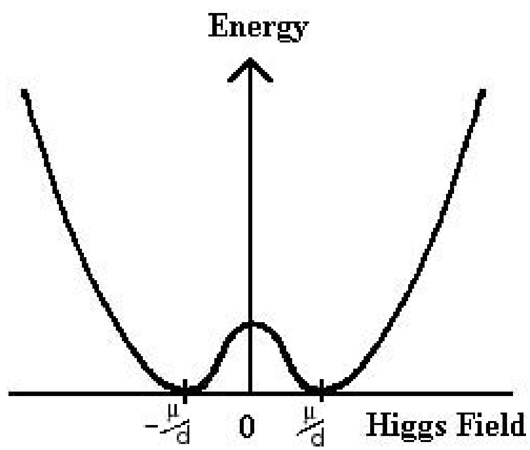
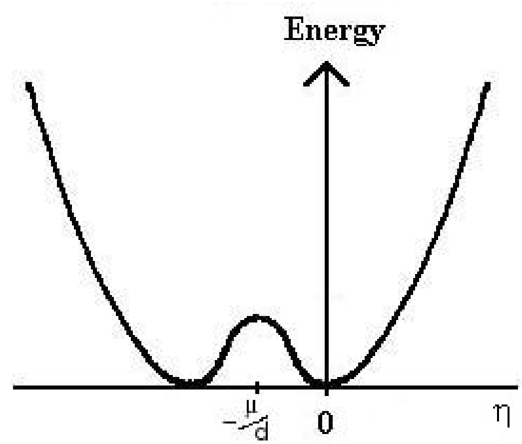
- Erklärung anhand einfachem Higgs-Potential $U = -\frac{\mu^2\phi^2}{2} + \frac{\lambda^2\phi^4}{4}$
- klass. Mechanik: Lagrangefunktion $L = T - U$ (bzw. Lagrange-Dichte Ł)
- relativistische Energiegleichung $E^2 = p^2c^2 + m_0^2c^4$
- wird zur Klein-Gordon-Gl. durch $E \rightarrow i\hbar\frac{\partial}{\partial t}$, $\vec{p} \rightarrow -i\hbar\vec{\nabla}$
  $\Rightarrow (\nabla^2 - \frac{m_0^2c^2}{\hbar^2} - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2})\phi = 0 \Leftrightarrow \partial_\mu\partial^\mu\phi + (\frac{mc}{\hbar})^2\phi = 0$
- ∂^μ = Ableitung nach Raum-Zeit-Vierervektoren (ct, x_1, x_2, x_3)
  ∂_μ = Ableitung nach kovarianten Raum-Zeit-Vierervektoren $(ct, -x_1, -x_2, -x_3)$
- Erinnerung: Bewegungsgleichung aus Lagrangefunktion durch Euler-Lagrange-Gleichung $\partial_\mu(\frac{\partial L}{\partial(\partial_\mu\phi_i)}) = \frac{\partial L}{\partial\phi_i}$
- Geforderte Bewegungsgleichungen ergeben sich aus folgender Lagrange-Funktion: $L = \frac{1}{2}(\partial_\mu\phi)(\partial^\mu\phi) - \frac{1}{2}(\frac{mc}{\hbar})^2\phi^2$

- Durch Vergleich mit 2. Term dieser Gleichung immer Massenbestimmung eines Feldquants möglich (ggf. Reihenentwicklung/Feynman-Kalkül).
- Beispiel mit Higgspotential:
  $L = T - U = \frac{1}{2}(\partial_\mu \phi)(\partial^\mu \phi) + \frac{\mu^2}{2}\phi^2 - \frac{\lambda^2}{4}\phi^4;\ \mu, \lambda \in \mathbb{R}$
- vgl. 2. Term mit $\frac{1}{2}(\frac{mc}{\hbar})^2\phi^2 \Rightarrow m^2 = -\frac{\mu^2\hbar^2}{c^2} \Rightarrow m \notin \mathbb{R}$
- Grund: *spontane Symmetriebrechung*: Potential ursprungssymmetrisch, Grundzustände ($\pm\frac{\mu}{d}$) nicht.



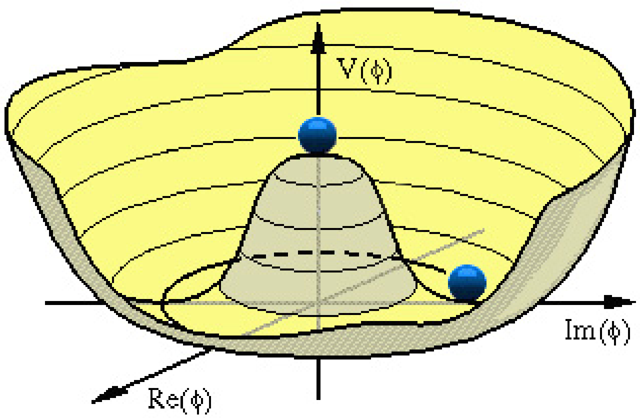
- Befindet sich ein Teilchen im Grundzustand, ist ohne äußere Einflüsse die Symmetrie ”spontan” gebrochen.
- Konsequenz: Potential U muss um einen der Grundzustände ($\pm\frac{\mu}{d}$) entwickelt werden: $\eta = \phi \pm \frac{\mu}{d}$



- $\Rightarrow L = \frac{1}{2}(\partial_\mu \eta)(\partial^\mu \eta) - \mu^2\eta^2 \pm \mu\lambda\eta^3 - \frac{1}{4}\lambda^2\eta^4 + \frac{1}{2}(\frac{\mu^2}{\lambda})^2$
- vgl. mit $L = \frac{1}{2}(\partial_\mu \eta)(\partial^\mu \eta) - \frac{1}{2}(\frac{mc}{\hbar})^2\eta^2 \Rightarrow m = \sqrt{2}\frac{\mu\hbar}{c}$
- Restliche Terme in L beschreiben Wechselwirkungen bzw. bedeutungslose Konstanten

Eichinvarianz

- Schritt nach 3D $\rightarrow$ Komplexe Erweiterung von ϕ:
  $\phi \rightarrow \phi_1 + i\phi_2$, $\phi^*\phi = \phi_1^2 + \phi_2^2$
- $\Rightarrow L = \frac{1}{2}(\partial_\mu \phi)^*(\partial^\mu \phi) + \frac{1}{2}\mu^2(\phi^*\phi) - \frac{1}{4}\lambda^2(\phi^*\phi)^2$



- Forderung nach Eichinvarianz: grundlegende Eigenschaft aller physikalischen Theorien

- L bereits invariant unter **globaler** Phasentransformation ($\phi \to e^{i\theta_0}\phi$)

- L jedoch (noch) nicht invariant unter **lokaler** Phasentransformation ($\phi \to e^{i\theta(x)}\phi$) [$x$ = Vierervektor]

- ABER: renormierbar durch Eichfeld A^μ. Konkret wird dieses eingeführt durch Anwendung der "kovarianten Ableitungen": $D_\mu = \partial_\mu + i\frac{q}{\hbar c}A_\mu$

- $\Rightarrow L = \frac{1}{2}[(\partial_\mu - i\frac{q}{\hbar c}A_\mu)\phi^*][(\partial^\mu + i\frac{q}{\hbar c}A^\mu)\phi]$
  $+ \frac{1}{2}\mu^2(\phi^*\phi) - \frac{1}{4}\lambda^2(\phi^*\phi) - \frac{1}{16\pi}F^{\mu\nu}F_{\mu\nu}$
  mit $F^{\mu\nu} \equiv \partial^\mu A^\nu - \partial^\nu A^\mu$

- Bei entsprechender Wahl von A_μ ist L nun auch **lokal** eichinvariant, wie man nachrechnen kann.

- Um die Massenterme zu identifizieren, muss wieder um einen Grundzustand $\eta \in \{\text{Kreis mit Radius } \frac{\mu}{d}\}$ entwickelt werden; z.B. um $\phi = \phi_1 + i\phi_2 \equiv \frac{\mu}{d} + i \cdot 0$.
- Mit $\eta \equiv \phi_1 - \frac{\mu}{d}$ und $\xi \equiv \phi_2$ ergibt sich:
  $L = [\frac{1}{2}(\partial_\mu \eta)(\partial^\mu \eta) - \mu^2 \eta^2] + [\frac{1}{2}(\partial_\mu \xi)(\partial^\mu \xi)]$
  $+ [-\frac{1}{16\pi} F^{\mu\nu} F_{\mu\nu} + \frac{1}{2}(\frac{q}{\hbar c}\frac{\mu}{\lambda})^2 A_\mu A^\mu]$
  $+$ Wechselwirkungsterme & Konstanten
- 1) Feld η mit Feldquant der Masse $m = \sqrt{2}\mu\hbar c$ - später interpretiert als Higgs-Boson
  2) masseloses "Goldstone-Boson"
  3) Lagragefunktion für das anfangs masselose Eichfeld A_μ enthält plötzlich einen Massenterm!
- $m_A = 2\sqrt{\pi}\frac{q\mu}{\lambda c^2}$

- Goldstone-Boson kann noch durch geschickte Spezifizierung der Phasentransformationsvorschrift $\theta \equiv -arctan(\frac{\phi_2}{\phi_1})$ aus der Rechnung eliminiert werden.

