Strahlung und Materie

1. Durchgang von Strahlung durch Materie

Je nach der Art der „Strahlung" spielen verschiedene Wechselwirkungen die Hauptrolle:

* Strahlung = elektrisch geladenes Teilchen oder Photon
  $\rightsquigarrow$ elektromagnetische WW.
  Meistens WW zwischen dem Teilchen und den Elektronen der Atomhülle der Materie. Dabei können die Elektronen als freie Teilchen betrachtet werden:
  - in Kernphysik ist $E_{\text{Strahlung}} \sim 1\,\text{MeV}$ viel größer als die Bindungsenergie $\sim 10\,\text{eV} - 1\,\text{keV}$ der Elektronen
  - die (de Broglie) Wellenlänge der Strahlung ist viel kleiner als der Durchmesser der Atome

* Strahlung = ungeladenes Teilchen außer Photon oder Neutrino
  $\rightsquigarrow$ starke WW

* Strahlung = Neutrino $\rightsquigarrow$ schwache WW
  (wird hiernach nicht weiter diskutiert).

Allgemein wird die Strahlung in der Materie abgebremst (und gestoppt): die Strahlung verliert (kinetische) Energie, die der Materie übertragen wird.

„Dosimetrie": Messung der von einem Stoff absorbierten Strahlungsenergie, meistens mit Angaben zu deren biologischen Wirksamkeit (s. Absch. 2).

Strahlungmessgeräte:
- „Detektor", um Strahlung nachzuweisen
- „Spektrometer": für eine genauere Charakterisierung.

1.1 Durchgang eines geladenen Teilchens durch Materie

Geladenes Teilchen → Masse $m \neq 0$

Teilchen-Materie Prozesse:

* Stöße mit den Elektronen der Atomhülle

  → $\left\{ \begin{array}{l} \text{Anregung der Atome} \\ \text{Ionisation der Atome} \end{array} \right\}$ „Ionisationsverluste"

  Ionisation ↳ führt zu „sekundärem" Elektron mit beträchtlicher kinetischer Energie

  - Wenn $m \gg m_e$ („schweres" Teilchen): die Flugrichtung des Teilchens ändert sich fast nicht
  - Wenn Teilchen = Elektron: beträchtliche Richtungsänderungen

* Streuung im Coulomb-Feld der Kerne

  ⇝ meist vernachlässigbar, elastisch.

* Im Coulomb-Feld der Hüllenelektronen bzw. der Kerne ändert sich die Geschwindigkeit des Teilchens.

  → Es emittiert Bremsstrahlung: „Strahlungsverluste"

  Teilchen mit der gleichen el. Ladung unterliegen der gleichen WW: die Abbremsung hängt von der Masse m ab und wächst mit abnehmender Masse

  ⇝ nur beträchtlich für Elektronen.

1.1.a Ionisationsverlust schwerer Teilchen

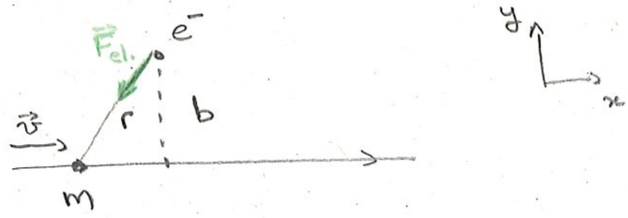
Teilchen: Masse $m \gg m_e$, Ladung ze

Stoß an ein Elektron (e^-, beschrieben als freie Teilchen).

Flugrichtung des schweren Teilchens fast ungeändert:

$$\vec{v}_{nach} \simeq \vec{v}_{vor} \equiv \vec{v}$$

(hier $ze > 0$)



Coulomb-Kraft des Teilchens auf das Elektron:

$$F_x = \frac{ze^2}{4\pi\varepsilon_0 r^2}\,\frac{x}{r} \quad , \qquad F_y = \frac{ze^2}{4\pi\varepsilon_0 r^2}\,\frac{y}{r}$$

Das Teilchen fliegt von $x = -\infty$ bis $x = +\infty$ entlang der x-Achse ($y = 0$) und überträgt dem Elektron ($x = 0$, $y = b$) den Impuls

- $$p_x = \int_{-\infty}^{\infty} F_x \, dt = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{ze^2}{4\pi\varepsilon_0}\,\frac{x}{(x^2+b^2)^{3/2}}\,\frac{dx}{v} = 0$$
- $$p_y = \int_{-\infty}^{\infty} F_y \, dt = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{ze^2}{4\pi\varepsilon_0}\,\frac{b}{(x^2+b^2)^{3/2}}\,\frac{dx}{v} = \frac{2\,ze^2}{4\pi\varepsilon_0 v b}$$

(Bem.: versteckte Annahme (toy model!): die Position des Elektrons hat sich nicht geändert ...)

