

2.4 Die Quantenstruktur der Atome

Demtröder Exp. Phys. 3, Kap. 3.4

Rutherford's Streuexperimente konnten zweifelsfrei belegen, dass Atome eine innere Struktur besitzen: Der im Vergleich zur gesamten Atomgröße kleine *Atomkern* muss aus schweren Protonen bestehen und ist insgesamt von wesentlich leichteren Elektronen eingehüllt. Im folgenden soll es um die Struktur dieser *Elektronenhülle* gehen.

Zunächst soll das Phänomen der Atomspektren behandelt werden. Danach beschäftigen wir uns mit dem Atommodell von *Niels Bohr* mit dessen Hilfe die Absorption und Emission von Licht diskreter Wellenlänge erstmals erklärt werden konnte.

2.4.1 Die Absorption und Emission von Licht durch Atome

- Atome können nur Licht bestimmter Wellenlängen absorbieren oder emittieren. Dabei sind die absorbier- und emittierbaren Wellenlängen für eine Atomsorte ganz spezifisch. (*Gustav Kirchhoff* und *Robert Bunsen* 1859)
- Die Menge der für eine Atomsorte spezifischen Absorptions- und Emissionswellenlängen nennt man Absorptions- bzw. Emissions-Spektrum

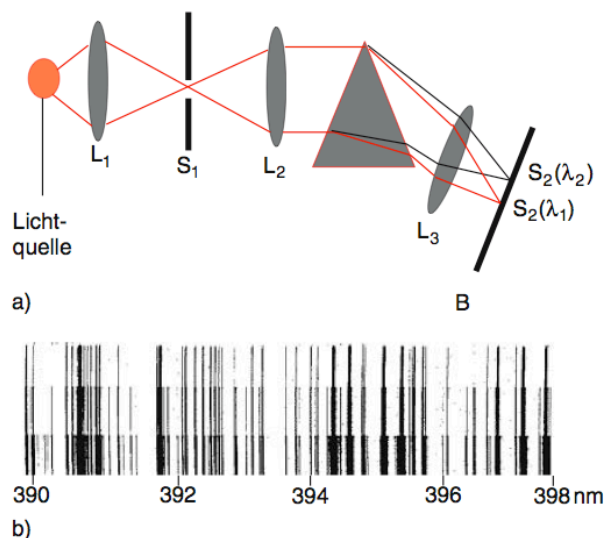


Abbildung 1: **a)** Anordnung zur Messung des Emissionsspektrums: Das emittierte Licht wird mittels einer Anordnung aus Prismen und Linsen in sein Spektrum aufgespalten und am Detektor B registriert (-> *Spektrograph / Spektrometer*). **b)** Emissionsspektrum eines Eisenbogens im Spektralbereich von 390 bis 398nm mit drei verschiedenen Belichtungszeiten

- Jede Wellenlänge, die absorbiert wird, kann auch in Emission auftreten
- Das Absorptions- bzw. Emissionsspektrum ist für jedes Atom charakteristisch und eindeutig. Dies wird bei der *Spektralanalyse* genutzt um die chemische Zusammensetzung unbekannter Proben zu ermitteln (-> siehe auch *Astrophysik*)
- Spektrallinien zeigen immer eine gewisse Breite, d.h. Atome senden kein streng monochromatisches Licht aus.

