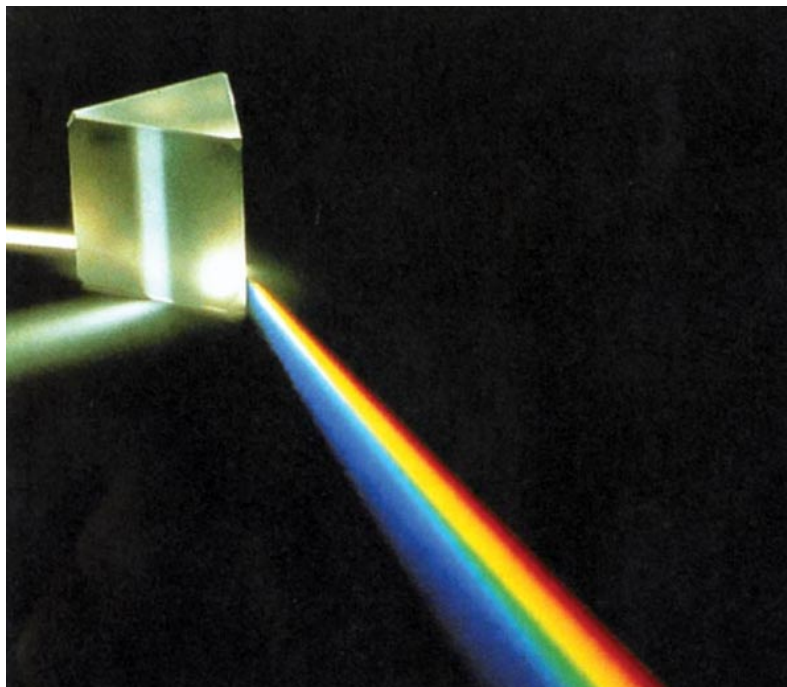


Physikalisches Grundpraktikum

Emission von Licht (Spektralanalyse)



WWW-Adresse Grundpraktikum Physik: <http://grundpraktikum.physik.uni-saarland.de/>

Kontaktadressen der Praktikumsleiter:

Dr. Manfred Deicher
Zimmer: 1.11, Gebäude E 2.6
e-mail: manfred.deicher@tech-phys.uni-sb.de
Telefon: 0681/302-58198

Dr. Patrick Huber
Zimmer: 3.23, Gebäude E2.6
e-mail: p.huber@physik.uni-saarland.de
Telefon: 0681/302-3944

EMISSION VON LICHT (SPEKTRALANALYSE)

Stoffgebiet	Bohrsches Atommodell
	Bohrsche Postulate
	Elektronenwellen
	Unbestimmtheitsrelationen
	Spektralserien des H-Atoms
	Balmersches Seriengesetz für das H-Atom
	Wasserstoffähnliche Spektren
	Gitter- und Prismen-Spektralapparat (Aufbau, Funktion und Auflösungsvermögen)

Fragen:

1. Wie lauten die Heisenbergschen Unschärferelationen für
 - a) Ort und Impuls?
 - b) Energie und Zeit?

2. Ein auf einer Kreisbahn um den Kern laufendes Elektron ist beschleunigt. Nach der klassischen Elektrodynamik gibt ein beschleunigtes Elektron Energie in Form elektromagnetischer Strahlung ab. Warum widerspricht das Rutherford'sche Atommodell der klassischen Elektrodynamik?

3. Welcher Zustand des Wasserstoffatoms ist energetisch höher?
 - a) Kern und Elektron getrennt.
 - b) Elektron in stationärem Zustand in Kernnähe.Geben Sie eine physikalische Begründung an!

4. Welche physikalische Bedeutung haben Haupt-, Neben- und magnetische Quantenzahl? Nennen Sie die physikalischen Größen, deren Quantisierung sie beschreiben.

5. Was versteht man unter den Begriffen Seriergrenze und Ionisation?

6. Was besagt das Bohrsche Korrespondenzprinzip?

7.
 - a) Was ist ein Spektrum?
 - b) Wodurch unterscheidet sich das Spektrum einer Glühlampe von dem einer Na-Dampf-Lampe? Erläutern Sie Ihre Meinung.

