

Versuch 11: Atomare Konstanten und Größen

11.1 Grundlagen

In den vorigen Versuchen wurde mit *Emissionsspektren* sogenannter Spektrallampen gearbeitet oder es sollten *Absorptionsspektren* bestimmter Stoffe aufgenommen werden. In beiden Fällen standen nur die optischen Methoden der Aufnahme und der Messung solcher Spektren im Vordergrund; der Frage nach den Ursachen des Entstehens und des Aussehens der charakteristischen Spektren wurde nicht nachgegangen.

Das Licht aussendende Medium in den Spektrallampen ist stets ein Gas, mit dem die Glas- (bzw. Quarz-) Kolben gefüllt sind, z.B. Quecksilberdampf, Natriumdampf, Helium u.a., *nicht* jedoch der evtl. für den Zündvorgang notwendige Metalldraht. Vergleicht man z.B. mit einem Spektroskop das Spektrum einer Glühlampe mit dem einer solchen gasgefüllten Spektrallampe, so fällt ein wesentlicher Unterschied auf: Die Glühlampe emittiert ein Spektrum, in dem alle Lichtfarben (Wellenlängen) des sichtbaren Bereiches kontinuierlich ineinander übergehen, während das Spektrum eines zum Leuchten angeregten Gases aus diskreten und scharf begrenzten Wellenlängen, den sogenannten Linien besteht. Diese Linienspektren konnten mit den zu Anfang des 20. Jahrhunderts herrschenden Theorien nicht in Einklang gebracht werden. Es ergaben sich Widersprüche, die zunächst zur Aufstellung neuer Atommodelle führten. Die wesentliche Erkenntnis war, dass Atome aus dem Kern und einer 'Elektronenhülle' bestehen, die Energie nur in diskreten Portionen (Quanten) aufnehmen oder abgeben kann. Später erkannte man, dass auch der Atomkern eine innere Struktur besitzt; er ist aus verschiedenen Teilchen zusammengesetzt (Protonen und Neutronen) und auch er kann Energie nur quantisiert aufnehmen oder abgeben (wobei diese Energien um Größenordnungen höher liegen als die in der Elektronenhülle auftretenden).

Alle frühen Atommodelle hatten gravierende Nachteile; erst die Quantenmechanik konnte eine befriedigende Darstellung liefern, die im Einklang mit den Experimenten steht. Die Quantenphysik belegt auch den Doppelcharakter von Licht. Während Phänomene wie z.B. Beugung und Interferenz nahelegen, Licht als Welle zu betrachten (siehe Versuch 8), zeigen andere Beobachtungen wie z.B. der sog. Photoeffekt, dass Licht in einzelnen "Energiepaketen" unterwegs ist, die als Teilchen betrachtet werden können. Diese Lichtteilchen werden als *Photonen* bezeichnet und für ihre Energie E gilt $E = hf$. Hierbei ist $h = 6,626 \cdot 10^{-34} \text{ Js}$ das sogenannte Plancksche Wirkungsquantum und f die Frequenz des Lichts im Wellenbild. Licht lässt sich nicht darauf festlegen, Welle oder Teilchen zu sein. Es ist beides bzw. beides nicht. Dieser scheinbare Widerspruch gilt für alle mikroskopischen Teilchen wie Elektronen, Protonen, Atome, Moleküle usw.

11.1.1 Bestimmung der spezifischen Ladung e/m des Elektrons

Grundidee

Ein Elektronenstrahl wird in ein homogenes Magnetfeld geschickt und beschreibt dort eine Kreisbahn. Aus der Messung des Krümmungsradius lässt sich die spezifische Ladung e/m bestimmen, wobei e und m die Ladung und Masse des Elektrons bezeichnen. Das Magnetfeld wird durch Helmholtz-Spulen erzeugt (Abstand der

Versuch 11: Atomare Konstanten und Größen

Spulen etwa so groß wie der Radius der Spulen). Im Zentrum der Spulen ist das Magnetfeld in guter Näherung homogen.

Die Bahn der Elektronen wird sichtbar gemacht, indem die Messröhre (Fadenstrahlrohr, Kathodenstrahlrohr) nicht ganz evakuiert wird. Durch Zusammenstöße mit den Elektronen werden Restgasmoleküle (Argon, Druck etwa 0,1 Pa) zur Lichtemission angeregt.

Herleitung der relevanten Formel

Die Elektronen werden zunächst mit einer Beschleunigungsspannung U auf die Geschwindigkeit v beschleunigt. Durch Gleichsetzen von kinetischer und elektrischer Energie lässt sich v berechnen:

$$\frac{1}{2}mv^2 = eU \Rightarrow v^2 = \frac{e}{m}2U \quad (11.1)$$

Der Elektronenstrahl wird durch das Gitter fokussiert und durchläuft anschließend das durch die Helmholtz-Spulen ($d=R$) erzeugte Magnetfeld \vec{B} . Dabei wirkt auf die Elektronen die Lorentzkraft

$$\vec{F}_L = e(\vec{v} \times \vec{B}) \quad (11.2)$$

Der Versuch ist so ausgerichtet, dass \vec{v} und \vec{B} senkrecht aufeinander stehen; für diesen Fall gilt die skalare Gleichung

