

Ortsaufgelöste Multiplex-Spektroskopie an
Plasmaentladungen unter Verwendung von
Lichtwellenleitern und CCD-Detektoren

Diplomarbeit im Fach Physik
vorgelegt von

Sebastian A. Meiß
aus Lich

I. Physikalisches Institut der
Justus-Liebig Universität Gießen
Gießen, Januar 2004

Inhaltsverzeichnis

Inhaltsverzeichnis	2
Einleitung	4
1 Grundlagen	5
1.1 Physik eines CCD	5
1.1.1 CCD als Photonendetektor	5
1.1.2 Auslesen eines CCD	6
1.1.3 Alternative Auslese-Modi	7
1.1.4 Rausch- und Fehlerquellen	10
1.2 Xenon-Plasma	13
1.2.1 Ionisation und Anregung von Xenon	13
1.2.2 Daten über Xenon	15
1.2.3 Emissions-Spektroskopie und Betriebsparameter	16
2 Versuchsaufbau	17
2.1 Lichtquellen	18
2.1.1 Laser	18
2.1.2 Emissions- und Absorptionsspektren	18
2.1.3 Gasentladungslampen	20
2.1.4 Hg- und Deuterium-Lampe	20
2.1.5 RIT und HEMP Thruster	20
2.2 Monochromatoren	21
2.2.1 OLMO Monochromator	21
2.2.2 LEISS Monochromator	22
2.3 Glasfasern	25
2.4 Die JUMBO Test Facility	26
2.5 Kalibration	28
2.6 CCD Detektoren	30
2.6.1 Philips ToUcam Pro PCVC740K	30
2.6.2 ANDOR OE-DV420 CCD	31

3 Experimentelle Untersuchungen	34
3.1 Rauschen	34
3.1.1 Temperaturabhängigkeit	35
3.1.2 Der Untergrund bei -60°C	37
3.1.3 Das Rauschen bei -60°C	39
3.2 Quanteneffizienz	41
3.2.1 Die Quanteneffizienz des verwendeten CCD und die Transmission des OLMO Monochromators	42
3.2.2 Transmission des LEISS Monochromators	45
3.2.3 Vergleich der Transmissionskurven	46
3.3 HEMP	47
3.3.1 Xe-Spektrum um 460nm	48
3.3.2 Eignung der Spektren zu quantitativen Auswertung	49
3.3.3 Abhängigkeit der Linienintensitäten vom Massenfluss	49
3.3.4 Xe III zu Xe II im Doppelpeak bei 472nm	52
3.3.5 Abschlussbemerkung zum HEMP	55
3.4 Spektroskopie am RIT	56
3.5 RIT orts aufgelöst	61
3.5.1 Aufbereitung der Daten für die Auswertung	63
3.5.2 Xe I und Xe II orts aufgelöst	65
Zusammenfassung und Ausblick	67
Danksagung	69
Literaturverzeichnis	70
A Anhang	72
A.1 Verwendete Abkürzungen und Begriffe	73
A.2 Graphen und Spektren	74
A.3 ANDOR Basic	90
Erklärung	93

Einleitung

Die Plasmen in elektrischen Triebwerken und ihren Neutralisatoren sind intensive Lichtquellen. Die Untersuchung ihrer Spektren bietet somit die Möglichkeit, Informationen über das Plasma zu erhalten.

Die Emissions-Spektroskopie ist kein Standardverfahren in der Diagnostik solcher Plasmen. Dies liegt daran, dass diese räumlich komplex strukturiert sind und sowohl eine experimentelle als auch eine simulierte Aufschlüsselung ihrer Struktur äußerst schwierig ist.

Bei kompakten Quellen, wie etwa einem Neutralisator, ist die Durchführung von Messungen am Plasma mit Hilfe von Sonden ebenfalls schwierig. Es ist jedoch möglich Glasfasern anzubringen, die Licht aus einem räumlich begrenzten Bereich der Quelle aufnehmen und weiterleiten. Auf diese Weise läßt sich das vom Plasma emittierte Licht an verschiedenen Stellen der Quelle analysieren. Die so gewonnenen Spektren beinhalten Informationen über das Plasma. Insbesondere könnten sie Rückschlüsse auf die Elektronentemperatur zulassen.

Aus dieser Motivation heraus entstand die Idee, ein entsprechendes System aufzubauen. Der Forderung, das Licht aus mehreren Glasfasern gleichzeitig analysieren zu können, läßt sich mit der Anordnung ihrer Enden in einer Array-Zeile vor dem Eintrittsspalt des Monochromators nachkommen. Die anderen Enden der Glasfasern lassen sich frei, aber auch in ein- oder zweidimensionalen Arrays anordnen. Somit lassen sich ausgehende Quellen im Licht einzelner spektraler Linien bildgebend spektroskopieren.

Für diese Multiplex-Spektroskopie stehen heute CCD Detektoren zur Verfügung, die über die notwendige Ortsauflösung und eine hohe Empfindlichkeit verfügen. Die Eignung vorhandener Monochromatoren für dieses Vorhaben galt es zu klären.

Diese Arbeit beschäftigt sich mit dem Aufbau des Spektroskopie-Systems und der Untersuchung seiner wesentlichen Komponenten (dem CCD und dem Monochromator). Des Weiteren werden die Ergebnisse erster Messungen mit dem System vorgestellt.

1 Grundlagen

1.1 Physikalische Grundlagen der CCD Technologie

Charge Coupled Devices (CCD) gehen auf eine Entwicklung aus den 70ern zurück und waren ursprünglich als Informationsspeicher gedacht. Sie bestehen aus einer oder mehreren Reihen von MOS¹ Kondensatoren auf einer Halbleiterplatine² in denen Information in Form von Ladung (Elektronen) gespeichert werden kann. Jeder dieser Kondensatoren stellt einen *Pixel* des CCD dar, eine Informations-Speicherzelle.

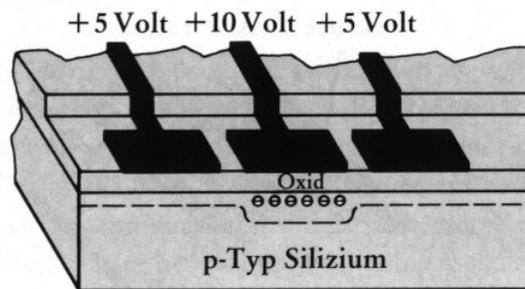


Abb. 1.1: MOS-Kondensator eines CCD's (Bild: [Spe 75]). Durch das höhere Potential der mittleren Elektrode sind die Elektronen in einem Potentialtopf *gefangen*.

Über entsprechende Mechanismen kann die Ladung von einem Kondensator zum anderen weitergegeben und somit letztlich der gesamte Informationsgehalt sukzessiv ausgelesen werden.

Heutzutage werden CCDs fast ausschließlich als bildgebende Systeme eingesetzt. Hierbei wird ausgenutzt, dass Photonen im CCD durch Photoeffekt Elektronen-Loch-Paare erzeugen können, und somit die in jedem Pixel gespeicherte Zahl von Elektronen von der auf den Pixel einfallenden Lichtmenge abhängt.

1.1.1 CCD als Photonendetektor

Trifft ein Photon auf den CCD Detektor wird es mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit absorbiert und trägt zur Ladungserzeugung bei. Diese Wahrscheinlichkeit ist von der Beschaffenheit des CCD und der Wellenlänge des Photons abhängig. Der Anteil von Photonen einer Wellenlänge, der zur Ladungserzeugung beiträgt, definiert die wellenlängenabhängige Quanteneffizienz (QE) des CCD Detektors.

¹MOS: Metal Oxide Semiconductor

²Das Substrat eines CCD besteht üblicherweise aus p-dotiertem Silizium.

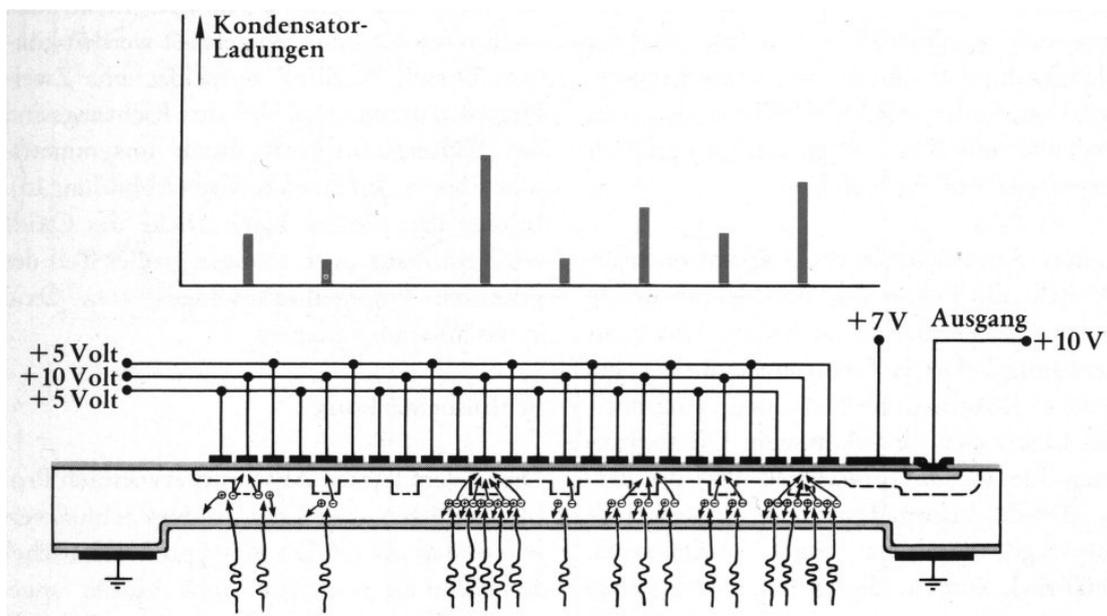


Abb. 1.2: (Bild: [Spe 75]) Die Entstehung der Ladung in den Pixeln (MOS Kondensatoren) eines CCD in Abhängigkeit der Intensität eingestrahلتen Lichtes.

Die Zahl der erzeugten Ladungen (pro Zeit) ist bei ausreichender Intensität jedoch proportional der Zahl der einfallenden Photonen (pro Zeit), also der Lichtintensität. Abbildung 1.2 illustriert dies.

Ein CCD Detektor kann als Ersatz für einen fotografischen Film in einer Kamera dienen, aber auch für andere Zwecke eingesetzt werden.

Nutzt man ihn als Detektor für das aus einem Spektrometer austretende Licht, lässt sich mit ihm Spektrometrie betreiben und die Linienintensitäten eines Spektrums analysieren. Das Linienintegral ergibt sich aus der Zahl der während der Belichtungszeit detektierten Photonen und nicht aus der Energie des detektierten Lichts, wie bei einem bolometrischen System.

1.1.2 Auslesen eines CCD

Um an die in den einzelnen Pixeln gespeicherten Information heranzukommen, muss das gesamte CCD ausgelesen werden. Hierzu ist es notwendig, die Ladungen von einem Pixel zum nächsten zu bewegen. Dies geschieht in mehreren (zwei bis vier) Schritten durch Variation der angelegten Spannungen bzw. Potentiale (Abb. 1.3(a)).

Die Ladungen der Pixel der ersten Zeile werden in die Pixel der Auslesezeile (Register) geschoben (vgl. Abb. 1.3(b)), gleichzeitig werden die Ladungen in den Kondensatoren der zweiten Zeile in die der ersten Zeile verschoben, die der dritten Zeile in die zweite, usw.. Die Ladungen in der Auslesezeile werden nun Pixel für Pixel ausgelesen. Auch hierfür werden die Ladungen immer ein Pixel weiter geschoben, in ein dafür vorgesehenes Auslese-Pixel (Ausgangs-Gate).

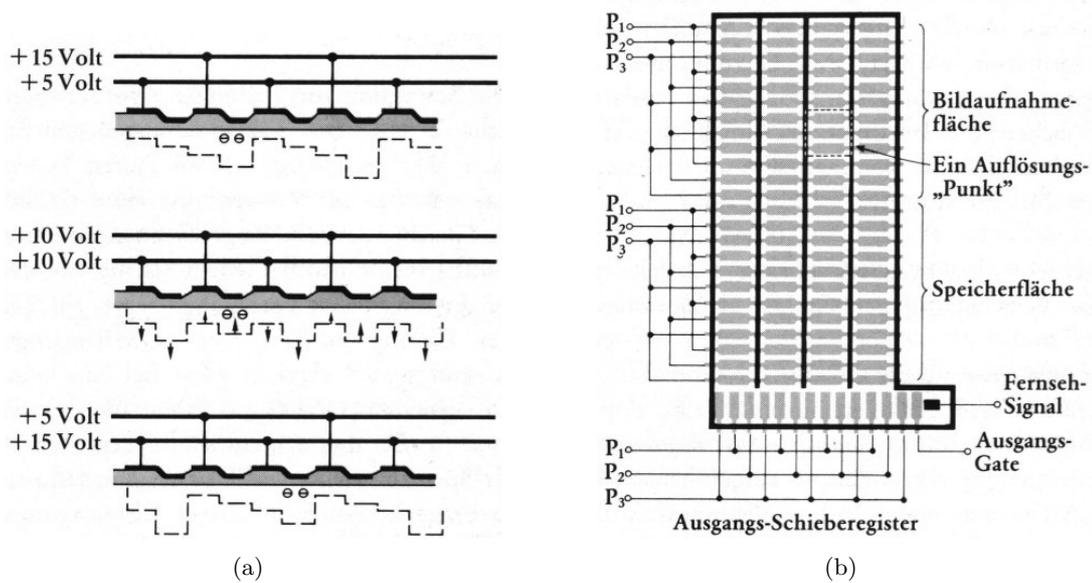


Abb. 1.3: (a) Schematische Darstellung der Bewegung von Ladung von einem Pixel zum nächsten in einem CCD Detektor mit 2 Phasen.
 (b) Schematische Darstellung von Aufbau und Beschaltung eines zweidimensionalen CCD, für Verschiebung der Ladungen in 3 Phasen.
 (Bilder: [Spe 75])

Die Ladung dieses Pixels wird verstärkt, gemessen und digitalisiert dem Messrechner übergeben - oder analog verarbeitet, etwa bei einer Fernsehkamera mit CCD als Bild-detektor.

Anschließend wird die Ladung des nächsten Pixels in das Ausgangs-Gate verschoben und gemessen, usw., solange bis alle Pixel der Register-Zeile ausgelesen sind – dann werden die Ladungen der nächsten Zeile ins Register geschoben. Auf diese Weise wird der Inhalt des gesamten Chip zeilen- und pixelweise ausgelesen (Abb. 1.4).

Fällt während des Auslesevorganges Licht auf die CCD Oberfläche, werden weiter La-dungen erzeugt, was zu einem *Verschmieren* des Bildes führt. Ist die Belichtungszeit nicht wesentlich größer als die zum Auslesen des Chips benötigte Zeit, muss das CCD während des Auslesevorgangs abgedunkelt werden. Abbildung 1.5 zeigt den Effekt eines Shutters (bzw. eines fehlenden Shutters) auf das Bild.

1.1.3 Alternative Auslese-Modi

Bei dem eben beschriebenen Verfahren zum pixelweise Auslesen wird der CCD De-tekter im *Imaging-Modus*³ betrieben. Dieses Verfahren gewährleistet die höchste Orts-auflösung (die volle Pixel-Zahl des Detektors wird genutzt), ist jedoch langsam.

Die anderen Ausleseverfahren beruhen darauf, dass man mehrere Zeilen des CCD in das Ausleseregister schieben kann, bevor man dieses ausliest. Die Ladungen der einzel-

³Imaging: Bildgebend

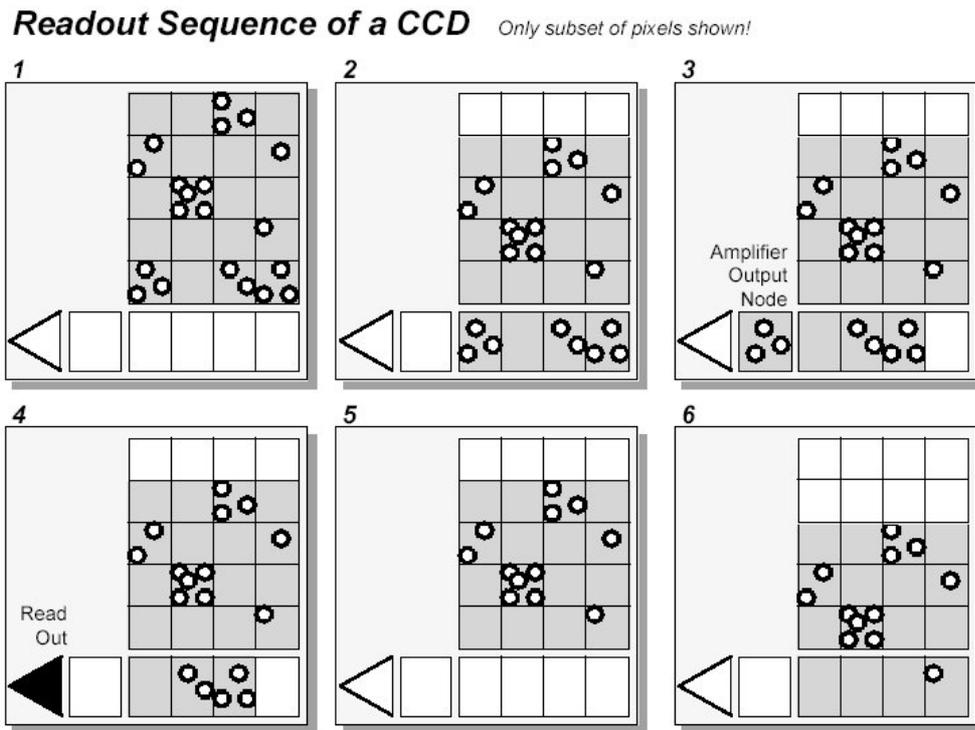


Abb. 1.4: Auslesevorgang eines CCD. (1)-(2): die Ladung auf dem CCD wird zeilenweise in Richtung Ausleseregister geschoben. (3)-(5): Die Ladung im Ausleseregister wird Pixelweise ausgelesen. (6) Die nächste Zeile wird ins Ausleseregister geschoben. (3) bis (6) werden wiederholt, bis der gesamte Chip ausgelesen ist. (Bild: [Andor1])

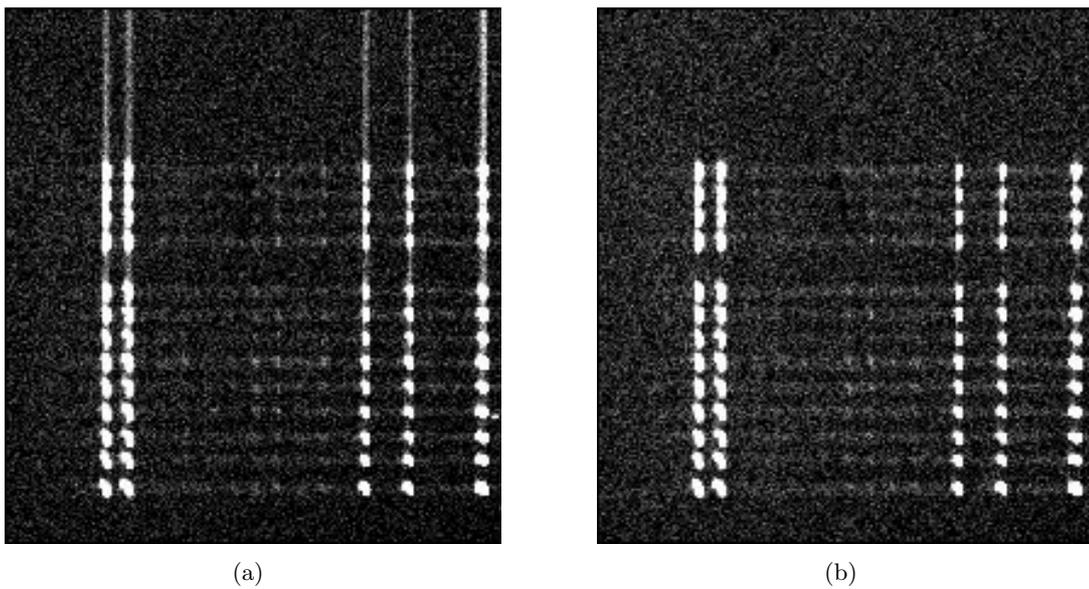


Abb. 1.5: Ausschnitte aus Imaging-Aufnahmen eines Xenon-Spektrums (a) ohne Shutter und (b) mit Shutter.

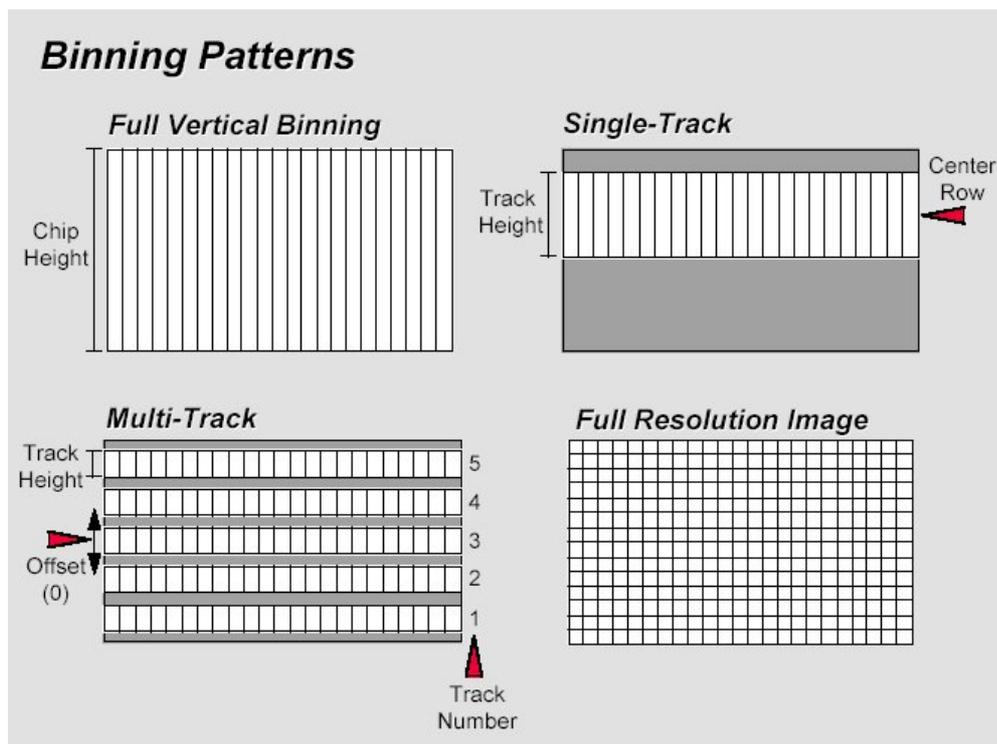


Abb. 1.6: Verschiedene Auslese-Modi eines CCD. (Bild: [Andor1])

nen Zeilen addieren sich dabei in der Auslesezeile. Fasst man die Ladungen aller Zeilen des CCD zusammen, spricht man vom *Full-Vertical-Binning* Modus. Dieses Verfahren findet vor allem bei der nicht ortsauflösenden Spektroskopie Verwendung.

Fasst man nur einen Teil des Chips zusammen und wertet den Rest der Pixel nicht aus, so spricht man vom *Single-Track* Modus. Dieses Verfahren bietet sich an, wenn nur ein Teil der Chip-Oberfläche belichtet wird. Das Signal-Rausch-Verhältnis der gewonnenen Daten wird dadurch verbessert. Definiert man mehrere solcher Tracks auf dem Chip, etwa bei der ortsauflösenden Spektroskopie, spricht man vom *Multi-Track* Modus. Abbildung 1.6 illustriert die verschiedenen Auslesemodi.

Es ist auch möglich mehrere Pixel der Auslesezeile im Ausgangs-Gate zusammenzufassen, bevor dessen Ladung verstärkt und gemessen wird. Dies führt zu *horizontal-binning*. Fasst man alle Zeilen des CCD im Ausgangsregister zusammen, und dann alle Pixel des Ausgangsregister im Ausgangsgate, wirkt das CCD wie eine großflächige Photodiode und sein Ausgangssignal ist der Zahl der während der Belichtungszeit auf das CCD gefallenen Photonen proportional.

1.1.4 Rausch- und Fehlerquellen

Bei einem CCD gibt es verschiedene Ursachen, die Rauschen bzw. Untergrund produzieren. Je nach CCD, Belichtungszeit, Temperatur, Auslese-Modus und anderen Betriebsparametern können verschiedene Rausch- und Störquellen dominieren.

In einem CCD werden Elektronen-Loch-Paare nicht nur durch Photonen, sondern auch thermisch erzeugt. Je höher die Temperatur des Chip und je länger die Belichtungszeit, desto mehr Ladung wird hierbei produziert. Da dies ein statistischer Prozess ist, ist er mit entsprechenden Schwankungen (Rauschen) versehen. Die Ladungen, die durch diese thermischen Effekte pro Zeit entstehen, definieren den *Dunkelstrom* der Pixel des CCD.⁴ Kurze Belichtungszeiten und eine möglichst geringe Betriebstemperatur verringern diesen Effekt. Aus diesem Grund lassen sich *Scientific CCD*⁵ kühlen.

Auch beim Verstärken der Ladung, der Messung der Ladung und der Analog-Digital-Wandlung der Daten können Fehler auftreten, die unter dem Begriff des *Ausleserauschens* zusammengefasst sind. Weitere (teils systematische) Fehlerquellen können sein: Rekombination von Elektronen-Loch Paaren, nicht vollständige Verschiebung von Ladungen beim Auslesen, Streulicht, Fehlbelichtung durch fehlenden Shutter, etc..

Das temperaturabhängige Verhalten des Untergrundes und des Rauschens, sowie der Dunkelstrom wurden experimentell untersucht. Siehe hierzu Abschnitt 3.1.

Unterschiede des Rauschverhaltens der *Imaging* und *Binning* Auslesemodi

Wird der CCD im Binning Modus betrieben, und werden auf diese Weise N Pixel in einem zusammengefasst, addieren sich auch die durch den Dunkelstrom erzeugten Elektronen. Sei deren mittlere Zahl pro Pixel D , dann beträgt der zu erwartende Untergrund $U_D = N \cdot D$. Das Rauschen des Dunkelstroms eines Pixels (Schwankung von D) sei mit R_p ⁶ bezeichnet. Das Rauschen der N Pixel addiert sich quadratisch. Hiermit ergibt sich das durch Dunkelstrom verursachte Rauschen in den zusammengefassten Pixeln zu $R_D = \sqrt{N \cdot R_p^2} = \sqrt{N} \cdot R_p$.

Hinzu kommt einmalig der durch das Auslesen erzeugte Untergrund U_A ⁷ und dessen Rauschen R_A . Dieses Rauschen ist unabhängig vom Rauschen des Dunkelstroms und addiert sich somit auch quadratisch. Der Gesamtuntergrund U und dessen Rauschen R ergeben sich somit zu:

$$U = U_D + U_A = N \cdot D + U_A \quad (1.1)$$

$$R = \sqrt{R_D^2 + R_A^2} = \sqrt{N \cdot R_p^2 + R_A^2} \quad (1.2)$$

⁴Ist der Dunkelstrom (engl: *Dark Current*) eines Pixel deutlich höher als der anderer Pixel, spricht man von einem *Hot-Spot*.

⁵CCD Detektoren für den wissenschaftlichen Einsatz

⁶Im einfachsten Fall ist das Rauschen gleich der statistischen Schwankung des durch den Dunkelstrom verursachten Untergrundes: $R_p = \sqrt{D}$.

⁷In U_A kann ein weiterer, durch die Elektronik verursachter, jedoch rauschfreier Offset enthalten sein. Beim verwendeten ANDOR CCD liegt dieser Offset bei etwa 250 Counts.

Dies ändert sich, wenn man stattdessen das CCD im Imaging-Modus betreibt und die Werte der einzelnen Pixel nach dem Auslesen per Software aufaddiert, anstatt sie wie beim Binning auf der Hardware-Seite zusammenzufassen. Der zu erwartende Untergrund der durch die Dunkelströme der Pixel verursacht wird, ist zwar wieder $U_D = N \cdot D$ (und $R_D = \sqrt{N \cdot R_p^2}$), jedoch wird jeder Pixel einzeln ausgelesen und ist mit dem entsprechenden Ausleseuntergrund und -rauschen behaftet. Damit ergibt sich für Untergrund und Rauschen bei diesem *simulierten* Binning:

$$U = U_D + N \cdot U_A = N \cdot (D + U_A) \quad (1.3)$$

$$R = \sqrt{R_D^2 + N \cdot R_A^2} = \sqrt{N \cdot (R_p^2 + R_A^2)} \quad (1.4)$$

Sowohl Untergrund als auch Rauschen sind größer. Um Untergrund und Rauschen möglichst klein zu halten, sollte also immer der Auslesemodus gewählt werden, bei dem die Ortsauflösung des CCD soweit durch Hardware-seitiges Binning heruntergesetzt ist, wie dies im Rahmen der zu erfüllenden Aufgabe möglich ist:

Bei reiner Spektroskopie ist der Full-Vertical-Binning Modus bzw. der Single-Track-Modus (Minimierung des N) zu bevorzugen. Bei Multiplex-Spektroskopie ist der Multi-Track Modus dem Imaging Modus vorzuziehen. Der Imaging Modus sollte bei der Spektroskopie nur bei der Justage der Kamera eingesetzt werden, um die Schärfe einzustellen und die Lage der Tracks für den Multi-Track Modus zu bestimmen.

Verwendet man das CCD als bildgebenden Detektor, so kann auf den Imaging Modus nicht verzichtet werden. Wird jedoch nicht die volle Ortsauflösung benötigt, lässt sich über das horizontale und/oder vertikale Binning von Pixeln nachdenken. Dies führt zwar zur Verringerung der Ortsauflösung, aber eben auch zu einer Verringerung des Rauschens und somit zu einem besseren Signal-Rausch Verhältnis bei gleichen Belichtungsverhältnissen.

Kosmische Ereignisse

Ein *kosmisches Ereignis* (oder *Cosmic Ray*) ist ein durch hochenergetische Teilchen aus dem Weltraum –bzw. deren in der Atmosphäre entstehenden Folgeprodukte– ausgelöstes Ereignis auf dem CCD. Die durch solche Ereignisse auf dem CCD erzeugten Ladungen führen zu starken Peaks, die üblicherweise nur ein oder wenige Pixel betreffen. Abb. 1.7 zeigt einen seltenen Fall, in dem ein solches Teilchen unter sehr flachem Winkel durch das CCD gestreift ist, und somit eine Spur von Ladungen hinterlassen hat.

Der Vergleich von Spektren ermöglicht es, kosmische Ereignisse zu erkennen und zu korrigieren.

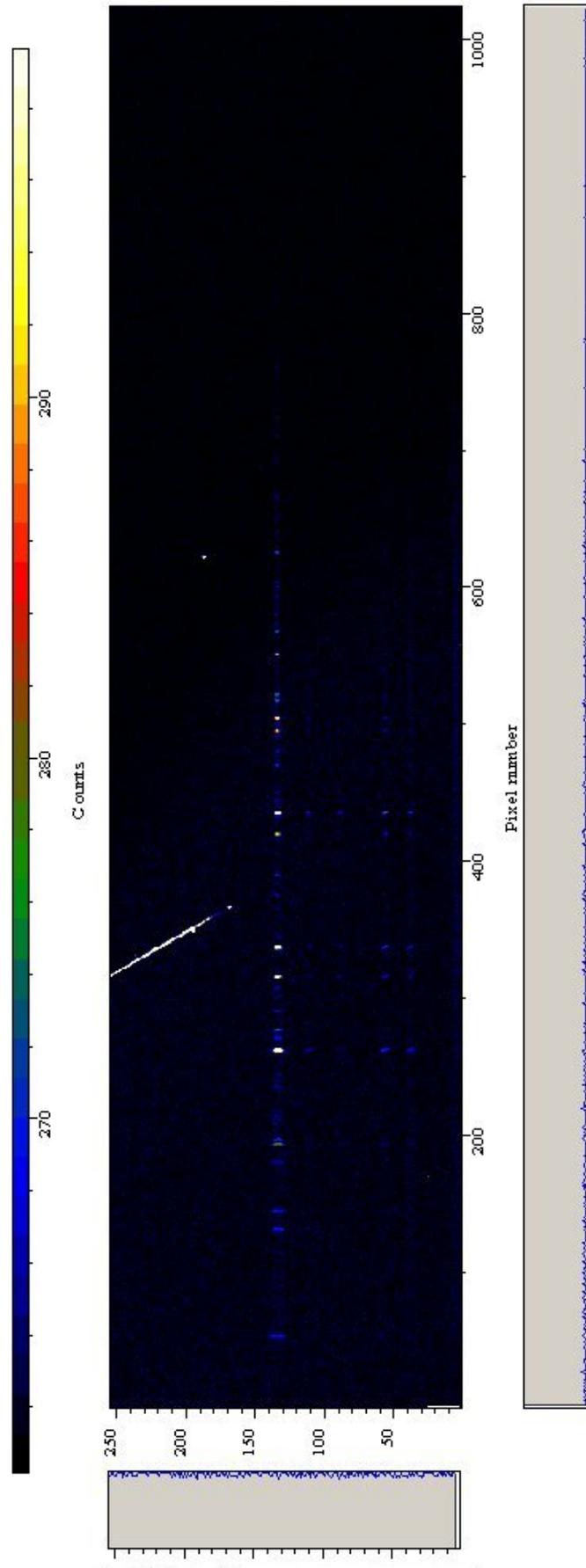


Abb. 1.7: Die Spur eines hochenergetischen Teilchens entlang der CCD Oberfläche ist im Bereich 350/250 bis 375/175 zu erkennen. Üblicherweise betreffen kosmische Ereignisse nur wenige Pixel, bzw. Kanäle. Der helle Punkt bei ca. 625/175 ist auf ein solches Ereignis zurückzuführen. Siehe dazu auch Abb. A.10 im Anhang.

1.2 Xenon Plasmen und Emissions-Spektroskopie

Xenon ist ein Edelgas, das als *Treibstoff* in Ionentriebwerken⁸ eingesetzt wird. In diesen liegt es als Plasma vor, aus denen die Ionen zur Schuberzeugung extrahiert werden. Ein Plasma ist laut Physik Lexikon [Phy 82] wie folgt definiert:

Plasma, *Plur.* Plasmen, Gemisch aus freien Elektronen, positiven Ionen und Neutralteilchen eines Gases, die sich durch die ständige Wechselwirkung untereinander und mit Photonen in verschiedenen Energie- bzw. Anregungszuständen befinden. [...]

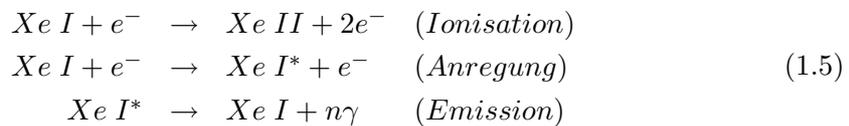
Durch Energiezufuhr geht jeder Stoff über den gasförmigen Aggregatzustand in den Plasmazustand über [...]. Die freien Elektronen und Ionen entstehen aus neutralen Atomen bzw. Molekülen durch Ionisation. Durch das Wechselspiel von Ionisation und Rekombination bildet sich ein Ionisationsgleichgewicht aus, das in vielen Fällen in ziemlich komplizierter Weise von den im Plasma ablaufenden Elementarprozessen und in einfachen Fällen allein von der Temperatur abhängt. [...]

Das Ionisieren und Anregen der Neutralgasteilchen und Ionen im Plasma geschieht im Wesentlichen durch Stoß-Ionisation und -Anregung mit den freien Elektronen.

Das Gleichgewicht, das sich im Plasma einstellt, hängt bei einem Ionentriebwerk von dessen Betriebsparametern ab. Bei gleichem Triebwerk und gleichen Betriebsparametern erwartet man die gleiche Plasmakonfiguration. Dies beinhaltet den jeweils gleichen Anteil angeregter Teilchen neutralen Xenons (Xe I), einfach ionisierten Xenons (Xe II) und mehrfach ionisierten Xenons (Xe III, Xe IV, ...) in diversen Anregungszuständen.

Angeregtes Xe I wird als Xe I* bezeichnet, angeregtes Xe II als Xe II*, etc.⁹. Die angeregten Zustände geben ihre Anregungsenergie meist in Form eines oder mehrere Photonen ab, bis sie wieder im Grundzustand sind.

Die wichtigsten Prozesse im Überblick (Beispielhaft an Xe I):



1.2.1 Ionisation und Anregung von Xenon

Um neutrales Xenon zu ionisieren (Xe I \rightarrow Xe II), werden 12.13 eV benötigt. Für den nächsten Ionisierungsschritt Xe II \rightarrow Xe III werden 21.2 eV benötigt.

⁸Insbesondere wird es in den Triebwerken des Typs RIT und HEMP eingesetzt, die im Rahmen dieser Arbeit spektroskopisch untersucht werden. Zu den Abkürzungen der Triebwerke siehe Anhang A.1.

⁹Der Einfachheit halber, wird im Folgenden jedoch meist die ungesternete Bezeichnung auch für angeregtes Xenon verwendet. Ob es sich um angeregtes Xenon oder um Xenon im Grundzustand handelt, ergibt sich jedoch aus dem Kontext.

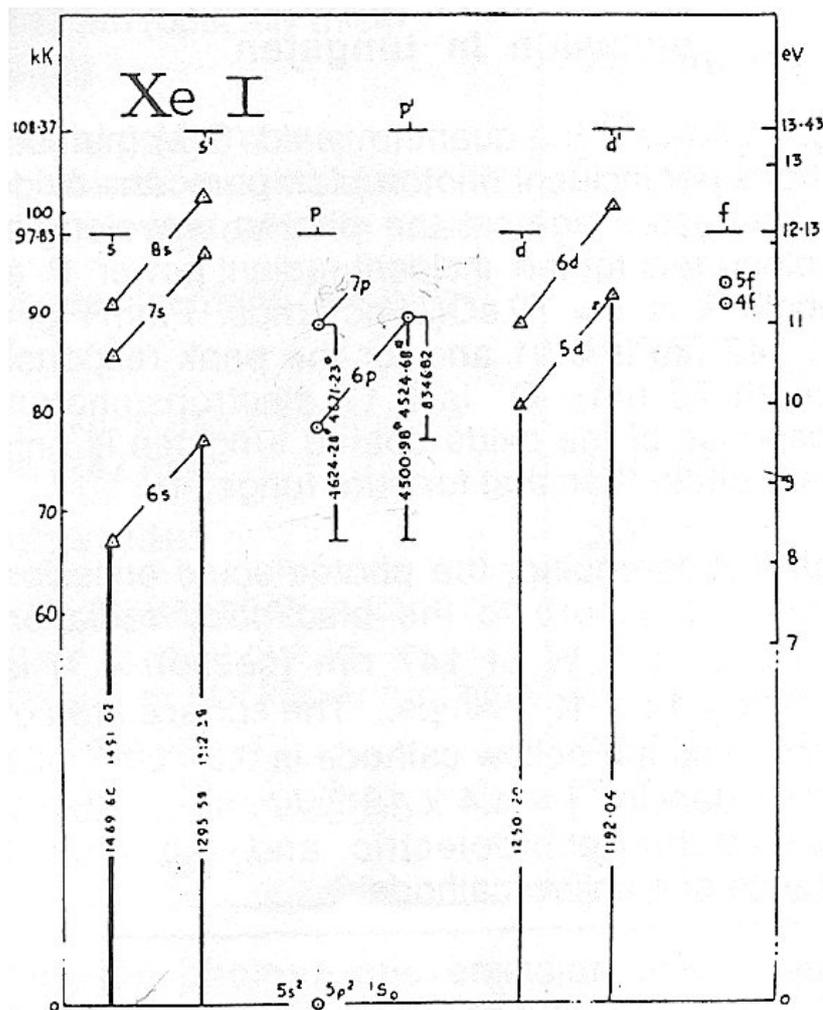


Abb. 1.8: Termschema Xe I, entnommen: [Cha 57]. Ein detaillierteres Termschema findet sich im Anhang, Abb. A.1 .