- Modellrechnung für rein elektromagnetische WW., unsinnig da γ (interpretiert als Feldquant von A_μ) hier Masse erhält.

- Hingegen *will* man Masse der W- und Z-Bosonen erklären (physikalische Realität)

- Symmetrie war U(1), d.h. nur **ein** Winkel als Erzeugender der Symmetrie.

- benutzt man U(1) x SU(2) - Symmetrie (mit drei zusätzlichen Winkeln als Erzeugenden):
  - Komplizierteres Higgs-Feld $\Phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \phi_1^+ + i\phi_2^+ \\ \phi_1^0 + i\phi_2^0 \end{pmatrix}$
  - Lagrange-Dichte $L = (\partial^\mu \Phi)^\dagger (\partial_\mu \Phi) + \mu^2 \Phi^\dagger \Phi - \lambda^2 (\Phi^\dagger \Phi)^2$
  - erlangt lokale Eichinvarianz mit modifizierter kovarianter Ableitung $D_\mu = \partial_\mu + i\frac{g_1}{2}\tau \mathbf{W}_\mu + i\frac{g_2}{2} B_\mu$

- wendet man nun den Higgs-Mechanismus an (Rechnung wie zuvor), so erhält man:
  - ein Higgs-Teilchen der Masse $m_H = \sqrt{2}\mu$
  - geladene W-Bosonen der Masse $m_W = \frac{g_1 \mu}{2\lambda}$
  - Z_0 und γ als Linearkombination der Eichfelder, sie mischen bei Wahl des Grundzustandes $\Phi_0 = \frac{1}{\sqrt{2}}\begin{pmatrix} 0 \\ \frac{\mu}{\lambda} \end{pmatrix}$ zu einem **masselosen** Photon und einem **massiven** Z_0.

Experimente, die nach dem Higgs-Teilchen suchen

- CERN: LEP II
  - e^+e^--Collider
  - 2.11.2000 abgeschaltet, zuletzt einige Ereignisse gefunden. Keine eindeutige statistische Evidenz
  - hat bisherige Untergrenze für Higgs-Masse auf 114 GeV hochgeschraubt, C.L. 95%
  - Ringbeschleuniger mit 4 Detektoren: ALEPH, L3, DELPHI, OPAL

Experimente, die nach dem Higgs-Teilchen suchen

- CERN: LHC
  - pp-Collider, kann auch mit Pb-Ionen betrieben werden.
  - Erster Probelauf geplant für 2006, Physik ab 2007
  - Kann bis 14 TeV Schwerpunktsenergie messen
  - Ringbeschleuniger mit 4 Detektoren:
    ALICE, ATLAS, LHC-B, CMS

- Fermilab: TEVATRON
  - $p\overline{p}$-Ring-Collider
  - Vorteil ggü. pp-Collider: Höherer Wirkungsquerschnitt des Produktionskanals $q\overline{q} \to HW$, da $\overline{q} \in \overline{p}$
  - Wird Energiebereich über 100 GeV um 2005/2006 erreichen, Luminosität steigt nur langsam an.
  - Dann "Kopf-an-Kopf-Rennen" mit LHC erwartet.
- Fermilab: FMC
  - Myon-Collider. Vorteil: Geringe Synchrotronstrahlung aufgrund hoher Myonmasse. Problem: geringe Lebensdauer der Myonen. Lösungsansatz: relativistische Geschwindigkeiten.
  - frühes Planungsstadium, Inbetriebnahme in > 20 Jahren.

