

Reichweite von β -Strahlen

- Atommodell:

Nach dem Bohrschen Atommodell besteht ein Atom aus dem positiven Atomkern und der negativen Elektronenhülle. Der Durchmesser eines Atoms beträgt etwa 10^{-10} m, der Durchmesser des Kerns etwa 10^{-14} m. Der Kern enthält fast die gesamte Masse des Atoms. Er besteht aus **Protonen** (p) und **Neutronen** (n). Das Proton trägt eine positive Elementarladung ($e = +1,6 \cdot 10^{-19}$ As), das Neutron ist elektrisch neutral.

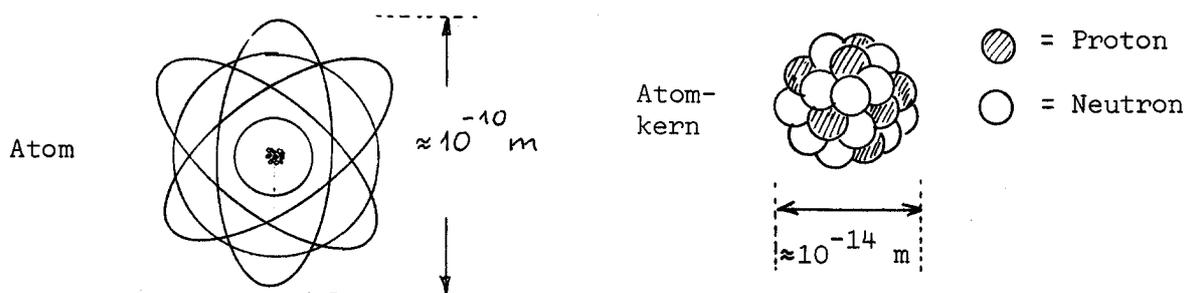


Abb. 10.1: Atom und Atomkern

Protonen und Neutronen sind Elementarteilchen und werden auch als **Nukleonen** (Kernbausteine) bezeichnet. Ihre Ruhemassen sind:

$$\begin{aligned} \text{Ruhemasse des Protons:} & \quad m_p = 1,6726 \cdot 10^{-27} \text{ kg} \\ \text{Ruhemasse des Neutrons:} & \quad m_n = 1,6749 \cdot 10^{-27} \text{ kg} \end{aligned}$$

Zum Vergleich:

$$\text{Ruhemasse des Elektrons:} \quad m_e = 0,9109 \cdot 10^{-30} \text{ kg}$$

Proton und Neutron haben also fast gleich Masse.

Als Nukleonenzahl oder **Massenzahl A** eines Kerns bezeichnet man die Summe aus der **Protonenzahl Z** und der **Neutronenzahl N** im Kern:

$$A = Z + N$$

Die Protonenzahl Z ist gleich der **Ordnungszahl** eines Elementes im Periodensystem der Elemente. Die Kräfte, die in einem Atomkern die Nukleonen zusammen halten, heißen **Kernkräfte**. Es sind sehr starke Kräfte, jedoch von sehr kurzer Reichweite ($\approx 10^{-15}$ m). Nach dem Coulomb-Gesetz müßte ein Kern, da er nur positive Ladungen enthält, auseinander fliegen. Bei geringen Abständen der Nukleonen sind jedoch die Kernkräfte größer als die Coulombschen Abstoßungskräfte. Die Energie, die man aufwenden muß, um einen Kern in seine Nukleonen zu zerlegen, heißt **Bindungsenergie** E_B des Kerns. Sie steigt mit zunehmender Nukleonenzahl an (bei Uran ca. 1800 MeV). Berechnet man die Bindungsenergie pro Nukleon, so ergibt sich für mittelschwere und schwere Kerne ein Wert von ca. 8 MeV. Für leichte Kerne ist sie geringer. Es treten dort große Unregelmäßigkeiten auf (s. Abb. 10.2).

