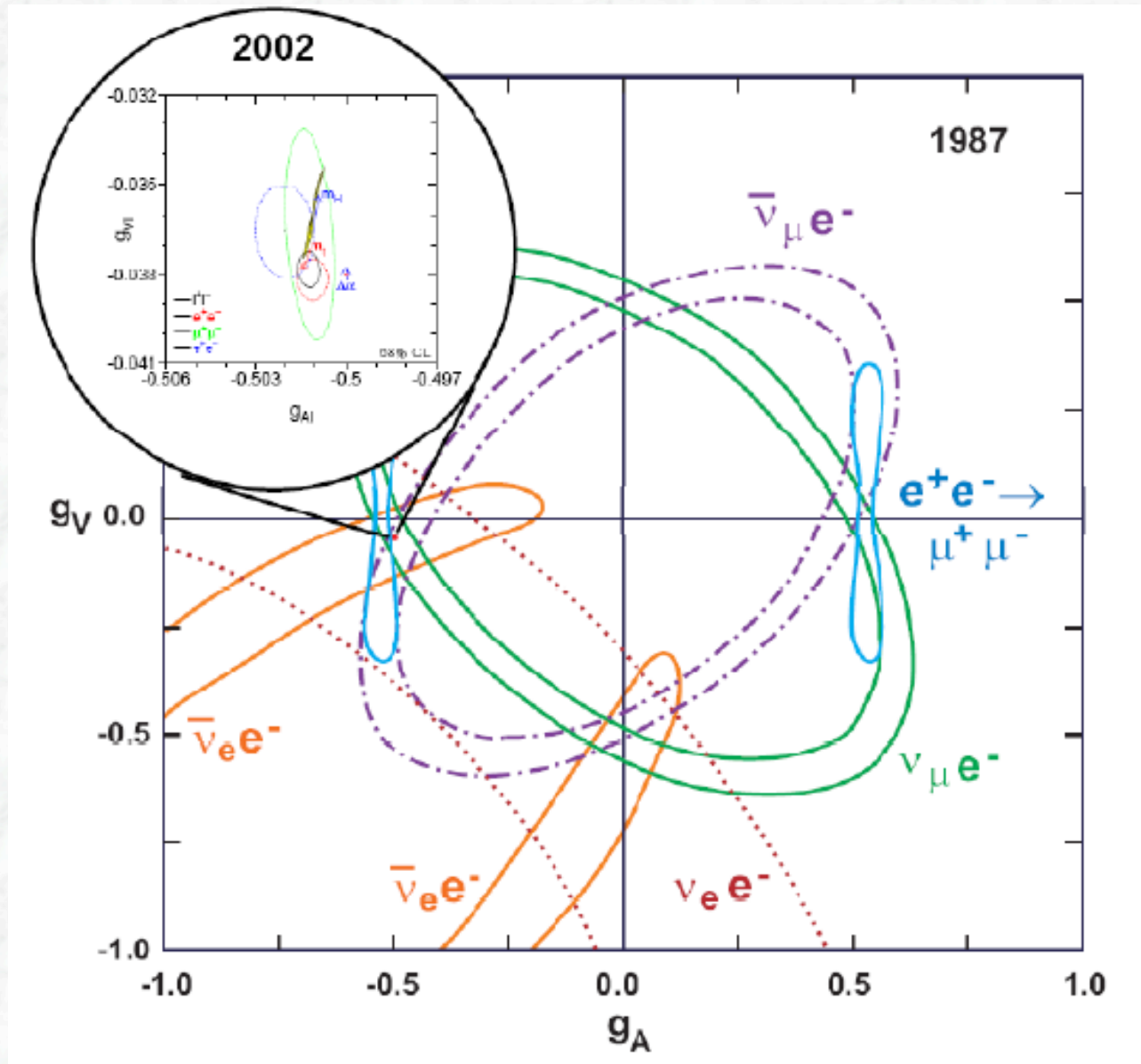


Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie bei LEP

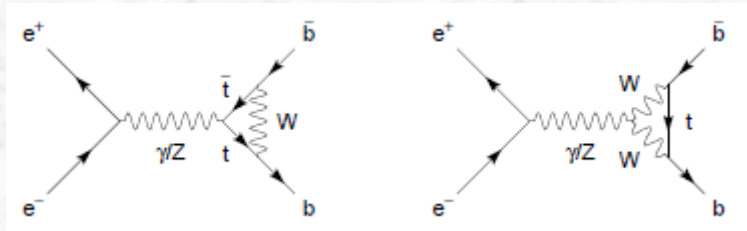


Kleine Energien: Photonaustausch dominant \rightarrow keine Asymmetrien
 Energie*2 = M_Z^2 : Z-Austausch dominant ($c_v \leftrightarrow c_a$)
 Andre Energie: Photon-Z-Interferenz