$$F_L = evB \quad (11.3)$$

Bei richtiger Einstellung beschreiben die Elektronen eine Kreisbahn. Deswegen muss die Lorentzkraft gleich der Zentripetalkraft sein:

$$evB = \frac{mv^2}{r} \Rightarrow v = \frac{e}{m}rB \quad (11.4)$$

Damit folgt zunächst $\left(\frac{e}{m}rB\right)^2 = \frac{e}{m}2U$ und schließlich:

$$\frac{e}{m} = \frac{2U}{(rB)^2} \quad (11.5)$$

Die Feldstärke B wird bei diesem Versuch über den Spulenstrom ermittelt. In der Mitte zwischen den Helmholtzspulen ist B in guter Näherung homogen und gegeben durch

$$B = \mu_0 \left(\frac{4}{5}\right)^{\frac{3}{2}} \frac{nI}{R} \quad (11.6)$$

Die magnetische Feldkonstante ist durch $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{\text{Vs}}{\text{Am}} \approx 1,256 \cdot 10^{-6} \frac{\text{Vs}}{\text{Am}}$ gegeben; n ist die Anzahl der Windungen einer Spule, R der Spulenradius und I der Spulenstrom.

11.1.2 Photoeffekt und Bestimmung des Planckschen Wirkungsquantums

Beim Photoeffekt-Experiment fällt Licht mit der Energie $E = hf$ auf eine Metalloberfläche innerhalb einer Photozelle, wobei h das Plancksche Wirkungsquantum ist. Bei hinreichend großer Frequenz f reicht die zugeführte Energie aus, um aus dem Festkörper ein Elektron freizusetzen. Dazu ist jedoch eine bestimmte

Austrittsarbeit W_a erforderlich. Nach dem Austritt aus der Metalloberfläche besitzt das Elektron eine Energie E_{kin} , die von seiner Masse und seiner Geschwindigkeit abhängt. Nach dem Energieerhaltungssatz gilt

$$hf = \frac{1}{2}mv^2 + W_a \quad (11.7)$$

Auf diese Weise lässt sich h bestimmen, da alle anderen Größen gemessen werden können.

Man kann den Versuch auch sozusagen umkehren, indem man Elektronen eine bestimmte Energiedifferenz durchlaufen lässt, die dann in Licht umgewandelt wird. Die Messung der Frequenz des Lichtes erlaubt es dann, über den Zusammenhang $E = hf$ die Plancksche Konstante zu messen.

Wir werden im praktischen Teil diesen umgekehrten Photoeffekt verwenden, und zwar messen wir h mit Hilfe von Leuchtdioden (LED = light emitting diode). Leuchtdioden bestehen aus zwei verschieden dotierten Halbleitern, nämlich einem n-dotierten Halbleiter mit einem Überschuss frei beweglicher Elektronen und einem p-dotierten Halbleiter mit einem Überschuss frei beweglicher Defektelektronen; hierbei handelt es sich um fehlende Bindungselektronen im Kristall, die auch als "Loch" bezeichnet werden (sozusagen der freie Platz, auf dem eigentlich ein Elektron sitzen sollte); von daher kann man bei einem p-dotierten Halbleiter auch von Löcherüberschuss reden.

In einem Halbleiter können die Elektronen nur bestimmte Energiebänder einnehmen; es gibt das Leitungsband, in dem sich Elektronen frei bewegen können, und in einem Potentialabstand von U_{Diff} das Valenzband, in dem Elektronen an Ort und Stelle bleiben. Das bedeutet, dass ein Strom nur dann fließen kann, wenn sich Elektronen im Leitungsband bzw. Löcher im Valenzband befinden.

Durch die Kombination von n- und p-Halbleiter entsteht zunächst eine Sperrschicht, die verhindert, dass Elektronen aus dem n-Halbleiter und Löcher aus dem p-Halbleiter in den jeweils anderen Bereich gelangen können.

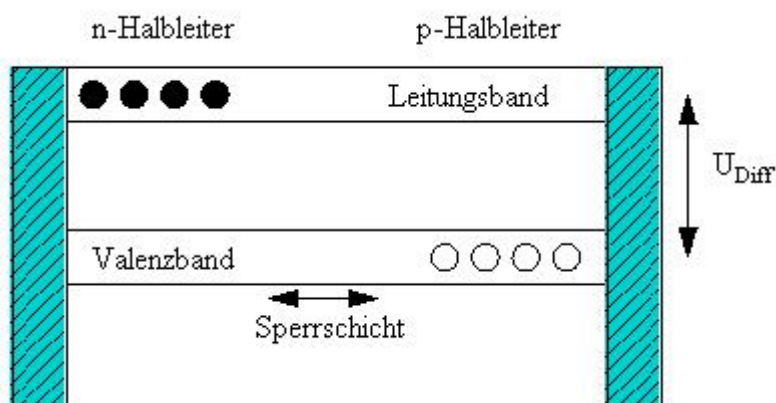


Abbildung 11.0.1: np-Übergang, wegen der Sperrschicht ist dieser stromlos.

Legt man nun eine äußere Spannung U_D an, so werden die Elektronen nach rechts gezogen, was bedeutet, dass die Sperrschicht dünner wird. Wenn die äußere Spannung etwa so groß ist wie die Potentialdifferenz zwischen Leitungs- und Valenzband U_{Diff} , gelangen frei bewegliche Elektronen in das p-Gebiet. Mit anderen Worten: ein

Versuch 11: Atomare Konstanten und Größen

Strom fließt (Durchlassstrom I_D), den man mit einem Amperemeter nachweisen kann.

