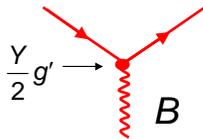


4.2 Elektroschwache Vereinigung

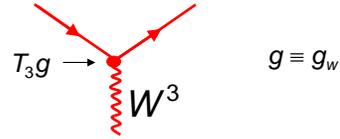
Eichfelder	Physikalisch beobachtbare Felder / Bosonen
$W^1 W^2$	W^\pm
W^3 (LH) B (LH, RH)	} Z und γ (A) (LH und RH)

Man führt ein zusätzliches Eichfeld B ein, das an die sogenannte schwache Hyperladung $Y/2$ mit Stärke g' koppelt: $Y = 2(Q - T_3)$

Dieses Feld koppelt sowohl an LH als auch an RH Teilchen:



Das Feld W^3 koppelt mit Stärke g nur an LH Teilchen:



Die beobachteten Felder γ (A) und Z lassen sich durch die Felder W^3 und B darstellen:

$$\begin{aligned} |A\rangle &= |B\rangle \cos \theta_w + |W^3\rangle \sin \theta_w \\ |Z\rangle &= -|B\rangle \sin \theta_w + |W^3\rangle \cos \theta_w \end{aligned}$$

Der eingeführte Parameter θ_w wird als schwacher Mischungswinkel (auch Weinberg-Winkel) bezeichnet.

Aus der Forderung, dass die Kopplung des Photons an die Fermionen gerade e ist, findet man die folgende Beziehung der Kopplungskonstanten:

$$e = g \cdot \sin \theta_w = g' \cdot \cos \theta_w$$

$$g = \frac{e}{\sin \theta_w} \quad g' = \frac{e}{\cos \theta_w}$$

Im Rahmen der elektro-schwachen Vereinigung können die Kopplungen g und g' und e durch eine Kopplung und den Mischungswinkel ausgedrückt werden. Schwach und elektromagn. WW haben also ähnliche Kopplungsstärke !

Kopplungen im Standardmodell:

1. Photonkopplung an Fermionen (an LH und RH Fermionen gleich) $\sim eQ_f$

2. W-Kopplung an Fermionen (nur an LH Fermionen)

$$\sim T_3 \cdot g = T_3 \cdot \frac{e}{\sin \theta_w}$$

3. Z-Kopplung an Fermionen (an LH und RH Fermionen verschieden)

LH: $g_L \cdot \frac{g}{\cos \theta_w}$ mit $g_L = T_3^f - Q_f \sin^2 \theta_w$

RH: $g_R \cdot \frac{g}{\cos \theta_w}$ mit $g_R = -Q_f \sin^2 \theta_w$

Beispiel:

ν : $g_L = +\frac{1}{2}$ $g_R = 0$

e : $g_L = -0.27$ $g_R = +0.23$

Häufig werden statt g_L und g_R auch die Vektor und Axialvektorkopplungen verwendet:

$$g_V = g_L + g_R \quad g_A = g_L - g_R$$

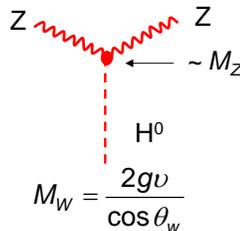
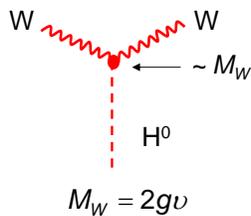
4.3 Teilchenmassen und Higgs-Feld

Die elektroschwache Vereinigung kann noch nicht erklären warum W^\pm und Z Boson massive Teilchen sind.

