Praktikumsversuch

Plasmaspektroskopie

Version vom 01.07.2024

MAX PLANCK INSTITUTE
FOR PLASMA PHYSICS

Inhaltsverzeichnis

1 Informationen **3**
1.1 Einleitung . . . 3
1.2 Theorie . . . 3
1.2.1 Spektroskopie . . . 3
1.2.2 Laborplasmen . . . 7
1.2.3 Plasma-Spektroskopie . . . 11
1.3 Experiment . . . 15
1.3.1 Spektrometersystem . . . 15
1.3.2 Cadmium-Quecksilber Spektrallampe . . . 17
1.3.3 Aufbau der Plasmakammer . . . 17
1.3.4 Diagnostik der Elektronentemperatur . . . 20

2 Aufgaben **23**
2.1 Vorbereitung zu Hause . . . 23
2.2 Vorbereitung vor Ort . . . 23
2.3 Explorieren des Spektrometersystems . . . 23
2.4 Spektroskopie eines He/Ar-Mischplasmas . . . 24

3 Hinweise zum Verfassen des Protokolls **26**

Literaturverzeichnis **27**

1 Informationen

1.1 Einleitung

Dieser Praktikumsversuch soll einen ersten Einblick in die spektroskopische Plasmadiagnostik vermitteln. Im ersten Versuchsteil werden grundlegende Parameter eines Gitterspektrometersystems anhand der Spektroskopie einer Quecksilber-Cadmium Spektrallampe untersucht. Die Interpretation verschiedener Spektren zeigt die Wirkung der Breite des Eintrittsspalts, der Öffnung der Irisblende und der Gitterkonstante. Zudem wird die Wahl der CCD-Kamera als Detektorsystem diskutiert. Grundlegende Kenntnisse zur spektralen Zerlegung des Lichts in Spektralapparaten und zu Gitterspektrometern im Besonderen werden hierfür vorausgesetzt.

Im zweiten Versuchsteil wird ein induktiv gekoppeltes Hochfrequenz-Plasma (ICP) betrachtet. Das Laborplasma wird bei Unterdruck in einem wassergekühlten Kessel gezündet. Dazu müssen mithilfe verschiedener Druckmessungen der Pumpstand mit Vor- und Turbopumpe sowie die He-Ar-Gaszufuhr gut eingestellt werden. Zudem muss die Einkopplung der Hochfrequenzheizung mittels ihrer Matchbox optimiert werden.

Das betrachtete Plasma ist ein „kaltes“, nichtthermisches Plasma, d. h. die Temperaturen von Elektronen und schweren Teilchen (Ionen und Neutralen) unterscheiden sich erheblich. Die Anregung der schweren Teilchen führt zur Emission charakteristischer Spektren bestehend aus Linien, Molekülbanden und evtl. Kontinua, die mit dem Spektrometer untersucht werden. Da der Ionisationsgrad des Plasmas gering ist, sind Elektronenstoßanregung und spontane Emission die dominierenden Prozesse der An- und Abregung. Das Gleichgewicht dieser Prozesse wird Koronagleichgewicht genannt und ermöglicht die Bestimmung der Elektronentemperatur aus dem Intensitätsverhältnis zweier Spektrallinien.

1.2 Theorie

1.2.1 Spektroskopie

Spektroskopie bezeichnet die Untersuchung von Proben durch Analyse des wellenlängenabhängigen Intensitätsspektrums elektromagnetischer Wellen mithilfe eines Spektralapparats. Ein Spektrometer besteht aus einem dispersiven Element (z. B. einem Prisma oder Beugungsgitter), einem Detektor (z. B. einem Photomultiplier oder einer CCD-Kamera) und weiteren optischen Elementen wie Eintrittsspalt, Spiegeln, Linsen und Blenden, mit denen der optische Strahlengang gesteuert werden kann.

Beugungsgitter

Die Beugung von Licht an einem Gitter kann zur Dispersion genutzt werden. Die nach dem huygenschen Prinzip an jedem Gitterspalt entstehenden kreisförmigen Elementarwellen interferieren, was je nach Einfallswinkel, Gitterart und -konstante und Wellenlänge zu unterschiedlichen Lichtintensitäten bei verschiedenen Ausfallswinkeln führt. Es gibt verschiedene Arten von Beugungsgittern, deren Wahl je nach Anforderung und Einsatzzweck so getroffen werden sollte, dass die Intensität des Signals auf dem Detektor und die spektrale Auflösung möglichst vorteilhaft für die Analyse sind. Grundsätzlich unterscheidet man Transmissions- und Reflexionsgitter und diese wiederum nach der Gitteroberfläche und Furchen- bzw. Schlitzform. Bei Transmissions-Gittern verliert das Licht bei der Beugung am Spalt etwas Intensität, Reflexionsgitter erzeugen daher ein helleres Spektrum. Abb. 1.1 zeigt eine Animation eines Beugungsgitters mit der bekannten Aufspaltung in Spektralfarben.

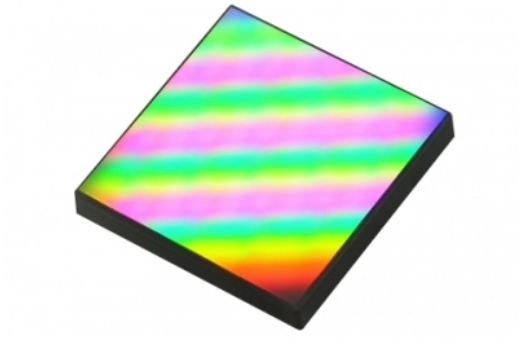

Abbildung 1.1: Animation eines Beugungsgitters. (9)

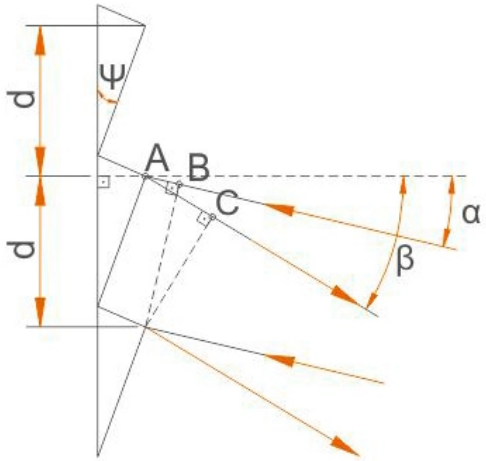

Abbildung 1.2: Beugung am Echelettegitter. (8)

Eine besondere Form der Reflexionsgitter sind sogeannte Echelettegitter (auch Blazegitter genannt), die eine sägezahnförmiger Oberfläche aufweisen. Der Winkel zwischen der mittleren Gitteroberfläche und der Oberfläche der einzelnen Furchen kann dann so gewählt werden, dass die Ausfallsrichtung einer gewünschten Beugungsordnung und einer gewünschten Wellenlänge mit der geometrischen Reflexionsrichtung überein stimmt. Unter diesen Bedingungen ist der Beugungswirkungsgrad und das Auflösungsvermögen besonders hoch. Abb. 1.2 zeigt eine Skizze mit den geometrischen Überlegungen zur Herleitung des Beugungsmusters eines Echelettegitters. Maxima n-ter Ordnung entstehen durch konstruktive Interferenz, wenn die Differenz der Weglängen ein n-faches der Wellenlänge ist. Betrachtet man die ausfallenden Strahlengänge aufgrund der im Verhältnis zum Abstand zwischen Gitter und Detektor sehr kleinen Gitterkonstante als parallel, so entspricht diese Differenz der Strecke BA + AC und es ergibt sich für Beugungs-Hauptmaxima n-ter Ordnung

$$\mathrm{n}\lambda = \mathrm{d}\left(\sin(\alpha) + \sin(\beta)\right), \mathrm{n} \in \mathbb{Z}, \tag{1.1}$$

mit der zu betrachtenden Wellenlänge λ , dem Abstand zwischen benachbarten Furchen des Gitters d und den Einfalls- und Ausfallswinkeln α und β.

Aufgrund der Abhängigkeit des Ausfallswinkels β von d und λ werden teils Gitter mit unterschiedlicher Gitterkonstante für verschiedene Wellenlängenbereiche eingesetzt. Je geringer die Gitterkonstante, d. h. die Anzahl der Furchen pro Millimeter (auch l/mm für lines/mm), und je geringer die betrachtete Interferenzordnung, desto größer ist der Wellenlängenbereich, der abgebildet werden kann. Auf

der anderen Seite sinkt dann die Auflösung. Diese Zusammenhänge beschreibt die Dispersion, d. h. die Änderung der Wellenlänge mit dem Beobachtungs- bzw. Ausfallswinkel: $\frac{\partial\lambda}{\partial\beta} = \frac{\mathrm{d}\cos\beta}{\mathrm{n}}$.

Zwischen zwei Hauptmaxima benachbarter Beugungsordnungen einer Wellenlänge liegen bei N Gitterfurchen $\mathrm{N}-2$ Nebenmaxima und entsprechend $\mathrm{N}-1$ Minima. Die Nebenmaxima entstehen durch Interferenz von Wellen, die an nicht direkt benachbarten Gitterfurchen gebeugt wurden, und ihre Intensität sinkt mit N, während die Schärfe der Hauptmaxima zunimmt. Nach dem Rayleigh-Kriterium können Hauptmaxima zweier Wellenlängen λ und $\lambda + \Delta\lambda$ deutlich unterschieden werden, wenn das betrachteten Hauptmaximum der Wellenlänge $\lambda + \Delta\lambda$ mindestens soweit vom betrachteten Hauptmaximum der Wellenlänge λ entfernt ist wie das erste Minimum der Wellenlänge λ. Aufgrund der in Realität endlichen Breite der Gitterfurchen bzw. -spalte, ist dem theoretischen Beugungsmuster eines Gitters in realen optischen Instrumenten zudem das Beugungsmuster eines Einzelspalts als Einhüllende überlagert. Dies bewirkt eine geringere Intensität höherer Beugungsordnungen. In Abb. 1.3 ist ein vollständiges realistisches Beugungsmuster für eine Wellenlänge skizziert.

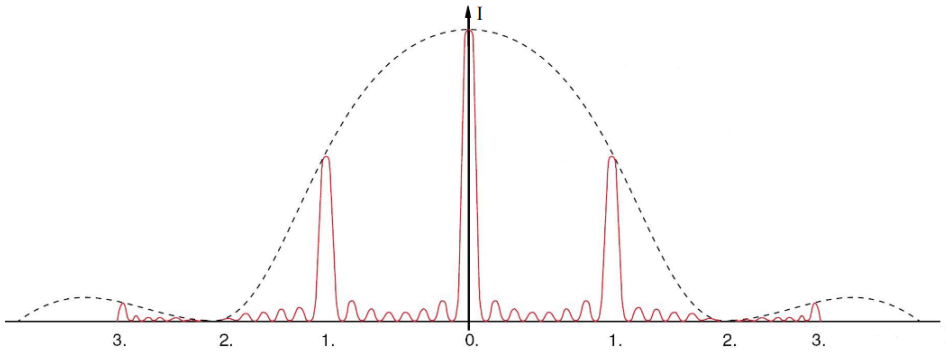

Abbildung 1.3: Beispiel eines Beugungsmusters für eine Wellenlänge bei Verwendung eines Gitters mit $\mathrm{N} = 8$ Furchen. Die x-Achse entspricht $\sin(\beta)$ (ohne Absolutwerte aufgrund der Abhängigkeit von Gitterkonstante und Einfallswinkel). Die Ordnung der Hauptmaxima ist angegeben und die durch die Einzelspaltbeugung in realen optischen Sytemen bedingte Einhüllende ist gezeigt. Nach (1), Seite 325.

