

Neues aus dem Elementarteilchen-Zoo

Joachim Kopp

Johannes Gutenberg-Universität Mainz / PRISMA Exzellenzcluster

12. Mai 2014

Gymnasium Penzberg

Outline

- 1 2013: Die Geburtsstunde der Hochenergie-Neutrinoastronomie
 - Neutrinophysik — Eine Einführung
 - IceCube: Auf der Suche nach kosmischen Teilchenbeschleunigern
 - Praxisteil 1: IceCube-Datenanalyse

- 2 Die Entdeckung des Higgs-Bosons
 - Der Higgs-Mechanismus
 - Die Suche nach dem Higgs-Teilchen
 - Praxisteil 2: Analyse von CMS-Ereignissen

Übersicht

1 2013: Die Geburtsstunde der Hochenergie-Neutrinoastronomie

- NeutrinoPhysik — Eine Einführung
- IceCube: Auf der Suche nach kosmischen Teilchenbeschleunigern
- Praxisteil 1: IceCube-Datenanalyse

2 Die Entdeckung des Higgs-Bosons

- Der Higgs-Mechanismus
- Die Suche nach dem Higgs-Teilchen
- Praxisteil 2: Analyse von CMS-Ereignissen

Übersicht

1 2013: Die Geburtsstunde der Hochenergie-Neutrinoastronomie

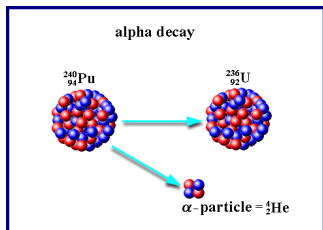
- NeutrinoPhysik — Eine Einführung
- IceCube: Auf der Suche nach kosmischen Teilchenbeschleunigern
- Praxisteil 1: IceCube-Datenanalyse

2 Die Entdeckung des Higgs-Bosons

- Der Higgs-Mechanismus
- Die Suche nach dem Higgs-Teilchen
- Praxisteil 2: Analyse von CMS-Ereignissen

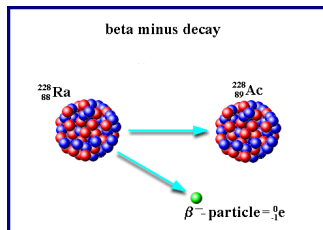
Neutrinos: Die Anfänge (~ 1914–1930)

Energiebilanz radioaktiver Zerfälle:



$$E_{\alpha} = m_{\text{mother}}c^2 - m_{\text{daughter}}c^2$$

Energie des α -Teilchens entspricht **exakt** der Massendifferenz zwischen Mutter- und Tochterkern



$$E_{\beta} < m_{\text{mother}}c^2 - m_{\text{daughter}}c^2$$

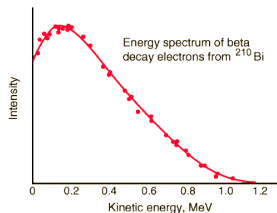
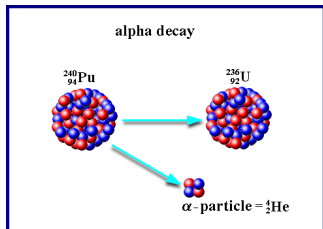
Energie des β -Teilchens (Elektrons) ist **kleiner** als die Massendifferenz zwischen Mutter- und Tochterkern

Verletzung der Energie-/Impuls-Erhaltung?

Grafiken: quarkology.com, hyperphysics.phy-astr.gsu.edu

Neutrinos: Die Anfänge (~ 1914–1930)

Energiebilanz radioaktiver Zerfälle:



$$E_{\alpha} = m_{\text{mother}}c^2 - m_{\text{daughter}}c^2$$

Energie des α -Teilchens entspricht **exakt** der Massendifferenz zwischen Mutter- und Tochterkern

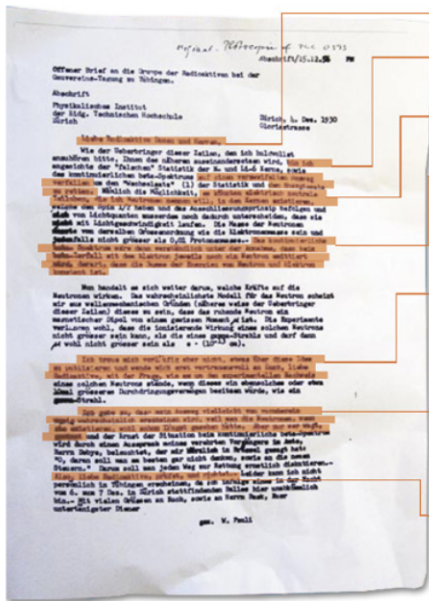
$$E_{\beta} < m_{\text{mother}}c^2 - m_{\text{daughter}}c^2$$

Energie des β -Teilchens (Elektrons) ist **kleiner** als die Massendifferenz zwischen Mutter- und Tochterkern

Verletzung der Energie-/Impuls-Erhaltung?

Grafiken: quarkology.com, hyperphysics.phy-astr.gsu.edu

Das Neutrino-Postulat (Wolfgang Pauli, 1930)

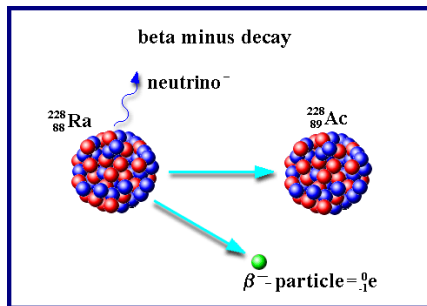


- Dear Radioactive Ladies and Gentlemen!
- I have hit upon a desperate remedy to save...the law of conservation of energy.
- ...there could exist electrically neutral particles, which I will call neutrons, in the nuclei...
- The continuous beta spectrum would then make sense with the assumption that in beta decay, in addition to the electron, a neutron is emitted such that the sum of the energies of neutron and electron is constant.
- But so far I do not dare to publish anything about this idea, and trustfully turn first to you, dear radioactive ones, with the question of how likely it is to find experimental evidence for such a neutron...
- I admit that my remedy may seem almost improbable because one probably would have seen those neutrons, if they exist, for a long time. But nothing ventured, nothing gained...
- Thus, dear radioactive ones, scrutinize and judge.