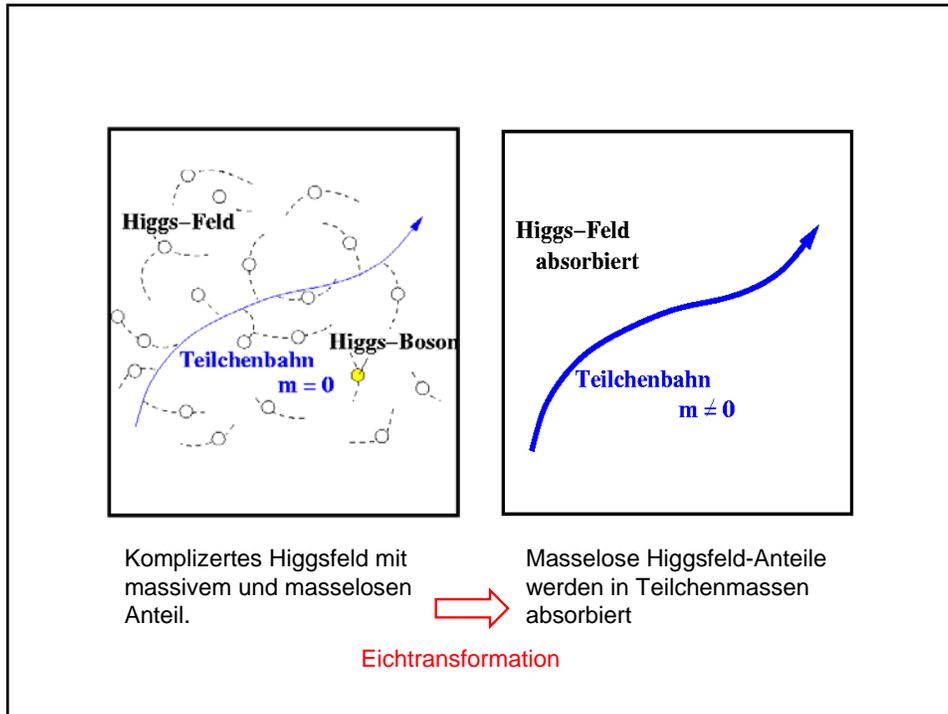
Um sowohl den Austauschbosonen als auch den Fermionen Massen zu geben, wird im Standardmodell ein zusätzliches skalares Feld, das sogenannte Higgs-Feld eingeführt.

Das Higgs-Feld ist ein Hintergrundfeld, dessen Vakuumwert v von Null verschieden ist. Durch Kopplung des Higgs-Feldes an Bosonen und Fermionen verleiht es den Teilchen Masse.

Boson-Kopplung und Boson-Masse



Teilchenmassen sind proportional zur Stärke der Higgsfeldkopplung (bzw. umgekehrt)

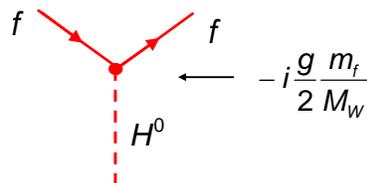


Aus den Bosonmassen M_W und M_Z folgt dann direkt auch der schwache Mischungswinkel:

$$\cos \theta_w = \frac{M_W}{M_Z} \quad \sin^2 \theta_w = 1 - \frac{M_W^2}{M_Z^2}$$

Diese Wahl des Mischungswinkels führt automatisch dazu dass das Photonfeld masselos bleibt.

Die Fermionmassen ergeben sich ebenfalls aus der Higgsfeld-Kopplung:



Für die Massen der geladenen Leptonen findet man:

$$m_f = \frac{\kappa_f v}{\sqrt{2}}$$

Wobei κ_f eine für jedes Fermion verschiedene Kopplungskonstante ist, die die Stärke der Higgsfeld-Kopplung beschreibt (für Quarkmassen wg. Mischung etwas komplizierter)

Aufgrund der Selbstwechselwirkung des Higgsfeldes sollte auch das Higgs-Boson eine Masse haben:

$$M_H = 2v^2\lambda$$

λ ist genau wie v ein freier Parameter und kann nicht vorhergesagt werden.

