

Konzepte für Experimente an zukünftigen Hadroncollidern I

PD Dr. Oliver Kortner

07.02.2022

Wiederholung des Vorlesungsstoffs

- 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)

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.

- 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.

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.

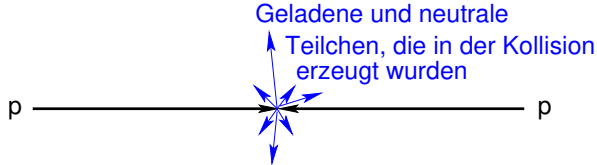
Wichtige Ziele der Physikprogramme in Stichpunkten

- 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.

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.



In einer Kollision erzeugbare Teilchen im Endzustand

Leptonen

- Neutrinos: stabil, nur schwach geladen. \Rightarrow Keine Wechselwirkung, die zu einem messbaren elektrischen Signal in den Detektorkomponenten führt.
- Elektronen: stabil, elektrisch geladen. \Rightarrow Elektrische Signale in den Detektorkomponenten.
- Myonen: instabil, aber, da ultrarelativistisch, im Laborsystem so langlebig, dass sie nicht im Detektor zerfallen; elektrisch geladen. \Rightarrow Elektrische Signale in den Detektorkomponenten.
- τ -Leptonen: instabil. \Rightarrow Nur über ihre Zerfallsprodukte nachweisbar.

Weitere in einer Kollision erzeugbare Teilchen im Endzustand

Hadronen

- In der elementaren Kollision entstehen zunächst Quarks und Gluonen. Wegen des Confinements sieht man nicht diese nicht, sondern sogenannte Jets aus Hadronen, die aus den Quarks und Gluonen entstanden sind.
- Besondere Rolle zweier Quarks:
 - b-Quarks bilden langlebige b-Hadronen, was die Identifizierung von b-Quarkjets ermöglicht.
 - t-Quarks sind so kurzlebig, dass sie keine Hadronen bilden können. Sie sind über ihren Zerfall $t \rightarrow Wb$ nachweisbar.

Photonen

Photonen sind stabil. Sie sind zwar elektrisch neutral, können aber in Materie elektromagnetische Schauer erzeugen, die im Detektor nachgewiesen werden können.

Zwei Effekte beim Durchgang geladener Teilchen durch Materie

- Energieverlust.
- Ablenkung von der ursprünglichen Flugbahn.

Hierfür verantwortliche Prozesse

- Inelastische Stöße an atomaren Elektronen des durchlaufenen Materials.
- Elastische Streuung an den Atomkernen des Materials.
- Emission von Čerenkovstrahlung.
- Kernreaktionen.
- Bremsstrahlung.

Für schwere geladene Teilchen sind die ersten beiden Prozesse dominant.

Unter schweren geladenen Teilchen versteht man μ^\pm , π^\pm , p , \bar{p} , α -Teilchen, leichte Kerne.

Energieverlust schwerer geladener Teilchen

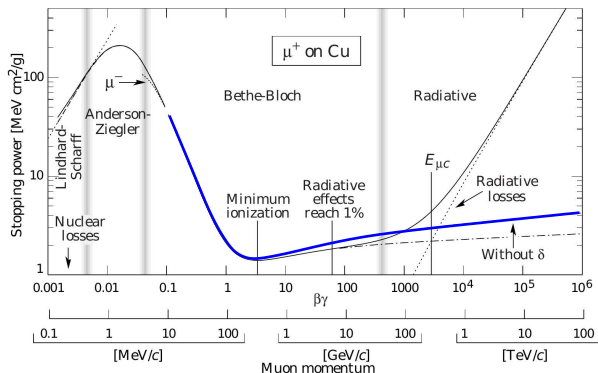
Schwere geladene Teilchen verlieren ihre Energie durch Anregung und Ionisierung von Atomen. Der Energieverlust pro durchlaufener Wegstrecke wird durch die **Bethe-Bloch-Formel** beschrieben:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi n z^2}{m_e c^2 \beta^2} \cdot \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \cdot \left[\ln \left(\frac{2m_e c^2 \beta^2}{I(1-\beta^2)} - \beta^2 \right) \right];$$