8. Skizzieren Sie den Aufbau und die Wirkungsweise eines Prismen-Spektralapparates.

9. Skizzieren Sie den Aufbau und die Wirkungsweise eines Gitter-Spektralapparates.

10. Wodurch ist das Auflösungsvermögen der oben genannten Spektralapparate bestimmt?

Grundlagen:

Elektromagnetische Strahlung des optischen Bereiches entsteht meistens durch Übergänge von äußeren Atomelektronen zwischen deren stationären Energiezuständen. Diese Zustände sind bei freien Atomen und Molekülen diskrete Energiewerte. In Flüssigkeiten und Festkörpern jedoch bilden sie breite Energiebänder.

Das einfachste Spektrum stammt vom einfachst aufgebauten Atom, dem Wasserstoff-Atom! Es besteht aus einem Proton, welches klassisch gesehen von einem Elektron umkreist wird. In diesem Versuch wird das Spektrum dieses Atoms untersucht.

Seine historisch erste Deutung erfolgte mit dem auf den Gesetzen der klassischen Mechanik aufgebauten Atommodell von Rutherford, Haas, Bohr, Sommerfeld und anderen. Dieses **Bohrsche Atommodell** beruht auf dem Modell eines extrem verkleinerten Planetensystems. Ein Elektron soll wie ein Planet um die Sonne um den Kern kreisen. Nach heutiger Kenntnis ist diese Vorstellung in wesentlichen Punkten falsch, obwohl das Bohr-Modell das Spektrum des vom H-Atom emittierten Lichtes auf sieben Stellen der Frequenzen wiedergibt.

Um Atomspektren zu verstehen, benötigt man die Quantentheorie. Ein Teil ihrer Voraussetzungen ist bereits im Bohrschen Atommodell enthalten, so daß dieses als ein erster Schritt zum Verständnis des Atombaus dienen kann, wenn, wie im folgenden, zugleich auf die unrichtigen Seiten des Modells hingewiesen wird.

Das Elektron des H-Atoms wird vom Kern durch elektrische Anziehung gebunden. Das Potential des Kernes ist dabei das Coulomb-Potential einer Punktladung:

$$V(r) = \frac{-e}{4\pi\epsilon_0 r} \quad (1)$$

wobei r der Abstand zwischen Elektron und Kern, e die Elementarladung und ϵ_0 elektrische Feldkonstante bedeuten.-

Das Elektron soll auf Kreisbahnen um den Kern laufen. Nach den Gesetzen der Elektrodynamik sollte es dabei jedoch wie eine Antenne dauernd elektromagnetische Strahlung emittieren, wodurch die Bewegungsenergie verringert würde. Ein stationärer Bewegungszustand wäre klassisch nicht möglich, und damit auch nicht die Existenz von Linienspektren. Daher postulierte Bohr, daß Elektronen im Atom nicht den Gesetzen der klassischen Physik gehorchen. Die Begründung dazu lieferte erst später die Quantentheorie.

1.Bohrsches Postulat:

Die Elektronen von Atomen können sich dauernd, d.h. stationär, auf bestimmten Energieniveaus befinden, in denen sie weder elektromagnetische Energie emittieren, noch von außen absorbieren. Diese Energieniveaus bilden eine diskrete Folge von Energien, welche als Summe aus Bewegungs- und potentiellen Energien der Elektronen zu verstehen sind.

Bohr ordnete nun jedem Energieniveau - im Sinne seines Planetenmodelles - einen bestimmten Abstand r der Kreisbahn vom Kern zu, da er voraussetzte, die Elektronen seien innerhalb des Atoms jederzeit lokalisierbar, d.h. die Momentanorte seien jederzeit meßbar. Mit dieser Annahme läßt sich die Bewegung beschreiben aus dem Gleichgewicht zwischen Zentripetalkraft und Coulomb-Kraft:

$$(2) \quad \frac{e^2}{4\pi \epsilon_0 r^2} = m r \omega^2$$

wobei m die Elektronenmasse und ω die Kreisfrequenz bedeuten.

Anmerkung:

Bohr wußte noch nichts von der Wellennatur der Elektronen, die beispielsweise an einem Kristallgitter in gleicher Weise gebeugt werden wie Röntgenstrahlung. Bewegen sich Elektronen geradlinig gleichförmig, so ist die Wellenlänge durch die deBroglie-Beziehung gegeben:

$$(3) \quad \lambda = \frac{h}{p}$$

h ist hier das Plancksche Wirkungsquantum; p der Impulsbetrag des Elektrons.

