

Energiemessung & Teilchenidentifikation

(Szintillatoren, Čerenkov)

Anke Wagner

Autor, Johannes Gutenberg – Universität Mainz

Ralph Böhm

Betreuer, Johannes Gutenberg – Universität Mainz

Dieser Vortrag behandelt den Energieverlust geladener Teilchen (beschrieben durch die Bethe-Bloch Formel) und die Teilchendetektion mit Hilfe von Szintillatoren.

1. Motivation

Teilchen zu identifizieren und ihre Energie zu messen ist ein wichtiger Bestandteil kernphysikalischer Experimente. Grund dafür ist, dass bei Streu- und Zerfallsprozessen Teilchen entstehen, die detektiert werden können. Mit Hilfe dieser Teilchen, ihrer Trajektorie, ihrer Energie und ihrer Art, kann man die vorangegangene Reaktion rekonstruieren. Nutzt man Energie- und Impulserhaltung aus, kann man überprüfen, ob alle Teilchen nachgewiesen werden konnten.

Es ist also wichtig für die Untersuchung einer Reaktion die Energie und die Art der entstandenen Teilchen zu bestimmen.

2. Energieverlust in Materie

A. Einleitung

Die Möglichkeit Teilchen nachzuweisen, basiert auf der Wechselwirkung von Teilchen mit Materie.

Wir betrachten hier nur geladene Teilchen, die auf verschiedene Arten wechselwirken können:

- Anregung / Ionisation
- Bremsstrahlung
- Čerenkov-Strahlung
- Kernreaktionen

Die einzelnen Prozesse sind für verschiedene Teilchen und verschiedene Energien unterschiedlich wichtig.

Der erste Punkt, die Anregung und Ionisation von Materie ist der wichtigste Punkt, da dadurch die meiste Energie abgegeben wird. Dieser Energieverlust wird von der **Bethe-Bloch Formel** beschrieben.

Bremsstrahlung beispielsweise ist nur für Elektronen und Positronen von Bedeutung (siehe 2.D).

B. Herleitung der Bethe-Bloch Formel

Wie bereits erwähnt beschreibt die Bethe-Bloch Formel den Energieverlust pro Wegstrecke durch Anregung oder Ionisation. Ihre Korrekturen berücksichtigen darüber hinaus noch die Čerenkov-Strahlung (siehe Vortrag Tobias Weber).

Im Folgenden ist die klassische Herleitung der Formel von Bohr gezeigt.

Man sieht, dass schon durch einfache, klassische Annahmen die wesentlichen Abhängigkeiten hergeleitet werden können.

Zu Beginn müssen einige Annahmen gemacht werden:

- Ein schweres geladenes Teilchen mit Ladung ze , Masse M und Geschwindigkeit v passiert ein Elektron des Materials im Abstand b
- Das Elektron ist frei, anfangs in Ruhe und bewegt sich während der Wechselwirkung kaum
- Das Teilchen wird nicht abgelenkt, da seine Masse viel größer ist ($M \gg m_e$)

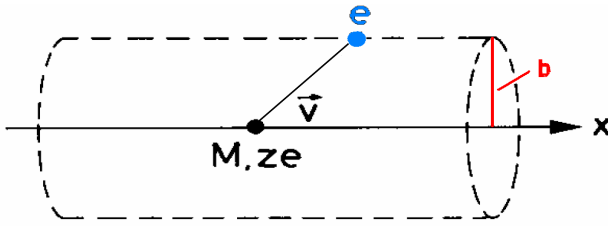


Abb.1: Zur Herleitung der Bethe – Bloch Formel

Um nun den Energieverlust des Teilchens zu berechnen, rechnet man die Impulsänderung, die das Elektron durch die Wechselwirkung erfährt, aus:

$$\Delta p = \int F dt = q \int E_{\perp} \frac{dt}{dx} dx = \frac{q}{v} \int E_{\perp} dx \quad (1)$$

Um das Integral auszurechnen benutzen wir den Gaußschen Satz über einen unendlich langen Zylinder (siehe Abb.1):

$$\int_{\partial A} E_{\perp} dA = \int E_{\perp} \cdot 2\pi b dx = 4\pi z e \rightarrow \int E_{\perp} dx = \frac{2ze}{b}$$