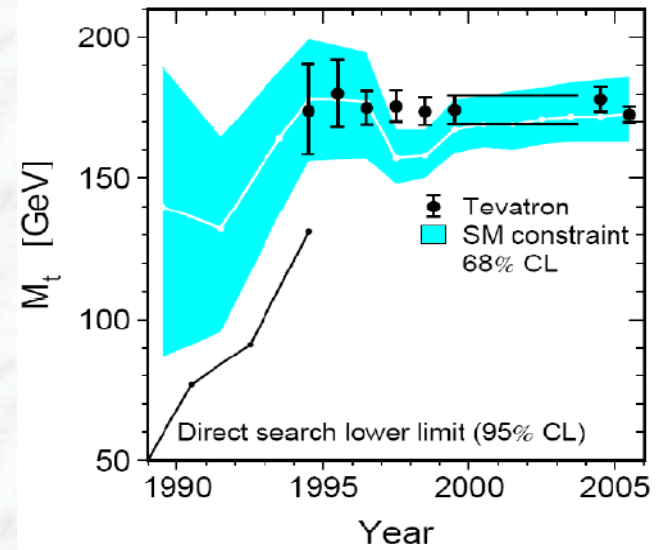
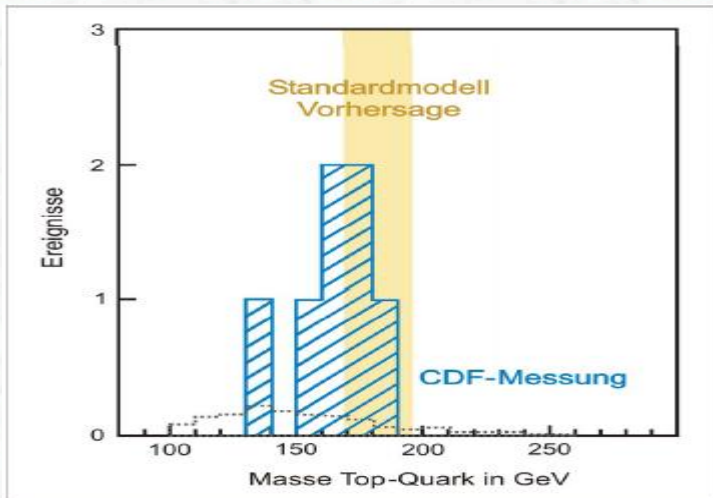
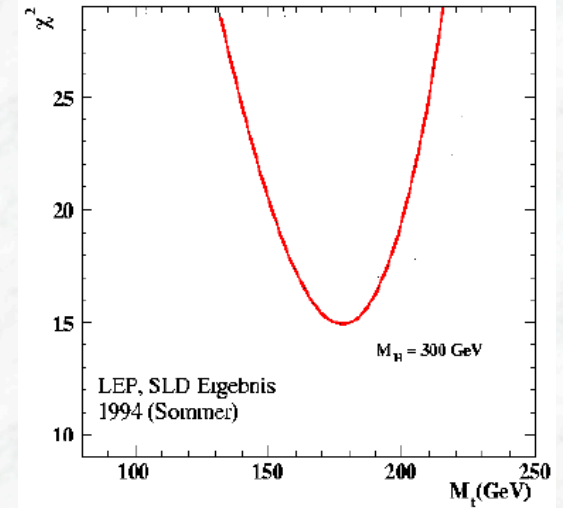
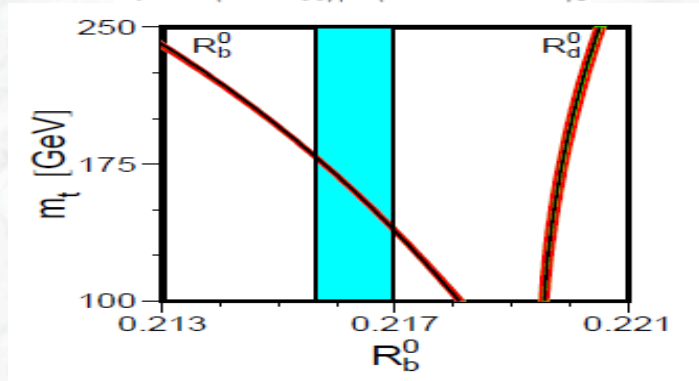
Messungen der Z-Boson-Kopplungen



Vorhersage der Masse des Top-Quarks



$$R_q \equiv \Gamma(Z \rightarrow \bar{q}q) / \Gamma(Z \rightarrow \text{hadrons})$$



Das Problem der Teilchenmassen

Kräfte beschrieben durch Eichsymmetrien

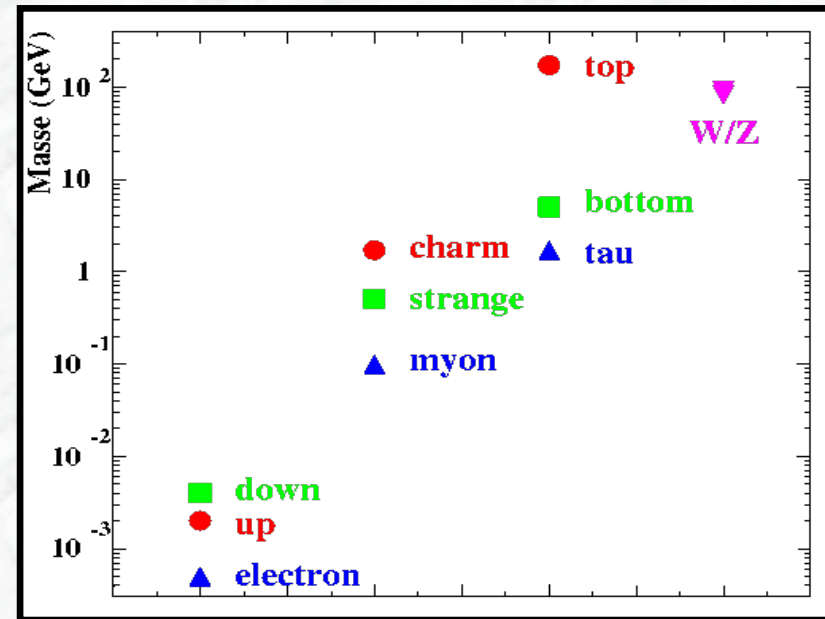
Eichgruppe des SM verbietet Massen für

-Eichbosonen: W und Z

-Fermionen (l = Dublett, r = Singlett)

Experiment: alle Teilchen massiv
bis auf Gluon und Photon
(und 1 Neutrino?)

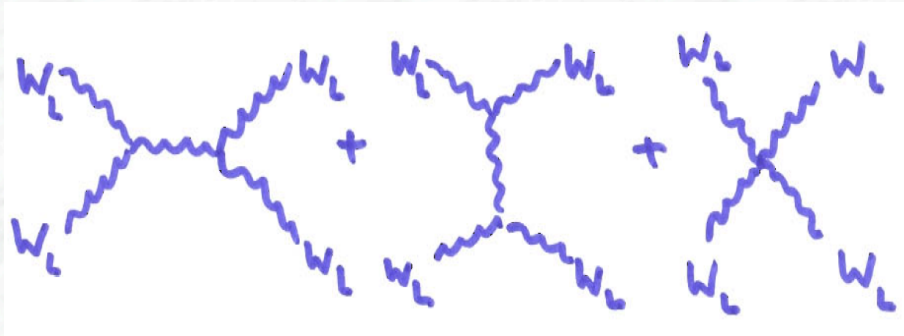
Bosonen	8 Gluonen	W^+, W^-, Z	γ
Gruppe	SU(3)	SU(2)	U(1)
Theorie	starke Kraft QCD	schwache Kraft	elektromagnetische Kraft QED



„ad hoc“-Massenterme zerstören:

- Renormierbarkeit → keine Präzisionsvorhersagen
- Wahrscheinlichkeitsinterpretation von Wirkungsquerschnitten
z.B. Unitaritätsverletzung in der $W_L W_L$ -Streuung

