



universität
wien

DIPLOMARBEIT / DIPLOMA THESIS

Titel der Diplomarbeit / Title of the Diploma Thesis

„Optische Spektroskopie anhand
historischer Spektralapparate“

verfasst von / submitted by

Alexander Mayer

angestrebter akademischer Grad / in partial fulfilment of the requirements for the degree of
Magister der Naturwissenschaften (Mag. rer. nat.)

Wien, 2019 / Vienna, 2019

Studienkennzahl lt. Studienblatt /
degree programme code as it appears on
the student record sheet:

A 190 482 412

Studienrichtung lt. Studienblatt /
degree programme as it appears on
the student record sheet:

Lehramtsstudium
UF Bewegung und Sport UF Physik

Betreut von / Supervisor:

Univ.-Prof. Dr. Martin Hopf

Mitbetreut von / Co-Supervisor:

Ass.-Prof. Mag. Dr. Franz Sachslehner

Dank meiner Familie und

Prof. Franz Sachslehner

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
1.1	Thema und Ziel der Diplomarbeit	2
1.2	Struktur der Arbeit.....	2
2	Historischer Rückblick	4
2.1	Die Geschichte der optischen Spektroskopie.....	4
2.2	Die spektralanalytischen Arbeiten von Franz Serafin Exner	7
2.2.1	Erzeugung der Funken- und Bogenspektren.....	9
2.2.2	Versuchsaufbau und Rowland-Konkavgitter	10
2.2.3	Aufnahmen der Spektren	12
2.2.4	Die objektive Messmethode.....	13
2.2.5	Ergebnisse der spektralanalytischen Arbeiten	15
3	Physikalische Grundlagen	19
3.1	Die Natur des Lichts und das elektromagnetische Spektrum	19
3.1.1	Atomspektren und Atommodell von Bohr	20
3.1.2	Lichtquellen und ihr Spektrum	21
3.1.3	Der schwarze Strahler.....	23
3.1.4	Erzeugung von Emissionsspektren.....	24
3.1.5	Spektrallinie und ihre Charakteristik.....	26
3.2	Elektromagnetische Wellen in Materie	27
3.2.1	Brechzahlen – Maß der Dispersion	27
3.2.2	Hartmann´sche Dispersionsformel	28
3.2.3	Prismen	29
3.3	Optische Spektroskopie und Spektralapparate.....	30
3.3.1	Das spektrale Auflösungsvermögen von Spektroskopen	32
3.3.2	Prismenspektralapparate	33
3.3.3	Gitterspektralapparate.....	35

3.3.4	Vergleich von Prisma und Gitter	39
4	Historische Spektralapparate	40
4.1	Prismenspektralapparate mit konstanter Ablenkung	40
4.1.1	VI/31/1 Spektrometer nach Hilger.....	42
4.1.2	VI/90 Wellenlängenspektromat und Monochromator	52
4.1.3	VI/252 Festarmiger Prismen-Spektralapparat in Holzkassette	62
4.2	Prismenspektralapparate mit beweglichem Fernrohr	73
4.2.1	VI/43 Spektrometer nach Glan.....	73
4.2.2	VI/47 Spektroskop mit Quarz-Prisma.....	80
4.2.3	VI/22 Spektralphotometer nach König	86
4.3	Historische Gitterspektralapparate.....	101
4.3.1	Konkavgitter nach Rowland.....	101
4.3.2	VI/25 Rowlandgitter	103
4.3.3	VI/214 Gitterspektrograph	114
5	Schlussbetrachtung	120
	Literaturverzeichnis.....	122
	Abbildungsverzeichnis.....	126
	Tabellenverzeichnis.....	130
	Anhang A: Zusammenfassung.....	131
	Anhang B: Abstract	132

1 EINLEITUNG

Die optische Spektroskopie ist die Gesamtheit aller qualitativen und quantitativen Analysemethoden, die auf der Wechselwirkung von Licht mit Materie basiert (Schmidt, 2000, p. 1). Dabei umfasst sie eine Strahlung vom sichtbaren bis hin zum unsichtbaren Spektralbereich und ihre spektroskopischen Methoden sind immer noch wesentlicher Bestandteil moderner Analytik wie Untersuchungsverfahren verschiedenster naturwissenschaftlicher Disziplinen oder technischer Arbeitsbereiche (Skrabal, 2009, p. 1ff). Grundlage der Spektroskopie bildet die Dispersion des Lichts, nachdem ein Spektrum ein Abbild der Intensität einer Strahlung in Abhängigkeit ihrer Frequenz, Wellenlänge oder Energie ist. Dabei kann ein Spektrum einer zu untersuchenden Strahlungsquelle mittels Brechung (Prisma) oder Beugung (Streugitter) erzeugt werden.

Durch die Begründung der Spektralanalyse um 1859 und damit der Möglichkeit, Rückschlüsse auf die Zusammensetzung von Stoffen geben zu können, erhielt die optische Spektroskopie eine größer werdende Bedeutung nicht nur in der Suche von chemischen Elementen, sondern ebenso in der Erforschung des Zustandekommens von Spektren und folglich der Erklärung des Atomaufbaus (Bohr, 1913; Eichler, 2004, p. 280). Der im 19. Jahrhundert einsetzende beträchtliche Zuwachs dieses Forschungsgebiets schlug sich neben zahlreichen Veröffentlichungen ebenso in den unterschiedlichen Instrumenten und der Vielzahl spektroskopischer Gerätschaften nieder, wie auch die Sammlung der Fakultät für Physik der Universität Wien eindrucksvoll zeigt.

Daneben beschäftigte sich um 1900 besonders einer der maßgebenden Physiker der Universität Wien mit dem Gebiet der Spektroskopie: *Franz Serafin Exner* (1849-1926). Seine umfangreichen spektralanalytischen Arbeiten erfassten die Wellenlängen von Spektrallinien fast aller damals bekannter Elemente, wobei auch der ultraviolette Bereich katalogisiert wurde (Karlik & Schmid, 1982, pp. 75–76).

1.1 Thema und Ziel der Diplomarbeit

Die hier vorliegende Diplomarbeit beschäftigt sich einerseits mit Spektralapparaten der historischen Sammlung, andererseits beleuchtet sie die spektralanalytischen Untersuchungen Exners in Theorie und in ihrer prinzipiellen Anwendung. Das Hauptaugenmerk ist auf detailgetreue Beschreibung, Funktionsweise und, wenn möglich, den experimentellen Einsatz ausgewählter historischer Spektralapparate gerichtet. Zur Durchführung von Spektralanalysen mit diesen geschichtsträchtigen Geräten müssen dafür zuvor geeignete, adäquate und historisch entsprechende Messaufbauten und Messverfahren herangezogen und sinnvoll eingesetzt werden.

Wohl aufgrund der erwähnten Vielzahl sowie der besonderen Spezifikationen, den unterschiedlichen Bauformen und Ausführungen dieser historischen Apparaturen, liegen heute keine tatsächlichen Messdaten, passenden Beschreibungen und nur mangelnde Bedienungsanleitungen vor. Daher besteht ferner die zentrale Aufgabe, jegliche durch Experimente und Versuchsaufbauten gewonnenen Ergebnisse, Messdaten und Rückschlüsse sorgfältig als auch akkurat wiederzugeben und zu protokollieren.

1.2 Struktur der Arbeit

Da sich für die Bearbeitung der Zielvorstellung mit historischen Objekten unabdingbar eine gewisse Auseinandersetzung mit der Historie des Fachgebietes der optischen Spektroskopie ergibt, beinhaltet der erste Teil (Kapitel 2) den historischen Rückblick. Hierzu wird zuerst ein kurz gefasster, chronologischer Überblick über die Geschichte der optischen Spektroskopie und ihren wichtigsten Persönlichkeiten gegeben, anschließend werden die spektralanalytischen Arbeiten von Franz S. Exner eingehend behandelt.

Neben der Geschichte sind die darauffolgenden physikalischen Grundlagen in Kapitel 3 für die Arbeit und Auseinandersetzung mit Spektralapparaten von Bedeutung. Dazu können die optischen Phänomene allgemein und ganz grundsätzlich unter drei Aspekten betrachtet werden. Die geometrische Optik oder Strahlenoptik beschreibt das Licht als Strahlen, die sich ausbreiten. Die Wellenoptik fasst Licht als elektromagnetische Welle auf, als periodische Oszillation elektrischer und magnetischer Felder in Zeit und Raum. Dadurch lassen sich die elementaren Phänomene wie Brechung und Beugung beschreiben. Die Quantenoptik bildet den dritten Aspekt, die Licht als Strom von Photonen interpretiert, als

Grundlage für Lichtemission oder -absorption (Schmidt, 2000, pp. 13–14). Sie bildet im Zuge der Diplomarbeit allerdings keinen herausragenden Schwerpunkt.

Im Hauptteil der Arbeit (Kapitel 4) werden die historischen Spektralapparate in ihren zwei grundlegenden Arten unterschieden: Prismen- und Gitterspektralapparate. In diesem Zusammenhang wird bei den Prismenapparaten nochmals eine Unterteilung erfolgen, zu jenen mit konstanter Ablenkung und jenen mit schwenkbarem Fernrohr. Besonders berücksichtigt wird bei jedem Spektralapparat das Funktionsprinzip.

2 HISTORISCHER RÜCKBLICK

Die Spektroskopie umfasst im Wesentlichen die gesamten Bereiche der optischen wie elektrotechnischen Entwicklungen, wird hier aber nur grundlegend und in Umrissen wiedergegeben. Hierzu werden die bedeutendsten Persönlichkeiten angeführt und ihre Beiträge bis in das erste Drittel des 20. Jahrhunderts behandelt. Ebenso ist eine Geschichte der Spektroskopie eng verbunden mit ihrer wichtigsten Methode, der *Spektralanalyse* (Ohls, 2010, p. 73).

2.1 Die Geschichte der optischen Spektroskopie

Der Ursprung oder die Begründung der Spektroskopie lässt sich auf *Isaac Newton* zurückführen, der als erster eine korrekte Erklärung der Spektralzerlegung des weißen Lichts mittels eines Glasprismas gab. Im Jahre 1666 erkannte er, dass ein Sonnenstrahl eine Zusammensetzung verschiedener Strahlen unterschiedlicher Farben ist und beim Durchgang durch ein Glasprisma jede Farbe eine andere Brechung erleidet. Dabei führte er den Begriff *Spektrum* ein, ein Wort aus dem Lateinischen, das so viel bedeutet wie „Erscheinung“ oder „Schema“ (Schmidt, 2000, p. 6). Durch die bereits bekannten Gesetze der Brechung des Lichts von *Snellius* und *Descartes* erhielt Newton eine feste Beziehung zwischen Einfallswinkel und Brechungswinkel und konnte dadurch zeigen, wie das Winkelverhältnis für Lichtstrahlen verschiedener Farben wechselte, aber für Lichtstrahlen derselben Farbe konstant blieb (Baly & Wachsmuth, 1908, pp. 1–2).

Erst mit Beginn des 19. Jahrhunderts wurde das Gebiet der Spektroskopie weiter behandelt, wobei *William H. Wollaston* mithilfe von Prismen zahlreiche dunkle Linien im Sonnenspektrum entdeckte (Schmidt, 2000, p. 6). Ebenfalls beobachtete er den infraroten Spektralbereich gemeinsam mit *Friedrich W. Herschel*, der zwei Jahre zuvor UV-Anteile des Sonnenspektrums entdeckte (Ohls, 2010, p. 75).

Das Verfahren von Wollaston, ein besonders reines Spektrum durch Verwendung eines schmalen Spaltes mittels einer Sammellinse und einem dicht dahinter positionierten Prisma abzubilden, wurde von *Josef v. Fraunhofer* noch weiter verbessert. Wird ein Spalt in die Brennebene der Linse vor dem Prisma gesetzt und eine zweite Sammellinse hinter dem Prisma eingeführt, dann entsteht in der Brennebene der zweiten Linse ein reines Spektrum, das entweder objektiv an einem Schirm oder subjektiv durch eine Lupe betrachtet werden

kann (Eichler, 2004, p. 207). Dies führte zum allgemeinen Prinzip eines Spektralapparates, bei dem der Spalt und die erste Linse zusammengefasst das Kollimatorrohr bilden, die zweite Linse und eine Lupe, nach dem Dispersionselement, ein auf unendlich eingestelltes Fernrohr (Eichler, 2004, p. 208).

Über dies hinaus entwickelte Fraunhofer eine neue Art von hochauflösendem Spektroskop auf Grundlage des von ihm erfundenen Streugitters, mit dem er im Jahre 1824 dunkle Linien im kontinuierlichen Sonnenspektrum katalogisierte (Schmidt, 2000, p. 6). Heute wissen wir, dass es sich um Absorption des Sonnenlichts durch die Atmosphären von Sonne und Erde handelt, die aus dem kontinuierlichen Spektrum charakteristische Wellenlängen absorbieren und eindeutig chemischen Elementen zuzuordnen sind (Ohls, 2010, p. 75). Diese Linien werden nach ihrem Entdecker *Fraunhofer'sche Linien* genannt, von denen Fraunhofer 567 Stück zählte, heute sind mehr als 20000 bekannt (Eichler, 2004, p. 208). Damit war der eigentliche Beginn einer analytischen Methode der Spektroskopie eingeleitet. Auf jener Basis formulierte *Gustav R. Kirchhoff* im Jahre 1858 das sogenannte *Kirchhoff'sche Strahlungsgesetz* (Ohls, 2010, p. 79; Schmidt, 2000, p. 6): „Bei gegebener Wellenlänge und Temperatur ist der spektrale Emissionsgrad eines beliebigen Körpers gleich seinem Absorptionsgrad.“

Eine weitere grundlegende Formulierung wäre noch von Wagner, Reischl & Steiner (2012, p. 223): „Bei einem Körper im thermodynamischen Gleichgewicht entsprechen einander Absorption und Emission von Strahlung.“

1859 begründete Kirchhoff zusammen mit *Robert W. Bunsen* eine analytische Methode der Spektroskopie, die später zu einer der „glanzvollsten“ naturwissenschaftlichen Erkenntnisse des 19. Jahrhunderts“ zählte, wie Görlich und Jancke (1960) schreiben - die *Spektralanalyse*. Durch den eindeutigen Nachweis der Übereinstimmung der Fraunhofer'schen D-Linien mit den Natrium-Linien 589,00 nm und 589,59 nm bewiesen die Forscher endgültig die grundlegende Tatsache, dass jedes chemische Element, unter geeigneten Bedingungen, ein ganz bestimmtes und für dieses Element charakteristisches Spektrum aussendet (Eichler, 2004, p. 280; Ohls, 2010, p. 80). Durch diese neue Untersuchungsmethode und Möglichkeit Rückschlüsse auf die Zusammensetzung von Stoffen zu geben, erhielt die Spektroskopie ab Mitte des 19. Jahrhunderts eine steigende Bedeutung in der Suche nach noch unbekannten, neuen Elementen. Laufende Entdeckungen neuer Elemente durch die Spektralanalyse ließen diese Methode schon zu jener Zeit zu einer ungeheuren Bedeutsamkeit aufsteigen, wie zahlreiche Publikationen zeigen (Roscoe & Schorlemmer, 1870, p. 75ff). Beispielsweise

entdeckten Kirchhoff und Bunsen 1860 die beiden häufig vorkommenden Elemente Cäsium und Rubidium sowie 1868 Helium in der Sonne (Schmidt, 2000, p. 7).

Wegen des großen Interesses beschäftigten sich viele namhafte Wissenschaftler mit der Spektroskopie oder dem Bau von Spektralapparaten, besonders aber mit der Lage und Erklärung von Spektrallinien, die noch völlig unsicher war (Ohls, 2010, p. 81). Die parallel dazu verlaufende Entwicklung der Photographie sowie der photographischen Detektion war für die Spektroskopie ebenso wichtig, da jene meist zur Aufnahme und Ausmessung von Spektren benutzt wird (Ohls, 2010, p. 82).

Ebenso einer der um 1900 maßgebenden Physiker der Universität Wien, *Franz Serafin Exner*, benutzte für seine spektralanalytischen Arbeiten ein photographisches Verfahren, auf welcher im Kapitel 2.2.3 noch näher eingegangen wird.

Im Jahr 1885 entdeckte *Johann J. Balmer* die nach ihm benannte Spektrallinienserie (*Balmer-Serie*) im Wasserstoffatom (Schmidt, 2000, p. 8). Diese und weitere Entdeckungen von diskreten, optischen Spektralserien veranlassten dann im frühen 20. Jahrhundert den Physiker *Niels Bohr* zur Annahme diskreter Energiezustände in Atomen, die dann später im Experiment bestätigt wurde (Bohr, 1913). Es sollte dazu noch erwähnt werden, dass sich in der zweiten Hälfte des 19. Jahrhunderts zwar die Vorstellung von chemischen Elementen durchsetzte, der Atomaufbau aber noch äußerst unklar war. Ebenso wurde noch die Theorie eines Lichtäthers vertreten, wie *Norman J. Lockyer* (1879) in seinen damals bahnbrechenden *Studien zur Spectralanalyse* zeigt. Erst 1897 wurde durch *Joseph J. Thompson* das Elektron, genauer gesagt das freie Elektronen, entdeckt und gar erst 1911 der Atomkern von *Ernest Rutherford* (Ohls, 2010, p. 85).

Im Jahr 1900 formulierte *Max Planck* die ersten Prinzipien der Quantentheorie, die einige Jahrzehnte später durch bedeutsame quantentheoretische Arbeiten von *Werner Heisenberg*, *Erwin Schrödinger*, *Paul Dirac* und *Wolfgang Pauli* erstmals eine korrekte Beschreibung des Wasserstoffatoms und später von Mehrelektronensysteme zuließen (Schmidt, 2000, p. 8). Dennoch blieb die optische Spektroskopie mit wenigen kommerziellen Spektralapparaten, bestehend aus einfachen Glühlampen, Prismen oder Streugittern, für längere Zeit zunächst auf den sichtbaren Bereich des elektromagnetischen Spektrums beschränkt, auch wenn mithilfe von kostbaren Quarzprismen der ultraviolette Spektralbereich bald hinzukam. Mit Ende des zweiten Weltkrieges kam es zum Durchbruch der optospektroskopischen Analytik, da erste kommerzielle Spektralapparate den UV-

Bereich miteinschlossen, Infrarotspektrometer entwickelt und Streugitter verbessert wurden (Schmidt, 2000, pp. 9–12). Weitere Entwicklungsschübe in der optischen Spektroskopie brachten die Laser- und Computertechnologie, die aber für die historischen Spektralapparate nicht von Bedeutung sind.

2.2 Die spektralanalytischen Arbeiten von Franz Serafin Exner

Besondere Bedeutung im Bereich der Spektroskopie an der Universität Wien kommt einer Persönlichkeit zu, die schon *Arnold Sommerfeld* seinerseits als „Mittelpunkt des physikalischen Lebens in Österreich“ bezeichnete - *Franz Serafin Exner* (Karlik & Schmid, 1982, p. 9). Franz S. Exner (1849-1926) hatte nicht nur selber prägende Lehrgestalten wie *Josef Stefan*, *Josef Loschmidt* und *Viktor v. Lang*, sondern wirkte gleichzeitig mit *Ludwig Boltzmann* in Wien (Karlik & Schmid, 1982, p. 30).



Abbildung 1: Franz Exner um das Jahr 1900, Quelle: Österreichische Zentralbibliothek für Physik

Exner, in Abbildung 1 zu betrachten, versammelte in seinem Institut eine große Anzahl Studenten und Mitarbeiter um sich (den sogenannten „Exner-Kreis“), dass er passend „Vater der nächsten Generation Wiener Physiker“ genannt wurde, unter denen zukünftige Persönlichkeiten wie *Felix Ehrenhaft*, *Viktor F. Hess*, *Lise Meitner* oder *Erwin Schrödinger* besonders hervorstechen (Reiter, 2001, p. 471). Er war ein facettenreicher, umfassend allgemeingebildeter Gelehrter und Professor mit einem breiten Spektrum wissenschaftlicher Interessen, von der Kristallphysik, Farbtheorie, Elektrochemie, Erkenntnistheorie und seiner bekannten Arbeit über atmosphärische Elektrizität bis hin zur Spektroskopie (Karlik & Schmid, 1982, p. 60ff; Reiter, 2001, p. 471).

Nachdem die Spektralanalyse ab ihrer Begründung immer wieder zur Entdeckung neuer Elemente führte, wandte sich Exner mit seinem Mitarbeiter *Eduard Haschek* ab dem Jahr 1894 der Frage nach der chemischen Zusammensetzung von Meteoriten zu, von denen die große Meteoriten-Sammlung des Wiener Naturhistorischen Museums genügend Material darbot (Karlik & Schmid, 1982, p. 74). Obwohl Exners ursprüngliche Absicht war „durch spektralanalytische Untersuchung des hiesigen Meteoritenmaterials den eventuellen Nachweis kosmischer Elemente zu erbringen“, stellte sich schon zu den Vorarbeiten heraus, dass aufgrund der damals vorhandenen Spektraluntersuchungen bekannter Elemente, viele Spektren oder Elemente überhaupt gar nicht bekannt waren oder aufgrund der unterschiedlichen Messmethoden und der Qualität der Proben, eine Vergleichbarkeit ausgeschlossen war, um eine sichere Identifizierung von Spektrallinien durchführen zu können (Exner & Haschek, 1902). Daher entschloss sich Exner, eine vollständige Erfassung der ultravioletten Wellenlängen aller Funken- und Bogenspektren (werden in Kapitel 3.1.4 näher erläutert) der bekannten Elemente mit gleicher Methode und gleicher Genauigkeit zu erstellen, um diese als Hilfsmittel für zukünftige spektralanalytische Untersuchungen in allen Bereichen der Physik, Chemie sowie Astronomie verwenden zu können (Exner & Haschek, 1902, p. 1ff; Karlik & Schmid, 1982, p. 74).

Die Resultate dieser Messreihen wurden von 1895-1901 in Sitzungsberichten der kaiserlichen Akademie der Wissenschaften zu Wien publiziert, doch da im Laufe der Messversuche größere Gitter eingesetzt werden konnten und damit eine weit bessere Genauigkeit erzielt wurde, wiederholten Exner und Haschek ihre Messungen und publizierten diese 1902 mit dem Titel: *Wellenlängen-Tabellen für spektralanalytische Untersuchungen auf Grund der ultravioletten Funkenspektren der Elemente* (Exner & Haschek, 1902). Bereits in diesem Werk wurde die Fortsetzung der Messungen an den bekannteren, wenn ebenso unvollständigen und wenig einheitlichen Bogenspektren gegeben, welche unter dem gleichen Titel (*...ultravioletten Bogenspektren der Elemente*) zwei Jahre später erschien (Exner & Haschek, 1904).

Der große Unterschied zwischen der neuen Methode von Exner und Haschek und den damaligen Untersuchungen anderer Forscher war nicht der eigentliche Versuchsaufbau, sondern die Erzeugung und photographische Aufnahme der Emissionsspektren sowie der Messvorgang durch Projektion (Exner & Haschek, 1902, p. 2). Aus diesem Grund wird nicht nur die Methode der Erzeugung und Aufnahme der Spektren, sondern ebenso die Projektionsmethode sehr detailliert in den Arbeiten wiedergegeben. „Der Hauptvorteil der

Methode liegt jedenfalls in der geringen Zeit und Anstrengung“, wie Exner schreibt (1904, p. 4) und dadurch konnten, für damalige Verhältnisse in kurzer Zeit, in nur wenigen Jahren rund 100.000 Spektrallinien mit hoher Genauigkeit bestimmt werden (Karlik & Schmid, 1982, p. 75).

Da die veröffentlichten Wellenlängen-Tabellen ein neues, hochwertiges Hilfsmittel für alle möglichen spektralanalytischen Untersuchungen darstellten, wurden bald Nachfragen zu einer Erweiterung der Spektralbereiche gestellt. Das dazu umfangreiche dreibändige Werk mit allen Wellenlängen-Auflistungen erschien 1911 mit einer wesentlichen Erweiterung bis in das sichtbare Spektrum: *Die Spektren der Elemente bei normalem Druck* (Exner & Haschek, 1911). Diese Untersuchungen umfassten „chemisch sicher gestellte Körper“ (Exner & Haschek, 1911, p. VI), mit insgesamt 77 Elementen, zwei Elemente mehr wie in den Arbeiten zuvor, wobei noch fragliche Radioelemente sowie alle Edelgase aufgrund der Messung im Atmosphärendruck wegfielen (Exner & Haschek, 1902, p. 15, 1911, p. 32).

Im gleichen Jahr erschien ebenfalls ein *Atlas typischer Spektren* (Eder & Valenta, 1911), auch herausgegeben von der kaiserlichen Akademie der Wissenschaften, mit demselben Wellenlängenbereich, gleichen Spektren (zusätzlich Flammenspektrum) und eine Ergänzung der reinen Zahlen-Tabellen von Exner durch graphische Abbildungen (Karlik & Schmid, 1982, p. 75). Nach Abschluss dieser umfassenden Arbeiten kehrte jedoch Exner nicht zu seiner ursprünglichen Absicht zurück, Meteoritenmaterial spektralanalytisch zu untersuchen. Aus welchem Grund dies nicht geschah, ist leider nicht bekannt (Karlik & Schmid, 1982, p. 75).

2.2.1 Erzeugung der Funken- und Bogenspektren

Für die Untersuchungen dieser beiden Arten von Spektren benutzten Exner und Haschek dieselbe Versuchsanordnung, allerdings erzeugten sie die Emissionsspektren einerseits mit dem elektrischen Funken und andererseits mit dem elektrischen Lichtbogen. Exner entschied sich als erstes für die Funkenspektren, weil diese damals weniger bekannt als die Bogenspektren und die Substanzen in einer reineren Form messbar waren, da Kohlelektroden wegfallen (Exner & Haschek, 1902, p. 2).

Zur Erzeugung des elektrischen Funkens wurde ein Hochspannungstransformator verwendet, der mit einer Spannung von 100 V (Wechselstrom), einer Stromstärke von 12-15 A, bei einer Frequenz von 80 Hz betrieben wurde und eine Sekundärspannung von

etwa 10 kV lieferte (Exner & Haschek, 1902, p. 2). Um den Funken zu verstärken bzw. die Lichtstärke zu erhöhen, wurden Kondensatoren parallel zur Funkenstrecke geschaltet. Die verstellbare Funkenstrecke (in der Höhe und um die Achse) hatte oben und unten jeweils vier eiserne Zangenträger, mit denen nacheinander verschiedene Substanzen in den Funkenstrom gebracht werden konnten (Exner & Haschek, 1902, p. 2).

Beim elektrischen Lichtbogen wurden Kohleelektroden bei einer Spannung von 110 V und einer Stromstärke von 10 A eingesetzt (Exner & Haschek, 1904, p. 2). Abhängig von der jeweiligen Substanz wurden unterschiedliche Kohlen eingesetzt. Wenn es sich um Lösungen handelte, wurden Gaskohlenstifte aus reiner Retortenkohle verwendet, bei Metallen Lampenkohlen. In Einzelfällen, wie bei den Platinmetallen, mussten Kupferstifte als Träger und Gegenelektrode benützt werden (Exner & Haschek, 1904, pp. 2–3). Mussten Salze in Lösungen verwendet werden, so musste einerseits die Polung geändert und die Lösung auf die Elektroden aufgeschmolzen werden (Exner & Haschek, 1904, p. 3).

2.2.2 Versuchsaufbau und Rowland-Konkavgitter

Da als Dispersionsgitter ein Rowland-Konkavgitter verwendet wurde, wählten sie als Versuchsaufbau die Rowland-Anordnung. Exner selber findet nur wenige Worte zur Anordnung und verweist hierzu auf den eigentlichen Begründer dieses spektroskopischen Prinzips, *Henry A. Rowland* (Exner & Haschek, 1902, p. 2). Dieser hatte nicht nur die Herstellung von Reflexionsgittern drastisch verbessert und zu den besten der damaligen Zeit gemacht, sondern im Jahre 1883 eine neue Methode mit einem konkaven Gitter vorgeschlagen (Rowland, 1883).

Das Rowland-Konkavgitter oder einfach nur Rowland-Gitter, besteht aus einer Reihe paralleler Linien oder Furchen, aufgebracht auf der Oberfläche eines konkaven, sphärischen (oder zylindrischen) Spiegels. Der Abstand zwischen diesen Linien ist zwar nicht konstant entlang eines Oberflächenbogens, aber konstant aus unendlicher Betrachtung, weil sie gleichmäßig entlang einer Bogen- oder Kreissehne sind. Aufgrund dieser speziellen fokussierenden Eigenschaften wird kein weiteres optisches Element benötigt. Das Prinzip eignet sich daher besonders für die Analyse von Spektralbereichen mit geringer optischer Transmission (James & Sternberg, 1969, p. 80).

Das einzige optische Instrument dieses Spektralapparates ist das konkave Reflexionsgitter, das sich mit dem Eintrittsspalt und der Beobachtungsebene auf einem Kreis befindet, dem *Rowland-Kreis* (Rowland, 1883, p. 203ff). Auf dieser Grundlage versteht sich der Aufbau der Versuchsanordnung von Exner und Haschek, dargestellt in Abbildung 2.

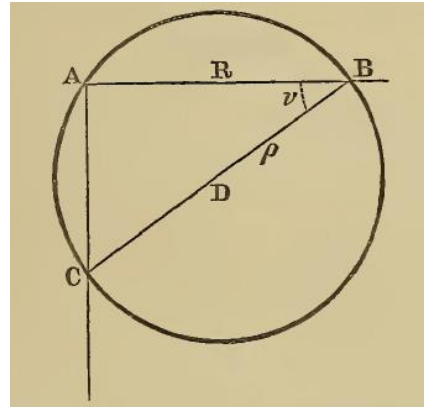


Abbildung 2: Rowland-Anordnung als grundlegender Messaufbau von Exner und Haschek, nach Rowland (1883), S. 203

Der Eintrittsspalt A liegt im rechten Winkel zum Konkavgitter B und zur Kamera C, die längs der Scheitel durch feste Verbindungsstahlrohre so verschiebbar sind, dass „ihre Distanz stets gleich dem Krümmungshalbmesser des Konkavspiegels bleibt“ (Exner & Haschek, 1902, p. 2) und durch eine Mikrometerschraube genau eingestellt werden konnte. Dies ist der sogenannte Rowland'sche Kreis, dessen Durchmesser dem halben Krümmungsradius des Konkavspiegels entspricht. Alle Instrumente des aufgebauten Spektralapparates, die Lichtquelle mit dem Spalt, das Dispersionsgitter (Konkavgitter) sowie der Schirm bzw. die Kamera, befinden sich auf diesem Kreis, wie gut in Abbildung 2 zu sehen ist. Die verbindenden Strahlrohre (AB, AC und BD) wurden noch zusätzlich durch eine Brückenkonstruktion aus Holz versteift und konnten sich dementsprechend zueinander ausrichten (Exner & Haschek, 1902, p. 3). Ausführlicher wird der Aufbau nach Rowland sowie das Konkavgitter noch in Kapitel 4.3.1 behandelt werden.

Das verwendete Rowland'sche Konkavgitter, als wichtigste Komponente des gesamten Aufbaus, hatte „15 englische Fuß Krümmungsradius, 20.000 Linien auf den engl. Zoll und 72.000 auf der ganzen geteilten Fläche“ (Exner & Haschek, 1902, p. 2). Dies entspricht einem Krümmungsradius von etwa 457 cm, damit einem Radius des Rowlandkreis von ungefähr 228 cm und 780 Linien pro Millimeter. Das Gitter war durch drei zueinander senkrechte Achsen drehbar gelagert und in Richtung der Kamera verschiebbar, wodurch es genau eingestellt werden konnte (Exner & Haschek, 1902, pp. 2–3).

Der Abstand zwischen Lichtfunken oder Lichtbogen und Eintrittsspalt betrug 75 cm. Der Spalt wurde aus Stahlscheiden gebildet und hatte bei sämtlichen Aufnahmen eine Breite von 0,007 mm. Für eine intensivere Beleuchtung des Spaltes wurde ein Quarzkondensor verwendet, der zwischen Lichtquelle und Spalt platziert war. Der Kondensor bestand aus einer sphärischen Linse mit 5 cm Brennweite, in deren Brennpunkt der Funke oder Bogen war, und einer Zylinderlinse (vertikaler Achse) mit 40 cm Brennweite (Exner & Haschek,

1902, p. 3). Beide Linsen waren aus Quarz gefertigt, um sie für das UV-Spektrum verwenden zu können.

Hinter dem Kondensor und etwa 20 cm vor dem Spalt wurde eine Blende angebracht, die je nach Stellung entweder das Licht des betreffenden Elementes oder das Licht des Vergleichsspektrum durchließ. Zuerst wurde das zu untersuchende Element aufgenommen, im Anschluss daran, ober- und unterhalb davon, das Vergleichsspektrum (Exner & Haschek, 1902, p. 2).

2.2.3 Aufnahmen der Spektren

Für die photographische Aufnahme der Spektren (das zu untersuchende Element und das Eisen-Vergleichsspektrum) wurden hochempfindliche Bromsilbertrockenplatten von *Dr. C. Schleußner* verwendet, im Format von 4 x 30 cm auf Spiegelglas (Exner & Haschek, 1902, p. 3). Das Spektrum wurde stückweise auf fünf bzw. zehn dieser Platten aufgenommen und im Anschluss mit Glyzerin entwickelt. Laut Exner wurden die Platten dabei nicht gebogen, obwohl dies bei einer beträchtlichen Länge der Platten an den Rowland-Kreis angepasst gehört. Es wird jedoch erwähnt, dass die Platten weit übereinander greifen, weil die Schärfe nicht über die gesamte Platte gegeben war (Exner & Haschek, 1911, p. 2). Auf die Platten wurde jedes Mal das Vergleichsspektrum mitaufgenommen. Bei der späteren Arbeit wurde die Anordnung so gewählt, dass auf eine Platte je drei Aufnahmen erfolgten - das Bogen- und Funkenspektrum des Elements sowie das Vergleichsspektrum (Exner & Haschek, 1911, p. 7).

Die Expositionszeiten waren abhängig von der Art der Beleuchtung aufgrund der unterschiedlichen Helligkeit. Bei den Funkenspektren betrug diese bei metallischen Proben 40 – 60 Sekunden, bei der Benützung von Salzen auf Kohle zwei Minuten (Exner & Haschek, 1902, p. 3). Die Expositionsdauer bei den Bogenspektren lag für Metalle bei 10 - 20 Sekunden, bei Salzen 30 - 45 Sekunden (Exner & Haschek, 1904, p. 2). Das Vergleichsspektrum war bei beiden Untersuchungen dasselbe mit einer Expositionszeit von 15 Sekunden (Exner & Haschek, 1902, p. 3).

Der Bereich der Aufnahmen wird in den ersten beiden Werken „vom äußersten Ultraviolett bis ins Blau von der Wellenlänge etwa 4700 Å“ angegeben, wobei ausnahmslos das Spektrum erster Ordnung gemessen wurde (Exner & Haschek, 1902, p. 3, 1904, p. 2). Im späteren, umfassenderen Werk wurde dann bis ins äußerste Rot mit Wellenlängen bis

7500 Å (750 nm) gemessen, wobei bereits störende Spektren zweiter Ordnung (Ultraviolett oder blau) durch Glasplatten und Gelbfilter ausgeblendet werden mussten (Exner & Haschek, 1911, p. 7).

Als Vergleichsspektrum wurde das Bogenspektrum von Eisen und, im äußersten UV-Bereich, das Funkenspektrum einer Nickel-Kupferlösung aus Kohle verwendet. Durch die Verwendung des bereits besprochenen Konkavgitters, benützte Exner als Standard die sogenannten Rowland'schen Zahlen aus der Tabelle der Standardwellenlängen und die Eisenlinien aus der Tabelle des Sonnenspektrums, beides damals Standardwerke von Rowland (Exner & Haschek, 1902, p. 3). Diese Methodik wurde einige Jahre später von Baly & Wachsmuth (1908, p. 168) unter *Handhabung von Liniengittern* als eine von zwei Möglichkeiten zur Ermittlung unbekannter Spektren beschrieben, eben durch Vergleich bekannter Wellenlängen. Zusätzlich zu diesen Standards bestimmte Exner für das fehlende ultraviolette Ende des Spektrums die Rowland'schen Standards der Eisenlinien im Bogen sowie Kupfer- und Nickellinien im Funken selbstständig (Exner & Haschek, 1902, p. 4).

2.2.4 Die objektive Messmethode

Die Komparatormethode oder Coincidenzmethode, wie sie Kayser (1900, p. 716). nennt, beruht, vereinfacht beschrieben, auf einem ermittelten Faktor durch Ausmessung mehrerer Ordnungen, mit dem Abstände der Spektrallinien zu multiplizieren sind, um Wellenlängen zu bestimmen. Entgegen dieser üblichen Komparator-Methode durch Ausmessung mittels Mikroskops und Berechnung von Verhältnissen, wurde die Ausmessung der Spektren bei Exner durch Projektion der Photogramme auf einen Schirm durchgeführt. Diese Ausmessungstechnik war der üblichen Methode in Bezug auf Zeitaufwand wesentlich überlegen und begründet die kurzen Untersuchungszeiten von Exner und Haschek. Im Wesentlichen bestand der Messapparat aus einem Projektionsschirm, einem Projektor und einer Projektionsvorrichtung, bei der die Plattenträger in Richtung des Spektrums, der Linien sowie das ganze Projektionssystem entlang der optischen Achse zur Scharfeinstellung verschiebbar waren (Exner & Haschek, 1902, p. 6).

Der große Projektionsschirm, Abbildung 3, ist eine Originalaufnahme, hatte eine Länge von 3 m, eine Höhe von 1,3 m und bestand aus einem mit Zeichenpapier bespannten Holz- und Eisenrahmen. Er konnte durch ein Schienensystem seitlich in seiner Ebene verschoben werden (Exner & Haschek, 1911, p. 8). In der Mitte wurde eine horizontale Millimeterskala angebracht und die Projektion (mit einer Distanz von Projektor zu Schirm von 6,65 m) so

gewählt, dass 10 Millimeter auf dem Schirm einer Distanz von einem Ångström entsprach. Auf der Fotoplatte entsprach 0,372 mm einem Ångström (Exner & Haschek, 1911, p. 8).



Abbildung 3: Projektionsschirm des Versuchsaufbaus, Quelle: Österreichische Zentralbibliothek für Physik

Seitlich am Ende des Schirms waren zwei Trommeln angebracht, die ein Papierband aufgewickelt hatten. Dieses ließ sich längs des Schirms verstellen und hatte eine Länge von 60 m, die der Gesamtlänge des projizierten Spektrums entsprach. Auf diesem Band waren alle Standard- und Verunreinigungslinien mit genauen Wellenlängenangaben in den Distanzen eingezeichnet, die der Vergrößerung des Schirmes entsprachen (Exner & Haschek, 1911, p. 9).

Das eigentliche Gesichtsfeld auf dem Schirm umfasste zwar 250 Å bzw. 300 Å , aber es wurden laut Exner immer nur die mittleren 100 Å zur tatsächlichen Messung herangezogen (Exner & Haschek, 1902, p. 7).

Zur eigentlichen Bestimmung von Spektrallinien wurden die entwickelte Fotoplatte des bestimmen Spektralbereichs in die Vorrichtung des Projektionsapparates eingeschoben, die Linien vertikal eingestellt und der zu messende Bereich des Spektrums mit dem Vergleichsspektrum auf die mittlere Skala des Papierschirmes positioniert, sodass beide Spektren auf der Skala erfasst werden konnten. Da die Standardlinien auf dem Band längs des Projektionsschirmes aufgetragen waren, konnten die Wellenlängen durch seitliches Verschieben des ganzen Schirmes anscheinend bis auf Hundertstel Ångström genau eingestellt werden. Die Stellung der zu bestimmenden Spektrallinie wurde dann unmittelbar in Zehntel Ångström abgelesen und auf Hundertstel Ångström geschätzt, wobei die Ablesung der zwischen den Standards befindlichen Linien direkt an der Skala erfolgte (Exner & Haschek, 1911, p. 9).

Für diese neue Projektions-Messmethode nach Exner, wie auch für die gängige Komparator-Methode, komme es aufgrund der zugrunde liegenden Vergleiche zu bekannten Standardlinien darauf an, möglichst viele der Standardlinien zur Verfügung zu haben, wie Exner immer wieder betont (Exner & Haschek, 1902, p. 8). Dies ist wohl der Grund, warum die verwendeten Standards in allen Werken sehr genau aufgelistet und umfassend erläutert werden.

2.2.5 Ergebnisse der spektralanalytischen Arbeiten

Die Ergebnisse der Untersuchungen sind umfassende Wellenlängentabellen in reiner Zahlenform. Dabei wurden die Zahlentabellen als Nachschlagwerk für praktische Zwecke in drei Teile gegliedert. Der erste Teil war die Tabelle der Hauptlinien, die alle Elemente nach chemischen Symbolen alphabetisch aufgelistet hat und bei jedem Element wenige Hauptlinien angibt, die zunächst auftreten müssen, wenn das Element überhaupt vorhanden ist. Sie hatten den praktischen Zweck, unbekannte Spektren auf das Vorhandensein bestimmter Elemente zu überprüfen (Exner & Haschek, 1902, pp. 18–19).

Der zweite Teil war die nach Wellenlängen geordnete Haupttabelle der stärkeren Linien aller Elemente, deren Intensität größer als 2 bewertet wurde. Sie sollte eine rasche Identifizierung unbekannter Linien ermöglichen (Exner & Haschek, 1902, p. 19).

Der dritte Teil war wiederum in alphabetischer Reihenfolge der chemischen Elemente geordnet, mit dem vollständigen Spektrum der einzelnen Elemente. Es beinhaltet alle gemessenen Linien, ohne die bekannten Verunreinigungen (Exner & Haschek, 1902, p. 19).

Für die Intensitätsbestimmung der Spektrallinien bezogen sich Exner und Haschek auf die vorherrschende Intensitätsskala nach Rowland. Hierbei beruhten die Intensitätsangaben, aufgrund fehlender Alternativen, lediglich auf der Schätzung mit dem Auge. Die schwächsten Linien wurden mit 1 bewertet, höhere Intensitäten aufsteigend bis 10, dann weiter mit 15, 20, 30, 50, 100, 200, 500 und 1000. Zusätzlich wurde eine Charakteristik der einzelnen Linien angegeben und mit unterschiedlichen Bezeichnungen versehen. Charakteristiken bezogen sich dabei direkt auf die beobachteten Linien. Diese waren beispielsweise unscharf (+), doppelt (d), umgekehrt (u), breit, (br), verwaschen nach rot oder violett (r, v) oder unverschoben (*) (Exner & Haschek, 1911, p. 39).

Aufgrund der neuartigen Messmethode hatte die „Genauigkeit der Messungen“ in allen Werken eine herausragende Sonderstellung in den Erläuterungen inne, bevor die

eigentlichen Wellenlängentabellen aufgelistet wurden. Für Exner und Haschek ging es darum, die Genauigkeit ihrer objektiven Projektionsmethode der vorherrschenden subjektiven Komparatormethode gegenüberzustellen (Exner & Haschek, 1911, p. 16). Jedoch schrieb Exner dazu, dass die meisten Beobachter über die Genauigkeit ihrer Messungen gar keine direkten Angaben dazu machen würden und wenn, dann meist in Form von bereits ermittelten Mittelwerten (Exner & Haschek, 1911, p. 21). Die Messgenauigkeit der Komparatormethode wurde unter anderem aus den spektralanalytischen Arbeiten der beiden wichtigen Persönlichkeiten *Heinrich Kayser* und *Henry Rowland* entnommen oder aus diesen Werken von Exner selbst errechnet. Beide Herren galten damals Spezialisten im Bereich der Spektroskopie, wie auch zahlreiche ihrer Publikationen belegen (Kayser, 1883; Rowland, 1883).

Kayser (1900) war auch derjenige, der kritisch Stellung nahm zu der neuen Methode von Exner. In *Handbuch der Spectroscopie I* meinte Kayser zu der neuen Methode: „Ich glaube nicht, dass diese Methode sehr empfehlenswert ist“ (Kayser, 1900, p. 729). Durch die fehlenden Informationen der Aufnahme der beiden Vergleichsspektren sei nicht nachvollziehbar, ob es zu Verschiebungen der Spektren kam. Die selbst gefunden Verschiebungen würden dann von Exner und Haschek dann auch noch inkorrekt beseitigt werden. Generell kritisierte er die geringe Genauigkeit und dass nicht die Güte des Rowland'schen Konkavgitters ausnützt wurde. Außerdem würden alle Fehler der Teilung des Projektionsschirms in die Messungen eingehen (Kayser, 1900, pp. 728–729). Zu dieser Kritik nahmen Exner und Haschek in ihrem späteren Werk Stellung und entkräfteten jeden einzelnen Kritikpunkte ihrer Meinung nach (Exner & Haschek, 1911, pp. 10–11).

Zur Ermittlung der Messgenauigkeit wurden bestimmte Aufnahmen (meistens die Aufnahme von Samarium) je nach Erzeugungsart nach mehreren Wochen ein zweites Mal gemessen und die Differenzen zu den ersten Ablesungen errechnet. Die jeweiligen Fälle listete Exner auf, wobei bei allen drei Werken die größte Abweichung je ein Fall mit $0,05 \text{ \AA}$ war. Aus den Messwiederholungen mehrerer Aufnahmen wurde die mittlere Messgenauigkeit $\bar{\Delta}$ berechnet und angegeben. Im umfassenden Werk von 1911 ergab dies aus 6995 Fällen eine mittlere Differenz der Wellenlänge für je zwei voneinander unabhängige Einzelablesungen von $\bar{\Delta} = 0,0161 \text{ \AA} = 0,161 \text{ nm}$ (Exner & Haschek, 1911, p. 20).