Wir erhalten also für den Impulsübertrag

$$\Delta p = \frac{2ze^2}{bv}$$

Und damit für den Energieübertrag

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

Wenn wir nun den gesamten Energieverlust an alle Elektronen innerhalb eines Intervalls $[b, b+db]$ mit Elektronendichte N_e berechnen, so bekommen wir:

$$\begin{aligned} -dE(b) &= \Delta E(b) \cdot N_e \cdot dV = \frac{2z^2 e^4}{m_e b^2 v^2} \cdot N_e \cdot 2\pi b db dx \\ &= \frac{4\pi z^2 e^4}{m_e v^2} N_e \frac{db}{b} dx \end{aligned} \quad (3)$$

Um nun den gesamten Energieverlust für alle möglichen Stoßparameter b zu erhalten, integrieren wir beide Seiten über b :

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

Als Integrationsgrenzen können wir nicht Null und Unendlich verwenden. Für Null würde der Energieübertrag unendlich werden. Im Unendlich haben wir keine Wechselwirkung mehr, da hier nur Coulombkräfte eine Rolle spielen. Wir müssen also sinnvolle Grenzen finden. Für den minimalen Stoßparameter gehen wir von einem zentralen Stoß aus, bei dem der maximale Energieübertrag gerade $\frac{1}{2} m_e (2v)^2$ ist. Für den maximalen Stoßparameter soll der Energieübertrag noch gleich dem mittleren Ionisationspotential I sein. Wir erhalten also folgende Grenzen

$$b_{\min} = \frac{ze^2}{m_e v^2}; \quad b_{\max} = \sqrt{\frac{2}{m_e I}} \frac{ze^2}{v} \quad (5)$$

Einsetzen von (5) in (4) und kürzen liefert uns

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{2\pi z^2 e^4}{m_e v^2} N_e \ln \frac{2m_e v^2}{I} \quad (6)$$

Dies ist im Wesentlichen die klassische Formel nach Bohr.

Sie gilt für α -Teilchen und schwerere Teilchen. Für leichtere Teilchen muss man quantenmechanische Korrekturen berücksichtigen. Die quantenmechanische Herleitung liefert die Bethe-Bloch Formel

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_A r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left[\ln \left(\frac{2m_e \gamma^2 v^2 W_{\max}}{I^2} \right) - 2\beta^2 \right]$$

Wobei

N_A : Avogadrozahl

r_e, m_e : kl. Elektronenradius und -masse

ρ : Dichte des Targetmaterials

Z, A : Ordnungs- und Massenzahl des Targets

Z : Ladung des Teilchens

v : Teilchengeschwindigkeit

W_{\max} : maximaler Energieübertrag bei Stoß

Es gibt noch zwei zusätzliche Korrekturterme, die Schalen- und die Dichtekorrektur.

Erstere ist wichtig für kleine Energien (siehe Abb.2) und berücksichtigt, dass das Projektil

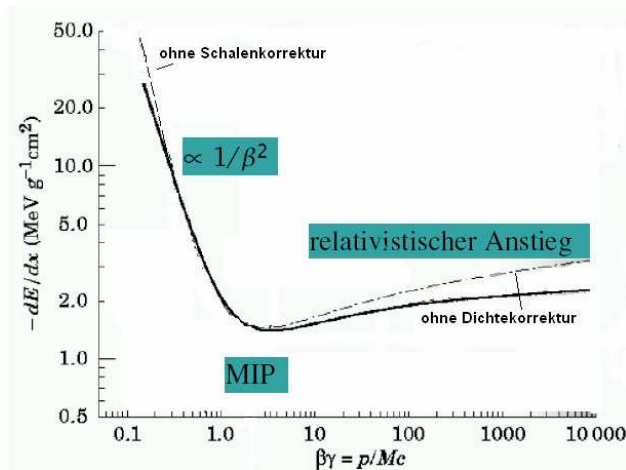


Abb.2: Verlauf der Bethe – Bloch Formel (massenunabhängige Skala)

dann eine ähnliche Energie hat wie das Elektron und dessen Bewegung nach dem Stoß nicht mehr vernachlässigt werden kann. Zweitens ist wichtig bei größeren Energien und ist darin begründet, dass das Teilchen die Targetatome polarisiert und das elektrische Feld so für weiter entfernte Teilchen abgeschirmt wird.