Die ersten Anregungszustände von Xe I liegen (siehe Abb. 1.8) bei ca. 8-10 eV. Abregungen dieser Zustände in den Grundzustand unter Emission von Photonen erfolgen mit Wellenlängen im UV-Bereich. Emission im sichtbaren Bereich erfolgt nur zwischen verschiedenen, höher angeregten Zuständen. Die experimentell beobachteten Wellenlängen und ihre Übergänge sind in den entsprechenden Experimental-Kapiteln aufgeführt.

Das Xenon-Plasma eines Ionentriebwerks ist im Sinne der obigen Definition eines Plasmas sicherlich kein einfacher Fall: Es lässt sich nicht alleine über seine Temperatur charakterisieren. Von einer Temperatur, bzw. der für uns relevanten Elektronentemperatur, kann man richtigerweise nur dann sprechen, wenn die Energieverteilung der Teilchen eine Boltzmann-Verteilung ist, bzw. die Geschwindigkeitsverteilung eine Maxwell-Verteilung. Die exakte Energieverteilung der Elektronen im Plasma eines Ionentriebwerks ist nicht bekannt.

Die mittlere kinetische Energie der Elektronen in einem solchen Plasma liegt jedoch

bei wenigen eV. Bei nicht zu starker Abweichung der realen Energie-Verteilung von der idealen Boltzmann-Verteilung bedeutet dies, dass bei ca. 12 eV Schwellenenergie für die Ionisierung nur eines von $10^6 - 10^7$ Elektronen über die hinreichende Energie verfügt, sofern man eine mittlere Energie von 1 eV annimmt - bei 2 eV mittlerer Energie wäre es bereits eines von 10^3 Elektronen.

Der Anteil der Elektronen, der ein Xe-Atom oder -Ion anregen kann, ist höher (eines von $10^2 - 10^4$ Elektronen bei 1-2 eV mittlerer Energie). Entsprechend geringer ist der Anteil der Elektronen, die zwei- oder mehrfach ionisieren können.

Wichtig ist jedoch, dass die Ionisierungs- und Anregungswahrscheinlichkeiten von der Energieverteilung der Elektronen und damit von den Betriebsparametern des Triebwerks abhängen. Eine Korrelation der gemessenen Linienintensitäten mit den Betriebsparametern des Triebwerks sollte daher möglich sein. Das Ableiten von Plasmaparametern, wie z.B. der Energieverteilung der Elektronen, ist zwar prinzipiell nicht ausgeschlossen, jedoch insbesondere bei den vorliegenden komplizierten Xenon-Plasmen schwierig und wird im Rahmen dieser Arbeit nicht versucht.

1.2.2 Daten über Xenon

Eine Schwierigkeit beim Versuch aus den experimentell gewonnenen Daten über die Linienintensitäten der Plasmen Informationen über die Parameter des Plasmas zu gewinnen, sind die unvollständigen bis nicht vorhandenen Daten über Xenon.

Die Standard-Quelle für Informationen über die Anregungs-Niveaus und die Emissionslinien ist das NIST¹⁰. Hier finden sich jedoch keine Informationen über die Lage der Niveaus von Xenon und nur unvollständige Daten über die emittierten Linien von neutralem und ionisiertem Xenon. Im Rahmen dieser Arbeit wird auf die Daten des Tabellenwerks [Str 68] *TABLES OF SPECTRAL LINES AND IONIZED ATOMS* von STRIGANOV zurückgegriffen, in dem sich auch zumeist Informationen über die an den Übergängen beteiligten Niveaus finden.

Eine genaue Kenntnis über die energetische Lage der einzelnen Niveaus in neutralem und ionisiertem Xenon und die Wahrscheinlichkeiten für die verschiedenen Abregungszweige sind aber Voraussetzung, um aus den experimentell gewonnenen Informationen der Linienintensitäten Rückschlüsse auf die Besetzung der Ausgangsniveaus ziehen zu können. Dies in Kombination mit Kenntnis über die Wirkungsquerschnitte der Stoß-Anregung durch Elektronen könnte wiederum Rückschlüsse auf deren Energieverteilung zulassen.

Ein weiterer gangbarer Weg wäre eine Korrelation mit anderen Messungen der Plasma-parameter. Messungen der Anteile von Xe I, Xe II und Xe III im Plasma durch Massenspektrometrie etwa, würden es u.U. erlauben, später umgekehrt aus den Spektroskopie-

¹⁰Die elektronische Datenbank für Atom-Spektroskopie *Atomic Spectra Database des NIST: National Institute of Standards and Technology*.

daten auf die Speziesdichten schließen zu können. Die Elektronentemperatur, bzw. die Energieverteilung der Elektronen im Plasma könnte mit Hilfe von Langmuir-Sonden gemessen und mit den aus der Spektroskopie gewonnenen Daten verglichen werden. Dies könnte es später ermöglichen, aus diesen Daten Informationen über die entsprechenden Plasmaparameter zu gewinnen.

1.2.3 Emissions-Spektroskopie und Betriebsparameter

Auch ohne den Vergleich mit theoretisch oder experimentell gewonnenen Daten über das Xe-Plasma, lassen sich mit Hilfe der Emissions-Spektroskopie Informationen über das Plasma gewinnen. Eine Aussage über die absoluten Speziesdichten ist zwar nicht ohne Weiteres möglich, jedoch lässt sich aus der Zunahme von Emissions-Linien ionisierten Xenons gegenüber Linien neutralen Xenons auf einen erhöhten Ionisierungsgrad im Plasma bei diesen Betriebsparametern des Triebwerks schließen.

Zu den im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen siehe Kapitel 3.

2 Versuchsaufbau

Der Versuchsaufbau besteht im Wesentlichen aus drei Teilen:

- Lichtquelle
- Monochromator
- Detektor

Bei der Emissionsspektroskopie wird das Spektrum einer Lichtquelle analysiert. Das Licht wird in Lichtwellenleiter (LWL) eingekoppelt und gelangt über diese zum Eintrittsspalt des Monochromators. Dieser zerlegt es spektral und bildet einen wählbaren Wellenlängenbereich des Spektrums auf dem CCD Detektor ab. Zusätzlich oder alternativ zu den LWL kommen auch andere optische Komponenten zum Einsatz, etwa Linsen und Spalte. Um die Belichtungszeit regeln zu können, sind an zwei Stellen Shutter¹ eingebaut. Mit diesen kann der Strahlengang blockiert werden.

Das für die Multiplex-Spektroskopie aufgebaute System wurde mobil gestaltet. Der Monochromator mit CCD Detektor, Shuttern und Elektronik, sowie der Messrechner befinden sich auf einem fahrbaren Tisch. Dies ermöglicht es, das System ohne größere Ab- und Aufbauarbeiten an verschiedenen Orten einzusetzen.

Im Folgenden werden die verschiedenen Komponenten, ihre Funktion und ihre Vor- und Nachteile vorgestellt. Es kamen diverse Lichtquellen und Konfigurationen von LWL+LL+LM (Abk. siehe Abb. 2.1), sowie je zwei Monochromatoren und CCD Detektoren zum Einsatz.

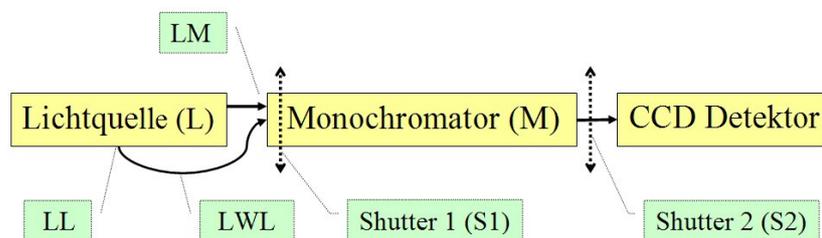


Abb. 2.1: Skizze des allgemeinen Versuchsaufbaus. Der *CCD Detektor* versteht sich inkl. der zum Betrieb notwendigen Hard- und Softwarekomponenten. Erklärung der Abkürzungen: *LWL* Lichtwellenleiter; *LL* Einkoppelung des Lichts in den LWL; *LM* Einkopplung des Lichts in den Monochromator (M), entweder direkt von der Lichtquelle (L) oder vom LWL.

¹Der Shutter S1 befindet sich im Monochromator und ist durch ein elektrisches Relais mit Hebelarm und Blende realisiert. Der Shutter S2 befindet sich zwischen Monochromator und CCD, ein Hubmagnet öffnet und schließt hier einen Schieber. Im Wesentlichen fand der Shutter S1 Verwendung.

2.1 Verwendete Lichtquellen

Die Liste der verwendeten Lichtquellen enthält

- HeNe Laser
- Laserpointer
- Leuchtstoffröhre
- Sonnenlicht
- Helium-Gasentladungslampe
- Xenon-Gasentladungslampe
- Deuterium Lampe
- Quecksilberdampf-Penlamp
- Xe-Plasma eines RIT²
- Xe-Plasma eines HEMP³ Thrusters

Die eigentlichen Experimente beschäftigen sich mit den zuletzt aufgeführten Xenon-Plasmen. Die anderen Lichtquellen dienten der Wellenlängen-Kalibration und der Vermessung der Transmission bzw. Quanteneffizienz von Monochromator und CCD, sowie dem Sammeln von Erfahrung im Umgang und den Möglichkeiten des Systems.

2.1.1 Laser

Der Helium-Neon (HeNe) Laser liefert ein Spektrum mit einer einzelnen Linie bekannter Wellenlänge im roten Bereich von 632.8nm. Er bietet sich zur Orientierung bei der Kalibration des Spektrometers an, aber auch wenn man eine Linie hoher und zudem zeitlich konstanter Intensität benötigt. Dies ist beim Finden und Einstellen der Fokusebenen von CCD und LWL am Monochromator hilfreich.

Die Verwendung eines Laserpointers für diese Zwecke hat sich als nicht sinnvoll erwiesen. Sein Spektrum besteht nicht aus einer einzelnen Linie, es sind die einzelnen Moden des Lasers erkennbar.

2.1.2 Emissions- und Absorptionsspektren

Es wurde das Spektrum einer Leuchtstoffröhre betrachtet, bei dem es sich um ein Linienspektrum handelt. Bei späteren Messungen zeigte sich, dass es problematisch sein kann Experimente bei eingeschalteten Leuchtstoffröhren im Raum durchzuführen, da deren Linien dann im gemessenen Spektrum auftauchen.

Auch das Absorptionsspektrum von direktem und indirektem Sonnenlicht wurde betrachtet.

²Radiofrequenz-Ionen-Triebwerk

³High Efficient Multistage Plasma

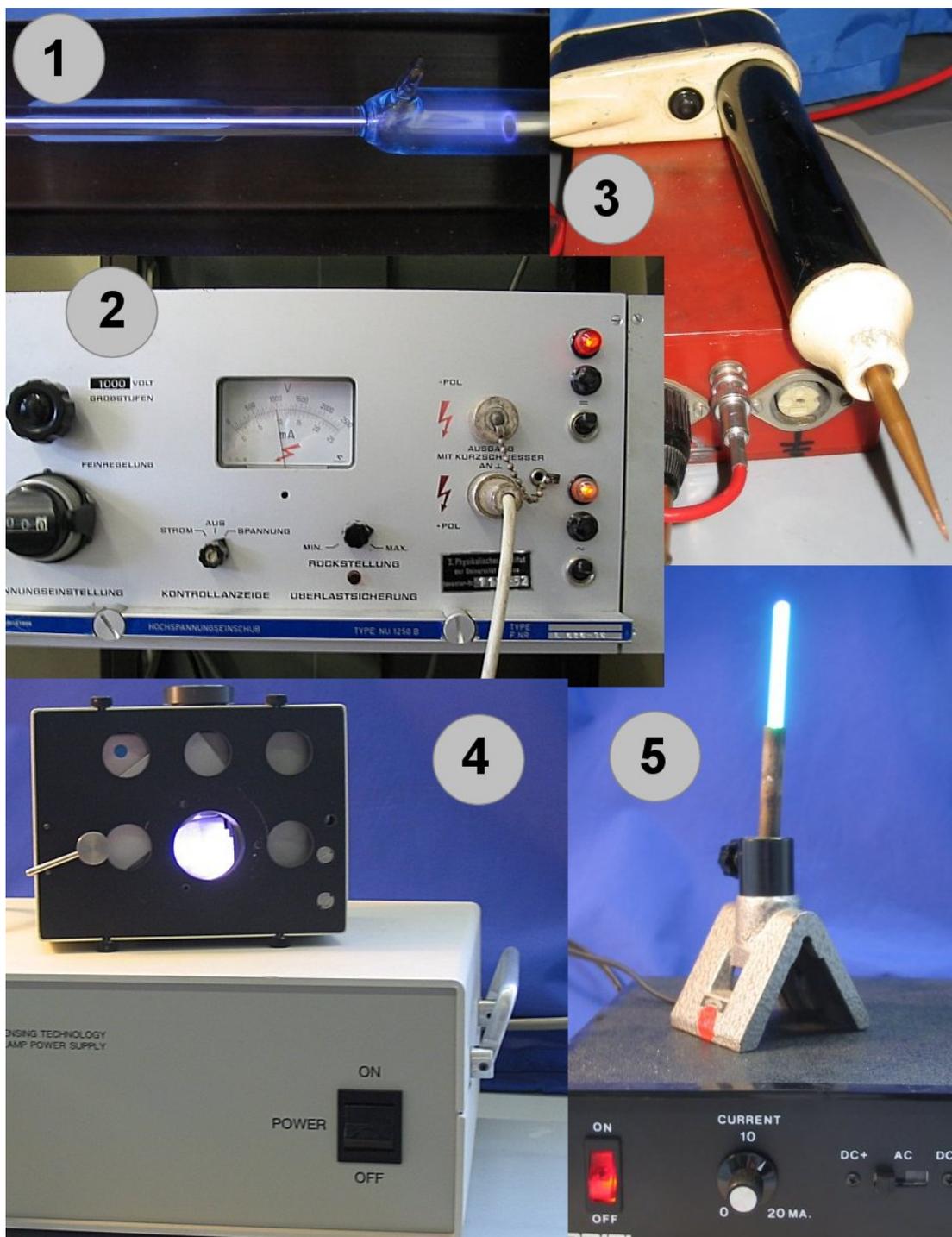


Abb. 2.2: Einige der verwendeten Lampen. Xenon-Gasentladungslampe (1) mit Stromversorgung (2) und Vorwiderstand (3). Deuterium-Lampe mit Netzteil (4). Quecksilber-Penlampe mit Netzteil (5). Foto (3) zeigt des Weiteren den *Bizzler*, der eine Spitzenentladung erzeugt, die zum Zünden der Gasentladung in (1) dient. Bilder der Iontriebwerke RIT (Abb. 3.28) und HEMP (Abb. 3.16) sind in den entsprechenden Abschnitten zu finden.

2.1.3 Gasentladungslampen

Photo (1) in Abb. 2.2 zeigt die Xenon-Gasentladungslampe in Betrieb. Ihr Spektrum wurde zum Vergleich mit den Spektren der untersuchten Xe-Plasmaentladungen im RIT (Abschnitt 3.4) und HEMP (Abschnitt 3.3) herangezogen.

Die He-Gasentladungslampe mit ihrem Spektrum vergleichsweise weniger und damit leicht zu identifizierender Linien diente primär der Wellenlängen-Kalibration von Monochromator und CCD Detektor. Siehe dazu Abschnitt 2.5.

2.1.4 Quecksilber- (Hg) und Deuteriumlampe

Die Hg-Penlampe emittiert ein Linienspektrum dessen Intensitäten nach [Rea 96] bekannt sind. Der Verlauf der Intensität des Kontinuumspektrums der Deuteriumlampe ist nach [Deu 92] ebenfalls bekannt.

Diese beiden Lampen fanden bei der Untersuchung der Transmission⁴ der verwendeten Monochromatoren und der Quanteneffizienz des CCD-Detektors Verwendung.

2.1.5 RIT und HEMP Thruster

Die Spektren des RIT und HEMP Thrusters werden ausführlich in den Abschnitten 3.4 und 3.3 besprochen, der Versuchsaufbau zur Einkopplung des Lichts in die verwendeten Lichtwellenleiter im Abschnitt 2.4.

⁴vgl. Abschnitt 3.2

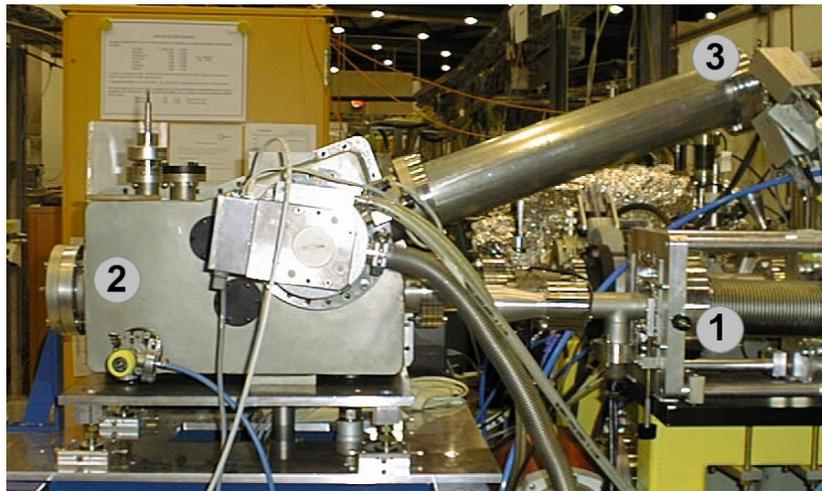


Abb. 2.3: Der OLMO Monochromator: (1) Lichteintritt, (2) Monochromatorgehäuse, (3) Lichtaustritt und Montageplatz für Detektor. (Bild: S. Kammer, private Mitteilung)

2.2 Verwendete Monochromatoren

Ein Spektrograf dient der *Registrierung eines Spektrums auf einer Fotoplatte oder durch fotoelektrische Abtastung*⁵ [TOP 87]. Zur Aufspaltung des zu analysierenden Lichtes ist ein Monochromator⁶ notwendig, der das Licht in seine Wellenlängenkomponenten zerlegt.

Neben dem für Transmissionsmessungen verwendeten OLMO Monochromator, kam im wesentlichen ein umgebauter LEISS Monochromator zum Einsatz. Der Begriff *Spektrograf* wird für die Kombination aus Monochromator und CCD Detektor verwendet.

2.2.1 OLMO Monochromator

Der OLMO Monochromator ist als *1m-Normal-Incidence-VUV-Monochromator* [Wil 99] konzipiert und wird von der Arbeitsgruppe *Photoionisation* des I. Physikalischen Institutes eingesetzt. Mit entsprechendem Gitter kann er auch im sichtbaren Wellenlängenbereich (VIS) verwendet werden.

Der OLMO Monochromator wird zur *PIFS: Photonen Induzierte(n) Fluoreszenz Spektroskopie* am *BESSY-II* eingesetzt. Im sichtbaren Wellenlängenbereich wird als Detektor ein ortsauffösender MCP-Detektor⁷ mit Photokathode verwendet. Da von der Gruppe absolute Wirkungsquerschnitte gemessen werden, muss das Transmissionsverhalten des Monochromators möglichst gut bekannt sein.

Um Vergleichsdaten zu erhalten und den Einfluss des Detektors auf die Gesamttransmission möglichst gut zu kennen, wurde das Transmissionsverhalten des Systems auch mit dem CCD-Detektor untersucht. Die Ergebnisse finden sich in Abschnitt 3.2.

⁵Die fotoelektrische Abtastung ist durch den später beschriebenen CCD Detektor realisiert.

⁶Im Rahmen dieser Arbeit wird der Begriff *Monochromator* verwendet, auch wenn die Geräte nicht zur Erzeugung monochromatischen Lichtes, sondern zur Spektroskopie eingesetzt werden.

⁷MCP: Micro Channel Plate

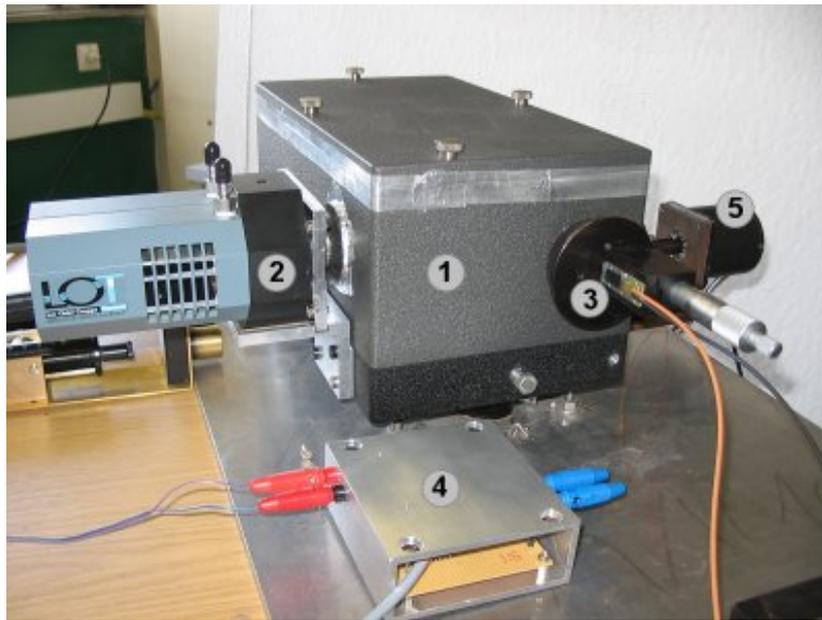


Abb. 2.4: Der Versuchsaufbau mit (1) LEISS Monochromator; (2) Andor OE CCD Detektor; (3) Glasfasern vor dem Eintrittsspalt; (4) Elektronik zur Steuerung der Shutter; (5) Schrittmotor, verbunden mit dem Stellrad des Gitters im Monochromator.

2.2.2 LEISS Monochromator

Abbildung 2.4 zeigt den umgebauten LEISS Monochromator (1) mit angeschlossenem CCD Detektor (2). Der Eintrittsspalt ist von dem am Monochromator befestigten Glasfaser-Array (3) verdeckt.

Das Ende der Glasfasern befindet sich ca. 6mm vor dem Eintrittsspalt, da die horizontale Fokusebene (spektrale Auflösung) des Monochromators und die vertikale Fokusebene (Ortsauflösung) 6mm voneinander entfernt liegen. Zusammen mit einem entsprechend justierten Detektor, sorgt der Eintrittsspalt somit für Linien mit geringer spektraler Breite. In der Vertikalen werden die Glasfasern so scharf wie möglich auf dem CCD abgebildet.

Strahlengang im LEISS Monochromator

Abbildung 2.5 zeigt in skizzierter Form den Strahlengang im LEISS Monochromator. Das Licht verläßt bei (1) den Lichtwellenleiter⁸ und passiert 6mm weiter den Eintrittsspalt. Der Öffnungswinkel des Lichts wird durch den Abstand von LWL (Lichtquelle) zum Eintrittsspalt und dessen Öffnungsweite bestimmt.

Nach circa 30cm trifft das Licht auf den ersten fokussierenden Spiegel (2), der es parallelisiert zum Gitter (3) reflektiert. Von dort gelangt das Licht unter einem von seiner Wellenlänge abhängigen Winkel (durch Beugung am Gitter spektral zerlegt) zum zweiten fokussierenden Spiegel (4). Dieser reflektiert und fokussiert das Licht über den

⁸Auf dem Photo ist ein LWL mit 1mm Durchmesser zu sehen, wie er z.B. für die Datenübertragung eingesetzt wird.

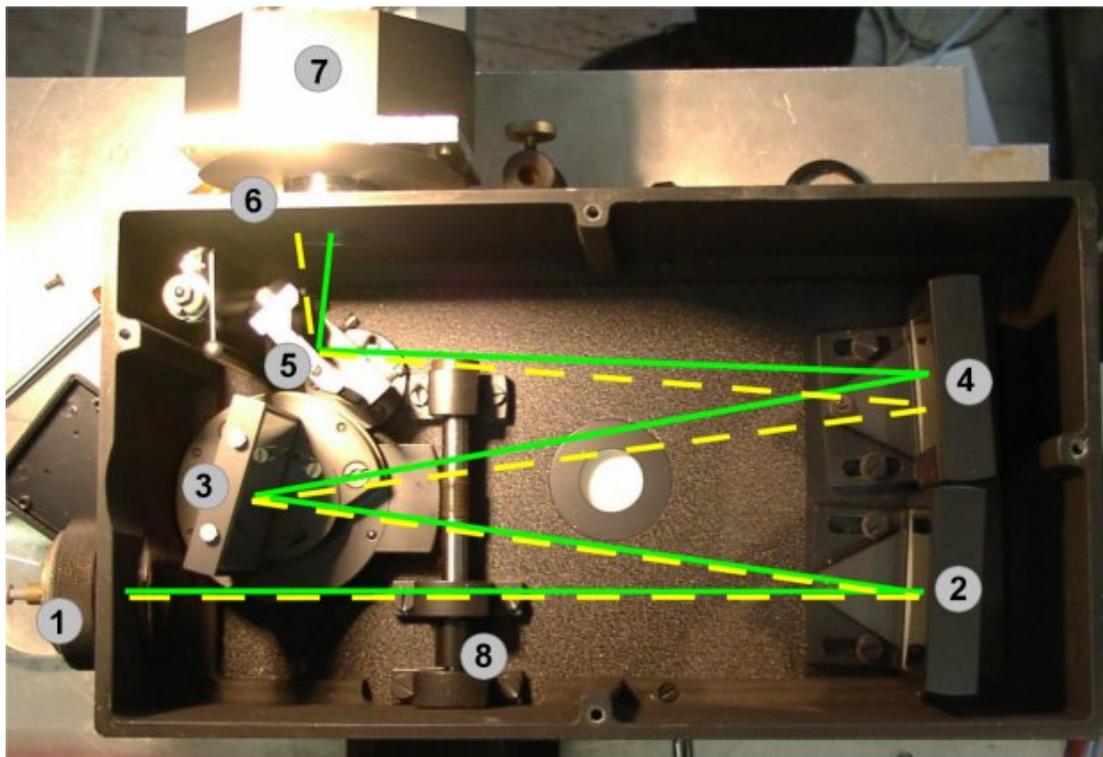


Abb. 2.5: Der Strahlengang im LEISS Monochromator. Die gelbe (gestrichelte) Linie und die grüne (durchgezogene) Linie skizzieren den Strahlengang Lichts unterschiedlicher Wellenlänge. (Bild: Weis, private Mitteilung)

Umlenkspiegel (5) und durch die Austrittsöffnung⁹ (6) auf dem entsprechend justierten CCD Detektor (7). Über ein außen am Monochromator befindliches Einstellrad lässt sich die Welle (8) drehen und somit der Winkel des Gitters (3) zum einfallenden Licht verändern. Dadurch wird festgelegt, welcher Wellenlängenbereich auf dem CCD abgebildet wird.

Probleme mit dem LEISS Monochromator

Der LEISS Monochromator ist eigentlich nicht für die ortsauflösende Spektroskopie mit CCD Detektor gedacht. Dadurch ergeben sich einige Probleme. Die unterschiedlichen Fokusebenen für die spektrale und örtliche Auflösung wurden bereits erwähnt. Es hat sich gezeigt, dass der Austausch des Austrittsspalt durch einen flächigen Detektor zu einem weiteren Problem führt: die Intensität der gleichen Linie eines Spektrums ändert sich, je nachdem auf welchen Bereich des Chips das Licht fällt. Dies ist vermutlich auf Abschattungseffekte an der Austrittsöffnung (Abb. 2.5 (6)) bei den entsprechenden Winkeln zurückzuführen. Ändert man den Einstellungswinkel des Gitters so, dass die gleiche Linie (mit gleicher Eingangsintensität) auf verschiedene Stellen des CCD projiziert wird, ergibt das für die Intensität in Abhängigkeit von der Position auf dem Chip

⁹Wird der Monochromator in seiner ursprünglichen Funktion verwendet, befindet sich hier der Austrittsspalt an dem das monochromatische Licht das Gerät verlässt. Genauer gesagt befände sich hier der Eintrittsspalt, und bei (1) der Austrittsspalt, da der Monochromator nach dem Umbau aus technischen Gründen mit umgekehrtem Strahlengang betrieben wird.

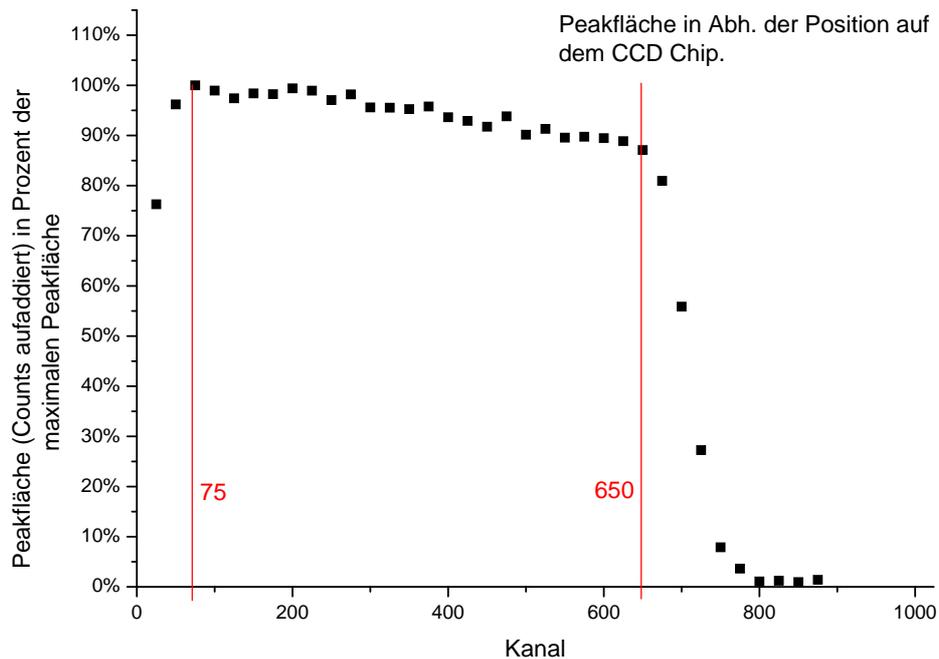


Abb. 2.6: Abschattungseffekt beim LEISS Monochromator

das in Abb. 2.6 gezeigte Bild.

Es gibt einen Plateau-Bereich in dem die Intensität weitestgehend gleich bleibt, zu den Rändern hin fällt sie jedoch stark ab. Die genaue Lage des Plateaus kann sich verändern, wenn man den CCD Detektor neu justiert und dabei zwangsweise seine Lage leicht verändert¹⁰. Es ist auch zu beobachten, dass die Intensität im Plateaubereich zu hohen Kanälen hin um ca. 10%-15% abnimmt. Zum Vergleichen von Linien-Intensitäten ist es also sinnvoll, dass die entsprechenden Spektren bei gleicher Einstellung des Wellenlängenbereichs am Monochromator aufgenommen werden. Ferner sollte eine Einstellung gewählt werden, bei der die betrachteten Wellenlängen möglichst im Plateau-Bereich liegen.

¹⁰Weitere Graphen hierzu im Anhang, Abb. A.2, A.3 und A.4

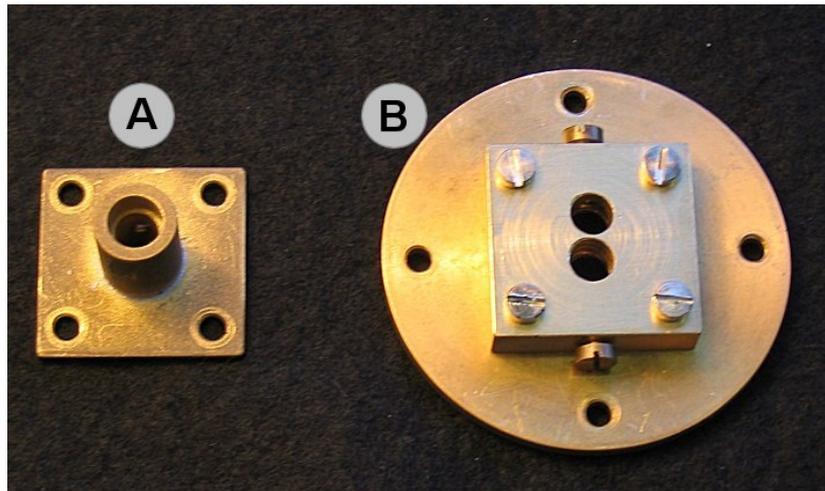


Abb. 2.7: Halterung für ein (A) bzw. zwei (B) 1mm-LWL, die am LEISS Monochromator befestigt werden (Abb. 2.5(1), bzw. Abb. 2.4(3))

2.3 Glasfasern

Zum Einsatz kamen zum einen Glasfasern wie sie zur Datenübermittlung eingesetzt werden (1mm Durchmesser) und zum anderen Quarzglasfasern (0.1mm Durchmesser), die auch im nahen UV Bereich noch lichtdurchlässig sind. Die 1mm LWL werden mit den in Abb. 2.7 gezeigten Halterungen am LEISS Monochromator befestigt.

Für die 0.1mm LWL ist ein höherer Aufwand notwendig. Diese werden in einem Array von bis zu 15 Fasern auf einem entsprechend präparierten Stück Platine befestigt, in das in gleichmäßigen Abständen Rillen zur Aufnahme der Glasfasern geätzt sind. Die Befestigung am Monochromator ist, wie in Abb. 2.4(3) zu erkennen, mit einer Mikrometerschraube versehen, um eine möglichst genaue Fokussierung zu ermöglichen.

In Abb. 2.10 sind die 1mm Glasfaser (1) und ein Bündel 0.1mm Fasern (6) zu sehen. Letztere sind auf beiden Seiten in linearen Arrays angeordnet, um eine ortsauflösende Messung am RIT zu ermöglichen.

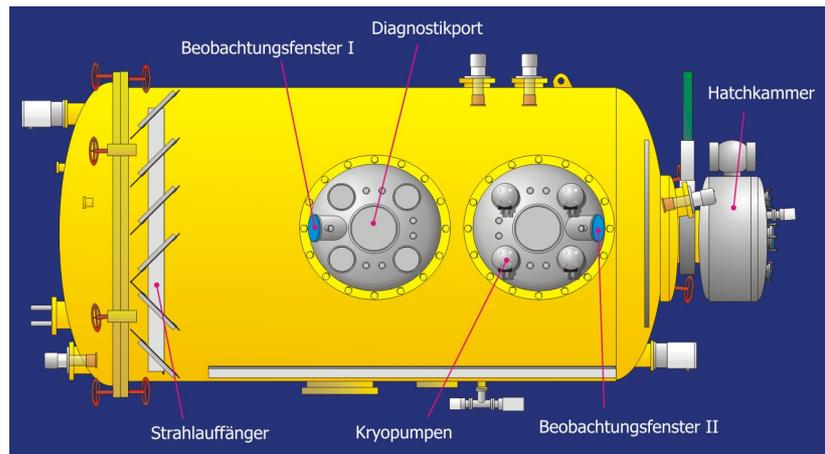


Abb. 2.8: Die JUMBO Test Facility. 30m³ Vakuummkammer. (Bild: [HPH 03])

2.4 Die JUMBO Test Facility

In der JUMBO Test Facility werden elektrische Triebwerke getestet. Diese sind in der *Hatchkammer* (Abb. 2.8), bzw. etwas weiter im Tankinneren, in der Hauptkammer befestigt. Der Triebwerks-Strahl zeigt in Richtung *Strahlauffänger*.

Das *Beobachtungsfenster I* ermöglicht einen Blick auf das Triebwerk. Abb. 2.9 zeigt diesen Bereich mit der Apparatur zur Abbildung des Triebwerks auf das Glasfaserarray zur ortsauflösenden Spektroskopie am Triebwerk. Das Licht des Triebwerks wird dazu mit einer sich in dem Tubus befindlichen Linse auf die Ebene der Glasfaseröffnungen fokussiert und somit in die Glasfasern eingekoppelt.

Der Winkel unter dem das Triebwerk beobachtet werden kann, hängt von der Befestigungsposition des Triebwerks ab. Es ist jedoch nicht möglich senkrecht auf das Triebwerk zu blicken.

Der Strahlengang von Triebwerk zu Glasfasern kann mit Hilfe des im Tank befindlichen und beweglichen Messarms (vgl. [HPH 03]) blockiert werden. Somit kann auch der Triebwerksstrahl bzw. das diffuse Leuchten des Triebwerks untersucht werden. Beide sind an Intensität wesentlich schwächer als dessen Gasentladung.

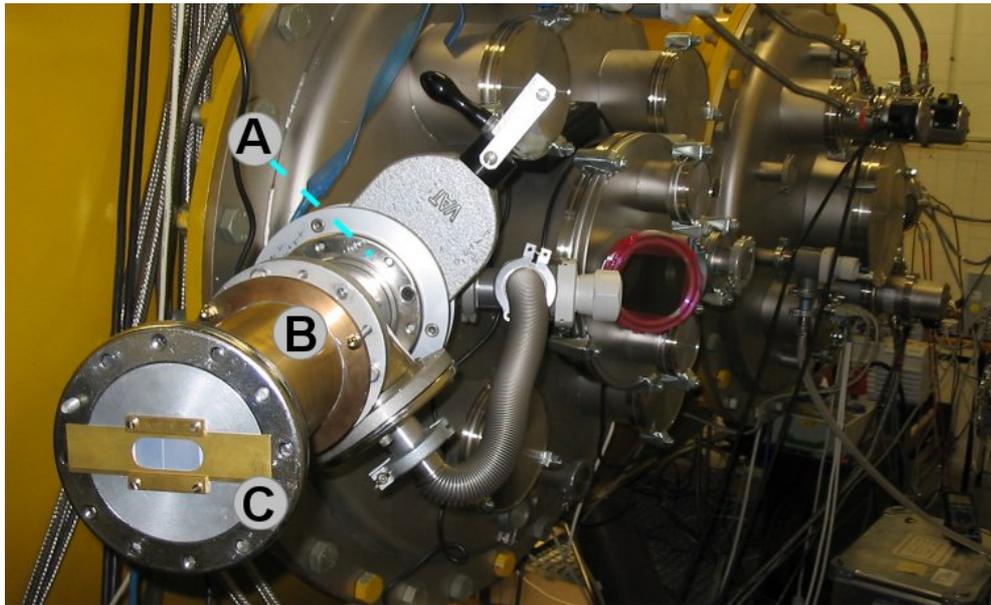


Abb. 2.9: In dem am Beobachtungsfenster I (A) (vgl. Abb. 2.8) befestigten Tubus (B) befindet sich eine verschiebbare Linse, die das Triebwerk auf den Faserhalter (C) abbildet. Zu erkennen ist ein Schieber zwischen (A) und (B), der es ermöglicht das Beobachtungsfenster abzuschotten, um es vor Verschmutzung und Beschädigung durch zu lange Strahlexposition zu schützen. Das Fenster besteht aus ZnS und wurde ursprünglich für thermographische Messungen installiert. Es erlaubt jedoch auch Beobachtungen im VIS Bereich für Wellenlängen ab ca. 340nm. Eine Transmissionskurve für ZnS findet sich im Anhang, Abb. A.5.