Im Wasserstoffatom nehmen die Elektronenwellen ausgedehnte, dreidimensionale Bereiche um den Atomkern ein. Sie werden durch Wellenfunktionen beschrieben, deren Quadrat an einem herausgegriffenen Ort ein Maß für die Aufenthaltswahrscheinlichkeit des Elektrons an diesem Ort ist. Stationäre Zustände entstehen dann, wenn Wellenlänge und Lage der Wellen gerade so zusammenpassen, daß sich stehende Wellen ausbilden. Diese stehenden Wellen sind der Symmetrie des Atoms angepaßt, und die Bereiche, in denen sich die Elektronen bevorzugt aufhalten, haben wenig Ähnlichkeit mit den Bohrschen Kreisbahnen der als klassische Partikel gedachten Elektronen. Um die räumliche Verteilung hervorzuheben, spricht man auch von „Elektronenwolken“.

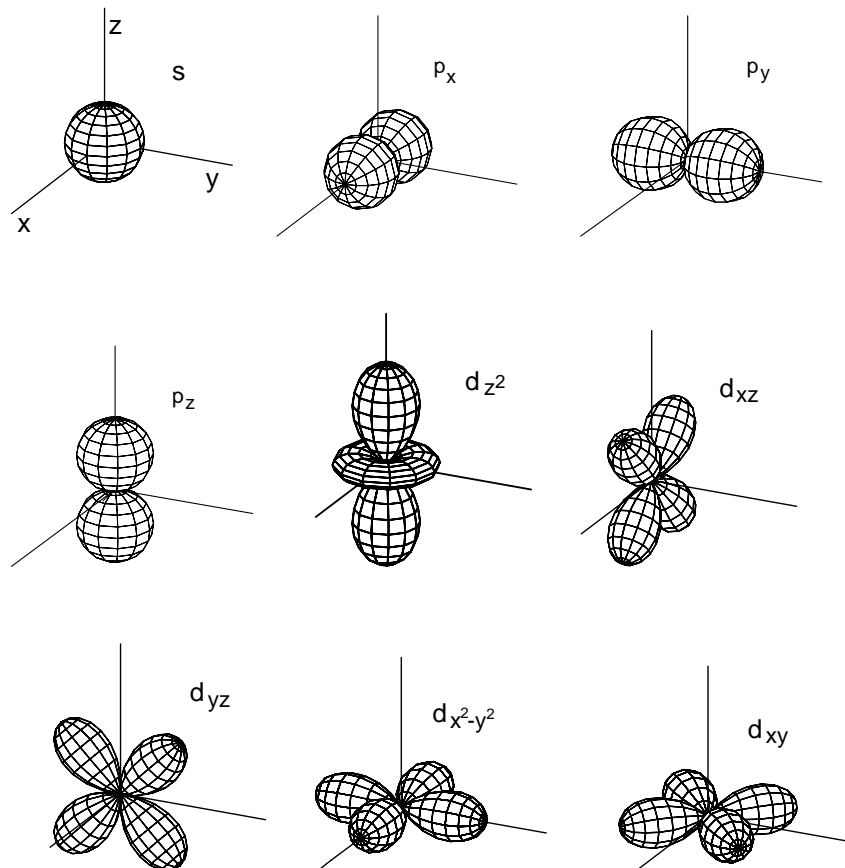


Fig. 1

In Fig.1 sind die Elektronen-Dichteverteilung für s-, p- und d-Elektronen (s.u.) qualitativ dargestellt (mit der üblichen Nomenklatur).

Die Zustände unterscheiden sich sowohl im Abstand der Maxima der Dichteverteilung vom Kern, als auch in der Symmetrie der Verteilung. Beschreibt man die Elektronenzustände durch stehende Wellen, dann kann man den Ort eines Elektrons zu einer bestimmten Zeit nicht mehr angeben. So ist die Elektronendichte des Elektrons im Grundzustand des H-Atoms zu allen Zeiten kugelsymmetrisch, d.h. auf jeder beliebig herausgegriffenen Kugelschale um den Kern konstant. Von einem umlaufenden Elektron, wie Bohr es sich vorstellte, kann man nicht sprechen.

Diese Unbestimmtheit der Elektronenbewegung wird allgemein durch die Heisenbergsche Unschärferelation begründet. Allerdings stimmt die Ausdehnung der Elektronenwolken der verschiedenen stationären Zustände einigermaßen mit den Radien der zugehörigen Bohrschen Bahnen überein.

