

**GSi**

**GSi-93-04  
REPORT  
JANUAR 1993  
ISSN 0171-4546**

**OPTISCHE VERSTÄRKUNG IN XENON BEI  
ANREGUNG MIT SCHWERIONENSTRAHLEN**

**B. BUSCH**

(Doktorarbeit, Technische Universität München)

**Gesellschaft für Schwerionenforschung mbH**  
Planckstr. 1 · Postfach 11 05 52 · D-6100 Darmstadt 11 · Germany



Fakultät für Physik der Technischen Universität München  
Institut für Kernphysik und nukleare Festkörperphysik  
Teilinstitut E12

# Optische Verstärkung in Xenon bei Anregung mit Schwerionenstrahlen

**Bernhard Busch**

Vollständiger Abdruck der von der Fakultät für Physik der Technischen  
Universität München zur Erlangung des akademischen Grades eines  
Doktors der Naturwissenschaften (Dr. rer. nat.)  
genehmigten Dissertation.

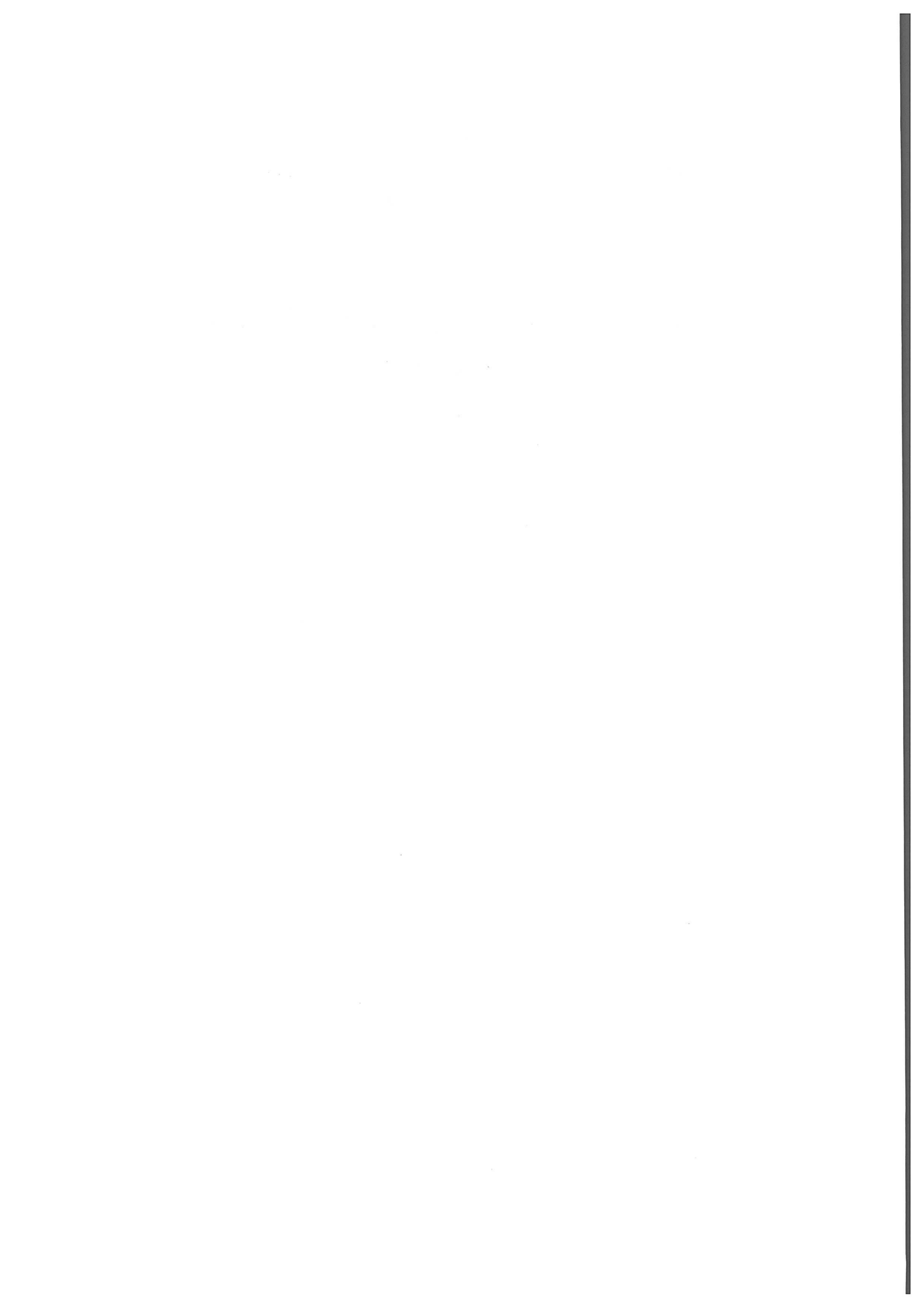
Vorsitzender: Univ.-Prof. Dr. M. Kleber

Prüfer der Dissertation :

1.: Univ.-Prof. Dr. H.-J. Körner

2.: Prof. Dr. D. E. Murnick, Ph. D., Rutgers University, New Jersey, USA

Die Dissertation wurde am 24.6.92 bei der Technischen Universität  
München eingereicht und durch die Fakultät für Physik am  
15.7.92 angenommen.



# Zusammenfassung

Mit intensiven Schwerionenstrahlen können sehr hohe Energiedichten in Materie erzeugt werden. Dies beruht auf dem hohen spezifischen Energieverlust schwerer Projektile bei ihrer Wechselwirkung mit dem Target. Die dabei auftretenden Phänomene und Anwendungen wie z.B. die Trägheitsfusion mit Schwerionenstrahlen als Treiber werden im Rahmen eines vom Bundesministerium für Forschung und Technologie (BMFT) geförderten Forschungsprogramms studiert. Eine andere mögliche Anwendung sind kurzwellige Laser, die mit Schwerionenstrahlen gepumpt werden. In diesem Zusammenhang wurde die vorliegende Arbeit im Rahmen eines Programms zur "Untersuchung der Lichtemission von Materie, die mit Schwerionen angeregt wird, und Entwicklung kurzwelliger Laser" <sup>1</sup> angefertigt. Dabei wird die Lichtemission von Edelgastargets bei Schwerionenstrahlanregung mit Hilfe von zeit aufgelöster, optischer Spektroskopie untersucht. Mit den Ergebnissen dieser Untersuchungen können Aussagen über wichtige physikalische Parameter im angeregten Medium, wie z.B. Wirkungsquerschnitte für stimulierte Emission, Größe der Besetzungsinversion, Elektronendichten etc. getroffen werden. Die Kenntnis dieser physikalischen Parameter ist für die Beschreibung der optischen Verstärkung im aktiven Medium nötig.

Ziel der Arbeit war es mit den vorhandenen Beschleunigern optische Verstärkung bei möglichst kurzer Wellenlänge zu erzielen.

In der vorliegenden Arbeit wird gezeigt, daß mit einem intensiven, gepulsten Schwerionenstrahl optische Verstärkung von  $26\% \frac{1}{cm}$  auf dem 2. Excimerkontinuum von Xenon bei einer Wellenlänge von  $172nm$  erzeugt werden kann.

Es wurde ein Experiment aufgebaut, in dem diese Verstärkung entlang der großen Halbachse eines elliptischen Volumens auftritt. Das elliptische Volumen wird durch eine große Halbachse von  $5.1mm$ , eine kleine Halbachse von  $0.5mm$  und eine Dicke von  $(10 \pm 2)\mu m$  beschrieben. Die große Halbachse definiert gleichzeitig die optische Achse des aktiven Mediums.

Die Verstärkung entsteht durch eine Besetzungsinversion zwischen dem  $^1\Sigma_u^+$ - Zustand und dem  $^1\Sigma_g^+$ - Zustand des  $Xe_2$ - Excimermoleküls. Da der  $^1\Sigma_g^+$ - Zustand instabil ist, zerfällt das  $Xe_2$ - Excimermolekül nach der Emission eines Photons in zwei Xenonatome im Grundzustand.

Zur Bildung der Excimermoleküle wurde festes Xenon mit einem  $3.78 MeV Kr^+$  Ionenstrahl vom MAXILAC- Beschleuniger der GSI in Darmstadt angeregt.

Der Strahlpuls bestand aus Makropulsen von  $300\mu s$  Dauer. Der Makropuls wiederum enthielt eine Folge von Mikropulsen mit einer zeitlichen Breite von  $10ns$  bei einem Mikropulsabstand von  $74ns$ . Durch die Fokussierung des Strahlpulses mit

---

<sup>1</sup>gefördert vom BMFT unter der Nr. 06TM310I

magnetischen und elektrostatischen Quadrupolen, dem hohen Strahlstrom von bis zu  $21\text{mA}$  im Mikropuls und der geringen Reichweite des  $3.78\text{MeV Kr}^+$  - Ionenstrahls im festen Xenon konnten in einem kleinen Volumen hohe Energie- und Leistungsdichten von  $10\frac{\text{J}}{\text{g}}$  bzw.  $1\frac{\text{GW}}{\text{g}}$  erreicht werden.

Um die kinetischen Prozesse, die zur Bildung des Xenonexcimermoleküls führen, so schnell ablaufen zu lassen, daß sie an die  $10\text{ns}$  Strahlpulse angepaßt sind, ist eine hohe Targetdichte erforderlich. Diese hohe Dichte wurde hier für kurze Zeiten durch das Verdampfen von festem Xenon mit dem intensiven Schwerionenstrahl erreicht. Etwa  $1\mu\text{s}$  nach dem Einsetzen des Ionenstrahls bildet sich vor dem Target eine Xenonschicht mit hohem Gasdruck aus, die vom Target abströmt. Mit einer Abbildung des vom Target abströmenden, leuchtenden Xenongases auf eine elektronische Kamera konnte der mittlere Xenongasdruck kurz vor dem Target bestimmt werden. Der Xenongasdruck konnte etwa  $1\mu\text{s}$  nach Beginn des Makropulses zu etwa  $35\text{bar}$  abgeschätzt werden, der nach etwa  $2\mu\text{s}$  auf einen mittleren Gasdruck von  $5\text{bar}$  abfiel. In der zeitaufgelösten Messung der Winkelverteilung des vom Target in Richtung der optischen Achse emittierten Excimerlichts bei  $172\text{nm}$  wurde nach optischer Verstärkung gesucht. Auf der optischen Achse wurde eine zeitlich gemittelte Überhöhung von  $(30 \pm 4)\%$  über das isotrop emittierte Licht gemessen. Die Winkelhalbwertsbreite dieser Überhöhung betrug  $(0.20 \pm 0.02)^\circ$ .

Bei Variation der Länge des aktiven Mediums konnte ein deutlich steilerer Anstieg der Lichtintensität mit der Targetlänge bei Beobachtung in Richtung der optischen Achse im Vergleich zur Beobachtung unter  $45^\circ$  zur optischen Achse gemessen werden. Sowohl die Überhöhung als auch der steilere Anstieg der Lichtintensität auf der optischen Achse sind ein Indiz für signifikante, optische Verstärkung im Target. Die zeitaufgelösten Messungen schließen aus, daß die beobachteten Indizien für optische Verstärkung durch apparative Effekte verursacht werden.

Mit einer VUV- Photodiode bekannter Nachweisempfindlichkeit konnte der Wirkungsgrad für die Umsetzung der Strahlpulsenergie in Photonen vom Übergang des  $^1\Sigma_u^+$ - Zustand in den  $^1\Sigma_g^+$ - Grundzustand zu  $1.5\%$  berechnet werden. Für den Übergang vom  $^3\Sigma_u^+$ - Zustand in den  $^1\Sigma_g^+$ - Grundzustand ergab sich ein Wirkungsgrad von  $1.3\%$ .

Die Winkelverteilung und die Abhängigkeit der Meßsignale von der Länge des angeregten Mediums konnte durch eine Simulation der Verstärkung mit einem numerischen Modell gut erklärt werden. Daraus ergab sich im Zentrum des Strahlpulses eine Excimerdichte von  $(5.4 \pm 3.0) \times 10^{16} \frac{1}{\text{cm}^3}$ . Ausserhalb des Zentrums verläuft die Excimerdichte direkt proportional zur Strahlstromdichte des Ionenstrahls.

Mit der errechneten Excimerdichte im Modellvolumen konnte der Xenongasdruck im Volumen abgeschätzt werden. Es errechnete sich ein mittlerer Xenongasdruck von  $70\text{bar}$ , der sich nur um einem Faktor 2 von dem Wert unterscheidet, der aus der Expansion des Xenongases abgeschätzt wurde. Mit der mittleren Xenongasdichte und dem Energieverlust pro Massenbelegung der  $3.78\text{MeV Kr}^+$  - Ionen im Xenon ließen sich maximale Energie- und Leistungsdichten von  $7.5\frac{\text{J}}{\text{cm}^3}$  bzw.  $750\frac{\text{MW}}{\text{cm}^3}$  abschätzen. Aus den Ergebnissen der Modellsimulation wurde an Hand einer Lösung der Raten-gleichungen, die Bildung und Zerfall der Xenonexcimere beschreibt, der zeitliche Verlauf der Excimerdichte und der Elektronendichte im angeregten Medium berechnet. Bildung und Abbau der Elektronen und der Excimere im  $^1\Sigma_u^+$ - Zustand folgen aufgrund der hohen Xenongasdichte und der hohen Elektronendichte dem zeitlichen

Verlauf des Anregungspulses, der im Modell durch eine Gaußfunktion mit einer zeitlichen Breite von  $10ns$  angenähert wurde. Für das Maximum des zeitlichen Verlaufs der Excimerdichte ergab sich ein Wert von  $2.5 \cdot 10^{16} \frac{1}{cm^3}$ . Dieser Wert ist in guter Übereinstimmung mit der Excimerdichte, die sich aus der Beschreibung der optischen Verstärkung mit einer numerischen Modellsimulation ergibt. Die maximale Elektronendichte errechnet sich zu  $1.5 \cdot 10^{16} \frac{1}{cm^3}$ .

Aus diesen Daten ergibt sich eine qualitative Beschreibung der physikalischen Parameter für die optische Verstärkung in dem, vom Schwerionenstrahl angeregten, aktiven Medium.