Grafik: Fermilab / Kurt Riesselmann

Das Neutrino-Postulat (Wolfgang Pauli, 1930)

Das Neutrino (ν) trägt die fehlende Energie im β -Zerfall:



$$E_{\beta} + E_{\nu} = m_{\text{mother}}c^2 - m_{\text{daughter}}c^2$$

Die Entdeckung des Neutrinos

Problem: Wie weist man “unsichtbare” Teilchen nach?

Lösung: Die Wechselwirkung der Neutrinos mit normaler Materie ist zwar sehr schwach (von 10^{11} Neutrinos, die die Erde durchdringen, wird im Mittel eines absorbiert), aber sie muss existieren — sonst könnten Neutrinos nicht in Kernzerfällen produziert werden.

Die Entdeckung des Neutrinos

Man benötigt:

- **Viele** Neutrinos. **Sehr viele Neutrinos.** (z.B. $10^{13}\text{cm}^{-2}\text{sec}^{-1}$), ...



Savannah River Reaktor, USA

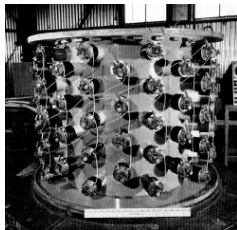
Die Entdeckung des Neutrinos

Man benötigt:

- Viele Neutrinos. Sehr viele Neutrinos. (z.B. $10^{13}\text{cm}^{-2}\text{sec}^{-1}$), ...
- Einen Teilchendetektor, der nicht zu klein sein sollte, ...



Savannah River Reaktor, USA



Der erste Neutrindetektor

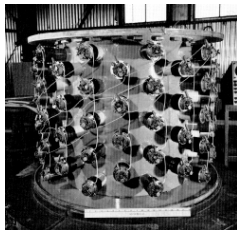
Die Entdeckung des Neutrinos

Man benötigt:

- Viele Neutrinos. Sehr viele Neutrinos. (z.B. $10^{13}\text{cm}^{-2}\text{sec}^{-1}$), ...
- Einen Teilchendetektor, der nicht zu klein sein sollte, ...
- ... und zwei Physiker, die keine Angst vor Herausforderungen haben



Savannah River Reaktor, USA



Der erste Neutrinodektor

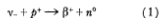


Clyde Cowan, Fred Reines

Detection of the Free Neutrino: a Confirmation

C. L. Cowan, Jr., F. Reines, F. B. Harrison,
H. W. Kruse, A. D. McGuire

A tentative identification of the free neutrino was made in an experiment performed at Hanford (1) in 1953. In that work the reaction



was employed wherein the intense neutrino flux from fission-fragment decay in a large reactor was incident on a detector containing many target protons in

present work was done (3). This work confirms the results obtained at Hanford and so verifies the neutrino hypothesis suggested by Pauli (4) and incorporated in a quantitative theory of beta decay by Fermi (5).

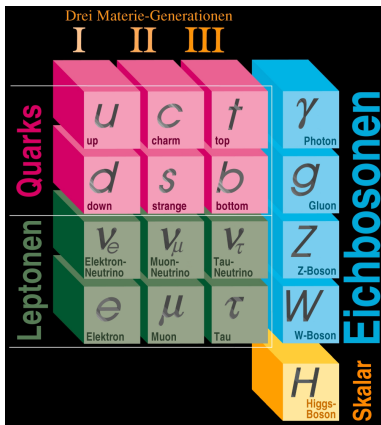
In this experiment, a detailed check of each term of Eq. 1 was made using a detector consisting of a multiple-layer (club-sandwich) arrangement of scintillation counters and target tanks. This

both triads. The detector was completely enclosed by a paraffin and lead shield and was located in an underground room of the reactor building which provides excellent shielding from both the reactor neutrons and gamma rays and from cosmic rays.

The signals from a bank of preamplifiers connected to the scintillation tanks were transmitted via coaxial lines to an electronic analyzing system in a trailer van parked outside the reactor building. Two independent sets of equipment were used to analyze and record the operation of the two triad detectors. Linear amplifiers fed the signals to pulse-height selection gates and coincidence circuits. When the required pulse amplitudes and coincidences (prompt and delayed) were satisfied, the sweeps of two triple-beam oscilloscopes were triggered, and the pulses from the complete event were recorded photographically. The three beams of both oscilloscopes recorded signals from their respective scintillation tanks independently. The oscilloscopes were thus operated in parallel but with different gains in order to cover the

Drei Arten (“Flavours”) von Neutrinos

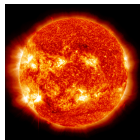
Heute wissen wir: Es gibt drei Arten (“Flavours”) von Neutrinos



Außerdem: Während des Fluges wandeln sich die drei Neutrino-Flavours ineinander um (Neutrino-Oszillationen)

NeutrinoPhysik heute

Kernreaktoren



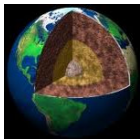
Die Sonne

Teilchenbeschleuniger



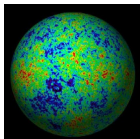
Supernovae

Das Erdinnere



Kosmische Strahlung
→ Unser Thema heute

Der Urknall



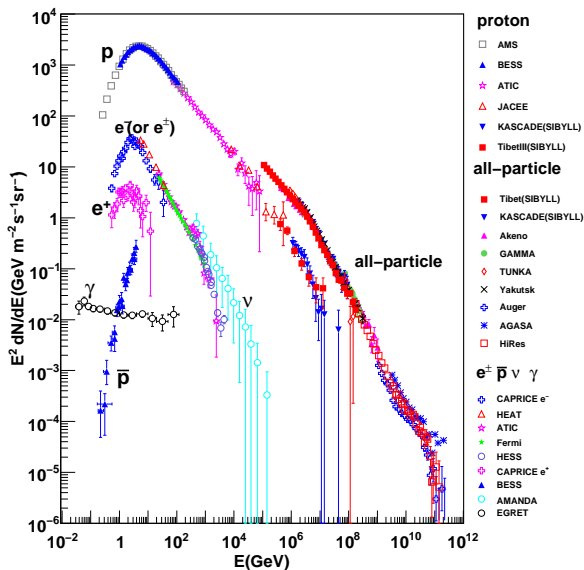
Astrophysikalische
Teilchenbeschleuniger
→ Unser Thema heute

Übersicht

- 1 2013: Die Geburtsstunde der Hochenergie-Neutrinoastronomie
 - NeutrinoPhysik — Eine Einführung
 - IceCube: Auf der Suche nach kosmischen Teilchenbeschleunigern
 - Praxisteil 1: IceCube-Datenanalyse

- 2 Die Entdeckung des Higgs-Bosons
 - Der Higgs-Mechanismus
 - Die Suche nach dem Higgs-Teilchen
 - Praxisteil 2: Analyse von CMS-Ereignissen

Kosmische Strahlung



- Energien bis zu 10^{11} GeV
(≈ 20 J ... kin. Energie eines Tennisballes)
- Höchste im Labor erreichte Energien: 10^4 GeV
- Welche Objekte können Teilchen so stark beschleunigen?
 - ▶ Bei niedrigen Energien: Supernovae
 - ▶ Darüber: Extragalaktische Objekte:
 - ★ Gamma Ray Bursts?
 - ★ Aktive galaktische Kerne?