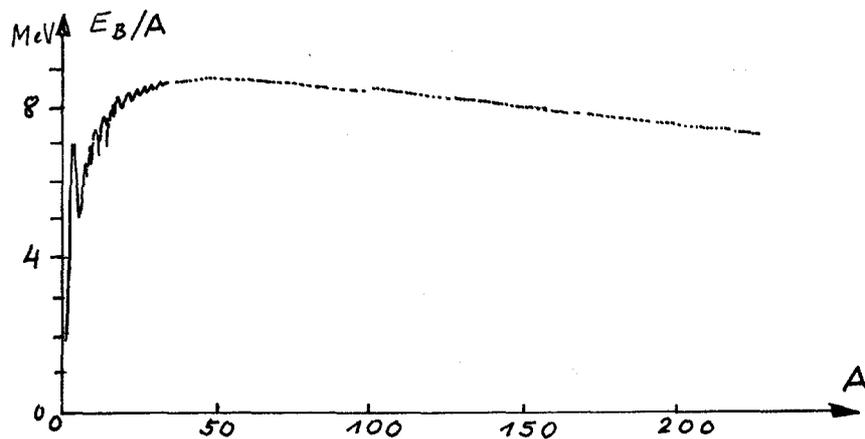


Abb.10.2 Bindungsenergie pro Nukleon als Funktion der Massenzahl.

Die Masse des Atomkerns m_{Kern} ist immer kleiner als die Summe der Massen der einzelnen Nukleonen im ungebundenen Zustand. Beim Zusammenbau eines Kerns aus den einzelnen Nukleonen tritt also ein **Massendefekt** Δ_m auf:

$$\Delta_m = m_p \times Z + m_n \times N - m_{\text{Kern}}$$

Dieser Massendefekt tritt als Bindungsenergie gemäß der Einsteinschen Beziehung $E = \Delta m \times c^2$ in Erscheinung (c: Lichtgeschwindigkeit).

Für jede Anzahl von Protonen gibt es eine ganz bestimmte Anzahl von Neutronen, für die der Atomkern die größte Bindungsenergie besitzt, d.h. für die er am stabilsten ist. Bei den leichten Kernen sind Protonen und Neutronen in ungefähr gleicher oder genau gleicher Anzahl vorhanden, d.h. $N/Z \approx 1$. Für zunehmend schwerere Kerne steigt das Verhältnis N/Z an. Bei Uran ist $N/Z = 1,6$.

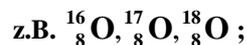
Zur Charakterisierung eines Atoms wird die Massenzahl A des Atomkerns als oberer Index und die Protonenzahl Z als unterer Index vor das chemische Symbol X des betreffenden Atoms gesetzt:



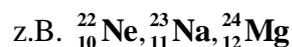
Ein Atom (Kern + Hülle) wird auch als **Nuklid** bezeichnet. Die Hülle enthält soviele Elektronen, wie der Kern Protonen hat.

Man bezeichnet als

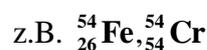
Isotope: Nuklide mit gleicher Protonenzahl, aber verschiedener Massenzahl (d.h. verschiedener Neutronenzahl),



Isotone: Nuklide mit gleicher Neutronenzahl, aber verschiedener Massenzahl (d.h. verschiedener Protonenzahl),



Isobare: Nuklide mit gleicher Massenzahl,



Der einfachste Kern ist der Wasserstoffkern. Er besteht aus nur einem Proton. Man kennzeichnet das Nuklid also mit ${}^1_1\text{H}$. Wasserstoff hat noch zwei Isotope: Deuterium ${}^2_1\text{H}$ und Tritium ${}^3_1\text{H}$, die auch mit D und T abgekürzt werden. Der Kern des Deuteriums heißt Deuteron, der des Tritiums Triton. Das Tritium ist nicht stabil (**b**-Zerfall).

Das im Periodensystem folgende Element ist das Helium (He). Sein Kern besteht aus 2 Protonen und 2 Neutronen: ${}^4_2\text{He}$. Es gibt noch ein Heliumisotop, nämlich ${}^3_2\text{He}$.