Um die Spektren des H-Atoms erklären zu können, postulierte Bohr weiter, daß die Radien r_n der stationären Bahnen gegeben seien durch

$$r_n = \frac{4\pi\epsilon_0\hbar^2}{me^2} n^2 \quad , n=1,2,3,\dots \quad (4)$$

wobei \hbar (sprich h quer) eine Abkürzung für $h/2\pi$ ist.

Die dazugehörigen Gesamtenergien sind

$$(5) \quad E_n = E_{\text{kin}} + E_{\text{pot}} = \frac{m\omega^2 r_n^2}{2} + \frac{-e^2}{4\pi\epsilon_0 r_n}$$

Dabei wurde angenommen, daß der Nullpunkt der potentiellen Energie bei unendlich großem Abstand r liegt. Dann sind Elektron und Kern vollständig voneinander getrennt. Aus dieser (willkürlichen) Festlegung folgt, daß E_{pot} für gebundene Zustände negativ ist. Wie bei den Kepler-Gesetzen, ist im Bohrschen Planetenmodell im Gleichgewicht $E_{\text{kin}} = -E_{\text{pot}}/2$, und mit Gleichung (4) ergibt sich damit die Gesamtenergie zu

$$(6) \quad E_n = \frac{-e^2}{8\pi\epsilon_0 r_n} = \frac{-me^4}{8\epsilon_0^2 h^2 n^2}, \quad \text{mit } n=1,2,3,\dots$$

Anmerkung:

Bohr leitete Gleichung (4) dadurch ab, daß er für den Betrag des Drehimpulses des Elektrons voraussetzte, er könne nur Vielfache der Größe $h/2\pi$ annehmen:

$$(7) \quad m\omega r_n^2 = n h, \quad \text{mit } n=1,2,3,\dots$$

Heute weiß man, daß zwar der Betrag des Drehimpulses gequantelt ist, wie in Gleichung (7) angegeben, nur ist die Quantenzahl nicht die Energiequantenzahl n der Gleichung (6), sondern die Nebenquantenzahl l . l kann ganzzahlige Werte zwischen 0 und $(n-1)$ annehmen.

Auch die Richtung des Drehimpulses ist gequantelt, und zwar mit der magnetischen Quantenzahl m . Zusätzlich gibt es noch die Spinquantenzahl s , welche die Orientierung des Eigendrehimpulses des Elektrons angibt. Trotz der Zugehörigkeit zur selben Hauptquantenzahl n haben die Elektronenwolken für $l=0$ und $l=1$ völlig unterschiedliches Aussehen. Wenn $n=2$ beträgt, dann ist z.B. die $l=0$ Wolke im Dreidimensionalen kugelsymmetrisch, die $l=1$ Wolke dagegen hat die Form eines Kreisringes. Es ist eine ganz spezielle Eigenschaft des reinen Coulomb-Potentials, daß die Gesamtenergie auch nach der Quantentheorie zur Gleichung (6) führt, also nur von der Hauptquantenzahl n , nicht aber von der Nebenquantenzahl l abhängt. Bei komplizierteren Atomen ist das Potential nicht mehr rein Coulombsch. Dort hängt die Gesamtenergie sowohl von n , als auch von l ab. Für die Nebenquantenzahl l gibt es eine weitere Numerierung: $l=0$ wird auch mit dem Buchstaben s bezeichnet, $l=1$ mit p , $l=2$ mit d . Der Grundzustand ($n=1, l=0$) des H-Atoms ist demnach der $1s$ -Zustand.

Bohr stellte sich die Emission und Absorption elektromagnetischer Strahlung so vor, daß die Elektronen plötzlich von einer Bahn auf eine andere springen:

2.Bohrsches Postulat:

Das Elektron des H-Atoms kann seine Energie nur ändern, indem es von einem stationären Energiezustand E_1 zu einem anderen, E_2 , wechselt. Wird die Energiedifferenz als elektromagnetische Strahlung emittiert, so ist n_2 kleiner als n_1 . Umgekehrt ist es bei der Absorption.

