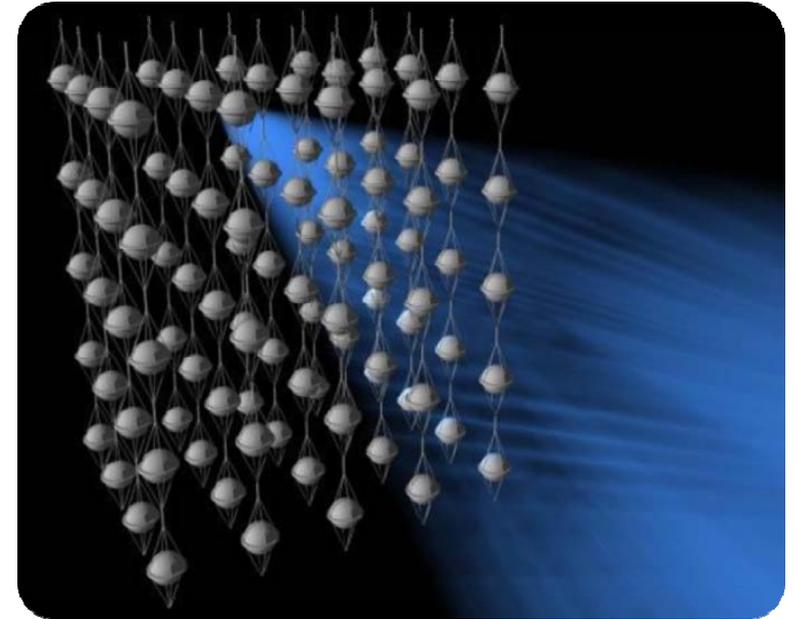


Kerne und Teilchen

Moderne Physik III

Vorlesung # 12



5. Wechselwirkung von Strahlung mit Materie

5.1 Geladene Teilchen:

- Ionisation
- Bremsstrahlung
- Cherenkov-Strahlung

5.2 Photonen:

- Photoeffekt,
- Compton-Streuung,
- Paarbildung

5.3 Hadronen



Wiederholung:

5.1 Wechselwirkung geladener Teilchen

- Für minimal ionisierende Teilchen (**MIP**) gilt:

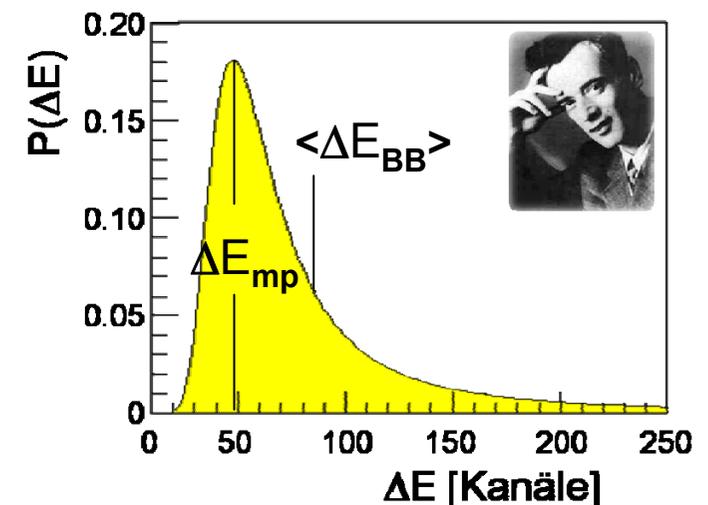
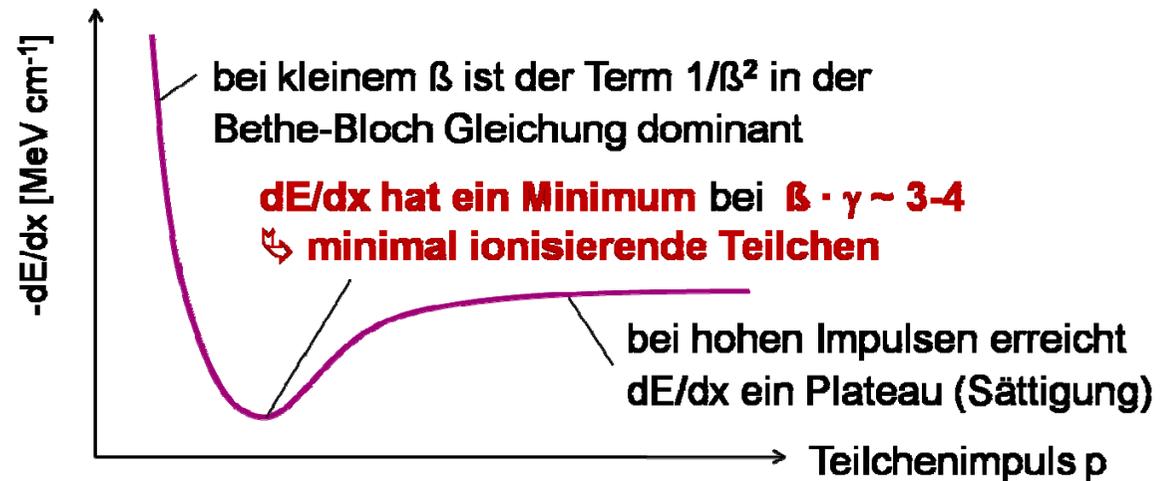
$$dE/dX \sim 2 \text{ MeV g}^{-1} \text{ cm}^2$$

- Energieverlust dE/dx ist nur abhängig von der Teilchengeschwindigkeit β und eine wichtige exp. Messgröße zur **Teilchenidentifikation** (PID):

$$p = \beta \cdot \gamma \cdot M \cdot c = \frac{\beta}{\sqrt{1 - \beta^2}} \cdot M \cdot c$$

- Fluktuationen des Energieverlust dE/dx in einem dünnen Absorber werden beschrieben durch die **Landau-Vavilov-Verteilung**:

$$\Delta E_{mp} \neq \langle \Delta E_{BB} \rangle$$



Energieverlust von Elektronen

■ Ionisationsverluste von Elektronen & Positronen:

- die identische Massen von Target (m_e) & Projektil (m_e) erfordern eine leichte Modifikation der Bethe-Bloch-Gleichung

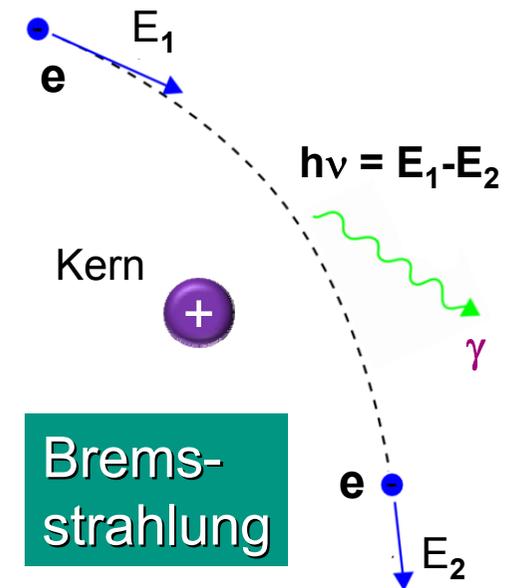
■ Bremsstrahlung:

- radiative Energieverluste dominieren bei sehr hohen Energien:

$$\left(\frac{dE}{dX} \right)_{\text{brems}} = \frac{4 \cdot \alpha^3 \cdot N_0 \cdot Z^2}{m^2 \cdot A} \cdot \ln \left(\frac{183}{Z^{1/3}} \right) \cdot E = \frac{1}{X_0} \cdot E$$

N_0 : Avogadrozahl

= 1 / Strahlungslänge X_0



Bremsstrahlungsverluste

- nehmen linear mit der Energie E des Teilchens zu
- sind nur wichtig für leichte Teilchen (e^- e^+), da

$$\sigma_{\text{Brems}} \sim 1/m^2$$

Bsp: Myon-Elektron Verhältnis $dE/dx \sim (m_e/m_\mu)^2 \approx 2.2 \cdot 10^{-5}$