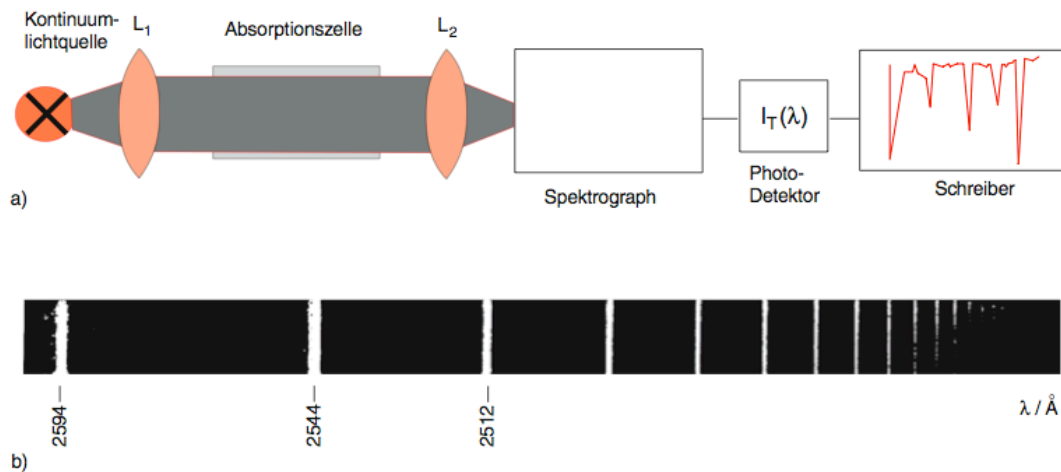


Abbildung 2: **a)** Anordnung zur Messung des Absorptionsspektrums: Das Licht einer Kontinuumsquelle wird durch eine *Absorptionszelle* geschickt, in der sich die zu untersuchenden Atome als Gas oder Dampf befinden. Im Spektrographen wird das Licht in sein Spektrum zerlegt und mit Hilfe von Photodetektoren gemessen. **b)** Absorptionsspektrum von Natriumdampf

- *Johann Jakob Balmer* fand 1885, dass das Emissionsspektrum von Wasserstoff-Atomen der einfachen Formel

$$\bar{\nu}_k = Ry \cdot \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right) \quad (37)$$

gehörten. (Wellenzahl $\bar{\nu}_k = 1/\lambda_k$, $n_1=2$ und $n_2=3,4,5,\dots$). $Ry = 109678\text{cm}^{-1}$ ist die sogenannte *Rydbergkonstante* die wie alle Größen in der Spektroskopie in der Einheit cm^{-1} angegeben wird.

- Das aus Gleichung 37 mit dem Parameter $n_1 = 2$ und $n_2=3,4,5,\dots$ hervorgehende Spektrum ist als **Balmer-Serie** bekannt. Die später entdeckten Linien zu den Parametern $n_1 = 1$ bzw. $n_1 = 3$ wurden nach ihren Entdeckern *Theodore Lyman* und *Friedrich Paschen* als **Lyman-Serie** und **Paschen-Serie** benannt.
- Die Ursache für diesen seltsamen Zusammenhang konnte erst durch Bohr's Atommodell erklärt werden

2.4.2 Das Atommodell von Niels Bohr

Im folgenden wird der Fall nur eines Elektrons betrachtet (etwa wie im *H-Atom* oder *He⁺-Ion*) sodass keine Wechselwirkung von Elektronen untereinander berücksichtigt werden muss.

- Die Struktur der Elektronenhülle im Bohrschen Atommodell gründet zunächst auf einem klassischen Ansatz, basierend auf den Ergebnissen von Rutherfords Streuversuchen: Um einen Kern der Ladung $Z \cdot e$ und Masse m_K kreisen Elektronen der Masse m_e und Ladung $-e$ auf kreisförmigen Bahnen (*Planetenmodell*). Dabei wird postuliert, dass trotz der kreisförmigen (=beschleunigte) Bewegung keine Strahlung abgegeben wird, das Elektron also keine Energie verliert.
- Diese Bahnen werden im Schwerpunktssystem als Bewegung eines Elektrons mit der reduzierten Masse $\mu = m_e \cdot m_K / (m_e + m_K) \approx m_e$ um das Zentrum des Coulombpotentials (Atomkern) bei $r = 0$ beschrieben.

- Für eine stabile Kreisbahn muss für die Coulombkraft und die aus der Kreisbewegung resultierenden Zentripetalkraft Kräftegleichgewicht

$$\frac{\mu v^2}{r} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{Ze^2}{r^2} \quad (38)$$

gelten. Daher ist der Radius der Kreisbahn (Orbital) eines Elektrons um den Atomkern durch

$$r = \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0\mu v^2} \quad (39)$$

bestimmt. Soweit ist prinzipiell jeder Bahnradius erlaubt.