Kandidaten für extragalaktische Teilchenbeschleuniger

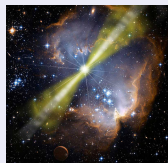
Supernovae



Mechanismus:

- Kollaps eines ausgebrannten Sterns
- Beschleunigung von Teilchen beim wiederholten Diffundieren durch die abgesprengte Sternhülle (“Fermi-Beschleunigung”)

Gamma Ray Bursts



Vermuteter Mechanismus:

- **Supernova-Explosion** eines sehr massereichen Sterns
→ Fermi-Beschleunigung in hochenergetischen “Jets”

Aktive Galaktische Kerne



Vermuteter Mechanismus:

- Materieeinfall in **supermassives** ($> 10^6 M_{\odot}$) **schwarzes Loch**
→ Fermi-Beschleunigung in hochenergetischen “Jets”

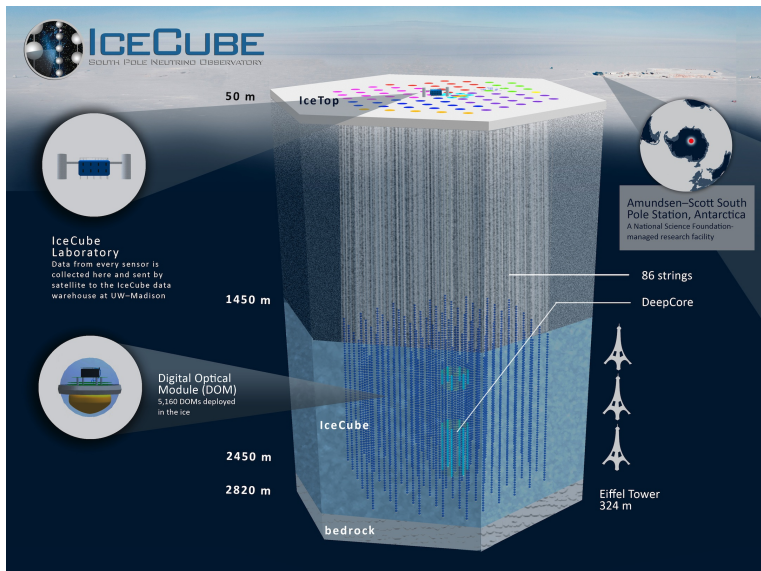
Wie findet man kosmische Teilchenbeschleuniger?

Problem: Geladene Teilchen werden in Magnetfeldern abgelenkt
→ Information über die Position der Quelle geht verloren

Lösung:

- **Photonen** (Gamma-Strahlung):
Beobachtung mit erdbasierten und satellitenbasierten Detektoren sehr erfolgreich
Aber: Hochenergetische Photonen können auch in Objekten produziert werden, die keine Protonen beschleunigen
(Pulsare — schnell rotierende, stark magnetisierte Neutronensterne)
- **Neutrinos!**

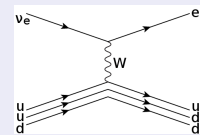
IceCube — Ein Detektor für kosmische Neutrinos



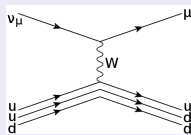
Grafik: IceCube; siehe <http://icecube.wisc.edu> für mehr Informationen

Detektionsprinzip: Čerenkov-Strahlung

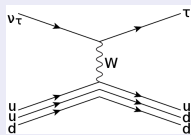
Neutrino-Wechselwirkungen



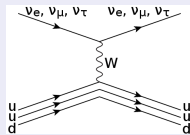
Charged Current ν_e



Charged Current ν_μ



Charged Current ν_τ



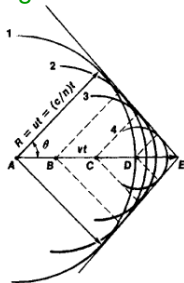
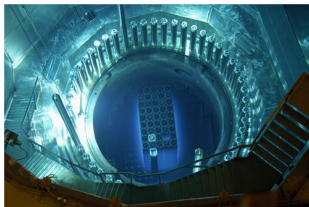
Neutral Current

Geladene Teilchen (Elektron, Myon, Tau Lepton, Proton-/Neutron-Fragmente)
regen die Atome im Eis an → **Lichtemission**

Teilchen bewegen sich i.d.R. **schneller als die Lichtgeschwindigkeit in Eis**

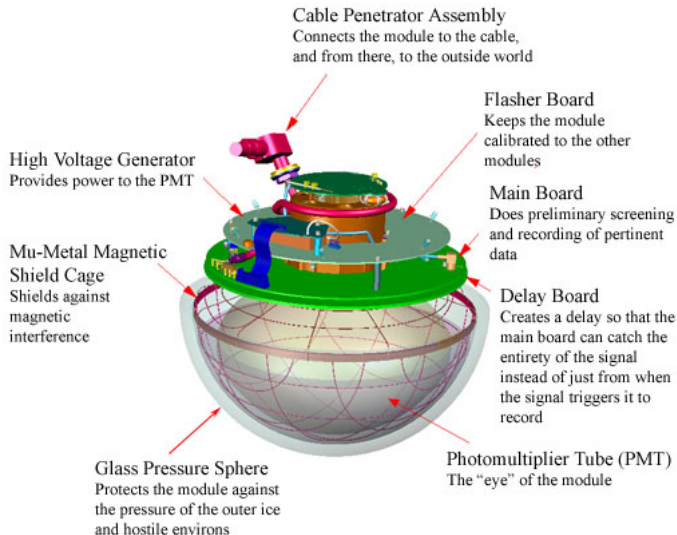
→ **Čerenkov-Lichtkegel**

(analog zum Überschallknall bei Flugzeugen)



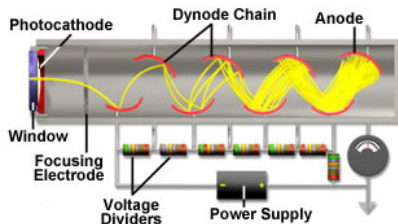
Detektion der Čerenkov-Strahlung in IceCube

