

BMBF-Verbundprojekt:
Energieeffiziente Hg-freie Hochdrucklampen

Schlussbericht zum Vorhaben:

Strahlung aus Molekülplasmen bei unterschiedlichen Betriebsweisen

Zuwendungsempfänger:
INP Greifswald, F.-L.-Jahn-Str. 19, 17489 Greifswald

BMBF-Förderkennzeichen:
13N8262

Laufzeit des Vorhabens:
01.03.2002 – 30.06.2005

Leitung des Vorhabens:
Dr. Heinz Schöpp, INP Greifswald

Mitarbeiter:
St. Franke, H. Heß, R. Methling, H. Schneidenbach

Greifswald, den 31.07.2006

Inhaltsverzeichnis

1	Aufgabenstellung	3
2	Voraussetzungen	3
3	Planung und Ablauf des Vorhabens	4
4	Stand von Wissenschaft und Technik	5
5	Zusammenarbeit mit anderen Stellen	6
6	Erzielte Ergebnisse	7
6.1	Auswahl von Hg-Ersatzkandidaten	7
6.1.1	Experimentelle Methoden	8
6.1.2	Hg-Vergleichslampe	10
6.1.3	Xe als Hg-Ersatz	14
6.1.4	All ₃ als Hg-Ersatz	16
6.1.5	Xe + All ₃ als Hg-Ersatz	18
6.1.6	Diskussion und Zusammenfassung	20
6.2	Modellierung von Hochdrucklampen	22
6.2.1	Modellierung von gepulsten Xe-Entladungen	22
6.2.2	Molekülstrahlung von Seltenen Erden	23
6.2.3	Untersuchungen zur Bandenstruktur des Kontinuums	27
6.2.4	Temperaturbestimmung aus optisch dicken Linien	29
6.3	Optimierung und Diskussion der Xe/All ₃ -Lampe	33
6.3.1	Variation des Elektrodenmessers	33
6.3.2	Variation des Brennermessers	34
6.3.3	Variation der Seltenerdiodide	35
6.3.4	Beiträge zum Kontinuum	37
6.3.5	Langzeitverhalten und Lebensdauer	38
6.3.6	Charakterisierung der optimierten Lampe	39
6.4	Zusammenfassung	41
7	Voraussichtlicher Nutzen der Ergebnisse	43
8	Fortschritt bei anderen Stellen	43
9	Veröffentlichungen im Rahmen des Vorhabens	43
10	Literaturverzeichnis	45

1 Aufgabenstellung

Im Verbundprojekt „Energieeffiziente Hg-freie Hochdrucklampen“ ging es um die Schaffung der Voraussetzungen für neuartige Lichtquellen, die sich durch besondere Umweltfreundlichkeit auszeichnen. Mit diesem Forschungsvorhaben sollte ein förderpolitischer Beitrag geleistet werden, damit die deutsche Lichtquellenindustrie ihre Spitzenposition in der Welt halten und ausbauen kann. Außerdem wird mit diesem Vorhaben dem gesellschaftlichen Interesse an umweltfreundlichen Technologien Rechnung getragen.

Die Aufgabe des Verbundprojekts wurde wie folgt beschrieben: „Das Hauptziel des Vorhabens besteht in der Eliminierung des umweltschädigenden Quecksilbers aus Hochdruck-Entladungslampen. Dabei sollten die anzustrebenden Alternativlösungen eine mit den Quecksilbersystemen mindestens vergleichbare Lichtausbeute haben, ohne dass andere Eigenschaften, wie etwa die Farbwiedergabe, Einbußen hinnehmen müssen.“ (Aus der Vorhabenbeschreibung Industrieverbund „Energieeffiziente Hg-freie Hochdrucklampen“, S. 2)

Im Teilvorhaben „Strahlung aus Molekülplasmen bei unterschiedlichen Betriebsweisen“ wurde als Projektziel des Teilvorhabens entsprechend festgelegt: „Es liegt mindestens eine Variante einer quecksilberfreien Hochdruck-Plasmalampe vor, die den herkömmlichen Lampen in ihren wichtigen Eigenschaften ebenbürtig oder sogar überlegen ist. Das gilt insbesondere für die Lichtausbeute.“ (Aus der Beschreibung des Teilvorhabens, S. 13)

Um dieses Ziel zu erreichen, mussten verschiedene Teilaufgaben bearbeitet werden:

1. Auswahl geeigneter Materialien zum Ersatz von Quecksilber
2. Optimierung der quecksilberfreien Lampe, d.h. Optimierung des Brenners, der Füllung und der Stromform
3. Lichttechnische Charakterisierung der optimierten Lampe und Vergleich mit kommerziellen Lampen
4. Theoretische Untersuchungen zur Lampenphysik, insbesondere zum Strahlungstransport, zur Molekülstrahlung und zur Temperaturbestimmung.

Als Ergebnis sollte das Labormuster einer Lampe vorliegen, welches das Wirkprinzip einer neuartigen quecksilberfreien Lampe demonstriert.

2 Voraussetzungen

Der organisatorische Rahmen des Teilvorhabens war das Verbundprojekt „Energieeffiziente Hg-freie Hochdrucklampen“, an dem sich die folgenden Partner beteiligten:

- Dr. H. Schöpp, Institut für Niedertemperatur-Plasmaphysik (INP), Greifswald
- Dr. L. Hitzschke, OSRAM GmbH, München
- Dr. M. Born, PHILIPS GmbH, Forschungslaboratorien Aachen

- Prof. Dr. D. Reiter, Institut für Plasmaphysik (IPP), Forschungszentrum Jülich
- Prof. Dr. K. Hilpert, Institut für Werkstoffe und Verfahren der Energieerzeugung (IWV2), Forschungszentrum Jülich
- Prof. Dr. D. Reiter, Institut für Laser- und Plasmaphysik (ILP), Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf

Projektträger war das VDI-Technologiezentrum Düsseldorf (Dr. R. Fellenberg, S. Dohmen). Das Projekt wurde von Dr. H. Heß vom INP Greifswald koordiniert. Die Mitglieder des Projektbeirats waren Dr. E. Arnold (Heraeus Noblelight, Hanau), Dr. A. Comberg (PHILIPS GmbH, Forschungslaboratorien Aachen), Dipl.-Phys. W. Eichelbrönnner (OSRAM GmbH, München) und Prof. Dr. H. Hofmann (Erco-Leuchten, Lüdenscheid).

Das Teilvorhaben des INP Greifswald wurde im Forschungsschwerpunkt Plasmaquellen bearbeitet. In diesem Forschungsschwerpunkt werden seit vielen Jahren Arbeiten zu Hochdruckentladungslampen durchgeführt, die in verschiedenen Projekten vom BMBF sowie von der DFG gefördert wurden.

3 Planung und Ablauf des Vorhabens

Das Verbundprojekt lief vom 1. März 2002 bis zum 28. Februar 2005. Bis zum 30. Juni 2005 konnte das Projekt des INP Greifswald auf Antrag zuwendungsneutral verlängert werden. Eine zuwendungsneutrale Verlängerung haben auch die Projekte von OSRAM/München und des IWV2/Jülich erhalten. Die Projektleitung im INP lag bei Dr. H. Schöpp. Während der Projektlaufzeit wurden 6 Projekttreffen, teilweise mit Beteiligung des Projektbeirats, durchgeführt. Ein Meilenstein im September 2003 gliederte das Projekt in zwei Phasen.

In der ersten Projekthälfte wurden verschiedene Ersatzkandidaten für Quecksilber getestet. Dazu mussten entsprechende Lampen von OSRAM/München gebaut und dem INP Greifswald zur Verfügung gestellt werden. Die Lampen wurden hinsichtlich ihrer lichttechnischen Parameter charakterisiert. Außerdem wurden Übersichtsspektren ausgewertet, Plasmatemperaturen bestimmt und elektrische Betriebsparameter festgehalten. Begleitend wurden Rechnungen zur Energiebilanz, zum Strahlungstransport und zur Emission von Molekülstrahlung durchgeführt.

In der zweiten Projekthälfte wurde die quecksilberfreie Lampe bzgl. ihrer lichttechnischen Eigenschaften optimiert. Dazu wurden Elektrodendurchmesser, Brennerdurchmesser und Füllung variiert. Diese Messungen waren sehr umfangreich und erforderten fortlaufend eine physikalische Interpretation der Ergebnisse, um den Optimierungsprozess gezielt voranzutreiben. Die theoretischen Arbeiten widmeten sich in dieser Projekthälfte überwiegend der verbesserten Beschreibung der Molekülstrahlung sowie den Methoden zur Temperaturbestimmung aus optisch dicken, selbstumgekehrten Linien.

4 Stand von Wissenschaft und Technik

Unter dem Eindruck von in absehbarer Zeit bevorstehenden Gesetzen zum Umweltschutz, die u.a. auch Quecksilberfüllungen von Plasmalampen betreffen könnten, wird in den Forschungsabteilungen der Lichtquellenindustrie und anderer einschlägiger Institutionen in jüngerer Zeit verstärkt an dem Ersatz von Quecksilber durch andere, weniger schädliche Substanzen gearbeitet [1, 2, 3, 4, 5]. Naheliegend ist z.B. der Ersatz durch Zink [1, 2], das in der gleichen Spalte des Periodischen Systems der Elemente steht. Zink hat jedoch eine deutlich größere elektrische Leitfähigkeit als Quecksilber (ca. um eine Größenordnung bei relevanten Temperaturen; s.a. [6]), und auch die thermische Leitfähigkeit ist größer. Ferner ist auch der Dampfdruck von Zink kleiner als der von Quecksilber. Dies sind alles Faktoren, die dazu führen, dass der einfache Ersatz von Quecksilber durch Zink mit einer Abnahme der Lichtausbeute verbunden ist. Die elektrische Leistung muss mit einem höheren Strom erbracht werden, die Verluste durch Wärmeleitung sind größer, und der sich einstellende Arbeitsdruck ist geringer [7]. Dem Dampfdruckproblem kann noch am einfachsten abgeholfen werden, indem man Keramikgefäße anstelle von Quarz verwendet, die eine höhere Wandtemperatur gestatten.

Die herausragenden Eigenschaften von Quecksilber werden auch durch andere Metalle nicht erreicht. So haben z.B. die Alkalien – wie Quecksilber – eine geringe Verdampfungsenthalpie, aber ihre Leitfähigkeit ist mindestens um das Fünffache höher. Hingegen weisen einige Seltene Erden geringe elektrische Leitfähigkeiten auf, die mit der von Quecksilber vergleichbar sind. Ihre Verdampfungsenthalpien sind jedoch um einen Faktor 3 (Yb) bis 7 (Lu) höher. Allerdings sind für die Dampfdrücke der „strahlenden“ Spezies nicht die Dampfdrücke der reinen Metalle maßgeblich. Die damit erreichbaren Teilchenkonzentrationen wären viel zu niedrig. Man setzt stattdessen Verbindungen (Halogenide) ein, die oft einen sehr viel höheren Dampfdruck haben als die beteiligten Elemente. Auch für das „Ersatz“-Element (das nicht strahlen muss), könnte eine geeignete Verbindung zu einem höheren Dampfdruck führen, wobei Komplexe solcher Verbindungen häufig einen noch wesentlich höheren Dampfdruck haben können als die Ausgangsverbindungen [8, 9, 10].

Um die naturgegebenen Defizite auszugleichen, die sich aus dem Ersatz des Quecksilbers ergeben, sollten die Lampen nicht mit dem konventionellen Wechselstrom (50 Hz oder höher) sondern mit periodischen Impulsen betrieben werden. Auf diese Weise lässt sich, wie lange bekannt ist, Lichtausbeute und Farbwiedergabe modifizieren. Beginnend in den dreißiger Jahren des vorigen Jahrhunderts gab es eine Reihe entsprechender Versuche. Die Bemühungen konzentrierten sich zunächst auf die Hochdruck-Natriumlampen, die zwar eine hohe Lichtausbeute hatten, jedoch unter einer relativ niedrigen Farbtemperatur und einer schlechten Farbwiedergabe litten. Um diese Nachteile zu überwinden, wurde ein Impulsbetrieb vorgeschlagen mit Pulswiederholungsraten, die typisch bei einigen 100 Hz lagen, wobei das Tastverhältnis etwa 10 % betrug [11, 12, 13, 14, 15, 16]. Diese Betriebsweise führte zu einer Zunahme der Emission im blauen und grünen Spektralbereich, während die Intensität der gelben Natrium-D-Linie abnahm. Die dadurch verursachte (gewünschte) Zunahme der Farbtemperatur und der Farbwiedergabe geht leider auf Kosten der Lichtausbeute. Die gefundenen Effekte wurden durch zeitaufgelöste spektroskopische und Temperaturmessungen gesichert [14] so-

wie durch Modellrechnungen analysiert [11].

Es gab mehrere Versuche, den Intensitätsgewinn im Blauen durch Variation von Pulsdauer, Pulshöhe und Tastverhältnis zu optimieren [12, 16]. Bei der Wahl der Impulsfrequenz spielte die Anregung von akustischen Resonanzen bzw. deren Vermeidung eine Rolle [17]. Bei Vorversuchen in Quecksilber-Entladungen war es uns bei bestimmten Impulsregimen gelungen, eine Zunahme der Lichtausbeute zu erzielen. Über den Betrieb von Metallhalogenidlampen mit Impulsen ist uns bisher nichts bekannt geworden.

Eine vollständige Liste der verwendeten Literatur ist im Literaturverzeichnis am Ende dieses Berichts zu finden.

5 Zusammenarbeit mit anderen Stellen

Im Verlauf des Projekts gab es eine enge Zusammenarbeit mit den Partnern im Verbund, die sich unter anderem in insgesamt 6 Verbundtreffen ausdrückte. Während PHILIPS seine Anstrengungen auf Keramiklampen konzentrierte, arbeiteten OSRAM/München und das INP Greifswald mit Quarzlampen. Es fanden zusätzlich zu den Verbundtreffen mehrere bilaterale Projekttreffen mit OSRAM/München statt. OSRAM/München fertigte zahlreiche Lampen, die im INP Greifswald untersucht wurden. Außerdem lieferte OSRAM/München Zusammensetzungsrechnungen für Energiebilanz- und Strahlungstransportrechnungen, die im INP Greifswald bearbeitet wurden. Die Ergebnisse des INP Greifswald flossen in die Arbeit bei OSRAM/München mit ein und umgekehrt. Das ILP Düsseldorf stellte den Verbundpartnern die gewonnenen atomaren Daten zur Verfügung, und das IWW2 Jülich hat für den Verbund Daten zur Korrosion und zu Dampfdrücken interessanter chemischer Verbindungen bereitgestellt.

6 Erzielte Ergebnisse

In der Beschreibung des Teilvorhabens „Strahlung aus Molekülplasmen bei unterschiedlichen Betriebsweisen“ im Industrieverbund „Energieeffiziente Hg-freie Hochdrucklampen“ wurde als Projektziel des Teilvorhabens festgelegt: „Es liegt mindestens eine Variante einer quecksilberfreien Hochdruck-Plasmalampe vor, die den herkömmlichen Lampen in ihren wichtigen Eigenschaften ebenbürtig oder sogar überlegen ist. Das gilt insbesondere für die Lichtausbeute.“ (Aus der Beschreibung des Teilvorhabens, S. 13)

Dieses Ziel wurde erreicht. Dazu wurde eine Lampe mit den Füllbestandteilen Xe, AlI_3 , TlI und TmI_3 in einem optimierten Quarzbrenner und mit einer geeigneten Stromform betrieben. Die Lichtausbeute erreicht bei 150 W Leistungsumsatz mehr als 100 lm/W. Die Farbwiedergabe beträgt etwa 80. Die Lumenmaintenance entwickelt sich über mehr als 2000 h befriedigend.

Wichtige Ergebnisse auf dem Weg zu dieser Lampe werden im folgenden dargestellt. Im ersten Abschnitt wird die Auswahl der Quecksilber-Ersatzkandidaten behandelt, die schließlich zum kombinierten Einsatz von Xe und AlI_3 führte. Abschnitt 2 stellt wesentliche Ergebnisse der Modellierung von Hochdrucklampen dar, die im Rahmen des Projekts erzielt wurden. Dazu gehört insbesondere die Beschreibung der Molekülstrahlung, der eine tragende Rolle in der Xe/ AlI_3 -Lampe zukommt. Außerdem wurden wichtige Beiträge zur Temperaturbestimmung aus selbstumgekehrten Linien geleistet. Die theoretische Begleitung der experimentellen Arbeiten hat zu jedem Zeitpunkt des Projekts zu einem erfolgreichen Verlauf beigetragen. Abschnitt 3 widmet sich der Optimierung der quecksilberfreien Lampe. Dazu wurden verschiedene Parameter variiert. Im vierten Abschnitt werden schließlich die Ergebnisse zum Langzeitverhalten und zur Lebensdauer dargestellt. Der letzte Abschnitt dient einer zusammenfassenden Charakterisierung der entwickelten Lampe.

6.1 Auswahl von Hg-Ersatzkandidaten

Für den Ersatz von Quecksilber kamen nach ersten Vorüberlegungen zunächst Xe und AlI_3 in die engere Wahl. Die Kandidaten wurden zuerst einzeln und später in Kombination getestet.

Da sich das Interesse des industriellen Partners auf kleinere Leistungsklassen konzentriert, wurden 150 W Brennertypen untersucht (HQI-TS 150 W/NDL, Brennerwand und Hüllkolben aus Quarzglas, Innendurchmesser 12.2 mm, Elektrodenabstand 18 mm). Dieser Brenner ist auf den Einsatz mit einer Hg-haltigen Füllung optimiert und hat ein Aspektverhältnis von ca. 1.5 (Elektrodenabstand zu Innendurchmesser). Im Gegensatz dazu weisen die 250 W Brennertypen (HQI-TS 250 W/NDL, Innendurchmesser 15.4 mm, Elektrodenabstand 28 mm) ein Aspektverhältnis von ca. 1.9 auf. Das heißt, die 150 W Brenner haben einen vergleichsweise großen Durchmesser. Das ist für den Einsatz von Hg-Ersatzkandidaten nicht vorteilhaft, da sie tendenziell schlechtere Eigenschaften bezüglich ihrer Verdampfung bzw. als Spannungsbildner haben. Es werden daher Brenner mit einem Innendurchmesser von 9.9 mm und einem Elektrodenabstand von 18 mm verwendet. Sie haben damit ein Aspektverhältnis, das mit den 250 W Brennertypen vergleichbar ist. Alle Lampen wurden bei OSRAM/München gefertigt und dem INP Greifswald für die Untersuchungen zur Verfügung gestellt.

Lichtausbeute, Farbwiedergabe und andere Größen der Hg-freien Lampen wurden für die beschriebene Brennergeometrie (Innendurchmesser 9.9 mm, Elektrodenabstand 18 mm) mit einem Hg-haltigen Pendant verglichen. Dieses Pendant hat einen identischen Brenner (mit 9.9 mm Innendurchmesser und 18 mm Elektrodenabstand) und ist identisch in den Füllbestandteilen mit Ausnahme von Hg. Das Quecksilber ist in einer definierten Menge (6 mg) eingefüllt, die eine vollständige Verdampfung gewährleistet und zur Einstellung eines Hg-Partialdrucks führen soll, der dem Hg-Partialdruck in einer kommerziellen Lampe entspricht. Das Hg-haltige Pendant wird im Folgenden mit Hg-Vergleichslampe bezeichnet. Außerdem wird als kommerzieller Standard die Lampe mit der Typenbezeichnung „OSRAM Powerstar HQI-TS 150 W/NDL UVS“ zum Vergleich herangezogen. Da das Entladungsvolumen der verwendeten Brenner kleiner ist als bei dieser kommerziellen Lampe und die Leistungen voraussichtlich kleiner 150 W sein werden, wird zusätzlich die Lampe „OSRAM Powerstar HQI-TS 70 W/NDL UVS“ für Vergleiche verwendet.

Neben den Materialien, die Hg ersetzen sollen, enthalten alle von OSRAM für das INP angefertigten Lampen TII und TmI_3 in einer Menge, die einen gesättigten Dampf garantiert. Damit kann anhand der Strahlung von Tl und Tm abgeschätzt werden, wie stark die Leuchtzusätze durch das jeweilige Plasma verdampft werden. Der Hg-Vergleichslampe steht nicht mehr Material an Leuchtzusätzen zur Verfügung als den Hg-freien Lampen. In Abhängigkeit von dem räumlichen Verlauf der Temperatur, wird entsprechend mehr oder weniger Material verdampft und im Plasmavolumen zur Strahlung angeregt.

6.1.1 Experimentelle Methoden

Elektrische Messungen: Die Messungen von Strom- und Spannungsverlauf sowie die visuelle Beobachtung des Entladungsplasmas erlauben Aussagen zu Eigenschaften der Lampen, wie z.B. Spannungsbedarf, Leistungsaufnahme, Wiederzündspitzen und Bogenansatz.

Da es sich um Brennerkörper handelt, die den kommerzieller HQI-TS 150W/NDL Lampen sehr ähnlich sind, sollte eine Leistungsaufnahme von 150 W nicht wesentlich überschritten werden. Der Elektrodendurchmesser begrenzt zudem den Strom. Elektroden mit einem Durchmesser von 0.5 mm dürfen nicht dauerhaft mit mehr als ca. 1.8 A und 0.7 mm starke Elektroden dürfen nicht dauerhaft über ca. 3.6 A belastet werden.