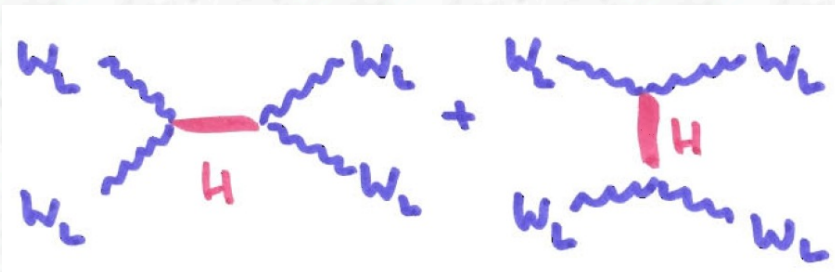
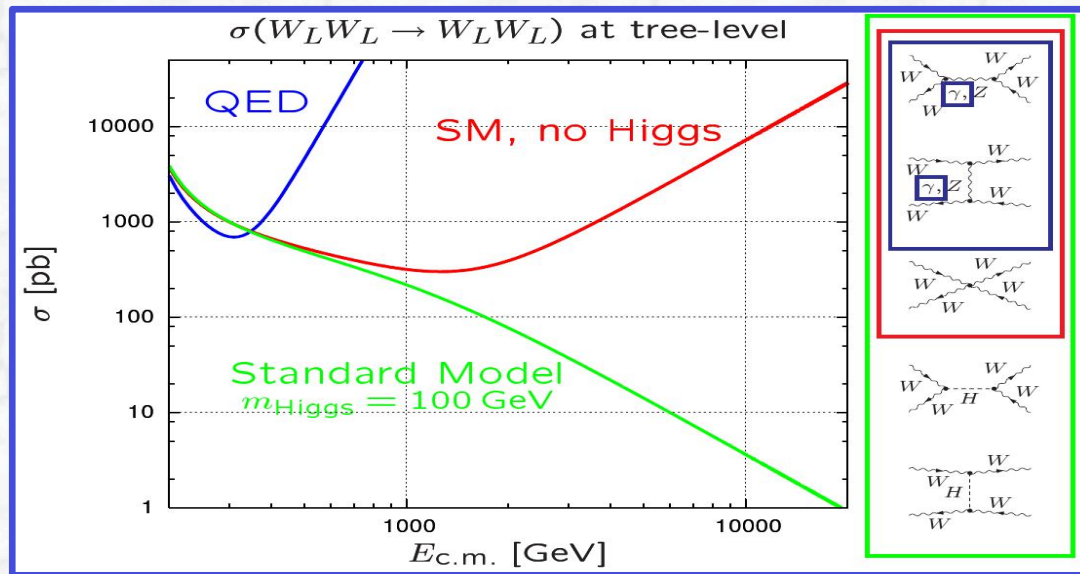
Unitaritätsverletzung in WW-Streuung



massiv: 1 longitudinaler Freiheitsgrad (FG)

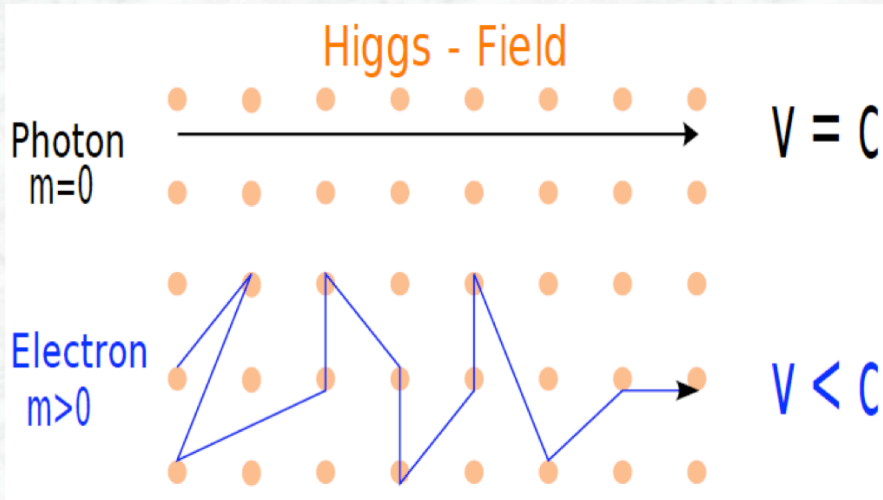
2 transversale FG

masselos: nur 2 transversale FG



Skalares Teilchen H restauriert Unitarität,
wenn $g_{HWW} \sim M_W$ und M_H nicht zu groß

Masse durch Wechselwirkung mit Kondensat/Äther

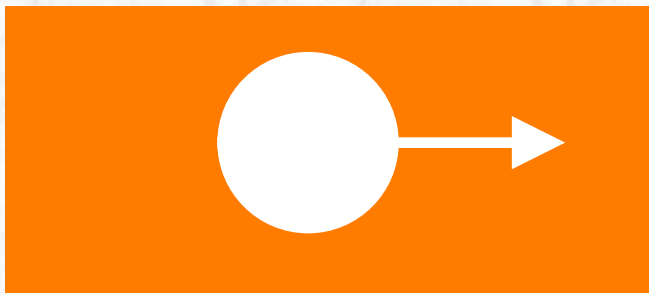


effektive Masse durch Wechselwirkung mit omnipräsenten, homogenen Kondensat eines skalaren Feldes

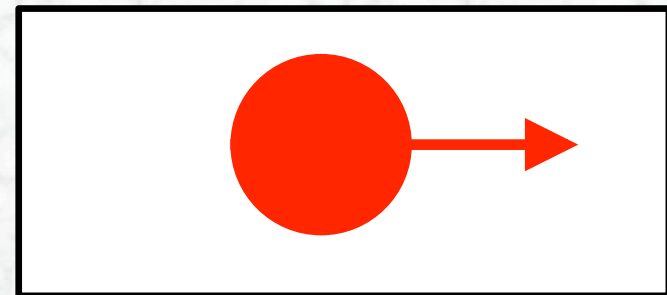
skalar/ Spin=0: sonst bricht Kondensat die Isotropie des Raumes

Stärke des Kondensats (Vakuumerwartungswert v_{ev}) bekannt aus Fermikonstante G_F

Zwei äquivalente Sichtweisen:



„masselose“ Teilchen wechselwirken mit „sichtbarem“ Higgs-Äther



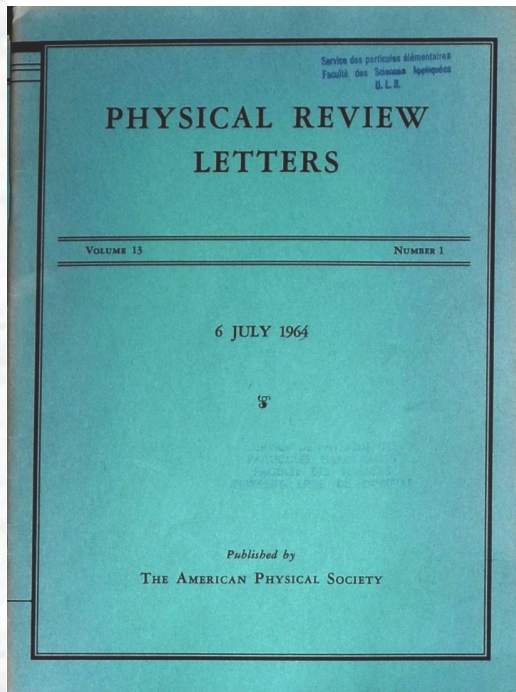
massive Teilchen und unsichtbarer Higgs-Äther

Vor fast 50 Jahren ...

F.Englert and R.Brout;

G.S.Guralnik, C.R.Hagen and T.W.B.Kibble;

P.W.Higgs



F.Englert and R.Brout

Phys. Rev. Lett. 13-[9], 321-323 (1964)

Broken Symmetry and the Mass of Gauge Vector Mesons

P.W.Higgs

Phys. Rev. Lett. 13-[16], 508-509 (1964)

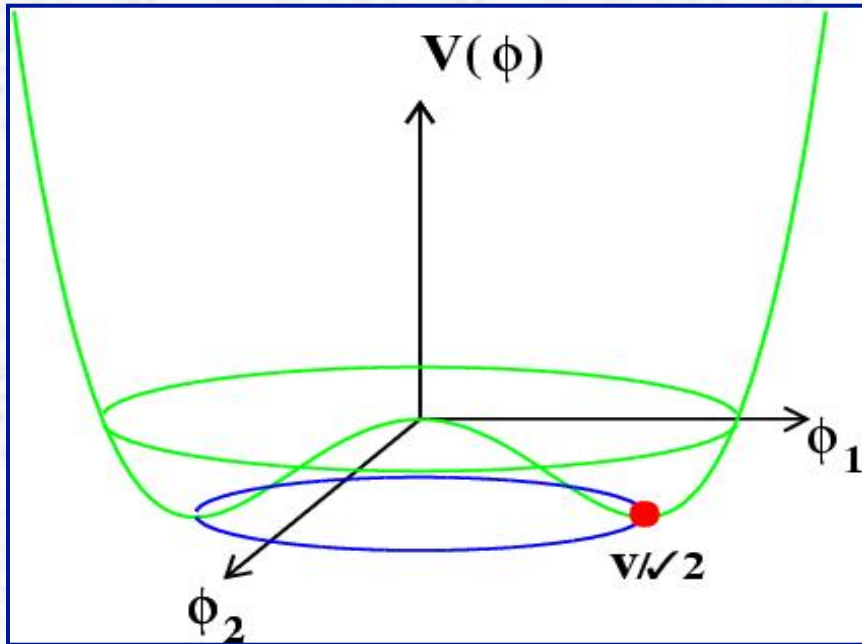
Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons

G.S.Guralnik, C.R.Hagen and T.W.B.Kibble

Phys. Rev. Lett. 13-[20], 585-587 (1964)

Global Conservation Laws and Massless Particles

Der E.B.Higgs.G.H.K.-Mechanismus



4 skalare Freiheitsgrade (FG)
(3 für long. FG von W^\pm, Z ; 1 für Unitarität)

mit allgemeinstem Potential:

$$\mathbf{V} = -\mu^2 |\phi^\dagger\phi| + \lambda |\phi^\dagger\phi|^2 \quad \mu^2, \lambda > 0$$

$$v = \mu / \sqrt{\lambda}$$

Minimum von V nicht bei $\phi=0$

3 masselose Anregungen entlang Mulde

1 massive Anregung senrecht zur Mulde

→ Spontane Symmetriebrechung

→ 3 longitudinale FG für W^\pm und Z

→ physikalisches Higgs-Boson

Higgs-Feld hat zwei "Komponenten"

1) homogenes Kondensat $v = 247 \text{ GeV}$

2) Higgs-Boson H mit unbekannter M_H

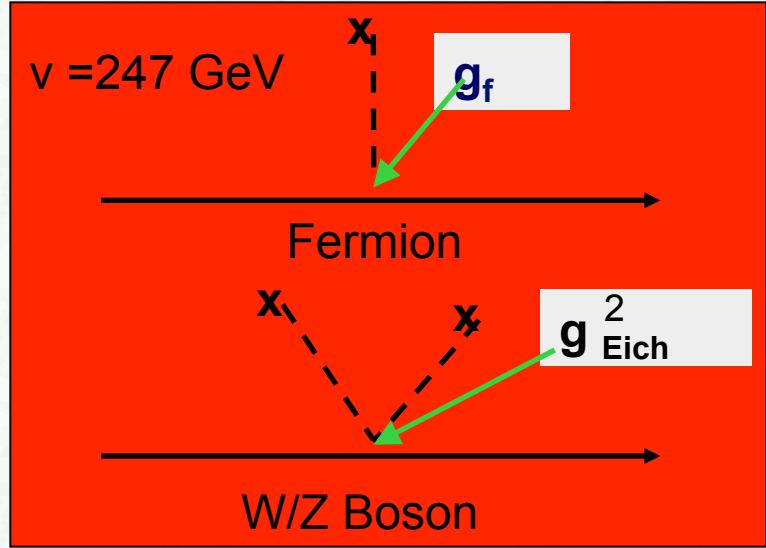
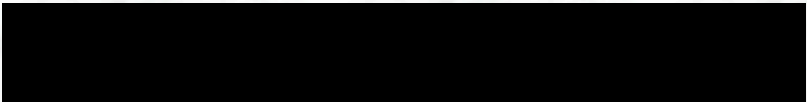
→ nicht direkt nachweisbar