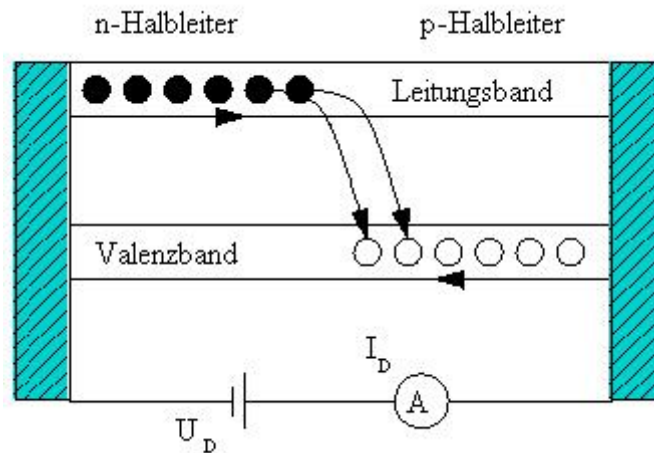


Abbildung 11.0.2: Die Elektronen rekombinieren mit den Löchern, die Energie wird als Strahlung emittiert.

Beim Überwinden der Sperrschicht fallen die Elektronen aus dem Leitungsband in das Valenzband und rekombinieren mit den Löchern. Dabei wird im Wesentlichen die Energie U_{Diff} frei, und zwar in Form von Strahlung der Frequenz f . Dieser Prozess beginnt, wenn ungefähr gilt $U_D = U_{Diff}$. Damit lässt sich die Plancksche Konstante über die Gleichung

$$hf = e U_{Diff} = E \quad (11.8)$$

experimentell bestimmen.

11.1.3 Atommodelle

Das Rutherfordsche Atommodell

Nach der von Rutherford auf Grund seiner berühmten Streuversuche entwickelten Modellvorstellung vom Bau des Atoms befindet sich fast die gesamte Masse und die gesamte positive elektrische Ladung im Kern, dessen Größe etwa 10^{-14} m beträgt. Umgeben ist der Kern von Z (=Ordnungszahl) Elektronen, die insgesamt die Ladung des Kerns kompensieren. Mit dieser Elektronenhülle erreicht das Atom eine Größe von ca. 10^{-10} m. Das Verhältnis Atomdurchmesser zu Kerndurchmesser beträgt damit 10^4 , d.h. der größte Teil des Atoms besteht aus 'leerem Raum'.

Etwas anschaulicher werden die Größenverhältnisse, wenn man sich den Kern als Kügelchen von 1 cm Durchmesser vorstellt. Dann hat das gesamte Atom den Durchmesser 100 m.

In Rutherfords Atommodell umlaufen die Elektronen den Kern auf Kreisbahnen, auf denen sie durch die elektrostatische Anziehung vom positiven Kern gehalten werden. Diese Vorstellung ist aber nicht haltbar, vor allem deswegen, weil ein Elektron auf einer Kreisbahn eine beschleunigte Ladung darstellt. Beschleunigte Ladungen strahlen aber immer Energie ab; die Elektronen auf ihrer Kreisbahn würden also andauernd Bewegungsenergie verlieren und folglich in den Kern spiralen, was zu einem raschen Kollaps des Atoms führen würde. Außerdem gibt es in Rutherfords Modell keinerlei Einschränkungen für die möglichen Elektronenbahnen; mithin kann man ein Spektrum mit diskreten Linien in diesem Modell nicht erklären.

Das Bohrsche Atommodell

Zur Klärung der Widersprüche des Rutherford'schen Atommodells formulierte *Niels Bohr* 1913 einige ad-hoc-Annahmen, mit denen die Gesetze der klassischen Physik - allerdings nur für atomare Größenordnungen - außer Kraft gesetzt wurden. Die Bohrschen Postulate besagten z.B., dass die Elektronen sich nur auf einzelnen ganz bestimmten ("diskreten") Kreisbahnen mit den Radien r_n bewegen können. Diesen Radien sind eindeutig Energien E_n zugeordnet: Ein Elektron, das sich auf der ersten / zweiten usw. Kreisbahn (Radius r_1/r_2 usw.) bewegt, hat die Energie E_1/E_2 usw. Die Bewegung auf einer Kreisbahn erfolgt strahlungsfrei. Die Elektronen können aber von einer Bahn n_1 auf eine andere Bahn n_2 wechseln. Dabei wird Energie mit der Umgebung ausgetauscht.

Quantenmechanik

Die wesentliche Leistung des Bohrschen Modells ist die Erkenntnis, dass es *diskrete Energiezustände* von Atomen oder Molekülen gibt (Quantisierung der Energie) und dass jeder Spektrallinie, die ein Atom oder Molekül emittieren oder absorbieren kann, die Differenz zweier Energiezustände dieses Teilchens entspricht. Als theoretische Beschreibung der atomaren Welt taugt das Modell weniger. Zwar stimmen die nach dem Bohrschen Modell berechneten Energiewerte von Atomen mit einem Elektron (Wasserstoff, einfach ionisierte Alkaliatome) in erster Ordnung gut mit den gemessenen Frequenzen überein. Eine genauere spektroskopische Untersuchung zeigt aber, dass das Spektrum viel differenzierter aufgebaut ist (Feinstruktur- und Hyperfeinstrukturaufspaltung); dies kann das Bohrsche Modell nicht erklären. Es versagt außerdem - das ist vielleicht noch wichtiger - vollkommen bei der Berechnung der Spektren von Atomen mit zwei oder mehr Elektronen, Molekülen oder gar Festkörpern, d.h., fast überall.

