3. Wechselwirkung von Teilchen und Materie

- geladene Teilchen ionisieren: das E-Feld einer bewegten Ladung übt Kraft auf gebundene Elektronen aus, überträgt Impuls. Integral über Impulsübertrag auf Elektronen in verschiedenem Abstand (transversal) zu Teilchen ergibt dessen Energieverlust.

schwere geladene Teilchen wie Protonen, Atomkerne, auch Myonen, $Mc^2 \gg m_e c^2$
wichtigster Energieverlust bis $T \leq$ einige hundert MeV
klassische Herleitung Bohr 1913; quantenmechanisch H. Bethe, Ann. d. Physik 5 (1930) 325 und F. Bloch, Ann. d. Physik 16 (1933) 285, siehe Skript

$$\boxed{-\frac{dE}{dx} = \frac{n 4\pi z^2 e^4}{m_e c^2 \beta^2}\left(\ln \frac{2 m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{I} - \beta^2\right)}$$

"Bethe-Bloch Formel"
Energie $-dE$ wird über Distanz dx abgegeben, wenn Teilchen mit Ladung ze und Geschwindigkeit β durch Medium mit Elektronendichte $n = \frac{\rho Z N_A}{M}$ propagiert. $m_e c^2 = 0.511$ MeV

Ionisationsenergie des Mediums $I \approx (10 Z \pm 1)$ eV für $Z \geq 6$

dazu gibt es detaillierte Korrekturen, die aber grundsätzlichen Verlauf nicht ändern (Chapter 32)
siehe Review of Particle Physics, Chin. Phys. C38 (2014) 090001

Energieabhängigkeit: ⇒ Fig. 3.1

- bei kleinem β Abfall von $dE/dx \propto \beta^{-2}$
- breites Minimum bei $\beta\gamma = \frac{p c}{m_0 c^2} \simeq 3-3.5$
- dann log. Anstieg, moderat
  (Lorentzkontraktion des E-Feldes, korrigiert mit Polarisation des Mediums ≙ Dämpfung log. Anstieg)
  Polarisation größer in Flüssigkeiten und Festkörpern als in Gasen, daher log. Anstieg kleiner in Flüssigkeiten und Festkörpern ($\simeq 20\%$) als in Gasen ($\simeq 50\%$)

→ Teilchen mit $\beta\gamma \simeq 3$ "minimal ionisierend" verliert 1.2-1.8 MeV/g/cm² ← siehe Skala

NB: i.A. wird dE/dx durch Dichte geteilt, dann für sehr verschiedene Materialien sehr ähnlich (siehe Abb. dx ist dann keine Dicke in cm sondern Flächendichte in g/cm²)

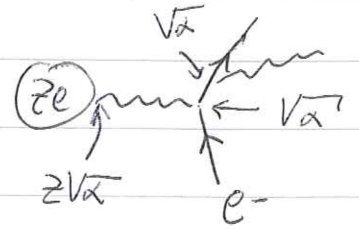
- bei sehr kleinen Energien ($v < v_{Elektron}$) Abfall des Energieverlustes; Elektroneneinfang und schließlich keine Ionisation mehr, nur noch Rückstoß

• Energieverlust von Elektronen

- Korrektur Bethe-Bloch wegen identische Teilchen und relativistische Rechnung. Bei gleichem β sind Energieverluste von Elektronen und Protonen durch Ionisation innerhalb 10% gleich

- für Elektronen hoher Energie überwiegt ein

anderer Prozess: im Medium wird Elektron im Coulombfeld eines Atomkerns, an dem es vorbeifliegt, beschleunigt und emittiert <u>Bremsstrahlung</u>
QED Prozess (Fermi 1924, Weizsäcker-Williams 1936)



$$-\frac{dE}{dx_{br}} = \frac{E}{X_0}$$

X_0 charakteristische Länge, über die Energie auf $1/e$ abfällt
"Strahlungslänge"

$X_0(C) = 18.8\,\mathrm{cm}$ $\quad X_0(Pb) = 0.56\,\mathrm{cm}$
Prozess dominant für Energien $\gtrsim 580\,\mathrm{MeV}/Z$
Amplitude $\propto$ Beschleunigung $\propto \frac{1}{m_e c^2}$ $\quad \sigma_{brems} \propto \frac{Z^2\alpha^3}{(m_e c^2)^2} \sim \frac{\alpha^3}{X_0}$