C. Diskussion der Bethe-Bloch Formel

Der Energieverlust ist ein statistischer Prozess. Die Bethe-Bloch Formel beschreibt den **mittleren** Energieverlust pro Wegstrecke. Sie hat einen großen Gültigkeitsbereich von $0,1 < \gamma\beta < 100$, gilt jedoch nicht für Elektronen und Positronen (siehe D).

In Abbildung 2 ist der Verlauf der Bethe-Bloch Formel dargestellt. Wie in der Kernphysik üblich wurde durch die Dichte geteilt. Auf der x-Achse wurde $\gamma\beta$ aufgetragen, wodurch die Abhängigkeit von der Masse wegfällt. Man erkennt den anfänglichen Abfall mit β^{-2} bis hin zu einem Minimum. Teilchen hier nennt man minimal ionisierende Teilchen. Ab da ist β ungefähr konstant und der $\ln\gamma^2$ Term dominiert.

Abbildung 3 zeigt die Abhängigkeit des Energieverlustes vom Targetmaterial. Auch hier wurde wieder durch die Dichte geteilt, weshalb die Kurve für Blei am niedrigsten ist. Man sieht jedoch, dass es keine sehr großen Unterschiede zwischen den Materialien gibt.

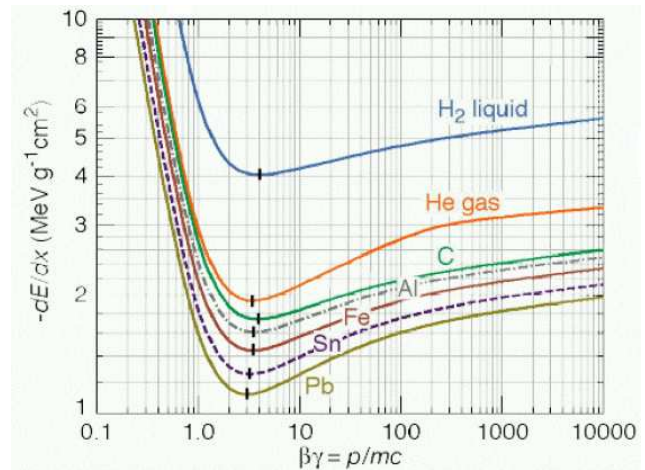


Abb.3: Abhängigkeit vom Targetmaterial

D. Energieverlust schneller Elektronen

Die Bethe-Bloch Formel ist für Elektronen und Positronen ungültig, da

- Die Annahme der viel größeren Projektilmasse nicht mehr richtig ist → Projektil wird abgelenkt
- Der Energieverlust durch Bremsstrahlung wichtig wird
- Für Elektronen die Teilchen ununterscheidbar werden

Der Energieverlust pro Wegstrecke für Elektronen ist die Summe aus Energieverlust durch Anregung/Ionisation und Energieverlust durch Bremsstrahlung:

$$-\frac{dE}{dx} = \left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{ion}} + \left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{brems}}$$

Der erste Term hat nach wie vor die Form der Bethe-Bloch Formel, wenn auch ein wenig modifiziert.

Der zweite Term sieht wie folgt aus

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{brems}} = 4\alpha \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{mc^2}\right)^2 N_A \rho \frac{Z^2}{A} z^2 E \ln\left(\frac{183}{Z^{1/3}}\right)$$

und dominiert ab der kritischen Energie

$$E_c = \frac{800 \text{ MeV}}{Z + 1,2}$$

(siehe Abbildung 4).