Tatsächlich gibt es seit über 70 Jahren eine bessere Beschreibung der mikroskopischen Welt, nämlich die Quantenmechanik. Sie liefert die Begründung für die von Bohr 1913 ad hoc aufgestellten Postulate; mit ihrer Hilfe lassen sich die Spektren auch komplizierter Moleküle sehr genau berechnen. Dass das Bohrsche Modell angesichts dieser Lage immer noch populär ist, liegt im Wesentlichen daran, dass das Vorgehen der Quantenmechanik sehr formal-mathematisch und nicht im Alltags-sinn anschaulich ist. Das Bohrsche Modell, das auf griffige und alltagsvertraute Vorstellungen gründet, ist dagegen vergleichsweise einfach - mit dem Nachteil, dass man eben nur ein kleines Stück der physikalischen Welt erklären kann.

Allerdings muss man auch diese Bemerkung stark einschränken. Im Bohrschen Modell werden nämlich Begriffe verwendet, die in der Quantenwelt ihren Sinn verlieren. Zum Beispiel kann man nicht von der Bahn eines Elektrons sprechen; nach allem, was man heute weiß, kann man nur eine Wahrscheinlichkeitsverteilung angeben, das Elektron an einem bestimmten Punkt in der Nähe des Atomkerns anzufinden (Aufenthaltswahrscheinlichkeit), und diese Wahrscheinlichkeitsverteilungen werden als Orbitale bezeichnet. Ihre Form hängt davon ab, in welchem Zustand, d.h. in welchem der quantisierten Energieniveaus sich das Elektron befindet. Man darf also nicht im mechanisch-anschaulichen Bild der Elektronenbahnen ein wirklichkeitsgetreues Abbild des Atoms sehen. Ein solches Abbild ist nicht möglich. Es handelt sich beim Bohrschen Modell lediglich um ein "gedankliches Hilfsmittel", eben ein *Modell*, mit dem wir bei Atomen mit einem Elektron die auftretenden atomaren Phänomene ansatzweise beschreiben können. Die

Versuch 11: Atomare Konstanten und Größen

Wahrscheinlichkeitsverteilungen sind ebenfalls ein Modell, aber es erklärt die experimentellen Beobachtungen sehr viel genauer.

Energieniveaus und Spektren

Bei einem Wechsel in einen Zustand höherer Energie (d.h. $E_{n_2} > E_{n_1}$) muss das Elektron von außen die Energiedifferenz erhalten. Dieser Vorgang wird als *Anregung* des Atoms bezeichnet und kann z. B. durch Absorption eines Photons mit der Energie $E = hf = E_{n_2} - E_{n_1}$ geschehen.

Wechselt ein Elektron in einen Zustand niedrigerer Energie (d.h. $E_{n_1} > E_{n_2}$), so kann ein Photon emittiert werden und die freiwerdende Energie mitnehmen. Dann gilt: $E_{n_1} - E_{n_2} = hf$.

Um die Energieniveaus zunächst grob zu bestimmen, kann man von feineren Effekten (Feinstruktur-Aufspaltung etc.) absehen. Für das Wasserstoffatom (und wasserstoffähnliche Atome, also ionisierte Atome wie He^+ , Li^{++} , die nur ein Elektron in der äußeren Schale haben) ergeben sich dann folgende Energieniveaus:

$$E_n = -\frac{m_e e^4}{8\varepsilon_0^2 h^2} \frac{1}{n^2} \quad n=1,2,3,\dots \quad (11.9)$$

mit Elektronenmasse $m_e = 9,109 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$; Elementarladung $e = 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ As}$; Influenzkonstante $\varepsilon_0 = 8,854 \cdot 10^{-12} \text{ As/Vm}$. In dieser Gleichung ist nur die *Hauptquantenzahl* n variabel, alle anderen Größen sind Konstanten.

Damit gilt für die Energiedifferenz ΔE bei einem Elektronenübergang vom Zustand n_1 zum Zustand n_2 :

$$\Delta E = E_{n_1} - E_{n_2} = \left(-\frac{m_e e^4}{8\varepsilon_0^2 h^2} \frac{1}{n_1^2} \right) - \left(-\frac{m_e e^4}{8\varepsilon_0^2 h^2} \frac{1}{n_2^2} \right) = \frac{m_e e^4}{8\varepsilon_0^2 h^2} \left(\frac{1}{n_2^2} - \frac{1}{n_1^2} \right) \quad (11.10)$$

Ist $n_2 < n_1$ und damit $E_{n_2} < E_{n_1}$, so manifestiert sich die freiwerdende Energie in Form eines Photons, dessen Frequenz durch $f = \Delta E / h$ gegeben ist. Das gleiche Energiequantum muss aufgewendet werden, um das Atom anzuregen, d.h. um das Elektron auf einen Zustand höherer Energie anzuheben. Über die Beziehung

$$c = f\lambda \quad (c: \text{Lichtgeschwindigkeit})$$

kann auch die entsprechende Wellenlänge λ bestimmt werden.