Demgegenüber sind die Abweichungen von Rowland und Kayser aus 965 Fällen $\bar{\Delta} = 0,0102 \text{ \AA} = 0,102 \text{ nm}$. Exner erwähnt dazu mehrmals, dass die eigenen Zahlen

Einzelwerte, die von Rowland und Kayser aber bereits gebildete Mittelwerte aus vielen Ablesungen waren (Exner & Haschek, 1911, p. 25). Diese Argumentation war für Exner ausschlaggebend um anzunehmen, dass die Projektionsmethode der objektiven Ablesung von Einzelwerten keine wesentlich geringere Messgenauigkeit hat, als die übliche Komparatormethode mit Mittelwerten, jedoch der Vorteil der ersteren bei weitem überwiegt. Exner untermauerte diese Argumentation durch Untersuchungen von Molybdän, Wolfram und Uran eines gewissen *B. Hasselberg*, der zu denselben Resultaten gekommen sei (Exner & Haschek, 1911, p. 26).

Eine weitere Erkenntnis der spektralanalytischen Arbeiten von Exner und Haschek wird in jedem Werk am Ende ihrer Ausführungen bemerkt. Beim Überblick über die untersuchten Spektren fiel Exner und Haschek auf, dass es eine gewisse Regelmäßigkeit der Spektren im Zusammenhang mit dem periodischen System gab: „Sowohl die Anzahl der den einzelnen Elementen zukommenden Linien, als deren Verteilung im Spektrum und ihr Charakter erweisen sich als Funktion der Atomgewichte“ (Exner & Haschek, 1911, p. 33). Linienarme Spektren zeichneten sich durch kräftige, verhältnismäßig breite Linien aus. Hingegen linienreiche durch schwache und scharfe Linien (Ausnahme bildeten die vier Elemente Be, B, C, Si). Durch die Verteilung der Linien im Spektrum stellte Exner fest, dass gruppenweise die Elemente die Hauptemissionen entweder im sichtbaren Spektrum, im lang- oder im kurzwelligen Ultraviolett hatten (Exner & Haschek, 1911, p. 34).

Eine weitere Schlussfolgerung zeigte Exner durch Gegenüberstellung von Linienanzahl und Atomgewicht des jeweiligen Elements. In dem umfassenden Werk von 1911 wurden die Atomgewichte auf der Abszisse, die Linienzahl als Ordinate aufgetragen, wie in Abbildung 4 zu sehen ist. Exner und Haschek schrieben dazu (Exner & Haschek, 1911, p. 34): „Eine besondere regelmäßige Abhängigkeit vom Atomgewicht zeigt die Zahl der Linien, die einem Elemente zukommt. Ordnet man diese nach Atomgewichten, so zeigen die Linienzahlen eine periodische Zu- und Abnahme, mit im Allgemeinen steigender Tendenz gegen die hohen Atomgewichte.“ Da einige Elemente der Metalle der seltenen Erden (damals wurden 12 Elemente untersucht) hinter dem Kurvenverlauf zu erwartenden Linienwert waren, argumentierte Exner dies durch die geringen Mengen, die im Verhältnis zu den anderen Stoffen zur Verfügung standen. Ebenso würden diese Unregelmäßigkeiten für die damalige Zeit eine nur teilweise chemische Trennung dieser seltenen Erden zeigen (Exner & Haschek, 1911, p. 34).

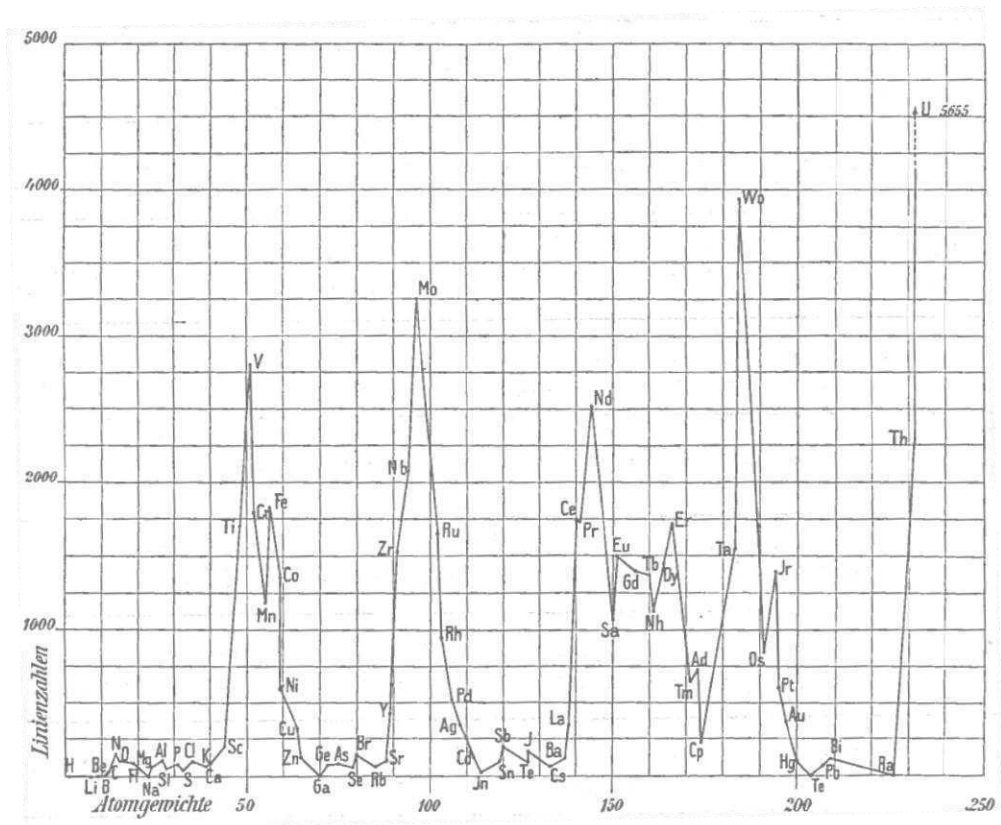
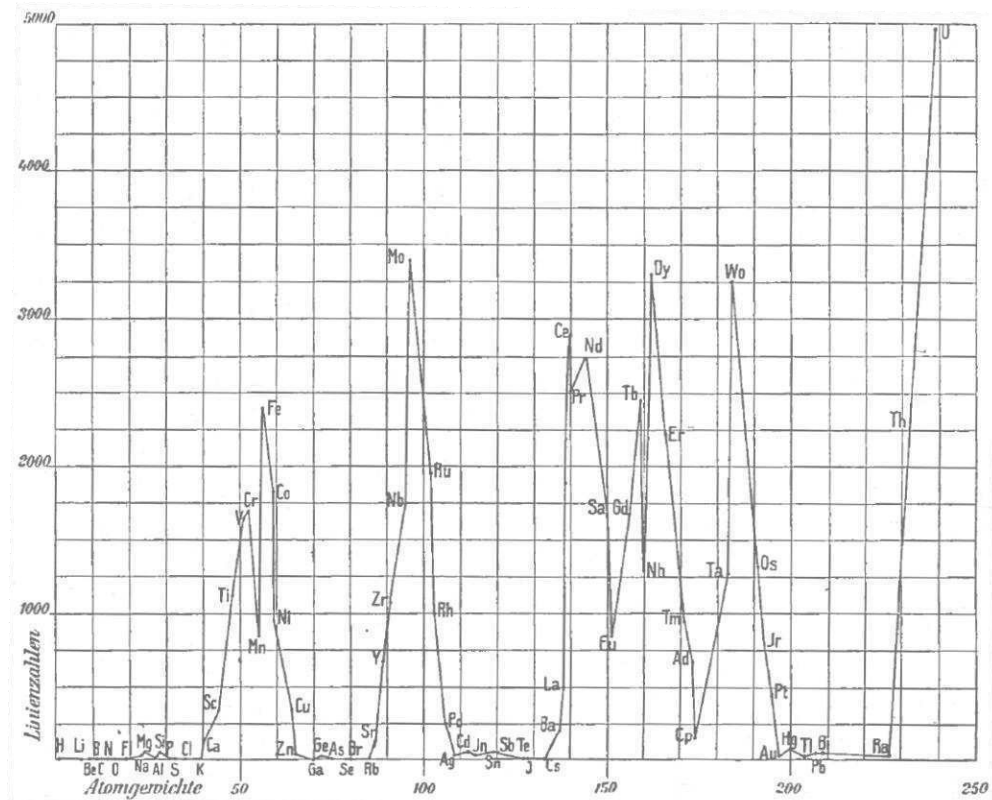


Abbildung 4: Anzahl der gemessenen Spektrallinien nach Atomgewicht des jeweils jeweiligen chemischen Elements, im Bogen- (oben) und Funkenspektrum (unten), aus Exner und Haschek (1911, pp. 36, 37)

3 PHYSIKALISCHE GRUNDLAGEN

3.1 Die Natur des Lichts und das elektromagnetische Spektrum

Allgemein ist unter Spektroskopie die Auftrennung elektromagnetischer Strahlung entsprechend ihrer Energie zu verstehen (Schmidt, 2000, p. 14). Elektromagnetische Strahlung teilt man nach ihrer Wellenlänge λ und Frequenz ν in verschiedene Bereiche ein. Es gilt dabei $c = \nu \cdot \lambda$, wobei c die Lichtgeschwindigkeit ist (Tipler, Mosca, & Wagner, 2015, p. 989).

Das elektromagnetische Spektrum erstreckt sich von kosmischer Strahlung auf sehr kurzwelliger Seite im Femtometer-Bereich ($10^{-15}m$ bzw. $10^{23}Hz$) bis zum Wechselstrom-Gebiet auf der langwelligen Seite im Megameter-Bereich (10^6m bzw. 10^6Hz) (Skrabal, 2009, p. 15). Diese Arbeit befasst sich hauptsächlich mit dem Bereich des sichtbaren Spektrums im Wellenlängenbereich von etwa 400 – 780 nm sowie teilweise mit dem Bereich der Ultraviolett- bzw. UV-Strahlung, wobei das UV-Gebiet mit Wellenlängen < 200 nm als Vakuum-UV bezeichnet wird und in dieser Arbeit nicht vorkommt. Das sichtbare Spektrum wird dabei häufig mit Vis oder VIS für „Visible“ nach dem Englischen abgekürzt (Skrabal, 2009, pp. 7, 34).

Nach Einstein ist die Energie E eines Photons der elektromagnetischen Strahlung proportional seiner Schwingungsfrequenz ν , verknüpft durch das Planck'sche Wirkungsquantum $h = 6,626 \cdot 10^{-34}Js$ (Schmidt, 2000, p. 14):

$$E = h \cdot \nu = h \cdot c / \lambda \quad 1$$

Diese grundlegende Beziehung ist eines der wichtigen Resultate der revolutionären Entwicklung der modernen Physik um 1900, wobei das Planck'sche Wirkungsquantum impliziert, dass die elektromagnetische Strahlung kein Kontinuum darstellt, sondern aus Photonen (Lichtquanten) mit diskreter Energie besteht (Skrabal, 2009, pp. 16–17). Es ergab sich, dass Elementarteilchen, Atome und damit alle Moleküle nur in diskreten Energiezuständen existieren, was als Voraussetzung und Grundlage der Spektroskopie zu werten ist (Skrabal, 2009, p. 17).

3.1.1 Atomspektren und Atommodell von Bohr

Um beobachtete Atomspektren mit dem Atommodell in Einklang zu bringen, versuchte Niels Bohr im Jahr 1913 mit einem halbklassischen Ansatz (die *Bohr'schen Postulate*) das vom Wasserstoffatom emittierte Spektrum zu erklären. Obwohl dieses *Bohr'sche Atommodell* etliche Schwächen im Bereich der Quantenmechanik aufweist und aus heutiger Sicht als überholt gilt, ist es für die Deutung atomarer Phänomene akzeptabel und bildete sozusagen die Grundlage für Atomspektren (Tipler et al., 2015, p. 1212).

Ausgangspunkt für den Atomaufbau nach Bohr sind zwei Postulate (Bohr, 1913), ihre deutsche Formulierung ist aus Eichler (2016, pp. 370–371):

1. „Im Atom gibt es nur bestimmte Bahnen, auf denen die Elektronen strahlungsfrei kreisen können. Diese Bahnen sind durch eine Quantelungsvorschrift für den Drehimpuls $L = m_e \cdot r_n \cdot v_n$ des kreisenden Elektrons festgelegt:“

$$L = n \frac{h}{2\pi} = n \cdot \hbar \quad 2$$

Der Bahndrehimpuls ist ein ganzzahliges Vielfaches des Planck'schen Wirkungsquantum, da $n = 1, 2, 3, \dots$ die Hauptquantenzahl ist.

2. „Das Elektron kann von einer Bahn mit der Energie E_m in eine andere mit der geringeren Energie E_n übergehen. Die dabei frei werdende Energie ΔE wird im Allgemeinen in Form eines Photons abgestrahlt, dem im Wellenbild eine Frequenz ν zugeordnet werden kann:“

$$\nu = \frac{E_m - E_n}{h} \Rightarrow \Delta E_{mn} = E_m - E_n = h \cdot \nu_{mn} \quad 3$$

Das zweite Postulat verknüpft die Frequenz der Spektralstrahlung mit den Energien der beteiligten stationären Zustände und gilt für beliebige Atome, Moleküle und andere Systeme mit charakteristischen Energien (Eichler et al., 2016, p. 371).

Wegen dieser beiden Postulate kann ein Atom Licht nur in ganz bestimmten Frequenzen, d.h. Wellenlängen, aussenden. Durch die Emission entsteht beim Übergang von höher liegenden Energiezuständen in niedrigere ein atomspezifisches Linienspektrum. Ebenso gilt dies bei Absorption, da ein Atom bei Bestrahlung durch Licht mit kontinuierlichem

Spektrum nur ganz bestimmte, stoffspezifische Frequenzen absorbieren kann. Daher gilt $\nu_{mn} = \nu_{nm}$. Absorption und Emission tritt bei denselben Frequenzen auf.

In den jeweiligen Elektronenbahnen, charakterisiert durch die Hauptquantenzahl n , können jeweils $2n^2$ Elektronen aufgenommen werden (Eichler et al., 2016, pp. 371–372).

3.1.2 Lichtquellen und ihr Spektrum

Grundsätzlich können zwei Typen von Lichtquellen unterschieden werden, die ein charakteristisches Spektrum aussenden. Einmal die *Temperaturstrahler*, bei denen ein fester oder flüssiger Körper so stark erhitzt wird, dass dieser „glüht“ und, entsprechend dem Planck’schen Strahlungsgesetz, Licht aussendet. Das Spektrum ist hierbei stets *kontinuierlich*. Typische Temperaturstrahler sind Glühlampen, Bogenlampen oder Kerzen. Anders verhalten sich die *Lumineszenzstrahler*, die zweite Art von Lichtquellen. Hier werden Atome unmittelbar elektronisch angeregt, strahlen bei der Relaxation Licht aus und liefern dabei ein *diskontinuierliches* Spektrum. Dieses besteht im Allgemeinen nur aus einzelnen, scharfen *Spektrallinien*, die durch dunkle Zwischenräume getrennt sind. Wichtige Lumineszenzstrahler für die optische Spektroskopie sind besonders Gasentladungslampen, Leuchtdioden oder Laser (Eichler, 2004, p. 280; Schmidt, 2000, p. 70).

Spektrallinien sind im Sinne der Dispersion und Absorption Resonanzphänomene, weil die Frequenzen der Absorptionslinien mit denen der Eigenschwingungen (Emissionslinien) sehr nahe zusammen liegen. Aus diesem Grund stimmen die Wellenlänge der Emissionslinien mit denen der Absorptionslinien überein (Eichler, 2004, p. 288).

Wesentliches Merkmal einer jeden Lichtquelle ist der spektrale Strahlungsfluss Φ_e . Unterschieden wird, wie bei den Lichtquellen, der *Kontinuumsstrahler*, dessen Energie sich über einen weiten Spektralbereich verteilt, und der *Linienstrahler*, bei dem sich die Energie auf einzelne Linien konzentriert. Der Wirkungsgrad einer Lichtquelle kann als Quotient aus Strahlungsfluss Φ_e und der zugeführten Leistung P definiert werden: $\eta = \Phi_e/P$ (Schmidt, 2000, p. 70).

Die bisher erwähnten Spektren sind *Emissionsspektren*, die von den beschriebenen Lichtquellen infolge hoher Temperatur oder infolge direkter elektrischer oder chemischer Anregung ausgesandt werden. Den Gegensatz dazu bilden die Absorptionsspektren, wie beispielsweise die bereits erwähnten Fraunhofer’schen Linien. Sie sind Absorptionslinien.

Absorptionsspektren erhält man, wenn man in den Strahlengang eines kontinuierlichen Spektrums einen zu untersuchenden Stoff bringt, der gewisse Wellenlängen absorbiert, sodass in dem ursprünglich kontinuierlichen Spektrum beobachtende Lücke oder dunkle Linien auftreten. Absorptionsspektren sind charakteristisch, sodass man sie ebenfalls zum Nachweis und zur Identifizierung der absorbierenden Stoffe benutzen kann (Eichler, 2004, p. 281).

Die Fraunhofer'schen Linien kommen dadurch zustande, dass das vom Sonnenkern ausgehende kontinuierliche, weiße Licht beim Durchgang durch die Sonnen-, aber auch Erdatmosphäre selektive Absorption erfährt (Eichler, 2004, p. 281). Ein sehr schönes Bild von Absorptions- und Emissionsspektrum zeigt die Abbildung 5 aus einem Lehrbuch des Jahres 1901 (Weiler, 1901). Das Buch enthält die auch die damalig gängigen Theorien für die Erklärung der Spektren, unter anderem das Äther-Theorem. Es bietet somit historisches Hintergrundwissen für die vorliegende Arbeit mit den Spektralapparaten, die um 1900 oder noch früher gefertigt wurden.

Damals bestand das „ganze Spektrum“ aus drei Teilen: „dem sichtbaren, dem ultraroten und dem ultravioletten“. Daher wurde früher angenommen, dass das Sonnenspektrum „Licht-, Wärme- und chemische (photographische) Strahlen [enthalte], die im Spektrum sich zum Teil übereinander legen“ (Weiler, 1901, p. 59). Diese Annahme wurde aber bereits zu jener Zeit verworfen, weil „alle Strahlen des Spektrums sind wesentlich dasselbe: Transversal-schwingungen des Äthers von verschiedener Brechbarkeit infolge verschiedener Schwingungsdauer und Wellenlänge“ (Weiler, 1901, p. 59).

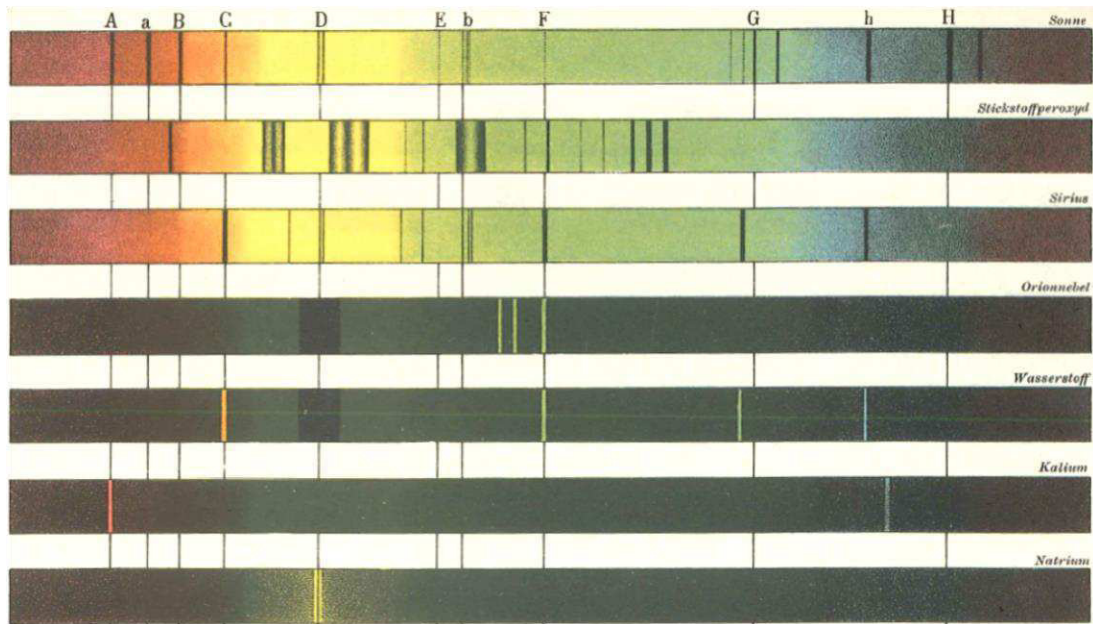


Abbildung 5: Absorptions- (oberen drei Spektren) und Emissionsspektrum (Spektrallinien), nach Weiler (1901, p. 93)

3.1.3 Der schwarze Strahler

Basierend auf dem Planck'schen Strahlungsgesetz emittiert jeder ideale schwarze Strahler, d.h. nicht reflektierender Körper, im Bereich $d\lambda$ der elektromagnetischen Strahlung eine spektrale Leuchtdichte $L_e(\lambda, T)$ von (Schmidt, 2000, p. 71):

$$L_e d\lambda = \frac{hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda kT}}} \cdot \Omega_0 d\lambda \quad 4$$

Diese ist verknüpft mit dem Planck'schen Wirkungsquantum h , der Lichtgeschwindigkeit c , der Boltzmann-Konstante k , der absoluten Temperatur T und dem Einheitsraumwinkel $\Omega_0 = 1 \text{ sr}$.

Die Abbildung 6 zeigt die nach Gleichung 4 errechneten Emissionskurven für Temperaturen von 3000 bis 7000 K. Mit zunehmender Temperatur wächst die emittierte Strahlungsleistung stark an und das Strahlungsmaximum verschiebt sich zu kürzeren Wellenlängen, wie durch das Wien'sche Verschiebungsgesetz beschrieben ist (erste Ableitung von 4):

$$\lambda_{\max} = 2,8978 \cdot 10^{-6} \cdot T^{-1} [\text{nm}]$$

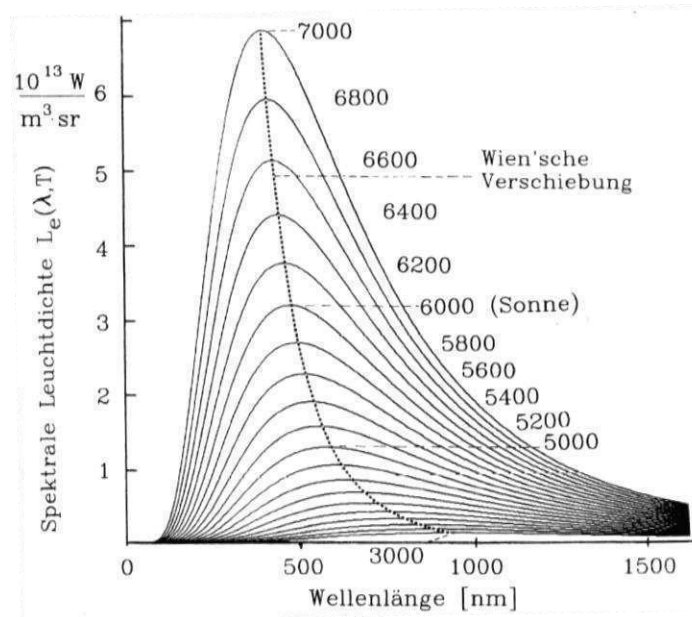


Abbildung 6; Spektrale Leuchtdichte (Strahldichte) des schwarzen Strahlers als Funktion der absoluten Temperatur ; die Wien'sche Verschiebung beschreibt die Rotschift der Maxima, nach Schmidt (Schmidt, 2000, p. 72)

Die von einem Strahler bei einer bestimmten Temperatur emittierte Gesamtleistung beschreibt das *Stefan-Boltzmann Gesetz*, dass sich aus der Integration der Planck'schen Strahlungsformel über den gesamten Wellenlängenbereich ergibt. Für die spektrale Leuchtdichte ergibt sich daraus (Schmidt, 2000, p. 73):

$$L_e = \frac{\sigma}{\pi} T^4 \frac{1}{\Omega_0} \quad [Wm^{-2}sr^{-1}]$$

Ein für den sichtbaren Bereich günstiges Spektralverhalten eines Temperaturstrahlers mit einer hohen Strahldichte, wird also durch eine möglichst hohe Glühtemperatur erreicht. Einer bestimmten Temperatur eines schwarzen Strahlers ist eindeutig eine ganz bestimmte Spektralverteilung zugeordnet, weshalb man sich des Begriffs der Farbtemperatur bedient. Die Farbtemperatur beschreibt in groben Zügen die spektrale Verteilung (Schmidt, 2000, p. 73).

3.1.4 Erzeugung von Emissionsspektren

Von historischer Relevanz für spektralanalytische Untersuchungen ist die Erzeugung der Emissionsspektren eines Elements, wie die Arbeiten von Exner gut zeigen (siehe Kapitel 2.2.1). Er benützte dabei zwei der gängigen Methoden zur Erzeugung seiner Spektren.

Liegt der Stoff in Form eines Metallsalzes vor, so kann man mit ihm eine nichtleuchtende Bunsenflamme färben, die gleichzeitig als Lichtquelle dient. Eine geschmolzene Salzperle jenes bestimmten Stoffs wird hierzu in geeigneter Höhe in den Rand der Bunsenflamme gegeben. Mit dieser Methode fanden Kirchhoff und Bunsen gleich zu Beginn ihrer Arbeiten zur Spektralanalyse zwei bis dahin unbekannte Elemente – Rubidium und Caesium (Eichler, 2004, p. 284). Eine weitere Möglichkeit zur Erzeugung der Spektren von Metallen ist der elektrische Lichtbogen, indem man entweder den Bogen zwischen Elektroden aus dem betreffenden Metall brennen lässt oder das Metall bzw. Salz im Bogen verdampft. Besonders der Eisenbogen wird wegen seiner leichten Anregbarkeit und seines Linienreichtums zur Erzeugung eines sogenannten „Standardspektrums“ für Eichzwecke oder, wie bei den Arbeiten von Exner, zu Ausmessungen als Standard benutzt (Eichler, 2004, p. 285).

Der elektrische Funke kann auch zur Erzeugung der Spektren dienen, indem der Funke zwischen Elektroden aus dem betreffenden Material überspringt. Zur Verstärkung des Funkens wird dazu ein Kondensator großer Kapazität parallel zur Funkenstrecke geschaltet. So erzeugte auch Exner seine Funkenspektren. Die mittels Lichtbogen erzeugten Spektren bzw. Spektrallinien, die sogenannten *Bogenlinien*, entstammen vorwiegend von neutralen, angeregten Atomen. Die durch die Funken hervorgebetrachten Spektrallinien, die sogenannten *Funkenlinien*, stammen dagegen vorwiegend von ionisierten, angeregten Atomen, denen ein oder mehrere Elektronen fehlen (Eichler, 2004, p. 285).

Zur Erzeugung von Gasspektren eignet sich am besten die elektrische Glimmentladung in dem betreffenden Gas. Dabei spielen die positive Säule und das negative, charakteristische Glimmlicht des jeweiligen Gases für die Lichtemission die Hauptrolle (Eichler, 2004, p. 285).

Als Beispiel für die große Empfindlichkeit der Spektralanalyse ist erwähnt, dass bereits weniger als 0,006 mg Natrium für eine Sichtbarmachung der D-Linie im Flammenspektrum genügen. Spektroskopisch gelingt es daher noch kleinste Spuren von Stoffen, zum Beispiel Verunreinigungen, nachzuweisen. In diesem Zusammenhang gelingt es nicht nur eine Probe spektroskopisch qualitativ zu analysieren, sondern aus der Intensität der Spektrallinien die Zusammensetzung der Probe quantitativ angeben zu können (Eichler, 2004, p. 286).

3.1.5 Spektrallinie und ihre Charakteristik

Frequenz und Wellenlänge allein genügen nicht, um eine Spektrallinie ausreichend zu beschreiben. Augenscheinlich ist die Strahlungsstärke bzw. die Intensität der Linie eine verschiedene. Als weiteres Bestimmungsstück muss die Form der Spektrallinie, gekennzeichnet durch die Linienbreite, hinzugenommen werden. Spektrallinien werden also durch ihre Wellenlänge, Intensität und Linienbreite charakterisiert. Die Linienbreite wird hierzu durch die Halbwertsbreite gekennzeichnet, die in Zusammenhang mit der Strahlungsintensität steht (Lüders & Pohl, 2010, p. 320).

Eine Spektrallinie hat also zwei wichtige Bestimmungsstücke: erstens die Frequenz ν_0 und zweitens die Halbwertsbreite H . Diese ist als Differenz $\Delta\nu$ der beiden Frequenzen zu messen, bei denen die Strahlungsstärke J auf die Hälfte ihres Höchstwertes abgesunken ist (Abbildung 7). Bei Auftragung über der Wellenlänge λ wird auch die entsprechende Wellenlängendifferenz $\Delta\lambda = H_\lambda$ als Halbwertsbreite bezeichnet (Lüders & Pohl, 2010, p. 320).

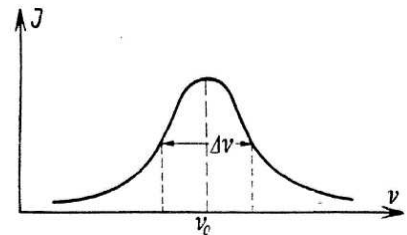


Abbildung 7: Linienform und Halbwertsbreite, nach Grimsehl & Schallreuter (1964, p. 319).

Neben der Quantentheorie zeigt auch die klassische Elektronentheorie für Lichtemissionen, dass Spektrallinien nicht unendlich scharf sein können und eine gewisse *natürliche Linienbreite* besitzen (Grimsehl & Schallreuter, 1964, p. 319). Die natürliche Linienbreite ist lose verknüpft mit der *Heisenberg'schen Unschärferelation* für Energie und Zeit: $\Delta E \cdot \Delta t \geq h/2\pi$. Daher ist auch das Produkt der Energie und mittleren Strahlungslebensdauer $\Delta\tau$ für einen angeregten Zustand als Funktion seiner Lebensdauer mit der Unschärfe behaftet (Skrabal, 2009, p. 39):

$$\Delta E \cdot \Delta\tau \geq \frac{h}{2\pi} \Rightarrow \Delta E = \frac{h}{2\pi \cdot \Delta\tau} \quad 5$$

Die „Schärfe“ oder Genauigkeit der Bestimmung von ΔE zwischen Grundzustand und angeregtem Zustand ist, wie in Gleichung 5 zu sehen, umgekehrt proportional zur Lebensdauer $\Delta\tau$ des angeregten Zustands (Skrabal, 2009, p. 39). Linienbreite und Leuchtdauer korrelieren und bedingen sich gegenseitig: Je kürzer die Lebensdauer des angeregten Zustands, desto größer die Linienbreite und umgekehrt (Schmidt, 2000, p. 17).

3.2 Elektromagnetische Wellen in Materie

Nachdem die Spektroskopie auf der Wechselwirkung zwischen Licht und Materie beruht, werden hier die wichtigsten Themen der Brechung und Dispersion wiedergegeben. Während die Ausbreitung und Überlagerung elektromagnetischer Wellen in Materie durch klassische, makroskopische Theorien gut beschrieben werden können, lassen sich die Erzeugung und Vernichtung (Emission und Absorption) im mikroskopischen Modell nur durch die Quantentheorie richtig deuten, die jedoch nicht Teil der Arbeit ist. Dennoch gewinnt man durch das klassische Model eine anschauliche und brauchbare, phänomenologische Darstellung für elektromagnetischen Wellen in Materie, wie beispielsweise in Demtröder (2017, p. 210) gut nachzulesen ist.

3.2.1 Brechzahlen – Maß der Dispersion

Um optische Materialien zu charakterisieren benützt man Kennzahlen für die unterschiedlichen Brechzahlen, die ihren Ursprung in den Fraunhofer´schen Linien haben. Durch die Erzeugung von Spektren mit Prismen unterschiedlicher Materialien, aber gleicher Dimension, ist nicht nur die Brechung aufgrund der verschiedenen Brechzahlen, sondern auch die Länge der Spektren eine verschiedene. Um die Länge eines Spektrums genau festzulegen ist es daher erforderlich, den Abstand von zwei oder mehreren bestimmten Farben (Wellenlängen) zu messen. Nach ihrer Entdeckung ermöglichten die Fraunhofer´schen Linien den Ort bestimmter Farben im Spektrum zu identifizieren (Eichler, 2004, p. 208). In den Brechzahlindizes sind diese bestimmten Spektrallinien beschriftet, da die Spektrallinien seit Fraunhofer mit denselben Buchstaben bezeichnet wurden.

Eine wichtige Brechzahl ist beispielsweise n_D , für die Natrium D-Linie (Mittelwert der Doppellinie der Wellenlänge 589,69 nm und 588,99 nm). n_e hingegen ist die Brechzahl für die Wellenlänge von 546,01 nm (grüne Hg-Spektrallinie) (Eichler et al., 2016, p. 308). Bei der sogenannten *mittleren Dispersion* $n_F - n_C$ ist die Differenz für den lichtstärksten Teil des Spektrums zwischen den Linien C und F, den Wellenlängen 656,27 nm (rot) und 486,13 nm (blau) angegeben und ebenfalls eine wichtige Verhältniszahl.

Eine wichtige Maßzahl der Dispersion ist das reziproke Verhältnis der mittleren Dispersion zu der um 1 verminderten Brechzahl der D-Linie, die sogenannte *Abbe´sche Zahl* v (Eichler, 2004, pp. 209–212):

$$\nu = \frac{n_D - 1}{n_F - n_C}$$

6

Die physikalische Bedeutung von ν ist, dass im Zähler die mittlere Ablenkung und im Nenner die mittlere Dispersion des Lichts durch das Prisma steht. Die Abbe'sche Zahl stellt also das Verhältnis von Brechung und Dispersion dar, die für jeden Stoff individuell ist und keine Konstante sein kann (Eichler, 2004, p. 212).

In Abbildung 8 ist die Abhängigkeit der Brechzahlen von der Wellenlänge für einige optische Materialien wiedergegeben, die sogenannten *Dispersionskurven* (Eichler, 2004, p. 209).

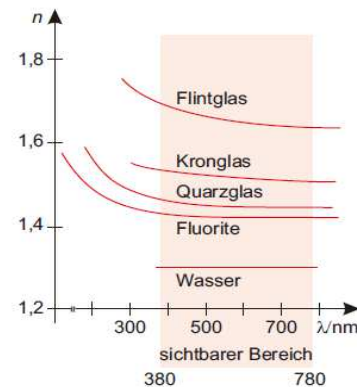


Abbildung 8: Dispersionskurve für verschiedene Stoffe (normale Dispersion), nach Eichler, Kronfeldt, & Sahm, (2016, S.308)

3.2.2 Hartmann'sche Dispersionsformel

Aufgrund der Dispersion bei Prismen müssen Prismenspektralapparate geeicht und kalibriert werden, wie noch in Kapitel 3.3.2 zu lesen ist. Die Interpolation und Ausgleichung von Trommelstellungen des Spektralapparates zwischen Eichlinien geschieht dabei rechnerisch mit Hilfe der *Hartmann'schen Dispersionsformel*, die rein empirisch gefunden wurde (Kohlrausch, Kose, & Wagner, 1996, p. 94). Diese wurde zuerst für die Berechnung der Dispersion von Quarz eingeführt und von Hartmann erstmals 1898 veröffentlicht (Hartmann, 1917, p. 166):

$$n = n_0 + \frac{c}{(\lambda - \lambda_0)^\alpha}$$

7

Hier bedeuten n Brechungsverhältnis und λ Wellenlänge, die durch die Konstanten n_0 , c , λ_0 und α zu einer Kurve $n = f(\lambda)$ führen (Hartmann, 1917). Aufgrund der guten Eignung wurden mithilfe dieser Formel die genannte Konstanten ebenso für Glassorten bestimmt und die Genauigkeiten immer weiter verbessert (Kessler, 1927, p. 627). Die vier Konstanten werden aus den Trommelablesungen durch mindestens vier bekannte Wellenlängen ermittelt, wobei α meist zwischen 0,5 und 2 liegt (Kohlrausch & Ebert, 1955, p. 552).

3.2.3 Prismen

Aufgrund der Lichtbrechung kann eine Richtungsänderung von Lichtstrahlen bei durchsichtigen Prismen bewirkt werden. Beim Durchgang durch ein Prisma, dessen Querschnittsfläche ein gleichschenkliges Dreieck ist, wird ein Lichtstrahl zweimal gebrochen und insgesamt um den Ablenkwinkel δ gegen die Einfallsrichtung abgelenkt (Demtröder, 2017, p. 256ff; Eichler et al., 2016, p. 309).

Für den minimal abgelenkten Strahlengang mit den Einfallswinkel α_1 , Ausfallswinkel α_2 und den beiden Brechungswinkeln im Prisma β_1 und β_2 folgt durch Umformung mithilfe des Brechungsgesetzes folgende Beziehung (Demtröder, 2017, p. 256ff):

$$\frac{\cos \alpha_1}{\cos \alpha_2} = \frac{\cos \beta_1}{\cos \beta_2} \Rightarrow \frac{1 - \sin^2 \alpha_1}{1 - \sin^2 \alpha_2} = \frac{n^2 - \sin^2 \alpha_1}{n^2 - \sin^2 \alpha_2}$$

Für den Brechungsindex gilt $n \neq 1$ und dies kann nur erfüllt werden für $\alpha_1 = \alpha_2 = \alpha$.

Beim symmetrischen Strahlengang erfolgt die kleinste Ablenkung. Das Minimum der Ablenkung δ_{min} für den Einfallswinkel α geschieht beim symmetrischen Durchgang des Lichts. Dabei verläuft das Lichtbündel innerhalb des Prismas senkrecht zur Winkelhalbierenden des brechenden Winkels γ (parallel zur Basis des Prismas), siehe

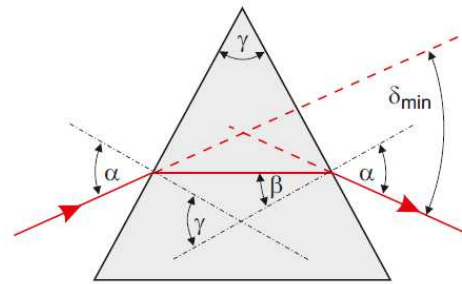


Abbildung 9 (Demtröder, 2017, p. 257):

Abbildung 9: Strahlengang beim Minimum der Ablenkung, nach Eichler et al. (2016, p. 309)

$$\delta_{min} = 2\alpha - \gamma \Rightarrow \alpha = \frac{1}{2}(\delta_{min} + \gamma) \quad 8$$

Mithilfe des Brechungsgesetzes folgt die *Fraunhofer Formel* (Eichler et al., 2016, p. 309):

$$n = \frac{\sin \frac{1}{2}(\delta_{min} + \gamma)}{\sin \frac{1}{2}\gamma} \quad 9$$

Mit Kenntnis des brechenden Winkels γ eines Prismas lässt sich aus der Messung der Gesamtablenkung δ_{min} die Brechzahl n des Prismenmaterials mit hoher Genauigkeit bestimmen (Eichler et al., 2016, p. 309).

Die Abhängigkeit des Ablenkungswinkels vom Brechungsindex ergibt sich aus Gleichung 9, wegen $d\delta/dn = (dn/d\delta)^{-1}$ zu:

$$\frac{d\delta}{dn} = \frac{2 \sin\left(\frac{\gamma}{2}\right)}{\cos\left(\frac{\delta + \gamma}{2}\right)} = \frac{2 \sin(\gamma/2)}{\sqrt{1 - n^2 \cdot \sin^2(\gamma/2)}}$$

Da der Brechungsindex $n(\lambda)$ von der Wellenlänge λ des einfallenden Lichts abhängt (Dispersion: $n = n(\lambda)$), ergibt sich für den symmetrischen Strahlengang mit Ablenkwinkel δ eines Prismas mit n , wegen $d\delta/d\lambda = d\delta/dn \cdot dn/d\lambda$ (Demtröder, 2017, p. 257):

$$\frac{d\delta}{d\lambda} = \frac{2 \sin(\gamma/2)}{\sqrt{1 - n^2 \cdot \sin^2(\gamma/2)}} \cdot \frac{dn}{d\lambda} \quad 10$$

Für die meisten durchsichtigen Materialien im sichtbaren Spektralbereich gilt $dn/d\lambda < 0$ (normale Dispersion), daher erfolgt bei weißem Licht eine spektrale Zerlegung, wobei kurzwelliges Licht stärker abgelenkt wird als langwelliges, wie Abbildung 10 darstellt (Eichler et al., 2016, p. 309): $\delta_{\min}(\text{violett}) > \delta_{\min}(\text{rot})$.

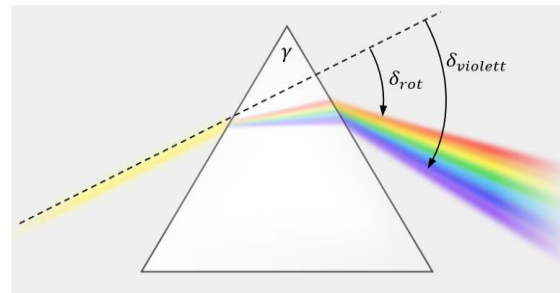


Abbildung 10: Spektralzerlegung von weißem Licht, ergänzte Abbildung nach Wikipedia

3.3 Optische Spektroskopie und Spektralapparate

Die optische Spektroskopie umfasst sämtliche Messmethoden, die auf der Wechselwirkung von Licht und Materien beruhen. Es lässt sich experimentell bestimmen, in welchem Grad das Licht zurückgeworfen (Reflexion), hindurchgelassen (Transmission oder Absorption) oder gestreut wird (Streuung). Ferner besteht noch die Möglichkeit, dass Licht eine zu untersuchende Probe anregt, die relaxiert, beim Übergang in den Ausgangszustand Energie in Form von Licht anderer Wellenlänge abgibt und selbst zum Strahler wird (Emission bzw. Fluoreszenz) (Schmidt, 2000, p. 63).

Bevor näher auf die Funktionsweise von Spektralapparaten eingegangen wird, muss zunächst eine Begriffsbestimmung für die einzelnen Apparate erfolgen. Eine durchgängig korrekte Bezeichnung der jeweiligen Apparate ist nur bedingt in der Literatur wiedergegeben. Hierzu möchte ich die passende kurze Zusammenfassung von Schmidt wiedergeben (2000, p. 63):

„Wir sprechen von einem *Spektroskop*, wenn wir das Spektrum mit dem Auge beobachten, allgemein von *Spektrometer*, wenn man zur Wellenlängenbestimmung eine geeichte Skala benutzt, von *Spektrograph*, wenn das Spektrum mittels Fotoplatte oder Photoelektrischer Abtastung registriert wird, von *Spektralphotometer* (auch Spektrophotometer), wenn wir eine Kombination eines Monochromators mit photoelektrischen Detektoren benutzen...“

Generell wird unterschieden zwischen *Prismenspektralapparaten*, bei denen die Dispersion $n(\lambda)$ des Brechungsindex ausgenutzt wird und zu wellenlängenabhängigen Brechungswinkeln führen, und *Gitterspektralapparaten*, die zur räumlichen Trennung die wellenlängenabhängige Beugung und Interferenz an einem Gitter ausnutzen (Demtröder, 2017, p. 346). Das Bauprinzip ist für beide Geräte gleich. Das Licht der Lichtquelle wird durch einen Eintrittsspalt und Linse parallel gemacht, anschließend entweder durch ein Prisma oder durch ein optisches Gitter zerlegt, mit einer zweiten Linse wieder abgebildet und entweder durch ein Fernrohr oder am Schirm beobachtet (Felmy & Kurtz, 1976, p. 33). In allen Spektroskopen wird also ein Eintrittsspalt in die Beobachtungsebene abgebildet (Demtröder, 2017, p. 346). Wird Licht durch ein Prisma zerlegt, so spricht man auch von einem *Dispersionsspektralapparat*. Bei Zerlegung durch ein optisches Gitter vom *Interferenzspektralapparat* (Felmy & Kurtz, 1976, p. 33).

Die untersuchende Strahlung fällt durch einen Spalt ins Spektroskop. Ein Kollimator (mit Brennweite f_1) erzeugt parallele Strahlung, die auf bzw. in das dispersierende Element (Prisma, Gitter, Interferometer) fällt. Strahlung verschiedener Wellenlängen λ und $\Delta\lambda$ tritt in unterschiedlichen Richtungen θ und $\Delta\theta$ wieder aus (Kohlrausch et al., 1996, p. 242).

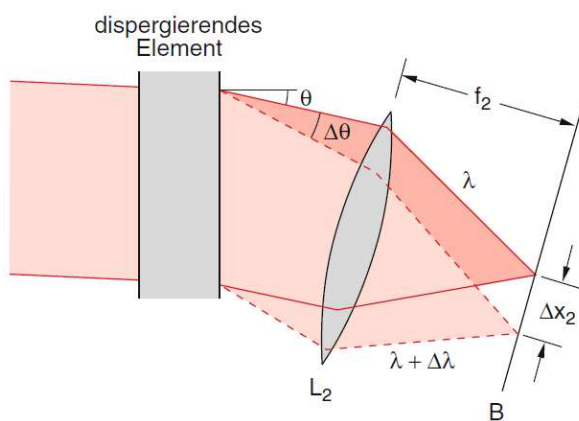


Abbildung 11: Zusammenhang zwischen Winkeldispersion und lateraler Dispersion, nach Demtröder (2017, p. 346)

Wie in Abbildung 11 dargestellt, bewirkt das dispersierende Element einen wellenlängenabhängigen Winkel θ des parallelen Strahlenbündels, das durch die Objektivlinse L_2 in die Beobachtungsebene B fokussiert wird. Die laterale Versetzung $x(\lambda)$ der beiden Spaltbilder ist gegeben durch:

$$\Delta x = x(\lambda + \Delta\lambda) - x(\lambda) = f_2 \frac{d\theta}{d\lambda} \Delta\lambda$$

Die Größe $d\theta/d\lambda$ heißt *Winkeldispersion*. Neben dem Auflösungsvermögen ist die Winkeldispersion die wichtigste Eigenschaft eines Spektralapparates, da es ein Maß für die wellenlängenabhängige Auffächerung des einfallenden, polychromatischen Strahlenbündels ist (Demtröder, 2017, p. 346).