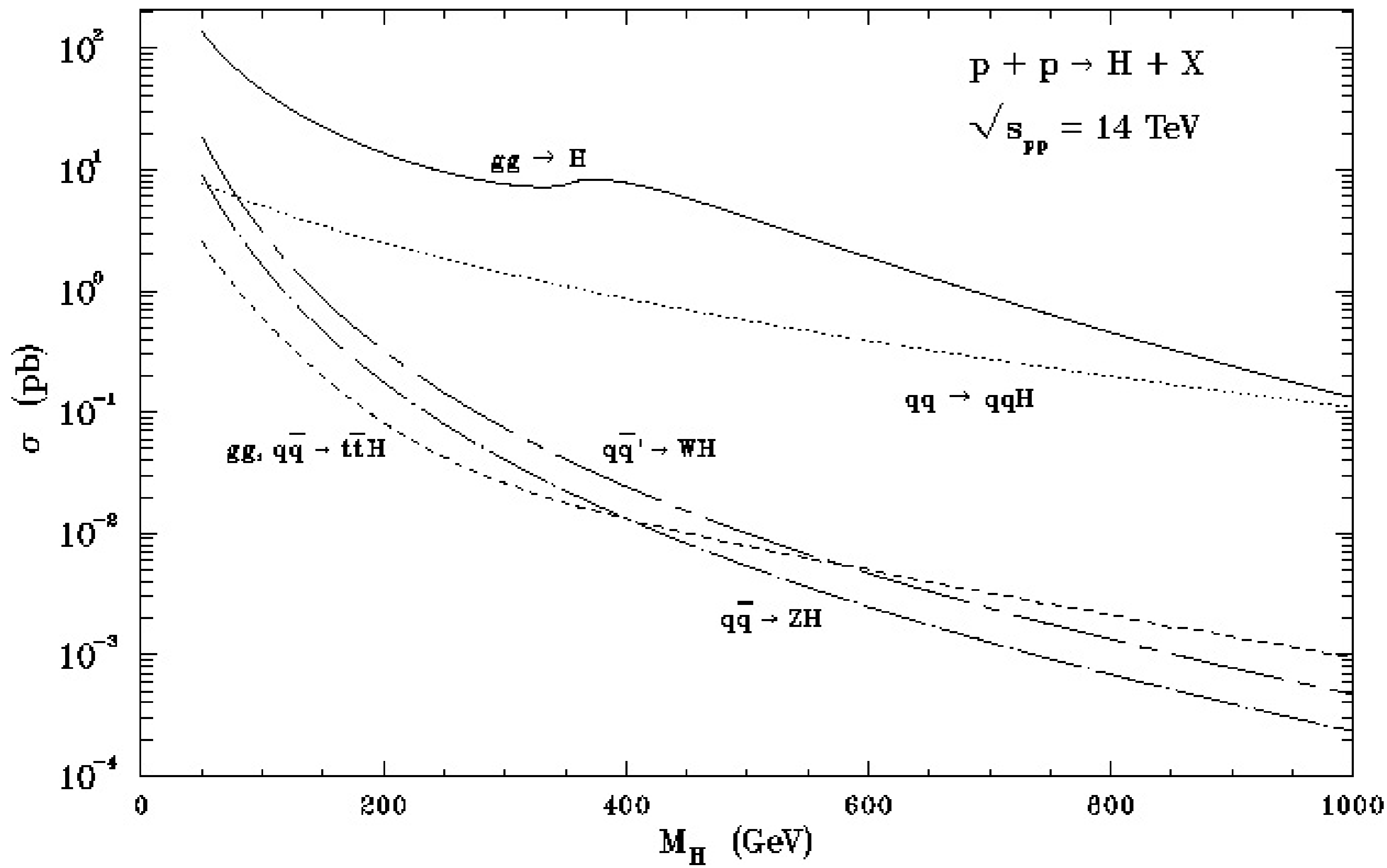


Figure 1: Wirkungsquerschnitte Higgs-Produktion am LHC

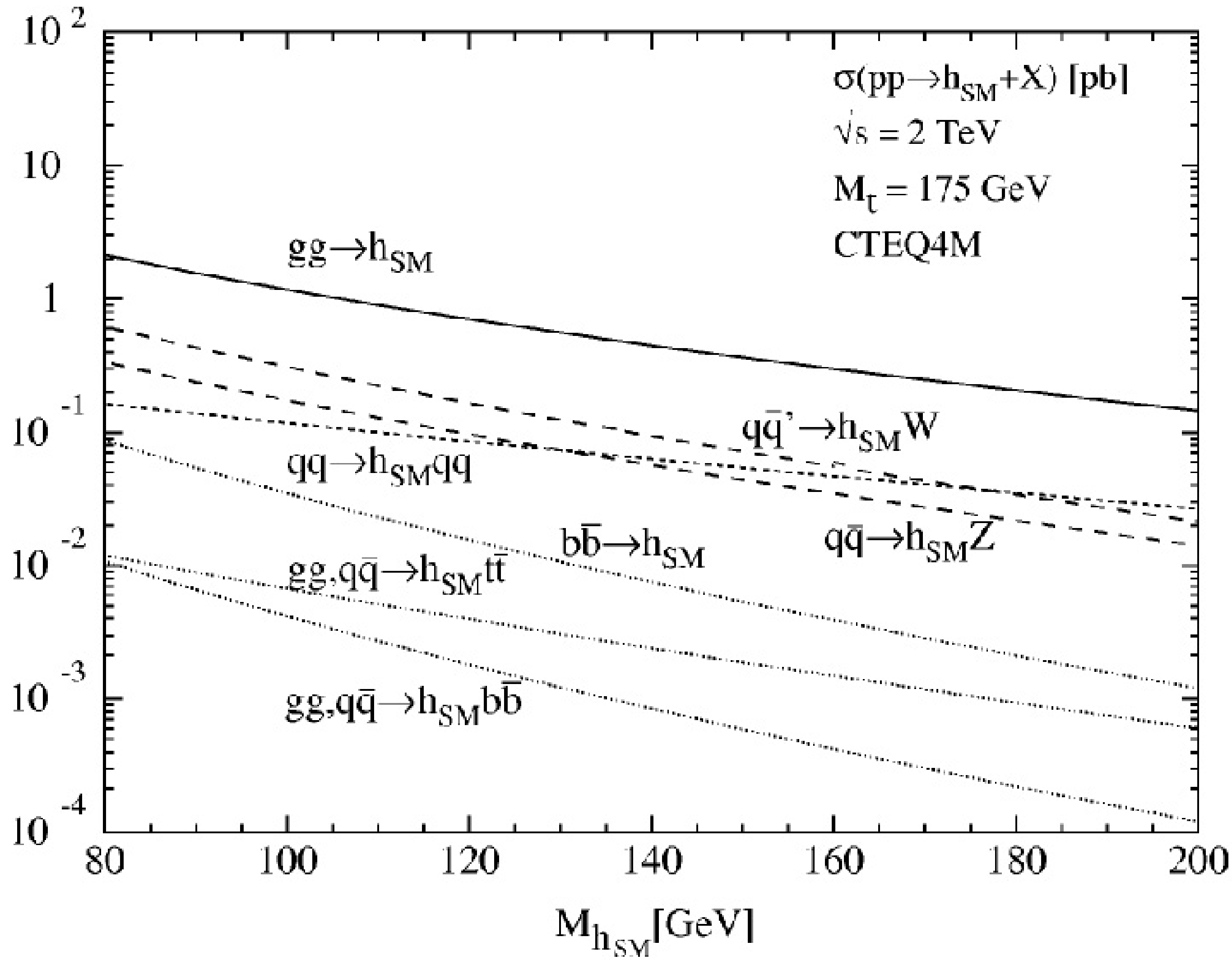
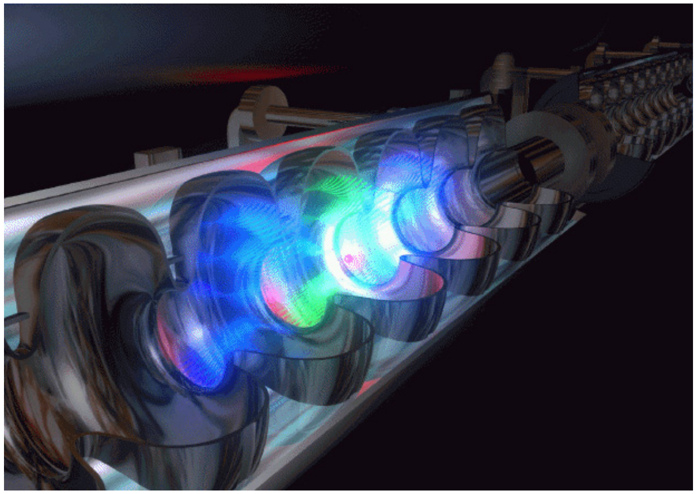


Figure 2: Wirkungsquerschnitte Higgs-Produktion am Tevatron

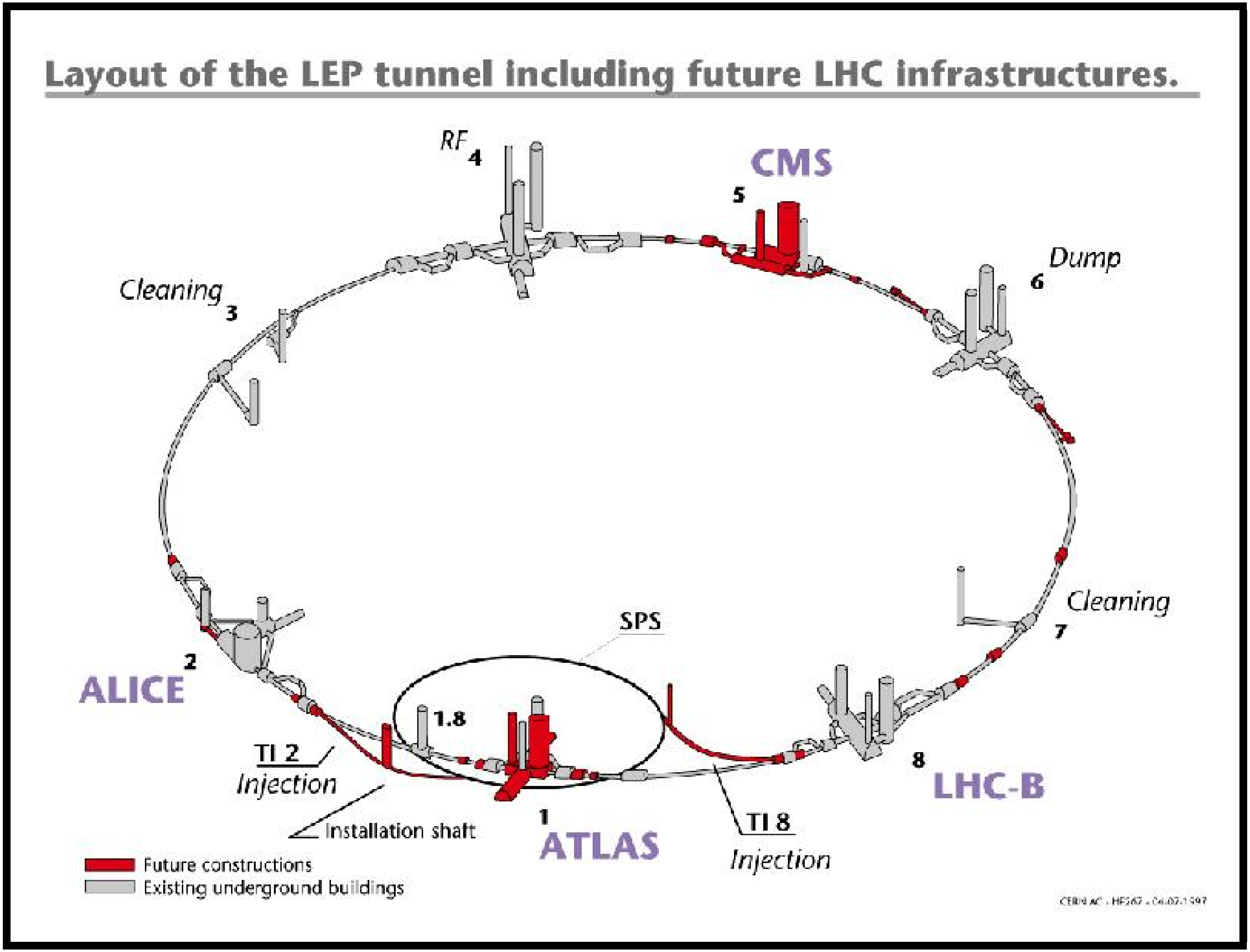
- SLAC: SLC
  - e^+e^- -Linear-Collider, Länge 3 km, Energien zu niedrig für Higgs-Suche
- SLAC: NLC (New Linear Collider)
  - e^+e^--Linear-Collider, Länge 20 km, Energien bis 1 TeV
  - großer Vorteil ggü. hadronischen Beschleunigern: wesentlich geringerer Untergrund, da Elektronen bereits elementare Teilchen sind.
    $\Rightarrow$: 500 GeV bis 1 TeV (Stufe 2) hier liefern vergleichbare Ergebnisse wie 14 TeV bei LHC.
  - soll ~2010 in Betrieb genommen werden