Die einzelnen Isotope kommen in der Natur mit unterschiedlicher Häufigkeit vor. So ist das Deuterium mit einer Häufigkeit von 0,01 % gegenüber dem normalen Wasserstoff vorhanden.

Nur bei 21 Elementen gibt es ein einziges stabiles Isotop (z.B. ${}^9_4\text{Be}$, ${}^{19}_9\text{F}$). Zur Charakterisierung eines Nuklids wird statt ${}^A_Z\text{X}$ auch die Schreibweise **X-A** verwendet, d.h. man stellt die Massenzahl A dem chemischen Symbol nach, ohne Angabe der Ordnungszahl Z, da diese bereits durch das chemische Symbol X bestimmt ist, z.B. **K-40** statt ${}^{40}_{19}\text{K}$.

- **Atomare Masseneinheit**

Unter der atomaren Masseneinheit **u** ("atomic mass unit") versteht man 1/12 der Masse des Kohlenstoffnuklids ${}^{12}_6\text{C}$. Es ist $1 \text{ u} = 1,6605 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$

- **Relative Atommasse**

Unter der relativen Atommasse A_r eines Atoms versteht man die Zahl, die angibt, wieviel mal größer seine Masse gegenüber 1/12 der Masse des Kohlenstoffnuklids ${}^{12}_6\text{C}$ ist. Für das Nuklid ${}^{12}_6\text{C}$ ist also definitionsgemäß $A = 12,000$.

1 Mol dieses Nuklids hat dann die Masse 12,000 g. Einige Werte für A_r :

$$\begin{aligned} A_r(\text{n}) &= 1,00866 \quad (\text{Neutron}) \\ A_r(\text{p}) &= 1,00727 \quad (\text{Proton}) \\ A_r({}^1_1\text{H}) &= 1,00782 \quad (\text{Wasserstoff-Atom}) \end{aligned}$$

Durch die Wahl des Kohlenstoffnuklids ${}^{12}_6\text{C}$ als Bezugsgröße (früher war es Sauerstoff ${}^{16}_8\text{O}$) sind die relativen Atommassen der Nuklide fast ganzzahlig. Sie stimmen praktisch mit der Massenzahl überein. Die in der Natur vorkommenden Elemente weichen in den relativen Atommassen aber oft beträchtlich von der Ganzzahligkeit ab (z.B. Chlor: $A = 35,45$). Dies liegt daran, daß diese Elemente Isotopenmischungen mehrerer Isotope sind.

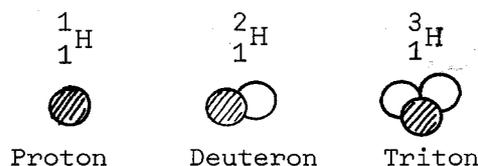


Abb. 10.3: Wasserstoffisotope

- **Radioaktiver Zerfall**

Nicht alle in der Natur vorkommenden Nuklide sind stabil. Manche, z.B. K-40, Rb-87, Th-232, U-238, wandeln sich **ohne äußeren Anlaß** unter gleichzeitiger Aussendung von Strahlung in andere Atomarten um. Man bezeichnet diese Erscheinung als **Radioaktivität**. Der radioaktive Zerfall kann durch keinerlei Maßnahmen gestoppt oder beeinflußt werden.

Die radioaktive Strahlung ist in der Regel sehr energiereich. Sie wird aus dem **Atomkern** emittiert. Der Ausgangskern wird als "Mutterkern", der neu entstandene Kern als "Tochterkern" bezeichnet. Es gibt mehrere Arten von radioaktiver Strahlung:

a - Strahlung, **b⁻** - Strahlung, **b⁺** - Strahlung, **g** - Strahlung.