4.4 Status des Standardmodells

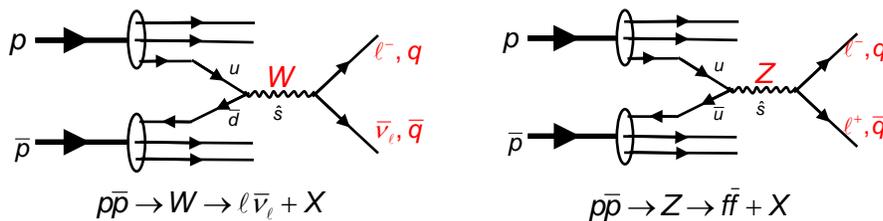
Das Standardmodell ist in den letzten 15 Jahren sehr ausgiebig getestet worden. Es beschreibt die Teilchen und ihre Wechselwirkungen mit erstaunlicher Genauigkeit. Eine experimentelle Bestätigung des Higgs-Mechanismus fehlt allerdings bisher: Nachweis des Higgs steht noch aus...

5. Test des Standardmodells

5.1 Entdeckung der W und Z-Bosonen

Idee: Benutze CERN SPS zur gleichzeitigen Speicherung von p und \bar{p} mit einer Strahlenergie von $E_B=270\dots310$ GeV. Kollisionen mit $\sqrt{s}=540\dots620$ GeV möglich.

a) Boson-Produktion in $p\bar{p}$ Kollisionen:



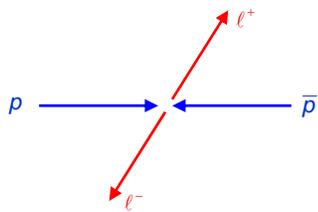
$$\hat{s} = x_q x_{\bar{q}} s \quad \text{mit} \quad \langle x_q \rangle \approx 0.12$$

$$\hat{s} = \langle x_q \rangle^2 s \approx 0.014 s = (65 \text{ GeV})^2$$

➔

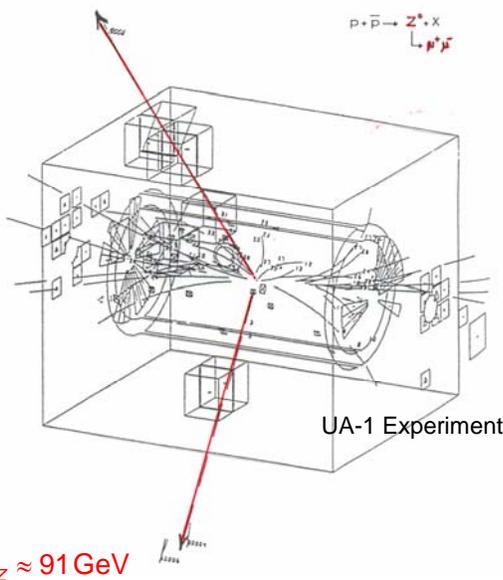
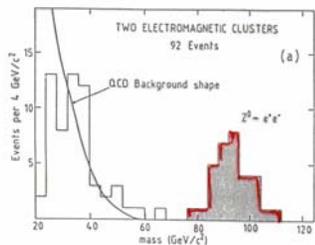
WQ ist klein

b) Ereignis-Signaturen für $p\bar{p} \rightarrow Z \rightarrow \bar{f}f + X$



High-energy lepton pair:

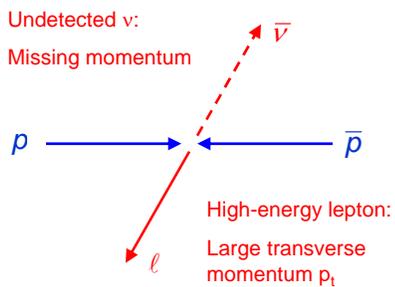
$$m_{\ell\ell}^2 = (p_{\ell^+} + p_{\ell^-})^2 = M_Z^2$$



UA-1 Experiment

$M_Z \approx 91 \text{ GeV}$

c) Ereignis-Signaturen für $p\bar{p} \rightarrow W \rightarrow \ell \bar{\nu}_\ell + X \quad W^- \rightarrow e \bar{\nu}$



Wie kann man die W Masse bestimmen ?