Czerny-Turner Spektrograph

Ein Czerny-Turner Aufbau besteht aus einem Eintrittsspalt, zwei Hohlspiegeln und einem (oft drehbaren) Beugungsgitter. Die beiden Spiegel dienen als Kollimator bzw. fokussierendes Element. Der Strahlengang ist in Abb. 1.4 skizziert.

Die lineare Dispersion eines Spektrographs über die Position in der Bildebene x kann als Quotient der winkelabhängigen Dispersion des Gitters und der Fokuslänge f des Spektrographs genähert werden: $\frac{\partial\lambda}{\partial\mathrm{x}} = \frac{\mathrm{d}\cos\beta}{\mathrm{nf}}$. Durch Rotation des Gitters können Ein- und Ausfallswinkel und damit der abgebildete Wellenlängenbereich oder gar die betrachtete Beugungsordnung, sowie die Dispersion variiert werden. Auch können zur optimalen Einstellung des Spektrographs oft Gitter verschiedener Furchendichte verwendet werden, wodurch neben der Dispersion die Schärfe der Spektrallinien beeinflusst wird. Gemeinsam mit einem Ausgangsspalt, der einen engen Wellenlängenbereich herausfiltert, würde der Spektrograph zum Monochromator.

Die Instrumentenfunktion des Spektrographs, d. h. die Form der realen Abbildung in Abhängigkeit der theoretischen Abbildung, ist durch die endliche Breite des Eintrittsspalts, Aberrationen sowie Ungenauigkeiten in der Fertigung und Positionierung der optischen Elemente bestimmt. Eine besonders relevante Aberration ist der Astigmatismus der Hohlspiegel. Für Licht, das nicht entlang ihrer

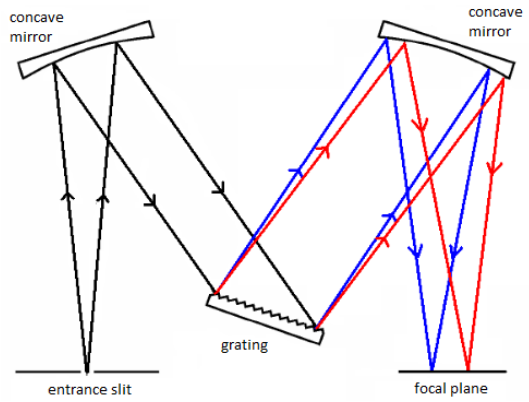

Abbildung 1.4: Skizze des Strahlengangs in einem Czerny-Turner Spektrograph. Nach (4).

optischen Achse auftrifft, ist die Fokuslänge entlang der meridionalen und der sagittalen Ebene unterschiedlich, wie in Abb. 1.5 veranschaulicht. In vielen Spektrographen wird Astigmatismus durch die Verwendung asphärischer optischer Elemente korrigiert. Darüber hinaus können Probleme durch Streulicht, Reflexionen im Aufbau, ungünstige Beschichtungen der optischen Elemente oder bei sehr niedrigen Wellenlängen durch Luft im Spektrometer entstehen.

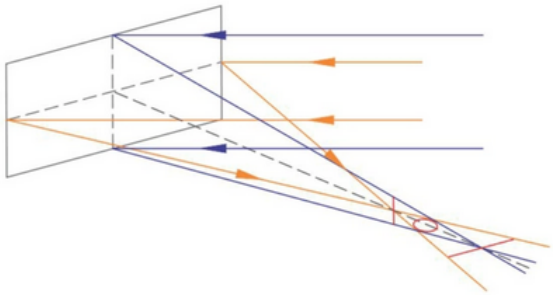

Abbildung 1.5: Veranschaulichung der Wirkung des Astigmatismus eines Hohlspiegels. (8)

Detektoren

Zusammen mit einem Detektor wird ein Spektrograph zum Spektrometer. Die verwendbaren photoelektrischen Detektoren können in verschiedene Kategorien eingeteilt werden. Wenn lediglich die Lichtintensität an einem Punkt im Raum gemessen werden kann, wie z. B. mit einem Photomultiplier oder einer Photodiode, kann dennoch in Kombination mit einem drehbaren Gitter und evtl. einem Austrittspalt zur Monochromatisierung ein Spektrum gescannt werden. Mit linearen Detektoren, die aus einer eindimensionalen Aneinanderreihung von Photosensoren (Pixeln) bestehen, z. B. 1D-CCD-Chips, kann dagegen ein gewisser Wellenlängenbereich eines Spektrums gleichzeitig und damit meist schneller (auch wenn die einzelne Aufnahme mit einem Photomultiplier sensitiver und damit meist schneller ist) und vor allem zeitsynchron erfasst werden. Detektoren mit mehreren Pixelreihen, z. B. 2D-CCD-Chips bieten gegenüber 1D-CCD-Chips den Vorteil, dass bei geringer Lichtintensität mehrere Reihen, auf die das Spektrum abgebildet wird, per Binning zusammengefasst werden können und daher die Expositionszeit reduziert werden kann. Außerdem ist es möglich, Licht aus verschiedenen Quellen auf unterschiedliche Reihen (Kanäle) abzubilden. Der hauptsächliche Nachteil von linearen oder mehrdimensionalen Detektoren ist, dass sie bisher nur für UV, sichtbare und Nah-Infrarot-Wellenlängenbereiche günstig und mit guter Sensitivität erhältlich sind. Besonders Spektrometer im

Röntgen- oder Gamma-Bereich basieren deshalb oft auf Photomultipliern.

Die Pixelgröße des Detektors bestimmt gemeinsam mit der linearen Dispersion des Spektrographs die spektrale Auflösung des Spektrometers. Der (elektrische) Auslesefehler des Detektors bestimmt außerdem gemeinsam mit der Poissonstatistik des Photoneneinfalls die Genauigkeit der Intensitätsmessung.

Spektrallampen

Als Spektrallampen werden Gasentladungslampen bezeichnet, deren Licht durch die Anregung von Metalldämpfen oder Edelgasen durch Stöße mit Elektronen erzeugt wird. Sie bestehen aus einer gasgefüllten Röhre, an die eine Spannung angelegt wird. Ihr Linienspektrum hat eine große spektrale Reinheit, sodass sie sich gut zur Untersuchung und Kalibrierung von Spektrometersystemen eigenen.

1.2.2 Laborplasmen

Plasmen kommen in vielfältiger Gestalt im Weltraum (z. B. als Hauptbestandteile von Sternen) und in der Natur (z. B. bei Blitzen) vor, werden aber auch von Menschen erzeugt und industriell eingesetzt (z. B. für Beschichtungsverfahren) oder in physikalischen Laboren untersucht (z. B. im Rahmen der Fusionsforschung). Künstlich erzeugte Plasmen können anhand ihres Drucks in Niederdruck- und Atmosphärendruck- bzw. Hochdruckplasmen unterschieden werden und anhand ihrer thermischen Eigenschaften in thermische (heiße, Gleichgewichts- bzw. Hochtemperatur-) Plasmen und nicht-thermische (kalte, nicht-Gleichgewichts- bzw. Niedertemperatur-) Plasmen. Im Gegensatz zu thermischen Plasmen, wie sie in Tokamaks und Stellaratoren erzeugt werden, liegt in kalten Plasmen die Ionen- und Neutralteilchentemperatur deutlich unter der Elektronentemperatur. Das hat den Vorteil, dass kein magnetischer Einschluss zur Abschirmung der Gefäßwände nötig ist. Besonders einfach sind kalte Plasmen bei Drücken deutlich unter Atmosphärendruck realisierbar. In Laboren und der Industrie sind kalte Niederdruckplamen daher ein gern genutztes Szenario.

Kalte Niederdruckplasmen

Bei reduziertem Druck in einem Gas ist die mittlere freie Weglänge der Teilchen größer als unter Atmosphärenbedingung, sodass energieübertragende Stoßprozesse seltener werden und die Entstehung thermischen Gleichgewichts behindert wird. Durch externe Energiezufuhr, welche geladene Teilchen beschleunigt, können die Elektronen aufgrund ihrer deutlich geringeren Masse von den Atomkernen getrennt und selektiv geheizt werden. Es entsteht ein Plasma mit hoher kinetischer Energie der Elektronen, während die schweren Teilchen (Ionen und Neutrale) etwa bei Raumtemperatur verbleiben.

Während thermische Fusionsplasmen fast vollständig ionisiert sind, liegt der Ionisationsgrad eines kalten Niederdruckplasmas im Promille-Bereich, da kaum Stoßionisation stattfindet. Die Elektronen- und Strahlungsdichte ist dadurch wesentlich geringer. Außerdem ist zur Aufrechterhaltung des Plasmas in jedem Fall eine externe Energiezufuhr nötig, während ein brennendes Fusionsplasma sich durch die Fusionsprozesse selbst heizt.

Zur Ionisation und Heizung der Elektronen in einem kalten Niederdruckplasma gibt es unterschiedliche Verfahren. Dazu gehören insbesondere die kapazitive und die induktive Radiofrequenzkopplung. Kapazitiv gekoppelte Plasmen werden zwischen zwei Elektroden, an denen eine hochfrequente Wechselspannung anliegt, erzeugt. Bei der induktiven Kopplung wird die Beschleunigung der Elektronen induktiv erreicht, d. h. durch ein zeitlich veränderliches Magnetfeld, welches eine Ringspannung bewirkt.

Induktive Kopplung

Ein ICP (Inductively Coupled Plasma) besteht aus einer Spule, durch die ein Radiofrequenz-Wechselstrom fließt, und einer passend orientierten Plasmakammer. Durch das oszillierende Magnetfeld der Spule wird im Plasma wiederum eine Wechselspannung induziert, die die Elektronen beschleunigt, d. h. einen Wechselstromfluss auslöst. Das Plasma kann als Sekundärwicklung eines Transformators betrachtet werden. Meist wird entweder eine zylindrische oder eine planare Konfiguration von Spule und Plasmakammer verwendet. Im planaren Aufbau kann das aus dem Plasma emittierte Licht durch ein Fenster beobachtet werden ohne dass die Induktionsspule sich im Sichtfeld befindet. Er eignet sich daher für spektroskopische Untersuchungen.

