

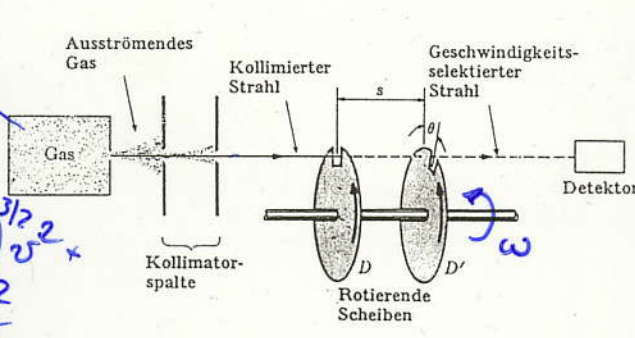
# Atom-Atom-Streuung

Voraus.: Atome mit definierter Geschwindigkeit

$N, m, T$

Maxwell'sche Geschwindigkeitsverteilung

$$w(v) = 4\pi N \left( \frac{m}{2\pi k_B T} \right)^{3/2} v^2 \cdot e^{-\frac{mv^2}{2k_B T}}$$



$$v_0 = \frac{s \cdot \omega}{\theta}$$

Abb. 10-8. Geschwindigkeitsfilter für Moleküle.

Voraus.: Gas mit reinem Gas 2, Dichte n, Streuradius r2

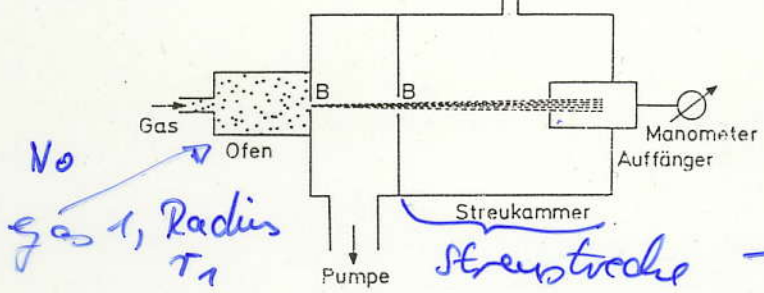
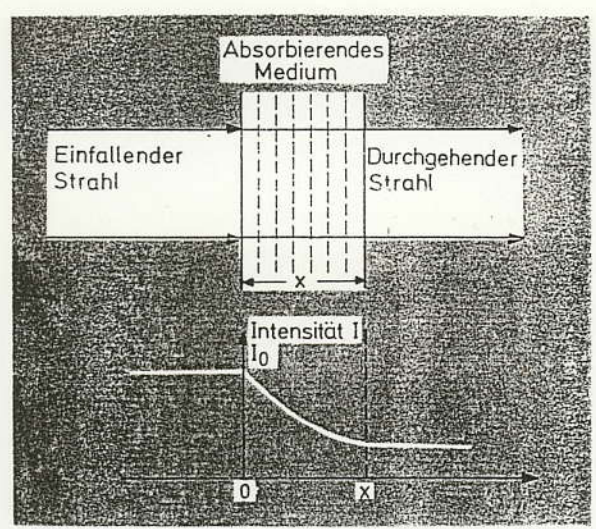


Abb. 2.6. Anordnung zur Messung von Streuquerschnitten von Atomen an Atomen. Ein Strahl von Gasatomen tritt durch die Blenden B in die Streukammer. Die Streuung an dort befindlichen Gasatomen führt zu einer Schwächung des im Auffänger ankommenden Strahles



zu zeigen:

$$N = N_0 e^{-\alpha x}$$

$\alpha$ : makroskopische Streuquerschnitt

$$\alpha = n \cdot \sigma$$

$\sigma$ : mikroskopische Streuquerschnitt

$$N = N_0 e^{-\alpha \cdot L}$$

gestreute Atome  $N_{\text{str}} = N_0 (1 - e^{-\alpha L})$

Eichung: gleiche Atome für Gas 1 und Gas 2  
 $\Rightarrow r_1$  aus Experiment

# Rutherford-Streuung

Gründigkeit  
 $v_0$   
 Masse  
 Ladung  $+2e$

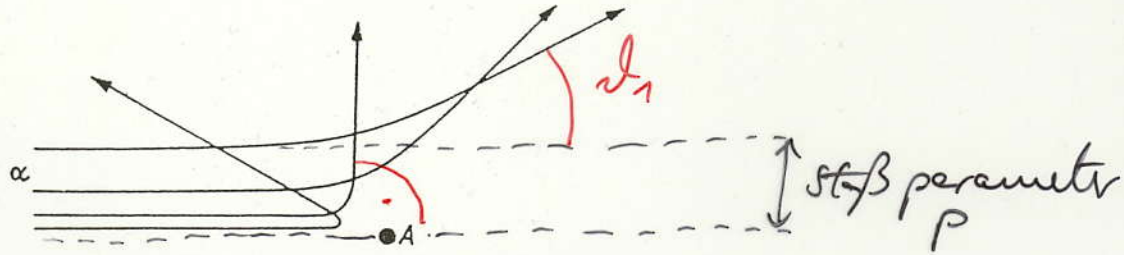


Abb. 18. Bahnen von  $\alpha$ -Teilchen, die durch den Atomkern A abgelenkt werden

## 1. Versuchsaufbau

Folie: Gold, Silber

$N(\vartheta)$   
 Zahl der auf dem Schirm auftreffender  $\alpha$ -Teilchen

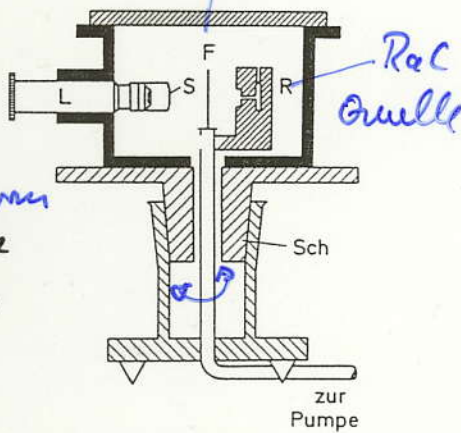


Abb. 4.4. Meßanordnung zur Untersuchung der Rutherford-Streuung:  $\alpha$ -Teilchen aus dem Präparat R werden an der Folie F gestreut. Die auf dem Szintillationsschirm S erzeugten Lichtblitze werden mit der Lupe L beobachtet. Die Anordnung ist evakuierbar und mittels des Schliffes Sch läßt sich die Beobachtungslupe L um die Folienachse drehen

## Winkelverteilung

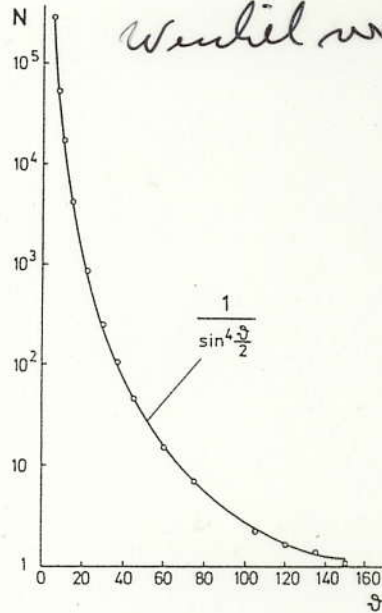


Abb. 4.5. Graphische Darstellung der Meßergebnisse von Geiger und Marsden für die Rutherford-Streuung von  $\alpha$ -Teilchen an einer Goldfolie. Aufgetragen ist die Streurrate  $N$  als Funktion des Streuwinkels  $\vartheta$ . Die ausgezogene Kurve stellt den theoretischen Verlauf für Coulomb-Streuung dar

Rutherford'sche Formel für Streuung an einer dünnen Metallfolie der Dicke  $D$  (Punktladungsverteilung)

$$\frac{dN(\vartheta, d\Omega)}{N} = \frac{z^2 e^4}{(4\pi\epsilon_0)^2} \frac{Dn}{u^2 v_0^4} \frac{1}{\sin^4 \vartheta/2} d\Omega$$