Die Frequenz des emittierten Lichts ist umso größer (und damit die Wellenlänge umso kleiner), je größer der Unterschied der beiden Quantenzahlen n_1 und n_2 ist. Bei größeren Unterschieden zwischen den Energiestufen kommen nicht etwa mehrere Photonen frei, sondern pro Übergang nur ein Photon, dieses jedoch mit größerer Frequenz. Man klassifiziert diese Spektren nach dem Endzustand des Elektrons, auf den es von einem höheren Energieniveau 'herunterfällt' (wobei ein Photon emittiert wird). Sei also $n_1 > n_2$. Die (historisch bedingten) Namen dieser Spektren lauten

Endzustand n_2	Name	Bereich
1	Lyman-Serie	Ultraviolett

2	Balmer-Serie	Sichtbar
3	Paschen-Serie	nahes Infrarot
4	Brackett-Serie	fernes Infrarot

Der Vorfaktor in Gl. (11. 9) enthält nur konstante Größen und ist daher insgesamt eine Konstante mit dem Wert $\frac{m_e e^4}{8 \epsilon_0^2 h^2} = 13,6 \text{ eV}$; dies ist die Grundzustandsenergie des Wasserstoffatoms.

Üblich ist auch die Angabe der sogenannten Rydberg-Konstanten R_∞ ,

$R_\infty = \frac{m_e e^4}{8 \epsilon_0^2 h^3 c} = 1,097 \cdot 10^7 \text{ m}^{-1}$. Eine genauere Betrachtung als die oben durchgeführte ergibt eine Abhängigkeit der Rydberg-Konstanten von der Kernmasse in der Form $R = \frac{R_\infty}{(1 + m_e / m_{\text{Kern}})}$. So erhält man für den normalen und schweren Wasser-

stoff H und D die Werte $R_H = 1,09678 \cdot 10^7 \text{ m}^{-1}$ und $R_D = 1,09707 \cdot 10^7 \text{ m}^{-1}$. Damit hat man die Möglichkeit, spektroskopisch die Anteile der beiden Isotope festzustellen.

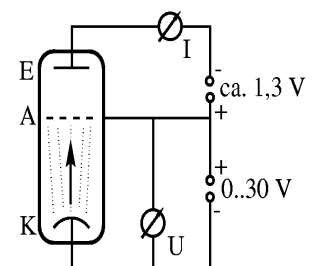
11.1.4 Anregung von Quantensprüngen: Der Franck-Hertz-Versuch

Im Grundzustand befinden sich alle Elektronen eines Atoms auf den niedrigst möglichen Energieniveaus, wobei nach dem *Pauli*-Prinzip auf jedem Niveau nur eine bestimmte Zahl von Elektronen untergebracht werden kann. Soll das Atom zur Lichtemission angeregt werden, so muss ihm ein Energiebetrag zugeführt werden, der mindestens gleich der Energiedifferenz ΔE zum nächsthöheren freien Niveau ist. Mit kleineren Energiebeträgen "kann das Atom nichts anfangen". Es ist dabei gleichgültig, ob die Anregungsenergie als Strahlungs-, Wärmeenergie, mechanische Energie oder sonst wie zugeführt wird.

Der Nachweis dieser quantenhaften Absorption von Energie gelang als ersten den Physikern *Franck* und *Hertz* mit folgender Anordnung:

In einem geschlossenen, evakuierten Glasgefäß ("Rohr") befindet sich ein Gas, z.B. Quecksilberdampf, mit sehr geringem Dampfdruck. Das Rohr enthält drei Elektroden: Die Kathode (K), eine gitterförmige Anode (A) und eine "Auffänger"-Elektrode (E). Von der elektrisch beheizten Kathode werden Elektronen (Masse m_e , Ladung e) freigesetzt, die sich bei Anlegen einer Spannung U zur Anode hinbewegen. Die Elektronen verlassen dabei die Kathode mit unterschiedlichen kinetischen Energien $E_{\text{kin},0}$. Die zwischen K und A angelegte Spannung U verleiht den Elektronen nach der Kathode eine potenzielle Energie $E_{\text{pot}} = eU$. Beim Durchlaufen der Strecke L zwischen K und A wird diese potenzielle Energie allmählich in kinetische Energie umgewandelt, d.h. die Elektronen werden beschleunigt.

Nachdem sie einen Bruchteil x/L der Strecke L zurückgelegt haben, haben sie eine Potentialdifferenz $U_x = Ux/L$ durchlaufen und damit potenzielle Energie eUx/L abgebaut. Diese wird dabei vollständig in kinetische Energie umgewandelt. Nach Durchlaufen der Strecke x gilt also für die kinetische Energie eines Elektrons ($v_x =$ Geschwindigkeit am Ort x):



$$E_{kin,x} = \frac{1}{2} m_e v_x^2 = E_{kin,0} + eU \frac{x}{L} \quad (11.11)$$

Bei Erreichen der Anode ist $x=L$ und damit $E_{kin,L} = eU$. Mit dieser Energie gelangt ein Teil der Elektronen durch die gitterförmige Anode hindurch in das schwächere, entgegengesetzt gerichtete Feld zwischen A und E. Die Elektrode E wird von den Elektronen jedoch nur dann erreicht, wenn ihre Energie größer ist als diejenige, die sie beim Anlaufen gegen das bremsende Gegenfeld abgeben müssen. Der Nachweis dieser Elektronen erfolgt durch Messung des Stroms von E nach A.