Die planare Konfiguration zur Erzeugung eines ICP besteht aus einer planaren Spule, die durch ein Dielektrikum getrennt auf der Plasmakammer aufliegt. Das Dielektrikum, meist Quarzglas (SiO_2), sorgt dafür, dass das Magnetfeld ohne vorherige Abschirmung durch Induktionsströme in das Plasma einkoppeln kann. Eine Skizze des grundlegenden Aufbaus mit Magnetfeld und induziertem elektrischem Feld ist in Abb. 1.6 gezeigt.

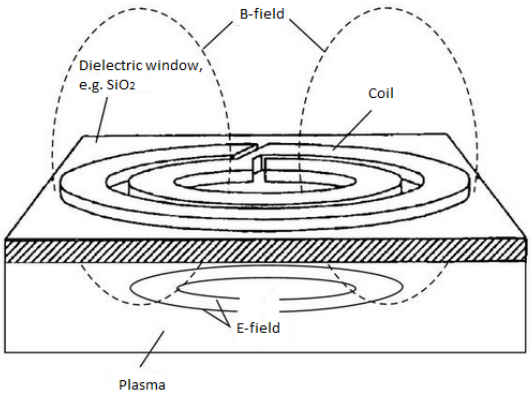

Abbildung 1.6: Skizze der planaren ICP Konfiguration. Nach (6).

Auch wenn der Aufbau für den induktiven Betrieb (H-Mode) konzipiert ist, kann ein ICP auch im kapazitiven Kopplungsmodus (E-Mode) betrieben werden. Wie bei der kapazitiven Kopplung eines CCP (capacitively coupled plasma) zwischen parallelen Elektroden sind die Ströme durch das Plasma in der E-Mode divergent. Die Elektronen werden durch die radialen und axialen E-Felder beschleunigt, die zwischen Zuführung und Erdung der Spule sowie zwischen Zuführung der Spule und der geerdeten Plasmakammer bestehen. Bei geringer Ladungsträgerdichte ist die induktive Kopplung ineffektiv, da nur ein kleiner Teil der Leistung als Induktionsstrom im Plasma absorbiert wird. Die induktive Leistungsabsorption kann durch die Skintiefe beschrieben werden, bei welcher der Dämpfungsfaktor des in das Plasma eindringenden ringförmigen elektrischen Felds $1/e$ beträgt. Eine Dämpfung des E-Felds bzw. Induktion eines Plasmaringstroms erfolgt dann, wenn die eingekoppelte RF-Frequenz kleiner ist als die Plasmafrequenz. Die Effektivität der Dämpfung steigt mit der Plasmafrequenz, d. h. mit der Elektronendichte, da $\omega_{Pl} \propto \sqrt{n_e}$. Die Skintiefe wird bei zunehmender Elektronendichte entsprechend kleiner. Ist sie kleiner als die Ausmaße der Plasmakammer, so wird der Spulenstrom nahezu vollständig ins Plasma induziert und die induktive Kopplung ist dominant.

Die möglichen Betriebspunkte des Plasmas bestimmen sich durch das Gleichgewicht aus absorbierter Leistung und Verlustleistung, vgl. Abb. 1.7. Zum Zünden des Plasmas bei geringer Elektronendichte wird häufig die kapazitive Kopplung genutzt. Bei zunehmender Elektronendichte, die z. B. durch

Erhöhung der Leistungszufuhr erreicht werden kann, kommt es an einem gewissen Punkt zu einem Phasensprung, bei dem das Plasma in den induktiv gekoppelten Modus übergeht. Die Leuchtkraft erhöht sich dann schlagartig. In Realität liegt allerdings zu einem gewissen Grad immer eine Mischung aus E- und H-Mode vor und der Phasenübergang unterliegt zudem einer Hysterese.

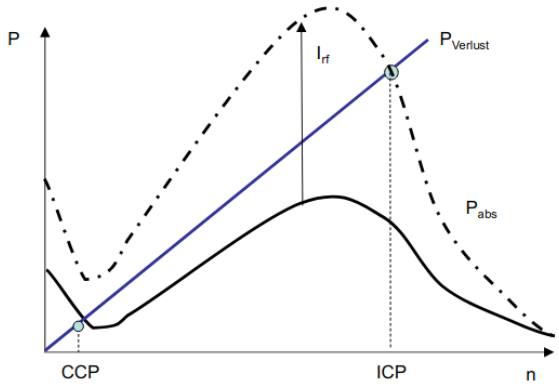

Abbildung 1.7: Beispiel für die Abhängigkeit der kapazitiven (CCP) oder induktiven (ICP) Kopplung des Plasmas in einem ICP-Aufbau von der Elektronendichte. Lineare Zunahme der Verlustleistung P_{Verlust} mit der Elektronendichte, Abhängigkeit der absorbierten Leistung P_{abs} von Elektronendichte und Plasmastrom. Mögliche Betriebspunkte bei niedriger Elektronendichte n und niedrigem Strom $\mathrm{I_{rf}}$ (CCP) oder hoher Elektronendichte und hohem Strom (ICP). (7).

Um den kapazitiven Modus aktiv zu unterdrücken, kann das elektrische Feld zwischen den Spulenpolen mit einem Faraday-Schirm abgeschirmt werden. Dieser besteht aus Drähten, die entlang des Potentialabfalls zwischen den Spulenwindungen kurzschließen, aber so unterbrochen sind, dass der induzierte Strom nicht abgeschirmt wird. Die daraus resultierende sternförmige Anordnung ist in Abb. 1.8 skizziert. Solange ein eingebauter Faraday-Schirm nicht geerdet ist, liegt an ihm durch den Spulenstrom ein Potential an. Aufgrund des Potentialunterschieds zum Plasmagefäß kann das Plasma dann kapazitiv betrieben werden. Bei Erdung des Faraday-Schirms, z. B. nach der Zündung des Plasmas mittels kapazitiver Kopplung, werden die divergenten elektrischen Felder abgeschirmt und das Plasma somit gezielt induktiv betrieben.

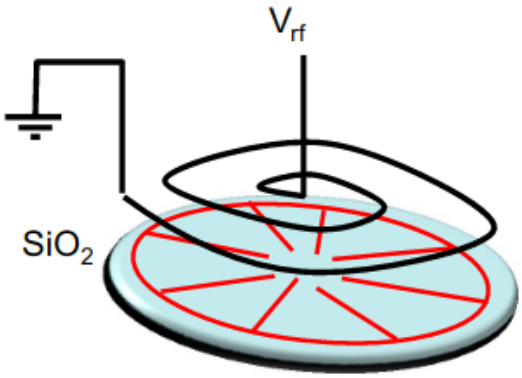

Abbildung 1.8: Skizze eines Faraday-Schirms zwischen Spule und Dielektrikum. (7)

Für möglichst gute Einkopplung der RF-Leistung in den Schwingkreis mit Spule und Plasma muss die Impedanz der Quelle Z_S gleich der komplex konjugierten Impedanz der Last Z_L sein (siehe (1), Seite 160). Unter Annahme einer kombinierten Induktivität L_{C_P} und eines ohmschen Wiederstand R_{C_P} von Spule und Plasma, d. h. einer Impedanz $Z_{C_P} = R_{C_P} + i\omega L_{C_P}$, wäre das ohne Anpassungsnetzwerk unmöglich, denn Z_S entspricht nur dem reellen ohmschen Widerstand R_S. Mit einem aus zwei veränderlichen, parallel und in Serie geschalteten Kapazitäten bestehenden Anpassungsnetzwerk, einem sog. „Matching Netzwerk“ oder auch „Match-Box“, wie in Abb. 1.9 skizziert, berechnet sich die Impedanz der Last als:

$$\frac{1}{Z_L} = \frac{1}{Z_{C_2}} + \frac{1}{Z_{C_1} + Z_{CP}} = \frac{1}{\frac{i}{-\omega C_2}} + \frac{1}{\frac{i}{-\omega C_1} + R_{CP} + i\omega L} \tag{1.2}$$

Soll diese der Impedanz der Quelle gleichen, so muss der Imaginärteil verschwinden und der Realteil gleich R_S sein. Das bedeutet:

$$\begin{aligned} C_1 &\stackrel{!}{=} \frac{1/\omega}{\omega L_{CP} - \sqrt{R_S R_{CP} - R_{CP}^2}} \\ C_2 &\stackrel{!}{=} \frac{1}{\omega}\sqrt{\frac{1}{R_S R_{CP}} - \frac{1}{R_S^2}}. \end{aligned} \tag{1.3}$$

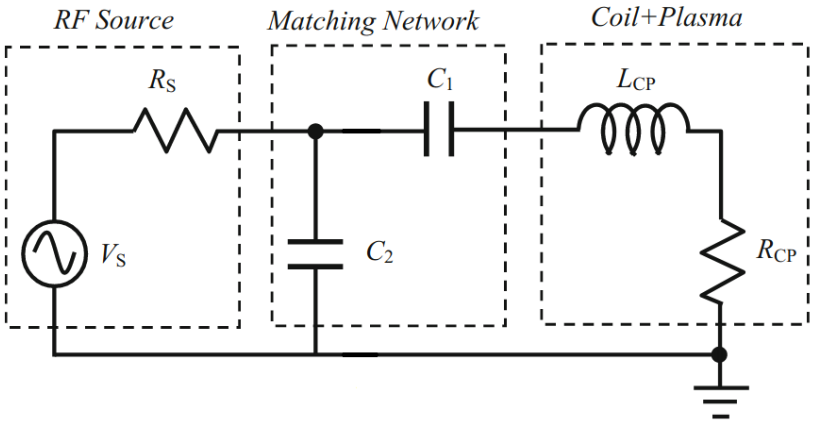

Abbildung 1.9: Schaltskizze zur Verdeutlichung des Prinzips einer Match-Box. Nach (3), Seite 533.

Ein wesentlicher Vorteil von ICPs gegenüber CCPs sind die hohen erreichbaren Elektronendichten und die damit verbundene hohe Leuchtkraft. Außerdem beugt der Ringstromfluss parallel zur Elektrode bzw. die geringe Randschichtspannung dem Verlust von Ladungsträgern zum Rand und der dadurch bewirketen Oberflächenerosion durch Ionenstoßprozesse vor. Mögliche Schwierigkeiten mit ICP können allerdings auftreten, wenn beispielsweise metallische Verunreinigungen auf der dielektrischen Schicht die Einkopplung der Leistung behindern.

Vakuumtechnik

Um die geringen Drücke zu erzeugen, die für die Zündung eines kalten Niederdruckplasmas nötig sind, benötigt man eine dichte, stabile Plasmakammer, an die Vakuumpumpen angeschlossen sind. Ein häufig verwendeter Aufbau ist die kombinierte Verwendung einer Vorpumpe mit einer Turbomolekularpumpe. Würde eine Turbomolekularpumpe ohne Vorpumpe eingesetzt, wäre ihre Motorleistung

zu gering und Erhitzung durch die Reibung an der Luft zu hoch.

