

Konzepte für Experimente an zukünftigen Hadroncollidern I

PD Dr. Oliver Kortner

09.11.2020

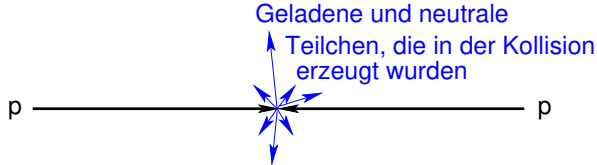
Standardmodell der Teilchenphysik

- Unterhalb einer Skala von 10^{-10} m ist die Materie nicht kontinuierlich verteilt, sondern diskret, sie besteht aus Teilchen.
- Im sogenannten **Standardmodell der starken und elektroschwachen Wechselwirkung** treten folgende Elementarteilchen auf:

Standard Model of Elementary Particles

		three generations of matter (fermions)			interactions / force carriers (bosons)	
		I	II	III		
mass		$\approx 2.2 \text{ MeV}/c^2$	$\approx 1.28 \text{ GeV}/c^2$	$\approx 173.1 \text{ GeV}/c^2$	0	$\approx 125.09 \text{ GeV}/c^2$
charge	$\frac{2}{3}$	$\frac{2}{3}$	$\frac{2}{3}$	$\frac{2}{3}$	0	0
spin	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1	0
		u up	c charm	t top	g gluon	H higgs
		$\approx 4.7 \text{ MeV}/c^2$	$\approx 96 \text{ MeV}/c^2$	$\approx 4.18 \text{ GeV}/c^2$	0	
	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$	0	
	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1	
QUARKS		d down	s strange	b bottom	γ photon	
		$< 2.2 \text{ eV}/c^2$	$< 1.7 \text{ MeV}/c^2$	$< 15.5 \text{ MeV}/c^2$	$\approx 91.19 \text{ GeV}/c^2$	
	0	0	0	0	0	
	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1	
		ν_e electron neutrino	ν_μ muon neutrino	ν_τ tau neutrino	Z Z boson	
		$\approx 0.511 \text{ MeV}/c^2$	$\approx 105.66 \text{ MeV}/c^2$	$\approx 1.7768 \text{ GeV}/c^2$	$\approx 80.39 \text{ GeV}/c^2$	
	-1	-1	-1	-1	± 1	
	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1	
LEPTONS		e electron	μ muon	τ tau	W W boson	

Standardmodell mit beeindruckender Genauigkeit durch Experimente an Beschleunigern bestätigt.



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.
- In Jets treten vor allem die leichtesten Mesonen auf, also π^+ , π^- , π_0 , die wegen des hohen Lorentzschubes quasistabil sind.

Photonen

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

Wechselwirkung von Teilchen mit Materie

Zwei Effekte beim Durchgang geladener Teilchen durch Materie:

- Energieverlust
- Ablenkung von der ursprünglichen Flugbahn

Hierfür verantwortliche Prozesse:

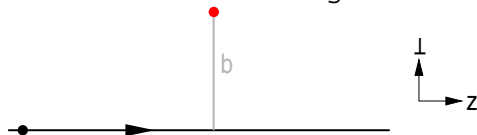
- Inelastische Stöße an atomaren Elektronen des durchlaufenen Materials
- Elastische Streuung an den Atomkernen des Materials
- Emission von Čerenkovstrahlung
- Kernreaktionen
- Bremsstrahlung

Strahlungsfeld einer beschleunigten Ladung proportional zur Beschleunigung a_{Ladung} . Die abgestrahlte Energie ist proportional zu $|\vec{E}|^2$, die proportional zu $a_{Ladung}^2 = \left(\frac{F}{m}\right)^2 \propto \frac{1}{m^2}$. Deshalb ist Bremsstrahlung bei schweren geladenen Teilchen anders als bei Elektronen ein vernachlässigbarer Prozess.

- Schwere geladene Teilchen: μ^\pm , π^\pm , p , \bar{p} , α -Teilchen, leichte Kerne.
- Für schwere geladene Teilchen dominante Prozesse:
 - Inelastische Stöße an atomaren Elektronen des durchlaufenen Material.
 - Elastische Streuung an den Atomkernen des Materials.