- Als Einschränkung an mögliche Bahnradien postuliert Bohr, dass nur solche Bahnradien erlaubt sind, deren Kreisumfang ein ganzzahliges Vielfaches der de-Broglie-Wellenlänge λ_D ist:

$$2\pi \cdot r = n \cdot \lambda_D \quad \text{mit } n = 1, 2, 3, \dots \quad (40)$$

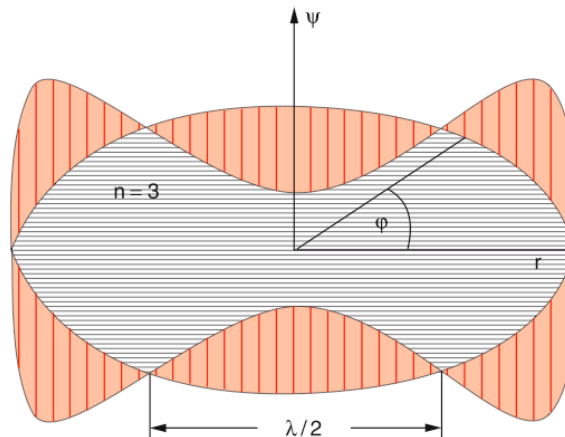


Abbildung 3: Stehende de-Broglie-Welle zur Illustration der Quantenbedingung im Bohrschen Atommodell

- Wegen de-Broglies $\lambda_D = h/p$ und der Relation $v = p/\mu$ (-> Gl. 14) folgt daraus für die Geschwindigkeit v des Elektrons

$$v = n \cdot \frac{h}{2\pi\mu r} \quad \text{einsetzen in Gl. 39 :} \quad r = \frac{n^2 h^2 \cdot \epsilon_0}{\pi \cdot \mu \cdot Z \cdot e^2} = \frac{n^2}{Z} a_0 \quad (41)$$

Dies bedeutet, dass alle im Atom erlaubten Bahnen ein Vielfaches des Bohrschen Radius

$$a_0 = \frac{\epsilon_0 h^2}{\pi \mu e^2} = 5.2917 \cdot 10^{-11} m \approx 0,5 \text{ \AA} \quad (42)$$

sind. Durch die Bedingung 40 werden die Radien für die Elektronenbahnen im Bohrschen Atommodell auf diskrete Werte beschränkt; sie werden *gequantelt*

- Daraus ergibt sich auch eine Quantelung der möglichen kinetischen Energien die ein Elektron besitzen kann zu (vgl. 38)

$$E_{kin} = \frac{\mu}{2} v^2 = \frac{1}{2} \frac{Ze^2}{2\pi\epsilon_0 r} = -\frac{1}{2} E_{pot} \quad (43)$$

Das letzte Gleichheitszeichen ist ein Spezialfall des Virialsatzes für die periodische Bewegung eines einzelnen Massenpunktes unter der Anziehung einer Zentralkraft.

- Somit ergibt sich für die Gesamtenergie $E = E_{kin} + E_{pot}$ der zugelassenen Bahnradien aus Gl. 41

$$E_n = -\frac{\mu e^4 \cdot Z^2}{8\epsilon_0^2 h^2 n^2} = -Ry^* \cdot \frac{Z^2}{n^2} \quad (44)$$

mit der Rydbergkonstanten in Energieeinheiten Joule

$$Ry^* = Ry \cdot h \cdot c = \frac{\mu \cdot e^4}{8\epsilon_0^2 \cdot h^2} \quad (45)$$

Gl. 44 besagt, dass ein Elektron nur ganz bestimmte, diskrete Werte $E(n)$ annehmen kann, die durch die Quantenzahl $n = 1, 2, 3, \dots$ festgelegt sind. Man nennt einen solchen stationären Energiezustand auch einen **Quantenzustand** des Atoms.

- Das Absorptions- und Emissionsverhalten kann nun durch folgende Hypothese erklärt werden: Bei der Absorption eines Lichtquants der Energie $h \cdot \nu$ wird ein Atom von einem tieferen Energiezustand $E_i = E(n_i)$ in einen höheren Zustand $E_k = E(n_k)$ **angeregt**, wenn die Bedingung der Energieerhaltung

$$h \cdot \nu = E_k - E_i \quad (46)$$

erfüllt ist. D.h. eine einem Atom angebotene Energieportion $h \cdot \nu$ wird nur dann absorbiert wenn diese gerade dem Unterschied zweier Energiezustände $E_k - E_i$ des Atoms entspricht.