Detektion der Čerenkov-Photonen in 5 160 Digital Optical Modules (DOMs)

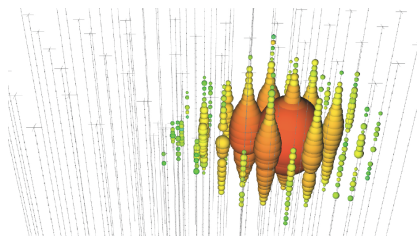


Detektion der Čerenkov-Strahlung in IceCube

Detektion der Čerenkov-Photonen in 5 160 Digital Optical Modules (DOMs)

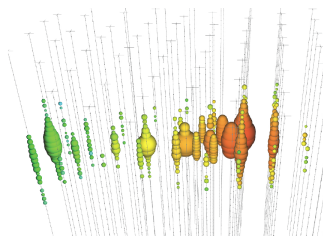


Typische IceCube-Ereignisse



Kaskaden-Ereignis

Elektron, Proton/-Neutron-Fragmente, ...



Spur-Ereignis

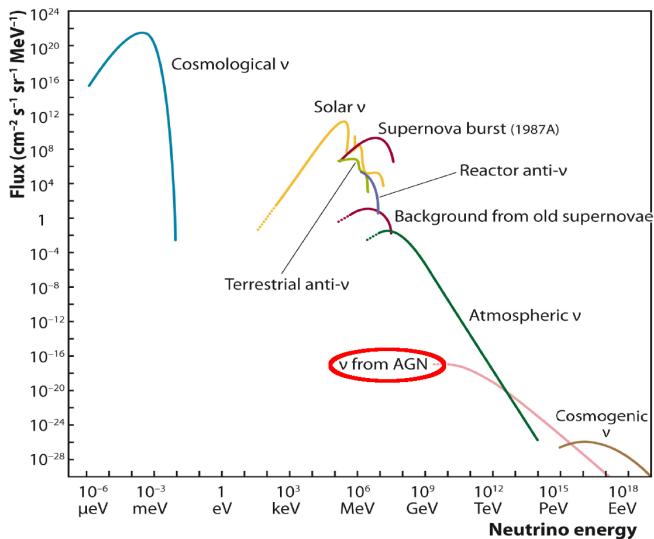
Myon

Mehr Informationen: <http://icecube.wisc.edu/masterclass/neutrinos>

Videos: <https://www.youtube.com/watch?v=3PZgfPHULHw>

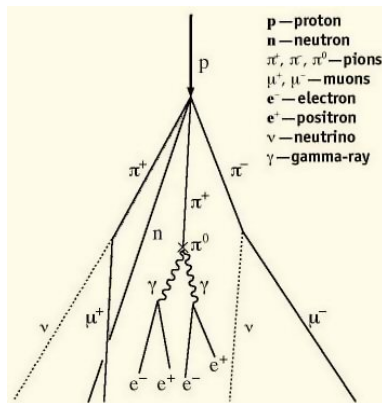
Hands-on: <http://icecube.wisc.edu/viewer/quiz>

Suche nach Neutrinos von kosmischen Teilchenbeschleunigern



Untergrundprozesse in IceCube

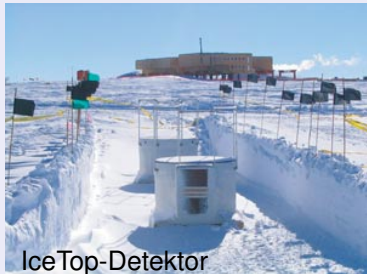
Wechselwirkungen hochenergetische geladener kosmischer Teilchen in der oberen Atmosphäre führen zu **Schauern geladener Teilchen** und **“atmosphärischer Neutrinos”**



Untergrundprozesse in IceCube

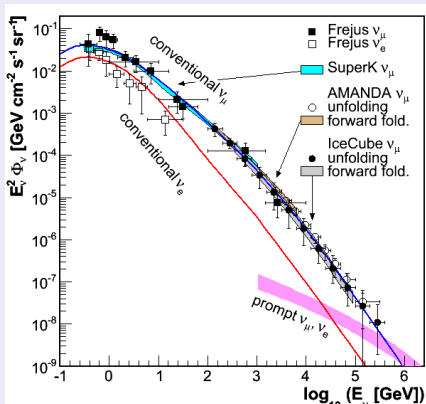
Myonen

- Detektor **sehr tief im Eis**
→ Großteil der Myonen absorbiert
- Suche nach **aufwärts gerichteten Spuren**
(nur Neutrinos können den Detektor **von unten** erreichen)
- Detektion des Teilchenschauers an der Oberfläche



Atmosphärische Neutrinos

- Steil abfallendes Spektrum → Irrelevant oberhalb von ~ 100 TeV

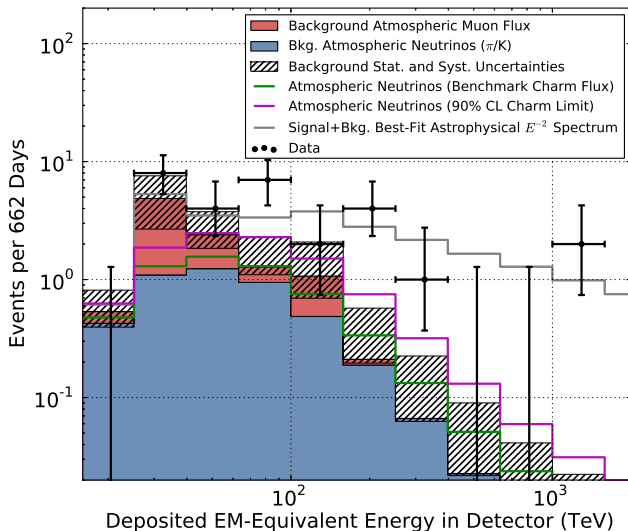


Übersicht

- 1 2013: Die Geburtsstunde der Hochenergie-Neutrinoastronomie
 - NeutrinoPhysik — Eine Einführung
 - IceCube: Auf der Suche nach kosmischen Teilchenbeschleunigern
 - Praxisteil 1: IceCube-Datenanalyse

