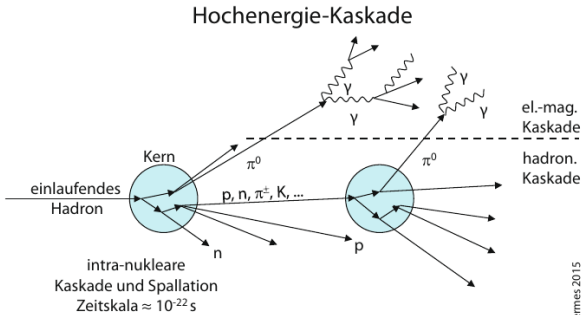


Konzepte für Experimente an zukünftigen Hadroncollidern I

PD Dr. Oliver Kortner

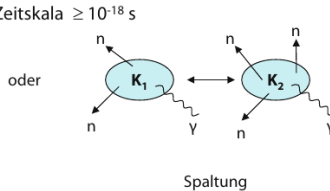
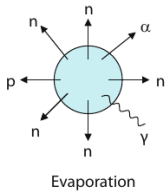
30.11.2020

Hadronenschauer



Kolanoski, Wermes 2015

Deaktivierung des Kerns



Qualitativ ähnliches Verhalten wie bei elektromagnetischen Schauern:

- Schauerlänge proportional zu $\lambda_A \approx 35 \text{ g cm}^{-2} \frac{A^{1/3}}{\rho} \gg X_0$.
- Transversale Ausdehnung unabhängig von der Energie des primären Hadrons: λ_A .
- Allerdings viel stärkere Schwankungen der Schauergröße als bei elektromagnetischen Schauern.

Schauerkomponenten und Schauerfluktuationen

Beiträge zur in einem Materialblock eingebrachten Energie E_{dep}

$$E_{dep} = (f_{em} + \underbrace{f_{ion} + f_n + f_\gamma + f_B}_{=: f_h}) E_{dep}$$

=1 per definitionem

- f_{em} . Anteil der von den Photonen aus den π^0 -Zerfällen deponierten Energie. Da in der hadronischen Kaskade immer wieder neutrale Pionen entstehen, nimmt f_{em} mit der Teilchenmultiplizität in der Kaskade, also mit der Energie des einlaufenden Hadrons zu.
- f_{ion} . Anteil der von den geladenen Teilchen im Schauer durch Ionisierung deponierten Energie.
- f_n . Anteil der von Neutronen durch elastische Stöße oder Kernreaktionen deponierten Energie.
- f_γ . Anteil der von Photonen deponierten Energie, die in Kernreaktionen entstanden sind. $E_\gamma \sim \text{keV} \dots \text{MeV} \Rightarrow$ Energieübertrag durch Comptonstreuung oder Photoeffekt. Dieser Beitrag kann mit großer Verzögerung $\gtrsim \mu\text{s}$ auftreten.
- f_B . Die Bindungsenergie, die zum Aufbrechen eines Kerns benötigt wird, wird nicht gemessen und trägt nicht zum Kalorimetersignal bei. Ähnlich ist dies bei

Schauerkomponenten und Schauerfluktuationen

Beiträge zur in einem Materialblock eingebrachten Energie E_{dep}

$$E_{dep} = (f_{em} + \underbrace{f_{ion} + f_n + f_\gamma + f_B}_{=: f_h}) E_{dep}$$

$\underbrace{\hspace{10em}}_{=1 \text{ per definitionem}}$

- f_{em} schwankt in einem hadronischen Schauer sehr stark zwischen 0 und 1, wenn in den ersten Wechselwirkungen gar keine oder nur neutrale Pionen erzeugt werden.
- Die hadronische Komponente ist in ihrer Zusammensetzung weitgehend unabhängig von der Art des einlaufenden Teilchens und deren Energie.

Konzepte für zukünftige Hadroncollider

Konzepte für zukünftige Hadroncollider

- Ziele:
- Präzisionsteste des Standardmodells
 - Suche nach neuen Teilchen oder Wechselwirkungen

Methode: Untersuchung von Kollisionen hochenergetischer Teilchen.