- Die Formel für die Balmer-Serie (Gl. 37) kann durch Einsetzen von Gl. 44 in Gl. 46 wieder gefunden werden
- Bei der Emission eines Lichtquant geht das Atom von einem höheren in einen tieferen Energiezustand über, wobei wieder nur Übergänge zwischen den erlaubten Energiezuständen möglich sind.

Anmerkungen zum Bohrschen Atommodell

- Das Bohrsche Atommodell ist ein sogenanntes *halbklassisches* Modell, dass die klassische Bewegung des als punktförmig angenommenen Elektrons im Coulombfeld des Kerns durch eine zusätzliche Quantenbedingung (die eine Randbedingung für die stehende Materiewelle darstellt) einschränkt.
- Diese Quantenbedingung kann auch mit Hilfe des Drehimpulses formuliert werden. Multipliziert man Gl. 41 mit $\mu \cdot r$, so wird daraus (mit $\hbar = h/2\pi$)

$$\mu \cdot r \cdot v = |L| = n \cdot \hbar \quad (47)$$

Dies bedeutet, dass der Betrag des Drehimpulses des Elektrons quantisiert ist: Er kann nur in ganzzahligen Einheiten von \hbar vorkommen.

Achtung: Die Quantelung des Bahnumfangs ($2\pi r = n \cdot \lambda_D$) ist mit der Quantelung des Drehimpulses identisch.

- Der Wert der Rydbergkonstante Ry hängt von der reduzierten Masse $\mu = m_e \cdot m_K / (m_e + m_K)$ ab und ist damit für verschiedene Atomkernmasse m_K etwas verschieden. Um eine einheitliche Konstante verwenden zu können, definiert man daher die Rydbergkonstante Ry_∞ für $m_K = \infty$, d.h. $\mu = m_e$. Diese hat den Zahlenwert $Ry_\infty = 109737,31534 \text{cm}^{-1}$. Die Rydbergkonstante für endliche Kernmasse m_K ist dann $Ry = Ry_\infty \cdot \mu / m_e$.
- Für das Wasserstoffatom ($Z = 1$) ist die tiefste Energie ($n = 1$) $E_1 = -Ry^* = -13,6 \text{eV} = -E^{ion}$. Man muss dem H -Atom also die Energie $13,6 \text{eV}$ zuführen, um es zu ionisieren.

2.4.3 Stabilität der Atome

- Im Bohrschen Atommodell wurde postuliert, dass die den Atomkern umkreisenden Elektronen keine Energie abstrahlen, was zunächst der klassischen Elektrodynamik widerspricht. Es drängt sich die Frage auf, warum keine Energie abgegeben wird und warum das Elektron nicht einfach auf den Kern stürzt: Warum sind Atome überhaupt stabil?
- Eine Antwort auf diese Frage kann mit Hilfe der bereits erwähnten Heisenbergschen Unschärferelation gegeben werden. Zur Erinnerung: es gilt

$$\Delta x \cdot \Delta p \geq \hbar \quad (48)$$

d.h., die Ungenauigkeit Δx mit der der Ort eines quantenmechanischen Teilchens angegeben werden kann, multipliziert mit der Ungenauigkeit Δp mit der der Impuls des gleichen Teilchens angegeben werden kann muss mindestens größer als das reduzierte Plancksche Wirkungsquantum \hbar sein.

- Wenn sich nun ein Elektron mit einem mittleren Abstand a um den Kern bewegt, so kann der radiale Abstand höchstens mit einer Genauigkeit von $\Delta r \leq a$ angegeben werden, da nur bekannt ist, dass sich das Elektron irgendwo innerhalb von a aufhalten muss.
- Die Unbestimmtheit der Radialkomponente p_r des Impulses des Elektrons ergibt sich somit zu $\Delta p_r > \hbar/a$. D.h., der Impuls des Elektrons muss mindestens $p > \hbar/a$ sein, da ansonsten der Impuls genauer als Δp_r bekannt wäre.
- Für die mittlere kinetische Energie des Elektrons gilt dann

$$E_{kin} = \frac{p^2}{2m} \geq \frac{(\Delta p)^2}{2m} \geq \frac{\hbar^2}{2ma^2} \quad (49)$$