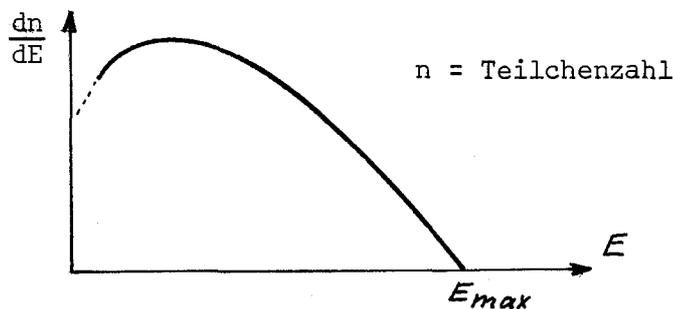
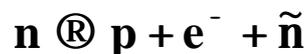


Abb. 10.4: Energie-Verteilung von **b⁻**-Strahlen

- **b⁻ - Strahlung**

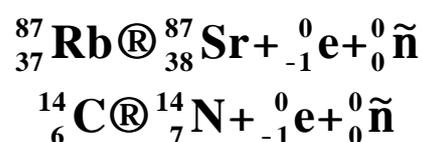
Sie ist eine Teilchenstrahlung aus **schnellen (energiereichen) Elektronen (e⁻)**. Es schien zunächst schwierig, die Herkunft der Elektronen zu erklären, da der Kern nur Protonen und Neutronen enthält. Nur unter Einführung eines neuen Elementarteilchens, des **Antineutrinos \tilde{n}** , konnte der Mechanismus des **b⁻** - Zerfalls verstanden werden, da sonst der Energie- und Spinerhaltungssatz verletzt gewesen wären. Danach wandelt sich beim **b⁻** - Zerfall ein Neutron des Kerns in ein Proton plus Elektron plus Antineutrino um:



Das Antineutrino hat keine Ladung und keine meßbare Ruhemasse, aber es führt Energie mit sich. Seine Wechselwirkung mit Materie ist sehr gering. Es ist deshalb nur schwer nachzuweisen.

Das Elektron und das Antineutrino verlassen den Kern, das Proton bleibt im Kern, so daß der neu gebildete Kern (Tochterkern) eine um 1 höhere Ordnungszahl hat. Die Massenzahl ändert sich beim **b⁻** - Zerfall jedoch nicht. **b⁻** - Zerfall tritt bei Kernen mit Neutronenüberschuß auf.

Beispiele für **b⁻** - Zerfall:



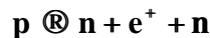
Die Energie der **b⁻** - Strahlung (Elektronen) einer bestimmten Atomart ist im Gegensatz zu

der der **a**-Strahlen nicht einheitlich. Die Energien reichen kontinuierlich von sehr kleinen Werten bis zu einer Maximalenergie E_{\max} (kontinuierliches Energiespektrum). Die Abb.10.4 zeigt den prinzipiellen Verlauf einer solchen Energieverteilung. Die Werte für E_{\max} reichen je nach Atomart von keV bis MeV. Der Grund für die uneinheitliche Energie der **b**⁻-Teilchen liegt darin, daß sich der beim **b**⁻-Zerfall eines Kerns frei werdende Energiebetrag E_{\max} statistisch auf die Energie von Elektron und Antineutrino verteilt.

- **b⁺-Strahlung**

Die **b⁺**-Strahlung besteht aus **energiereichen Positronen (e⁺)**.

Das Positron ist ein Elementarteilchen mit der gleichen Masse wie das Elektron, jedoch mit einer positiven Elementarladung. Positron und Elektron sind Antiteilchen zueinander. Beim **b⁺**-Zerfall wird ein Proton des Kerns in ein Neutron plus ein Positron plus ein Neutrino umgewandelt. Positron und Neutrino verlassen den Kern.



Beim **b⁺**-Zerfall ist also die Ordnungszahl des Tochterkerns um 1 niedriger, die Massenzahl bleibt unverändert. **b⁺**-Zerfall tritt bei Kernen mit Protonenüberschuß auf.