- DESY: HERA
- DESY: TESLA (∼2011): e^+e^--Linear-Collider, 500 GeV - 800 GeV (Stufe 2), Kosten: rd. EUR 3,5Mrd, "Tera Electron Volt Energy Superconducting Linear Accelerator"
- 33km Länge, davon 2x15km supraleitende Beschleunigungsstrecken



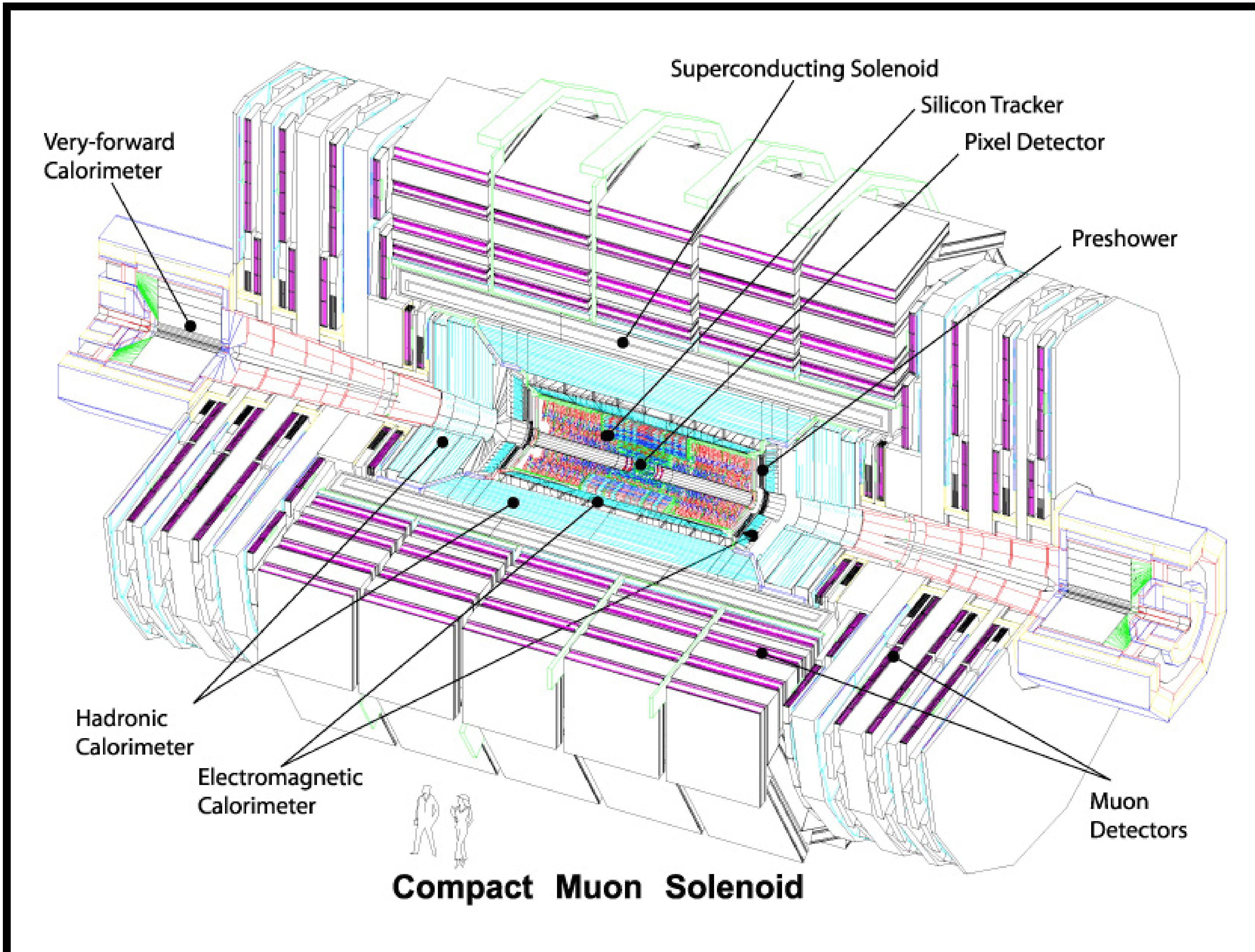
- KEK: (∼2010) JLC (Japan Linear Collider)

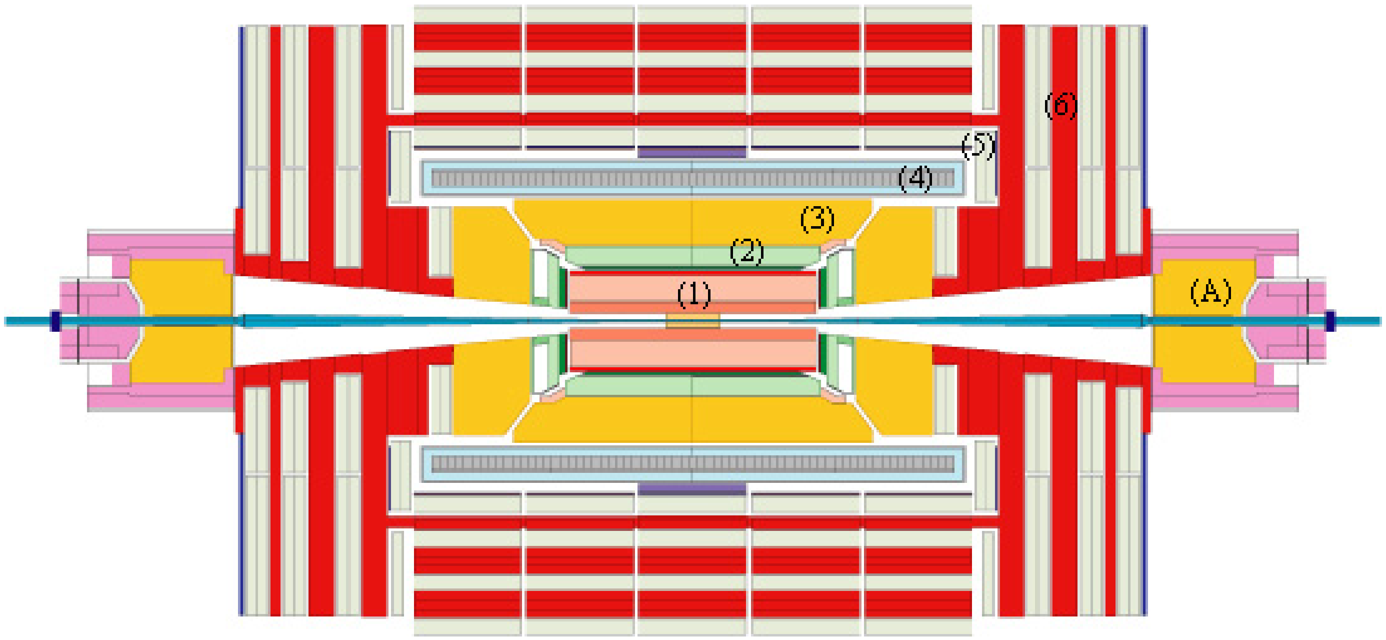
Higgs-Physik am LHC


Layout of the LEP tunnel including future LHC infrastructures.
RF 4
CMS
5
Dump 6
Cleaning 3
Cleaning 7
SPS
2
ALICE
1.8
TI 2
Injection
Installation shaft
1
ATLAS
TI 8
Injection
8
LHC-B
Future constructions
Existing underground buildings