- Für die Gesamtenergie $E = E_{kin} + E_{pot}$ (mit der potentiellen Energie $E_{pot} = -e^2 / (4\pi\epsilon_0 a)$ für ein Elektron im Abstand a vom Kern) gilt dann die Ungleichung

$$E > \frac{\hbar^2}{2ma^2} - \frac{e^2}{2\pi\epsilon_0 a} \quad (50)$$

- Man kann sofort aus Gl. 50 sehen, dass die Energie des Elektrons in einem endlichen Abstand a_{min} minimal wird (notwendige Bedingung: $dE/da = 0$)

$$a_{min} = \frac{4\pi\epsilon_0 \hbar^2}{me^2} = \frac{\epsilon_0 h^2}{\pi m e^2} = a_0 \quad (51)$$

Tatsächlich ergibt sich dann als der minimale Abstand gerade der in Gl. 42 berechnete Atomradius a_0 .

- Es gibt also für das H -Atom mit Hilfe der Unbestimmtheitsrelation einen stabilen Zustand minimaler Energie mit der unteren Schranke

$$E_{min} = -\frac{me^4}{2(4\pi\epsilon_0 \cdot \hbar)^2} = -\frac{me^4}{8\epsilon_0^2 h^2} = -Ry^* \quad (52)$$

was auch mit früheren Berechnungen übereinstimmt. Es gibt also einen Abstand a_{min} bei dem die Energie des Systems aufgrund der Unschärferelation minimal wird.

2.4.4 Franck-Hertz-Versuch

- Eine experimentelle Bestätigung für Bohr's Postulat, dass nur bestimmte Energieportionen durch Atome absorbiert bzw. emittiert werden können lieferte der Franck-Hertz-Versuch
- In einer mit Quecksiberdampf bei niedrigem Druck gefüllten Röhre werden von einer *Glühkathode* K Elektronen emittiert die durch ein *Gitter* G auf die Energie $e \cdot U$ beschleunigt werden.
- Der *Elektronenabsorber* A wird auf eine Spannung $U_A = U - \Delta U$ gebracht, so dass Elektronen nach durchfliegen des Gitters abgebremst werden und A nur erreichen können, wenn ihre kinetische Energie hinter dem Gitter mindestens $e \cdot \Delta U$ ist.