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>6</b>
<b>2</b>	<b>Prinzip eines ASE-Lasers</b>	<b>10</b>
2.1	Nachweis von verstärkter Spontanemission . . . . .	12
2.1.1	Spektrale Einengung der Emission . . . . .	12
2.1.2	Exponentielle Zunahme der Emissionsintensität mit der Targetlänge . . . . .	13
2.1.3	Stark erhöhte Emission in axiale Richtung . . . . .	13
<b>3</b>	<b>Excimerkinetik</b>	<b>16</b>
3.1	Energieniveauschema des Xenonexcimermoleküls . . . . .	16
3.2	Bildungsprozesse des Xenonexcimers . . . . .	18
3.3	Emissionscharakteristik der Edelgasexcimere . . . . .	19
3.3.1	Gasförmiges Xenon . . . . .	19
3.3.2	Festes Xenon . . . . .	21
3.3.3	Flüssiges Xenon . . . . .	22
<b>4</b>	<b>Experimenteller Aufbau</b>	<b>23</b>
4.1	Edelgastarget und Experiment . . . . .	23
4.2	Targetpräparation . . . . .	26
4.3	Expansion des Xenongases . . . . .	28
4.4	Elektronik und Datenaufnahme . . . . .	29
<b>5</b>	<b>Ergebnisse</b>	<b>31</b>
5.1	Daten . . . . .	31
5.2	Messung der Winkelverteilung der verstärkten Spontanemission . . . . .	36
5.3	Zeitaufgelöste Messung der Winkelverteilung . . . . .	38
5.4	Variation der Verstärkungslänge . . . . .	39
5.5	Zeitaufgelöste Messung der Variation der Verstärkungslänge . . . . .	41
5.6	Messung der Lichtenergie . . . . .	43
5.7	Zeitaufgelöste Messung der Expansion des Xenongases . . . . .	44
5.8	Bestimmung des Strahlprofils . . . . .	46
<b>6</b>	<b>Interpretation der Messungen mit Hilfe eines numerischen Modells</b>	<b>49</b>
6.1	Physikalische Grundlagen des Modells . . . . .	49
6.2	Simulationsergebnisse . . . . .	50
6.2.1	Diskussion der physikalischen Parameter . . . . .	50
6.2.2	Winkelabhängigkeit . . . . .	52

6.2.3	Variation der Verstärkungslänge . . . . .	54
6.3	Abschätzung der Gasdichten, Elektronendichten und der Energie- und Leistungsdichten . . . . .	54
7	<b>Ausblick</b>	<b>58</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>60</b>

# Kapitel 1

## Einleitung

Edelgasexcimere sind gut geeignet zur Erzeugung von Laserstrahlung im vakuumultravioletten (VUV) Spektralbereich. Excimere entstehen, wenn ein elektronisch angeregtes Atom mit einem Atom im Grundzustand ein angeregtes Molekül (Excimer) bildet. Diese Edelgasexcimere können unter Emission eines Photons in den repulsiven Grundzustand übergehen. Das Excimermolekül im Grundzustand zerfällt innerhalb von  $10^{-12}s$ , so daß die für optische Verstärkung notwendige Besetzungsinversion leicht erreicht werden kann. Außerdem ist es bei Edelgasexcimeren durch ihre großen Emissionsbreiten (10 – 20nm) möglich, die Laserwellenlänge mit Hilfe von dispersiven, optischen Elementen (Prisma, Gitter) in gewissen Bereichen zu verändern. Die Edelgasexcimere Argon, Krypton und Xenon emittieren bei hohem Gasdruck vorwiegend Licht in den 2. Kontinua bei einer Wellenlänge von 128nm, 146nm und 172nm.

Basov et al. [1, 2, 3] erzeugten 1970 zuerst stimulierte Lichtemission in kondensierten Edelgasen, indem sie flüssiges Xenon mit intensiven Elektronenstrahlen bei einer Elektronenenergie von 1MeV, einer maximalen Elektronenstromdichte von  $300 \frac{A}{cm^2}$  und einer Pulsdauer von 10ns anregten und die abgestrahlte Lichtintensität in Richtung der Resonatorachse untersuchten.

Seitdem ist rascher Fortschritt in der Entwicklung von Edelgas- und Edelgashalogenidexcimersystemen erzielt worden.

Für den Betrieb von reinen Edelgasexcimeren ist eine Anregung des aktiven Mediums bei hohem Druck mit intensiven Elektronenstrahlen notwendig. Nur mit Elektronenstrahlpulsen mit einer Pulsbreite von typisch 10 – 100ns, einer Stromstärke von 10 – 100kA und einer Elektronenenergie von etwa 1MeV war es bisher möglich, die für stimulierte Emission nötige, hohe Pumpleistung zur Verfügung zu stellen. Für die Erzeugung solcher Elektronenstrahlen z.B. mit Vakuumdioden, die mit Marx-Generatoren betrieben werden, ist ein bedeutender technischer und experimenteller Aufwand erforderlich. Die Wirkungsgrade der reinen Edelgasexcimere für die Umsetzung der Anregungsenergie in Laserstrahlung liegen bei etwa 2%. Es werden Repetitionsraten von einigen Hz erreicht.

Kommerziell erhältlich sind gepulste Edelgashalogenidlaser, die bei verschiedenen Wellenlängen, je nach chemischer Zusammensetzung, arbeiten. So emittieren z.B. XeF bei 351 und 490nm, XeCl bei 308 und 350nm, KrF bei 249 und 275nm und ArF bei 193 und 203nm Laserstrahlung. Gepumpt werden diese Lasersysteme, ebenso wie die reinen Edelgase, mit intensiven Elektronenstrahlen oder durch elek-

trische Entladungen, bei denen zum Erreichen einer homogenen Entladung das Laser-  
gas durch Röntgenstrahlung oder durch einen Elektronenstrahl kleiner Leistung  
vorionisiert wird.

Ein Vorteil der zweiatomigen Edelgashalogenid- gegenüber den reinen Edelgasla-  
sers ist der größere Wirkungsquerschnitt für stimulierte Emission und demzufolge  
die kleinere erforderliche Pumpleistung. Der größere Wirkungsquerschnitt für sti-  
mulierte Emission wird durch die geringere Emissionsbreite verursacht.

Interessant für die Erzeugung von intensiver Strahlung im VUV ist die Möglich-  
keit, Edelgase im flüssigen oder festem Zustand als aktives Medium zu verwenden.  
Die Emissionscharakteristik von kryogenen Edelgasen nach Anregung mit Photonen,  
Elektronen oder Schwerionen ist nahezu identisch mit der Emission der Edelgasex-  
cimere in der Gasphase bei hohem Druck. Verstärkte Spontanemission (amplified  
spontaneous emission (ASE)) aus Edelgasfestkörpern könnte als intensive Licht-  
quelle mit hohem Wirkungsgrad dienen. Außerdem sind keinerlei optische Elemente  
wie Linsen oder Fenster erforderlich, da die Edelgasfestkörper freistehend im Va-  
kuum angeregt werden können.

Nahme et al. [4] erreichten mit Elektronenstrahlanregung in Argonkristallen Exci-  
merdichten von  $5 \cdot 10^{18} \frac{1}{\text{cm}^3}$  und Energiedichten von  $20 \frac{\text{J}}{\text{cm}^3}$ . Seitdem ist in etlichen  
kryogenen Kristallen, Flüssigkeiten und Lösungen optische Verstärkung erzielt wor-  
den; z.B. in  $XeF$  dotierten Argonkristallen [5], in reinen Argonkristallen [6], in einer  
 $ArXe$ - Lösung [7], in  $Xe_2^+ Cl^-$  gelöst in flüssigen  $Cl_2Xe$  [8] und in vielen weiteren  
Lösungen [9].

Dreyfus et al. [10] schlugen 1975 einen Ablationslaser vor, bei dem durch Be-  
strahlen von festem Xenon mit intensiven Elektronenstrahlen vor dem Festkörper  
eine Gasschicht bei hohem Druck erzeugt werden sollte. Gleichzeitig dient diese  
angeregte Gasschicht als aktives Medium für stimulierte Emission.

Die vorliegende Arbeit ist im Rahmen eines Forschungsprogramms zur "Unter-  
suchung der Lichtemission von Materie, die mit Schwerionen angeregt wird und  
Entwicklung kurzweiliger Laser" angefertigt. In diesem Programm wird das Verhal-  
ten der Lichtemission bei Ionenstrahlanregung in Hinblick auf die Realisierung von  
schwerionenstrahlgepumpten Lasern studiert.

Die Verwendung von gepulsten, intensiven Schwerionenstrahlen hoher Teilchenener-  
gie zur Anregung bietet eine Reihe von Vorteilen.

Aufgrund der großen, mittleren Ladung der Projektile im Targetgas ist der spezifi-  
sche Energieverlust der Schwerionen [11] sehr viel größer als bei leichten Teilchen,  
wie Elektronen oder Protonen, vergleichbarer Geschwindigkeit. Das Targetmedium  
wird durch die gute Fokussierbarkeit des Ionenstrahls und durch die geringe Winkel-  
aufstreuung der Teilchen homogen angeregt. Im Targetmedium wird also in einem  
definierten Volumen eine hohe Leistungsdichte erreicht. Bei den Stößen der Projek-  
tile mit den Targetatomen entstehen auch hochgeladene Ionen.

Die großen Ionisationswirkungsquerschnitte bei der Anregung mit schweren, gelade-  
nen Teilchen können aber auch zu anderen Emissionscharakteristiken als bei Anre-  
gung mit leichten Teilchen oder Elektronen führen. Als Beispiel besitzt Argon bei  
einem Gasdruck von etwa 1bar ein breites Emissionsmaximum bei 190nm, das bei  
Anregung mit Schwerionen bevorzugt auftritt [12]. Langhoff et al. [13] erklärten  
diese Emission durch die Bildung von zweifach positiven geladenen Argonmolekülen,

die unter Emission eines Photons in zwei einfach positiv geladene Argonatome zerfallen, wobei die Bildung des  $Ar^{2+}$ -Vorläufers bei Ionenstrahlanregung begünstigt ist.

Zur Bestimmung der für Lasertätigkeit wichtigen physikalischen Parameter im aktiven Medium muß die Lichtemission spektral- und zeitaufgelöst untersucht werden. Mit der guten Zeitstruktur der Anregungspulse von etwa  $2ns$  am Münchner Tandem van de Graaff Beschleuniger läßt sich die Lichtemission angeregter Edelgas-targets bei Ionenstrahlanregung in hervorragender Weise mit Hilfe zeitaufgelöster, optischer Spektroskopie studieren. Mit einer möglichen Repetitionsrate von bis zu  $5MHz$  konnte die zeitliche Struktur der Anregungspulse an die experimentellen Bedingungen angepaßt werden.

Für diese Untersuchungen stehen Monochromatoren für die Wellenlängenbereiche von  $110 - 650nm$  und von  $1 - 125nm$  zur Verfügung. Der Monochromator für den längerwelligen Bereich wurde mit Hilfe von Eichlampen absolut kalibriert [14]. Aus den Wellenlängen- und Zeitspektren lassen sich dann Targetparameter wie Elektronendichten, Elektronentemperaturen, Ratenkonstanten für die Molekülbildung, Wirkungsquerschnitte für stimulierte Emission, Stoßquerschnitte und Besetzungsinversionen etc. bestimmen. Typische Targetbedingungen bei Schwerionenstrahlanregung in Edelgasen mit  $1bar$  Gasdruck lassen sich für Elektronendichten zu  $1 \cdot 10^{12} \frac{1}{cm^3}$ , für Elektronentemperaturen zu  $5eV$  und für die Excimerdichte zu  $3 \cdot 10^{11} \frac{1}{cm^3}$  abschätzen [15]. Durch die geringen Pulsenergien bei der Anregung bleibt das Targetgas bei einer typischen Gastemperatur von etwa  $300K$  kalt.

Laseremission im infraroten Spektralbereich bei  $1.1\mu m$  ist von Ulrich 1983 bei Anregung von  $He - Ar$ ,  $He - Xe$  und  $Ar - Xe$  Gemischen mit Schwerionenstrahlen erreicht worden [16]. Für die Erzeugung von kurzwelligerem Laserlicht reichte jedoch die vorhandene Pumpleistung des Tandembeschleunigers nicht aus. Die für Lasertätigkeit benötigte Pumpleistung skaliert mit der Wellenlänge je nach Anregungsmechanismus und Emissionscharakteristik mit einem Faktor  $\lambda^{-4}$  bis  $\lambda^{-5}$ . Mit dem Hochfrequenzbeschleuniger (RFQ-MAXILAC) und dem Schwerionensynchrotron SIS der Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI) in Darmstadt stehen Beschleuniger mit hoher Pulsleistung zur Verfügung.

In der vorliegenden Arbeit wird der Nachweis von verstärkter Spontanemission (ASE) bei der Emission des 2. Kontinuums des Xenonexcimers bei  $172nm$  bei Anregung mit intensiven Schwerionenstrahlen des MAXILAC-Beschleunigers beschrieben.

Dazu wurde ein Target entwickelt (Kap. 4.1), auf das bei einer Temperatur von  $20K$ , Xenongas als polykristalliner Festkörper aufgebracht werden konnte. Um eine große Leistungsdichte und eine möglichst große Verstärkungslänge im aktiven Medium zu erzielen, wurde der Ionenstrahl mit magnetischen und elektrostatischen Quadrupolen auf einen elliptischen Strahlfleck fokussiert. Die große Halbachse des Strahlflecks definiert dann die optische Achse.

Durch den intensiven Ionenstrahl wurde vor dem Target nach Beginn jedes Strahlpulses eine dünne Gasschicht mit hohem Gasdruck erzeugt. Gleichzeitig erfolgte in dieser Xenongasschicht die Bildung der Excimermoleküle im  $^1\Sigma_u^+$ -Zustand. In dem dichten, angeregten Xenongas verlaufen die kinetischen Bildungsprozesse der Excimere schnell und die Emissionszeiten sind vergleichbar mit der Lebensdauer des oberen Laserniveaus. Excimer- und Elektronendichten waren aber noch gering, so

daß Verlustprozesse, wie z.B. die Zerstörung von Excimermolekülen durch Excimer-Excimer-Stöße oder die Zerstörung von angeregten Xenonatomen durch Stöße zweier angeregter Xenonatome, vernachlässigt werden konnten (Kap. 3).