Für den Betrieb der Lampen wird entweder ein Trenntransformator eingesetzt oder ein Leistungsverstärker. Der Trenntransformator stellt Spannungen bis 1000 V und Ströme bis 5 A bereit. Zur Stromstabilisierung werden handelsübliche Vorschalt-drosseln in Reihe mit der zu untersuchenden Lampe geschaltet. Die Drosseln sind so bemessen, dass die maximale Strombelastung der Elektroden nicht überschritten wird. Damit kann im 50 Hz Sinus-Betrieb genügend Spannung bereitgestellt werden, um Wiederzündspitzen zu überwinden. Wird der Leistungsverstärker eingesetzt, kann auf die Vorschalt-drosseln verzichtet werden. Über einen Waveform-Generator können beliebige Stromformen in die Stromquelle eingespeist werden.

Die Messung von Strom und Spannung erfolgt mit einem Tektronix-Oszilloskop (10 bit Auflösung) mittels Stromzange und differentielltem Hochspannungstastkopf oder über die Monitorausgänge für Strom und Spannung der Stromquelle.

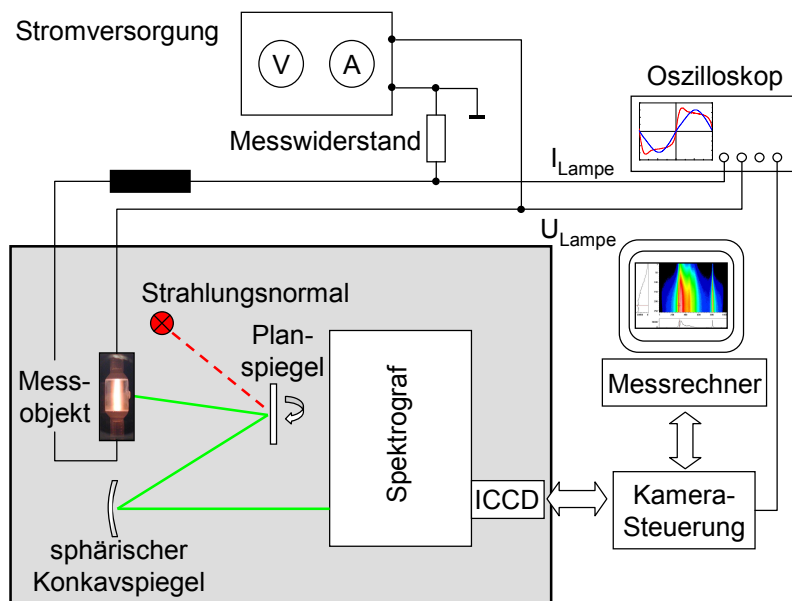


Abbildung 1: Prinzipskizze des Versuchsaufbaus für spektroskopische Untersuchungen.

Übersichtsspektren: Eine schematische Darstellung der Messanordnung ist in Abb. 1 gegeben. Der Lampe wird durch die Stromversorgung eine Leistung zugeführt. Die elektrischen Parameter werden aufgezeichnet. Als Stromversorgung wird in der Regel der Leistungsverstärker verwendet. Reicht die bereitgestellte Spannung für die Zündung nicht aus, kommt der Trenntransformator zum Einsatz.

Die senkrecht brennende Lampe wird über eine Spiegelanordnung um 90° gedreht auf den Eintrittsspalt des Spektrographen im Verhältnis 1:1 abgebildet. Die Übersichtsspektren werden an einem 0.5 m-Spektrograph (Acton 500) mit einem 300/mm geritzten Gitter im Spektralbereich von 250 nm bis 850 nm gemessen. Die spektrale Auflösung beträgt 0.16 nm. Die Aufzeichnung der Spektren wird mittels intensivierter CCD-Kamera (ICCD-Kamera) realisiert.

Die Übersichtsspektren dienen der Linienidentifizierung und einer Einschätzung der Untergrundstrahlung sowie der Auswahl von Linien für die Bestimmung von Partialdrücken. Dazu wird die Side-on-Intensität der Strahlung in der Nähe der radialen und axialen Mitte des Bogenplasmas ausgewertet.

Temperaturen und Partialdrücke: Während für die Messung von Übersichtsspektren ein Spektrograph geringerer Auflösung verwendet wird, kommt für die Bestimmung von Temperaturen und Partialdrücken ein hochauflösender 0.75 m-Spektrograph mit einem 1800/mm geritzten Gitter (Proscan Solar MSE 7504) und einer Auflösung von ca. 0.03 nm zum Einsatz.

Zur Bestimmung absoluter radialer Temperaturverläufe wird die Tl-Linie bei 535 nm verwendet, welche bei allen untersuchten Lampen in Selbstumkehr vorliegt. Diese muss zunächst bezüglich des Apparateprofils entfaltet werden. Anschließend wird das iterierte Bartels-Verfahren [18] – zur Berücksichtigung einer Abweichung vom parabolischen Temperaturverlauf – auf die Linie angewendet.

In Abhängigkeit von der Lampenfüllung können aus weiteren, optisch dünnen Linien

Emissionskoeffizienten und damit Partialdrücke bestimmt werden. Die optische Tiefe wird mit Selbstabsorptionsmessungen überprüft.

Lichtausbeute und Farbwiedergabe: Der Versuchsaufbau besteht aus einem Leistungsverstärker, der bis zu 800 V und bis zu 30 A liefert, und von einem Waveform-Generator angesteuert wird. Mit dem Waveform-Generator lassen sich bezüglich Frequenz und Modulation beliebige Stromformen generieren. Strom und Spannung werden mit einem Präzisionswandler des Verstärkers bzw. mit einem differentiellen Hochspannungstastkopf gemessen und mit einem Tektronix-Oszilloskop aufgezeichnet.

Die Messung des Lichtstroms wird mittels Ulbrichtkugel (1.5 m Durchmesser) durchgeführt, an die ein kalibriertes Photometer der Firma Lichtmesstechnik (LMT) Berlin angeschlossen ist. Für die Bestimmung der Farbwiedergabe wird ein an die Kugel angebrachtes Spektrometer der Firma American Holographic Inc. (360 nm – 740 nm) benutzt. In der zweiten Projekthälfte wurde das vorhandene Gerät durch ein Spektrometer der Firma StellarNet Inc. ersetzt (EPP2000-UVN), das einen größeren Spektralbereich erfasst (200 nm – 1100 nm). Die Bestimmung der lichttechnischen Daten erfolgte durch eine Software der Firma LITEC (Greifswald) bzw. durch ein eigenes Programm mit erweitertem Funktionsumfang.

6.1.2 Hg-Vergleichslampe

Die Hg-Vergleichslampe muss weder die Leistungsmerkmale kommerzieller Lampen erreichen, noch müssen die Hg-freien Lampen der Hg-Vergleichslampe in allen Eigenschaften ähneln. Die Hg-Vergleichslampe liefert lediglich einen Anhaltspunkt für die Wirkung von Hg im Zusammenspiel mit den Füllbestandteilen TII und TmI₃ in einem bestimmten Brennerkörper.

In Abb. 2 sind steckbriefartig wichtige Kenngrößen der Hg-Vergleichslampe dargestellt. Abbildung 2(a) stellt Strom- und Spannungsverlauf einer Hg-Vergleichslampe mit einem Elektrodendurchmesser $d_E = 0.5$ mm im 50 Hz Sinus-Betrieb dar. Bei einem Strom $I_{\text{RMS}} = 1.8$ A hat die Lampe einen Spannungsbedarf von $U_{\text{RMS}} = 52$ V. Die mittlere Leistung beträgt 88 W, und die Achsentemperatur erreicht einen Wert von 5800 K (Abb. 2(b)), wobei das radiale Temperaturprofil sehr breit ist, was für einen geringen Verdampfungsgrad der Seltenen Erde spricht. Daher kann für diese Lampe auch kein Tm-Partialdruck angegeben werden. Der Hg-Partialdruck erreicht 5 bar und der Tl-Partialdruck 11 mbar.

In Abb. 2 sind außer dem Übersichtsspektrum auch Werte für Lichtausbeute ($\Phi/P = 46$ lm/W) und Farbwiedergabe ($R_a = 50$) bei 1.8 A zu finden. Die letzten beiden Abbildungen vervollständigen den Steckbrief der Hg-Vergleichslampe mit der Stromabhängigkeit von Lichtausbeute (Abb. 2(d)) und Farbwiedergabe (Abb. 2(e)) für zwei Lampen, die sich nur in dem Elektrodendurchmesser unterscheiden. Man erkennt, dass die Lampe mit den dickeren Elektroden ($d_E = 0.7$ mm) mit zunehmendem Strom deutlich größere Lichtausbeuten erreicht. Allerdings stellen sich hier beim gleichen Strom signifikant größere Leistungen ein, als in der Lampe mit den dünneren Elektroden. Die Ursachen, die zu unterschiedlichen Leistungen bei gleichen Strömen führen können, sind vielfältig. Neben fertigungsbedingten Toleranzen in Geometrie und Füllung weisen Lampen mit dicken Elektroden bei kleinen Strömen < 2 A grundsätzlich

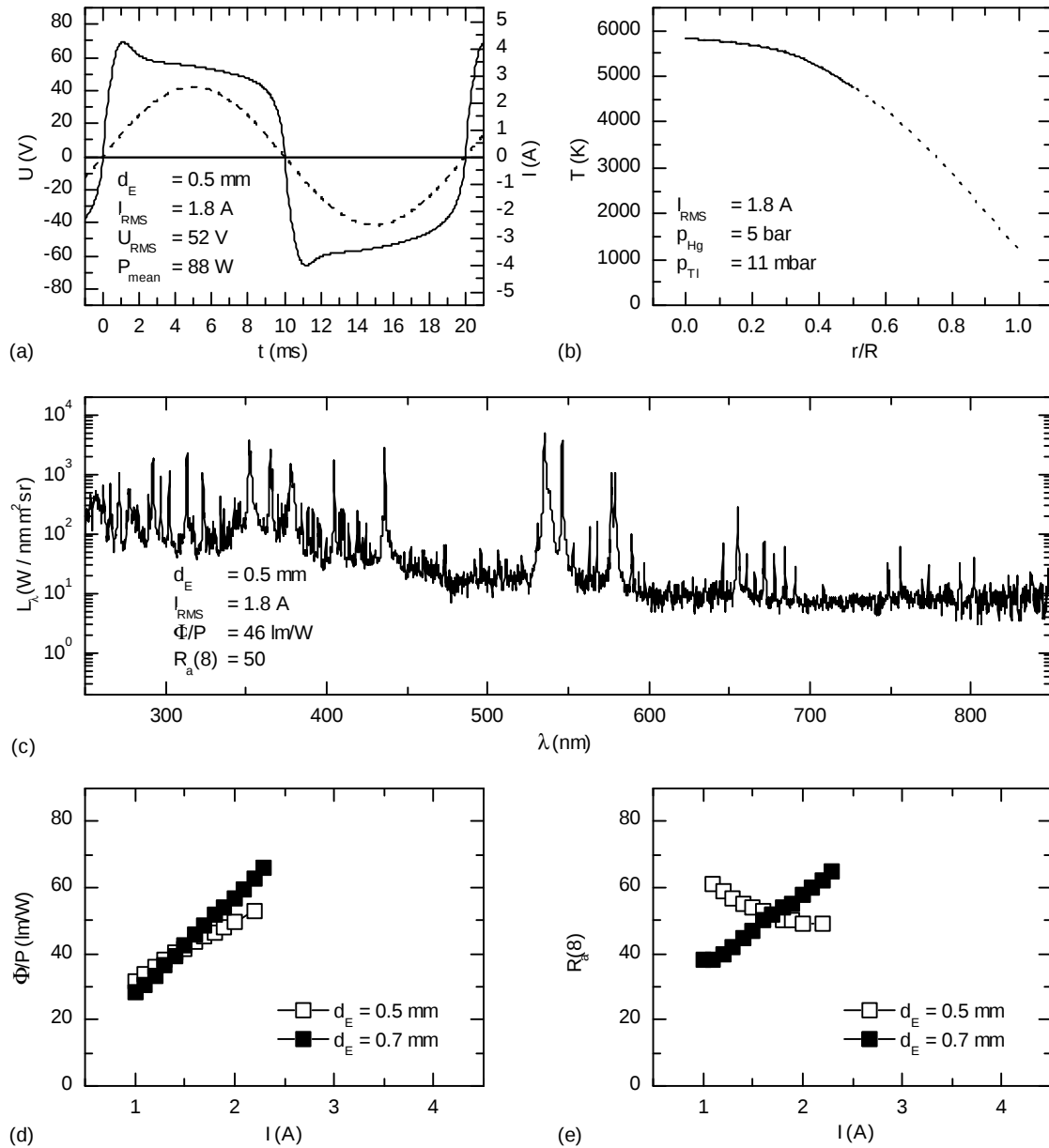


Abbildung 2: Steckbrief der Hg-Vergleichslampe, Elektroden­durchmesser $d_E = 0.5$ mm. (a) Strom- und Spannungsverlauf, (b) Radiales Temperaturprofil und Partialdrücke, (c) Übersichtsspektrum, (d) Lichtausbeute, (e) Farbwiedergabe.

einen Spotansatz auf, der mit dem bloßen Auge zu erkennen ist. Ein Spotansatz führt zu einer Absenkung der Brennspannung. Gleichzeitig neigen die Bögen mit Spotansatz zu einer Auslenkung. Damit wird die Bogensäule länger und der Spannungsbedarf steigt. Offensichtlich sind gegenläufige Effekte am Werk. Dies wird durch die Beobachtung unterstützt, dass es Lampen gibt, bei denen dickere Elektroden zu kleineren Leistungen führen (vgl. AlI_3 als Hg-Ersatz Abb. 7(d)). Hier scheint es keine Systematik zu geben. Trägt man jedoch die Lichtausbeute über der mittleren Leistung auf, so stellt man fest, dass Lampen mit dickeren Elektroden bei der gleichen Leistung in der Regel kleinere Lichtausbeuten erreichen (s. Abb. 11). Dieses Ergebnis wird weiter unten diskutiert. Im Fall der Hg-Vergleichslampe mit 0.7 mm-Elektroden können keine Ströme über 2.5 A angewendet werden, da bereits bei 2.3 A eine Leistung von über 160 W erreicht wird und die Gefahr besteht, dass bei noch größeren Leistungen die Lampe thermisch zerstört wird.

Die Farbwiedergabe (Abb. 2(e)) bleibt – wie nicht anders zu erwarten – deutlich hinter den Werten der kommerziellen Lampen zurück. Der Brenner mit 0.7 mm-Elektroden zeigt eine zunehmend bessere Farbwiedergabe bei größeren Strömen. Dies ist zweifelsfrei auf eine zunehmende Verdampfung der Leuchtzusätze zurückzuführen. Während bei kleinen Strömen Tl mit seiner Linie bei 535 nm das Spektrum dominiert, beteiligt sich Tm mit zunehmender Leistung immer stärker an der Lichtproduktion. Von besonderer Bedeutung ist dabei das TmI-Kontinuum (s. Abschnitt 6.2.2 auf Seite 23 und [19]).

Neben der Hg-Vergleichslampe sollen in diesem Abschnitt auch die Eigenschaften der untersuchten kommerziellen Lampen in aller Kürze dargestellt werden. Abbildung 3 fasst die Steckbriefe für die Lampen HQI-TS 70W/NDL (blau) und HQI-TS 150W/NDL (rot) zusammen. Als Referenz sind die Kurven für die Hg-Vergleichslampe (schwarz) eingetragen. Die kommerziellen Lampen müssen bei Strömen von 1 A bzw. 2 A betrieben werden, um die nominellen Leistungen von 70 W bzw. 150 W zu erreichen. In den Übersichtsspektren treten die Unterschiede zur Hg-Vergleichslampe am deutlichsten zu Tage. Zum einen erkennt man ein starkes Kontinuum, das zu einem großen Teil auf die Molekülstrahlung der Seltenen Erden zurückzuführen ist. Außerdem sind starke Na-Linien um die 589 nm und 819 nm zu erkennen, die auf das Temperaturprofil bzw. auf die Farbwiedergabe Einfluss nehmen. Die Lichtausbeute beträgt bei beiden Lampen ca. 80 lm/W und die Farbwiedergabe erreicht Werte zwischen 78 und 88. Partialdrücke können für Hg (8.1 bzw. 5.3 bar), Tl (14 bzw. 41 mbar) und Tm (18 bzw. 34 mbar) angegeben werden. Die Hg-Füllmenge sollte für die Hg-Vergleichslampe so bemessen sein, dass sich ein Hg-Partialdruck einstellt, der mit dem Partialdruck in der HQI-TS 150W/NDL vergleichbar ist. Das kann mit dieser Messung bestätigt werden. Trotzdem wird in den kommerziellen Lampen erheblich mehr Tl und Tm verdampft als in der Hg-Vergleichslampe. Eine mögliche Ursache liegt in der Bildung von Komplexen der Füllbestandteile (z.B. von TmI_3 mit NaI) in den kommerziellen Lampen.

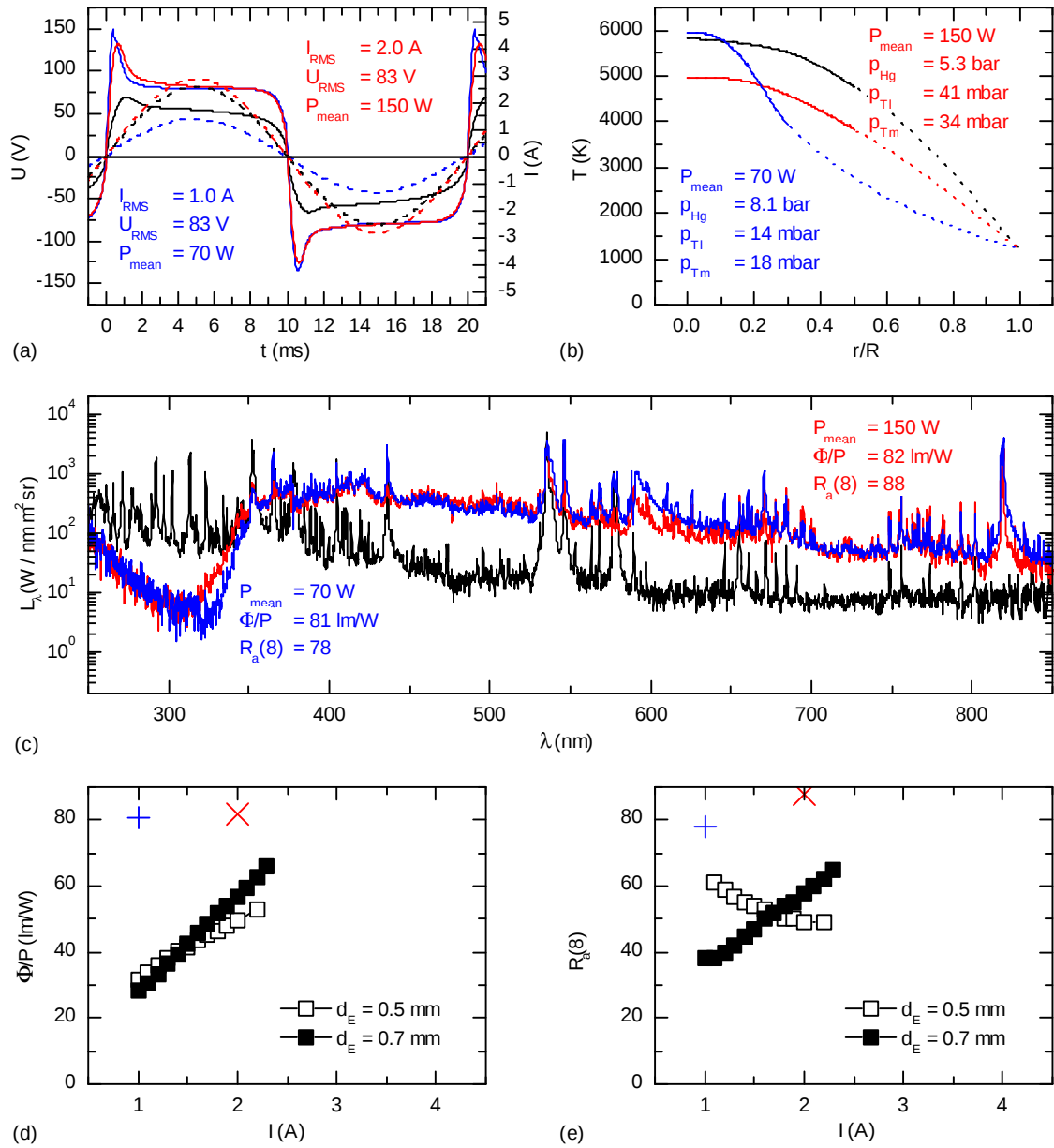


Abbildung 3: Steckbrief der kommerziellen Lampen HQI-TS 70W/NDL (blau) und HQI-TS 150W/NDL (rot). Hg-Vergleichslampe als Referenz (schwarz). (a) Strom- und Spannungsverläufe, (b) Radiale Temperaturprofile und Partialdrücke, (c) Übersichtsspektren, (d) Lichtausbeute, (e) Farbwiedergabe.