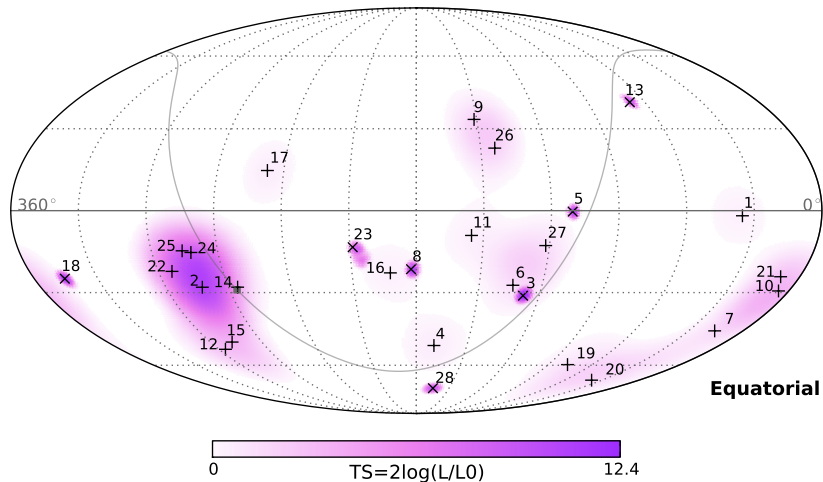
- 2 Die Entdeckung des Higgs-Bosons
 - Der Higgs-Mechanismus
 - Die Suche nach dem Higgs-Teilchen
 - Praxisteil 2: Analyse von CMS-Ereignissen

IceCube-Resultate: Energiespektrum



IceCube-Publikation: <http://arxiv.org/abs/1311.5238>

IceCube-Resultate: Richtungsverteilung



IceCube-Publikation: <http://arxiv.org/abs/1311.5238>

Übersicht

- 1 2013: Die Geburtsstunde der Hochenergie-Neutrinoastronomie
 - Neutrinophysik — Eine Einführung
 - IceCube: Auf der Suche nach kosmischen Teilchenbeschleunigern
 - Praxisteil 1: IceCube-Datenanalyse

- 2 Die Entdeckung des Higgs-Bosons
 - Der Higgs-Mechanismus
 - Die Suche nach dem Higgs-Teilchen
 - Praxisteil 2: Analyse von CMS-Ereignissen

Übersicht

1 2013: Die Geburtsstunde der Hochenergie-Neutrinoastronomie

- NeutrinoPhysik — Eine Einführung
- IceCube: Auf der Suche nach kosmischen Teilchenbeschleunigern
- Praxisteil 1: IceCube-Datenanalyse

2 Die Entdeckung des Higgs-Bosons

- **Der Higgs-Mechanismus**
- Die Suche nach dem Higgs-Teilchen
- Praxisteil 2: Analyse von CMS-Ereignissen

Lagrange-Formalismus

In der klassischen Mechanik

Lagrange-Funktion: $L(x, \dot{x}) = T(x, \dot{x}) - V(x, \dot{x})$ (T =kin. Energie, V =Potential)

Wirkung: $S \equiv \int L dt$

Minimierung der Wirkung: $\delta S = 0$

$$\int \frac{\delta L}{\delta x} \delta x dt + \int \frac{\delta L}{\delta \dot{x}} \delta \dot{x} dt = 0$$
$$\int \frac{\delta L}{\delta x} \delta x dt - \int \frac{d}{dt} \frac{\delta L}{\delta \dot{x}} \delta x dt = 0$$

Dies muss für beliebige Variation δx gelten

→ Euler-Lagrange Gleichungen:

$$\Rightarrow \frac{\delta L}{\delta x} - \frac{d}{dt} \frac{\delta L}{\delta \dot{x}} = 0$$

Klassische Feldtheorie

Punktmasse		Feldtheorie
Koordinate $x(t)$	→	Feld $\phi(x)$
Lagrangefunktion $L(x, \dot{x})$	→	Lagrangedichte $\mathcal{L}(\phi, \partial_\mu \phi)$
Wirkung $S = \int L dt$	→	Wirkung $S = \int \mathcal{L} d^4x$
$\frac{\delta L}{\delta x} - \frac{d}{dt} \frac{\delta L}{\delta \dot{x}} = 0$	→	$\frac{\delta \mathcal{L}}{\delta \phi} - \partial_\mu \frac{\delta \mathcal{L}}{\delta (\partial_\mu \phi)} = 0$

Notation: $(x^\mu) = (ct, x, y, z)$ $(\partial_\mu) \equiv (\partial/\partial x^\mu) = (\partial/\partial t, \partial/\partial x, \partial/\partial y, \partial/\partial z)$
 $x_\mu = g_{\mu\nu} x^\nu$, $x^\mu = g^{\mu\nu} x_\nu$ $(g_{\mu\nu}) = (g^{\mu\nu}) = \text{diag}(1, -1, -1, -1)$
 Summation über gleiche Indizes ist impliziert

Beispiel: Klassische Elektrodynamik: $\phi \leftrightarrow A^\nu$ (Viererpotential)

$$\begin{aligned} \mathcal{L}(A_\nu, \partial_\mu A_\nu) &= -\frac{1}{4} F^{\mu\nu} F_{\mu\nu} = -\frac{1}{4} (\partial^\mu A^\nu - \partial^\nu A^\mu) (\partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu) \\ &= \frac{1}{2} (\partial^\mu A^\nu) (\partial_\nu A_\mu) - \frac{1}{2} (\partial^\mu A^\nu) (\partial_\mu A_\nu) \end{aligned}$$

Feldstärketensor:

$$F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu = \begin{pmatrix} 0 & E_x/c & E_y/c & E_z/c \\ -E_x/c & 0 & -B_z & B_y \\ -E_y/c & B_z & 0 & -B_x \\ -E_z/c & -B_y & B_x & 0 \end{pmatrix}$$

Klassische Feldtheorie

Punktmasse		Feldtheorie
Koordinate $x(t)$	→	Feld $\phi(x)$
Lagrangefunktion $L(x, \dot{x})$	→	Lagrangedichte $\mathcal{L}(\phi, \partial_\mu \phi)$
Wirkung $S = \int L dt$	→	Wirkung $S = \int \mathcal{L} d^4x$
$\frac{\delta L}{\delta x} - \frac{d}{dt} \frac{\delta L}{\delta \dot{x}} = 0$	→	$\frac{\delta \mathcal{L}}{\delta \phi} - \partial_\mu \frac{\delta \mathcal{L}}{\delta (\partial_\mu \phi)} = 0$

$$(x^\mu) = (ct, x, y, z) \quad (\partial_\mu) \equiv (\partial/\partial x^\mu) = (\partial/\partial t, \partial/\partial x, \partial/\partial y, \partial/\partial z)$$