Der Nachweis der optischen Verstärkung erfolgte durch zeitaufgelöstes Messen der Winkelverteilung der Lichtemission in Richtung der optischen Achse (Kap. 5). Aus diesen Meßdaten wurden dann Winkelhalbwidthen und die Größe der Überhöhung der ASE-Intensität über das konstante Niveau der spontanen Emission bestimmt. Ein weiteres Merkmal für optische Verstärkung war der unterschiedliche Verlauf des Meßsignals in Richtung der optischen Achse und unter  $45^\circ$  bei Variation der Länge des aktiven Mediums.

In Kap. 6 wird ein Modell vorgestellt, dessen Ergebnisse die gemessenen Datensätze beschreibt. Aus dem Simulationsmodell folgen Abschätzungen der Excimer-, Gas- und Elektronendichten, der Winkelhalbwidthen der Lichtemission und der Größe der Überhöhung über das Niveau der spontanen Emission.

# Kapitel 2

## Prinzip eines ASE-Lasers

Im folgendem Kapitel sollen die physikalischen Grundlagen für die verstärkte Spontanemission (ASE) dargelegt werden. Abb. 2.1 zeigt die typische Geometrie eines ASE-Lasers ohne Resonatorspiegel.

Falls im aktiven Medium die Dichte der Teilchen im oberen Laserniveau ausrei-

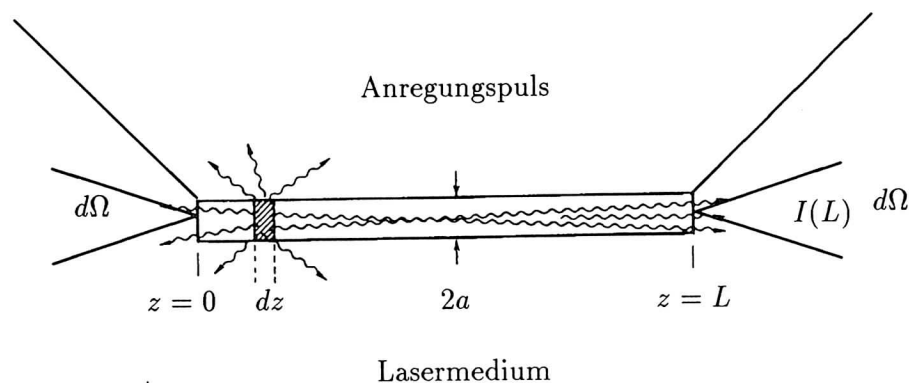


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung eines ASE-Lasers.

chend hoch ist, kann durch stimulierte Emission optische Verstärkung der spontan emittierten Strahlung auftreten, die so groß ist, daß sich die Emissionscharakteristik des leuchtenden Materials deutlich verändert. Die bisher demonstrierten Röntgenlaser werden z.B. meist als reine ASE-Laser betrieben. Ein herkömmlicher Laserresonator kann nicht verwendet werden, da optische Elemente für diesen Wellenlängenbereich schwer oder gar nicht hergestellt werden können.

Ist die Verstärkung z.B. entlang eines langen, dünnen Zylinders eines angeregten Mediums ausreichend groß, so kommt es zu der Emission eines Laserstrahls mit räumlicher, im allgemeinen aber nicht zeitlicher Kohärenz [17] mit einem Öffnungswinkel  $d\Omega$ .

Viele gepulste Excimer- und Moleküllaser im sichtbaren und ultravioletten Wellenlängenbereich, z.B. die Laseremission von  $H_2$  bei  $120\text{nm}$  oder die  $614\text{nm}$  Linie in Ne [17] werden in der Regel ohne Resonatorspiegel betrieben. Als Modell für die

Untersuchung der ASE-Emission benutzte Peters [18, 19, 20, 21] die He-Ne  $3.39\mu\text{m}$  Linie im Infraroten, mit der eine große optische Verstärkung leicht erzielt werden kann.

Wichtige physikalische Größen für die Beschreibung der Verstärkung sind der Wirkungsquerschnitt für stimulierte Emission  $\sigma$ , die Besetzungsinversion  $N$ , die Verstärkungslänge  $l$ , die aus den vorhergegangenen Größen gebildete Kleinsignalverstärkung  $g$  und die kritische Dichte  $N_c$  der angeregten Moleküle im oberen Laserniveau. Der Wirkungsquerschnitt für stimulierte Emission  $\sigma$  ist, wie in Gleichung 2.1 dargestellt, eine Funktion von der Wellenlänge  $\lambda$ , der Breite  $\Delta\lambda$ , der Lebensdauer  $\tau$  und dem Brechungsindex  $n_r$  in dem Lasermedium.

$$\sigma = \frac{1}{8\pi c n_r^2} \frac{\lambda^4}{\Delta\lambda \tau} \quad (2.1)$$

Die Besetzungsinversion  $N$  läßt sich als Differenz der Zahl der Teilchen im oberen Laserniveau  $N_2$  und der Zahl der Teilchen im unteren Laserniveau  $N_1$ , multipliziert mit dem Verhältnis der statistischen Gewichte  $g$  und  $g_1$  nach Gleichung 2.2 beschreiben.

$$N = N_2 - \frac{g_2}{g_1} N_1 \quad (2.2)$$

Die Kleinsignalverstärkung  $g$  ergibt sich, falls das Medium längs des Verstärkungsweges homogen angeregt ist, bei einer Verstärkungslänge  $l$  wie folgt:

$$g = e^{\sigma N l} \quad (2.3)$$

Als eine grobe Abschätzung für einen ASE-Laser sollte die Verstärkung etwa den Faktor  $e^5$  betragen [22].

Die kritische Dichte  $N_c$  stellt eine Schwellenbedingung [18, 19, 20, 22] für das Einsetzen von verstärkter Spontanemission dar. Die Schwellenbedingung ist dann realisiert, wenn ein an einem Ende des angeregten Lasermediums emittiertes Photon am anderen Ende gerade ein stimulierte Photon induziert. Dies läßt sich durch Gleichung 2.4 beschreiben, wobei  $\Phi$  das Verzweigungsverhältnis darstellt, d.h. den Bruchteil der Teilchen im oberen Laserniveau, der durch Emission eines Photons und nicht durch andere, strahlungslose Prozesse zerfällt.

$$N_c = \frac{8\pi c \tau \Delta\lambda}{l \Phi} \frac{1}{\lambda^4} \quad (2.4)$$

Für den hier beschriebenen Xe<sub>2</sub>- Excimerlaser errechnet sich die kritische Dichte  $N_c$  zu  $4 \cdot 10^{16} \frac{1}{\text{cm}^3}$ .

## 2.1 Nachweis von verstärkter Spontanemission

Zum experimentellen Nachweis, daß in einem konkreten Experiment verstärkte Spontanemission auftritt, können die folgenden Kriterien herangezogen werden.

### 2.1.1 Spektrale Einengung der Emission

Die spektrale Linienbreite der Emission ist bei optischer Verstärkung im Vergleich zur spontanen Emission kleiner, da durch die wellenlängenabhängige Verstärkung das Emissionsmaximum überhört wird. Falls bei hohen Verstärkungen Sättigung berücksichtigt werden muß, sollte diese Einengung wieder reduziert sein, da zuerst Sättigung im Emissionsmaximum erreicht wird und erst später in den Flanken der Emission [23]. In Abb. 2.2 ist exemplarisch das Wellenlängenspektrum der spontanen Emission und das Laserspektrum des molekularen Jods dargestellt. Die Emis-

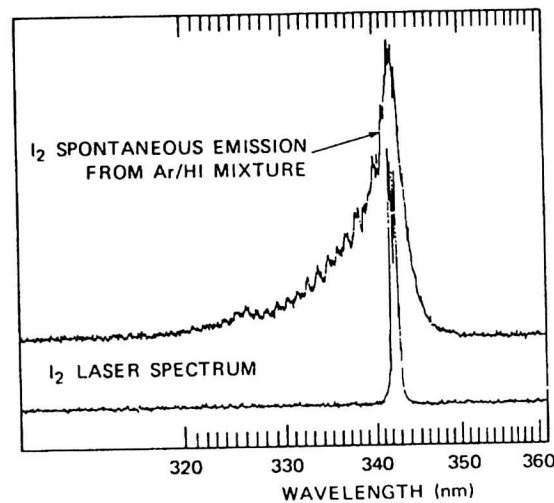


Abbildung 2.2: Spektraler Verlauf der spontanen Emission und Laserspektrum des molekularen Jods [24].

sionsbreite des Lasers ist deutlich schmaler als die Breite der spontanen Emission. Falls man bei einem langen, zylindrischen Lasermedium im Experiment nachweisen kann, daß die Halbwertsbreiten der Emission in Richtung der Längsachse kleiner sind als unter 90° zur Längsachse, gilt dies als Indiz für optische Verstärkung. In dem hier vorgestellten Experiment konnte die Einengung der Emissionsbreite bei verstärkter Spontanemission nicht untersucht werden, da die vorhandenen Spektrometer noch nicht für den Einzelschußbetrieb ausgerüstet waren. Außerdem ist bei der kleinen optischen Verstärkung auch keine deutliche Einengung der Emission zu erwarten.

## 2.1.2 Exponentielle Zunahme der Emissionsintensität mit der Targetlänge

Als wichtiges Nachweiskriterium für ASE-Lasertätigkeit gilt die exponentielle Zunahme der in axialer Richtung emittierten Lichtintensität mit der Targetlänge. Voraussetzung für die exponentielle Zunahme ist jedoch eine homogene Anregung des Lasermediums längs der optischen Achse.

Wie in Kapitel 4.1 beschrieben wird, ist bei dem vorliegendem Experiment die

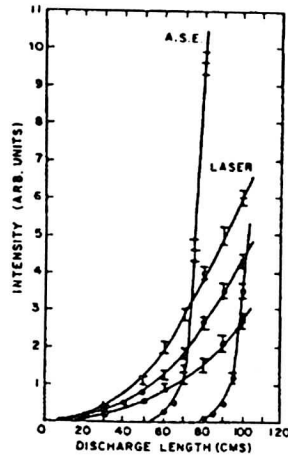


Abbildung 2.3: *Abhängigkeit der ASE-Intensität von der Länge des Lasermediums nach Peters [18]. Zum Vergleich die Intensitätsabhängigkeit bei einem Laser mit Resonatorspiegeln. Es sind Kurven mit unterschiedlichen Besetzungsinversionen dargestellt.*

Anregungsdichte nicht homogen, da die Stromdichte im Anregungsstrahlpuls in der Ebene senkrecht zur Strahlrichtung annähernd gaußförmig verteilt ist.

In Abb. 2.3 ist exemplarisch die Abhängigkeit der Lichtintensität von der Länge des angeregten Mediums bei einer ASE-Geometrie und einem herkömmlichen Laserresonator gezeichnet. Als weiterer Parameter geht in diese Kurven noch die unterschiedliche Besetzungsinversion ein. Aufgrund der niedrigen Schwellenbedingung für das Einsetzen von optischer Verstärkung im Laserresonator steigt die emittierte Lichtintensität schon bei einer kleinen Länge des aktiven Mediums an, während die ASE-Tätigkeit erst später einsetzt. Der Verlauf der ASE-Intensität ist nach Erreichen der Schwellenbedingung aber wesentlich steiler.

## 2.1.3 Stark erhöhte Emission in axiale Richtung

Die optische Verstärkung entlang der optischen Achse führt bei homogener Anregung des aktiven Mediums zur Emission von Laserstrahlung in axialer Richtung mit einem Öffnungswinkel  $\Theta$ , der in erster Näherung von den geometrischen Faktoren, der Länge  $l$  und dem Durchmesser  $d$ , abhängt. Die Größenordnung dieses

Öffnungswinkels läßt sich folgendermaßen abschätzen [21].

$$\theta = \frac{d}{l} \quad (2.5)$$

Wenn man das hier beschriebene Experiment durch eine Zylindergeometrie des angeregten Mediums annähert, ergibt sich ein theoretischer Öffnungswinkel  $\Theta_{xz} = 0.06^\circ$  in der xz-Ebene (vgl. Abb. 4.2).

In Abb. 2.4 sind die Winkelhalbwertsbreiten in Abhängigkeit von der Länge und der Größe der Besetzungsinversion des aktiven Mediums dargestellt [21]. Einge-

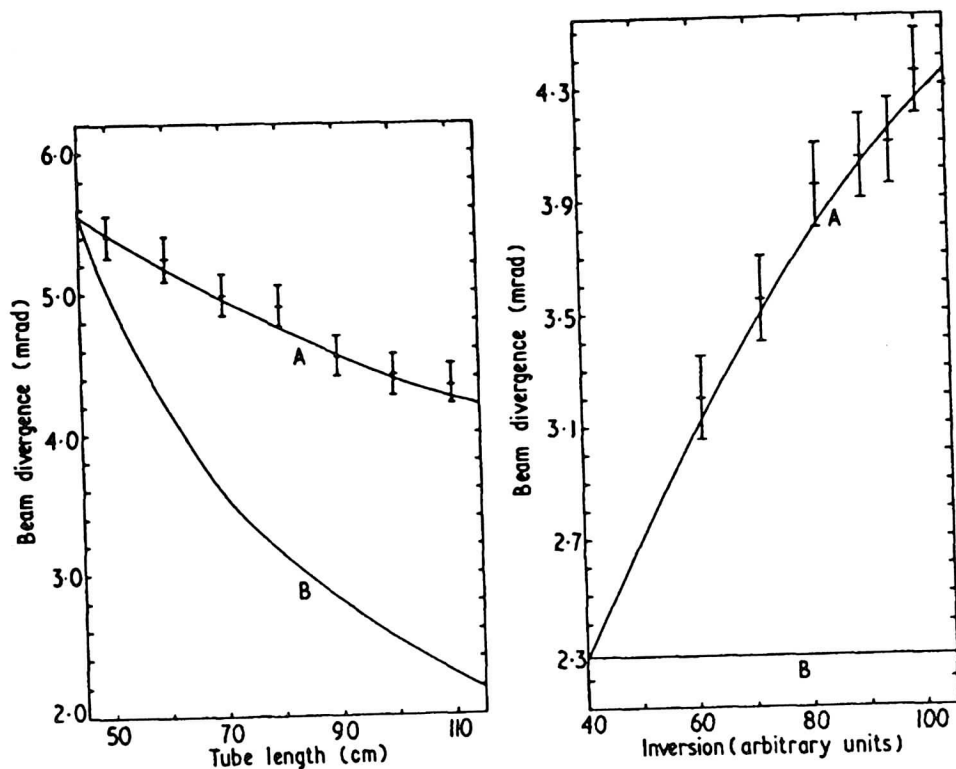


Abbildung 2.4: Divergenz der ASE-Intensität in Abhängigkeit von der der Länge des angeregten Mediums und der Besetzungsinversion. Die durchgezogene Linie A wurde mit einem ASE-Modell für die gezeigten Meßpunkte berechnet. Die mit B bezeichnete Linie stellt die Berechnung mit Hilfe der einfachen  $\Theta = \frac{d}{L}$  Beziehung dar. Die Meßpunkte sind von Peters und Allen [21] für den Übergang in Neon bei  $0.614\mu\text{m}$  in einer ASE-Geometrie bestimmt worden.

zeichnet sind die Meßpunkte und die Ergebnisse einer ASE-Modellkalkulation (A) und der Verlauf (B) der einfachen Beziehung  $\Theta = \frac{d}{L}$ . Die gemessenen Winkelhalbwertsbreiten liegen deutlich über den vorhergesagten Werten und werden nur durch die ASE-Modellrechnung gut beschrieben. Für die Vorhersage bzw. Berechnung

der Winkelhalbwidthsweiten muß also selbst für eine homogen Anregung des Lasermediums eine ASE-Modellsimulationsrechnung durchgeführt werden. In dem in der vorliegenden Arbeit beschriebenen Experiment am MAXILAC-Beschleuniger ist aber das aktive Medium durch die Strahldichteverteilung zudem stark inhomogen angeregt.