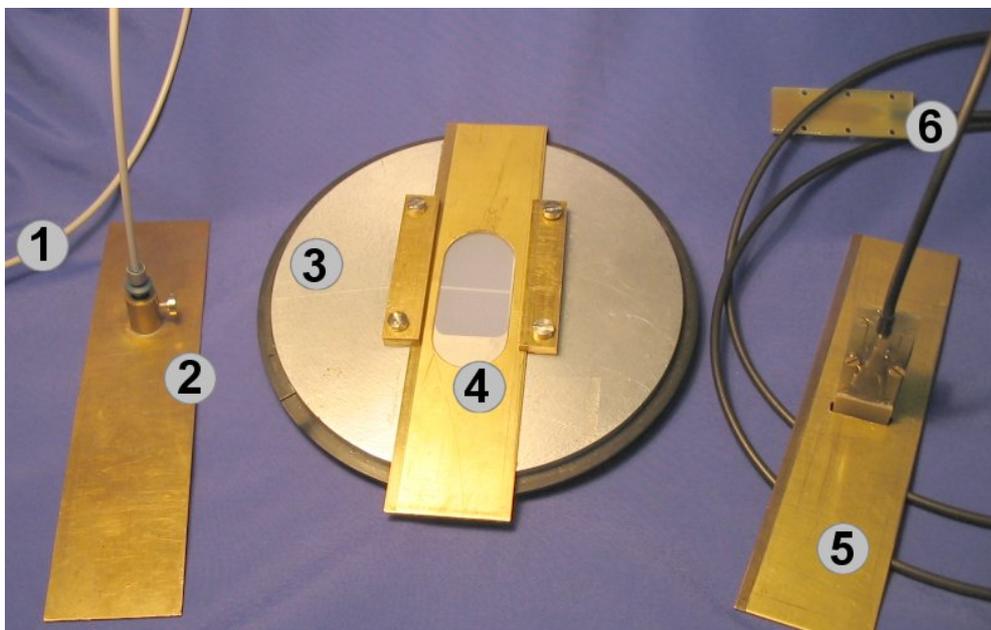


Abb. 2.10: Die Halterung für die Faserhalter (3) wird wie in Abb. 2.9 zu sehen am Tubus befestigt. Die Mattscheibe (4) wird zur Fokussierung des Systems verwendet und um die Position der Abbildung zu überprüfen. Es stehen Halter für 1mm LWL (2) und Halter für 0.1mm Glasfaserarrays (5) zur Verfügung, die an Stelle der Mattscheibe für Messungen verwendet werden. (1) und (6) zeigen eine 1mm Glasfaser, bzw. ein Array von 0.1 mm Glasfasern zur ortsaufösenden Spektroskopie.

2.5 Wellenlängenkalibration des Spektrografen

Am Monochromator lässt sich über den Drehwinkel des Gitters der Wellenlängenbereich einstellen, der auf dem CCD abgebildet wird. Um den Linien in einem aufgenommenen Spektrum Wellenlängen zuordnen zu können, wird eine Kalibration des Spektrografen benötigt, die den Zusammenhang zwischen Einstellung am Monochromator, Kanal auf dem CCD und der Wellenlänge herstellt.

Zur Kalibration wird die bekannte Wellenlänge eines HeNe-Lasers und das linienarme Spektrum einer Helium-Lampe verwendet.

Die 1024 Kanäle des CCD Detektors entsprechen einem Wellenlängenbereich von etwa 65nm Breite. Um die Kalibration durchzuführen sind mehrere solche Bereiche zu einem Gesamtspektrum der Heliumlampe über ca. 6000 Kanäle im Wellenlängenbereich von ca. 350-725 nm zusammengefügt.

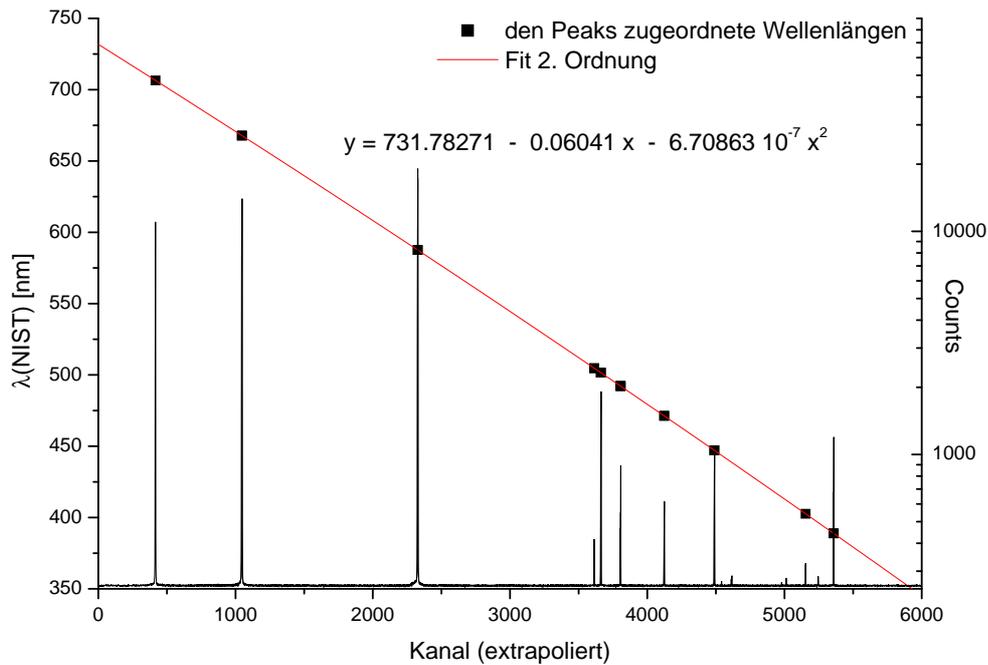


Abb. 2.11: Kalibration des Spektrografen (LEISS Monochromator + CCD) mit Hilfe eines Heliumspektrums)

Auch wenn die Werte scheinbar alle auf einer Geraden liegen, ist zumindest ein Fit zweiter Ordnung notwendig, um eine Kalibration zu ermöglichen, die später eine Wellenlängenzuordnung hinreichender Genauigkeit gestattet. Mit Hilfe der in Abb. 2.11 angegebenen Fitfunktion 2. Ordnung lässt sich die Wellenlänge bis auf wenige Kanäle genau vorhersagen.

Die gefundene Kalibrationsfunktion ist in ein EXCEL-Sheet eingearbeitet, das durch Eingabe der Monochromatoreinstellung und Kanalzahl die entsprechende Wellenlänge

angibt (Siehe Abbildung 2.12).

Beim Bewegen der Apparatur kann sich die Position des Detektors leicht verändern. Die dadurch entstehenden Offsets lassen sich im EXCEL-Sheet angeben und korrigieren.

An den Randbereichen des messbaren Spektrums stimmen die vorhergesagten Positionen von Linien auf dem CCD nicht mehr exakt mit den gemessenen überein. Die Lage der Wellenlängen weicht um bis zu 10 Kanäle ab. Eine entsprechende Anpassung des Offsets gestattet auch hier eine Kalibration für den betrachteten Wellenlängenbereich. Vor jeder Messung sollte die Kalibration des Spektrografen im relevanten WL-Bereich mit einem bekannten Spektrum überprüft und der Offset gegebenenfalls angepasst werden.

2.6 CCD Detektoren

Als Bildaufnehmer des Spektrografen sind zum einen eine *Webcam* des Typs *Philips ToUcam Pro PCVC740K*, zum anderen ein *Scientific CCD* Detektor des Typs *ANDOR OE-DV420 CCD* zum Einsatz gekommen.

2.6.1 Philips ToUcam Pro PCVC740K

Bei der ToUcam Pro handelt es sich um eine hochwertige Webcam, die im Handel in etwa 80€ kostet.

Für den Einsatz als CCD Detektor im Spektrograf wurde die Platine der Kamera mit dem CCD Chip in ein lichtdichtes Metallgehäuse eingebaut (siehe Abbildung 2.13), das sich über einen Adapter am LEISS-Monochromator justierbar befestigen lässt.

Diese Kamera wurde zur Bestimmung des Auflösungsvermögens des Monochromators und der Untersuchung seiner Eignung zur bildgebenden Spektroskopie verwendet.

Für die Auswertung von Linienintensitäten in der Spektroskopie ist diese Kamera nicht geeignet. Dies liegt zum einen am im Vergleich zu einer Scientific CCD schlechten Signal-Rausch Verhältnis, zum anderen am geringen Dynamik-Bereich und der fehlenden Linearität in Bezug auf die detektierte Lichtmenge.

Die Kamera ist für die Farbdarstellung optimiert und dazu mit Farbfiltern über den einzelnen Pixeln ausgestattet. Um das aufgenommene Bild möglichst realitätsnah darzustellen, wird die einfallende Lichtmenge logarithmisch ausgewertet und so das Sehverhalten des menschlichen Auges nachgeahmt. Pro Farbkanal steht nur ein Dynamik-Bereich von 256 verschiedenen Helligkeitswerten zu Verfügung (0-255 counts, 8 bit).

Der CCD Chip der Kamera bietet eine Auflösung von 640x480 Pixeln. Es gibt keine Möglichkeit hardware-seitiges Binning zu betreiben, jede Aufnahme wird im Imaging Modus durchgeführt. Die Belichtungszeiten sind nicht beliebig lang wählbar. Die Übertragung der Daten zum Computer erfolgt über den Anschluss an einen USB-Port

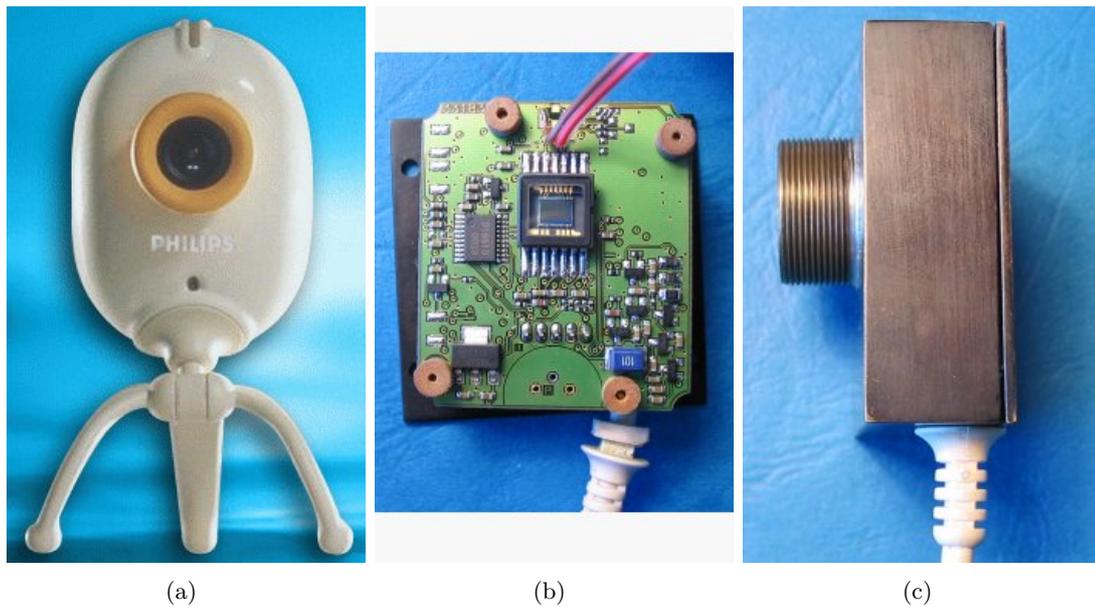


Abb. 2.13: (a) Die Philips ToUcam Pro PCVC740K im Gehäuse des Herstellers. (b) Die Platine der Kamera mit dem CCD-Chip. (c) Das Lichtdichte Metallgehäuse zum Einsatz am LEISS-Monochromator, das Gehäuse wurde zu Kühlzwecken mit den relevanten Chips auf der Platine der CCD verbunden.

Es hat sich gezeigt, dass die so umgebaute Kamera vakuumtauglich ist, und z.B. direkt im JUMBO eingesetzt werden kann. Dann allerdings nicht als Teil eines Spektrografen, sondern in ihrer Funktion als digitale Photo-Videokamera.

des Computers. Zusätzliche Hardware wird nicht benötigt.

Will man die Linienintensitäten nicht quantitativ auswerten, sondern ist nur an der Existenz und Lage von relativ intensiven Linien in einem Spektrum interessiert, so ist die Kamera jedoch durchaus sinnvoll als Detektor einzusetzen. Die Moden einer Laserdiode, die Absorptionslinien im Spektrum des Sonnenlichts, die Linien im Spektrum von Leuchtstoffröhren und anderen Lichtquellen lassen sich mit diesem Detektor beobachten.

2.6.2 ANDOR OE-DV420 CCD

Bei der ANDOR OE-DV420 CCD handelt es sich um ein Scientific CCD Detektorsystem der 20000€ Preisklasse mit einer Auflösung von 1024x255 Pixeln¹¹.

Die Buchstaben *OE* in der Bezeichnung des Detektors stehen für *Open Electrode* und bedeuten, dass die Elektroden der MOS Kondensatoren die Oberfläche eines Pixels nur teilweise bedecken. Dies gewährleistet auch im nahen UV-Bereich Quanteneffizienzen¹² von 20%-30%.

Abbildung 2.14 zeigt schematisch den Aufbau, die Funktion und das Zusammenwirken

¹¹Die 256. Zeile ist durch das Ausleseregister belegt.

¹²Zur Quanteneffizienz der ANDOR OE-DV420 siehe Abschnitt 3.2

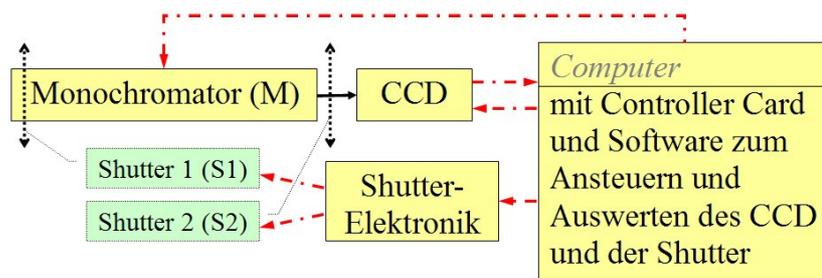


Abb. 2.14: Schematische Darstellung der Komponenten und Datenflüsse (rote Strich-Punkt Pfeile) des Spektrografen unter Verwendung des ANDOR CCD Detektors.

der Komponenten dieses CCD Detektorsystems. Einige der Komponenten sind auch in Abbildung 2.4 zu erkennen.

Im Unterschied zur Webcam benötigt die ANDOR CCD eine Controller-Karte in einem Messrechner. Über diese wird die Stromversorgung der Kamera gewährleistet und sie wandelt das analoge Signal der Kamera in digitale Daten um. Die in den Pixeln entstehende Primärladung wird direkt nach dem Auslesen aus dem Register verstärkt, über ein geschirmtes Kabel zur Controller-Karte geleitet, dort gemessen und vom AD-Wandler einer Countzahl in einem Dynamikbereich von 16 bit (0-65535 Counts) zugeordnet. 7 Primärelektronen, von denen ein Jedes durch ein Photon erzeugt wurde, werden somit zu einem *Count*¹³ zusammengefasst. Vom Hersteller ist eine Abweichung von der Linearität über den Dynamik-Bereich von maximal 1% angegeben.

Die Controller-Karte steuert des Weiteren das CCD mit den in der Software eingestellten Parametern für Belichtungszeit und Binning, und sie liefert Signale zur Ansteuerung der Shutter. Prinzipiell kann über die Karte und mit Hilfe eines am Monochromator angebrachten Schrittmotors auch der Wellenlängenbereich eingestellt werden, den der Monochromator auf das CCD abbildet. Während der Experimente wurde die Wellenlängeneinstellung des Monochromators jedoch manuell vorgenommen.

Der CCD Chip ist thermoelektrisch kühlbar, bei Luftkühlung werden Temperaturen bis zu -60°C erreicht. Mit Wasserkühlung sind tiefere Temperaturen möglich.

Die im Grundlagen-Kapitel 1.1.3 beschriebenen Varianten zum Binning sind mit dieser Kamera möglich. Sie ist sowohl für Imaging-Aufnahmen, als auch für Spektroskopie (Full Vertical Binning) und Multi-Plex-Spektroskopie (Multi Tracks) ausgelegt.

Software für die ANDOR CCD-Kamera

Die Software zur Ansteuerung und zum Auslesen der CCD-Kamera besitzt die Möglichkeit, Programme in der programmeigenen Sprache *Andor Basic* zum automatisierten Ansteuern und Auslesen des CCD zu schreiben. Über den Vergleich von zwei Spektren kann die Software Kosmische Ereignisse erkennen und korrigieren. Die beiden Spektren

¹³Es sind auch andere Verstärkungsfaktoren einstellbar, die das Verhältnis von Primärelektronen zu Counts auf 10 oder 3.5 bringen. Dies geht einher mit einer Veränderung der Auslesezeit pro Pixel.

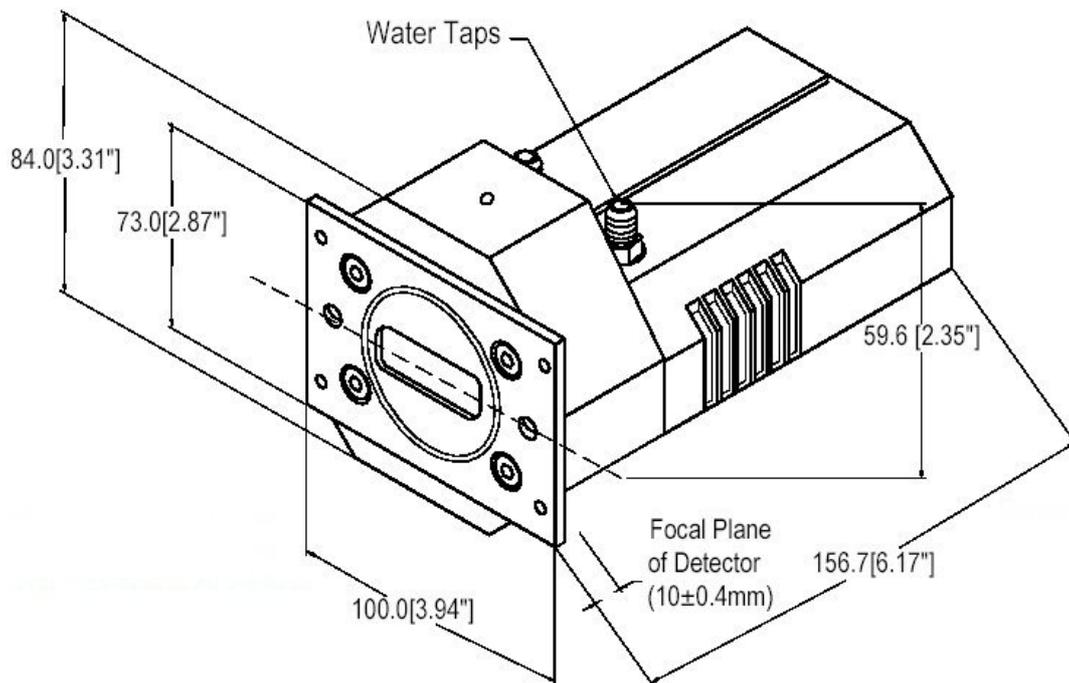


Abb. 2.15: (Bild: [Andor1]). Der Detektor-Kopf der ANDOR OE-DV420 CCD, auch zu sehen in Abb. 2.4(2).

müssen dazu unter gleichen Bedingungen aufgenommen worden sein und sich neben statistischen Schwankungen eben nur durch solche kosmischen Ereignisse unterscheiden.

Die Linienintegrale (in Counts) lassen sich mit der Software bestimmen. Hierzu muss der linke und der rechte Rand der Linie angegeben werden. Die Software berechnet eine Baseline zwischen diesen beiden Punkten und addiert die Counts in den Kanälen zwischen den Rändern der Linie unter Abzug des zugehörigen Baseline-Wertes auf. Die so erhaltenen Werte für die Linienintegrale stimmen innerhalb ihres statistischen Fehlers mit den Werten überein, die ein Gaussfit für die gleiche Linie liefert.

Insbesondere bei der bildgebenden Spektroskopie (Multi-Tracks) ist es hilfreich, die Integrale (=Intensitäten) der Linien mit der Software zu bestimmen, da ein entsprechendes Programm¹⁴ Tabellen liefert, die direkt weiterverarbeitet werden können. Ein manuelles Gauss-Fitten der beobachteten Linien in allen aufgenommenen Spektren wäre sehr zeitaufwändig.

¹⁴Eine Version des Programms, das zur ortsauflösenden Spektroskopie eingesetzt werden kann, ist im Anhang A.3 abgedruckt.

3 Experimentelle Untersuchungen

3.1 Untergrund und Rauschen des CCD

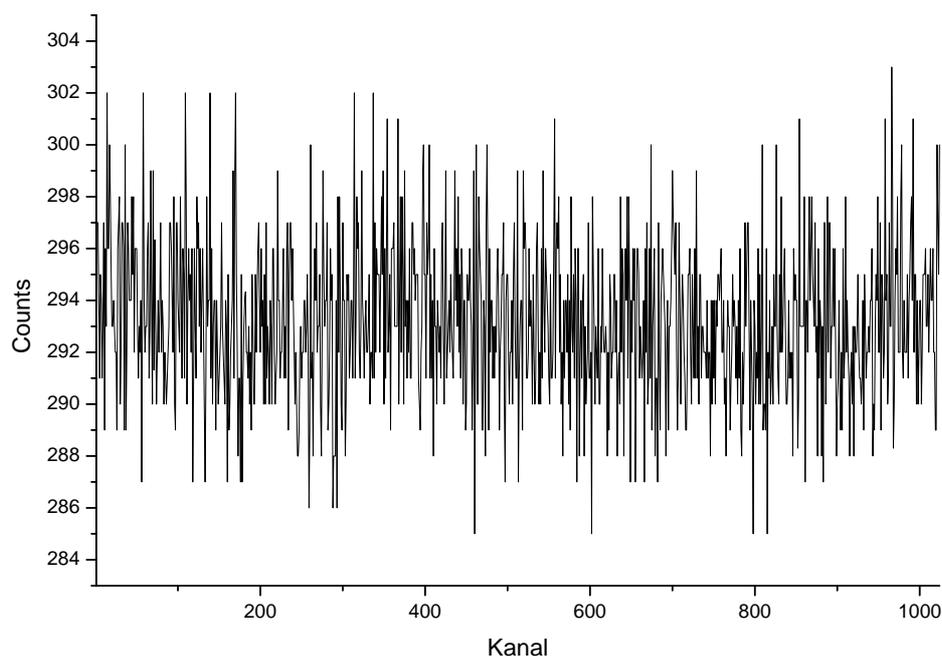


Abb. 3.1: Dunkelspektrum des CCD bei -60°C , Full Vertical Binning und 32s Belichtungszeit. Dieses Spektrum wurde von kosmischen Peaks (vgl. Anhang, Abb. A.10) gereinigt.

Selbst wenn der CCD-Detektor keiner Lichtquelle ausgesetzt, sondern vollständig abgedunkelt ist, erhält man ein Untergrundspektrum (Dunkel-Spektrum). Je nach Temperatur, Belichtungszeit und verwendeter Detektorfläche sind der Untergrund und dessen Rauschen unterschiedlich stark ausgeprägt.

Für die Aussagekraft einer Messung spielt der Untergrund keine wesentliche Rolle, da er abgezogen und somit kompensiert werden kann. Anders verhält es sich mit dem *Rauschen* des Untergrundes. Das Rauschen lässt sich nicht kompensieren. Es vergrößert den Fehler bei der Bestimmung von Linienintensitäten und setzt eine untere Schranke für die Intensität einer Linie, mit der diese noch als solche identifiziert werden kann.

Ein Dunkel-Spektrum wie in Abb. 3.1 liefert z.B. einen Wert für den Untergrund von 293.23 Counts und 2.98 Counts für das Rauschen des CCD.

Mit Hilfe der ANDOR BASIC Software können in einem Dunkel-Spektrum der Untergrund und dessen Rauschen bestimmt werden. Ein entsprechendes Programm zur

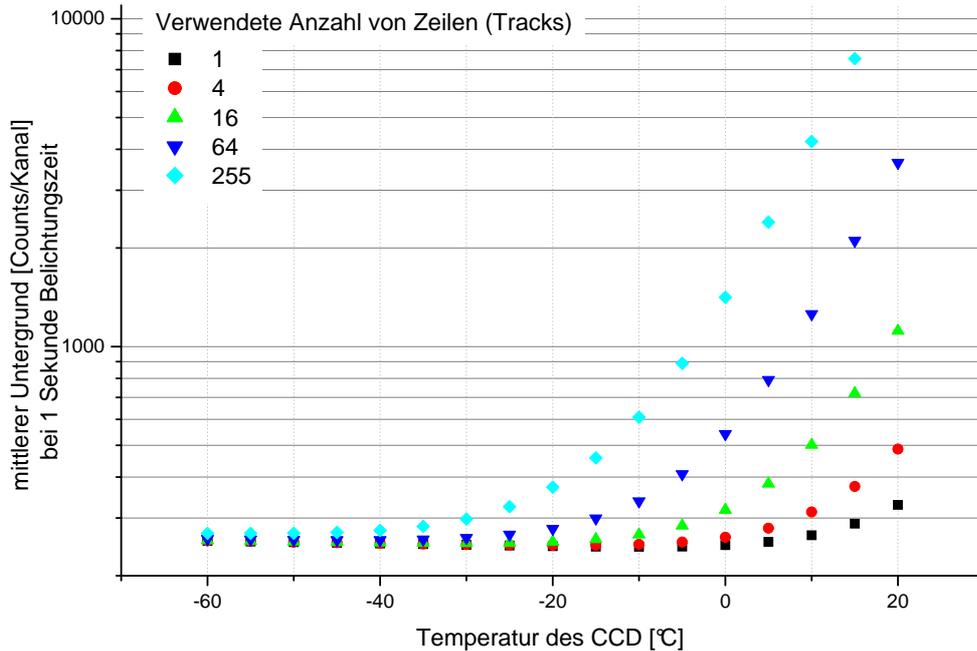


Abb. 3.2: Die Abhängigkeit des Untergrundes von der Temperatur des CCD Chips.

automatisierten Aufnahme und Auswertung wurde geschrieben.

Verändert werden können Temperatur, Belichtungszeit und die Zahl der verwendeten Zeilen auf dem CCD. Für jede Kombination von Parametern werden zwei Spektren aufgenommen, von der Software miteinander verglichen und von etwaigen kosmischen Peaks gereinigt. Die Werte der 1024 Kanäle werden aufaddiert und durch 1024 geteilt, um den Mittelwert des Untergrundes zu erhalten. Ferner wird die Standardabweichung der Einzelwerte vom Mittelwert (Rauschen) berechnet.

Diese Automatisierung ist notwendig, da in die folgenden Graphen die Informationen von teilweise über 600 Dunkel-Spektren eingehen.

3.1.1 Temperaturabhängigkeit

Die Abb. 3.2 und 3.3 zeigen das Verhalten von Untergrund und Rauschen bei Variation der Temperatur des CCD Chips. Im Anhang befinden sich die entsprechenden Graphen für konstante Zeilenzahl und variierte Belichtungszeit (Abb. A.6 und A.7). Der Untergrund steigt erst bei Temperaturen $> -40^{\circ}\text{C}$ merklich an. Verwendet man nicht den gesamten Chip (256 Zeilen) bleibt er sogar bei höheren Temperaturen im Bereich von 250-260 Counts.

Unabhängig von Belichtungszeit und verwendeter Zahl von Zeilen, lässt sich der Untergrund nicht unter diesen Wert von 250-260 Counts pro Kanal bringen. Dieser Wert ist nicht auf tatsächlich erzeugte Elektronen auf dem Chip zurückzuführen, vielmehr handelt es sich um einen analogen Offset des AD-Wandlers, Signalverstärkers oder eines anderen Elektronikbauteils.

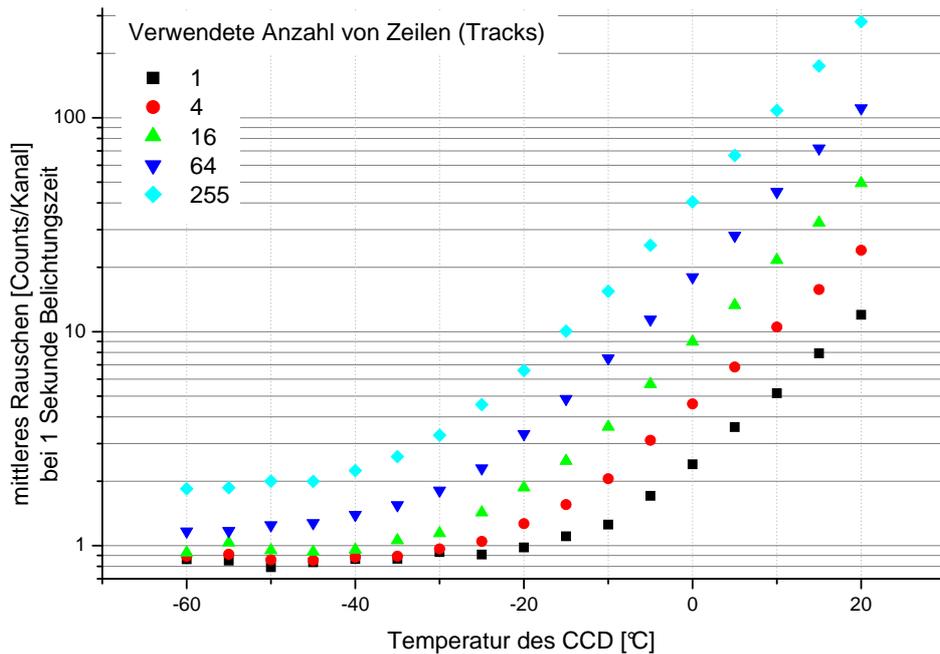


Abb. 3.3: Die Abhängigkeit des Rauschens von der Temperatur des CCD Chips

Das Rauschen des Untergrundes steigt schon bei etwas geringeren Temperaturen an. Bei höheren Temperaturen wirken sich zudem geringe Temperaturschwankungen auf der Chipoberfläche auf den Untergrund aus, und bei einzelnen Pixeln tritt ein erhöhter Dunkelstrom auf, was zu Peak-artigen Strukturen im Dunkelspektrum führt. (Vgl. Anhang, Abb. A.9)

Es empfiehlt sich also, den Detektor möglichst weit herunterzukühlen, um Untergrund und Rauschen gut zu unterdrücken. Mit Luftkühlung sind bei moderaten Umgebungstemperaturen von nicht über 25°C ohne Probleme -60°C Chiptemperatur zu erreichen. Die spektroskopischen Untersuchungen im Rahmen dieser Arbeit wurden bei dieser Temperatur durchgeführt. Das Verhalten von Untergrund und Rauschen bei -60°C wird im Folgenden näher untersucht.

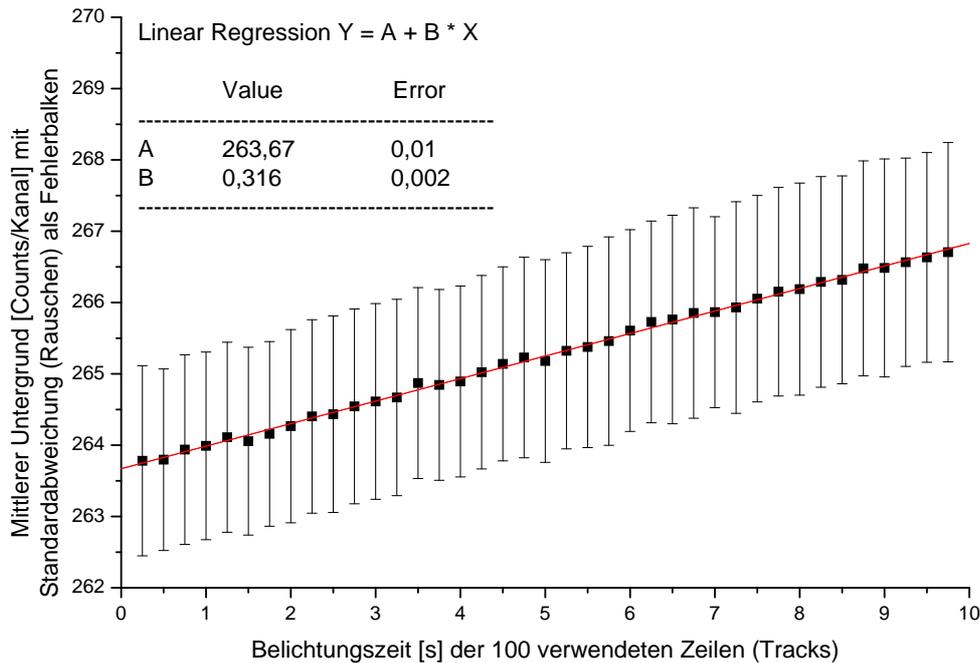


Abb. 3.4: Die Änderung des mittleren Untergrundes bei 100 verwendeten Zeilen in Abhängigkeit von der Belichtungszeit.

3.1.2 Der Untergrund bei -60°C

Variiert man bei fester Zahl verwendeter Zeilen die Belichtungszeit, nimmt ein Dunkelspektrum auf und bestimmt den mittleren Untergrund, so erhält man in erster Näherung ein lineares Verhalten, wie in Abb. 3.4 gezeigt.

Bestimmt man die Steigung s eines solchen Graphen (Counts/Sekunde) für Tracks verschiedener Zeilenzahlen z und trägt s gegen z auf, erhält man wiederum eine Gerade (Abb. 3.5). Aus dieser Geraden lässt sich für das Verhalten des Untergrundes nun ein Wert von $(0.00304 \pm 0.00002) \frac{\text{Counts}}{\text{Zeile} \cdot \text{Sekunde}}$ und ein Offset von $(0.0035 \pm 0.002) \frac{\text{Counts}}{\text{Sekunde}}$ bei *null* belichteten Zeilen ablesen.

Messungen des *Anstiegs des Untergrundes in Abhängigkeit der Belichtungszeit* für verschieden große Chipbereiche (Zahl der verwendeten Zeilen) führen innerhalb der Fehler-toleranz zu einem vergleichbaren Resultat (Abb. 3.6) von $(0.00305 \pm 0.00006) \frac{\text{Counts}}{\text{Zeile} \cdot \text{Sekunde}}$ für die Steigung. Es ergibt sich hier ein Offset von $(0.05144 \pm 0.00005) \frac{\text{Counts}}{\text{Zeile}}$ bei *null* Sekunden Belichtungszeit. Da 7 Elektronen einen Count bilden, bedeutet dies einen Dunkelstrom bei -60°C von ca. $(2.13 \pm 0.01) \cdot 10^{-2}$ bzw. $(2.14 \pm 0.04) \cdot 10^{-2} \frac{\text{Elektronen}}{\text{Sekunde} \cdot \text{Pixel}}$. Dies ist in guter Übereinstimmung mit den Angaben des Herstellers von ca. $2 \cdot 10^{-2} \frac{\text{Elektronen}}{\text{Sekunde} \cdot \text{Pixel}}$ für den Dunkelstrom bei dieser Temperatur (entnommen: [Andor3]).

Die Offsets dürften sich auf in der Auslesezeile entstandenen Dunkelstrom-Untergrund zurückführen lassen. Insbesondere bei der ersten Methode liegt der Offset für *null belichtete Zeilen* im Bereich dessen, was sich als Wert für eine Zeile des CCD ergeben hat.

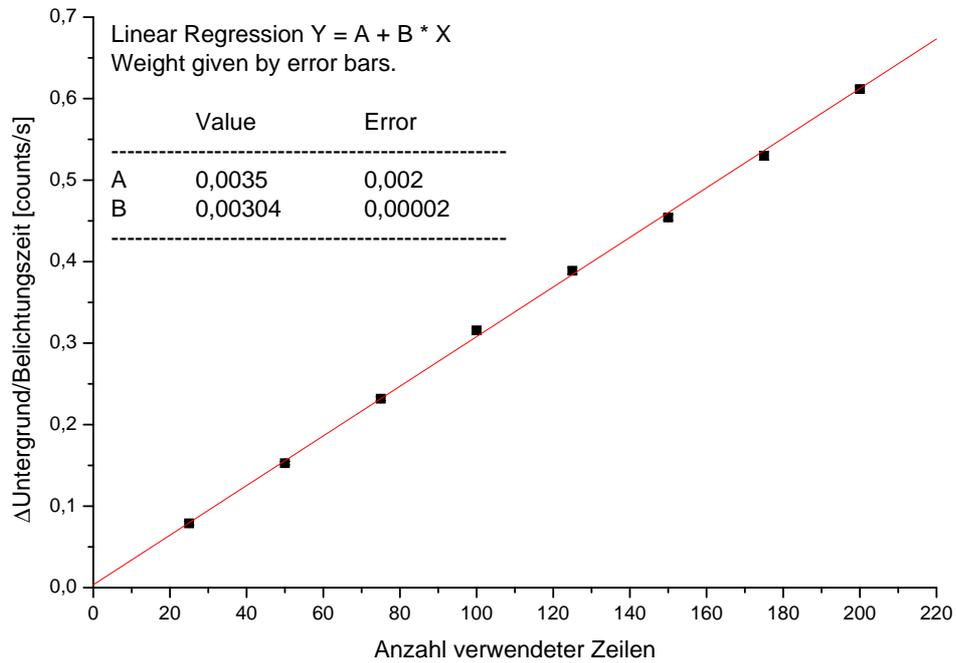


Abb. 3.5: Die Änderung des *Anstiegs des Untergrundes/Sekunde* in Abhängigkeit von der Zahl der verwendeten Zeilen.