- für <u>Protonen hoher Energie</u> dominiert starke WW über em WW, sobald es energetisch möglich ist, Pionen zu produzieren
(Pion: leichtestes Hadron $m_\pi c^2 \simeq 140\,\mathrm{MeV}$)
$p + p \rightarrow p + p + \pi$ $\quad \sqrt{s} \equiv E_{cm} \gtrsim 2m_p c^2 + m_\pi c^2$
für stationäres Target ab $T = 290\,\mathrm{MeV}$ möglich
bei höheren Energien $p + p \rightarrow p + p + n\pi + \ldots$
dominiert den inelastischen Wirkungsquerschnitt
(siehe oben) $\sigma_{inel} \simeq 30\,\mathrm{mb}$ bei $\sqrt{s} = 10\,\mathrm{GeV}$
$\simeq 80\,\mathrm{mb}$ $\quad 10\,\mathrm{TeV}$

dasselbe passiert für alle anderen Teilchen, die stark wechselwirken (Hadronen)
<u>Konsequenz</u>: produzierte Pionen (etc.) wechselwirken mit anderen Nukleonen stark und produzieren mehr Pionen $\rightarrow$ Bildung eines "hadronischen Schauers" bestehend aus vielen Nukleonen, Pionen, ...
räumliche Dimension charakterisiert durch char.

Weglänge, bevor starke WW passiert

$\lambda_{int} = \frac{1}{\rho_A \cdot \sigma_{NA}}$ "nukleare Wechselwirkungslänge"

$p + C$ $\rho_C = 2.3\, g/cm^3 \hat{=} 1.15 \cdot 10^{23}$ Atome$/cm^3$

$\sigma_{NC}^{inel} \simeq 230\, mb$ (vgl. $\sigma_{geo} = \pi(0.8 + 1.2 \cdot 12^{1/3})^2 fm^2 = 395\, mb$

$\hookrightarrow \lambda_{int} = 38\, cm$

Tiefe hadronischer Schauer $\simeq 8 - 10\, \lambda_{int}$ ➡ $\boxed{\text{Fig. 3.2}}$

<u>Photonen</u>: Lambert-Beersches Gesetz $I = I_0 \exp(-\mu x)$

Anzahl nach Schichtdicke x gegeben durch Absorptionskoeff $\mu\, [cm^{-1}]$. Um von Aggregatzustand und Materialeffekten weniger abhängig zu sein:

→ Massenabsorptionskoeff $\mu' = \mu/\rho\, [cm^2/g]$, dann benutze $X = \rho \cdot x\, [g/cm^2]$

- μ kommt durch Überlagerung von im Wesentlichen 3 Prozessen zustande

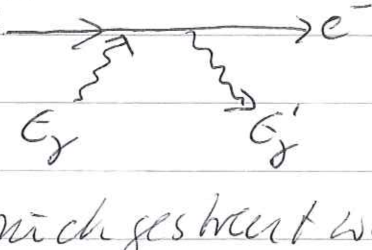
– <u>Photoeffekt</u> (Einstein 1905, entscheidende Messungen Philipp Lenard 1899)

$\gamma + \text{Atom} \rightarrow \text{Atom}^+ + e^-$ wenn $E_\gamma > I_b$ Bindungsenergie des Elektrons; führt zu $K, L, \ldots$ Absorptionskanten ➡ $\boxed{\text{Fig 3-3}}$

da I_b stark Z-abhängig, starke Z-Abhängigkeit der Wahrscheinlichkeit für Photoeffekt

$\sigma_{Ph} \propto Z^5 / E_\gamma^{7/2}$ dominant für 10 keV bis 1 MeV je nach Z

– <u>Comptoneffekt</u> (Compton 1922)



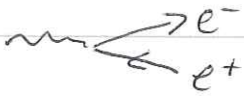
$$\frac{1}{E'} - \frac{1}{E} = \frac{1}{m_e c^2}(1 - \cos\vartheta) \leq \frac{2}{m_e c^2}$$

max. Energieverlust, wenn Photon rückgestreut wird von Elektron (wird hier als quasifrei behandelt)

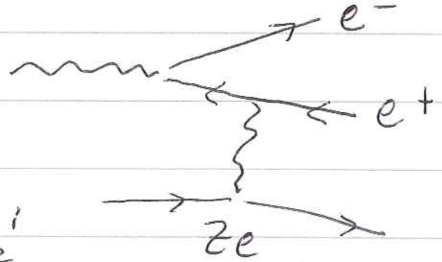
Wirkungsquerschnitt aus QED-Berechnung (Klein-Nishina) 1929
für $E_\gamma \gg m_e c^2$: $\sigma_C \simeq \frac{\alpha^2 Z (\hbar c)^2}{E_{cm}^2}$ da Elektronendichte $\propto Z$