# Kapitel 3

## Excimerkinetik

Im folgenden sollen die wesentlichen kinetischen Prozesse bei der Bildung von Xenonexcimermolekülen beschrieben werden. Der strahlende Zerfall des angeregten Xenonexcimers vom angeregten  $^1\Sigma_u^+$ - bzw.  $^3\Sigma_u^+$ - Zustand in den repulsiven  $^1\Sigma_g^+$ - Zustand führt zu breitbandigen Emissionskontinua bei 150nm und 172nm, die als erstes bzw. zweites Kontinuum bezeichnet werden. Dabei bedeutet  $\Sigma$  den Bahndrehimpuls des Molekülzustands. Das Symbol + bedeutet, daß bei einer Spiegelung an einer Ebene, die die Molekülachse beinhaltet, kein Vorzeichenwechsel der Wellenfunktion stattfindet. Das Vorzeichenverhalten der Wellenfunktion bei einer Inversion am Molekülmittelpunkt wird durch die Symbole u bzw. g beschrieben. Bei dem Symbol u findet ein Vorzeichenwechsel statt, bei dem Symbol g nicht. Die Zahl links oben gibt die Multiplizität des Zustands an.

In der Gasphase wird das Emissionsspektrum bei höheren Gasdrucken ( $p > 100\text{mbar}$ ) vom zweiten Kontinuum bei 172nm dominiert [25]. Eine ähnliche Emissionscharakteristik zeigen die Spektren im flüssigem und festem Aggregatzustand. Diese Ähnlichkeit kann dadurch erklärt werden, daß sowohl im gasförmigen als auch im flüssigen und festen Xenon bei elektronischer Anregung Xenonmoleküle gebildet werden. Die Kopplung von je zwei Edelgasatomen zu einem fest gebundenen Molekül in einem elektronisch angeregten Zustand ist viel stärker als die Wechselwirkung mit einem Nachbaratom in der Flüssigkeit bzw. im Festkörper.

Optische Verstärkung kann nur bei dem Übergang vom  $^1\Sigma_u^+$ - in den  $^1\Sigma_g^+$ - Zustand des Xenonexcimers erzielt werden, da beim Übergang vom  $^3\Sigma_u^+$ - in den  $^1\Sigma_g^+$ - Zustand der Wirkungsquerschnitt für stimulierte Emission ( $1 \cdot 10^{-18}\text{cm}^2$ ) kleiner ist als der Wirkungsquerschnitt für Photoabsorption ( $2 \cdot 10^{-18}\text{cm}^2$ ) an den Excimermolekülen [25].

### 3.1 Energieniveauschema des Xenonexcimermoleküls

Abb. 3.1 zeigt vereinfacht in der linken Hälfte das Energieniveauschema des Xenonexcimers und in der rechten Hälfte die dazu korrelierten atomaren Niveaus. Angeregte Edelgasatome, die mit einem Edelgasatom im Grundzustand ein Edelgasmolekül bilden, bezeichnet man als Excimere. Den strahlenden Übergang eines Excimermoleküls vom angeregten  $^1,^3\Sigma_u^+$ - Zustand in den stark repulsiven  $^1\Sigma_g^+$ -

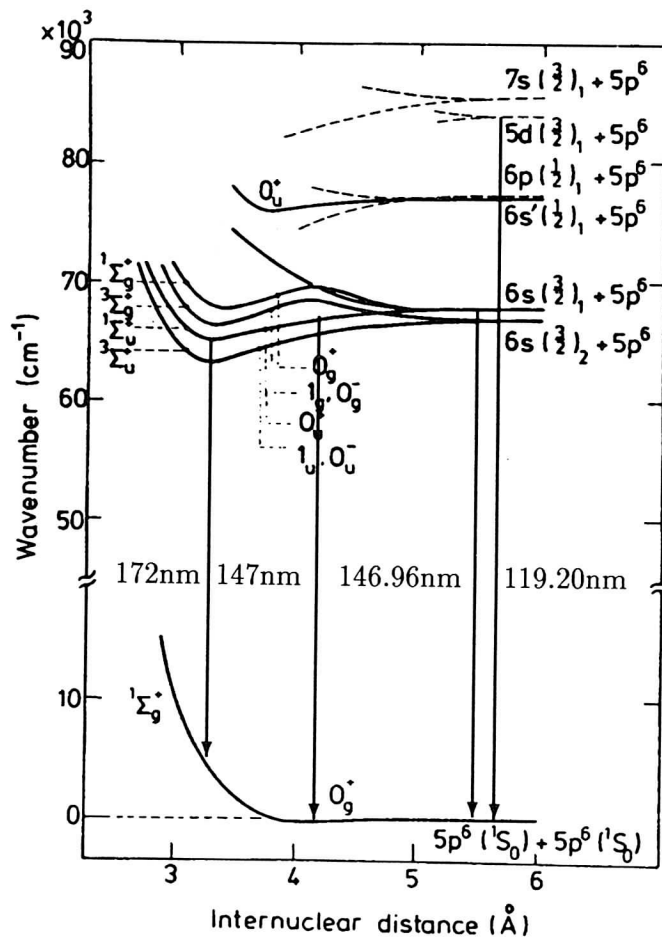


Abbildung 3.1: Energieniveauschema des Xenonexcimers in Abhängigkeit des internuklearen Abstands nach Brodmann und Zimmerer [26]. In der linken Bildhälfte sind die Energieniveaus des Xenonexcimers und in der rechten Hälfte die dazu korrelierten atomaren Energieniveaus dargestellt.

Grundzustand wird als 2. Kontinuum bezeichnet und führt bei höherem Druck ( $p > 100\text{mbar}$ ) zu einer breitbandigen Emission bei  $172\text{nm}$ . Bei niedrigeren Drücken tritt eine etwas schmalbandigere Emission bei  $147\text{nm}$  auf, die dem Übergang aus höheren Vibrationsniveaus des  $1,3\Sigma_u^+$ - Zustands in den repulsiven  $1\Sigma_g^+$ - Grundzustand des Excimermoleküls zugeordnet werden kann. Nach dem Übergang vom  $1,3\Sigma_u^+$ - in den  $1\Sigma_g^+$ - Zustand zerfällt das Excimermolekül.

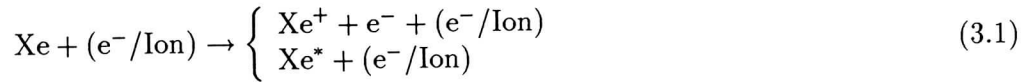
Die Emissionsmaxima der Xenonexcimere liegen energetisch unterhalb der niedrigsten Resonanzlinien des Xenonatoms bei  $146.961\text{nm}$  ( $5p^6(1S_0) \rightarrow 5p^56s(3P_1, 3P_2)$ ) und  $119.204\text{nm}$  ( $5p^6(1S_0) \rightarrow 5p^55d(3P_1, 3P_2)$ ), so daß die emittierte Strahlung von den Xenonatomen im Grundzustand nicht absorbiert werden kann. Verluste durch Selbstabsorption treten also nicht auf. Die gemessenen Lebensdauern der  $1,3\Sigma_u^+$ -

Zustände mit  $\tau_1 = 5.5ns$  bzw.  $\tau_3 = 100ns$  sind sehr viel größer als die Lebensdauer des  $^1\Sigma_g^+$ - Grundzustands ( $\tau_g < 1ps$ ), so daß der Grundzustand im Vergleich zu der Besetzung der angeregten Molekülzustände als leer angenommen werden kann [25]. Die für optische Verstärkung nötige Besetzungsinversion ist also automatisch gegeben. Dies ist ein Aspekt, der Laserexperimente mit reinen Edelgasexcimeren attraktiv macht.

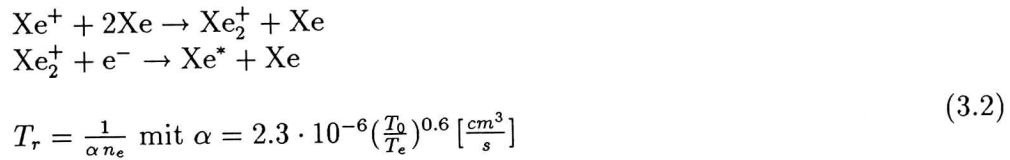
### 3.2 Bildungsprozesse des Xenonexcimers

Im folgenden soll näher auf die wesentlichen kinetischen Prozesse bei der Bildung des Xenonexcimers im  $^{1,3}\Sigma_u^+$ - Zustand eingegangen werden.

In einem Medium werden beim Durchgang eines Ions oder durch die vom Ion im Medium erzeugten Sekundärelektronen angeregte Xenonatome ( $Xe^*$ ) und Xenonionen ( $Xe^+$ ) gebildet:



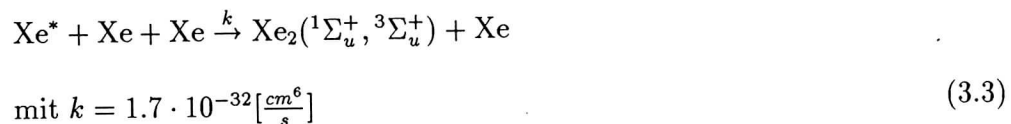
Die direkt gebildeten, angeregten Xenonatome sind die Vorläufer für die Xenonmoleküle im  $^{1,3}\Sigma_u^+$ - Zustand. Die Xenonionen führen über den Umweg der dissoziativen Rekombination ebenfalls zur Bildung der Xenonmoleküle im  $^{1,3}\Sigma_u^+$ - Zustand, wie im folgendem beschrieben ist. Bei hohen Drucken bilden die Xenonionen in einem Dreierstoß sehr schnell ( $< 1ns$ ) Xenonmolekülionen [25], die danach mit einem freien Elektron rekombinieren und anschließend zerfallen (Reaktion 3.2).



$$\text{für } n_e \approx 10^{18} \left[\frac{1}{cm^3}\right] \quad T_r < 1ns$$

Diese dissoziative Rekombination erfolgt bei höheren Drucken mit einer Rekombinationszeit  $T_r$ , die der Kehrwert des Produkts einer elektronentemperaturabhängigen Konstante  $\alpha$  und der Elektronendichte  $n_e$  ist. Für die in Kapitel 6 abgeschätzten Elektronen- und Xenongasdichten ergibt sich eine Rekombinationszeit  $T_r$ , die kleiner als eine Nanosekunde ist.

Das angeregte Xenonmolekül im  $^{1,3}\Sigma_u^+$ - Zustand wird dann in einem Dreierstoß des angeregten Xenonatoms mit zwei Xenonatomen im Grundzustand gebildet:



$$\text{für } n_{Xe} \approx 10^{21} \left[\frac{1}{cm^3}\right] \quad T < 1ns$$

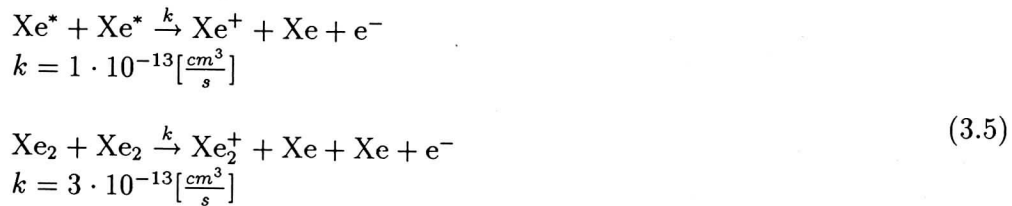
Mit der aus der Literatur bekannten Ratenkonstante  $k$  [25] berechnet sich für die Zeitkonstante dieser Reaktion ein Wert, der ebenfalls kleiner als  $1ns$  ist. Für

die Dichten der angeregten Xenonatome und der Xenonatome im Grundzustand wurden die Ergebnisse aus der numerischen Modellsimulation (Kap. 6) verwendet. Die angeregten Xenonmoleküle im  $^1\Sigma_u^+$ - und  $^3\Sigma_u^+$ - Zustand zerfallen dann unter Emission eines Photons mit den Lebensdauern  $\tau_1$  und  $\tau_3$  in den repulsiven  $^1\Sigma_g^+$ -Grundzustand:



mit  $\tau_1 = 5.5ns$ ,  $\tau_3 = 100ns$

Bei hohen Excimer- und Elektronendichten spielen noch die Penningionisation (Reaktion 3.5) und Elektronenstoßionisation der angeregten Excimermoleküle (Reaktion 3.6) als Verlustprozesse eine Rolle.



Im ersten Fall werden in einem Zweierstoß aus zwei angeregten Xenonatomen, den Vorläufern der Excimere, ein Xenonatom, ein Xenonion und ein freies Elektron gebildet. Im zweiten Fall erfolgt in einem Zweierstoß von zwei Excimeren die Bildung eines Excimerions, eines freien Elektrons und zwei Xenonatomen im Grundzustand. In beiden Fällen wird die für optische Verstärkung zur Verfügung stehende Excimerdichte verringert.