Notation: $x_\mu = g_{\mu\nu} x^\nu$, $x^\mu = g^{\mu\nu} x_\nu$ $(g_{\mu\nu}) = (g^{\mu\nu}) = \text{diag}(1, -1, -1, -1)$

Summation über gleiche Indizes ist impliziert

Beispiel: Klassische Elektrodynamik: $\phi \leftrightarrow A^\nu$ (Viererpotential)

$$\begin{aligned} \mathcal{L}(A_\nu, \partial_\mu A_\nu) &= -\frac{1}{4} F^{\mu\nu} F_{\mu\nu} = -\frac{1}{4} (\partial^\mu A^\nu - \partial^\nu A^\mu) (\partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu) \\ &= \frac{1}{2} (\partial^\mu A^\nu) (\partial_\nu A_\mu) - \frac{1}{2} (\partial^\mu A^\nu) (\partial_\mu A_\nu) \end{aligned}$$

Vier Euler-Lagrange-Gleichungen (für jede Komponente von A^μ eine):

$$\begin{aligned} \partial_\mu (\partial^\mu A^\nu) - \partial_\mu (\partial^\nu A^\mu) &= 0 \\ \Leftrightarrow \partial_\mu F^{\mu\nu} &= 0 \end{aligned}$$

⇒ Kovariante Darstellung der Maxwell-Gleichungen im Vakuum

Interpretation im Teilchenbild: Quantenfeldtheorie

Feldamplitude ist **quantisiert**, d.h. nur bestimmte, diskrete Zustände sind möglich.

Beispiel Elektrodynamik: $\int |A^\nu|^2 d^4x$ gibt die Anzahl der Photonen an, $|A^\nu(x)|^2$ ist die Aufenthaltswahrscheinlichkeit am Raumzeit-Punkt x .

Das Higgs-Feld

Lagrangedichte des Higgs-Feldes $\phi(x)$:

$$\mathcal{L}(\phi, \partial_\mu \phi) = \underbrace{(\partial^\mu \phi)^* (\partial_\mu \phi)}_{\text{Kinetischer Term}} - \underbrace{\mu^2 \phi^* \phi}_{\text{Potential}}$$

(Hier werden ϕ und ϕ^* als unabhängige Felder betrachtet.)

Euler-Lagrange-Gleichungen für ϕ^* ergeben

$$\partial^\mu \partial_\mu \phi + \mu^2 \phi = 0$$

→ **Klein-Gordon-Gleichung**

(Bewegungsgleichung eines relativistischen
Spin-0 Teilchens mit Masse μ)

Das Higgs-Feld

Lagrangedichte des Higgs-Feldes $\phi(\mathbf{x})$:

$$\mathcal{L}(\phi, \partial_\mu \phi) = \underbrace{\dot{\phi}^* \dot{\phi} - (\nabla \phi^*)(\nabla \phi)}_{\text{Kinetischer Term}} - \underbrace{\mu^2 \phi^* \phi}_{\text{Potential}}$$

(Hier werden ϕ und ϕ^* als unabhängige Felder betrachtet.)

Euler-Lagrange-Gleichungen für ϕ^* ergeben

$$\ddot{\phi} - \Delta \phi + \mu^2 \phi = 0$$

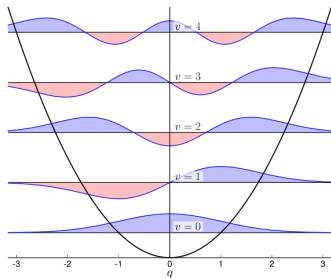
→ **Klein-Gordon-Gleichung**

(Bewegungsgleichung eines relativistischen Spin-0 Teilchens mit Masse μ)

Interpretation: Bewegungsgleichung gekoppelter harmonischer Oszillatoren (an jedem Punkt des Raumes ein Oszillator, Oszillationsamplitude ϕ)

Kopplungsterm: $(\nabla \phi^*)(\nabla \phi)$

Oszillatorfrequenz: μ



Das Higgs-Feld

Lagrangedichte des Higgs-Feldes $\phi(\mathbf{x})$:

$$\mathcal{L}(\phi, \partial_\mu \phi) = \underbrace{\dot{\phi}^* \dot{\phi} - (\nabla \phi^*)(\nabla \phi)}_{\text{Kinetischer Term}} - \underbrace{[\mu^2 \phi^* \phi + \lambda(\phi^* \phi)^2]}_{\text{Potential}}$$

(Hier werden ϕ und ϕ^* als unabhängige Felder betrachtet.)

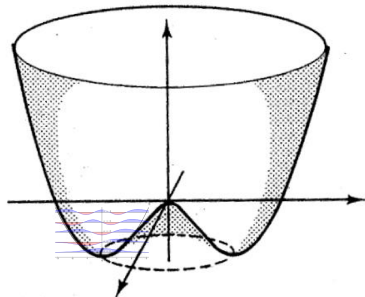
Euler-Lagrange-Gleichungen für ϕ^* ergeben

$$\ddot{\phi} - \Delta \phi + \mu^2 \phi - \lambda(\phi^* \phi) \phi = 0$$

Wir nehmen nun an, dass μ^2 negativ ist.

Resultat:

Der Vakuumzustand (Zustand niedrigster Energie) liegt bei $\phi \neq 0$!



Erzeugung von Teilchenmassen durch den Higgs-Mechanismus

Wir betrachten nun eine Theorie mit zwei Feldern ϕ_1 und ϕ_2 .

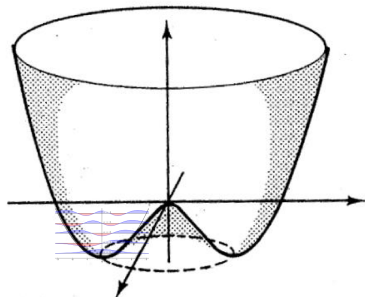
$$\mathcal{L}(\phi_1, \partial_\mu \phi_1, \phi_2, \partial_\mu \phi_2) = \underbrace{(\partial^\mu \phi_1)^* (\partial_\mu \phi_1) + (\partial^\mu \phi_2)^* (\partial_\mu \phi_2)}_{\text{Kinetische Terme}} - \underbrace{[\mu^2 \phi_1^* \phi_1 + \lambda (\phi_1^* \phi_1)^2 + y (\phi_1^* \phi_1) (\phi_2^* \phi_2)]}_{\text{Potential}}$$

Für $\mu^2 > 0$: Teilchen ϕ_2 masselos

Für $\mu^2 < 0$: Teilchen ϕ_2 erhält Masse $y \langle \phi_1 \rangle$

$\langle \phi_1 \rangle$ = Amplitude des Feldes ϕ_1 im Vakuum:
"Vakuumerwartungswert (vev)")

Auf diese Weise erhalten **alle Elementarteilchen** (außer dem Higgs-Teilchen selbst) ihre Masse.