Photon-Elektron cm Energie $E_{cm} = \sqrt{(m_e c^2)^2 + 2E_\gamma m_e c^2}$
dazu Korrekturen (zu σ_C) je nachdem ob $E_\gamma \ll m_e c^2$ oder $E_\gamma > m_e c^2$ (siehe Skript)
dominant für 0.1–10 MeV (kleines Z) / 1–3 MeV (großes Z) $\Rightarrow$ Fig 3.3

– Paarbildung (Bethe-Heitler)



im freien Raum nicht möglich,
aber in Umgebung eines Atomkerns, der Rückstoß aufnimmt

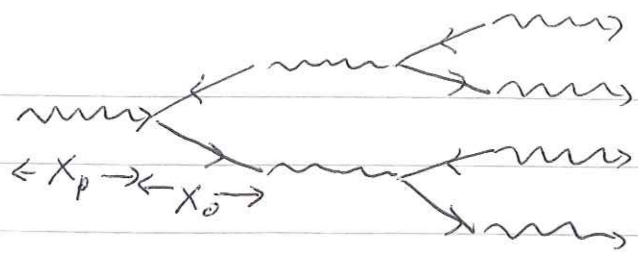


Energieschwelle:
$E_\gamma \geq 2m_e c^2 + 2\frac{(m_e c^2)^2}{m_K c^2} \gtrsim 1{,}022$ MeV dominiert ab 10-100 MeV

Bemerkung: Feynman-Diagramm sehr ähnlich zu Bremsstrahlung, daher auch Wirkungsquerschnitt. Daher taucht auch hier die Strahlungslänge X_0 auf. Nach typischerweise $9/7\, X_0$ im Medium annihiliert Photon in e^+e^--Paar.

$\Rightarrow$ Summe $\boxed{\text{Fig. 3.3}}$

Bei hoher Energie bildet sich sowohl aus Photon als auch aus Elektron ein sogenannter "elektromagnetischer Schauer": Photon $\to e^+e^-$ über Distanz $X_p \simeq 9/7\, X_0$, e^+ und e^- emittieren Bremsstrahlungsphotonen nach $\simeq X_0$, die machen wieder Paarbildung, ...



Ausdehnung: $\approx 10\, X_0$ ⇨ $\boxed{\text{Fig. 3.2}}$
stirbt aus wenn E_e unter kritische Energie fällt

- jede hadronische Schauer enthält im Kern auch einen em. Schauer, da Pionproduktion $\pi^\pm$ und π^0 produziert und $\pi^0 \to \gamma\gamma$ dominanter Zerfall ein

4. Teilchendetektoren

Experimente in der Kern- und Teilchenphysik weisen gestreute oder produzierte Teilchen nach, bestimmen Impuls oder Energie und Identität.

4.1 Impulsmessung

Ablenkung geladener Teilchen im Magnetfeld durch Lorentzkraft. Im homogenen Magnetfeld kreisförmige Bahn mit Krümmungsradius ρ
wenn $\vec{p} \perp$ zu $\vec{B}$ $\quad \rho = p / q \cdot B$
sonst helikale Bahn mit $\quad \rho = p_\perp / q \cdot B$
$p_\perp$: Komponente von $\vec{p}$ senkrecht zu $\vec{B}$
mit p in GeV/c, ρ in m, B in T, q in 'e': $\rho = p_\perp / (0.3 \cdot q \cdot B)$
Konfiguration hängt von Beschleuniger und Winkelbereich, den Messung abdecken soll, ab.
- Vorwärtsspektrometer: Dipol, Messung der Spur davor und danach ⇨ $\boxed{\text{Fig. 4.1}}$

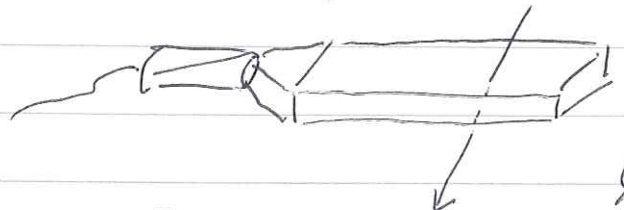
Anwendung: Strahl auf stationäres Target oder Vorwärtsspektrometer am Kollider (LHCb)
- Solenoid (oder Toroid)
Feld entlang Strahlachse, Ablenkung senkrecht dazu
Spurmessung innerhalb B-Feld ⇒ $\boxed{\text{Fig. 4.2}}$
(ATLAS, CMS, ALICE)