6.1.3 Xe als Hg-Ersatz

Xe ist unter den Edelgasen am besten als Hg-Ersatz geeignet, wegen seines hohen mittleren Transportquerschnitts. Verwendet man Xe mit einem Fülldruck von 1 bar und TII sowie TmI_3 mit denselben Füllmengen wie bei der Hg-Vergleichslampe, ergeben sich die im Steckbrief (Abb. 5) angegebenen Plasmaeigenschaften. Mit einer 0.5 mm-Elektrode sind bei 1.8 A weder Lichtausbeute noch Farbwiedergabe annähernd befriedigend. Daher muss diese Lampe mit einer 0.7 mm starken Elektrode ausgestattet und bei höheren Strömen betrieben werden. Die höheren Ströme führen jedoch zu einer größeren Verlustleistung im Außenkreis. Der endgültige Hg-Ersatzkandidat muss höhere Verluste im Außenkreis durch eine höhere Lichtausbeute rechtfertigen. Dies gelingt mit Xe nicht. Vorteilhaft sind hingegen das akzeptable Zündverhalten und das Fehlen von Wiederzündspitzen im Betrieb.

Die Xe-Lampe weist die für Bogenplasmen typische fallende Charakteristik auf, d.h. eine fallende mittlere Spannung mit wachsendem mittlerem Strom (s. Abb. 5(a)). Das Temperaturprofil ist breit mit einer Achsentemperatur zwischen 5000 und 5500 K. Der Tl-Partialdruck beträgt 4.2 mbar bei 1.8 A und 28 mbar bei 3.6 A. Die erheblich stärkere Verdampfung von Zusätzen bei 3.6 A ist auch aus den Übersichtsspektren zu erkennen. Die Zunahme der Kontinuumsstrahlung ist dabei in der logarithmischen Darstellung besonders deutlich. Gleichzeitig geht der Beitrag der 535 nm Tl-Linie zum Gesamtspektrum zurück. Die Lichtausbeute wächst von 26 auf 63 lm/W und der Farbwiedergabeindex von 28 auf 58.

Am Beispiel der Xe-Lampe soll noch einmal das Thema „Elektrodeneffekte“ aufgenommen werden. In Abb. 4 ist der Spannungsverlauf von zwei reinen Xe-Hochdruckplasmen (1 bar Xe-Fülldruck, ohne die Zusätze TII und TmI_3) bei 1.8 A zu sehen. Die eine Lampe ist mit 0.5 mm starken Elektroden ausgestattet, die andere mit einer 0.7 mm starken Elektroden. Während im Fall der dünneren Elektrode keinerlei Wiederzündspitzen auftreten, ist im Fall der dickeren Elektrode eine starke Spannungsspitze von 120 V nach dem Stromnulldurchgang zu erkennen, die nach 0.4 ms schlagartig auf 40 V zusammenbricht. Dieses Verhalten ist ein eindeutiger Hinweis auf das Umschlagen des Elektrodenmechanismus. Der Bogenansatz wechselt vom diffusen Ansatz mit hohem Spannungsbedarf in den Spot-Mode mit niedrigem Spannungsbedarf. Außerdem neigt der Bogen im Spot-Mode zur Instabilität und zum Durchbiegen. Solche Effekte sind für kommerzielle Lampen nicht erwünscht.

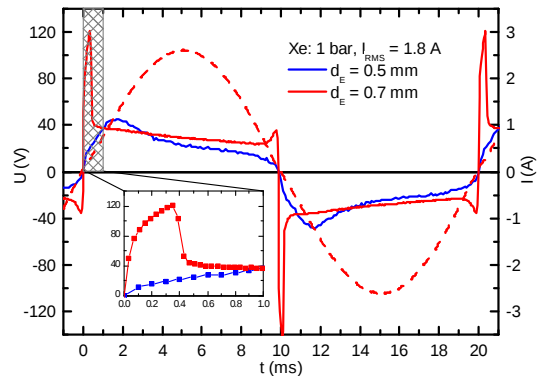


Abbildung 4: Elektrodeneffekte am Beispiel von Xe-Lampen (ohne TII und TmI_3).

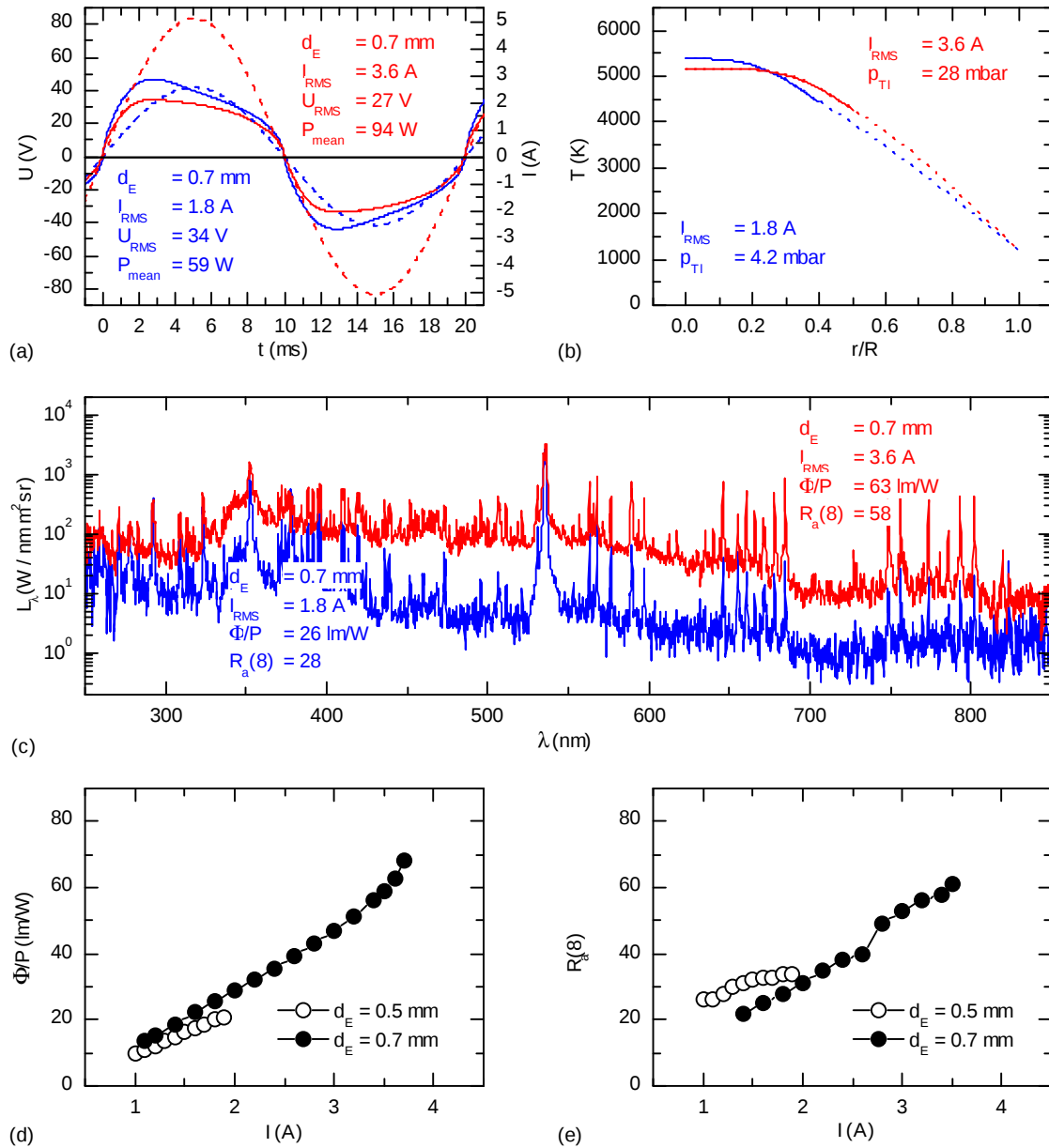


Abbildung 5: Steckbrief der Lampe mit Xe als Hg-Ersatz, 1.8 A (blau), 3.6 A (rot), $d_E = 0.7$ mm. (a) Strom- und Spannungsverläufe, (b) Radiale Temperaturprofil und Tl-Partialdrücke, (c) Übersichtsspektren, (d) Lichtausbeute, (e) Farbwiedergabe.

6.1.4 AlI_3 als Hg-Ersatz

Auch Lampen mit AlI_3 zeigen einen deutlichen Einfluss der Elektroden auf das Entladungsverhalten. In Abb. 6 ist der Spannungsverlauf von zwei Lampen mit AlI_3 als Hg-Ersatz bei 1.8 A zu sehen. Diese Lampen enthalten wieder dieselben Zusätze an TII und TmI_3 wie die Hg-Vergleichslampe. Das grundsätzliche Auftreten der kräftigen Wiederzündspitzen wird auf eine schlechte Leitfähigkeit des Plasmas nach dem Nulldurchgang im Zusammenhang mit der Elektronegativität von atomarem Iod zurückzuführen sein. Gleiches gilt für das schlechte Startverhalten und die hohe Durchschlagspannung. Die Ursache für die höheren Wiederzündspitzen im Fall der dünneren Elektrode ist darin zu suchen, dass in diesem Fall ein kleinerer Anteil der Lampenleistung für die Heizung der Elektrodenspitze benötigt wird, als dies bei dickeren Elektroden der Fall ist. Damit steht in Lampen mit dünnen Elektroden mehr Leistung für die Heizung der Wand und folglich zur Verdampfung von AlI_3 zur Verfügung. Die Iod-Konzentration im Plasma wird erhöht, was zu stärkeren Wiederzündspitzen führt.

Abbildung 7 zeigt den Steckbrief für die Lampe mit AlI_3 als Hg-Ersatz. Die eingekoppelte Leistung ist für beide Ströme deutlich größer als bei der Xe-Lampe. Weiterhin fällt im Gegensatz zu Xe die mittlere Spannung bei AlI_3 mit höheren Strömen nicht ab. Grund ist eine geringere Leitfähigkeit durch eine stärkere Verdampfung von AlI_3 bei größeren Strömen. Dass bei 3.6 A höhere Wiederzündspitzen auftreten als bei 1.8 A, ist wiederum auf die stärkere Verdampfung von AlI_3 und die damit erhöhte Iod-Konzentration zurückzuführen.

Das Temperaturprofil ist sehr stark eingeschnürt und die Achsentemperatur steigt mit dem Strom (Abb. 7(b)). Für Lampenplasmen mit hinreichend hohem Tm -Partialdruck trägt die atomare Tm -Strahlung sowie die Molekülstrahlung von TmI zur Kühlung bei mittleren Radiuspositionen und damit zur Einschnürung des Temperaturprofils bei. Ein weiterer Effekt ist die Dissoziation und Rekombination von AlI_3 . AlI_3 diffundiert in Richtung Entladungsachse. Sind die Temperaturen hinreichend hoch, dissoziiert das Molekül in einer endogenen Reaktion. Die atomaren Bestandteile diffundieren wieder in Richtung Wand und rekombinieren bei hinreichend niedrigen Temperaturen zum Molekül in einer exogenen Reaktion. Dieser Reaktionskanal stellt damit einen Energietransportmechanismus vom Entladungszentrum in die Randbereiche des Plasmas dar. Weiter innen wird das Plasma gekühlt und dafür weiter außen aufgeheizt. Die Aufheizung könnte bei größeren Radiuspositionen zu einer „Schulter“ im Temperaturprofil führen. Der TI -Partialdruck ist, verglichen mit der Xe-Lampe (Abb. 5), relativ konstant und beträgt 10 mbar bei 1.8 A und 14 mbar bei 3.6 A. Ein Al -Partialdruck kann ebenso wie der Tm -Partialdruck nicht angegeben werden.

Im Übersichtsspektrum (Abb. 7(c)) ist beim Übergang von 1.8 A zu 3.6 A deutlich das

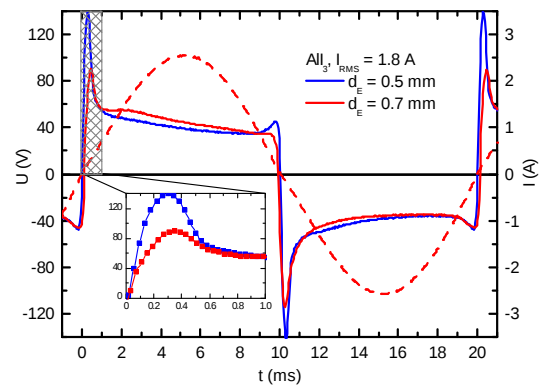


Abbildung 6: Elektrodeneffekte am Beispiel von AlI_3 -Lampen.

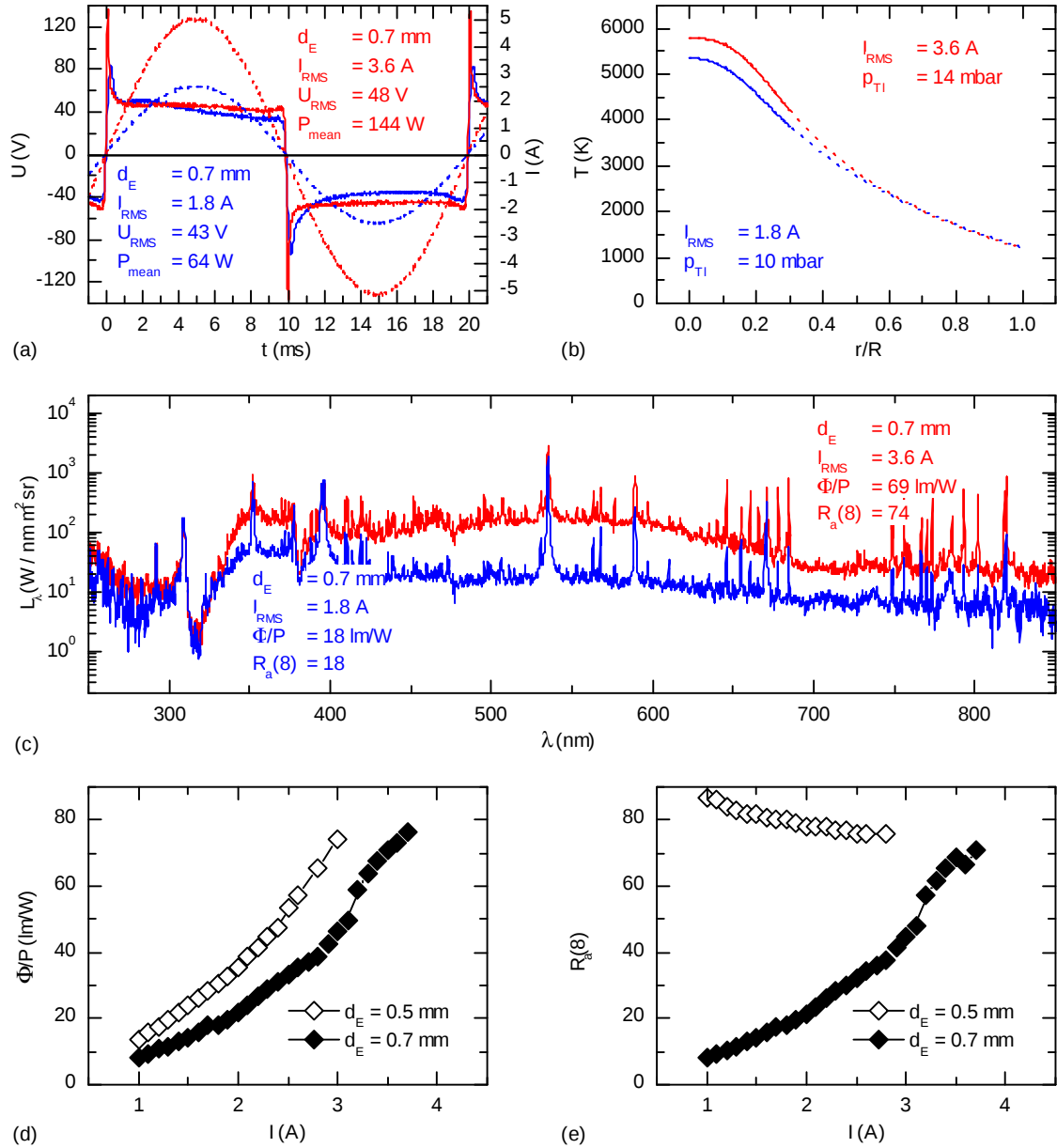


Abbildung 7: Steckbrief der Lampe mit AlI_3 als Hg-Ersatz, 1.8 A (blau), 3.6 A (rot), $d_E = 0.7$ mm. (a) Strom und Spannungsverläufe, (b) Radiale Temperaturprofile und TI-Partialdrücke (Stromform: Rechteck), (c) Übersichtsspektren, (d) Lichtausbeute, (e) Farbwiedergabe.

Herauswachsen eines Kontinuums mit einem Maximum um 550 nm zu erkennen. Dieses Kontinuum wird im Wesentlichen dem Thuliummonoiodid zuzuordnen sein. Lichtausbeute und Farbwiedergabe erreichen bei 3.6 A Werte, welche den kommerziellen Lampen schon recht nahe kommen, wenn auch erst bei erheblich höheren Strömen.

6.1.5 Xe + AlI₃ als Hg-Ersatz

Die Kombination von Xe und AlI₃ als Hg-Ersatz ist motiviert von der Erwartung, dass sich die positiven Eigenschaften dieser beiden Hg-Ersatzkandidaten kombinieren lassen. Da Xe nicht erst verdampft werden muss, sollte es das Zündverhalten, aber auch das Verhalten nach dem Stromnulldurchgang dominieren. Zünd- und Wiederzündspitzen könnten somit reduziert werden. Mit zunehmendem Verdampfungsgrad sollte AlI₃ für einen hinreichend großen Widerstand des Bogenplasmas sorgen. Beide Erwartungen werden bestätigt! Abbildung 8 zeigt die Spannungsverläufe verschiedener Lampen mit 0.5 mm starken Elektroden bei einem Entladungsstrom von 1.8 A. Sie unterscheiden sich nur durch die Materialien, welche Hg ersetzen. Schwarz ist als Referenz der Spannungsverlauf einer Lampe mit Hg abgebildet, blau für eine Lampe mit Xe (keine Wiederzündspitzen), grün für eine Lampe mit AlI₃ (starke Wiederzündspitzen), und magentafarben ist der Spannungsverlauf einer Lampe eingezeichnet, bei der Hg durch Xe + AlI₃ ersetzt wurde. Die Wiederzündspitzen sind deutlich reduziert (in der Größenordnung der Hg-Vergleichslampe) und das Plateau des Spannungsverlaufs liegt noch über dem Wert der Lampe mit AlI₃ als Hg-Ersatz. Solch ein Spannungsverlauf ist ein hervorragender Ausgangspunkt für eine weitere Optimierung. Das Zündverhalten ist zwar schlechter als in einer Lampe mit Xe, aber besser als in Lampen, die neben den Leuchtzusätzen nur AlI₃ enthalten.

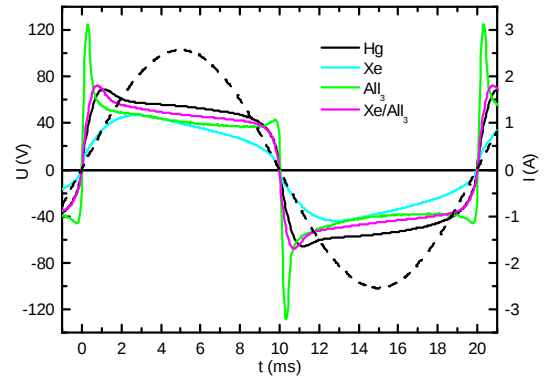


Abbildung 8: Vergleich der elektrischen Charakteristiken von Hg-Ersatzkandidaten.

Abbildung 9 fasst die Daten des Steckbriefes für die Lampe mit Xe + AlI₃ als Hg-Ersatz zusammen. Diese Lampe liegt nur mit 0.5 mm starken Elektroden vor. Als Referenz sind in Abb. 9 die Werte und Verläufe für die Hg-Vergleichslampe (schwarz) mit eingetragen. Obwohl die Leistung der Xe/AlI₃-Lampe bei 1.8 A ca. 12 % geringer ist als bei der Hg-Vergleichslampe, ist die Lichtausbeute (Abb. 9(d)) bereits 24 % höher. Dabei steigt die Lichtausbeute der Xe/AlI₃-Lampe mit dem Strom deutlich stärker an, als für die Hg-Vergleichslampe. Gleiches gilt für den Farbwiedergabeindex (Abb. 9(d)). Im Übersichtsspektrum (Abb. 9(c)) erkennt man bereits ein Kontinuum, das aber bei weitem nicht so stark ausgeprägt ist, wie in den AlI₃-Lampen bei 3.6 A (s.o.). Das Temperaturprofil ist hingegen ähnlich stark eingeschnürt wie bei den AlI₃-Lampen, ganz im Gegensatz zum radialen Temperaturverlauf in der Hg-Vergleichslampe.