Es wird also ein Energiequant der Strahlung emittiert oder absorbiert. Die zugehörige Frequenz ν ergibt sich aus dem Energiesatz:

$$E_1 - E_2 = h \cdot \nu \quad (8)$$

Setzt man Gleichung (6) in Gleichung (8) ein, so sieht man, daß nur diskrete Frequenzen möglich sind. Emissions- und Absorptionsspektren sind Linienspektren. Man erhält:

$$h\nu = \frac{me^4}{8\epsilon_0^2 h^2} \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right) = R \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right) \quad (9)$$

R ist eine nur durch universelle Konstanten bestimmte Energie, sie wird als Rydberg-Konstante bezeichnet. Ihr Zahlenwert beträgt:

$$R = 13.6 \text{ eV} = 2.178 \cdot 10^{-18} \text{ J.}$$

Anmerkung:

Gleichung (8) ist eine grundlegende Beziehung der Quantentheorie. Die Änderung des Energiezustandes wird heute interpretiert als eine Änderung der Aufenthaltswahrscheinlichkeit der Elektronen, d.h. der Form und Größe der Elektronenwolken. Dies stimmt grob mit der Bohrschen Vorstellung überein, daß bei Absorption bzw. Emission die Elektronenwolke vom Kern weg- bzw. heranrückt.

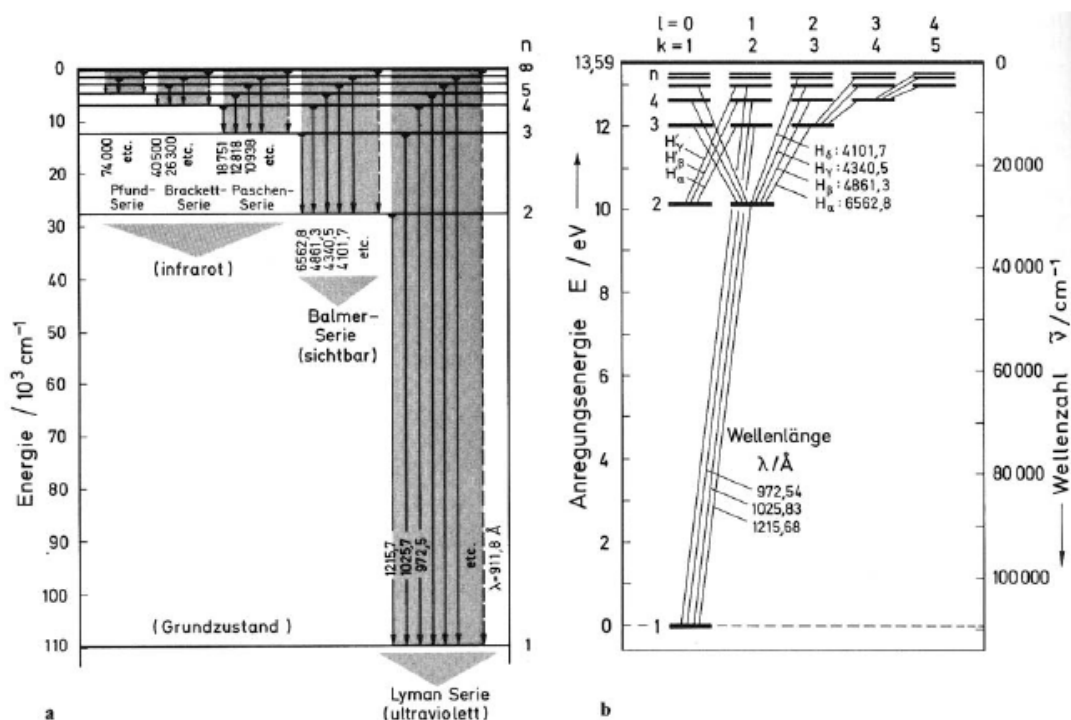
Ursprünglich wurde die Rydbergkonstante in einer anderen Einheit angegeben, die der Energie proportional ist, nämlich in Wellenzahlen. Die Wellenzahl k ist definiert durch $k=2\pi/\lambda$. Die Wellenlänge λ der Strahlung wurde in cm gemessen. Die Rydbergkonstante beträgt dann $R' = 109737 \text{ cm}^{-1}$ ($=R/(hc)$).

Die Rydbergkonstante hat eine anschauliche Bedeutung. Hebt man das Elektron des H-Atoms vom Grundzustand ($n=1$) zu einem Zustand beliebig hoher Quantenzahl ($n \rightarrow \infty$), so ist gemäß Gleichung (9) die dazu nötige Energie $h\nu = R$. R ist also gleich der Ionisierungsenergie des H-Atoms, die erforderlich ist, das Elektron vom Atom abzulösen.