Spur wird "sichtbar" gemacht, indem man zumeist Ionisation ausnutzt. Typischerweise in dünnen Detektoren, die Teilchen praktisch nicht abbremsen.
Energieverlust im keV-Bereich
- Gasdetektoren: Teilchen ionisiert Gas, Verstärkung des sehr kleinen Signals noch im Gas; Sekundärionisation in hohem E-Feld, Trick: Feldliniendichte in der Nähe eines sehr dünnen Drahts $\varnothing 25\,\mu m$
Beispiel Vieldrahtproportionalkammer $\Delta x \simeq 200-400\,\mu m$ (Nobelpreis G. Charpak 1992) typ. Energie pro Elektron-Ion-Paar $\simeq 30\,eV$, pro cm Gas 50-100 Elektron-Ion-Paare
Gasverstärkung um 10^3 bis 10^4, danach elektr. Verstärkung
2d Auslese durch segmentierte Kathodenebene ⇒ $\boxed{4.3}$
- dünne Halbleiterdetektoren: (100-300 μm), Zusammenbringen einer p und n-dotierten Schicht + kleine el. Spannung (100 V) → Zone, die frei von beweglichen Ladungsträgern ist. Ionisierendes Teilchen durchquert die Zone ∼ Elektron-Loch Paare, $\simeq 3\,eV$ pro Paar
Energieverlust 20-50 keV
Können durch lithographische Verfahren strukturiert werden mit <100 nm Genauigkeit, Streifen mit 100 μm Breite oder Pixel (50 x 100 μm). Auflösung $\Delta x \simeq 10-20\,\mu m$
⇒ $\boxed{\text{Figs 4.4, 4.5}}$

- Szintillationsdetektoren: Prinzip – ein Teil der durch Ionisation abgegebenen Energie wird in sekundärem Prozess als sichtbares Licht freigesetzt

hier zunächst Plastikszintillatoren: Plastik, z.B. Plexiglas, in dem szintillierende Substanz, aromatische org. Moleküle, aufgelöst ist.

Auslese des Lichts mit Photodetektor an den Enden (z.B. Photomultiplier, u.U. segmentierte Kathode, Photodiode, Si-Photomultiplier)



auch szint. opt. Fasern
$\varnothing$ 1 mm oder dünner

z.B. LHCb upgrade 250 μm $\Longrightarrow$ $\boxed{\text{Fig. 4.6}}$

4.2. Energiemessung

Absorption eines hadronischen Schauers in einem 'hadronischen' Kalorimeter.

Die geladenen Teilchen des Schauers ionisieren Material (zwischen und nach hadronischen WW, die neue Teilchen produzieren. Ionisation prop. zu gesamter Spurlänge aller Hadronen $\propto$ zur Energie des den Schauer auslösenden Hadrons

Typischerweise Sandwichschichten aus passivem Absorber (z.B. Eisen) und Material, das z.B. Szintillationslicht emittiert, wird dann durch transparentes Material (z.B. opt Fasern) nach aussen transportiert und detektiert. Im Licht steckt nur kleiner Teil der Energie des Schauers, aber

Signal ist proportional zur Energie des Hadrons
Große Fluktuationen, Auflösung $\frac{\sigma_E}{E} \approx \frac{0.5}{\sqrt{E(\text{GeV})}}$
$E = 100$ GeV $\approx \sigma_E/E = 5\%$
diese Art von Kalorimeter heisst "sampling Kal."
$\Rightarrow$ $\boxed{\text{Fig. 4.7}}$

nach demselben Prinzip wird ein elektromagnetischer Schauer (hochenergetisches Photon oder Elektron) im "elektromagnetischen Sampling Kalorimeter gemessen. Andere Optimierung von Schichtdicken und Absorbermaterial, geringere stat. Fluktuationen $\approx \sigma_E/E \simeq \frac{0.10}{\sqrt{E(\text{GeV})}} \oplus 0.01$
↑ quadratisch addiert