- Die Teilchen, die man zusammenstößt, müssen elektrisch geladen sein, damit man sie beschleunigen kann.
 - Die Teilchen, die man zusammenstößt, müssen stabil sein, damit sie in einem Beschleunigerring gespeichert werden können.
- ⇒ Nur zwei Teilchen kommen in Frage:
- Elektronen (und Positronen)
 - Protonen (und Antiprotonen)

e^+e^- -Collider oder pp -Collider

Teilchen

e^\pm

Vorteile

e^\pm elementare Teilchen

Nachteile

Erzeugung von viel
Synchrotronstrahlung
in Ringbeschleunigern

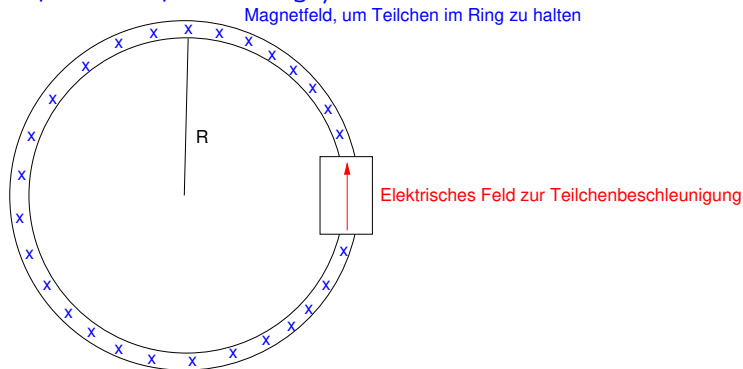
p (\bar{p})

Wenig Synchrotronstrahlung
dank hoher Teilchenmasse.
Beschleunigung zu sehr hohen
Energien in Ringbeschleunigern
möglich.

Proton kein elementares
Teilchen. Kollision der
Partonen.

- Einzige Möglichkeit für Kollisionen bei **Schwerpunktsenergien** $\gtrsim 10$ TeV: pp -Kollisionen.
- $p\bar{p}$ 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, weil es schwierig ist, hinreichend viele Antiprotonen zu erzeugen und zu speichern.

Grundprinzip eines Speicherrings/Colliders



- Die Größe des Magnetfelds B und der Ringradius R bestimmen die maximal erreichbare Strahlenergie bzw. den höchstmöglichen Strahlimpuls.

$$p = eBR$$

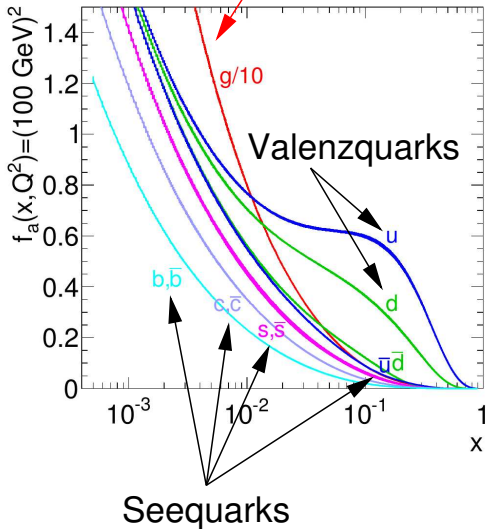
- LHC: $B=8$ T, $R=4,3$ km, d.h. $p \approx 10$ TeV.
- FCC: $B=16$ T, $R \approx 16$ km, d.h. $p \approx 70$ TeV.

Wiederholung des Stoffs der letzten Vorlesung

Partondichten

Gluonen

MSTW08



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

Q : Impulsskala der Partonenkollision.

$$\sqrt{s_{Parton\ 1, Parton\ 2}} = \sqrt{x_1 \cdot x_2} \sqrt{s_{pp}},$$

d.h. Kollisionen mit

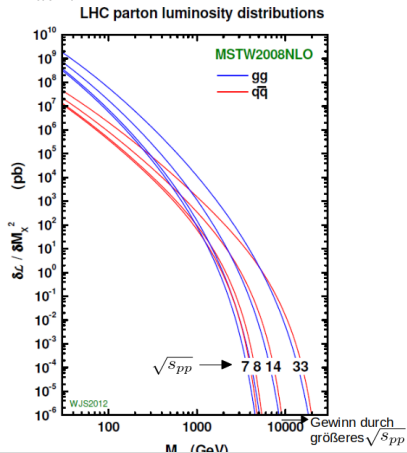
$\sqrt{s_{Parton\ 1, Parton\ 2}} = \sqrt{s_{pp}}$ sind sehr selten.