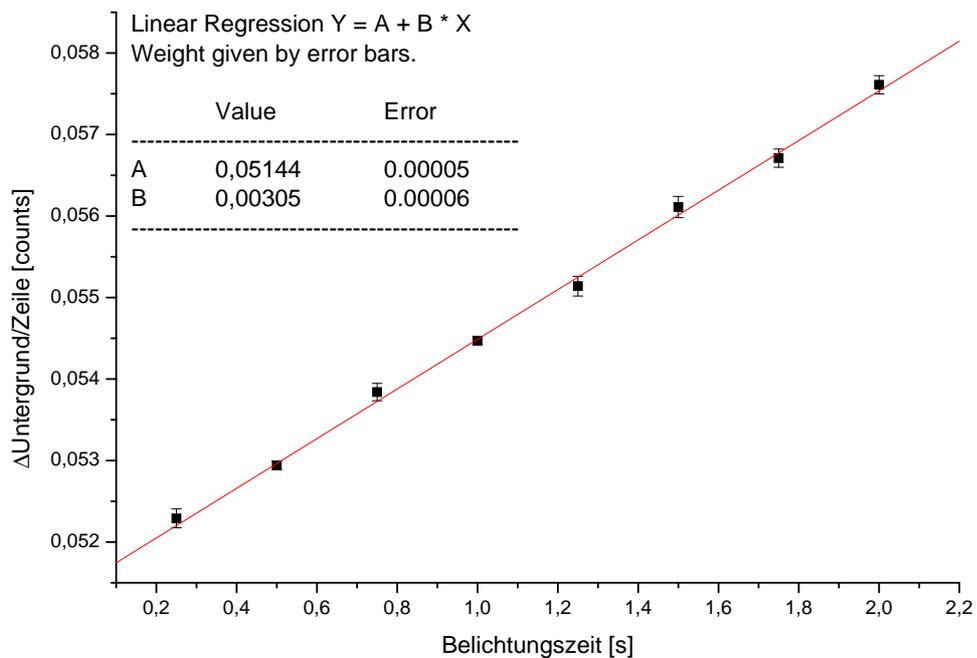


Abb. 3.6: Die Änderung des *Anstiegs des Untergrundes/Zeile* in Abhängigkeit von der Belichtungszeit.

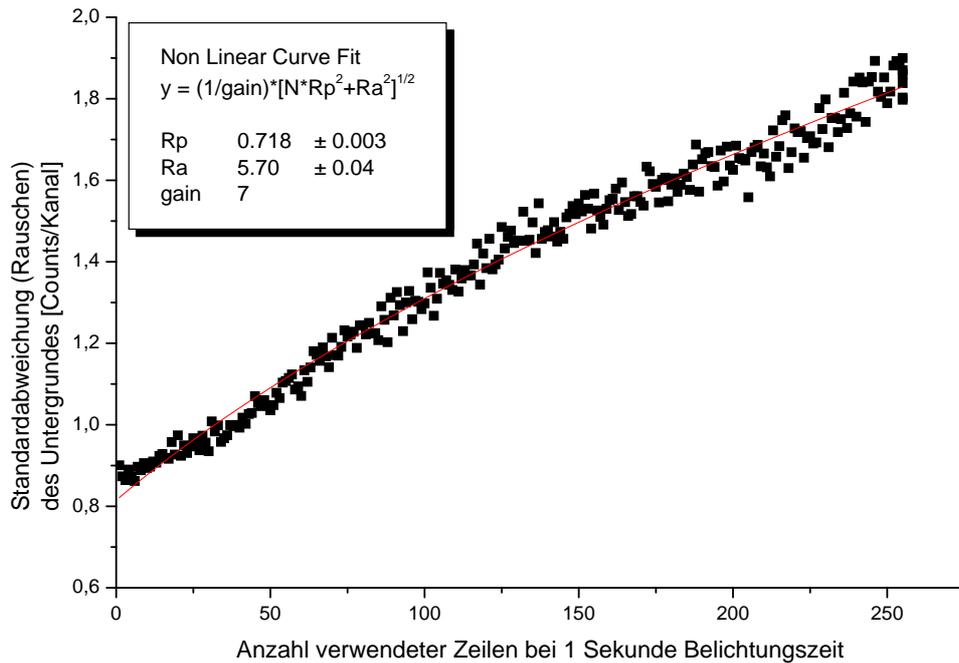


Abb. 3.7: Rauschen bei 1s Belichtungszeit in Abh. von der Zahl der verwendeten Zeilen.

3.1.3 Das Rauschen bei -60°C

Auch das Rauschen nimmt sowohl mit steigender Belichtungszeit, als auch mit steigender Zahl der verwendeten Zeilen zu (Abb. 3.7).

Um den Graphen mit der Formel aus Gleichung 1.2 fitten zu können, muss man berücksichtigen, dass ein Count aus 7 Elektronen besteht. Dies geschieht durch den *gain* Faktor. Für das bei einer Sekunde Belichtungszeit entstehende Rauschen (in Counts) ergibt sich somit aus Abb. 3.7:

$$R = \text{gain} \cdot \sqrt{N \cdot R_p^2 + R_a^2} \quad (3.1)$$

$$= 7 \cdot \sqrt{N \cdot (0.718 \pm 0.003)^2 + (5.70 \pm 0.04)^2} \text{ Counts} \quad (3.2)$$

Die Werte von R_p und R_a lassen sich für verschiedene Belichtungszeiten bestimmen. Für R_a erwartet man ein konstantes Verhalten, da das Ausleserauschen nicht von der Belichtungszeit abhängen sollte. Abbildung 3.8 bestätigt dieses Verhalten: Die Einzelwerte für R_a streuen um ihren Mittelwert, der innerhalb ihrer Fehlerbalken liegt. Bei längeren Belichtungszeiten erwartet man mit dem Anstieg des durch den Dunkelstrom verursachten Untergrundes auch einen Anstieg von R_p . Dies ist in Abbildung 3.9 zu erkennen.

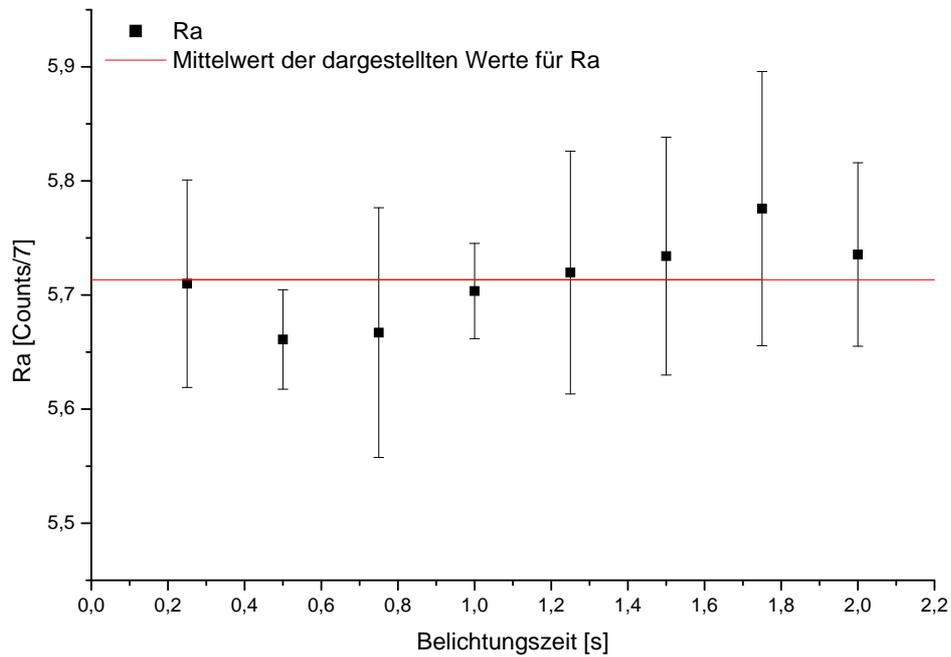


Abb. 3.8: Durch den Auslesevorgang verursachtes Elektronenrauschen R_a in Abhängigkeit von der Belichtungszeit. Die Fehlerbalken entsprechen dem angegebenen Fehler des Fitparameters R_a (vgl. Abb. 3.7).

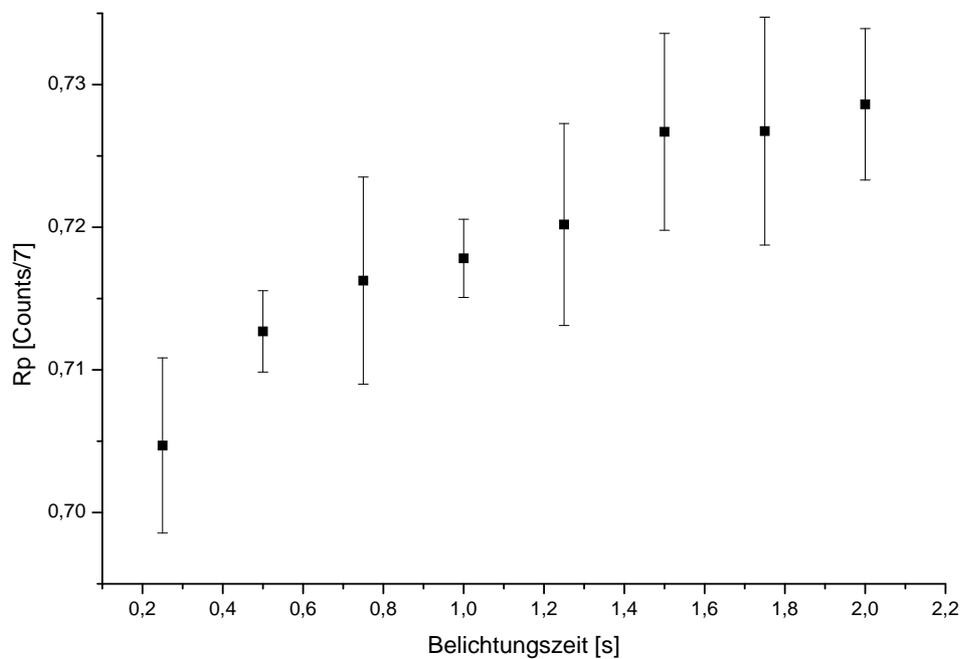


Abb. 3.9: Elektronenrauschen R_p im durch den Dunkelstrom verursachten Untergrund in Abhängigkeit von der Belichtungszeit. Die Fehlerbalken entsprechen dem angegebenen Fehler des Fitparameters R_p (vgl. Abb. 3.7).

3.2 Quanteneffizienz des CCD und Transmission eines Monochromators

Idealerweise würden von einem Spektrografen (Monochromator + Detektor) alle in den Monochromator eintretenden Photonen¹ N_m im beobachteten Wellenlängenbereich detektiert. In der Realität gibt es jedoch Effekte, die verhindern, dass ein Photon bis zum Detektor gelangt, die also die Transmission des Monochromators T_m einschränken. Des Weiteren trägt nicht jedes Photon zu einem Count² bei. Der Anteil der zu Counts beitragenden Photonen $N_{detektiert}$ an den in den Detektor eintretenden Photonen N_D definiert die Quanteneffizienz QE des Detektors: $QE = N_{detektiert}/N_D$.

Sowohl die Transmission, als auch die QE können von der Energie des Photons, bzw. seiner Wellenlänge abhängen. Es gilt somit für die Anzahl der detektierten Photonen:

$$N_{detektiert}(\lambda) = N_D(\lambda) \cdot QE(\lambda) = N_m(\lambda) \cdot T_m(\lambda) \cdot QE(\lambda) \quad (3.3)$$

Befinden sich zwischen Lichtquelle und Monochromator oder zwischen Monochromator und Detektor weitere optische Elemente, ergibt sich daraus ein zweiter Transmissionskoeffizient T_2 , der in obige Gleichung einfließt. Solche Elemente können Linsen oder Glasfasern sein, aber auch das Glas in dem das Gas einer Entladungslampe eingeschlossen ist. Aus geometrischen Gründen ist der Anteil an den insgesamt emittierten Photonen N , der in das System eingekoppelt wird, eingeschränkt. Es ergibt sich somit ein Geometrie-Faktor GF, der in aller Regel nicht wellenlängenabhängig ist. Er wird zum Beispiel durch die Entfernung der Lichtquelle vom Spektrometer oder durch die Öffnungsbreite von Spalten und dergleichen bestimmt. Somit ergibt sich

$$N_{detektiert}(\lambda) = N(\lambda) \cdot GF \cdot T_2(\lambda) \cdot T_m(\lambda) \cdot QE(\lambda) \quad (3.4)$$

Nun lässt sich mit dem Gesamt-Transmissionskoeffizienten T_{Gesamt} eine Größe definieren, die den Anteil der detektierten Photonen an den emittierten Photonen angibt:

$$T_{Gesamt}(\lambda) = \frac{N_{detektiert}(\lambda)}{N(\lambda)} = GF \cdot T_2(\lambda) \cdot T_m(\lambda) \cdot QE(\lambda) \quad (3.5)$$

Gemessene Spektren sind von dieser Funktion veränderte Emissionsspektren der Quelle. Würde man eine in allen Wellenlängen den gleichen Photonenstrom emittierende Lampe beobachten, wäre der Verlauf des gemessenen Spektrums mit $T_{Gesamt}(\lambda)$ identisch. Umgekehrt kann man T_{Gesamt} bestimmen, wenn man ein gemessenes Spektrum mit dem bekannten Emissionsspektrum vergleicht. Sind dann noch einzelne Faktoren von Gl. 3.5 bekannt, lassen sich auch über die anderen Faktoren Aussagen treffen.

¹Es handelt sich bei der Anzahl der Photonen stets um die Anzahl der Photonen *im Beobachtungszeitraum* T , also eigentlich um einen Photonenstrom I ($N = I \cdot T$).

²Auf den Unterschied zwischen detektiertem Photon und Count wird im Kapitel über die Funktion des CCD eingegangen. Siehe Abschnitt 2.6.2.

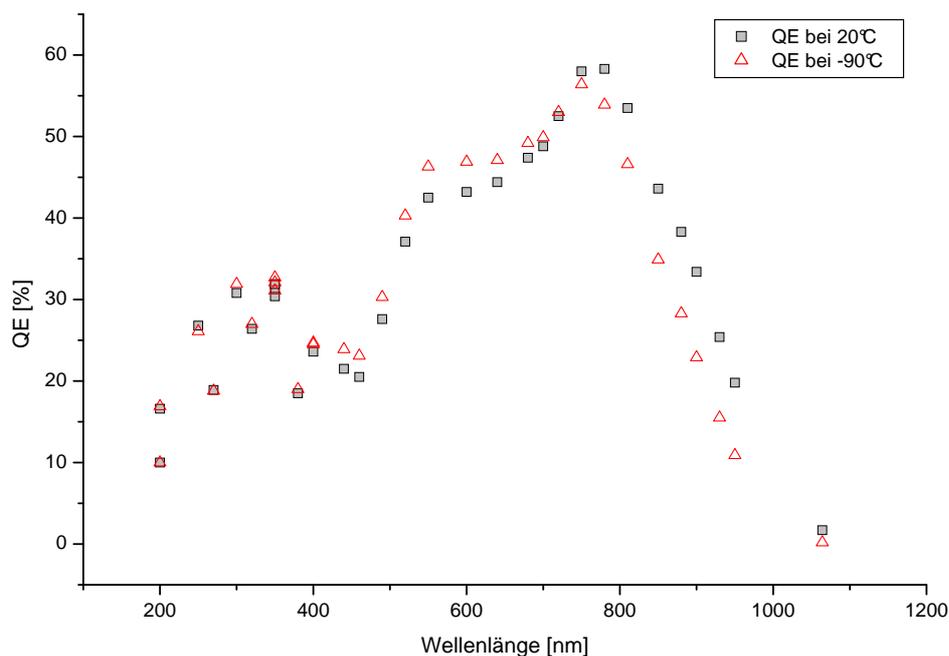


Abb. 3.10: Die Quanteneffizienz des OE CCD Chips laut Hersteller bei zwei verschiedenen Temperaturen.

3.2.1 Die Quanteneffizienz des verwendeten CCD und die Transmission des OLMO Monochromators

Wie man in Grafik 3.10 erkennen kann, gibt es laut Hersteller starke Schwankungen in der Quanteneffizienz des verwendeten CCD im Wellenlängenbereich von 200nm bis 500nm. Um für diesen Wellenlängenbereich genauere Informationen über QE zu erhalten, wurde das bekannte Kontinuumspektrum einer Deuterium-Lampe (Abb. 3.11) mit dem OLMO-Monochromator (siehe Abschnitt 2.2.1) und dem CCD Detektor vermessen.

Das vom Hersteller der Lampe in [Deu 92] angegebene Spektrum ist ein Energiespektrum, d.h. die Intensität entspricht der in diesem Wellenlängenbereich im Detektor deponierten Energie. In den mit einem CCD-Detektor aufgenommenen Spektren ergibt sich die Intensität jedoch aus der Photonenzahl, bzw. den Counts. Für die Energie eines Photons gilt $E = h \cdot \nu$. Somit gilt für die Energie, die eine Zahl N von Photonen in einem Detektor deponiert:

$$E_{deponiert} = N \cdot h \cdot \nu = \frac{N \cdot h \cdot c}{\lambda} \quad (3.6)$$

Da die Zahl der Counts proportional der Zahl der Photonen ist, ergibt sich somit für die Intensität I_{counts} die ein CCD Detektor im Vergleich zu einem Kalorimeter (I_E) angibt:

$$I_{counts} \propto I_E \cdot \lambda \quad (3.7)$$

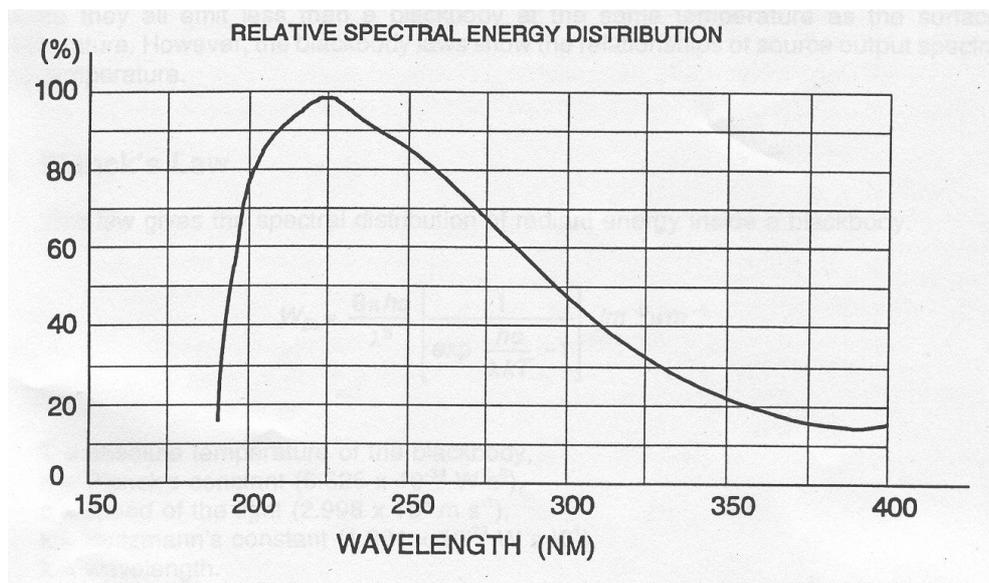


Abb. 3.11: Das Kontinuumsspektrum der verwendeten Deuterium-Lampe laut Hersteller [Deu 92].

Abb. 3.12 zeigt das aufgenommene Spektrum nach Abzug des Untergrundes im Vergleich mit dem gemäß Gleichung 3.7 angepassten Literaturspektrum. Die beiden Spektren wurden relativ zum Maximum des Literaturspektrums (=100%) normiert. Dem Literaturspektrum wurden die zu den Datenpunkten des gemessenen Spektrums passenden Werte für die Intensitäten bei den entsprechenden Wellenlängen entnommen.

Man kann bereits in dieser Abbildung erkennen, dass in dem gemessenen Spektrum eine dem Literaturspektrum überlagerte Struktur vorhanden ist. Dividiert man die Datenpunkte des gemessenen Spektrums durch die des Literaturspektrums, wird diese Struktur herausgearbeitet.

Nach entsprechender Skalierung zeigt ein Vergleich der so bestimmten Transmission des Systems mit den Angaben über die QE des CCD eine recht gute Übereinstimmung (Abb. 3.13). Der OLMO Monochromator scheint in diesem Wellenlängenbereich also keinen starken Einfluß auf T_{Gesamt} zu haben, das von der Quanteneffizienz des CCD dominiert wird.

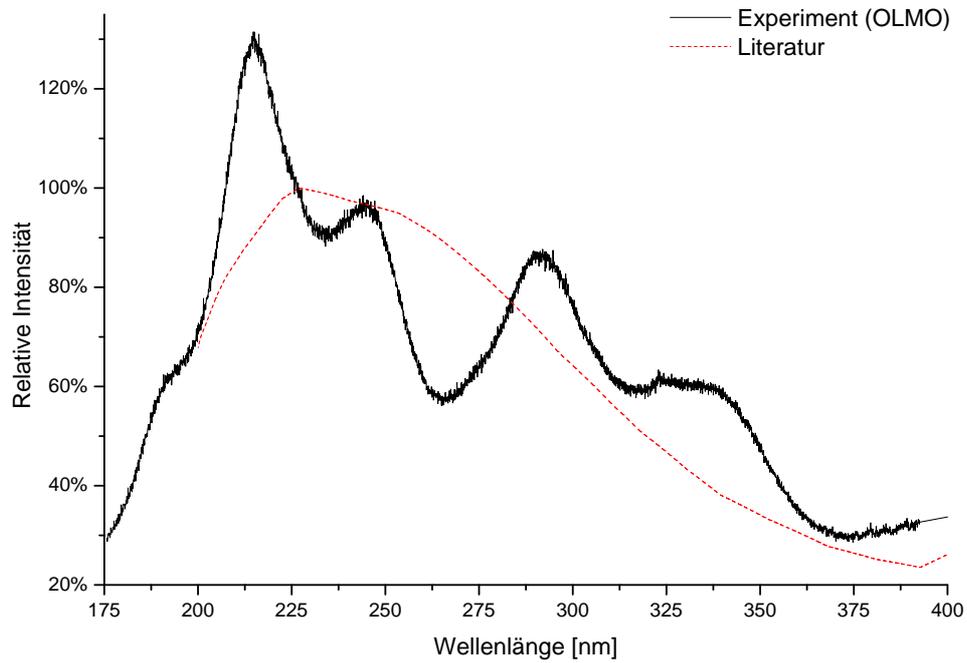


Abb. 3.12: Vergleich des Deuteriumspektrums gemäß Literatur mit dem gemessenen Spektrum (OLMO + CCD). Die beiden Spektren wurden auf die Intensität bei 227nm (Maximum im Literaturspektrum) normiert und gleich 100% gesetzt.

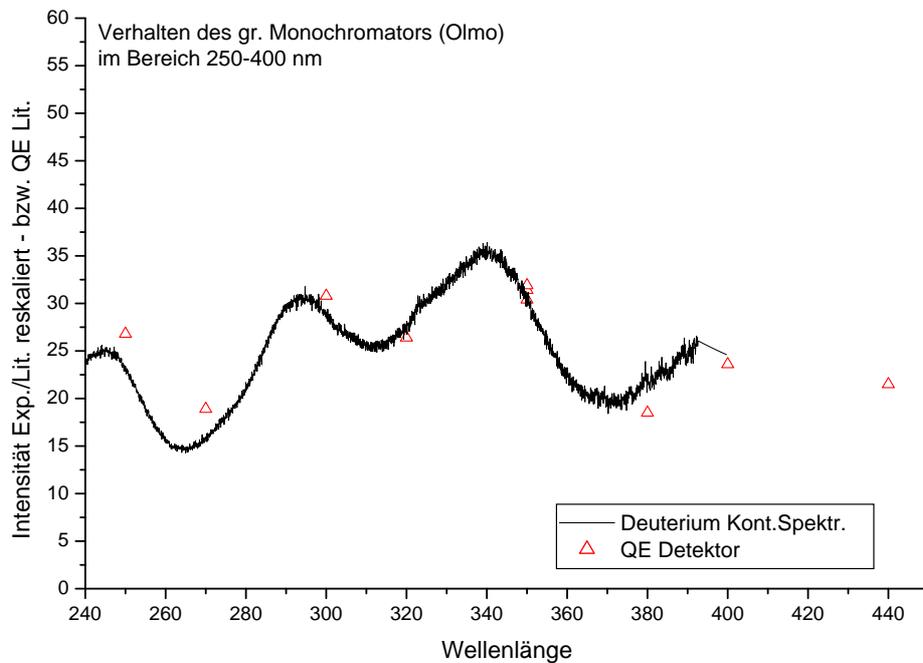


Abb. 3.13: Vergleich der angegebenen QE des CCD mit der Abweichung des mit dem OLMO Monochromators gemessenen Deuterium-Kontinuums-Spektrums vom Literaturspektrum.

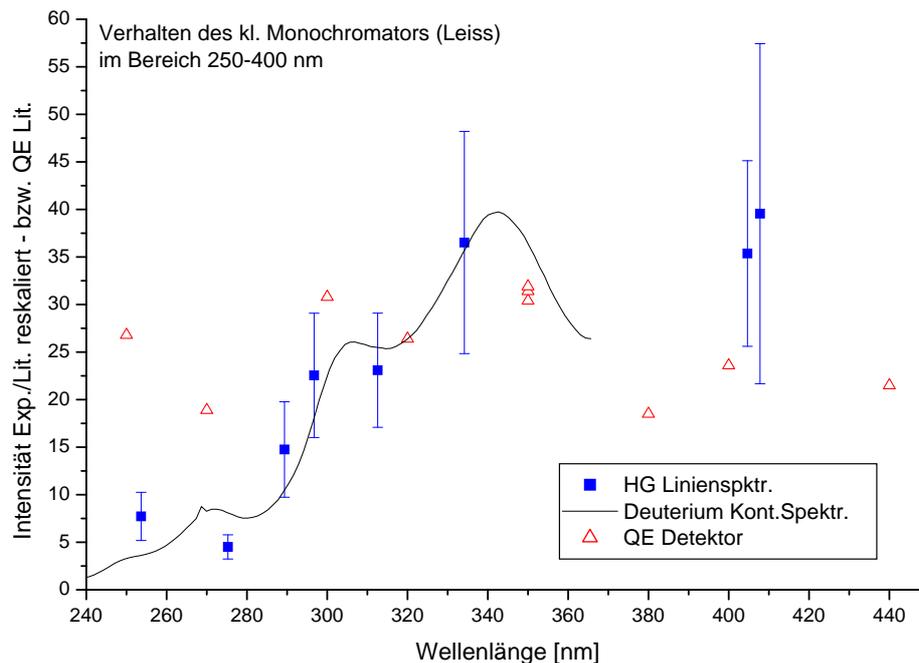


Abb. 3.14: Vergleich der angegebenen QE des CCD mit der Abweichung des mit dem LEISS Monochromators gemessenen Deuterium-Kontinuums-Spektrums vom Literautspektrum und der Abweichung der gemessenen Linienintensitäten einer Quecksilberlampe von den Literaturwerten.

3.2.2 Transmission des LEISS Monochromators

Auch mit dem LEISS Monochromator (siehe Abschnitt 2.2.2) wurde das Kontiuumspektrum der Deuteriumlampe aufgenommen.

Zusätzlich wurde das Spektrum einer *LOT Quecksilber-Penlampe* aufgenommen, dessen Linienintensitäten nach [Rea 96] bekannt sind. Die gemessenen Intensitäten wurden auch hier durch die Literaturwerte dividiert, der Fehler eines jeden Datenpunktes setzt sich aus dem in [Rea 96] angegebenen Fehler³ und dem statistischen Fehler der gemessenen Intensitäten zusammen. Das Ergebnis zeigt Abbildung 3.14.

Zu niedrigen Wellenlängen hin nehmen die Intensitätsverhältnisse von *gemessenem Wert* zu *Literaturwert* stärker ab als die QE des CCD.

Dies könnte daran liegen, dass das Gitter im Monochromator in diesem Wellenlängenbereich bei maximalem Drehwinkel betrieben wird. Dies kann zu Intensitätsverlust führen, wenn das Gitter nicht mehr das gesamte parallelisierte Licht reflektiert. Ein weiterer Grund ist darin zu sehen, dass das Gitter des LEISS Monochromators nicht für diesen Wellenlängenbereich ausgelegt ist⁴.

³bei diesem Fehler handelt es sich um die Streuung der Linienintensitäten verschiedener untersuchter HG Lampen gleicher Bauart.

⁴Im Gegensatz dazu ist das bei den Messungen verwendete Gitter des OLMO Monochromators bei ca. 300nm geblazed und daher für den untersuchten Wellenlängenbereich in höherem Maße linear, als das beim Gitter des LEISS Monochromators zu vermuten ist.

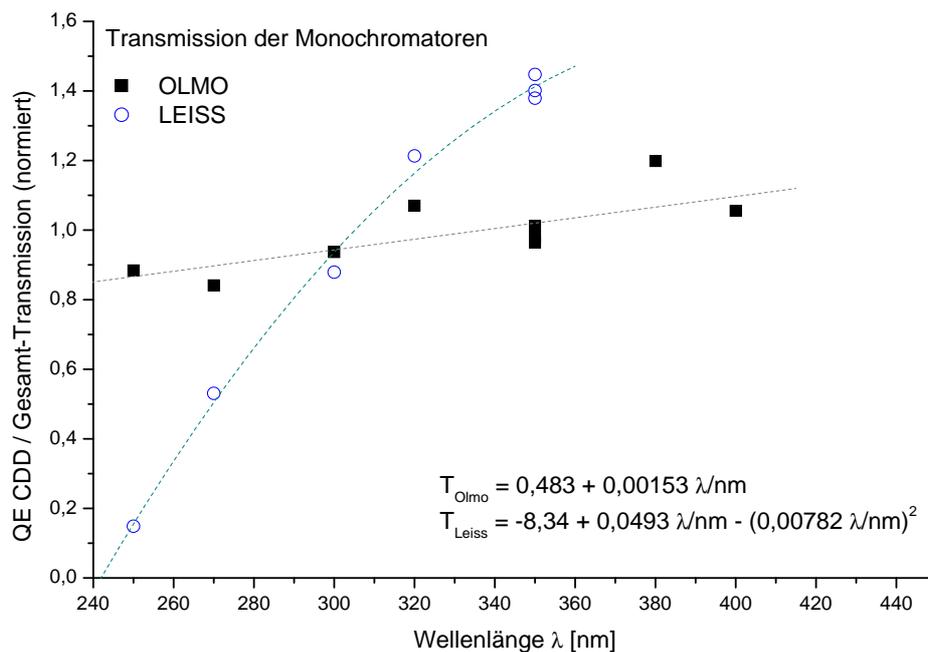


Abb. 3.15: Experimentell bestimmte Transmissionskurven des OLMO bzw. LEISS Monochromators. Des weiteren zeigt der Graph Fits und deren Parameter für die beiden Transmissionskurven in diesem Wellenlängenbereich.

3.2.3 Vergleich der Transmissionskurven

Abbildung 3.15 ergibt sich aus Abb. 3.13 und Abb. 3.14, wenn man für jeden gegebenen Literaturwert der QE den jeweiligen Wert des gemessenen Verlaufs der Gesamttransmission bestimmt und diesen durch den Literaturwert teilt.

Würde die Gesamttransmission nur durch die QE bestimmt, sollten die sich ergebenden Werte statistisch um ihren Mittelwert schwanken und keine Abhängigkeit von der Wellenlänge zeigen. Die Datenpunkte der Kurven wurden auf ihren Mittelwert normiert. Anders ausgedrückt handelt es sich bei Abb. 3.15 um eine normierte⁵ Wiedergabe des Transmissionsverhaltens des Gesamtsystems *ohne* CCD Detektor ($T_{gesamt}(\lambda)/QE(\lambda)$).

Es zeigt sich zum einen die starke Wellenlängenabhängigkeit der Transmission T_{Leiss} des LEISS Monochromators, zum anderen lässt sich erkennen, dass auch beim OLMO Monochromator die Transmission in diesem Wellenlängenbereich leicht zunimmt.

Lineare Fits liefern eine Wellenlängenabhängigkeit für die Transmission von 0.15%/nm beim OLMO und 1.21%/nm für den LEISS Monochromator im betrachteten Wellenlängenbereich. Für den LEISS Monochromator bietet sich jedoch augenscheinlich ein Fit zweiter Ordnung an, der zusammen mit dem linearen Fit für die Transmission des OLMO T_{Olmo} in Abb. 3.15 mit angegeben ist.

⁵Die Werte aller Datenpunkte für $QE(Andor)/T_{Gesamt}(gemessen)$ wurden addiert und durch die Anzahl der Datenpunkte geteilt. Der Mittelwert der Datenpunkte für LEISS und OLMO Monochromator ergibt sich daher jeweils zu 1.

3.3 Messungen am HEMP Thruster

Am 3. Juli 2003 wurde in der der Gießener Testanlage *JUMBO* der *High Efficient Multistage Plasma (HEMP)* Thruster der Firma *Thales*, Ulm getestet.

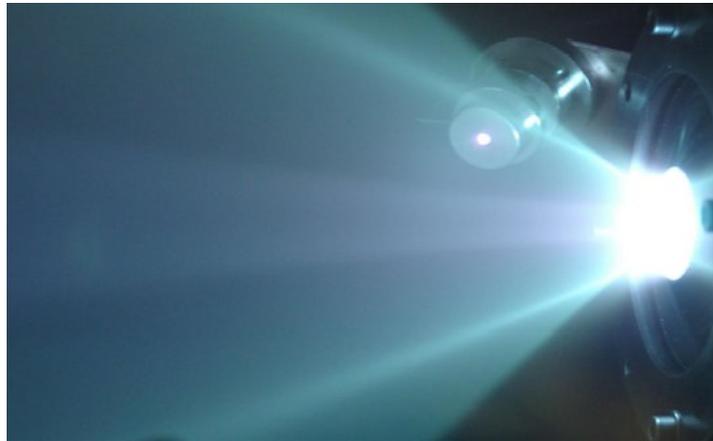


Abb. 3.16: Der HEMP Thruster in Betrieb (TEDG vacuum chamber). Die intensive Lichtemission der Austrittsöffnung wurde spektroskopisch untersucht. Eine Beobachtung des Triebwerksinneren war nicht möglich. (Bild: [HMP 03])

Im Rahmen einer Testreihe, unter Variation verschiedener Betriebsparameter, wurden Spektren im Spektralbereich von ca. 370nm-520nm aufgenommen.

	Spannung	Strom	Massenfluss
Spektrum 1:	600V	1.690A	20sccm
Spektrum 2:	800V	1.444A	20sccm
Spektrum 3:	1000V	1.405A	20sccm
Spektrum 4:	1201V	1.339A	20sccm
Spektrum 5:	600V	1.545A	20sccm
Spektrum 6:	800V	2.730A	30sccm
Spektrum 7:	1000V	2.645A	30sccm
Spektrum 8:	600V	2.803A	30sccm
Spektrum 9:	800V	0.46 A	10sccm
Spektrum A:	1000V	0.477A	10sccm
Spektrum B:	1200V	0.477A	10sccm
Spektrum C:	600V	0.45 A	10sccm
Spektrum D:	800V	4.2185A	40sccm
Spektrum E:	1000V	4.122A	40sccm
Spektrum F:	1200V	3.996A	40sccm
Spektrum H:	1184V	4.725A	45sccm

Tab. 3.1: Die den Spektren zugehörigen HEMP Betriebsparameter

Die Spektren wurden auf den Zusammenhang zwischen den gemessenen Linien-Intensitäten und den Betriebsparametern des *HEMP Thrusters* hin untersucht. Besonderes Interesse galt hierbei der Veränderung der Anteile von einfach und mehrfach ionisiertem Xenon im Plasma. Die Messreihe wurde bei einem Umgebungsdruck in *JUMBO* von $1-4 \cdot 10^{-4}$ mbar aufgenommen. Die Spektren wurden mit einem 30 Zeilen hohen Bereich um Zeile 110 des CCD (Lage der Glasfaserabbildung auf dem CCD) mit jeweils 300 ms Integrationszeit aufgenommen.

3.3.1 Xe-Spektrum um 460nm

Abbildung 3.17 zeigt einen Ausschnitt des Spektrums Nr. 1 (vgl. Tabelle 3.1). Die unter dem Spektrum dargestellten Markierungen sind [Str 68] entnommene Literaturdaten für die Wellenlängen von Xe I-III-Linien.

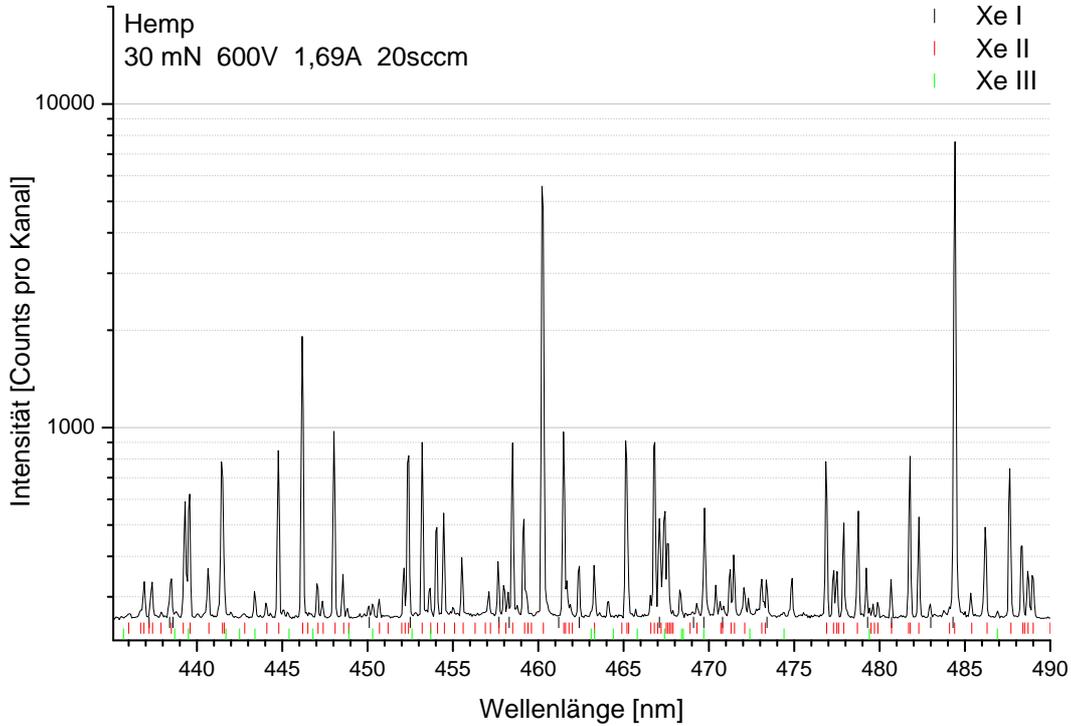


Abb. 3.17: Ausschnitt des Spektrums Nr. 1 aus Tabelle 3.1.

Die Linienintensitäten der Xe I-Linien bei 462.4nm und 483nm, der Xe II-Linien bei 487.7nm und 486.3nm und der Xe III-Linien bei 443.4nm und 486.9nm wurden mit Hilfe von Gaussfits bestimmt. Des Weiteren wurden mit Hilfe von Doppelpeak-Gaussfits die Linienintensitäten der benachbarten Xe II (471.2nm) und der Xe III (471.4nm) Linien bestimmt. Siehe auch Tabelle 3.2.