Elektronenstoßionisation tritt dann auf, wenn ein angeregtes Excimermolekül mit einem freien Elektron ein Xenonmolekülion und zwei freie Elektronen (Gleichung 3.6) bildet. Auch dieser Prozeß führt bei hohen Excimer- und Elektronendichten zum Abbau der Excimerdichte.



Bei den in Kapitel 6 abgeschätzten Excimer- und Elektronendichten lassen sich diese Verlustprozesse jedoch vernachlässigen.

### 3.3 Emissionscharakteristik der Edelgasexcimere

#### 3.3.1 Gasförmiges Xenon

In Abb. 3.2 ist das Wellenlängenspektrum der Emission des Xenonexcimermoleküls und die zeitliche Entwicklung der Emission des zweiten Xenonexcimerkontinuums im Gas bei  $\lambda = 172nm$  und  $1bar$  Gasdruck dargestellt. Das zweite Kontinuum mit dem Maximum bei  $172nm$  und der Breite von  $14nm$  [15] dominiert das Wellenlängenspektrum. Dieses Maximum tritt in zweiter Ordnung des verwendeten

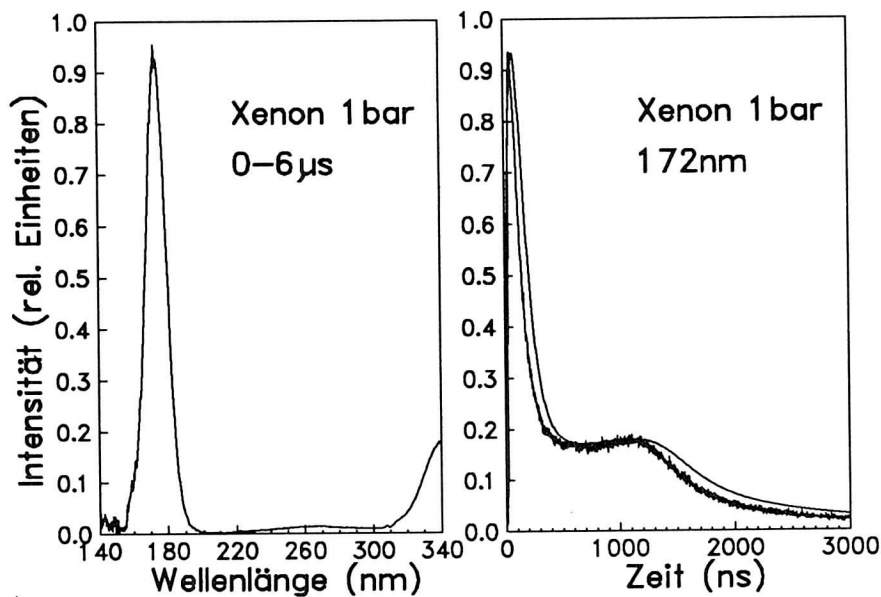


Abbildung 3.2: Spektrale Emissionscharakteristik des Xenonexcimermoleküls von 0 bis  $6\mu\text{s}$  nach dem Strahlpuls und zeitliche Entwicklung der Emission des zweiten Kontinuums von Xenon in der Gasphase bei 1bar Gasdruck. Die Ergebnisse einer Modellrechnung der zeitlichen Entwicklung der Emission sind in der rechten Grafik dargestellt [15]. Die Anregung erfolgte mit  $2\text{ns}$  breiten  $100\text{MeV } ^{32}\text{S}^{9+}$  Strahlpulsen vom Münchner Tandem van de Graaff Beschleuniger.

Gittermonochromators bei  $340\text{nm}$  nochmal auf.

Die zeitliche Entwicklung des zweiten Kontinuums bei  $172\text{nm}$  von 0 bis  $3\mu\text{s}$  weist eine komplizierte Struktur mit zwei Maxima auf. Das erste Maximum tritt durch den Zerfall der aus den atomaren Zuständen  $6s(^3P_1)$ ,  $6s(^3P_2)$  gebildeten Excimermoleküle nahezu promptly mit dem Anregungspuls auf. Das zweite Maximum bei  $t = 1.13\mu\text{s}$  wird durch die dissoziative Rekombination von Xenonmolekülonen mit freien Elektronen bestimmt. Anhand eines Simulationsmodells [15], das die kinetischen Prozesse bei der Bildung der Excimermoleküle beschreibt, lassen sich aus dem zeitlichen Verlauf der Lichtemission zeitabhängige Elektronendichten und Elektronentemperaturen extrahieren. Die zeitliche Entwicklung der Lichtemission kann durch die Modellsimulation gut beschrieben werden. In Abb. 3.2 ist der gerechnete, zeitliche Verlauf der Lichtemission eingezeichnet. Bei höheren Gasdichten und Elektronendichten wird die Rekombinationszeitkonstante  $T_r$  kleiner und der zeitliche Verlauf der Emission nähert sich dem zeitlichen Verlauf des Strahlpulses an. In der vorliegenden Arbeit wird durch Verdampfen von festem Xenon durch den Ionenstrahl ein Gastarget mit hohem Druck erzeugt. In dem Gas verlaufen die kinetischen Bildungsprozesse auf Grund der hohen Gasdichten und Elektronendichten schnell und der zeitliche Verlauf der Emission ist gut an die Zeitstruktur des Ionenstrahls angepaßt.

### 3.3.2 Festes Xenon

In Abb. 3.3 sind bei einer Temperatur von 20K das Wellenlängen- und Zeitspektrum der Emission der Edelgasexcimere im Festkörper dargestellt. Das Wellenlängenspek-

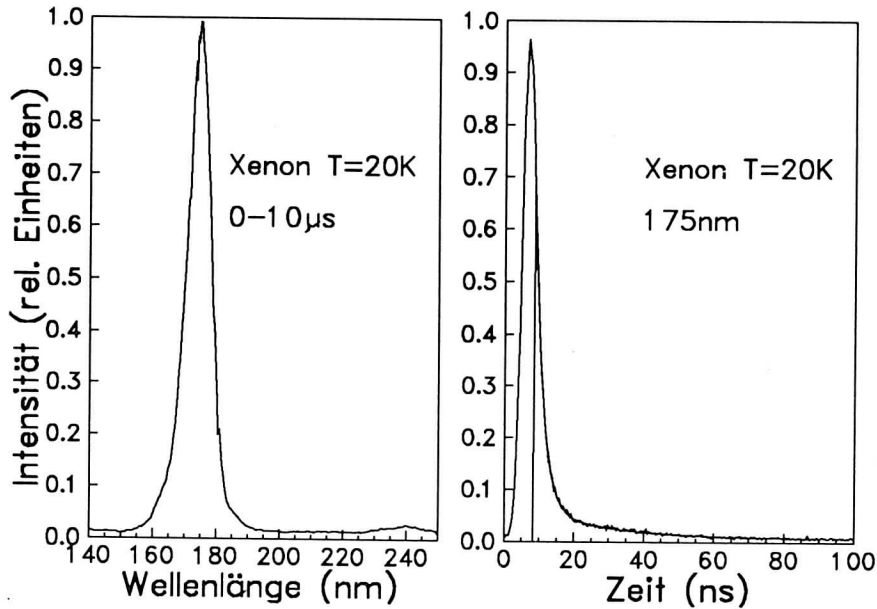


Abbildung 3.3: Spektrale Emissionscharakteristik von 0 bis  $10\mu\text{s}$  nach dem Strahlpuls und zeitliche Entwicklung der Emission des Xenonexcimers im Festkörper bei  $T=20\text{K}$ . Die Anregung erfolgte mit  $2\text{ns}$  breiten  $100\text{MeV } ^{32}\text{S}^{9+}$  Strahlpulsen vom Münchner Tandem van der Graaff Beschleuniger.

trum ähnelt dem Wellenlängenspektrum der Xenonexcimere aus der Gasphase sehr. Die Zeitskala ist jedoch etwa um den Faktor 100 verkürzt. Das zweite Kontinuum bei  $175\text{nm}$  mit einer Halbwertsbreite von  $9\text{nm}$  [27] dominiert auch hier das Spektrum, wobei das Maximum zu größeren Wellenlängen verschoben und die Halbwertsbreite kleiner geworden ist [28].

Die Emission erfolgt im Vergleich zur Emission aus der Gasphase viel schneller. Das Maximum in der Gasphase, das auf die dissoziative Rekombination der Molekülonen mit freien Elektronen zurückgeführt werden konnte, ist im Zeitspektrum nicht zu sehen. Der zeitliche Verlauf der Emission läßt sich durch einen doppelt exponentiellen Zerfall der  $^{1,3}\Sigma_u^+$ - Zustände in den  $^1\Sigma_g^+$ - Grundzustand gut beschreiben. Im Festkörper ist die Xenondichte und die Elektronendichte so hoch, daß die Rekombination nahezu prompt mit dem Anregungsstrahlpuls erfolgt. Die Anpassung einer doppelt exponentiellen Zerfallsfunktion liefert für die Lebensdauern der  $^{1,3}\Sigma_u^+$ - Zustände des Xenonexcimermoleküls im Festkörper Werte von  $\tau_1 = 2.6\text{ns}$  und  $\tau_3 = 38\text{ns}$  [27].

Die kinetischen Bildungsprozesse erfolgen also im Festkörper schnell und die Emission erfolgt nahezu prompt mit dem Anregungspuls.

### 3.3.3 Flüssiges Xenon

In Abb. 3.4 ist das Emissionsspektrum und die zeitliche Entwicklung der Lichtemission von flüssigem Xenon bei einer Temperatur von  $173K$  bei  $\lambda = 176nm$  dargestellt.

Das zweite Kontinuum bei der Wellenlänge  $\lambda = 176nm$  mit einer Halbwertsbreite

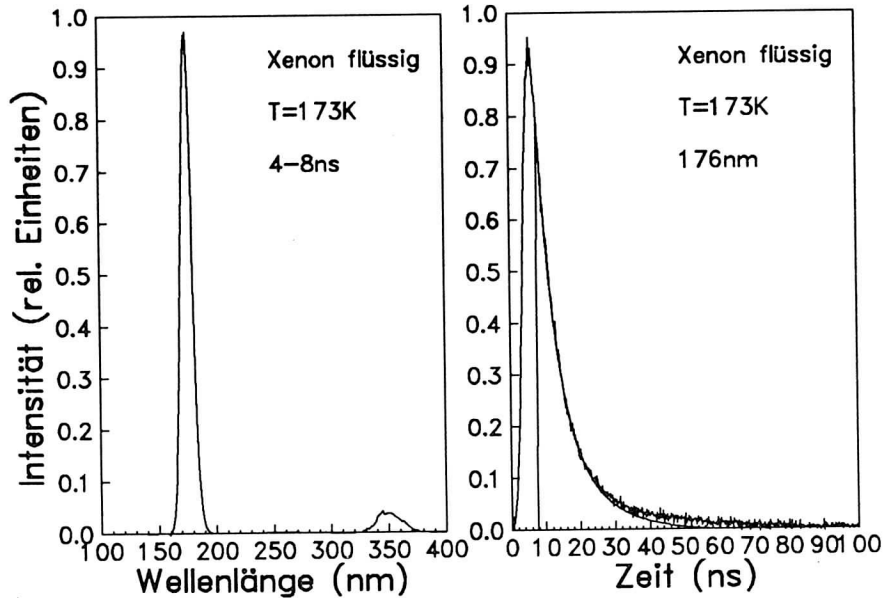


Abbildung 3.4: *Spektrale Emissionscharakteristik von 4 bis 8ns nach dem Strahlpuls und zeitliche Entwicklung der Emission des Xenonexcimers im flüssigem Zustand bei  $T=173K$ . Die Anregung erfolgte mit 2ns breiten  $100MeV$   $^{32}S^{9+}$  Strahlpulsen vom Münchner Tandem van der Graaff Beschleuniger.*

von  $10nm$  ist wiederum die dominante Struktur in der spektralen Emissionscharakteristik. Die Emission bei  $\lambda = 350nm$  ist das 2. Kontinuum in zweiter Ordnung des verwendeten Gittermonochromators. Ansonsten ist das Emissionsspektrum leer, d.h. die emittierte Lichtenergie wird im wesentlichen im zweiten Kontinuum abgestrahlt.

Die zeitliche Entwicklung der Lichtemission erfolgt wie bei der Emission des Xenonexcimers im Festkörper ebenfalls schnell und kann durch den Zerfall der angeregten Xenonexcimere im  $^{1,3}\Sigma_u^+$ - Zustand in den  $^1\Sigma_g^+$ - Grundzustand erklärt werden.

Die Anpassung einer doppelt exponentiellen Modellfunktion liefert für den Zerfall des  $^1\Sigma_u^+$ - bzw.  $^3\Sigma_u^+$ - Zustands in der Flüssigkeit eine Emissionszeit von  $\tau_1 = 6ns$  bzw.  $\tau_3 = 48ns$  [29].

# Kapitel 4

## Experimenteller Aufbau

Das hier beschriebene Experiment wurde am RFQ-Beschleuniger (MAXILAC) [30] der GSI in Darmstadt durchgeführt.

Es wurde ein spezielles Kühltarget mit festen Edelgasen entwickelt und die Diagnostik zur Messung der Lichtemission des vom Schwerionenstrahl angeregten Mediums installiert.

Im folgenden soll der experimentelle Aufbau und die Durchführung des Experiments beschrieben werden.