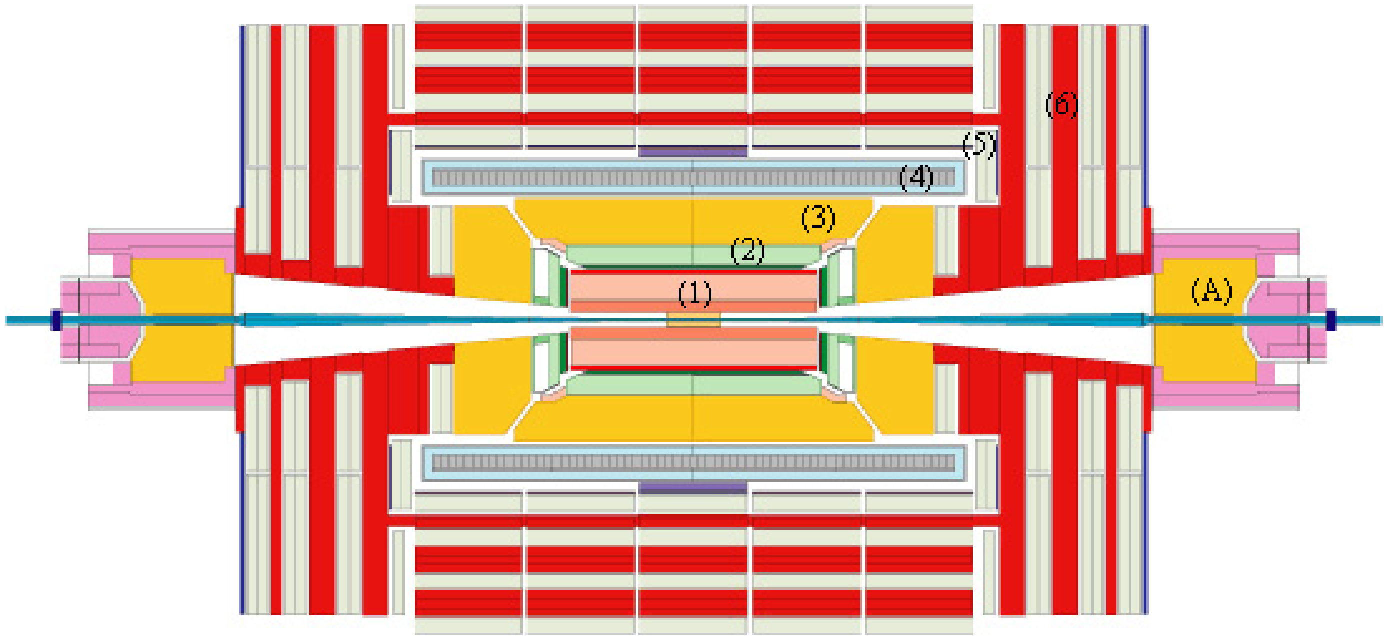
- Der Large Hadron Collider beschleunigt zwei Protonenstrahlen gegenläufig mit je bis zu 7 TeV ($\Rightarrow E_{c.m.} = 14$ TeV) bei einer Luminosität von rund $10^{34} cm^{-2} s^{-1}$
- Acht Sektoren:
  - 4 Experimente (1=ATLAS, 2=ALICE, 5=CMS, 8=LHC-B)
  - Strahleinspeisung in den Speicherring in den Sektoren 2 und 8 jeweils vor dem Experiment
  - Hochfrequenz-Resonatorsystem (ca. +485 keV/Umlauf) in Sektor 4 zur Beschleunigung der Protonen, die im SPS auf $\sim$ 300 GeV vorbeschleunigt wurden.
  - Verluste durch Synchrotonstrahlung: ca. -7 keV/Umlauf
  - beam dump in zwei Richtungen in Sektor 6: Graphitblöcke (ca. 750m vom Strahlengang entfernt) garantieren ausreichende Verdünnung der Teilchenschauer.

- beim Betrieb mit Pb-Ionen bis zu 1150 TeV.
- Alle Ablenkungs- und Fokussierungsmagnete supraleitend, Kühlung durch suprafluides He bei 1,7K. Vorteile:
  – Keine Zähigkeitsverluste ⇒ größerer Durchsatz,
  – 4K nicht kalt genug für Betrieb (Meißner-Ochsenfeld-Effekt: starkes Magnetfeld wirkt Supraleitung der Spulen entgegen, wird durch tiefere Temperaturen kompensiert)
- Näheres zum CMS-Detektor (Kooperation mit der RWTH, Ib sowie IIIa/b):
  – Besonders kompakte Bauweise (Compact Muon Solenoid)
  – Länge: 21,6 m; Durchmesser: 14,6 m
  – Wird erreicht durch ein Eisenjoch zur Rückleitung des Magnetfeldes

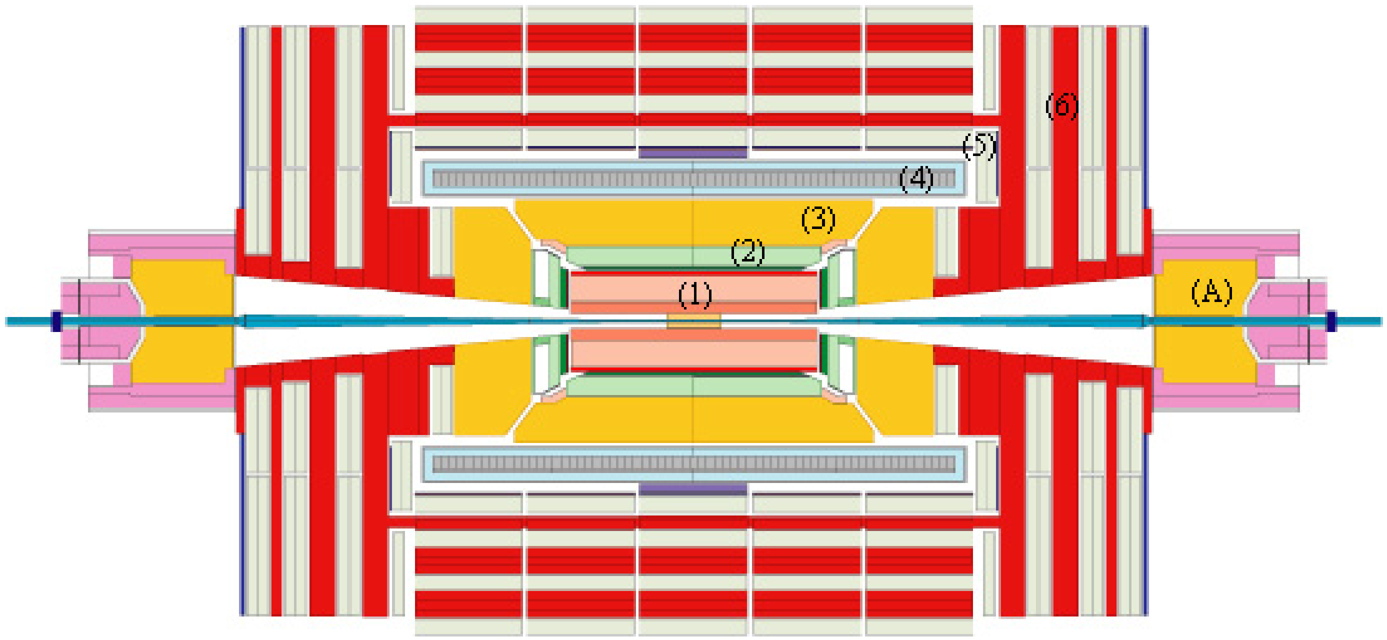

Superconducting Solenoid
Silicon Tracker
Pixel Detector
Very-forward
Calorimeter
Preshower
Hadronic
Calorimeter
Electromagnetic
Calorimeter
Muon
Detectors
Compact Muon Solenoid



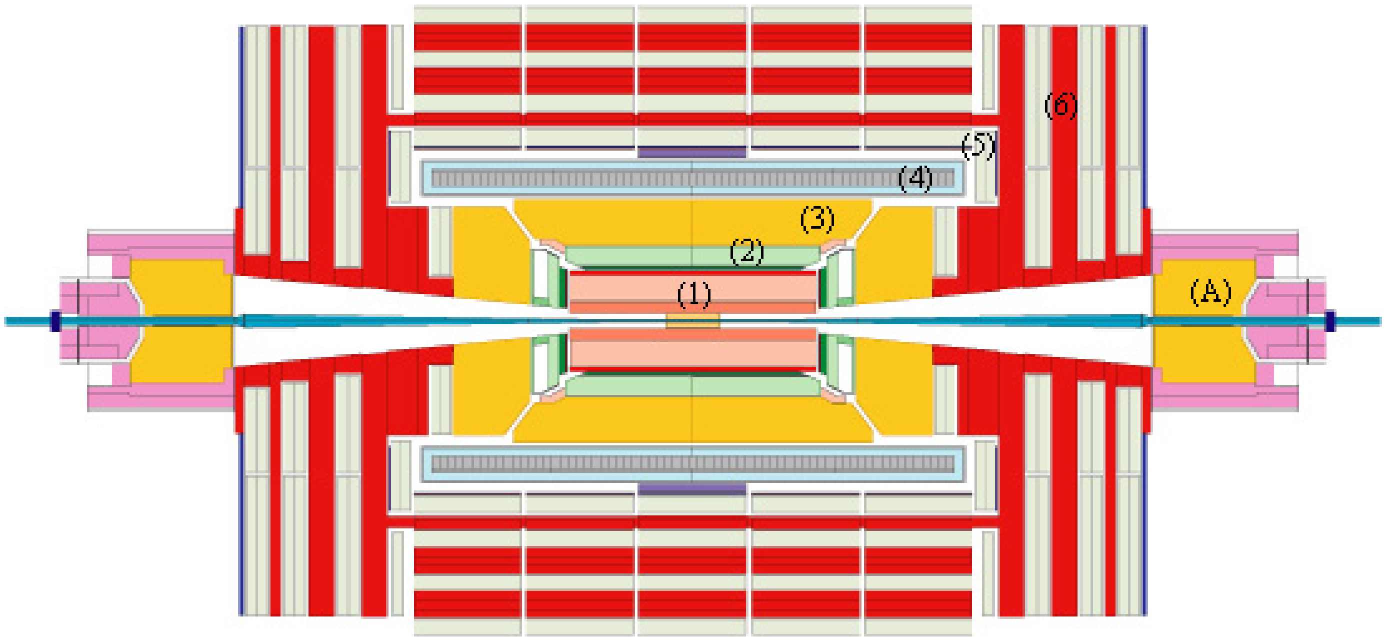
- (1) Spurerkennungssystem (central tracking): Vermessung von Teilchenbahnen und -impulsen nahe dem WW-Punkt.
  Innen: Silizium-Pixeldetektoren (extrem hohe Ortsauflösung)
  Außen: Silizium-Streifendetektoren (niedrigere Auflösung, dafür extrem schnell)
- entsteht unter Mitarbeit der Institute I und IIIa/b der RWTH