→ Suche an Beschleunigern

Massenerzeugung und Higgs-Kopplungen: $\Phi = v + H$

◆ Wechselwirkung mit dem Kondensat

$M_V \sim g v$	Eichkopplung
$m_f \sim g_f v$	Yukawa-Kopplung

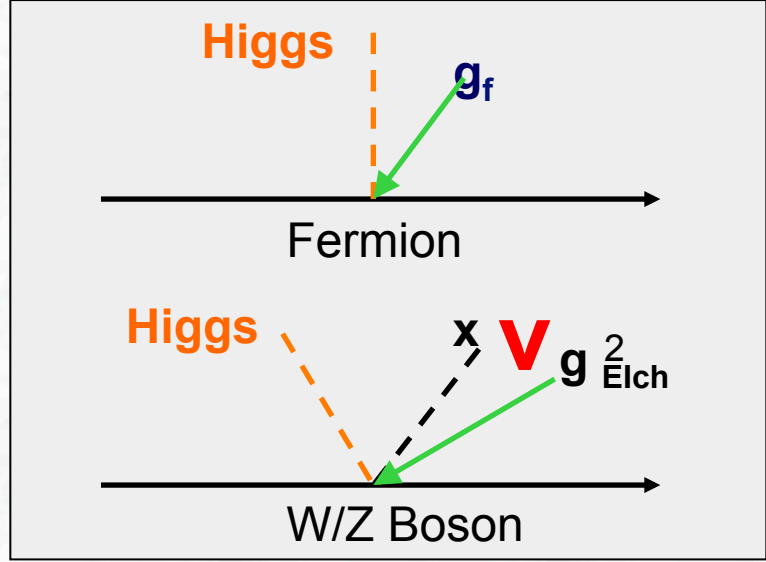


◆ Wechselwirkung mit dem Higgs boson H

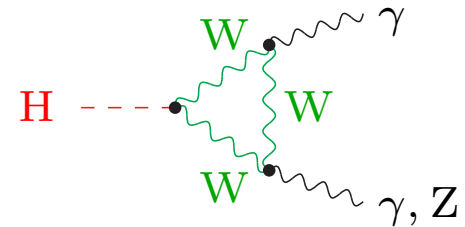
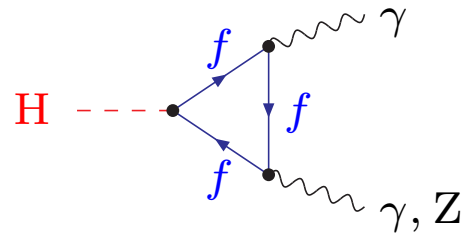
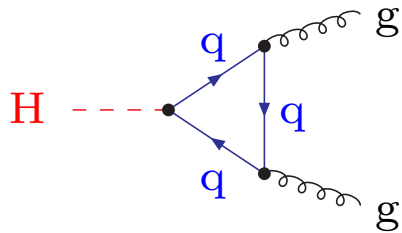
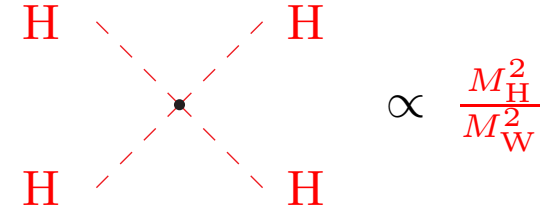
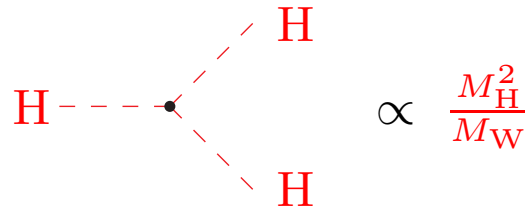
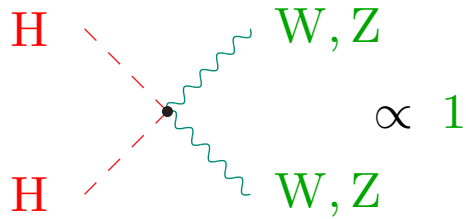
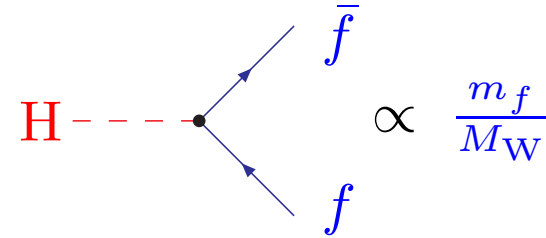
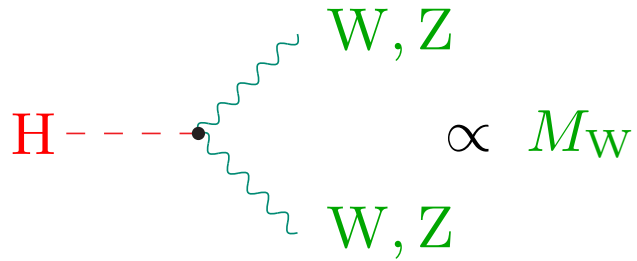
Fermion:	$g_f \sim m_f / v$
W/Z_boson:	$g_V \sim g M_V / v = g^2 v$

1 freier unbekannter Parameter in SM:

$$M_H = v \sqrt{2\lambda} = \sqrt{2}\mu$$



Kopplungen und Zerfälle

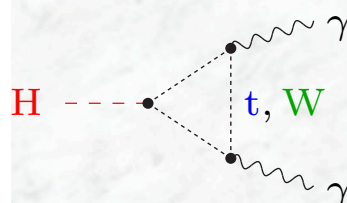
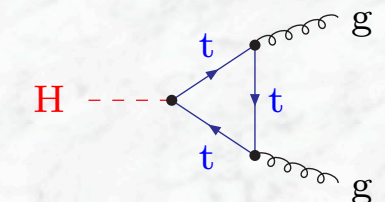
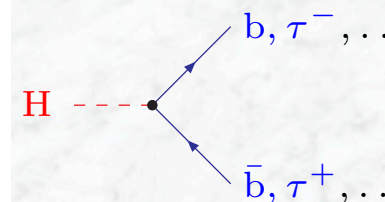
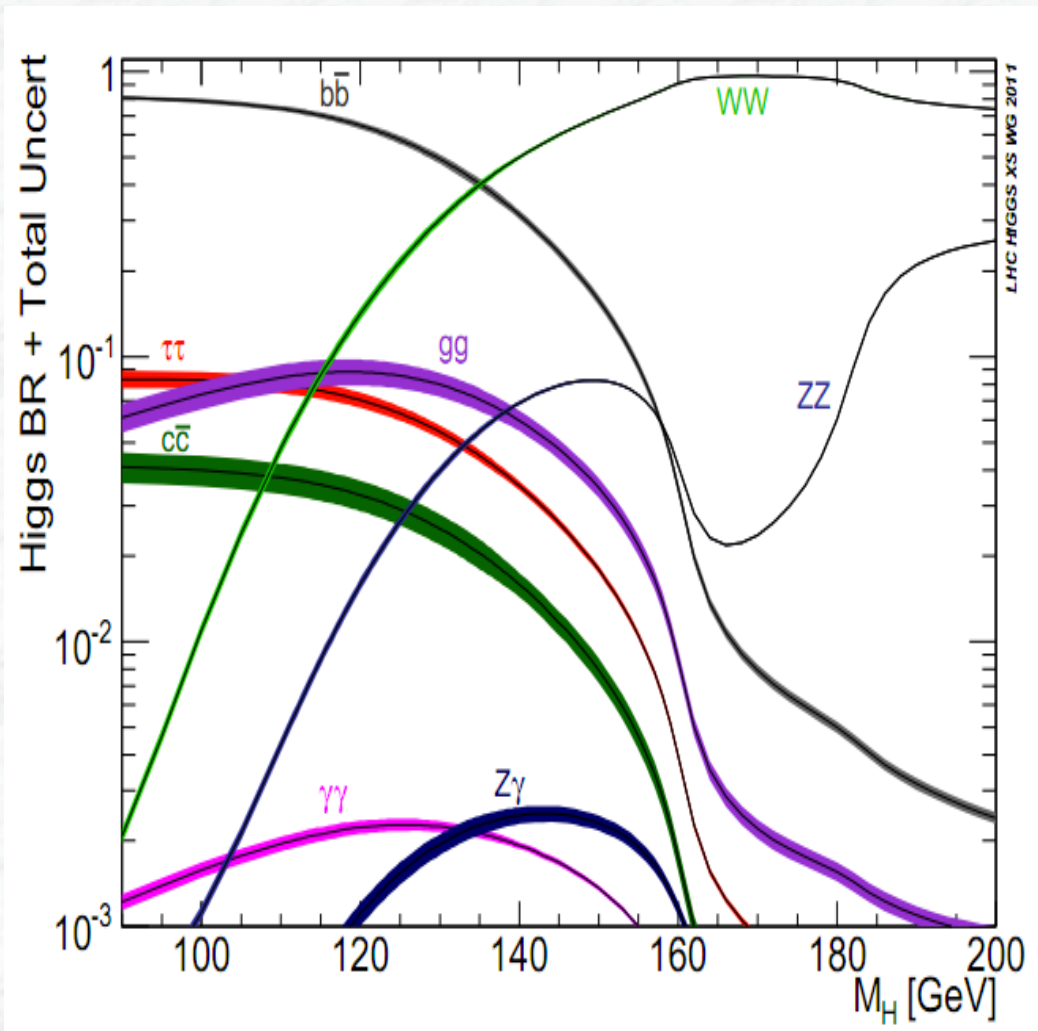


Higgs-Zerfälle: Verzweigungsverhältnisse (BR)

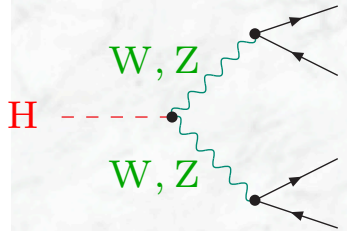
Teilchenmasse = Kopplung x Vakuumerwartungswert

Massen bekannt → Kopplungen bekannt u. proportional zur Masse des Teilchen

Higgs-Boson zerfällt quasi sofort (für $M_H=125$ GeV, Lebensdauer 10^{-22} s) = 1