Inelastische Stöße an atomaren Elektronen

Halbklassische Betrachtung



schweres geladenes
Teilchen mit der Masse M ,
Ladung ze , Geschwindigkeit v

Impulsübertrag auf das Elektron:

$$\int_{-\infty}^{\infty} F_{\perp} dt = \int_{-\infty}^{\infty} e \cdot E_{\perp} dt = e \int_{-\infty}^{\infty} E_{\perp} \frac{dz}{v} = \frac{e}{v} \int_{-\infty}^{\infty} E_{\perp} dz \cdot \frac{2\pi b}{2\pi b} = \frac{e}{2\pi b v} \cdot 2\pi b \int_{-\infty}^{\infty} E_{\perp} dz$$

$2\pi b \int_{-\infty}^{\infty} E_{\perp} dz$: Fluss durch Mantel des Zylinders mit Radius b um das schwere Teilchen.

$$\Rightarrow \Delta p := \int_{-\infty}^{\infty} F_{\perp} dt = \frac{ze^2}{2\pi\epsilon_0 b v}$$

Energiegewinn des Elektrons:

$$\Delta E(b) = \frac{(\Delta p)^2}{2m_e} = \frac{z^2 e^4}{8\pi^2 \epsilon_0^2 m_e v^2 b^2}$$

N_e : Elektronendichte im Material.

⇒ Energieverlust von Elektronen im Abstand zwischen b und $b + db$ vom schweren Teilchen in einer dünnen Materialschicht dx :

$$-dE(b) = \Delta E(b) \cdot N_e \cdot 2\pi b db dx = \frac{z^2 e^4}{4\pi \epsilon_0^2 m_e v^2} \frac{1}{b} db dx$$

$$-\frac{dE}{dx} = \int_{b_{min}}^{b_{max}} dE(b) = \frac{x^2 e^4}{4\pi \epsilon_0^2 m_e v^2} N_e \ln \frac{b_{max}}{b_{min}} = \frac{x^2 e^4}{8\pi \epsilon_0^2 m_e v^2} N_e \ln \frac{b_{max}^2}{b_{min}^2}$$

Inelastische Stöße an atomaren Elektronen

Energieverlust des schweren geladenen Teilchens:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{z^2 e^4}{8\pi\epsilon_0^2 m_e v^2} N_e \ln \frac{b_{max}^2}{b_{min}^2}$$

- b_{min} ergibt sich aus dem größtmöglichen Energieübertrag an das Elektron:

$$2\gamma^2 m_e v^2 = \frac{z^2 e^4}{8\pi^2 \epsilon_0^2 m_e v^2 b_{min}^2} \Leftrightarrow b_{min}^2 = \frac{z^2 e^4}{16\pi^2 \gamma^2 m_e^2 v^4 \epsilon_0^2}$$

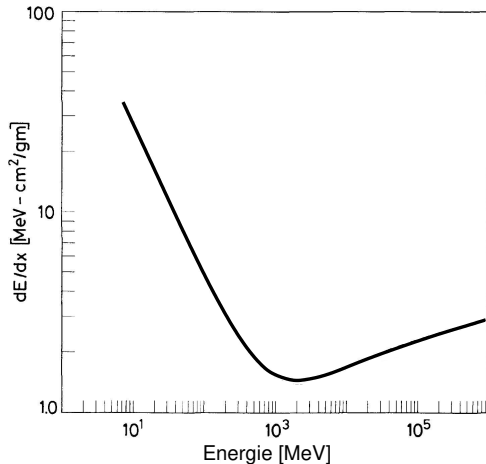
- b_{max} ergibt sich aus dem kleinstmöglichen Energieübertrag, der sich aus der Quantisierung der Bindungsenergien des Elektrons ergibt:

$$\Delta E_{min} = \frac{z^2 e^4}{8\pi^2 \epsilon_0^2 m_e v^2 b_{max}^2} \Leftrightarrow b_{max}^2 = \frac{z^2 e^4}{8\pi^2 \epsilon_0^2 m_e v^2} \frac{1}{\Delta E_{min}}$$

⇒ Bohrsche Näherung der Bethe-Bloch-Formel:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{z^2 e^4}{8\pi\epsilon_0^2 m_e v^2} N_e \ln \frac{2m_e \gamma^2 v^2}{\Delta E_{min}}$$

Graphische Darstellung, minimal ionisierende Teilchen



- Zunächst starke Abnahme des Energieverlusts mit steigender Energie des schweren geladenen Teilchens.
- Nach Erreichen des Minimums schwacher, nur logarithmischer Anstieg des Energieverlusts mit der Energie des schweren geladenen Teilchens.
- Teilchen, die eine Energie haben, bei denen der Energieverlust minimal ist, nennt man minimal ionisierend.