Die Vorpumpe ist meist eine Verdrängerpumpe, die angesaugte Luft verdichtet und ausstößt. Sie erzeugt Drücke, bei denen die mittlere freie Weglänge der Gasteilchen deutlich größer ist als der Strömungsdurchmesser. Stöße mit der Wand sind dann wahrscheinlicher als Wechselwirkungen der Gasteilchen untereinander, d. h. die Strömung ist nicht mehr viskos sondern molekular. Ausgehend von diesem Vorvakuum kann die Turbomolekularpumpe ein Hoch- oder Ultrahochvakuum erzeugen. Sie besteht aus mehreren Stufen sich verdichtender, kreisförmig angeordneter Rotor- und Statorblätter, wie sie auf dem Foto in Abb. 1.10 erkennbar sind. Die sich drehenden Rotorblätter übertragen bei Stößen mit den Gasteilchen auf diese einen Impuls in Pumprichtung und die fest verbauten Statorblätter leiten diejenigen Gasteilchen, die eine passende Strömungsrichtung haben, zu den Rotorblättern der nächsten Pumpstufe. Für eine gute Pumpleistung muss die Geschwindigkeit der Rotorblätter am Außenrand mindestens die Größenordnung der mittleren thermischen Geschwindigkeit der Teilchen erreichen, was oft sehr hohen Drehzahlen im Bereich von zehntausenden Umdrehungen pro Minute entspricht. Einfluss auf die mittlere Teilchengeschwindigkeit hat unter anderem die Masse der Teilchen, weshalb leichte Moleküle schwieriger zu pumpen sind.

Abbildung 1.10: Foto einer aufgeschnittenen 10-stufigen Turbomolekularpumpe. Die Saugseite ist oben. (10)

1.2.3 Plasma-Spektroskopie

Im Plasma bewegen sich geladene Teilchen (Ionen und Elektronen) sowie Neutrale. Diese interagieren miteinander in einer Vielfalt von physikalischen Vorgängen. Neben Ionisations- und Rekombinationsprozessen zählen dazu auch unterschiedliche Mechanismen, die Elektronenübergänge in Atomen und Molekülen bewirken. Man unterscheidet unter anderem in Anregung oder Ionisation durch Photonen oder Elektronenstöße, spontane und stimulierte Emission, Elektronenstoßabregung, Strahlungsrekombination, dielektronische Rekombination und Ladungsaustauschprozesse. Einige dieser Vorgänge gehen mit Emission oder Absorption elektromagnetischer Strahlung einher.

Strahlungsprozesse im Plasma

Für jedes Neutrale oder Ion eines chemischen Elements sind durch seine individuelle Elektronenkonfiguration nur Elektronenübergänge zwischen spezifischen quantenmechanischen Energieniveaus gemäß

der Auswahlregeln möglich, d. h. nur Linienemission bei bestimmten Wellenlängen. Der Übergang zwischen zwei Energieniveaus mit verschiedenen Hauptquantenzahlen n ist durch die quantenmechanische Feinstruktur (Drehimpulsquantenzahl l und magnetische Quantenzahl m) und im Fall externer elektrischer oder magnetischer Felder zusätzlich durch den Stark- oder den Zeeman-Effekt in mehrere Übergänge mit kleinen Energieunterschieden unterteilt. Ein beispielhaftes Termschema der Energieniveaus des neutralen He-Atoms unter Berücksichtigung der Feinstruktur ist in Abb. 1.11 gezeigt. Der Zusammenhang zwischen der Energie E_{Ph}, die das Elektron als Photon abgibt, und der Wellenlänge des Lichts λ ist $E_{Ph} = \frac{hc}{\lambda}$, wobei c die Lichtgeschwindigkeit und h das Planck'sche Wirkungsquantum ist.

Linienstrahlung im sichtbaren Bereich stammt meist von Übergängen zwischen zwei angeregten Energieniveaus, denn der Energieunterschied bei Rückgang in den Grundzustand ist meist so groß, dass die emittierte Strahlung im ultravioletten Bereich (VUV für vacuum ultra violet) liegt. Kontinua in Emissionsspektren entstehen z.B. als Grenzkontinua bei Rekombinationsprozessen. Elektronen mit beliebigen Energien können in ein diskretes Energieniveau des dann Neutralen oder Ions mit niedrigerer Ionisationsstufe übergehen. Dazu kommt das Kontinuum der von Ladungs und Temperatur abhängigen Bremsstrahlung, sowie unter Umständen Molekülbanden. Letztere bestehen aus vielen einzelnen Emissionslinien durch verschiedene Schwingungs- und Rotationszustände des Moleküls, die nur kleine Energiedifferenzen aufweisen. Die Form- bzw. Feinstruktur einer Molekülbande ist durch die Verteilung über die Schwingungs- und Rotationszustände bestimmt. In einem stoßdominierten Plasma, d. h. im vollständigen thermodynamischen Gleichgewicht, strahlt das Plasma mit Schwarzkörperstrahlung gemäß seiner Temperatur.

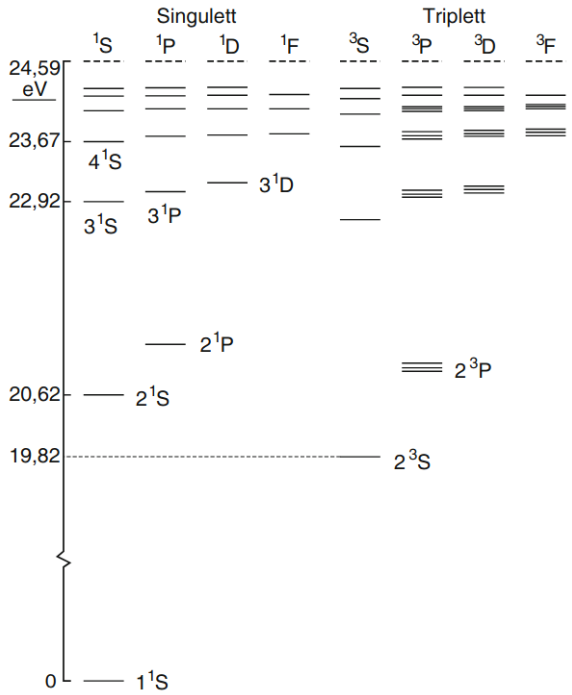

Abbildung 1.11: Termschema des neutralen He-Atoms mit Energiedifferenzen zum Grundzustand (willkürlich gewählter Energienullpunkt), Termbezeichnung nach $n\,^{2S+1}L$, d. h. die erste Zahl gibt die Hauptquantenzahl n an, der große Buchstabe die Quantenzahl des Gesamtbahndrehimpulses und die kleine hochgestellte Zahl die Multiplizität des Zustandes (Singulett vs. Triplett), d. h. wie viele Möglichkeiten es für den Gesamtspin gibt. Nach (2), Seite 183.

Koronagleichgewicht

In einem kalten Niederdruckplasma sind der Ionisationsgrad und entsprechend die Elektronen- und Strahlungsdichte gering. Unter den möglichen Anregungsprozessen sind dann Stöße mit freien Elektronen gegenüber Photonenabsorption dominant, während die Abregung überwiegend durch spontane Emission geschieht statt durch stimulierte Emission oder Elektronenstoßabregung. Es gibt also jeweils einen vorherrschenden Prozess zur Anregung und Abregung. Im stationären Fall stellt sich ein Gleichgewicht ein, in dem die Teilchen aufgrund der geringen Elektronendichte fast alle im Grundzustand sind. Da in der dünnen, heißen Sonnenkorona ähnliche Bedingungen herrschen ($n_e \approx 10^{12}$ m^{-3}, $T_e \approx 100$ eV), spricht man vom Koronagleichgewicht. Das Koronagleichgewicht gilt auch für Ionisationsprozesse: Die Ionisation geschieht hauptsächlich durch Elektronenstoßionisation, die Rekombination durch Strahlungsrekombination.

Die Strahlungsgleichgewichtsbedingung des Koronagleichgewichts lautet:

$$\text{Elektronenstoßanregung aus Grundzustand} = \text{spontane Emission}$$
$$\dot{N}_{1,m} = n_1 n_e X_{1,m}(T_e) = \dot{N}_{m,k} = n_m \sum_{k<m} A_{m,k}. \tag{1.4}$$

$\dot{N}_{m,k}$ bezeichnet dabei die Rate an Elektronenübergängen aus dem Zustand m in den Zustand k pro Volumen (in $[\frac{1}{\mathrm{s\,m^3}}]$), n_m die Dichte der Elektronen im Zustand m, n_e die Dichte an freien Elektronen, $X_{1,m}$ den Ratenkoeffizienten für die Elektronenstoßanregung aus dem Grundzustand (mit Index 1) in den Zustand m (in $[\frac{\mathrm{m}^3}{s}]$) und $A_{m,k}$ die Übergangsrate (Einstein-Koeffizienten) (in $[\frac{1}{s}]$) für spontane Emission aus dem Zustand m in den Zustand k. $X_{1,m}$ ist von der Elektronentemperatur T_e abhängig, denn der Ratenkoeffizient berechnet sich durch Integration des Geschwindigkeits-spezifischen Wirkungsquerschnitts $\sigma(v)$ über die Relativgeschwindigkeit v gewichtet mit der Geschwindigkeitsverteilung $f(v)$: $X = \int_{v_{\text{threshold}}}^{\infty} \sigma(v) f(v) \mathrm{d}v$ mit $\int_0^\infty f(v)\mathrm{d}v = 1$ und $v_{\text{threshold}}$ der minimal nötigen Relativgeschwindigkeit für die Anregung.

Beobachtet man die Spektrallinie eines Übergangs $m \to j$, so ergibt sich die Anzahl der emittierten Photonen pro Volumen und Zeit (in $[\frac{1}{\mathrm{s\,m^3}}]$) in den gesamten Raumwinkel zu

$$\epsilon_{Ph,m,j} = \dot{N}_{Ph,m,j} = n_1 n_e X_{1,m} \frac{A_{m,j}}{\sum_{k<m} A_{m,k}} = n_1 n_e X_{1,m} b_{m,j}. \tag{1.5}$$

$b_{m,j} = \frac{A_{m,j}}{\sum_{k<m} A_{m,k}}$ wird Verzweigungsverhältnis („branching ratio“) genannt. Die Kombination $X_{1,m} b_{m,j}$ wird auch als „Emissionsratenkoeffizient“ bezeichnet. Im Idealfall ist er ausschließlich eine Funktion der Elektronentemperatur T_e. Die pro Volumen und Raumwinkel emittierte Leistung, auch „Emissionskoeffizient“, (in $[\frac{\mathrm{W}}{\mathrm{m^3\,sr}}]$) ist dann mit $\nu = \frac{c}{\lambda}$:

$$\epsilon_{L,m,j} = \frac{h\nu}{4\pi} n_1 n_e X_{1,m} b_{m,j} \tag{1.6}$$

Das Koronagleichgewicht unterscheidet sich deutlich von der Boltzmannbesetzung der angeregten Zustände in einem heißen, dichten Plasma, das durch Stöße dominiert wird und sich dadurch im vollständigen thermodynamischen Gleichgewicht befindet. Die Elektronentemperatur ist dann gleich der Schwerteilchentemperatur (hier T) und es gilt

$$\frac{n_m}{n_j} = \frac{g_m}{g_j} e^{-\frac{E_m - E_j}{k_B T}}, \tag{1.7}$$

wobei g_m und g_j die statistischen Gewichte der Zustände m und j sind, E_m und E_j ihre Energien und k_B die Boltzmann-Konstante. Die Population der Zustände hängt also nur noch von der allgemeinen

Temperatur ab und die Strahlung entspricht der Schwarzkörperstrahlung. Die Besetzung angeregter Zustände ist deutlich höher als im Koronagleichgewicht.