Partonenluminosität

Allgemeine Formel für den Wirkungsquerschnitt für einen Prozess:

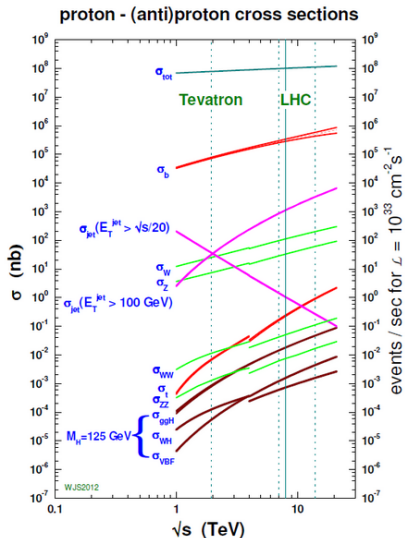
$$\sigma_{pp \rightarrow X} = \sum_{a,b=q,g} \int_0^1 \int_0^1 \hat{\sigma}_{ab \rightarrow X} \cdot \underbrace{f_a(x_a, Q^2) \cdot f_b(x_b, Q^2)}_{\text{Partonenluminosität}} dx_a dx_b$$

$\hat{\sigma}_{ab \rightarrow X}$: Wirkungsquerschnitt des Prozesses auf Partonenniveau.



- Partonenluminositäten nehmen mit $\sqrt{s_{pp}}$ zu, weil mit zunehmendem Q^2 mehr Seaquarks und Gluonen entstehen.
- Gluonen dominieren bei kleinen Werten von $\sqrt{s_{Parton 1, Parton 2}}$, weil die Partonendichten bei kleinen Werten von x von Gluonen dominiert werden.

Wirkungsquerschnitte bei pp -Stößen



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

Strategie für die nächsten Jahre

- Verzehnfachung der Luminosität am LHC → HL-LHC.
- Verzehnfachung der Schwerpunktsenergie $\sqrt{s} \rightarrow FCC-hh$

Luminosität und Ereignisrate (Momentane) Luminosität

$$\mathcal{L} = \frac{n_b f_r n_1 n_2}{A}$$

n_b : Anzahl der Teilchenpakete im Speicherring.

f_r : Kollisionsfrequenz.

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

A : Effektive Fläche der kollidierenden Teilchenpakete.

Ereignisrate

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

Zukünftige Hadroncollider

- HL-LHC: $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$, $\int \mathcal{L} dt = 3 \text{ ab}^{-1}$
Verzehnfachung der Luminosität der LHCs durch verbesserte Strahloptik in den Kollisionszonen.
- FCC-hh: $\sqrt{s} = 100 \text{ TeV}$, $\int \mathcal{L} dt = 30 \text{ ab}^{-1}$
Steigerung der Schwerpunktsenergie durch den Bau einen Speichering mit dem vierfachen Umfang des LHC-Rings und zweimal so starken Strahlführungsmagneten.

Wichtige Ziele der Physikprogramme in Stichpunkten

- HL-LHC
 - Messung der Eigenschaften des Higgsbosons, insbesondere Nachweis seines Zerfalls in $\mu^+\mu^-$ und ersten Anzeichen für Higgsbosonpaarproduktion.
 - Suche nach Physik jenseits des Standardmodells.
- FCC-hh
 - Präzisionsmessungen der Higgsbosoneigenschaften, insbesondere Studium der Higgsbosonpaarproduktion zur Erforschung der Struktur der Higgsbosonselfkopplung.
 - Suche nach Physik jenseits des Standardmodells.

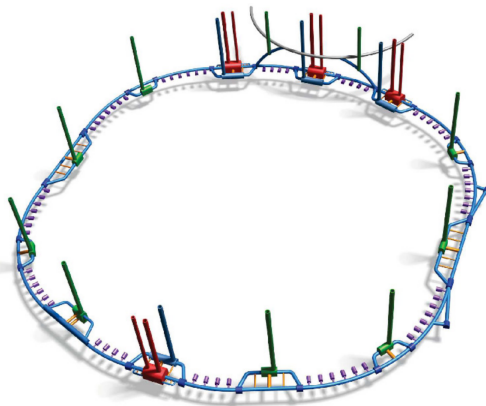


Fig. 2. Left: 3D, not-to-scale schematic of the underground structures. Right: study boundary (red polygon), showing the main topographical and geological structures, LHC (blue line) and FCC tunnel trace (olive green line).