### 4.1 Edelgastarget und Experiment

In Abb. 4.1 ist schematisch die Ionenquelle, der MAXILAC-Beschleuniger, das Feinfokussierungssystem und die Targetkammer dargestellt. Der MAXILAC wird von der Gruppe um R. W. Müller bei der GSI und das Feinfokussierungssystem von der Gruppe um Wollnick von der Universität Giessen betrieben. Die Vakuumkammer, in der das Kühltarget eingebaut wurde, stellte die Gruppe um D. H. H. Hofmann zur Verfügung. Für das Experiment wurde ein  $3.78 \text{ MeV Kr}^+$  - Ionenstrahl verwendet. Die  $\text{Kr}^+$  - Ionen werden in einer Gasentladung, die durch ein Magnetfeld verstärkt wird, erzeugt und mit einer Extraktions- und Beschleunigungsspannung auf eine Energie von  $2.3 \frac{\text{keV}}{u}$  vorbeschleunigt. In dem RFQ-Beschleuniger wurden die Ionen durch Hochfrequenz ( $13.5 \text{ MHz}$ ) auf die Endenergie von  $45 \frac{\text{keV}}{u}$  beschleunigt. Eine Eigenschaft der RFQ-Beschleuniger ist, daß die Ionen durch die Hochfrequenz sowohl beschleunigt, als auch fokussiert werden. Der RFQ-Beschleuniger wurde im Einzelschußmodus bei einer Strahlpulslänge von  $300 \mu\text{s}$  (Makropuls) betrieben. Diesem Makropuls wurde, durch die Hochfrequenz des RFQ-Beschleunigers, noch eine Struktur von  $10 \text{ ns}$  breiten Mikropulsen bei einem Mikropulsabstand von  $74 \text{ ns}$  aufgeprägt. Der in diesen Experiment maximal erzielte, mittlere Strahlstrom im Makropuls betrug  $3 \text{ mA}$ . Im Mikropuls ergab sich durch das Verhältnis von Strahlpuls zu Strahlpause von etwa 1 zu 7 ein maximaler Strahlstrom von  $21 \text{ mA}$ . Kurz vor der Targetkammer befand sich das Feinfokussierungssystem, das aus zwei magnetischen Quadrupolen und einem elektrostatischen Quadrupolpaar bestand. Mit geeigneter Einstellung der Beschleunigerparameter und der elektrostatischen Linsen konnte der Ionenstrahl am Target auf einen elliptischen Strahlfleck (große Halbachse  $a = 5.1 \text{ mm}$ , kleine Halbachse  $b = 0.5 \text{ mm}$ ) fokussiert werden. Gleichzeitig wurde durch die große Halbachse die optische Achse des Experiments definiert.

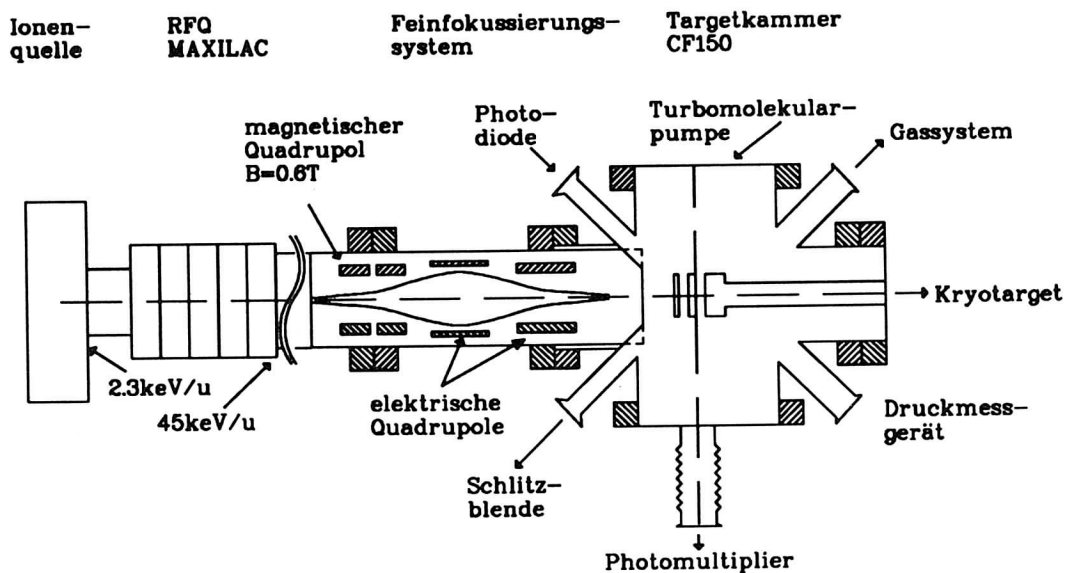


Abbildung 4.1: Schemazeichnung der Targetkammer, des Feinfokussierungssystems und des RFQ-Beschleunigers. Ionenquelle und MAXILAC sind in dieser Zeichnung stark verkleinert dargestellt.

Durch die Fokussierung war es möglich, eine hohe Leistungsdichte im Targetmedium zu erzeugen und gleichzeitig den Effekt der verstärkten Spontanemission in Richtung der optischen Achse zu maximieren.

Vor dem Feinfokussierungssystem war ein Strahltransformator (Rogowskispule) installiert, mit dem der mittlere Strahlstrom im Makropuls berührungslos gemessen werden konnte. Als Targetkammer wurde ein Standard-Doppelkreuzstück (CF150) mit zusätzlichen zwölf KF40 Flanschen verwendet.

Zum Abpumpen der Targetkammer dienten zwei Turbomolekularpumpen, mit denen ein Enddruck von etwa  $10^{-7}$  mbar erreicht werden konnte.

An den anderen Zugangsflanschen der Targetkammer waren das Gassystem zum Auffrieren der Xenonschicht, die Druckmeßgeräte, die elektrischen Durchführungen in das Vakuum für die angeschlossenen Temperatursensoren und die Detektoren zum Nachweis des emittierten Lichts angebracht.

Im Zentrum der Kammer befand sich auf der Spitze einer zweistufigen, kontinuierlich arbeitenden Heliumexpansionsmaschine ein Kupferblock, der auf eine Temperatur von etwa 20K abgekühlt wurde. Auf diesen Kupferblock wurde durch Ausfrieren aus der Gasphase eine hinreichend dicke Schicht Xenon aufgebracht. Durch Verdampfen der vom Ionenstrahl durchsetzten Xenonschicht wurde ein Gastarget bei hohem Gasdruck erzeugt. Gleichzeitig erfolgte durch Anregung der Xenonatome im Schwerionenstoß die Bildung der für die spontane Verstärkung relevanten, angereg-

ten Xenonmoleküle im  $^1\Sigma_u^+$ -Zustand. Die wichtigsten kinetischen Prozesse bei der Bildung der angeregten Excimermoleküle sind in Kapitel 3 beschrieben. In Abb. 4.2 ist das Zentrum der Targetkammer in einer Schemaskizze vergrößert dargestellt. Zur Definition der Strahlposition am Target war etwa  $5\text{mm}$  vor dem Target

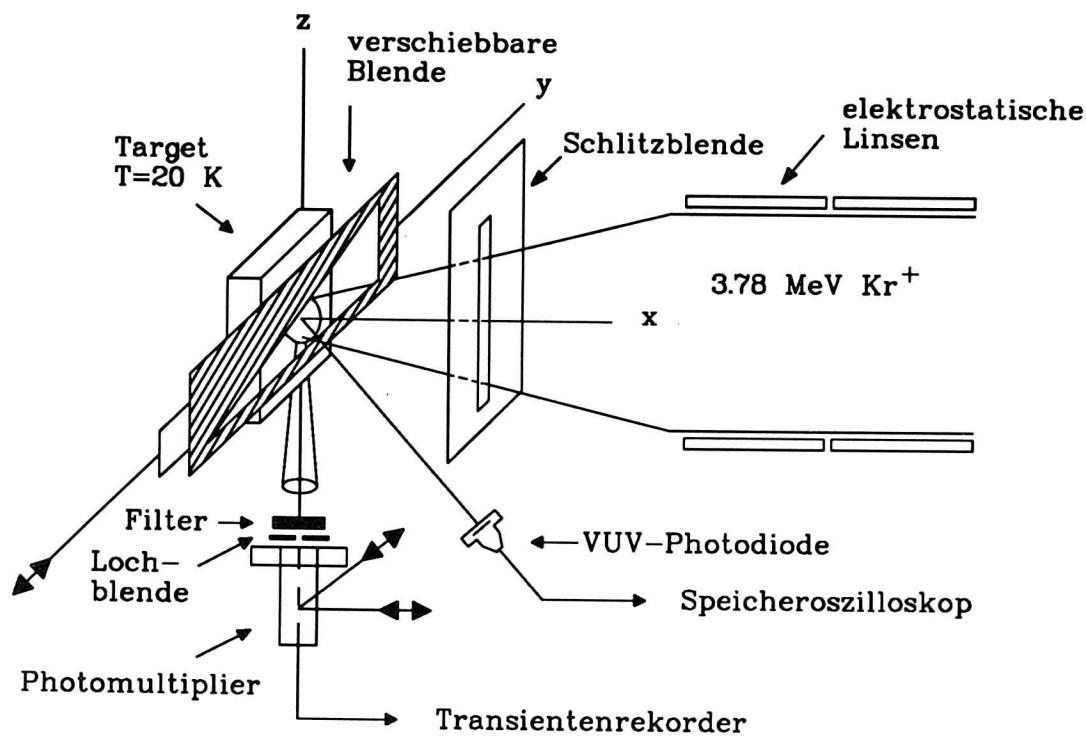


Abbildung 4.2: Schemazeichnung des experimentellen Aufbaus

eine Blende mit einem  $1\text{mm}$  breiten und einem  $10\text{mm}$  langen Schlitz angebracht. Die Position des Strahls variierte stark mit der Amplitude der Hochfrequenz des RFQ-Beschleunigers und der Einstellung der Spannung der elektrostatischen Linzen. Die Einstellung dieser Parameter erfolgte durch optische Kontrolle.

Zwischen der Schlitzblende und dem Target war eine Blende mit dreiecksförmigen Ausschnitt angebracht, die in y-Richtung mit einer Genauigkeit von  $0.1\text{mm}$  verschiebbar war. Durch sukzessives Verändern der Blendenposition konnte der Strahlfleck sowohl in der Länge als auch in der Breite eingeschränkt werden. Dadurch konnte einerseits das zweidimensionale Strahlprofil des Strahlpulses und andererseits die Abhängigkeit der emittierten Lichtintensität von der Länge des angeregten Mediums bestimmt werden.

Das vom angeregten Volumen emittierte Licht entlang der optischen Achse wurde mit einem Photomultiplier (Thorn EMI 9426) mit  $\text{MgF}_2$ -Fenster und einer S20 Photokathode nachgewiesen. Der Photomultiplier befand sich im Abstand von  $354\text{mm}$  vom Target und wurde im Strommodus betrieben. Vor dem Photomultiplier befand sich ein Transmissionsfilter (Acton Research Corp. 172-B) mit dem Maximum der

Transmission bei  $175\text{nm}$ . Daher wurde im Photomultiplier nur die Emission des 2. Kontinuums des Xenonexcimers registriert. In Abb. 4.3 ist die Transmission des VUV- Filters in Abhängigkeit von der Wellenlänge dargestellt.

Der Photomultiplier konnte in x- und y-Richtung mit Hilfe eines Höhen- und Sei-

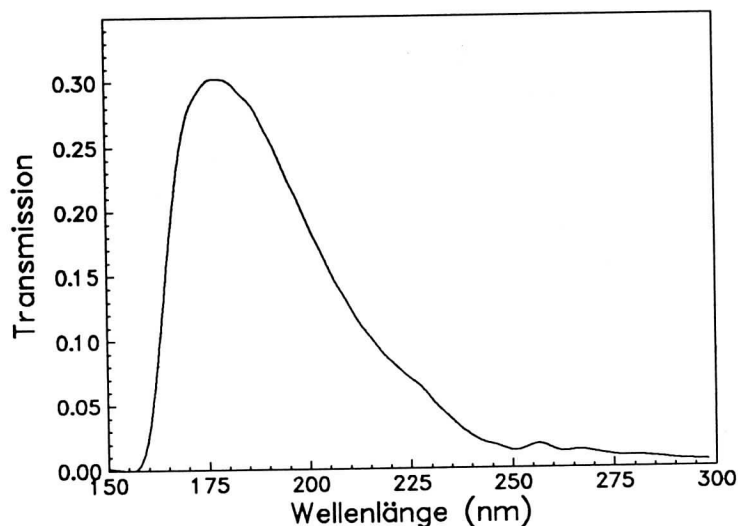


Abbildung 4.3: Transmission des im Experiment verwendeten Filters in Abhängigkeit von der Wellenlänge.

tenverstellers mit einer Genauigkeit von  $0.05\text{mm}$  bzw.  $0.01\text{mm}$  verschoben werden. Zwischen dem Photomultiplier und dem Transmissionfilter befand sich eine Lochblende mit einem Lochdurchmesser von  $0.5\text{mm}$ . Dadurch war es möglich, die Winkelverteilung der Lichtemission mit einer Winkelauflösung von  $0.04^\circ$  zu messen. Zur Normierung auf die vom angeregten Medium isotrop emittierte Lichtintensität war unter  $45^\circ$  zur optischen Achse eine VUV-Photodiode (Fa. ITL TF1850) montiert. Diese Photodiode ist mit einer S-20 Photokathode und einem  $\text{MgF}_2$ -Fenster ausgerüstet, das bis zu einer Wellenlänge von  $110\text{nm}$  durchlässig ist. Mit einer Anstiegszeit von  $100\text{ps}$  ist die Normierungsphotodiode für die zeitaufgelöste Messung der Lichtemission gut geeignet.

## 4.2 Targetpräparation

Als Target wurde eine dünne Schicht festes Xenon bei einer Temperatur von etwa  $20\text{K}$  verwendet. Diese Xenonschicht die vom Ionenstrahl kontinuierlich verdampft wurde diente als Gasreservoir. Gleichzeitig tritt durch stimulierte Emission in dem aktiven Medium optische Verstärkung auf. Bei der Präparation der Xenonschicht wurde folgendermaßen vorgegangen. Nach Erreichen des Enddrucks von  $10^{-7}\text{mbar}$  wurde die Targetkammer vom Beschleunigervakuum getrennt. Danach wurde Xenon aus einer Gasflasche mit einer Reinheit von 99.998% in die Targetkammer gefüllt und das Xenon bei einem konstanten Gasdruck von etwa  $10^{-1}\text{mbar}$  als polykristalliner

Film auskondensiert. Die Schichtdicke wurde so gewählt, daß das Target nach etwa 15 Makropulsen verdampft war. Nach diesen 15 Makropulsen wurde die gesamte Xenonrestschicht durch Erwärmen beseitigt und das Target zur Herstellung des nächsten Xenonfilms erneut abgekühlt. Insgesamt benötigte solch ein Meßzyklus etwa drei Stunden, wobei etwa 60% der Zeit auf Abkühlen und Aufwärmen entfielen.