Xe I	Xe II	Xe III
462.4 nm	486.3 nm	443.4 nm
$6s[1^1/2]^0 - 7p[1^1/2] [J: 2 - 2]$	$6p^4P^0 - 7s^4P [J: \frac{5}{2} - \frac{5}{2}]$	$5d'^3D^0 - 6p'^3F [J: 1 - 2]$
483.0 nm	487.7 nm	486.9 nm
$6s[1^1/2]^0 - 7p[1^1/2] [J: 1 - 1]$	$5d^2D - 6p'^2F^0 [J: \frac{5}{2} - \frac{7}{2}]$	$5d'^3D^0 - 6p'^3F [J: 2 - 3]$
	472.1 nm	472.4 nm
	-	$6s^3S^0 - 6p^5P [J: 1 - 1]$

Tab. 3.2: Wellenlänge der verwendeten Linien in nm und zugehöriger Übergang laut [Str 68].

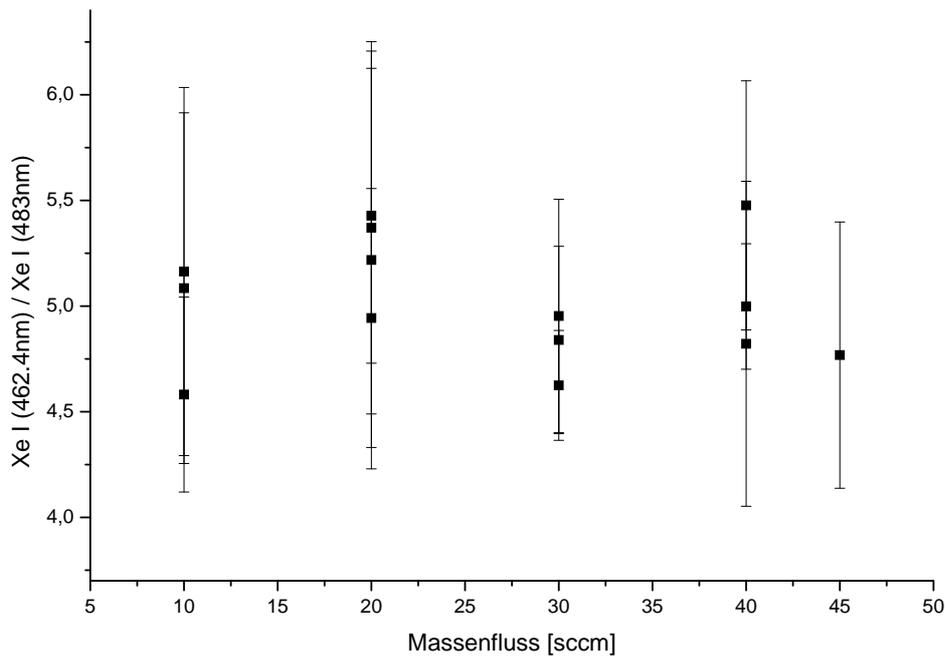


Abb. 3.18: Intensitätsverhältnis der beiden ausgewerteten Xe I Linien in den HEMP Spektren aus Tabelle 3.1, aufgetragen gegen den MF.

3.3.2 Eignung der Spektren zu quantitativen Auswertung

Geht man davon aus, dass jede der ausgewerteten Xe-Linien repräsentativ für ihre Spezies (Xe I, Xe II, oder Xe III) ist, so erwartet man, dass das Verhältnis zweier Linien gleicher Spezies bei jeweils gleichen Betriebsparametern konstant ist und um einen Mittelwert streut. Es sollte beim Auftragen gegen einen der Betriebsparameter (z.B. den Massenfluss) keine Struktur erkennbar sein. Abbildung 3.18 bestätigt dieses Verhalten für die beiden Xe I-Linien aus Tabelle 3.2.

Die Xe II bzw. Xe III-Linien zeigen kein solch rein statistisches Verhalten. Teilweise streuen die Werte bei geringen Massenflüssen recht stark oder es sind geringe Steigungen zu erkennen. Die entsprechenden Graphen finden sich im Anhang A.2, Abb.A.13–A.16. Mögliche Ursache für dieses Verhalten könnte die teils unterschiedliche energetische Lage des angeregten Niveaus der jeweiligen Übergänge sein, sowie die je nach Betriebsparametern unterschiedliche Elektronentemperatur, die bei der Anregung eine Rolle spielt.

3.3.3 Abhängigkeit der Linienintensitäten vom Massenfluss

Ein erhöhter Massenfluss bedeutet eine höhere Teilchendichte in der Quelle. Wäre der Anteil von Xe I, Xe II und Xe III im Plasma unbeeinflusst von den weiteren Betriebsparametern des HEMP, und blieben auch die Anregungswahrscheinlichkeiten gleich, sollte sich eine Proportionalität von Massenfluss und Linienintensitäten zeigen. Abbildung 3.19 bestätigt, dass dies für die Intensität der Xe I-Linie bei 462.4 nm auch

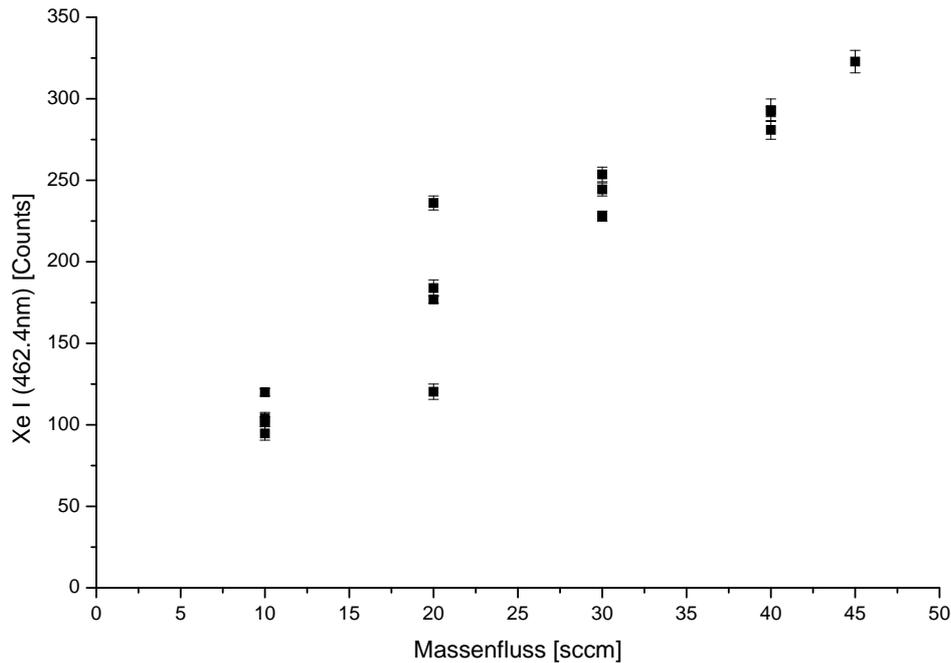


Abb. 3.19: Intensität der angegebenen Xe I Linie in den HEMP Spektren aus Tabelle 3.1, aufgetragen gegen den MF.

weitestgehend der Fall ist. Im Bereich von 20-45 sccm MF steigt die Intensität um einen Faktor von ca. 1.8 - 1.9 an. Das Verhalten der anderen untersuchten Xe I-Linie⁶ ist ähnlich.

Die Abbildungen 3.20 und 3.21 zeigen entsprechend das Verhalten der Intensitäten der Xe II-Linie bei 472.1 nm und der Xe III-Linie bei 472.4 nm. Während die Intensität der Xe II-Linie noch linear mit dem MF zu steigen scheint, wächst die Intensität der Xe III-Linie deutlich überproportional mit dem Massenfluss. Im Bereich von 20-45 sccm MF steigt die Intensität der Xe II-Linie um einen Faktor 3.5 - 4.0 an. Bei der Xe III-Linie beträgt dieser Faktor⁷ ca. 10. In beiden Fällen scheint es so zu sein, dass unterhalb eines Massenflusses von ca. 10-15 sccm die Intensität weitestgehend abfällt. Bei den Intensitäten der Xe I-Linie ist dies nicht der Fall.

Graphen, die sich ergeben wenn man das Verhältnis der Linienintensitäten weiterer Übergänge nach Tabelle 3.2 in Abhängigkeit vom Betriebsparameter Massenfluss (MF) betrachtet, sind im Anhang (Abb. A.23–A.26) zu finden.

Qualitativ zeigt sich übereinstimmend, dass mit steigendem Massenfluss das Verhältnis von höher ionisiertem Xenon zu niedriger ionisiertem Xenon steigt - zumindest bei den betrachteten Spezies Xe I-III. Es gilt:

$$\text{aus MF} \nearrow \Rightarrow \frac{Xe II}{Xe I} \nearrow; \frac{Xe III}{Xe II} \nearrow; \frac{Xe III}{Xe I} \nearrow \quad (3.8)$$

⁶vgl. Abb. A.17 im Anhang. Abb. A.18 zeigt das Verhalten der Intensität dieser Linie aufgetragen gegen den Elektronenstrom.

⁷Graphen für die anderen ausgewerteten Linien im Anhang: Abb. A.19–A.22 .

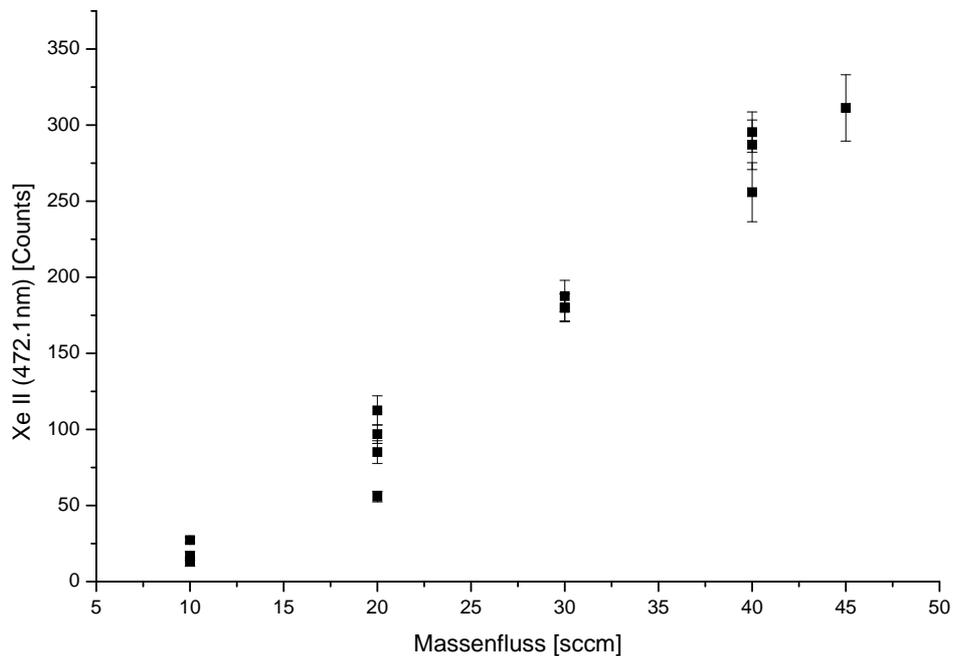


Abb. 3.20: Intensität der angegebenen Xe II Linie in den HEMP Spektren aus Tabelle 3.1, aufgetragen gegen den MF.

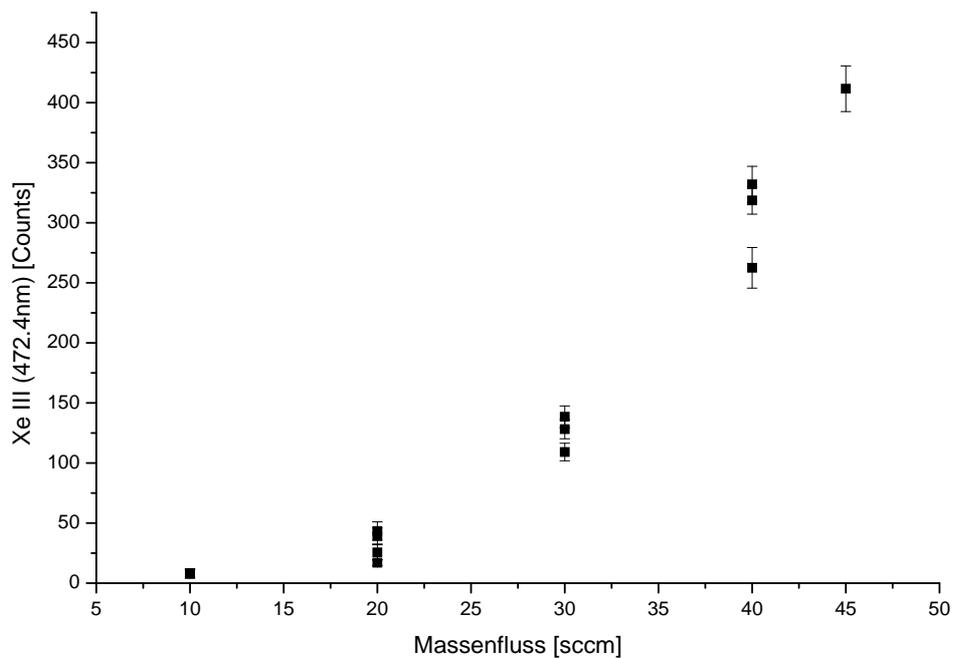


Abb. 3.21: Intensität der angegebenen Xe III Linie in den HEMP Spektren aus Tabelle 3.1, aufgetragen gegen den MF.

3.3.4 Xe III zu Xe II im Doppelpeak bei 472nm

Der Doppelpeak bei 472 nm setzt sich aus einer Xe II-Linie bei 472.1nm und einer Xe III-Linie bei 472.4nm zusammen. In den Graphen in Abbildung 3.22 entspricht der Peak mit der geringeren Kanalzahl der Xe III-Linie, der andere Peak der Xe II-Linie. Spektrum 1 wurde bei einem Massenfluss von 20sccm aufgenommen, Spektrum H bei 40sccm (weitere Betriebsparameter siehe Tabelle 3.1). Es zeigt sich, dass die Xe III-Linie in Relation zur Xe II-Linie an Intensität gewinnt, wenn der Massenfluss gesteigert wird. Für Massenflüsse von 10sccm waren die Intensitäten so schwach, dass eine Trennung bzw. ein gutes Anfitzen der beiden Linien teilweise nicht mehr sinnvoll möglich war.

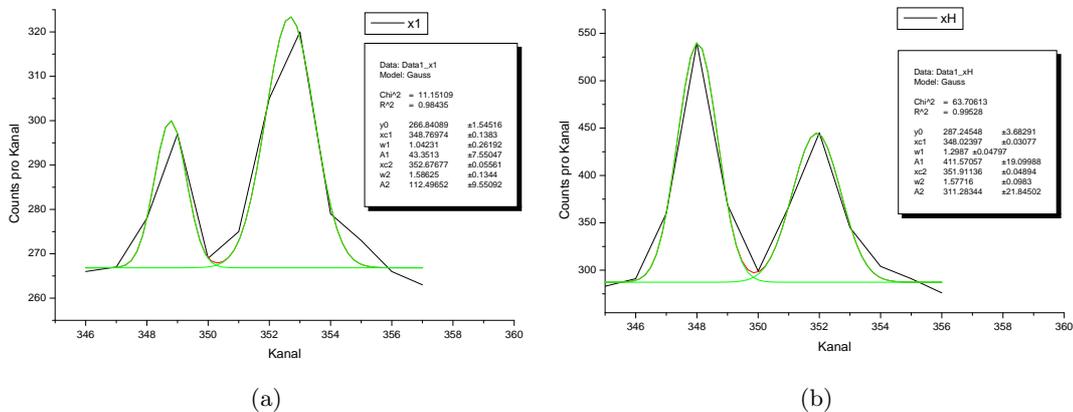


Abb. 3.22: Doppelpeaks bei 472nm und dazu passende Doppelpeak-Gaussfits im Spektrum 1 (a) bzw. Spektrum H (b).

Aus den Fitparametern (und deren Fehlern) für die Flächen ergeben sich Werte für die Linienintensitäten, die gegen den Elektronenstrom oder MF aufgetragen werden.

In den folgenden Abbildungen sind die Datenpunkte mit den in den Graphen angegebenen Funktionen gefittet, um herauszufinden ob der Anstieg der Intensitäten mit dem Strom bzw. dem Massenfluss linear, oder über- bzw. unterlinear zusammenhängt.

Trägt man die Werte für die Intensität gegen den Massenfluss auf, streuen diese um die gefittete Kurve. Trägt man sie gegen den Strom auf, so ziehen sie sich entlang der gefitteten Kurve auseinander und streuen deutlich weniger. Dies liegt daran, dass zu jedem MF-Wert mehrere von variierten Parametern für Strom und Spannung abhängige Intensitätswerte gehören (siehe Tabelle 3.1).

In Abb. 3.23 ist die Intensität der Xe II-Linie gegen den Massenfluss aufgetragen. Der Fit ergibt für den Exponenten einen Wert von $t1 \simeq 1$. Trägt man die Intensität gegen den Elektronenstrom auf, ergibt sich für $t1$ ein geringerer Wert von 0.8-0.9 (s. Abb. 3.24). Trägt man die Intensitäten der Xe III-Linie gegen den MF auf, ergibt sich für $t1$ ein Wert von 2.7-2.3 (bzw. ca. 2.2 wenn gegen den Elektronenstrom aufgetragen⁸).

⁸vgl. Abb. A.27 im Anhang

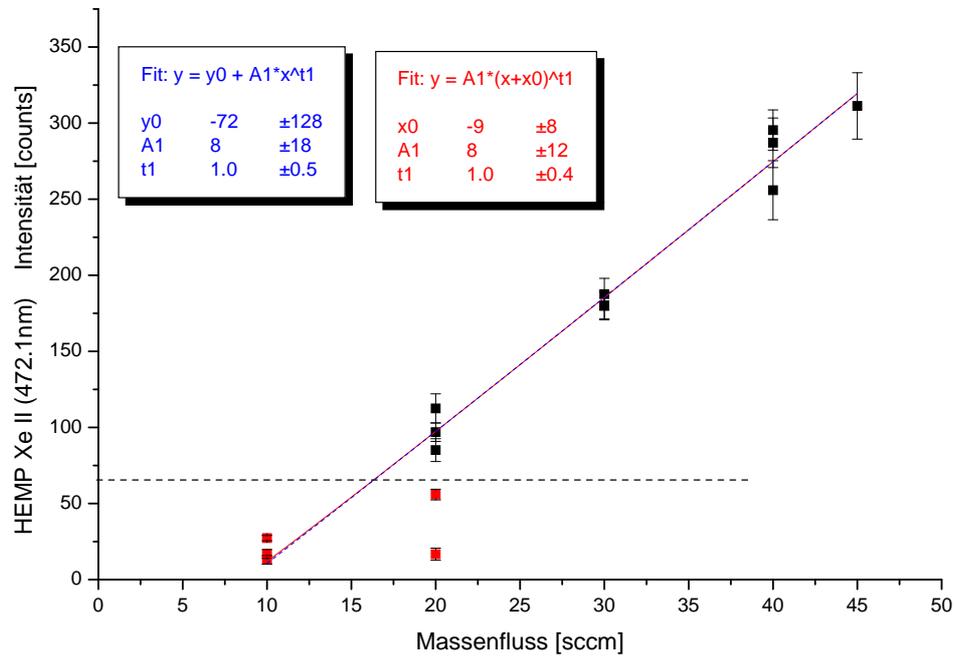


Abb. 3.23: Intensität der Xe II-Linie bei 472.1nm aufgetragen gegen den Massenfluss. Für die Fits fanden nur die Datenpunkte oberhalb der gestrichelten Linie Verwendung.

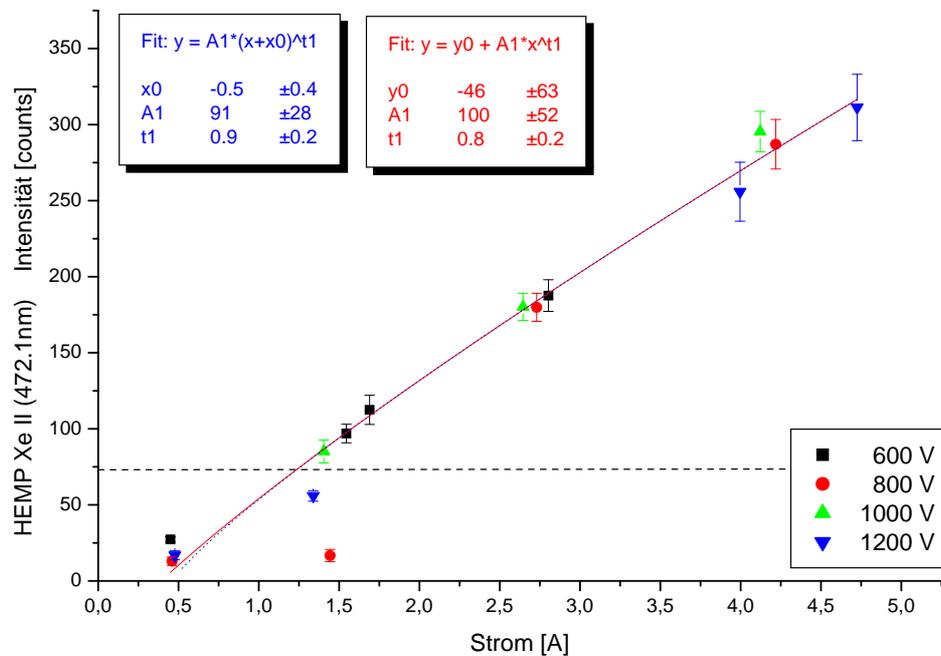


Abb. 3.24: Intensität der Xe II-Linie bei 472.1nm aufgetragen gegen den Elektronenstrom. Für die Fits fanden nur die Datenpunkte oberhalb der gestrichelten Linie Verwendung.

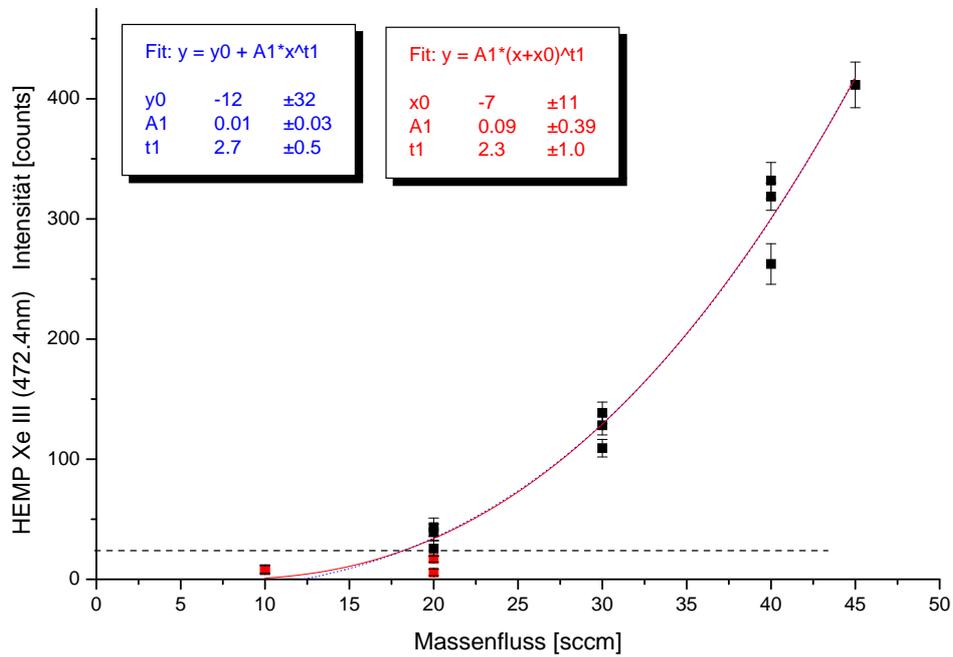


Abb. 3.25: Intensität der Xe III-Linie bei 472.4nm aufgetragen gegen den Massenfluss. Für die Fits fanden nur die Datenpunkte oberhalb der gestrichelten Linie Verwendung.

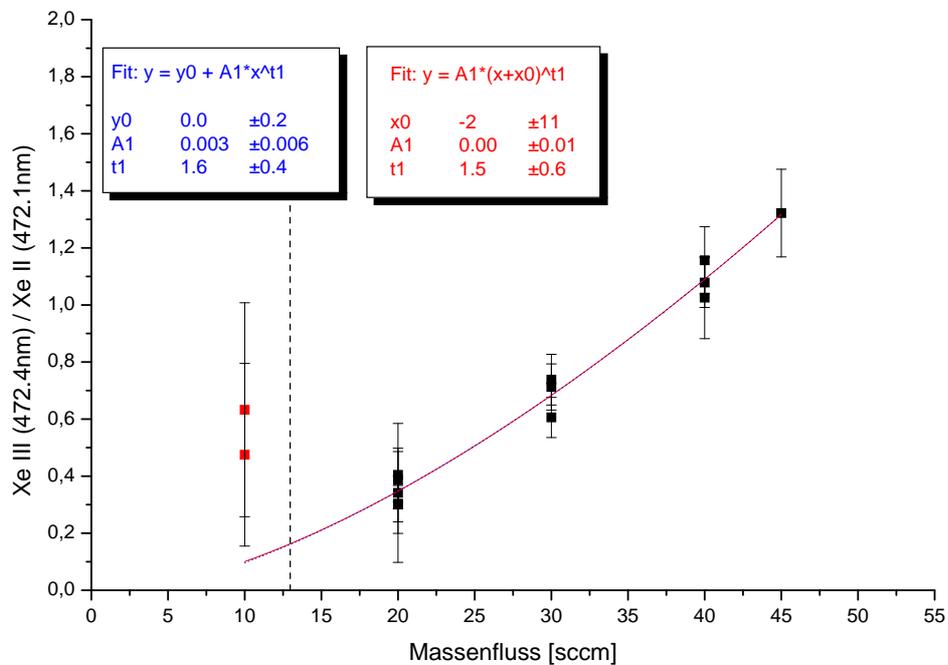


Abb. 3.26: Das Verhältnis der Intensitäten der Xe III zu Xe II-Linien im Doppelpeak bei 472nm gegen den Massenfluss. Für die Fits fanden nur die Datenpunkte rechts der gestrichelten Linie Verwendung.

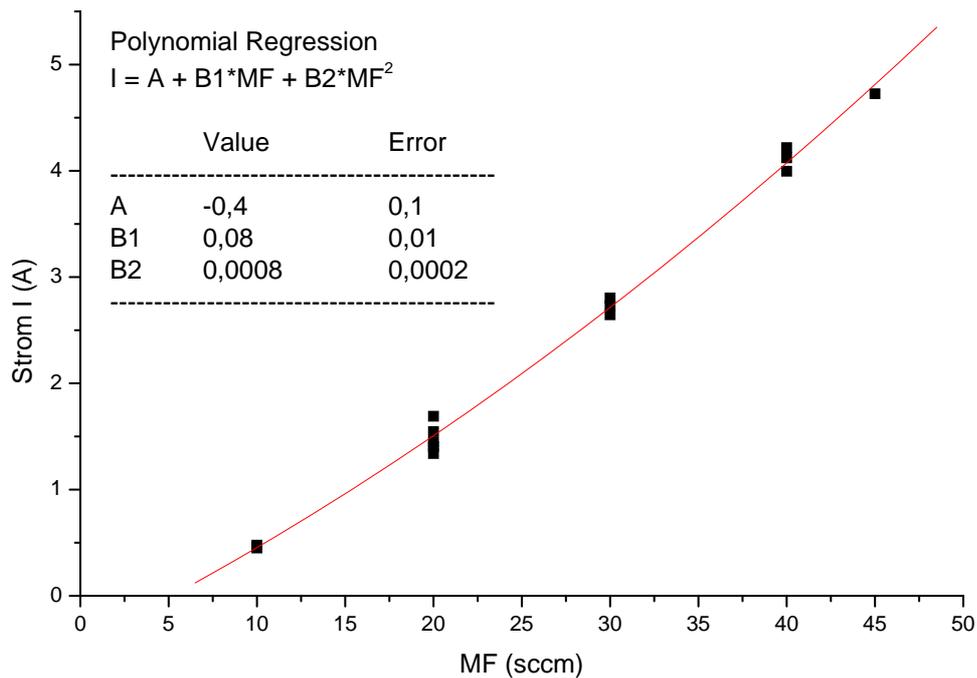


Abb. 3.27: Gemessene Werte für den Elektronenstrom beim HEMP, aufgetragen gegen den eingestellten Massenfluss. Der Fit 2. Ordnung beschreibt den überproportionalen Zusammenhang dieser beiden Größen quantitativ.

Während die Intensität der Xe II-Linie in Bezug auf den MF in etwa linear wächst, steigt die Intensität der Xe III-Linie deutlich überproportional.

Das Verhältnis der Xe III zur Xe II-Linie, aufgetragen gegen den MF, ist in Abbildung 3.26 dargestellt. Für $t1$ ergibt sich ein Wert von 1.5-1.6. Trägt man dieses Verhältnis gegen den Strom auf, ergeben sich wieder etwas geringere Werte für die Steigung ($t1 \approx 1.3$)⁹.

Die Werte für $t1$ sind beim Auftragen gegen den MF stets größer, als wenn man gegen den Strom aufträgt. Dies kann darauf zurückzuführen sein, dass der Ionisationsgrad bei höherem MF zunimmt. Dadurch wächst der Elektronenstrom überproportional mit dem Neutralteilchenstrom ($\propto MF$) an, da die mittlere Zahl pro Atom freigesetzter Elektronen steigt. In Abbildung 3.27 ist der Strom gegen den Massenfluss aufgetragen. Das überproportionale Verhalten wird durch den Fit 2. Ordnung bestätigt.

3.3.5 Abschlussbemerkung zum HEMP

Beim HEMP konnte nur das Leuchten an der Austrittsöffnung beobachtet werden. Ein Bezug auf Modelle (so vorhanden), die die Ionisations- und Anregungsvorgänge *im Inneren* des Triebwerks beschreiben, ist damit nicht ohne Weiteres möglich.

⁹vgl. Abb. A.28 im Anhang

3.4 Spektroskopie am RIT

Während der experimentellen Arbeiten zu dieser Arbeit wurden von der Firma *Astrium*¹⁰ GmbH mehrfach *Radiofrequenz-Ionen-Triebwerke* (RIT) in der Gießener Anlage getestet. Im Rahmen dieser Tests wurden am 29. Juli 2003 erste Spektren bei verschiedenen Betriebsmodi eines Triebwerks des Typs *RIT-XT* aufgenommen:

- Ein Spektrum während sich das Triebwerk im *Standby-Modus* befand, also bei geringem Massenfluss, geringer eingekoppelter Leistung und keiner Extraktion.
- Ein Spektrum im *Schub-Modus*, d.h. wenn durch entsprechenden Massenfluss, eingekoppelte Leistung und Extraktion der Ionen Schub erzeugt wird.

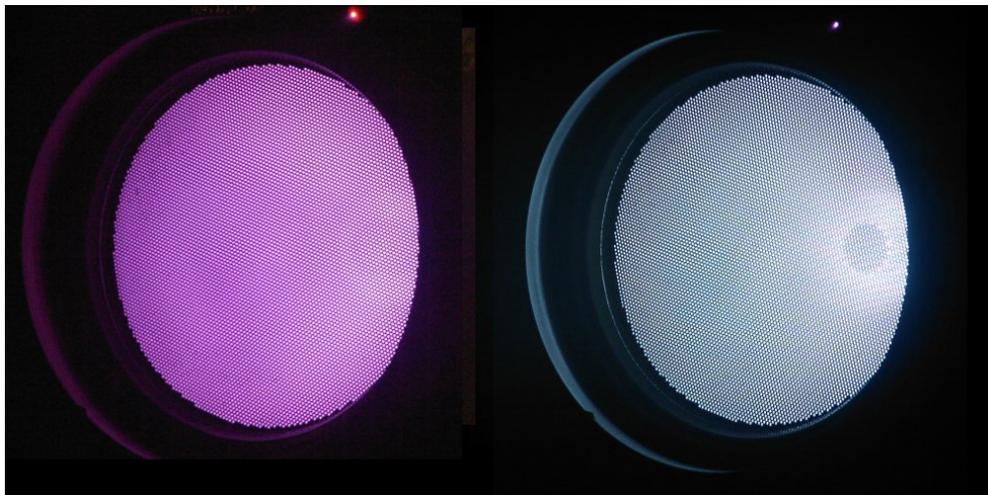


Abb. 3.28: Das RIT Triebwerk im Standby-Modus (links) und im Schub-Modus (rechts). (Bild: Harmann, private Mitteilung)

Jede Messung besteht aus mehreren Einzelspektren verschiedener, sich überlappender Wellenlängenbereiche im Gesamtwellenlängenbereich von ca. 400nm-725nm. Dies entspricht dem roten bis blauen des vom Menschen wahrnehmbaren Bereichs des elektromagnetischen Spektrums (*VIS*).

Betrachtet man ein RIT mit bloßem Auge, zeigt sich ein deutlicher Unterschied zwischen der Farbe der Xe-Plasmaentladung im Standby-Modus im Vergleich zur Farbe im Schub-Modus. Im Standby-Modus erscheint das Triebwerk in einer blau-rötlichen, violetten Farbe zu leuchten, während es im Schub-Modus in einem hellen Blau erscheint. (siehe Abb. 3.28)

Es stellte sich die Frage, ob dieser Effekt evtl. eine optische Täuschung auf Grund der deutlich höheren Lichtintensität (Helligkeit) des RIT im Schub-Modus ist, oder ob es sich um einen messbaren Effekt handelt. Zu diesem Zwecke sind die sich überlappenden Einzelspektren zu einem Gesamtspektrum je Betriebsmodus zusammengefügt. Abb. 3.29 zeigt diese beiden Spektren im direkten, qualitativen¹¹ Vergleich.

¹⁰heute EADS Space Transportation

¹¹Zur besseren Vergleichbarkeit ist das an Gesamtintensität schwächere Spektrum des Standby-Modus so normiert, dass die maximalen Peakhöhen der beiden Spektren vergleichbar werden. Durch

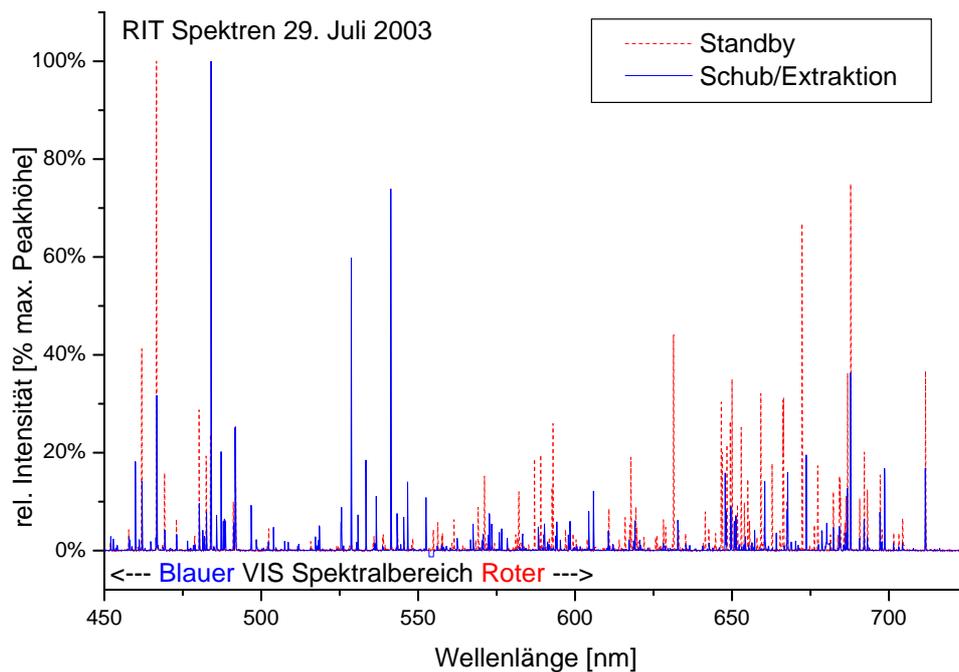


Abb. 3.29: Spektren des RIT im Schub- bzw. Standby-Modus im Vergleich

Im Schub-Modus des RIT dominieren die Linien im blauen Bereich des Spektrums, während es im Standby-Modus die Linien im roten Bereich des VIS-Spektrums sind. Das Spektrum bestätigt also den augenscheinlichen Ersteindruck.

Spektren des Standby-Modus

Die Abbildungen 3.30 und 3.32 zeigen verschiedene Ausschnitte aus dem Spektrum des Standby-Modus des RIT, und die Lage von Xe I-III-Linien. Alle Linien lassen sich Xe I-Linien gemäß [Str 68] zuordnen.

Spektren des Schub-Modus

Die Abbildungen 3.31 und 3.33 zeigen die entsprechenden Ausschnitte aus dem Emissionsspektrum eines RIT im Schub-Modus. Im Gegensatz zu den Spektren des Standby-Modus zeigt sich hier jedoch eine weit größere Anzahl von Linien, die sich zum überwiegenden Teil als Xe II-Linien identifizieren lassen. Linien höher ionisierten Xenons (insbesondere Xe III) lassen sich nicht eindeutig identifizieren.

Schlussfolgerungen

Die Farbveränderung der Plasmaentladung eines RIT je nach Betriebsmodus lässt sich somit auf die stark unterschiedliche Zusammensetzung des Linienspektrums zurückführen.

das Zusammensetzen der einzelnen Teilspektren verliert die Wellenlängenzuordnung an Exaktheit. Abb. 3.29 dient nur dem Vergleich der *Farben* der beiden Betriebsmodi.

Das Spektrum des RIT im Standby-Modus wird von Linien angeregten, jedoch nicht ionisierten Xenons ($Xe I^*$) dominiert, was auf einen niedrigen Ionisationsgrad des Plasmas schließen lässt. Im Gegensatz dazu wird das Spektrum des RIT im Schub-Modus von Linien angeregten und einfach ionisierten Xenons ($Xe II^*$) dominiert. Xe I-Linien sind jedoch weiterhin vorhanden¹². Dies lässt den Schluss auf einen deutlich höheren Ionisationsgrad im beobachteten Plasma als im Standby-Modus zu. Es scheint jedoch weiterhin ein nicht vernachlässigbar geringer Anteil neutralen Xenons ($Xe I$) vorhanden zu sein.

Der Grund hierfür ist im Wesentlichen darin zu sehen, dass während des Standby-Modus weniger HF-Leistung als im Schub-Modus in das Triebwerk eingekoppelt wird. Dies führt zu einer geringeren Elektronentemperatur im Plasma und somit zu geringeren Ionisationsraten und Anregungswahrscheinlichkeiten. Entsprechend unwahrscheinlich wird es, ein Atom zu ionisieren ($Xe I \rightarrow Xe II$) und dieses Ion mit einem zweiten Stoßprozess ($Xe II \rightarrow Xe II^*$) anzuregen.

¹²Es fällt auf, dass die Intensität der Xe I-Linien ebenso wie der MF um einen Faktor von ca. 4 anwächst. Dieses proportionale Verhalten findet sich auch beim HEMP Thruster, siehe hierzu Abschnitt 3.3 .