Beispiel:

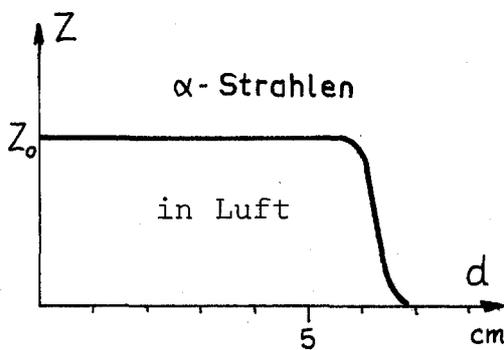


Abb. 10.9:
Eindringtiefe von **a**-Strahlung
in Luft

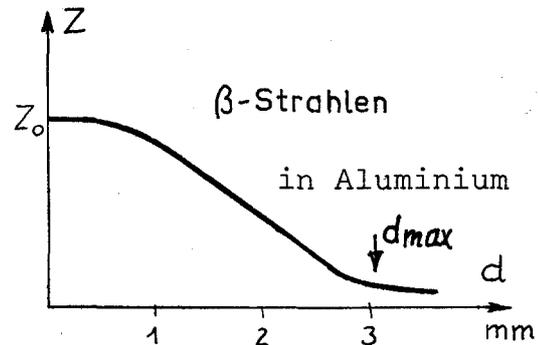


Abb. 10.10:
Eindringtiefe von **b**-Strahlung in
Aluminium

- **Reichweite von b - Strahlen**

Die Zahl der Ionenpaare, die ein **b**-Teilchen (**b⁺** oder **b⁻**) in Luft pro cm erzeugt, beträgt wegen der sehr viel geringeren Masse gegenüber **a**-Teilchen nur etwa 10 bis 100. Die Reichweiten von **b**-Strahlen in Luft betragen also etwa einige Meter. Neben der **Ionisationsbremsung** tritt bei **b**-Strahlen auch **Strahlungsbremsung** (=Abbremsung der **b**-Teilchen beim Durchgang durch das Coulomb-Feld der Atomkerne, wodurch Röntgen-

Bremsstrahlung entsteht) und **Streuung** (fortgesetzte Richtungsänderung der **b**-Teilchen) auf. Die Bahnen sind daher krummlinig.

Abb.10.10 zeigt die Reichweitenkurve in Aluminium für monoenergetische Elektronen der Energie $W_{\max} = 1,7 \text{ MeV}$. Man sieht, daß sich die Form der Reichweitenkurve für Elektronen von der für **a**-Teilchen erheblich unterscheidet. Bestimmt man die Reichweitenkurve jedoch nicht für monoenergetische Elektronen, sondern für Elektronen einer **b**-Strahlungsquelle, die ja eine Energieverteilung von kleinen Werten bis zu einem Maximalwert haben (s.Abb.10.4), so modifiziert sich die Kurve in Abb.10.10 derart, daß der lineare Verlauf im mittleren Kurvenabschnitt durch einen annähernd exponentiellen Verlauf ersetzt wird.

Bei einer für das Aluminium spezifischen maximalen Absorberdicke d_{\max} werden alle **b**-Teilchen absorbiert. Bei der Messung mit einem Zählrohr ermittelt man jedoch wie in Abb.10.10 auch bei einer Absorberdicke $d > d_{\max}$ noch eine nahezu konstante Zählrate. Ursachen sind die aufgrund der beim Aufprall von Elektronen auf Metalle auftretende Röntgen-Bremsstrahlung und der sogenannten Zählrohr-Nulleffekt. Der Zählrohr-Nulleffekt ist die Zählrate, die man bereits ohne Strahlungsquelle vor dem Zählrohr feststellt. Die stets vorhandene Umgebungsstrahlung bedingt dies. Die Reichweitenkurve mündet daher in einen annähernd horizontal verlaufenden Teil.

Trotz der komplizierten Vorgänge und der uneinheitlichen Energie der **b**-Teilchen läßt sich wenigstens näherungsweise eine **maximale Reichweite** d_{\max} angeben, die den energiereichsten Teilchen des **b**-Spektrums entspricht.