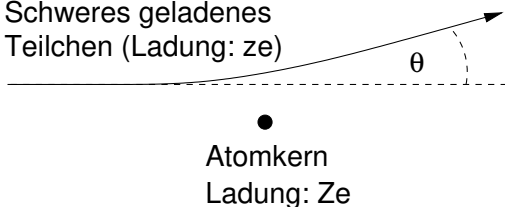
$\beta = v/c$: Geschwindigkeit des Teilchens. E : Energie des Teilchens.

z : Ladung des Teilchens. e : Elementarladung. n : Elektronendichte des Materials.

I : mittleres Anregungspotential des Materials.



Schweres geladenes
Teilchen (Ladung: ze)

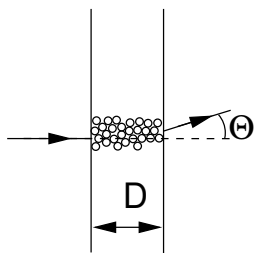


Streuung an einem einzelnen Kern:

$$\theta = \frac{\Delta p}{p} \propto \frac{z \cdot Z}{p}.$$

$$\langle \theta \rangle = 0, 0 \neq \theta_0^2 := \text{Var}(\theta) \propto \frac{z^2 \cdot Z^2}{p^2}.$$

Streuung an vielen Kernen:



$$\langle \Theta \rangle = 0$$

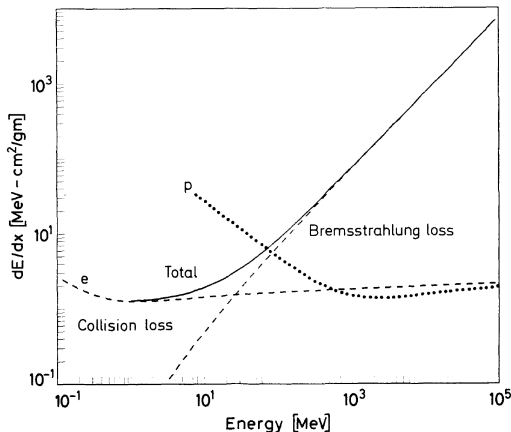
$$\Theta_0^2 := \text{Var}(\Theta) = \sum_{\text{Stöße}} \theta_0^2 \propto D \cdot z^2 \cdot Z^2 p^2.$$

Also erhält man $\Theta_0 \propto \frac{\sqrt{D}}{p}$.

Energieverlust von Elektronen und Positronen

m_e ist so klein, dass die Beschleunigung, die die Elektronen bzw. Positronen in Stößen an den Atomkernen erfahren, so groß ist, dass Bremsquanten abgestrahlt werden können.

$$\left. \frac{dE}{dx} \right|_{e^\pm} = \left. \frac{dE}{dx} \right|_{\text{Stöße}} + \left. \frac{dE}{dx} \right|_{\text{Bremsstrahlung}}$$



Kritische Energie E_k

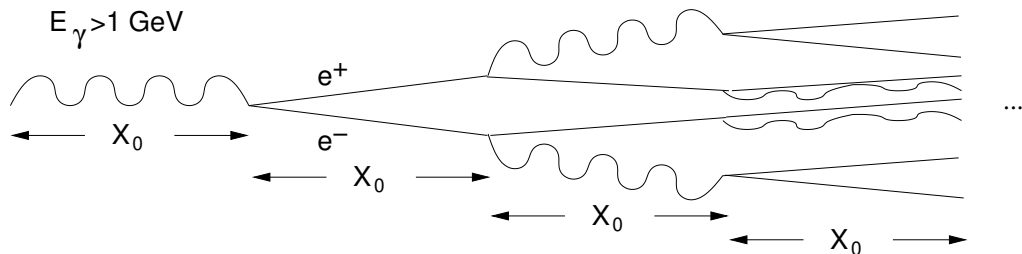
$$\left. \frac{dE}{dx} \right|_{\text{Stöße}}(E_k) = \left. \frac{dE}{dx} \right|_{\text{Bremsstrahlung}}(E_k).$$

$E_k \approx \frac{800 \text{ MeV}}{Z+1/2}$, weshalb oberhalb $E_{e^\pm} > 1 \text{ GeV}$ Bremsstrahlung dominant ist.