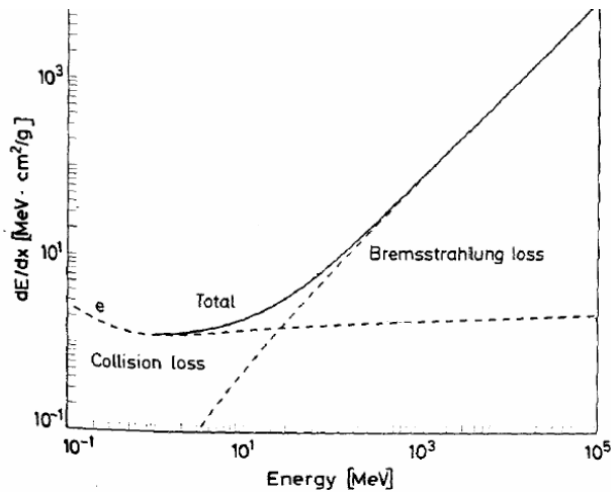


Abb.4: Energieverlust schneller Elektronen

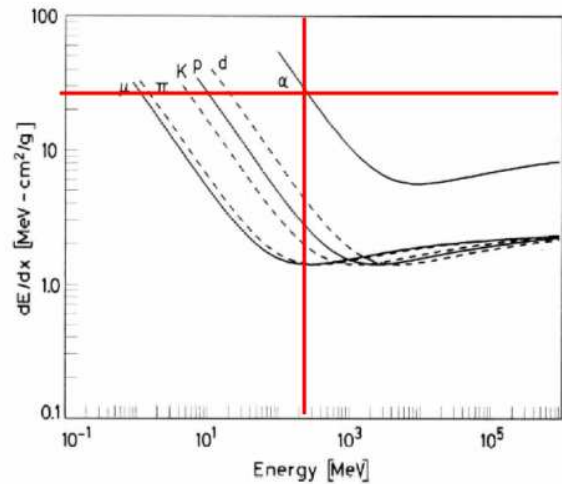


Abb.7: Teilchenidentifikation

3. Teilchenidentifikation

Trägt man den Energieverlust über die Impulse auf (siehe Abb.5), so ist die Skala nicht mehr massenunabhängig. Teilchen mit dem gleichen Impuls, aber anderer Masse haben unterschiedliche Werte für γ und β , was in verschiedenen Kurven für verschiedene Teilchen resultiert.

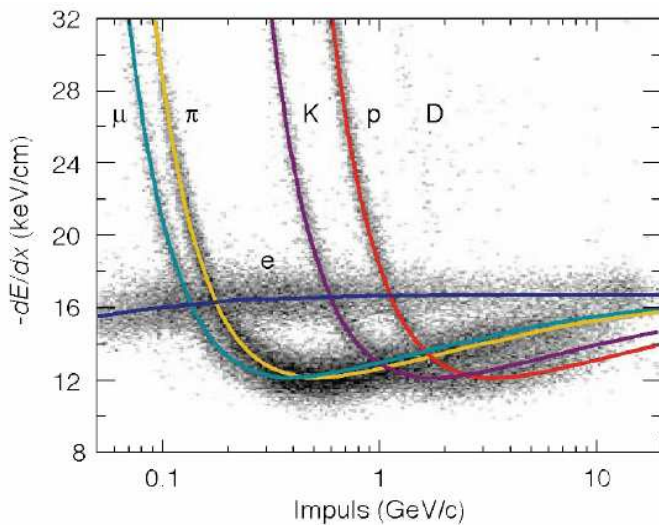


Abb.5: Energierlust abhängig vom Impuls

Dies macht man sich im $\Delta E/E$ -Verfahren zu nutze.

Hier wird in einem dünnen Detektor ΔE

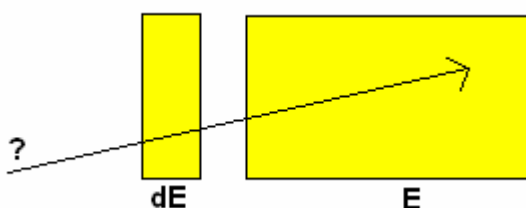


Abb.6: Aufbau des $\Delta E / E$ – Verfahrens

gemessen und in einem ausreichend großen Detektor die Gesamtenergie E des Teilchens. Trägt man beide Werte in den Graphen ein, so erhält man einen Schnittpunkt auf der Kurve des detektierten Teilchens.

4. Szintillationsdetektoren

Szintillationsdetektoren sind die am meisten genutzten Teilchendetektoren in der Kern- und Teilchenphysik.

Ihre Funktionsweise beruht darauf, dass es Materialien gibt, die Licht aussenden, wenn ein Teilchen mit ihnen wechselwirkt.