Es stellt sich heraus, daß die Reichweite der Elektronen **nur von der Dichte** des durchstrahlten Materials **und der Energie** der Elektronen abhängt. Je größer die Dichte, desto geringer die Reichweite. Näherungsweise gilt, daß die maximale Reichweite d umgekehrt proportional zur Dichte des durchstrahlten Materials ist:

$$d_{\max} = \frac{1}{r} \times R_{\max} \quad (10.9)$$

Der Faktor R_{\max} ist demnach eine **materialunabhängige**, nur noch von der Maximalenergie W_{\max} der **b**-Strahlen abhängige Größe. R_{\max} ist von der Dimension Masse/Fläche (Einheit z.B. g/cm^2 oder mg/cm^2). Für eine gegebene **b**-Energie ist also das Produkt aus maximaler Reichweite d und Dichte r für verschiedene Materialien immer dasselbe: $d_1 \times r_1 = d_2 \times r_2$

Die Indizes 1 und 2 stehen für zwei verschiedene Materialien.

• Meßgeräte für ionisierende Strahlung

Die wichtigsten Geräte zum Nachweis radioaktiver Strahlung sind: Photoplatte (Film), Geiger-Müller-Zählrohr, Ionisationskammer, Leuchtschirm (ZnS), Szintillationszähler, Halbleiter-Zähler. Mit Nebelkammer und Blaskammer lassen sich die Bahnen (Spuren) von radioaktiven Teilchen sichtbar machen. Der Nachweis von Neutronen (Neutronen ionisieren nicht direkt) erfolgt indirekt über Kernreaktionen, z.B. mit der Reaktion ${}^{10}_5\text{B}(n, \alpha){}^7_3\text{Li}$. Das dabei entstehende **a**-Teilchen kann dann mit dem Zählrohr nachgewiesen werden.

Das Zählrohr

Das Zählrohr dient zur Registrierung **einzelner** energiereicher Teilchen. Es besteht aus einem dünnwandigen Metallzylinder (oder metallisierten Glasrohr) in dessen Achse isoliert ein dünner Metalldraht (Zählrohrdraht) ausgespannt ist (Abb.10.13). Das Rohr ist mit einem Edelgas (meist Argon) unter vermindertem Druck (etwa 100 Torr) und geringen Mengen

Alkoholdampf oder Halogenen gefüllt. Zwischen Rohrwandung und Draht wird eine Spannung von der Größenordnung 1000 V gelegt (je nach Bauart und Verwendungszweck des Zählrohrs zwischen 500 und 1500 V), wobei der Draht die positive Elektrode bildet.

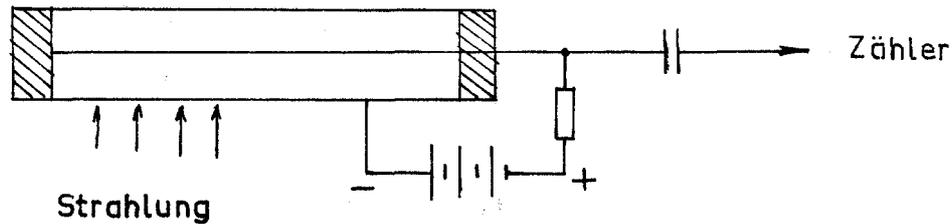


Abb. 10.13: Zählrohr zur Registrierung einzelner Teilchen

Durch die radioaktive Strahlung werden im Zählrohr zunächst, wie in der Ionisationskammer, Ionen und Elektronen gebildet (sog. Primärionen). Durch das hohe elektrische Feld werden die primär gebildeten Elektronen zum Draht hin beschleunigt und erzeugen dabei durch Stoßionisation weitere Elektronen und Ionen (Elektronenlawine). Die Zahl der Elektronen wird dadurch stark erhöht (bis zum Faktor 10^5). Auch γ -Quanten (Photonen), die v.a. im Wandmaterial des Zählrohrs gestreut werden und dort freie Elektronen erzeugen (Compton-Effekt), können über diese Sekundärteilchen nachgewiesen werden.

Bei genügend hoher Zählrohrspannung kommt es zu einer kurzdauernden Gasentladung. Der dabei auftretende Stromstoß wird verstärkt und einem Zähler zugeleitet. Die Größe des Stromstoßes ist dabei unabhängig von der Art und der Energie des Teilchens (**Geiger-Müller-Zählrohr**).