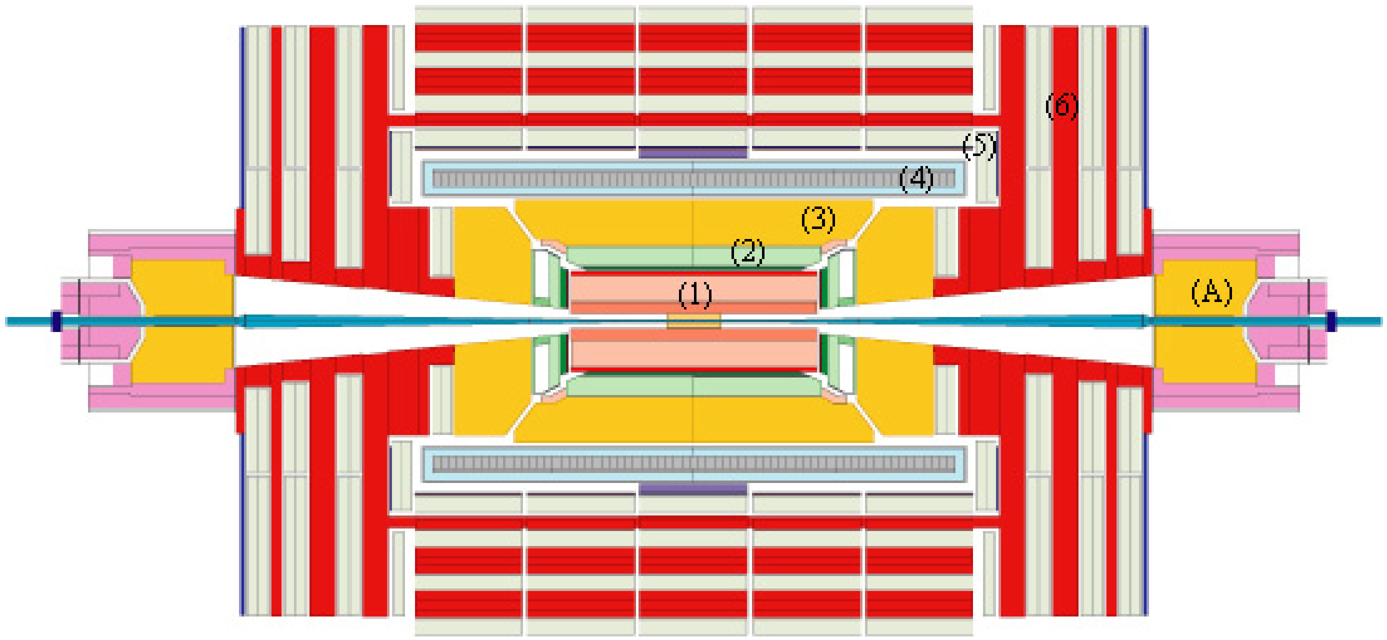
- (2) Elektromagnetisches Kalorimeter: Vermisst Impuls und Energie von *Photonen* und *Elektronen*
- über 80.000 mit je einer Photodiode bestückte $PbWO_4$-Kristalle als Szintillatoren.
- in den Endkappen des zylindrischen Aufbaus stattdessen *em*-Schauerzähler.



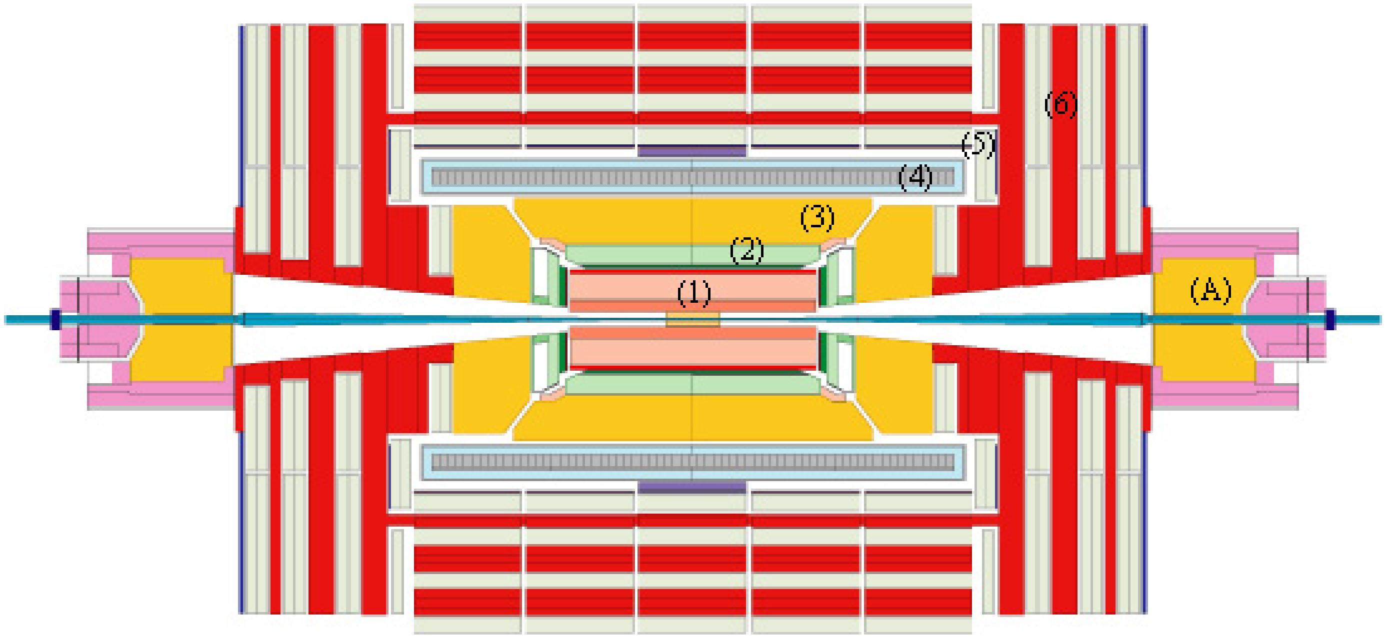
- (3) Hadronisches Kalorimeter: Vermisst und identifiziert stark wechselwirkende Teilchen. Kann über Energie-Impuls-Bilanz auch Neutrinos detektieren
- Sandwich-Bauweise: Plastik-Szintillatorelemente eingebettet in Kupfer-Absorberplatten (außen Stahl statt Kupfer)
- Außen eine zweite Schicht für Teilchen mit Restenergie



- (4) Detektormagnet (supraleitende Spule): erzeugt bis zu 4 T innerhalb des Eisenjochs bei 4,45 K.
- (6) Eisenjoch: Dient der Rückführung des magnetischen Feldes



- (5) Myonspektrometer (IIIa): Vermisst mit (1) den μ-Impuls
- Je vier Myonkammerschichten zwischen den Eisenjochen, zylindrisch um die Achse sowie in den Endkappen
- 3 Typen von Detektoren: Driftkammern (in homogenem Feld), Kathodenstreifen-Kammern (inhomogen) und einige RPC ("resistive parallel plate chambers"/Triggerung)

