

Konzepte für zukünftige Hadroncollider

Ziel: Präzisionstests des Standardmodells, Suche nach neuen Teilchen oder Wechselwirkungen.

Methode: Untersuchung von Kollisionen hochenergetischer Teilchen.

Teilchen, die man zusammenstößt, müssen geladen sein, damit man sie beschleunigen kann, und sie müssen stabil sein, damit sie in einem Beschleuniger ring gespeichert werden können.

→ Nur zwei Teilchen kommen in Frage:

- Elektronen (und Positronen),
- Protonen (und Antiprotonen).

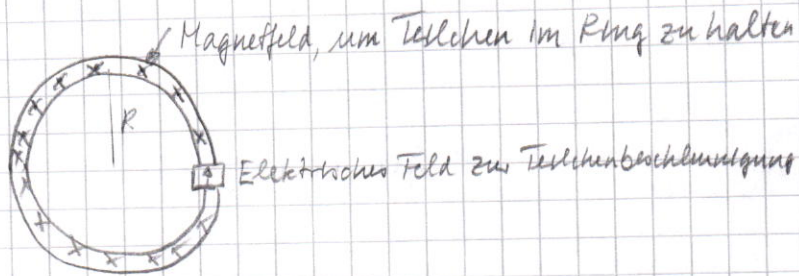
Teilchen	Vorteile	Nachteile
$e^{\pm}$	$e^{\pm}$ elementare Teilchen.	Erzeugung von viel Synchrotronstrahlung in Ringbeschleunigern
$p(\bar{p})$	Wenig Synchrotronstrahlung dank hoher Teilchenmasse. Beschleunigung zu sehr hohen Energien in Ringbeschleunigern möglich.	Proton kein elementares Teilchen. Kollision der Partonen.

Einzigste Möglichkeit für Kollisionen bei Schwerpunktenenergien $\approx 10 \text{ TeV}$:

pp -Kollisionen.

pp kein Gewinn, da Partonenluminositäten von pp und $p\bar{p}$ ähnlich sind und viel geringere Luminositäten bei $p\bar{p}$ als bei pp erreicht werden können, da es schwierig ist, hinreichend viele $\bar{p}$ zu erzeugen und zu speichern.

Grundprinzip eines Speicherrings / Colliders



Größe des Magnetfelds B und Radius des Rings bestimmen die maximal erreichbare Energie bzw. den maximal erreichbaren Impuls:

$$p = e B R.$$

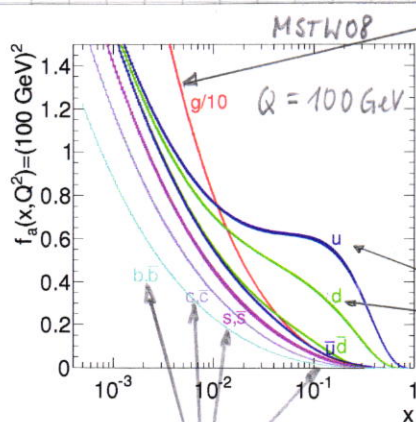
$$\text{LHC: } B = 8 \text{ T, } R = 4,3 \text{ km.}$$

$$\Rightarrow p \approx 10 \text{ TeV}/c$$

Verdopplung der Strahlenergie durch Verdoppelung von B grundsätzlich möglich (sogenannter HE-LHC).

FCC (Future Circular Collider): $B = 16 \text{ T}$ mit Nb_3Sn -Supraleitern statt Nb-Ti in den Strahlungsmagneten, Tunnel mit 80-100 km Umfang. $\Rightarrow \sqrt{s}_{pp} \approx 80 \text{ TeV}$.

Partondichten



Gluonen

x : Bruchteil des Protonenimpulses, der in einem Parton steckt.

Q : Impulsskala der Partonenkollision.