Higgs-Feld und Higgs-Teilchen

Wichtige Unterscheidung:

- Das **Higgs-Feld** hat einen Vakuumerwartungswert $\neq 0$ und ist verantwortlich für die Massen aller anderen Elementarteilchen
- Das **Higgs-Teilchen** ist eine Anregung des Higgs-Feldes und erlaubt den Nachweis der Existenz des Higgs-Feldes

Übersicht

1 2013: Die Geburtsstunde der Hochenergie-Neutrinoastronomie

- NeutrinoPhysik — Eine Einführung
- IceCube: Auf der Suche nach kosmischen Teilchenbeschleunigern
- Praxisteil 1: IceCube-Datenanalyse

2 Die Entdeckung des Higgs-Bosons

- Der Higgs-Mechanismus
- Die Suche nach dem Higgs-Teilchen
- Praxisteil 2: Analyse von CMS-Ereignissen

Die Suche nach dem Higgs-Teilchen

Aus den Massen und anderen Eigenschaften der bekannten Elementarteilchen können wir grob die **Masse des Higgs-Teilchens** vorhersagen:

$$m_H \sim \mathcal{O}(100 \text{ GeV})$$

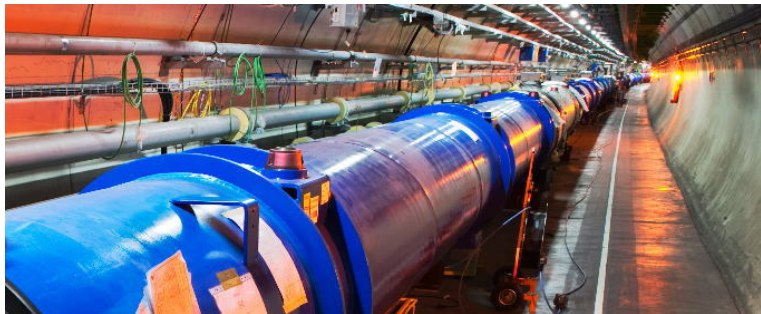
⇒ Produktion nur in **hochenergetischen Teilchenkollisionen** möglich.

Die Suche nach dem Higgs-Teilchen

Aus den Massen und anderen Eigenschaften der bekannten Elementarteilchen können wir grob die **Masse des Higgs-Teilchens** vorhersagen:

$$m_H \sim \mathcal{O}(100 \text{ GeV})$$

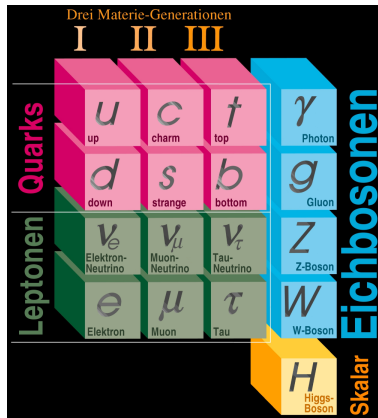
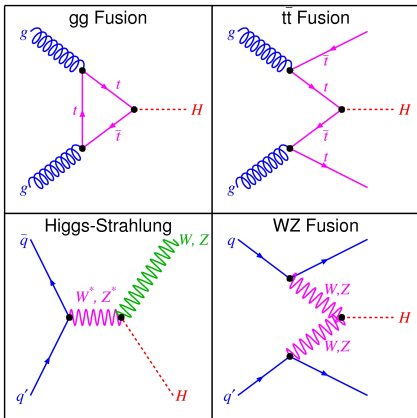
⇒ Produktion nur in **hochenergetischen Teilchenkollisionen** möglich.



Grafik: CERN

Higgs-Produktion

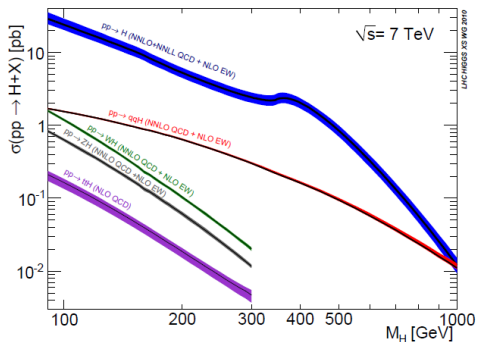
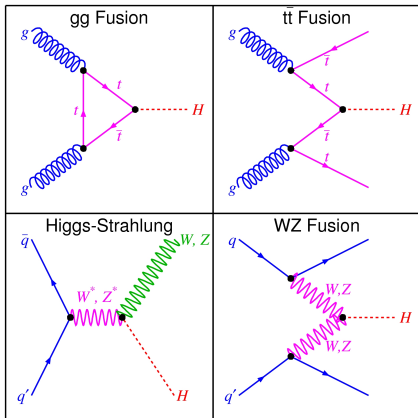
Proton–Proton-Kollision → Fusion von Gluonen oder Quarks



Grafiken: CDF-Kollaboration; Fermilab

Higgs-Produktion

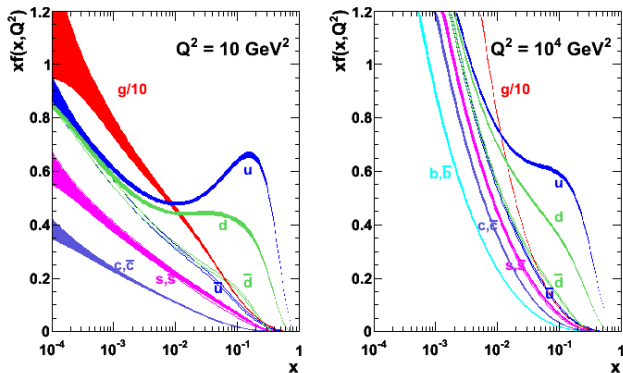
Proton-Proton-Kollision \rightarrow Fusion von Gluonen oder Quarks



Grafiken: CDF-Kollaboration; LHC Higgs Cross Section Working Group

Parton Distributions: Die Bestandteile des Protons

MSTW 2008 NLO PDFs (68% C.L.)