Anwendung: Myon Collider

Strahlungslänge X_0

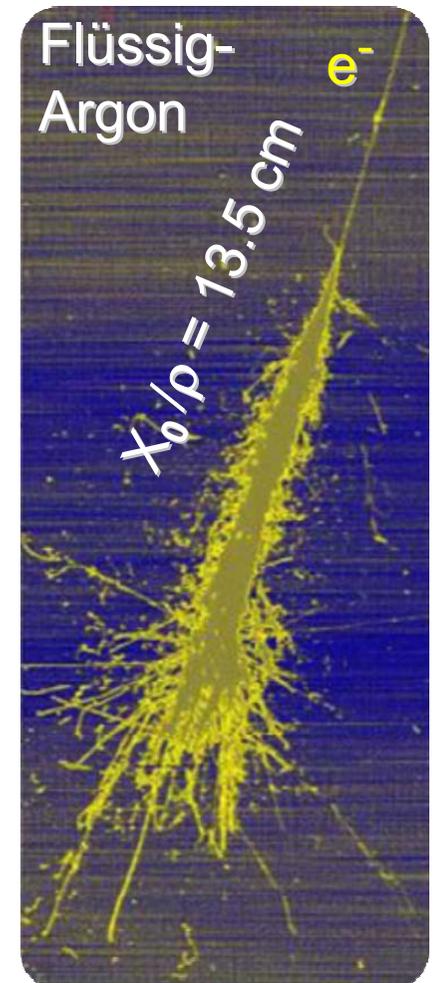
■ Strahlungslänge X_0 ist eine material-abhängige Größe:

- wird im allgemeinen in $[g/cm^2]$ angegeben
- mit der Absorber-Dichte ρ ergibt sich X_0/ρ in $[cm]$
- nimmt ab mit Kernladung Z ($X_0 \sim 1/Z^2$)
- **wichtig zur Beschreibung von elektromagnetischen Schauern:** gibt an, nach welcher Strecke die Energie eines relativistischen e^- auf $1/e$ abgefallen ist & wie groß die freie Weglänge Λ eines hochenergetischen γ ist

Material	X_0 [g / cm ²]
H ₂	63
Ar	18.9
Xe	8.5
Fe	13.8
Pb	6.37
NaJ (TI)	9.5

$$E(x) = E_0 \cdot e^{-\frac{x}{X_0}}$$

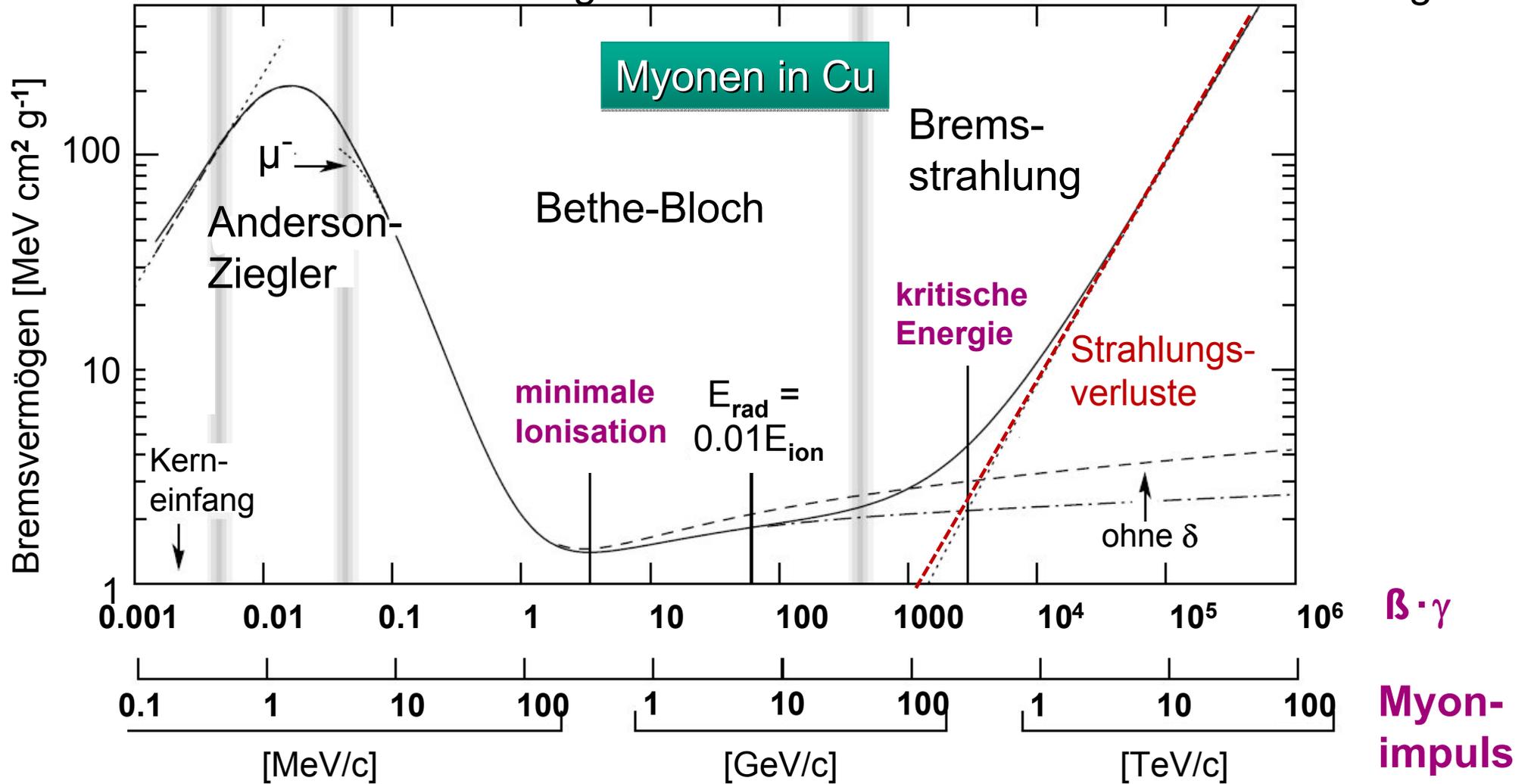
realer Schauer



Zusammenfassung:

Energieverlust geladener Teilchen durch Ionisation

- Gesamtübersicht über Energieverluste: von sub-MeV bis multi-TeV Energien



Cherenkow-Strahlung

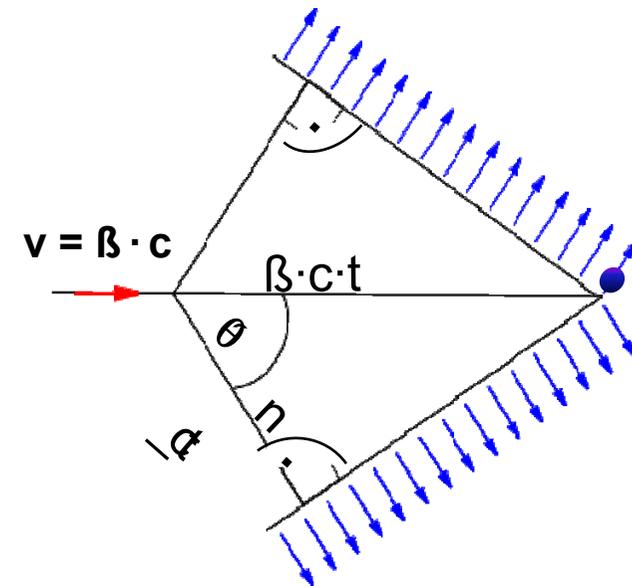
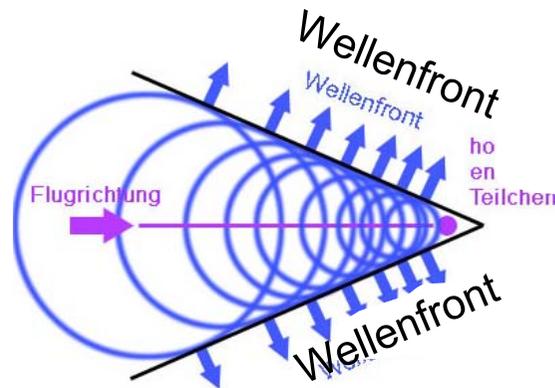
- Bewegen sich Teilchen mit $v = \beta \cdot c > c/n$ (c/n = Phasengeschwindigkeit) durch ein dielektrisches Medium, emittieren sie **Cherenkow-Strahlung**
 - klassisch: asymmetrische Polarisierung des Mediums, führt zu einem kontinuierlichen Photonenspektrum mit $I(\lambda) \sim \lambda^{-2}$
 - konstruktive Interferenz der vom Medium (Radiator) abgestrahlten Photonen erzeugt eine 'photonische Schockwelle'
 - Öffnungswinkel θ des Lichtkegels:

$$\cos \theta = \frac{c \cdot t / n}{\beta \cdot c \cdot t} = \frac{1}{\beta \cdot n}$$