Eine fokussierende Optik (Brennweite f_2) entwirft das Spektrum, bei dem benachbarte Wellenlängen entsprechend der linearen Dispersion getrennt sind. Es folgt daher (Kohlrausch et al., 1996, p. 242):

$$\frac{dx}{d\lambda} = f_2 \frac{d\theta}{d\lambda} \quad 11$$

Bei Spektrometern wird häufig die reziproke lineare Dispersion $d\lambda/dx$ (reziproke Lineardispersion) in nm/mm angegeben (Kohlrausch et al., 1996, p. 242).

Bringt man in der Beobachtungsebene einen Spalt an, so lässt dieser, je nach Breite Δx , nur ein begrenztes Wellenlängenintervall $\Delta\lambda = (d\lambda/dx) \Delta x$ durch, der durch die reziproke Wellenlängendispersion $(dx/d\lambda)^{-1}$ des Spektrometers bestimmt ist. Der Spektralapparat ist zum *Monochromator* geworden, bei der die gewünschte Wellenlänge λ_i , entweder durch Verschieben des Spalts in der Beobachtungsebene oder durch Drehen des Dispersionselements, eingestellt werden kann (Demtröder, 2017, p. 346).

3.3.1 Das spektrale Auflösungsvermögen von Spektroskopen

Aufgrund der Beugung besteht eine untere Grenze für die spektrale Auflösung, da in der Bildebene eine Beugungsfigur mit Nebenmaxima und -minima entsteht. Um noch zwei getrennte Bilder des Eintrittspaltes von zwei benachbarten Wellenlängen λ_1 und λ_2 räumlich trennen zu können, muss ihr minimaler Wellenlängenabstand $\Delta\lambda = |\lambda_1 - \lambda_2|$ mindestens so groß sein, dass in der Bildebene das Maximum nullter Ordnung von λ_2 mindestens in das erste Nebenminimum von λ_1 zusammenfällt. Diese Bedingung nennt sich *Rayleigh-Kriterium* (Demtröder, 2017, p. 347; Eichler et al., 2016, p. 310).

Als das *spektrale Auflösungsvermögen* A definiert man den Quotienten aus mittlerer Wellenlänge λ und der Wellenlängendifferenz $\Delta\lambda$ von gerade noch trennbaren Linien (Demtröder, 2017, p. 347; Eichler et al., 2016, p. 310):

$$A = \frac{\lambda}{\Delta\lambda}$$

12

Durch die Beugung an der Apertur a wird auch bei unendlich schmalen Eintrittsspalt die Intensitätsverteilung eine Beugungsverteilung wie in Abbildung 12 ergeben, mit einer Fußpunktsbreite für rechteckige Beugungsöffnung von (Demtröder, 2017, p. 348):

$$2 \cdot f_2 \cdot \lambda / a$$

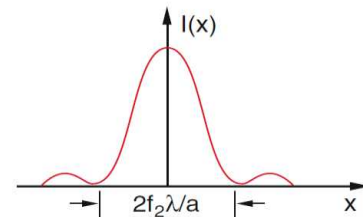


Abbildung 12: Intensitätsprofil mit Beugung, nach Demtröder (2017, p. 348)

Haben nun zwei beobachtende Verteilungen $I_1(x, \lambda_1)$ und $I_2(x, \lambda_2)$ dieselbe Maximalintensität, so hat die Überlagerung noch eine erkennbare Einbuchtung und klare Unterscheidung zwischen den beiden Maxima, wenn das Beugungsmaximum von I_1 mit dem ersten Beugungsminimum von I_2 zusammenfällt (Rayleigh-Kriterium). Dieser Fall ist in Abbildung 13 dargestellt.

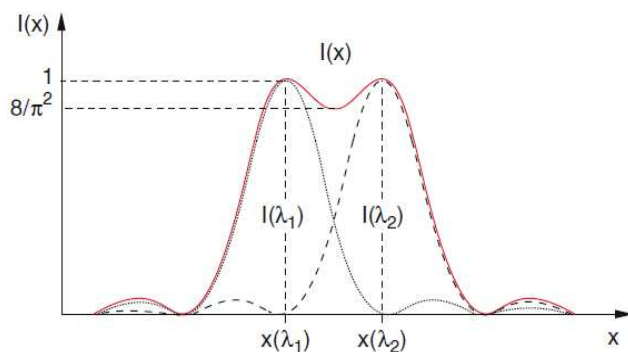


Abbildung 13: Rayleigh-Kriterium für die Auflösung von zwei Spektrallinien, nach Demtröder (2017, p. 348)

Eine Unterscheidung ist dann der Fall, wenn der Abstand der beiden Maxima $\Delta x = f_2 \cdot \lambda / a$ ist. Berechnet aus den Intensitäten muss die Einbuchtung der beiden Maxima zur Unterscheidung noch $8/\pi^2 \approx 0,8$ ergeben (Demtröder, 2017, p. 348).

Bezüglich nötiger Breite b des Eintrittsspalt kann gesagt werden, dass die Kollimatorlinse (mit Brennweite f_1) das Licht nicht mehr voll erfassen kann, wenn die Spaltbreite kleiner ist als die Fußpunktsbreite für rechteckige Öffnungen (siehe nochmals Abbildung 12). Sonst sinkt die transmittierte Lichtleistung drastisch ab. Aus Intensitätsgründen sollte b daher immer größer sein als (Demtröder, 2017, pp. 305, 348):

$$b \geq 2f_1 \cdot \frac{\lambda}{a}$$

13

3.3.2 Prismenspektralapparate

Der Strahlengang eines Prismenspektrometers ist in Abbildung 14 dargestellt. Der Eintrittsspalt, der im Brennpunkt der Kollimatorlinse L_1 liegt, wird mit Licht einer untersuchenden Lichtquelle beleuchtet, sodass das Licht als paralleles Strahlenbündel auf

die brechende Fläche des Prismas fällt. Aufgrund der Dispersion werden die verschiedenen Farbanteile verschieden stark, zweimal gebrochen und kommen nach dem Prisma als paralleles Bündel mit unterschiedlichen Richtungen des Wellenvektors an. Rot und blau bekommen eine örtlich versetzte Abbildung (Demtröder, 2017, p. 346; Eichler et al., 2016, p. 309). Die Linse L_2 entwirft dann räumlich getrennte, fokussierte Spaltbilder für die verschiedenen Wellenlängen (z.B. rot und blau), wenn das Licht nicht monochromatisch ist, sondern mehrere Emissionswellenlängen enthält. Licht mit einem kontinuierlichen Spektrum hingegen liefert ein spektrales Band, das nichts anderes ist als eine kontinuierlich dichte Folge solcher Spaltbilder (Eichler et al., 2016, pp. 309–310). Der Ablenkswinkel $\theta(\lambda)$ ist nach Gleichung 10 für den Strahlengang gegeben durch (Demtröder, 2017, p. 346):

$$\frac{d\theta}{d\lambda} = \frac{2 \sin(\gamma/2)}{\sqrt{1 - n^2 \cdot \sin^2(\gamma/2)}} \cdot \frac{dn}{d\lambda} \quad 14$$

Somit hängt der Ablenkswinkel $\theta(\lambda)$ beim Prismenspektroskop vom Prismenwinkel γ und der Dispersion $dn/d\lambda$ des Prismenmaterials ab (Demtröder, 2017, p. 347).

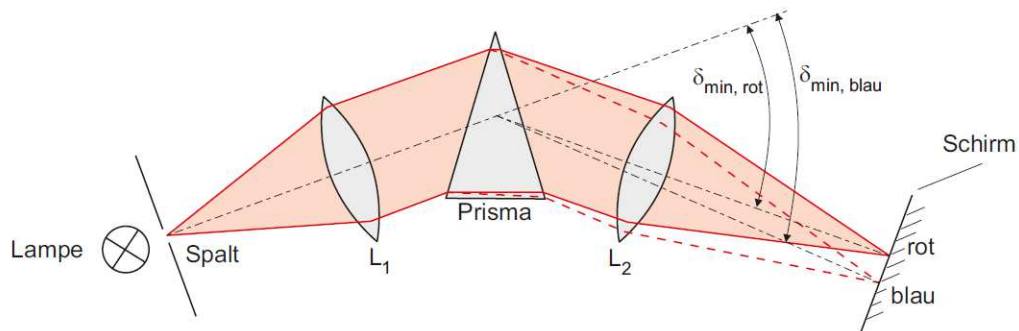


Abbildung 14: Strahlengang in einem Prismenspektrometer mit 30° -Prisma, nach Eichler et al. (2016, p. 309)

Durch Messung des minimalen Ablenkswinkels δ_{min} für jedes Spaltbild kann mithilfe der Fraunhofer-Formel (9) die jeweils zugehörige Brechzahl berechnet und so die Dispersionskurve $n(\lambda)$ des Spektrometers aufgenommen werden. Dafür sind bereits bekannte Wellenlängen notwendig. Umgekehrt können Spektren von Lichtquellen, d. h. die Wellenlängenverteilung der emittierten Strahlungsleistung, gemessen werden, wenn die Dispersionskurve des Prismenmaterials genau bekannt ist. Durch präzise Messung des Ablenkswinkels kann die unbekannte Wellenlänge dann bestimmt werden (Eichler et al., 2016, p. 310).

Das spektrale Auflösungsvermögen folgt, unter anderem, aus der Theorie der Beugung am Einfachspalt. Aus den Nebenmaxima folgt als Bedingung für die nötige Winkeldifferenz $\Delta\delta$,

wobei a die Breite der Aperturblende kennzeichnet (ist die seitliche Begrenzung des Lichtbündels durch optische Bauteile im Strahlengang) (Eichler et al., 2016, p. 310):

$$\Delta\delta \geq \lambda/a \quad 15$$

$\Delta\delta$ lässt sich auch durch die Winkeldispersion des Prismas $d\delta/d\lambda$ ausdrücken zu:

$$\Delta\delta \approx \frac{d\delta}{d\lambda} \Delta\lambda \quad 16$$

Aus Gleichung 15 und 16 erhält man dann für das spektrale Auflösungsvermögen:

$$A = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} \approx a \frac{d\delta}{d\lambda}$$

Durch Umrechnen der Aperturblende auf die wirksame Basislänge L des Prismas sowie von $d\delta/d\lambda$ auf $dn/d\lambda$ (siehe Kapitel 3.2.3), folgt für kleine Winkel $\delta \ll \gamma$ die Näherung für Prismenspektralapparate (Eichler, 2004, p. 374; Eichler et al., 2016, p. 310):

$$\textbf{Spektrales Auflösungsvermögen Prisma: } A = -L \frac{dn}{d\lambda} \quad 17$$

Der Vorteil von Prismenspektralapparaten ist ihr kompakter Aufbau und die eindeutige Zuordnung von Wellenlängen aus ihrer Lage in der Beobachtungsebene. Nachteil ist die relativ geringe Wellenlängendispersion und damit mäßig spektrale Auflösung. Außerdem macht die Nichtlinearität von Ablenkwinkel und Wellenlänge, wegen der Dispersion, eine Kalibrierung des Apparates notwendig (Eichler et al., 2016, p. 374). Eine weitere Tatsache ist, dass nur solche Spektralbereiche untersucht werden können, in denen das Prisma nicht absorbiert (z.B. ist für den UV-Bereich synthetischer Quarz nötig). Da die Dispersion in der Nähe von Absorptionsbereichen besonders groß ist, muss zwischen hoher spektraler Auflösung und Transmission ein Kompromiss geschlossen werden (Demtröder, 2017, p. 314).

3.3.3 Gitterspektralapparate

Die zweite Gruppe von Spektralapparaten basieren auf optischen Beugungsgittern, bei denen zwischen Transmissions- und Reflexionsgittern unterschieden wird (Meissner, 1929, pp. 1335–1336). Beide optische Gitter bestehen aus einer großen Anzahl von parallelen, äquidistanten Spalten N der Breite b mit Abstand d . Der Abstand d bezeichnet die Gitterkonstante. Das Beugungsbild entsteht aus Interferenz der einzelnen Elementarwellen

aus den Spalten des Gitters. Diese Interferenzerscheinungen lassen sich nach dem *Huygen'schen Prinzip* beschreiben, nachdem jeder Punkt der Spaltebene zum Ausgangspunkt von elementaren Kugelwellen wird. Diese Elementarwellen treten miteinander in Wechselwirkung, d.h. sie interferieren: Wellenberge verstärken sich, entgegengesetzte Amplituden löschen sich aus (Demtröder, 2017, p. 347; Eichler et al., 2016, p. 374; Schmidt, 2000, p. 105ff).

Fällt eine ebene Welle senkrecht auf eine Anordnung von N parallelen Spalten, so ist die Intensitätsverteilung $I(\beta)$ durch zwei Faktoren bestimmt (Demtröder, 2017, p. 308):

- Interferenz zwischen den Lichtbündeln der verschiedenen Spalten.
- Durch die Beugung an jedem einzelnen Spalt verursachte Intensitätsverteilung.

Gemäß dieser beiden Faktoren ergibt sich für die in Richtung β emittierte Intensität nach dem Gitter, wobei I_0 die von einem einzelnen Spalt durchgelassene Intensität ist (Demtröder, 2017, p. 308):

$$I(\beta) = I_0 \cdot \frac{\sin^2\left(\frac{\pi b}{\lambda} \sin \beta\right)}{\left(\frac{\pi b}{\lambda} \sin \beta\right)^2} \cdot \frac{\sin^2\left(\frac{N \pi d}{\lambda} \sin \beta\right)}{\sin^2\left(\frac{\pi d}{\lambda} \sin \beta\right)} \quad 18$$

Der erste Faktor beschreibt die Beugung am Einzelspalt, der zweite Faktor die Interferenz zwischen den N Spalten. Intensitätsmaxima treten in denjenigen Richtungen auf, für welche der Wegunterschied zwischen äquivalenten Teilbündeln aus benachbarten Spalten ein ganzzahliges Vielfaches der Wellenlänge λ ist (Demtröder, 2017, p. 308):

$$\Delta s = d \cdot \sin \beta = m \cdot \lambda$$

Fällt eine ebene Welle unter dem Einfallswinkel α gegen die Gitternormale ein, so folgt die Gittergleichung 19, wobei bei Reflexionsgittern das Plus-Zeichen gilt (einfallender und gebeugter Strahl auf derselben Seite der Gitternormalen und Wegdifferenzen addieren sich), bei Transmissionsgittern das Minus-Zeichen (Meissner, 1929, p. 1336):

$$\Delta s = s_1 \pm s_2 = d(\sin \alpha \pm \sin \beta)$$

$$d (\sin \alpha \pm \sin \beta) = m \cdot \lambda \quad 19$$

Bei festen Einfallswinkel α , wie oft bei Spektralapparaten baubedingt üblich, vereinfacht sich die Gitterbeugung, wobei $m = \pm 1, 2, 3 \dots$ die Ordnung der Interferenz ist (Eichler et al., 2016, p. 374):

$$\sin \beta = m \frac{\lambda}{d} \quad 20$$

Für $m \neq 0$ erfolgt so eine räumliche Zerlegung des einfallenden, kollimierten Lichtbündels in seine spektralen Anteile. Wenn sich nun die Wellenlänge um $\Delta\lambda$ ändert, verschiebt sich das Beugungsmuster in der Beobachtungsebene um den Winkel $\Delta\beta$ bzw. den Abstand Δx . Die Winkeldispersion $d\beta/d\lambda$ erhält man durch Differentiation von Gleichung 19 (Demtröder, 2017, p. 347):

$$\frac{d\beta}{d\lambda} = \frac{m}{d \cdot \cos \beta} \quad 21$$

Die Winkeldispersion ist durch Gitterkonstante, Wellenlänge und Interferenzordnung m bestimmt, die mit zunehmender Ordnung m ansteigt. Der räumliche Abstand Δx zwischen zwei Wellenlängen λ_1 und $\lambda_2 = \lambda_1 + \Delta\lambda$ ist in der Beobachtungsebene dadurch, wie aus der Lineardispersion $dx/d\lambda$ folgt (Demtröder, 2017, p. 347):

$$\Delta x = f_2 \frac{d\beta}{d\lambda} \Delta\lambda \quad 22$$

$$\frac{dx}{d\lambda} = f_2 \frac{m}{d \cdot \cos \beta} \quad 23$$

Typischerweise verwendet man Gitter mit etwa 10^5 Spalten und da Transmissionsgitter technisch schwieriger herzustellen sind, benutzt man oft Reflexionsgitter, die durch Ritzten von Furchen in eine Glasplatte oder durch holographische Verfahren hergestellt werden (Demtröder, 2017, p. 308). Außerdem besitzen sie eine Reihe von Vorteilen gegenüber Transmissionsgittern. Bei Transmissionsgittern verteilt sich das Licht auf mehrere Beugungsordnungen, mit wenig Intensität pro Beugungsordnung, aufgrund von Transmissionsverlusten. Demgegenüber haben Reflexionsgitter keine Reflexionsverluste und das Licht lässt sich auch auf eine Beugungsordnung lenken (den sogenannten *Blaze-Winkel*) (Demtröder, 2017, p. 310). Weiters können Reflexionsgitter mit konkaven Abbildungseigenschaften eingesetzt werden.

Der Winkelabstand $\Delta\beta$ zwischen der Richtung der um den Winkel β gebeugten Wellen, muss größer sein als die halbe Winkelbreite $\Delta\beta_{min}$ der zentralen Beugungsordnung der gebeugten Welle:

$$\beta_{\min} = \frac{\lambda}{a} = \frac{\lambda}{N \cdot d \cdot \cos \beta} \quad 24$$

Die Breite der Austrittspupille a ist die effektiven Gitterbreite, N die Zahl der beleuchteten Spalte und d der Furchenabstand (Gitterkonstante) (Demtröder, 2017, p. 349):

$$a = N \cdot d \cdot \cos \beta$$

Aus Gleichung 21 folgt für Gleichung 24 das spektrale Auflösungsvermögen für Gitterspektalapparate (Demtröder, 2017, p. 350):

$$\Delta\lambda = \frac{d\lambda}{d\beta} \Delta\beta = \frac{d \cdot \cos \beta}{m} \Delta\beta \geq \frac{d \cdot \cos \beta}{m} \Delta\beta_{\min} = \frac{\lambda}{m \cdot N}$$

Spektrales Auflösungsvermögen Gitter: $\Rightarrow A = m \cdot N$ 25

Das Auflösungsvermögen des Gitterspektalapparates ist also proportional zur Interferenzordnung und zur Anzahl der Spalte.

In anderen Worten ausgedrückt besagt es nach Pohl (2010, p. 319): „Beim Gitter ist das Auflösungsvermögen $A = \lambda/\Delta\lambda = \nu/\Delta\nu$ im Spektrum erster Ordnung gleich der Anzahl N der Gitteröffnungen“.

In Abbildung 15 sind für ein Gitter die jeweiligen Beugungsbilder und deren Interferenzordnungen, ausgehend von der nullten Ordnung, dargestellt. Rotes Licht ist in der oberen Reihe, violettes darunter und ganz unten die Überlappungen der Spektren. Langwelliges Licht wird stärker gebeugt als kurzwelliges und es kommt dadurch zu Überlappungen der Ordnungen (Eichler, 2004, p. 383).

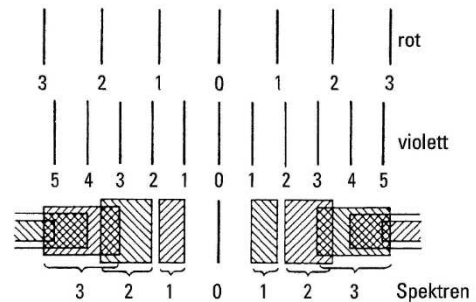


Abbildung 15: Entstehung der Gitterspektren, nach Eichler (2004, p. 383).

3.3.4 Vergleich von Prisma und Gitter

Mit einem Prisma von 10 cm Basislänge aus Flintglas (Dispersion von etwa $|dn/d\lambda| = 10^3/cm$) kann ein Auflösungsvermögen von ungefähr $\lambda/\Delta\lambda \approx 10^4$ erzielt werden. Mit einem Gitter hingegen das etwa zehnfache von einigen 10^5 (Eichler, 2004, p. 385; Lüders & Pohl, 2010, p. 322).

Man darf aber nicht allein das Auflösungsvermögen bewerten, auch der nutzbare Wellenlängenbereich ist wichtig. Wie bereits erwähnt, können Prismen wegen ihrer Absorption nicht für alle Wellenlängenbereiche benützt werden, während Gitter sich für alle Wellenlängen verwenden lassen (Lüders & Pohl, 2010, p. 318). Das Prisma macht immer nur ein einziges Spektrum, bei dem zu jeder Richtung nur eine Wellenlänge dazugehört. Gitter hingegen machen stets eine ganze Reihe von Spektren unterschiedlicher Ordnungszahlen, die sich dann überlappen, sodass zu jeder Richtung mehrere Wellenlängen dazugehören können (Lüders & Pohl, 2010, p. 322). Die Breite der einzelnen Farbbereiche im Spektrum hängt beim Prisma von der Dispersion der Prismensubstanz ab, beim Gitter jedoch nicht, sodass einzelne Farben (Wellenlängen) stets proportional ihrer Wellenlänge abgebildet werden. Daher wird das Gitterspektrum auch als *Normalspektrum* bezeichnet (Eichler, 2004, p. 383).

4 HISTORISCHE SPEKTRALAPPARATE

Von den zahlreichen Spektralapparaten der historischen Sammlung der Fakultät für Physik an der Universität Wien, kann sich die vorliegende Arbeit nur mit einer bestimmten Auswahl beschäftigen. Wie bereits in Kapitel 3.3 beschrieben, sind Prismen- und Gitterapparate zu unterscheiden. Die Prismenspektralapparate sind noch weiter zu unterteilen in Apparate mit konstanter Ablenkung und solche mit schwenkbarem Fernrohr. Dazu wird zuvor eine kurze Erläuterung gegeben, die notwendig ist, um die allgemeine Funktionsweise der Spektralapparate zu verstehen. Die Bezeichnung und Inventarnummer der Apparate wurde entsprechend dem Inventarkatalog der physikhistorischen Sammlung übernommen.

Im Folgenden wurden die verschiedenen Spektralapparate detailreich beschrieben, die Funktions- und Arbeitsweise der Geräte anhand von Versuchen überprüft und die damit gewonnenen Messdaten sowie Ergebnisse dokumentiert. Die Ergebnisse sind meist immer spezifische, gerätetypische Spektren, die mittels einer digitalen Spiegelreflexkamera (CANON EOS 650D, Objektiv EF-S 18-135 mm) aufgenommen wurden.

4.1 Prismenspektralapparate mit konstanter Ablenkung

Bei Spektralapparaten mit konstanter Ablenkung haben Spalt und Beobachtungsfernrohr eine feste Lage zueinander und die Einstellung oder Messung einer bestimmten Wellenlänge erfolgt durch Drehen des Prismas. Damit der Strahlengang im Minimum der Ablenkung bleibt, wird eine besondere Prismenform verwendet, die eine innere Totalreflexion ausnützt und so eine rechtwinklige Ablenkung bewirkt. Die Bezeichnung dieser Prismen variiert je nach Literatur. Bei Eichler (2004, S.282) ist es ein Prisma nach Abbe, ebenso spricht Westphal vom „Abbe-Spektrometer“ (Westphal, 1952, S.226). James und Sternberg (1969, S.42ff) nennen hingegen dieses Ablenkungsprisma Pellin-Broca. Für Baly und Wachsmuth handelt es sich um ein „Hilger'sches Prisma“, da es von Adam Hilger in damals modernen „Spektroskopen mit festem Arm“ angewendet wurde (1908, S.44, S.90). Der erste zu behandelnde Spektralapparat der historischen Sammlung passt hierzu, es stammt von Hilger.

Die Form des letztgenannten Prismas ist in Abbildung 16 aus dem Katalog von Hilger und in einer weiteren Darstellung zu sehen. Es kann aus zwei unterschiedlich großen 30°-Prismen (ABE und ACD) und einem gleichschenkligen 90°-Prisma (ACD)

zusammengesetzt gedacht werden, ist aber ein einzelner Körper. Dieses Prisma ist in den ersten beiden Spektralapparaten VI/31/1 und VI/90 (siehe Kapitel 4.1.1 und 4.1.2) verbaut.

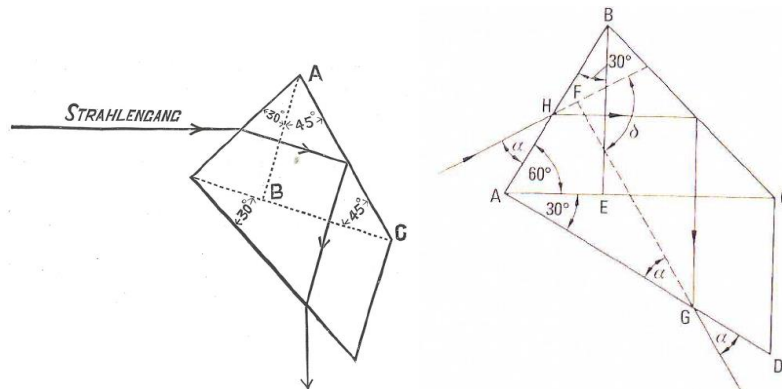


Abbildung 16: Strahlengang eines Prismas mit konstanter, rechtwinkliger Ablenkung nach Pellin-Broca oder Hilger; links nach Hilger (1912, p. D4) und rechts nach Eichler (2004, p. 283)

Der auftreffende Strahl an der Prismenfläche AB (rechtes Bild bei Abbildung 16) mit Einfallswinkel α wird so gebrochen, dass er unter dem Minimum der Ablenkung und damit parallel zu AC verläuft, bis er an der Fläche BC totalreflektiert wird. An der Prismenfläche AD tritt der Strahl unter demselben Winkel α wieder aus. Aus der Winkelsumme von AHFG folgt:

$$(180^\circ - \delta) + (180^\circ - \alpha) + 60^\circ + 30^\circ + \alpha = 360^\circ$$

$$\Rightarrow \delta = 90^\circ$$

Für diesen Strahlenverlauf gibt es zwar für jede Wellenlänge einen anderen Einfallswinkel α (welcher gleichzeitig dem Ausfallswinkel entspricht) der durch Drehen des Prismas ermittelt wird, aber die Ablenkung δ entspricht immer 90° (Eichler, 2004, p. 283).

Wird das senkrecht zum Spalt- bzw. Kollimatorrohr stehende Fernrohr durch einen in der Bildebene des Spektrums liegenden Austrittspalt ersetzt, so wurde ein Monochromator geschaffen (Eichler, 2004, p. 284). Laut James und Sternberg (1969, p. 46) war diese Anordnung eines Hilger Wellenlängen-Spektrometers für lange Zeit eine sehr beliebte Art zur Herstellung monochromatischen Lichts. An jeder Prismenposition wird nur genau eine Wellenlänge um 90° gebrochen und reflektiert, sodass das Drehen des Prismas eine Wellenlängenänderung des monochromatischen Lichts bewirkt (James & Sternberg, 1969, p. 46). Das bereits genannte Prisma nach Abbe ist ein rechtwinkliges Prisma mit konstanter Ablenkung von 60° und den Innenwinkeln von 30° , 60° und 90° . Der Strahlengang ist in Abbildung 17 zu sehen.

Der Lichtstrahl wird auf die kurze Seitenfläche im Winkel α eingestrahlt und gebrochen. An der gegenüberliegenden Kathete beträgt der Einfallswinkel 45° und es erfolgt Totalreflexion. Der Strahl wird an der Hypotenuseseite gebrochen und tritt mit demselben Winkel α wieder aus. Das Abbe-Prisma ist ein Spezialfall des Einprismas und wurde auch aus bis zu drei Teilprismen unterschiedlicher Glassorten zusammengesetzt (Haferkorn, 2003, S.388).

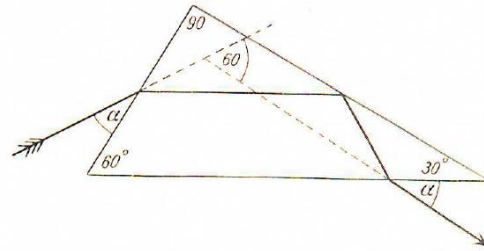


Abbildung 17: Abbe-Prisma mit konstanter Ablenkung, nach Meissner (1929, p. 1332)

Neben der Verwendung zur Wellenlängenbestimmung und als Monochromator kann das Prismenspektrometer zur Messung von Dispersionskurven lichtdurchlässiger Substanzen verwendet werden. Die generelle Eichung dieser Spektrometer erfolgt Hilfe bekannter Linienspektren (Westphal, 1952, S.226).

4.1.1 VI/31/1 Spektrometer nach Hilger

4.1.1.1 Beschreibung

Entgegen der ursprünglichen Bezeichnung des Inventarkatalogs handelt es sich um ein Wellenlängen-Spektrometer mit unveränderlicher Ablenkung mit Hilger'schem Prisma (Baly & Wachsmuth, 1908, p. 44) der Firma *ADAM HILGER Ltd* bzw. *A.HILGER, LONDON* (Aufschrift auf Fernrohr). Das Spalt- und Kollimatorrohr ist feststehend zum Fernrohr unter einem Winkel von 90° , in deren Schnittpunkt das Prisma auf einem drehbaren Prismentisch positioniert ist (Abbildung 18).

Die historische Sammlung besitzt zwar keine Bedienungsanleitung oder ähnliches zu diesem Spektrometer, jedoch ein Bestellbuch von Adam Hilger Ltd. vom September 1912. Aus dem Bestellbuch geht anhand der Beschreibung und der Abbildung hervor, dass es sich eindeutig um ein Vorgängermodell handelt und damit vor dem Jahr 1912 datiert werden kann. Das Buch stellt das „nunmehr wohlbekannte Spektrometer in seiner neuesten Form dar“ (Hilger, 1912, p. D2), bei dem der allgemeine Aufbau, die Abmessungen und das Prisma übereinstimmen. Unterschiede ergeben sich in der generellen Ausrichtung des Spektroskops (Spalt- und Fernrohr sind vertauscht gegenüber dem Bild im Bestellbuch) und in den Details

einzelner Komponenten: dem Spaltapparat, der Schneckentrommel sowie der nicht vorhandenen Verschiebungsvorrichtung am Objektiv (Hilger, 1912, p. D3).



Abbildung 18: VI/31/1 Wellenlängen-Spektrometer mit konstanter Ablenkung von Hilger

Das Spektroskop steht auf einem lackierten, gusseisernen Dreibeingestell mit Nivellierschrauben. Die folgenden Abmessungen sind teilweise im Bestellkatalog von Hilger angegeben (optische Höhe, Brennweite der Linsen), sie wurden dennoch nachgemessen.

Die Höhe zur optischen Achse beträgt 320 mm ohne, und 370 mm mit Nivellierschrauben. Das Kollimatorrohr hat mit der Spalteinheit eine Länge von ca. 288 mm, wobei der Spaltapparat eine Länge von etwa 15 mm hat. Der Außendurchmesser beträgt 41,8 mm auf einer Länge von 110 mm, bei der die feste Halterung am Gestell erfolgt. Die Fernrohreinheit hat im eingeschobenen Zustand eine Gesamtlänge von etwa 312 mm und auf einer Länge von 105 mm denselben Außendurchmesser bei der festen Halterung wie das Spaltrohr. Beide Messingrohre (Kollimator- und Fernrohr) haben einen Außendurchmesser von ca. 32,7 mm und einen Innendurchmesser von 31,5 mm. Die beiden Linsen direkt am Ende der beiden Rohre hin zum Prisma haben laut Bestellbuch eine Brennweite von $29\frac{1}{4}$ cm.

Die beiden Spaltbacken besitzen eine Höhe von 16,8 mm und sind durch eine konische Nut fixiert, wobei die linke Backe festverschraubt und die rechte Backe durch eine Rändelschraube nach außen verstellt werden kann.

Das Okularstück hat eine Gesamtlänge von 90,5 mm und einen Schaft von ca. 51,5 mm, um das das Okularstück verschoben werden kann. Das Okular ist 37,5 mm lang und kann entlang

eines Schafts von etwa 22 mm ebenfalls innerhalb des Okularstückes verschoben werden. Die Objektlinse des Okulars hat einen Durchmesser von ca. 14,5 mm und die Linse zum Auge hin ca. 7 mm. Innerhalb des Okularstückes befindet sich eine kreisrunde Blende mit eingeklebtem, feinem Fadenkreuz aus zwei Drähten. Diese Blende sitzt in einer Tiefe von ca. 29,5 mm von der Vorderkante des Okularstücks, damit etwa 7,5 mm vor dem eingeschobenen Okular.

Der Drehtisch auf dem das Prisma durch Klemmbacke festgeschraubt ist, hat einen Durchmesser von 90,5 mm, und wird mittels einer feinen Stahlschraube gedreht, deren Spitze gegen einen vom Prismentisch hervorstehenden Arm drückt. Angedrückt wird durch eine gegenüberliegende Kolbeneinheit, die jedoch nicht über den kompletten Verstellbereich funktioniert. Mit der Schraube verbunden ist eine Skalentrommel, welche direkt am oberen Durchmesserschnittpunkt an einer anliegenden linearen Skala läuft, diese ist in Abbildung 19 genauer ersichtlich. Die Längsskala hat 50 Teilstriche (von 1 bis 50) auf einer Länge von 25,4 mm bzw. einem englischen Zoll. Die Skalentrommel besitzt 100 Teilstriche (Grobteilung 0 bis 10) und eine ganze Umdrehung mit diesen 100 Teilstrichen entspricht einem Teilstrich auf der Längsskala. Das Prinzip ist ähnlich wie bei einem Mikrometer. Der zu ermittelnde Skalen-Messwert kann daher bis auf ein Hundertstel genau abgelesen werden. Aufgrund der genügend großen Abstände an der Skalentrommel kann auch noch auf ein Tausendstel geschätzt werden. Ein Messwert wäre damit z. B. $14,128$. Die tausendste Stelle wird dabei geschätzt. Die beiden Zahlen vor dem Komma entsprechen $1/50$ Zoll, die drei Zahlen hinter dem Komma $1/50000$ Zoll.

Aufgrund der Anschläge des Armes am Prismentisch lässt sich der tatsächliche Messbereich der Längsskala von etwa 13,15 bis 44 bestimmen, wobei ab dem Teilstrich 36 nicht mehr angeedrückt wird (eventueller Defekt der Andrückeinheit).

Das Prisma nach Hilger hat eine Höhe von 34 mm und Seitenlängen von ungefähr 56,8 mm (AD nach Abbildung 16) und 36,8 mm (AB). An der langen Kante sind beide Enden abgebrochen. Des Weiteren ist eine kleinere Beschädigung an der vorderen Kante erkennbar. Die Schutzkappe dürfte nicht die original passende sein, besteht aus geschwärztem Karton, ist verzogen und passt nicht mehr ganz korrekt über den Prismentisch, was aber bei Messungen nicht weiter stört.

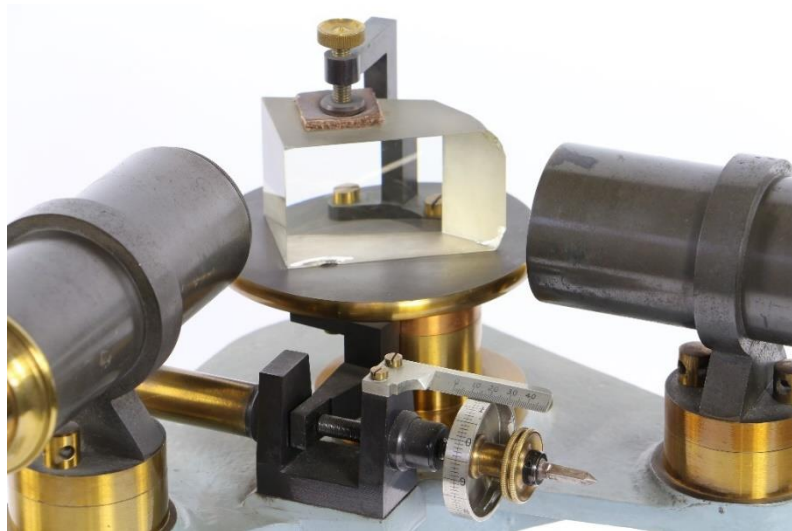


Abbildung 19: VI/31/1 Detail Primentisch und Skalentrommel

4.1.1.2 Messaufbau und Messdurchführung

Zur Messung von Spektrallinien wurde eine Helium- und eine Quecksilber-Gasentladungsspektrallampe von Osram mit der Kennzeichnung He/10 bzw. Hg/100 gewählt. Für die Spektrallampen wurde die Fassung und das Gehäuse (Halterung), sowie die Universaldrossel (Nr. 45130) für wechselstrombetriebenen Spektrallampen mit 1 A von *Leybold Didactic* verwendet. Darüber hinaus wurde aufgrund des breit einsehbaren Spektralbereiches eine Glühlampe mit 6 V und 30 W (Inventarnummer VII/1213) für ein kontinuierliches Spektrum eingesetzt.

Die Lampen wurden entsprechend der optischen Achse mithilfe von Hebetischen und optischen Reitern in einem Abstand von etwa 2 cm vor dem Spalt platziert. Die Breite des Spaltes musste in Abhängigkeit der jeweiligen Lichtintensität, Sichtbar- und Messbarkeit adäquat verändert werden, wurde aber generell so eng als möglich gehalten und nur im schlecht sichtbaren violetten Bereich vergrößert.

Zur Scharfstellung der Spektralbereiche bzw. -linien wurde das Okularstück im Fernrohr dementsprechend verschoben. Davor musste das Fadenkreuz durch Verschieben des Okulars innerhalb des Okularstückes scharfgestellt werden.

Für eine Messung wurde das Fadenkreuz in die Mitte der jeweiligen Spektrallinien durch Drehen der Verstellschraube gestellt. Aufgrund der stetigen Druckbelastung auf den Arm des Primentisches wurde kein Totgang der Schraube festgestellt. Dies hat auch mit der speziellen Herstellung von Mikrometerschraube und Primentisch bzw. -anschlag zu tun und ist etwas genauer im Bestellbuch beschrieben (Hilger, 1912, p. D3). Nach dem genauen

Einstellen des Fadenkreuzes wurde dann der Messwert an der Längsskala und an der Teiltrommel abgelesen, wobei das Tausendstel des Messwertes (an der Teiltrommel) mit freiem Auge geschätzt wurde. Es wurden all jene Spektrallinien bestimmt, die bis in die subjektive Intensitätsbewertung „sehr schwach“ noch gesehen bzw. gemessen werden konnten. Literaturwerte von eindeutig zuordenbaren Wellenlängen wurden dann im Anschluss an die abgelesenen Skalen-Messwerte zur Erstellung einer Dispersionskurve aufgetragen.

Zur Bestimmung einer Messgenauigkeit wurde die Helium-Spektrallampe nach komplettem Umbau und längerer Zwischenzeit (Tage) zweimal vermessen.

4.1.1.3 Messergebnisse

Glühlampe 6V/30W

Das Sichtfeld des beobachtbaren Spektralbereiches ist recht breit im Sinne der einzusehenden Spektralbereiche und erstreckt sich von dunkelrot bis zum Beginn von türkis oder von blau bis dunkelviolet. Die Höhe des Sichtfeldes ist gegenüber der Breite gering. Die obere und untere Grenze ist dabei klar durch horizontale Kanten begrenzt, hingegen ist die linke und rechte Grenze kreisförmig und unscharf verschmiert. Im Spektrum selber sind viele unterschiedlich starke, horizontale, dunkle Linien erkennbar, die sich durch das gesamte Spektrum durchziehen. Deren Sichtbarkeit ist von der Helligkeit und der Spaltbreite abhängig und in den Aufnahmen (Abbildung 20) gut zu sehen.

Die Fotoaufnahmen in Abbildung 20 konnten den tatsächlich zu sehenden Spektralbereich nicht wiedergeben, sondern nur einen sehr engen Bereich. Dies liegt an der starken Vergrößerung des Okulars in Kombination mit der Kamera und ist nicht besser zu bewerkstelligen gewesen.

Es wurden die äußersten, noch erkennbaren Spektralfarben sowie die ungefähre grüne Mitte gemessen und die Messwerte laut Skalenablesung (ohne geschätzte Stelle) angegeben. Für Dunkelrot wurde ca. 17,70 gemessen, für Grün ca. 16,47 und für Dunkelviolet ca. 13,80.

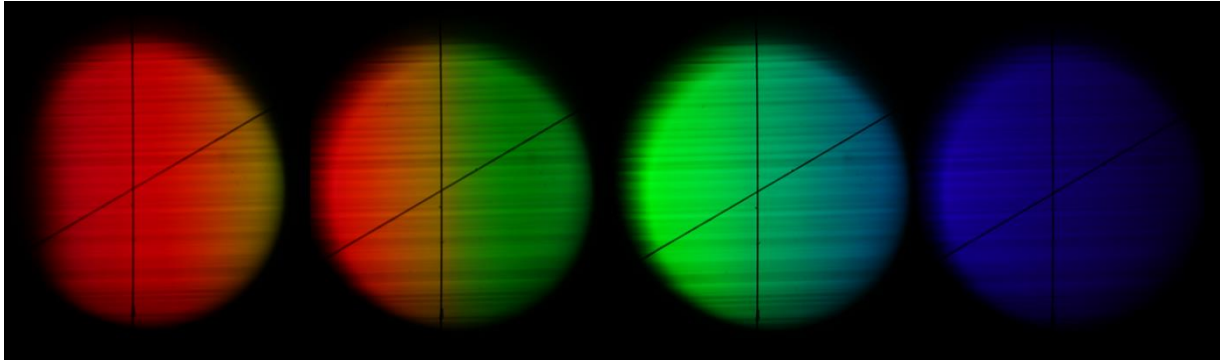


Abbildung 20: VI/31/1 Aufnahmen der Glühlampe durch das Okular von dunkelrot bis dunkelblau (mit Fadenkreuz)

Hg/100 – Quecksilberspektrallampe

Die einzelnen Spektrallinien sind sehr fein, bei korrekter Einstellung äußerst scharf erkennbar und mittel Fadenkreuz gut messbar. Nur im dunklen, lichtschwachen Bereich (violett) musste zur Einstellung des Fadenkreuzes der Spalt vergrößert werden. Tabelle 1 zeigt die abgelesenen Werte an der Skalentrommel aufgelistet nach der Farbe, deren Intensität und erweitert durch die Wellenlänge (λ_L) für Hg-Linien laut Literatur (Walcher, 2004, p. 402), wenn dies eindeutig zuordenbar war.

Tabelle 1: VI/31/1 Messwerte für Hg/100

Farbeindruck	Intensität	Skalenwert	Name	Besonderheit	λ_L [nm]
violett	stark	14,128			404,66
violett	mittel	14,274	h'		407,78
violett	schwach	14,358			
blau	mittel	14,903		3 Linien	
blau	mittel	14,920			
blau	stark	14,943	g		435,84
blaugrün	stark	15,873			
blaugrün	stark	15,939			
grün	sehr stark	16,489	e		546,07
gelborange	sehr schwach	16,684			
gelborange	sehr stark	16,755		Doppellinie	576,96
gelborange	sehr stark	16,765			579,07
rotgelb	sehr schwach	16,962			
rotgelb	sehr schwach	17,002			
rot	mittel	17,068			
dunkelrot	mittel	17,422			
dunkelrot	sehr schwach	17,499			

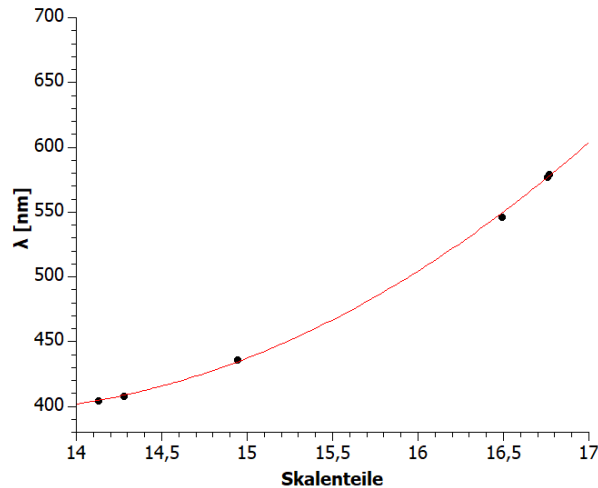


Abbildung 21: VI/31/1 Dispersionskurve mit Hg/100

Zur Auflösung kann gesagt werden, dass die gelbe Doppellinie, sowie die drei blauen Linien noch eindeutig getrennt voneinander gemessen werden können. Dies ist leider nur bedingt aus den Fotos (Abbildung 22) der wichtigsten Hauptlinien zu erkennen. Besonders die drei blauen Linien in der Mitte der drei Aufnahme sind nicht getrennt voneinander wahrnehmbar, obwohl dies in Wirklichkeit gut gesehen werden konnte.

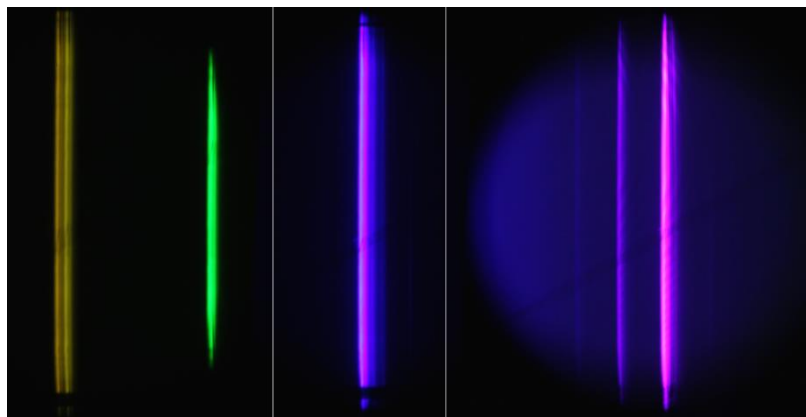


Abbildung 22: VI/31/1 Hg-Linien; (links) gelbe Doppellinie mit e-Linie, (Mitte) blaue Dreierlinie, (rechts) violette Linien

He/10 – Heliumspektrallampe

Die Hauptlinien der Spektrallampe sind wiederum sehr scharf und eindeutig erkennbar, wobei teilweise zusätzlich mehrere schwache Linien wahrnehmbar sind. Diese sind nur leicht angedeutet und waren aufgrund fehlender Intensität nicht bestimmbar, sind jedoch manchmal in den Aufnahmen zu erkennen (Abbildung 24), aufgrund der längeren Belichtungszeit der Kamera.