Regelt man die Spannung U zwischen K und A von Null an aufwärts, so erhalten die Elektronen beim Durchlaufen der Strecke L immer mehr kinetische Energie, und immer mehr Elektronen erreichen pro Zeiteinheit den Auffänger E, d.h. der Strom steigt kontinuierlich an. Auf dem Weg von K nach A stoßen die Elektronen mit den Atomen des Hg-Dampfes zusammen. Es handelt sich hierbei jedoch zunächst um *elastische Stöße*, d.h. die kinetische Energie der Elektronen bleibt erhalten; es findet keine Energieübertragung auf das Hg-Atom statt, da die Energie der Elektronen noch nicht für eine Anregung ausreicht. Bezeichnen wir die kleinstmögliche Anregungsenergie mit $E_{min} (=E_2 - E_1)$, so müssen die Elektronen eine Potentialdifferenz von $U_A = E_{min} / e$ durchlaufen, um die Hg-Atome anregen zu können.

Sobald die Spannung den Elektronen genug kinetische Energie für eine Anregung der Gasatome verleihen kann, werden die Stoßprozesse *inelastisch*; die Hg-Atome werden angeregt, d.h. Elektronen in der Atomhülle werden auf ein höherenergetisches Niveau gehoben. Die Energie des stoßenden Elektrons geht dabei vollständig auf das Hg-Atom über. In diesem Fall kann das Elektron nicht mehr gegen das elektrische Gegenfeld zwischen A und E anlaufen. Der Strom fällt also stark ab, sobald die Beschleunigungsspannung einen bestimmten kritischen Wert erreicht.

Die angeregten Hg-Atome kehren nach ca. 10^{-7} s in den Grundzustand zurück, wobei die Energiedifferenz in Form eines "Lichtblitzes" (Photon) mit der Energie hf freigesetzt wird. Da dieser Lichtblitz im Ultraviolett liegt, ist er nicht sichtbar.

Wird die Beschleunigungsspannung über den zur Anregung erforderlichen Betrag U_A hinaus erhöht, so erreichen die Elektronen schon nach kürzerer Strecke $x = LU_A / U$ die zur Anregung erforderliche kinetische Energie. Da sie sich noch im beschleunigenden Feld zwischen K und A bewegen, können sie erneut Bewegungsenergie aufnehmen und die Auffängerelektrode erreichen. Der Strom steigt also wieder an. Bei weiterer Steigerung von U kommt es zum zweiten Mal zu unelastischen Stößen, d.h. die wieder gewonnene Energie der Elektronen wird erneut für einen Anregungsvorgang der Hg – Atome absorbiert. Dieser Absorptionvorgang wiederholt sich bei weiter steigender Spannung in diskreten Schritten. Es entsteht dabei eine zunehmende Zahl von Stoßzonen zwischen K und A.

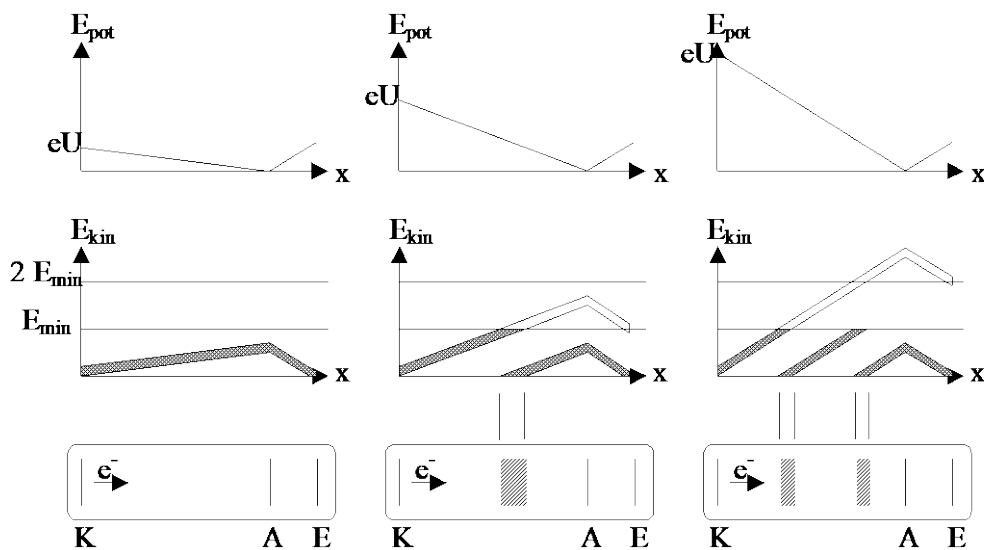


Abbildung 11.3: Die kinetische Energie der Elektronen nimmt entlang der Strecke KA im gleichen Maß zu, wie die potentielle Energie abnimmt (Zeile 1 und 2). Die Dicke der E_{kin} Kurven soll hierbei andeuten, dass die Elektronen mit unterschiedlichen kinetischen Energien starten. Sobald die Elektronen genug kinetische Energie für eine Anregung der Hg-Atome haben (E_{min}), geben sie bei inelastischen Stößen diese Energie ab. Danach werden sie wieder "aus dem Stand" beschleunigt. Diese Bereiche, in denen inelastische Stöße stattfinden, sind in der dritten Zeile schraffiert angedeutet. Bei kontinuierlicher Erhöhung von U bricht jedes Mal, wenn eine neue Stoßzone entsteht, der über E fließende Strom ein.