Hauptprozesse

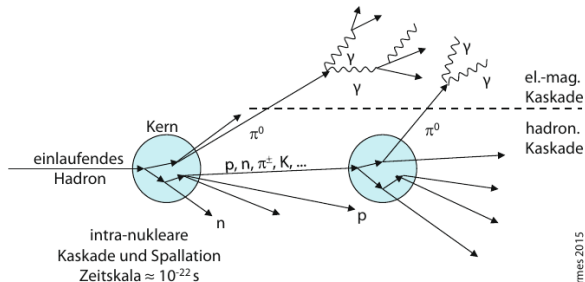
- Lichtelektrischer Effekt im Bereich $E_\gamma \sim \text{keV}$.
- Comptonstreuung im Bereich $E_\gamma \sim \text{MeV}$.
- Elektron-Positron-Paarerzeugung für $E_\gamma \gtrsim 10 \text{ MeV}$.

Konsequenz für hochenergetische Photonen. Ausbildung sogenannter elektromagnetischer Schauer im durchlaufenen Material.
Genauere Betrachtung in der nächsten Vorlesung.



- Nach der Strecke $n \cdot X_0$: 2^n Teilchen mit Energie $E_n \approx \frac{E_\gamma}{2^n}$.
- Ende der Kaskade (des Schauers), wenn $E_n = E_k$: $n = \frac{\ln \frac{E_\gamma}{E_k}}{\ln 2}$.
- Länge des Schauers: $n \cdot X_0 = X_0 \cdot \frac{\ln \frac{E_\gamma}{E_k}}{\ln 2}$.
- Transversale Ausdehnung des Schauers unabhängig von E_γ :
 $L_\perp \approx 4R_M = 4X_0 \frac{21,2 \text{ MeV}}{E_k}$.