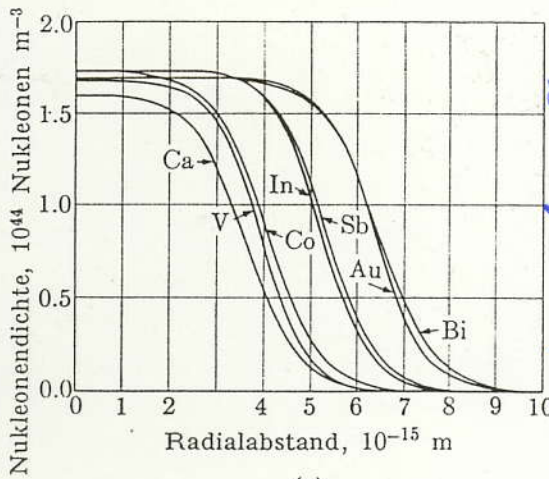
$d\Omega = \frac{F}{R^2}$  Raumwinkel

$u =$  Anzahl der Folienatome pro  $cm^3$

# Die Größe des Kerns

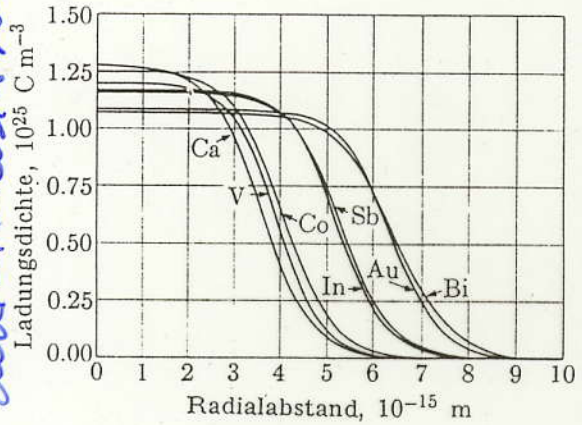
Kernradius hängt davon ab, welche Eigenschaft man wählt, um den Radius zu bestimmen.

Neutronenkern-Strom



(a)

Elektronenkern-Strom



(b)

Abb. 7-2. (a) Nukleonendichte und (b) Ladungsdichte als Funktionen des radialen Abstandes. [Nach B. D. Hahn, D. G. Ravenhall und R. Hofstadter, *Phys. Rev.* 101, 1131 (1956).]

Kernradius:  $R = r_0 \cdot A^{1/3}$   
 $A = \text{Massenzahl}$   
 $\ll R_{\text{Atom}}$

$$\left\{ \begin{array}{l} r_0 = 1,4 \cdot 10^{-15} \text{ m (Masse)} \\ r_0 = 1,2 \cdot 10^{-15} \text{ m (Ladung)} \end{array} \right.$$

Kernvolumen  $V = \frac{4}{3} \pi r_0^3 \cdot A = 1,12 \cdot 10^{-44} A \text{ m}^3$

Dichte:  $\rho = \frac{M}{V} \approx 1,5 \cdot 10^{17} \frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$   
 $\approx 10^{14}$   $\rho_{\text{molekulares Materie}}$

### 3.6.3 Spektrallinien und Bohr'sches Atommodell

#### 3.6.3.1 Spektraleigenschaften

Optische Spektren von Materie:

Linienspektren: typisch für Atome (ganz geringe Dichte)

Bandenspektren: Moleküle

kontinuierliche Spektren: Festkörper und Gasen hoher Dichte

Emission:

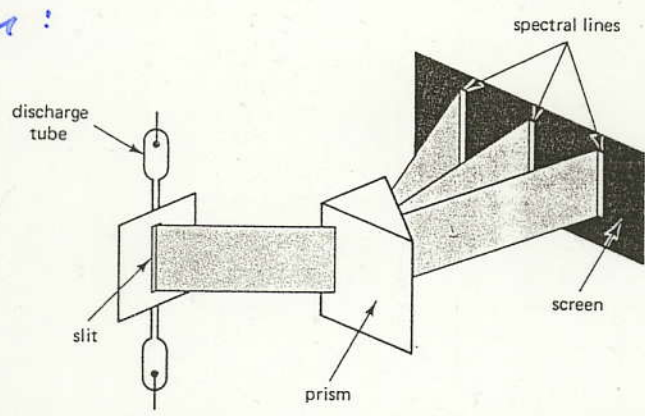


Fig. 4.3 Analysis of light by means of a prism. Each separate color of light emerging from the slit gives rise to a separate spectral line on the screen.

Es werden die gleichen Linien beobachtet, Absorptionsspektren weniger Linien

Absorption:

"weißes" Licht

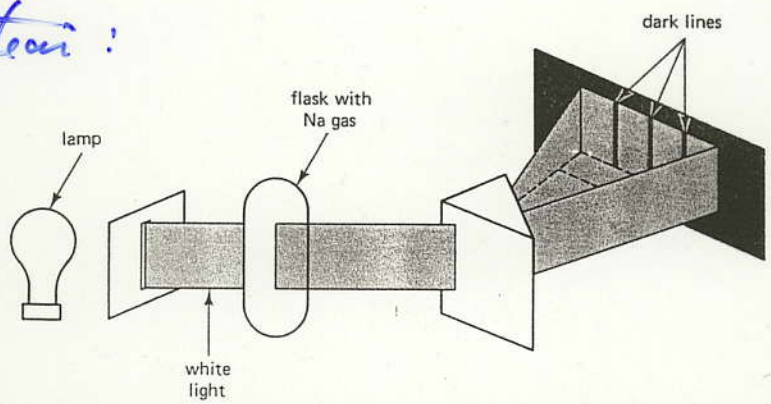


Fig. 4.9 Experimental arrangement for the observation of the absorption lines of a gas.