Die wiederholende Messung (Messung 2) der abgelesenen Skalenwerte sind in Tabelle 2 aufgelistet, mit zugeordneter Wellenlänge (λ_L) für He (Walcher, 2004, p. 402).

Tabelle 2: VI/31/1 Messwerte für He/10

Farbeindruck	Intensität	Messung 1	Messung 2	Name	λ_L [nm]
violett	sehr schwach	13,688	13,670		
violett	sehr schwach	14,129	14,151		
blauviolett	schwach	14,910	14,910		
blauviolett	schwach	15,005	15,005		
blau	stark	15,150	15,150		447,15
blau/cyan	mittel	15,588	15,589		471,31
blaugrün	schwach	15,729	15,729		
blaugrün	schwach	15,799	15,805		
türkis	mittel	15,880	15,885		
grün	sehr stark	16,008	16,012		501,57
grün	schwach	16,040	16,049		504,77
gelborange	sehr stark	16,833	16,835	d	587,56
rot	mittel	17,255	17,249		
rot	stark	17,315	17,320		667,82
rot	schwach	17,482	17,485		

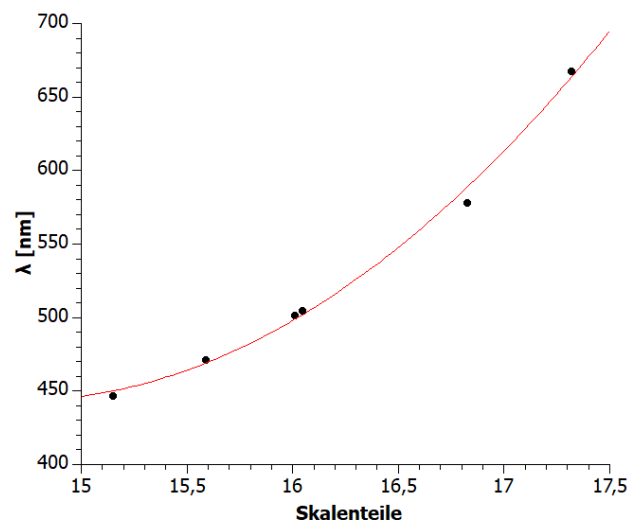


Abbildung 23: VI/31/1 Dispersionskurve mit He/10

Der oben erwähnte Effekt von Nebenlinien in den Aufnahme ist in den Spektralbereichen von grün bis blau bei der Heliumlampe (in Abbildung 24) noch ausgeprägter erkennbar.

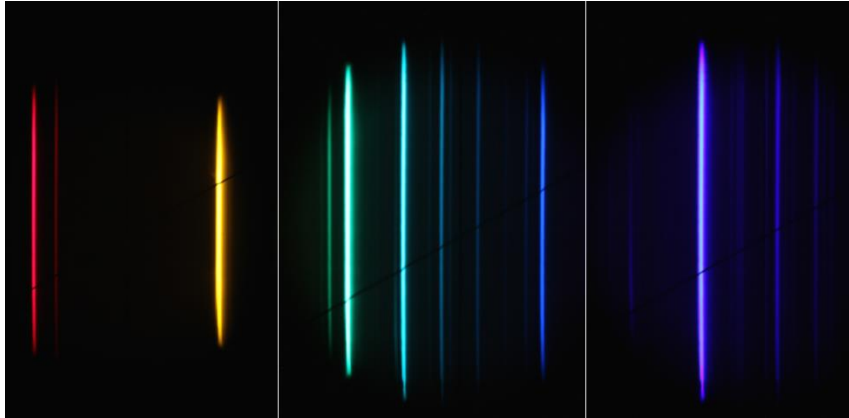


Abbildung 24: VI31/1 He-Linien; (links) rote & gelbe d-Linie, (Mitte) grüne & grünblaue Linien, (rechts) blaue Hauptlinien

4.1.1.4 Diskussion

Nach verschiedenen Versuchen und zusätzlicher Literaturrecherche stellte sich heraus, dass die vielen unterschiedlich starken, horizontalen, dunklen Linien im kontinuierlichen Spektrum (Abbildung 20), Folgen eines nicht „vollkommenen Spaltes“ sind, wie bereits schon von Bech in 1875 beschrieben wurde (1875, p. 38). Ursache ihrer Entstehung sind also die Blenden der Spaltapparatur.

Die Spektrallinien der Gasentladungslampen sind dagegen nach ordentlicher Einstellung besonders gut und scharf abgebildet. Das Messen mit dem Fadenkreuz erwies sich als nicht besonders schwierig, wenn gewissenhaft gearbeitet wird. Zur Handhabung und Einstellung des Spektralapparates muss aber gesagt werden, dass besonders die Fokussierung durch Verschieben des Okularstückes in Kombination mit dem Verändern der Spaltbreite Fingerspitzengefühl und Geduld erfordert, da immer wieder mehrere Hauptlinien zu betrachten waren. Wurde eine geeignete Einstellung gefunden, blieb diese für die meisten sichtbaren Linien dieselbe, bis bei intensitätsärmere Linien neu eingestellt wurde.

Für eine Aussage zum spektralen Auflösungsvermögen des Spektralapparates kann die Messung der gelben Doppellinie für Hg hergenommen werden, da diese im Okular noch gut voneinander getrennt gemessen werden konnten:

$$A_{\text{praktisch}} = \frac{\lambda}{d\lambda} > \frac{578,015 \text{ nm}}{2,11 \text{ nm}} > 274$$

Die ermittelten Dispersionskurven von Hg und He (Kapitel 4.1.1.3) zeigen, dass es sich, wie erwartet, um eine nichtlineare Abhängigkeit handelt. Darum macht die lineare Einteilung von Längs- und Trommelskala des Spektrometers nur dann Sinn, wenn diese mit bereits

bekannten Wellenlängen abgeglichen werden – es muss also eine Eichung bzw. Gegenüberstellung von abgelesenem Messwert und tatsächlicher Wellenlänge geschehen. Wie bei Baly und Wachsmuth (1908, p. 102) nachzulesen ist, bestehen „fast alle Methoden zur Bestimmung der Wellenlängen von Spektrallinien in einer Vergleichung zwischen diesen und den Linien anderer [bereits bekannter] Spektra“. Das bedeutet, dass die Stellung unbekannter Linien anhand einer Skala gegenüber einer Zahl bestimmter, wohlbekannter Linien gemessen werden muss und man erhält so die jeweiligen Wellenlängen durch Interpolation.

Die Kameraaufnahmen der Spektrallinien zeigen besonders eindrucksvoll, wie wichtig die Kameraeinstellungen für eine photographische Detektion sowie sachgemäße Wiedergabe der Farben sind (besonders die Belichtungszeit). Durch eine längere Belichtungszeit werden beispielsweise die Hauptlinien überbelichtet und Nebenlinien in den Aufnahmen sichtbar, die aber mit dem Auge gar nicht gesehen werden können. Die bereits erwähnten Nebenlinien, die aufgrund der Lichtempfindlichkeit des menschlichen Auges erst auf den Kameraaufnahmen gesehen werden, wenn die Belichtungszeit verlängert wird, verstärken bereits die Aussage von Baly und Wachsmuth aus dem Jahr 1908 (1908, p. 102), dass photographische Methoden größere Genauigkeit und Zuverlässigkeit bieten.

4.1.2 VI/90 Wellenlängenspektromat und Monochromator

4.1.2.1 Beschreibung

Dieser Spektrometer mit Wellenlängen-Ablesung von *R. FUESS* entspricht recht deutlich der Beschreibung aus dem Hilger-Bestellbuch, da ebenfalls ein passender Bestellkatalog gefunden wurde, jedoch leider nicht datierbar ist (Fuess, n.d.). Das Spektrometer der historischen Sammlung ist im Katalog unter „Neues Spektrometer mit konstanter Ablenkung“ (Fuess, n.d., p. 26) nur sehr kurz auf zwei Seiten beschrieben, wobei es sich bei den zwei Abbildungen des Spektrometers („Fig. 39“) und der Schneckentrommel („Fig.40“) um die exakt gleichen Bilder wie aus dem Bestellbuch von Hilger handelt (Fuess, n.d., pp. 26–27). Das Spektrometer entspricht sogar mehr dem Katalog als der erst behandelte Spektralapparat von Hilger (VI/31/1) und muss daher um 1912 datiert werden. Dennoch ergeben sich Unterschiede aus der Beschreibung und den Bildern zum tatsächlichen Spektrometer.



Abbildung 25: VI/90 Wellenlängenspektromat mit konstanter Ablenkung und Monochromator

Das Spektrometer steht auf einem Dreibein mit Spitzen (zwei davon verstellbar) und besitzt die gleiche 90°-Anordnung von Spalt- und Fernrohr, wobei sich das Fernrohr links und das Spaltrohr rechts befindet (Abbildung 25). Fast alle Bestandteile sind schwarz lackiert. Die Höhe der optischen Achse entspricht 240 mm (ohne Unterlage der Spitzen). Das Fernrohr hat eine Gesamtlänge von ca. 290 mm, wobei der Kollimator eine Länge von etwa 104 mm bei 40 mm Außendurchmesser hat. Der Außendurchmesser des Spaltrohres beträgt 29 mm, der die fest eingebaute Spaltapparatur trägt. Durch eine Rändelschraube mit 10 Teilstrichen von 0 bis 0,1 (je 5 Teilstriche dazwischen), wird die Spaltbreite, durch Verschieben der rechten Spaltbacke, eingestellt. Die Rändelschraube kann überdreht werden und die

0-Stellung ist dadurch nicht eindeutig festzumachen, sodass diese Teilung nur eine Hilfestellung darstellt. Die Spalthöhe beträgt ca. 9,8 mm und kann durch einen seitlichen V-Schieber enger gestellt werden.

Das Fernrohr besitzt im eingeschobenen Zustand eine Gesamtlänge von ca. 300 mm und einen Außendurchmesser von 32,5 mm. Am Linsensystem ist besonders, dass am großen Rändel, beim Übergang vom Kollimator zum eigentlichen Fernrohr, die Linse verschoben werden kann. Dies ist am Ende der Halterung zum Primentisch beobachtbar. Die Verschiebelänge entspricht absolut ca. 13 mm.

Das Okularstück besteht aus der Apparatur mit dem verstellbaren Blendenspalt sowie dem Okular. Das Okular kann ganz herausgenommen werden und ist im Okularstück auf etwa einer Länge von 19 mm verschiebbar. Es hat zwei Linsen, wobei die vom Auge entferntere einen Durchmesser von ca. 18 mm bzw. die dem Auge nähere von ca. 11,5 mm hat. Das ganze Okularstück ist im Fernrohr von Hand auf ungefähr eine Länge von 60 mm verschiebbar und besitzt einen innen befindlichen Blenden-Spalt, veränderbar durch zwei Rändelschrauben links und rechts. Diese einstellbare Blende ist einerseits für die Ausmessung von Wellenlänge relevant, andererseits für die Funktion als Monochromator. Beide Rändelschrauben besitzen eine Skalentrommel mit Beschriftung 0, 5 und 10 und insgesamt 14 Teilstrichen in beiden Richtungen von der Grundstellung 0. Die linke Schraube lässt sich von der 0-Stellung nur nach links verdrehen und bewirkt, dass sich die linke Blendenbacke nach rechts bewegt (dadurch lässt sich der Blendenspalt schließen). Die rechte Schraube lässt sich ebenfalls nur nach links drehen und bewirkt ein Verschieben der rechten Blendenbacke nach rechts. Die Stellung 0 (links) zu 0 (rechts) ist sozusagen die mittige Grundstellung, ein Verdrehen der Schrauben bewirkt ein außermittiges Verschieben der Blende nach rechts (von der Mitte aus betrachtet). Durch Herausnehmen des Okulars aus dem Okularstück wird aus dem Spektrometer ein Monochromator.

Nach Abnahme der metallenen Abdeckung lässt sich das Prisma auf dem drehbaren Tisch begutachten (Abbildung 26). Die Seitenlänge beträgt etwa 65 mm (AD nach Abbildung 16 rechts) zu 39 mm (AB) mit einer Prismenhöhe von 35 mm. Das Prisma ist laut Beschreibung ein „extra schweres Flintprisma“, „wodurch die Messgenauigkeit erhöht wird“ (Fuess, n.d., p. 27). Es ist wieder durch eine Klemmbacke fix positioniert, wobei durch zwei kleinen Sockelschrauben der Abstand des Anschlages eingestellt werden könnte. Die Oberseite sowie Prismenfläche (CD) sind komplett schwarz gefärbt, auch ist eine zusätzliche Sichtblende auf der langen Hypotenuse des Prismas angebracht. Der Primentisch wird

durch eine exakte Mikrometerschraube gedreht und besitzt eine Teiltrommel von etwa 40 mm Durchmesser mit Spiralnut. Auf der Spiraltrommel ist in eine nichtlineare Wellenlängenskala mit Teilstrichen von 0,1 aufgetragen, wobei alle 0,5 Teilstriche der Wert ablesbar ist (Abbildung 26). Ein Teilstrich entspricht 10 nm. Demnach umfasst die Trommeleinteilung ein Spektralgebiet von 39 bis 77,5 laut Trommelskala, was 390 bis 775 nm entsprechen sollte. Durch die spezielle Herstellung von Prismmentisch und Schraube ist kein Totgang bei Verstellung bemerk- oder messbar (überprüft anhand von Spektrallinien).

Die Verbindung von Prismmentisch zur Verstellschraube ist gleich dem vorherigen Spektrometer (VI/31/1), wobei die Kolbeneinheit über den gesamten Verstellbereich andrückt. Quer zur Verstellschraubenhalterung sind am Grundgestell drei kleinere Schrauben zu sehen, die womöglich die Halterung leicht verschiebbar macht.

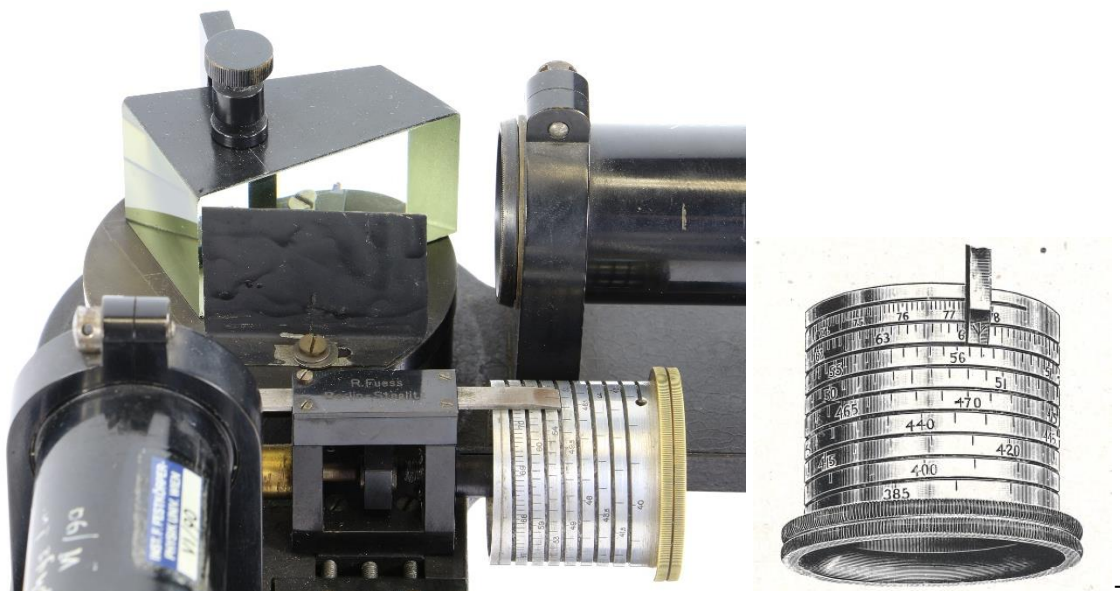


Abbildung 26: VI/90 Detail Prismmentisch ohne Abdeckung und Abbild (rechts) der Schneckentrommel nach Fuess (n.d., p. 27)

Laut Beschreibung können aufgrund der gesamten Konstruktion der Schneckentrommel und durch Verwendung eines extra schweren Flintprismas „leicht Wellenlängenbestimmungen bis auf 2 Angström-Einheiten ausgeführt werden“ (Fuess, n.d., pp. 26–27). Die angegebene Messgenauigkeit soll demnach 0,2 nm betragen.

4.1.2.2 Messaufbau und Messdurchführung

Aufgrund der starken Vergrößerung der Spektralbereiche wurde kein kontinuierliches Spektrum gemessen, da nur ein breiter Bereich kontinuierlicher Farbe zu sehen war. Außerdem konnte die Funktion des Monochromators nicht überprüft werden.

Zur Wellenlängenbestimmung von Spektrallinien wurden drei Gasentladungsspektrallampen von Osram vermessen: Helium He/10, Quecksilber Hg/100 und Natrium Na/10. Die dazu verwendeten Gerätschaften und deren Aufbau war gleich wie bei VI/31/1 (Kapitel 4.1.1.2).

Für eine bestmögliche Auflösung wurde der Spalt so eng als möglich gewählt und meist anhand einer starken Hauptlinie eingestellt. Für intensitätsschwache Spektralbereiche musste der Spalt nur in Extremfällen etwas vergrößert werden. Die Vergrößerung und Scharfstellung der Spektrallinie erfolgte einerseits durch Verschieben der gesamten Okulareinheit im Fernrohr und andererseits durch Drehen des großen Rändels, damit durch Verschieben der Fernrohrlinse. Zweiteres war für eine Feineinstellung entscheidend.

Für ein schnelleres Finden von Spektrallinien musste der Blendenspalt vergrößert werden. Dies wurde durch Drehen der rechten Rändelschraube der Okulareinheit bewerkstelligt.

Zur Wellenlängenmessung wurden zwei Methoden gewählt, die sich in der Einstellung der Spaltblende des Okularstücks unterschieden. Die erste Methode ist die sogenannten Grundstellung 0-0, denn beide Rändelschrauben sind in Stellung „0“. Alle Spektrallinien werden in dieser mittigen Blendenstellung gemessen, indem die zu messende Spektrallinie möglichst mittig in das Blenden-Sichtfenster gestellt wird.

Bei der zweiten Methode wird eine spezielle Spektrallinie zur Eichung der Blendenbacken hergenommen. Nach genauer Einstellung der entsprechenden Wellenlänge an der Trommel werden die Blenden so verschoben, dass die Spektrallinie sich möglichst exakt zwischen den beiden Blendenkanten befindet. In Wirklichkeit herrscht ein Abstand zwischen Blenden- und Linienkante. Die Einstellung der Blenden kann dann an den Rändelschrauben des Okularstücks notiert werden. Nach der Eichung auf die Spektrallinie können die weiteren sichtbaren Linien vermessen werden, wobei teilweise zur schnelleren Findung der Blendenspalt wieder etwas geöffnet werden sollte.

Die eigentliche Messung der Wellenlänge der zu bestimmenden Spektrallinie, erfolgt dann durch einfache Ablesung an der Schnecken-trommel. Aufgrund der Teilung der Schnecken-trommel kann bis auf 1 nm genau abgelesen werden. Die nichtlineare Skala lässt

ein Schätzen auf 0,1 nm zu. Hierzu muss erwähnt werden, dass wegen der nichtlinearen Trommelskala mit zunehmender Wellenlänge die Abstände der Teilstriche enger werden und ein Schätzen schwieriger machen. Dies ist ab etwa 600 nm der Fall. Ein abgelesener Messwert von „49,16“ (bei der letzten Stelle handelt es sich um den Schätzwert), sollte demnach 491,60 nm entsprechen (siehe Tabelle 3 mit Methode 2).

Zur Bestimmung einer Messgenauigkeit wurde wiederum He/10 nach komplettem Umbau mit Verstellung und längerer Zeit (Tage) zweimal gemessen. Für eine Aussage des spektralen Auflösungsvermögens wurde versucht die Natrium D-Doppellinie genau auszumessen.

4.1.2.3 Messergebnisse

Hg/100 – Quecksilberspektrallampe

Das Sichtfeld des Spektrometers ist stark vergrößert, sodass im Wesentlichen die Spektrallinien sehr gut gesehen und mittels der engen Blendeneinstellung genau gemessen werden können. Die große Rändelschraube am Fernrohr bewirkte eine einfache und schnelle Möglichkeit zur Feineinstellung der Fokussierung, die zu allererst durch Verschieben des Okularstücks gemacht wurde.

Die ermittelten Wellenlängen $\lambda_{1,2}$ sind aufgegliedert nach der jeweiligen Messmethode mit ihrer berechneten Messabweichung $\Delta_{1,2}$ zu einer direkt zuordenbaren Spektrallinie, für Hg mit λ_L – Literaturwert von Walcher (2004, p. 402).

Bei Messmethode 1 wurden die Blenden im Okularstück auf die mittige Grundstellung „0-0“ gestellt. Bei Messmethode 2 wurden die Blenden im Okularstück auf die grüne e-Linie mit einem Trommelskalenwert von 54,60 geeicht (Wellenlänge lt. Literatur $\lambda_L = 546,07$ nm).

Die Kameraaufnahmen der Hauptlinien von Hg in Abbildung 27 zeigen die Spektrallinien wie sie durch das Okular mit den Augen zu sehen waren, wenn die Blende auf ein großes Sichtfeld eingestellt wurde. Aufgrund der schwachen Intensität der beiden Nebenlinien der blauen g-Linie musste die Belichtungszeit verlängert werden (darum auch Überbelichtung der g-Linie). Werden die Blenden im Okularstück nach Methode 1 oder 2 eingestellt, sind nunmehr die einzelnen Spektrallinien zu sehen.

Tabelle 3: VI/90 Messwerte für Hg/100

				Methode 1: Stellung 0-0	Mess- abweichung	Methode 2: Eichung e-Linie	Mess- abweichung	
Name	Farbeindruck	Intensität	Besonderheit	λ_1 [nm]	Δ_1 [nm]	λ_2 [nm]	Δ_2 [nm]	λ_L - Literaturwert [nm]
	violett	mittel		403,2	1,46	405,2	-0,54	404,66
h'	violett	sehr schwach		406,3	1,48	408,0	-0,22	407,78
	blauviolett	schwach	3 Linien	431,2		434,1		
	blau	mittel		431,8		435,1		
g	blau	sehr stark		433,1	2,74	436,1	-0,26	435,84
	grün/cyan	mittel		486,5	5,10	491,6	0,00	491,60
	grün/cyan	schwach		490,7		495,1		
e	grün	sehr stark		538,5	7,57	0,0		546,07
	gelborange	sehr schwach		558,8		566,9		
	gelborange	sehr stark	Doppellinie	567,3	9,66	575,9	1,06	576,96
	gelborange	sehr stark		569,5	9,57	578,3	0,77	579,07
	rotgelb	sehr schwach		596,0		606,4		
	rotgelb	schwach		600,5		611,5		
	rot	mittel		610,9		622,8		
	rot	sehr schwach		672,9	17,82	688,50	2,22	690,72

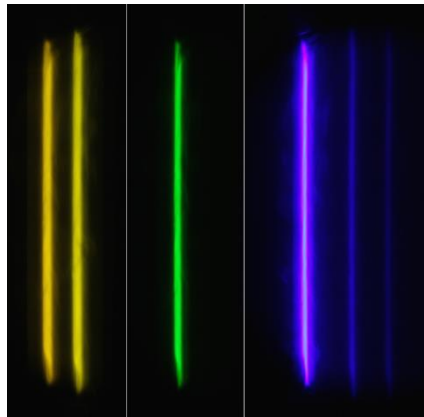


Abbildung 27: VI/90 Hg-Hauptlinien; (links) gelbe Doppellinie, (Mitte) grüne e-Linie, (rechts) blaue g-Linie mit zwei Nebenlinien

He/10 – Heliumspektrallampe

Bei Helium wurde für die Methode 1 zwei Messungen, λ_{11} und λ_{12} , durchgeführt. Für die Messung mit Methode 2 wurde die d-Linie mit einem Trommelskalenwert von 58,75 geeicht (Wellenlänge lt. Literatur $\lambda_L = 587,56$ nm).

Tabelle 4: VI/90 Messwerte für He/10

Name	Farbe	Intensität	Methode 1: Messung 1	Methode 1: Messung 2	Mess- abweichung	Mess- abweichung	Methode 2: Eichung d-Linie	Mess- abweichung	λ_L - Literaturwert [nm]
			λ_{11} [nm]	λ_{12} [nm]	Δ_{11} [nm]	Δ_{12} [nm]	λ_2 [nm]	Δ_2 [nm]	
	violett	schwach	435,8	435,8	2,99	2,99	439,3	-0,51	438,79
	blauviolett	stark	443,8	444,3	3,35	2,85	447,6	-0,45	447,15
	blau	mittel	467,2	467,2	4,11	4,11	472,1	-0,79	471,31
	blau	sehr schwach	469,3	469,6					
	blaugrün	schwach	475,1	476,2			481,1		
	türkis	mittel	481,2	481,0					
	türkis	stark	487,2	487,3	4,99	4,89	492,9	-0,71	492,19
	grün	sehr stark	496,3	496,3	5,27	5,27	502,2	-0,63	501,57
	grün	schwach	499,5	499,4	5,27	5,37	505,7	-0,93	504,77
d	gelborange	sehr stark	577,4	578,0	10,16	9,56	0,0		587,56
	rot	mittel	641,1	641,4			656,2		
	rot	stark	651,9	653,0	15,92	14,82	667,1	0,72	667,82
r	dunkelrot	schwach	687,1	689,1	19,44	17,44	706,5	0,04	706,54

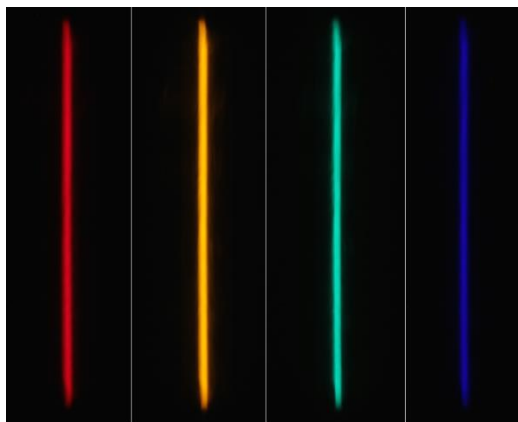


Abbildung 28: VI/90 He-Hauptlinien (Intensität stark)

Na/10 – Natriumspektrallampe

Die Natriumdampf Lampe wurde zusätzlich ausgemessen, um eine Aussage zum Auflösungsvermögen geben zu können. Es muss aber gesagt werden, dass die vielen Doppellinien von Natrium mit den bereits beschriebenen Methoden nicht weiter aufgetrennt und einzeln gemessen werden konnten. Bei den Messwerten λ_1 nach Methode 1 der notierten Doppellinien, in Tabelle 5, handelt es sich daher um die mittlere Wellenlänge der beiden Einzellinien. Die drei zuordenbaren Wellenlängen wurden daher ebenfalls auf die mittleren Wellenlängen abgeändert, um eine Aussage zu den Messabweichungen geben zu können.

Die Doppellinien waren deshalb nicht weiter trennbar, da die Spaltblende in der Grundstellung 0-0 beide Linien erfasste. Ein Verkleinern des Blendenspaltes bewirkte aber eine Beugung durch den Blendenspalt, sodass nicht mehr zwischen den einzelnen Linien unterschieden werden konnte. Weiters handelte es sich bei der Einstellung 0-0 um bereits eine so enge Blende, dass nur noch um etwa vier bis fünf Skalenteile enger verstellt werden konnte, um Licht überhaupt noch hindurch zu lassen.

Tabelle 5: VI/90 Messwerte für Na/10

Name	Farbeindruck	Intensität	Besonderheit	λ_1 [nm]	Δ_1 [nm]	λ_L [nm]
	violett	sehr schwach		446,8		
	blauviolett	schwach		452,2		
	blauviolett	schwach	Doppellinie	463,2		
	blaugrün	sehr schwach		489,0		
	blaugrün	stark	Doppellinie	494,8		
	grün	stark	Doppellinie	509,9		
	gelbgrün	stark	Doppellinie	560,9	7,65	568,55
D ₁ , D ₂	gelborange	sehr stark	Doppellinie	579,9	9,39	589,29
	rot	schwach	Doppellinie	604,8	10,95	615,75
	rot	sehr schwach	Doppellinie	677,8		

Um die absolute Breite der Blendeneinstellung von 0-0 der Messmethode 1 zu bestimmen, wurde daher die Natrium D-Linie (bzw. D₁ und D₂) in der Einstellung von der linken Linienkante an der Kante der linken Blende, zur rechten Linienkante der rechten Blende gemessen. Ebenso in der Blendenstellung 3-0 (linke Blende wurde um 3 Teilstriche der Rändelskala enger gestellt).

Wie in Tabelle 6 ersichtlich, konnten dadurch die Blendenbreite des Sichtfeldes errechnet werden. Bei der Stellung 3-0 konnte die Blendenbreite auf 2 nm halbiert werden.

Tabelle 6: VI/90 Messung der Sichtfeld-Blendenbreite

	linke Linienkante [nm]	rechte Linienkante [nm]	Blendenbreite [nm]
Stellung 0-0	577,9	581,9	4
Stellung 3-0	579,9	581,9	2

Die Blendeneinstellung 3-0 wurde in Folge verwendet, um die D-Linien auszumessen. Damit sollte eine Aussage zur Messgenauigkeit und zum Auflösungsvermögen möglich sein. Die D-Linie ist in Abbildung 29 zu sehen, mit Blendenstellung 0-0.

Da diese Messung recht schwierig umzusetzen war, wurde dies nur bei der D-Linie durchgeführt. Es wurde aber eine zweite Messung nach komplettem Umbau und längerer Zwischenzeit durchgeführt.

Tabelle 7: VI/90 Ausmessung der Natrium D-Linien

D-Linie	Messung 1 [nm]	Messung 2 [nm]	Literaturwert [nm]
λ_{D_1}	582,0	580,2	589,59
λ_{D_2}	581,2	579,7	588,99
$\Delta\lambda$	0,8	0,5	0,60



Abbildung 29: VI/90 Natrium D-Linien

Der Wellenlängenabstand $\Delta\lambda$ der beiden Linien beträgt laut Literatur exakt 0,60 nm (Walcher, 2004, p. 402). Die Messungen ergeben einen Wellenlängenabstand von 0,8 nm und 0,5 nm.

4.1.2.4 Diskussion

Das Spektrometer funktioniert einwandfrei und lässt sich nach etwas Übung recht gut bedienen, da auch die Ablesung recht einfach ist. Dennoch ist eine Ausmessung von mehreren Spektrallinien zeitaufwendig, da aufgrund der starken Vergrößerung durch das Linsensystem die Fokussierung für die unterschiedlichen Farbeindrücke immer wieder etwas verändert werden muss. Aufgrund der engen Stellung der Blenden erfordert ein Erkennen von schwachen Spektrallinien viel Konzentration von Seiten des Betrachters und einen gut abgedunkelten Raum.

Obwohl bei der Wellenlängenablesung der Trommelskala auf $\frac{1}{10}$ nm geschätzt werden muss, zeigte sich die gute Reproduzierbarkeit bei der wiederholenden Messung von Helium. Von insgesamt 13 Messwerten wurde sogar vier genau gleich geschätzt. Generell zeigt Tabelle 4

erst bei den letzten beiden roten Spektrallinien einen Messwertunterschied, der größer ist als ein Nanometer. Reproduzierbare Messungen am Spektrometer sind durchaus gegeben. Trotz der nichtlinearen Spiralnute der Trommel, scheint diese nicht genau der Dispersion des verwendeten Prismas zu entsprechen.

Die Messergebnisse aller drei Spektrallampen zeigen, dass die Abweichungen der abgelesenen Wellenlängen zum Literaturwert der zugeordneten Linie mit zunehmender Wellenlänge größer werden. Im gelborangen Bereich beträgt dieser Unterschied bereits etwa 10 nm. Daher wurde die zweite Messmethode mit Eichung einer bestimmten Spektrallinie umgesetzt. Nach der Eichung konnte der Unterschied zwischen Mess- und Literaturwert bedeutend verringert werden, beispielsweise bei Helium bis auf ungefähr ± 1 nm.

Die beiden Methoden offenbaren auch, dass die Grundeinstellung 0-0 des Okularstückes nicht exakt mit der absoluten Wellenlängenbestimmung der Skalentrommel übereinstimmt. Die Frage, die offen bleibt, ist, ob auch bei diesem Spektrometer vor der Ausmessung von Spektrallinien eine bekannte Linie zur Eichung benötigt wurde, oder ob einfach die Prismenposition auf dem Drehtisch nicht exakt stimmt. Dann wäre die Folgefrage, wie die richtige Position des Prismas eruiert wird.

Die Messung der D₁ und D₂ – Linie zeigt, dass die angegebene Messgenauigkeit von 2 Å bzw. 0,2 nm, meiner Meinung nach, sich nur sehr schwer realisieren lässt, da diese Genauigkeit schon allein auf subjektive Schätzungen der letzten Ablesestelle an der Trommel basiert. Für eine Messung müssen beispielsweise die D-Linien einerseits intensitätsschwach (mit kleinem Eintrittspalt) eingestellt, dennoch ganz scharf gestellt werden, andererseits die Blenden des Okularstücks so eng als möglich sein. Das Verschieben der jeweiligen Linie in den Spalt war dennoch äußerst schwierig, musste immer wieder überprüft und wiederholt werden, auch weil öfters unklar war, um welche Linie es sich tatsächlich handelte. Da die Sichtbreite der eingestellten Blenden (Einstellung 3-0) immerhin 2 nm (nach Tabelle 6) beträgt, sind beide Linien sichtbar, wobei trotzdem eine mittig in die Blende gestellt werden musste. Für mein Verständnis lässt die Ausmessung der D-Linie die Grenze der Auflösung des Spektrometers erkennen.

Damit ergibt sich für das spektrale Auflösungsvermögen zumindest folgender Wert (Berechnung aus Messung 1):

$$A_{\text{praktisch}} = \frac{\lambda}{d\lambda} \approx \frac{581,6 \text{ nm}}{0,80 \text{ nm}} \approx 727$$

4.1.3 VI/252 Festarmiger Prismen-Spektralapparat in Holzkassette

4.1.3.1 Beschreibung

Zu diesem Spektroskop konnte ein Produktkatalog des Herstellers *CARL ZEISS JENA* zugeordnet werden. Es handelt sich dabei um einen Katalog für „Spektroskope und Spektrographen als optische Messinstrumente“ für „Chemiker, Physiker und Mediziner“ mit der Ausgabenbezeichnung „Meß 260/V“ (Zeiss, n.d.). Leider ist eine Datierung des Kataloges nicht möglich. Das Spektroskop stammt laut altem Inventarverzeichnis aus dem Jahr 1911. Es ist im Katalog unter dem Kapitel „Prismen-Spektroskope mit Fernrohr“ eingeordnet und trägt den Titel „10. Das festarmige Spektroskop mit zwei Prismen“ (Zeiss, n.d., p. 18). Die knappe Beschreibung sowie das Abbild im Katalog entsprechen jedoch nicht ganz dem Spektroskop der historischen Sammlung.

Das Spektroskop steht auf einem Dreibein mit Prismentisch, auf dem zwei zueinander parallele Arme das Spalt- bzw. Kollimatorrohr und das Fernrohr tragen. Zusätzlich ist eine Holzkiste vorhanden, indem das gesamte Spektroskop Platz findet und sämtliches Zubehör verstaut ist (Holzkiste ist nicht in Abbildung 30 abgebildet). Die Höhe der optischen Achse beträgt (mit Nivellierschrauben) etwa 355 mm und der ganze Apparat hat eine Länge von ungefähr 720 mm (von Spalt zu Okular). Das Spaltrohr hat eine Länge von ca. 255 mm, das Fernrohr ca. 282 mm und lässt sich durch eine Kamera auswechseln (Abbildung 32).



Abbildung 30: VI/252 Festarmiger Prismen Spektralapparat, wahlweise mit Kamera und zweitem Prismensatz

Auf dem Prismentisch sind die zwei Abbe'schen Prismen mit fester Ablenkung so gelagert, dass sie durch eine Messschraube, die eine Wellenlängentrommel besitzt, gleichzeitig um

gleiche Beträge gedreht werden (Abbildung 31). Durch das Andrücken eines Kolbens war kein Totgang der exakten Messschraube bzw. Messspindel feststellbar. Durch das Okular des ruhenden Fernrohrs wird das hindurchwandernde Spektrum betrachtet.

Die beiden Prismen sind baugleich, haben laut Beschreibung und Ausmessung eine Höhe von 20 mm und eine Seitenlänge von ca. 57 mm. Es ist von der ursprünglichen Form eines rechtwinkligen Dreiecks etwas abgeändert, da die Hypotenuse abgeflacht wurde, was aber keine Funktionsbeeinträchtigung darstellt (vermutlich zur besseren Fixierung). Die entsprechenden Seiten sind durch die Halterung der Prismen abgedunkelt. Die beiden Glas-Prismen (erkennbar durch „*Flint*“-Gravur) bestehen laut Beschreibung aus Schwerflint mit $n_D = 1,71$ und $v = 29,5$ (vergleiche Kapitel 3.2.1) mit einer „mittleren Dispersion von $C-F = 2^\circ 45''$ “ (Zeiss, n.d., p. 19). Die Flint-Prismen können durch formgleiche Quarz-Prismen („*Quarz*“-Gravur) für das ultraviolette Spektrum ersetzt werden. Dazu müssen sie einfach samt der Halterung und der runden Grundplatte von den Schwenkgrundplatten gehoben werden. Die Stellung der Prismen ist durch zwei kleine Zapfen und die Gravur „*I*“ und „*II*“ eindeutig bestimmt.

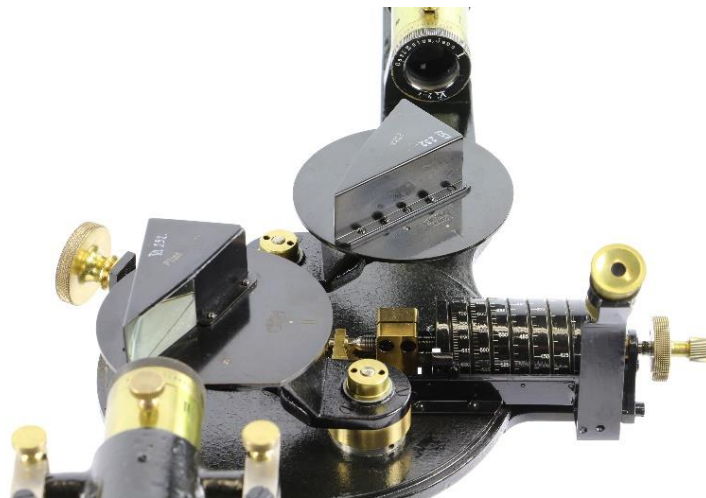


Abbildung 31: VI/252 Detailansicht Abbe-Prismen

Gegenüber der Messspindel befindet sich am Prismentisch ein angeschraubter Winkel mit seitlich dazu stehender, größerer Rändelschraube. Diese hat weder eine Funktion noch konnte diese als Hilfsvorrichtung benützt werden.

Für das UV-Spektrum müssen ebenso die Glas-Linsen von Kollimator und Fernrohr gewechselt werden. Diese sind durch eine Rändelschraube mit Nut in dem jeweiligen Rohr ganz einzuschieben und festzuklemmen. Die jeweiligen Linsen, wie auch die beiden Prismen, sind durch römische Ziffer I und II markiert. Das Spalt- und Kollimatorrohr besitzt die Ziffer I, die Linsen die Gravur „*Glas-Objektiv I*“ bzw. „*Quarz-Fluorit-Objektiv I*“. Das

Fernrohr die Ziffer II und Objektivbezeichnungen mit II. Die Objektive haben eine Vergrößerung von 1:12,5 sowie eine Brennweite von $f = 250 \text{ mm}$ (Zeiss, n.d., p. 19). Das UV-Spektrum lässt sich dann mithilfe der Kamera anhand von Fotoplatten ablichten und betrachten.



Abbildung 32: VI/252 Festarmiger Spektralapparat umgerüstet zum Spektrographen - Prismen nicht in korrekter Stellung

Unter dem Fernrohr ist eine Rändelschraube mit Gegenmutter - der hintere Auflagepunkt des Fernrohres. Die Schraube kann in der Höhe verändert werden und damit wird die optische Achse genau eingestellt. Sie spielt beim Wechsel des Fernrohres eine Rolle, da für die Kamera die Höhe verstellt werden muss. Der vordere Auflagepunkt des Rohres bzw. der Kamera sind zwei seitlich herausstehende Zapfen, die in entsprechende Nuten der fixen Gabelhalterung liegen. Für einen Wechsel müssen die beiden Rändelschrauben gelöst, die beiden Schieber ausgeschwenkt und das Fernrohr einfach herausgenommen werden. Der entstehende „kleine Spektrograph ($f = 25 \text{ cm}$)“ besitzt zwei einschiebbare Transparenzschirme und drei Fotoplattenaufnahmen mit einem Spektrum von etwa 50 mm Länge, die im Wesentlichen „nur für Orientierungs- und Unterrichtszwecke geeignet sind“ (Zeiss, n.d., p. 26). Die Eigenschaften des umgerüsteten Spektrographen sind sehr knapp im Katalog beschrieben. Durch vertikales Verschieben der Fotoplatten bzw. des Schirms durch einen Zahntrieb, lassen sich mehrere Aufnahmen auf einer Fotoplatte realisieren. Der Sichtschlitz der Kamera beträgt etwa $86 \times 14 \text{ mm}$.

Das Okular des Fernrohres kann ebenfalls herausgenommen werden. Es besteht aus einer Linse mit einem Durchmesser (augenseitig) von etwa 13 mm, hat insgesamt eine Länge von ca. 94,5 mm mit einem inneren, eingeklebten Fadenkreuz vor der Linse. Das Okular selbst lässt sich im Fernrohr verschieben (um etwa 10 mm) sowie direkt an der Linse drehen. Dazu

ist am Augenstück eine Skala mit einer Grobteilung von ± 5 und je 10 Teilungsstrichen aufgetragen.

Beim Spaltapparat lässt sich die Spaltbreite symmetrisch verstellen, die man auf 0,01 mm genau ablesen kann (Zeiss, n.d., p. 18). Die darunter befindliche Skalentrommel besitzt 100 Teilstriche und ist bei „0“ auf Anschlag (Spalt geschlossen), lässt sich aber nur bis „85“ öffnen ($\cong 0,85$ mm).

Die Messschraube mit Schneckentrommel, die mit der rechten Hand betätigt wird, hat zwei Skalen (Abbildung 33). An der Spiralnut ist eine nichtlineare Wellenlängenablesung in Nanometer mit weißem Zeiger sichtbar. Die Teilung ist in Teilstrichen von einem Nanometer aufgebracht und in Schritten von 5 nm beschriftet. Der tatsächliche Messbereich laut Wellenlängenskala entspricht dabei 407 bis 700 nm. Obwohl in der Katalogbeschreibung und sogar auf einem Zettel in der Holzkiste etwas von einer Eichung der Wellenlängenskala nach einer bestimmten Spektrallinie steht, ist kein Anhaltspunkt für eine Eichung an der Messspindel erkennbar (Zeiss, n.d., p. 18).

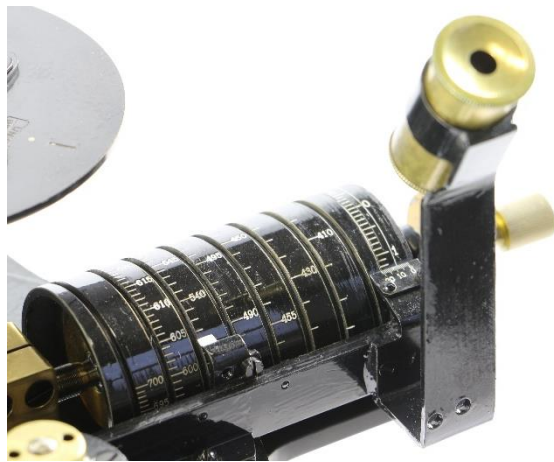


Abbildung 33: VI/252 Detailansicht Messspindel

Die zweite Trommelskala, an der rechten Seite der Messspindel, hat eine lineare Teilung mit 100 Teilstrichen (Grobteilung 0-10) und läuft an einer Längsskala mit 22 Teilstrichen (Grobteilung 0 – 20). Beide Skalen werden mithilfe der Lupe abgelesen. Da in der Beschreibung dazu nichts nachzulesen ist, wurde die Längsskala vermessen. Die Teilung von 0 bis 10 hat eine Länge von ca. 2,5 mm. Daher wird vermutet, dass es sich um eine Skala in englischen Zoll handelt.

4.1.3.2 Messaufbau und Messdurchführung

Wie zuvor bei VI/90 wurden die drei Gasentladungsspektrallampen von Osram in dieser Reihenfolge gemessen: Quecksilber Hg/100, Helium He/10, und Natrium Na/10.

Die Spaltbreite wurde so eng gewählt, dass eine entsprechend gute Ausleuchtung und Auflösung der Linien über das gesamte Spektrum gegeben waren. Beim Drehen der Messspindel wurde ein verzögertes Verschieben der Spektrallinien festgestellt. Dies lag an

der Andrückeinheit, da der Kolben sich nicht schnell genug zurückstellte. Darum wurde so gemessen, dass gegen den Kolbendruck gemessen wurde. Vom Zeiger der Wellenlängentrommel ausgesehen, wurde demnach von links nach rechts gemessen – in Rechtsdrehung der Messspindel. Dies wurde in allen folgenden Messungen so gehandhabt.