Obwohl die mittlere Temperatur in der Xe/AlI₃-Lampe kleiner ist als in der Hg-Vergleichslampe, wird mehr als doppelt soviel Tl verdampft. Mit $p_{\text{Tl}} = 27 \text{ mbar}$ (bei 1.8 A) ist in der Xe/AlI₃-Lampe soviel Tl enthalten wie in der Xe-Lampe (bei 3.6 A)

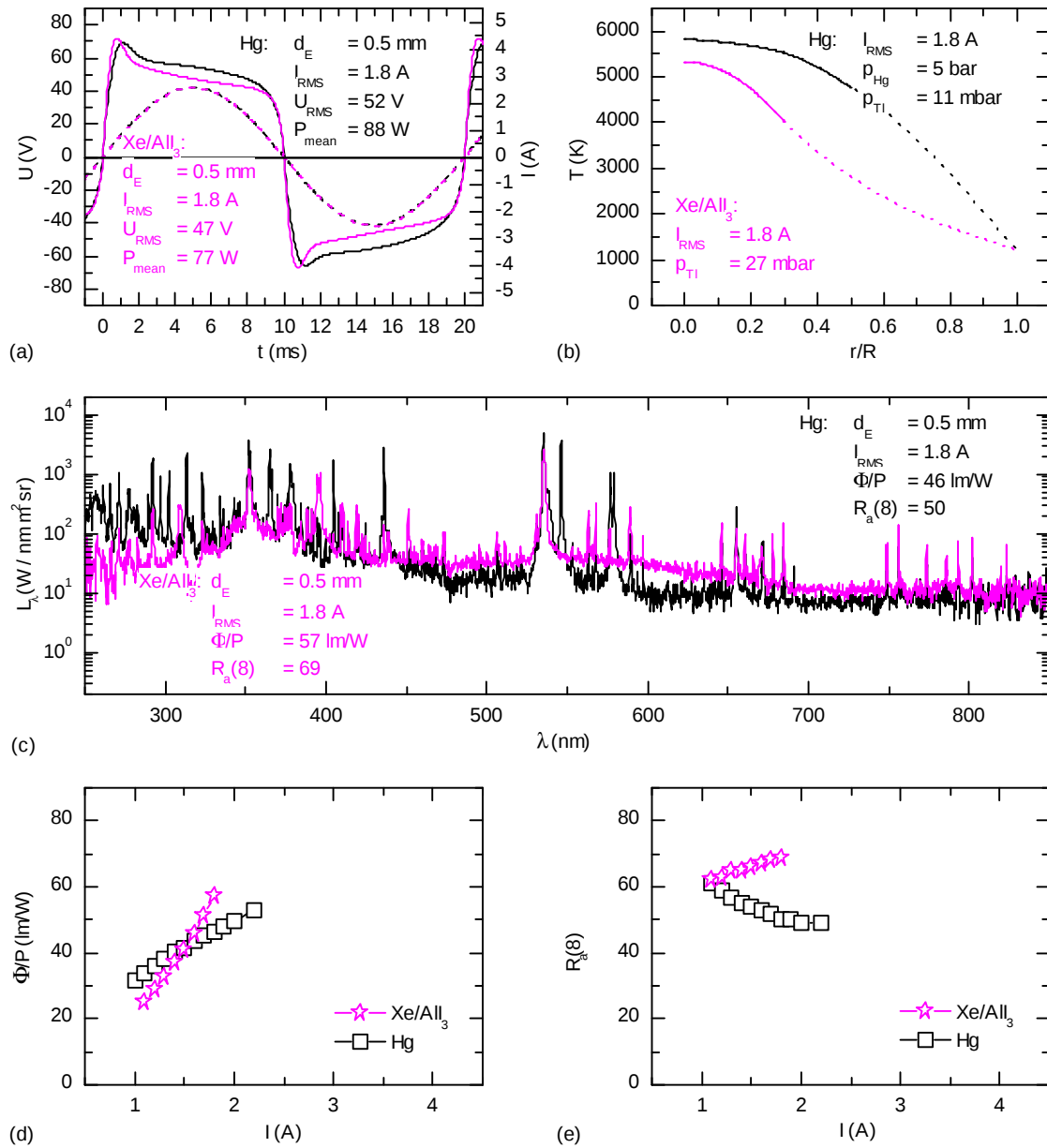


Abbildung 9: Steckbrief der Lampe mit Xe/AlI₃ als Hg-Ersatz (magenta), $d_E = 0.5$ mm. Hg-Vergleichslampe als Referenz (schwarz). (a) Strom- und Spannungsverläufe, (b) Radiale Temperaturprofile und Partialdrücke, (c) Übersichtsspektren, (d) Lichtausbeute, (e) Farbwiedergabe.

und ca. doppelt soviel wie in der AlI_3 -Lampe (bei 3.6 A). Folglich ist davon auszugehen, dass der Wärmestrom auf die Wand größer und die Wandtemperatur höher ist. Das geht aus den angegebenen Temperaturprofilen nicht hervor, da diese für alle Lampen auf ein und dieselbe Wandtemperatur extrapoliert wurden. Die Annahme einer einheitlichen Wandtemperatur im Bereich von üblicher Weise 1000 K bis 1200 K ist für die Bestimmung des Temperaturverlaufs in Achsennähe unkritisch. Die Temperaturen in Wandnähe können mit der verwendeten Methode jedoch nicht bestimmt werden.

Auch wenn ein T_m -Partialdruck nicht angegeben werden kann, so ist aus der Betrachtung einzelner T_m -Linien im Spektrum zu erkennen, dass in der Xe/AlI_3 -Lampe mehr T_m verdampft wird als in der Hg-Vergleichslampe und auch mehr als in der Xe- und der AlI_3 -Lampe. Das begründet die bereits bei kleinen Strömen sehr guten Strahlungseigenschaften der Xe/AlI_3 -Lampe. Obwohl die eingekoppelte Leistung bei 1.8 A kleiner ist als bei der Hg-Vergleichslampe, ist der emittierte Lichtstrom bereits 9 % größer (Abb. 10). Dazu trägt u.a. die Fremddruckverbreiterung durch Xe bei, welche zu einer Verschiebung von Strahlungsbeiträgen in die optisch dünneren Linienflügel atomarer Übergänge führt. Xe muss auch für das gute Wiederzündverhalten verantwortlich gemacht werden. Hier wirkt sich der Beitrag von Xe zur Erhöhung der Wärmekapazität und zur Verringerung der Wärmeleitfähigkeit aus [20]. Außerdem ist zu erwarten, dass ein Xe-Fülldruck von 1 bar zu einer größeren Lebensdauer der Lampe führt, da in der Startphase die Diffusion von Elektrodenmaterial (Wolfram) zur Wand behindert wird und damit die Schwärzung des Quarzglases reduziert werden kann.

Alle genannten Gründe machen die Kombination von Xe und AlI_3 zu einem ausgezeichneten Hg-Ersatzkandidaten und zu einem hervorragenden Ausgangspunkt für eine weitere Optimierung.

6.1.6 Diskussion und Zusammenfassung

Trägt man die Lichtausbeute der in den letzten Abschnitten diskutierten Lampen über der Leistung auf, so ergibt sich das in Abb. 11 dargestellte Bild. Die obere grüne strichpunktierte Linie markiert den Bereich der Lichtausbeute kommerzieller Lampen. Die untere grüne Linie markiert den Bereich der Lichtausbeute der Hg-Vergleichslampe mit 0.7 mm Elektroden. Es ist also mit den vorgeschlagenen Ersatzkandidaten bereits ohne Optimierung gelungen, in den „grünen Bereich“ zwischen der vergleichsweise geringen Lichtausbeute der Hg-Vergleichslampe und der Lichtausbeute kommerzieller Lampen zu gelangen. Sowohl Lampen mit Xe als auch Lampen mit AlI_3 als Hg-Ersatz gewährleisten befriedigende Lichtausbeuten bei hinreichend hohen Strömen. Die Hauptnachteile von AlI_3 sind das schlechte Startverhalten und starke Wiederzündspitzen im

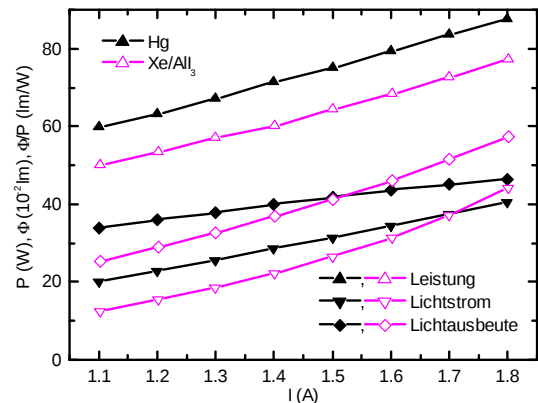


Abbildung 10: Vergleich von mittlerer Leistung, Lichtstrom und Lichtausbeute für die Hg- und die Xe/AlI_3 -Lampe.

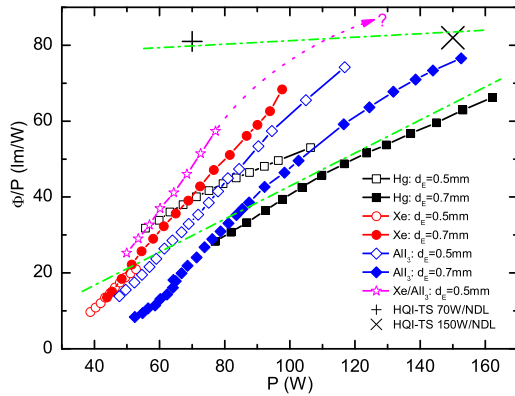


Abbildung 11: Lichtausbeute der Hg-Ersatzkandidaten im Vergleich.

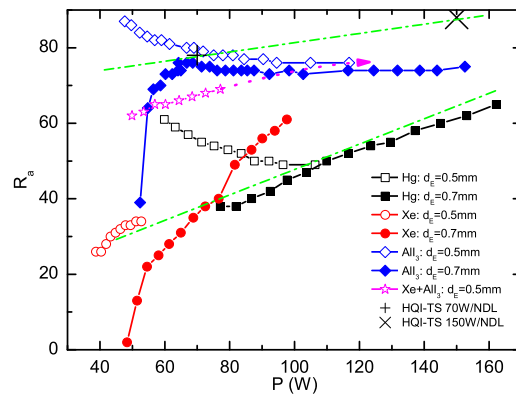


Abbildung 12: Farbwiedergabe der Hg-Ersatzkandidaten im Vergleich.

Betrieb. Xe weist diese Nachteile nicht auf. Dafür bildet sich mit diesem Ersatzkandidaten nur ein geringer Widerstand im Bogenplasma aus, d.h., die eingekoppelten Leistungen sind bei gegebenem Strom für Xe vergleichsweise klein. Hervorstechende Eigenschaften zeigt hingegen die Lampe mit Xe + AlI₃ als Hg-Ersatz. Sie hat bei gegebener Leistung die höchste Lichtausbeute und kommt den kommerziellen Lampen damit am nächsten. Außerdem weist sie den stärksten Anstieg der Lichtausbeute in Abhängigkeit von der Leistung auf! Zu berücksichtigen ist, dass an dieser Stelle nur Ergebnisse für eine Lampe mit 0.5mm starken Elektroden gezeigt werden. Die Resultate weiterer Untersuchungen in Lampen mit 0.7mm starken Elektroden und bei Strömen > 2 A werden weiter unten dargestellt. Dort wird sich zeigen, ob sich der erwartete Trend fortsetzt (s. magentafarbene, punktierte Linie in Abb. 11).

Die Xe/AlI₃-Lampe zeichnet sich jedoch nicht nur durch eine hohe Lichtausbeute aus. Auch ihr Zündverhalten ist deutlich besser als bei den Lampen, die nur AlI₃ als Hg-Ersatz enthalten. Spannungsverlauf und eingekoppelte Leistung (Abb. 8 und 9) kommen den Hg-haltigen Lampen schon recht nahe. Damit ist auch klar, dass keine überproportional hohen Verluste im Außenkreis zu befürchten sind. Nicht zuletzt entwickelt sich die Farbwiedergabe der Xe/AlI₃-Lampe hervorragend. Abbildung 12 zeigt den allgemeinen Farbwiedergabeindex R_a der untersuchten Lampen in Abhängigkeit von der mittleren Leistung. Die grünen Linien markieren wieder den Bereich zwischen der Hg-Vergleichslampe mit 0.7mm Elektroden und den kommerziellen Lampen. Die Xe/AlI₃-Lampe könnte bei höheren Leistungen durchaus einen Farbwiedergabeindex über 70 erreichen. Dieser Wert wird bereits von den AlI₃-Lampen gewährleistet, wo das Kontinuum die Farbwiedergabe-Eigenschaften dominiert.

6.2 Modellierung von Hochdrucklampen

Die theoretischen Untersuchungen wurden begleitend zu den experimentellen Arbeiten durchgeführt. Die Experimente waren dabei unverzichtbar zur Verifikation der Theorie, und die Theorie ihrerseits war wesentlich für die Auswertung und Interpretation experimenteller Ergebnisse. Im Rahmen des Vorhabens wurden verschiedene Themen bearbeitet, die in diesem Abschnitt dargestellt werden.

Ein Ziel des Vorhabens bestand darin, die Lichtausbeute von Molekülplasmen durch den Betrieb mit alternativen Stromformen zu steigern. Dazu wurden Untersuchungen an gepulsten Hochdrucklampen durchgeführt, die jedoch nur in Einzelfällen eine Erhöhung der Lichtausbeute um einige Prozent ergaben. Im nachfolgenden Abschnitt wird zunächst die Modellierung von gepulsten Xe-Entladungen beschrieben. Die beiden darauffolgenden Abschnitte befassen sich mit der Charakterisierung der Molekülstrahlung aus komplexen Hochdruckplasmen. Der letzte Abschnitt widmet sich der Temperaturbestimmung aus optisch dicken, selbstumgekehrten Linien. Experimentelle Ergebnisse werden zum Vergleich mit den theoretischen Ergebnissen herangezogen.

6.2.1 Modellierung von gepulsten Xe-Entladungen

Im Abschnitt 6.1 wurde die Bedeutung von Xe als Grundgas-Komponente in aussichtsreichen quecksilberfreien Mischplasmen nachgewiesen. Eine Analyse dieser Mischplasmen setzt die hinreichend genaue Kenntnis der Strahlungseigenschaften und der thermophysikalischen Daten von Xe voraus. Es wurde daher die Energiebilanz zunächst für reines Xe im Sinus- und im Impuls-Betrieb gelöst und der zeitliche Verlauf der berechneten elektrischen Feldstärke mit Experimenten verglichen. In die Strahlungstransport-Rechnungen wurden sowohl Atomlinien als auch ein frei-gebunden-Kontinuum einbezogen. Insgesamt wurden 117 Linien des Xe mit Übergangswahrscheinlichkeiten aus [21, 22, 23] berücksichtigt, von denen 42 in die Strahlungstransport-Rechnungen eingingen und die restlichen Linien als optisch dünn behandelt wurden. Die Resonanz- und Van der Waals-Verbreiterungen wurden wiederum gemäß der Basisliteratur (Griem, Traving, Lochte-Holtgreven und Unsöld) abgeschätzt. Stark-Parameter sind nur sehr unzureichend bekannt. Verschiedene Werte sind z.B. in [24] gegeben.

Wesentlichen Anteil an der Strahlung hat das frei-gebunden-Kontinuum, das nach Hofsaess [25] mit dem dort gegebenen (von Biberman eingeführten) ξ -Faktor für Xe berechnet wurde. Die ξ -Faktoren liegen in [25] für Temperaturen $T \geq 6000$ K vor. Für kleinere Temperaturen wurden diese Werte extrapoliert.

Die thermophysikalischen Daten stellte Wendt (INP) zur Verfügung. Gerechnet wurde zu Experimenten von Kettlitz und Sieg (INP), die in Zusammenarbeit mit Dabringhausen und Mentel (Ruhr-Universität Bochum) an der sogenannten „Bochumer Modell-Lampe“ [26] Messungen der elektrischen Feldstärke in einem 2 bar Xe-Bogen bei 50 Hz Sinus- und Impuls-Betrieb durchführten.

Abbildung 13 zeigt, dass bei einem 50 Hz Sinus-Strom der zeitliche Verlauf der gemessenen elektrischen Feldstärke durch das Modell recht gut wiedergegeben wird. Die Ergebnisse für eine gepulste Xe-Entladung sind in Abb. 14 dargestellt. Bis auf eine Überberechnung der Wiedertzündspitze liegt in der Impulsphase eine sehr gute Übereinstimmung zwischen Modell und Experiment vor. Beträchtliche Abweichungen

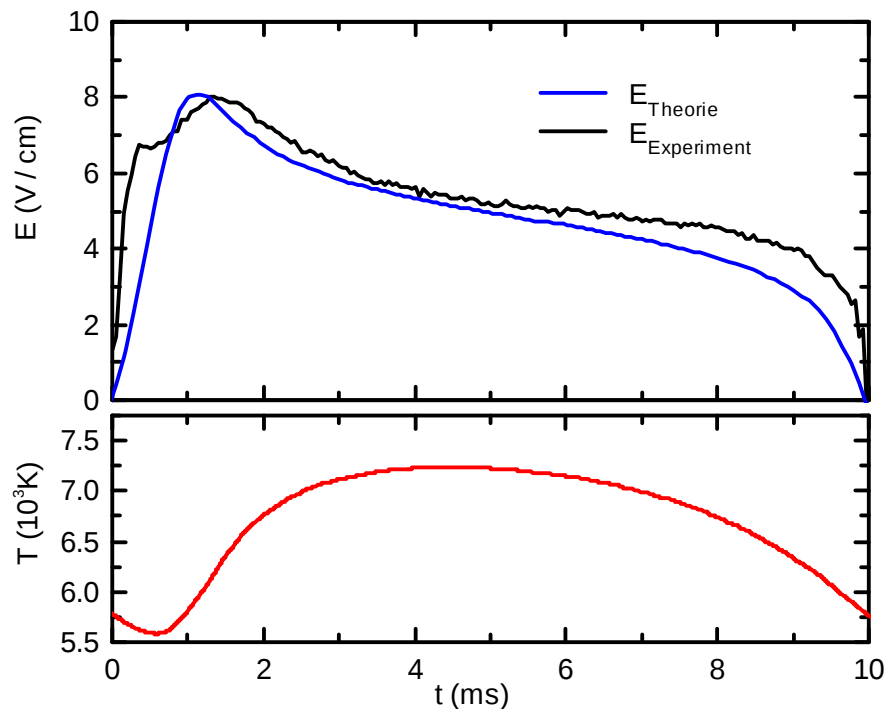


Abbildung 13: Zeitlicher Verlauf der gemessenen und berechneten elektrischen Feldstärke (oben) und der berechneten Achsentemperatur (unten) für eine 2 bar Xe-Entladung bei 50 Hz Sinus-Betrieb mit 3.4 A Maximalstromstärke.

zeigen sich jedoch in der unmittelbar dem Impuls folgenden Haltestrom-Halbwellen. Die Abweichungen nehmen dann während der drei folgenden Halbwellen wieder ab, so dass gegen Ende der Haltestromphase wieder gute Übereinstimmung zwischen Modell und Experiment erreicht wird. Da die Entladung in der ersten Halbwellen nach dem Impuls ein Plasma mit immer noch beträchtlich überhöhter Temperatur im Kernbereich vorfindet (Abb. 14 unten), ist gerade dort der geringste zeitliche Anstieg der elektrischen Feldstärke zu erwarten, wie das die Modellrechnungen wesentlich ausgeprägter als das Experiment zeigen. Unverständlich sind insbesondere aber die dann folgenden hohen experimentellen Werte der elektrischen Feldstärke. Möglicherweise setzten im Experiment akustische Resonanzen ein, die eine Verlängerung der Bogensäule und damit eine höhere Spannung bewirken können. In Abb. 13 und 14 ist im unteren Teil der zeitliche Verlauf der Achsentemperatur dargestellt. Zusätzlich ist in Abb. 14 der benutzte Stromimpuls angegeben.

6.2.2 Molekülstrahlung von Seltenen Erden

Das Spektrum von Hochdruckentladungen mit Iodiden der Seltenen Erden (SE) ist im Sichtbaren charakterisiert durch ein Quasikontinuum, das den Untergrund der äußerst linienreichen Atomstrahlung liefert und im Entladungssaum beträchtlich zur Gesamtstrahlung beiträgt. Dieses Quasikontinuum kann den SE-Monoiodiden zugeordnet werden [27, 28]. Eine quantitative Analyse dieser Strahlungsbeiträge setzt die Kenntnis der Molekülkonstanten voraus. Entsprechende Daten liegen jedoch für die SE-Halogenide in

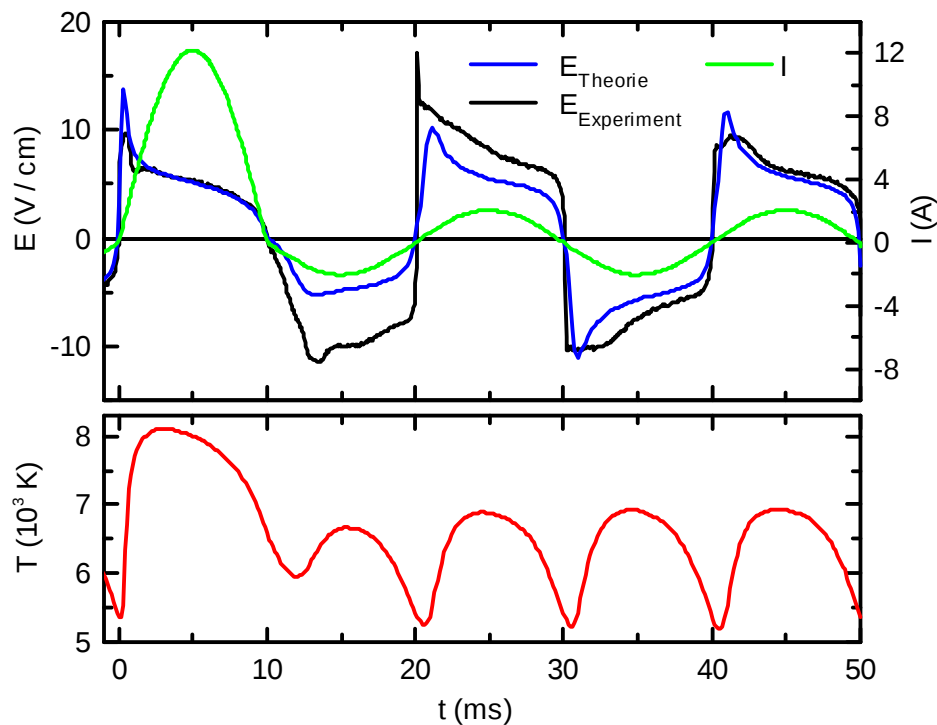


Abbildung 14: Zeitlicher Verlauf der gemessenen und berechneten elektrischen Feldstärke und der Stromstärke (oben) sowie der berechneten Achsentemperatur (unten) für eine 2 bar Xe-Entladung bei Impuls-Betrieb.

der Literatur nicht vor. Es wurde daher ein Modell der Molekülbanden¹ entwickelt, das Abschätzungen dieser Daten ermöglicht und die Berechnung der Strahlungseigenschaften zweiatomiger Halogenide der Seltenen Erden unter verschiedenen Entladungsbedingungen gestattet. Das Modell wurde speziell für Thulium-Moniodid ausgeführt, da die im INP vorliegenden Messungen radialer Temperaturverteilungen in Entladungen mit Thuliumiodid-Beimischungen einen direkten Vergleich von Theorie und Experiment ermöglichen.