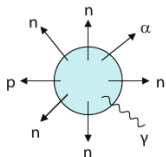
Hochenergie-Kaskade



Kolencski, Wermes 2015

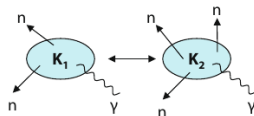
Deaktivierung des Kerns

Zeitskala $\geq 10^{-18}$ s



Evaporation

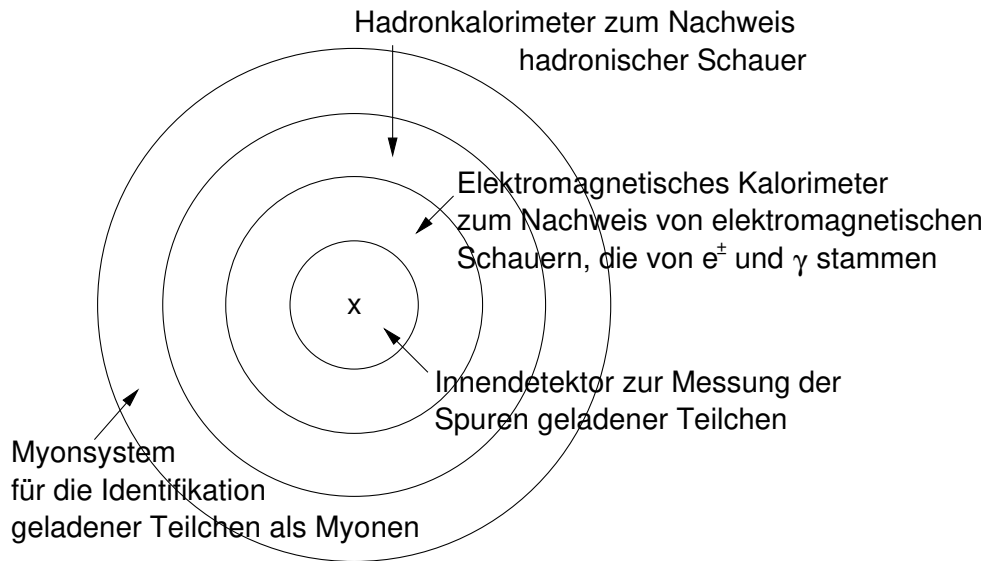
oder



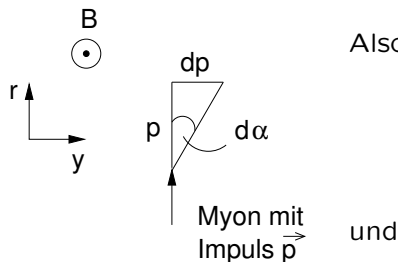
Spaltung

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 .



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



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. $p = 1 \text{ GeV}$. $r_0 = 0$. $B = 2 \text{ T}$.

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

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

- 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 $\delta\alpha$

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

Also ist

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

Anforderungen

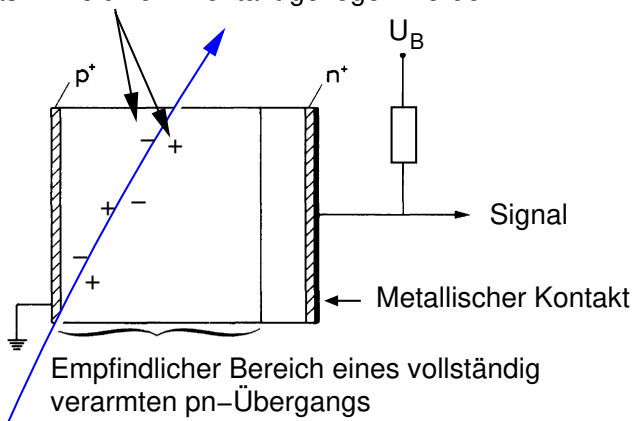
- Wenig Detektormaterial zur Minimierung des Streuungsbeitrags zur Impulsauflösung.
- Hohe Ortsauflösung zur Maximierung der Impulsauflösung für hochenergetische Teilchen.
- Hohe Granularität, um auch bei hohen Teilchendichten die Spuren der einzelnen Teilchen voneinander trennen zu können.
- Strahlenhärte.

Eingesetzte Detektortypen

- Ursprünglich Gasionisationsdetektoren verwendet, die wenig Material einbringen, aber begrenzte Ortsauflösung, Granularität und Strahlenhärte bieten.
- Heutzutage Halbleiterdetektoren, die hohe Ortsauflösung und hohe Granularität bieten.

Grundprinzip eines Halbleiterdetektors

Freigesetzte Ladungsträger, die durch das E-Feld zum Kontakt gezogen werden



Ionisierendes Teilchen

Um die Bildung einer Diode am ohmschen Kontakt zu verhindern, deren Verarmungszone sich weit in den Halbleiter erstreckt, verwendet man an den Kontaktflächen hochdotierte Lagen.

Begriffseinführung

Passives Medium: Material, in dem sich der Schauer entwickelt.

Aktives Medium: Material, in dem elektronisch registrierbare Signale der Schauerteilchen entstehen.

Zwei Kalorimetertypen

- Homogene Kalorimeter, bei denen das aktive Material auch die Rolle des passiven Materials erfüllt.
- Inhomogene Kalorimeter, auch Samplingkalorimeter genannt, bei denen sich aktives und passives Material abwechseln.