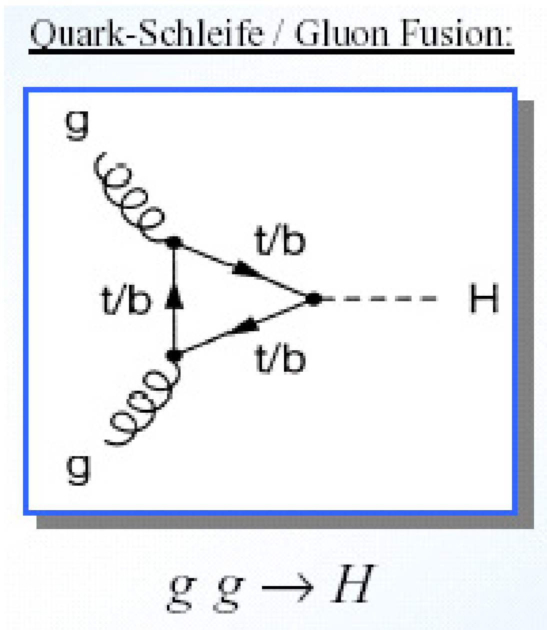


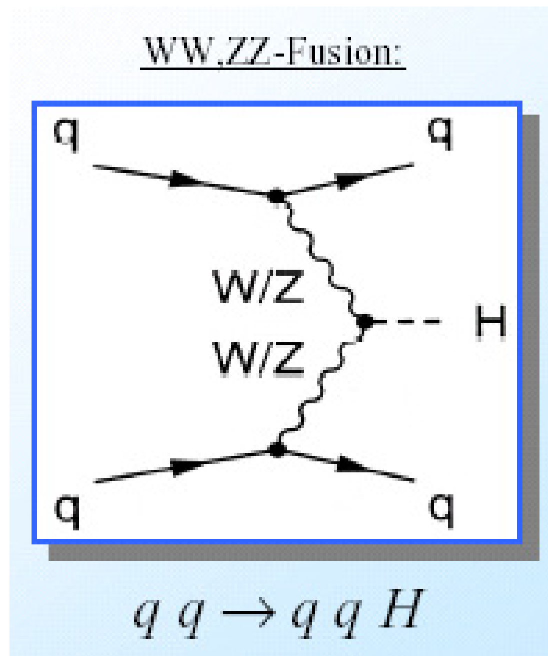
- (A) Vorwärts-Kalorimeter: Kann noch unter sehr kleinen Winkeln zur Strahlachse genau messen
- Proportionalzählkammern mit zwischengelegten Eisenabsorbern.

- Animation ”Teilchen im Detektor” abspielen (PowerPoint)

Nachweis des Higgs-Bosons

- 5 relevante Reaktionen für Higgs-Produktion:
  - ”relativ” hoher Wirkungsquerschnitt:

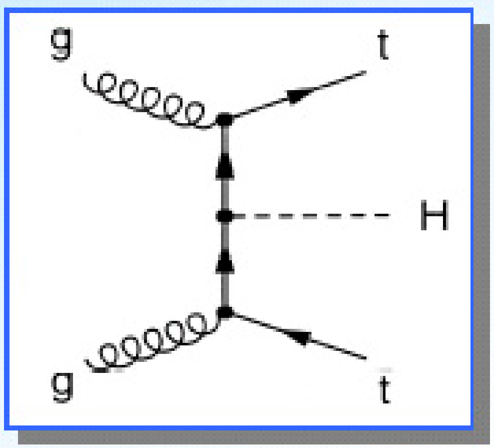




Nachweis des Higgs-Bosons

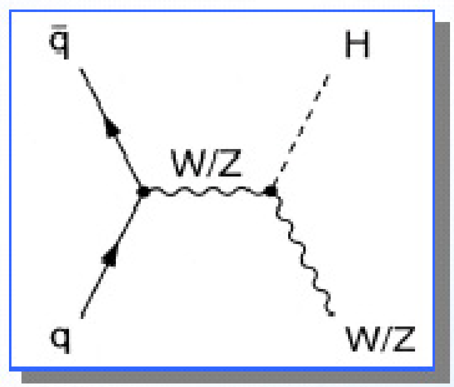
- 5 relevante Reaktionen für Higgs-Produktion:
  - niedrigerer Wirkungsquerschnitt:

Higgs-Strahlung vom t-Quark I:



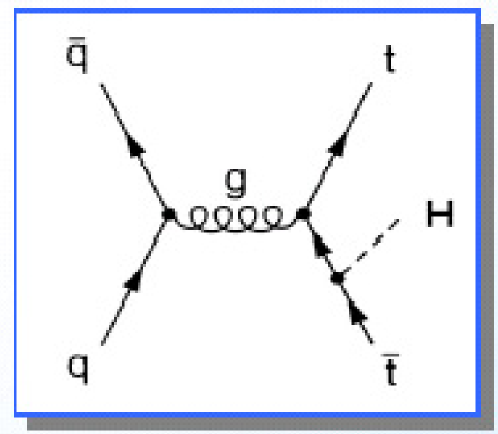
$g\,g \to t\,\bar{t}\,H$

Bremsstrahlung vom W/Z :



$q\,\bar{q} \to W\,H$ | $q\,\bar{q} \to Z\,H$

Higgs-Strahlung vom t-Quark II:



$q\,\bar{q} \to t\,\bar{t}\,H$

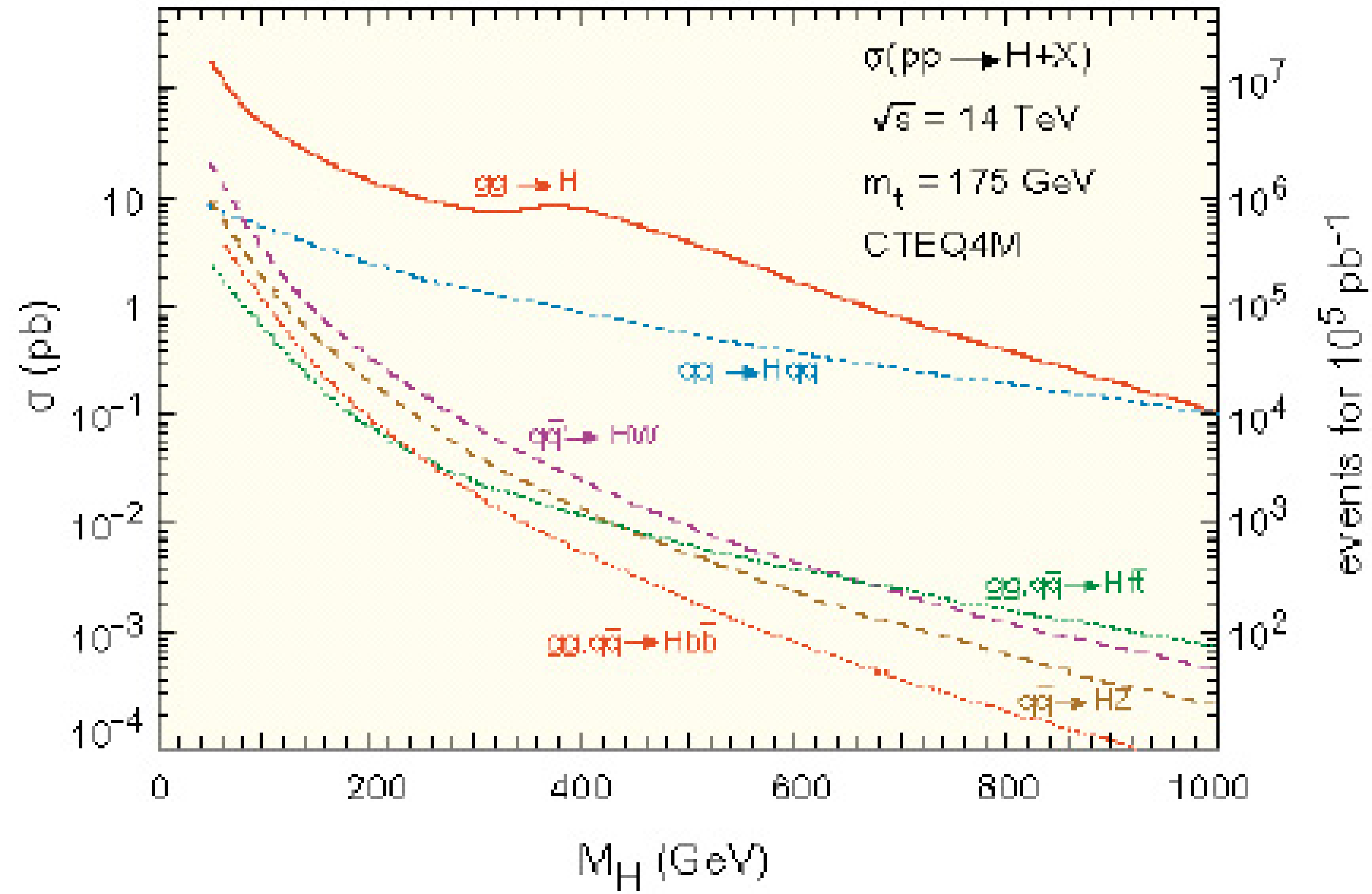


Figure 3: Zur Erinnerung: Wirkungsquerschnitte bei der Higgs-Produktion am LHC

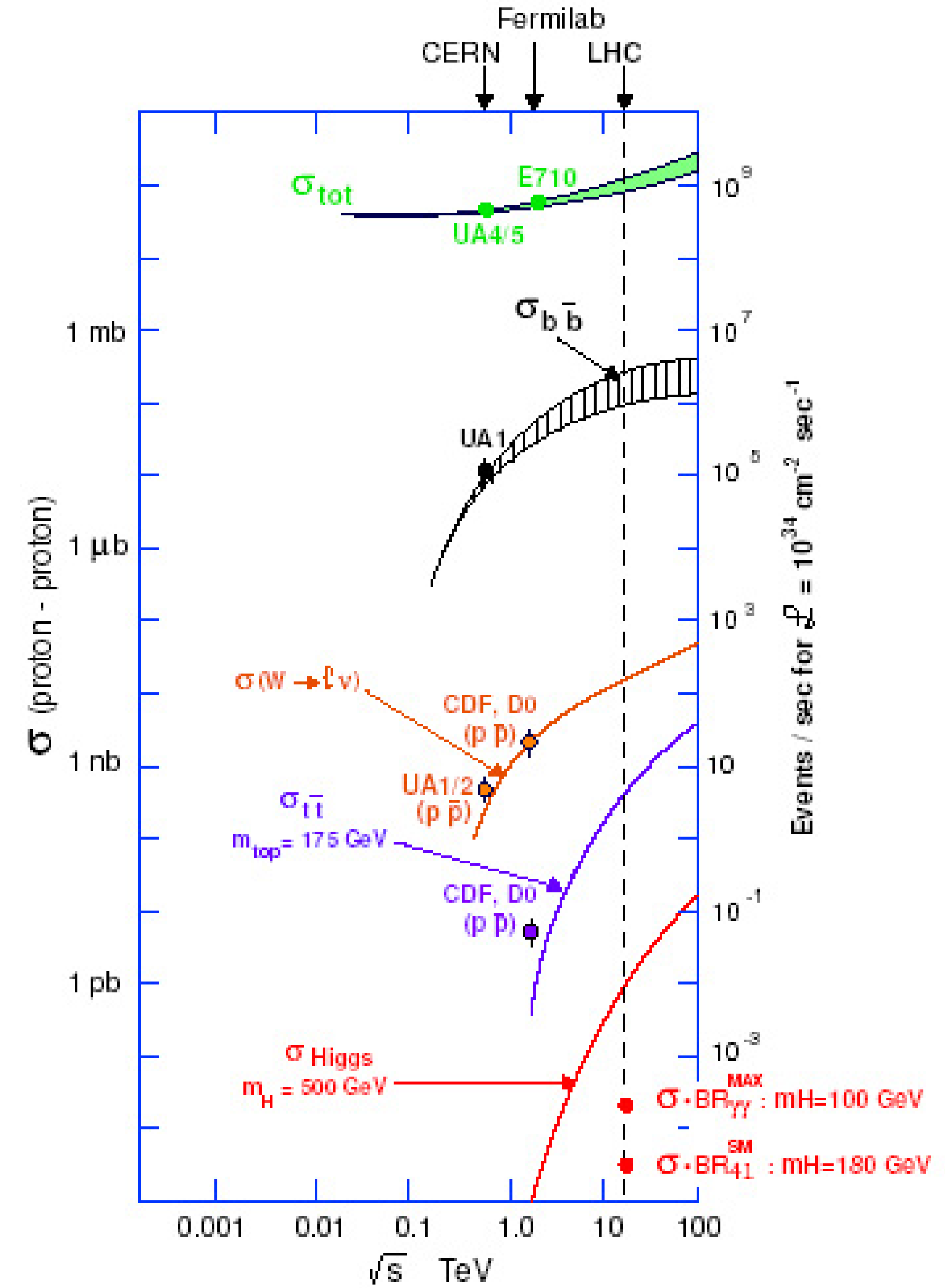
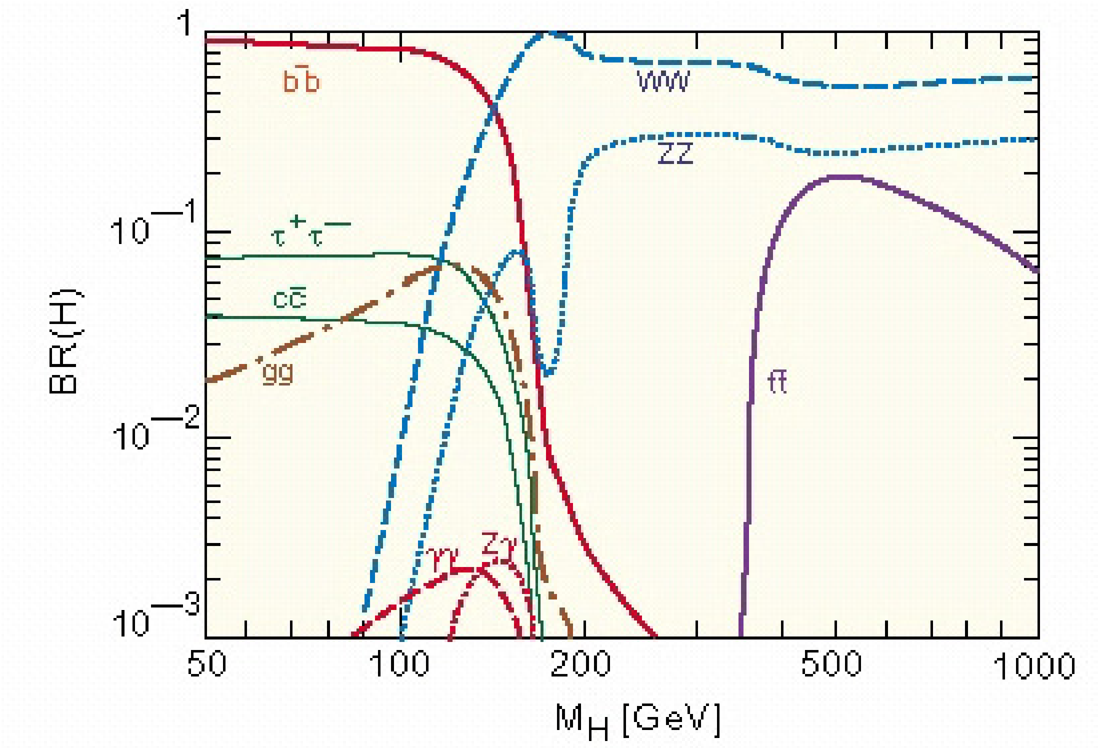


Figure 4: Wirkungsquerschnitte verschiedener Reaktionen am LHC

- Unterschied zwischen $\sigma_{tot} \approx 10^9$ und $\sigma_{Higgs} \approx 10^{-5}$ beträgt rund 14 Größenordnungen
- Bei 10^{16} Ereignissen pro Jahr erwartet man also 10^2 Higgs-Ereignisse
- $\Rightarrow$ Lange Laufzeiten, extremste Anforderungen an Auswertungsalgorithmen.

Zerfallskanäle

- Das Higgs kann nicht *direkt* nachgewiesen werden, schon allein aufgrund seiner Lebensdauer; je nach Masse zwischen $10^{-43}s$ und $10^{-46}s$
- Je nach Masse werden ganz unterschiedliche Zerfälle dominant:



- $m_H >\sim 130 GeV (\approx 2m_Z/m_W) \Rightarrow$
  - "Gold plated - Events" $H \to ZZ^* \to \{eeee/\mu\mu\mu\mu/ee\mu\mu\}$
  - außerdem $H \to WW^* \to l\bar{l}\nu\bar{\nu}$, l = Lepton
  - hingegen ist $H \to t\bar{t}/b\bar{b}$ überlagert von $gg \to t\bar{t}/b\bar{b}$;
    $H \to t\bar{t}$ wird aufgrund der hohen top-Masse zudem erst interessant ab sehr hoher Energie ($>$ 250 GeV).

- $m_H <\sim 130GeV (\approx 2m_Z/m_W) \Rightarrow$
  - $H \rightarrow$ top-Schleife $\rightarrow \gamma\gamma$ bevorzugt zur Auswertung, da definierte Energie der Photonen (scharfer Peak)
  - $H \rightarrow b\bar{b}$, $t\bar{t}$ nicht nachweisbar, da Untergrund hierfür zu stark.
  - am Tevatron hingegen tritt hier ein $b\bar{b}$ zusammen mit einem W oder Z auf, daher hier wieder eine sehr eindeutige Signatur.