$E_\gamma = 100$ GeV $\approx \sigma_E/E \simeq 1.4\%$

4.3. Messung von Photonen

- Röntgen- und Gammastrahlen (Übergänge in Kernen) in Halbleiterkristallen (Si, Ge, sehr rein, einige cm^3 bis $100\ cm^3$) → sehr gute Auflösung
- szintillierende Kristalle (NaI, $PbWO_4$) bei niedrigen Energien schlechtere Auflösung, für hohe Energien 100 MeV bis Multi-TeV und ausreichender Länge ($15-20\ X_0$) superbe Messung elektromagnetischer Schauer "Kristall-Kalorimeter" $\sigma_E/E \simeq \frac{0.04}{\sqrt{E(\text{GeV})}} \oplus 0.01$ $\Rightarrow$ $\boxed{\text{Fig 4.8}}$

also bei 1 GeV $\sigma_E/E = 4.1\%$
100 GeV 1.1%

Unterscheidung Photon - Elektron: Spur durch Ionisation vor Kalorimeter oder nicht?

4.4 Teilchenidentifikation

- Bestimmung der Masse aus Vergleich von Impuls und Geschwindigkeit (Flugzeitmessung $pc = \beta E = \beta\gamma m_0 c^2$
  Impulsbereich limitiert durch Auflösung der Zeitmessung und Flugstrecke
  Beispiel: ALICE TOF $\sigma_t = 60ps$ wünsche 3σ Trennung p und Kaon bei Flugstrecke 3.5m
  Proton $pc = 4 GeV$ $\gamma = 4.38$ $\beta = 0.974$ $v = 29.21 \frac{cm}{ns}$
  $TOF_{3.5m} = 11.982\,ns$
  Kaon $pc = 4 GeV$ $\gamma = 8.14$ $\beta = 0.992$ $v = 29.77 \frac{cm}{ns}$
  $TOF_{3.5m} = 11.757\,ns$
  $\Delta TOF_{pK}(4 GeV) = 225ps \hat{=} 3.75\,\sigma_t$
  Kaon-Pion Trennung geht dabei schon nicht mehr!
  Grenze der Methode realistischerweise bei einigen GeV/c Impulsen

- Rekonstruktion der invarianten Masse aus Zerfallsprodukten $K^0 \to \pi^+\pi^-$ messe Pionimpulse, nehme Pionmasse an (oder identifiziere Pionen)
  Produkt aus Pion 4er-Impulsen ist invariant
  $\equiv$ (Kaon invariante Masse)^2
  $$p_{\pi^+} p_{\pi^-} = E_{\pi^+} E_{\pi^-} - \vec{p}_{\pi^+} c \cdot \vec{p}_{\pi^-} \cdot c = (m_{K^0} c^2)^2$$
  bei hoher Energie $E_{\pi^\pm} \simeq |\vec{p}_{\pi^\pm} c|$
  $$\to E_{\pi^+} E_{\pi^-} (1 - \cos\vartheta) = (m_{K^0} c^2)^2$$
  $\uparrow$ Öffnungswinkel zwischen den Pionen

- spezifischer Energieverlust
  bei Kenntnis von pc misst $dE/dx \sim \beta\gamma$

- spezielle Tricks
  Myonen: nur Energieverlust durch Ionisation, keine Schauer
  Photonen: kein Energieverlust durch Ionisation, nur em. Schauer
  Elektronen: Energieverlust durch Ionisation, em. Schauer, spezieller Effekt: Übergangsstrahlung
  Neutronen, Antineutronen: keine Ionisation, nur hadronische Schauer
  Emission von Cherenkov-Strahlung: wenn Teilchen sich in Medium schneller bewegt als Licht, Emission von Photonen (Energieverlust vernachlässigbar, aber Photonen können gemessen werden
  Teilchen mit $v = \beta c$ und $pc = \beta\gamma m_0 c^2$ propagiert durch Medium mit Brechungsindex $n = \frac{c}{c_m}$
  reelle Photonen mit Energie, Impuls $\omega, \vec{k}$ werden emittiert, wenn in Winkel ϑ_c
  $\omega = \vec{v} \cdot \vec{k} = v k \cos\vartheta_c$ und $\frac{\omega}{k} = c_m = \frac{c}{n}$ also
  $\cos\vartheta_c = \frac{1}{n \cdot \beta}$
  Photonen reell, wenn $\cos\vartheta_c = \frac{\omega}{k \cdot v} = \frac{1}{n \cdot \beta} \leq 1$
  oder $\beta > \frac{1}{n}$
  Teilchengeschwindigkeit grösser als Lichtgeschwindigkeit im Medium c_m, Cherenkov 1934
  kohärente Wellenfront unter ϑ_c über Bereich von ω in dem $\varepsilon_1 > \frac{1}{\beta^2}$ sichtbar und UV, blau dominiert