Die Ablesung der Wellenlängen erfolgte ausschließlich mit Fernrohr, Okular und Fadenkreuz. Hierzu wurde neben der nichtlinearen Wellenlängenskala auf der Trommel auch die zweite lineare Skala abgelesen. Jede klar zu erkennende Spektrallinie wurde dabei notiert. Konnte eine Linie nicht tatsächlich gemessen werden, wurde diese mit „n.m.“ für „nicht messbar“ bezeichnet. Die beiden abgelesenen Skalen-Messwerte wurden eindeutig zuordenbaren Wellenlängen gegenübergelegt und in einem Diagramm dargestellt. Zur Interpolation von linearen Skalenwerten laut Trommel und Wellenlängen-Literaturwerten wurde die Hartmann'sche Dispersionsformel verwendet, siehe Kapitel 3.2.2 (Kohlrausch & Ebert, 1955, p. 543).

Im Anschluss daran wurde das Spektrometer zum Spektrographen umgebaut, um das sichtbare sowie das ultraviolette Spektrum am Schirm zu betrachten und abzufotografieren. Für das UV-Spektrum wurde neben der zu wechselnden Glasoptik auch der Kameraschirm durch ein entsprechend zugeschnittenes, handelsübliches weißes Blatt Papier ersetzt. Dadurch erst konnte UV-Strahlung sichtbar gemacht werden.

4.1.3.3 Messergebnisse

Hg/100 - Quecksilberspektrallampe

Spaltbreite von $b = 5 \text{ Skt.}$ wurde gewählt. Die Spektrallinien mussten durch leichtes Verschieben der Linse I und Drehen des Okulars fokussiert werden. Die schmalen Linien passten dabei genau in den Schnittpunkt des Fadenkreuzes. Aufgrund des starken Hintergrundlichts der gelben Doppellinie konnte das Fadenkreuz sehr gut erkannt werden, sodass eine gute und schnelle Messung gegeben war. Es sind teilweise horizontale, dunkle, durchgehende Linien im Spektrum sichtbar. Abbildung 34 ist mit spezieller Kameraoptik (Makroobjektiv – invertiertes Kit-Objektiv CANON EF-S 18-55 mm) durch das Okular fotografiert worden und gibt die ungefähre, tatsächliche Abbildung wie im Auge wieder. Für die Aufnahmen wurde die Spaltbreite $b = 10 \text{ Skt.}$ verwendet (Fokussierungen nicht besser möglich). Dabei ist zu erwähnen, dass wegen den nötigen Belichtungseinstellungen der Kamera, die Farbe Blau auf den Bildern in der Farbe Violett dargestellt wird.

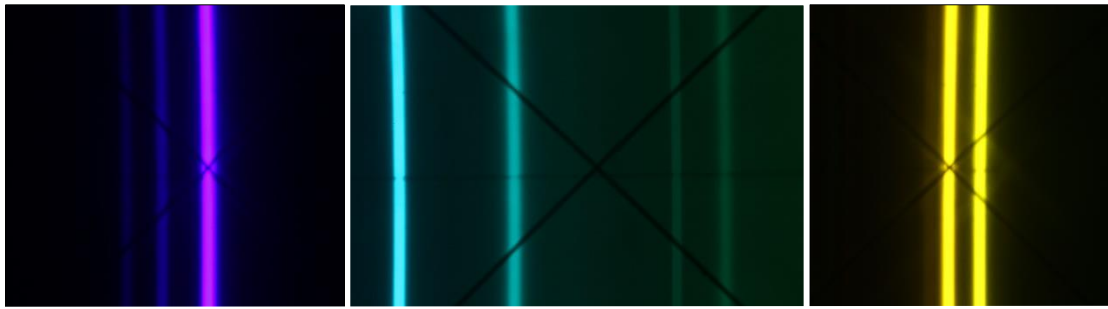


Abbildung 34: VI/252 Hg-Linien; (links) 3 Linien in blau, (Mitte) die vier blaugrünen Linien, (rechts) gelbe Doppellinie

Tabelle 8: Messwerte VI/252 für Hg/100

Name	Farbeindruck	Intensität	Besonderheit	Wellenlänge laut Trommel	Mess- abweichung	Skalenteil laut Trommel	λ_L - Literaturwert [nm]
				λ [nm]	Δ [nm]		
	dunkelrot	sehr schwach		n.m.		5,146	
	dunkelrot	mittel		686,5	4,22	5,287	690,72
	dunkelrot	schwach		668,5		5,448	
	rot	stark		622,0		5,924	
	rotgelb	mittel		610,5		6,049	
	rotgelb	mittel		605,0		6,112	
	gelb	schwach		586,5		6,341	
	gelb	sehr schwach		584,8		6,368	
	gelb	schwach		583,5		6,384	
	gelb	schwach		577,9		6,460	
	gelb	sehr stark	Doppellinie	576,8	2,27	6,479	579,07
	gelb	sehr stark		574,6	2,36	6,509	576,96
	gelbgrün	mittel		565,0		6,649	
e	grün	sehr stark		543,8	2,27	6,999	546,07
	grün	schwach	Doppellinie	534,1		7,168	
	grün	schwach		533,1		7,285	
	grün	schwach		529,2		7,260	
	blaugrün	schwach		503,8		7,820	
	blaugrün	mittel		501,0		7,865	
	blaugrün	mittel		494,1		8,023	
	blaugrün	stark		489,3		8,132	
g	blau	sehr stark	3 Linien	435,2	0,64	9,880	435,84
	blau	schwach		434,2		9,913	
	blau	schwach		433,6		9,951	
	violett	sehr schwach		410,8		10,995	
	violett	mittel		408,0	-0,22	11,150	407,78
	violett	stark		n.m.			

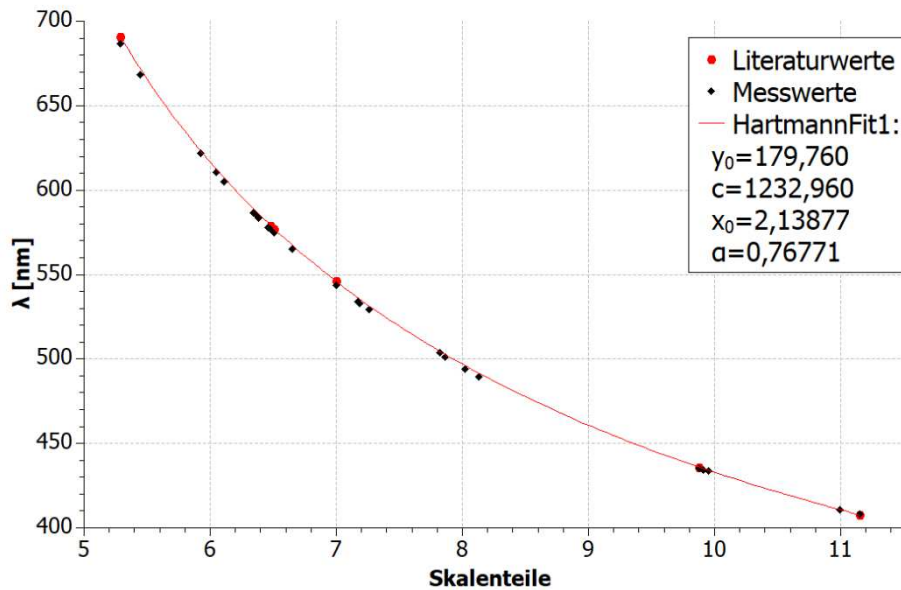


Abbildung 35: VI/252 Diagramm mit Hg/100

Tabelle 8 und Abbildung 35 zeigen, dass die Messabweichung Δ mit abnehmender Wellenlänge kleiner wird. Die ermittelten Werte der vier Konstanten der Dispersionsformel sind angegeben.

Die starke Auflösung im Spektrometer mit der Vielzahl an messbaren Spektrallinien ist auf dem Transparentschild des umgebauten Spektrographen nicht dieselbe, wie Abbildung 36 zeigt. Hierbei wurden zwei Spalteinstellungen mit gleicher Kameraeinstellung abgelichtet. Am Schirm selbst gibt es keine Vergleichsskala oder sonstige direkte Messmöglichkeit.


 Abbildung 36: VI/252 Fotos des Kameraschirms für Hg/100 mit $b=5$ Skt. (links) und $b=3$ Skt. (rechts)

Die grüne e-Linie, gelbe Doppellinie und violette Linie von Abbildung 36 ist ebenso mit der Quarzoptik zu sehen. Weiter links von diesen drei Linien ist das UV-Spektrum mit mehreren Linien am Spektrographen zu beobachten, wie gut in Abbildung 37 zu sehen ist.

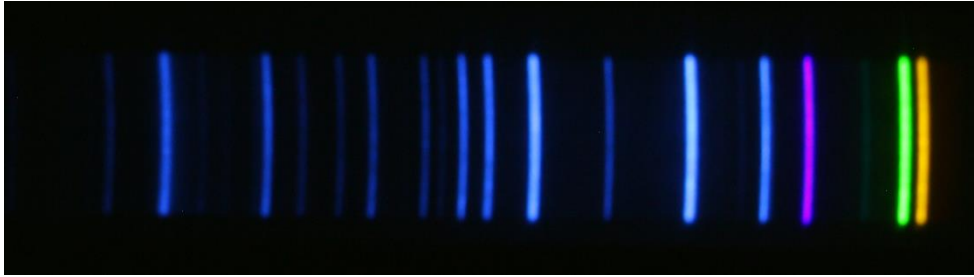


Abbildung 37: VI/252 UV-Spektrum für Hg/100

He/10 – Heliumspektrallampe

Die gleiche Spaltbreite von $b = 5 \text{ Skt.}$ wurde gewählt. Es gab keine Unterschiede in der Darstellung der Spektrallinien gegenüber Hg/100, nur waren in den Farbbereichen blaugrün (von blaugrün bis blau) und blauviolett (von blau bis violett) viele Linien wahrnehmbar, jedoch aufgrund der sehr schwachen Intensität nicht tatsächlich messbar.

Tabelle 9: VI/252 Messwerte für He/10

Name	Farbeindruck	Intensität	Besonderheit	Wellenlänge laut Trommel	Mess- abweichung	Skalenteil laut Trommel	λ_L - Literaturwert [nm]
				λ [nm]	Δ [nm]		
	rot	schwach		n.m.		5,112	
	rot	stark		670,5	2,68	5,430	667,82
	rot	schwach		559,5		5,534	
d	gelb	sehr stark		587,9	0,34	6,311	587,56
	grün	sehr schwach		506,8		7,731	
	grün	schwach		505,1	0,33	7,768	504,77
	grün	stark		501,9	0,33	7,841	501,57
	blaugrün	mittel		492,4	0,21	8,067	492,19
	blaugrün	schwach		486,2		8,220	
	blaugrün	sehr schwach		n.m.		n.m.	
	blaugrün	sehr schwach		480,8		8,368	
	blaugrün	sehr schwach		n.m.		n.m.	
	blau	sehr schwach		n.m.		n.m.	
	blau	mittel		471,6	0,29	8,629	471,31
	blauviolett	stark		447,7	0,55	9,406	447,15
	violett	sehr schwach		439,3	0,51	9,710	438,79
	violett	sehr schwach		n.m.		n.m.	

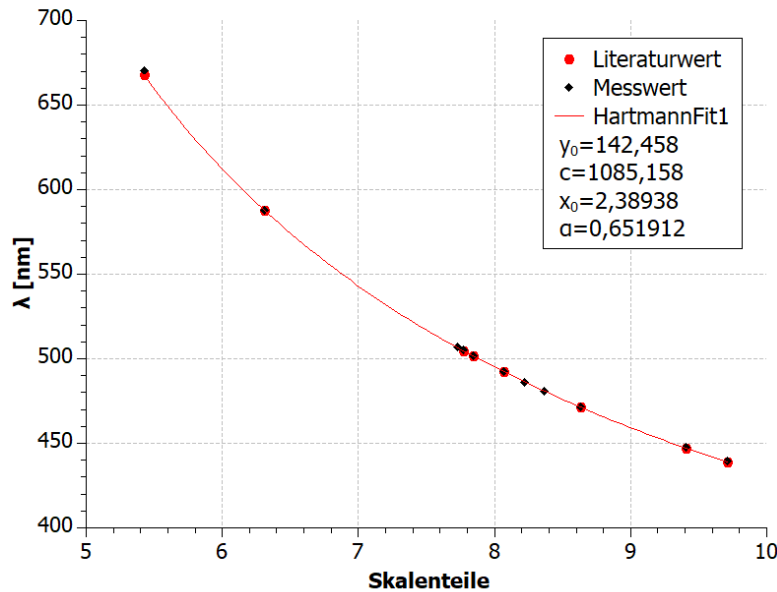


Abbildung 38: VI/252 Diagramm mit He/10

Wie in Tabelle 9 und Abbildung 38 zu sehen, ist die Messabweichung, bis auf den roten Farbbereich, weit unterhalb von 1 nm.

In Abbildung 39 ist das sichtbare und ultraviolette Spektrum von He/10 abgebildet. Dabei ist links von der violetten (letzten) Spektrallinie des sichtbaren Spektrums mit etwas Abstand eine Spektrallinie des UV-Bereichs zu erkennen.

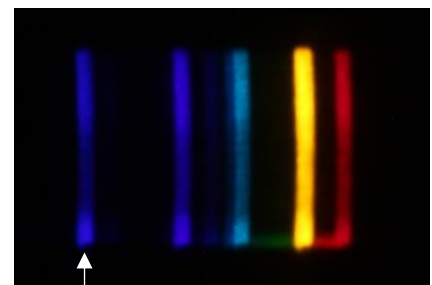


Abbildung 39: VI/252 UV-Spektrum von He/10 mit markierter UV-Linie (Pfeil)

Na/10 - Natriumspektrallampe

Für die Spaltbreite wurde zuerst $b = 5 \text{ Skt.}$ gewählt, musste aber ab dem blauen Spektrum (ab ca. 480 nm) auf $b = 8 \text{ Skt.}$ vergrößert werden, weil sonst das Fadenkreuz für eine Messung nicht sichtbar war.

Die D-Linien bewirken ein sehr starkes Hintergrundlicht bis in den grünen Spektralbereich hinein, was für Messungen mit dem Fadenkreuz auch von Vorteil sein kann. Die Spektrallinien können gut fokussiert werden und sind dabei so schmal, dass sie schmaler als das Fadenkreuz selbst sind. Im violetten Bereich konnten noch mehrere, sehr schwache Linien wahrgenommen werden, waren aber nicht messbar.

Tabelle 10: VI/252 Messwerte für Na/10

Name	Farbeindruck	Intensität	Besonderheit	Wellenlänge laut Trommel λ [nm]	Mess- abweichung Δ [nm]	Skalenteil laut Trommel	λ_L - Literaturwert [nm]
	rot	sehr schwach		699,0		5,179	
	rot	mittel	Doppellinie	619,5	3,42	5,950	616,08
	rot	mittel		618,9	3,48	5,959	615,42
D ₁	gelb	sehr stark	Doppellinie	591,1	1,51	6,280	589,59
D ₂	gelb	sehr stark		590,5	1,5	6,289	589,00
	grün	stark	Doppellinie	569,6	0,78	6,577	568,82
	grün	stark		569,1	0,83	6,583	568,27
	blaugrün	schwach	Doppellinie	515,9		7,530	
	blaugrün	schwach		515,6		7,536	
	blaugrün	mittel	Doppellinie	489,9		7,912	
	blaugrün	mittel		489,2		7,926	
	blaugrün	sehr schwach		n.m.		n.m.	
	blau	schwach	Doppellinie	475,9		8,503	
	blau	schwach		475,5		8,511	
	blau	mittel	Doppellinie	467,5		8,750	
	blau	mittel		467,1		8,760	
	blauviolett	sehr schwach		n.m.		n.m.	
	blauviolett	sehr schwach		n.m.		n.m.	
	violett	schwach	Doppellinie	450,7		9,293	
	violett	schwach		450,3		9,306	
	violett	sehr schwach	Doppellinie	n.m.		n.m.	
	violett	sehr schwach		n.m.		n.m.	

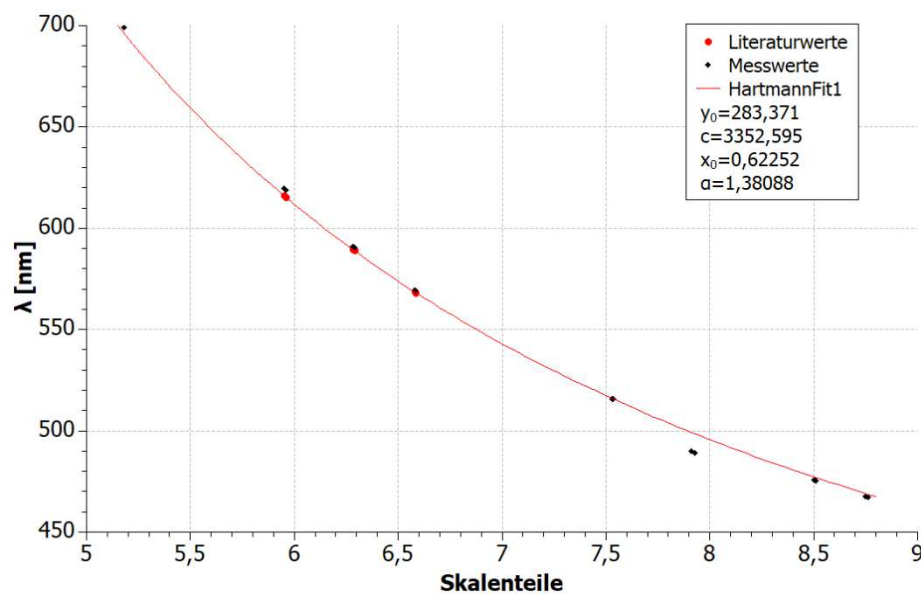


Abbildung 40: VI/252 Diagramm mit Na/10

In Abbildung 41 ist ein Bild durch das Okular aufgenommen worden, wie die Linien ungefähr mit dem Auge zu sehen waren und wie eine Ausmessung erfolgte. Das Fadenkreuz ist dabei auf eine der D-Linien ausgerichtet bzw. die Linien werden ja in das Fadenkreuz verschoben.

Für Natrium wurden keine Spektrallinien im UV-Bereich beobachtet.

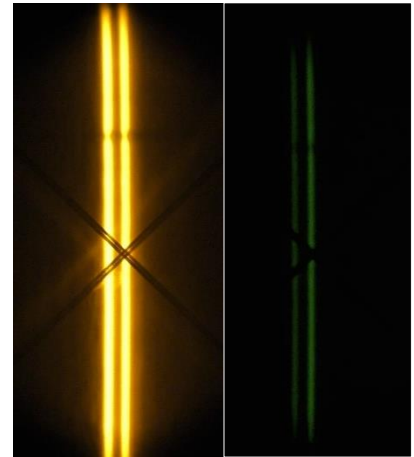


Abbildung 41: VI/252 Bild durch das Okular mit D-Linie und grüner Doppellinie von Na/10 im Fadenkreuz

4.1.3.4 Diskussion

Nach etwas Übung und Gewöhnung ist das Spektrometer sehr gut und recht einfach zu bedienen, auch wenn teilweise durch fehlende Hintergrundbeleuchtung im Spektrum, besonders bei intensitätsschwachen Spektrallinien, das Fadenkreuz für eine Ausmessung nicht erkannt wird. Warum zwei Skalen an der Messspindel angebracht sind, kann bei der Betrachtung der beiden Messergebnisse vermutet werden. Da die nichtlineare Wellenlängentrommel je nach Spektrallampe unterschiedliche Messabweichungen zeigte, sind die linearen Skalenteile wohl genauer und unabhängig davon. Die Wellenlängentrommel zeigte lediglich bei der Heliumlampe eine Genauigkeit von unter einem Nanometer (bis auf den roten Farbbereich), bei Quecksilber und Natrium wurde diese Genauigkeit nicht bestätigt. Die Vielzahl der Spektrallinien, besonders bei Natrium und Quecksilber, lässt auf eine hohe Auflösung des Spektroskops schließen. Zur Betrachtung des Auflösungsvermögens kann die grüne Doppellinie von Natrium genommen werden. Diese war noch gut messbar, wie Abbildung 41 rechts zeigt, und bildet damit ein Minimum des Auflösungsvermögens:

$$A_{\text{praktisch}} = \frac{\lambda}{d\lambda} > \frac{568,55 \text{ nm}}{0,55 \text{ nm}} > 1034$$

Gut zeigt sich der Unterschied der Dispersion von Flintglas und Quarz. Während bei Flintglas der Bereich der Spektrallinien sich über den gesamten Messbereich der Messspindel erstreckt, sind die Linien beim Quarz auf einem sehr kleinen Bereich begrenzt. Eine Ausmessung macht bei Quarz nur sehr begrenzt Sinn, hingegen lässt sich, wie gezeigt (Abbildung 37), der UV-Bereich am Kameraschirm sehr gut demonstrieren. Die Aussage in der Beschreibung des Kataloges kann also bestätigt werden, dass sich die Darstellung des UV-Bereichs lediglich für Demonstrations- und Orientierungszwecke eignet.

4.2 Prismenspektralapparate mit beweglichem Fernrohr

Apparate mit festem Kollimator und Prisma, aber beweglichem Fernrohr gehen auf Kirchhoff und Bunsen zurück, die ein solches Instrument bei ihren berühmten Untersuchungen zur Spektralanalyse benützten (Eichler, 2004, p. 281; Meissner, 1929, p. 1328). Solche Apparate gibt es in unterschiedlichsten Ausführungen und verschiedensten Spezifikationen, ihr Grundaufbau bleibt jedoch immer derselbe, wie schon Bech (1875, p. 68) bemerkt.

Das Kollimatorrohr mit Spalt steht bei diesem Apparat stetig in der gleichen Position zum festen, meist gleichseitigen Prisma, welches in der Mitte des Apparates fest angebracht ist. Um das Spektrum im Fernrohr messen zu können, trägt der Apparat oft noch ein drittes Rohr, das Skalenrohr. Das Skalenrohr besitzt eine kleine Skala mit durchsichtigen Teilstrichen und ist so ausgerichtet, dass, wenn die Skala mit einer Lampe beleuchtet wird, die Skala an der Vorderfläche des Prismas in das Beobachtungsfernrohr reflektiert wird. Gleichzeitig mit dem Spektrum wird ein scharfes Bild der Skala gesehen. Mit Hilfe von Spektrallinien bekannter Wellenlänge kann der Maßstab der Skala geeicht und dann mit dem Spektrum verglichen werden (Eichler, 2004, p. 282).

Da die Länge des Spektrums meist größer als das Sichtfeld des Fernrohrs ist, muss das drehbar gelagerte Fernrohr geschwenkt werden, um es auf den zu betrachtenden Spektralbereich zu stellen. Für eine quantitative Messung der Spektrallinien ist die Drehung des Fernrohrs, indem das Fadenkreuz im Fernrohr zur Deckung gebracht wird, an einem Teilkreis oder einer Mikrometerschraube ablesbar. Dies bietet somit die zweite Möglichkeit für quantitative Messungen (Eichler, 2004, p. 282; Meissner, 1929, p. 1328).

4.2.1 VI/43 Spektrometer nach Glan

4.2.1.1 Beschreibung

Dieser Spektralapparat von *Franz Schmidt & Haensch, Berlin* (Aufschrift am Gestell) hat einen Aufbau entsprechend dem Spektralapparat von Kirchhoff und Bunsen: ein festes Spaltrohr mit Kollimator, ein feststehendes Prisma, ein Skalenrohr sowie ein um den Prismenisch schwenkbares Fernrohr (Abbildung 42). Das gleichseitige Prisma mit einer Seitenlänge von ca. 48 mm und einer Höhe von etwa 33 mm, ist an der Ober- und Rückseite schwarz abgedunkelt.



Abbildung 42: VI/43 Spektrometer nach Glan

Das Dreibein steht auf drei fixen Spitzen und die Höhe zur optischen Achse beträgt ungefähr 300 mm. Der Spaltapparat lässt durch ein großes Rändel längs des festen Spaltrohres verschieben, von ca. 325 mm Länge im eingeschobenen Zustand bis ca. 350 mm Länge. Die Spaltbreite wird durch eine bewegliche rechte Backe mittels Schraube verstellt. Die Höhe des Spaltes entspricht 28 mm. Der Außendurchmesser des Spaltrohres im Bereich des Kollimators beträgt 48,5 mm, der Innendurchmesser des Spaltrohres 29 mm (hin zum Prisma). Am Ende des Spaltrohres, an der Halterung zum runden Tisch, befindet sich an beiden Seiten ein Nonius von 0 bis 30 Teilstrichen (in Grad). Durch einen vorstehenden Zapfen am Spaltrohre konnten wohl Filter aufgesetzt werden. Der Nonius ist für eine Rechtsdrehung ausgelegt.

Am 105 mm langen Skalenrohr befindet sich ein milchiges Glas mit einem dunklen Strich in der Mitte – die feine Skala ist mit dem Auge nicht zu erkennen (Abbildung 43). Das ganze Glas lässt sich durch das große Rändel (mit Sichtschutz) etwas drehen, um damit die Skala waagrecht zu stellen. Der Außendurchmesser des Rohrs beträgt ca. 25,5 mm und am Ende ist eine Linse eingebaut. Das gesamte Skalenrohr lässt sich durch eine zu lösende Schraube unter dem Tisch darauf schwenken.

Das Fernrohr lässt sich ebenfalls durch eine zu lösende Schraube unter dem Tisch um das Prisma drehen, obwohl der Drehtisch bereits stark oxidiert ist. An der Halterung von Tisch zu Rohr sind noch zwei große Rändelschrauben angebracht, mit deren Hilfe die Höhenausrichtung des Rohres korrigiert werden kann. Das Fernrohr hat eine Gesamtlänge von ca. 268 mm und kann mittels Verschiebesystem vor dem Okular um 30 mm verlängert

werden. Der Außendurchmesser des Rohres beträgt etwa 35 mm, wobei der Durchmesser der Linse am vorderen Ende des Fernrohrs einen Durchmesser von etwa 26,5 mm besitzt.

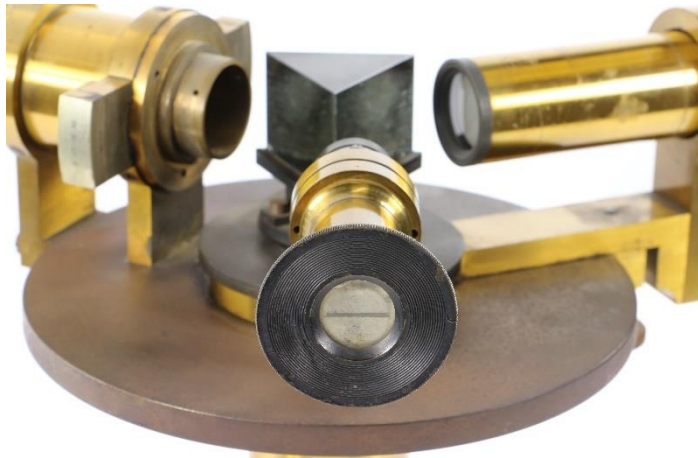


Abbildung 43: VI/43 Detailansicht Skalenrohr

Das Okular kann herausgenommen werden (per Gewinde). Vor dem Okular ist im Fernrohr, nochmals eine Linse zu erkennen. Das Okular hat eine Länge von 33 mm, die Objektlinse einen Durchmesser von ca. 24 mm, die Augenlinse ca. 9,5 mm Durchmesser. Durch zwei kleine, gegenüberliegende Stellschrauben lässt sich die vordere Objektlinse auf einer Länge von etwa 4 mm zur Augenlinse verschieben. Beim Okularstück ist noch zu erwähnen, dass an der größeren kreisrunden Scheibe seitlich ein Schlitz vorhanden ist, vermutlich um Filter vor das Okular zu schieben.

4.2.1.2 Messaufbau und Messdurchführung

Es wurden die Spektrallampen Hg/100, He/10 und Na/10 ausgemessen. Für die Belichtung der Skala wurde die Glühlampe 6V/30W verwendet. Diese wurde für die meisten Spektrallinien nur bei 4 V betrieben, um die Spektrallinien nicht zu überleuchten. Die Lampen wurden mittels Labortische auf die optische Achse gebracht und etwa 2 cm vor dem Spalt bzw. der Skala gestellt. Um Streulicht und dergleichen zu vermeiden, wurde das Prisma mit schwarzem Stoff abgedeckt, die Leuchtquellen abgeblendet und alles im Dunkelraum betrieben.

Die Einstellung des Spektralapparates erfolgt zuerst durch das Scharfstellen der eingeleuchteten Skala. Darum wird nur die Glühlampe eingeschaltet und durch Verschieben des Okularstückes die Skala im Auge scharf gestellt. Außerdem muss die Skala waagrecht gedreht werden. Erst dann wird die Spektrallampe eingeschaltet und die richtige Spalteinstellung vorgenommen. Zuvor muss der Spalt genau senkrecht gestellt werden. Das

Fokussieren der Spektrallinien erfolgt zuerst durch Verschieben des Spaltapparates, dann durch Verschieben des Okularstückes bzw. der Feinjustierbarkeit der Objektlinse im Okular. Dabei muss ein Kompromiss zwischen Scharfstellung von Skala und Spektrallinie getroffen werden. Beide sind gleichzeitig nicht exakt fokussierbar.

Die Skala hat insgesamt 300 Teilstriche und ist von 1 bis 30 beschriftet (tatsächlich sichtbar ist sie aber bis 29,8). Das Sichtfeld im Okular beträgt etwa 70 Teilstriche (von z.B. „4“ bis „11“), wobei Kopfbewegungen des Beobachters großen Einfluss haben. Die Skala befindet sich lediglich im oberen Fünftel des Sichtfeldes. Die Spektrallinien sind über das gesamte rechteckige Sichtfeld zu sehen. Durch die Überlappung von Spektrallinie zur Skala kann direkt der Skalenwert abgelesen werden. Für präzise Messungen sollte der Beobachter immer dieselbe Kopfposition beibehalten.

Durch Drehen des gesamten Fernrohres wird der einsehbare Spektralbereich verändert. Wichtig hierbei zu beachten ist, dass erst nach etwa fünf bis zehn Teilstrichen sich die Skala im Sichtfeld auch tatsächlich mitbewegt - die Spektrallinien verschieben sich unmittelbar. Das heißt, dass nur von einer Richtung aus geschwenkt werden darf. Daher wurde von kleiner Ablenkung (rot) mit niedrigem Skalenwert nach starker Ablenkung (blau) gemessen (von links nach rechts). Den Messwert bildet der abgelesene, einheitenlose Skalenwert. Die Skalenwerte wurden mit zuordenbaren Wellenlängen zu einer Dispersionskurve nach Hartmann gefittet.

4.2.1.3 Messergebnisse

Hg/100 - Quecksilberspektrallampe

Die Hauptlinien sind eindeutig und sehr klar abgebildet (Abbildung 44). Daneben gibt es noch eine größere Anzahl Nebenlinien, die zwar wahrgenommen werden können, aber aufgrund fehlender Intensität oder des Streulichts von starken Hauptlinien nicht auszumessen waren. Dies betrifft besonders die grünen und gelben Farbbereiche. Die gelbe Doppellinie sowie die drei blauen Linien konnten noch gut getrennt betrachtet werden.

Die Ablesung der Skala stellte sich als außerordentlich schwierig dar, da Skala und Spektrallinie nicht gleichzeitig genau scharf einstellbar waren und darum auch die Akkommodation des Auges ständig verändert werden musste. Außerdem ist die Skala so fein geteilt, dass eine genaue Ablesung der Teilstriche viel Konzentration und Genauigkeit

erforderte. Andererseits sind geringe Abstände der Linien lediglich in einem Teilstrich anzugeben.

Tabelle 11: VI/43 Messwerte für Hg/100

Name	Farbeindruck	Intensität	Skalenwert	Besonderheit	λ_L [nm]
	dunkelrot	mittel	6,5		
	rot	schwach	6,9		
	rot	mittel	8,1		
	rot	schwach	-		
	rot	schwach	-		
	gelborange	sehr stark	9,6	Doppellinie	579,07
	gelborange	sehr stark	9,7		576,96
e	grün	stark	10,8		546,07
	blaugrün	mittel	13,4		
	blaugrün	mittel	13,6		
g	blau	stark	18,4	3 Linien	435,84
	blau	schwach	18,5		
	blau	schwach	18,6		
	violett	mittel	21,7		407,78
h'	violett	stark	22,1		404,66

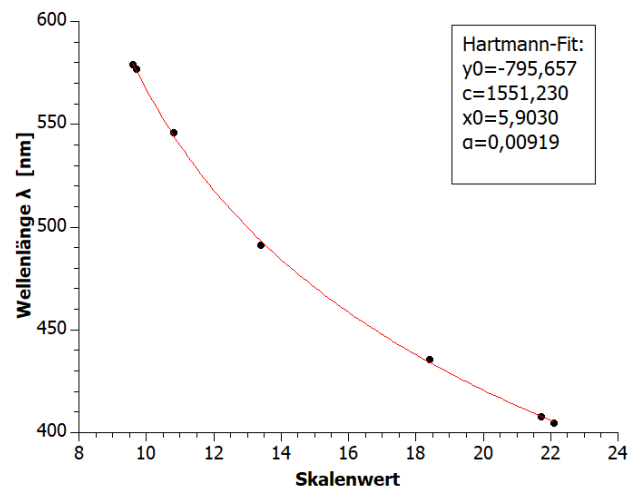


Abbildung 45: VI/43 Dispersionskurve mit Hg/100

Abbildung 44 zeigt zwar eine Kameraaufnahme ohne Okular, aber dennoch ungefähr gleich, wie die Spektrallinien mit der eingeleuchteten Skala mit Auge und Okular zu sehen waren. Aufgrund der nötigen Belichtungszeit sind die Spektrallinien (gelbe Doppellinie, e- sowie g-Linie) hier überbelichtet, sodass beispielsweise die gelbe Doppellinie als Einzellinie zu sehen ist.

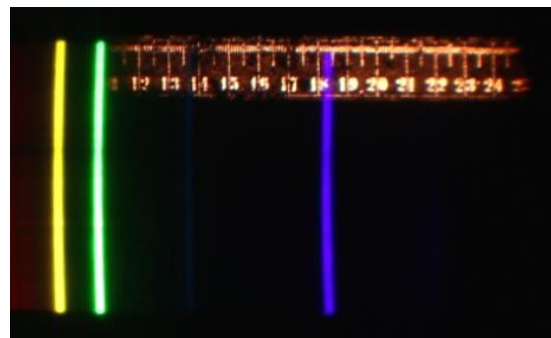


Abbildung 44: VI/43 Hg-Linien ohne Okular

He/10 – Heliumspektrallampe

Die Liniendarstellung ist ähnlich wie bei Hg/100 - sehr klare und eindeutige Linien, jedoch sind keine Nebenlinien erkennbar. Ebenso gab es Schwierigkeiten mit dem Fokussieren des Auges an Skala und Linie.

Abbildung 46 zeigt die Kameraaufnahme mit herausgenommenen Okular, wobei die schwachen Linien nicht sichtbar sind.



Abbildung 46: VI/43 He-Hauptlinien ohne Okular

Tabelle 12: VI/43 Messwerte für He/10

Name	Farbeindruck	Intensität	Skalenwert	λ_L [nm]
r	rot	mittel	6,3	706,54
	rot	stark	7,4	667,82
	rot	schwach	7,7	
d	gelb	sehr stark	9,3	587,56
	grün	schwach	12,9	504,77
	grün	stark	13,1	501,57
	türkis	mittel	13,7	492,19
	türkis	schwach	14,0	
	türkis	sehr schwach	-	
	blau	mittel	15,0	447,15
	violett	stark	17,1	438,79
	violett	sehr schwach	17,9	
	violett	sehr schwach	-	

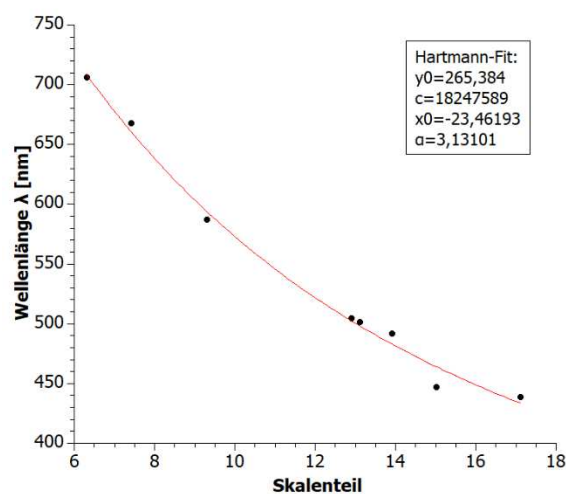


Abbildung 47: VI/43 Dispersionskurve mit He/10

Na/10-Natriumdampflampe

Die Na-Linien zeigen ein anderes Bild wie Hg und He. Die Helligkeit der D-Linien ist dabei so stark, dass sie fast das gesamte Spektrum stark überbeleuchtet. Dadurch war die Skala schwer erkennbar und eine Linienablesung erschwert. Auch konnte keine Spalteinstellung gefunden werden, bei der die Auflösung so gut wurde, dass Doppellinie aufgelöst werden konnte. Aus diesem Grund ist in Tabelle 13 keine zugeordnete Wellenlänge angegeben, womit auch keine Dispersionskurve erstellt werden konnte.

Tabelle 13: VI/43 Messwerte für Na/10

Name	Farbeindruck	Intensität	Skalenwert
	rot	schwach	8,4
D ₁ , D ₂	gelborange	sehr stark	9,3
	grün	mittel	9,9
	blaugrün	schwach	12,4
	türkis	mittel	13,3
	blau	sehr schwach	15,0
	blau	mittel	15,1
	violett	mittel	17,0
	violett	sehr schwach	-
	violett	sehr schwach	-
	violett	sehr schwach	-

4.2.1.4 Diskussion

Entgegen üblichen Prismenspektroskopen mit schwenkbaren Fernrohr, besitzt das Spektrometer nach Glan keinen großen Teilkreis mit Nonius am Prismentisch (Westphal, 1952, p. 226). Daher kann weder eine Stellung des Fernrohres noch eine Winkelablenkung angegeben werden. Spektrallinien konnten daher lediglich mit bereits bekannten, ebenfalls an diesem Spektroskop gemessenen Spektrallinien verglichen oder gegenübergestellt werden.

Wie bereits bei den Messergebnissen beschrieben, stellte sich eine Ablesung der Linien in der Skala als relativ schwierig und anstrengend heraus, welches zulasten subjektiver Messgenauigkeit und Wiederholbarkeit geht. Auch können schwache Linien erst gar nicht abgelesen werden. Überdies können Abstände höchstens mit einem Teilstrich Unterschied laut Ablese skala angegeben werden. Es kann beispielsweise die gelbe Doppellinie von Hg gesehen werden, aber der Unterschied ist lediglich auf 0,1 Skt. anzugeben. Zum spektralen

Auflösungsvermögen kann noch gesagt werden, dass Doppellinien von Natrium nicht gesehen wurden.

Aus diesen Gründen und aufgrund seiner Bauart kann dieses Spektroskop als einfacher Spektralapparat nach Bunsen und Kirchhoff klassifiziert werden. Die Möglichkeiten von Aufsätzen und Filtereinschüben legen die Vermutung nahe, dass dieses Spektroskop für Beobachtungen oder Versuche mit Filtern oder für Polarisation eingesetzt wurde. Dies würde sich mit der Literaturrecherche zum Urheber *Paul Glan* decken. Bekannt ist nämlich das Spektralphotometer nach Glan, das den Vergleich zweier senkrecht zueinander polarisierter Lichtströme verwendet, auch wenn dies explizit kein Spektroskop ist (Meissner, 1929, p. 1196) sowie das Polarisationsprisma nach Glan-Thompson (Weber, 2004, p. 556), die beide den Namen des deutschen Physikers tragen.

4.2.2 VI/47 Spektroskop mit Quarz-Prisma

4.2.2.1 Beschreibung

Das Besondere bei diesem Spektroskop von *Societe Genevoise* (Abbildung 48) ist, dass Fernrohr und Prisma miteinander gleichzeitig gedreht werden. Das Fernrohr wird um ca. 90° bis 180° zum Spaltrohr gedreht. Das Prisma ist drehbar auf dem Prismentisch gelagert und durch eine Verlängerung in Form eines langen Stifts an das Armsystem (zwei Stäbe) mit dem Fernrohr lose verbunden. Durch Drehen des Fernrohres dreht sich daher das Prisma mit, auch wenn dies alles aufgrund des Spieles der Bauteile zueinander augenscheinlich nicht sehr genau geschieht. Dies ist alles erst zu sehen, nachdem die Metallblende demontiert ist. Das Fernrohr lässt sich generell recht schwer schwenken. Es wird also nicht der Ausfallwinkel (wie z.B. bei VI/43) im Fernrohr verändert und dadurch das Spektrum durchwandert, sondern der Einfallswinkel zum Prisma wird variiert – die Winkelablenkung vom Prisma zum Fernrohr bleibt dabei ungefähr dieselbe.

Die Höhe zur optischen Achse beträgt ca. 285 mm. An der Grundsäule ist der Prismentisch starr befestigt. Die Funktion der seitlichen Schraube an der Säule konnte nicht eruiert werden. Unterhalb des Prismatischen ist an der Säule die massive Halterung für das Fernrohr.



Abbildung 48: VI/47 Spektroskop mit Quarz-Prisma, Okularneigung hier ganz nach links gestellt

Die gesamte Halterung lässt sich mit dem Fernrohr zum Gestell drehen. Das Spaltrohr ist starr am Prismentisch befestigt, lässt sich jedoch aus der Halterung herausrauben, wie auch die Linse am Ende des Rohres (Durchmesser Linse etwa 27,5 mm). Auffallend beim Spalt- wie auch beim Fernrohr ist die recht große Verstellbarkeit in der Länge. Durch lockern der Rändelschraube lässt sich die durch einen Steg geführte Spaltapparatur nach außen verschieben. Dadurch werden zwei nichtlineare Skalen auf dem Rohr des Spaltapparates erkennbar. Die obere Skala hat mehrere Teilstriche mit einer Beschriftung von „32“ bis „9“, die untere, viel kürzere Skala beginnt etwa bei der Teilung „12“ und hat die Beschriftungen „P, O, N, L, H, D, A“ (von links nach rechts bzw. eingeschoben und ausgeschoben).

Der Spalt besteht aus einer beweglichen Backe, die durch eine kurze Rändelschraube nach außen verstellt wird (asymmetrischer Spalt). Die Spalthöhe beträgt etwa 11,5 mm. Von oben kann ein gleichseitiges, kleines Prisma vor den Spalt bis auf Anschlag hinuntergelassen werden, sodass der Spalt etwa zu 2/3 bedeckt ist (Abbildung 49). Dies ist ein sogenanntes Vergleichsprisma, welches vor den Spalt gesetzt wird um ein Vergleichsspektrum einzublenden, wie beispielsweise in Kayser (1883, p. 42) beschrieben ist.

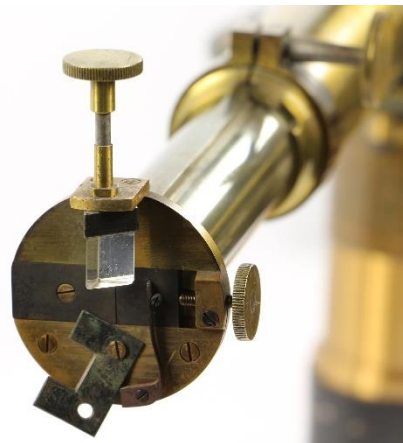


Abbildung 49: VI/47 Spaltapparat mit Vergleichsprisma

Das Vergleichsprisma lässt sich komplett drehen. Vor dem Spalt ist noch ein kleines, etwas verbogenes U-Blech einseitig angeschraubt. Mit diesem konnte ursprünglich wohl der restliche Spalt bei heruntergelassenem Vergleichsprisma abgedeckt werden.

Das gleichseitige Prisma besteht aus Quarz (wie die Untersuchungen später zeigen), hat eine Höhe von etwa 43 mm und eine Seitenlänge von 41,5 mm. Nur die beiden brechenden Flächen sind poliert. Es ist durch zwei Stiftschrauben auf dem drehbaren Innentisch positioniert (Abbildung 50).

Das Fernrohr ist so in einer U-Halterung gelagert, dass es sich in der Höhe neigen und sich zum Prisma hin schwenken lässt. Die dritte, säulennahe Rändelschraube an der Unterseite der Halterung, bewirkt ein Klemmen des drehbaren Halterungssystems zum festen Prismentisch. Die seitliche Rändelschraube gegenüber der kleinen Kolbeneinheit hätte in diesem Falle die Funktion der Feinjustierbarkeit, funktioniert aber nicht mehr. Durch eine Rändelschraube oberhalb des Fernrohres, lässt sich durch einen Zahntrieb das Okularstück zur Fernrohrlinse (am vorderen Ende mit einem Durchmesser von ca. 28,5 mm) verschieben. Die Gesamtlänge des Fernrohres im ausgefahrenen Zustand beträgt ca. 325 mm. Wie beim Spaltrohr sind am Innenrohr die beiden gleichen Skalen zu sehen.



Abbildung 50: VI/47 Prismentisch nach demontierter Blende

Das Okularstück ist als Ganzes herausnehmbar, die Augenlinse kann abgeschraubt werden. Es besitzt ein geführtes Kugelgelenk und dadurch lässt sich das Okular außermittig schwenken. An der vorderen Linse (Durchmesser etwa 15,5 mm) ist eine waagrechte Blende eingebaut, die aber nur ein Viertel der Kreisfläche bedeckt. Das Okularstück besitzt im Inneren eine Scheibe, direkt vor dem eingeschobenen Okular. An dieser Scheibe wird das zu betrachtende Spektrum abgebildet und dann mit dem Okular vergrößert. Die Scheibe muss eine besondere Fluoreszenz besitzen, da UV-Linien ebenfalls abgebildet werden. Es ist auch ein sehr feines Fadenkreuz in der Mitte erkennbar.

4.2.2.2 Messaufbau und Messdurchführung

Da das Spektroskop weder einen Nonius, eine Skala noch sonstige Hilfsmittel für eine Messbestimmung besitzt, ist dieser Spektralapparat lediglich zur qualitativen, subjektiven Beobachtung geeignet.