θ abhängig von n und β



Pawel Cherenkow
(1904-1990)
Nobelpreis 1958



- Teilchen müssen sich mit einer **minimalen Geschwindigkeit $\beta > 1/n$** durch das Medium bewegen, um Cherenkow-Strahlung zu emittieren:
Möglichkeit der **Teilchendiskriminierung**: Schwellen-Cherenkow-Zähler

$$\gamma_{thres} = \frac{1}{\sqrt{1 - 1/n^2}}$$

Plexiglas (n=1.48):	$\gamma_{thres} = 1.36$	$\beta_{thres} = 0.68$
Wasser (n=1.33):	$\gamma_{thres} = 1.52$	$\beta_{thres} = 0.75$

- **Eigenschaften der Cherenkow-Strahlung:**

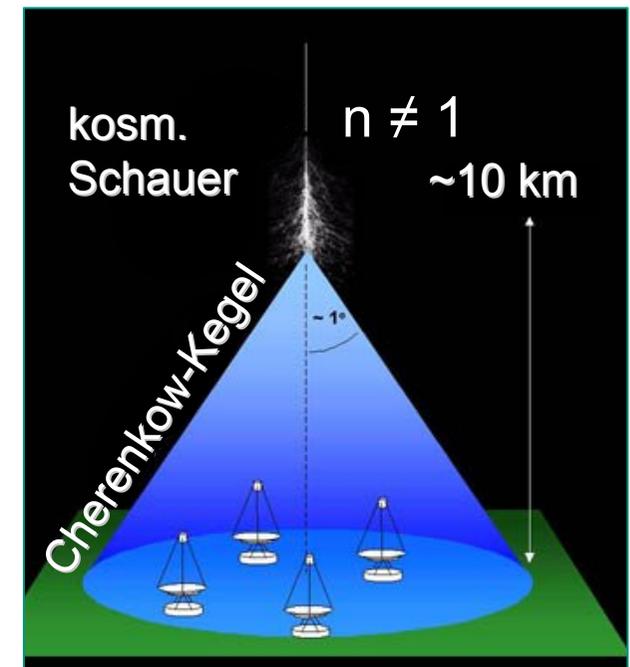
- **geringe Intensität**

es werden nur wenige Photonen pro Einheitsstrecke dx im Medium erzeugt:

z.B. für Elektronen ~ einige Hundert Photonen pro 1 MeV Energieverlust ($\sim 10^{-3}$ der Teilchenenergie wird in sichtbares Licht konvertiert)

- **spektrale Verteilung**

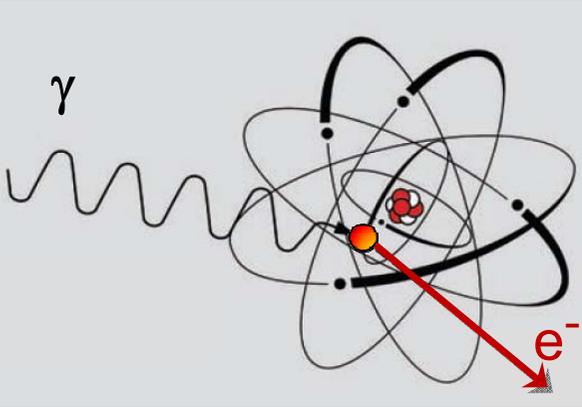
Kontinuum mit Verteilung $\sim 1/(\lambda^2)$



5.2 Wechselwirkung von Gamma-Strahlen

■ Die Wechselwirkung von Photonen erfolgt über 3 fundamentale Prozesse:

Photoeffekt

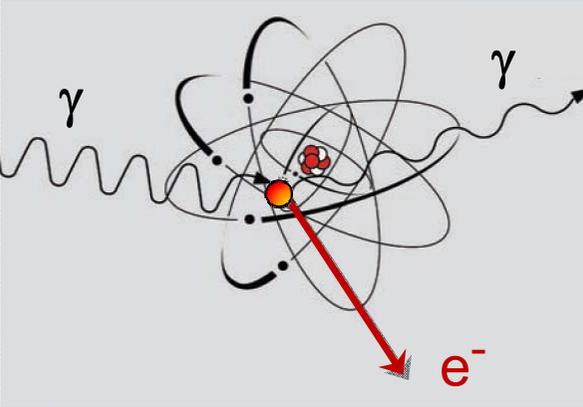


niedrige Gammaenergie



NaJ Detektor

Comptonstreuung

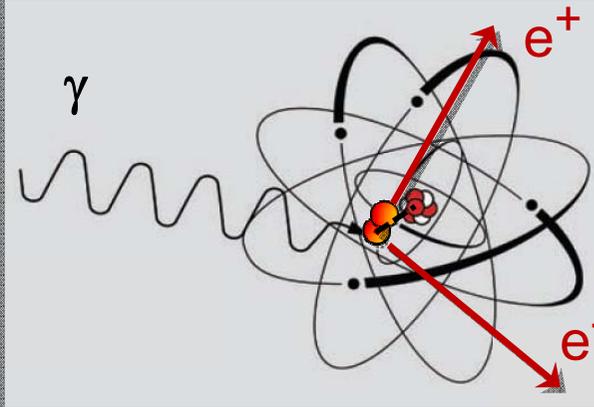


mittlere Gammaenergie

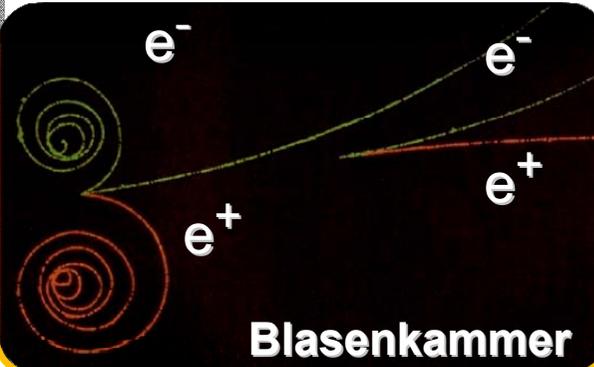


organ. Szintillator

Paarbildung



hohe Gammaenergie



Blasenkammer

Photoeffekt



- **Photoeffekt** führt zur **Absorption des Photons** & zur Emission eines Hüllenelektrons & ist wichtig für niederenergetische Gammas $E_\gamma \leq 1$ MeV, Resultat: monoenergetische Elektronen mit $E(e^-) = h\nu - E_b$

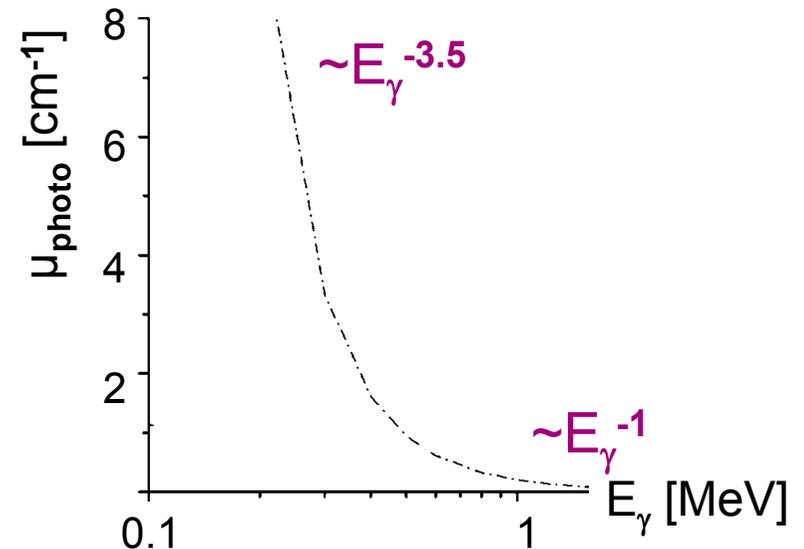
- für **niedrige** γ -Energien (K -Kante $< E_\gamma < 0.5$ MeV) gilt näherungsweise:

$$\sigma_{photo} = \frac{32\pi}{3} \cdot \sqrt{2} \cdot r_e^2 \cdot Z^5 \cdot \alpha^4 \cdot \frac{m_e^{7/2}}{E_\gamma^{7/2}}$$