Notation: Wellenlänge im Vakuum  $\Rightarrow \lambda = \frac{c}{\nu}$   
 -H- Medium  $\Rightarrow \lambda_{Med} = \frac{\lambda}{n}$  Brechzahl

üblich: Wellenzahl  $\bar{\nu} = \frac{1}{\lambda} = \frac{1}{\lambda_{Med} \cdot n}$   $c_{Med} = \frac{c}{n}$   
 $= \frac{\nu}{c}$

Energie:  $E = h \cdot \nu = \bar{\nu} h \cdot c$

### 3.6.3.2 Das optische Spektrum des H-Atoms

H-Atom: 1 Proton und 1 Elektron

Balmer-Serie von H:  
diskrete Linien

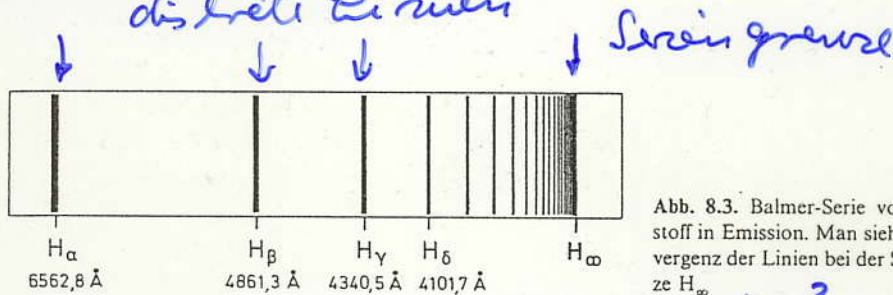


Abb. 8.3. Balmer-Serie von Wasserstoff in Emission. Man sieht die Konvergenz der Linien bei der Seriengrenze  $H_\infty$ .

Balmer 1885:  $\lambda = 911,76 \text{ \AA} \cdot \frac{4n^2}{n^2 - 4}; n = 3, 4, \dots$

Seriengrenze:  $(n \rightarrow \infty) \Rightarrow \lambda = 3647 \text{ \AA}^0$

$$\bar{\nu} = \frac{1}{\lambda} = \frac{1}{911,76 \text{ \AA}} \left( \frac{1}{4} - \frac{1}{n^2} \right)$$

$$= R_H \left( \frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right)$$

↑ Rydberg-Konstante für H

$$R_H = 109677,581 \text{ cm}^{-1}$$

Rydberg (1889)  
Vervollständigung der  
Balmer Formel

$$\bar{\nu} = R_H \left( \frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right)$$

$n_1, n_2 \geq n_1 + 1$  ganzzahlig  
Hauptquantenzahlen

Tabelle 8.3. Die Wellenlängen einiger Linien der verschiedenen Spektralserien im Wasserstoffatom. Die Serie mit  $n' = 5$  wurde 1924 von Pfund beobachtet. Sie beginnt mit einer Linie mit  $\lambda = 74000 \text{ \AA}$ . Sie ist in der Tabelle nicht mehr enthalten

n	n'	1 Lyman	2 Balmer	3 Paschen	4 Brackett
2		1216 Å ≅ 82257 cm <sup>-1</sup>			
3		1026 Å ≅ 97466 cm <sup>-1</sup>	6563 Å ≅ 15233 cm <sup>-1</sup>		
4		973 Å ≅ 102807 cm <sup>-1</sup>	4861 Å ≅ 20565 cm <sup>-1</sup>	18751 Å ≅ 5333 cm <sup>-1</sup>	
5		950 Å ≅ 105263 cm <sup>-1</sup>	4340 Å ≅ 23033 cm <sup>-1</sup>	12818 Å ≅ 7801 cm <sup>-1</sup>	40500 Å ≅ 2467 cm <sup>-1</sup>
Entdeckungsjahr		1906	1885	1908	1922

Ritz'sche Kombinationsprinzip:

Die Differenz der Frequenzen zweier Linien einer Serie ist gleich der Frequenz einer Linie, die nur in gleicher Atom in einer anderen Serie tatsächlich auftritt.

z. B.  $\bar{\nu}_{\text{Bal}} (n=3, n'=2) = \bar{\nu}_{\text{Ly}} (n=3, n'=1) - \bar{\nu}_{\text{Ly}} (n=2, n'=1)$