Hadronkalorimeter werden als inhomogene Kalorimeter ausgeführt, um ihre Größe zu begrenzen. Bei elektromagnetischen Kalorimetern kommen beide Typen zum Einsatz.

Energieauflösung

- Die Energiemessung in einem Kalorimeter besteht im Nachweis der Schauerteilchen. Die gemessene Energie E ist proportional zur Anzahl der nachgewiesenen Schauerteilchen N , woraus sich eine statistische Schwankung $\frac{\delta E}{E} = \frac{\delta N}{N} = \frac{1}{\sqrt{N}}$ ergibt.
- Bei einem realen Kalorimeter kommen Beiträge von dem Detektorrauschen sowie mechanischen und elektronischen Unregelmäßigkeiten zur Energieauflösung hinzu:

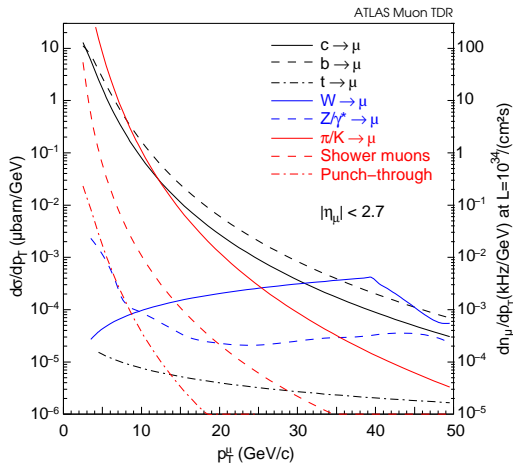
$$\frac{\delta E}{E} = \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus \underbrace{\frac{b}{E}}_{\text{El. Rauschen}} \oplus \underbrace{c}_{\text{Unregelmäßigkeiten}}$$

Linearität

Nicht nur $\frac{\delta E}{E}$ wichtig, sondern auch, dass das gemessene Signal linear mit E ansteigt.

- Szintillationszähler sind wichtige Detektoren für den aktiven Teil eines Kalorimeters.
- In Szintillationszählern werden Materialien eingesetzt, die einen kleinen Lichtblitz aussenden, wenn sie von Teilchenstrahlung getroffen werden.
- **Wichtige Eigenschaften des Signals eines Szintillationszählers:**
 - Oberhalb eines gewissen Mindestenergie deposition ist die **Menge des erzeugten Szintillationslichts** in guter Näherung **proportional zum Energieniederschlag**.
 - **Schnelle Reaktionszeit**, d.h. das Lichtsignal entsteht kurz nach der Energiedeposition.
- Auch **flüssiges Argon** wird in Kalorimetern **als aktives Medium** eingesetzt.
- Im flüssigen Zustand ist das Edelgas so dicht, dass die geladenen Schauerteilchen viele Elektronen durch Ionisation freisetzen können.
- Um diese Elektronen einzufangen, schließt man das flüssige Argon zwischen zwei Elektroden ein, die auf Hochspannung zum Ladungseinsammeln gesetzt werden.

Inklusive Wirkungsquerschnitte



Myonnachweisaufgaben

- Nachweis von Myonen aus c -, b -, t -, W -, and Z/γ -Zerfällen.
- Aussondern von Myonen aus π/K -Zerfällen, Myonen aus Hadronschauern und niederenergetischen Hadronen, die aus den Kalorimetern ins Myonsystem entweichen.

Myonnachweiskonzept

Ziel

Reduzierung des
hadronischen punch-throughs

Unterdrückung von Myonen
aus π/K -Zerfällen im Fluge

Unterdrückung von
Schauermyonen

Lösung

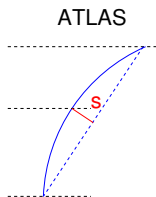
Myonsystem außerhalb
der Kalorimeter

p_T -Messung im
Myonsystem mit $\frac{\Delta p_t}{p_t} \lesssim 10\%$
+ Forderung einer guten Übereinstimmung mit der Spurmessung im Innendetektor