Zur Betrachtung wurden die zwei Spektrallampen Hg/100 und He/10 gewählt, wobei die Quecksilberlampe in der optischen Achse des Spaltes in einem Abstand von ca. 50 mm aufgestellt wurde. Die Heliumlampe hingegen diente als Vergleich, wurde daher senkrecht zur Quecksilberlampe in einem Abstand von ca. 90 mm zum Vergleichsprisma aufgestellt und hatte eine kreisrunde, veränderbare Blende vorgeschaltet, um Streulicht zu vermeiden. Am Vergleichsprisma wurde eine Seite mit einem kleinen, passend ausgeschnittenen Karton abgeklebt, um Licht aus der Primärquelle (Hg/100) zu verhindern.

Zur Einstellung des Spektroskops musste zu allererst die korrekte Winkelausrichtung des Fernrohres gefunden werden. Dazu wurde nur die Quecksilberlampe in Betrieb genommen und ein Spektrum bzw. Hauptlinien gesucht. Es zeigte sich, dass nur in dieser bestimmten Stellung Spektrallinien zu finden waren. Direkt im Anschluss musste die richtige Spalteinstellung eruiert werden. Dazu wurde der Spalt etwas geöffnet und durch Verschieben des Spaltapparates in Kombination mit Fokussierung der gut sichtbaren Spektrallinien im Okular (durch den Zahntrieb) der richtige Abstand gesucht. Dabei musste immer wieder verglichen werden, ob die veränderte Einstellung Verbesserung oder Verschlechterung brachte. Die Skalen an den Innenrohren von Spalt- und Fernrohr dienten dabei nur als Orientierung. Durch Verkleinern des Spaltes wurde dann immer wieder versucht, die Linien besser abzubilden. Das Drehen des Fernrohres wie auch das Verschieben des Spaltrohres stellte sich als äußerst schwergängig heraus, das gesamte Einrichten als ein sehr langwieriger Prozess.

Das Fokussieren und Scharfstellen der Spektrallinien ist schlussendlich nur bis zu einem bestimmten Punkt möglich. Durch die starke Vergrößerung des Okulares sind die Spektrallinien immer etwas verwischt und unscharf. Daher wurde zur Orientierung meist das Okular herausgenommen und die Linien direkt an der Scheibe des Okularstückes betrachtet, bevor die Feinjustierung mit dem Okular geschah.

Im Anschluss wurde das Vergleichsprisma heruntergedrückt und die zweite Spektrallampe in Betrieb genommen. Dadurch wurde der untere Bereich des Sichtfeldes im Okular

abgedeckt und durch Drehen des Vergleichsprismas die optimale Lage für die Heliumlinien gesucht.

4.2.2.3 Messergebnisse

Das Vergleichsspektrum von He/10 ist gegenüber dem Spektrum von Hg/100 lichtschwächer und befindet sich an der unteren Seite des betrachteten Sichtfeldes. Das kleinere, hellere Spektrum ist von Hg/100 und befindet sich oben am Sichtfeld (Abbildung 51 und Abbildung 52).

- Hg/100 (Abbildung 53): fünf gut erkennbare Linien; gelb, grün und blau mit starker Intensität - blaugrün und violett mit mittlerer Intensität. Bei der gelben Linie ist im Ansatz eine Doppellinie erkennbar, aber nicht tatsächlich zu sehen. Es sind auch fünf unterschiedlich starke UV-Linien in grünweißer Farbe zu sehen, links von der violetten Spektrallinie.
- He/10 (Abbildung 52 unten): fünf Linien erkennbar; rot, gelb, grüne Doppellinie sowie blaue Linie in gleicher Intensität zueinander. Keine UV-Linien erkennbar.

Die drei Kameraaufnahmen, Abbildung 51 bis Abbildung 53, zeigen die Spektrallinien auf der inneren Scheibe im Okularstück. Aufnahmen durch das Okular konnten nicht durchgeführt werden. Mit dem Auge sind die Spektrallinien um einiges besser zu erkennen, als dies die Abbildungen hier wiedergeben. Besonders die Belichtungszeit hat einen sehr großen Einfluss auf die Darstellung, da schwache Linien erst ab einer längeren Belichtungszeit auf den Aufnahmen zu sehen sind.

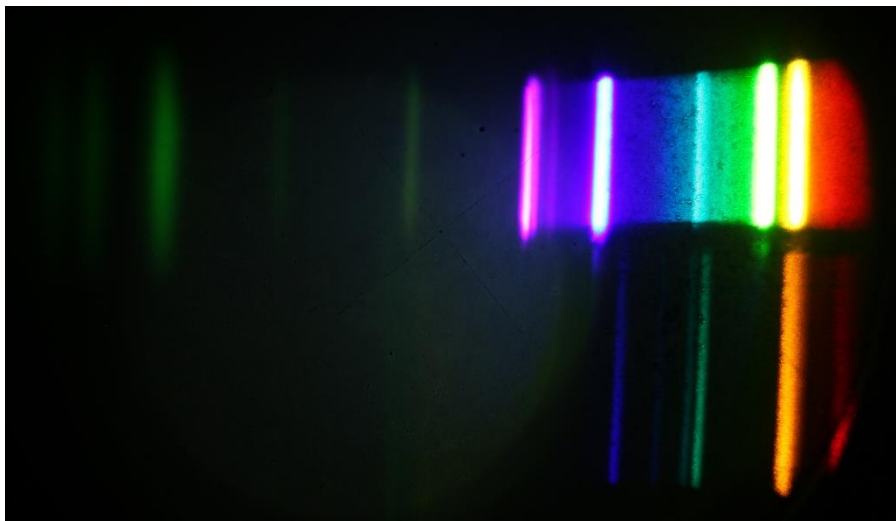


Abbildung 51: VI/47 Aufnahme der Scheibe im Okularstück; Hg-Spektrum mit weißgrünen UV-Linien (oben) und He-Vergleichsspektrum (unten)

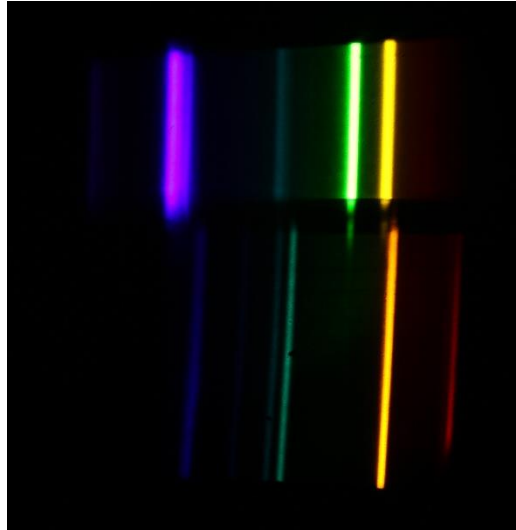


Abbildung 52: VI/47 Spektren des VIS mit angepasster Belichtungszeit; (oben) Hg-Linien, (unten) He-Linien

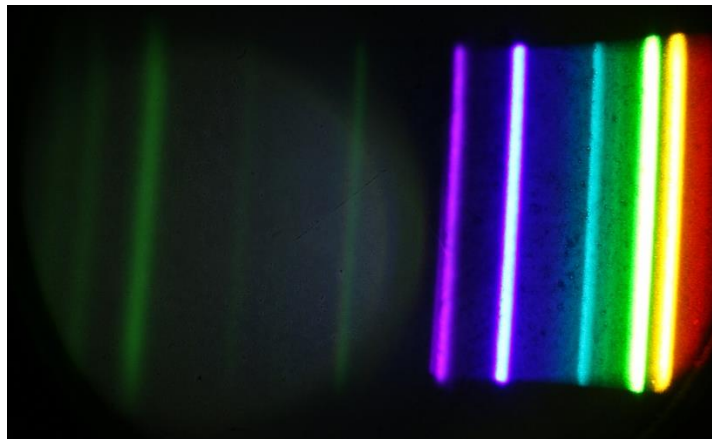


Abbildung 53: VI/22 Hg-Linien ohne Vergleichsspektrum, weißgrüne Linie sind im UV-Bereich

4.2.2.4 Diskussion

Der spezifische Einsatzbereich dieses Spektroskops konnte nicht geklärt werden, aber aufgrund des Quarz-Prismas hatte es wohl eine mögliche Hauptaufgabe im UV-Bereich. Fehlende Messmöglichkeiten bzw. Skalen lassen darauf schließen, dass es lediglich zum direkten Vergleich von Spektren eingesetzt wurde, um qualitative Aussagen zwischen zwei Lichtquellen zu ermöglichen. Ebenso ist eine Messung der geringen Abstände der Linien im VIS nicht wirklich sinnvoll. Vermutlich haben aber die beiden Einteilungen an Spalt- und Fernrohr eine wichtige Bedeutung. Die tatsächliche Funktion oder Relation dieser Beschriftung und Einteilung konnte nicht eruiert werden.

4.2.3 VI/22 Spektralphotometer nach König

4.2.3.1 Beschreibung

Ein Spektralphotometer ist eine Kombination von Spektroskop und Photometer zur Messung oder zum Vergleich von Lichtintensitäten einer bestimmten Farbe bzw. eines sehr begrenzten Wellenlängenbereichs (Bud & Warner, 1998, p. 558). Die Aufgaben von Spektralphotometern waren die Bestimmung der spezifischen Intensität einer Strahlung (oder photometrischen Grundgröße), die zu einer relativen spektralen Intensitätsverteilung der untersuchten Lichtquelle führen, oder die Helligkeitsveränderung anhand einer für sie maßgebenden Größe (z.B. der Temperatur bei glühenden Temperaturstrahlern) bei vorgegebenen Wellenlängen zu verfolgen. Eine weitere bedeutende Aufgabe der Spektralphotometrie bildete die quantitative Untersuchung von Absorption (Transmission) und Reflexion (Kohn, 1929, p. 1188). Dazu wurden meist Intensitäten von Licht nach Reflexion oder Transmission durch eine Probe bestimmt.

Man unterscheidet subjektive sowie objektive Spektralphotometrie, je nachdem ob das menschliche Auge oder ein lichtempfindlicher Apparat das Messgerät bildet – beim Apparat von König handelt es sich um die subjektive Beobachtungsmethode. Die Apparate besitzen im Allgemeinen eine Vorrichtung zur Erzeugung monochromatischen Lichts, eine Anordnung zur Schwächung dieses Lichts sowie, schlussendlich, Photometerfelder für den Vergleich der Helligkeiten, die so lange geändert werden, bis diese im Auge gleich hell erscheinen.

Ein kommerziell wichtiges Spektralphotometer war dasjenige von König bzw. König-Martens, von denen die historische Sammlung zwei Stück besitzt, VI/22 sowie VI/98 (das hier nicht weiter behandelt wird), die von *Franz Schmidt & Haensch* in Berlin hergestellt wurden (Bud & Warner, 1998, p. 558). Der hier behandelte Apparat VI/22 nach König ist in Abbildung 54 zu sehen und wurde sogar bis in die 1960-Jahre für physikalische Praktika im II. Physikalischen Institut der Universität Wien eingesetzt.

Der Spektralphotometer steht auf einem massiven Dreibein bei einer optischen Höhe von etwa 315 mm. Das feste Spaltrohr (Durchmesser etwa 46 mm) besitzt eine symmetrisch einstellbare Spaltapparatur mit Skalenschraube von 100 Skalenteilen (Beschriftung 0 bis 90) und Blenden am Spalt, sodass zwei separate Spalte entstehen, wie in Abbildung 55 zu sehen ist.



Abbildung 54: VI/22 Spektralphotometer nach König

Am unteren Spalt (Abbildung 55) kann ein kleines, gleichseitiges Vergleichsprisma eingeschwenkt werden (rechtwinkliger Strahlengang). Die Spaltapparatur lässt sich durch eine große Schraube mit Zahntrieb in einer Länge von 47 mm verstellen.

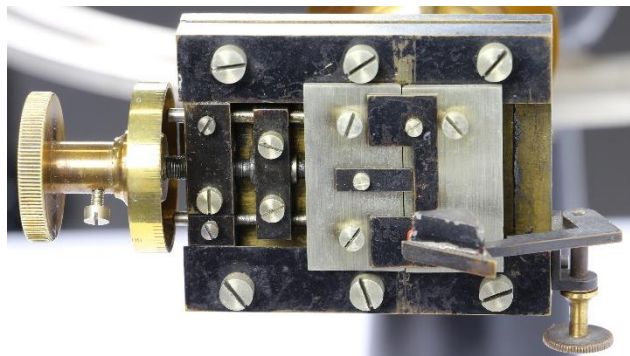


Abbildung 55: VI/22 Spaltapparatur mit geschwenktem Prisma

Das schwenkbare Beobachtungsrohr lässt sich durch eine an der Unterseite befindliche Schraube auf der Kreisscheibe festklemmen und durch eine seitlich dazu befindliche Schraube mit einer Anpresseinheit als Gegenspieler feinjustieren. Die Stellung des Rohres kann an einem Teilkreis mit Nonius und schwenkbarer Lupe eingestellt und abgelesen werden. Die Hauptskala besitzt 32 Skalenstriche mit einer Teilung von 0,25 und einer Beschriftung von 0 bis 30 in Teilschritten von fünf. Die darüber befindliche Noniusskala hat 25 Skalenstriche (Beschriftung in Fünferschritten), mit deren Hilfe auf ein Hundertstel abgelesen werden kann.

Das aufschiebbares Okular (Nicolokular in Abbildung 56) besitzt lediglich eine Öffnung von ca. 3 mm und einen befestigten Zeiger-Nonius mit 30 Skalenstrichen (von 0 bis 30), wobei bei 0 zwei eingeritzte Striche das genaue Ablesen der ersten beiden Skalenstriche erschweren. In Kombination mit der Winkelskala an der großen Kreisscheibe am Beobachtungsrohr kann eine Winkelstellung

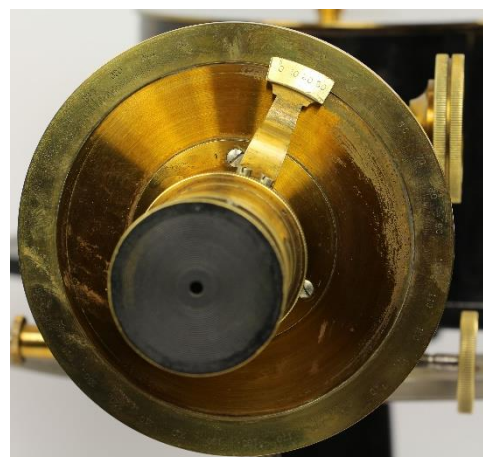


Abbildung 56: VI/22 Nicolokular mit Kreisscheibe

des Objektivs bis auf einzelne Grad und Winkelminuten abgelesen werden. Ebenso lässt sich durch eine adäquate Verstellschraube zum Spaltrohr die gesamte Apparatur um etwa 42 mm in der Länge verschieben. Zusätzlich ist noch ein Wechselokular vorhanden, welches keinen Zeiger besitzt (Abbildung 54).

Das Spektralphotometer nach König, eines der gebräuchlichsten für alle der weiter oben beschriebenen Zwecke, arbeitet mit auseinanderfallenden Spektren, einem Bisprisma als Vergleichsvorrichtung und senkrecht zueinander polarisierten Lichtströmen (Kohn, 1929, p. 1196). Aufgrund der kompakten Bauweise des Apparates ist jedoch die Einsehbarkeit der einzelnen Komponenten nur sehr bedingt möglich. Anhand der gefundenen Bedienungsanleitung aus dem Jahr 1898 lässt sich jedoch das Prinzip genau eruieren.

Als Monochromator und zur Zerlegung von weißem Licht in die Spektralfarben dient ein Spektroskop mit zwei vertikalen Spalten, dem Kollimatorsplatt S_1 und dem Okularspalt S_2 , den Objektiven I und II sowie dem Flintprisma P , wie im Strahlengang von Abbildung 58 ersichtlich. Wird der Deckel mit der Gravur „Franz Schmidt & Haensch, Berlin S“ vom Prismmentisch angehoben, so ist das gleichseitige, fest positionierte Prisma (am Prismmentisch angeklebt) mit Höhe von etwa 44 mm und ca. 47 mm Seitenlänge zu sehen, welches an einer Ecke leichte Beschädigungen aufweist (Abbildung 57).



Abbildung 57: Flintprisma von VI/22

Zur Betrachtung des Funktionsprinzips ist der Strahlengang in Abbildung 58 gezeigt. Der Okularspalt schneidet aus dem reellen, in der Brennebene ff des Objektivs II entstehenden Spektrums einen vertikalen Streifen heraus, sodass nur Licht eines kleinen Intervalls von Wellenlängen hindurchgelassen wird. Durch Drehen des Beobachtungsrohrs F um die Achse des Apparates, kann dieses Intervall durch die beliebige Lage im Spektrum begrenzt werden (siehe Vertikalschnitt Abbildung 58). Die Stellung von F kann am Teilkreis T_1 mittels des Nonius N_1 abgelesen werden und bestimmt dadurch die mittlere hindurchgelassene Wellenlänge (Franz Schmidt & Haensch, 1898, p. 2).

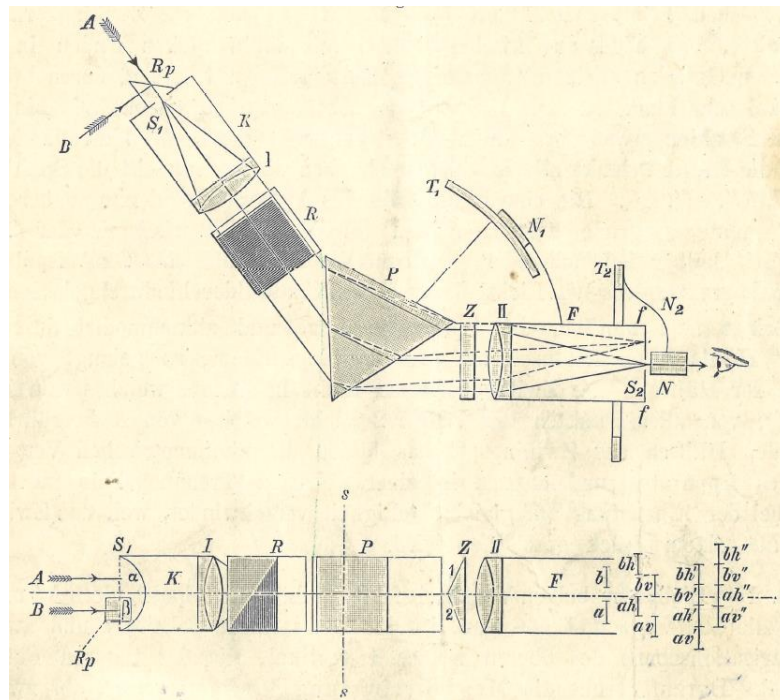


Abbildung 58: Strahlengang (Horizontalschnitt oben; Vertikalschnitt unten) von VI/22, nach Franz Schmidt & Haensch (1898, p.1)

Zur Vergleichung des einfärbigen, durch den Okularspalts S_2 tretenden Lichts der beiden Lichtquellen A und B, dient zunächst einmal der Spalt S_1 , der durch eine horizontale Brücke in zwei Spalte, α und β teilt (Abbildung 55). Vor β befindet sich das einschwenkbare Reflexionsprisma R_p (Vergleichsprisma), sodass α nur von A und β nur von B beleuchtet wird. In der Brennebene des Objektivs II entstehen dadurch zwei Spaltbilder b und a der Spalte β und α . In den Strahlengang ist vor dem eigentlichen Flintprisma P noch ein doppelbrechendes Wollaston-Prisma R eingeschaltet, dessen optische Achsen senkrecht zueinanderstehen.

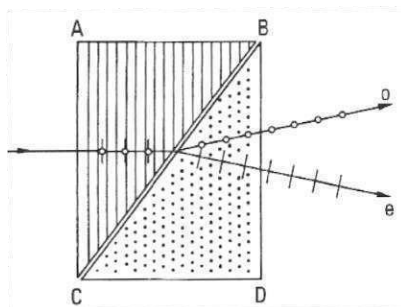


Abbildung 59: Strahlenverlauf im Wollaston-Prisma, nach Weber (2004, p. 559)

Das auf AC auftreffende unpolarisierte Licht in Abbildung 59, wird durch das Prisma ABC, dessen optische Achse parallel zur Zeichenebene liegt, in zwei senkrecht zueinander linear polarisierte Strahlen (o- und e-Strahl) aufgespalten, die zwar in gleicher, ursprünglicher Richtung, aber mit verschiedenen Geschwindigkeiten weiterlaufen. An der Kittstelle BC wird der senkrecht zur Zeichenebene schwingende, ordentliche Strahl o vom Einfallslot weggebrochen, da er im Prisma BCD (optische Achse senkrecht zur Zeichenebene) als außerordentlicher e-Strahl mit größerer Geschwindigkeit läuft. Umgekehrtes gilt für den e-Strahl (Weber, 2004, p. 559).

Anstelle der zwei Spaltbilder b und a , entstehen dadurch insgesamt vier b_h, b_v, a_h, a_v ; die Polarisationssebenen von a_h und b_h ist horizontal, die von a_v und b_v vertikal (Franz Schmidt & Haensch, 1898, p. 2).

Zwischen Flintprisma P und Objektiv II ist noch ein Zwillingsprisma Z eingeschaltet, bestehend aus zwei Einzelprismen mit kleinem brechenden Winkel. Im Vertikalschnitt von Abbildung 58 lenkt I von Z die Strahlen nach unten ab, es entstehen die Bilder b_h', b_v', a_h', a_v' . 2 lenkt die Strahlen nach oben ab und erzeugt die Bilder $b_h'', b_v'', a_h'', a_v''$. Der Apparat ist so berechnet, dass a_h'' und b_v' gerade zusammenfallen und nur das Licht dieser beiden Spaltbilder wird am Okularspalt hindurchgelassen. Diese beiden Hälften des Zwillingsprismas Z dienen als photometrische Vergleichsfelder und stoßen in einer scharfen Trennungslinie zusammen, welche aber bei gleicher Helligkeit verschwinden sollte. Von Feld 1 gelangt demnach nur Licht der Lichtquelle B , von Feld 2 nur Licht der Lichtquelle A ins Auge, wenn man durch das Objektiv II als Lupe hindurchschaut (Franz Schmidt & Haensch, 1898, p. 2).

Das Licht der beiden Vergleichsfeldern gehört den Spaltbildern b_v' und a_h'' an. Die Polarisationssebene des oberen Feldes 1 ist vertikal, die des unteren Feldes 2 horizontal. Das Prinzip der Messvorrichtung des Photometers beruht nun auf einem zwischen Okularspalt und Auge drehbaren Nicol N . Die zur Einstellung der gleichen Helligkeit der beiden Vergleichsfelder erforderliche Drehung (Winkel) wird mittels Zeiger N_2 an dem Teilkreis T_2 abgelesen.

Das Nicol bzw. Nicol'sche Prisma benützt dabei die Eigenschaft der Doppelbrechung von Kalkspat, um beim Durchgang durch diesen Kristall einen der beiden Strahlenbünde aus dem Strahlengang zu entfernen, wie in Abbildung 60 ersichtlich. Der Kalkspatkristall ist dabei in einer Diagonale aufgeschnitten und mit einer Kittschicht wieder zusammengekittet.

Der o-Strahl und der e-Strahl erfahren beim Eintritt in den Kristall unterschiedliche Brechungen. Der ordentliche o-Strahl wird dabei stärker gebrochen, da er senkrecht zur Zeichenebene schwingt. Der e-Strahl schwingt parallel und wird weniger stark gebrochen, da die Kittschicht für den e-Strahl ein dichteres, für den o-Strahl ein dünneres Medium bildet. Bei geeigneten Schnittwinkeln der Kristalle überschreitet der Einfallswinkel

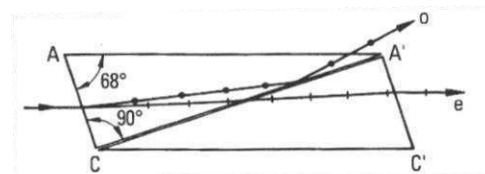


Abbildung 60: Strahlenverlauf im Nicol'schen Prisma im Hauptschnitt, senkrecht zur Kittstelle, nach Weber (2004, p. 555)

des o-Strahls an der Kittschicht den Grenzwinkel der Totalreflexion, sodass dieser Strahl abgelenkt wird (Eichler et al., 2016, p. 338; Weber, 2004, p. 555).

Messprinzip des Spektralphotometers

Wird das Nicol'sche Prisma N zunächst entfernt und der Beobachter akkommodiert durch das Objektiv II auf das Zwillingsprisma Z , so erschienen beide Flächen 1 und 2 dem Beobachter mit den Leuchtdichten L_1 und L_2 , wobei J_A der durch den Spalt α eintretende, und J_B durch den Spalt β eintretende Lichtstrom wiedergibt:

$$L_1 = k_B \cdot J_B \quad \text{und} \quad L_2 = k_A \cdot J_A \quad 26$$

Die beiden Faktoren k_B und k_A beinhalten die Größen der Fläche 1 und 2, die Lichtverluste infolge Aufspaltung in je vier Strahlen, sowie sonstige Lichtverluste und sind unabhängig der Lichtwellenlänge. Wegen unvermeidlicher Asymmetrien des Apparates gilt $k_A \neq k_B$.

Der Lichtstrahl, der von Feld 1 ins Auge des Betrachters gelangt, ist dabei vertikal (b_v'), der von Feld 2 horizontal polarisiert (a_h'). Das drehbare Nicol erlaubt nun, die beiden Vergleichsfelder auf gleiche Helligkeit einzustellen. Bei allen Bestimmungen gibt man zunächst dem Rohr F die Stellung laut Teilung T_I und Nonius N_I , um die gewünschte bzw. bestimmte Wellenlänge durch den Okularspalt zu lassen. Dann sind die Winkel zu ermitteln, um welche das Okularnicol gedreht werden muss, damit beide Felder gleiche Helligkeit haben (Franz Schmidt & Haensch, 1898, p. 4).

Zur besseren Erklärung siehe Abbildung 61 in Anlehnung an Franz Schmidt & Haensch (1898, p. 6):

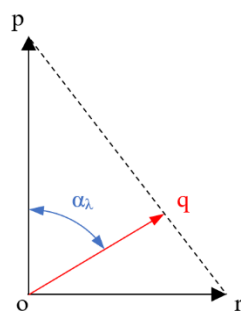


Abbildung 61:
Polarisationsebenen des
Nicols von VI/22

op: Polarisationsebene und Amplitude des Lichts des oberen, von der Lichtquelle B beleuchteten Feldes (Feld 1).

or: Polarisationsebene und Amplitude des Lichts des unteren, von der Lichtquelle A beleuchteten Feldes (Feld 2).

pq: Polarisationsebene des drehbaren Nicols N .

α_λ : Winkel zwischen oq und or bei gleicher Helligkeit beider Felder.

Ist die Polarisationsebene des Nicols oq parallel op bzw. or, so herrscht für den Beobachter im Feld 1 bzw. im unteren Feld 2 maximale Helligkeit, im jeweils anderen Feld maximale

Dunkelheit. Gleiche Helligkeit in beiden Felder herrscht nach dem *Gesetz von Malus* (Weber, 2004, p. 491):

$$L_1 \cdot \sin^2 \alpha = L_2 \cdot \cos^2 \alpha \Rightarrow \frac{L_2}{L_1} = \tan^2 \alpha \quad 27$$

Das Nicol lässt nur die zu seiner Polarisationssebene parallele Komponente von Licht durch. Die Intensitäten sind proportional den Amplitudenquadraten, woraus für gleiche Helligkeiten Gleichung 27 folgt (Franz Schmidt & Haensch, 1898, p. 6; Weber, 2004, p. 492). Durch Einsetzen von Gleichung 26 in 27 folgt mit $k = k_B/k_A$ (k ebenfalls unabhängig von der Wellenlänge):

$$\frac{J_A}{J_B} = k \cdot \tan^2 \alpha \quad 28$$

In der Bedienungsanleitung selber sind zum besseren Verständnis noch Anwendungsbeispiele genannt und sogar ein Beispiel einer tatsächlichen Versuchsreihe zur Bestimmung des Extinktionskoeffizienten eines Grünglases angeführt (Franz Schmidt & Haensch, 1898, p. 5). Dazu heißt es: „Von den Aufgaben, für deren Lösung das Spektralphotometer geeignet ist, seien hier nur folgende zwei behandelt: 1. Bestimmung der relativen spektralen Leuchtkraft von Lichtquellen auf eine Hefnerlampe“ (Franz Schmidt & Haensch, 1898, p. 4) und etwas später „Bestimmung von Extinktionskoeffizienten“ (Franz Schmidt & Haensch, 1898, p. 7). Darum wurde für den vorliegenden Messversuch das Spektralphotometer benutzt, um die Extinktion von Farbgläsern zu bestimmen.

Grundlagen der Messung zur Bestimmung der Extinktion

Nach dem *Gesetz von Lambert* gilt für die Absorption von senkrecht auf eine planparallele Platte der Dicke d auftreffende Strahlung die Strahlungsleistung Φ (Eichler, 2004, p. 243):

$$\Phi = \Phi_0 \cdot e^{-\varepsilon d}$$

ε ist eine Materialkonstante, der sogenannte Extinktionskoeffizient (Absorptionskoeffizient), der von der Wellenlänge abhängt. Die Proportionalität von absorbierte Strahlungsleistung und Schichtdicke bzw. das sich daraus ergebende Exponentialgesetz wird auch *Lambert'sches Absorptionsgesetz* bezeichnet (Lüders & Pohl, 2010, p. 354). Für den Lichtstrom gilt folglich:

$$J = J_0 \cdot e^{-\varepsilon d} = J_0 \cdot e^{-E} \quad 29$$

Dabei ist J_0 der einfallende Lichtstrom an der Stelle 0 des Mediums, J der Lichtstrom nach Durchgang durch die Platte. Die Extinktion E ist ein Maß für die Abschwächung einer Strahlung nach Durchqueren eines Mediums (Platte der Stärke d). Die Extinktion der Platte ist demnach:

$$E = \varepsilon \cdot d \tag{30}$$

ϵ und E sind folglich von der Wellenlänge des verwendeten Lichts abhängig: $E(\lambda)$.

Eine weitere Schwächung des Lichtstromes neben der Absorption beim Durchgang, entsteht durch Reflexion an den Grenzflächen. Dabei ist der Reflexionsgrad eine Funktion des Einfallswinkels. Für senkrecht einfallendes Licht ist der Reflexionskoeffizient ρ nach *Fresnel* (Demtröder, 2017, p. 223):

$$\rho = \left(\frac{n-1}{n+1}\right)^2 \text{ (n: Brechzahl des Glases)} \quad 31$$

Theoretisch könnte der Reflexionsverlust berechnet werden. Experimentell besser ist es, den Reflexionsverlust durch Einschalten einer farblosen Platte von möglichst gleichem Brechungsindex in den zweiten Strahlengang einzuschalten, um dadurch auf beiden Wegen den Verlust annähernd gleich zu machen.

Um nun die Extinktion von Farbgläsern zu bestimmen, die vor die Spalte geschaltet werden, muss zunächst die gewünschte Wellenlänge des Lichts am Nonius N_1 eingestellt werden. Ohne Gläser vor den Spalten wird die Stellung des Nicols für gleiche Helligkeiten in allen vier Quadranten gesucht und die zugehörigen Winkel $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3, \alpha_4$ am Nonius N_2 abgelesen. Dann werden die Gläser vorgeschaltet und die entsprechenden Winkel nochmals bestimmt: $\alpha_1', \alpha_2', \alpha_3', \alpha_4'$. Die Winkelablesungen sind in Abbildung 62 dargestellt:

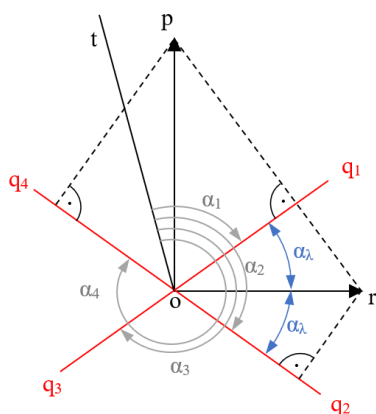


Abbildung 62: Einstellungen des Okularnicols N

- op: Polarisationssebene des Lichts von B von Feld 1 (oben)
- or: Polarisationssebene des Lichts von A Feld 2 (unten)
- oq_i: Polarisationssebene des Nicols bei der Einstellung auf gleiche Helligkeit im i -ten Quadranten
- ot: Nulllinie der Winkelzählung
- α_i : Winkel zwischen ot und oq_i
- α_λ : Winkel von oq₁ und or bei gleicher Wellenlänge λ

Wie aus Abbildung 62 ersichtlich ist, ergibt sich der zu bestimmende Winkel α_λ aus den vier abgelesenen Winkeln $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3, \alpha_4$:

$$\alpha_\lambda = \frac{\alpha_1 - \alpha_2 + \alpha_4 - \alpha_3}{4} \quad 32$$

Ebenso findet man den Winkel, wenn die Gläser vor den Spalten sind:

$$\alpha_\lambda' = \frac{\alpha_1' - \alpha_2' + \alpha_4' - \alpha_3'}{4} \quad 33$$

Nun sei J_{A_λ} der durch den Spalt α eintretenden Lichtstrom der Wellenlänge λ bei freien Spalten und J_{A_λ}' bei vorgeschalteten Gläsern. Analog für J_{B_λ} und J_{B_λ}' die durch β eintretenden Lichtströme. Nach Gleichung 29 gilt:

$$J_{A_\lambda}' = \rho \cdot J_{A_\lambda} \cdot e^{-E_\lambda} \quad \text{und} \quad J_{B_\lambda}' = \rho \cdot J_{B_\lambda} \quad 34$$

Der Faktor ρ in Gleichung 34 stellt der Koeffizienten für Reflexionsverluste dar, die für beide Lichtwege gleich angenommen werden. Durch Einsetzen von 34 in 28 erhält man:

$$\frac{J_{A_\lambda}}{J_{B_\lambda}} = k \cdot \tan^2 \alpha_\lambda \quad \frac{J_{A_\lambda}'}{J_{B_\lambda}'} = k \cdot \tan^2 \alpha_\lambda'$$

$$\text{Aus 29 folgt weiters: } \frac{J_{A_\lambda}}{J_{B_\lambda}} = \frac{J_{A_\lambda}' \cdot e^{-E_\lambda}}{J_{B_\lambda}'} \Rightarrow k \cdot \tan^2 \alpha_\lambda' \cdot e^{-E_\lambda} = k \cdot \tan^2 \alpha_\lambda$$

Durch Umformen ergibt die Extinktion E_λ sowie den Extinktionskoeffizienten ε_λ nach 30:

$$E_\lambda = 2 (\ln \tan \alpha_\lambda - \ln \tan \alpha_\lambda') \quad 35$$

$$\varepsilon_\lambda = \frac{2 (\ln \tan \alpha_\lambda - \ln \tan \alpha_\lambda')}{d} \quad 36$$

Mit dieser Methode der Ermittlung der Winkelstellung des Nicols wurde der Versuch mit Farbgläsern durchgeführt.

4.2.3.2 Messaufbau und Messdurchführung

Die erste Aufgabe bestand in der Feststellung der Dispersion des Flintprismas und damit der Eichung des Spektrometers, d.h. die am Okularspalt durchgelassene Wellenlänge in Abhängigkeit von der Stellung des Nonius N_I zu bestimmen. Dazu dienten die beiden Spektrallampen Helium He/10 und Quecksilber Hg/100. Beide Spektrallampen wurden im ersten Versuch gleichzeitig gemessen, indem die Spektrallampe Hg/100 in einem Abstand von ca. 50 mm vor dem Spalt S_I (α) und He/10 für das Vergleichsspektrum im rechten

Winkel zum Spaltrohr bzw. zu S_I in einem Abstand von ca. 50 mm vom Reflexionsprisma Rp (β) positioniert wurde. Die Aufstellung der Spektrallampen wurde wie bei Abbildung 58 (Horizontalschnitt) aufgebaut, wobei Hg/100 der Lichtquelle A und He/10 der Lichtquelle B entsprach. Nach vielen Versuchen wurde festgestellt, dass die besten Ergebnisse zur Scharfstellung erzielt werden, wenn der Spaltapparat bzw. das Kollimatorrohr K ganz ausgefahren wird.

Durch Drehen des Rohres F um die Achse ss kann bei passender Spaltbreite und bestimmter Stellung N_I erreicht werden, dass ein monochromatisches Bild entsteht. Der Betrachter schaut dabei ohne aufgeschobenes Nicolokular und auch ohne dem Hilfsokular direkt auf die photometrischen Vergleichsfelder des Zwillingsprismas Z . Die Längsverstellung des Objektives II im Rohr F , genauer gesagt das Verlängern vom Ausgangszustand, bewirkte ein Vergrößern der Spektrallinien im Sichtfeld. Daher wurde zuerst im eingefahrenen Zustand eine Spektrallinie grob gesucht, durch Festziehen der Verstellerschraube das Rohr F am Prismentisch fest verklemmt und mittels Objektiv die Spektrallinien in die Sichtfeldgrenzen der Vergleichsfelder vergrößert. Durch die Feinverstellung konnte dann die Stellung des Nonius N_I auf der Skala abgelesen werden.

In einem zweiten Versuch wurden die Spektrallinien nochmals gemessen, wobei der gesamte Messaufbau nach einer längeren Zeit neu aufgebaut wurde. Hierbei wurden die Spektrallampen nacheinander als Lichtquelle A aufgebaut und nacheinander gemessen, ohne zweiter Lichtquelle bzw. Vergleichsspektrum.

Der Messaufbau zur Bestimmung der Extinktion wurde an die Ausführungen der Bedienungsanleitung angelehnt, wie in Abbildung 63 zu sehen ist. Dabei wurde als Lichtquelle K die Glühlampe 6V/30W betrieben, bei der eine Mattglasscheibe direkt vorgeschaltet wurde. Diese war notwendig, um diffuses Licht zu erzeugen, da ansonsten keine gleichmäßig ausgeleuchteten Vergleichsfelder herstellbar waren. Diese Lichtquelle sendete auf zwei Wege, 1 bzw. 2, Licht in den oberen bzw. unteren Spalt. Der Abstand 1 von K zum Spalt war dabei etwa 400 mm, der Abstand des Spiegels in 2 zum Reflexionsprisma etwa 180 mm. 70 mm vor dem Spalt in 1 (entspricht d_1) und etwa 50 mm vor dem Spalt in 2 (entspricht d_2) wurden mittels zwei Lochblendenhalterungen jeweils Farbgeläser vorgeschaltet.

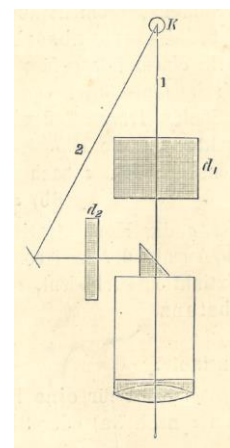


Abbildung 63:
Messaufbau von VI/22
für Bestimmung der
Extinktion, nach Franz
Schmidt & Haensch
(1898, p.7).

Im Lichtweg 1 wurde Blau-, Rot- und Grünglas eingesetzt. Im Lichtweg 2 ein Gelbglas, weil kein transparentes Glas ähnlicher Brechzahl vorhanden war. Die korrekte Ausleuchtung beider Spalte und damit die korrekte Stellung von Spiegel und Reflexionsprisma, wurden dann durch die Vergleichsfelder geprüft. Dazu wird kein Okular verwendet und beide Felder sollten gleich hell ausgeleuchtet sein.

Die zuvor ermittelten Wellenlängen durch Eichung des Apparates werden zuerst am Nonius N_I und T_I eingestellt. Dann ist der Winkel des Okularnicols für alle vier Quadranten zu ermitteln, bei dem beide Felder gleich hell erscheinen. Zuerst ohne Gläser vorgeschaltet – „Spalte frei“ – und anschließend mit vorgesetzten Farbgläsern. Der Versuchsaufbau wird dabei nicht verändert, sondern lediglich die Farbgläser in die Halterungen geschoben.

Generell musste auf eine korrekte Ausrichtung sowie optische Zentrierung geachtet werden, um eine gute Ausleuchtung und Helligkeit zu erreichen.

Die Farbgläser bzw. Farbfilter sind von AGFA-GEVAERT in einer Abmessung von 8 x 8 cm hatten folgende Dicken, gemessen mit Mikrometerschraube:

- Gelbglas: 3,05 mm (ohne Bezeichnung)
- Blauglas: 2,81 mm (Bezeichnung „U449“)
- Grünglas: 3,26 mm (Bezeichnung „U532“)
- Rotglas: 2,40 mm (Bezeichnung „L622“)

4.2.3.3 Messergebnisse

Eichung und Ausmessung der Spektrallinien

Obwohl in der Bedienungsanleitung die Eichung mithilfe des Hilfsokulars beschrieben ist, kann dieses für Ausmessungen der Spektrallinien nicht verwendet werden. Die Vergrößerung ist zu stark, sodass eine Spektrallinie nicht mittig in das Sichtfeld eingestellt werden kann. Die Vergleichsfelder bestehen aus zwei direkt übereinanderliegenden, quadratischen Feldern, wobei das obere Feld der untere Spalt ist. Das bedeutet, dass die He-Lampe im oberen Feld, die Hg-Lampe im unteren Feld zu beobachten war.

Die Spektrallinien sind als breite, durchgehende Flächen zu sehen, auch bei geringster Vergrößerung sind es keine tatsächlich feinen Linien. Die Linienkante ist etwas verwischt, besonders wenn die Linie zur genauen Messung im Sichtfeld vergrößert wird. Doppellinien sind nicht zu erkennen. Durch eine Spaltbreitenwahl von $b = 20$ Skt waren jegliche Farben

gut zu erkennen. Bei einer Spaltbreite von $b = 10 \text{ Skt}$ wird eine Messung ab der Farbe Blau, aufgrund fehlender Intensität, schwierig.

Bei der zweiten Ausmessung, ohne zweite Lichtquelle (mit einer Spektrallampe), wurde festgestellt, dass das obere Feld zum unteren leicht nach rechts verschoben ist. In Abbildung 64 ist diese Verschiebung zu erkennen. Es stellt die gelbe und grüne Hg-Linie dar, wie sie ungefähr ohne Okularvergrößerung zu sehen waren (grün ist etwas überbelichtet). Die abgelesenen Skalenwerte sind nach Farbe und Spektrallampe (Element) in Tabelle 14 aufgelistet, wobei der Mittelwert errechnet sowie die Wellenlänge zugeordnet wurde. Bei den Wellenlängen wurde ebenfalls der Mittelwert bei der gelben Hg-Linie sowie der blauen He-Linie errechnet, da Doppellinien nicht erkennbar waren und daher nur ein Mittel gebildet werden konnte.

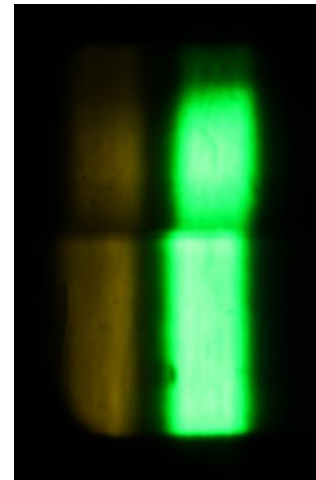


Abbildung 64: VI/22 Aufnahme durch das Okularnicol, Hg-Linien

Tabelle 14: VI/22 Eichung des Apparates nach Hg- und He-Spektrallinien

Name	Farbeindruck	Element	Skalenwert N_1		Mittelwert	Wellenlänge
			Messung 1	Messung 2	$\bar{N}_1 \text{ [Skt]}$	$\lambda_L \text{ [nm]}$
	rot	He	11,50	11,51	11,51	667,82
d	gelb	He	12,15	12,15	12,15	587,56
	gelb	Hg	12,22	12,24	12,23	578,02
e	grün	Hg	12,56	12,61	12,59	546,07
	blaugrün	He	13,26	13,26	13,26	501,57
	blau	He	14,43	14,40	14,42	447,15
g	blau	Hg	14,70	14,73	14,72	435,84
h'	violett	Hg	15,80	15,79	15,79	406,22

Bestimmung der Extinktion

Die Abbildung 65 zeigt die Sicht auf die beiden Vergleichsfelder, wobei das obere und untere Feld durch die Stellung des Nicolokulars jeweils einmal abgedunkelt wurde. Die Winkelmessungen konnten lediglich bis etwa 500 nm durchgeführt werden (Tabelle 15 und 16), da bei kleinerer Wellenlänge die Helligkeit so stark nachließ, dass ein Vergleich nicht mehr ordentlich durchgeführt werden konnte. Bei Blauglas konnte auch bereits im grünen Farbbereich keine ordentliche Messung mit der Helligkeit der Vergleichsfelder durchgeführt werden. Diese Messungen wurden dann eingestellt. Rotglas absorbierte dabei so stark, dass nur Durchlässigkeit bei großen Wellenlängen gesehen wurden. Aufgrund der vollständigen Absorption bei allen anderen Wellenlängen, wurden keine Messungen durchgeführt.