Befindet sich ein Plasma nicht im thermodynamischen Gleichgewicht, aber sollen dennoch mehr Prozesse als im Koronamodell in das Strahlungsgleichgewicht miteinbezogen werden, so muss ein sogenanntes „collisional-radiative model“ aufgestellt werden. Dieses berechnet anhand von Ratenkoeffizienten für alle zu berücksichtigenden Prozesse und Wechselwirkungen zwischen den Plasmabestandteilen (Photonen, Elektronen, Neutrale und Ionen in verschiedenen Ionisationsstufen) die Population der atomaren Zustände. Die Qualität eines solchen Modells hängt stark von den vorhandenen Wirkungsquerschnitts-Daten ab.

Spektroskopische Diagnostiken

Die Kenntnis der Atomphysik und der an den Wechselwirkungen zwischen verschiedenen Plasmateilchen beteiligten Physik erlaubt, anhand des Emissionsspektrums (oder auch Absorptionsspektrums) Rückschlüsse auf Parameter wie die enthaltenen Elemente und ihre prozentualen Anteile, die Elektronendichte und -temperatur, die Schwerteilchentemperatur oder die Plasmabewegung etc. zu ziehen. Die Beimischung zusätzlicher Elemente ist oft sogar direkt an der Farbe des Plasmas erkennbar, beispielsweise durch orangenes Leuchten bei Stickstoffzufuhr. Für die Auswertung eines Spektrums werden neben dem physikalischen Verständnis je nach Zielsetzung zudem Informationen über den Diagnostikaufbau benötigt. So ist beispielsweise für die Bestimmung der Temperatur der schweren Teilchen aus der gaußförmigen Dopplerverbreiterung einer Spektrallinie die Kenntnis der Linienverbreiterung im Spektralapparat, d. h. der Instrumentenfunktion, nötig.

Grundsätzlich unterscheidet man zwischen passiver Emissionsspektroskopie und aktiver Emissions- oder Absorptionsspektroskopie. Während erstere die unbeeinflusst entstehende Strahlung aus dem Plasma beobachtet, wird bei letzterer Strahlung durch aktives Eingreifen angeregt oder die Absorption bzw. Intensitätsänderung eingestrahleten Lichts beobachtet. Die passive Emissionsspektroskopie ist nicht invasiv, dafür ist das Signal jedoch stets sichtlinienintegriert. Mittels aktiver Spektroskopie (z. B. Ladungsaustauschspektroskopie in der Fusionsforschung) sind dagegen ortsaufgelöste Messungen möglich.

1.3 Experiment

1.3.1 Spektrometersystem

Für den Versuch steht ein Astigmatismus-korrigierter Echelette-Gitter-Spektrograph in Czerny-Turner Anordnung und eine 2D-CCD-Kamera als Detektor zur Verfügung. Die Fokuslänge des fokussierenden Hohlspiegels, mit dem das Spektrum auf die Kamera abgebildet wird, beträgt 350 mm.

Abb. 1.12 zeigt eine dimensionale Skizze des Spektrographs. Es kann zwischen 4 verschiedenen Reflexionsgittern mit 300, 600, 1200 und 1800 l/mm gewählt werden, die eine Größe von je $70 \times 70 \times 10$ mm haben. Diese sind auf einem Drehturm montiert und können in den Strahlengang rotiert werden. Da die Drehung senkrecht zur Dispersionsrichtung erfolgt, ist die Wellenlängeneinstellung der einzelnen Gitter gut reproduzierbar. Der Eintrittsspalt kann in der Breite von 0 bis 2.0 mm und in der Höhe mithilfe einer an der Spaltmechanik eingebauten Irisblende von 0 bis 10 mm variiert werden. Eine weitere Blende ist hinter dem Eintrittsspalt für Dunkelstrommessungen und zum Schutz des Detektors vor hohen Intensitäten während bestimmter Vorgänge montiert. Die Einstellungen des Spektrographs werden mit der Software „DevCtrl“ gesteuert, dort können außerdem diverse Systemparameter ausgelesen werden. Ein Screenshot des GUIs ist in Abb. 1.13 gezeigt.

Die Kamera ist am „axial output port “ des Spektrographs angeschlossen. Bei einer Pixelgröße von 6.45 µm hat das CCD-Panel der Kamera insgesamt 1392×1040 Pixel. Mit der Kamerasoftware „WinSIS“ können die Belichtungszeit und Aufnahmerate („cycle time“) sowie das „binning “ des 2D-Chips festgelegt werden. Zudem ist eine erste Analyse der Spektren mittels horizontalen und vertikalen Schnitten durch das aufgenommene Bild möglich. Abb. 1.14 zeigt das Auffinden der wichtigsten Einstellungen.

Zusätzlich stehen als optische Elemente für die Abbildung der Spektrallampe oder des Plasmas auf den Eintrittsspalt des Spektrographs ein Spiegel, eine Linse und eine Irisblende auf einer optischen Bank zur Verfügung.

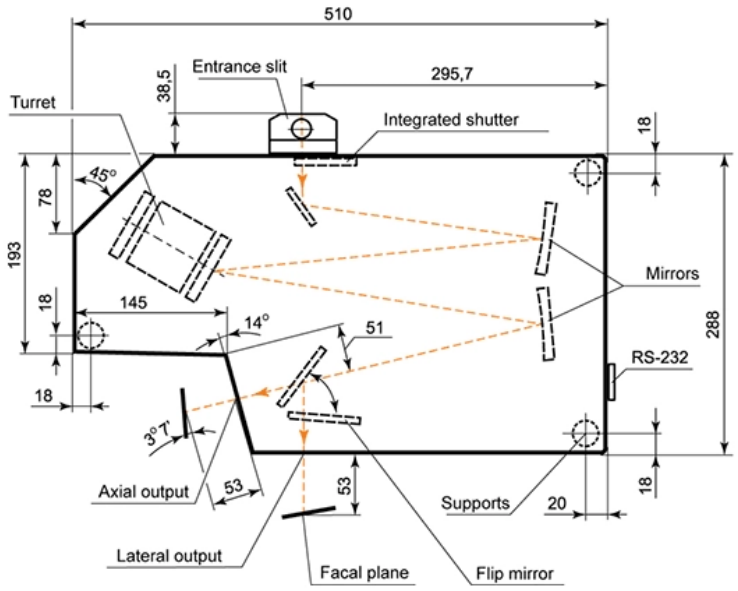

Abbildung 1.12: Dimensionale Skizze des Solar TII Spektrographs MS3504i von SOL Instruments, der für das Experiment zur Verfügung steht. (9)

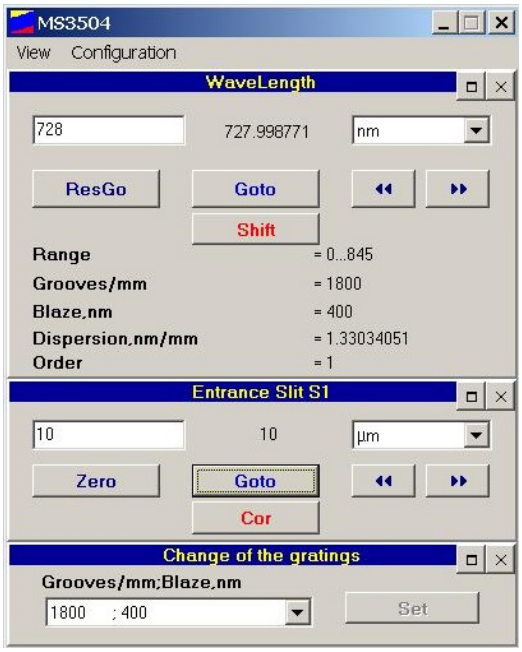

Abbildung 1.13: Screenshot der DevCtrl Software zum Einstellen und Auslesen der Parameter des Spektrographs.

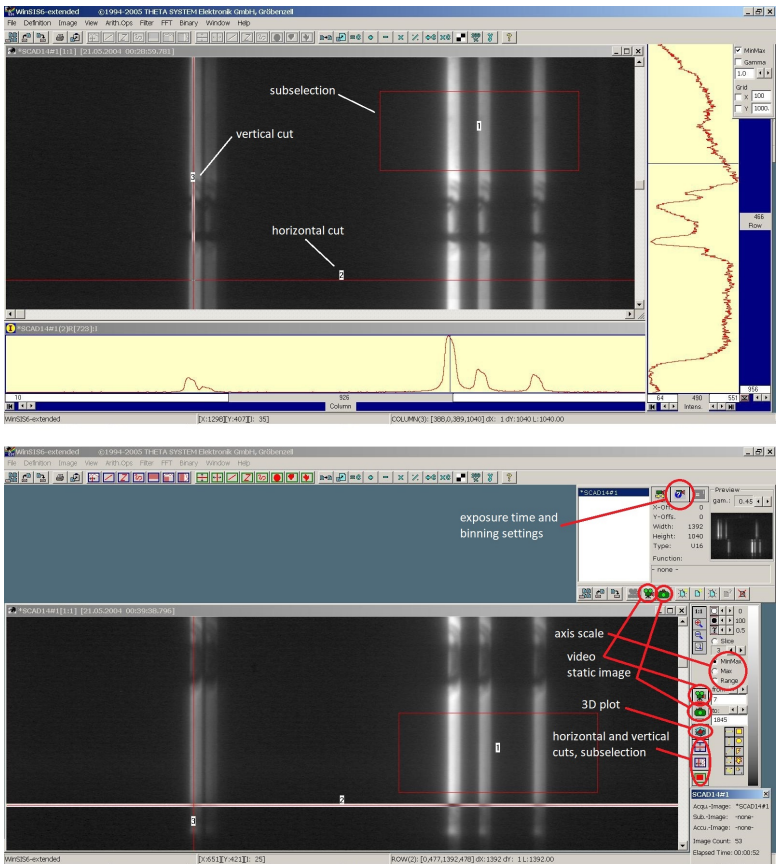

Abbildung 1.14: Screenshots der WinSIS Software zum Einstellen und Auslesen der Parameter der Kamera, sowie zur Analyse der aufgenommenen Bilder. Erklärungen der wichtigsten Funktionen in den Screenshots.

1.3.2 Cadmium-Quecksilber Spektrallampe

Die Einstellungen des Spektrometers können anhand des Linienspektrums einer Cadmium-Quecksilber (Cd-Hg) Spektrallampe untersucht werden. Im ersten Versuchsteil werden mithilfe der Lampe die Wirkungen verschiedener Einstellungen des Spektrometersystems (Linsen, Blenden, Eintrittsspalt, Gitter, Kameraeinstellungen) untersucht. Zum Vergleich ist das Spektrum einer Hg-Zn-Cd Lampe mit Linien und Kontinua in Abb. 1.15 gezeigt.