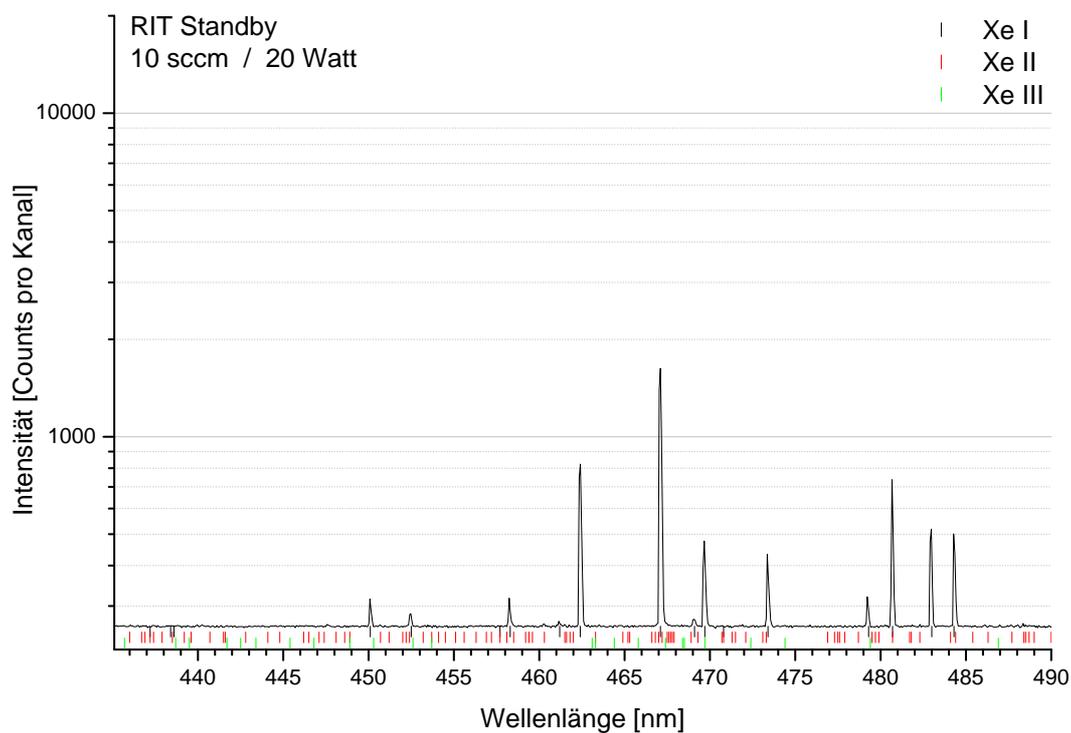


Abb. 3.30: Blauer Wellenlängen-Bereich im aufgenommenen Spektrum des RIT im Standby-Modus.

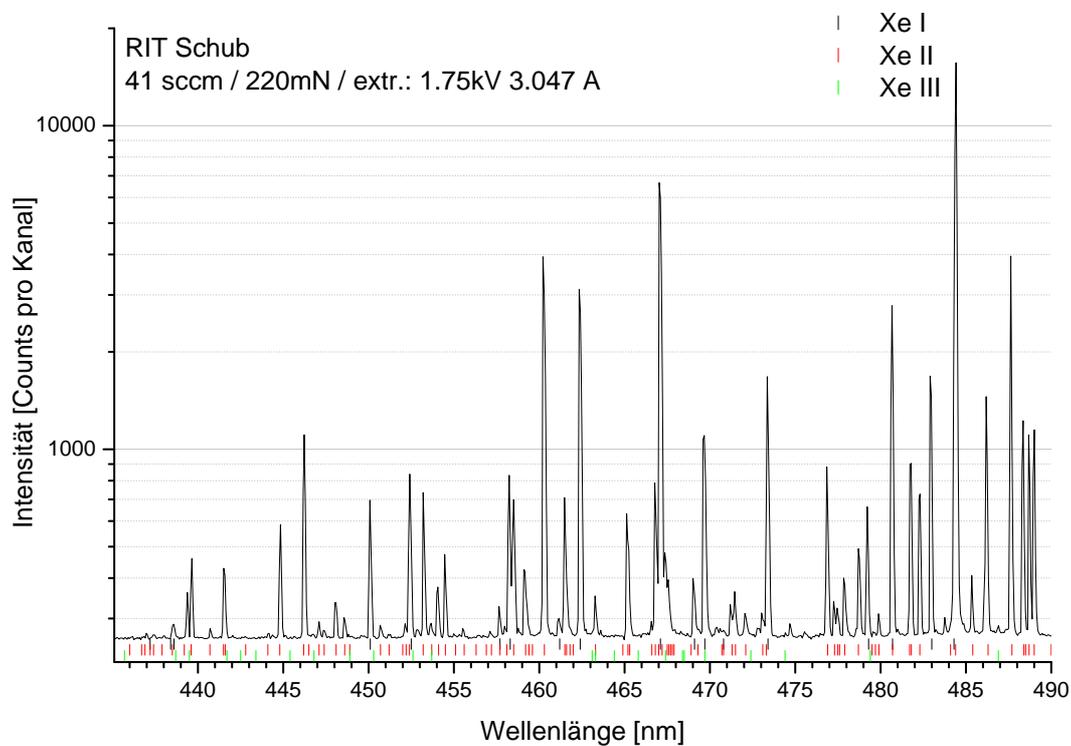


Abb. 3.31: Blauer Wellenlängen-Bereich im aufgenommenen Spektrum des RIT im Schub-Modus.

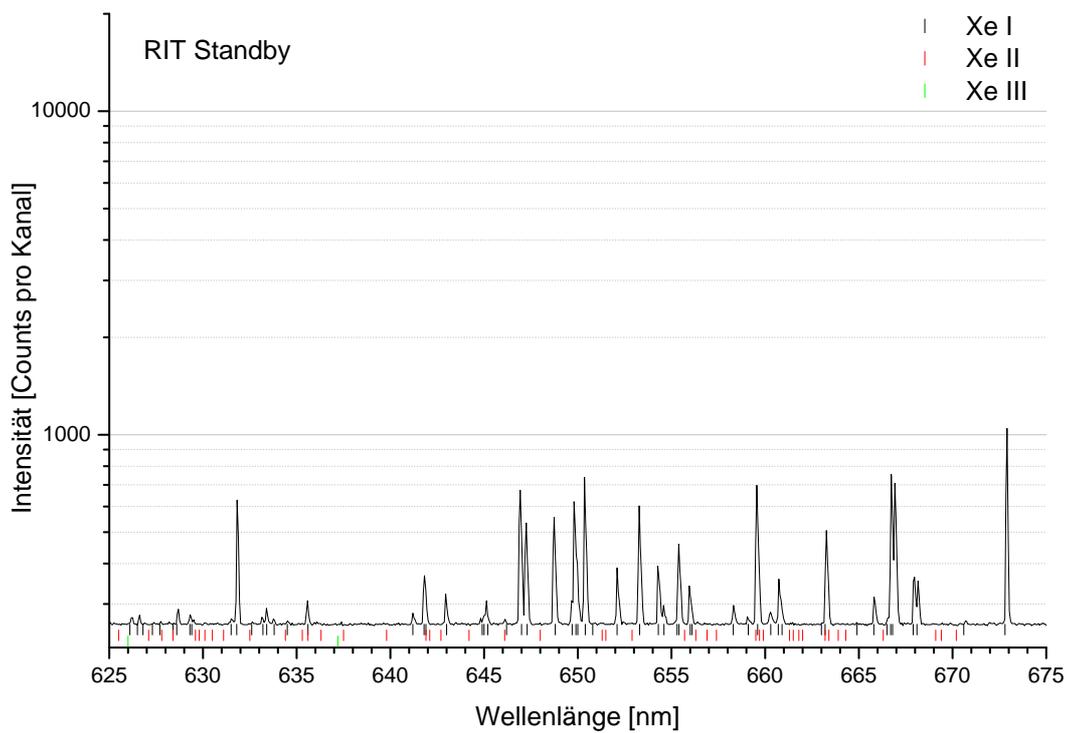


Abb. 3.32: Roter Wellenlängen-Bereich im aufgenommenen Spektrum des RIT im Standby-Modus.

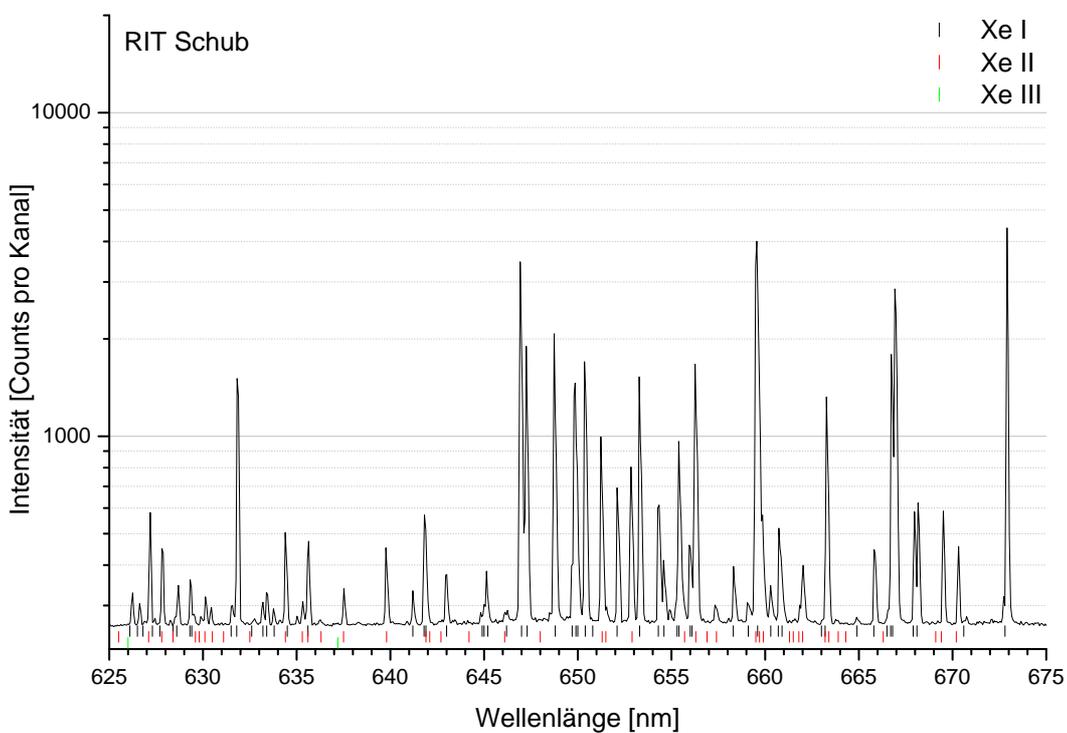


Abb. 3.33: Roter Wellenlängen-Bereich im aufgenommenen Spektrum des RIT im Schub-Modus.

3.5 Ortsauflösende Messungen am RIT

Das RIT stellt sich als inhomogene, ausgedehnte Lichtquelle dar. Mit der in Abschnitt 2.4 beschriebenen Apparatur gibt es die Möglichkeit, das Triebwerk ortsauflösend zu spektroskopieren. Hierbei nimmt das verwendete Glasfaserarray¹³ an 14 Punkten der Projektion des Triebwerks ein Spektrum auf. Die Glasfasern haben einen Abstand von 0.5mm. Des Weiteren lässt sich das Array quer zur Linie der Glasfasern verschieben. Auf diese Weise lässt sich das Triebwerk zweidimensional und ortsaufgelöst spektroskopieren. Abbildung 3.34 veranschaulicht dies.

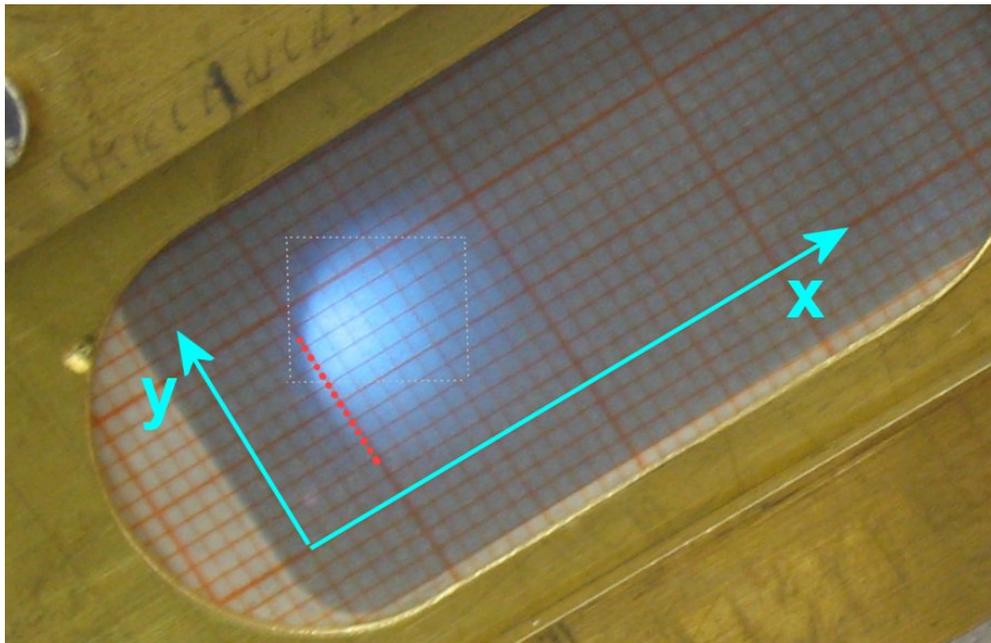


Abb. 3.34: Projektion des RIT Triebwerks auf halbtransparentes mm-Papier als Mattscheibe (vgl. Abb. 2.10(4)). Die 14 Glasfasern sind entlang der Y-Achse angeordnet (symbolisiert durch die roten Punkte im Bild) und lassen sich entlang der X-Achse verschieben. Bei den Messungen zu in Abb. 3.39 war das Koordinatensystem entlang der Ränder des grauen Kastens orientiert, der den aufgenommenen Bereich des Triebwerks veranschaulicht.

Das Licht der 14 Fasern wird spektral zerlegt auf dem CCD abgebildet (Siehe Abbildung 3.35). Für die Spektroskopie wird die CCD-Kamera nicht im *Imaging*-Modus, sondern im *MultiTrack*-Modus betrieben. Die von jeder Glasfaser belichteten Zeilen werden dabei vom CCD zu einem Track zusammengefasst. Somit erhält man je Glasfaser ein Spektrum (Abb. 3.36 und 3.37).

¹³Bei den hier vorgestellten Messungen besteht das Glasfaserarray aus 14 Fasern mit je 0.1mm Durchmesser. Eine der Glasfasern ist defekt, für die Graphen wird an ihrer Stelle ein interpolierter Wert der beiden benachbarten LWL verwendet.

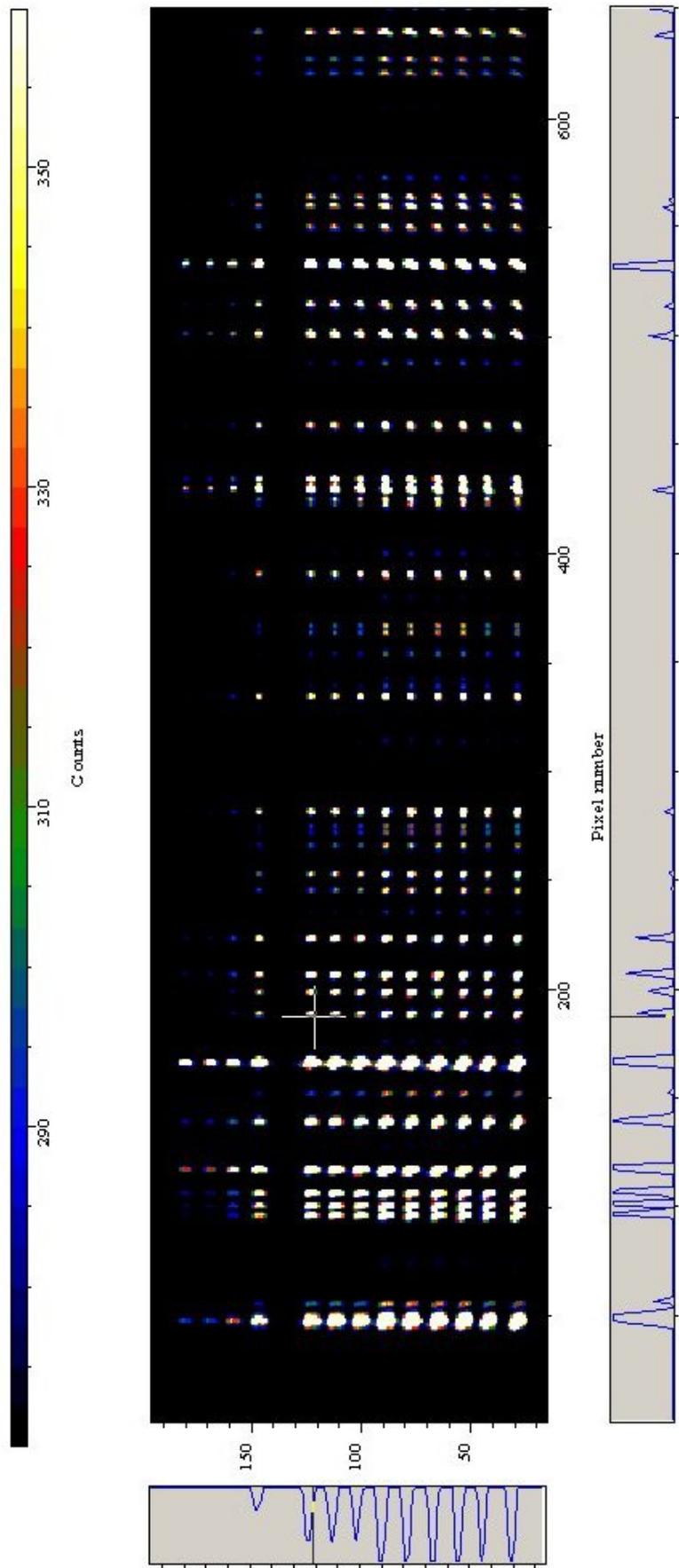


Abb. 3.35: Ortsauflösende Imaging-Aufnahme des RIT im Schubmodus. Zu erkennen sind die 14 Spektren der einzelnen Glasfasern, bzw. 13 Spektren und eine Lücke auf Grund der ausgefallenen Faser. Der Wellenlängenbereich (Abszisse) erstreckt sich von 495nm bei Kanal 0 bis hin zu 452nm bei Kanal 650. Die Abbildung ist nicht in allen Bereichen des CCD gleich scharf, siehe auch Abb. A.4 im Anhang. Unterhalb von Kanal 150 ist eine Trennung der einzelnen Spektren nur noch bedingt möglich. Betreibt man während der Spektroskopie den Detektor im Multi-Track Modus, ist zu beachten, dass für die Bereiche mit geringer Schärfe systematische Fehler auftreten können, wenn sich die Lage der Tracks auf dem Chip leicht verschiebt. Eine Auswertung der Multi-Track-Spektren (Abb. 3.36) sollte daher nur in Bereichen erfolgen, in denen sich die einzelnen Tracks klar trennen - in diesem Fall also oberhalb von Kanal 150. Bei Kanal 200 sind die Linien zu erkennen deren Intensität ausgewertet wurde. Bei späteren Messungen wurde der Monochromator so eingestellt, dass diese auf höhere Kanalzahlen (400-500) abgebildet wurden.

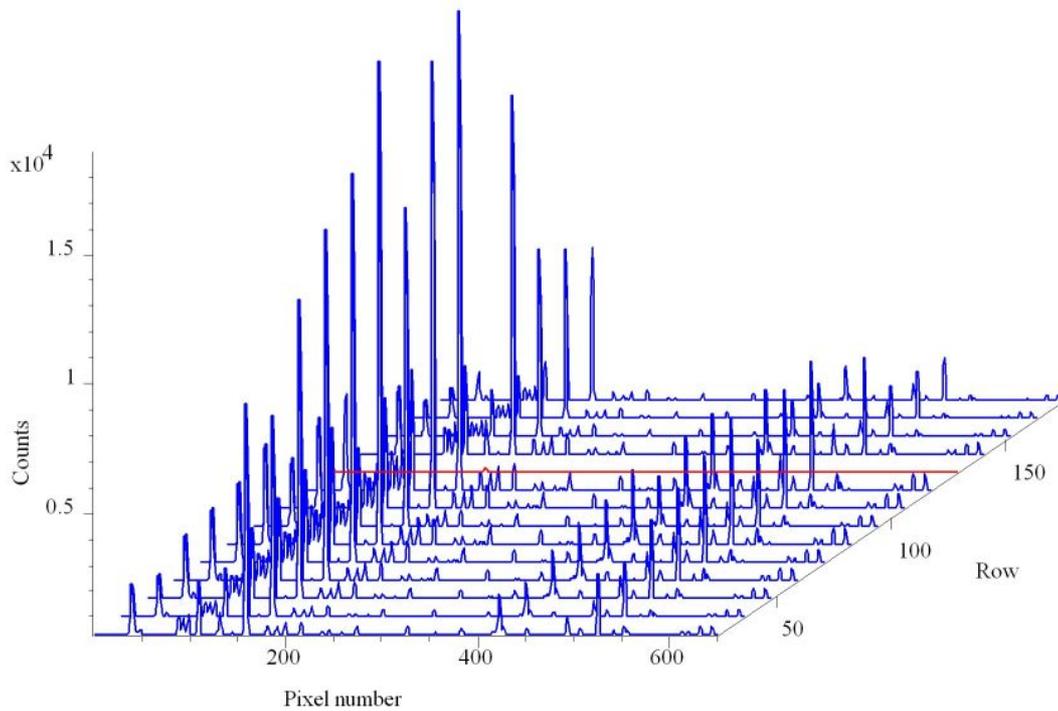


Abb. 3.36: Multi-Track Aufnahme des RIT bei Schub. Belichtungszeit: 30 Sekunden. Wie auch in Abb. 3.35 entspricht Kanal 0 ca. 495nm und Kanal 650 ca. 452nm. Die Veränderung der Intensitäten der einzelnen Tracks gibt die Helligkeitsunterschiede des RIT wieder. Da einige Linien von Xe I und andere von Xe II stammen, lässt sich die Verteilung von (angeregtem) Xe I und Xe II im RIT, bzw. der Projektion des RIT, untersuchen.

3.5.1 Aufbereitung der Daten für die Auswertung

Die Transmission einer Glasfaser wird von verschiedenen Faktoren beeinflusst. Verwendet man 14 verschiedene Glasfasern zur Spektroskopie, so wird jede dieser Fasern eine leicht unterschiedliche Transmission aufweisen. Will man die mit jeder der 14 Fasern des Arrays bestimmten Linienintensitäten miteinander vergleichen, muss man diesen Effekt kompensieren.

Dazu wurde das Faser-Array mit allen 14 Fasern auf eine diffuse Lichtquelle gleichmäßiger Helligkeit gerichtet. Die Transmissionskoeffizienten der restlichen 13 Fasern relativ zur einer der Fasern lassen sich somit bestimmen und die mit den jeweiligen Fasern gemessenen Linienintensitäten entsprechend anpassen. Für die Intensitäten in den Spektren der einzelnen Glasfasern gilt (mit: I (Intensität), WL (Wellenlänge) und T (Transmissionkoeffizient) der jeweiligen Glasfaser):

$$I_{\text{korriger}}(\text{Glasfaser}\#, WL) = I_{\text{gemessen}}(\text{Glasfaser}\#, WL) \cdot T(\text{Glasfaser}\#) \quad (3.9)$$

Da aber auch die Bestimmung dieser Transmissionskoeffizienten fehlerbehaftet ist, bedeutet dies eine weitere Fehlerquelle, die bei der Darstellung der Daten mit Fehlerbalken berücksichtigt werden müsste. Die relativen Fehler der gemessenen Intensität und des Transmissionskoeffizienten addieren sich in diesem Fall.

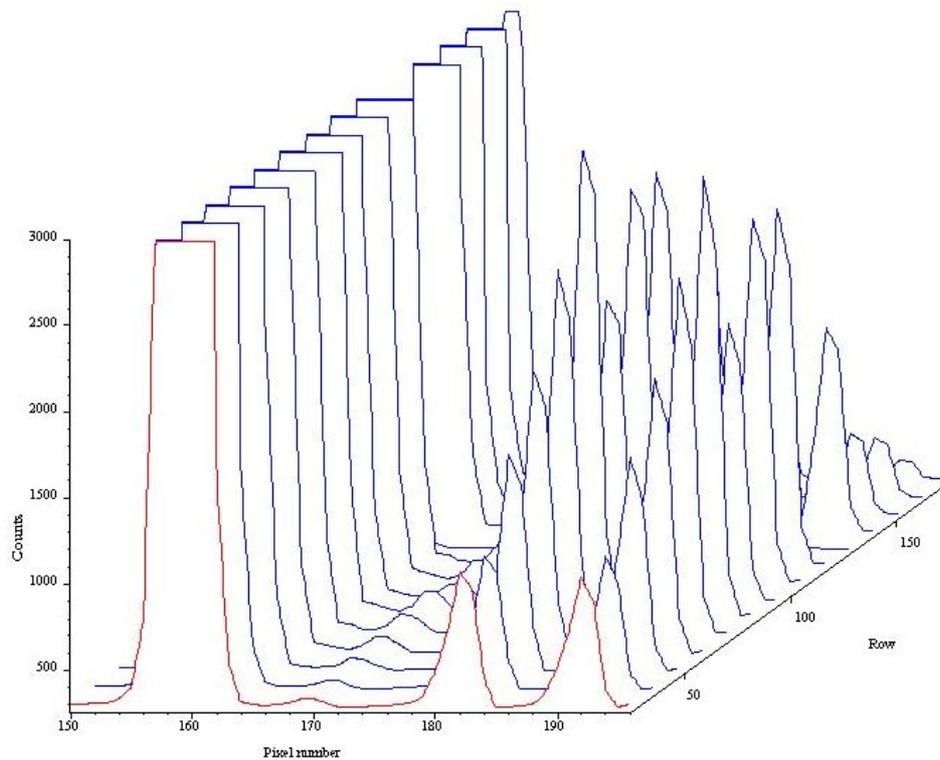


Abb. 3.37: Diese Multi-Track Aufnahme zeigt die beiden ausgewerteten Linien in Vergrößerung. Bei der Linie um Kanal 180 handelt es sich gemäß [Str 68] um die Xe I-Linie der Wellenlänge 483.0nm ($6s[1^1/2]^0 - 7p[1^1/2]$), bei der Linie um Kanal 190 um die Xe II Linie der Wellenlänge 482.3nm ($6p^4P^0 - 7s^4P$).

Bei der Darstellung der Daten als Falschfarbenbild oder Konturplot sind die Fehler der einzelnen Werte jedoch nicht dargestellt.

Die Bestimmung der Intensitäten – inkl. Kompensation der unterschiedlichen Transmissionskoeffizienten – lässt sich mit der ANDOR Software realisieren.¹⁴

Da die Intensitäten der einzelnen Linien über mehrere Größenordnungen variieren, ist es sinnvoll die Daten vor der Darstellung zu logarithmieren. Bei der Darstellung des Verhältnisses von Xe II zu Xe I kann auf eine Logarithmierung der Daten verzichtet werden.

¹⁴Ein kommentierter Abdruck des Programms findet sich im Anhang, siehe Abschnitt A.3 .

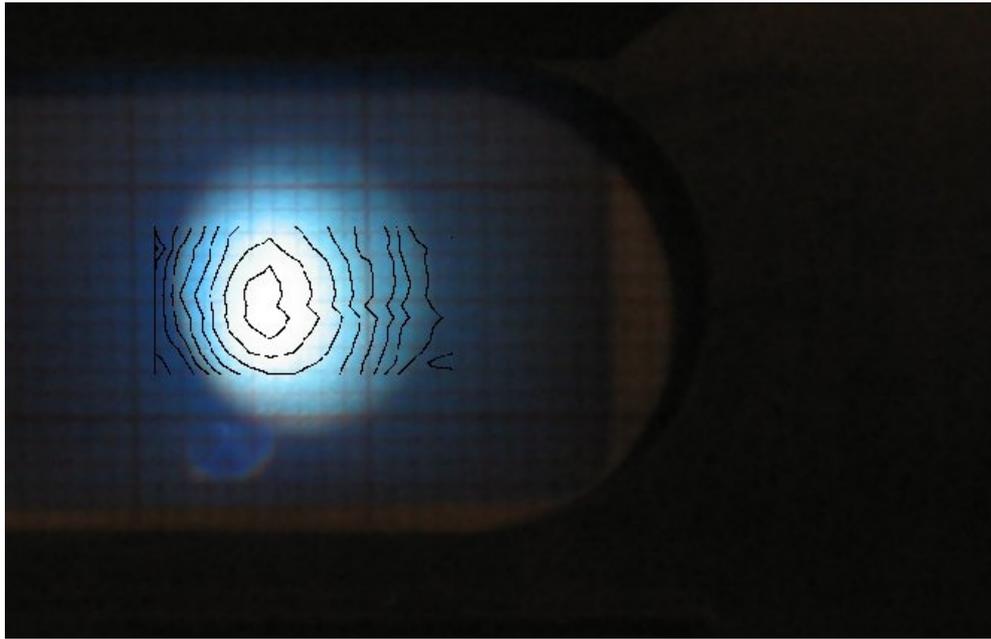


Abb. 3.38: Fotomontage einer Photographie der Projektion des RIT auf mm-Papier und eines Konturplots, der mit Hilfe der ortsauflösenden Spektroskopie gewonnen wurde. Beim Konturplot handelt es sich um die Verteilung der Linienintensität der vorher genannten Xe I-Linie über das RIT. Er besteht aus $14 \times 14 = 196$ Pixeln.

3.5.2 Xe I und Xe II orts aufgelöst

Abbildung 3.39 zeigt verschiedene Darstellungen solcher orts aufgelöster, spektroskopischer Messungen. Dargestellt sind die Intensitätsverteilungen der in Abb. 3.37 erwähnten Linien von Xe I und Xe II über das RIT, sowie deren Intensitätsverhältnis.

Die Fotomontage in Abbildung 3.38, bestehend aus

- einer Photographie der Projektion des RIT während der Justage des Systems und
- der in Maßstab und Position korrekten Darstellung mit Hilfe der ortsauflösenden Spektroskopie gewonnener Konturplots,

zeigt die gute Übereinstimmung von augenscheinlicher Helligkeitsverteilung im RIT und den aus den logarithmierten Werten der Spektroskopie gewonnen Intensitäten.

Der Konturplot in Abbildung 3.38 besteht aus den Daten von 14 Aufnahmen im Abstand von je 1mm auf der X-Achse, bei denen wieder 14 Glasfasern im Abstand von 0.5mm auf der Y-Achse Spektren des RIT liefern¹⁵.

¹⁵Zur Bezeichnung der Achsen in der Projektion des RIT, siehe Abb. 3.34 .

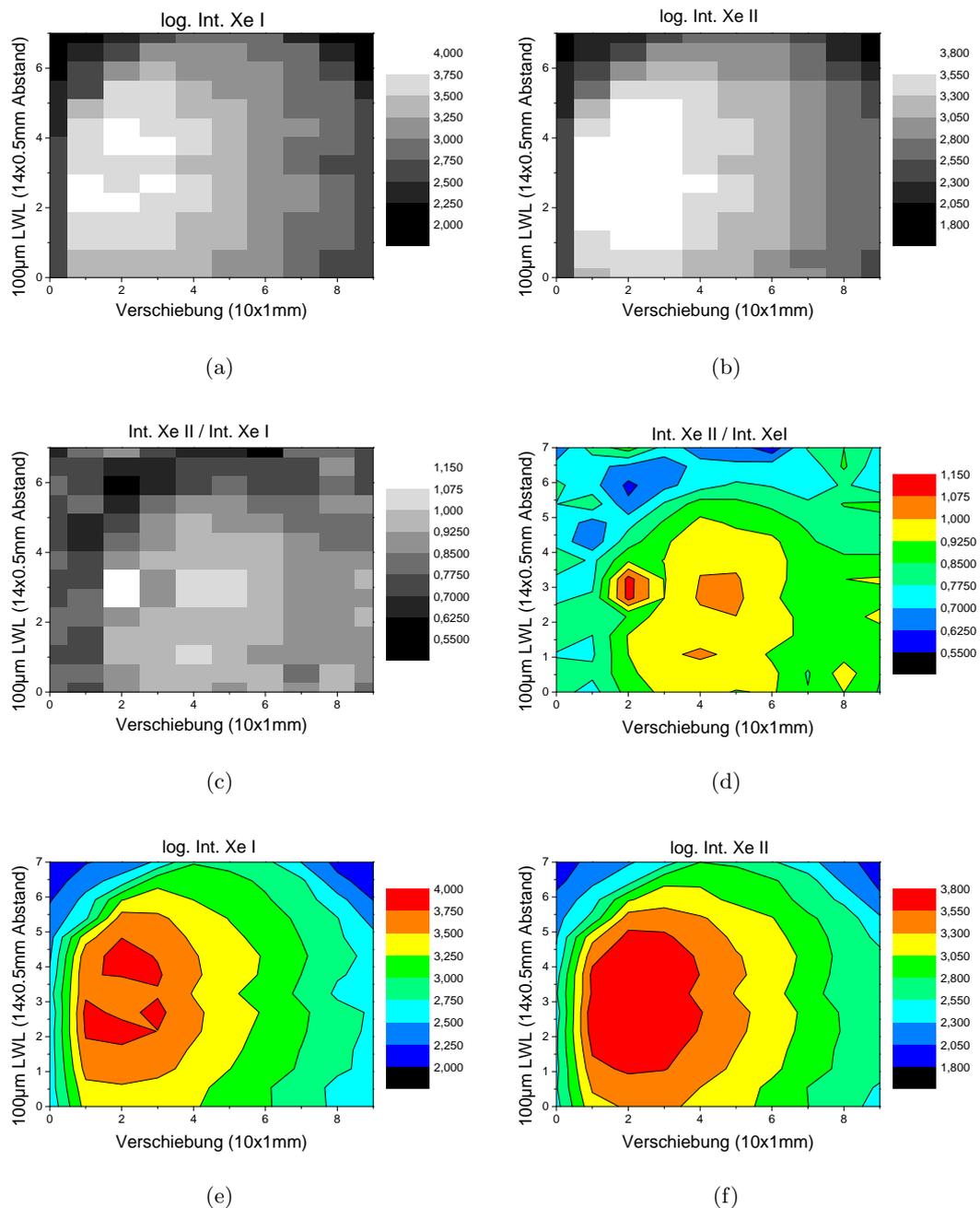


Abb. 3.39: Die Lichtemission des RIT ortsaufgelöst. Darstellung der logarithmierten Intensitäten von Xe I (a,e) und Xe II (b,f) als Graustufenbild bzw. Konturplot. (c,d) Zeigt das das Verhältnis der Linienintensitäten von Xe II zu Xe I im beobachteten Ausschnitt des Triebwerks. Siehe auch Abb. 3.34 zum Vergleich.

Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein System für die Emissions-Spektrografie aufgebaut, das es erlaubt eine ausgedehnte Lichtquelle orts aufgelöst zu spektroskopieren. Über mehrere Glasfasern wird das Licht der Quelle zum Monochromator geführt, dort spektral zerlegt und auf einem positionsempfindlichen Detektor abgebildet. Man erhält je Glasfaser ein Spektrum im gewählten Wellenlängenbereich.

Als Detektor kommt ein *scientific CCD* des Typs ANDOR OE-DV420 zum Einsatz. Dessen Quanteneffizienz und das Transmissionsverhalten des Monochromators wurde mit Hilfe des bekannten Spektrums einer Deuterium-Lampe vermessen. Ferner wurden der durch Dunkelstrom im CCD verursachte Untergrund und dessen Rauschen untersucht. Angaben des Herstellers hierzu konnten verifiziert werden.

Messungen mit 14 in einem Zeilen-Array angeordneten $100\mu\text{m}$ Glasfasern wurden durchgeführt. Die Glasfasern hatten auf Quellenseite einen Abstand von $500\mu\text{m}$, auf Monochromatorseite betrug ihr Abstand $300\mu\text{m}$. Durch Verschieben des Arrays über die optische Abbildung des Triebwerks konnte die Fähigkeit des Systems zur bildgebenden Spektroskopie erfolgreich demonstriert werden.

Dabei lässt sich für jeden Bildpunkt das Spektrum auswerten. So kann der Einfluss der Betriebsparameter auf das Triebwerk orts aufgelöst untersucht werden. Über einen Vergleich mit theoretischen Modellen oder anderen experimentellen Untersuchungen könnte man Informationen über die Plasmaparameter der Gasentladung in verschiedenen Bereichen des Triebwerks erhalten. Zwei Ionentriebwerke wurden diesbezüglich spektroskopisch untersucht:

Am *High Efficient Multistage Plasma (HEMP)* Thruster und am *Radiofrequenz-Ionen-Triebwerk (RIT)* wurden nicht orts aufgelöste Messungen, am RIT zusätzlich orts aufgelöste Messungen durchgeführt. Beim RIT konnte die Farbänderung im Leuchten der Gasentladung des Triebwerks erklärt werden, die beim Übergang vom Standby- auf den Schub-Modus zu beobachten ist. Das Spektrum des Standby-Modus ist von Xe I-Linien dominiert, das des Schub-Modus von Xe II-Linien. Am HEMP wurde gezeigt, dass sich ein Zusammenhang zwischen den Betriebsparametern wie Strom oder Massenfluss und den Linienintensitäten von Xe I, II und III feststellen lässt.

Das Spektrografie-System ist ausbaufähig. Eine Erhöhung der Zahl verwendeter Glasfasern auf bis zu 20 ist möglich. Des Weiteren ist es denkbar, die Glasfasern auf Quel-

lenseite in einem zweidimensionalen Array anzuordnen. Dies würde es gestatten, mit *einer* Messung das gesamte Triebwerk zu erfassen. Hierdurch würde zwar die Auflösung herabgesetzt, gleichzeitig aber die Messzeit deutlich verkürzt werden. Zudem wären alle Daten des *Bildes* im gleichen Zeitraum gewonnen und die Vergleichbarkeit der Betriebsparameter gewährleistet. Dies ist bei Aufnahmen, die sich aus teils zeitlich versetzt gewonnenen Spektren zusammensetzen nur eingeschränkt der Fall.

Ein immanenter Nachteil der Emissions-Spektroskopie an einer ausgedehnten Lichtquelle ist die Tatsache, dass sie sichtlinienintegriert arbeitet. Es wird nicht ein Schnitt durch die Lichtquelle betrachtet, sondern der gesamte räumliche Bereich zwischen Glasfaser und der in Sichtrichtung nächsten lichtundurchlässigen Wand. Welcher Bereich genau betrachtet wird, ist durch die Optik festgelegt, die die Quelle auf die Glasfasern abbildet.

Die bildgebende Emissions-Spektroskopie ist jedoch ein aussichtreiches und vielfältiges Instrument, das sich als Teil der Diagnostik eines Ionen-Triebwerks eignet. Es stellt ein nicht-invasives Verfahren dar, das parallel zu anderen Diagnostik-Methoden betrieben werden kann und keine speziellen Anpassungen des Triebwerks erfordert.

Danksagung

Die vorliegende Arbeit wurde am I. Physikalischen Institut der Justus-Liebig-Universität Gießen angefertigt, das unter der Leitung von Herrn Prof. Dr. B. Meyer steht.