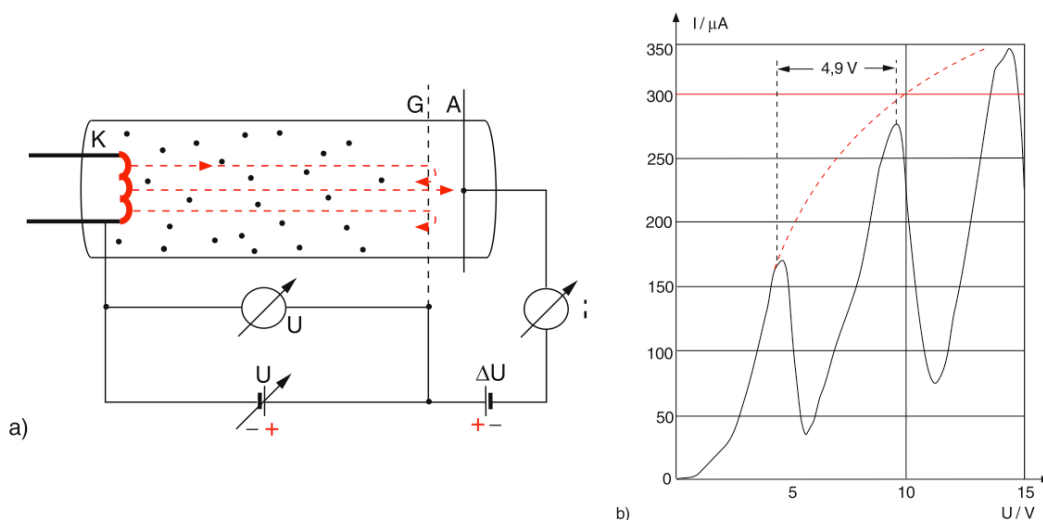


Abbildung 4: **a)** Experimentelle Anordnung des Franck-Hertz-Versuchs: An einer in Hg-Dampf befindenden Kathode K werden Elektronen emittiert und mittels einer Spannung U in Richtung eines Gitters G beschleunigt. Elektronen, die nicht mit dem Gitter kollidieren fliegen in Richtung Absorber A weiter, werden aber aufgrund der dort angelegten Spannungen abgebremst. Erreichen dennoch Elektronen den Absorber, so können diese über ein Strommessgerät detektiert werden. **b)** Ergebnis des Franck-Hertz-Versuchs: Mit steigender Beschleunigungsspannung U steigt auch der detektierte Strom I bis zu einem Grenzwert bei $U = 4,9V$ an, bricht dort ab, steigt mit steigender Spannung U wieder an um am Grenzwert $U = 2 \cdot 4,9V = 9,8V$ wieder abzubauen usw.

- Der an A detektierte Elektronenstrom $I(U)$ nimmt von $U = 0V$ bis $U \approx 4,9V$ zu. Oberhalb von $5V$ nimmt der Strom wieder ab, durchläuft ein Minimum und steigt wieder an bis etwa $9,8V$ um anschliessend wieder abzufallen, usw.

- Die Ursache für das Verhalten des Elektronenstroms sind unelastische Stöße der Elektronen mit den Hg -Atomen; die Elektronen geben kinetische Energie an die Hg -Atome ab, die diese in Anregungsenergie umsetzen.
- Die kinetische Energie der Elektronen hängt direkt von der Beschleunigungsspannung U ab. Immer wenn diese Energie gerade der Anregungsenergie E_a eines Hg -Atoms entspricht kann Energie auf das Hg -Atom übertragen werden. Dadurch reicht die dem Elektron verbleibende Energie nicht mehr aus, um über das Gitter hinaus den Absorber A zu erreichen.
- Bei elastischen Stößen kann ein Elektron nur maximal den Bruchteil $4m_e/m_{Hg} \approx 10^{-5}$ seiner Energie pro Stoß abgeben. Daher ist bei niedrigem Gasdruck in der Röhre der Energieverlust durch elastische Stöße vernachlässigbar.
- Die Elektronenstoßanregung zeigt, dass Atome Energie nur in bestimmten Energiequanten ΔE_i aufnehmen können, deren Größe von der Struktur des Atoms und vom momentanen angeregten Zustand der Atome abhängt.
- Die angeregten Hg^* Atome gehen durch Lichtemission nach sehr kurzer Zeit ($\approx 10^{-8}s$) wieder in ihren tiefsten Energiezustand zurück. Das dabei emittierte Photon hat eine Frequenz ν , die gleich der aus spektroskopischen Messungen bekannten Absorptionsfrequenz ν ist. Dies zeigt, daß nur der tiefste Energiezustand eines Atoms (Grundzustand) wirklich stabil ist. Die energetisch angeregten Zustände zerfallen nach kurzer Zeit durch Emission eines Photons in tiefere Zustände.

2.5 Vergleich der Quantenphysik mit der klassischen Physik

Demtröder Exp. Phys. 3, Kap. 3.5

Während in der klassischen Physik die Eigenschaften von Teilchen und Wellen prinzipiell nicht vereinbar sind (Ein Objekt hat entweder Teilchen- **oder** Wellencharakter), wurde in den bisherigen Kapiteln gezeigt, dass zum Verständnis der Mikrowelt von Atomen, Molekülen, Elektronen, Photonen, usw. die Teilchen- **und** Wellennatur gleichermaßen beiträgt. Dieser sogenannte **Welle-Teilchen-Dualismus** stellt dabei aber keine widersprüchliche, sondern eine komplementäre Beschreibung der Natur dar.