Ausgangspunkt ist das Konzept virtueller Atome: Die Elektronenzustände der Moniodide der Seltenen Erden können genähert durch schwach überlappende Valenz-Elektronenschalen (Heitler-London Orbitale) beschrieben werden. Bei diesem Konzept, das erfolgreich für die Beschreibung des Übergangs von Se und I in den metallischen Zustand benutzt wurde [29], ist die starke Interelektron-Korrelation von Beginn an im Modell enthalten. Damit werden die Molekülbanden als stark verbreiterte und verschobene SE-Atomstrahlung interpretiert.

Relevant sind Molekülzustände mit Iod im Grundzustand und Thulium in angeregten Zuständen, die dem oberen Niveau der stärksten Tm-Linien entsprechen. Nur diese lassen eine hohe Intensität bei der geforderten starken Verbreiterung erwarten. Eine starke Verbreiterung setzt wiederum eine hinreichende Vergrößerung des interatomaren

¹Das Modell wurde federführend von Prof. A. A. Likalter (Institut für Hohe Temperaturen, Moskau) entwickelt, der auf Einladung des INP während zweier Gastaufenthalte in den Jahren 2002 und 2003 zu dieser Thematik arbeitete.

Tabelle 1: Parameter der molekularen Terme (E^a Anregungsenergie des isolierten Atoms, R Atomabstand, α Morse-Potentialparameter, ω Vibrationsquant, B Rotationskonstante, D Dissoziationsenergie)

Term	E^a (eV)	R (Å)	α (Å ⁻¹)	ω (cm ⁻¹)	B (cm ⁻¹)	D (eV)
C	3.334	4.82	0.51	61.3	0.01	1.9
B	3.0275	4.4	0.56	60.5	0.012	1.55
A	3.0275	4.4	0.56	67.0	0.012	1.9
X	0	2.85	0.876	119	0.0286	2.5

Abstandes im angeregten Molekül voraus – andernfalls ergibt sich nach dem Franck–Condon–Prinzip nur eine geringfügige Verbreiterung. Von den elf stärksten Tm–Linien liegen drei im Infraroten. Sechs der restlichen Linien basieren auf Übergängen der Elektronen zwischen den inneren 5d- und 5f–Schalen, die einen wesentlich kleineren Radius als die 6s–Valenzschale aufweisen. Zudem tragen die 5d–Elektronen aufgrund ihrer weit im Innern des Atoms liegenden Position nur wenig zur Molekülbindung bei, und die 5f–Elektronen sind völlig vernachlässigbar. Damit bleiben nur die zwei Linien 409.419 nm und 371.791 nm, die den Übergängen von den oberen Niveaus bei 3.03 eV bzw. 3.34 eV mit der Elektronenkonfiguration 6s6p in den Grundzustand 6s² entsprechen. Bei diesen Übergängen ändert sich der klassische Radius der Thulium–Valenzelektronen und damit auch der interatomare Molekülabstand stark.

Für die Beschreibung der Molekülterme werden Morse–Potentiale benutzt. Als Dissoziationsenergie des TmI–Grundzustandes wurde der in [28] gegebene Wert für DyI angesetzt. Die Dissoziationsenergien der angeregten Molekülzustände sind frei wählbare Parameter, mit denen eine Anpassung an die Lage der Maxima des Quasikontinuums in der gemessenen spektralen Side–on–Intensität erfolgte. Die Abschätzung der übrigen Molekülparameter beruht auf Ähnlichkeitsbetrachtungen, die eine Rückführung unbekannter Größen auf bekannte Parameter anderer Moleküle und Atome gestatten. Berücksichtigt wurden drei angeregte Molekülterme – zwei Terme auf Basis des Niveaus bei 3.03 eV und ein Term auf Basis des Niveaus bei 3.34 eV. Die resultierenden Termparameter sind in Tab. 1 gegeben.

Der Absorptionskoeffizient wird bestimmt durch Übergänge zwischen den verschiedenen Elektronentermen und Vibrationsniveaus. Die Wahrscheinlichkeiten für Vibrationsübergänge, d.h. die Franck–Condon–Faktoren, werden als Quadrat der Überlappungsintegrale quasi–klassischer Wellenfunktionen berechnet.

Die kleinskalige Struktur des Spektrums wird durch stark angeregte Rotationen bestimmt. Eine Abschätzung zeigt, dass die entsprechenden Linienbreiten unter den hier gegebenen Bedingungen Werte nahe den Linienabständen aufweisen. Dies führt zu dem im Spektrum beobachteten Quasikontinuum. Eine optisch dünne Schicht kann durch einen über die Rotationen gemittelten Absorptionskoeffizienten beschrieben werden. Abbildung 15 zeigt einen Vergleich berechneter und gemessener Spektren für eine Hg/TII/TmI₃–Entladung bei den Side–on–Positionen $r/R = 0.36$ und 0.54 (R ist der Rohrradius). Das gemessene Temperaturprofil hat an diesen Positionen die Werte 4400 K bzw. 3700 K. Es wurde eine Wandtemperatur von 1200 K angenommen. Die benötigten Dichtedaten wurden von Schalk und Hitzschke (OSRAM) bereitgestellt.

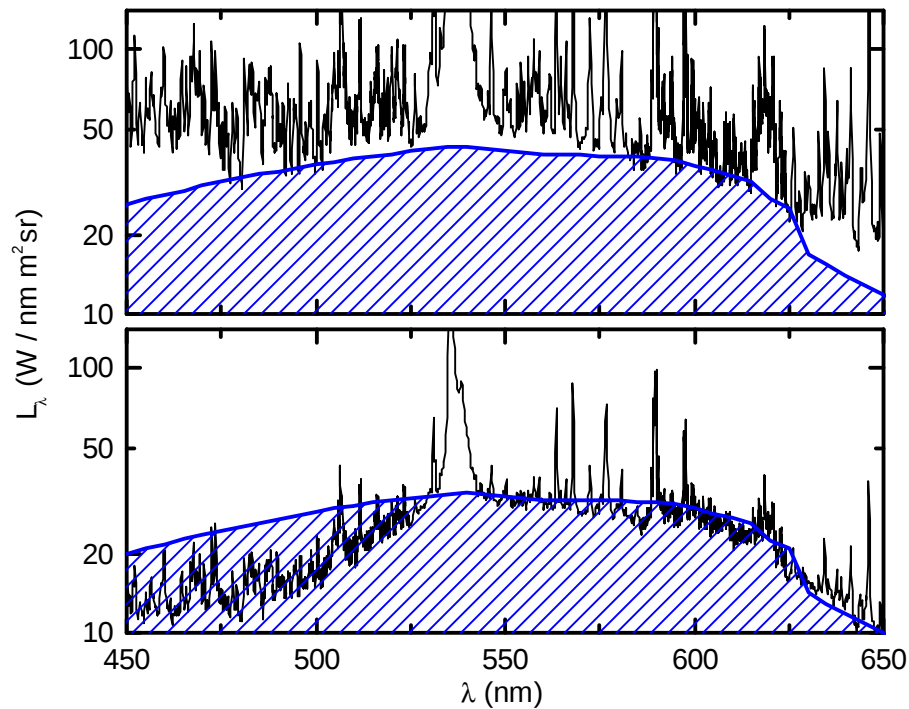


Abbildung 15: Gemessene Side-on-Strahlungsintensität über der Wellenlänge für eine 240 W Hg/TII/TmI₃-Entladung bei den Side-on-Positionen $r/R = 0.36$ (oberes Spektrum) und 0.54 (unteres Spektrum). Die Begrenzungslinien der schraffierten Bereiche sind die berechneten Quasikontinua.

Bei $r/R = 0.54$ stimmen Theorie und Experiment überraschend gut für Wellenlängen oberhalb 520 nm überein. Bei kleineren Wellenlängen nimmt die Unsicherheit in der Abschätzung der Franck-Condon-Faktoren zu. Die Abweichungen bei $r/R = 0.36$ können durch HgI-Beiträge zum Quasikontinuum erklärt werden, die vorwiegend aus dem Kernbereich der Entladung abgestrahlt werden und ihr Maximum im Blauen haben. Diese Beiträge werden durch das vorliegende Modell nicht erfasst.

Mit geeignet abgeschätzten Parametern kann das Modell ganz allgemein für die Beschreibung der Strahlung von SE-Monoiodiden unter verschiedenen Entladungsbedingungen benutzt werden.

Das Modell wurde zur ICPIG 2003 als Poster vorgestellt [30]. Eine Veröffentlichung [31] ist in Arbeit.

6.2.3 Untersuchungen zur Bandenstruktur des Kontinuums

Ziel dieser Untersuchungen ist es, Daten zur Spektroskopie des TmI-Moleküls bereitzustellen und erste Berechnungen zu dessen Spektrum durchzuführen. Es soll eine Vorstellung über die Zuverlässigkeit der vorgestellten Daten vermittelt und ein gewisser Anschluss an molekülphysikalische Arbeiten erreicht werden.

Arbeiten zum Termsystem des TmI liegen bislang nur im Rahmen der Ligandenfeldtheorie vor, die von einer Ionenbindung des Moleküls ausgeht. Danach ergeben sich relevante elektronische Zustände im Molekül bei $17\,000\text{ cm}^{-1}$ (2.11 eV) und bei $19\,000\text{ cm}^{-1}$ (2.36 eV); das entspricht bei Übergängen in den Grundzustand einer Abstrahlung auf den Wellenlängen 588.0 nm bzw. 526.1 nm in Luft.

Die Werte korrespondieren damit überraschend gut mit den bereits früher experimentell ermittelten Termlagen [32] bei $(2.05 \pm 0.04)\text{ eV}$ und $(2.35 \pm 0.04)\text{ eV}$. Sie sind jedoch deutlich kleiner als die Werte von Likalter (Tab. 1: 3.0275 eV bzw. 3.334 eV).

Für den Grundzustand findet man $\omega_e'' = 157\text{ cm}^{-1}$ (s. Tab. XVII in [33]), und in [34] findet sich ein Wert von 198 cm^{-1} . Beide Werte sind beträchtlich größer als der von Likalter [30] angenommene Wert von 118 cm^{-1} . Für den angeregten Zustand bei $17\,000\text{ cm}^{-1}$ liegt kein Wert für ω_e' vor. Es ist aber möglich, durch Vergleich mit Werten, die bei ähnlichen Molekülen vorliegen, eine verlässliche Abschätzung zu machen. Zunächst muß man entscheiden, ob ω_e' größer oder kleiner ist als ω_e'' . Eine einzelne Schwingungsbande ist durch einen gemeinsamen Wert für $\Delta\nu$ charakterisiert. Dabei gilt: $\Delta\nu = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$, wobei die Banden mit positiver Differenz sich zum Kurzwelligen hin anordnen, während die mit negativer Differenz sich zum Langwelligen hin bewegen. Innerhalb einer Bande (z.B. für $\Delta\nu = 0$) entwickeln sich die Schwingungslinien unterschiedlich je nach dem Verhältnis von ω_e' und ω_e'' . Ist $\omega_e' > \omega_e''$, dann wächst die Energie des Überganges bzw. verringert sich die Wellenlänge mit zunehmender Schwingungsquantenzahl (0,0; 1,1; 2,2; ...). Die Sequenz nimmt zum Blauen hin ab (blue degraded!). Ist $\omega_e' < \omega_e''$, verringert sich die Energie bzw. es vergrößert sich die Wellenlänge; die Sequenz nimmt zum Roten hin ab (red degraded!). Die jeweilige Abnahme ist nur dann streng gegeben, wenn der Bandenkopf (der Übergang zwischen den jeweils kleinsten Quantenzahlen) die größte „Übergangswahrscheinlichkeit“ hat.

Wie man dem gemessenen Spektrum entnimmt (Abb. 13 in [32]), haben wir es – nach einem Vorschlag von Käning – beim TmI mit Banden zu tun, deren Linienintensitäten zum Blauen hin abnehmen, d. h. $\omega_e' > \omega_e''$. Ein solches Verhalten tritt nach Kramer [35] auch in YbI auf. Dort ist $\omega_e''(\text{YbI}) = 152.1\text{ cm}^{-1}$ und damit dem Wert in TmI von 157 cm^{-1} sehr ähnlich. Für die Schwingungsfrequenz im angeregten Zustand gilt $\omega_e'(\text{YbI}) = 162.8\text{ cm}^{-1}$. Nimmt man nun an, dass in TmI das gleiche Verhältnis für die Schwingungsfrequenzen im angeregten und im Grundzustand vorliegt, dann erhält man

$$\omega_e'(\text{TmI}) = \frac{\omega_e'(\text{YbI})}{\omega_e''(\text{YbI})} \omega_e''(\text{TmI}) , \quad (1)$$

womit sich $\omega_e'(\text{TmI}) = 168\text{ cm}^{-1}$ ergibt. Die von Likalter [30] angenommenen Werte für die angeregten Zustände liegen zwischen 60 und 70 cm^{-1} und sind damit beträchtlich kleiner als der Wert im Grundzustand; das würde im Widerspruch zum Experiment –

Tabelle 2: Lage der Schwingungsbandenköpfe und Abstände zwischen ihnen.

	ν/cm^{-1}	$\Delta\nu/\text{cm}^{-1}$	λ/nm	$\Delta\lambda/\text{nm}$
$\Delta n = +3; 3, 0$	17 509.5	168	571.11	5.54
$\Delta n = +2; 2, 0$	17 341.5	168	576.65	5.64
$\Delta n = +1; 1, 0$	17 173.5	168	582.29	5.75
$\Delta n = +0; 0, 0$	17 005.5	0	588.04	0
$\Delta n = -1; 0, 1$	16 848.5	157	593.52	5.48
$\Delta n = -2; 0, 2$	16 691.5	157	599.10	5.58
$\Delta n = -3; 0, 3$	16 534.5	157	604.79	5.69
$\Delta n = -4; 0, 4$	16 377.5	157	610.59	5.80

falls dieses richtig interpretiert wurde – bedeuten, dass die Intensitäten in den einzelnen Schwingungsbanden zum Roten hin abnehmen müssten.

Für den Übergang zwischen zwei Schwingungsniveaus zweier elektronischer Terme gilt [36]:

$$\nu = \nu_e + \omega'_e \left(n' + \frac{1}{2} \right) - \omega'_e x'_e \left(n' + \frac{1}{2} \right)^2 - \left[\omega''_e \left(n'' + \frac{1}{2} \right) - \omega''_e x''_e \left(n'' + \frac{1}{2} \right)^2 \right]. \quad (2)$$

Dabei ist ν die Wellenzahl des Überganges (Bandenkopf des Schwingungsüberganges zwischen zwei elektronischen Zuständen), ν_e ist die Differenz der Minima der Potentialkurven der beiden elektronischen Zustände, ω_e die Schwingungsfrequenz (ebenfalls in Wellenzahleinheiten: cm^{-1}), $\omega_e x_e$ die Anharmonizität und n die Schwingungsquantenzahl. Die Werte des oberen Zustandes sind einmal gestrichen, die des unteren zweimal.

Da die Anharmonizitäten klein sind ($\omega''_e x''_e = 0.4 \text{ cm}^{-1}$ für TmI [33]), kann man sie für kleine Quantenzahlen zunächst vernachlässigen:

$$\nu = \nu_e + \omega'_e \left(n' + \frac{1}{2} \right) - \omega''_e \left(n'' + \frac{1}{2} \right). \quad (3)$$

Damit ergibt sich für den Bandenursprung ($\Delta n = 0; n' = 0, n'' = 0$): $\nu = 17 005.5 \text{ cm}^{-1}$, das entspricht einer Vakuumwellenlänge von 588.04 nm. Der nächste Schwingungsbandenkopf zum Blauen hin ergibt sich für $\Delta n = 1; n' = 1, n'' = 0$ zu $\nu = 17 173.5 \text{ cm}^{-1}$, was einer Wellenlänge von 582.29 nm entspricht. Die Differenz beträgt 5.75 nm. Zum Roten hin ergibt sich der nächste Schwingungsbandenkopf für $\Delta n = -1; n' = 0, n'' = 1$: $\nu = 16 848.5 \text{ cm}^{-1}$, was einer Wellenlänge von 593.52 nm entspricht. Die Differenz zum Ursprung beträgt 5.48 nm.

Der Mittelwert dieser berechneten Differenzen (Tab. 2) zwischen den Köpfen der Schwingungsbanden im Bereich von 571.11 nm bis 610.59 nm beträgt 5.64 nm. Das Maximum der Intensität sollte bei 588 nm liegen.

Der Mittelwert der gemessenen Differenzen (Abb. 16) zwischen den Köpfen der Schwingungsbanden im Bereich von 580 nm bis 620 nm beträgt 5.61 nm. Das experimentell ermittelte Maximum der Intensität liegt bei 597 nm. Die Übereinstimmung ist befriedigend.

Um einen Eindruck von der „Dichte“ der Schwingungslinien zu erhalten, berechnen wir noch den Abstand der zweiten Linie für $\Delta\nu = 0$ ($n' = 1, n'' = 1$): Wir erhalten

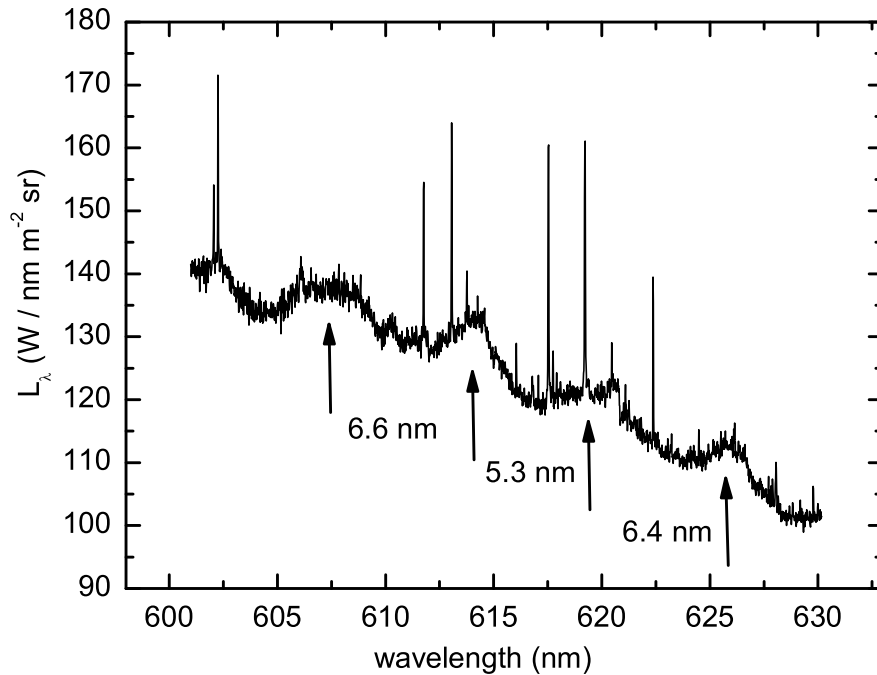


Abbildung 16: Side-On-Intensität einer Xe/AlI₃-Lampe mit TII und TmI₃ bei 150 W belegt Bandenstruktur des Kontinuums – gemessen in der (axialen und radialen) Mitte der Entladung.

$\nu = 17\,016.5\text{ cm}^{-1}$, $\Delta\nu = 11.0\text{ cm}^{-1}$; $\lambda = 587.66\text{ nm}$, $\Delta\lambda = 0.38\text{ nm}$. Das heißt, an die Köpfe der Schwingungsbanden, die einen Abstand von etwa 6 nm haben, schließt sich das jeweilige Schwingungsbandenspektrum an, dessen einzelne Linien untereinander einen Abstand von etwa 0.4 nm haben. Die verbleibenden Lücken werden weiter von den Rotationsübergängen aufgefüllt.