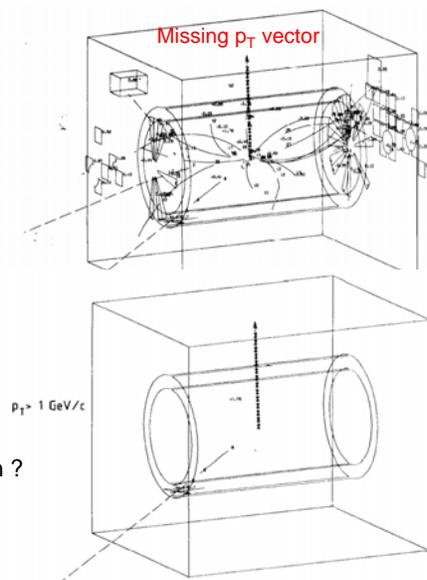
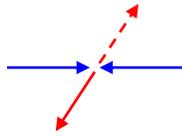


Fig. 16b. The same as picture (a), except that now only particles with $p_T > 1 \text{ GeV}/c$ and calorimeters with $E > 1 \text{ GeV}$ are shown.

W Massenmessung



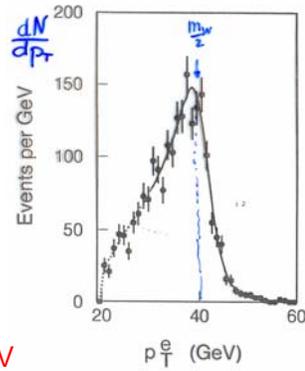
Im W Ruhesystem:

- $|\vec{p}_e| = |\vec{p}_\nu| = \frac{M_W}{2}$
- $|\vec{p}_e^T| \leq \frac{M_W}{2}$

Im Laborsystem:

- W System: Boost entlang z-Achse
- p_T Verteilung ist erhalten

Jakobi-Peak



$$M_W \approx 80 \text{ GeV}$$



The Nobel Prize in Physics 1984



Carlo Rubbia

Simon van der Meer

"for their decisive contributions to the large project, which led to the discovery of the field particles W and Z, communicators of weak interaction"

S. van der Meer

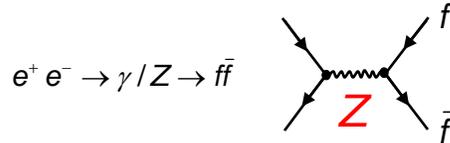
One of the achievements to allow high-intensity $p\bar{p}$ collisions, is stochastic cooling of the \bar{p} beams before inserting them into SPS.

5.2 Präzisionstest des Standardmodells bei LEP

LEP = Large Electron Positron Collider, $\sqrt{s}=85\dots 210$ GeV

→ Fabrik für Z und W Bosonen

a) LEP Phase I: $\sqrt{s} \approx M_Z$ → insgesamt $4 \times 4.5M$ Z Zerfälle



Für $\sqrt{s} \approx M_Z$ ist der Z-Austausch der dominante Beitrag zum WQ

In der Nähe der Resonanzenergie $\sqrt{s} \approx M_Z$ kann der WQ für Fermionpaarproduktion durch eine Breit-Wigner Resonanzkurve beschrieben werden:

$$\sigma_{ff}(s) = 12\pi \frac{\Gamma_e \Gamma_f}{M_Z^2} \frac{s}{(s - M_Z^2)^2 + \Gamma_Z^2 M_Z^2}$$

Mit Partialbreite

$$\Gamma_f = \frac{\alpha M_Z}{12 \sin^2 \theta_w \cos^2 \theta_w} \cdot 2 \cdot [g_L^2 + g_R^2] \cdot N_C \underbrace{\left(1 + \frac{\alpha_s(M_Z^2)}{\pi}\right)}_{\text{für Quarks}}$$

$$= \frac{G_F M_Z^3}{6\pi\sqrt{2}}$$

Γ_Z ist die totale Z Zerfallsbreite:

$$\Gamma_Z = \Gamma_{had} + \Gamma_e + \Gamma_\mu + \Gamma_\tau + 3 \cdot \Gamma_\nu$$

$$= \sum_q \Gamma_q \quad \text{Summe über alle Quarks}$$

Aus Breite und Lage der Resonanzkurve kann M_Z und Γ_Z bestimmt werden:

$$M_Z = 91.1876 \pm 0.0021 \text{ GeV}$$

±23 ppm (*)

$$\Gamma_Z = 2.4952 \pm 0.0023 \text{ GeV}$$

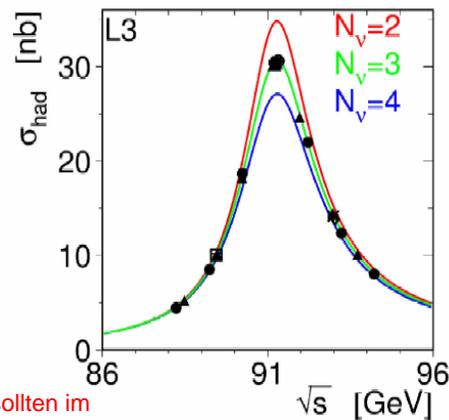
$$\Gamma_{had} = 1.7458 \pm 0.0027 \text{ GeV}$$

$$\Gamma_e = 0.08392 \pm 0.00012 \text{ GeV}$$

$$\Gamma_\mu = 0.08399 \pm 0.00018 \text{ GeV}$$

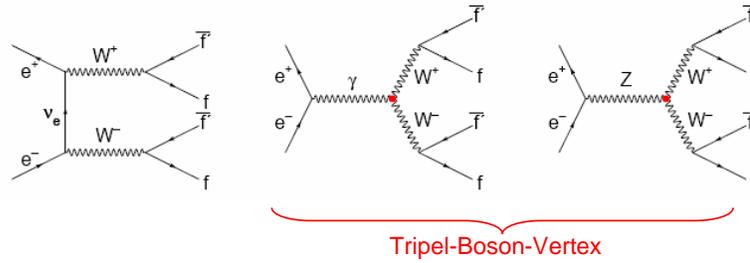
$$\Gamma_\tau = 0.08408 \pm 0.00022 \text{ GeV}$$

sollten im SM gleich



b) LEP Phase II: $\sqrt{s} > 2M_W$

Für $\sqrt{s} > 2M_W$ ist W-Paarproduktion möglich. Ist gibt die folgenden Prozesse:



$$W \rightarrow \ell \nu \quad \text{mit } \ell = e, \mu, \tau$$

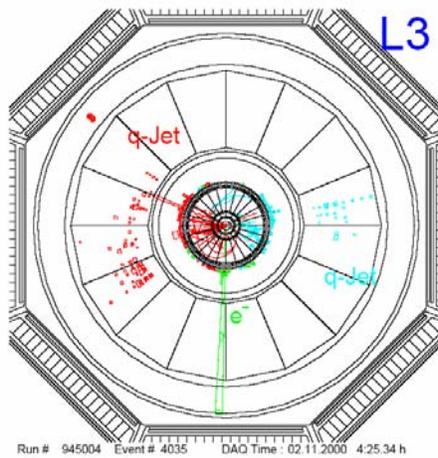
$$\Gamma_\ell = 10.7 \pm 0.1\%$$

$$W \rightarrow q_u \bar{q}_d \quad \text{mit } q_u \bar{q}_d = u\bar{d}', c\bar{s}'$$