2.5.1 Unschärfe

- In der klassischen Physik lässt sich prinzipiell der Zustand für ein System für alle Zeiten exakt angeben, solange genügend Anfangsbedingungen (z.B. $\mathbf{r}(0)$ und $\mathbf{v}(0)$ bei Planetenbahnen etc.) und die wirkenden Kräfte bekannt sind. Das heißt das System ist determiniert. (chaotische Systeme, d.h. Systeme bei denen infinitesimale Änderungen der Anfangsbedingungen zu exponentiell anwachsenden Abweichungen der Systemtrajektorien führen sind nach wie vor deterministische Systeme, denn: für gegebene Anfangsbedingungen ist das Verhalten eindeutig bestimmbar (auch wenn für kein chaotisches System die Anfangsbedingungen mit beliebig großer Genauigkeit angegeben werden können))
- In der Quantenphysik verbietet die Heisenberg'sche Unschärferelation a priori die beliebig genaue Kenntnis genügender Anfangsbedingungen. In der theoretischen Quantenmechanik wird noch gezeigt werden, dass die prinzipielle Unschärfe aller das System determinierender Größen **keine** Folgerung aus dem Unvermögen der Experimentatoren ist. Für ein quantenmechanisches Teilchen existieren die Informationen Ort und Impuls schlichtweg nicht gleichzeitig.

- Die Bahn eines quantenmechanischen Teilchens $x(t)$ verläuft daher aufgrund der Unschärfen des Ortes $x \pm \Delta x$ und des Impulses $p \pm \Delta p$ innerhalb eines gewissen *Wahrscheinlichkeitskorridor*.

An die Stelle einer exakten Funktion $x(t)$, welche den Ort x eines Teilchens zur Zeit t angibt, tritt eine Funktion $W(x, p, t)$, welche die Wahrscheinlichkeit des Auffindens eines Teilchens an einem bestimmten Ort x mit dem Impuls p zur Zeit t angibt.

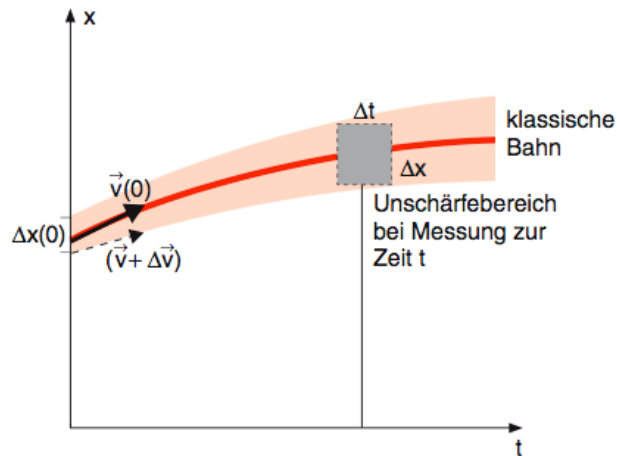


Abbildung 5: Unbestimmtheitsbereich der Teilchenbahn durch die Unschärfe Δx , Δp der Anfangsbedingungen und durch die Unschärfe bei der Messung des jeweiligen Teilchenortes und des Zeitpunktes der Messung

- Die Wahrscheinlichkeit, ein Teilchen am Ort x zur Zeit t zu finden ist gegeben durch das Betragsquadrat $|\Psi(x, t)|^2$ der dem Teilchen zugehörigen Materiewelle $\Psi(x, t)$. In der klassischen Optik entspricht dies der Intensität einer Welle.

2.5.2 Interferenz

- Das Phänomen der Interferenz wurde bereits im letzten Semester anhand von Lichtwellen studiert. Da, wie erläutert, die Bewegung quantenmechanischer Teilchen mit Hilfe des *Materiewellen*konzeptes beschrieben werden kann, liegt die Vermutung Nahe, auch hier Interferenzeffekte anzutreffen.
- Bei Durchführung des Youngschen Doppelspaltversuches mit Licht treten Interferenzerscheinungen im Rahmen der Fraunhoferschen Beugungstheorie (kleine Beugungswinkel) auf. Auch bei quantenmechanischen Teilchen, wie etwa Elektronen, sind derartige Interferenzerscheinungen zu beobachten. Jeder Versuch, Information über die tatsächliche Flugbahn des Elektrons zu erlangen (ist das Elektron jetzt durch Spalt A oder Spalt B geflogen) führt zum sofortigen Verlust der Interferenzfähigkeit. Führt man dagegen den Versuch mit klassischen Teilchen (Farbtropfen, Geschosse,...) durch, so zeigen sich keine Interferenzmuster.
- Mittels moderner Licht- und Teilchenquellen ist es möglich sicherzustellen, dass zu jedem Zeitpunkt nur ein Teilchen (Photon, Elektron,...) im Doppelspalt befindetet. Dennoch tritt Interferenz auf.
- Man beobachtet: Das Auftreffen der einzelnen Photonen/Elektronen/... ist vollkommen zufällig, aber nach hinreichend langer Zeit ist die Wahrscheinlichkeitsverteilung für das

Auftreffen eines quantenmechanischen Teilchens gleich der Intensitätsverteilung für eine Lichtwelle.

