

# Wechselwirkung Elektromagnetischer Strahlung mit Materie

Beim Durchgang durch Materie wird die Intensität elektromagnetischer Strahlung geschwächt;  $\gamma$ -Quanten treten dabei in Wechselwirkung mit

- (a) Atomelektronen
- (b) Kernen
- (c) elektrischen Feldern der Elektronen und Kerne

Dabei treten Energieverluste sowie Änderungen der Ausbreitungsrichtung und Polarisation auf. Die Beeinflussungen der  $\gamma$ -Strahlung lassen sich unterscheiden als

- (i) totale Absorption
- (ii) inelastische Streuung (inkohärent)
- (iii) elastische Streuung (kohärent).

Die wichtigsten Prozesse von diesen sind

der Photoeffekt,  
der Compton-Effekt,  
die Paarerzeugung,

## Abnahme der $\gamma$ -Intensität

$$I = I_0 e^{-\xi (\mu/\rho)}$$

I        Intensität  
 $\xi$         Proben Dicke  $\text{g/cm}^2 = \rho d$   
 $\mu/\rho$     Wirkungsquerschnitt in  $\text{cm}^2/\text{mg}$

$$\mu = \tau + \sigma + \kappa$$

$\tau$         Photoeffekt  
 $\sigma$         Comptoneffekt  
 $\kappa$         Paarbildung

# Photoeffekt

## 3.2.1 Absorptionskanten

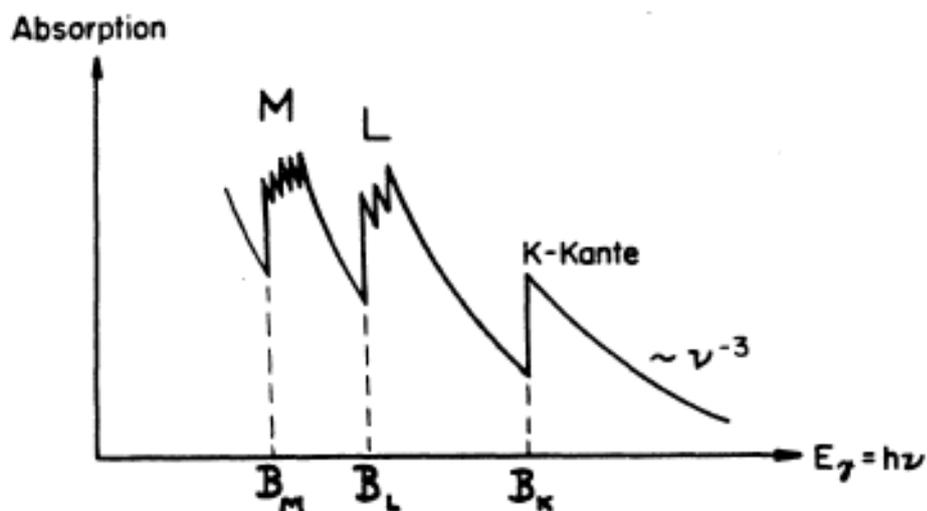
Atomelektronen können die Energie eines  $\gamma$ -Quants vollständig absorbieren. Dabei wird ein Elektron entweder auf einen gebundenen Zustand höherer Energie gehoben, oder es wird, wenn die Energie des Photons  $h\nu$  grösser ist als die Bindungsenergie  $B_e$  des Elektrons, mit der kinetischen Energie

$$T = h\nu - B_e \quad (3.1)$$

emittiert. Die Bindungsenergie eines Hüllenelektrons ist von der Kernladung  $Z$  abhängig und davon, in welcher Schale es sich befindet.

## Absorptionskanten

Ist die Energie des Photons kleiner als die Bindungsenergie des Elektrons, so reicht seine Energie nicht zur Ionisierung aus. Der Verlauf der Absorptionskurve zeigt bei  $h\nu = B_e$  einen scharfen Abfall, und zwar jeweils bei der Ionisationsenergie der K, L, M, ... Schale. So kommt der sägezahnförmige Verlauf zustande (Fig. 3.2).