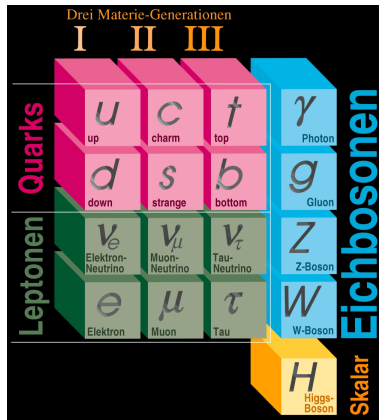
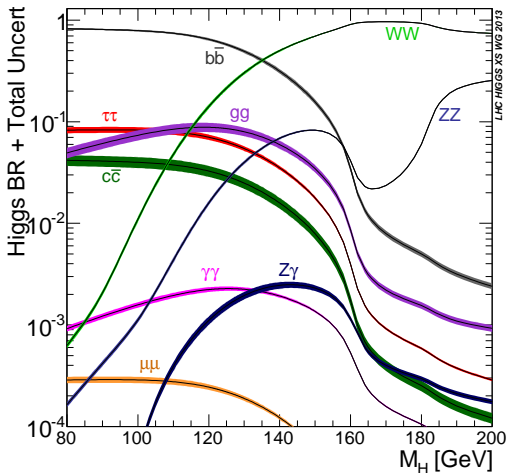


Parton Distribution Functions (PDFs) geben an, welcher Anteil x des Proton-Impulses von seinen unterschiedlichen Bestandteilen getragen wird.

Vor dem eigentlichen Streuprozess (z.B. Higgs-Produktion) laufen energieabhängige Reaktionen wie $g \leftrightarrow q\bar{q}$, $q \leftrightarrow qg$, $\bar{q} \leftrightarrow \bar{q}g$ ab. Dies macht die PDFs energieabhängig.

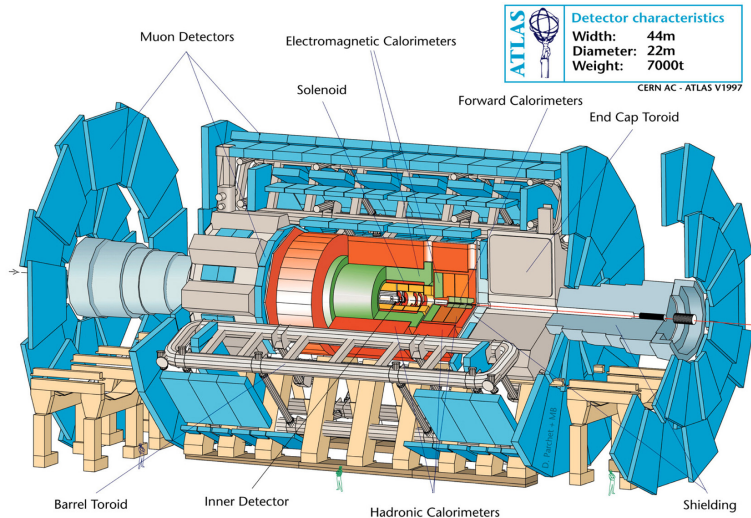
Beachte: PDFs sind statistische Verteilungen. Für individuelle Ereignisse kann x nicht vorhergesagt werden.

Higgs-Zerfälle



Grafiken: LHC Higgs Cross Section Working Group; Fermilab

Der ATLAS-Detektor



Invariante Masse

Frage: Wie unterscheidet man Higgs-Ereignisse vom Untergrund?

Ein Teil der Lösung: **Invariante Masse**

Betrachte z.B. $pp \rightarrow H \rightarrow \gamma\gamma$. Wir messen die Viererimpulse der beiden Photonen:

$$p_{\gamma 1} \equiv (E_{\gamma 1}, \vec{p}_{\gamma 1}), \quad p_{\gamma 2} \equiv (E_{\gamma 2}, \vec{p}_{\gamma 2})$$

Energie-Impuls-Erhaltung besagt dann für den Viererimpuls p_H des Higgs-Teilchens:

$$p_H \equiv (E_H, \vec{p}_H) = p_{\gamma 1} + p_{\gamma 2}$$

Wir wissen außerdem:

$$p_H^2 \equiv E_H^2 - \vec{p}_H^2 = m_H^2$$

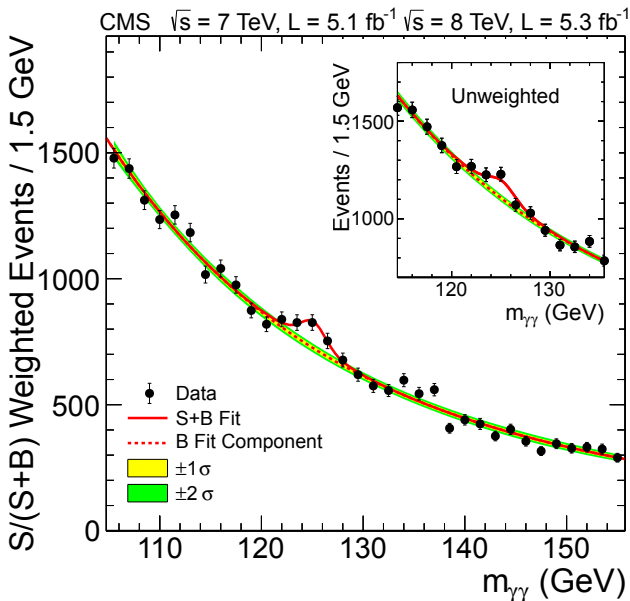
Daraus folgt (für echte Higgs-Ereignisse)

$$m_H^2 \stackrel{!}{=} m_{\gamma\gamma}^2 \equiv (p_{\gamma 1} + p_{\gamma 2})^2 = 2p_{\gamma 1}p_{\gamma 2} = 2E_{\gamma 1}E_{\gamma 2}(1 - \cos \theta),$$

wobei θ der Winkel zwischen $\vec{p}_{\gamma 1}$ und $\vec{p}_{\gamma 2}$ ist.

Für Untergrundereignisse kann $m_{\gamma\gamma}$ beliebige Wert annehmen.

Die Entdeckung des Higgs-Bosons im $\gamma\gamma$ -Kanal



Übersicht

1 2013: Die Geburtsstunde der Hochenergie-Neutrinoastronomie

- NeutrinoPhysik — Eine Einführung
- IceCube: Auf der Suche nach kosmischen Teilchenbeschleunigern
- Praxisteil 1: IceCube-Datenanalyse

2 Die Entdeckung des Higgs-Bosons

- Der Higgs-Mechanismus
- Die Suche nach dem Higgs-Teilchen
- Praxisteil 2: Analyse von CMS-Ereignissen