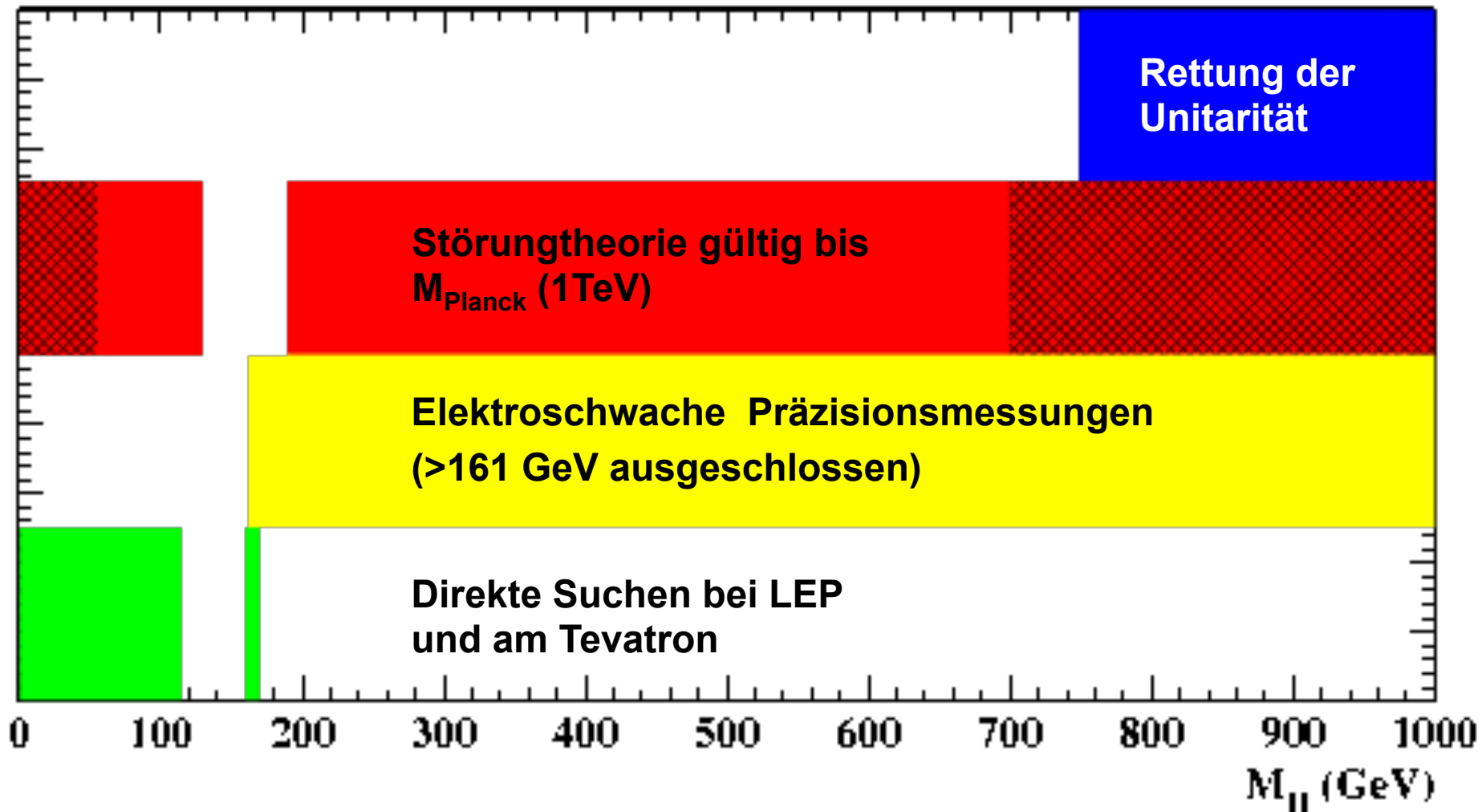
BR (125 GeV) = 0.2 %



$H \rightarrow ZZ \rightarrow 4l$ ($l=e, \mu$)
BR (125 GeV) = 0.013 %

kleine Verzweigungsverhältnisse
sehr wichtig für exp. Suchen!

Kenntnis über die Masse des Higgs-Bosons vor LHC



das Standardmodell bevorzugt ein leichtes Higgs-Boson

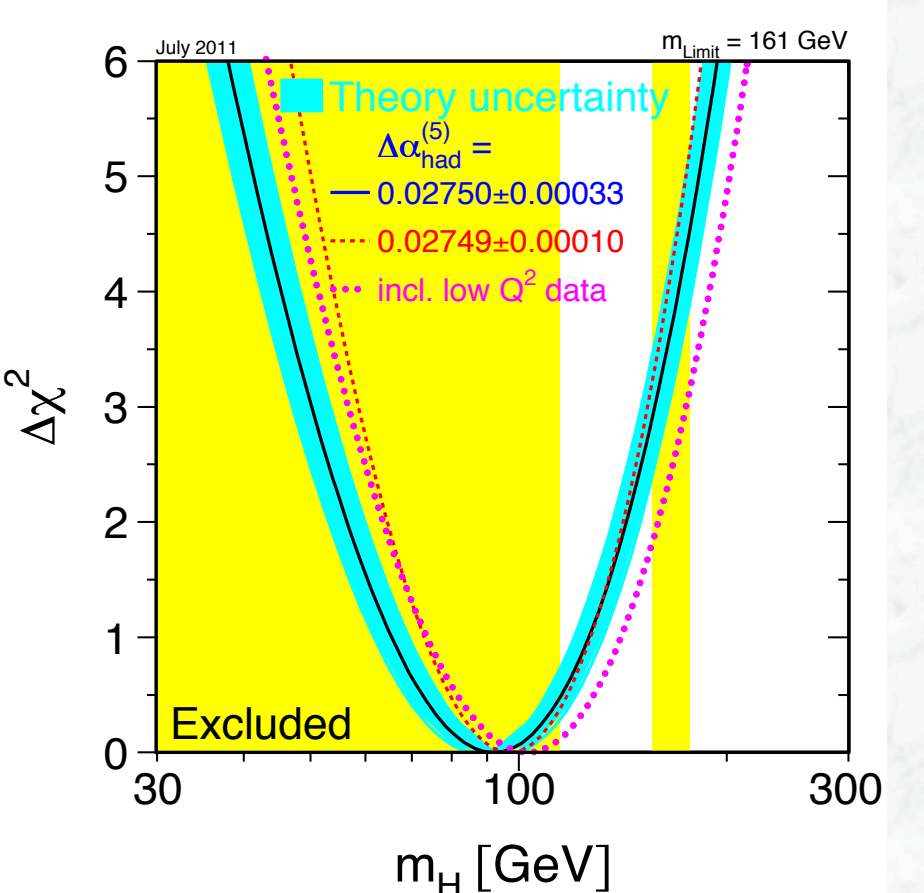
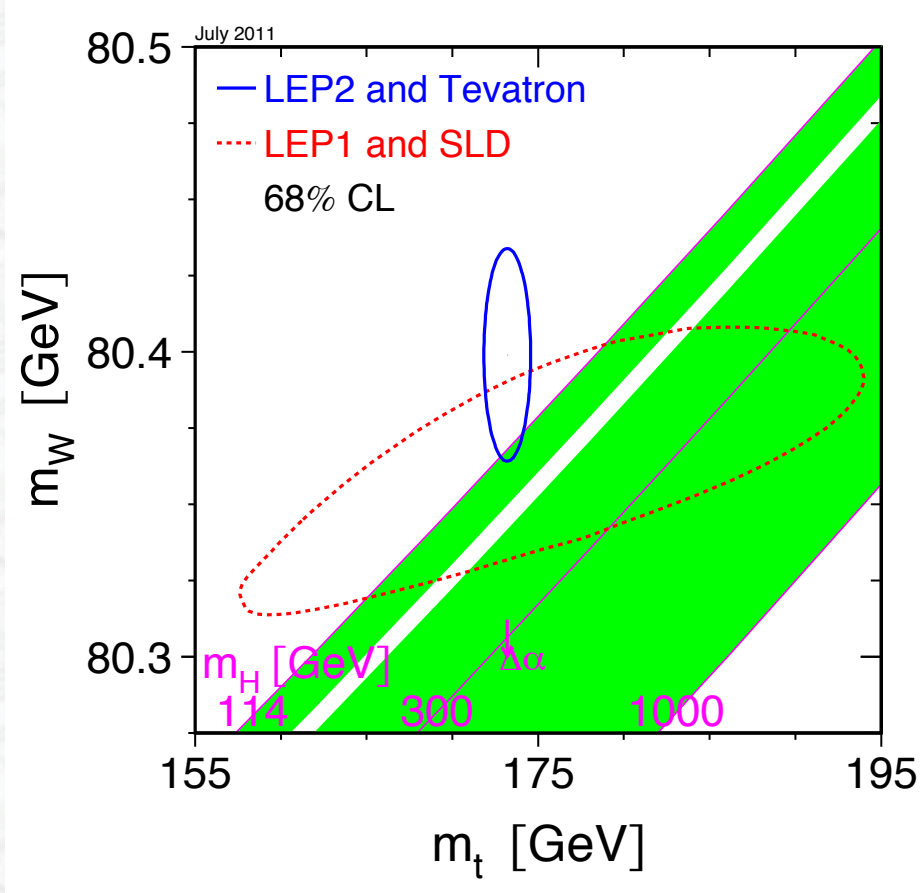
Design des LHC und der ATLAS- und CMS-Experimente so, dass der ganze Bereich zwischen LEP- und Unitaritätsgrenze abgedeckt ist