# Compton-Effekt

Der Compton-Effekt beschreibt die elastische Streuung eines Photons an einem freien Elektron. Die inelastische Streuung an Atomelektronen kann als Compton-Effekt behandelt werden, wenn deren Bindungsenergie klein ist gegen die Energie  $h\nu$  des einfallenden Photons.

Dem Elektron wird bei dem inelastischen Stoß die kinetische Energie  $T$  bzw. der Impuls  $\vec{p}$  in der Richtung  $\hat{e}$  gegenüber der Einfallrichtung des Photons erteilt, während das Photon mit der Energie  $h\nu'$  unter dem Winkel  $\vartheta_T$  gestreut wird. Es werde angenommen, dass sich das Elektron vor dem Stoß in Ruhe befunden habe. Dann sind die drei Impulsvektoren  $\frac{h\nu}{c}$ ,  $\frac{h\nu'}{c}$  und  $\vec{p}$  komplanar (Fig. 3.12).

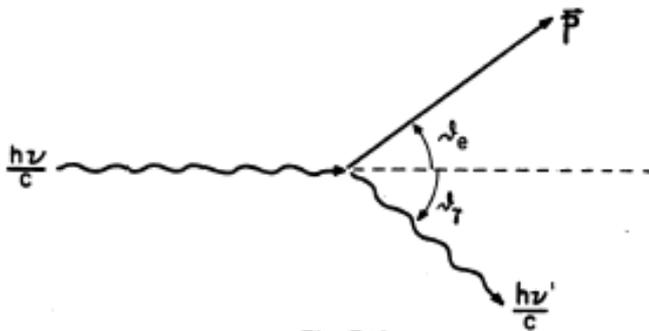


Fig. 3.12

Der Impulserhaltungssatz

ergibt für die Impulskomponenten parallel und senkrecht zur Einfallrichtung

$$\frac{h\nu}{c} = \frac{h\nu'}{c} \cos \vartheta_T + p \cos \vartheta_e \quad (3.16)$$

$$0 = \frac{h\nu'}{c} \sin \vartheta_T - p \sin \vartheta_e \quad (3.17)$$

und der Energiesatz

$$h\nu = h\nu' + T \quad (3.18)$$

## Wellenlängenänderung beim Compton-Effekt

- (a) Für das gestreute Quant gilt unabhängig von der Energie des einfallenden Photons die COMPTON-VERSCHIEBUNG (COMPTON-SHIFT)

$$\Delta \lambda \equiv \lambda' - \lambda = \lambda_c (1 - \cos \vartheta_T) \quad (3.20)$$

$\lambda, \lambda'$  sind die Wellenlängen des einfallenden und des gestreuten Photons und  $\lambda_c = \frac{h}{m_e c}$  die COMPTON-WELLENLÄNGE des Elektrons.

Folgt aus Impuls- und Energiesatz

# Wirkungsquerschnitt für den Comptoneffekt

## 3.5.1 Klein-Nishina Formel

Die klassische Behandlung der inelastischen Streuung einer elektromagnetischen Welle gilt nur für  $\epsilon \ll 1$ . Für höhere Photonenenergien ist eine relativistische, quantenmechanische Berechnung erforderlich. Klein und Nishina haben 1928 aus der Dirac-Gleichung den Compton-Wirkungsquerschnitt abgeleitet. Er lautet (s. Heitler, Quantum Theory of Radiation 1954, p. 217):

$$\frac{d_e \sigma}{d\Omega_\gamma} = \frac{1}{4} r_0^2 \left(\frac{\nu'}{\nu}\right)^2 \left(\frac{\nu}{\nu'} + \frac{\nu'}{\nu} - 2 + 4 \cos^2 \theta\right) \quad (3.27)$$

$\frac{d_e \sigma}{d\Omega_\gamma}$  ist der differentielle, auf ein Elektron bezogene Stossquerschnitt für eine linear polarisierte einfallende elektromagnetische Welle der Frequenz  $\nu$ .  $r_0$  ist der klassische Elektronenradius,  $\nu'$  die Frequenz des in den Raumwinkel  $d\Omega_\gamma$  gestreuten Strahls und  $\theta$  der Winkel zwischen den elektrischen Vektoren der einfallenden und gestreuten Welle  $\vec{E}$  und  $\vec{E}'$ .