Dipolmagnete für den FCC-hh

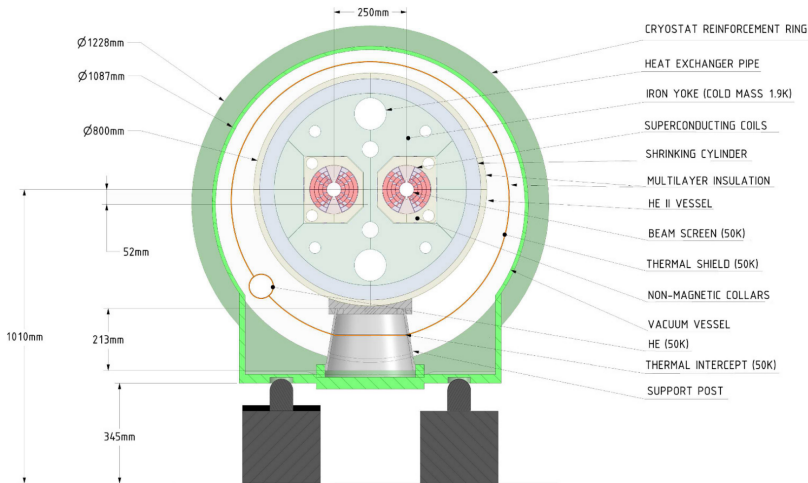


Fig. 3.1. Main dipole cross-section.

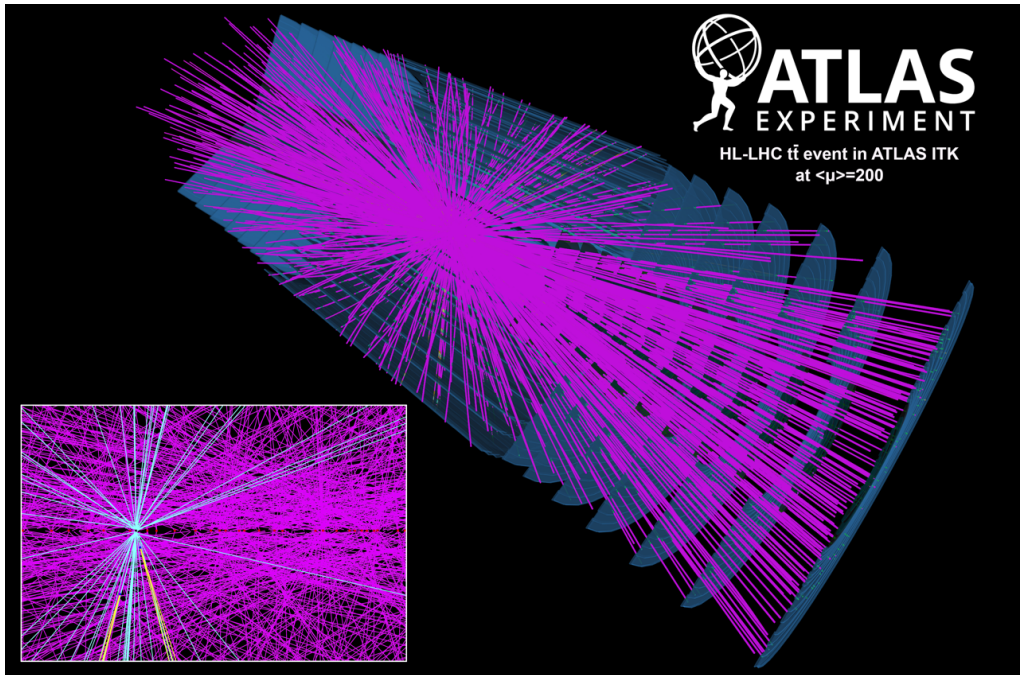
- Plan, Nb₃Sn-Drähte als Supraleiter in den Magneten einzusetzen.
- Damit erreichbare Feldstärke: 16 T $\Rightarrow \sqrt{s} = 100$ TeV.