Hiermit möchte ich mich bei all denen bedanken, die mich bei der Fertigstellung dieser Arbeit unterstützt und begleitet haben.

Mein Dank gilt

- dem Leiter der Abteilung für Plasma- und Atomstoßphysik, Prof. Dr. Karl-Heinz Schartner, für die interessante Aufgabenstellung, die Bereitstellung meines Arbeitsplatzes und die stets hilfreichen und verständnisfördernden Diskussionen.
- den Herren Dipl. Phys. Stefan Weis, Dr. H.-P. Harmann, Prof. Dr. Horst Löb, Prof. Dr. Dietmar Hasselkamp, Dr. Davar Feili, Dipl. Phys. Eike W. Schmidt, Dipl. Phys. Sascha Mickat, Sven Kammer, Dipl. Phys. Rüdiger Schill, Dr. Bernd Zimmermann, Günther Trylat sowie Frau Helga Wallbot für ihre Bereitschaft zu anregenden Diskussionen und unterschiedlichsten Hilfestellungen.
- den Mitarbeitern der feinmechanischen Werkstatt und der Elektronik-Werkstatt für die Anfertigung der zahlreichen benötigten Gegenstände.
- der Firma Astrium, für die Gelegenheit am RIT Thruster Messungen durchzuführen. Besondere Dank gilt hier Herrn Dipl. Ing. Ralf Kukis.
- der Firma Thales, insbesondere Herrn Dr. Günter Kornfeld, für die Möglichkeit am HEMP Thruster Spektroskopie zu betreiben.
- all jenen, die mich während meines Studiums begleitet und während meiner Diplomarbeit unterstützt und motiviert haben. Danke, Or.

Mein ganz besonderer Dank gilt jedoch meinen Eltern, ohne deren Unterstützung mein Studium und diese Arbeit nicht möglich gewesen wären.

Literaturverzeichnis

- [Andor1] Andor Technology: A user's guide to ANDOR CCDs (Version2B), (1999)
- [Andor2] Andor Technology: A programmer's guide to ANDOR BASIC (Version2B), (2000)
- [Andor3] Andor Technology: System Performance (CCD DV420-OE, serial: CCD-3689), (2001/2002)
- [Cha 57] C. Chandler: Atomic spectra and vector model, Hilger&Watts, London (1957) – entnommen: A.K. Malik: IEPC-93-026 The Study of the Physics of Hollow Cathode Discharges, 23rd International Electric Propulsion Conference (1993)
- [Deu 92] Jobin-Yvon, Division of Instruments S.A.: Universal Lamp Housing Interchangeable Sources User Manual (1992), Seite 19
- [Fah 98] Peter Fahrenbach, Klaus Groh, Horst Löb: Plasmadiagnostische Sondenmessungen an einer HF-Ionenquelle bei gleichzeitiger Untersuchung der extrahierten Ionen, I. Physikalisches Institut der JLU Gießen, DPG Frühjahrstagung Bayreuth 1998
- [Fsu 03] Michael W. Davidson, Mortimer Abramowitz, et altera: Concepts in Digital Imaging Technology, Florida State University (1998-2003), internet: micro.magnet.fsu.edu/primer/digitalimaging/concepts/concepts.html
- [Gau 01] Jürgen Gauer (Dissertation): Das Verhalten von atomarem Wasserstoff und Xenon in intensiven femtosekunden Laserpulsen, Fakultät für Physik der Universität Bielefeld (2001)
- [Göh 02] Daniel Göhring: Digitalkameratechnologien - Eine vergleichende Betrachtung - CCD kontra CMOS, Humboldt Universität zu Berlin (2002)
- [HMP 03] Koch, Kornfeld, Coustou: The HEMP Thruster - An Alternative to Conventional Ion Sources, (2003), www.iom-leipzig.de/muehleithen/2003/2003_Koch.pdf

- [HPH 03] H.-P. Harmann (Dissertation): Untersuchung und Modellierung der Ionenstrahlformung großflächiger Ionenquellen mit Hilfe einer beweglichen Faradaysondenzeile, Justus-Liebig-Universität Gießen, 2003
- [Phy 82] Fachlexikon ABC PHYSIK, Band 2, Verlag Harri Deutsch (1982)
- [Spe 75] E. Spenke: Ladungsgekoppelte Bauelemente, Physik in unserer Zeit, Ausgabe 5 S. 134ff (1975)
- [Str 68] A.R. Striganov and N.S. Svenitskii: TABLES OF SPECTRAL LINES AND IONIZED ATOMS, IFI/Plenum, New York-Washington (1968)
- [TOp 87] Gottfried Schröder: Technische Optik, VOGEL Buchverlag Würzburg, 6. Auflage (1987)
- [Rea 96] Reader, Sansonetti, Bridges: Irradiances of spectral lines in mercury pencil lamps, Applied Optics / Vol. 35, No. 1 (1996)
- [Vwl 00] Frank Vollweiler (Dissertation): Absolute Emissionsquerschnitte und Alignment von KrII-Satellitenzuständen in Schwellennähe und XeII- und XeIII-Zuständen im Bereich der XeI $4d^96p$ -Autoionisationsresonanzen nach Anregung mit Synchrotronstrahlung, Universität Kaiserslautern (2000)
- [Wil 99] Oliver Wilhelmi (Dissertation): Fluoreszenzspektroskopische Untersuchungen der Ionisation und Anregung von atomarem und molekularem Sauerstoff, Universität Gießen (1999)
- [ZnS 58] George Cheroff und Seymour P. Keller: Optical Transmission and Photoconductive and Potovoltaic Effects in Activated and Unactivated Single Crystals of ZnS, Physical Review Vol.111 No.1 p98 (1958)
- [ZnS 53] William W. Piper, Some Electrical and Optical Properties of Synthetic Single Crystals of Zinc Sulfide, Physical Review Vol.91 No.1 p23 (1953)

A Anhang

A.1 Verwendete Abkürzungen und Begriffe

Array, (LWL-)	Mehrere Glasfasern, deren Enden in Zeilen angeordnet sind. Dient der ortsauflösenden Spektroskopie
Binning	bez. das Zusammenfassen der Ladungen mehrerer Pixel auf dem CCD Chip.
CCD	Charge Coupled Device
Count(s)	Ereignis, das den Zählerstand eines Detektorkanals um Eins anhebt.
HEMP	High Efficient Multistage Plasma (Thruster)
HF	Hochfrequenz
Imaging	Bildgebend, in Zusammenhang mit einem CCD: Auslesemodus, bei dem jeder Pixel ausgelesen wird und kein <i>Binning</i> stattfindet
LWL	Lichtwellenleiter (tw. als Glasfasern oder Fasern bezeichnet)
MCP	Micro Channel Plate
MF	Massflow, Massenfluss
MOS	Metal Oxide Semiconductor
Pixel	Bildpunkt, beim CCD durch einen MOS-Kondensator realisiert.
QE	Quanteneffizienz
RIT	Radiofrequenz-Ionen-Triebwerk
sccm	Standard Cubic Centimeters per Minute (Standardkubikzentimeter), Einheit des MF
Shutter	(Kamera-) Verschuß
Thruster	Triebwerk (RIT Thruster, HEMP Thruster)
Track	Gruppe von Zeilen auf dem CCD Chip, bei denen die Ladungen in den Pixeln der Spalten auf dem Chip zusammengefasst werden (vgl: Binning)
UV	Ultravioletter Spektralbereich
VIS	Visueller Wellenlängenbereich
VUV	vacuum-ultraviolet
WL	Wellenlänge
Xe I, Xe II, Xe III	atomares, ionisiertes, zweifach ionisiertes Xenon (Xe* I-III: angeregtes ... Xenon)

A.2 Graphen und Spektren

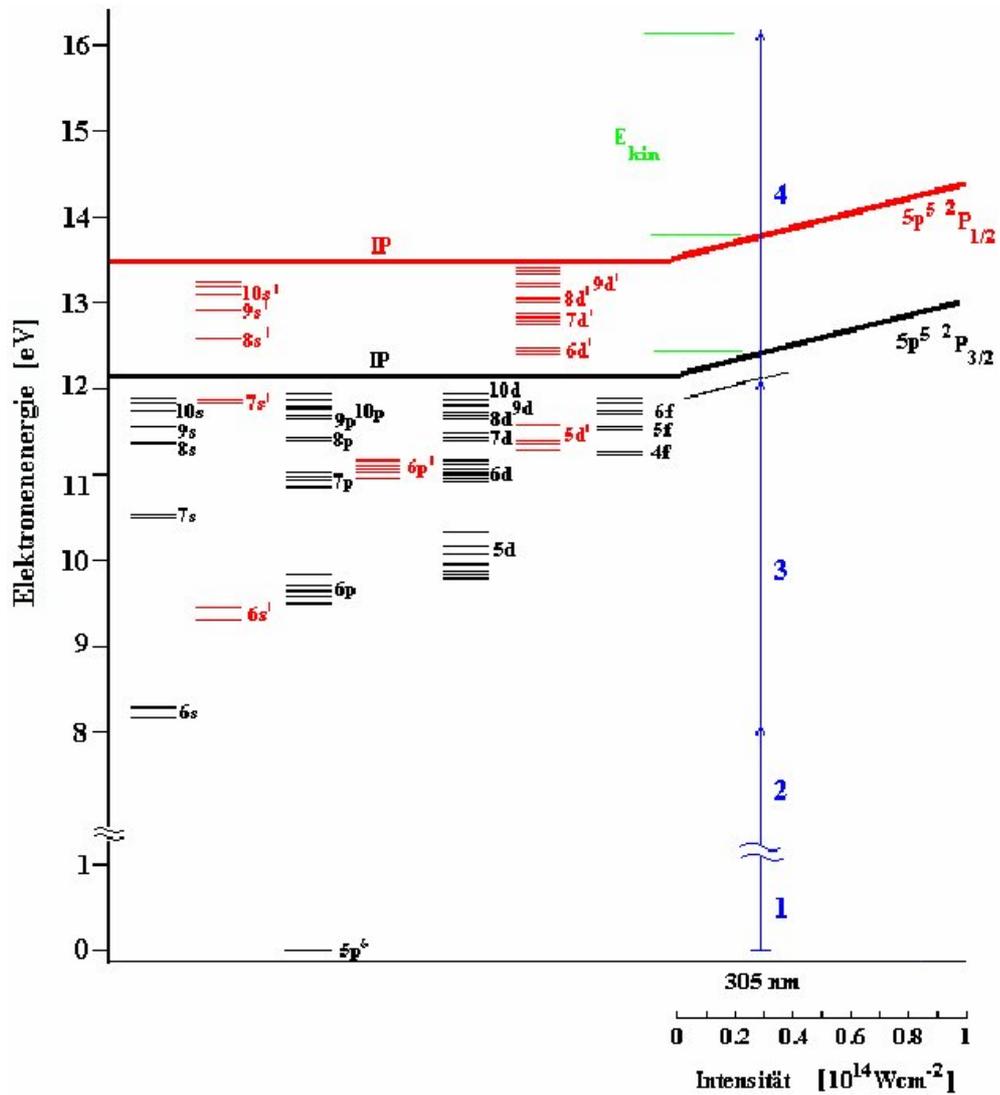


Abb. A.1: Termschema Xe I, entnommen: [Gau 01].

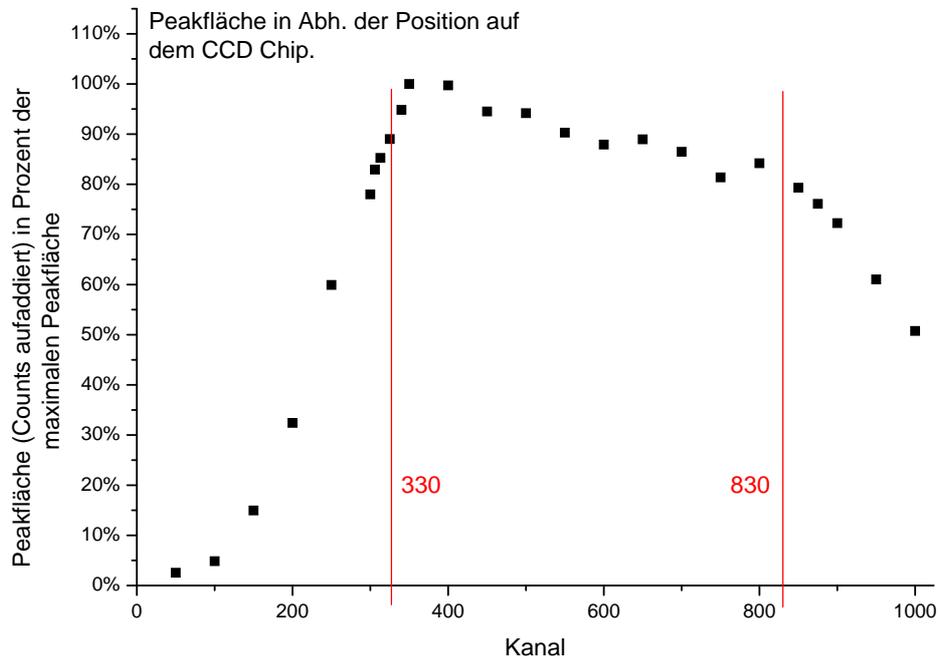


Abb. A.2: Abschattungseffekt beim LEISS Monochromator. (Beispiel 1)

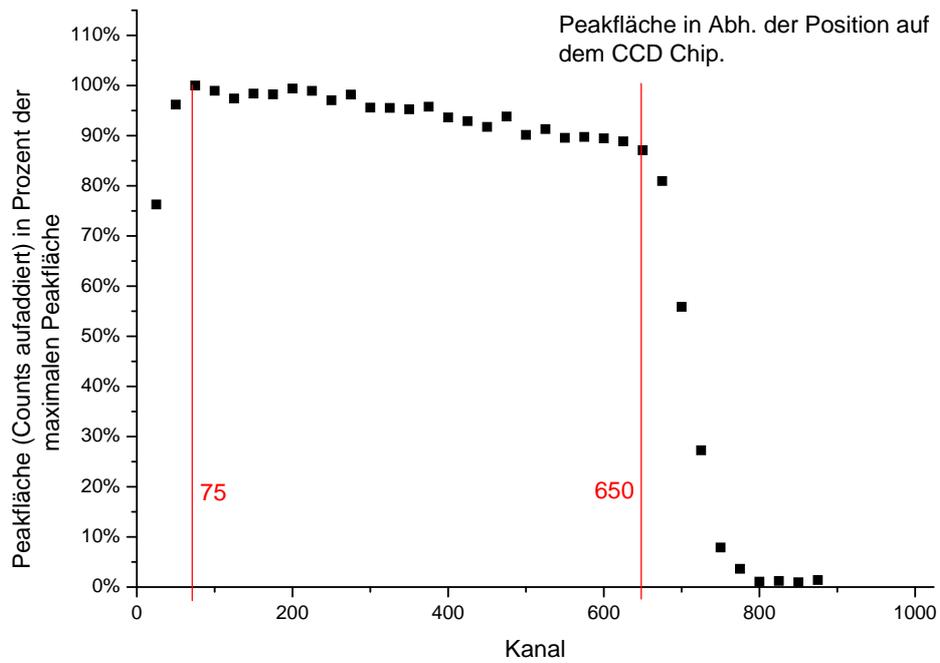


Abb. A.3: Abschattungseffekt beim LEISS Monochromator. (Beispiel 2)

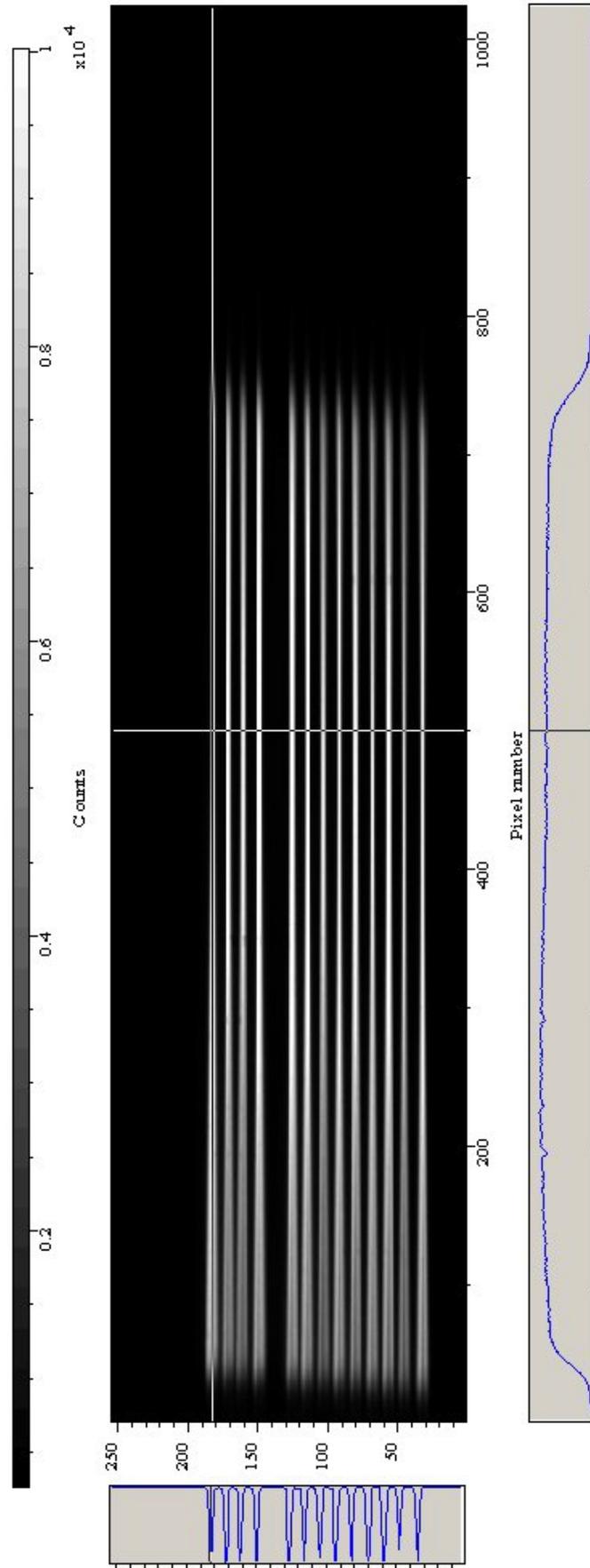


Abb. A.4: Diese Imaging Aufnahme zeigt einen Ausschnitt aus dem Kontinuumspektrum einer Glühlampe. Gut zu erkennen (siehe auch grauer Kasten unter der X-Achse) ist wieder das durch den Abschattungseffekt verursachte Plateau im Bereich von Kanal 50-700. Bei niedrigen Kanälen zeigt sich ein Verlust der Schärfe in der Abbildung der Glasfasern (ortsauflösung, y-Achse). Betreibt man quantitative Messungen, sollten die auszuwertenden Linien in einem Bereich guter Kanaltrennung liegen.

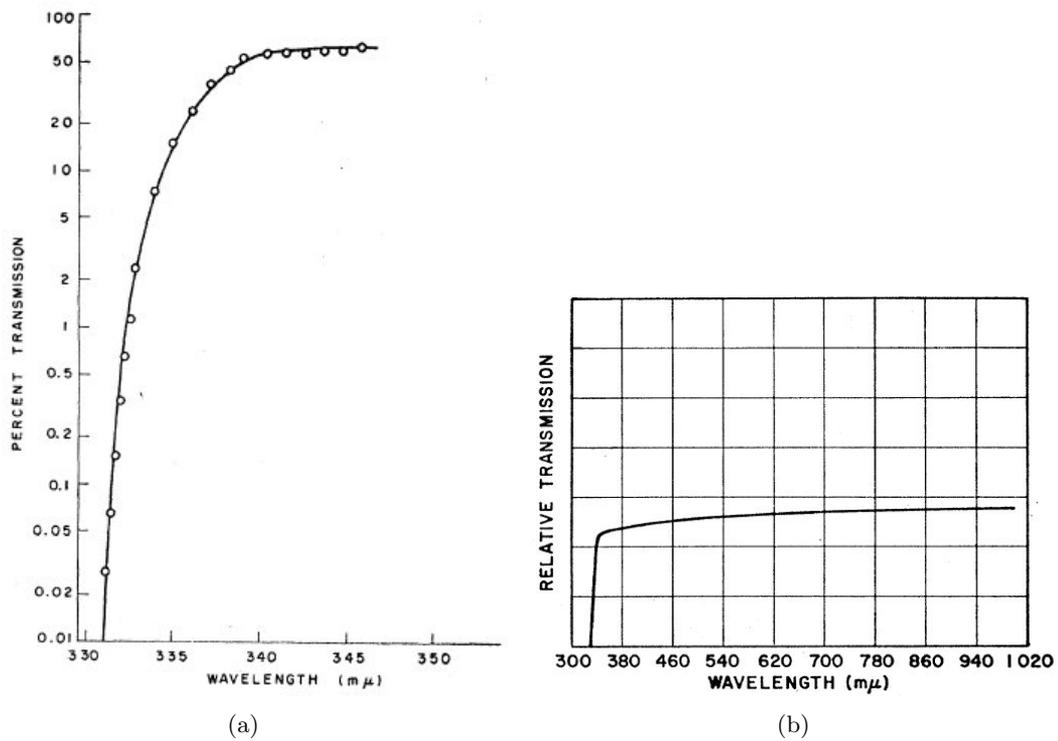


Abb. A.5: (a) Das Transmissionsverhalten von monokristallinem ZnS im Bereich von 330-350 nm, entnommen [ZnS 53]: *Percent transmission through a flat plate of ZnS 15 microns thick as function of wavelength.*
(b) entnommen [ZnS 58] zeigt das Transmissionsverhalten von ZnS im Bereich von 300-1020 nm: *Transmission spectrum of unactivated ZnS.*

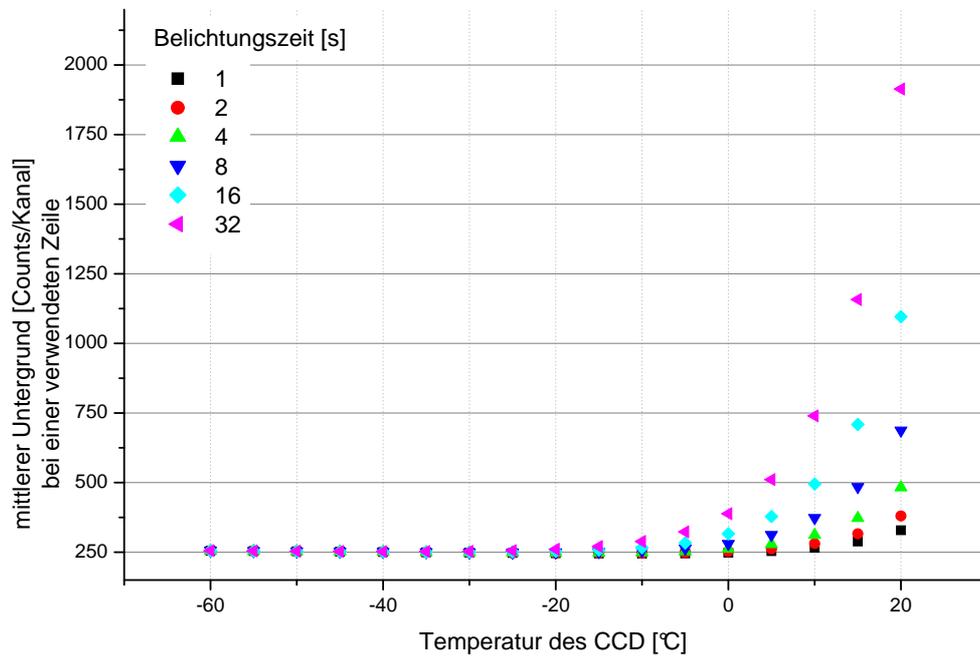


Abb. A.6: Die Abhängigkeit des Untergrundes von der Temperatur des CCD Chips.

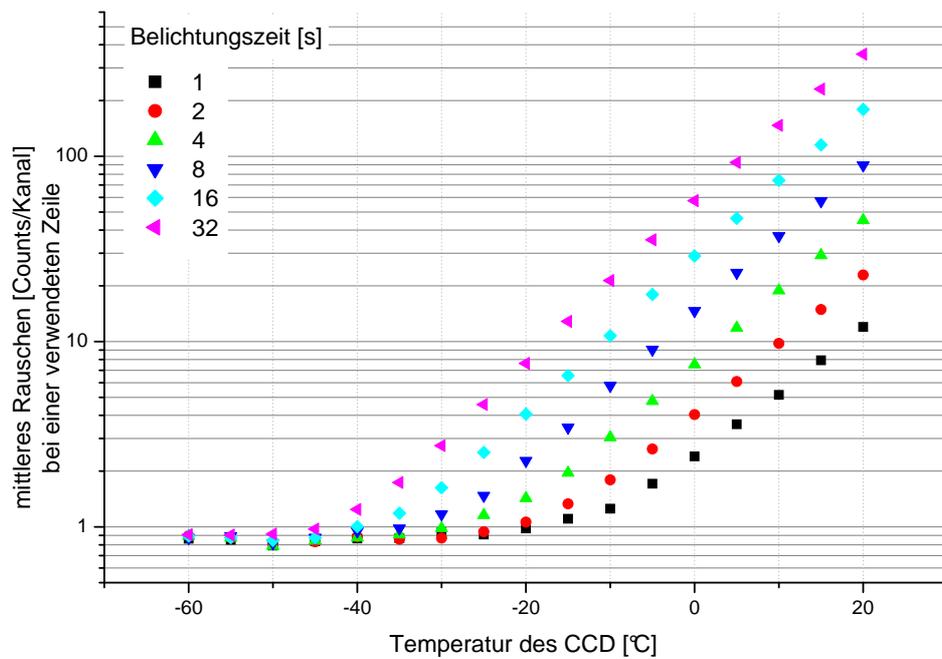


Abb. A.7: Die Abhängigkeit des Rauschens von der Temperatur des CCD Chips.

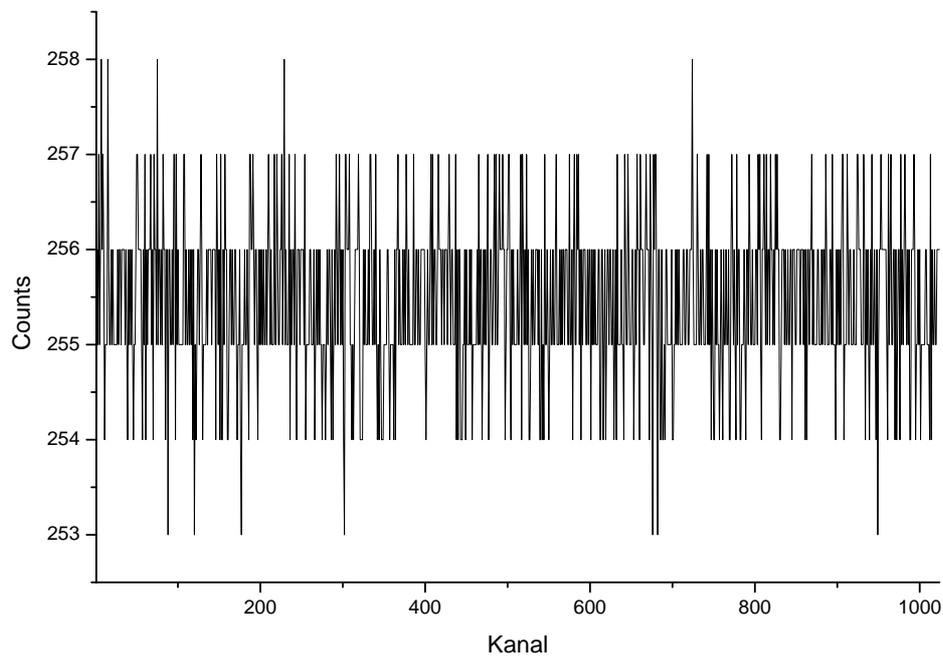


Abb. A.8: Dunkelspektrum des Chips bei tiefer Temperatur (-60°C), 1s Belichtungszeit und Verwendung einer einzelnen Zeile. Deutlich ist zu erkennen, dass Counts *ganzzahlig* sind (Bitrauschen).

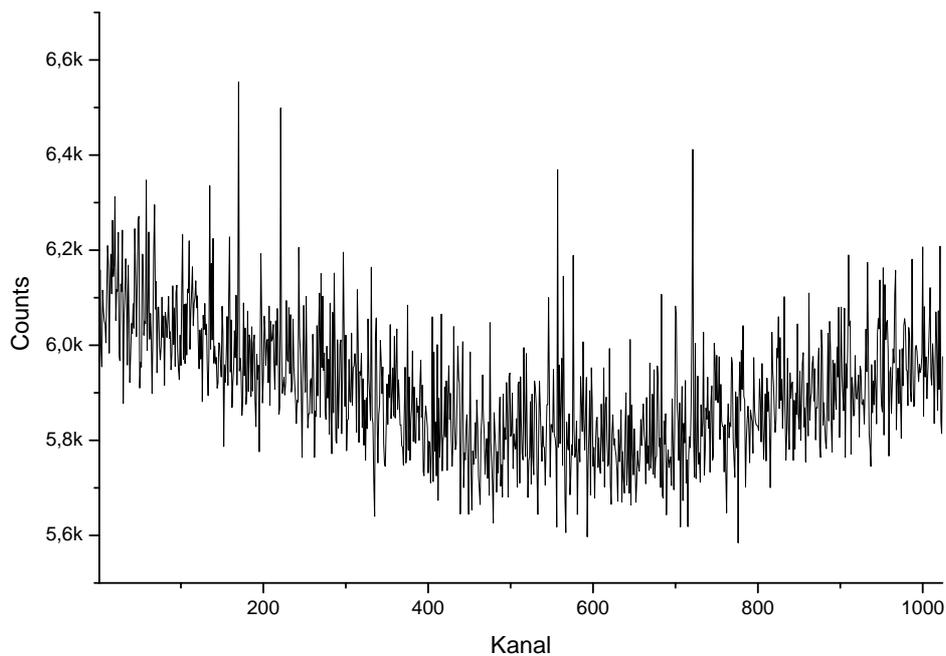


Abb. A.9: Dunkelspektrum des Chips bei hoher Temperatur (15°C), langer Belichtungszeit (32s) und Verwendung von 255 Zeilen. Die U-förmige Struktur dürfte auf eine leicht erhöhte Temperatur am Rand des Chips zurückzuführen sein. Bei den Peaks handelt es sich um Pixel die bei dieser Temperatur einen erhöhten Dunkelstrom aufweisen.

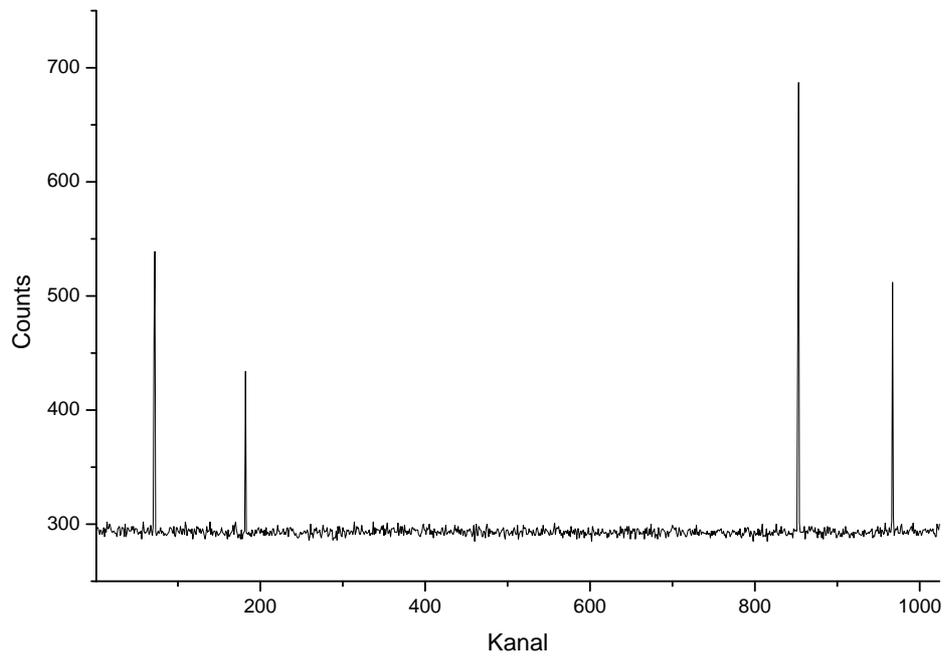


Abb. A.10: Dunkelspektrum des CCD bei -60°C , Full Vertical Binning und 32s Belichtungszeit - die Peaks sind auf kosmische Ereignisse zurückzuführen.

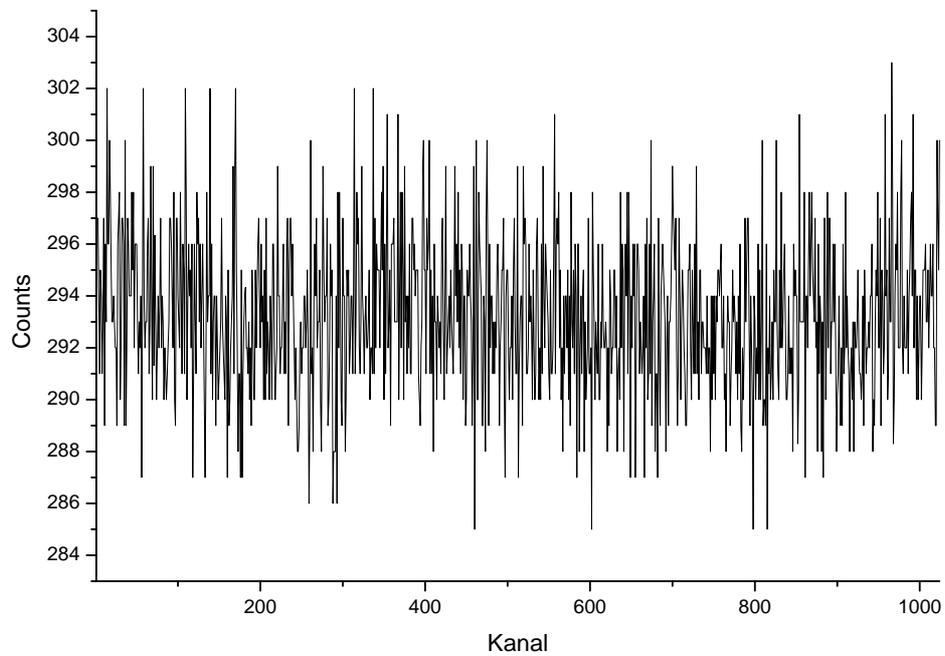


Abb. A.11: Dunkelspektrum des CCD bei -60°C , Full Vertical Binning und 32s Belichtungszeit - Spektrum nach Korrektur der kosmischen Ereignisse durch Vergleich mit einem zweiten Spektrum.

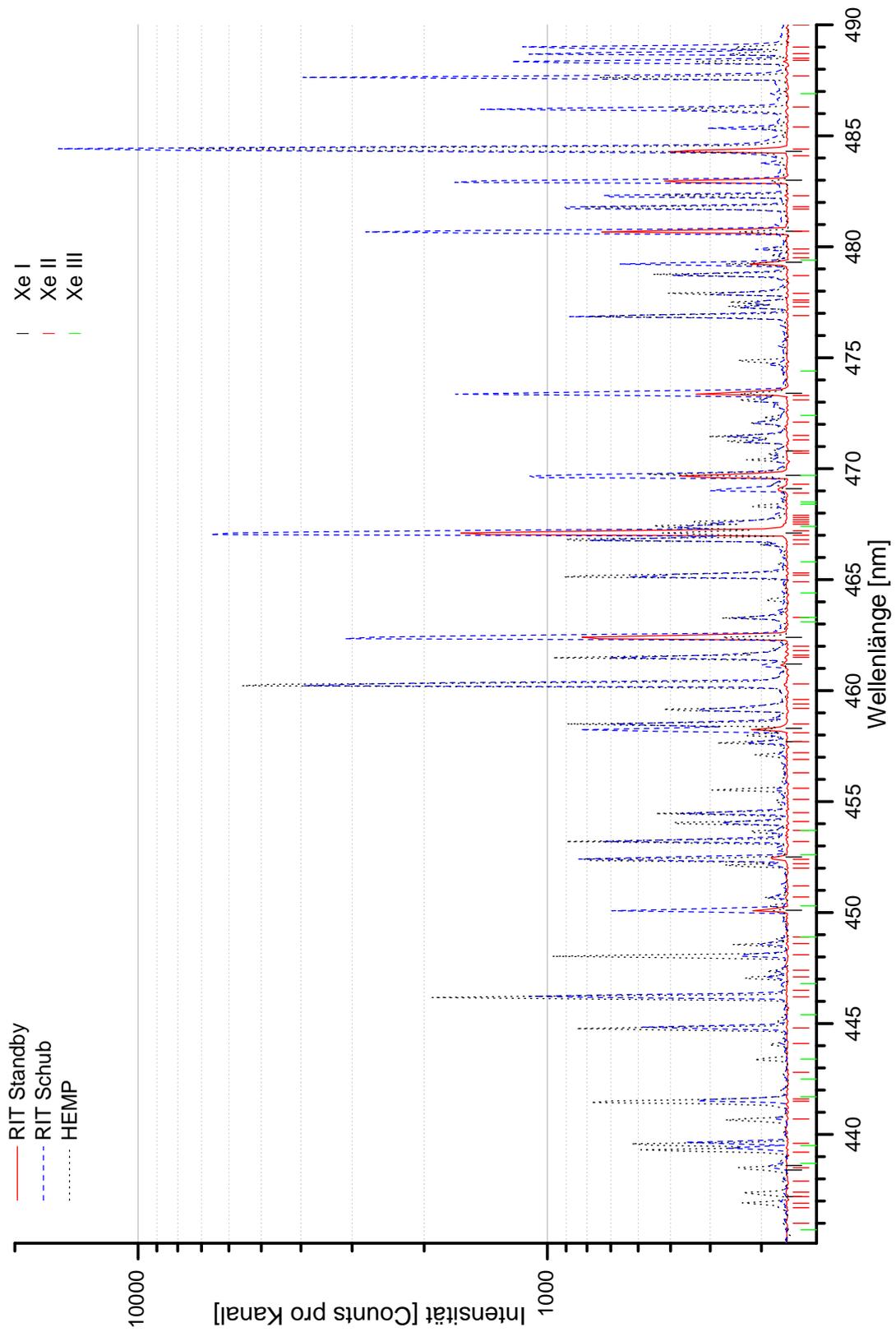


Abb. A.12: Die Spektren aus den Abbildungen 3.30, 3.31 und 3.17 im Vergleich.