Valenzquarks

$$\sqrt{s_{\text{parton1, parton2}}} = \sqrt{x_1 \cdot x_2} \sqrt{s_{pp}}$$

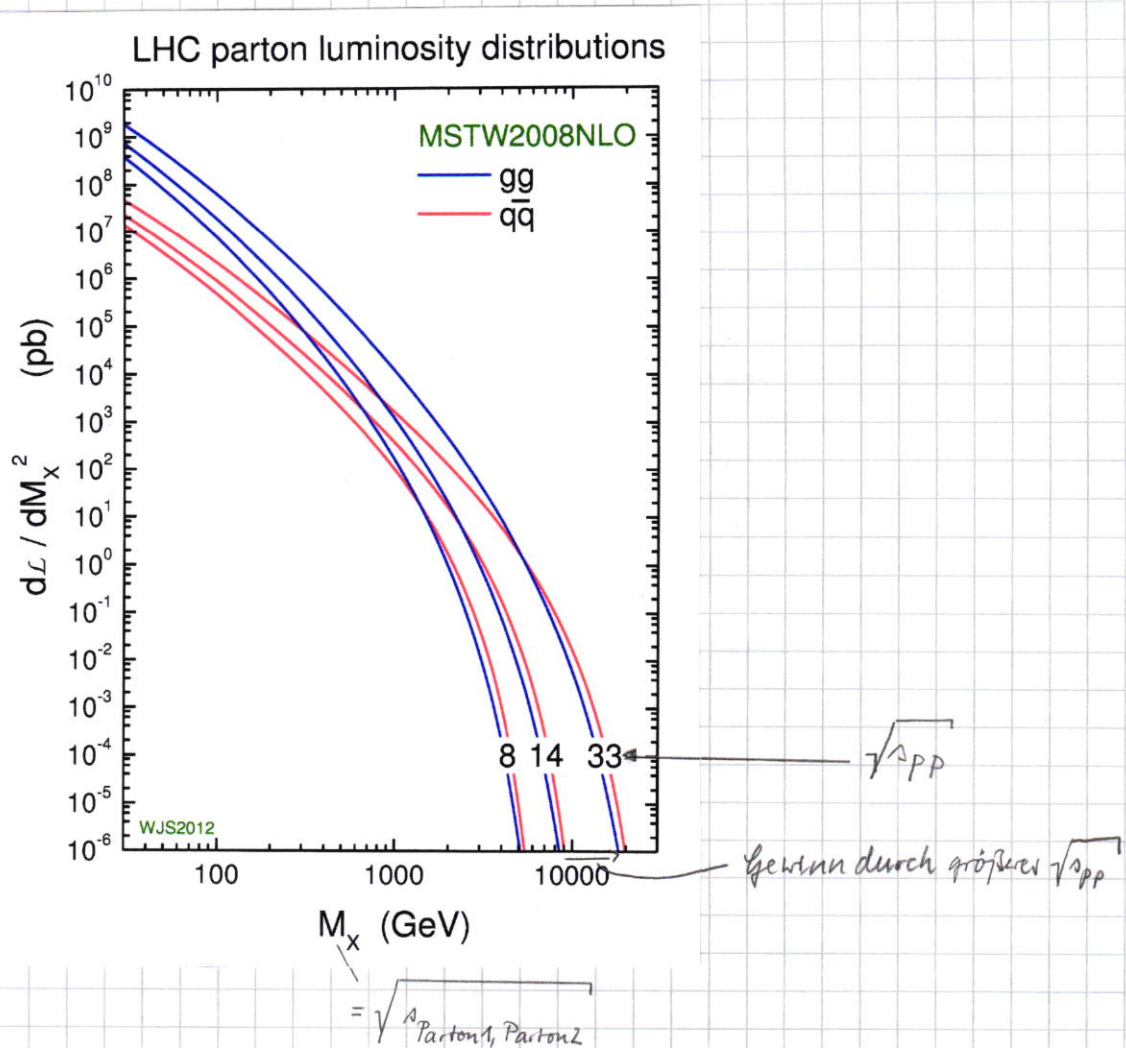
Seequarks

Kollisionen mit $\sqrt{s_{\text{parton1, parton2}}} \approx \sqrt{s_{pp}}$ selten.

Allgemeine Formel für den Wirkungsquerschnitt für einen Prozess:

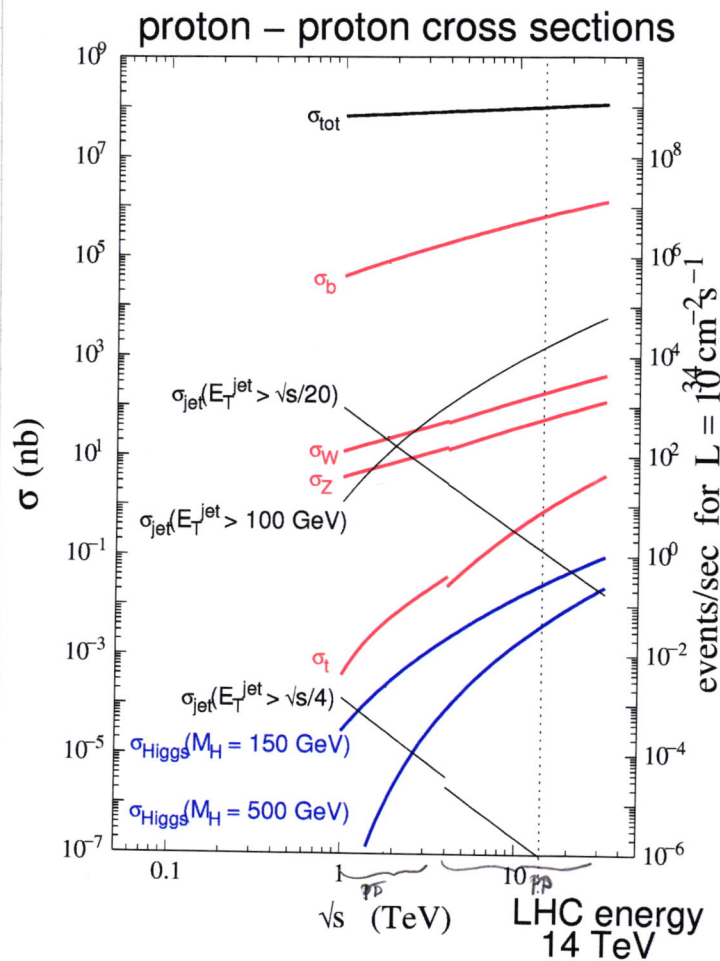
$$\sigma_{pp \rightarrow X} = \sum_{ab=q, \bar{q}} \int_0^1 \int_0^1 \hat{\sigma}_{ab \rightarrow X} \cdot f_a(x_a, Q^2) \cdot f_b(x_b, Q^2) dx_a dx_b$$

$\hat{\sigma}_{ab \rightarrow X}$ → Wirkungsquerschnitt des Prozesses auf Partonenniveau
 $f_a(x_a, Q^2) \cdot f_b(x_b, Q^2)$ → Partonenluminosität



- • Partonenluminositäten nehmen mit $\sqrt{s_{pp}}$ zu, weil mit zunehmendem Q^2 mehr Seequarks und Gluonen entstehen.
- Gluonen dominieren bei kleinen Werten von $\sqrt{s_{\text{Parton1, Parton2}}}$, weil die Partondichten bei kleinen Werten von x von Gluonen dominiert werden.

Wirkungsquerschnitte bei pp-Stößen



- σ wächst mit $\sqrt{s}$
- σ für interessante Prozesse wie z.B. die Erzeugung von Higgsbosonen sehr klein und viel kleiner als für QCD-Prozesse wie z.B. $pp \rightarrow b\bar{b}$.
- $\Rightarrow$ große pp-Kollisionsraten (große Luminosität) nötig, um auf seltene Prozesse empfindlich zu sein.
- selektive Trigger zur Auswahl interessanter pp-Kollisionen unabdingbar.

Luminosität und Ereignisrate

(Momentane) Luminosität:
$$\mathcal{L} = \frac{n_b f n_1 n_2}{A}$$

n_b : Anzahl der Teilchenpakete im Speicherring.

f : Kollisionsfrequenz.

$n_{1,2}$: Anzahl der Protonen in den kollidierenden Teilchenpaketen.

A : Effektive Fläche der kollidierenden Teilchenpakete.

Ereignisrate:
$$\sigma_{pp \rightarrow X} \cdot \mathcal{L}$$

LHC: $\mathcal{L} = 1 \cdot 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, Kollisionen alle 25 ns.

HL-LHC: $\mathcal{L} = 7,5 \cdot 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, Kollisionen alle 25 ns.

FCC: Phase 1: $\mathcal{L} = 5 \cdot 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, Kollisionen alle 5 ns oder alle 25 ns.

Phase 2: $\mathcal{L} = 30 \cdot 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, Kollisionen alle 5 ns oder alle 25 ns.

Allgemeine Struktur eines Teilchendetektors an einem Collider

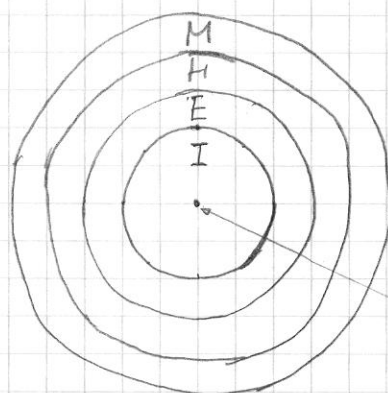
In einer pp-Kollision erzeugte Teilchen:

- Quarks und Gluonen $\rightarrow$ Jets aus Hadronen, hauptsächlich aus π^+, π^-, π^0 , d.h. $\sim \frac{2}{3}$ der Teilchen eines Jets geladen, $\sim \frac{1}{3}$ elektrisch neutral.