Vorhersage der Masse aus Präzisionsmessungen

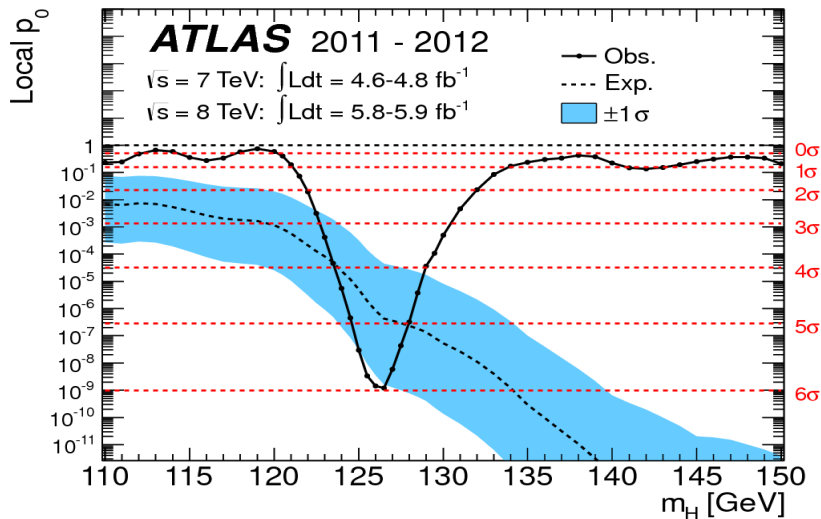
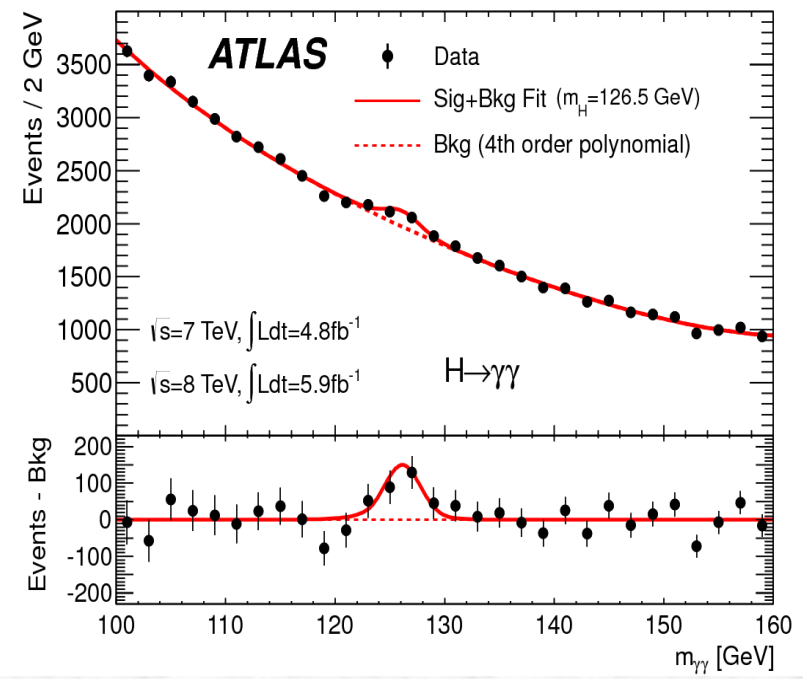
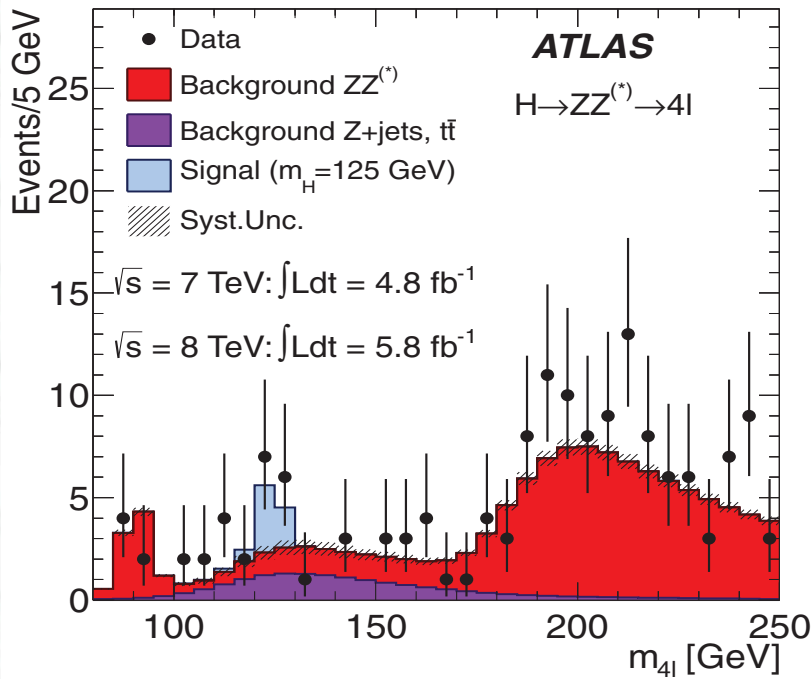
$$M_W(\text{Phys}) = M_W(\text{Born}) + \Delta \propto g^2 \left(\ln \frac{M_H}{M_W} + g^2 \frac{M_H^2}{M_W^2} \right)$$

... m_t^2

+ ... $\ln(M_H)$



Entdeckung eines Teilchens July 2012



Neutrales Boson mit Masse von 125.5 GeV

Mittlerweile:

Wkt. für Fehlinterpretation 10^{-24}

Spin = 0 stark bevorzugt

Eigenschaften vertäglich mit SM