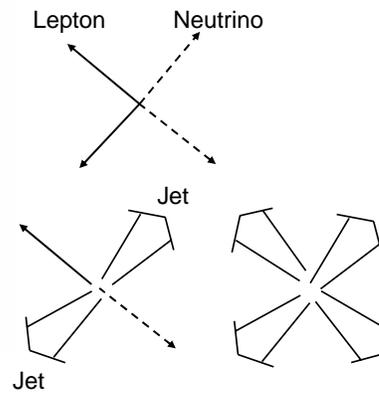
$$\Gamma_{had} = 67.9 \pm 0.4\%$$

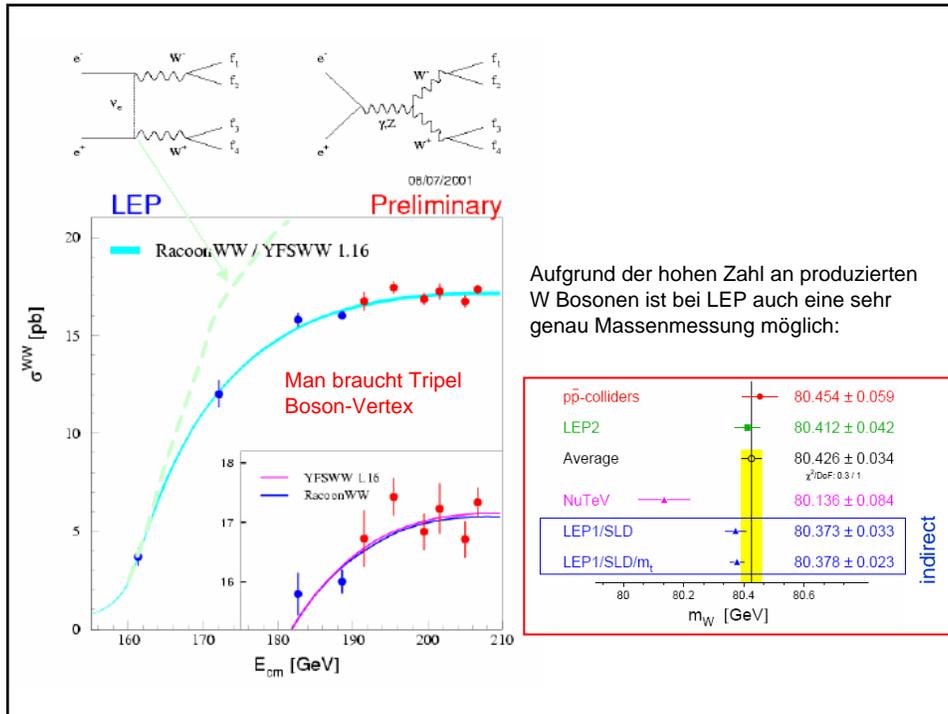
$e^+e^- \rightarrow WW$ Ereignis

→ insgesamt 4×10^4 W Zerfälle bei LEP



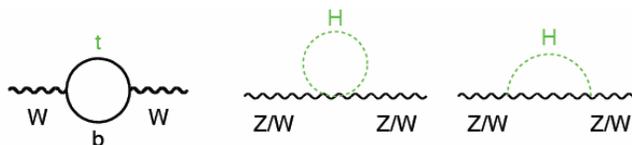
$$WW \rightarrow \begin{cases} qq\ell\nu & 44\% \\ qq\bar{q}q & 45\% \\ \ell\nu\ell\nu & 11\% \end{cases}$$





5.3 Strahlungskorrekturen: Bestimmung von m_t und M_H

Bisher wurden nur Feynman-Graphen niedrigster Ordnung berücksichtigt. Es gibt eine Reihe von Korrekturen höherer Ordnung zu leichten Abweichungen der effektiven Kopplung führen:



Durch die genaue **Vermessung der Breite und der Kopplungen des Z-Bosons** ist es gelungen den Beitrag der Strahlungskorrekturen zu extrahieren: Durch Vergleich der experimentell bestimmten Beitrages der Korrekturen mit der theoretischen Voraussage gelingt es Aussage über die Massen der virtuellen Teilchen zu machen.

So kann die Top-Quarkmasse aus den Präzisionsdaten von LEP bestimmt werden. Diese indirekte Bestimmung stimmt in hervorragender Weise mit der direkten Messung überein:

$$\text{LEP (indirekt): } m_t = 181 \pm 11 \text{ GeV}$$

$$\text{Tevatron (direkt): } m_t = 178.0 \pm 4.3 \text{ GeV}$$

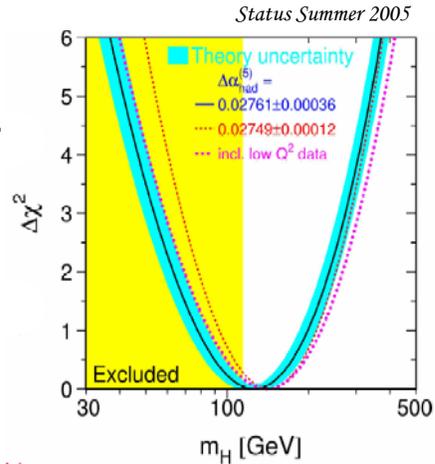
m_t wurde von LEP vorhergesagt bevor das Top-Quark mit eben dieser Masse bei Tevatron gefunden wurde.