Versuchsdurchführung 10 A: Reichweite von β - Strahlen

• Aufgabe:

- Bestimmung der Reichweite d_{\max} einer β -Strahlung (Sr-90-Präparat) in Aluminium.
- Berechnung von R_{\max} und Ermittlung von W_{\max} .
- Berechnung der Reichweite d_{\max} der Strahlung in Luft und organischem Gewebe.

• Apparatur:

Zwischen Zählrohr und β -Quelle (Abb.10.14) werden Al-Plättchen gestellt und jeweils die Zählraten ermittelt.

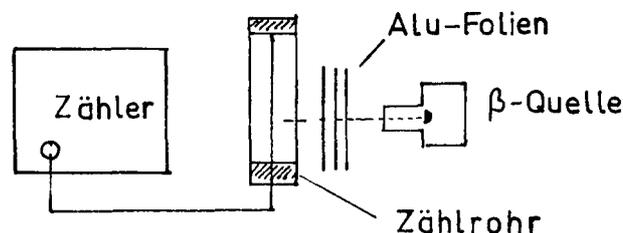


Abb. 10.14: Versuchsaufbau zur Bestimmung der Reichweite von β -Strahlung

Versuchsdurchführung:

- Man stelle nacheinander 0 bis 12 Al-Plättchen der Dicke 0,5 mm zwischen Zählrohr und Präparat und bestimme jeweils die Zählrate (erste Messung ohne Alu-Plättchen). Als Meßzeit wähle man zunächst 10 s. Sobald die Zählrate mit zunehmender Plattenzahl unter etwa 500 Impulse pro 10 s sinkt, wähle man als Meßzeit 100 s und rechne auf die Meßzeit 10 s um.
- Man trage die gemessenen Zählraten auf halblogarithmischem Papier (Papier wird gestellt) als Funktion der Plattenzahl k bzw. der Absorberdicke d auf und bestimme aus dem Diagramm die Reichweite d_{Al} (der Index "max" wird zur Vereinfachung weggelassen) und berechne daraus R_{\max} . Dichte von Alu: $2,7 \text{ g/cm}^3$.
- Eine am Arbeitsplatz vorhandene grafische Darstellung zeigt den Zusammenhang zwischen der maximalen Energie W_{\max} (in MeV) der β -Strahlen und deren Reichweite R_{\max} (in mg/cm^2) in Materie. Für den aus dem Versuch ermittelten Wert für R_{\max} entnehme man W_{\max} aus der Grafik.
- Man berechne die Reichweite d_L dieser β -Strahlung in Luft sowie die Reichweite d_{org} in organischem Gewebe.
Dichte der Luft: $1,3 \text{ g/l}$
Dichte des organischen Gewebes: $1,1 \text{ kg/dm}^3$.

- Wertetabelle

k	0	1	2	3	4	5	6
Imp/10s							
k	7	8	9	10	11	12	
Imp/10s							

- Zum statistischen Fehler

Der Zerfall der einzelnen Atome einer strahlenden Substanz erfolgt spontan und in zeitlich unregelmäßiger Weise. Der dadurch bedingte statistische Charakter der Emission von Teilchen macht sich besonders bei schwachen Präparaten bzw. bei kleinen Zählraten bemerkbar.

Aus den Gesetzen der Wahrscheinlichkeitsrechnung ergibt sich, daß bei einer gemessenen Impulszahl N ein **mittlerer statistischer Fehler s** auftritt von:

$$s = \sqrt{N}$$

Für den prozentualen Fehler gilt dann:

$$\frac{s}{N} \times 100\% = \frac{100\%}{\sqrt{N}}$$

Bei einer gemessenen Impulszahl von 100 beträgt der Fehler z.B. 10%.

Wiederholt man solche Messungen also unter gleichen Bedingungen, so streuen die Ergebnisse im Rahmen der oben angegebenen Formel.