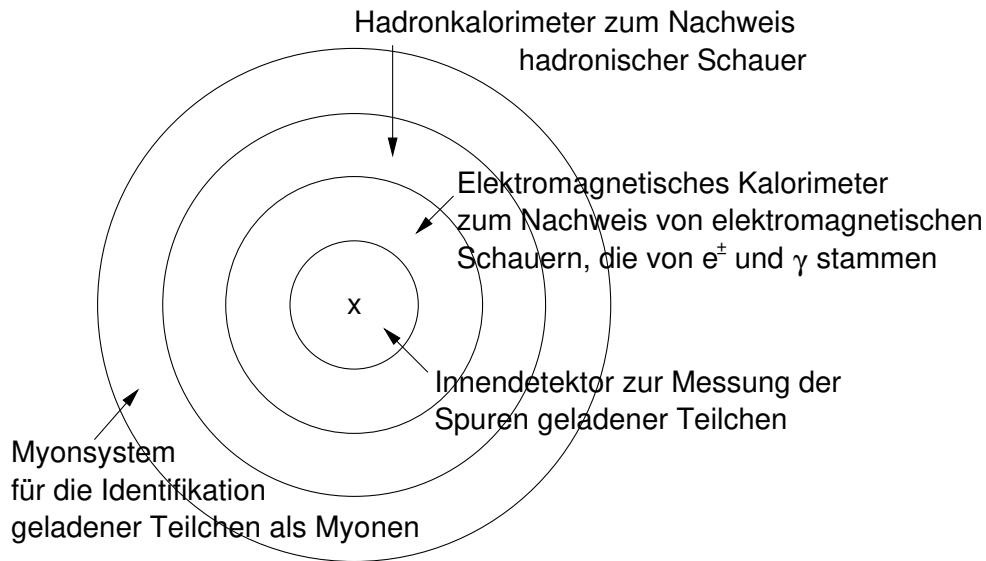
HL-LHC und FCC-hh im Vergleich

	LHC	HL-LHC	FCC-hh	
			Initial	Nominal
Physics performance and beam parameters				
Peak luminosity ¹ ($10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$)	1.0	5.0	5.0	<30.0
Optimum average integrated luminosity/day (fb^{-1})	0.47	2.8	2.2	8
Peak number of inelastic events/crossing	27	135 levelled	171	1026
Total/inelastic cross section σ proton (mbarn)		111/85		153/108
Beam parameters				
Number of bunches n		2808		10 400
Bunch spacing (ns)	25	25		25
Bunch population N (10^{11})	1.15	2.2		1.0

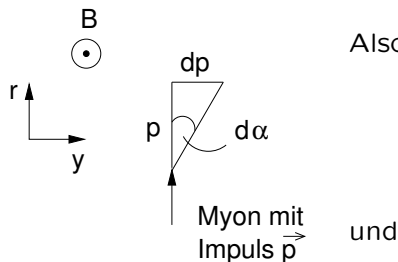
- Ähnliche Betriebsbedingungen beim FCC-hh in der Anfangskonfiguration wie beim HL-LHC.
- ⇒ Detektoren, die für den HL-LHC entwickelt wurden, wären auch für den Einsatz beim FCC-hh in der Anfangskonfiguration geeignet.
- Weiterentwicklung der HL-LHC-Detektoren für Bereiche sehr hoher Teilchenflüsse notwendig.

Beispiel eines Kollisionsereignisses am HL-LHC





$$d\alpha = \frac{dp}{p} = \frac{qvBdt}{p} = \frac{q}{p} B \underbrace{vdt}_{=ds=dr} = \frac{q}{p} B ds.$$



Also erhalten wir

$$\alpha(r) \approx \frac{q}{p} \int_{r_0}^r B(s) ds$$

und

$$y(r) = \int_{r_0}^r \alpha(r') dr' = \frac{q}{p} \int_{r_0}^r \int_{r_0}^{r'} B(s) ds dr'.$$

Beispiel. $p = 1$ GeV. $r_0 = 0$. $B = 2$ T.

$\alpha(10 \text{ cm}) = 60$ mrad. $y(10 \text{ cm}) = 3$ mm.

$\alpha(1 \text{ m}) = 0,6$ rad. $y(1 \text{ m}) = 30$ mm.

- Ablenkwinkel im Abstand r von pp -Kollisionspunkt:

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

- Gesamtablenkwinkel: $\alpha := \alpha(r_{max})$ (r_{max} Radius des Innendetektors).
- Fehlerfortpflanzung:

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

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

- Beiträge zu $\delta \alpha$

$$\begin{aligned}\delta \alpha &= \sqrt{(\delta \alpha_{Vielfachstreuung})^2 + (\delta \alpha_{Detektorauflösung})^2} \\ &= \sqrt{\left(13,6 \text{ MeV} \sqrt{\frac{D}{X_0}}\right)^2 + (\delta \alpha_D)^2}\end{aligned}$$

Also ist

$$\frac{\delta p}{p} = \frac{13,6 \text{ MeV} \sqrt{\frac{D}{X_0}}}{|q| \int B ds} \oplus \frac{\delta \alpha_D}{|q| \int B ds} \cdot p$$

- ⇒ Bestmöglicher Impulsauflösungswert durch das Verhältnis von Vielfachstreuung und Magnetfeldintegral gegeben.
- ⇒ Bei hohen Impulsen (kleine α -Werten) ist die Impulsauflösung durch das Verhältnis der Ortsauflösung des Detektors und des Magnetfeldintegrals gegeben. Die Impulsauflösung wird mit wachsendem p schlechter.