Ein Photomultiplier wandelt dann dieses Licht in ein elektrisches Signal um.

Es gibt verschiedene Formen von Szintillatoren: z.B.: anorganische, organische, Glas- oder Edalgasszintillatoren, wobei hier nur die beiden ersten behandelt werden.

Das ideale Szintillationsmaterial sollte folgende Eigenschaften haben:

- Hohe Effizienz bei Umwandlung des Energieverlusts der geladenen Teilchen in Szintillationslicht
- Lineare Umwandlung
- Medium sollte für eigenes Licht transparent sein
- Zerfallszeit der angeregten Zustände sollte kurz sein → schnelle Signale
- Material sollte auch für den Bau großer Detektoren geeignet sein

Es gibt jedoch kein Material, das all diese Kriterien gleichzeitig zu 100% erfüllt, weshalb man einen Kompromiss treffen muss.

A. Organische Szintillatoren

In organischen Szintillatoren entsteht das Licht durch Übergänge innerhalb eines Moleküls. Typischerweise handelt es sich um C-H-Verbindungen mit delokalisierten π -Elektronen (Bsp.: Benzolring).

Organische Szintillatoren haben niedrige Ordnungszahlen und typische Zerfallszeiten von wenigen Nanosekunden, was sehr schnell ist.

Wird ein Molekül angeregt, so geht es in einen höheren Zustand über (siehe Abb.8). Befindet es sich dann in einem höheren Vibrationsniveau so geht es strahlungsfrei in das niedrigste über, um sich mit den Nachbarmolekülen im Gleichgewicht zu befinden. Auch höhere Zustände als der erste angeregte Zustand regen sich strahlungsfrei in diesen ab. Dieser hingegen regt sich unter Emission von Strahlung wieder in den Grundzustand ab.

Durch so genanntes Inter-System Crossing kann das Molekül vom Singulett in den längerlebigen Triplettzustand übergehen und dort unter Ausstrahlung von Phosphoreszenz in den Grundzustand übergehen.

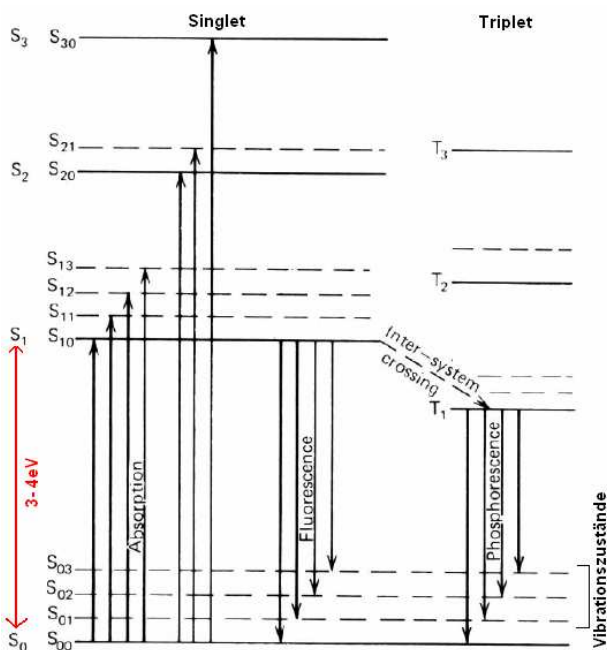


Abb.9: Energielevels eines organischen Moleküls

B. Organische Szintillatoren

Anorganische Szintillatoren bestehen meistens aus Kristallen aus Alkalimetallen und Halogenen. Es liegt also eine Bänderstruktur vor (siehe Abb.9).

Durch Anregung gehen die Elektronen über ins Leitungsband, oder aber, wenn ihre Energie nicht groß genug ist, ins Exzitonenband, wo sie an die Löcher gebunden bleiben und als Elektron-Loch-Paar durch den Kristall wandern.

Exzitonen, bzw. Elektronen wandern durch den Kristall bis sie einen Aktivator gefunden haben. Dieser zeichnet sich dadurch aus, dass seine Energieniveaus in der verbotenen Lücke des Kristalls liegen. Sie regen ihn an und er regt sich unter Emission von Licht wieder in den Grundzustand ab. So ist gewährleistet, dass auch dieses Material transparent für das eigene Licht ist.