Infolge der geringen Reichweite von  $1.5 \frac{mg}{cm^2}$  ( $=4\mu m$  in festem Xenon) der  $3.78 MeV Kr^+$  Ionen in Xenon [31, 32, 33], der Fokussierung des Ionenstrahls auf eine kleine Fläche am Target von  $8mm^2$  und der hohen Mikropulsenergie (in diesem Experiment maximal  $800\mu J$ ) ließ sich eine hohe Anregungsdichte im Medium realisieren. Die kurze Reichweite des Ionenstrahls wird durch den hohen Energieverlust der  $Kr^+$  - Ionen im Xenon bedingt. Wie in Abb. 4.4 dargestellt, bleibt der Energieverlust im Bereich von 10 bis  $100 \frac{keV}{u}$  nahezu konstant bei  $2.5 \frac{MeV cm^2}{mg}$ . In dem

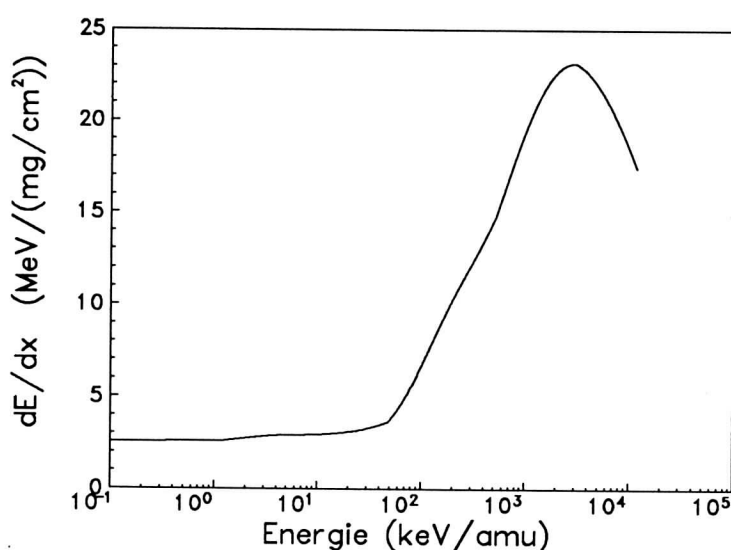


Abbildung 4.4: Energieverlust von Kryptonionen in festem Xenon in Abhängigkeit von der Teilchenenergie.

vom Ionenstrahl durchsetzten Volumen wurde eine mittlere Energiedichte von  $10 \frac{J}{g}$  und eine Leistungsdichte von  $1 \frac{GW}{g}$  erreicht.

Mit Zahlenwerte für die latenten Wärme  $Q_{Schmelzwärme}$  ( $14 \frac{J}{g}$ ),  $Q_{Verdampfungswärme}$  ( $96 \frac{J}{g}$ ) und den spezifischen Wärmekapazitäten  $Q_s$  ( $0.22 \frac{J}{gK}$ ) und  $Q_l$  ( $0.32 \frac{J}{gK}$ ) von Xenon im festen bzw. flüssigem Zustand, ergibt sich insgesamt eine Energie  $Q_{Gesamt}$  von  $144 \frac{J}{g}$ , um Xenon vom festen Zustand bei  $20K$  in den gasförmigen Zustand bei  $167K$  überzuführen. Die thermodynamischen Größen sind aus der Literatur entnommen [34]. Bei einem vom Ionenstrahl durchsetzten Volumen von  $3.2 \cdot 10^{-2} mm^3$  und einer Dichte  $\rho$  von  $3.5 \frac{g}{cm^3}$  ergibt sich eine Targetmasse von  $1 \cdot 10^{-4} g$ . Zum Verdampfen dieser Xenonmasse benötigt man also etwa  $17mJ$ . Diese Energie wurde dem Targetmedium mit etwa 21 Mikropulsen zugeführt. Vor dem festen Xenon bildete sich demzufolge nach einer Mikrosekunde eine dünne Schicht dichten Xenon-gases, die vom Target abströmte und fortwährend vom Ionenstrahl angeregt wurde.

Insgesamt treffen bei jedem Makropuls etwa 400 Mikropulse auf das Target.

### 4.3 Expansion des Xenongases

Für die in Kap. 6 vorgestellte Modellsimulation ist es wichtig, die Dichteverteilung des expandierenden Xenongases zu bestimmen. Zur Messung der Expansion des Xenongases wurde ein geringfügig geänderter, experimenteller Aufbau verwendet. Anstelle des beweglichen Photomultipliers mit dem Transmissionsfilter und der Lochblende wurde ein triggerbares Bildaufnahmesystem installiert. Dieses setzt sich aus einem Bildverstärker und einem zweidimensionalen ( $512 \times 512$  Bildpunkte), photosensitiven CCD-Element zusammen. Dieser Bildverstärker wird durch einen externen Spannungspuls aktiviert. Die Länge des Spannungspulses (minimal  $5ns$ ) bestimmt die Breite des Zeitfensters, in dem das auftreffende Licht registriert wird. In diesem Experiment wurden mit  $500ns$  breiten Zeitfenstern Momentaufnahmen der Xenongasexpansion aufgezeichnet, indem die Zeit zwischen dem Einsetzen des Strahlpulses und dem Beginn des Spannungspulses am Bildverstärker systematisch variiert wurde.

Die expandierende, leuchtende Gasschicht wurde mit einem  $50mm$  Photoobjektiv auf den Bildverstärker abgebildet. Der Bildverstärker besteht aus einer für sichtbares Licht sensitiven Photokathode, einem nachgeschaltetem Vielkanalverstärker (MCP) und einem Leuchtschirm. In dem zweidimensionalen CCD-Bildsensor wurde die registrierte Strahlung aufaddiert. Die Intensitäten der einzelnen Bildpunkte wurden dann mit einem Personalcomputer ausgelesen und digitalisiert.

Die Ergebnisse dieser Messung der Expansion des Xenongases sind in Kap. 5.7 beschrieben.

## 4.4 Elektronik und Datenaufnahme

In Abb. 4.5 ist das Schema der Datenaufnahme dargestellt. Die Ausgangssi-

### Blockschaltbild der Datenaufnahme

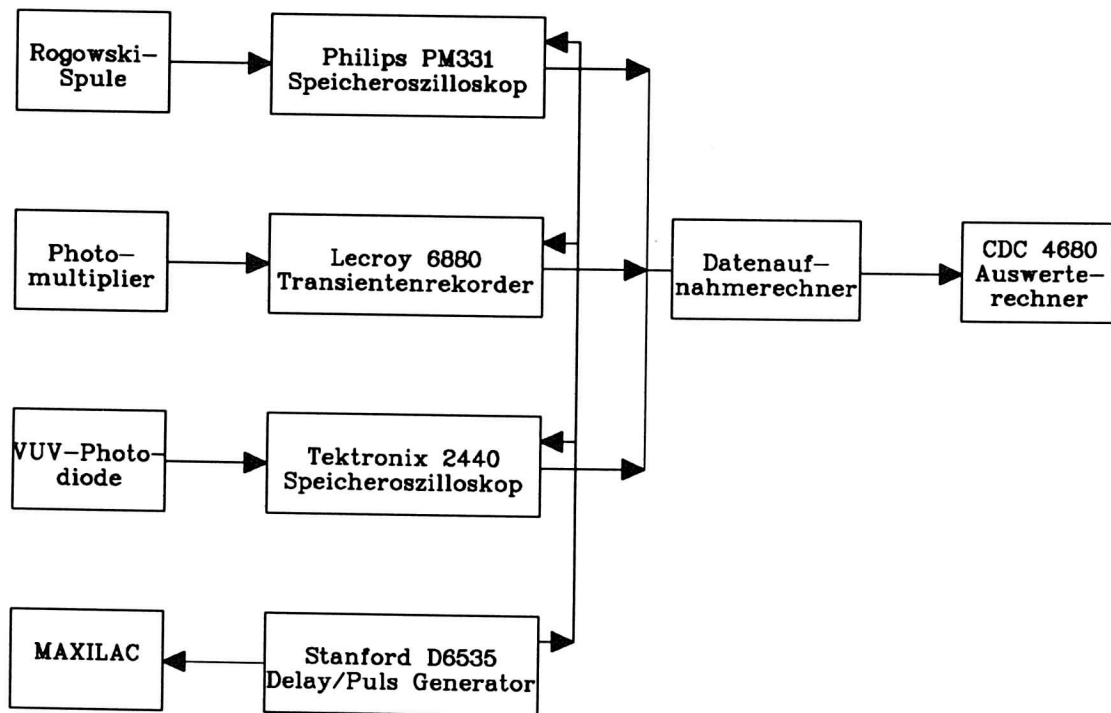


Abbildung 4.5: Schemazeichnung des Datenaufnahmesystems

gnale des Strahltransformators (Rogowskispule), des Photomultipliers und der VUV-Photodiode wurden mit einem Speicheroszilloskop (Philips PM331), einem Transientenrekorder (LeCroy 6880) und einem weiteren Speicheroszilloskop (Tektronix 2440) erfaßt. Mit dem Transientenrekorder konnte das Ausgangssignal des Photomultipliers zeitaufgelöst mit einer festen Abtastrate von  $1.35\text{GHz}$  und einer maximalen Speichertiefe von  $7.4\mu\text{s}$  aufgezeichnet werden.

Mit einem Delay/Puls Generator (Stanford DG535) wurden Steuerpulse erzeugt, die einerseits den Ionenstrahlpuls des MAXILAC auslösten und andererseits mit einer beliebig einstellbaren, zeitlichen Verzögerung den Triggerzeitpunkt für die Speicheroszilloskope und den Transientenrekorder definierten.

Die zunächst im Transientenrekorder und den Speicheroszilloskopen gespeicherten Daten wurden anschließend auf einen Datenaufnahmegerät übertragen und nach der Durchführung des Experiments an einem weiteren Rechner (CDC 4680) ausgewertet.

In Abb. 4.6 sind exemplarisch die Ausgangssignale der VUV-Photodiode und der in

den Ionenstrahlengang eingebauten Rogowskispule dargestellt. Die Normierung der

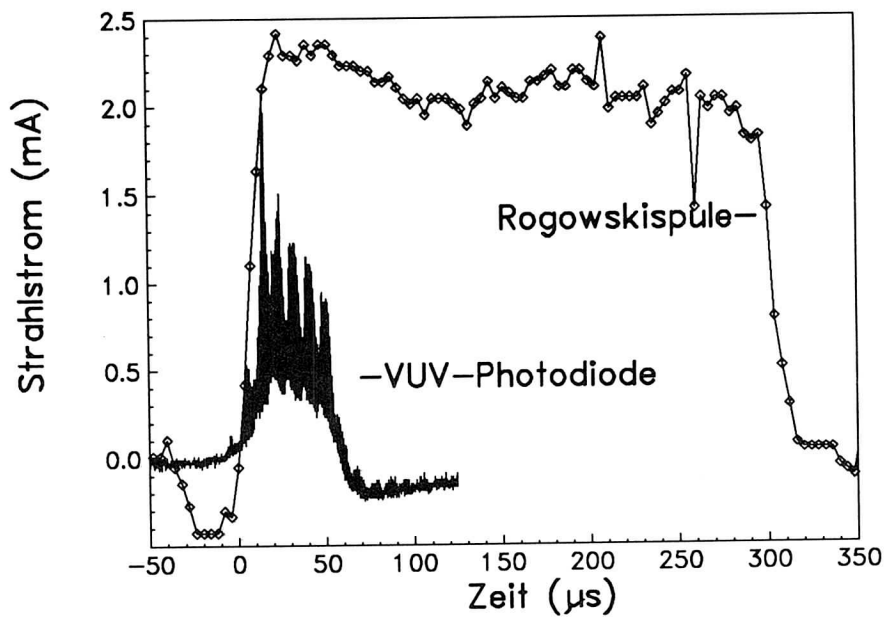


Abbildung 4.6: Zeitlicher Verlauf des Strahlstroms (Rogowskispule) im Makropuls des RFQ-Beschleunigers und zeitlicher Verlauf der integralen Lichtemission des angeregten Mediums (VUV-Photodiode). Die scheinbare, periodische Struktur des Photodiodensignals wird durch die unterschiedliche Repetitionsrate der Mikropulse (13,5 MHz) und der Abtastrate des Speicheroszilloskops (5 MHz) vorgetäuscht (Aliasing).

Daten auf den Strahlstrom im jeweiligen Makropuls erfolgte mit der Rogowskispule. Aus der Eichung der Rogowskispule von  $0.02 \frac{mA}{mV}$  [35] ergibt sich hier ein maximaler Strahlstrom von  $2.3 mA$ .

Ebenfalls in Abb. 4.6 ist die wellenlängenintegrale, zeitliche Entwicklung der Lichtemission dargestellt, wie sie mit der VUV-Photodiode gemessen wurde. Aufgrund der Periodizität der Mikropulse von  $74 ns$  und der hier eingestellten Signalabtastrate des Tektronix Speicheroszilloskops von  $5 MHz$  erfolgt eine Schwebung, die auf dieser langen Zeitskala eine variable Amplitude des Signals vortäuscht.

Nach etwa  $50 \mu s$  bricht die Lichtemission des angeregten Xenongases abrupt ab. Durch Verdampfen des festen Xenons durch die intensiven Schwerionenpulse verschlechtert sich das Vakuum am Ort der elektrostatischen Linsen derart, daß die Linsenspannung zusammenbricht, die Fokussierung des Ionenstrahls verlorengeht und somit nur noch eine geringe Leistungsdichte im Targetmedium erreicht wird.

# Kapitel 5

## Ergebnisse

In diesem Kapitel wird gezeigt, daß optische Verstärkung in dem, vom Schwerionenstrahl erzeugten und gleichzeitig angeregten Xenongastarget, erzielt wurde. Dazu wurde die Winkelverteilung der emittierten Strahlung um die optische Achse (Kap. 5.2) und die Abhängigkeit der emittierten Strahlung von der Länge des aktiven Mediums gemessen.

In Kap. 6 werden diese Meßdaten mit einem numerischen Modell beschrieben. In das Modell gehen physikalische Parameter wie die Excimerdichteverteilung, der Wirkungsquerschnitt für stimulierte Emission und die Größe des Targetvolumens ein. Zur Beschreibung der Excimerdichteverteilung muß die Energiedeposition des Ionenstrahls im Target bekannt sein, da die Excimerdichte direkt proportional zur Energiedichte ist. In Kap. 5.8 werden die Ergebnisse der Messung der Strahlstromdichteverteilung dargestellt.

Mit einer zeitaufgelösten Messung der Expansion des Xenons (Kap. 5.7) nach der Anregung und der absolut emittierten Lichtenergie (Kap. 5.6) kann der gemessene Xenongasdruck mit dem Gasdruck verglichen werden, der aus dem numerischen Modell ermittelt wurde.