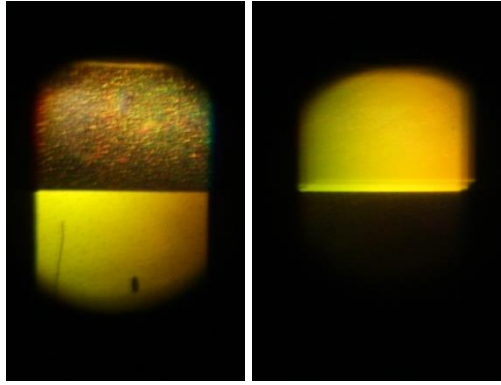


Abbildung 65: Vergleichsfelder von VI/22 bei einer Wellenlänge von 578 nm, beide Felder sind einmal abgedunkelt

 Tabelle 15: VI/22 Bestimmung der Extinktion E von Grün- und Blauglas nach Gleichung 35 (Winkel in Grad)

Grün­glas			
Wellenlänge	α	α'	Extinktion E
667,82 nm	45,50°	36,05°	0,67 ± 0,11
587,56 nm	58,25°	29,00°	2,14 ± 0,11
578,02 nm	52,12°	26,40°	1,91 ± 0,11
546,07 nm	53,10°	48,00°	0,37 ± 0,11
01,57 nm	57,37°	29,63°	2,03 ± 0,11
Blauglas			
Wellenlänge	α	α'	Extinktion E
667,82 nm	45,50°	37,57°	0,55 ± 0,11
587,56 nm	58,25°	26,89°	2,33 ± 0,11

 Tabelle 16: VI/22 Messergebnisse der Winkelstellung Nicolokular N_2

		Spalte frei – Drehungswinkel des Nicols N_2				
λ_L [nm]	Stellung N_1 [Skt]	α_1	α_2	α_3	α_4	α
667,82	11,51	81°00′	168°40′	258°22′	352°44′	45,50°
587,56	12,15	61°65′	175°17′	238°01′	357°51′	58,25°
578,02	12,23	76°05′	181°00′	248°48′	353°30′	52,12°
546,07	12,59	66°48′	182°30′	252°51′	353°00′	53,10°
501,57	13,26	66°30′	180°09′	242°18′	357°45′	57,37°

		Spalt oben: grün/blau; Spalt unten: gelb; N_2					
λ_L [nm]	Stellung N_1 [Skt]	Farb- glas	α_1'	α_2'	α_3'	α_4'	α'
667,82	11,51	grün	92°05′	169°01′	276°16′	343°31′	36,05°
		blau	77°00′	153°55′	265°31′	338°53′	37,57°
587,56	12,15	grün	94°30′	149°31′	277°25′	338°26′	29,00°
		blau	93°21′	153°30′	281°18′	328°62′	26,89°
578,02	12,23	grün	97°18′	153°49′	279°02′	324°40′	26,40°
546,07	12,59	grün	69°01′	173°16′	264°31′	353°01′	48,00°
501,57	13,26	grün	95°40′	156°25′	271°10′	328°33′	29,63°

Fehlerrechnung

Nach Gleichung 35 gilt für die Ableitung:

$$\begin{aligned} E &= 2 (\ln \tan \alpha - \ln \tan \alpha') \\ dE &= 2 \left(\frac{d\alpha}{\tan \alpha \cdot \cos^2 \alpha} - \frac{d\alpha'}{\tan \alpha' \cdot \cos^2 \alpha'} \right) \\ dE &= 4 \left(\frac{d\alpha}{\sin 2\alpha} - \frac{d\alpha'}{\sin 2\alpha'} \right) \end{aligned} \quad 37$$

Nach dem *Fehlerfortpflanzungsgesetz von Gauß* (Tipler et al., 2015, p. 18) gilt nun für den Fehler ΔE der Extinktion:

$$\Delta E = \frac{\pi}{45} \sqrt{\left(\frac{\Delta \alpha}{\sin 2\alpha} \right)^2 + \left(\frac{\Delta \alpha'}{\sin 2\alpha'} \right)^2} \quad 38$$

Für einen mittleren Winkel mit $\alpha \approx 55^\circ$ und $\alpha' \approx 30^\circ$ und der Annahme, dass beide Winkel mit einem Fehler von $\pm 1^\circ$ behaftet sind (Erfahrung während der Winkelablesung des Nicolokulars), also $\Delta \alpha = \Delta \alpha' = \pm 1^\circ$, ergibt sich dadurch einen Fehler von:

$$\Delta E = \pm 0,11$$

4.2.3.4 Diskussion

Die Inbetriebnahme, der Messaufbau sowie die korrekte Ausleuchtung des Spektralphotometers erwies sich als äußerst schwierig und musste mit großer Sorgfalt erfolgen. Auch mithilfe der Bedienungsanleitung blieben praktische Umsetzungen oft unbeantwortet und dies bedeutete einen hohen Zeitaufwand, besonders bei der Einstellung der Helligkeit für die Vergleichsfelder.

Im Allgemeinen war die Dispersion eine schwächere wie erwartet. Doppellinien oder dergleichen wurde nicht aufgelöst, generell waren auch wenig Spektrallinien zu sehen. Aus diesem Grund konnten insgesamt nur acht Spektrallinien zur Eichung herangezogen werden. Die Messwiederholung der Eichung des Apparates zeigte dagegen eine recht gute Wiederholbarkeit, obwohl zwei etwas unterschiedliche Messaufbauten verwendet wurden.

Die Messung anhand des Okularnicols stellte sich ebenfalls als sehr anspruchsvoll heraus. Der Messaufbau war äußerst anfällig auf kleinste Veränderungen. Die Einstellung und Suche

von gleichen Helligkeiten in beiden Feldern war bei bestimmten Wellenlängen bzw. Farben oft nicht eindeutig identifizierbar und hatte eine nicht zu unterschätzende Subjektivität. Zwischen zwei Beobachtern konnten bereits gewisse Differenzen bemerkt werden. Die Ermittlung der Winkelstellung wirkte auch weniger eindeutig und somit, für mein Ermessen, die Genauigkeit der Ablesung zu überdimensioniert. Dies ist auch der Grund für den recht hohen Messfehler bzw. die Messungenauigkeit.

Bei den kleineren Wellenlängen, insbesondere ab Blau, und in den Grenzbereichen des sichtbaren Spektrums, war die Messung der Farbgläser aufgrund fehlender Intensität an den Vergleichsfeldern nicht mehr möglich. So konnten lediglich qualitative Aussagen getätigt werden. Es muss aber nochmals erwähnt werden, dass die Messung der Extinktion in Relation gesehen werden muss, da aufgrund fehlender transparenter Glasscheibe die Extinktionen sich an gelbem Glas orientieren und dieses als Vergleich diene.

Das rote Glas (oder Rotfilter) zeigte nur Durchlässigkeit in Rot. Wellenlängen unter 600 nm wurden vollständig absorbiert, sodass keine Messungen durchgeführt werden konnten.

Beim blauen Glas (oder Blaufilter) zeigte sich ebenso starke Absorption, sodass Messungen bei Blau nicht weiter durchgeführt wurden.

Die Extinktionen im grünen Glas (oder Grünfilter) sind je nach Wellenlänge doch sehr unterschiedlich, teilweise erheblich und wieder gering. Auch nach mehrmaliger Kontrolle und mehrmaliger Messung können Messfehler oder Rechenfehler ausgeschlossen werden.

4.3 Historische Gitterspektralapparate

Gitterspektralapparate unterscheiden sich im Aufbau nicht von Prismenapparaten. Dabei gibt es für beide Typen eine Einteilung in solche mit beweglichem Fernrohr und festem Gitter, und solche mit festem Fernrohr und beweglichem Gitter. Transmissionsgitter finden im Allgemeinen nur Anwendung bei Apparaten mit beweglichem Fernrohr (Meissner, 1929, p. 1336). Die Konkavgitter haben demgegenüber einen gänzlich anderen Aufbau.

4.3.1 Konkavgitter nach Rowland

Das Konkavgitter nach Rowland ist bereits beim Kapitel über Franz Exner und seine spektralanalytischen Arbeiten erwähnt worden (siehe Kapitel 2.2.2) und zählte damals zu den wichtigsten Gittern für Spektraluntersuchungen. Dadurch, dass die Gitterteilung des Gitters nicht auf einer Planfläche, sondern auf einer Kugelfläche (oder Zylinderfläche) ausgeführt ist, besitzt das Konkavgitter neben der beugenden, ebenfalls eine abbildende Wirkung, die ohne zusätzliche Optik (wie bei einem Planspiegel) auskommt (Meissner, 1929, p. 1338).

Das Konkavgitter wurde als erstes von Rowland vollständig behandelt, der eine sinnvolle Kombination aus Fokussierung und Gitterwirkung erzielte. Er zeigte, dass der Krümmungsradius der Gitterfläche zugleich der Durchmesser eines speziellen Kreises ist. Jede auf diesem Kreis platzierte Lichtquelle wird auf dem Kreis mittels Dispersion abgebildet, wenn die Gitter so gemacht werden, dass die Gitterkonstante d konstant auf die Sekante der kugelförmigen Oberfläche ist (Zissis, 1995, p. 5.5-5.7). Das heißt, die Abstände der Linien des Gitters sind nicht konstant entlang des Oberflächenbogen des Spiegels, sondern konstant entlang einer Sekante bzw. Kreissehne aus unendlicher Betrachtung (James & Sternberg, 1969, p. 80). Dabei ist beim Konkavgitter mit Krümmungsradius r der Ort scharfer Spektrallinien ein das Gitter tangierender Kreis mit dem Radius $r/2$, wenn der Spalt sich ebenfalls an einer Stelle dieses Kreises befindet (Rowland, 1883, p. 203). Dies ist der *Rowland'sche Kreis* oder *Rowlandkreis*. Die Abbildung eines Konkavgitters ist jedoch astigmatisch. Der Astigmatismus wirkt so, dass eine Punktquelle (bzw. der Spalt) am Rowland-Kreis als vertikale Linie senkrecht zur Kugelebene abgebildet wird (Zissis, 1995, p. 5.7). Jeder Punkt des Spaltes S wird als, mehr oder weniger kurze, den Gitterstrichen parallele Linie abgebildet, sodass die den verschiedenen Punkten des Spaltes entsprechenden

Bilder sich überdecken – ein leuchtender Spalt wird zu einer Linie auseinandergezogen (Meissner, 1929, p. 1338). Ist die Dispersion ausreichend groß, kann es zu Überlappungen der verschiedenen Ordnungen kommen. Um bei der Benützung eines langen Spaltes scharfe Linien zu erhalten, ist es daher nötig, den Spalt genau parallel zu den Gitterstrichen einzustellen (Meissner, 1929, p. 1338).

Das Prinzip des Rowland'schen Kreises ist in Abbildung 66 zu sehen.

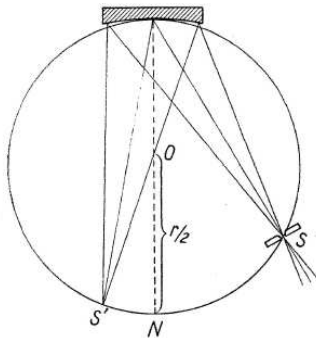


Abbildung 66: Rowland'scher Kreis, nach Meissner (1929, p. 1338)

In der Nähe der Gitternormalen N ist das erhaltene Spektrum annähernd „normal“, d.h. die Abstände der Spektrallinien sind proportional der Wellenlängendifferenz. Je mehr man sich von der Normalen entfernt, umso weniger ist die Normalität erfüllt. Es ändern sich die Verhältnisse in der Art, dass der Quotient Linienabstand/ Wellenlängendifferenz (entspricht der Dispersion) mit wachsender Entfernung von N zunimmt (Meissner, 1929, p. 1338).

Um die Spektra dauernd auf dem Rowland'schen Kreis zu erhalten, muss also der Spalt und der Schirm (Abbildung des Spaltes S') sich stetig auf diesem Kreis befinden. Dies wird durch verschiedene Methoden erreicht, wobei die *Montierung* oder *Anordnung nach Rowland* (Abbildung 67) am einfachsten und sinnvollsten erscheint. Diese Versuchsanordnung wurde ebenso von Exner in seinen Untersuchungen verwendet (siehe 2.2.2).

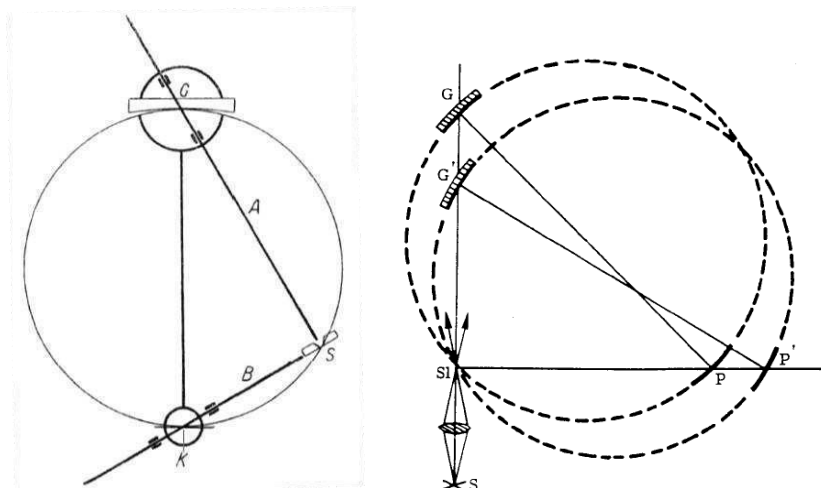


Abbildung 67: Rowland'sche Montierung, links nach Meissner (1929, p. 1339) und rechts nach Zissis (1995, p. 5.10)

Bei dieser Montierung bleibt der Spalt S bzw. SI fest positioniert, hingegen sind das Gitter G und die Kamera K bzw. P fest miteinander verbunden und so montiert, dass sie sich auf zueinander senkrechten Schienen A und B verschieben können. Dabei sind G und K

wiederum auf eigenen drehbaren Schienenträgern, die sich zueinander ausrichten können. Die senkrechte Verschiebung ist beim rechten Bild in zwei Positionen gezeigt, $G-P$ und $G-P'$. Durch diese Vorrichtung ist gewährleistet, dass Spalt, Normale (Schirm) und Gittermitte (Gitter) sich immer auf dem Rowland'schen Kreis bewegen (Meissner, 1929; Zissis, 1995, p. 5.10).

4.3.2 VI/25 Rowlandgitter

4.3.2.1 Beschreibung

Das laut Inventar „Original Rowland Konkavgitter in Holzkassette“ (Abbildung 68) ist eine einzige quadratische Bleiplatte 124 x 124 x 15,5 mm, auf die ein hochempfindliches kreisrundes Spiegelmetall (Spiegelbronze) mit etwa 118 mm Durchmesser aufpoliert ist. Das in der Mitte dieser Scheibe rechteckig aufgebrachte Gitter hat Abmaße von 108 x 45 mm. Der Großteil der Oberfläche des Gitters ist fleckig und darf aufgrund der Empfindlichkeit keinesfalls gereinigt oder überhaupt berührt werden (Gefahr des Zerstörens des Gitters).

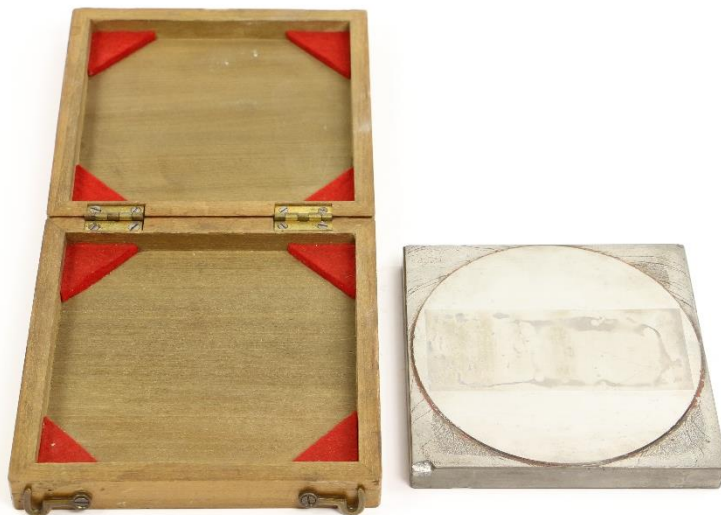


Abbildung 68: VI/25 Rowland-Konkavgitter mit Holzetui

Auf der Spiegelfläche, unterhalb und oberhalb des Gitters, ist ein je dreizeiliger Schriftzug in Schreibschrift auf Englisch aufgetragen, wie Abbildung 69 zeigt. Ein Schriftzug (Abbildung 69 unten) ist dabei schwieriger zu lesen und abzufotografieren. Die am Ende des Satzes notierten beiden Jahreszahlen sind deutlich zu erkennen – 1894 sowie 1895.

Mit Vorbehalt bedeuten die beiden Schriftzüge:

*"Plate prepared for ruling at the astronomical and
Physical instrument units yd [yard] a Brashear
Allegheny City Pennsylvania USA 1894"*

*"Ruled Ready with Engine Johns Hopkins Uvty
Baltimore Inc USA 1895
Radius 15 feet"*

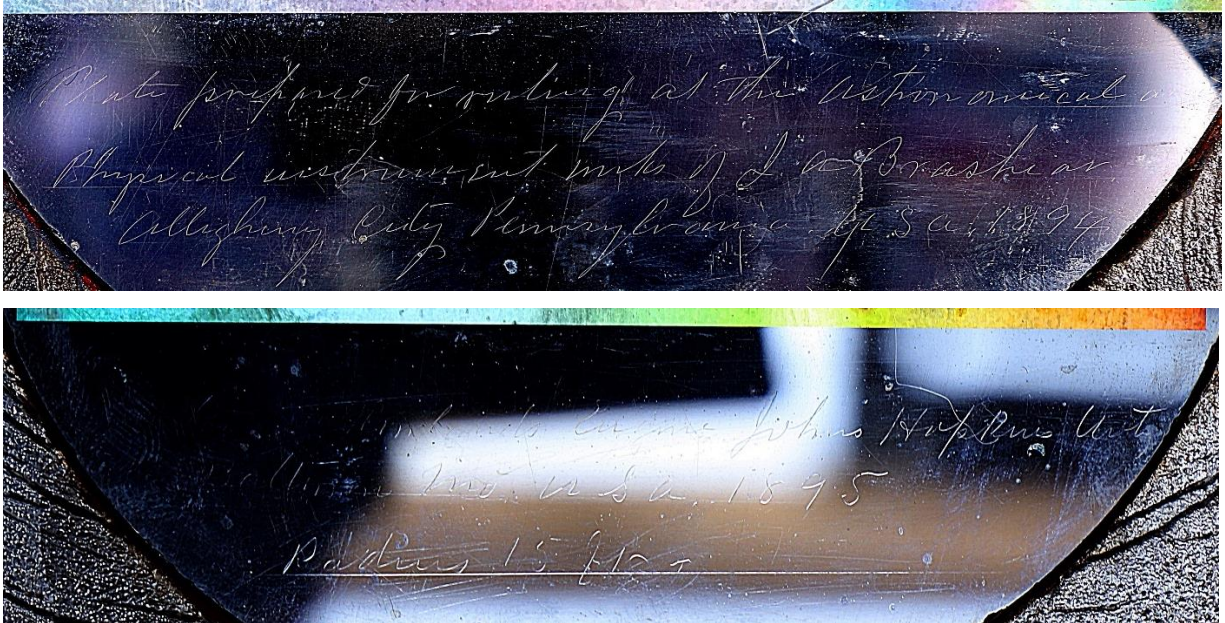


Abbildung 69: VI/25 Schriftzug Rowland-Konkavgitter

Die wichtigste Aufgabe war eine mögliche Bestimmung des Radius des Rowland-Kreises.

4.3.2.2 Messaufbau und Messdurchführung

Wie bereits erwähnt, wurde für den Messaufbau die Anordnung nach Rowland eingesetzt, wobei aufgrund der nötigen Mittel jedoch das Gitter und der Schirm fest positioniert und der Spalt mit der Lichtquelle bewegt wurden. In der ursprünglichen Anordnung ist dies genau umgekehrt (4.3.1), aber vom Prinzip adäquat wie Abbildung 67 (links). Die allgemeine Bestimmung des Rowlandkreises wurde anhand der Fokussierung der Spektrallinien 1. Ordnung sowie der nullten Ordnung (Spalt) durch mehrere Versuche und Aufbauten angenähert.

Als Lichtquelle wurde die übliche Spektrallampe mit Hg/100 verwendet, die mit einem direkt dahinter befindlichen Spalt, gemeinsam auf einem optischen Reiter fest zueinander positioniert waren. Somit konnte dies als eine Einheit bewegt werden, ohne die Abstände zueinander zu verändern. Ebenso wurden die Spektrallampen He/10, Na/10 sowie Cd/10

untersucht. Die Spaltweite wurde entsprechend Lichtintensität und Auflösungsvermögen (Darstellungsfähigkeit) gewählt. Insgesamt muss aufgrund der eher intensitätsschwachen Lichtquellen für diesen großflächigen Gebrauch auf eine gute Abdunkelung hingewiesen werden. Nach vielfältigsten Aufbauten und Versuchen konnte das Spektrum am Schirm korrekt abgebildet und fokussiert werden, wobei neben dem eigentlichen Rowlandkreis eine weitere Methode umgesetzt wurde. Aufgrund der großen Dimension des Rowlandkreises wurde zusätzlich hinter dem Spalt und im Brennpunkt des Spalts eine Linse auf den optischen Reiter platziert. Dadurch konnten die Abstände wesentlich verkürzt und die Strahlungsintensität der Spektrallinien erhöht werden. Es wurde eine Quarzlinse mit 190 mm Brennweite verwendet, die gegenüber einer Glaslinse eine etwas größere Intensität zeigte, besonders im blauen Farbbereich und im UV-Spektrum. Beide Spektren wurden nach erfolgreichem Messaufbau zur Gegenüberstellung zuvor mit denselben Einstellungen abgelichtet und die Aufnahmen verglichen.

Das Konkavgitter wurde mittels Grundplatte und Halterungen vertikal aufrecht positioniert und mit einem Labortisch auf die optische Höhe des Spaltes gebracht. Der gesamte Aufbau wurde aufgrund der großen Grundfläche auf dem Fußboden oder auf Tischen durchgeführt. Normal auf das Gitter wurde mit einem weißen Fotopapierkarton ein Schirm gebildet, der durch drei Stativstangen an den entsprechenden Rowlandkreis gebogen werden konnte. Der Rowlandkreis wurde mithilfe eines markierten Mittelpunktes (Mittelpunkt von Gitter und Schirm) und einem Faden gewährleistet. Die Abstände zueinander musste daher bei jedem Aufbau immer wieder überprüft werden. Der Rowlandkreis wurde auch mithilfe dieses Fadens und Kreide auf dem Boden markiert, um eine schnellere, ungefähre Adaptierung zu ermöglichen.

Zur Bestimmung des ungefähren Rowlandkreises wurden zu Beginn alle drei Komponenten, Spalteinheit mit Lichtquelle, das Gitter und der Schirm, auf Wägelchen gegeben um diese zueinander einfach verschieben zu können. Nach Eingrenzung möglicher Abstände wurden die Wagen weggelassen und aufwändiger die Abstände direkt am Fußboden verändert. Dabei ist wichtig zu erwähnen, dass beim optischen Reiter der Spalt auf dem Rowlandkreis positioniert wurde, nicht die Lichtquelle oder die Linse. Der Messaufbau nach Rowland kann in Abbildung 70 in beiden Varianten betrachtet werden. Durch Zwischenschalten einer runden Blende zwischen Spalt und Quarzlinse mit Durchmesser von ca. 26 mm, konnte die Länge der Spektrallinien (vertikale Linien) begrenzt werden, sodass die verschmierten Enden beim kleineren Radius abgeblendet wurden. Dies bewirkte eine klarere Abbildung

der Linie. Am Schirm wurde zusätzlich ein Millimeterpapier Format A3 aufgeklebt, um die abgebildeten Spektrallinien später ausmessen zu können (war lediglich bei der Variante mit dem kleinen Rowland-Radius möglich). Die Ausmessung erfolgte einerseits durch Fotoaufnahmen sowie andererseits durch Ausmessen der markierten Linien direkt auf dem Papier.

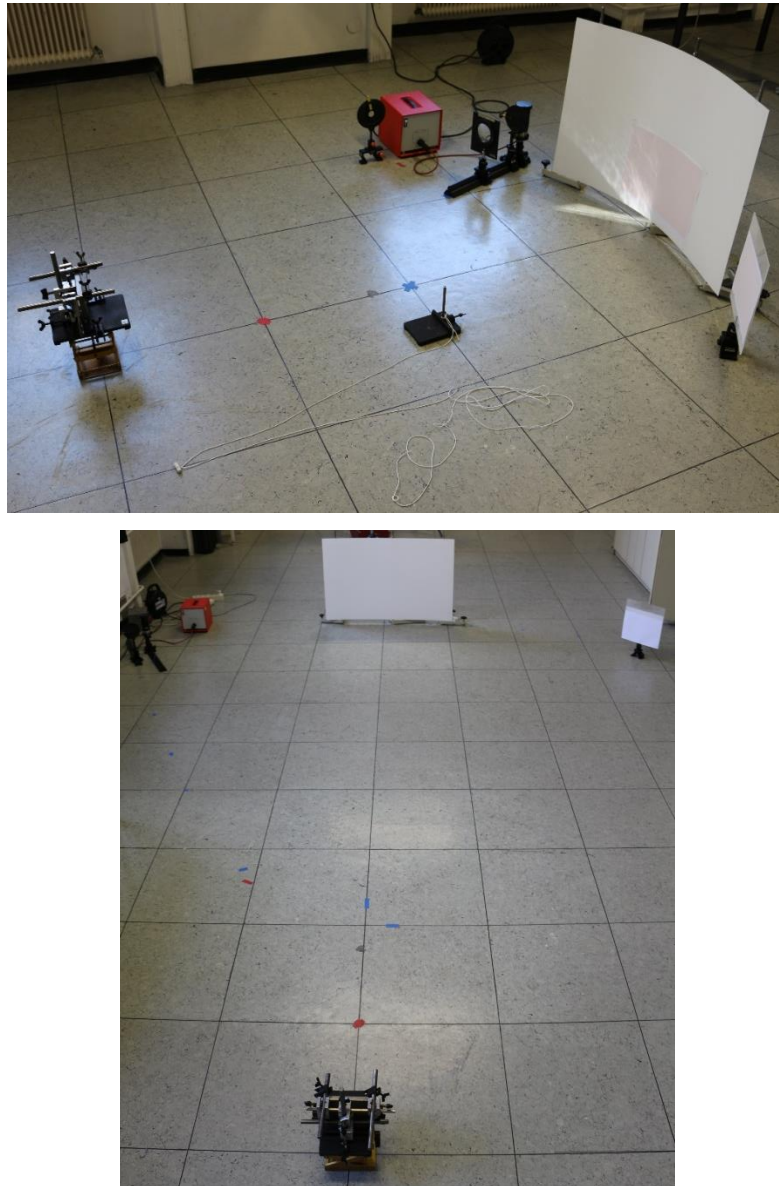


Abbildung 70: VI/25 Messaufbau des Konkavgitters, wobei am großen Schirm das Spektrum 1. Ordnung und am kleinen Schirm der reflektierte Spalt (0. Ordnung) zu sehen war; beide Anordnungen (oben $r_R = 1,0\text{ m}$; unten $r_R = 4,4\text{ m}$)

Aus didaktischem Interesse wurde dieselbe Anordnung (Rowland-Montierung) für die Untersuchung eines kontinuierlichen Spektrums einer Halogenlampe mit 12 V und 100 W verwendet (Inventarnummer 544/6-00). Aufgrund der höheren Lichtintensität lag hierbei das Hauptaugenmerk auf der Ausleuchtung des Gitters in kompletter Breite (108 mm). Die Halogenlampe wurde dazu so eingestellt, dass weitgehend fokussiertes Licht erzeugt wurde.

4.3.2.3 Ergebnisse

1. Anordnung mit Rowland-Radius

Die Ermittlung des Rowland-Radius wurde ohne zusätzliche Optik (ohne Linse) durchgeführt und erwies sich aufgrund der großen Abstände als anspruchsvoll. Bei den Spektrallinien handelt es sich um die Linien 1. Ordnung rechts von der 0. Ordnung. Teilweise konnte die 2. Ordnung mit dem kleinen Schirm aufgefangen werden, jedoch war dann die Intensität schon sehr gering. Im Allgemeinen sind die Spektrallinien, je nach Intensität, gut mit dem Auge zu erkennen.

Der ermittelte Radius des Rowlandkreises r_R konnte mit Fokussierung der nullten Ordnung (Spaltbild) und der Spektrallinien wie folgt eingengt werden ¹:

$$r_R \approx 4,40 \text{ m} \pm 0,05 \text{ m}$$

Bei den Spektrallinien in dieser Anordnung handelt es sich um eine 1:1 Abbildung, die nur innerhalb der genannten 10 cm tatsächlich scharf abgebildet wurden, obwohl der sonst recht beträchtlichen Dimension von 4,40 m Radius. Dies konnte auch bei der nullten Ordnung am Spalt beobachtet werden. Die Linien hatten lediglich eine Länge von etwa 10 mm, wie in Abbildung 71 ersichtlich. Der reale Abstand der beiden gelben Hg-Doppellinien zueinander betrug ungefähr 10 mm.

Die Linien links der sichtbaren blauen Linien sind mit grünen Leuchtkarton hinterlegt worden, da sie sonst nicht zu beobachten gewesen wären. Die Abbildung 72 zeigt die vergrößerte Aufnahme dieser Linien, wobei die äußerste Linienserie (drei Linien) vermutlich bereits im UV-Bereich liegt.



Abbildung 71: VI/25 Hg-Spektrallinien mit $r_R= 4,40 \text{ m}$



Abbildung 72: VI/25 vergrößerte Linien (mit Aufspaltung der Linien)



Abbildung 73: VI/25 kontinuierliches Spektrum mit $r_R=4,40 \text{ m}$

¹ Besonderen Dank gilt Prof. Augustinus Asenbaum, der dies erst durch wichtige Hinweise ermöglichte.

Ebenso wurde das kontinuierliche Spektrum links der nullten Ordnung mit der Halogenlampe aufgenommen, welches in Abbildung 73 zu betrachten ist.

2. Anordnung mit zusätzlicher Quarzlinse

Ohne zusätzlicher Optik, konnten innerhalb des Rowlandkreises keine scharfe Spektrallinien abgebildet werden. Auch Versuche, das Licht vor dem Spalt mittels Linsen so zu manipulieren, dass genau die Gitterbereiche ausgeleuchtet wurden, scheiterten an zu geringer Lichtintensität. Die unterschiedlichen Versuche und Anordnungen mit zusätzlicher Optik zeigten, dass bei einem Abstand von Konkavgitter zu Schirm von etwa 2 m die besten Ergebnisse erzielt werden konnte. Dazu wurde nach dem Spalt zusätzlich eine Quarzlinse auf den optischen Reiter aufgesetzt, sodass sich der Spalt im Brennpunkt dieser Linse befand. Für die Aufnahmen und Ausmessungen der Spektrallinien wurde $r_R = 1\text{ m}$ gewählt. Der senkrechte Abstand des Spaltes zur Normalen N betrug dabei etwa 670 mm.

Bei den Spektrallinien handelt es sich um die Linien 1. Ordnung rechts von der 0. Ordnung. Teilweise konnte die 2. Ordnung mit dem kleinen Schirm aufgefangen werden. Die Länge der Linien betrug ohne Blende etwa 15 cm, mit Blende ungefähr 11 cm bis 12 cm. Alle Kameraaufnahmen wurden mit der Blende gemacht.

Von den insgesamt vier eingesetzten Spektrallampen (Hg/100, He/10, Na/10 und Cd/10) konnten nur bei Hg/100 und CD/10 mehrere Spektrallinien gesehen werden. Bei He/10 und Na/10 konnte nur bei großem Spalt eine schwache, gelborange, unscharfe Linie abgebildet werden. Bei der lichtintensiven Hg/100 konnte der Spalt recht eng gestellt werden, was eine hohe Auflösung ermöglichte. Bei der lichtschwächeren Cd/10 musste der Spalt hingegen um einiges vergrößert werden.

Bei Hg/100 sind insgesamt acht Spektrallinien zu erkennen, wobei in Abbildung 74 lediglich sechs Linien zu sehen sind. Zwei sehr schwache Linien zwischen der gut erkennbaren grünen und blauen Linie, sind auf den Aufnahmen nicht zu sehen.

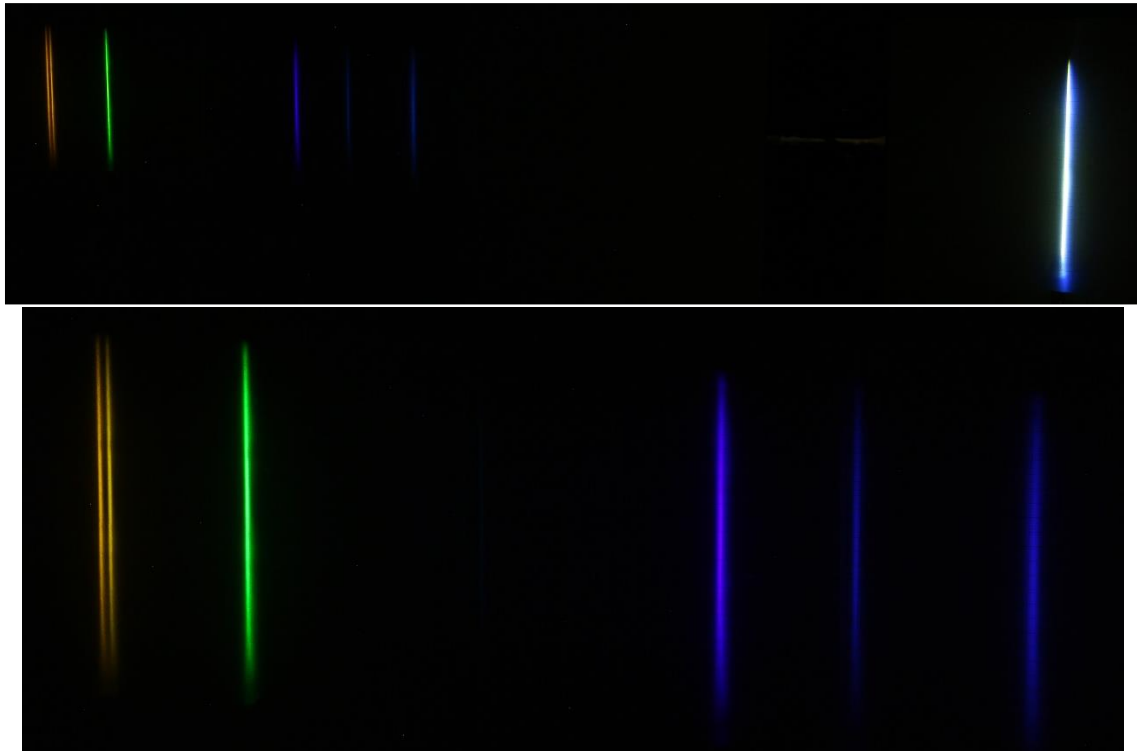


Abbildung 74: VI/25 Spektrallinien Hg/100, 1. Ordnung links des Spalts (oberes Bild rechts)

Bei Cd/10 sind insgesamt drei schwache Spektrallinien zu sehen, in Abbildung 75.

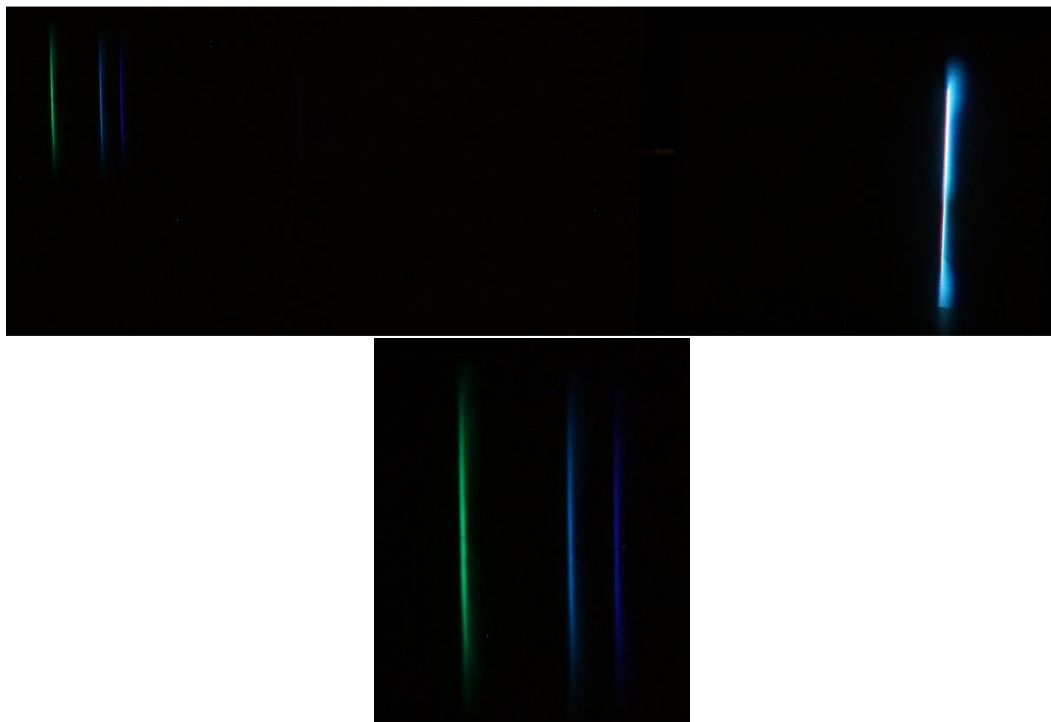


Abbildung 75: VI/25 Spektrallinien Cd/10, 1. Ordnung links des Spalts (oberes Bild rechts)

Ausmessung Hg/100

Die Linienstärke von links nach rechts wie in Abbildung 76:

- (I) Gelborange Doppellinie: 1 mm; mittlerer Abstand der Doppellinien 4 mm
- (II) Grün (e-Linie): 1,5 mm
- (V) Blau: 2,5 mm
- (VI) Hellblau schwach: 3 mm
- (VII) Hellblau mittel: 4 mm

Generell sind die Linien im kleineren Wellenlängenbereich (blauer Farbeindruck) verschmiert und daher breiter. Eindeutige Linienkanten gibt es bei gelb und grün. Die Ablesegenauigkeit entspricht etwa $\pm 0,50$ mm.

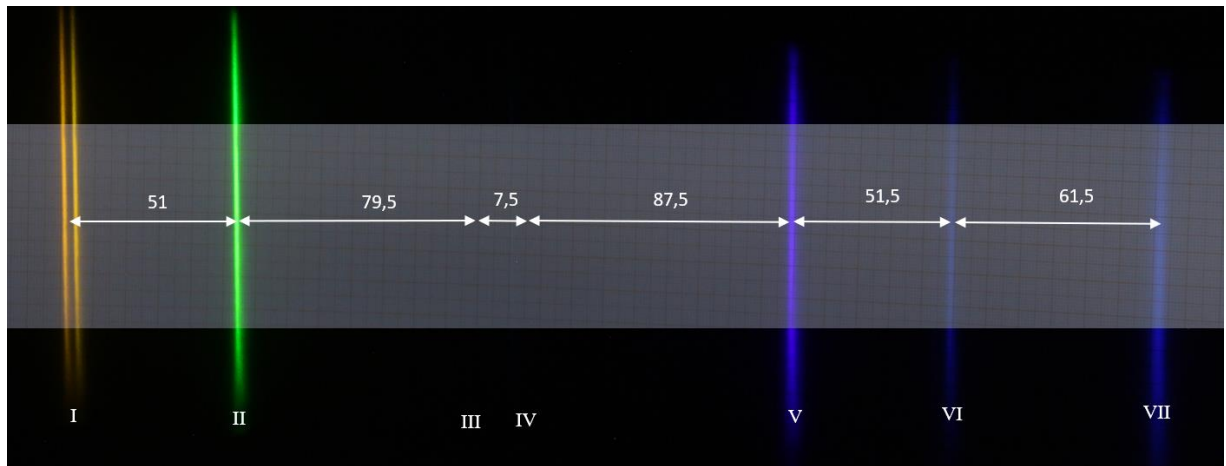


Abbildung 76: VI/15 Spektrallinien Hg/100 (nummeriert) mit mittleren Abstand in mm und $\pm 0,50$ mm

Wird die gelbe Doppellinie als Nullpunkt festgelegt und der Abstand der Doppellinie (bzw. der Mittelwert) mit der grünen e-Linie als Berechnungslage festgesetzt, entspricht der Abstand von 51 mm auf dem Schirm 31,95 nm. Anhand dieser willkürlich gewählten Grundlage der Linie I und II, ergeben sich folgende Ergebnisse für die Wellenlängen λ_i der Linien III bis VII in Tabelle 17, wobei die grau hinterlegten Felder die Literaturwerte sind.

Tabelle 17: VI/25 Berechnung der Wellenlänge $\lambda_i \pm 0,32$ nm anhand Abstandsmessung der Spektrallinien für Hg/100

Nr.	Name	Farbeindruck	λ_L [nm]	Abstand x [mm]	λ_i [nm]
I		gelb	578,02	0	578,02
II	e	grün	546,07	51,0	546,07
III		grünweiß	-	130,5	496,27
IV		grünweiß	491,60	138,0	491,57
V	g	blau	435,84	225,5	436,74
		violett	407,78	-	-
VI	h'	violett-blau	404,66	277,0	404,47
VII		violett-blau	-	338,5	365,94

Halogenlampe – Kontinuierliches Spektrum

Für die Untersuchung wurde die gleiche Rowland-Geometrie mit $r_R = 1\text{ m}$ verwendet. Der Spalt wurde hierzu direkt hinter der Halogenlampe eingesetzt. Es war keine zusätzliche Optik nach dem Spalt notwendig. Die Ausleuchtung des Gitters in voller Breite konnte schon bei geringem Spalt erzielt werden, wurde aber für eine höhere Lichtintensität sehr breit gestellt. Spaltbreite betrug für die Aufnahmen etwa 1,3 mm.

In Abbildung 77 ist das kontinuierliche Spektrum zu sehen. Die Biegung im Spektrum kommt aufgrund des gebogenen Schirmes und der nötigen Kameradistanz der Aufnahme zustande.

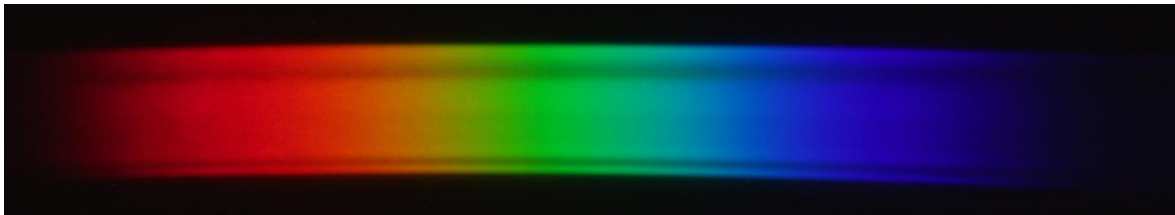


Abbildung 77: VI/25 Spektrum der Halogenlampe 544/6-00

Die Höhe des Spektrums betrug etwa 65 mm und die Breite bzw. Länge vom fernen Rot bis fernes Violett (in der Aufnahme und am Schirm selbst nur schwer zu erkennen) betrug ungefähr 490 mm.

4.3.2.4 Diskussion

Die allgemeine Aussage, dass Konkavgitter aufgrund ihres Prinzips keine zusätzliche Optik benötigen, konnte bestätigt werden (James & Sternberg, 1969, p. 80; Meissner, 1929, p. 1338).

Da der Schriftzug des Konkavgitters erst im Nachhinein sinnvoll entziffert werden konnte, fehlten bei den Untersuchungen Informationen zur Rowland-Anordnung. Der Aufbau erwies sich als dementsprechend umständlich und zeitaufwendig, da der Rowlandkreis immer wieder verändert und eingeengt oder vergrößert werden musste. Der ermittelte Radius des Rowlandkreises von $r_R \approx 4,40\text{ m} \pm 0,05\text{ m}$ führt aufgrund der Bedingung $r_R = r/2$ zum Krümmungsradius r des Konkavgitters:

$$r \approx 8,80\text{ m}$$

Die Entzifferung und Übersetzung ergab „*Physical Instrument units yd*“ und „*Radius 15 feet*“ (siehe Kapitel 4.3.2.1). Dieser angegebene Radius entspricht 4,572 m und stimmt recht gut mit dem ermittelten Rowland-Radius von 4,40 m überein.

Das behandelte Konkavgitter ist ein Original und kein Replica (eine auf dem Spiegel aufgeklebte Zelluloidfolie), wie anfangs noch vermutet wurde. Für Replica dienten geritzte Gitter auf Metalloberflächen „als Matrizen zum Abguß durchlässiger Gitter aus Zelluloid“, wie in Pohl (1941, p. 89) nachzulesen ist. Jedenfalls lässt die Form der Spiegelfläche sowie die rechteckige Form des mittigen Gitters darauf schließen, dass es sich nicht um ein tatsächlichen konkav-kugelförmigen Hohlspiegel handelt, sondern um einen konkav-zylinderförmigen Spiegel. Die beträchtliche Breite des Gitters (108 mm) ist der hohen Auflösung geschuldet, da gilt (siehe 3.3.3) $A = m \cdot N$.

Die Ausmessungen der Spektrallinien im zweiten Versuch mit zusätzlicher Linse und der Umrechnung in Wellenlängen zeigten eine recht genaue Übereinstimmung mit den Literaturwerten, obwohl die Messgenauigkeit lediglich 0,5 nm betrug und die gelborange Spektrallinie von Hg willkürlich gewählt wurde. Die Berechnung bestätigte auch die Vermutung, dass es sich bei den violett-blauen Linien um Linien im UV-Bereich handelte. Leider konnten keine roten Spektrallinien aufgrund zu geringer Intensität beobachtet werden, der rote Bereich war nur im kontinuierlichen Spektrum der Halogenlampe sichtbar.

Das Gitter stammt anhand der eingravierten Beschreibung aus Amerika. Eine Internetrecherche ergab, dass es sich wohl um ein Original handelt. Im *The National Museum of American History* gibt ein ähnliches Gitter unter dem Titel „Rowland Diffraction Grating“ mit gleichen Abmessungen aus dem Jahr 1884. In der kurzen Beschreibung dazu steht, dass die konkaven Metallspiegel im John A. Brashears Laden in Pittsburgh geschliffen und poliert wurden. Die Spiegel wurden anschließend nach Baltimore geschickt und mit der Maschine von Henry A. Rowland, Professor der Johns-Hopkins-Universität, die Gitter aufgetragen. Dann wurde sie retourniert und an Wissenschaftler der ganzen Welt verkauft („Rowland Diffraction Grating,” n.d.).

Allegheny City (siehe Seite 104) liegt im Bundesstaat Pennsylvania und ist Teil des heutigen Pittsburgh. In dieser Beschreibung sind also alle eingravierten Städte unseres Konkavgitters genannt.