$r_e = 2.8$ fm (klass. Elektronenradius)

- für **hohe** γ -Energien ($E_\gamma \gg 0.5$ MeV) gilt:

$$\sigma_{photo} = 4\pi \cdot r_e^2 \cdot Z^5 \cdot \alpha^4 \cdot \frac{m_e}{E_\gamma}$$

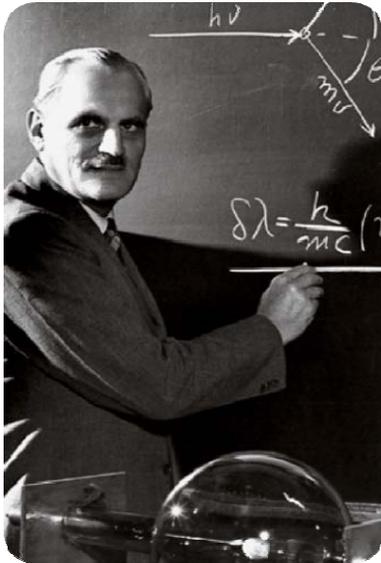


in organischen Szintillatoren C_nH_{2n} ($Z \sim 6$) praktisch kein Photoeffekt!

Photoeffekt wichtig bei niedriger γ -Energie und hoher Kernladung Z

Comptonstreuung

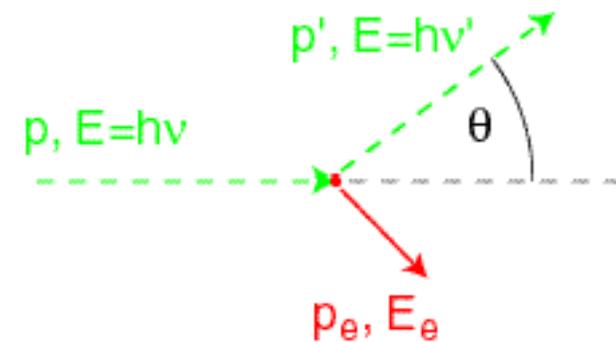
- **Comptonstreuung** bezeichnet die inelastische Streuung eines γ -Quants an den quasi-freien Hüllenelektronen
 - wichtig im Energiebereich $E_\gamma \sim 1 \text{ MeV}$
 - Korrelation zwischen Streuwinkel θ und der Wellenlänge λ' des gestreuten Gammas
 - führt zu einem **kontinuierlichen Elektronenrückstreuungsspektrum** von 0 - 'Compton-Kante'



Arthur Holly Compton
(1892-1962)
Nobelpreis 1927



for the "discovery of the effect named after him".



Comptonstreuung: Kinematik

- Bei der Compton-Streuung mit $E_\gamma \sim \text{MeV}$ sind die Bindungsenergien der Hüllenelektronen vernachlässigbar, damit ergibt sich die **Änderung $\Delta\lambda$** zu

$$\lambda' - \lambda = \frac{h}{m_e c} (1 - \cos \theta)$$

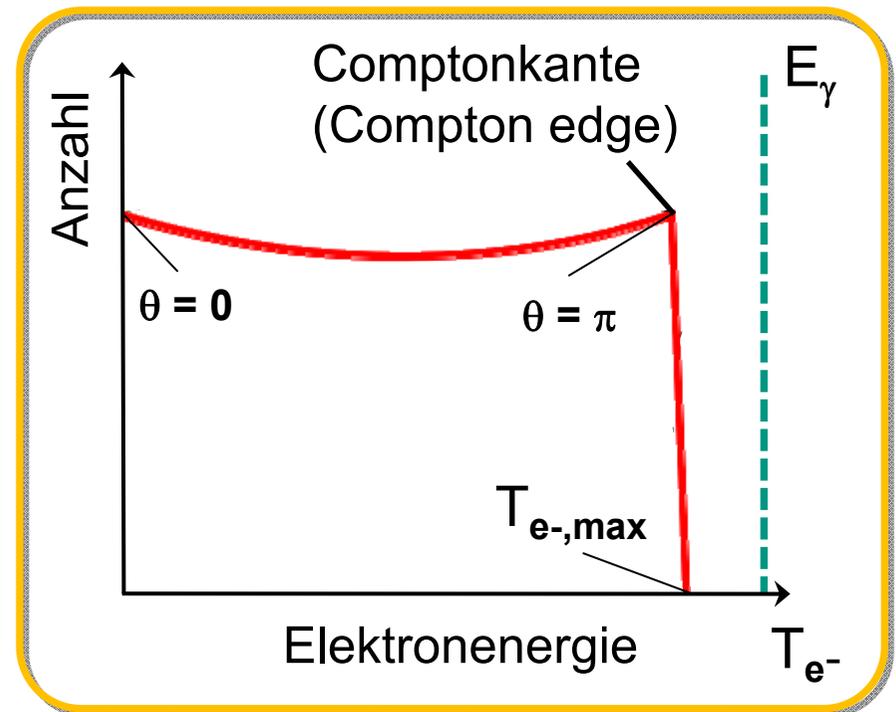
- das **Elektron** erhält beim Stoß die **kinetische Energie T_e** :

$$T_e = \frac{E_\gamma^2}{m_e c^2} \cdot \frac{1 - \cos \theta}{1 + (E_\gamma / m_e c^2) \cdot (1 - \cos \theta)}$$

- maximale Energie $T_{e,\text{max}}$ bei $\theta = \pi$ (Gamma wird rückgestreut)

$$T_{e,\text{max}} \rightarrow E_\gamma \cdot \left(1 - \frac{1}{2E_\gamma / m_e c^2} \right)$$

kontinuierliches Comptonspektrum



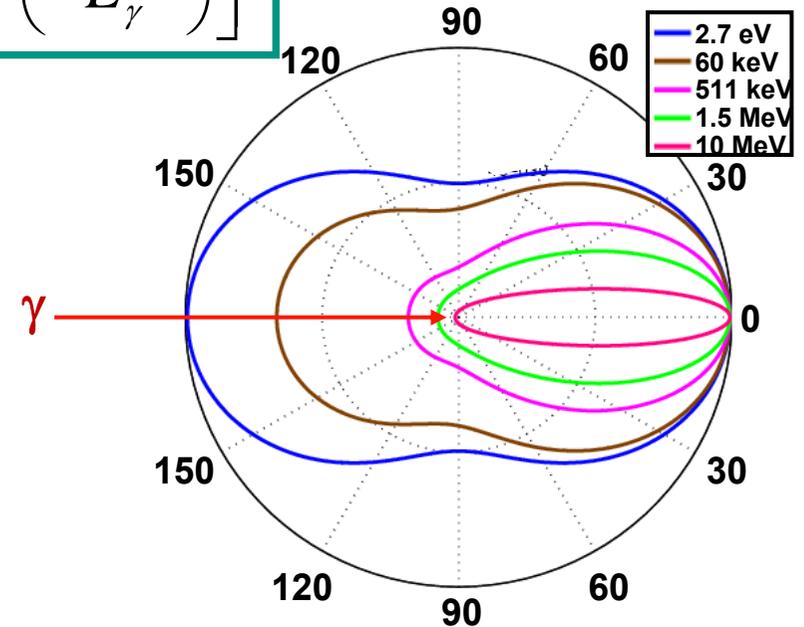
Comptonstreuung: Wirkungsquerschnitt

- Der Wirkungsquerschnitt σ_c wird durch die relativistische & quantenmechanisch korrekte **Klein-Nishina-Gleichung** beschrieben

$$\sigma_{\text{Klein-Nishina}} = \frac{m_e c^2}{E_\gamma} \cdot \pi \cdot r_e^2 \cdot \left[\frac{1}{2} + \ln\left(\frac{2E_\gamma}{m_e c^2}\right) + O\left(\frac{m_e c^2}{E_\gamma}\right) \right]$$