11.2 Experimentelle Aufgaben

11.2.1 Die spezifische Ladung des Elektrons

Geräte: Fadenstrahlrohr, Helmholtz-Spulenpaar
(Windungszahl $n=154$, $R=0,2\text{ m}$), Netzgeräte, Multimeter

Versuchsdurchführung

0. Vor der Inbetriebnahme der Messröhre müssen die beiden Potentiometer $\gg -50 \dots 0\text{ V} \ll$ und $\gg 0 \dots 250\text{ V} \ll$ auf null stehen.
1. Stellen Sie die (negative) Gitterspannung auf 50 V.
2. Stellen Sie nacheinander die drei Spannungen 150 – 200 – 250 V ein. Wählen Sie für jede der Spannungen alle diejenigen Werte des Spulenstroms (maximaler Strom 5 A), für die der Elektronenstrahl die Messmarken bei $r=3-4-5\text{ cm}$ trifft.
2. Berechnen Sie für alle Einstellungen das Magnetfeld B mitsamt Fehler nach Gleichung (11. 6). Hinweis: Für die Fehlerrechnung können Sie die Größen μ_0 , n , R als fehlerfrei annehmen. Denken Sie daran, die Messgenauigkeit der verwendeten Multimeter zu notieren.
3. Berechnen Sie für alle Einstellungen die spezifische Ladung mitsamt Fehler nach Gleichung (11. 5).
4. Tragen Sie in einem Diagramm die ermittelten Werte der spezifischen Ladung mitsamt Fehlerbalken gegen die Spannung auf. Liegt der Literaturwert innerhalb der Fehlerbalken? Berechnen Sie den Mittelwert über alle Messungen. Der

Versuch 11: Atomare Konstanten und Größen

Literaturwert ist: $\frac{e}{m} = (1,75881962 \pm 0,00000053) \cdot 10^{11} \text{ C/kg}$. (Quelle: Journal of Research of the National Bureau of Standards, The 1986 CODATA recommended Values of the Fundamental Physical Constants, Vol. 92(2), March-April 1987)

Hinweis aus gegebenem Anlass: Achten Sie darauf, dass sich keine Magnete in der Nähe der Versuchsanordnung befinden.

Fragen:

- Warum kann man die Elektronenbahn sehen?
- Wie sieht die Elektronenbahn aus, wenn die Geschwindigkeit nicht senkrecht auf B steht?
- Wie lange braucht ein Elektron, um einen Halbkreis zu durchlaufen?
- Muss man bei den verwendeten Spannungen die relativistische Massenzunahme

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - (v/c)^2}}$$

berücksichtigen?

- Muss man das Erdmagnetfeld berücksichtigen? (Die Größe des Erdmagnetfelds ist ca. 3 bis $6 \cdot 10^{-5} \text{ T}$)

11.2.2 Photoeffekt - Bestimmung der Planckschen Konstanten h

Geräte: verschiedene LED, Ampere- und Voltmeter, Netzgerät, Potentiometer

Beim Anschließen der LED muss auf die richtige Polung geachtet werden, da sie den Strom nur in einer Richtung durchlassen. Der Strom darf nicht zu hoch sein, da sonst die Dioden zerstört werden ($\leq 0,5 \text{ mA}$).

Erste Versuchsversion: Die LED sind verdeckt. Regeln Sie die Spannung des Netzgerätes auf Null. Verkabeln Sie eine LED mit dem Netzgerät und den Messgeräten. Erhöhen Sie langsam die Spannung, bis das Amperemeter einen möglichst kleinen Strom anzeigt (im Bereich einiger μA). Erhöhen Sie die Spannung langsam weiter und lesen Sie die Spannung U_D beim Einsetzen des deutlich erkennbaren Stromflusses am Voltmeter ab (U_D liegen im Bereich 1 bis 4V). Drehen Sie dann die Spannung wieder herunter und notieren Sie den Punkt, an dem der Stromfluss verschwindet. Wiederholen Sie das Vorgehen einige Male und bilden Sie den Mittelwert. Drehen Sie dann die Spannung auf Null und wechseln Sie die LED.

Zweite Versuchsversion: Die LED emittieren sichtbares Licht. Lassen Sie das Amperemeter weg und bestimmen Sie das Einsetzen des Leuchtens der Leuchtdioden mit dem Auge. Notieren Sie die Spannung, sobald die LED aufglimmt oder erlischt. Wiederholen Sie auch hier das Vorgehen einige Male.

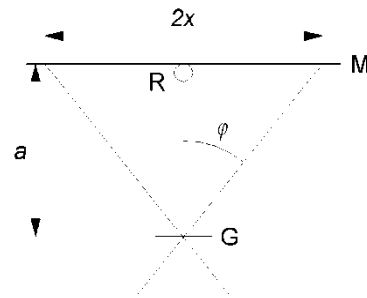
Rechnen Sie für beide Versionen die Spannungen in Energien um und tragen sie diese in einem Diagramm gegen die entsprechenden Frequenzen auf, um h zu ermitteln. Gemäß Gl. (11.8) entspricht h der Steigung der Regressiongeraden.