Anorganische Szintillatoren haben im Gegensatz zu organischen hohe Ordnungszahlen, längere Zerfallszeiten von einigen 100ns, dafür aber bessere Lichtausbeuten.

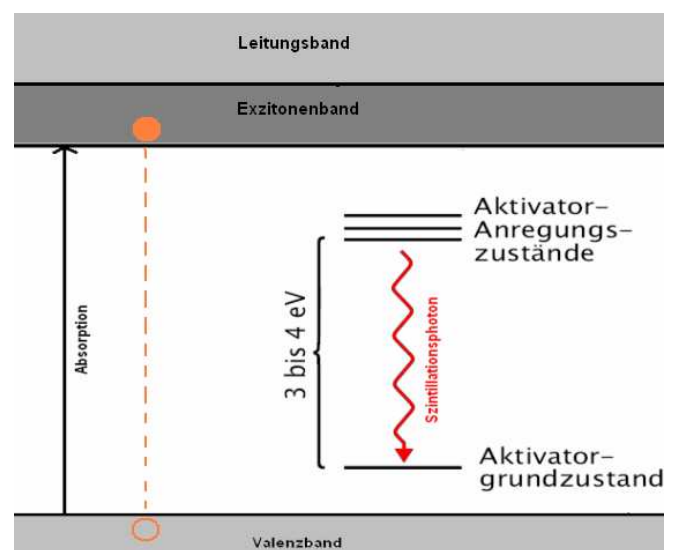


Abb.10: Bandstruktur eines anorganischen Kristall

C. Photomultiplier

Der Photomultiplier wird gebraucht, um das Szintillationslicht in ein elektrisches Signal umzuwandeln.

Das eintreffende Photon schlägt aus der Photokathode ein Elektron heraus (siehe Abb.11).

Dieses wird durch eine positive Spannung zur ersten Dynode beschleunigt, wo es mehrere Elektronen herausschlägt. Diese werden zur zweiten Dynode beschleunigt, jedes schlägt wieder mehrere Elektronen heraus usw. bis schließlich an der Anode ein messbares Signal entsteht.

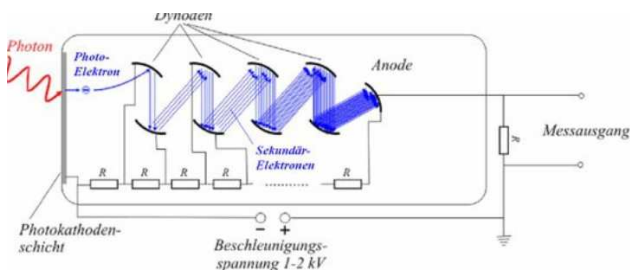


Abb.12 : Aufbau Photomultiplier

5. Zusammenfassung

Wie wir gesehen haben führen schon einfache klassische Annahmen zu den wesentlichen Abhängigkeiten des Energieverlusts pro Wegstrecke.

Die Bethe-Bloch Formel selbst beinhaltet auch quantenmechanische Effekte und hat einen großen Gültigkeitsbereich.

Sie ist jedoch nicht gültig für Elektronen und Positronen.

Mit ihrer Hilfe und mit Szintillatoren kann man mit dem $\Delta E/E$ -Verfahren Teilchen identifizieren.

Wir haben des Weiteren gesehen, dass sowohl anorganische als auch organische Szintillatoren ihre Vorteile haben und man individuell entscheiden muss welcher für das einzelne Experiment der bessere ist.

6. Danksagung

Ich möchte mich bei Ralph Böhm, für seine Hilfe bei diesem Vortrag bedanken.

Bei Fragen konnte ich immer zu ihm kommen und er gab mir wichtige Ratschläge bezüglich Inhalt und Aufbau.

7. Quellenangaben

W.R. Leo, „Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments“, Springer Verlag

G.F. Knoll, *Radiation detection and measurement*, John Wiley and Sons

„Vortrag über Wechselwirkung von Teilchen/Strahlung mit Materie“, „Szintillatoren“ von Dr. Manfred Krammer, Wien

<http://www.ipp.phys.ethz.ch/education/lectures/ws0506>