Compton-Streuquerschnitt s:

- fällt ab mit wachsender Energie E_γ
- proportional zur Ordnungszahl Z
- **Winkelverteilung der gestreuten γ**
 - niedrige Energie:** symmetrische vorwärts rückwärts Verteilung (Thomson-Streuung)
 - hohe Energie:** asymmetrische, vorwärtsgerichtete Verteilung (Compton-Streuung)

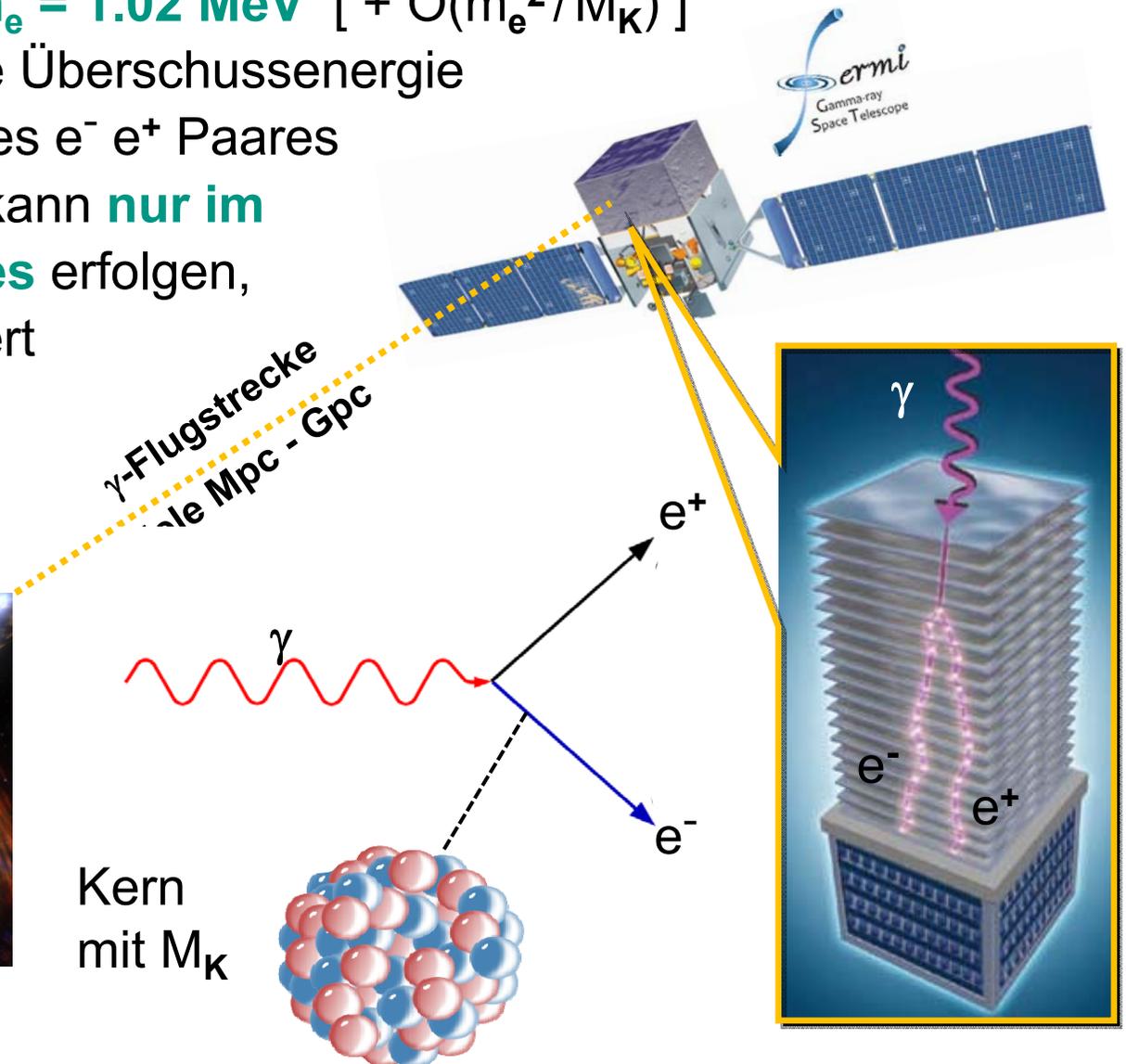
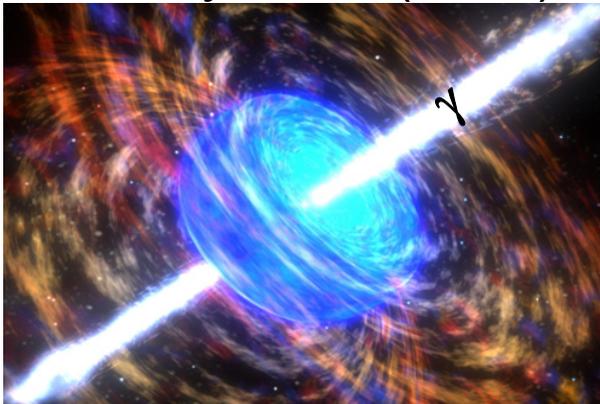


Polare Darstellung der Compton-Streuverteilung für verschiedene E_γ

Paarbildung

- **Paarbildung** $\gamma \rightarrow e^- e^+$ dominiert σ_{tot} bei sehr hohen γ -Energien ($> \text{MeV}$)
 - Schwellenenergie $E_\gamma \sim 2 m_e = 1.02 \text{ MeV}$ [+ $O(m_e^2/M_K)$]
 - Für $E_\gamma > 1.02 \text{ MeV}$ geht die Überschussenergie in die kinetische Energie des $e^- e^+$ Paares
 - Der Paarbildungsprozess kann **nur im Coulombfeld eines Kernes** erfolgen, der den Rückstoß absorbiert

Gamma Ray Burst (GRB)



- Der Wirkungsquerschnitt für Paarbildung σ_{paar} wächst bei tiefen Energien E_γ ($m_e c^2 < E_\gamma < (137/Z^{1/3}) \cdot m_e c^2$) **logarithmisch mit der Energie** an:

$$\sigma_{\text{paar}} = \frac{4 \cdot \alpha^3 \cdot Z^2}{m_e^2} \cdot \left(\frac{7}{9} \cdot \ln \left(\frac{2E_\gamma}{m_e c^2} \right) - \frac{109}{54} \right)$$

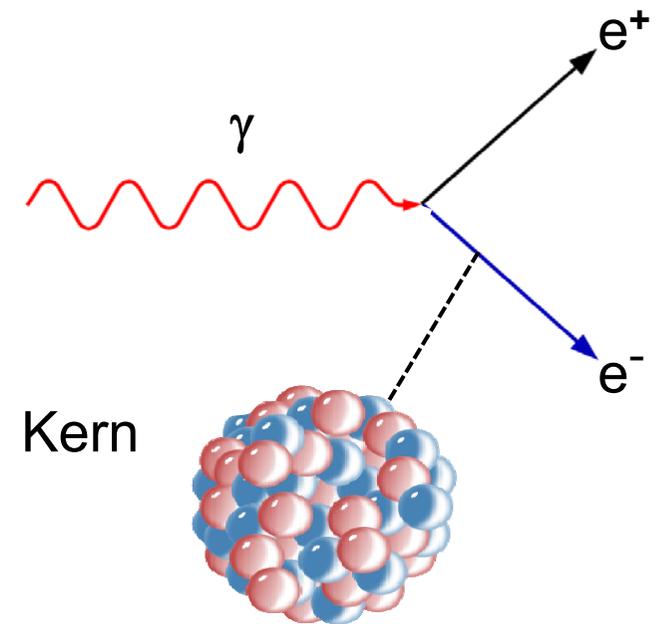
- Für sehr hohe Energien ($E_\gamma \gg 137 \cdot Z^{-1/3} \cdot m_e c^2$) geht der WQ durch Sättigungseffekte **gegen einen Grenzwert**

$$\sigma_{\text{paar}} = \frac{4 \cdot \alpha^3 \cdot Z^2}{m_e^2} \cdot \left(\frac{7}{9} \cdot \ln \left(\frac{183}{Z^{1/3}} \right) - \frac{1}{54} \right)$$

damit ergibt sich näherungsweise:

$$\Lambda_{\text{paar}} \cong \frac{9}{7} \cdot X_0$$

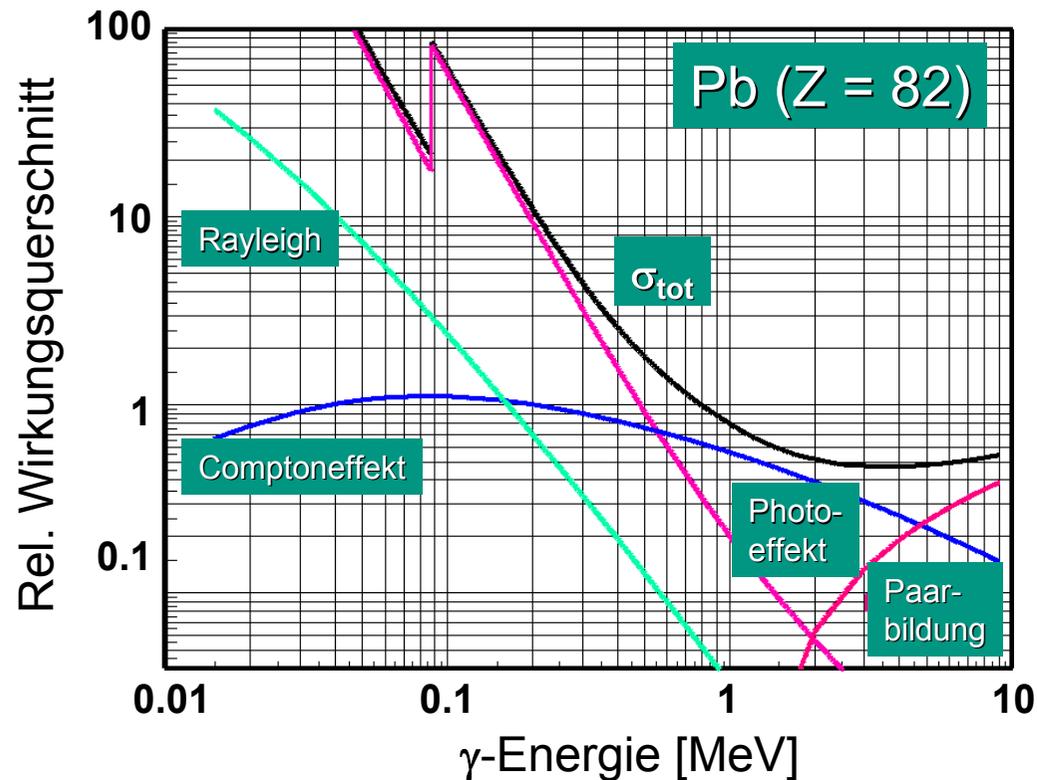
Relation zwischen
Mittlerer freier Weglänge Λ
& Strahlungslänge X_0



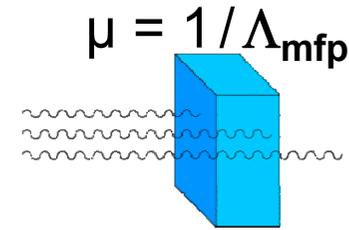
Gamma-Wirkungsquerschnitte

- die Wirkungsquerschnitte der drei Prozesse ergeben in der Kombination:

- Photoeffekt: dominiert bei **kleinem E_γ** & **großer Kernladung Z**
- Compton-Streuung: dominiert bei **mittlerem E_γ** & **niedriger Kernladung Z**
- Paarbildung: dominiert bei **hohem E_γ** & **großer Kernladung Z**



Gamma-Abschwächkoeffizient



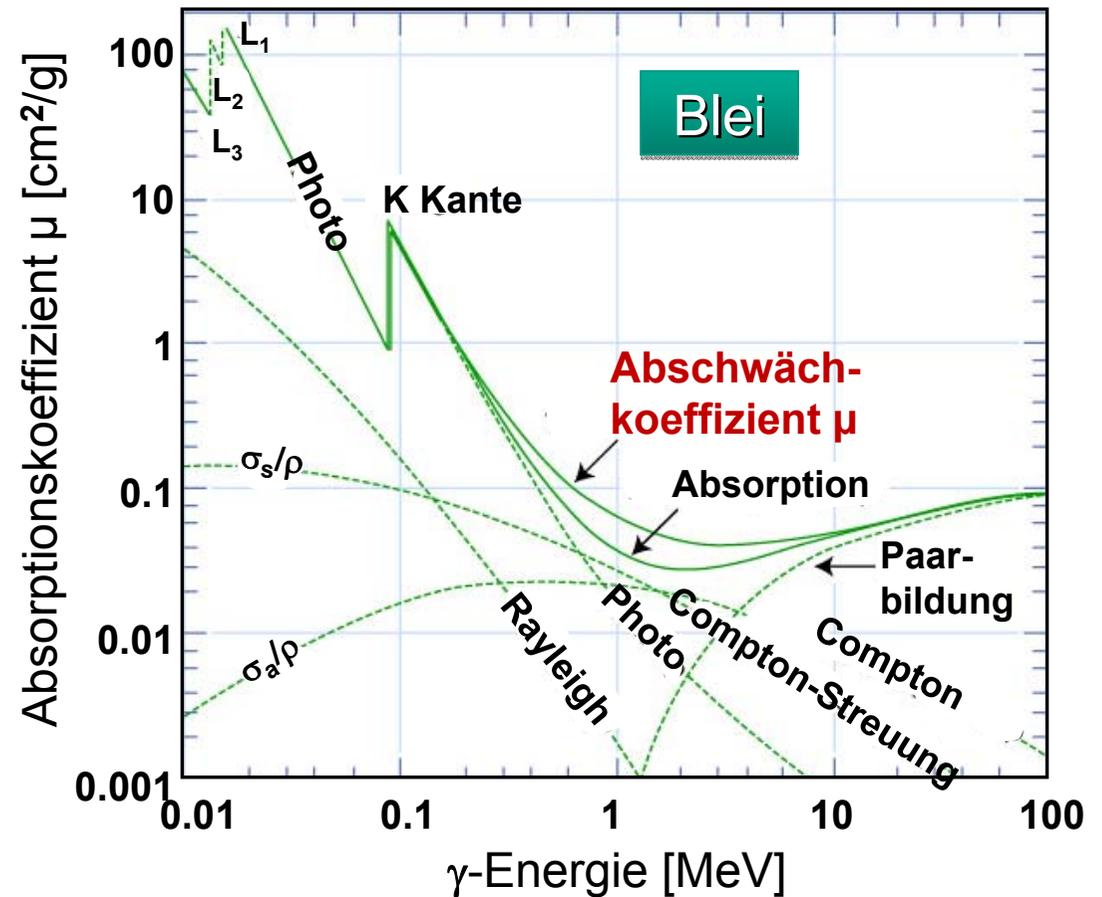
■ Massenabsorptionskoeffizient μ :

trifft ein Gammastrahl mit Intensität I_0 auf eine Materieschicht (mit Dicke x und der Massenbelegung $X = \rho \cdot x$) wird die Strahlung **exponentiell** abgeschwächt

$$I(x) = I_0 \cdot e^{-\mu \cdot X}$$

$$= I_0 \cdot e^{-\mu \cdot (x \cdot \rho)}$$

- Einheit von $\mu = [\text{cm}^2 \cdot \text{g}^{-1}]$
- $\mu = \Lambda_{\text{mfp}}^{-1}$
= inverse freie γ -Weglänge
- $\mu = n \cdot \sigma_\gamma$
 $n = \#$ der Streuzentren/g
 $[\text{cm}^2 \cdot \text{g}^{-1}] = [\text{g}^{-1}] \cdot [\text{cm}^2]$
- $\mu = n \cdot \sigma_\gamma$
 $n = \#$ der Streuzentren/ cm^3
 $[\text{cm}^{-1}] = [\text{cm}^{-3}] \cdot [\text{cm}^2]$