11.2.3 Emission von Energiequanten: Die Balmer-Serie des Wasserstoffatoms

Geräte: Spektralröhre mit Wasserstoff-Füllung, Halterung, Netzgerät 5 kV, zwei Maßstäbe (einer davon weiß, mit 2 Reitern), Gitter 600 / mm, Gitterhalterung, Spaltblende, Stativmaterial

1. Mit Hilfe der nebenstehend dargestellten Messanordnung sollen die Wellenlängen des Lichts bestimmt werden, das von angeregtem Wasserstoffgas beim Übergang von höheren in niedrigere Energiezustände emittiert wird.

Eine mit H_2 gefüllte Spektralröhre (R, senkrecht zur Papierebene) steht vor einem Maßstab (M), auf dem 2 verschiebbare Reiter angebracht sind. Im Abstand a vor der Spektralröhre befindet sich ein Gitter G; die Gitterebene ist parallel zu M ausgerichtet.



Wird die Spektralröhre durch das Gitter hindurch betrachtet, so kann mit Hilfe der beiden verschiebbaren Reiter der Abstand $2x$ der beidseitig der Röhre erscheinenden Spektrallinien (jeweils gleicher Ordnung) gemessen werden. Der Beugungswinkel φ ergibt sich dann aus der Beziehung

$$\sin \varphi = \frac{x}{\sqrt{x^2 + a^2}} \quad (11.12)$$

Die Wellenlängen ergeben sich aus der Winkelabhängigkeit der Maxima bei der Beugung am Gitter (siehe Versuche zur Beugung und Interferenz):

$$\sin \varphi = \frac{k\lambda}{g} \quad \text{mit } k=1 \quad (11.13)$$

Bei entsprechender Dunkeladaption des Auges sind vier Linien beobachtbar. Für die Fehlerrechnung können Sie die Näherung für Kleinwinkelstreuung benutzen: $\sin \varphi \approx \tan \varphi \approx \varphi \approx \frac{x}{a}$; λ, g können als fehlerfrei angesehen werden.

2. Berechnen Sie die Energien des Wasserstoffatoms für die Hauptquantenzahlen $n_2 = 2$ und $n_1 = 3, 4, 5, 6, \infty$, sowie die Energiedifferenzen bei den Übergängen von n_1 nach n_2 und die dazugehörigen Wellenlängen. Für welche Übergänge entsteht Licht im sichtbaren Bereich? Vergleichen Sie diese theoretischen Werte mit ihren Messwerten.

11.2.4 Absorption von Energiequanten: Der Franck-Hertz-Versuch

Geräte: Franck – Hertz – Rohr mit Heizofen, Thermometer 250 °C, Netzgerät (Phywe), Schaltbox für Spannungsregelung, Oszilloskop

Für Beschleunigungsspannungen zwischen Kathode und Gitteranode des Franck-Hertz-Rohres von 0 bis ca. 40 Volt soll der jeweils entstehende Auffängerstrom I_E von E nach K gemessen und als Funktion von U dargestellt werden.

Versuch 11: Atomare Konstanten und Größen

Durchführung: Zum Erreichen des nötigen Hg – Dampfdruckes wird das Franck-Hertz-Rohr in einem elektrischen Ofen auf ca. 160-180°C aufgeheizt. Die Heizzeit beträgt ca. 15 Minuten.

Wegen der Komplexität der zur Messung benötigten Schaltung ist sie fertig aufgebaut und in einem Vorschaltgerät integriert. Zur Darstellung der Franck-Hertz-Kurve ist eine stetig von Null bis ca. 40 Volt ansteigende Spannung U_I zwischen K und A erforderlich. Die Schaltung übernimmt dieses Hochfahren der Spannung sowie die Triggerung des Oszilloskops. Zudem wird der Stromfluss durch die Röhre in eine proportionale Spannung U_R umgewandelt., die ebenfalls auf dem Oszilloskop beobachtbar ist.

Zur Bestimmung der Anregungsenergie ($E_{\min} = eU_{\text{diff}}$) für einen betreffenden Elektronenübergang des Hg-Atoms wird die hierzu gehörige Spannungsdifferenz U_{diff} , d.h., die Differenz zwischen zwei Spannungsminima, mit dem Oszilloskop gemessen. Am Oszilloskop wird dazu auf dem ersten Kanal das lineare Spannungssignal U_I dargestellt, auf Kanal zwei die Spannung U_R . Die beiden Spannungscursor von **Kanal 1** werden nun so eingestellt, dass zwei benachbarte Spannungsminima von U_R geschnitten werden. Dies ergibt die zu bestimmende Differenzspannung U_{diff} . Messen Sie mindestens drei Abstände aus und bestimmen Sie den Mittelwert.

Zur Auswertung berechnen Sie die Frequenz und die Wellenlänge des als Folge der Anregung entstehenden Lichtes. Stimmt die ermittelte Frequenz im Rahmen des Fehlers mit der Hauptlinie des Hg überein? Warum ist die Beobachtung mit optischen Mitteln nicht möglich?