6.2.4 Temperaturbestimmung aus optisch dicken Linien

Die Temperaturbestimmung aus optisch dicken Linien mit Selbstumkehr stellt mittlerweile eine Standardmethode der Diagnostik von HID-Lampenplasmen dar. Es stehen zwei Verfahren der Auswertung dieser Linien zur Verfügung. Das ist zum einen die Bartels-Methode [18, 37], die ein Plasma im lokalen thermodynamischen Gleichgewicht (LTE) voraussetzt, und zum anderen die auf der Ein-Parameter-Näherung von Cowan und Dieke [38] basierende Karabourniotis-Methode [39], die mit stärkeren Vereinfachungen als die Bartels-Methode arbeitet und mehr experimentelle Informationen benötigt, deren Anwendung dafür aber nicht auf LTE-Plasmen beschränkt ist. In die Temperaturbestimmung gehen bei Bartels die side-on gemessenen Intensitäten der Umkehrkuppen ein, bei Karabourniotis wird zusätzlich die Kenntnis der Intensitäten in den Umkehrminima sowie der Abstand zwischen Umkehrmaximum und -minimum an den verschiedenen Side-on-Positionen gefordert.

Es hat sich durch die Analyse der jeweils eingehenden Näherungen im Rahmen numerischer Experimente gezeigt [40, 41], dass in beiden Methoden die Form der radialen Temperaturverteilung sowie die Energie E_j des unteren Linienniveaus entscheidend die

Abweichungen der extrahierten Temperaturen vom exakten Temperaturverlauf beeinflussen. So können bei einem hohen E_j -Wert, wie er z.B. bei der Hg 546 nm Linie mit $E_j = 5.46$ eV vorliegt, Genauigkeiten der Achstemperatur von ca. 1 % erreicht werden. In den hier untersuchten quecksilberfreien Plasmen stehen allerdings nur diagnostiktaugliche selbstumgekehrte Linien mit niedrigem E_j bzw. $E_j = 0$ (Resonanzlinien) zur Verfügung. Eine herausragende Rolle spielt dabei die starke Thallium-Linie bei 535 nm mit $E_j = 0.966$ eV. Daneben kommt u.a. die Thallium-Resonanzlinie bei 377 nm als Diagnostiklinie in Frage.

Sowohl die Bartels- als auch die Karabourniotis-Methode sind im allgemeinen nicht unmittelbar auf diese Linien anwendbar. Die Bartels-Methode setzt in ihrer Originalform für die Strahlerdichte die Dichte eines idealen Gases mit konstantem Partialdruck an, um zu einer einfachen Iterationsformel zu gelangen, die lediglich die gemessenen Kuppenintensitäten und die zu bestimmende Temperaturverteilung enthält. Bei Plasmakomponenten mit niedrigem E_j , deren radialer Dichteverlauf maßgeblich durch Ionisation im Bogenkern und Rekombination in Wandnähe bestimmt wird, führt dies zu beträchtlichen Fehlern bei der Temperaturbestimmung. Werden in den von Bartels abgeleiteten Formeln hingegen Strahlerdichten aus berechneten Plasmazusammensetzungen benutzt, kann im numerischen Experiment sogar für Resonanzlinien eine Genauigkeit im 1 %-Bereich erreicht werden [40]. Da in die Bartels-Auswertung lediglich Quotienten von Integralen über die Besetzungsdichte des oberen und unteren Linienniveaus eingehen, müssen die Zusammensetzungsrechnungen nicht die absolute Strahlerdichte sondern nur den relativen Verlauf in Abhängigkeit von der Plasmatemperatur hinreichend genau wiedergeben. Es bleiben Unsicherheiten in der Temperaturbestimmung durch nicht korrekt erfaßte Entmischungseffekte, Abweichungen vom LTE sowie die Beschränkung des Side-on-Bereiches, für den auswertbare Selbstumkehr vorliegt. So wird in der Literatur auf die Möglichkeit einer Abweichung der Besetzung des unteren Niveaus der Tl-Linie bei 535 nm vom LTE hingewiesen [42]. Der Einfluss des radialen Temperaturverlaufes im Bereich fehlender spektroskopischer Informationen wurde in [40] analysiert. In Abbildung 17 sind die Ergebnisse für ein numerisches Experiment gezeigt, dessen Parameter in Anlehnung an die Bedingungen einer Hg/Tl/TmI₃-Entladung bei einem Gesamtdruck von ca. 2 bar und einer Input-Leistung von 120 W gewählt wurden. Es wurde von zwei Temperaturverteilungen $T_1(r)$ und $T_2(r)$ (Abbildung 17 (a)) ausgegangen, die sich lediglich für relative Radien $r/R > 0.4$ (R = Rohrradius) voneinander unterscheiden. Die entsprechenden Side-on-Intensitäten wurden durch Strahlungstransport-Rechnungen ermittelt. Mit den resultierenden Umkehrkuppen im Bereich $r/R > 0.4$ lieferte die Bartels-Methode unter Berücksichtigung der Plasmazusammensetzung die Temperaturverteilungen T_a in Abbildung 17 (b) für die Tl-Linie bei 377 nm sowie in Abbildung 17 (c) für die Tl-Linie bei 535 nm. Dazu sind in Abbildung 17 (b) und (c) die Temperaturverteilungen T_b gegeben, die sich bei Anwendung der Bartels-Methode in ihrer Originalform (mit Iteration) [18, 37] auf die Umkehrkuppen des Ausgangsprofils T_2 ergaben. Die mit der Resonanzlinie ermittelten Bartels-Temperaturen zeigen sowohl mit als auch ohne Berücksichtigung der Plasmazusammensetzung wesentlich geringere Abweichungen von den Ausgangsprofilen als diejenigen der Tl-Linie bei 535 nm. Im Gegensatz zu der in der Literatur vertretenen Auffassung [43] sind also Resonanzlinien keineswegs prinzipiell von einer Auswertung mit der Bartels-Methode ausgeschlossen.

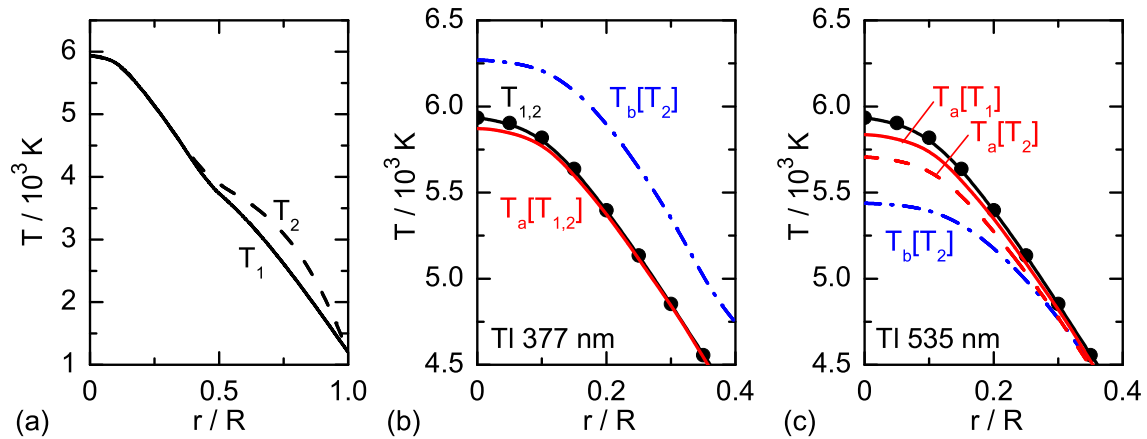


Abbildung 17: Temperaturbestimmung mit der Bartels-Methode: Numerisches Experiment ($p = 2 \text{ bar}$, Rohrradius R) in Anlehnung an eine 120 W Hg/TII/TmI₃-Entladung mit den Temperaturen T_1 und T_2 (a); resultierende Temperaturen aus der Bartels-Methode unter Berücksichtigung der Plasmazusammensetzung T_a sowie aus der Methode in ihrer Originalform T_b für die Tl-Resonanzlinie bei 377 nm (b) und die Tl-Linie bei 535 nm (c).

Die in [43] gezeigten Vorzüge der Karabourniotis-Methode beziehen sich allein auf die Ein-Parameter-Näherung bei Kenntnis des dort eingeführten sogenannten Inhomogenitätsparameters. Im Fall der Tl-Linie bei 535 nm führt die Bestimmung des Inhomogenitätsparameters nach Karabourniotis [39] im numerischen Experiment unter LTE-Bedingungen zu Fehlern der resultierenden Achstemperatur, die in der Definition des Inhomogenitätsparameters begründet sind [41] und die in Abhängigkeit vom realen radialen Temperaturverlauf weit über demjenigen der Originalfassung der Bartels-Methode liegen können. Modifikationen nach [44], die diese Fehler verringern, sind nur schwer experimentell mit hinreichender Genauigkeit realisierbar. Der Vorteil der Methode bezüglich der Erfassung von Abweichungen vom LTE ist im Vergleich mit den genannten Problemen im jeweils betrachteten speziellen Fall abzuwägen. Der Inhomogenitätsparameter von Resonanzlinien ist prinzipiell nur bei sehr geringen optischen Tiefen im Linienzentrum, d.h. bei Strahlerdichten weit unter den für Lampenplasmen typischen Werten, nach der Karabourniotis-Methode ermittelbar. Zudem sind unter den hier interessierenden Bedingungen die Intensitäten im Umkehrminimum so gering, dass eine experimentelle Bestimmung dieser Größe im allgemeinen unmöglich wird und schon hierdurch die Anwendung der Methode ausgeschlossen ist. Aus diesen Gründen wurde für die Auswertung selbstumgekehrter Linien die Bartels-Methode gewählt.

Bei Entladungen mit starkem Untergrund (hier vor allem TmI-Molekülstrahlung) im Bereich der betrachteten selbstumgekehrten Linien (hier die Tl 535 nm) muss die Bartels-Methode in ihrer Originalform [18, 37] versagen. Deshalb wurde nach einem Spektralbereich gesucht, in dem diese Untergrundstrahlung nicht mehr so stark dominiert, aber eine selbstumgekehrte Linie vorhanden ist. Das Spektrum des Molekül-Quasikontinuums zeigt einen scharfen Abfall im Roten auf relativ geringe Werte im Bereich der Kalium D1- und D2-Linien bei 766 nm und 769 nm. Dementsprechend wurde den untersuchten Entladungen Kaliumiodid beigegeben, um die Eignung die-

ser Linien für Diagnostikzwecke prüfen zu können. Die Entladungsbedingungen wurden so gewählt, dass neben den Kalium D-Linien auch noch die Tl-Linie bei 535 nm sowie die Tl-Resonanzlinie bei 377 nm benutzt werden konnten. Die Auswertung der Kalium-Linien ergab deutlich verbreiterte Temperaturprofile mit Achsentemperaturen unter 5000 K in befriedigender Übereinstimmung mit den aus den Thallium-Linien gewonnenen Profilen. Die Ergebnisse geben noch keinen eindeutigen Hinweis auf eine Einschnürung des Temperaturprofils, wie sie für Lampen mit intensivem Kontinuum erwartet wird.

6.3 Optimierung und Diskussion der Xe/AlI₃-Lampe

Im Abschnitt 6.1 wurden die Ergebnisse zur Auswahl von Hg-Ersatzkandidaten dargestellt. Die favorisierte Lampe enthält im Wesentlichen Xe und AlI₃ sowie TII und TmI₃ als Leuchtsubstanzen. Mit dieser Füllung wurden in Brennern mit 9.9 mm Durchmesser, 18 mm Elektrodenabstand und 0.5 mm starken Elektroden die höchsten Werte hinsichtlich Lichtausbeute und Betriebsspannung erreicht. Durch eine Optimierung der Lampe sollte eine weitere Verbesserung der lichttechnischen Daten erzielt werden. Zu diesem Zweck wurden der Elektrodendurchmesser, der Brennerdurchmesser sowie die Seltenerdiodide variiert. Die Ergebnisse dieser Variationen sind in den folgenden Abschnitten dargestellt. Außerdem wird die Herkunft des Kontinuums sowie das Langzeitverhalten von Xe/AlI₃-Lampen diskutiert. Zuletzt werden die lichttechnischen Daten der optimierten Lampe zusammengestellt und mit denen einer kommerziellen Lampe verglichen.

Alle Untersuchungen wurden bei 120 Hz Rechteck durchgeführt – wie bei kommerziellen Lampen mit elektronischen Vorschaltgeräten üblich. Es sei erwähnt, dass beim Übergang zu größeren Elektrodendurchmessern und damit zu höheren Strömen der Bogen zur Instabilität neigt. Offensichtlich führt in diesen Fällen starke Kontinuumsstrahlung bei mittleren Radiuspositionen zu einer starken Einschnürung des Temperaturprofils in der Entladung. Das Plasma ist nicht mehr wandstabilisiert und kleine Instabilitäten führen zur Auslenkung des Bogens aus der Entladungsachse. Durch eine geeignete Stromform lässt sich jedoch die Bogenentladung wieder stabilisieren.

6.3.1 Variation des Elektrodendurchmessers

Abbildung 18 zeigt die Lichtausbeute für Lampen mit unterschiedlichen Elektrodendurchmessern als Funktion der Lampenleistung. Alle Lampen haben Brenner mit identischem Durchmesser und derselben Füllung. Für die Lampe mit 0.5 mm starken Elektroden sind in Abbildung 18 nur Messwerte bis 80 W dargestellt. Bei höheren Leistungen wird der maximal zulässige Strom von 1.8 A für den Dauerbetrieb überschritten. Erhöht man den Elektrodendurchmesser, werden höhere Ströme und damit auch höhere Leistungen erreicht. Der maximale Strom in Dauerlast für 0.6 mm starke Elektroden beträgt 2.6 A und für 0.7 mm starke Elektroden 3.6 A. Werden diese Werte dauerhaft überschritten, schmelzen die Elektroden auf und es findet ein erhöhter Transport von Elektrodenmaterial zur Wand statt. Wandschwärzung und Elektrodenerosion begrenzen damit die Lebensdauer der Lampen.

Größere Elektrodendurchmesser haben bei derselben Leistung kleinere Lichtausbeuten zur Folge. Die Ursache muss in einer niedrigeren Cold-Spot-Temperatur gesucht werden. Bei dickeren Elektroden wird ein größerer Teil der Lampenleistung für die Heizung der Elektrode verbraucht, die folglich nicht für die Heizung der Wand und die Verdampfung von Füllmaterial zur Verfügung steht.

Bei etwa 110 W wird die Lichtausbeute kommerzieller Quarzlampen erreicht und bei 150 W wird diese bereits deutlich überschritten. Die Farbwiedergabe wächst mit der Lampenleistung und ist kaum vom Elektrodendurchmesser abhängig (siehe Abbildung 19). Es werden Werte zwischen 70 und 75 erreicht.

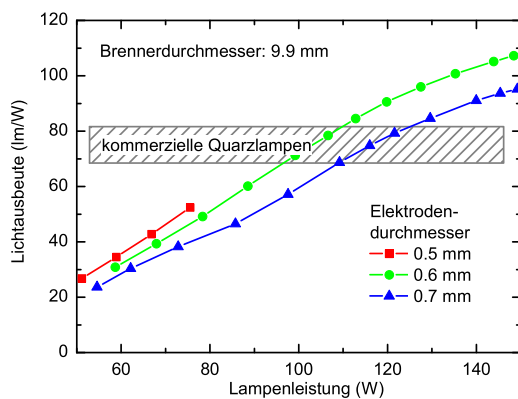


Abbildung 18: Lichtausbeute für Lampen mit unterschiedlichen Elektrodendurchmessern. Der Brennerdurchmesser von 9.9 mm ist identisch, ebenso wie die Füllung.

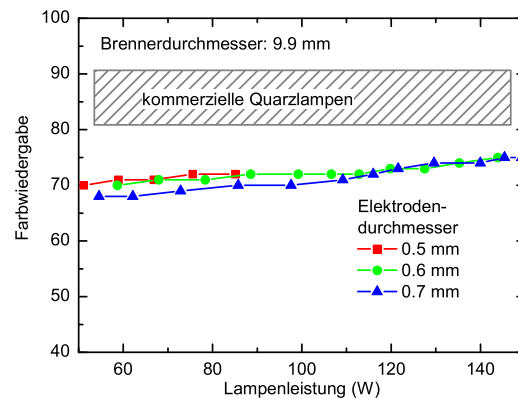


Abbildung 19: Farbwiedergabe für Lampen mit unterschiedlichen Elektrodendurchmessern.

6.3.2 Variation des Brennerdurchmessers

Geht man davon aus, dass ein bestimmter Prozentsatz der eingespeisten Energie als Wärmestrom auf die Wand fließt, so wird ein kleinerer Brennerdurchmesser eine höhere Wandtemperatur und damit auch eine höhere Cold-Spot-Temperatur zur Folge haben.

Der Effekt ist in Abbildung 20 zu erkennen. Je kleiner der Brennerdurchmesser um so größer ist bei derselben Leistung die Lichtausbeute. Allerdings ist zu bemerken, dass bei größeren Brennerdurchmessern viel höhere Ströme erforderlich sind, um dieselbe Leistung zu erreichen wie bei kleineren Durchmessern. Die offenen Symbole in Abbildung 20 kennzeichnen die Leistungen, bei denen die Elektroden bereits in Überlast betrieben werden. Dass die Füllung in den untersuchten Brennern nicht an das Volumen angepasst sondern konstant gehalten wurde, ist nur erheblich falls eine vollständige Verdampfung der Zusätze vorliegt. Bei gesättigtem Dampf kann die bessere Farbwiedergabe bei kleineren Brennerdurchmessern mit einer höheren Konzentration von emittierenden Atomen und Molekülen erklärt werden.

Bemerkenswert ist, dass in Brennern mit 8 mm Durchmesser die Lichtausbeute oberhalb 150 W in Sättigung geht, während die Farbwiedergabe weiterhin leicht anwächst. Dieser Effekt kann auftreten, wenn bei höherer Leistung die Farbtemperatur sinkt. Dann kann durch spektrale Umverteilung der Intensität trotz höherer Strahlungsleistung im sichtbaren Spektralbereich die Lichtausbeute konstant bleiben und die Farbwiedergabe steigen.

Die Ergebnisse der Variation von Elektrodendurchmesser und Brennerdurchmesser legen nahe, sich für 0.6 mm starke Elektroden und Brenner mit 8 mm Durchmesser zu entscheiden. In dieser Konfiguration werden bei nicht zu hohen Strömen Leistungen um 150 W erreicht.

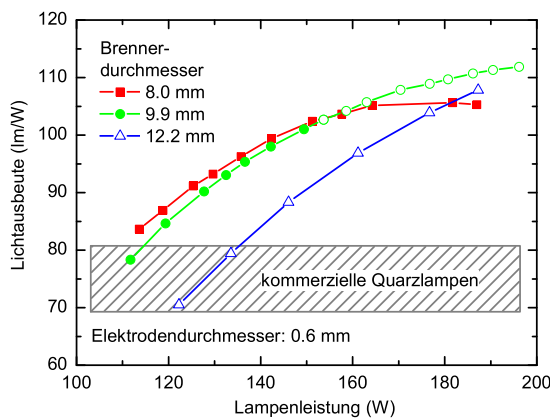


Abbildung 20: Lichtausbeute für Lampen mit unterschiedlichen Brennerdurchmessern. Der Elektrodendurchmesser von 0.6 mm und die Füllung sind identisch.

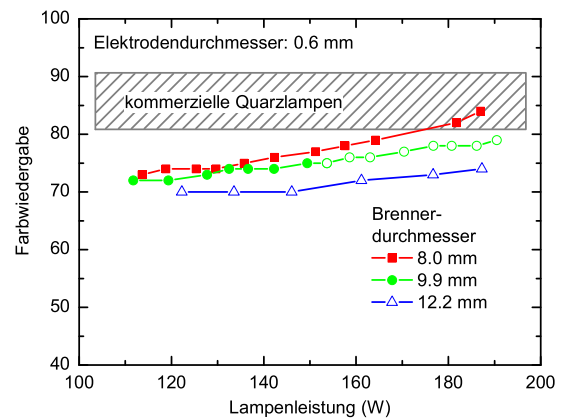


Abbildung 21: Farbwiedergabe für Lampen mit unterschiedlichen Brennerdurchmessern.

6.3.3 Variation der Seltenerdiodide

Abbildung 22 zeigt Spektren von Xe/AlI₃-Lampen, denen außer TII noch eine der Seltenen Erden Dy, Tm oder Ce als Triiodid hinzugefügt wurde. Die Spektren wurden bei 150 W in einer Ulbrichtkugel gemessen. Die Kontinua der Seltenerdmonoiodide sind deutlich zu erkennen. Das DyI-Kontinuum (rote Kurve) hat ein Maximum zwischen 600 und 650 nm. Das TmI-Kontinuum (grüne Kurve) hat ein Maximum zwischen 550 und 600 nm, und das CeI-Kontinuum (blaue Kurve) hat ein Maximum zwischen 500 und 550 nm. Das bedeutet: Bereits aufgrund der spektralen Verteilung der Intensität sind für Lampen mit TmI₃ die höchsten Lichtausbeuten zu erwarten. Das Maximum des Kontinuums liegt in der Nähe der maximalen Augenempfindlichkeit.