# $e^-$ - $e^+$ -Paarerzeugung

## 3.6 Paarerzeugung

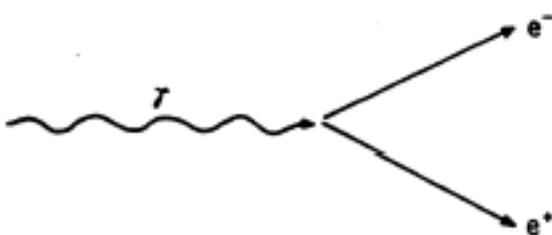


Fig. 3.20

Wenn die  $\gamma$ -Energie  $h\nu$  grösser als die doppelte Ruheenergie des Elektrons  $2m_e c^2 = 1,02 \text{ MeV}$  ist, so kann das  $\gamma$ -Quant unter gleichzeitiger Bildung eines Elektrons und eines Positrons vernichtet werden. Die überschüssige Energie übernehmen die erzeugten Teilchen als kinetische Energie.

Der Prozess der Paarerzeugung ist nur in Gegenwart eines Stosspartners möglich, da in dem System Photon-Teilchenpaar die Erhaltungssätze für Energie und Impuls nicht gleichzeitig erfüllt werden können. Die relativistischen Ausdrücke für Impuls und Energie lauten für

# Totaler Absorptionquerschnitt

Beim Durchgang eines  $\gamma$ -Strahles durch eine Materieschicht überlagern sich die drei beschriebenen Effekte. Die Abhängigkeit von der  $\gamma$ -Energie und von Z ist bei allen drei Effekten verschieden.

Die Energieabhängigkeit der Absorptions-Wirkungsquerschnitte für Photoeffekt ( $\tau$ ), Compton-Effekt ( $\sigma$ ), sowie Paarerzeugung ( $\kappa$ ) und ihre Zusammensetzung zum TOTALEN ABSORPTIONS-WIRKUNGS-QUERSCHNITT