Das soeben erwähnte Gitter des National Museums besitzt „14438 lines per inch“, was ca. 568 Linien pro Millimeter entspricht. Wird diese Gitterkonstante für unser Gitter

übernommen, so folgt damit ein theoretisches Auflösungsvermögen für die erste Ordnung, wenn das gesamte Gitter ausgeleuchtet wird (Gitterbreite 108 mm):

$$A_{Theorie} = m \cdot N = 1 \cdot \frac{568}{mm} \cdot 108 \text{ mm} = 61344$$

Der Linienabstand der gelben Quecksilber Doppellinie mit einer Wellenlänge von 579,07 nm und 576,96 nm (Walcher, 2004, p. 402), d.h. $\Delta\lambda = 2,11$ nm am Schirm, betrug mit der Rowland-Anordnung bei diesem Versuch ungefähr: $x = 10$ mm. Das bedeutet, ein Abstand von einem Millimeter entspricht 0,211 nm.

Bei Exner entsprach auf einer Fotoplatte 0,372 mm (Fotoplatte entspricht dem Schirm beim Versuchsaufbau) einem Ångström (siehe 2.2.4). Daraus folgt, dass ein Abstand von einem Millimeter 0,269 nm entspricht.

Die Betrachtung dieser beiden Abstandsverhältnisse der Spektrallinien, aus den Beschreibungen Exners und dem gemessenen Abstand der gelben Quecksilberlinie beim Versuchsaufbau, lässt vermuten, dass es sich um ein sehr ähnliches Konkavgitter handelt, wie bei den spektralanalytischen Untersuchungen von Exner selber. Wahrscheinlich hat sogar Exner selbst mit diesem Originalgitter gearbeitet.

4.3.3 VI/214 Gitterspektrograph

4.3.3.1 Beschreibung

Bei dem Spektralapparat VI/214 handelt es sich um einen Eigenbau des II. Physikalischen Instituts der Universität Wien. Hierbei wurde ein Rowland-Plangitter als Dispersionselement für einen Spektrographen eingebaut. Das Anschaffungsjahr dieses speziellen Spektrographen ist leider nicht bekannt, aber aufgrund der bekannten, alten Inventarnummer (VI/448) von 1900 bis 1913 zu datieren.

Abbildung 78 zeigt den Spektrographen mit dem runden Kollimatorrohr auf der linken Seite und dem rechtwinklig dazu konstruierten Kamerateil, der die Objektivlinse enthält. Die seitlich, herauschiebbare Einschubplatte besteht aus einem Transparentschild, der wohl auch mit Fotoplatten ersetzt werden konnte.

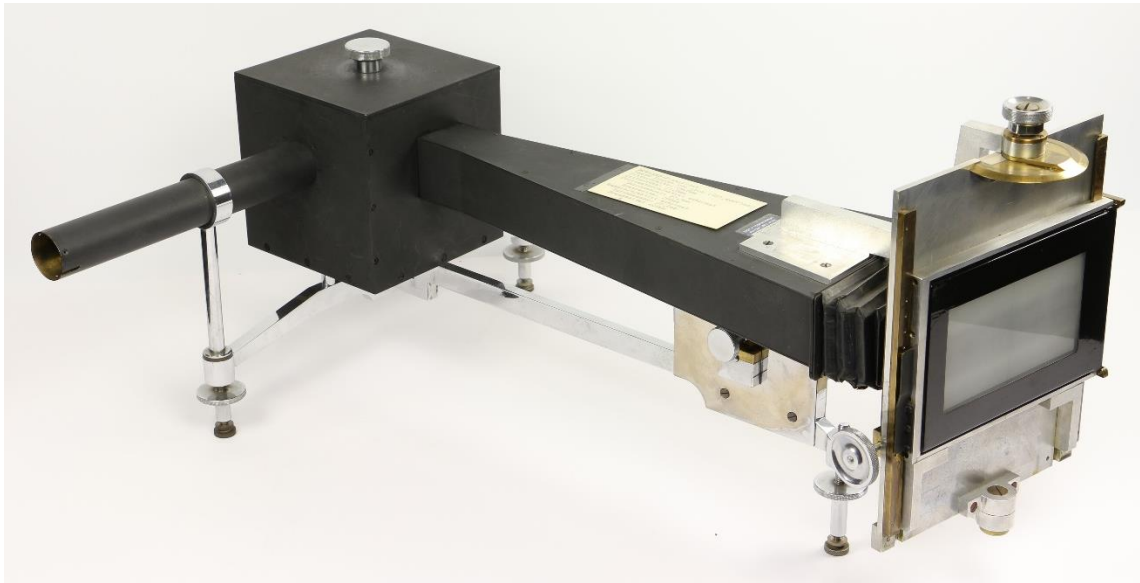


Abbildung 78: VI/214 Gitterspektrograph

Die wichtigen Daten zum Gerät sind auf einem weißen Stück Karton aufgetragen worden, der auf der Oberseite der Kameraschachtes aufgeklebt wurde (in Abbildung 78 erkennbar). Die optische Höhe des Spektrographen ist ungefähr 165 mm.

Das Reflexionsgitter kann nach Abnahme des verschraubten Deckels vom würfelförmigen Gehäuse gesehen werden. Die Abmessungen des quadratischen Tisches mit Abdeckung entsprechen 125 x 125 x 125 mm. Es handelt sich um ein Rowland-Plangitter mit 14438 Linien pro inch (etwa 570 Linien pro Millimeter), einer Gitterhöhe von 21,0 mm und Gitterbreite von 25,0 mm.

Es ist, wie in Abbildung 79 zu erkennen, auf einen runden Spiegel aufgetragen (das Gitter selbst ist ebenfalls etwas zu sehen). Die vertikale Halterung des Gitters lässt sich durch kleine Rändelschrauben in der Höhe und in der horizontalen Ebene verstellen, sodass es entsprechend der optischen Achse von Kollimatorrohr und Kamera richtig eingestellt werden kann. Im Schnittpunkt der beiden Rohre befindet

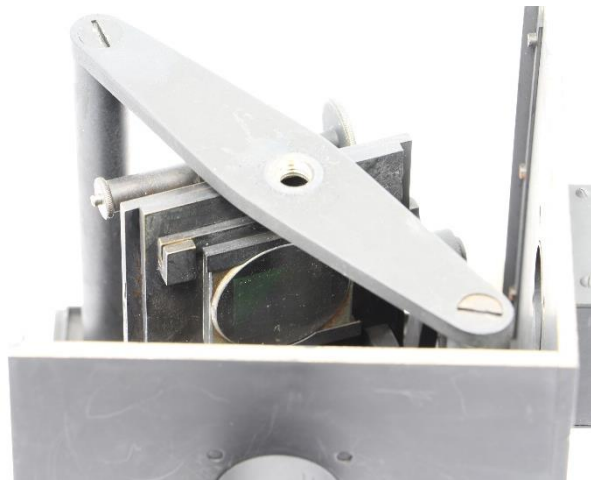


Abbildung 79: VI/214 Rowland-Plangitter

sich das drehbar vertikalgelagerte Plangitter. Es kann durch einen kleinen Hebel in Flucht des Kollimatorrohrs gedreht werden. Dadurch werden die Spektren am Schirm verschoben.

Das Kollimatorobjektiv hat einen Durchmesser von 27,3 mm bei einer Brennweite von 250 mm und ist laut Beschreibung ein Achromat. Die Länge des Rohres ist 200 mm. Das Kameraobjektiv, ebenfalls ein Achromat laut Beschreibung, hat einen Durchmesser von 28,0 mm sowie eine Brennweite von 400 mm (Gesamtlänge etwa 415 mm). Im Brennpunkt befindet sich der Transparenzschirm, der durch die Rändelschraube an der linken Seite in der Höhe verstellt werden kann (um mehrere Aufnahmen auf einer Platte zu ermöglichen) und besitzt in der Schirmmitte eine sehr feine dunkle Linie. Das Sichtfeld für das zu beobachtende Spektrum entspricht 112 x 6 mm, der Schirm ist aber größer. Der Schirm lässt sich in der optischen Achse durch die obere Rändelschraube mit einer 180°-Winkelskala schwenken und entlang der Achse, ebenfalls mit Schraube und Längsskala, verschieben. Aufgrund der Schwergängigkeit des Zahntriebs funktioniert diese Verschiebung jedoch nicht mehr einwandfrei.

4.3.3.2 Messaufbau und Messdurchführung

Es wurde die Hg-Spektrallampe (Hg/100) sowie die Halogenlampe (Inventarnr. 544/6-00) aufgebaut. Nach mehreren Versuchen mit unterschiedlichen Linsenanordnungen wurde festgestellt, dass der Aufbau nur mit Lampe und Spalt (ohne zusätzlicher Optik) die besten Ergebnisse für Spektrallinien ergeben. Daher wurde auf einem optischen Reiter die Lampe direkt hinter dem Spalt positioniert, welcher in einem Abstand von 250 mm von der Kantenkante (Übergang Kollimatorrohr zu Gittertisch) gestellt werden musste, um scharfe Spektrallinien abbilden zu können. Um die korrekte optische Achse zu erhalten, musste die

Abdeckung entfernt werden und dies direkt am Reflexionsgitter (Flucht und Ausleuchtung) kontrolliert werden.

Die erhaltenen Bilder der Spektren wurden mit der Kamera aufgenommen, wobei die Kamera während den gesamten Aufnahmen dieselbe Position beibehielt. Sie wurde gleich zu Beginn auf das gesamte Sichtfeld am Transparentschild ausgerichtet und nicht mehr verändert.

Für eine quantitative Aussage des Spektrographen wurden mittels Lineals ($\pm 0,5$ mm) die Abstände der Linien zueinander in der jeweiligen Ordnung gemessen und gegenübergelegt.

4.3.3.3 Ergebnisse

Hg/100 – Quecksilberspektrallampe

Für eine scharfe Abbildung der Spektrallinien auf dem Transparentschild musste die Spaltbreite für die 1. Ordnung links vom Spalt sehr eng gestellt werden, da sonst beispielsweise die gelbe Doppellinie nicht aufgelöst werden konnte. Je enger jedoch der Spalt gestellt wurde, desto geringer war die Lichtintensität für höhere Ordnungen. Die Spektrallinien selbst sind sehr scharf, schmal und können gut mit dem Auge betrachtet werden.

Nicht nur in der 1. Ordnung des Spektrums waren die schwachen Linien (rot, blaugrün, violett) mit dem Auge zu erkennen, wie die Kameraaufnahmen Abbildung 80 und Abbildung 81 zeigen. Bei der letzteren wurde die Belichtungszeit entsprechend angepasst. Generell musste mit zunehmender Ordnung die Belichtungszeit verlängert werden. Dadurch werden die starken Linien überbelichtet (gelb, grün und blau). In den Bildern wird die violette Spektrallinie fälschlicherweise eher als blau dargestellt. Es handelt sich dabei um die schwachen Linien auf der ganz rechten Seite.

Abbildung 82 zeigt die größtmögliche Distanz zwischen Spektrallinien, die am Sichtfeld möglich war. Bis zur 2. Ordnung sind alle Spektrallinien noch auf dem Sichtfeld erkennbar, wobei die violette Linie 3. Ordnung bereits im roten Farbbereich der 2. Ordnung zu sehen war. In der 3. Ordnung ist direkt neben der gelben Doppellinie bereits die blaue Linie der 4. Ordnung zu sehen. Leider ist die violette Linie der 4. Ordnung nicht mehr zu sehen, auch der rote Bereich der 3. Ordnung ist dafür zu intensitätsschwach.

Auflistung der Linien nach Farbe, Intensität, Wellenlänge laut Literatur (Walcher, 2004, p. 402):

- (I) Gelbe Doppellinie (stark): 576,96 nm; 579,07 nm
- (II) Grün (stark): 546,07 nm
- (III) Grünblau (mittel): 491,60 nm
- (IV) Blau (stark): 435,84 nm
- (V) Violett (schwach): 407,78

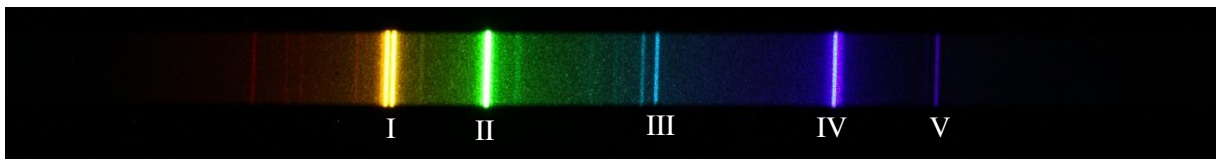


Abbildung 80: VI/214 Hg-Linien 1. Ordnung links vom Spalt

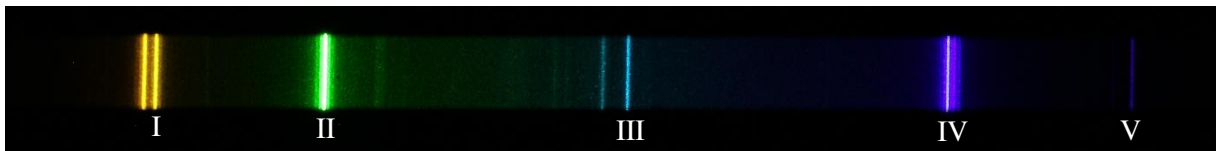


Abbildung 81: VI/214 Hg-Linien 2. Ordnung links vom Spalt



Abbildung 82: VI/214 Hg-Linien 3. Ordnung links vom Spalt, mit blauer Linie 4. Ordnung (neben gelber Doppellinie)

In Tabelle 18 sind die gemessenen Distanzen der einzelnen Linien zueinander notiert. Wie bereits bei den Aufnahmen optisch zu sehen, nehmen die Abstände mit zunehmender Ordnung markant zu.

Tabelle 18: VI/214 Hg-Linien Abstandmessung der Linien zueinander $\pm 0,5$ mm

Ordnung	Distanz Linie zu Linie in [mm]			
	I zu II	II zu III	III zu IV	IV nach V
1	8,0	15,0	15,5	9,0
2	14,5	26,0	27,5	16,0
3	21,0	37,0	38,5	22,0

Halogenlampe – Kontinuierliches Spektrum

Das kontinuierliche Spektrum wurde mit demselben Aufbau (inklusive Kameraposition) aufgenommen. Die Verstellung der Spaltbreite ist erst bei starker Verbreiterung durch eine

größere Lichtintensität zu bemerken. Daher wurde die Spaltbreite bei allen Aufnahmen nicht verändert und zu Beginn an die Sichtbarkeit der 3. Ordnung eingestellt. Bei allen Kameraaufnahmen ist der violette Farbbereich (in Richtung rechts von blau) nicht zu erkennen oder wird in blaue Farbe abgefälscht. Violett konnte auch mit unterschiedlichsten Kameraeinstellungen nicht abgelichtet werden und sollte beim Betrachten der Aufnahmen dazu gedacht werden.

Die 1. Ordnung des Spektrums links des Spalts ist noch gut auf dem Schirm innerhalb des Sichtfeldes zu sehen, Abbildung 83. Die 2. Ordnung beginnt direkt (mit einem kleinen Abstand) nach dem dunkelroten Bereich der 1. Ordnung. Aufgrund der größeren Weite des Spektrums, passt die 2. Ordnung nicht mehr auf das einfache Sichtfeld des Spektrographen. Daher musste die Aufnahme geteilt werden, wie Abbildung 84 zeigt. Die 3. Ordnung ist dann nur noch schlecht zu erkennen, hauptsächlich im violetten, blauen und blaugrünen Farbbereich. Sie beginnt bereits direkt im roten Farbbereich der 2. Ordnung. Das Violett der 3. Ordnung überlappt dabei den roten/dunkelroten Farbbereich der 2. Ordnung. Dieser durchgehende Übergang ist in Abbildung 85 zu sehen, wenn auch die 3. Ordnung nur noch sehr schwach zu erkennen ist.

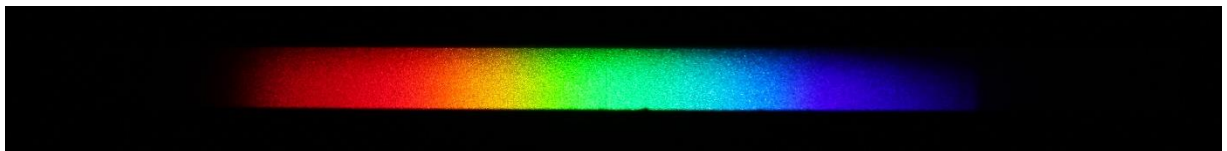


Abbildung 83: VI/214 Halogenlampen-Spektrum 1. Ordnung

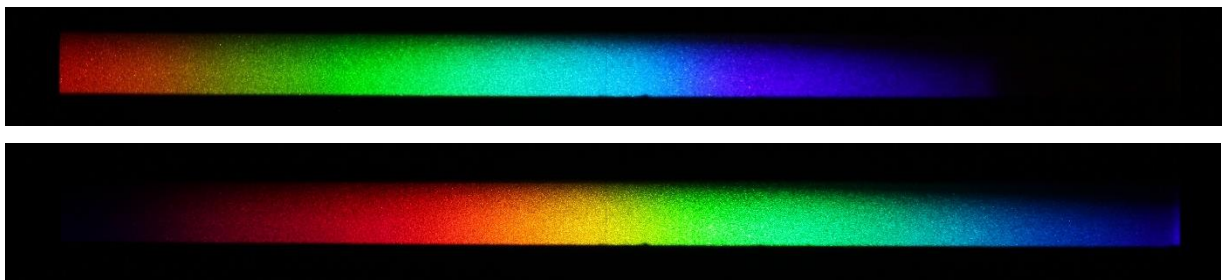


Abbildung 84: VI/214 Halogenlampen-Spektrum 2. Ordnung in zwei Aufnahmen



Abbildung 85: VI/214 Halogenlampen-Spektrum 3. Ordnung in Überlappen 2. Ordnung roter Farbbereich (rechts)

4.3.3.4 Diskussion

Der Spektrograph mit dem Rowland-Plangitter ließ sich zwar sehr einfach bedienen, zeigte aber beim Einrichten der optischen Achse Schwierigkeiten, da kein eigener Spalt am Spektroskop angebracht ist. Dennoch konnte der Spektrograph rasch in Betrieb genommen werden und zeigte sehr scharfe Spektrallinien in guter Auflösung. Obwohl das Sichtfenster recht klein ist, sind die Spektrallinien sehr gut zu erkennen, wenn dementsprechend die Spaltbreite etwas verändert wird (höhere Ordnung benötigt höhere Intensität – größeren Spalt). Die Spektrallinien von starker bis mittlere Intensität sind bis in die 3. Ordnung gut zu erkennen. In der 1. Ordnung sind die schwachen Linien ebenfalls gut zu sehen. Die höheren Ordnungen zeigen sehr deutlich die höhere Auflösung durch das Vergrößern der Spektrallinien oder der Verbreiterung beim kontinuierlichen Spektrum. Die fünf gemessenen Distanzen der Spektrallinien von der 1. zur 2. Ordnung vergrößerten sich um einen Faktor 1,74 bis 1,82 und von der 1. zur 3. Ordnung um einen Faktor von 2,44 bis 2,63. Das entspricht nicht ganz den Faktoren der Interferenzordnungen ($m = 1, 2, 3, \dots$). Genauere Ausmessungen konnten aber leider nicht durchgeführt werden.

Aus den Gitterdaten lässt sich das theoretische Auflösungsvermögen für die erste Ordnung berechnen:

$$A_{Theorie} = m \cdot N = 1 \cdot \frac{568}{mm} \cdot 25,0 \text{ mm} = 14200$$

Der Gitterspektrograph eignet sich immer noch sehr gut für Demonstrationszwecke und für qualitative Aussagen. Für jegliche quantitative Zwecke eignet sich der Spektrograph, aufgrund fehlender Messmöglichkeiten, sonst nicht mehr.

5 SCHLUSSBETRACHTUNG

Ziel dieser Diplomarbeit war es, ausgewählte historische Spektralapparate der Sammlung der Fakultät für Physik der Universität Wien in ihrer Funktionsweise genau zu beschreiben, im Experiment aufzubauen und in der Praxis zu untersuchen. Ferner bestand die Aufgabe darin, die spektralanalytischen Arbeiten von Franz Serafin Exner zu verstehen und nachzuvollziehen. Für das Verständnis der optischen Spektroskopie samt ihren geschichtsträchtigen Instrumenten waren dementsprechende physikalische Grundlagen sowie ein nennenswertes historisches Hintergrundwissen unverzichtbar, beides nahmen einen bedeutenden Stellenwert ein.

Insgesamt wurden acht Objekte der historischen Sammlung behandelt, sechs Prismenspektralapparate zuzüglich zwei Gitterspektralapparate, und mit diesen Messversuche durchgeführt. Neben der detailgenauen Beschreibung ihrer spezifischen Bauart, zugrundeliegenden Messprinzipien und dem Versuchsaufbau, wurden ihre Messergebnisse ausführlich dokumentiert, Aussagen über Aufgabe, Zweck sowie Messgenauigkeit und spektrales Auflösungsvermögen der einzelnen Apparate gegeben. Für die Versuchsanordnungen, mit dem Zweck der Ausmessung von diskontinuierlichen Linienspektren wohlbekannter Wellenlängen, wurden Quecksilberdampf-, Helium- und Natriumspektrallampe verwendet. Zur Betrachtung eines kontinuierlichen Spektrums wurden Glüh- und Halogenlampen eingesetzt. In diesem Zusammenhang wurde nicht nur das sichtbare Spektrum, sondern, abhängig von der Durchführbarkeit der jeweiligen Instrumente, ebenso teilweise das UV-Spektrum aufgezeigt.

Alle behandelten Spektralapparate zeigten ganzheitlich immer noch ihre Funktionsfähigkeit, auch wenn fallweise bestimmte Aspekte vernachlässigt werden mussten und vereinzelt gewisse Bauteile, aufgrund ihres Alters, mechanisch versagten. Dies liegt sicherlich an der einfachen Bauweise der gewählten geometrischen Optik und dem unveränderlichen Funktionsprinzip dieser Spektralapparate. Eine Spektralzerlegung der zu untersuchenden Lichtquelle und eine scharfe Abbildung in der Betrachtungsebene, war in Abhängigkeit des jeweiligen Auflösungsvermögens des Spektralapparats bei jedem Gerät durchführbar. Die Messwiederholbarkeit wie auch Messgenauigkeit, war besonders bei den komplizierteren Geräten (wie VI/90 Wellenlängenspektromat, VI/252 Festarmiger Prismen-Spektralapparat und VII/22 Spektralphotometer nach König) erstaunlich gut.

Eine herausragende Stellung in dieser Diplomarbeit kommt definitiv dem Rowland Konkavgitter VI/25 mit einem Krümmungsradius von 15 Fuß (Herstellungsjahr 1895) und der Aufgabe eines fachgemäßen, korrekten Versuchsaufbau nach Rowland zu. Die Versuche und Untersuchungen am Gitter, als auch die theoretische Ausarbeitung der spektralanalytischen Arbeiten von Exner, legen die Schlussfolgerung nahe, dass wohl Exner selber mit diesem Originalgitter gearbeitet hat. Dazu muss das eindrucksvolle spektrale Auflösungsvermögen eines solchen Reflexionsgitters sowie ebenfalls der beachtliche Versuchsaufbau erwähnt bleiben.

Die Experimente mit den abgehandelten Spektralapparaten lassen in Kombination mit dem historischen Hintergrundwissen einen geschichtlichen Einblick in die wissenschaftliche Arbeit der optischen Spektroskopie längst vergangener Zeit zu, die immer noch zu Bewunderung und Staunen führt.

LITERATURVERZEICHNIS

- Baly, E. C., & Wachsmuth, R. (1908). *Spektroskopie*. Berlin: Springer.
- Bech, P. (1875). *Das Spektrum und die Spektralanalyse*. (R. Oldenburg, Ed.). München.
- Bohr, N. (1913). On the Constitution of Atoms and Molecules. *Philosophical Magazine*, 26 (1), 1–25.
- Bud, R., & Warner, D. J. (1998). *Instruments of Science. An Historical Encyclopedia*. New York, London: The Science Museum [u.a.].
- Demtröder, W. (2017). *Experimentalphysik 2. Elektrizität und Optik* (7. Auflage). Berlin, Heidelberg: Springer.
- Eder, J. M., & Valenta, E. (1911). *Atlas typischer Spektren* (2. Auflage). Wien: Verlag der österreichischen Akademie der Wissenschaften.
- Eichler, H.-J. (2004). Dispersion und Absorption des Lichtes. In H. Niedrig (Ed.), *Bergmann Schaefer. Lehrbuch der Experimentalphysik. Band 3. Optik. Wellen- und Teilchenphysik* (10. Auflage, pp. 189–300). Berlin, New York: Walter de Gruyter.
- Eichler, H.-J., Kronfeldt, H.-D., & Sahm, J. (2016). *Das neue Physikalische Grundpraktikum* (3. Auflage). Berlin, Heidelberg: Springer-Verlag.
- Exner, F. S., & Haschek, E. (1902). *Wellenlängen-Tabellen für spektralanalytische Untersuchungen auf Grund der ultravioletten Funkenspektren der Elemente*. Wien, Leipzig: Franz Deuticke.
- Exner, F. S., & Haschek, E. (1904). *Wellenlängen-Tabellen für spektralanalytische Untersuchungen auf Grund der ultravioletten Bogenspektren der Elemente*. Wien, Leipzig: Franz Deuticke.
- Exner, F. S., & Haschek, E. (1911). *Die Spektren der Elemente bei normalem Druck*. Leipzig, Wien: Franz Deuticke.
- Felmy, W.-G., & Kurtz, H. (1976). *Spektroskopie*. Stuttgart: Ernst Klett.
- Franz Schmidt & Haensch (Ed.). (1898). *Spektralphotometer nach Dr. Arthur König*. Berlin S.

-
- Fuess, R. (n.d.). *Spektrometer. Spektralapparate. Spektrographen, Refraktometer und Hilfsapparate. R. Fuess. Mechanisch-Optische Werkstätten.* (Katalog No. 113). Berlin-Steglitz: R. Fuess.
- Görlich, P., & Jancke, H. (1960). *Einhundert Jahre wissenschaftliche Spektralanalyse. Stand und Entwicklung in der Spektroskopie.* (Heft 66). Berlin: Deutsche Akademie der Wissenschaften.
- Grimsehl, E., & Schallreuter, W. (1964). *Lehrbuch der Physik 4. Struktur der Materie.* Leipzig: Teubner.
- Haferkorn, H. (2003). *Optik. Physikalisch-technische Grundlagen und Anwendungen* (4. Auflage). Weinheim: Wiley-VCH.
- Hartmann, J. (1917). Einige Regeln für den Gebrauch der empirischen Dispersionsformel und ihre Anwendung auf die Brechungsexponenten des Quarzes. *Zeitschrift Für Instrumentenkunde*, 37 (1), 166–174.
- Hilger, A. (1912). *Adam Hilger, LTD.* London, N.W.
- James, J. F., & Sternberg, R. S. (1969). *The design of optical spectrometers.* London: Chapman and Hall.
- Karlik, B., & Schmid, E. (1982). *Franz Serafin Exner und sein Kreis. Ein Beitrag zur Geschichte der Physik in Österreich.* Wien: Verlag der österreichischen Akademie der Wissenschaften.
- Kayser, H. (1883). *Lehrbuch der Spektralanalyse.* Berlin: Springer.
- Kayser, H. (1900). *Handbuch der Spectroscopie: I.* Leipzig: Hirzel.
- Kessler, H. (1927). Optische Konstanten. In *Handbuch der Physik 18. Geometrische Optik, optische Konstante, optische Instrumente.* Berlin: Springer.
- Kohlrausch, F., & Ebert, H. (1955). *Praktische Physik. Zum Gebrauch für Unterricht, Forschung und Technik 1* (Band 1, 20). Stuttgart: B.G. Teubner Stuttgart.
- Kohlrausch, F., Kose, V., & Wagner, S. (1996). *Praktische Physik. Zum Gebrauch für Unterricht, Forschung und Technik 2* (Band 2, 24). Stuttgart: B.G. Teubner Stuttgart.
- Kohn, H. (1929). Photometrie. In K. W. Meissner (Ed.), *Müller-Pouillet. Lehrbuch der Physik 2. Lehre von der strahlenden Energie (Optik)* (11. Auflage). Braunschweig: Friedrich Vieweg und Sohn.

-
- Lockyer, N. J. (1879). *Studien zur Spectralanalyse*. Leipzig: F. A. Brockhaus.
- Lüders, K., & Pohl, R. O. (2010). *Pohls Einführung in die Physik 2. Elektrizitätslehre und Optik* (23. Auflage). Heidelberg, Dordrecht, London, New York: Springer.
- Meissner, K. W. (1929). Apparate und Methoden zur Untersuchung des gesamten Spektrums. In *Müller-Pouillet's Lehrbuch der Physik 2. Lehre von der strahlenden Energie (Optik)* (11. Auflage, pp. 1321–1400). Braunschweig: Friedrich Vieweg und Sohn.
- Ohls, K. (2010). *Analytische Chemie. Entwicklung und Zukunft*. Weinheim: Wiley-VCH.
- Pohl, R. W. (1941). *Einführung in die Optik* (2. und 3.). Berlin: Springer-Verlag.
- Reiter, W. L. (2001). The Physical Tourist. Vienna: A Random Walk in Science. *Physics in Perspective (PIP)*, 3 (4), 462–489.
- Roscoe, H. E., & Schorlemmer, C. (1870). *Die Spectralanalyse in einer Reihe von sechs Vorlesungen mit wissenschaftlichen Nachträgen*. Braunschweig: Friedrich Vieweg und Sohn.
- Rowland Diffraction Grating. (n.d.). Retrieved March 13, 2019, from http://americanhistory.si.edu/collections/search/object/nmah_1183759
- Rowland, H. A. (1883). On Concave Gratings for Optical Purposes. *Philosophical Magazine and Journal of Science*, 16, 197–210.
- Schmidt, W. (2000). *Optische Spektroskopie. Eine Einführung* (2. Auflage). Weinheim [u.a.]: Wiley-VCH.
- Skrabal, P. M. (2009). *Spektroskopie. Eine methodenübergreifende Darstellung vom UV- bis zum NMR-Bereich*. Zürich: vdf Hochschulverlag an der ETH Zürich.
- Tipler, P. A., Mosca, G., & Wagner, J. (2015). *Physik für Wissenschaftler und Ingenieure* (7. Auflage). Berlin, Heidelberg: Springer Spektrum.
- Wagner, P., Reischl, G., & Steiner, G. (2012). *Einführung in die Physik* (3. Auflage). Wien: Facultas.
- Walcher, W. (2004). *Praktikum der Physik. Mit 88 Versuchen, 14 Tabellen im Text, einem Tabellenanhang und einem ausklappbaren Periodensystem der Elemente*. Stuttgart: Teubner Studienbücher.
- Weber, K. (2004). Polarisation und Doppelbrechung des Lichtes. In H. Niedrig (Ed.),

-
- Bergmann Schaefer. *Lehrbuch der Experimentalphysik. Band 3. Optik. Wellen- und Teilchenphysik* (10. Auflage, pp. 481–623). Berlin, New York: Walter de Gruyter.
- Weiler, W. (1901). *Physikbuch. Ein Lehrbuch der Physik für den Schulunterricht und zur Selbstbelehrung. 5: Optik: Lehre vom Licht*. Eßlingen, München: Schreiber.
- Westphal, W. H. (1952). *Physikalisches Wörterbuch*. Berlin, Heidelberg: Springer.
- Zeiss, C. (n.d.). *Spektroskope und Spektrographen* (Meß 260/V). Jena.
- Zissis, G. J. (1995). Dispersive Prisms and Gratings. In *Handbook of Optics. Volume II. Devices, Measurements & Properties*. (2nd ed., p. 5.1-5.16). New York [u.a.]: McGraw-Hill.

ABBILDUNGSVERZEICHNIS

Hinweis: Bei allen Fotos handelt es sich um eigene Aufnahmen.

Abbildung 1: Franz Exner um das Jahr 1900, Quelle: Österreichische Zentralbibliothek für Physik	7
Abbildung 2: Rowland-Anordnung als grundlegender Messaufbau von Exner und Haschek, nach Rowland (1883), S. 203.....	11
Abbildung 3: Projektionsschirm des Versuchsaufbaus, Quelle: Österreichische Zentralbibliothek für Physik	14
Abbildung 4: Anzahl der gemessenen Spektrallinien nach Atomgewicht des jeweils jeweiligen chemischen Elements, im Bogen- (oben) und Funkenspektrum (unten), aus Exner und Haschek (1911, pp. 36, 37)	18
Abbildung 5: Absorptions- (oberen drei Spektren) und Emissionsspektrum (Spektrallinien), nach Weiler (1901, p. 93)	23
Abbildung 6: Spektrale Leuchtdichte (Strahldichte) des schwarzen Strahlers als Funktion der absoluten Temperatur ; die Wien'sche Verschiebung beschreibt die Rotschift der Maxima, nach Schmidt (Schmidt, 2000, p. 72)	24
Abbildung 7: Linienform und Halbwertsbreite, nach Grimsehl & Schallreuter (1964, p. 319).	26
Abbildung 8: Dispersionskurve für verschiedene Stoffe (normale Dispersion), nach Eichler, Kronfeldt, & Sahm, (2016, S.308)	28
Abbildung 9: Strahlengang beim Minimum der Ablenkung, nach Eichler et al. (2016, p. 309)	29
Abbildung 10: Spektralzerlegung von weißem Licht, ergänzte Abbildung nach Wikipedia, Zugriff am 13. März 2019, unter https://de.wikipedia.org/wiki/Datei:Prism-rainbow.svg	30
Abbildung 11: Zusammenhang zwischen Winkeldispersion und lateraler Dispersion, nach Demtröder (2017, p. 346)	31
Abbildung 12: Intensitätsprofil mit Beugung, nach Demtröder (2017, p. 348)	33
Abbildung 13: Rayleigh-Kriterium für die Auflösung von zwei Spektrallinien, nach Demtröder (2017, p. 348)	33
Abbildung 14: Strahlengang in einem Prismenspektrometer mit 30°-Prisma, nach Eichler et al. (2016, p. 309)	34
Abbildung 15: Entstehung der Gitterspektren, nach Eichler (2004, p. 383).	38

Abbildung 16: Strahlengang eines Prismas mit konstanter, rechtwinkliger Ablenkung nach Pellin-Broca oder Hilger; links nach Hilger (1912, p. D4) und rechts nach Eichler (2004, p. 283)	41
Abbildung 17: Abbe-Prisma mit konstanter Ablenkung, nach Meissner (1929, p. 1332) ..	42
Abbildung 18: VI/31/1 Wellenlängen-Spektrometer mit konstanter Ablenkung von Hilger	43
Abbildung 19: VI/31/1 Detail Prismenstück und Skalentrömmel	45
Abbildung 20: VI/31/1 Aufnahmen der Glühlampe durch das Okular von dunkelrot bis dunkelblau (mit Fadenkreuz).....	47
Abbildung 21: VI/31/1 Dispersionskurve mit Hg/100	48
Abbildung 22: VI/31/1 Hg-Linien; (links) gelbe Doppellinie mit e-Linie, (Mitte) blaue Dreierlinie, (rechts) violette Linien	48
Abbildung 23: VI/31/1 Dispersionskurve mit He/10	49
Abbildung 24: VI/31/1 He-Linien; (links) rote & gelbe d-Linie, (Mitte) grüne & grünblaue Linien, (rechts) blaue Hauptlinien	50
Abbildung 25: VI/90 Wellenlängenspektromat mit konstanter Ablenkung und Monochromator	52
Abbildung 26: VI/90 Detail Prismenstück ohne Abdeckung und Abbild (rechts) der Schneckenströmmel nach Fuess (n.d., p. 27).....	54
Abbildung 27: VI/90 Hg-Hauptlinien; (links) gelbe Doppellinie, (Mitte) grüne e-Linie, (rechts) blaue g-Linie mit zwei Nebenlinien.....	57
Abbildung 28: VI/90 He-Hauptlinien (Intensität stark)	58
Abbildung 29: VI/90 Natrium D-Linien.....	60
Abbildung 30: VI/252 Festarmiger Prismen Spektralapparat, wahlweise mit Kamera und zweitem Prismensatz.....	62
Abbildung 31: VI/252 Detailansicht Abbe-Prismen	63
Abbildung 32: VI/252 Festarmiger Spektralapparat umgerüstet zum Spektrographen - Prismen nicht in korrekter Stellung	64
Abbildung 33: VI/252 Detailansicht Messspindel	65
Abbildung 34: VI/252 Hg-Linien; (links) 3 Linien in blau, (Mitte) die vier blaugrünen Linien, (rechts) gelbe Doppellinie	67
Abbildung 35: VI/252 Diagramm mit Hg/100.....	68
Abbildung 36: VI/252 Fotos des Kameraschirms für Hg/100 mit b=5 Skt. (links) und b=3 Skt. (rechts).....	68

Abbildung 37: VI/252 UV-Spektrum für Hg/100	69
Abbildung 38: VI/252 Diagramm mit He/10	70
Abbildung 39: VI/252 UV-Spektrum von He/10 mit markierter UV-Linie (Pfeil)	70
Abbildung 40: VI/252 Diagramm mit Na/10	71
Abbildung 41: VI/252 Bild durch das Okular mit D-Linie und grüner Doppellinie von Na/10 im Fadenkreuz	72
Abbildung 42: VI/43 Spektrometer nach Glan	74
Abbildung 43: VI/43 Detailansicht Skalenrohr	75
Abbildung 45: VI/43 Dispersionskurve mit Hg/100	77
Abbildung 44: VI/43 Hg-Linien ohne Okular	77
Abbildung 46: VI/43 He-Hauptlinien ohne Okular	78
Abbildung 47: VI/43 Dispersionskurve mit He/10	78
Abbildung 48: VI/47 Spektroskop mit Quarz-Prisma, Okularneigung hier ganz nach links gestellt	81
Abbildung 49: VI/47 Spaltapparat mit Vergleichsprisma	81
Abbildung 50: VI/47 Prismmentisch nach demontierter Blende	82
Abbildung 51: VI/47 Aufnahme der Scheibe im Okularstück; Hg-Spektrum mit weißgrünen UV-Linien (oben) und He-Vergleichsspektrum (unten)	84
Abbildung 52: VI/47 Spektren des VIS mit angepasster Belichtungszeit; (oben) Hg-Linien, (unten) He-Linien	85
Abbildung 53: VI/22 Hg-Linien ohne Vergleichsspektrum, weißgrüne Linie sind im UV- Bereich	85
Abbildung 54: VI/22 Spektralphotometer nach König	87
Abbildung 55: VI/22 Spaltapparatur mit geschwenktem Prisma	87
Abbildung 56: VI/22 Nicolokular mit Kreisscheibe	87
Abbildung 57: Flintprisma von VI/22	88
Abbildung 58: Strahlengang (Horizontalschnitt oben; Vertikalschnitt unten) von VI/22, nach Franz Schmidt & Haensch (1898, p.1)	89
Abbildung 59: Strahlenverlauf im Wollaston-Prisma, nach Weber (2004, p. 559)	89
Abbildung 60: Strahlenverlauf im Nicol'schen Prisma im Hauptschnitt, senkrecht zur Kittstelle, nach Weber (2004, p. 555)	90
Abbildung 61: Polarisations Ebenen des Nicols von VI/22, eigene Darstellung nach (Franz Schmidt & Haensch, 1898, p. 6)	91
Abbildung 62: Einstellungen des Okularnicols N, eigene Darstellung	93

Abbildung 63: Messaufbau von VI/22 für Bestimmung der Extinktion, nach Franz Schmidt & Haensch (1898, p.7).	95
Abbildung 64: VI/22 Aufnahme durch das Okularnicol, Hg-Linien	97
Abbildung 65: Vergleichsfelder von VI/22 bei einer Wellenlänge von 578 nm, beide Felder sind einmal abgedunkelt.....	98
Abbildung 66: Rowland'scher Kreis, nach Meissner (1929, p. 1338)	102
Abbildung 67: Rowland'sche Montierung, links nach Meissner (1929, p. 1339) und rechts nach Zissis (1995, p. 5.10)	102
Abbildung 68: VI/25 Rowland-Konkavgitter mit Holzetui.....	103
Abbildung 69: VI/25 Schriftzug Rowland-Konkavgitter	104
Abbildung 70: VI/25 Messaufbau des Konkavgitters, wobei am großen Schirm das Spektrum 1. Ordnung und am kleinen Schirm der reflektierte Spalt (0. Ordnung) zu sehen war; beide Anordnungen (oben $r_R = 1,0$ m; unten $r_R = 4,4$ m).....	106
Abbildung 71: VI/25 Hg-Spektrallinien mit $r_R = 4,40$ m	107
Abbildung 72: VI/25 vergrößerte Linien (mit Aufspaltung der Linien)	107
Abbildung 73: VI/25 kontinuierliches Spektrum mit $r_R = 4,40$ m	107
Abbildung 74: VI/25 Spektrallinien Hg/100, 1. Ordnung links des Spalts (oberes Bild rechts)	109
Abbildung 75: VI/25 Spektrallinien Cd/10, 1. Ordnung links des Spalts (oberes Bild rechts)	109
Abbildung 76: VI/15 Spektrallinien Hg/100 (nummeriert) mit mittleren Abstand in mm und $\pm 0,50$ mm.....	110
Abbildung 77: VI/25 Spektrum der Halogenlampe 544/6-00.....	111
Abbildung 78: VI/214 Gitterspektrograph.....	114
Abbildung 79: VI/214 Rowland-Plangitter.....	115
Abbildung 80: VI/214 Hg-Linien 1. Ordnung links vom Spalt	117
Abbildung 81: VI/214 Hg-Linien 2. Ordnung links vom Spalt	117
Abbildung 82: VI/214 Hg-Linien 3. Ordnung links vom Spalt, mit blauer Linie 4. Ordnung (neben gelber Doppellinie).....	117
Abbildung 83: VI/214 Halogenlampen-Spektrum 1. Ordnung.....	118
Abbildung 84: VI/214 Halogenlampen-Spektrum 2. Ordnung in zwei Aufnahmen	118
Abbildung 85: VI/214 Halogenlampen-Spektrum 3. Ordnung in Überlappen 2. Ordnung roter Farbbereich (rechts)	118

TABELLENVERZEICHNIS

Tabelle 1: VI/31/1 Messwerte für Hg/100	47
Tabelle 2: VI/31/1 Messwerte für He/10	49
Tabelle 3: VI/90 Messwerte für Hg/100	57
Tabelle 4: VI/90 Messwerte für He/10	58
Tabelle 5: VI/90 Messwerte für Na/10	59
Tabelle 6: VI/90 Messung der Sichtfeld-Blendenbreite	60
Tabelle 7: VI/90 Ausmessung der Natrium D-Linien.....	60
Tabelle 8: Messwerte VI/252 für Hg/100	67
Tabelle 9: VI/252 Messwerte für He/10.....	69
Tabelle 10: VI/252 Messwerte für Na/10.....	71
Tabelle 11: VI/43 Messwerte für Hg/100	77
Tabelle 12: VI/43 Messwerte für He/10.....	78
Tabelle 13: VI/43 Messwerte für Na/10.....	79
Tabelle 14: VI/22 Eichung des Apparates nach Hg- und He-Spektrallinien	97
Tabelle 15: VI/22 Bestimmung der Extinktion E von Grün- und Blauglas nach Gleichung 35 (Winkel in Grad)	98
Tabelle 16: VI/22 Messergebnisse der Winkelstellung Nicolokular N ₂	98
Tabelle 17: VI/25 Berechnung der Wellenlänge $\lambda_i \pm 0,32$ nm anhand Abstandsmessung der Spektrallinien für Hg/100	110
Tabelle 18: VI/214 Hg-Linien Abstandsmessung der Linien zueinander $\pm 0,5$ mm	117

ANHANG A: ZUSAMMENFASSUNG

Die Optische Spektroskopie stellte um das Jahr 1900 ein bedeutendes Forschungsgebiet der Physik dar, wie auch die historische Sammlung der Fakultät für Physik der Universität Wien durch ihre große Anzahl historischer Spektralapparate darlegt. Aus diesen zahlreichen geschichtsträchtigen Spektralapparaten mit verschiedenen Spezifikationen, behandelt diese Diplomarbeit insgesamt acht ausgewählte Geräte, darunter sechs Prismen- und zwei Gitterspektralapparate.

Hauptaufgabe der Diplomarbeit bilden neben der detailtreuen Beschreibung der einzelnen Objekte, die Demonstration der Funktionsweise und der experimentelle Einsatz in Messungen. Die protokollierten Messergebnisse und aufgezeichneten Spektren bekunden auf eindrucksvolle Weise die unterschiedlichen Facetten und Funktionsbesonderheiten der einzelnen Apparate. Voraussetzung sind ein geschichtliches Hintergrundwissen sowie die physikalischen Grundlagen der optischen Spektroskopie.

Ein weiterer Schwerpunkt sind die spektralanalytischen Arbeiten von Franz Serafin Exner (1849-1926) um 1900, die nicht nur theoretisch behandelt werden, sondern deren Versuchsaufbau mit einem historischen, originalen Rowland-Konkavgitter aus dem Jahr 1895 nachvollzogen wird.

Schlagwörter: Optische Spektroskopie, historische Spektralapparate, Prismenspektralapparate, Spektrometer, Spektralphotometer, Franz Serafin Exner, Rowland Konkavgitter

ANHANG B: ABSTRACT

Optical spectroscopy was an important field of study and research in physics around the year 1900 as the historical collection of the Faculty of Physics of the University of Vienna shows by its large number of historical spectroscopic instruments. From these numerous historical devices with different specifications, this diploma thesis investigates eight selected spectroscopic instruments including six prism and two grating spectroscopes.

The main task of the diploma thesis is the detailed description of the individual objects, the demonstration of the functionality and the experimental use in measurements. The outcome of measurement results and recorded spectra demonstrate impressively the different aspects and functional peculiarities of these historical devices. Prerequisite are a historical background knowledge as well as physical basics of optical spectroscopy.

Further focal points are the spectral analytical works of Franz Serafin Exner (1849-1929) around the year 1900, which are not only discussed theoretically, but their experimental setup is also reconstructed with a historic original Rowland diffraction grating dated from 1895.

Keywords: optical spectroscopy, historical spectroscopes, prism spectroscope, spectrometer, spectral photometer, Franz Serafin Exner, Rowland diffraction grating