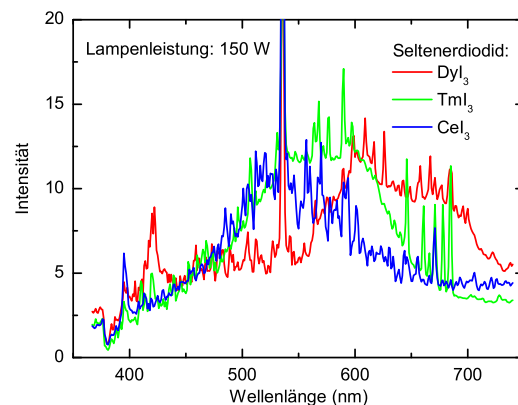


Abbildung 22: Xe/AlI₃-Lampen mit TII sowie unterschiedlichen Seltenerdiodid. Die Spektren wurden in einer Ulbrichtkugel bei 150 W und 120 Hz Rechteck gemessen.

In Abbildung 23 sind die lichttechnischen Daten der Lampen mit den drei unterschiedlichen Seltenerdiodiden zusammengefasst. Die höhere Lichtausbeute (Abb. 23(a)) korrespondiert mit der Lage des Maximums für TmI-Kontinuum. Das ist aber nur ein Teil des Effekts. Neben dem höheren visuellen Nutzeffekt wird auch eine größere Strahlungsausbeute für Lampen mit TmI₃ beobachtet, was für eine bessere Verdampfung dieses Seltenerdiodids verglichen mit den anderen Selten Erden spricht. Die Farbtemperatur ist ebenfalls eine unmittelbare Folge der spektralen Verteilung der Kontinua. Durch Kombination von Seltenerdiodiden sollten sich daher verschiedene Farbtemperaturen einstellen lassen. Die Erfahrung zeigt, dass es bei höheren Farbtemperaturen

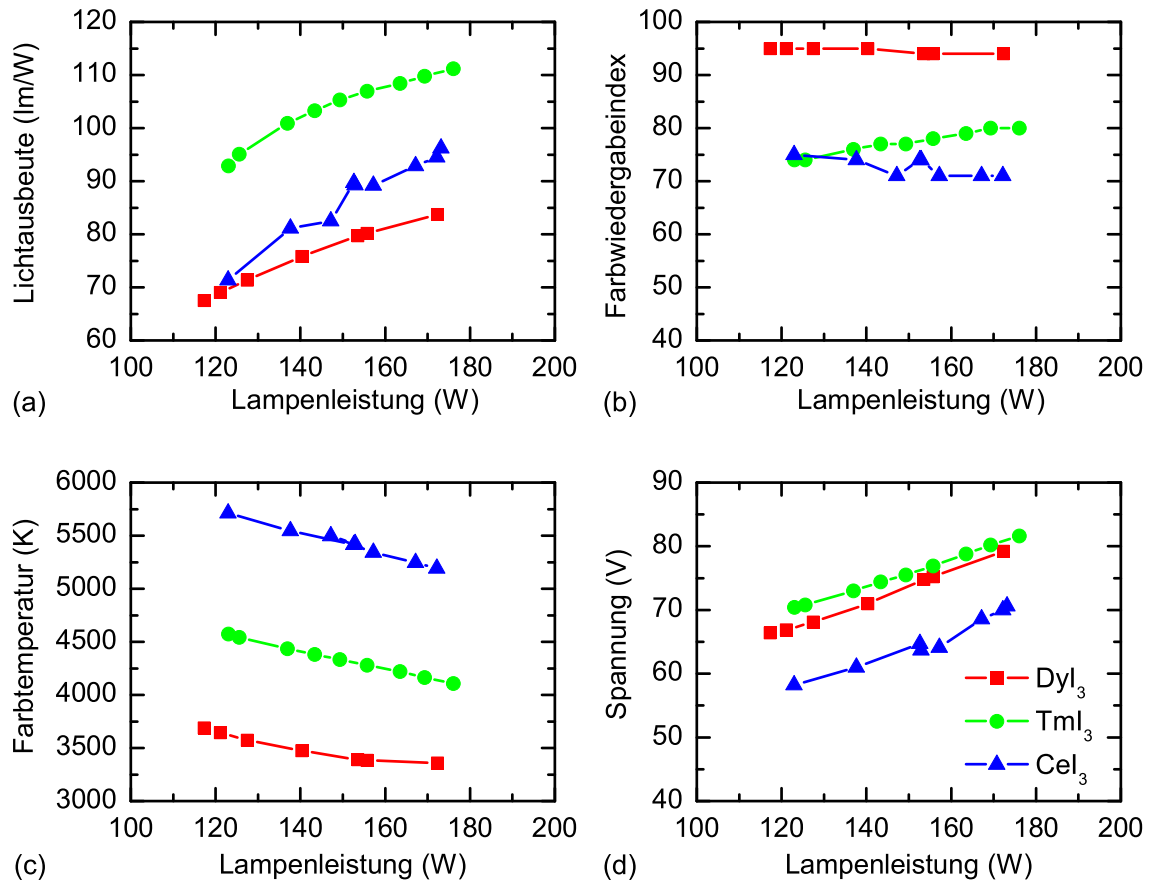


Abbildung 23: Lichttechnische Parameter als Funktion der Leistung für Lampen mit verschiedenen Seltenerdiodiden.

schwieriger ist, eine gute Farbwiedergabe zu erreichen. Das spiegelt sich in der gemessenen Farbwiedergabe für die Lampen mit den verschiedenen Seltenerdiodiden wieder. Für die Lampe mit DyI_3 (niedrigste Farbtemperatur) wird die höchste Farbwiedergabe erreicht.

Die Seltenerdiodide tragen mittelbar auch zur Betriebsspannung der Entladung bei. Dabei spielen die Atome der Seltenen Erden als Stoßpartner für die Elektronen kaum eine Rolle. Wichtiger ist ihre Funktion als Elektronenlieferant. Den entscheidenden Effekt verursachen sie jedoch durch eine Einschnürung des Temperaturprofils. Ein stark eingeschnürtes Temperaturprofil mit einem heißen, aber sehr schmalen Kern und vergleichsweise kalten Randbereichen der Entladung führt zur Erhöhung der Spannung, da der Strom überwiegend vom Entladungskern getragen wird. Effektiver strahlende Moleküle führen damit zu einer stärkeren Einschnürung des Temperaturprofils und einer Erhöhung der Betriebsspannung. Die Werte für Lichtausbeute, Farbwiedergabe, Farb-

Tabelle 3: Lichttechnische Parameter für Lampen mit unterschiedlichen Seltenerdiodiden bei 150 W Lampenleistung.

SE	η	R_a	T_n	U
DyI_3	79 lm/W	94	3500 K	70 V
TmI_3	106 lm/W	77	4300 K	72 V
CeI_3	84 lm/W	74	5500 K	60 V

temperatur und Spannung bei einer Lampenleistung von 150 W sind für die untersuchten Lampen noch einmal in Tabelle 3 zusammengefasst. TmI_3 bleibt für die weiteren Untersuchungen das favorisierte Seltenerdiodid. Damit steht die optimierte Lampe fest. Sie ist mit Xe, AlI_3 , TlI und TmI_3 gefüllt. Der Quarzbrenner hat einen Durchmesser von 8 mm und einen Elektrodenabstand von 18 mm. Die Elektroden sind 0.6 mm stark.

6.3.4 Beiträge zum Kontinuum

Lampen mit Xe, AlI_3 , TlI und TmI_3 weisen bei 150 W ein intensives Kontinuum auf (s. Abb. 22). Dieses Kontinuum ist kein Effekt der geringen spektralen Auflösung des Spektrometers von ca. 1 nm, sondern kann auch bei einer deutlich höheren spektralen Auflösung (etwa 0.06 nm) nachgewiesen werden. Im letzten Abschnitt wurde bereits dargelegt, dass verschiedene Seltenerdiodide zur Ausbildung unterschiedlicher Kontinua führen. Der größte Anteil rührt damit offensichtlich von der Emission des TmI her. Diese Beobachtung wurde durch die Untersuchung einer Reihe unterschiedlicher Lampen erhärtet, in denen verschiedene Füllbestandteile weggelassen wurden. Die Ergebnisse dieser Messungen in der Ulbrichtkugel sind in Abbildung 24 dargestellt. Auch Lampen ohne TlI und TmI_3 zeigen Kontinuumsmission, die allerdings recht schwach ausgeprägt ist (magentafarbene und cyanfarbene Kurve). Erst die Kombination von Xe und AlI_3 führt zu einer stärkeren Kontinuumsmission (blaue Kurve), die zwischen 380 und 780 nm weitestgehend gleichverteilt ist, wobei davon auszugehen ist, dass AlI die Kontinuumsmission dominiert. Nimmt man schließlich noch TlI und TmI_3 hinzu, ist deutlich ein Kontinuum (rote Kurve) zu beobachten, das auf dem Kontinuum von Xe und AlI_3 aufsetzt. Oberhalb von 700 nm gehen die Spektren ineinander über. Unterhalb von 400 nm kommt es zur Absorption des Xe/ AlI_3 -Kontinuums durch TlI [32]. Das

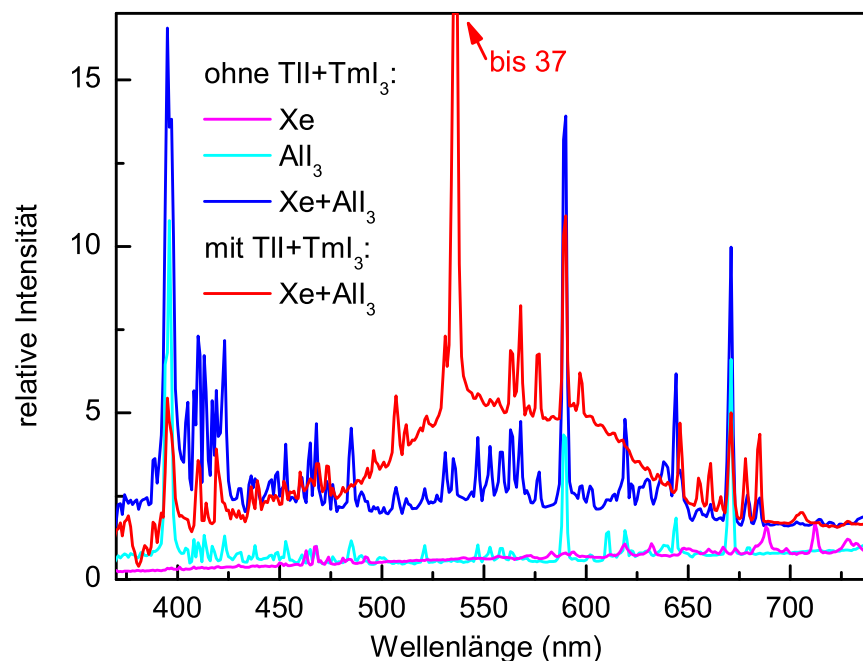


Abbildung 24: Relativer Strahlungsfluss von verschiedenen Lampen (9.9 mm Brennerdurchmesser, 0.6 mm Elektrodendurchmesser) bei 120 W gemessen in der Ulbrichtkugel.

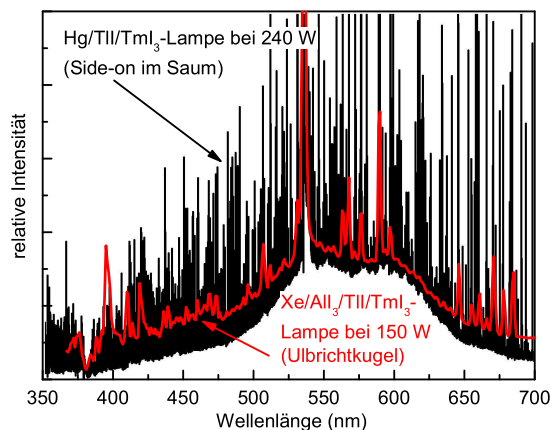


Abbildung 25: Spektrale Kontur des TmI-Kontinuums, gemessen im Saum einer Hg/TII/TmI₃ (schwarz) sowie im Zentrum einer Xe/AlI₃/TII/TmI₃-Lampe.

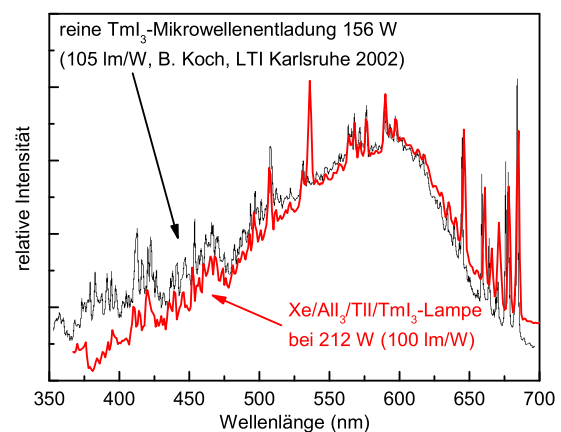


Abbildung 26: Emission einer reinen TmI₃-Mikrowellenentladung bei 156 W [45] verglichen mit der Emission einer Xe/AlI₃/TII/TmI₃-Lampe bei 212 W.

Kontinuum mit einem Maximum der Intensität zwischen 550 und 600 nm kann schon auf Grund seiner spektralen Kontur (s. Abb. 25) dem Thuliummonoiodid zugeordnet werden (vgl. Abb. 12 auf S. 25 im Schlussbericht des vorangegangenen Projekts [32]). Abbildung 26 unterstützt diese Schlussfolgerung (vgl. Abb. 43 auf S. 87 in [45]). Hier wird die Emission einer reinen TmI₃-Mikrowellenentladung bei 156 W [45] verglichen mit der Emission einer Xe/AlI₃/TII/TmI₃-Lampe bei 212 W. Abweichungen um die 400 nm sind durch die TII-Absorption zu erklären, und die Abweichungen oberhalb 650 nm sind auf das AlI-Kontinuum zurückzuführen.

Damit ist der Beweis erbracht, dass die Kontinuumsmission überwiegend von TmI verursacht wird. Untersuchungen zur Side-On-Emission in der Mitte der Entladung und bei höherer Auflösung zeigen, dass das Kontinuum zu mehr als 60 % zum gesamten Strahlungsfluss im sichtbaren Spektralbereich beiträgt.

6.3.5 Langzeitverhalten und Lebensdauer

Für Untersuchungen zum Langzeitverhalten wurden zwei optimierte Lampen bei 150 W über 2000 Stunden ohne Schaltvorgänge betrieben (Abb. 27). Innerhalb der ersten etwa 250 Stunden ist ein Rückgang der Lichtausbeute um ca. 10 % zu beobachten. Im weiteren Verlauf sinkt die Lichtausbeute nur noch geringfügig. Nach 2000 Stunden werden Werte um 90 % für die Lichtausbeute erreicht.

Abbildung 27 zeigt neben der Lichtausbeute weitere lichttechnische Parameter als Funktion der Lebensdauer. Es wird deutlich: Das für die Lichtausbeute beobachtete stabile Verhalten gilt auch für die übrigen Parameter wie Farbwiedergabe, Farbtemperatur und Betriebsspannung. Der Spannungsanstieg mit der Lebensdauer liegt in einem leichten Rückbrand der Elektroden begründet. Das Lebensdauerende wird durch eine Zerstörung des Elektroden Systems verursacht. Bemerkenswert ist das lange Einbrennverhalten. Erst nach 100 bis 200 Stunden werden stabile Betriebsparameter erreicht.

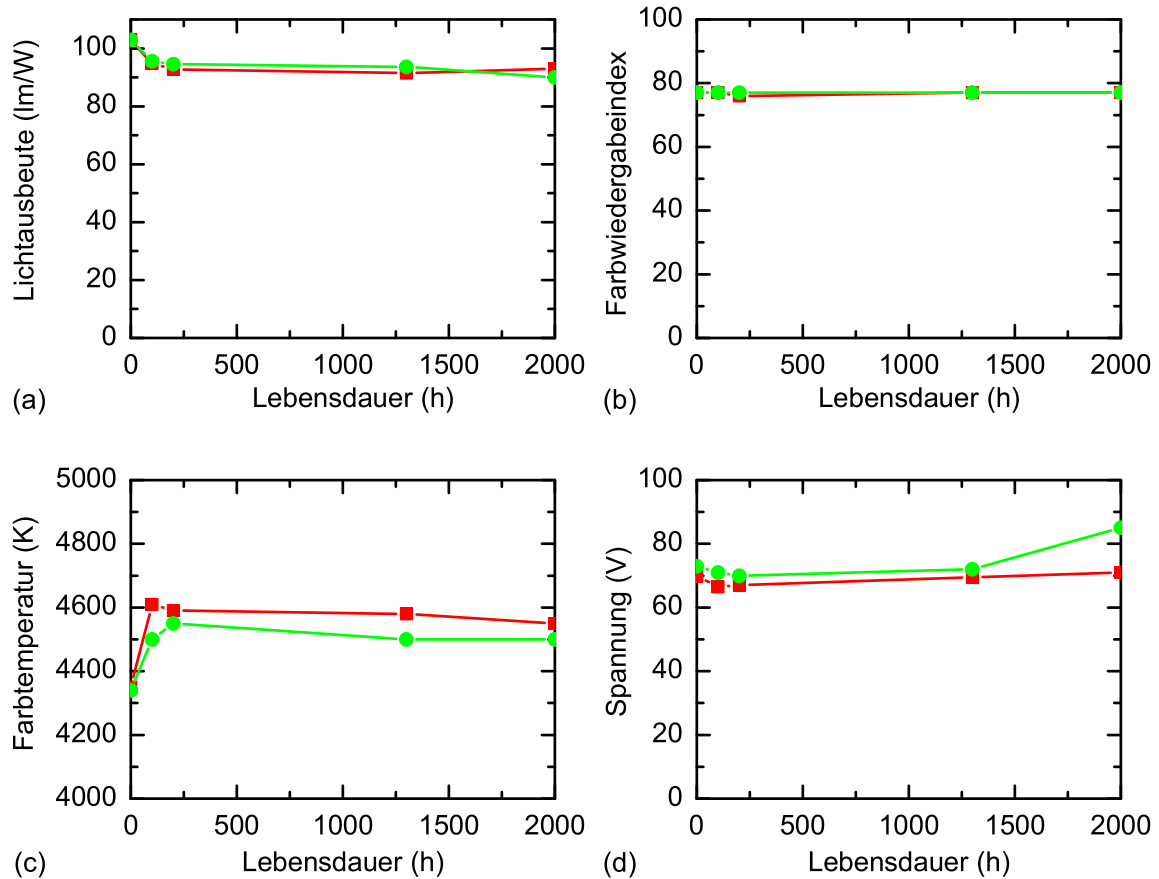


Abbildung 27: Lichttechnische Parameter in Abhängigkeit von der Lebensdauer für zwei Exemplare (rot und grün) einer Xe/AlI₃/TlI/TmI₃-Lampe bei 150 W (Brennerdurchmesser 8 mm, Elektroden Durchmesser 0.6 mm).

6.3.6 Charakterisierung der optimierten Lampe

Die optimierte Lampe ist mit Xe, AlI₃, TlI und TmI₃ gefüllt. Der Quarzbrenner hat einen Durchmesser von 8 mm und einen Elektrodenabstand von 18 mm. Die Elektroden sind 0.6 mm stark. Vergleicht man das Spektrum dieser Lampe bei 150 W mit dem Spektrum einer kommerziellen Lampe (OSRAM HQI-TS 150W/NDL), so ist sofort zu erkennen, dass die Linienstrahlung (Tl 535 nm, Na-Doublett 588/589 nm) schwächer ausfällt und das Kontinuum einen größeren Anteil an der Gesamtintensität im sichtbaren Spektralbereich hat (Abb. 28). Außerdem weist das Kontinuum im Gegensatz zur kommerziellen Lampe ein deutliches Maximum zwischen 550 und 600 nm auf.

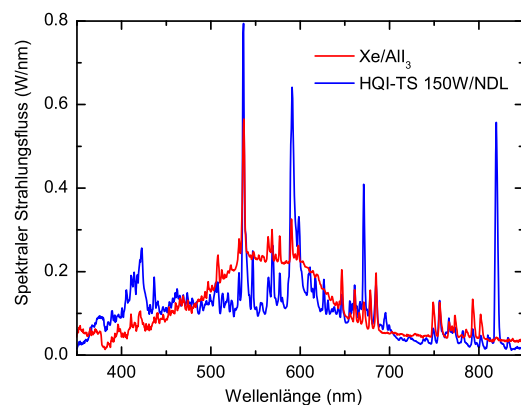


Abbildung 28: Vergleich der optimierten Lampe bei 150 W mit einer kommerziellen Lampe (OSRAM HQI-TS 150W/NDL).

In Tabelle 4 sind die lichttechnischen Parameter der optimierten Lampe und einer

Tabelle 4: Lichttechnische Parameter einer Xe/AlI₃/TII/TmI₃-Lampe bei 150 W im Vergleich mit einer kommerziellen Lampe (OSRAM HQI-TS 150W/NDL).