$$\mu = \tau + \sigma + \kappa \quad (3.53)$$

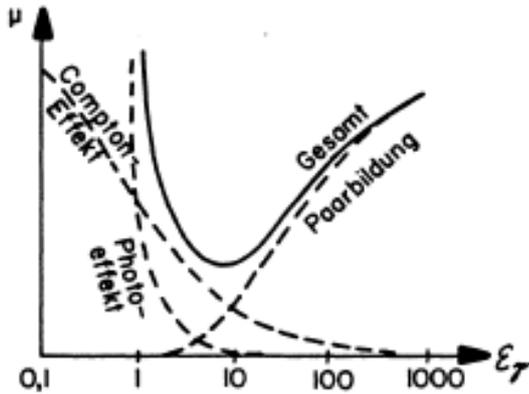
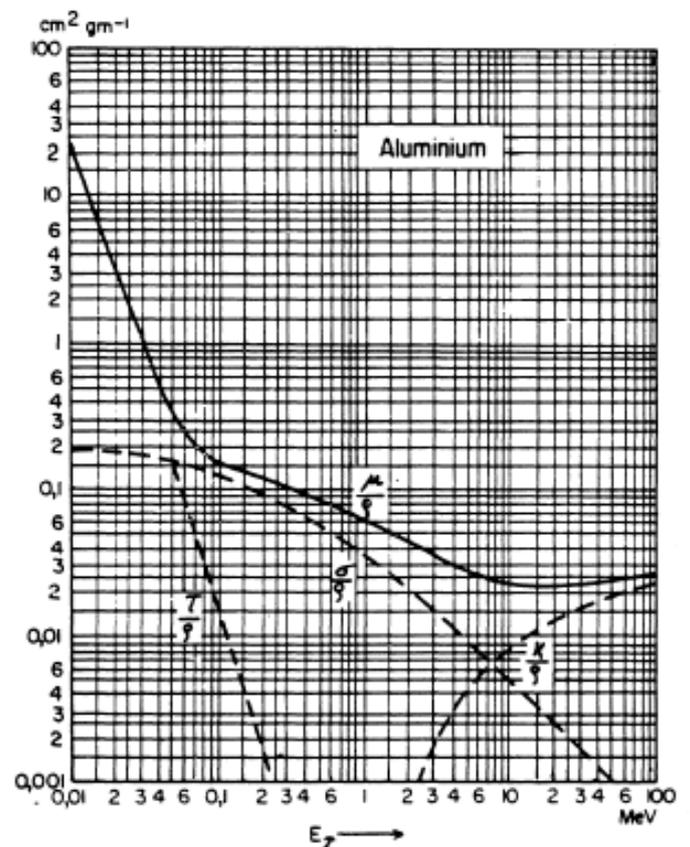
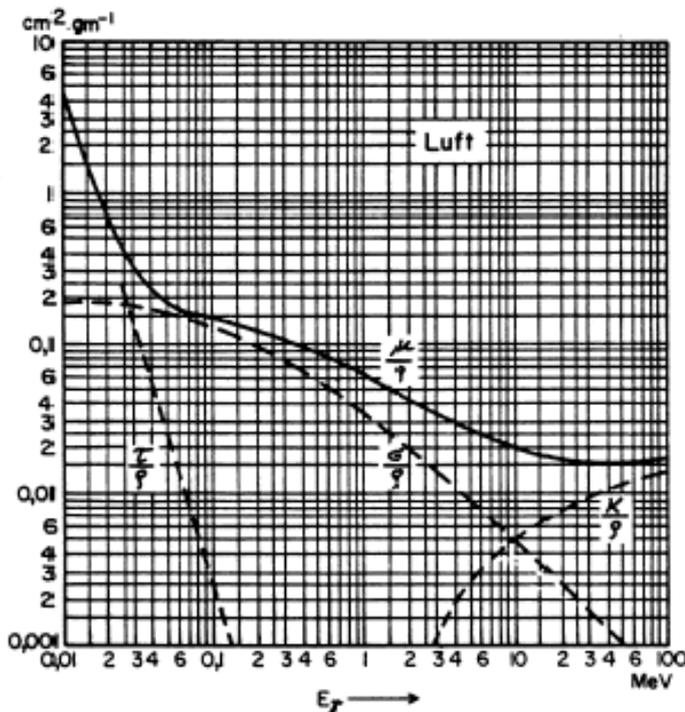


Fig. 3.24

ist in Fig. 3.24 skizziert. Der Photoeffekt geht etwa mit  $\nu^{-3}$  und nimmt für kleine Energien sehr grosse Werte an, der Compton-Effekt fällt ebenfalls zu mittleren Energien hin monoton ab, während die Paarerzeugung bei  $m_e c^2$  beginnend, als einzige mit  $\log h\nu$  ansteigt.

Die Z-Abhängigkeit ist wie folgt: Der Photoeffekt geht mit  $Z^4$  bis  $Z^5$ , der Compton-Effekt bei nicht zu kleinen Energien mit Z und die Paarerzeugung etwa mit  $Z^2$ .

## Beispiel von Absorptionswirkungsquerschnitten



## 2.6 Linearer Schwächungskoeffizient und Massenschwächungskoeffizient

In den Gleichungen (2.4) bis (2.7) erscheint der Ausdruck  $(n^{\sigma} \sigma d)$  als charakteristische Grösse für die Schwächung des einfallenden Strahles bzw. für die Zahl der Reaktionen in dem Target. Fasst man für praktische Zwecke  $n^{\sigma} \sigma$  als LINEAREN SCHWÄCHUNGSKOEFFIZIENTEN

$$\mu \equiv n^{\sigma} \sigma \quad (2.24)$$

zusammen, so wird

$$\boxed{N = N_0 e^{-\mu d}} \quad (2.25)$$

Hierin ist  $1/\mu$  diejenige Targetdicke, bei der der einfallende Strahl auf den e-ten Teil geschwächt wird.  $\mu$  hat die Dimension  $\text{cm}^{-1}$ .