→ kinetische Energie des Elektrons nach dem Stoß (= Energie verloren durch das schwere Teilchen):

$$E_{kin,e^-} = \frac{\vec{p}^{\,2}}{2m_e} = \frac{z^2 e^4}{8\pi^2 \varepsilon_0^2 m_e v^2 b^2} \qquad (1)$$

Materie: besteht aus Atomen mit Massenzahl Z und Teilchenzahldichte n

→ Teilchenzahldichte der e^-: Zn

Längs einer Wegstrecke dl existieren $2\pi b\, db\, dl\, nZ$ Elektronen mit einem Stoßparameter zwischen b und $b + db$: diese führen zu einem Energieverlust (des Teilchens)

$$\frac{dE}{dl\,db} = -\frac{z^2 e^4 \, 2\pi b \, Zn}{8\pi^2 \varepsilon_0^2 m_e v^2 b^2} = -\frac{z^2 Z e^4 n}{4\pi \varepsilon_0^2 m_e v^2 b}$$

$$\rightarrow \quad \frac{dE}{dl} = \int_{b_{min}}^{b_{max}} \frac{dE}{dl\,db}\, db = -\frac{z^2 Z e^4 n}{4\pi\varepsilon_0^2 m_e v^2} \ln \frac{b_{max}}{b_{min}} \qquad (2)$$

Grenzen des Integrals:

- b_{max}: der Stoßparameter kann nicht zu groß werden, sonst reicht die Wechselwirkungsenergie nicht mehr aus, um die Hüllenelektronen anzuregen

$$\longrightarrow \quad b_{max} \propto \frac{1}{E_{ionis}^{1/2}} \quad \text{wobei } E_{ionis} \sim 10Z \text{ eV}$$

(durchschnittliche Ionisationsenergie)

- b_{min}: gegeben durch den maximalen Impuls (bzw. die maximale Energie E_{max}), den das schwere übertragen kann

$$\longrightarrow \quad b_{min} \propto \frac{1}{E_{max}^{1/2}}$$

Setze in Gl. (2) ein:

$$\frac{dE}{dl} = -\frac{z^2 Z e^4 n}{8\pi\varepsilon_0^2 m_e v^2} \ln \frac{E_{max}}{E_{ionis}} \qquad (3)$$

In einer relativistischen quantentheoretischen Berechnung leitet man die Bethe-Bloch-Formel her:

$$\frac{dE}{dl} = -\frac{z^2 Z e^4 n}{4\pi\varepsilon_0^2 m_e v^2} \left[\ln \frac{E_{max}}{E_{ionis}} - \frac{v^2}{c^2} - C \right] \qquad (4)$$

unwesentliche Konstante (Dichte der Materie)

mit $E_{max} \simeq \dfrac{2 m_e v^2}{1 - v^2/c^2}$

Der Energieverlust (pro Einheitswegstrecke) (3) bzw. (4)

- ist proportional zu z^2
- hängt von v ab, nicht von der Masse des Teilchens. Für eine feste Energie $\mathcal{E}$ des Teilchens gilt $\frac{1}{v^2} \propto \frac{m}{\mathcal{E}}$, so dass schwerere Teilchen mehr Energie verlieren.

Sei ρ die Massendichte der Materie: $\rho \simeq n A m_N$.

Der spezifische Ionisationsverlust wird als $S \equiv -\frac{1}{\rho}\frac{dE}{dl}$ definiert.

Wenn man die (geringe) Abhängigkeit des Logs vernachlässigt

$$S \underset{\sim}{\propto} \frac{Z}{A}$$

, annähernd stoffunabhängig (bis auf ^1H)

Reichweite: $R \equiv \int_{E_{tot}}^{0} \frac{dE}{-\rho S} = \int_{E_{tot}}^{0} \frac{d\ell}{dE}\, dE$

(Die Definition ist äquivalent zu $E_{tot} = \int_0^R \frac{dE}{d\ell}\, d\ell$, wobei E_{tot} die ursprüngliche gesamte kinetische Energie des schweren Teilchens ist)

⇝ für α - Teilchen :

- in der Luft : 3 cm ($E_{tot} \sim 4$ MeV) – 8,5 cm ($E = 8$ MeV)
- im Wasser : $3{,}6 \cdot 10^{-2}$ – $8{,}6 \cdot 10^{-2}$ mm

(Aber : schwere Teilchen ionisieren die Materie viel : in der Luft erzeugt ein α-Teilchen mit Energie E $\sim 2{,}88 \cdot 10^4\, E_0$ (MeV) Ionen).