Gleichung (9) ist die berühmte Balmer'sche Serienformel des Wasserstoffspektrums. Sie beschreibt die Frequenzen aller am H-Atom beobachteten Spektrallinien quantitativ und war bereits 20 Jahre vor Bohrs Modell von Balmer gefunden worden. Das Spektrum läßt sich in Serien zusammengehöriger Linien gliedern, wobei jeder Serie ein fester Wert von n_1 zukommt, während n_2 alle ganzen positiven Zahlen durchläuft. Nach ihren Entdeckern wurden diese Serien als

- Lyman-Serie ($n_1=1$) im fernen Ultraviolett (UV)
- Balmer-Serie ($n_1=2$) im Sichtbaren und nahen UV
- Paschen-Serie ($n_1=3$) im nahen Infrarot (IR)
- Brackett-Serie ($n_1=4$) im fernen IR, und
- Pfund-Serie ($n_1=5$) im fernen IR

bezeichnet. Die Serien für $n_1 > 5$ tragen keine besonderen Namen. Unten sind die zugehörigen Übergänge im Bohrschen Atommodell skizziert. Üblicher ist es, die Spektrallinien als Übergänge im Energie-Niveau-Diagramm einzuzichnen.



Die Leistung des Bohrschen Atommodells war es, die Gleichung (9) modellmäßig zu deuten, wobei n als Hauptquantenzahl stationärer Zustände interpretiert, und das von Balmer als Konstante eingeführte R auf die Naturkonstanten m , e und h zurückgeführt wurde.

Eine Verfeinerung des Modells gelang, indem man die Kreisbahnen durch Ellipsenbahnen ersetzte (im Sinne des Planetenmodells also vom Kopernikanischen zum Keplerschen Bild übergang). Durch die Annahme, daß die Exzentrizität dieser Ellipsen gequantelt sei, konnte eine weitere

Quantenzahl eingeführt werden, die der Nebenquantenzahl 1 entspricht. Damit konnten auch winzige Feinstrukturen im H-Spektrum gedeutet werden, und es gelang, die Spektren anderer Elemente mit niedriger Ordnungszahl weitgehend zu erklären. Weniger erfolgreich war das Modell jedoch bei schwereren Atomen. Heute weiß man, daß das Bohrsche Modell falsche Annahmen enthält. Erst die Quantentheorie ermöglichte es, die Spektren aller Atome zu verstehen.

Aufgabe 1:

Berechnen Sie explizit die Quantenenergien, Wellenlängen und Frequenzen für die Balmer Serie und geben Sie an, welche Linien im sichtbaren Bereich liegen. Geben Sie die zugehörigen Atomradien an.

Aufgabe 2:

Bestimmen Sie mit einem Gitterspektrometer (Gitter mit 600 Strichen/mm) experimentell das Spektrum der Wasserstofflampe und vergleichen Sie das Resultat mit den in Aufgabe 1 gewonnenen Ergebnissen.

Durchführung:

Messen Sie die Beugungswinkel und rechnen Sie mit Hilfe von Gl.(13) die zugehörigen Wellenlängen aus. Stellen Sie den Zusammenhang $\lambda(\sin\alpha)$ als Eichkurve des Spektrometers graphisch dar.

Aufgabe 3:

Nehmen Sie das Spektrum 1. Ordnung eines Gitters mit der Strichzahl 100 Striche/mm mit einem Fotoapparat auf. Holen Sie dazu den Betreuer zu Hilfe.

Aufgabe 4:

Bestimmen Sie mit dem Gitterspektrometer die Wellenlängen einer Hg-, einer Na- und einer Ne-Lampe. Benutzen Sie dazu die Eichkurve aus Aufgabe 2.

Aufgabe 5:

Ersetzen Sie das Gitter durch das Glasprisma und nehmen Sie für das aus Aufgabe 4 bekannte Hg-Spektrum die Eichkurve $\lambda(\sin\alpha)$ des Prismenspektrometers auf. Erklären Sie die Unterschiede zwischen den beiden Eichkurven.