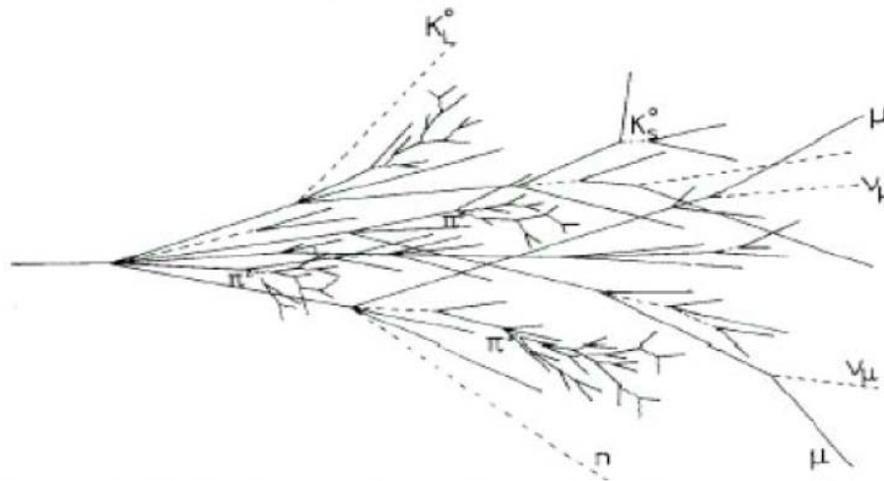


5.3 Wechselwirkung von Hadronen (Absorption)

Einfache Vorstellung:

Hadron + Kern \rightarrow

$$\left. \begin{array}{l} \pi^+, \pi^-, \pi^0 \\ + \sim 10\% K^+ K^-, K_S^0, K_L^0 \\ + \sim 5\% p, n \\ + \text{Kernfragmente} \end{array} \right\} \sigma \propto \pi R_K^2 A^{2/3} \approx 35 \text{ mb} \cdot A^{0.7}$$

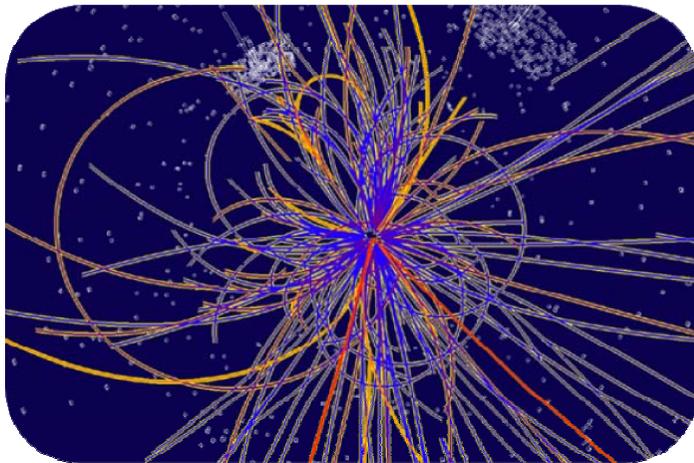
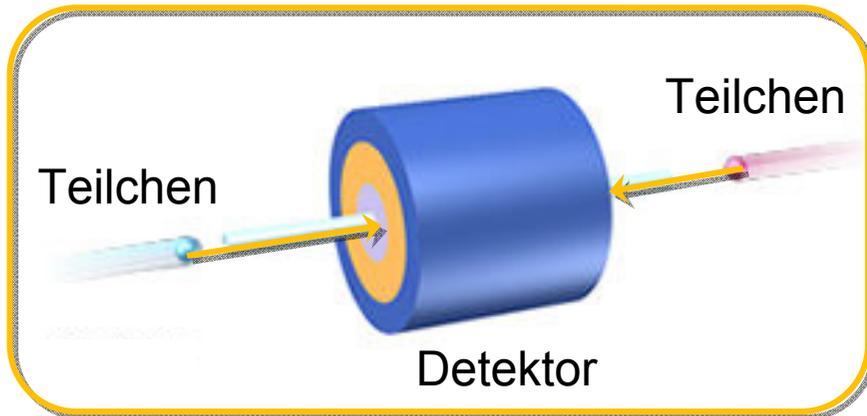


6. Detektoren und Beschleuniger

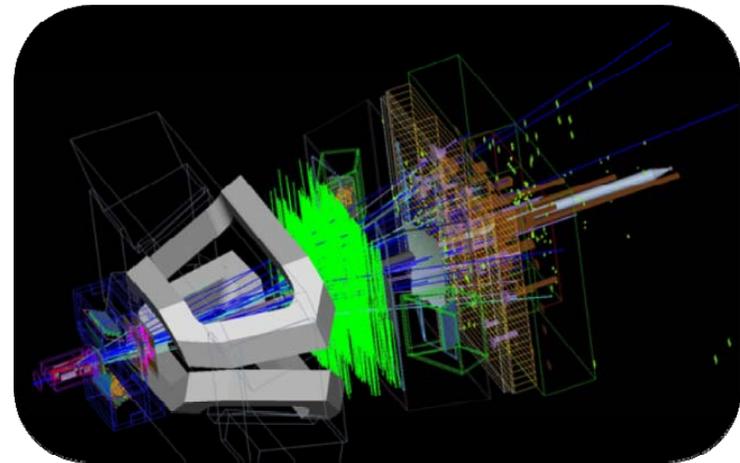
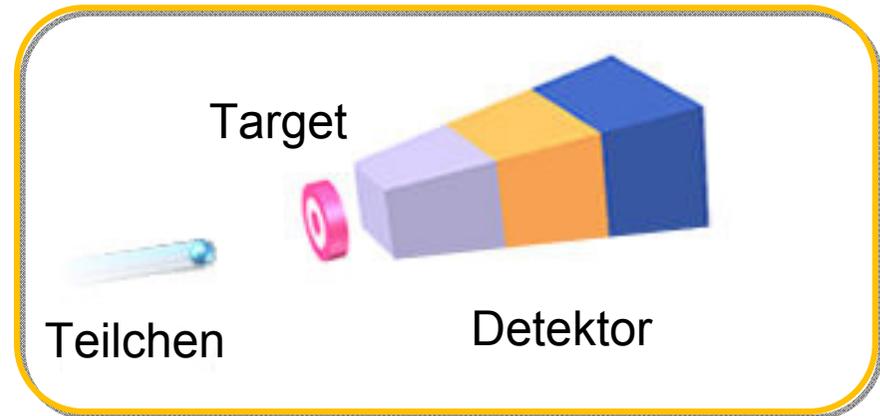
Experimente an Beschleunigern

- man unterscheidet bei Beschleunigerexperimenten zwischen 2 Anordnungen:

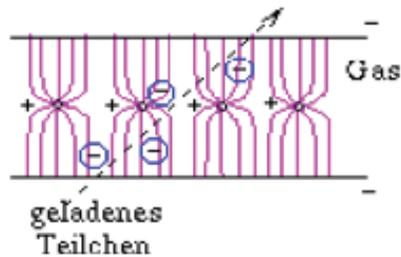
Collider Experiment



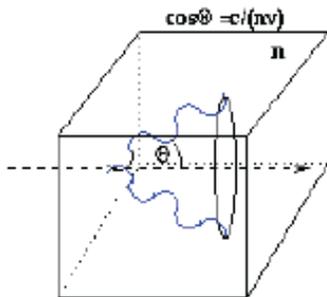
Fixed Target Experiment



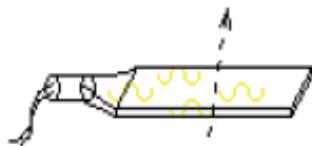
6.1 Detektoren der Teilchenphysik



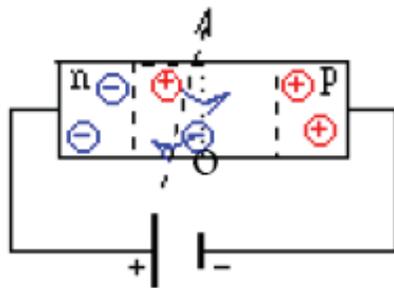
Gasdetektoren mit Ladungsnachweis durch **Ionisation**
Ladungsverstärkung bei hohen elektrischen Feldstärken
in der Nähe dünner Drähte



Cerenkov-Licht beim Durchgang von geladenen Teilchen
durch transparente Medien, wenn die Teilchengeschwindigkeit
höher als die Lichtgeschwindigkeit im Medium ist