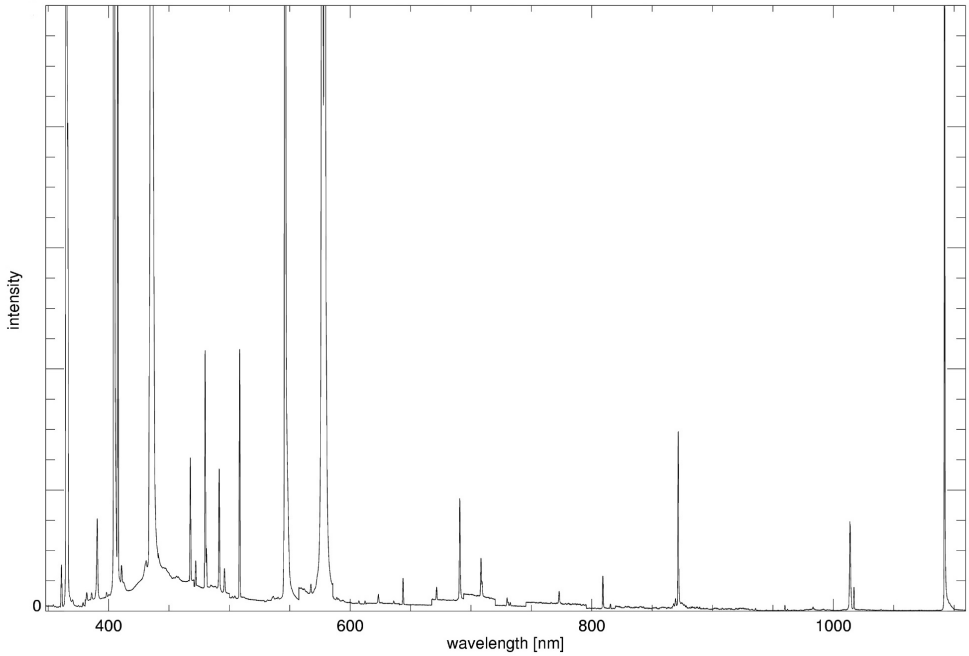

Abbildung 1.15: Spektrum einer Hg-Zn-Cd Lampe.

1.3.3 Aufbau der Plasmakammer

Abb. 1.16 zeigt eine schematische Skizze des ICP-Experimentaufbaus. Die im RF-Generator erzeugte Hochfrequenz von 27.1 MHz koppelt über die in Serie geschaltete Spule durch das Quarzglas-Dielektrikum bis zu 250 W in die wassergekühlte, vakuumierte Plasmakammer ein. Zum Herausfiltern der kapazitiven Anteile der Leistungseinkopplung kann ein Faraday-Schirm geerdet werden, der zwischen Spule und Dielektrikum eingebaut ist. Darüber hinaus sind ein Ende der Spule sowie der Kessel geerdet. Zur Abstimmung der Hochfrequenzeinkopplung wird eine Matchbox verwendet. Der Druck in der Plasmakammer kann an den entsprechenden Messgeräten abgelesen werden. Zur Einstellung des gewünschten Arbeitsdrucks muss der Pumpstand bestehend aus Vorpumpe und Turbomolekularpumpe gedrosselt und der Gasfluss-Regler passend eingestellt werden. Ein Foto des Gesamtaufbaus mit Plasmakammer, Matchbox, Gaszufuhr, Pumpstand, Wasserkühlung, RF-Generator und Druckmessgeräten zeigt Abb. 1.17, detailliertere Fotos des Inneren der Matchbox sowie der Plasmakammer zeigen Abb. 1.18 und 1.19.

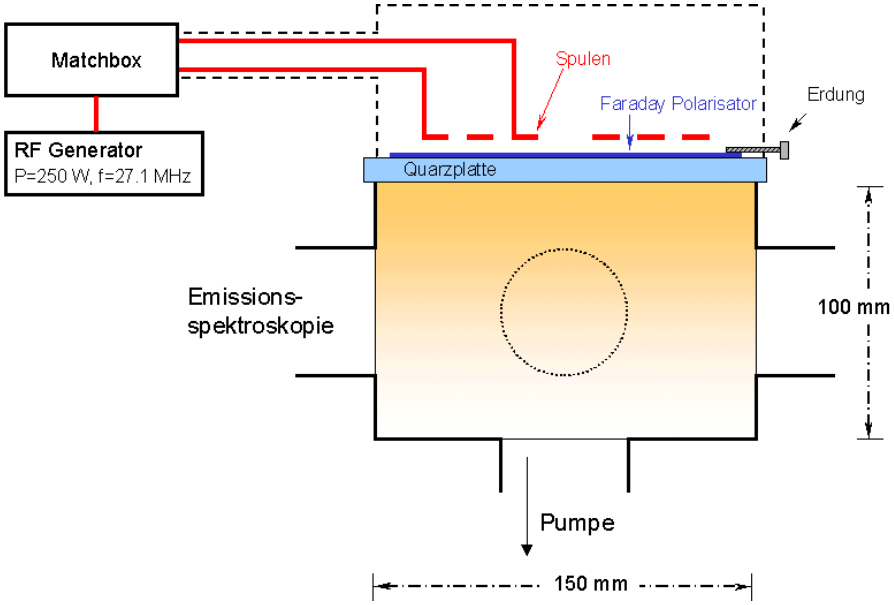

Abbildung 1.16: Schematische Skizze des ICP-Experimentaufbaus.

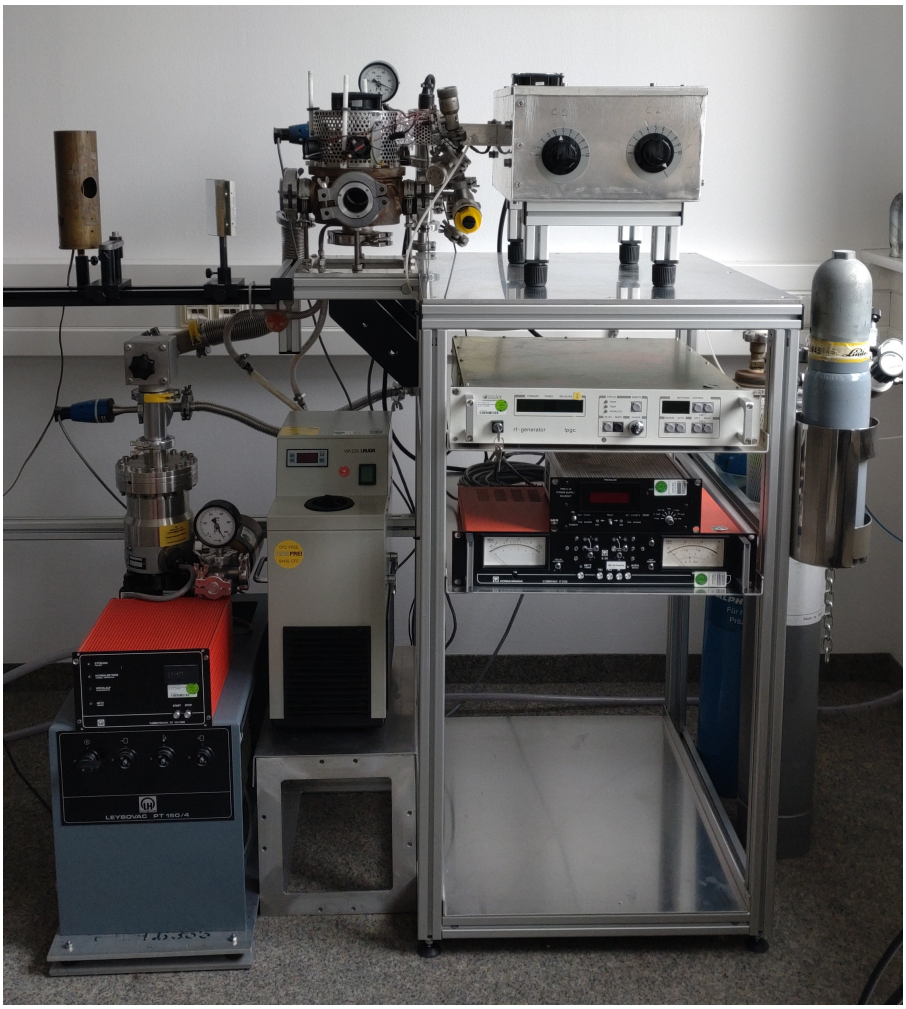

Abbildung 1.17: Foto des Plasma-Gesamtaufbaus.

Abbildung 1.18: Foto des Inneren der Matchbox. Zu sehen sind die beiden Drehkondensatoren und eine Kapazität durch die Lücke zwischen den Drähten.

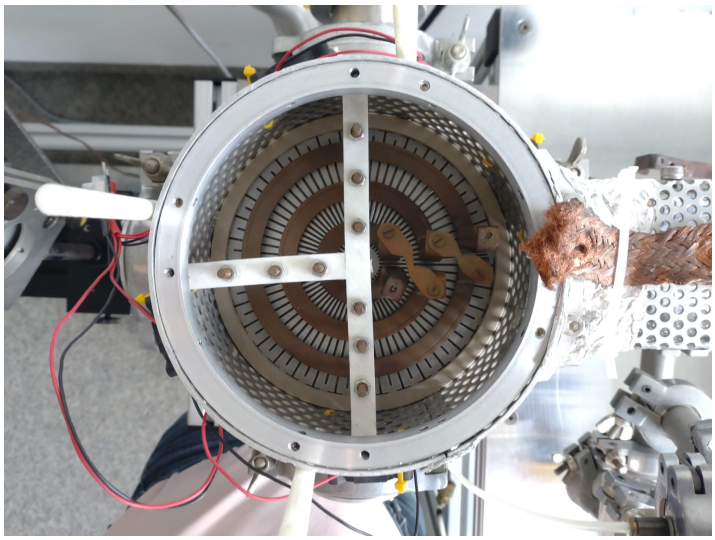

Abbildung 1.19: Foto des Inneren der Plasmakammer. Zu sehen ist die Spule und darunter der Faraday-Schirm.