Hinweise:

Von der Balmerreihe mit $n_1=2$ liegen vier Linien im Sichtbaren. Sie können im Versuch beobachtet werden. Die rote und die blaugrüne Linie (Wellenlängen λ_1 und λ_2) lassen sich sehr gut identifizieren. Der roten Linie entspreche der Index $n_2=m$. Dann hat die darauffolgende blaugrüne Linie den Index $m+1$. Damit hat man, wenn man aus Gleichung (9) die Rydberg-Konstante in Wellenzahlen ausrechnet:

$$R' = \frac{1}{\lambda_1 \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{m^2} \right)} = \frac{1}{\lambda_2 \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{(m+1)^2} \right)} \quad (10)$$

oder

$$(11) \quad \frac{\lambda_1 - \lambda_2}{4} = \frac{\lambda_1}{m^2} - \frac{\lambda_2}{(m+1)^2}$$

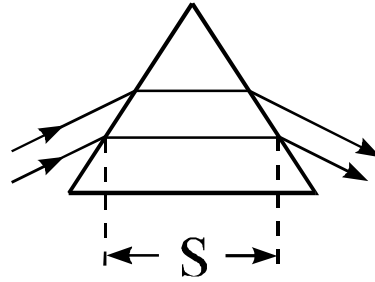
λ_1 und λ_2 werden im Versuch bestimmt. Durch Probieren (m ist größer als 2) kann m aus Gleichung (11) gefunden werden, und mit Gleichung (10) erhält man dann die Rydbergkonstante als Mittelwert aus zwei Werten.

Bei allen Versuchen werden Spektralapparate benutzt, deren Aufgabe es ist, ein Lichtbündel, das verschiedene Wellenlängen enthält, in mehrere räumlich getrennte Teilbündel aufzuspalten, wobei jetzt jedes Teilbündel nur eine Frequenz enthält. Zur Analyse der Spektren werden Prismen- oder Gitterspektralapparate benutzt.

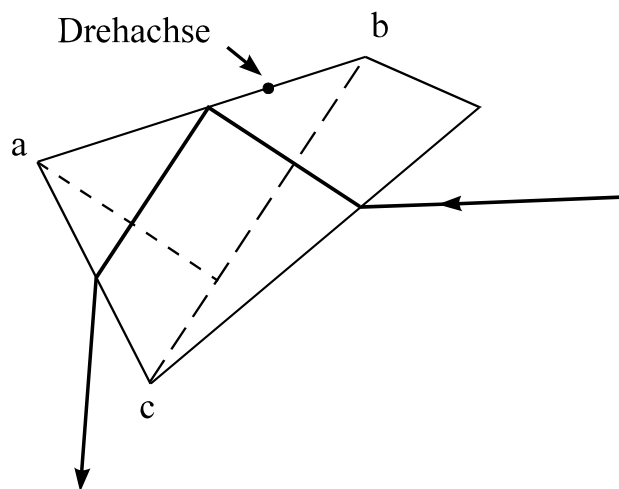
1. Prismenspektralapparate

Infolge der Wellenlängenabhängigkeit des Brechungsindex n läßt sich mit Hilfe eines Prismas eine Wellenlängenanalyse des Lichtes durchführen. Hierbei ergibt sich der Ablenkungswinkel als Funktion des Brechungsindex sowie der geometrischen Form des Prismas. Die Fähigkeit, zwei Spektrallinien zu trennen, bezeichnet man als Auflösungsvermögen A . Wenn S die wirksame Basislänge eines Prismas ist, dann ist A bestimmt durch:

$$(12) \quad A = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} = S \cdot \frac{dn}{d\lambda}$$



$\Delta\lambda$ ist der Abstand der beiden Linien, die gerade noch getrennt erscheinen, $dn/d\lambda$ die Dispersion des Prismenmaterials. In dem bei Versuch A und B (erster und zweiter Arbeitsplatz) benutzten Spektrographen ist ein Prisma konstanter Ablenkung nach Abbe eingebaut. Man kann es sich zusammengesetzt denken aus zwei 30° -Prismen, die mit einem 90° -Prisma kombiniert sind. Die Ablenkungen - nicht die Dispersion - der 30° -Prismen heben einander auf. An der Fläche a-b wird der Strahl totalreflektiert.



Dieses Prisma gestattet den Bau eines Spektrometers mit konstanter Ablenkung des Lichtbündels um 90° zwischen Kollimator und Fernrohr. Unterschiedliche Wellenlängen werden einfach durch Drehung des Prismas in das Gesichtsfeld des Fernrohres gebracht.