Wie $\pi/K \rightarrow \mu$ + Forderung nach einem kleinen Energieniederschlag in den Kalorimetern

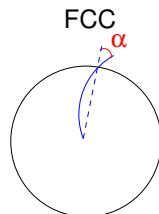
Randbedingungen

- Instrumentierung einer großen Fläche ($\sim 10000 \text{ m}^2$) mit positionsempfindlichen Detektoren.
- Anforderungen an die Detektoren:
 - Schnelle Antwort, um die nachgewiesenen Myonen der Protonenkollision zuordnen zu können, in der sie erzeugt worden sind.
 - Hohe Ortsauflösung, um die gewünschte hohe Impulsauflösung erzielen zu können.



Messgröße: **Sagitta s** .

Benötigte Messgenauigkeit: $50 \mu\text{m}$.



Messgröße: **Ablenkwinkel α** .

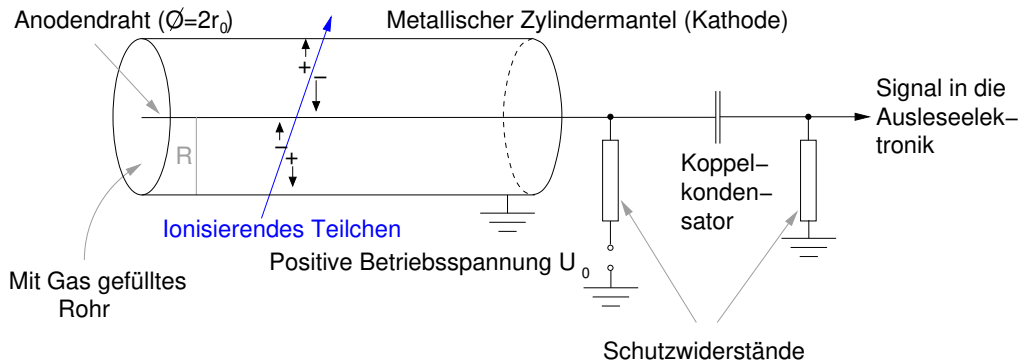
Benötigte Messgenauigkeit: $70 \mu\text{rad}$.

- Die Myondetektoren müssen in einem Strahlungsuntergrund von Neutronen und γ -Strahlen betrieben werden können, die zu Untergrundzählraten von bis zu $\sim 10 \text{ kHz/cm}^2$ führen.

Gasionisierungsdetektoren

- Nur Gasionisierungsdetektoren erlauben eine kostengünstige Instrumentierung der Myonsysteme.

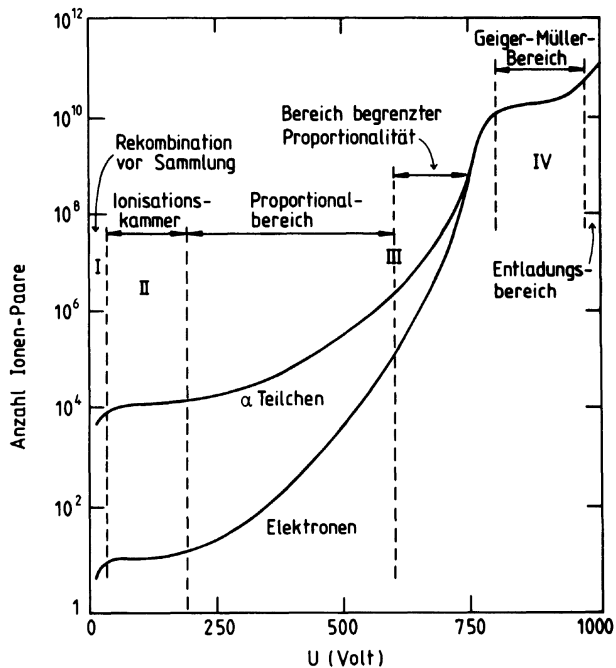
Erklärung der Funktionsweise am Beispiel eines zylindrischen, mit Gas gefülltem Rohres