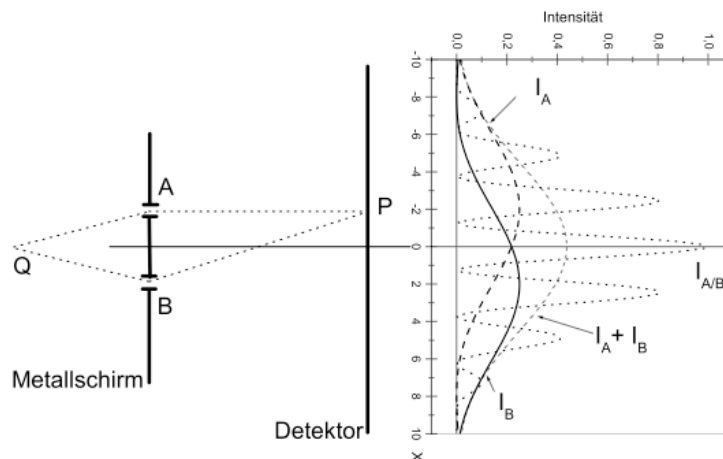


Abbildung 6: Intensitätsverteilung zur Beugung am Doppelspalt: I_A : nur Spalt A ist geöffnet, I_B : nur Spalt B ist geöffnet, Beide Spalte sind geöffnet: $I_A + I_B$ Intensitätsverteilung für klassische Teilchen, $I_{A/B}$ Intensitätsverteilung für quantenmechanische Teilchen

2.5.3 Beispielaufgabe

Bei Zimmertemperatur ist nur der Grundzustand besetzt. Die Absorption startet daher vom Grundzustand mit $n = 1$. Die benachbarten Linien gehören dann zu Übergängen

$$\begin{aligned} \Delta E_n &= a \left(1 - \frac{1}{n^2} \right), \\ \Delta E_{n+1} &= a \left(1 - \frac{1}{(n+1)^2} \right) \\ \Rightarrow h\nu_2 &= \frac{h \cdot c}{\lambda_2} = a \left(1 - \frac{1}{n^2} \right), \\ \frac{h \cdot c}{\lambda_1} &= a \left(1 - \frac{1}{(n+1)^2} \right) \\ \Rightarrow \frac{\lambda_1}{\lambda_2} &= \frac{1 - 1/n^2}{1 - 1/(n+1)^2} = \frac{97,5}{102,8} = 0,9484. \end{aligned}$$

Für $n = 2$ wird $\lambda_1/\lambda_2 = 0,843$, für $n = 3$ wird $\lambda_1/\lambda_2 = 0,948 \Rightarrow n = 3$.

Aus

$$\begin{aligned} \frac{1}{\lambda_2} &= \frac{a}{hc} \left(1 - \frac{1}{n^2} \right) \\ \Rightarrow a &= \frac{hc \cdot 9}{\lambda_2 \cdot 8} = \frac{6,63 \cdot 10^{-34} \cdot 3 \cdot 10^8 \cdot 9}{102,8 \cdot 10^{-9} \cdot 8} \text{ J} \\ &= 2,177 \cdot 10^{-18} \text{ J} = Ry^*. \end{aligned}$$

Ein Eielektronenatom habe die Energieniveaus $E_n = -a/n^2$. Man findet im Spektrum zwei benachbarte Absorptionslinien mit $\lambda_1 = 97,5 \text{ nm}$ und $\lambda_2 = 102,8 \text{ nm}$. Wie groß ist die Konstante a ?

Es handelt sich also um Übergänge im H-Atom mit $Z = 1$.