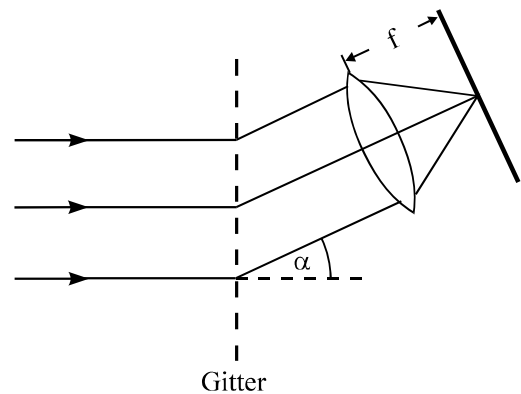
Bei den Versuchen C und D werden statt dessen Spektrometer mit normalen 60° -Prismen verwendet, die auf dem Drehtisch eines Goniometers montiert sind. Hier wird zur Einstellung der verschiedenen Wellenlängen auf das Fadenkreuz des Fernrohres der Winkel zwischen Kollimator und Fernrohr verändert. Durch eine Hebelanordnung wird dabei erreicht, daß der Prisentisch zugleich um den halben Winkel gedreht wird. Dadurch bleibt das Prisma für alle Wellenlängen im Winkel der minimalen Ablenkung (lassen Sie sich dies vom Betreuer näher erläutern!). Zur Einstellung und Ablesung der Drehung (die zur Kalibrierung des Gerätes in Aufgabe 1 erforderlich ist), dient eine Mikrometerschraube.

2. Gitterspektralapparate

Fällt paralleles, monochromatisches Licht (Wellenlänge λ) senkrecht auf ein Strichgitter, so beobachtet man in der Brennebene einer Linse scharfe Intensitätsmaxima (Spektrallinien) unter Beugungswinkeln α , die der Beziehung

$$(13) \quad d \cdot \sin\alpha = z \cdot \lambda$$

genügen. Dabei bedeuten d = Gitterkonstante und z = die Ordnung des betreffenden Maximums. Wegen (13) ist bei festem d und z jeder Wellenlänge λ ein bestimmter Winkel α zugeordnet, unter dem die dieser Wellenlänge entsprechende Spektrallinie erscheint. Enthält das Licht verschiedene Wellenlängen, so findet durch das Gitter eine



Spektralzerlegung statt. Durch Ausmessen der Winkel α , unter denen die Linien des Spektrums erscheinen, kann dann, bei bekanntem d und z , aus (13) die zugehörige Wellenlänge errechnet werden.

Das Auflösungsvermögen eines Gitterspektralapparates mit N beleuchteten Spalten und der Gitterkonstante z lautet:

$$A = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} = N \cdot z$$

Versuchsdurchführung:

Zunächst wird das Spektroskop geeicht, das heißt der Zusammenhang zwischen Wellenlänge und Prismen- bzw. Gitterdrehung gesucht. Zur Eichung wird hier ein Hg-Spektrallampe benutzt, in deren Lampenkolben die Atome des Hg-Dampfes zur Aussendung seines charakteristischen Linienspektrums angeregt werden. Die Wellenlängen dieses Spektrums sind bekannt und am Arbeitsplatz angegeben. Durch Drehen des Prismas können die einzelnen Spektrallinien, die mit einem Fernrohr beobachtet werden, über ein Fadenkreuz im Okular des Fernrohres geschoben werden. Die Eichung wird so durchgeführt, daß die Linien nacheinander ins Fadenkreuz gedreht werden, und die dazugehörige Prismenstellung an einer Skala abgelesen wird. Man erhält so einzelne Punkte, die sich durch

Interpolation zu einer Eichkurve verbinden lassen. Diese ist für ein Gitterspektrometer linear, nicht aber für ein Prismenspektrometer.

Mit Hilfe der Eichkurve lassen sich jetzt beliebige Spektren (deren Linien in diesen Eichbereich fallen) analysieren. Dies wird im Versuch durchgeführt, indem die Wellenlängen der Linienspektren einiger Elemente (Na, He, Ne) bestimmt werden. Diese Linienspektren werden in Spektrallampen mit Na-, He- bzw. Ne-Füllung angeregt.

Im letzten Teil des Versuchs wird eine sogenannte Geissleröhre (gefüllt mit H_2) eingeschaltet. Sie sendet neben den charakteristischen Linienspektren des H-Atoms noch das Molekülspektrum des H_2 -Moleküls aus, welches dem Atomspektrum überlagert ist und die Identifizierung des letzteren etwas erschwert.