Lichttechnische Parameter	Xe/AlI ₃ /TII/TmI ₃	HQI-TS 150W/NDL
P_e (W)	150	150
Φ_e^{ges} (W)	83.7	68.9
Φ_e (W)	51.3	49.6
Φ_v (lm)	16200	12700
V_s	0.462	0.373
η_e	0.342	0.331
η (lm/W)	108	84.3
x	0.370	0.362
y	0.431	0.364
u	0.199	0.218
v	0.348	0.329
T_n (K)	4550	4470
$\Delta C/10^{-3}$	26.8	0.095
R_a	75.5	86.3

kommerziellen Lampe für eine Lampenleistung von 150 W gegenübergestellt. Die Vergleichbarkeit der beiden Lampen ergibt sich unter anderem aus der Tatsache, dass beide Lampen etwa dieselbe Farbtemperatur T_n aufweisen. Der gesamte Strahlungsfluss Φ_e^{ges} ist in der Xe/AlI₃-Lampe höher als in der kommerziellen Lampe. Das liegt vor allem an der Emission im infraroten Spektralbereich, der allerdings in Abbildung 28 nicht dargestellt ist. Im sichtbaren Spektralbereich emittieren beide Lampen etwa dieselbe Strahlungsleistung Φ_e . Aufgrund der günstigen Lage des TmI-Kontinuums bezogen auf die Augenempfindlichkeit wird mit der Xe/AlI₃ ein höherer Lichtstrom Φ_v , ein größerer visueller Nutzeffekt V_s und eine größere Lichtausbeute η erreicht. Das geht jedoch zu Lasten der Farbwiedergabe R_a , die in diesem Fall für die Xe/AlI₃-Lampe noch unter 80 liegt. Die Lampe ist noch nicht auf Farbwiedergabe und auf den Abstand vom Planck'schen Kurvenzug optimiert, was an den entsprechenden Werten (R_a und $\Delta C/10^{-3}$) abgelesen werden kann. Der erreichte Wert von $R_a = 76$ ist allerdings bereits ein sehr gutes „Gut“, denn ab $R_a = 80$ wird die Farbwiedergabe als „Sehr Gut“ bezeichnet. Durch eine Kombination von verschiedenen Seltenen Erden und durch Hinzufügen von Linienstrahlern, die in unterrepräsentierten Spektralbereichen emittieren (z.B. um 450 nm), könnten die Farbwiedergabeeigenschaften weiter verbessert werden.

6.4 Zusammenfassung

An dieser Stelle sollen die wichtigsten Ergebnisse, die im Verlauf des Projekts gewonnen wurden, zusammengefasst werden.

1. Es wurde ein leistungsfähiger Ersatz für Quecksilber gefunden. Die Kombination von Xe und AlI_3 gewährleistet einen Widerstand der Entladung in einer Größenordnung, die auch mit Quecksilber erreicht wird. Allerdings beruht der Effekt nicht ausschließlich auf dem Wirkungsquerschnitt von Xe, Al und I für Elektronenstöße. Vielmehr führt das Zusammenspiel der Plasmakomponenten zu eingeschnürten Temperaturprofilen, die eine Verringerung der Leitfähigkeit zur Folge haben.
2. Es ist gelungen, das Kontinuum von Seltenerdmonohalogeniden qualitativ gut zu charakterisieren. Dafür wurden zwei unterschiedliche Ansätze entwickelt bzw. untersucht. Ausgehend vom Konzept virtueller Atome kann die Grobstruktur des spektralen Verlaufs sehr gut wiedergegeben werden, und mithilfe der Ligandenfeldtheorie können die Abstände von Bandenköpfen reproduziert werden.
3. Im Rahmen des Projekts wurde insbesondere die Bartels-Methode zur Temperaturbestimmung aus optisch dicken, selbstumgekehrten Linien näher untersucht und weiterentwickelt. Es konnte in einem numerischen Experiment gezeigt werden, dass mit der Bartels-Methode auch aus selbstumgekehrten Resonanzlinien Temperaturen bestimmt werden können.

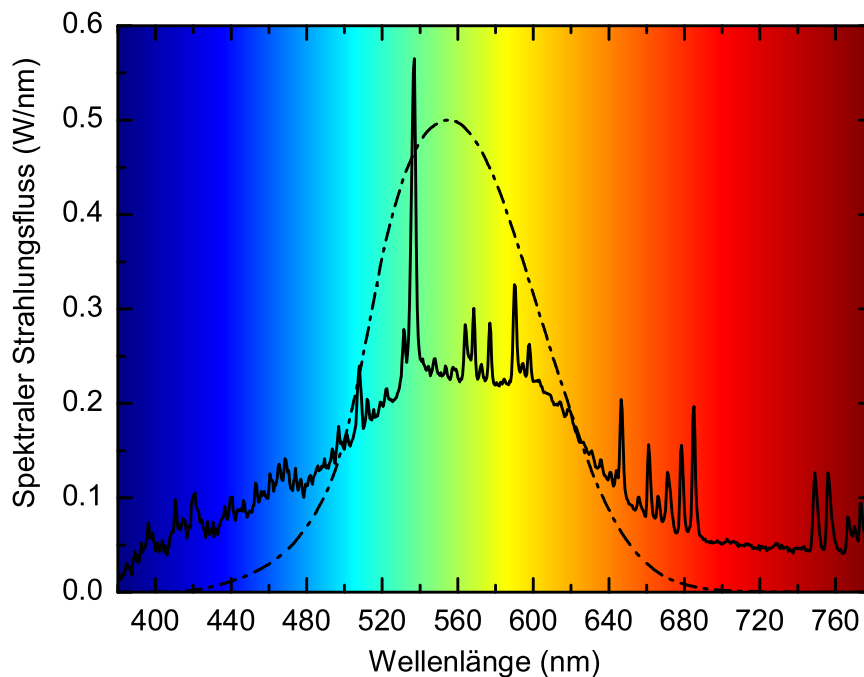


Abbildung 29: Spektrum einer optimierten Xe/ AlI_3 /TII/ TmI_3 -Lampe bei 150 W. Zum Vergleich die relative spektrale Augenempfindlichkeit als strichpunktierte Linie.

4. Es wurde eine optimierte Lampe auf der Basis von Xe, AlI_3 , TII und TmI_3 vorgestellt. Mit dieser Lampe werden eine Lichtausbeute von über 100 lm/W (Nullstundenwert) und eine Farbwiedergabe von 76 erreicht. Das Spektrum dieser Lampe ist ausgezeichnet durch einen Kontinuumsanteil von mehr als 60 % bezogen auf die Gesamtstrahlung im sichtbaren Spektralbereich und weist ein ausgeprägtes Maximum der Emission zwischen 550 und 600 nm auf, das auf das Thuliummoniodid zurückgeführt werden kann.

Als Ergebnis des Vorhabens liegt das Labormuster einer Lampe vor, welches das Wirkprinzip einer neuartigen quecksilberfreien Lampe demonstriert.

7 Voraussichtlicher Nutzen der Ergebnisse

Es wurde ein neuartiges Wirkprinzip für eine quecksilberfreie Lampe gefunden. Die Ergebnisse werden von OSRAM/München mit Blick auf zukünftige Produkte verwendet. Vom INP Greifswald werden die Ergebnisse in Forschung und Lehre verwendet und sollen in weiteren Publikationen ihren Niederschlag finden. Zwei gemeinsame Patentanmeldungen von OSRAM/München und dem INP Greifswald sind in Vorbereitung.

8 Fortschritt bei anderen Stellen

Das Verbundprojekt „Energieeffiziente Hg-freie Hochdrucklampen“ war Lampen für die Allgemeinbeleuchtung gewidmet. Parallel zu diesem Vorhaben wurde u.a. im INP Greifswald ein Verbundprojekt „Grundlegende Erforschung von quecksilberfreien Höchstdruck-Kompaktlampen“ bearbeitet, dass sich mit Autolampen beschäftigt hat und bereits abgeschlossen wurde. Abgeschlossen wurde auch ein Verbundprojekt „Energieeffiziente quecksilberfreie Niederdrucklampen“, dass für Reklamelampen relevant ist. Alle genannten Verbundprojekte wurden vom BMBF gefördert mit dem VDI-TZ als Projektträger.

9 Veröffentlichungen im Rahmen des Vorhabens

- LIKALTER, A. A. ; KÄNING, M. ; SCHNEIDENBACH, H. ; HESS, H.: Quasi-continuum radiation of metal halides in high-pressure discharges. In: *Proc. 26th ICPIG* Bd. 2. Greifswald, Germany, 2003, S. 91–92
- FRANKE, St. ; SCHNEIDENBACH, H. ; KÄNING, M. ; SCHÖPP, H. ; HESS, H.: Temperature profiles of a metal-halide high-pressure discharge lamp with rare-earth iodides. In: *Proc. 25th ICPIG* Bd. 2. Greifswald, Germany, 2003, S. 95–96
- FRANKE, St. ; SCHNEIDENBACH, H. ; SCHÖPP, H.: Investigation of metal-halide high-pressure discharge lamps containing thallium iodide. In: *Proc. 56th Gaseous Electronics Conference* Bd. 48(6). San Francisco, USA, 2003, S. 50
- SCHOEPP, H. ; FRANKE, St. ; METHLING, R. ; SCHNEIDENBACH, H. ; HESS, H.: Influence of buffer gases on the radiation properties of HID-lamps. In: *Proc. 10th Int. Symp. Sci. and Technol. of Light Sources*. Toulouse/France, 2004, S. 371–372
- SCHOEPP, H. ; LANGENSCHIEDT, O. ; SCHNEIDENBACH, H. ; FRANKE, St. ; HESS, H.: Field strength and electrode sheath voltage of a high-pressure arc discharge in neon. In: *Proc. 10th Int. Symp. Sci. and Technol. of Light Sources*. Toulouse, France, 2004, S. 385–386
- METHLING, R. ; FRANKE, St. ; SCHNEIDENBACH, H. ; HESS, H. ; SCHOEPP, H.: Mercury-free alternatives for high-pressure discharge lamps. In: *Proc. 15th Int. Conf. on Gas Discharges and their Applications* Bd. 2. Toulouse, France, 2004, S. 777–780

- SCHNEIDENBACH, H. ; FRANKE, St. ; SCHOEPP, H. ; METHLING, R. ; HESS, H.: Temperature determination in metal-halide arc lamps using Bartels' method. In: *Proc. 57th Gaseous Electronics Conference* Bd. 49(5). Bunratty, Ireland, 2004, S. 15
- SCHNEIDENBACH, H. ; FRANKE, St. ; SCHÖPP, H. ; METHLING, R.: Limitations of Bartels' method for temperature determination in metal-halide arc lamps with self-reversed spectral lines. In: *Verhandl. DPG* Bd. 3/2005. Berlin, Germany, 2005, P 2.3
- LIKALTER, A.A. ; KÄNING, M. ; SCHNEIDENBACH, H. ; HESS, H.: Quasi-continuum radiation of metal-halides in high-pressure-discharge lamps. *To be published*
- SCHNEIDENBACH, H. ; FRANKE, St.: Limits of the one-parameter model for plasma temperature determination from self-reversed lines. *To be published*
- FRANKE, St. ; LANGENSCHIEDT, O. ; METHLING, R. ; SCHNEIDENBACH, H. ; SCHÖPP, H.: Study of neon and xenon as mercury substitutes in high-pressure discharge lamps. *To be published*

10 Literaturverzeichnis

- [1] BORN, M.: An evaluation of the contribution of radiation diffusion to thermal conductivity in high-pressure discharge lamps from operating-voltage and wall-temperature measurements. In: *J. Phys. D: Appl. Phys.* 32 (1999), S. 876–885
- [2] BORN, M. ; JOST, R.: Mercury free metal halide lamp / Word Intellectual Property Organization. 1999 (WO 99/05699). – Patent
- [3] STOCKWALD, K. ; LANG, D. ; FROMM, D.: Beleuchtungssystem / Europäische Patentanmeldung. 1999. – Patent
- [4] STOCKWALD, K.: Metallhalogenidlampe / Europäische Patentanmeldung. 2000. – Patent
- [5] TOSHIHIKO, I. ; KIYOSHI, S. ; MIKIO, M. ; TOSHIO, H.: Mercury-free metal halide discharge lamp, lighting device for such a lamp, and illuminating apparatus usin such a lamp / European Patent Office. 1998 (EP 0 883 160 A1). – Patent
- [6] HESS, H. ; SCHNEIDENBACH, H. ; KLOSS, A.: Critical point and metal-nonmetal transition in expanded liquid metals. In: *Phys. Chem. Liquids* 37 (1999), Nr. 6, S. 719–733
- [7] BORN, M.: Investigations on the replacement of mercury in high-pressure discharge lamps by metallic zinc. In: *J. Phys. D: Appl. Phys.* 34 (2001), S. 909–924
- [8] BOGHOSIAN, S. ; PAPATHEODROU, G. N.: Halide vapors and vapor complexes. In: GSCHIEDNER, K. A. (Hrsg.) ; EYRING, L. (Hrsg.): *Handbook on the Physics and Chemistry of Rare Earths* Bd. 23. Elsevier Science B. V., 1996
- [9] HILPERT, K. ; NIEMANN, U.: High temperature chemistry in metal halide lamps. In: *Thermochimica Acta* 299 (1997), S. 49–57
- [10] MARKUS, T.: *Thermochemische Untersuchungen zur Hochtemperaturkorrosion von polykristallinem Aluminiumoxid (PCA) durch Metallhalogenide*, Rheinisch-Westfälische Technische Hochschule Aachen, Dissertation, 2001
- [11] CHALEK, C. L. ; KINSINGER, R. E.: A Theoretical Investigation of the Pulsed High-Pressure Sodium Arc. In: *J. Appl. Phys.* 52 (1981), Nr. 2, S. 716–723
- [12] GUENTHER, K. ; KLOSS, H. G. ; LEHMANN, T. ; RADTKE, R. ; SERICK, F.: Pulsed Operation of High-Pressure-Sodium Discharge Lamps. In: *Contrib. Plasma Phys.* 30 (1990), Nr. 6, S. 715–724
- [13] JOHNSON, P. D. ; RAUTENBERG, T. H.: Mechanism of Color Improvement in the Pulsed High-Pressure Sodium Arc. In: *Bull. Am. Phys. Soc.* 24 (1979), Nr. 2, S. 117–117
- [14] JOHNSON, P. D. ; RAUTENBERG, T. H.: Spectral Change Mechanism in the Pulsed High-Pressure Sodium Arc. In: *J. Appl. Phys.* 50 (1979), Nr. 5, S. 3207–3211

- [15] OSTEEN, M. M.: Verfahren zum Betreiben einer Hochdruck-Metall dampflampe und Vorrichtung zum Durchführen des Verfahrens / Deutsches Patentamt. 1983 (DE-PS 26 57 824). – Patent
- [16] SCHÄFER, R. ; STORMBERG, H.P.: Time-dependent behavior of the contraction regions of high-pressure mercury arcs. In: *J. Appl. Phys.* 57 (1985), Nr. 7, S. 2512–2518
- [17] STORMBERG, H.P. ; SCHÄFER, R.: Time-dependent behavior of high-pressure mercury discharges. In: *J. Appl. Phys.* 54 (1983), Nr. 8, S. 4338–4347
- [18] BARTELS, H.: Eine neue Methode zur Temperaturmessung an hochtemperierten Bogensäulen. I. Teil. In: *Z. Phys.* 127 (1950), S. 243–273
- [19] FRANKE, St. ; SCHNEIDENBACH, H. ; KÄNING, M. ; SCHÖPP, H. ; HESS, H.: Temperature profiles of a metal-halide high-pressure discharge lamp with rare-earth iodides. In: *Proc. 25th ICPIG* Bd. 2. Greifswald, Germany, 2003, S. 95–96
- [20] GEENS, R. ; WYNER, E.: Progress in high pressure sodium lamp technology. In: *IEE Proceedings-A* 140 (1993), Nr. 6, S. 450–464
- [21] NIST: *Atomic Spectra Database*, <http://physics.nist.gov>. 2005
- [22] RADIZIG, A. A. ; SMIRNOV, B. M.: *Reference Data on Atoms, Molecules, and Ions*. Berlin : Springer-Verlag, 1985
- [23] GARCIA, J. C. M. ; BOTTICHER, W. ; KOCK, M.: Oscillator strengths of Kr I and Xe I resonance lines. In: *Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer* 55 (1996), Nr. 2, S. 169–179
- [24] KONJEVIC, N. ; DIMITRIJEVIC, M. S. ; WIESE, W. L.: Experimental Stark Widths and Shifts for Spectral-Lines of Neutral Atoms (a Critical-Review of Selected Data for the Period 1976 to 1982). In: *Journal of Physical and Chemical Reference Data* 13 (1984), Nr. 3, S. 619–647
- [25] HOFSAESS, D.: Emission Continua of Rare-Gas Plasmas. In: *Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer* 19 (1978), Nr. 3, S. 339–352
- [26] DABRINGHAUSEN, L. ; NANDELSTÄDT, D. ; LUHMANN, J. ; MENTEL, J.: Determination of HID electrode falls in a model lamp I: Pyrometric measurements. In: *J. Phys. D: Appl. Phys.* 35 (2002), S. 1621–1630
- [27] PILZ, W. ; POPP, H.-P.: In: *Proc. 11th ICPIG*. Prague, Czechoslovakia, 1973, S. 409
- [28] LU, J.-Q.: *Der Strahlungsmechanismus eines Seltenen-Erd-Halogenid-Plasmas mit hohem Dampfdruck*, Universität Fridericania, Dissertation, 1983
- [29] LIKALTER, A. A.: Metallization of liquid iodine. In: *Physica A* 308 (2002), Nr. 1-4, S. 355–367

- [30] LIKALTER, A. A. ; KÄNING, M. ; SCHNEIDENBACH, H. ; HESS, H.: Quasi-continuum radiation of metal halides in high-pressure discharges. In: *Proc. 26th ICPIG* Bd. 2. Greifswald, Germany, 2003, S. 91–92
- [31] LIKALTER, A.A. ; KÄNING, M. ; SCHNEIDENBACH, H. ; HESS, H.: Quasi-continuum radiation of metal-halides in high-pressure-discharge lamps. *To be published* (2002)
- [32] HESS, H. ; KÄNING, M. ; KLOSS, A. ; SCHNEIDENBACH, H. ; SCHÖPP, H. ; STROBEL, H. ; HENKEL, G. ; MACHERIUS, U.: Experimentelle und Modelluntersuchungen zur Molekülstrahlung aus Hochdruckplasmen / INP Greifswald. 2002 (Förderkennzeichen BMBF 13N7411/5). – Abschlussbericht
- [33] HOLBROOK, R. ; KALEIDIN, L. A. ; KUNC, J. A.: Partition-Functions of Rare-Earth-Halide Plasmas. In: *Phys. Rev. E* 47 (1993), Nr. 2, S. 1285–1298
- [34] STRUCK, C. W. ; BAGLIO, J. A.: A Potential-Energy Expression for Estimating Rare-Earth Dihalide Enthalpies of Formation. In: *High Temp. Sci.* 31 (1991), Nr. 1, S. 1–44
- [35] KRAMER, J.: Spectroscopic Characterization of Ytterbium Monohalide Emission in a High-Pressure Electrodeless Microwave Arc-Discharge. In: *J. Chem. Phys.* 68 (1978), Nr. 12, S. 5370–5377
- [36] EFFANTIN, C. ; SHENYAVSKAYA, E. A. ; D’INCAN, J. ; BERNARD, A. ; TOPOUZKHANIAN, A. ; WANNOUS, G.: Electronic states of scandium monoiodide. In: *J. Mol. Spectrosc.* 185 (1997), Nr. 2, S. 249–255
- [37] BARTELS, H.: Eine neue Methode zur Temperaturmessung an hochtemperierten Bogensäulen. II. Teil. In: *Z. Phys.* 128 (1950), S. 546–574
- [38] COWAN, R.D. ; DIEKE, G.H.: Self-Absorption of Spectrum Lines. In: *Rev. Mod. Phys.* 20 (1948), Nr. 2, S. 418–455
- [39] KARABOURNIOTIS, D.: Plasma temperature determination from the maximum intensity of a symmetric self-reversed line. In: *J. Phys. D: Appl. Phys.* 16 (1983), S. 1267–1281
- [40] SCHNEIDENBACH, H. ; FRANKE, St. ; SCHOEPP, H. ; METHLING, R. ; HESS, H.: Temperature determination in metal-halide arc lamps using Bartels’ method. In: *Proc. 57th Gaseous Electronics Conference* Bd. 49(5). Bunratty, Ireland, 2004, S. 15
- [41] SCHNEIDENBACH, H. ; FRANKE, St.: Limits of the one-parameter model for plasma temperature determination from self-reversed lines. *To be published* (2005)
- [42] SEEHAWER, J. ; ZAUTER, M.: Temperaturbestimmung an einer Indiumjodid-Hochdruckentladung aus side-on-Messungen der Emission und Absorption. In: *Abhdlg. der OSRAM-Ges.* 11 (1973), S. 148–162

- [43] KARABOURNIOTIS, D. ; MULLEN, J. van der: Numerical validation of a self-absorption model for plasma radiation. In: *J. Phys. D: Appl. Phys.* 38 (2005), Nr. 17, S. 3016–3027
- [44] KARABOURNIOTIS, D.: Electron and sodium-excitation temperatures in a 12-atm Hg-NaI lighting plasma from line self-reversal. In: *Proc. 27th ICPIG*. Eindhoven, Netherlands, 2005, S. 16–310
- [45] KOCH, B.: Strahlungsmechanismen in elektrodenlos angeregten Hochdruckplasmen / Lichttechnisches Institut Universität Karlsruhe. 2002 (Förderkennzeichen BMBF 13N7412/6). – Abschlußbericht