1.3.4 Diagnostik der Elektronentemperatur

Sind die Dichte der Ionen im Grundzustand und die Elektronendichte bekannt, so kann man aus der absoluten Strahlungsleistung einer Spektrallinie pro Raumwinkel mit Gleichungen 1.5 oder 1.6 die Elektronentemperatur berechnen. Eine Bestimmung von T_e ist aber auch aus dem Intensitätsverhältnis zweier Spektrallinien möglich, wenn die zugehörigen Emissionsratenkoeffizienten für die Anregung aus dem Grundzustand unterschiedliche Temperaturabhängigkeiten haben. Dann gilt:

$$\frac{\epsilon_{Ph,o,p,[\alpha]}}{\epsilon_{Ph,q,r,[\beta]}} = \frac{n_{1,[\alpha]} n_e \left[X_{1,o,[\alpha]} b_{o,p,[\alpha]}\right](T_e)}{n_{1,[\beta]} n_e \left[X_{1,q,[\beta]} b_{q,r,[\beta]}\right](T_e)} = \frac{n_{1,[\alpha]}}{n_{1,[\beta]}} \left[\frac{X_{1,o,[\alpha]} b_{o,p,[\alpha]}}{X_{1,q,[\beta]} b_{q,r,[\beta]}}\right](T_e) \tag{1.8}$$

Die Elektronendichte kürzt sich ebenso heraus wie weitere Faktoren, die für die Umrechnung der detektierten Intensität der Spektrallinie durch das Spektrometer in die Photonenemission pro Volumen und Zeit nötig wären (z. B. das Volumen des Gases, die Abbildung durch verwendete optische Elemente wie Blenden und Linsen oder die Absolutkalibrierung des Spektrometers). Einzig die wellenlängenabhängige Relativkalibrierung des Spektrometers muss beachtet werden.

$[\alpha]$ und $[\beta]$ werden als Indizes zur Unterscheidung eventuell unterschiedlicher Elemente oder Ionen mit unterschiedlichen Grundzuständen verwendet. Da der Ionisationsgrad gering ist, empfiehlt sich allerdings die Betrachtung von Neutralen. Bei Verwendung von Linienemissionen unterschiedlicher Elemente (z. B. He und Ar) zur Bestimmung der Elektronentemperatur, d. h. $[\alpha] \neq [\beta]$, muss das Gasmischungsverhältnis bekannt sein, um das Verhältnis der Grundzustandsdichten zu berechnen.

In diesem Versuch werden zur Bestimmung der Elektronentemperatur im Plasma Spektrallinien von Helium und Argon bei etwa 728 und 729 nm verwendet. Die Einträge in der der NIST Atomic Spectra Database zu Spektrallinien von He und Ar bei den entsprechenden Wellenlängen sind in Abb. 1.20 und 1.21 wiedergegeben. Abb. 1.22 und 1.23 zeigen die Abhängigkeit der zu den dominanten Spektrallinien gehörigen Emissionsratenkoeffizienten und ihres Quotienten von der Elektronentemperatur, berechnet unter Annahme einer Maxwellschen Elektronenenergieverteilungsfunktion (EEDF für electron energy distribution function).

Ion	Observed Wavelength Air (nm)	Ritz Wavelength Air (nm)	Unc. (nm)	Rel. Int. (?)	A_{ki} (s^{-1})	Acc.	E_i (cm^{-1})		E_k (cm^{-1})	Lower Level Conf., Term, J	Upper Level Conf., Term, J	Type	TP Ref.	Line Ref.
He I	728.1349	728.135074	0.000004	50	1.8299e+07	AAA	[171 134.896946]	-	[184 864.82932]	$1s2p$ $^1P^\circ$ 1	$1s3s$ ^1S 0		T8636c73	L366

Abbildung 1.20: Information in der NIST Atomic Spectra Database zu He-I-Linien bei etwa 728 nm. (5)

Observed Wavelength Air (nm)	Ritz Wavelength Air (nm)	Rel. Int. (?)	A_{ki} (s^{-1})	Acc.	E_i (cm^{-1})		E_k (cm^{-1})	Lower Level Conf., Term, J	Upper Level Conf., Term, J	Type	TP Ref.	Line Ref.
726.5172	726.517	15	1.7e+05	D	106 087.2598	-	119 847.77	$3s^23p^5(^2P^\circ_{3/2})4p$ $^2[^3/_2]$ 1	$3s^23p^5(^2P^\circ_{3/2})4d$ $^2[^3/_2]^\circ$ 1		T1218n	L2634
727.0664	727.067	7	1.1e+05	D	105 462.7596	-	119 212.87	$3s^23p^5(^2P^\circ_{3/2})4p$ $^2[^5/_2]$ 3	$3s^23p^5(^2P^\circ_{3/2})4d$ $^2[^7/_2]^\circ$ 3		T1218n	L2634
727.2936	727.2935	2000	1.83e+06	B+	93 750.5978	-	107 496.4166	$3s^23p^5(^2P^\circ_{3/2})4s$ $^2[^3/_2]^\circ$ 1	$3s^23p^5(^2P^\circ_{1/2})4p$ $^2[^1/_2]$ 1		T5223	L2634

Abbildung 1.21: Information in der NIST Atomic Spectra Database zu Ar-I-Linien bei etwa 727 nm. (5)

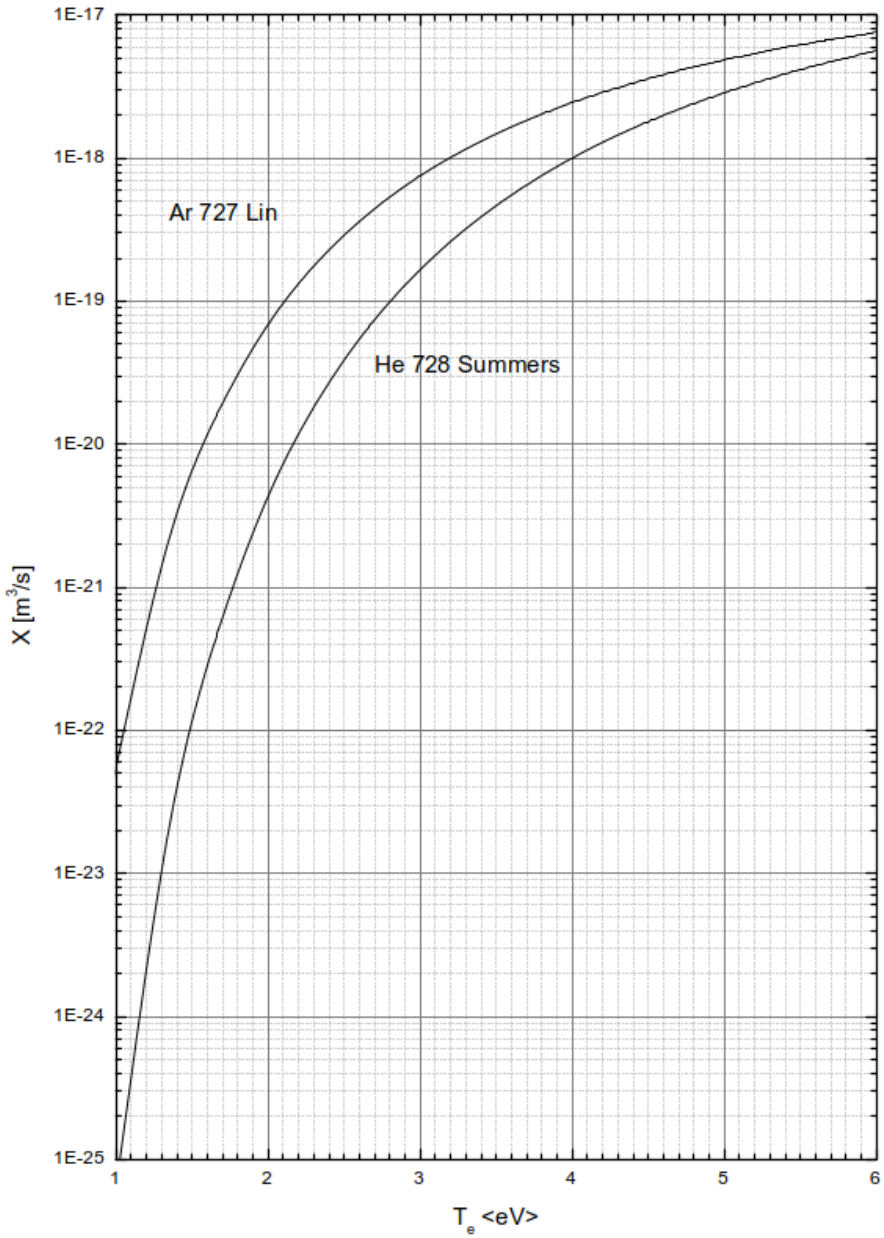

Abbildung 1.22: Emissionsratenkoeffizienten der Spektrallinien von Ar bei 727 nm und von He bei 728 nm in Abhängigkeit von der Elektronentemperatur.

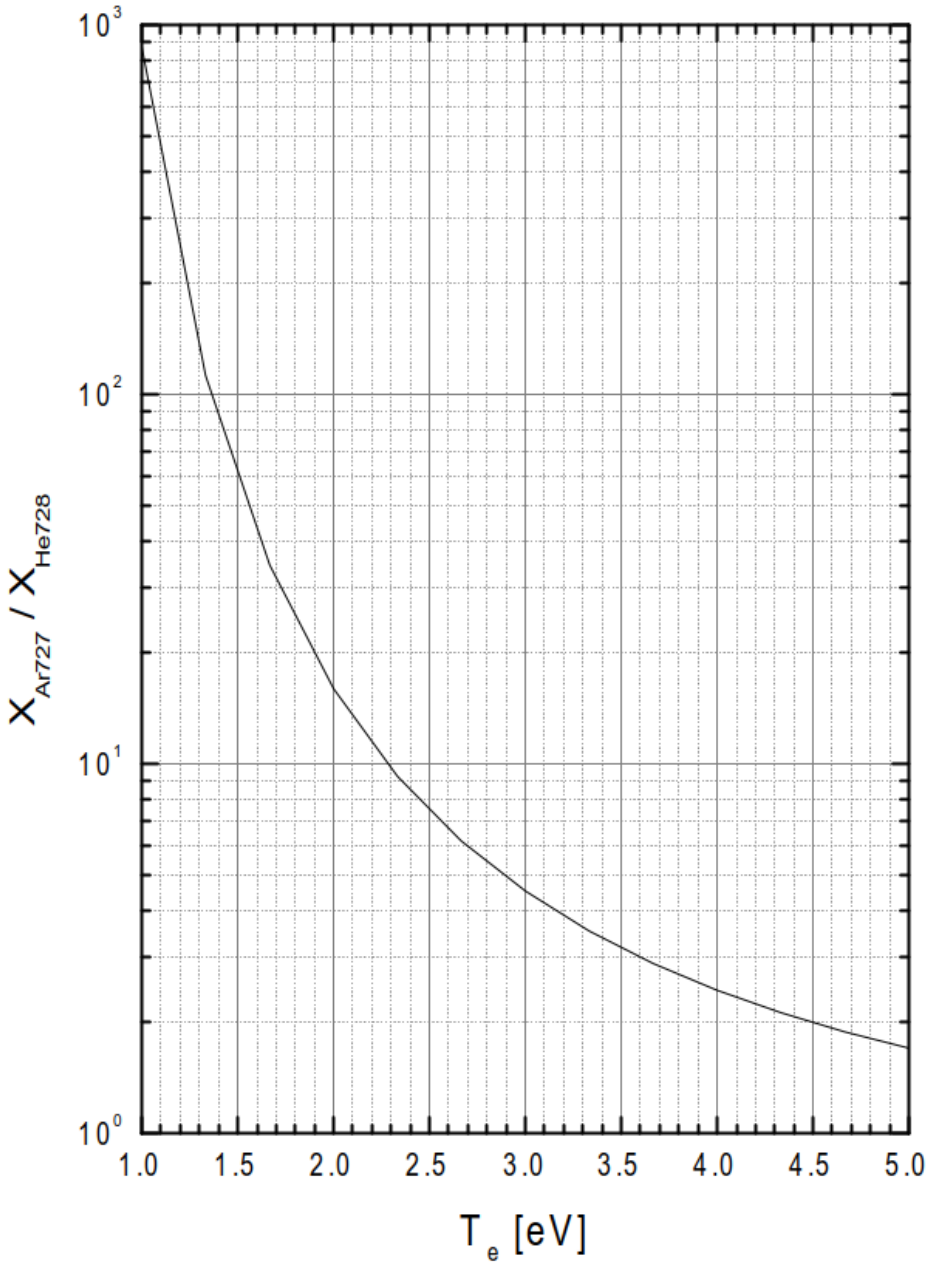

Abbildung 1.23: Verhältnis der Emissionsratenkoeffizienten der Spektrallinien von Ar bei 727 nm und von He bei 728 nm in Abhängigkeit von der Elektronentemperatur.