Skalierungsverhalten der Bethe-Bloch-Formel

Betrachten wir ein und dasselbe Material, aber Teilchen mit verschiedener Masse und Ladung.

$$-\frac{dE}{dx} = z^2 f(\beta)$$

$E_{kin} = (\gamma - 1)Mc^2$, d.h. $\beta = g\left(\frac{E_{kin}}{M}\right)$, also

$$-\frac{dE}{dx} = z^2 \tilde{f}\left(\frac{E_{kin}}{M}\right)$$

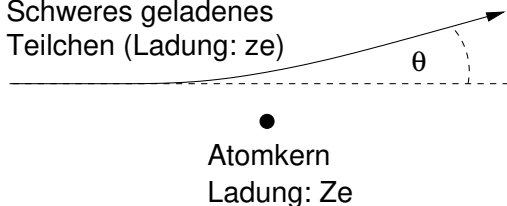
Wir haben also

$$-\frac{dE}{dx} \Big|_{\text{Teilchen } 1/2} (E_{kin,1/2}) = z_{1/2}^2 \tilde{f}\left(\frac{E_{kin,1/2}}{M_{1/2}}\right),$$

was zu
$$\boxed{-\frac{dE}{dx} \Big|_{\text{Teilchen } 2} (E_{kin,2}) = \frac{z_2^2}{z_1^2} -\frac{dE}{dx} \Big|_{\text{Teilchen } 1} \left(E_{kin,2} \frac{M_1}{M_2}\right)}$$
 führt.

Vielfachstreuung

Schweres geladenes
Teilchen (Ladung: ze)

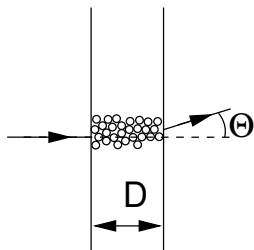


Streuung an einem einzelnen Kern:

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

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

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

$$\Theta_0 \propto \frac{\sqrt{D}}{p}$$

Die genaue Rechnung ergibt

$$\theta_0 := \frac{13,6 \text{ MeV}}{E} \sqrt{\frac{d}{X_0}}$$

wobei unter der Wurzel ein Ausdruck auftaucht, der zufällig gleich der Strahlungslänge X_0 des Materials ist, die wir in Kürze kennenlernen.

Energieverlust von Elektronen (und Positronen)

m_e ist so klein, dass die Beschleunigung, die ein Elektron in Stößen an den Atomkernen erfahren, so groß wird, dass Bremsquanten abgestrahlt werden können.

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

- $\left. \frac{dE}{dx} \right|_{\text{Stöße}}$ bezeichnet den Energieverlust durch Anregung und Ionisierung von Atomen. Die Formel hierfür ähnelt der Bethe-Bloch-Formel, enthält aber Abwandlungen, die berücksichtigen,
 - dass die Elektronen in den Stößen an atomaren Elektronen abgelenkt werden
 - und dass das einlaufende Elektron von dem atomaren Elektron ununterscheidbar ist.
- $\left. \frac{dE}{dx} \right|_{\text{Bremsstrahlung}}$ gibt den Energieverlust durch Bremsstrahlung an.

- Strahlungsfeld einer beschleunigten Ladung $\propto a_{Ladung}$.
- Abgestrahlte Energie $\propto |Feld|^2 \propto a_{Ladung}^2 = \left(\frac{F}{m_e}\right)^2 \propto \frac{1}{m_e^2}$.
D.h. Bremsstrahlung kann im Gegensatz zu den schweren Teilchen bei Elektronen nicht vernachlässigt werden.
-

$$-\left. \frac{dE}{dx} \right|_{Bremsstrahlung} = N \cdot E_e \cdot \Phi_{Strahlung}$$

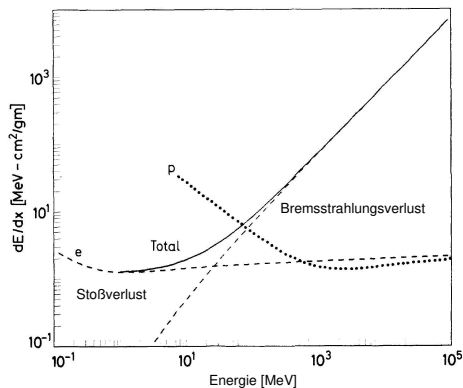
N : Anzahl der Atome pro Volumen.

E_e : Elektronenenergie.

$\Phi_{Strahlung}$: materialabhängiger Faktor.

⇒ Linearer Anstieg der Energieverlust durch Bremsstrahlung mit wachsender Elektronenenergie.

Kritische Energie und Strahlungslänge



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.

Strahlungslänge X_0

$$-\left. \frac{dE}{dx} \right|_{\text{Bremsstrahlung}} = N \cdot E_e \cdot \Phi_{\text{Strahlung}},$$

also

$$E_e(x) = E_e(0) e^{-\frac{x}{X_0}}.$$