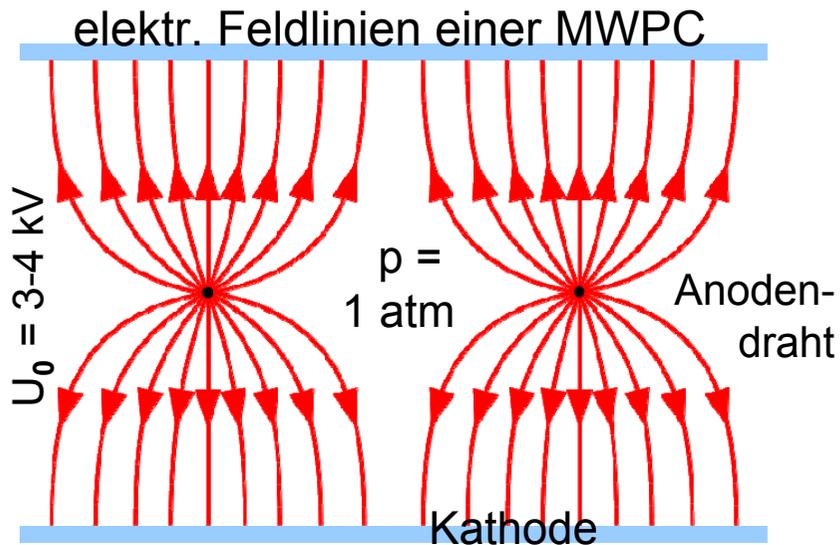
Szintillationslicht beim Durchgang von Teilchen
durch bestimmte Materialien, das mit Hilfe von
Fotoröhren (Photomultiplier) nachgewiesen wird



**Ionisation in ladungsträgerverarmten Schichten
von Halbleitern (p-n-Übergängen),**
Nachweis durch Stromfluß in Sperrichtung

1. Vieldrahtkammern – Prinzip

- **Aufgabe:** Messung der räumlichen Koordinaten einer Teilchenspur
- **Aufbau:** Großflächig, oft planar (**MWPC**: **M**ulti-**W**ire **P**roportional **C**ounter)
 - **Anode:** Dünne parallele Drähte mit $\varnothing \sim 20 \mu\text{m}$ in $d \sim 2 \text{ mm}$
 - **Kathode:** Segmentiert (Streifen) senkrecht zu Drähten (induktives Signal)
 - **Zählgas:** 80% Argon, 20% Isobutan (+ Löschgas zur Photonabsorption)G
- **Prinzip:** Verstärkung der primären Ionisation um $\sim 10^5$ am Anodendraht
Elektronen driften in die Nähe eines dünnen Drahtes
in unmittelbarer Drahtnähe $E \sim 10^4 - 10^5 \text{ V/cm}$ da $E(r) \sim 1/r$



Elektronen gewinnen zwischen zwei Stößen
($r_1 \rightarrow r_2$) $\Delta E_{\text{kin}} > I_0$ ($I_0 = 15.8 \text{ eV}$ für Argon)

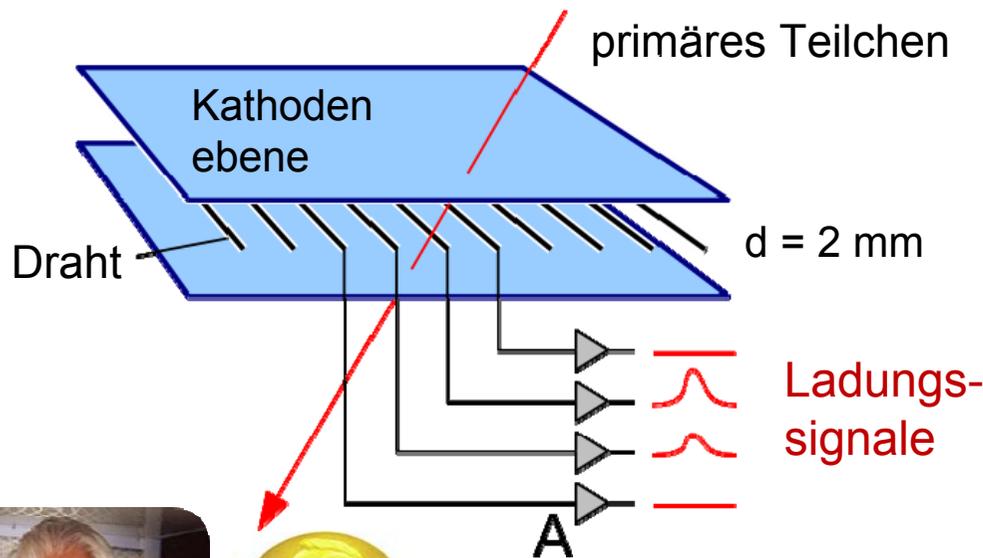
$$\Delta E_{\text{kin}} = e \cdot \int_{r_1}^{r_2} E(r) dr \sim e \cdot U_0 \cdot \ln \left(\frac{r_2}{r_1} \right)$$

↳ **Ladungsmultiplikation** (tropfenförmige Ladungsträgerlawine um Anodendraht)

Violdrahtkammern – Beispiele

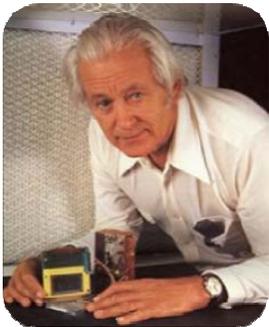
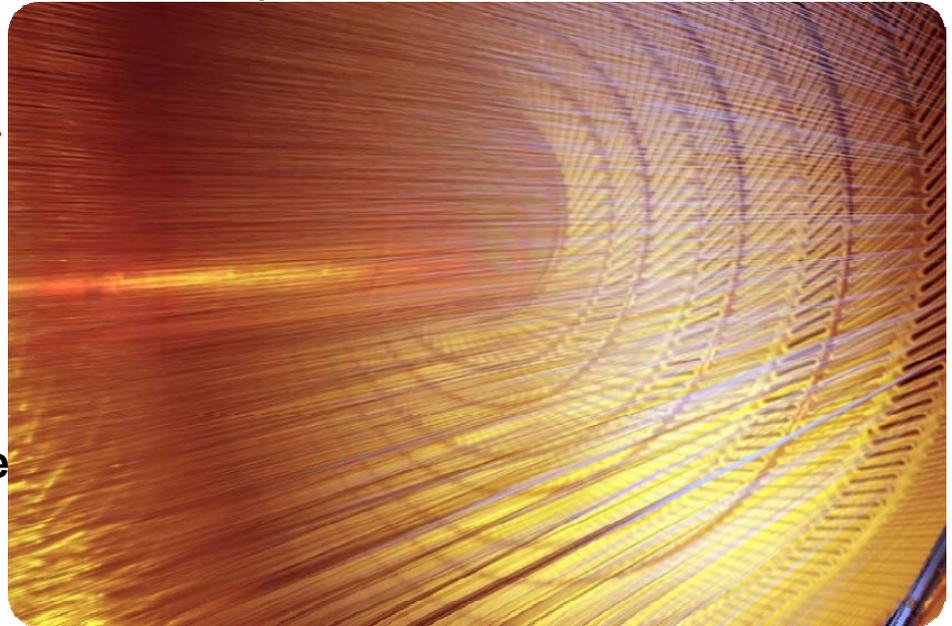
■ MWPC Eigenschaften:

- Zeitauflösung: schnelle Anodensignale ($t_{\text{rise}} \sim 0.1 \text{ ns}$)
- Ortsauflösung: für $d = 2 \text{ mm}$ $\rightarrow \sigma_x = 600 \mu\text{m}$



jeder Anodendraht arbeitet als unabhängiger Proportionalzähler

zentrale Spurkammer CDF Experiment



Nobelpreis
1992

Georges Charpak, CERN

“for his invention & development of particle detectors, in particular the multiwire proportional chamber”

Time Projection Chamber: 3-dim. Spuren

- **Spurendriftkammern** (TPCs) basieren auf der **Drift der Ladungsträger** mit konstanter Driftgeschwindigkeit v_D in einem homogenen E-Feld ($E = -dV/dz$)
 - **typische Parameter**: $E \sim 1 \text{ kV/cm}$, $v_D \sim 1-4 \text{ cm}/\mu\text{s}$, $\Delta z \sim 200 \mu\text{m}$
 - **3D**: z aus Driftzeit, (x,y) aus segmentierter Anode