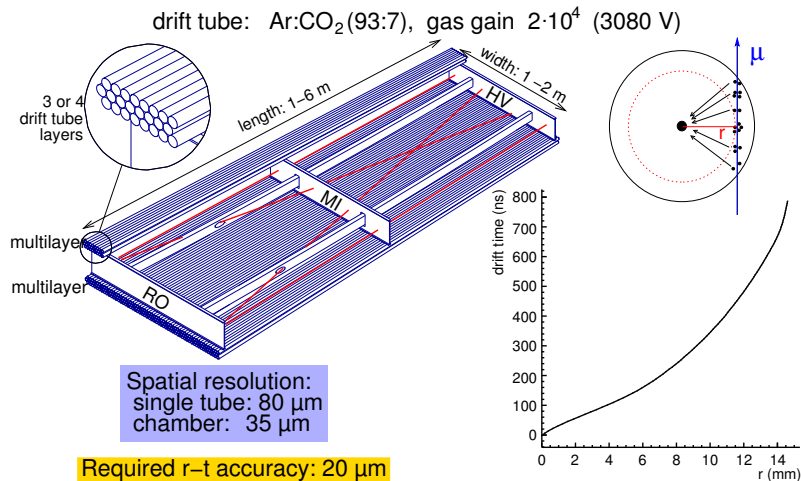
Radiales elektrisches Feld im Rohr: $E(r) = \frac{U_0}{\ln \frac{R}{r_0}} \frac{1}{r}$.

⇒ Hohe Feldstärken in Drahtnähe.

Signalhöhe in Abhängigkeit von U_0

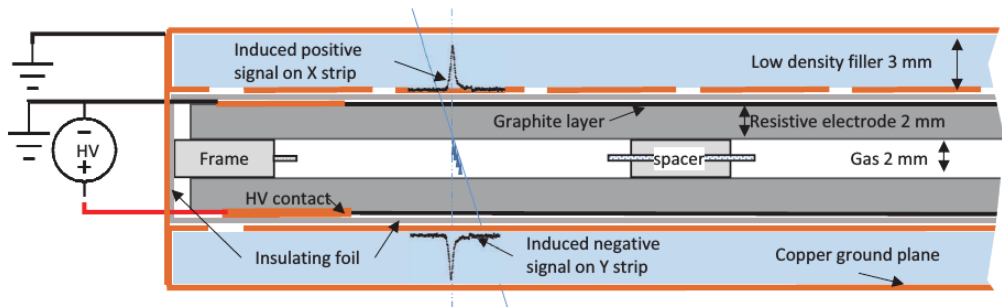


Myondriftrohrkammern



- MDT-Kammern mit 30 mm und 15 mm Rohrdurchmesser werden im ATLAS-Myonsystem eingesetzt.
- MDT-Kammern mit 15 mm Rohrdurchmesser sind für das Myonsystem des FCC-Detektors vorgesehen.
- Belegung dieser Detektoren bei 10 kHz Untergrundzählrate:
 $10 \text{ kHz cm}^{-2} \cdot 200 \text{ ns} = 0,2\% \text{ cm}^{-2} = 30\%$ bei 1 m Rohrlänge.

Resistive-Plate Chambers (RPCs)



- Konstantes elektrisches Feld innerhalb des Gasvolumens.
- ⇒ Lawinenbildung überall im Gasvolumen entlang der ionisierende Teilchenspur. Kurz Antwortzeit mit 0,5 ns Zeitauflösung.
- Um einen Hochspannungsdurchbruch zwischen den Elektroden zu verhindern und die Lawinenbildung zu beenden, verwendet man hochohmige Elektroden. Diese laden sich auf und erzeugen lokal ein elektrisches Feld, das dem ursprünglichen Feld entgegenwirkt. Schließlich wird das Feld lokal so klein, dass die Lawinenbildung abbricht.