Benutzt man die Top-Quarkmasse von Tevatron, so zeigen die LEP Daten auch eine gewisse Sensitivität auf die Higgsmasse:

$$M_H < 300 \text{ GeV @ 90\% C.L.}$$



Entdeckung am LHC sollte möglich sein falls Higgs existiert.



5.4 Suche nach dem Higgs-Boson

Aufgrund der Messungen bei LEP existieren bereits sehr enge Massengrenzen für ein Standardmodell-Higgsboson:

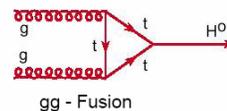
$$114 \text{ GeV} < M_H < 300 \text{ GeV (90\% CL)}$$

Es ist bisher noch nicht gelungen das Higgsboson direkt nachzuweisen.

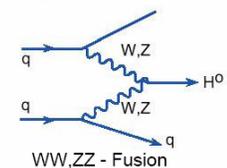
Suche nach dem Higgsboson ist eine der Hauptaufgaben des neuen LHC Beschleunigers der Ende 2007 in Betrieb gehen soll: pp Kollisionen bei $\sqrt{s}=14 \text{ TeV}$.

a) Higgs-Produktionsmechanismus

Gluon-Gluon Fusion



Boson-Boson Fusion

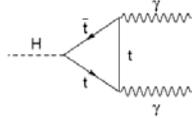


b) Higgs-Zerfallskanäle

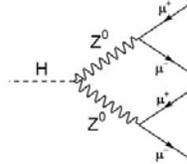
Bei LHC wird je nach möglicher Higgsmasse in unterschiedlichen Zerfallskanälen nach dem Higgsboson gesucht:

$M_H < 150 \text{ GeV}$:

$H \rightarrow \gamma\gamma$



$150 \text{ GeV} < M_H < 1 \text{ TeV}$

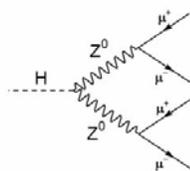
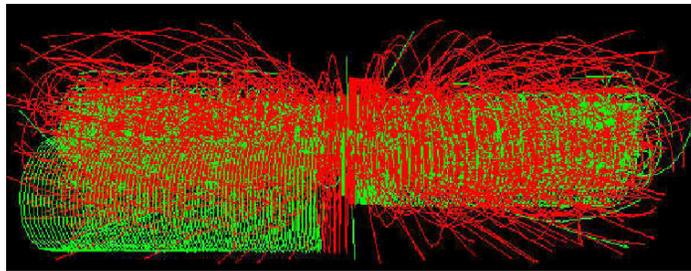


$H \rightarrow ZZ^{(*)}$

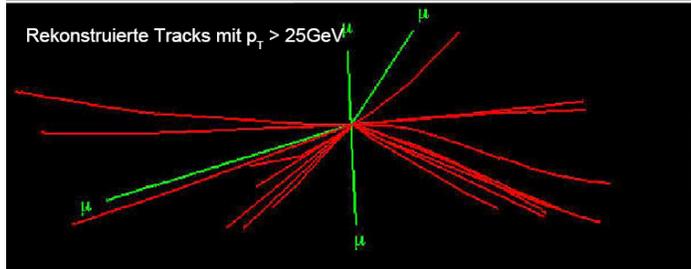
$H \rightarrow W^+W^-$

Simulated $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4\mu$ event at LHC

- 20 pp interaction / event
- Large number of particles



Rekonstruierte Tracks mit $p_T > 25 \text{ GeV}$



To trigger and to reconstruct these events is an exp. challenge.