π^+, π^-, π^0 wegen hohen Impuls quasi stabil.

- $e^\pm, \mu^\pm$ (quasi stabil).
- $\tau^\pm$ über Zerfallsprodukte nachweisbar.
- γ .
- Neutrinos (indirekt über Energie- und Impulsbilanz nachweisbar).
- Potentiell: stabile Teilchen, die nicht im Standardmodell enthalten sind, wie zum Beispiel Teilchen der dunklen Materie.

Nachweis der erzeugten Teilchen mit einem mehrschichtigen, aus Unterdetektoren bestehenden Detektor.



Protonenstrahlachse senkrecht zur Zeichenebene

pp-Kollisionspunkt

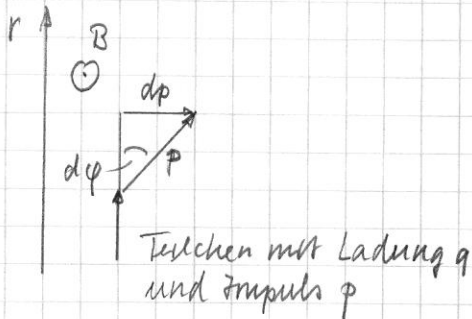
I: Innendetektor zum Nachweis geladener Teilchen $\rightarrow$ Vertexbestimmung, Impuls- und Ladungsmessung

E: Elektromagnetisches Kalorimeter zum Nachweis von $e^\pm, \gamma$ und zur $el\gamma$ -Energiesumme.

M: Myonsystem zur Identifizierung von Myonen.

Prinzip der Impulsmessung im Innendetektor

Der Innendetektor befindet sich in einem von einem Solenoiden erzeugten Magnetfeld, das parallel zur Protonenstrahlachse verläuft.



$$dp = F \cdot dt = q B v dt = q B ds$$

Infinitesimaler Ablenkwinkel:

$$d\varphi = \frac{dp}{p} = \frac{q}{p} B ds.$$

Ablenkwinkel im Abstand r vom pp-Kollisionspunkt:

$$\varphi(r) = \frac{q}{p} \int_0^r B ds.$$

$r_{\max}$: Radius des Innendetektors.

$$\varphi := \varphi(r_{\max}).$$

Fehlerfortpflanzung: $\delta\varphi = \frac{|q|}{p^2} \int_0^{r_{\max}} B ds \cdot \delta p = \varphi \cdot \frac{\delta p}{p} \Leftrightarrow \frac{\delta p}{p} = \frac{\delta\varphi}{\varphi}$

$$\frac{\delta p}{p} = \frac{|q|}{p} \frac{\delta\varphi}{\int_0^{r_{\max}} B ds}.$$

$$\begin{aligned} \delta\varphi &= \sqrt{(\delta\varphi_{\text{Vielfachstreuung}})^2 + (\delta\varphi_{\text{Detektoraufklärung}})^2} \\ &= \left(\frac{13,6 \text{ MeV}}{p \cdot c} \sqrt{\frac{D}{X_0}} \right)^2 = (\delta\varphi_D)^2 \end{aligned}$$

Also ist

$$\frac{\delta p}{p} = \frac{13,6 \text{ MeV} \cdot \sqrt{\frac{D}{X_0}}}{|q| \int_0^{r_{\max}} B ds}$$

Bestmöglicher Impulsauflösungswert durch das Verhältnis von Vielfachstreuung und Magnetfeldintegral gegeben

$$\oplus \frac{\delta\varphi_D}{|q| \int_0^{r_{\max}} B ds} \cdot p$$

Bei hohen Impulsen (kleinen φ -Werten) Impulsauflösung durch das Verhältnis der Ortsauflösung des Detektors zum Magnetfeldintegral gegeben. Impulsauflösung wird mit wachsendem p schlechter.

Energieauflösung eines Kalorimeters

Im elektromagnetischen Kalorimeter elektromagnetische Schauere, im Hadronkalorimeter Hadronschauer. In beiden Fällen ist die gemessene Energie proportional zur Anzahl N_s der nachgewiesenen Schauerteilchen.

$$N_s \propto E_{\text{Teilchen}}.$$

Also ist

$$\frac{\delta E_{\text{Teilchen}}}{E_{\text{Teilchen}}} = \frac{\delta N_s}{N_s} = \frac{1}{\sqrt{N_s}} \propto \frac{1}{\sqrt{E_{\text{Teilchen}}}}.$$

→ Relative Energieauflösung wird besser mit wachsender Energie des nachgewiesenen Teilchens.