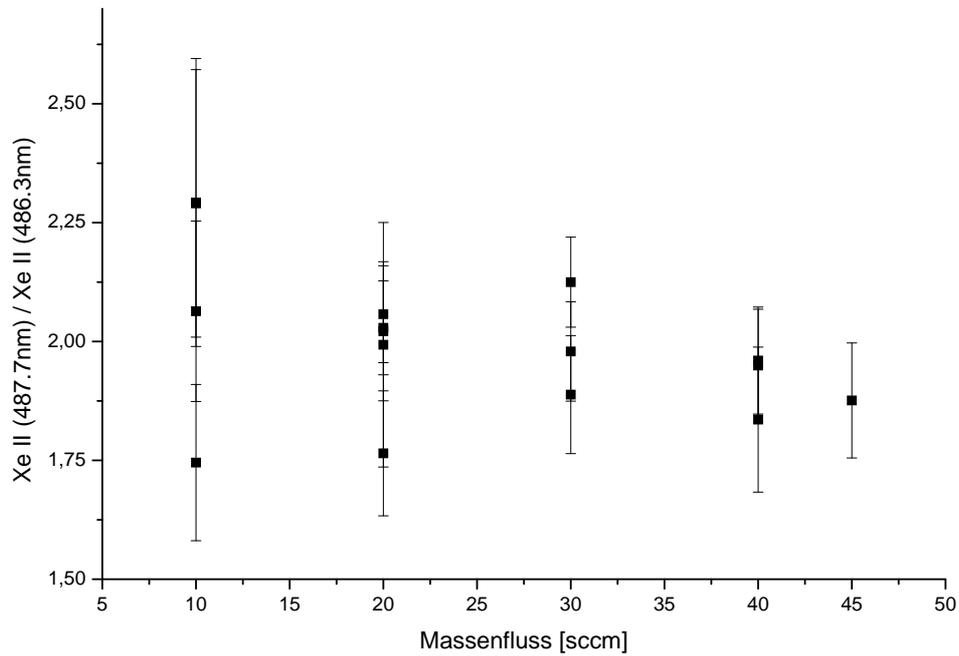


Abb. A.13: Intensitätsverhältnis der beiden einzelnen Xe II-Linien (WL vgl. Graph) in den HEMP Spektren aus Tabelle 3.1, aufgetragen gegen den MF.

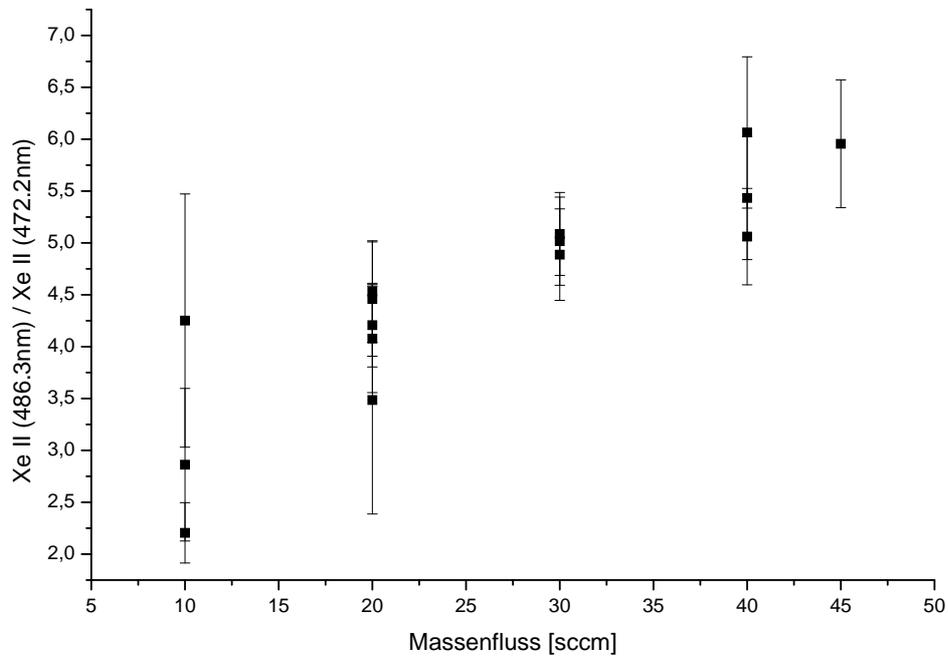


Abb. A.14: Intensitätsverhältnis einer Xe II-Linie mit der Xe II-Linie im betrachteten Doppelpeak (WL vgl. Graph) in den HEMP Spektren aus Tabelle 3.1, aufgetragen gegen den MF.

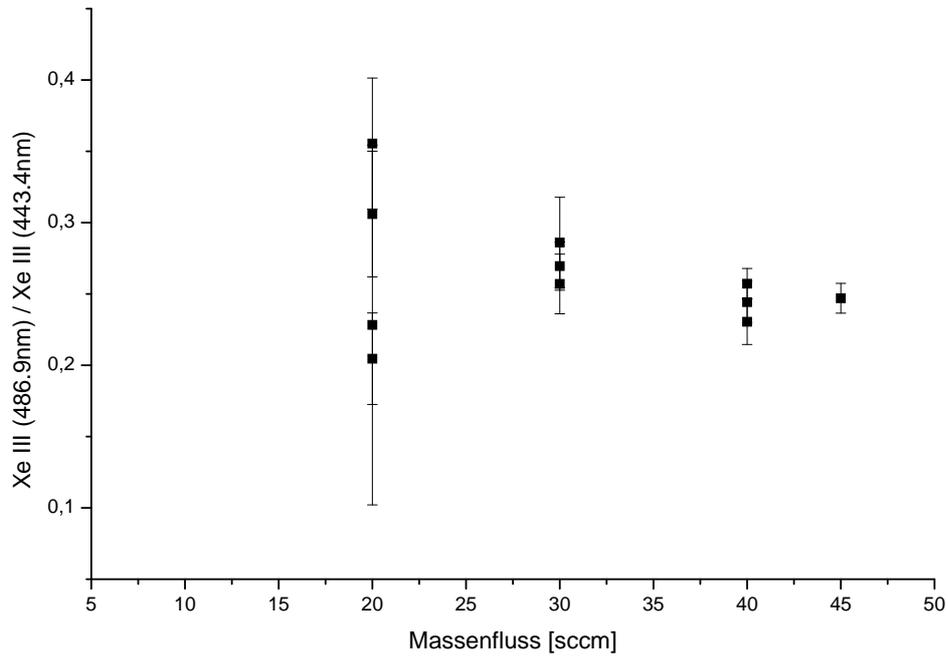


Abb. A.15: Intensitätsverhältnis der beiden einzelnen Xe III-Linien (WL vgl. Graph) in den HEMP Spektren aus Tabelle 3.1, aufgetragen gegen den MF.

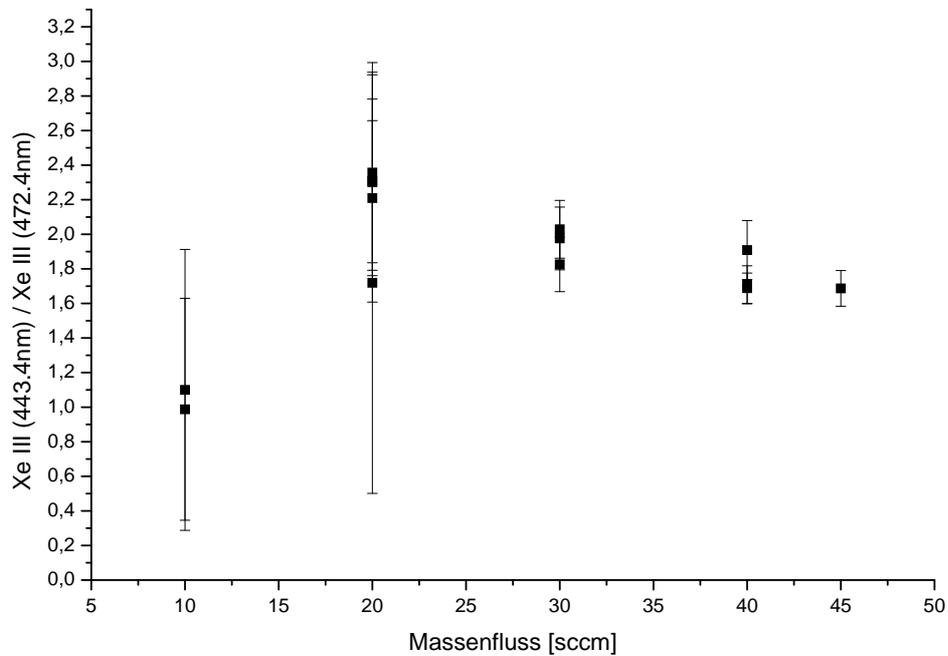


Abb. A.16: Intensitätsverhältnis einer Xe III-Linie mit der Xe III-Linie im betrachteten Doppelpeak (WL vgl. Graph) in den HEMP Spektren aus Tabelle 3.1, aufgetragen gegen den MF.

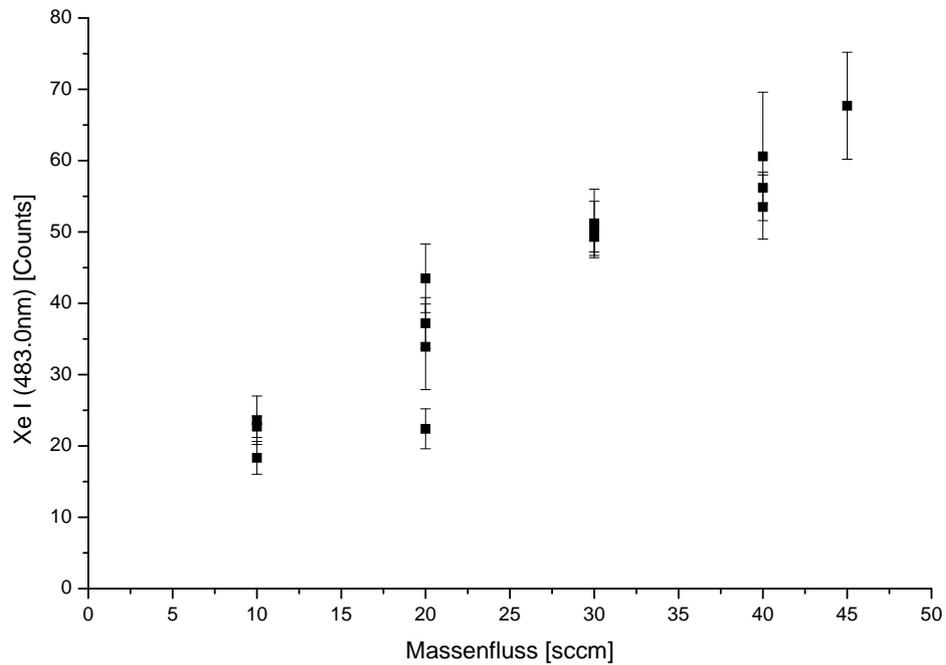


Abb. A.17: Intensität der angegebenen Xe I-Linie in den HEMP Spektren aus Tabelle 3.1, aufgetragen gegen den MF.

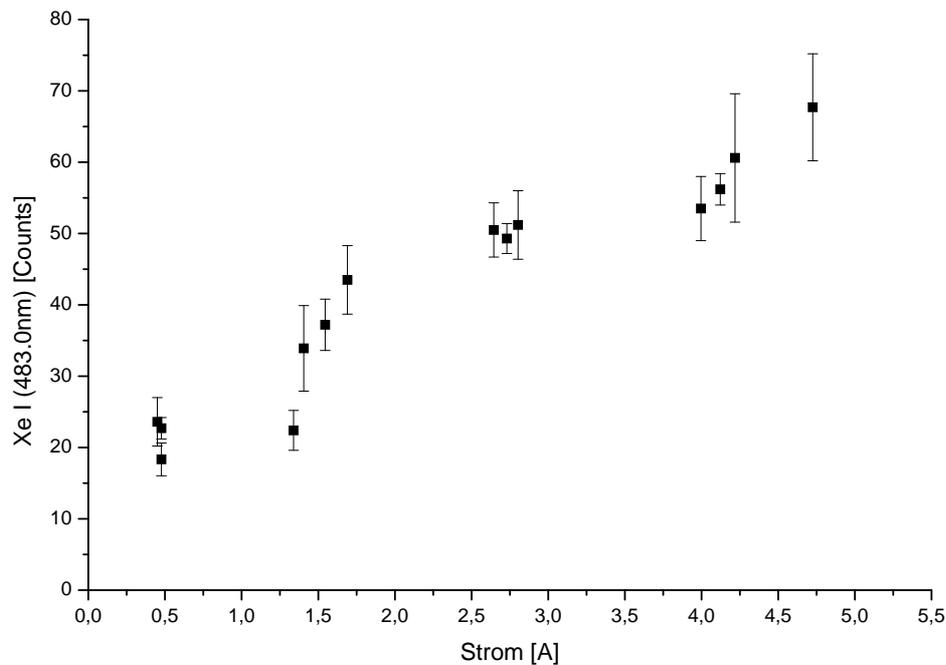


Abb. A.18: Intensität der angegebenen Xe I Linie in den HEMP Spektren aus Tabelle 3.1, aufgetragen gegen den Elektronenstrom.

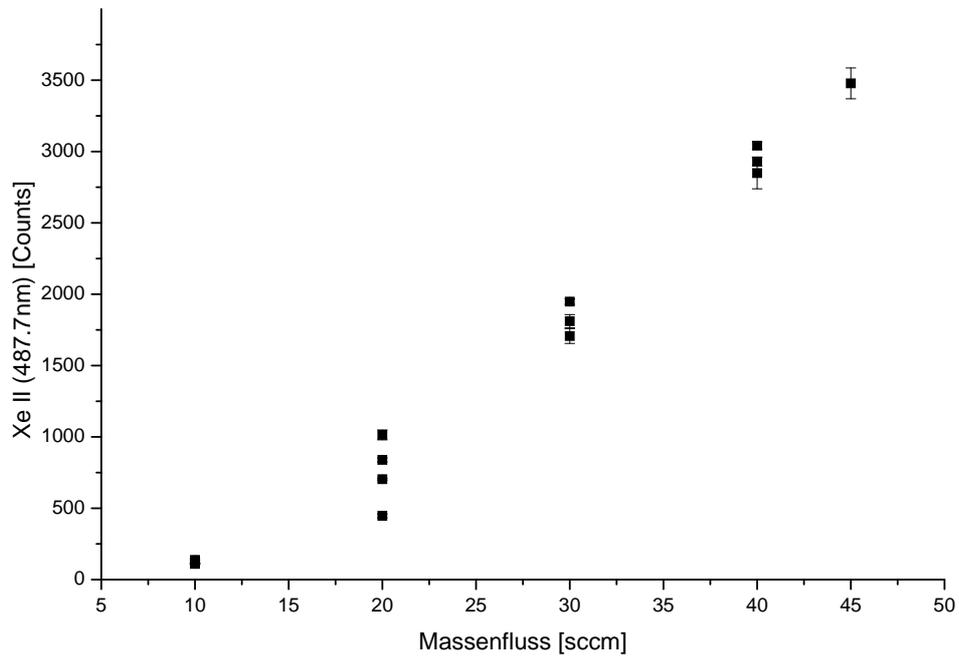


Abb. A.19: Intensität der angegebenen Xe II Linie in den HEMP Spektren aus Tabelle 3.1, aufgetragen gegen den MF.

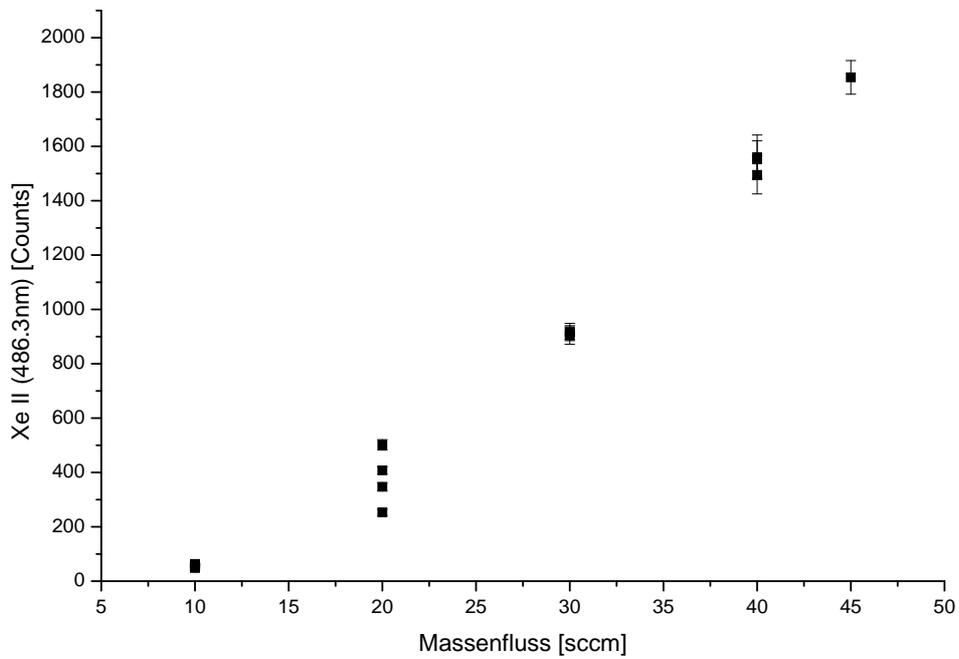


Abb. A.20: Intensität der angegebenen Xe II Linie in den HEMP Spektren aus Tabelle 3.1, aufgetragen gegen den MF.

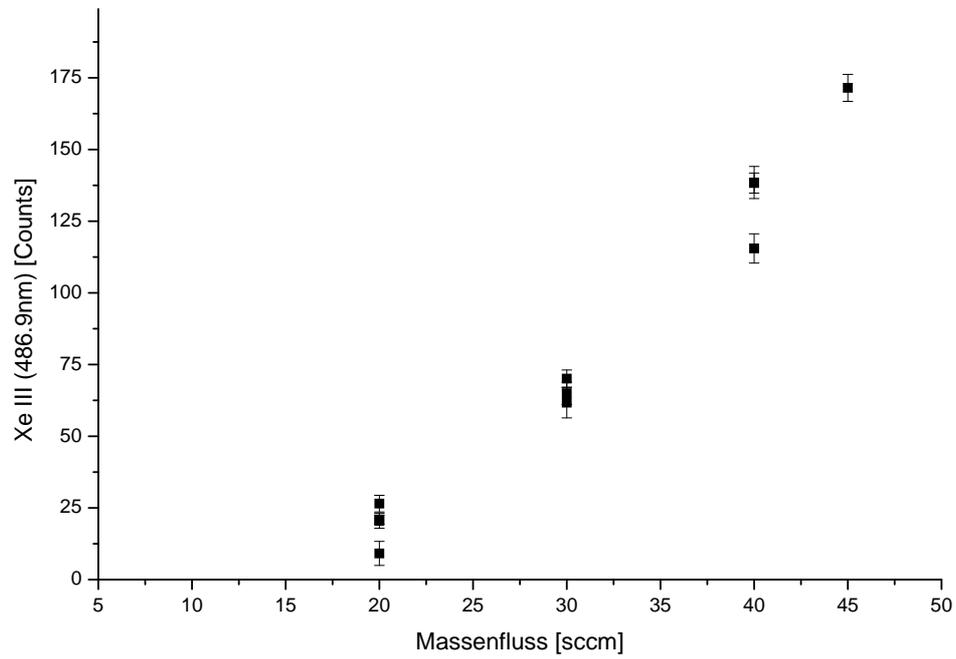


Abb. A.21: Intensität der angegebenen Xe III Linie in den HEMP Spektren aus Tabelle 3.1, aufgetragen gegen den MF.

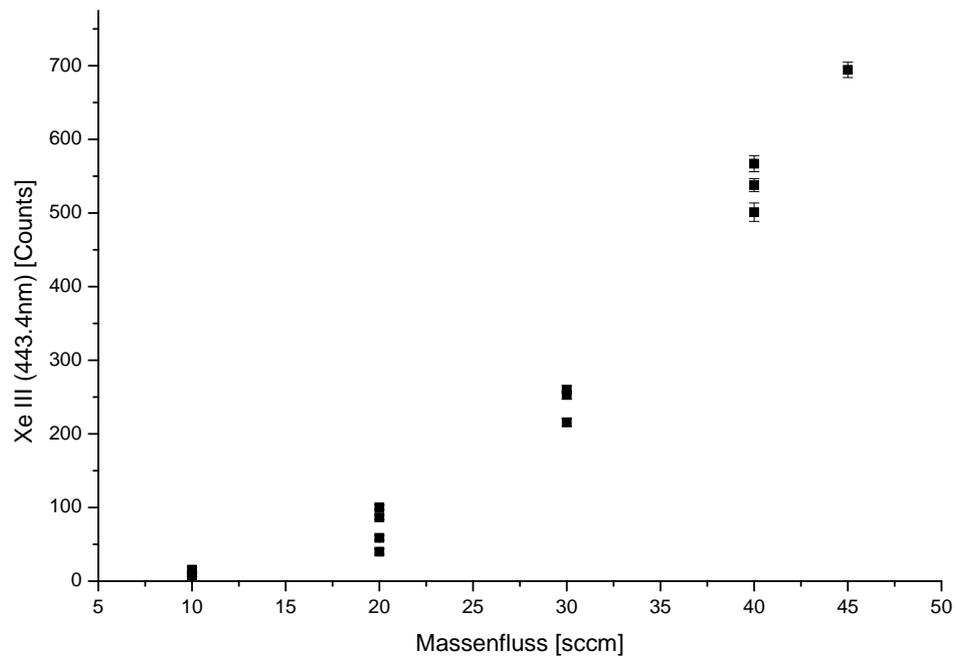


Abb. A.22: Intensität der angegebenen Xe III Linie in den HEMP Spektren aus Tabelle 3.1, aufgetragen gegen den MF.

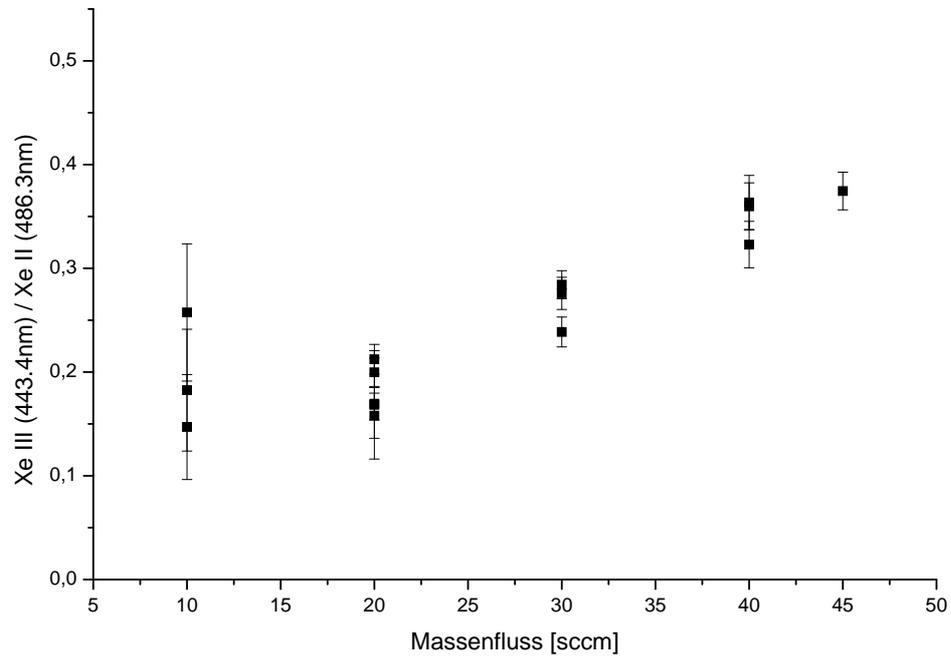


Abb. A.23: Intensitätsverhältnis der im Graphen genannten Xe III bzw. Xe II Linien zueinander in Bezug auf den MF.

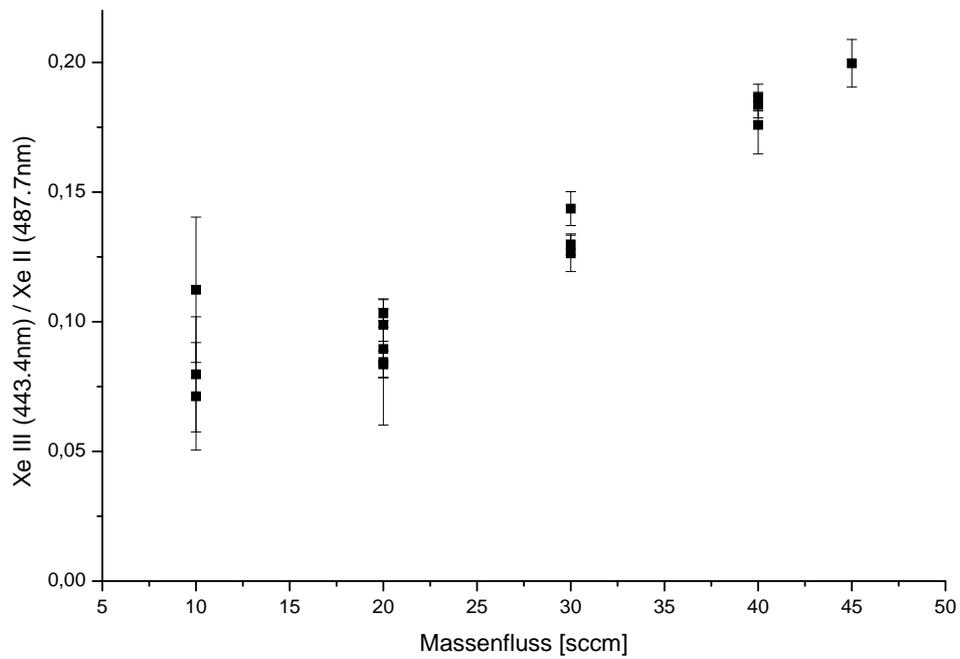


Abb. A.24: Intensitätsverhältnis der im Graphen genannten Xe III bzw. Xe II Linien zueinander in Bezug auf den MF.

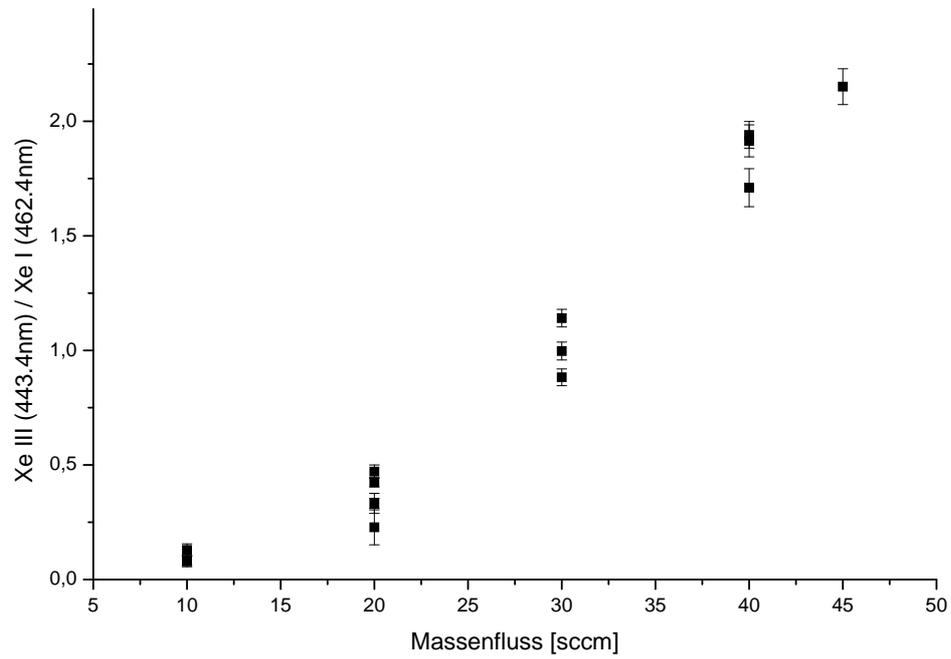


Abb. A.25: Intensitätsverhältnis der im Graphen genannten Xe III bzw. Xe I Linien zueinander in Bezug auf den MF.

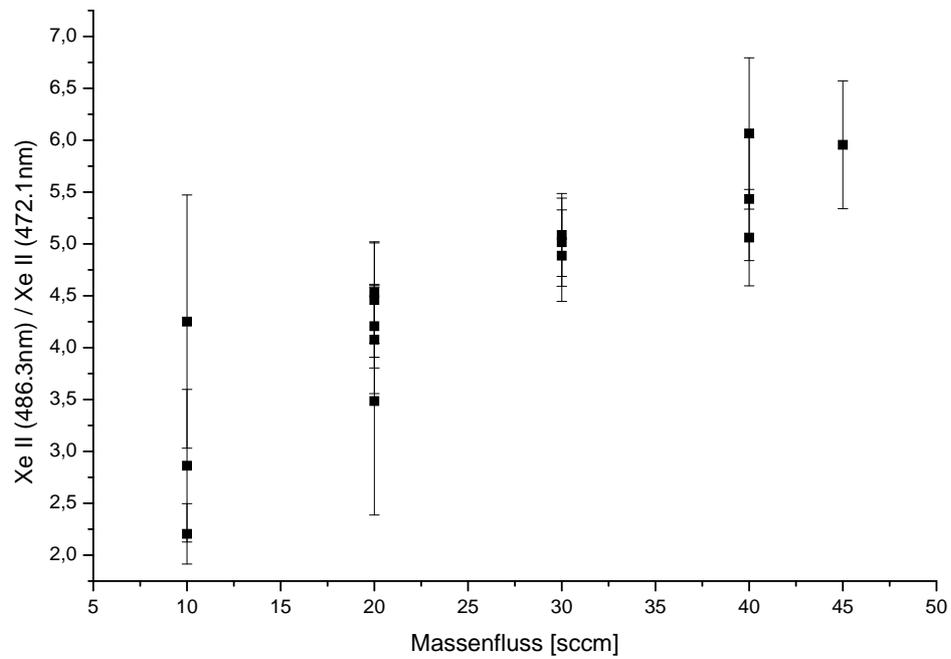


Abb. A.26: Intensitätsverhältnis der im Graphen genannten Xe II bzw. Xe I Linien zueinander in Bezug auf den MF.

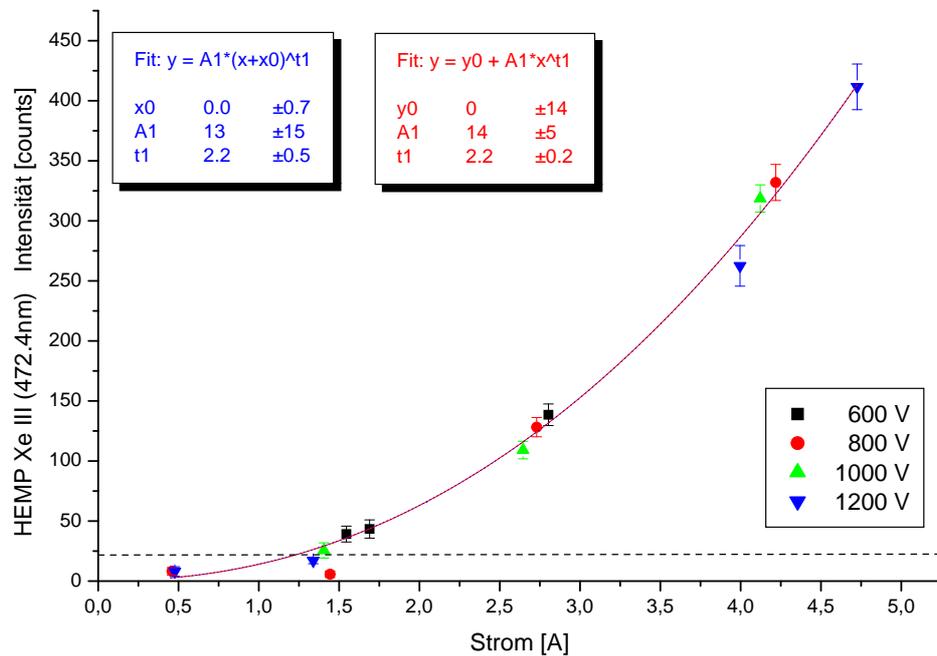


Abb. A.27: Intensität der Xe III-Linie bei 472.4nm aufgetragen gegen den Elektronenstrom. Für die Fits fanden nur die Datenpunkte oberhalb der gestrichelten Linie Verwendung.

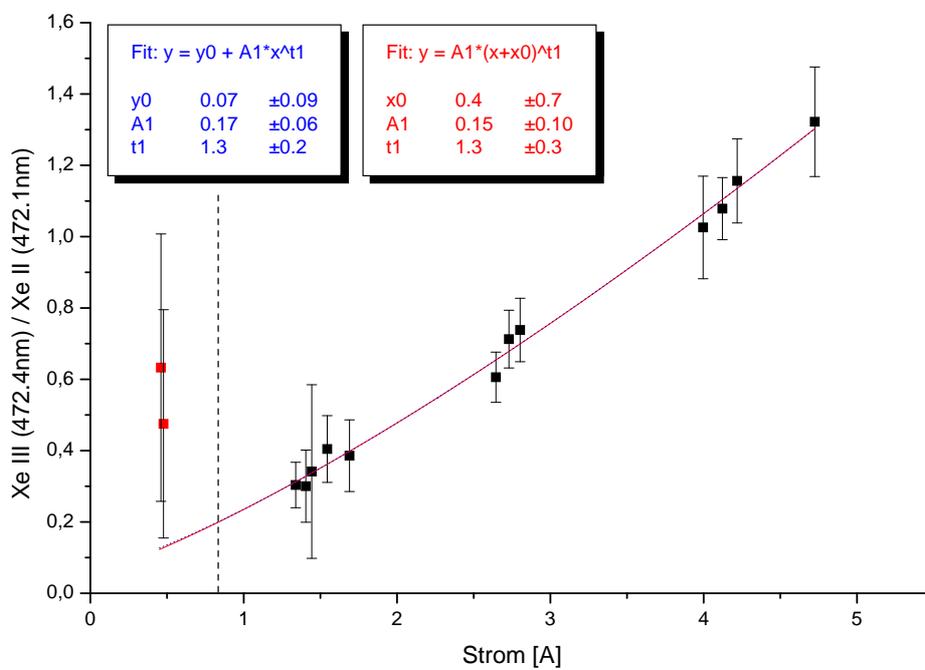


Abb. A.28: Das Verhältnis der Intensitäten der Xe III zu Xe II-Linien im Doppelpeak bei 472nm gegen den Elektronenstrom. Für die Fits fanden nur die Datenpunkte rechts der gestrichelten Linie Verwendung.

A.3 ANDOR Basic

Beispiel eines Programmes in ANDOR BASIC. Dieses Programm liefert eine Tabelle mit den Intensitätswerten zweier Linien, für 14 verwendete Tracks (ein Track je Glasfaser im Array) (2x14 Spalten). Verwendet wurde dieses Programm zur Auswertung der Intensitäten bei der ortsauflösenden Spektroskopie. Jede Zeile (a 2x14 Spalten) stellt dabei eine Mess-Position des Glasfaser-Arrays dar (Verschiebung entlang der X-Achse). Die mit diesem Programm gewonnenen Daten stellen die Grundlage für die Graphen der ortsauflösenden Spektroskopie dar. (Abb. 3.38 und 3.39)

```
rem -----Variablen definieren-----

rem Definieren der Lage der beiden Linien, Anfang-Ende:
peak1s=177 peak1e=186
peak2s=187 peak2e=195

rem rel. Transmissionskoeffizienten der 14 Glasfasern:
f1=1
f2=1.256349206
f3=1.085733882
f4=1.018989379
f5=1.038032787
f6=0.927629651
f7=1.228560341
f8=1.047997352
f9=0.981401116

f11=0.958232446
f12=1.313692946
f13=1.156740957
f14=0.888577042

rem Definieren des gewünschten Dateinamens:
input("filename .asc",file$)
file2$="E:\rit-test\" + file$
file$="E:\rit-test\" + file$ + ".asc"

?(file$) rem Ausgabe des Dateinamens im Ausgabefenster

rem Abspeichern des Dateiheders in File und Bildschirm
write(file$,"calibfakt", " ,f1,f2,f3,f4,f5,f6,f7,f8,f9, "--",
```

```

                                                                    f11,f12,f13,f14))
write(file$,("-----"))
?("calibfakt", "          ",f1,f2,f3,f4,f5,f6,f7,f8,f9,"--",f11,f12,f13
                                                                    ,f14)
?("-----")

j=0
while j<99 rem Programm soll solange laufen bis es abgebrochen wird

rem Aufnahme mit in der Andor-Software eingestellten
rem Parametern starten:
run()

input("Position [mm]",position$) rem Eingabe der aktuellen horiz.
                                rem Faserposition

filepos$=file2$+"_"+position$   rem Festlegen des Dateinamens für
                                rem die Spektren dieser Position

rem-----AUSWERTUNG-----
for j = 1 to 14                 rem Schleife zum Auswerten der 2x14
                                rem Linienintensitäten je Aufnahme

rem Int. von Peak1 bestimmen und Transmission der jeweiligen Faser
rem korrigieren:

sj1=carea(#0_sig(peak1s<<peak1e,j),peak1s,peak1e)
if j==1 then s1=f1*sj1
if j==2 then s2=f2*sj1
if j==3 then s3=f3*sj1
if j==4 then s4=f4*sj1
if j==5 then s5=f5*sj1
if j==6 then s6=f6*sj1
if j==7 then s7=f7*sj1
if j==8 then s8=f8*sj1
if j==9 then s9=f9*sj1
if j==11 then s11=f11*sj1
if j==12 then s12=f12*sj1
if j==13 then s13=f13*sj1
if j==14 then s14=f14*sj1
```

```
sj2=carea(#0_sig(peak2s<<peak2e,j),peak2s,peak2e)  rem Peak2
  if j==1 then t1=f1*sj2
  if j==2 then t2=f2*sj2
  if j==3 then t3=f3*sj2
  if j==4 then t4=f4*sj2
  if j==5 then t5=f5*sj2
  if j==6 then t6=f6*sj2
  if j==7 then t7=f7*sj2
  if j==8 then t8=f8*sj2
  if j==9 then t9=f9*sj2
  if j==11 then t11=f11*sj2
  if j==12 then t12=f12*sj2
  if j==13 then t13=f13*sj2
  if j==14 then t14=f14*sj2

next

s10=(s9+s11)*0.5  rem die Int. der defekten Faser #10 interpolieren
t10=(t9+t11)*0.5

rem -----ABSPEICHERN-----
rem Abspeichern und Darstellen der Intensitäten.

write(file$, (position$, " Peak1:", s1, s2, s3, s4, s5, s6, s7, s8, s9, s10, s11
, s12, s13, s14, " Peak2:", t1, t2, t3, t4, t5, t6, t7, t8, t9, t10,
t11, t12, t13, t14))

?(position$, " Peak1:", s1, s2, s3, s4, s5, s6, s7, s8, s9, s10, s11, s12, s13,
s14, " Peak2:", t1, t2, t3, t4, t5, t6, t7, t8, t9, t10, t11, t12, t13, t14)

save(#0, filepos$+".sif")          rem Spektren abspeichern
SaveAsciiXY(#0, filepos$+".asc")  rem Spektrum als ASCII abspeichern

wend

end
```

Erklärung

Hiermit versichere ich, dass ich die vorliegende Arbeit selbständig ausgeführt und keine anderen als die genannten Hilfsmittel benutzt habe.

Sebastian A. Meiß
Gießen, im Januar 2004