Längs der Wegstrecke nimmt die Energie des schweren Teilchens ab → sein spezifischer Ionisationsverlust ($\propto \frac{1}{v^2}$) nimmt zu → Bragg-Kurve , mit dem Bragg-Peak am Ende des Wegs , wo der Hauptteil der Energie deponiert wird.

1.1.b Energieverlust von Elektronen

- Ionisationsverluste:
  Streuung Elektron an Elektron : 2 identische (und somit ununterscheidbare) Teilchen mit Spin $\frac{1}{2}$ ... Die Berechnung ist nicht einfach! (Einfacher für Positronen e^+, weil sie an nicht-identische Teilchen stoßen).
  ⇝ qualitativer Verlauf der Ionisationsverlust wie im Fall schwerer Teilchen : $S \propto \frac{1}{v^2} \dots$
- Strahlungsverluste :
  „ Bethe - Heitler - Formel" $-\frac{1}{\rho}\frac{dE}{d\ell} = Z^2 E\, f(E)$
  $f(E)$: lineare Funktion von $\ln E$
- Empirisch : $E \simeq E_0\, e^{-\ell/L}$
  E_0: Anfangsenergie
  ℓ: Abstand von der Quelle ≪ Länge der Flugbahn (Richtungsänderungen!)
  L : Strahlungslänge

1.2 Durchgang von Photonen durch Materie

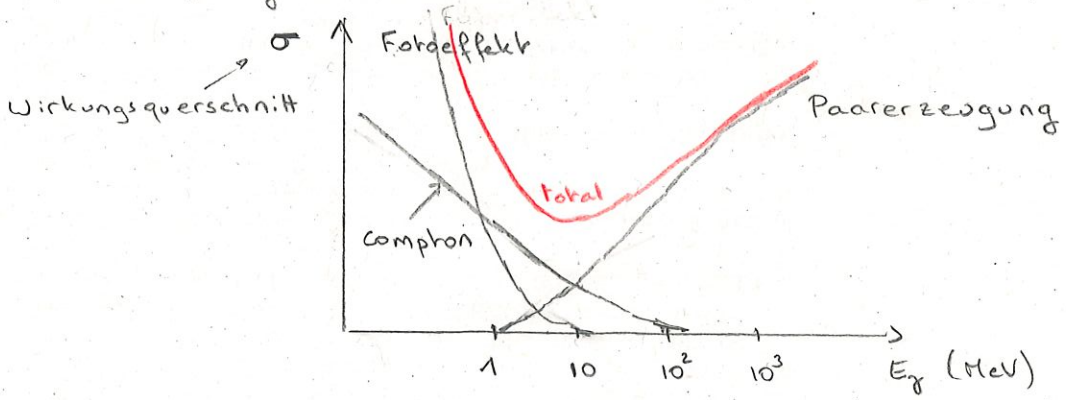
Verschiedene Prozesse führen zur Streuung oder Absorption eines Photons:

* Anregung der Atome & Fotoeffekt
  → Wahrscheinlichkeit nimmt ab, wenn $E_\gamma \gg E_{Bindung\, e^-}$.

* Compton-Streuung $\gamma + e^- \rightarrow \gamma + e^-$ an die Hüllenelektronen, mit $\lambda_{nach} > \lambda_{vor}$.

* Paarerzeugung $\gamma \rightarrow e^- + e^+$
  → das Coulomb-Feld der Atome ist nötig, um Energie und Impuls zu erhalten.
  Nur möglich, wenn $E_\gamma > 1{,}022$ MeV $(= 2 m_e c^2)$!

* Möglich aber vernachlässigbar: Kernanregung, Kernfotoeffekt, „Spallation" (= Kernverdampfung), Compton-Streuung an Kern



Wegen der Absorption / Streuung der individuellen Photonen kommt es zu einer Minderung der Intensität eines Photonenstrahls aus einer Quelle:

Teilchendichte der Materie

$$dI = -\sigma_{tot}\, I\, n\, dl$$

$$\Leftrightarrow \quad I = I_0\, e^{-\sigma_{tot} n l} \equiv I_0\, e^{-\mu l}$$

μ: Schwächungskoeffizient ; $\frac{\mu}{\varrho}$: Massenschwächungskoeff.

für $E_\gamma \sim 1$ MeV, $\frac{\mu}{\varrho} \simeq 0{,}05\ \mathrm{cm^2/g}$

1.3 Durchgang eines Neutrons durch Materie

Nur starke WW mit den Atomkernen! Daher haben Neutronen eine größere Reichweite als geladene Teilchen. Wieder findet man empirisch $E = E_0 e^{-l/L}$ mit einer Strahlungslänge L.