2 Aufgaben

2.1 Vorbereitung zu Hause

- Erarbeiten Sie sich die theoretischen Hintergründe des Versuchs, die in der Anleitung beschrieben sind. Recherchieren Sie unklare Punkte. Sie sollten insbesondere in der Lage sein, die Interferenzmaxima und Dispersion eines Beugungsgitters, sowie das Koronamodell zu erklären. Eine gute Hilfe können die Literaturempfehlungen, insbesondere der Artikel von U. Fantz, bieten.
- Lesen Sie die Informationen zum Experiment und die Aufgabenstellung und vollziehen Sie den geplanten Versuchsablauf nach.

2.2 Vorbereitung vor Ort

- Lassen Sie sich die sicherheitsrelevanten Aspekte des Versuchs von ihren Betreuer*innen erklären (insbesondere Erdung des Plasmakessels und UV-Licht der Cadmium-Quecksilber Lampe)
- Versuchen Sie, alle Elemente aus der Versuchsanleitung am Aufbau zu identifizieren (insbesondere Spektrometer, optische Bank, Plasmakammer, Matchbox, Gaszufuhr, Pumpstand, Wasserkühlung, RF-Generator und Druckmessgeräte). Rufen Sie sich die einzelnen Schritte des Versuchs in Erinnerung und werfen Sie gerne einen Blick in den Spektrograph.
- Verschaffen Sie sich einen Überblick über die Bedienung von Spektrograph und Kamera mit ihrer jeweiligen Software am Computer.
- Klären Sie offene Fragen mit ihren Betreuer*innen.

2.3 Explorieren des Spektrometersystems

- Bilden Sie die Cd-Hg Lampe mit dem Spiegel und den weiteren Elementen auf der optischen Bank auf den Eintrittsspalt des Spektrometers ab.
- Wählen Sie das Gitter mit 1200 l/mm, schließen Sie die Irisblende bis zu einem Durchmesser von 2 mm und den Eintrittsspalt auf eine Breite von 100 µm.
- Wählen Sie nun geeignete Kameraeinstellungen (Belichtungszeit, binning) für die Abbildung. Machen Sie sich dabei mit den Möglichkeiten der Kamerasoftware (z. B. horizontaler Schnitt) vertraut. Vergleichen Sie die von Ihnen aufgenommenen Spektren mit dem Spektrum der Hg-Zn-Cd Lampe in Abb. 1.15.
- Bilden Sie das linke Linienpaar (eigentlich 3 Linien) bei etwa 365 nm ab und identifizieren Sie die Linien anhand der NIST Atomic Spectra Database (*https://www.nist.gov/pml/atomic-spectra-database*).
- Untersuchen Sie den Einfluss der Breite des Eintrittsspalts auf das aufgenommene Spektrum. Variieren Sie hierfür die Spaltbreite von 30 µm bis 500 µm. Ab welcher Spaltbreite lässt sich durch den zunehmenden Abbildungsfehler kein lokales Minimum mehr zwischen den beiden Linien erkennen? Bei welcher Spalteinstellung sind die Linien optimal abgebildet, d. h. geringere Spaltbreiten führen nur zu weiterem Signalverlust, machen die Linien aber nicht mehr schmaler, da die Verbreiterung durch den Spalt geringer ist als die Verbreiterung durch andere Einflüsse? Begründen Sie die Verbreiterung der Spektrallinien durch hohe Spaltbreiten. Überlegen Sie auch,

wodurch die zusätzliche, nicht durch den Spalt bedingte Verbreiterung der Linien entsteht. Benutzen Sie im Folgenden die optimale Spaltbreite.

- Bestimmen Sie nun die Dispersion des Spektrometers in nm/mm mit dem 1200 l/mm-Gitter anhand des Linienpaares bei 467.82 nm und 479.99 nm. Die Pixelbreite des CCD-Chips beträgt 6.54 µm. Vergleichen Sie Ihr Ergebnis mit der Angabe in der Spektrometersoftware.
- Verwenden Sie nun auch andere Gitter mit geringerer Strichzahl zur Abbildung (z. B. das mit 300 l/mm). Untersuchen Sie die Vorteile und Nachteile von Gittern mit unterschiedlicher Strichzahl (insbesondere im Hinblick auf Auflösungsvermögen/Dispersion und abgedeckten Spektralbereich) und diskutieren Sie diese.
- Variieren Sie die Öffnung der Irisblende und beschreiben und begründen Sie den Effekt auf die gemessene Linienform. Dieser Effekt ist am Besten sichtbar bei Wellenlängen über 700 nm (z. B. der Doppellinie bei 709 nm) und dem Gitter mit 1800 l/mm, da dann die Dispersion am größten ist (erklären Sie weshalb!). Stellen Sie anschließend die Irisblende optimal ein und wechseln Sie zurück auf das 1200 l/mm-Gitter.

2.4 Spektroskopie eines He/Ar-Mischplasmas

- Zündung des Plasmas mit He-Ar-Mischung (Gasflasche: 95%He/5%Ar) in folgenden Schritten: (**wird von Betreuer*innen ausgeführt!**)
  - Anschalten der Pumpen (Vorpumpe und Turbomolekularpumpe) und Öffnen des Ventils
  - Anschalten der Druckmessung und des Baratrons/Membrandifferenzmessung
  - Anschalten der Wasserkühlung
  - Eckventil fast zudrehen (auf zweite Markierung)

  → Machen Sie sich mit dem Pumpstand und dem Ventil zum Einstellen des Drucks vertraut (längere Einstellzeiten!). Stellen Sie einen Anfangsdruck von 15 Pa ein.

  - Aufdrehen der Erdungen des Faraday-Schirms
  - Starten der RF-Heizung
  - Zudrehen der Erdungen des Faraday-Schirms
  - Evtl. nachstellen der Kapazitäten in der Match-Box für optimale Einkopplung
- Finden Sie die 6 stärksten Linien zwischen 350 nm und 750 nm und identifizieren Sie sie, insbesondere ob sie von Helium oder Argon stammen. Nutzen Sie dazu wieder die NIST Atomic Spectra Database. Gibt es zusätzliche spektrale Linien und Banden? Diskutieren Sie mögliche Ursachen für diese (z B. Verunreinigungen, Grenzkontinua).
- Öffnen Sie den Spalt auf 300 µm und legen Sie einen vertikalen Schnitt auf eine Spektrallinie. Warum passt die Höhenabhängigkeit nicht zum Helligkeitseindruck des bloßen Auges?
- Messen Sie die die relativen Intensitäten der beiden Linien bei 727 nm und 728 nm, deren Atomdaten Sie in Abb. 1.20 und 1.21 finden. Die Sensitivität des CCD-Chips innerhalb des Spektrums ist näherungsweise konstant.
- Bestimmen Sie die Elektronentemperatur für 3 verschiedene Drücke (z. B. 5, 20, 80 Pa) unter Annahme eines Koronagleichgewichts und mit Hilfe des Diagramms in Abb. 1.23, das das Verhältnis der Anregungskoeffizienten der beiden Linien zeigt. Welche Tendenz lässt sich beobachten? Diskutieren Sie die zur Verfügung stehende Heizenergie pro Elektron in Abhängigkeit der Elektronendichte/des Drucks und erklären Sie damit ihre Beobachtung.

- Verändern Sie die Leistung und erklären Sie die beobachteten Veränderungen im Linienverhältnis, d. h. in der Elektronentemperatur.

3 Hinweise zum Verfassen des Protokolls

Bitte reichen Sie bei Ihren Betreuer*innen ein Praktikumsprotokoll ein, das folgende Teile enthält:

- Motivation/Einleitung
- Theorie
- Versuchsaufbau und -durchführung
- Auswertung
- Ergebnisse
- Diskussion/Zusammenfassung

Erläutern Sie theoretische Zusammenhänge in eigenen Worten, stellen Sie die Versuchsdurchführung eindeutig dar, sodass sie von einer unabhängigen Person problemlos wiederholt werden könnte, und denken Sie bei ihrer Auswertung bitte an Fehlerabschätzungen.

Literaturverzeichnis

[1] Demtröder, W. (2013): *Experimentalphysik 2 – Elektrizität und Optik*. 6th edition.

[2] Demtröder, W. (2016): *Experimentalphysik 3 – Atome, Moleküle und Festkörper*. 5th edition.

[3] Jayapalan, K. K., Chin, O. H. and Wong, C. S. (2017): *Radio Frequency Planar Inductively Coupled Plasma: Fundamentals and Applications*, Springer Singapore, Singapore, pp. 527–591.

[4] KIT – Die Physik Schülerlabor Initiative – Versuch: Das Spektrometer, Arbeitsblätter (online): *https://psi.physik.kit.edu/downloads/Spektrometer_Arbeitsblaetter_komplett.pdf*.

[5] NIST Atomic Spectra Database (online): *https://www.nist.gov/pml/atomic-spectra-database*.

[6] Okumura, T. (2010): Inductively Coupled Plasma Sources and Applications. *Physics Research International*.

[7] Prof. A. von Keudell, V. S.-v. d. G. (2021): Einführung in die Plasmaphysik II: Niedertemperaturplasmen. *Lecture script Ruhr-Universität Bochum, winter semester 2020/21*.

[8] SOL Instruments Website (last accessed on 07/09/2022): Learning Center zur Spektroskopie. *https://solinstruments.com/support/learning-center/*.

[9] SOL Instruments Website (last accessed on 07/09/2022): Spezification of the spectrograph used in the experiment. *https://solinstruments.com/products/spectroscopy/monochromator-spectrographs/ms350/*.

[10] Wikimedia Commons (Author User:Liquidat): *https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Cut_through_turbomolecular_pump.jpg?uselang=de*.

Weitere Literaturempfehlungen

Fantz, U. (2006): Basics of Plasma spectroscopy. *Plasma Sources Science and Technology*.**15**(4), 137–147.

Weite Teile des Versuchs und der Anleitung bauen auf diesem Artikel auf.