### 5.1 Daten

In diesem Kapitel soll gezeigt werden, wie die Meßpunkte in den Winkelverteilungen der Lichtemission und in der Darstellung der Lichtintensität bei Variation der Länge des angeregten Targets aus den Ausgangssignalen der Detektoren errechnet wurden. In Abb. 4.6 ist der zeitliche Verlauf des Makropulses des MAXILAC dargestellt. Dort ist auch der zeitliche Verlauf der Lichtemission unter  $45^\circ$  zur optischen Achse eingezeichnet. Mit der Annahme, daß am Maximum der Lichtemission auch maximale optische Verstärkung erwartet werden kann, wurde der Startpunkt für das Aufzeichnen der Meßsignale auf  $15\mu s$  nach Beginn der Anregung mit dem Ionenstrahl gesetzt. Aufgrund der begrenzten Speichertiefe der verwendeten Oszilloskope konnten die Meßsignale nur im Zeitfenster von  $15\mu s$  bis  $22\mu s$  aufgezeichnet werden. Das Verhalten der optischen Verstärkung zu späteren Zeitpunkten nach der Anregung wurde nicht untersucht.

Für den Nachweis von optischer Verstärkung wurden die Signale von mehreren Detektoren aufgezeichnet. Alle Meßsignale wurden zum gleichen Zeitpunkt nach der Anregung aufgenommen. Es wurde der zeitliche Verlauf der Lichtintensität in Rich-

tung der optische Achse gemessen. Durch ein VUV-Transmissionsfilter war der Detektor auf der optischen Achse nur sensitiv auf das im 2. Kontinuum emittierte Licht des Xenonexcimers. Dieser Detektor diente zum Nachweis der verstärkten Spontanemission.

Die Intensität der Lichtemission unter  $45^\circ$  zur optischen Achse wurde ebenfalls gemessen. Dieser Detektor zeichnete das Licht wellenlängenintegral auf. Aus den Wellenlängenspektren (Kap. 3) ist aber ersichtlich, daß Xenon bei hohem Druck hauptsächlich im Wellenlängenbereich  $(172 \pm 7)nm$  Licht emittiert. Deshalb ist der Anteil am Ausgangssignal des Detektors, der von Licht anderer Wellenlänge stammt, klein und kann vernachlässigt werden. Durch die Geometrie der Anordnung (Kap. 4.1) war dieser Detektor nur sensitiv auf das isotrop emittierte Licht ohne Verstärkung.

In Abb. 5.1 ist der zeitliche Verlauf der Lichtemission in Richtung der optischen Achse (a) und unter  $45^\circ$  dazu (b) zum gleichen Zeitpunkt nach der Anregung dargestellt. Das Ausgangssignal beider Detektoren kann zwei Anteilen mit unter-

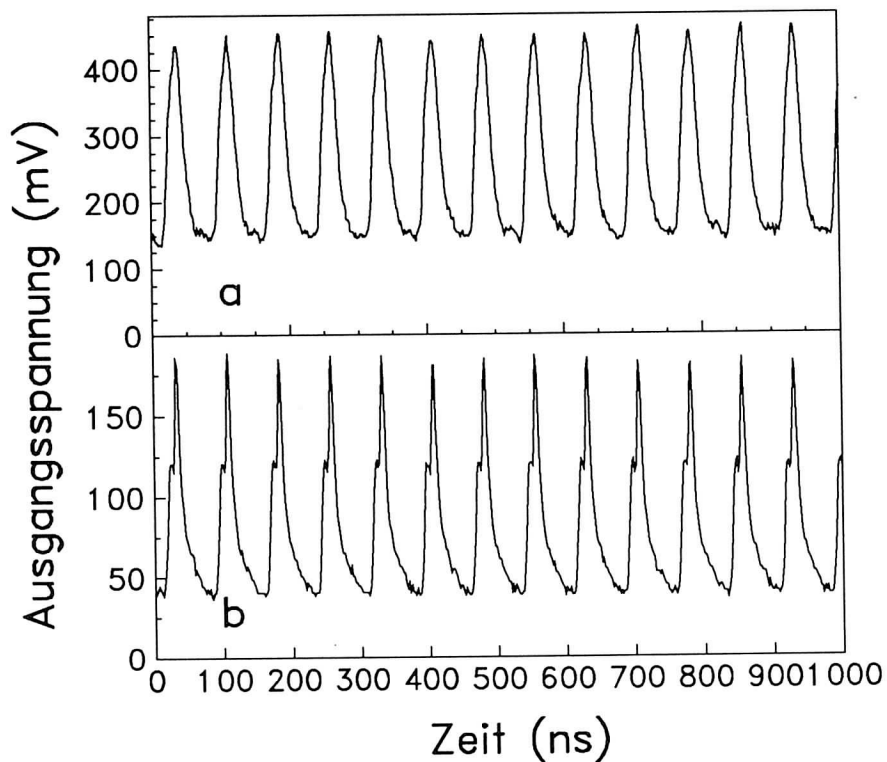


Abbildung 5.1: Zeitlicher Verlauf der Lichtemission in Richtung der optischen Achse (a) und unter  $45^\circ$  dazu (b) bei Anregung durch die Mikropulse des Ionenstrahls. Im Fall (a) wurde durch die Verwendung des VUV-Transmissionsfilters nur die Emission im 2. Kontinuum des Xenonexcimers nachgewiesen. Im Fall (b) wurde wellenlängenintegral gemessen. Der Nullpunkt der Zeitachse in dieser Darstellung entspricht etwa  $15\mu s$  nach Beginn des Makropulses.

schiedlichem, zeitlichem Verlauf zugeordnet werden:

Eine schnelle Komponente, die der Mikrostruktur des Ionenstrahls folgt und die dem strahlenden Übergang des Xenonexcimers vom  $^1\Sigma_u^+$ -Zustand in den  $^1\Sigma_g^+$ -Grundzustand zugeordnet werden kann. Die Lebensdauer dieses Übergangs beträgt  $5.5ns$  [24]. Der Abstand der Emissionsmaxima ist  $74ns$ . Die Halbwertsbreiten der schnellen Komponente betragen im Fall (a)  $15ns$  und im Fall (b)  $23ns$ . Dies kann durch die deutlich bessere Zeitauflösung von  $100ps$  des Normierungsdetektors, im Vergleich zu der Zeitauflösung von einigen ns des Detektors auf der optischen Achse, erklärt werden. Aufgrund der guten Zeitauflösung des Normierungsdetektors lassen sich im Ausgangssignal noch kleine Nebenmaxima erkennen, die die Form der Mikropulse des Beschleunigers wiedergeben. Die Position dieser Nebenmaxima ist abhängig von der Einstellung der Beschleunigerparameter und ist in jedem Makropuls unterschiedlich.

Der nahezu konstante Untergrund in den Ausgangssignalen der Detektoren kann dem strahlendem Übergang des  $^3\Sigma_u^+$ -Zustands in den  $^1\Sigma_g^+$ -Grundzustand des Xenonexcimers mit einer Lebensdauer von  $100ns$  [24] zugeordnet werden. Dieser Untergrund  $B_{3\Sigma_u^+}$  baut sich durch die periodische Anregung mit dem Ionenstrahl auf, und nach etlichen Mikropulsen wird ein Gleichgewicht zwischen Zerfall und Bildung des  $^3\Sigma_u^+$ -Zustands erreicht.

Zur Bestimmung des elektronischen Untergrunds der Meßanordnung wurden bei sonst gleichen Meßbedingungen die Ausgangssignale der Detektoren ohne die Anregung mit dem Ionenstrahl aufgezeichnet. Der Ionenstrahl wurde dazu kurz vor dem Target mit einer Blende gestoppt.

Aus dem zeitlichen Verlauf der Lichtemission kann angenommen werden, daß der Xenongasdruck und die Elektronendichte im angeregten Medium ausreichend hoch sind, so daß die kinetischen Prozesse, die zur Bildung des Xenonexcimers führen, schnell verlaufen. In diesem Fall nähern sich die Emissionszeiten des 2. Kontinuums des Xenonexcimers den natürlichen Lebensdauern an. Diese Annahmen werden durch die Ergebnisse einer numerischen Modellsimulation (Kap. 6) gerechtfertigt.

Das zeitliche Verhalten der Meßsignale in Abb. 5.1 ist über das Beobachtungszeitfenster nahezu identisch. Deshalb kann angenommen werden, daß sich die physikalischen Parameter wie Xenongasdichte, Excimerdichte und Elektronendichte von Mikropuls zu Mikropuls nicht unterscheiden. Zur Verbesserung des Signal zu Rausch Verhältnisses wurden deshalb die Ausgangssignale der Detektoren von 26 aufeinanderfolgenden Mikropulsen aufsummiert.

Der zeitliche Verlauf des Summensignals des Detektors auf der optischen Achse ist in Abb. 5.2 gezeichnet.

In dem Diagramm ist der Untergrund  $B_{3\Sigma_u^+}$  und der elektronische Untergrund  $B_{elektronisch}$ , der wegen der verschwindend kleinen Signalgröße vernachlässigt werden kann, eingezeichnet. Nach Subtraktion dieser beiden Beiträge ergibt sich der zeitliche Verlauf der Lichtemission vom Übergang des  $^1\Sigma_u^+$ -Zustands in den  $^1\Sigma_g^+$ -Grundzustand.

Ein Meßpunkt für die zeitintegrale Winkelverteilung und für die Abhängigkeit der Intensität von der Länge des angeregten Mediums ergibt sich nach Integration über den zeitlichen Verlauf des so gewonnenen Signals.

Durch das gute Signal zu Rausch Verhältnis kann jetzt auch das zeitliche Verhalten der optischen Verstärkung innerhalb eines Mikropulses untersucht werden. Dazu

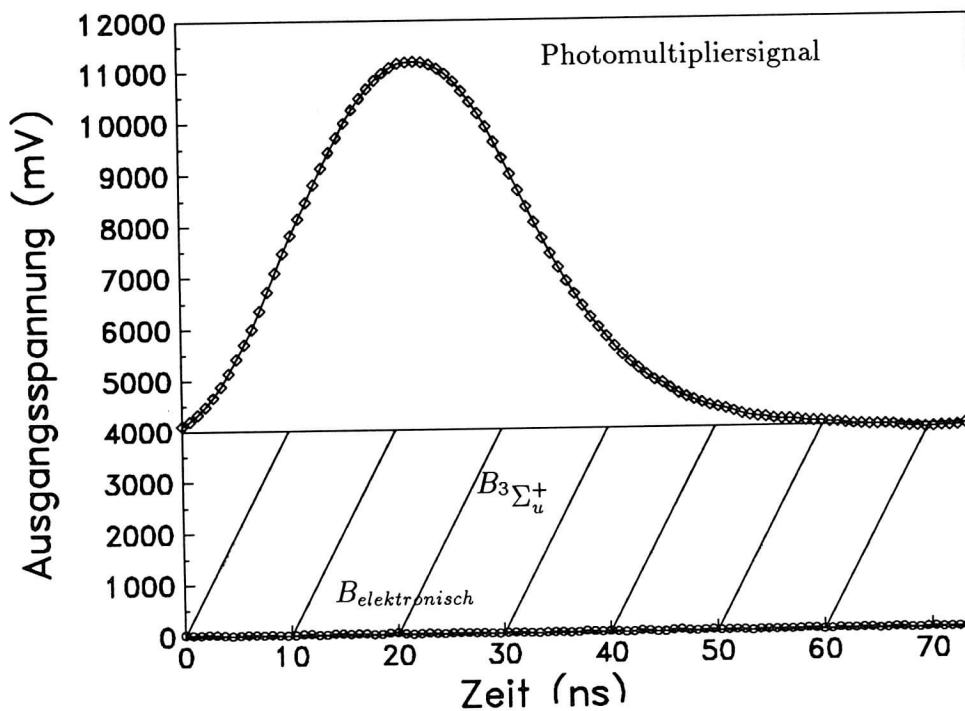


Abbildung 5.2: Zeitlicher Verlauf der Lichtintensität längs der optischen Achse. Zur Verbesserung des Signal zu Rausch Verhältnisses wurden 26 Mikropulse aufsummiert. Ebenfalls eingezeichnet ist der nahezu konstante Untergrund  $B_{3\Sigma_u^+}$ , der durch den Zerfall des langlebigen  $3\Sigma_u^+$ - in den  $1\Sigma_g^+$ - Grundzustand des Xenonexcimers entsteht, und elektronische Untergrund  $B_{elektronisch}$  ohne Anregung des Targetmediums.

wurden Zeitfenster mit einer Breite von  $3.7\text{ns}$ , das entspricht 5 Punkten bei einer Signalabtastrate des Transientenrekorders von  $1.3\text{GHz}$ , definiert. Eine Integration des Signals in diesem Zeitfenster ergibt für die zeitaufgelöste Winkelverteilung und für die zeitaufgelöste Darstellung der Lichtintensität in Abhängigkeit von der Länge des angeregten Mediums einen Meßpunkt.

In Abb. 5.3 ist das Summenausgangssignal des Normierungsdetektors dargestellt. Ebenfalls eingezeichnet ist der Untergrund  $B_{3\Sigma_u^+}$  vom Übergang des  $3\Sigma_u^+$ - Zustands in den  $1\Sigma_g^+$ - Zustand und der elektronische Untergrund  $B_{elektronisch}$ . Nach Subtraktion dieser Beiträge ergibt sich das Ausgangssignal, das vom strahlenden Übergang des  $1\Sigma_u^+$ - Zustands in den  $1\Sigma_g^+$ - Grundzustand des Xenonexcimers stammt. Nach Integration über den zeitlichen Verlauf des so gewonnenen Signals ergibt sich ein Maß für die, vom Ionenstrahl im Target deponierte Energie. Außerdem bietet sich die Möglichkeit, mit Hilfe der Absolutkalibrierung des Normierungsdetektors, die insgesamt abgestrahlte Lichtenergie abzuschätzen und den Wirkungsgrad für die Umsetzung der Strahlungspulsenergie in Licht vom Übergang  $1\Sigma_u^+$ - Zustand in den  $1\Sigma_g^+$ - Grundzustand des Xenonexcimers anzugeben. Dies wird in Kap. 5.6 beschrieben.

In Abb. 5.3 ist der zeitliche Verlauf des Strahlstroms im Makropuls dargestellt. Der negative Einbruch im Signal der Rogowskispule stammt von Elektronen, die am

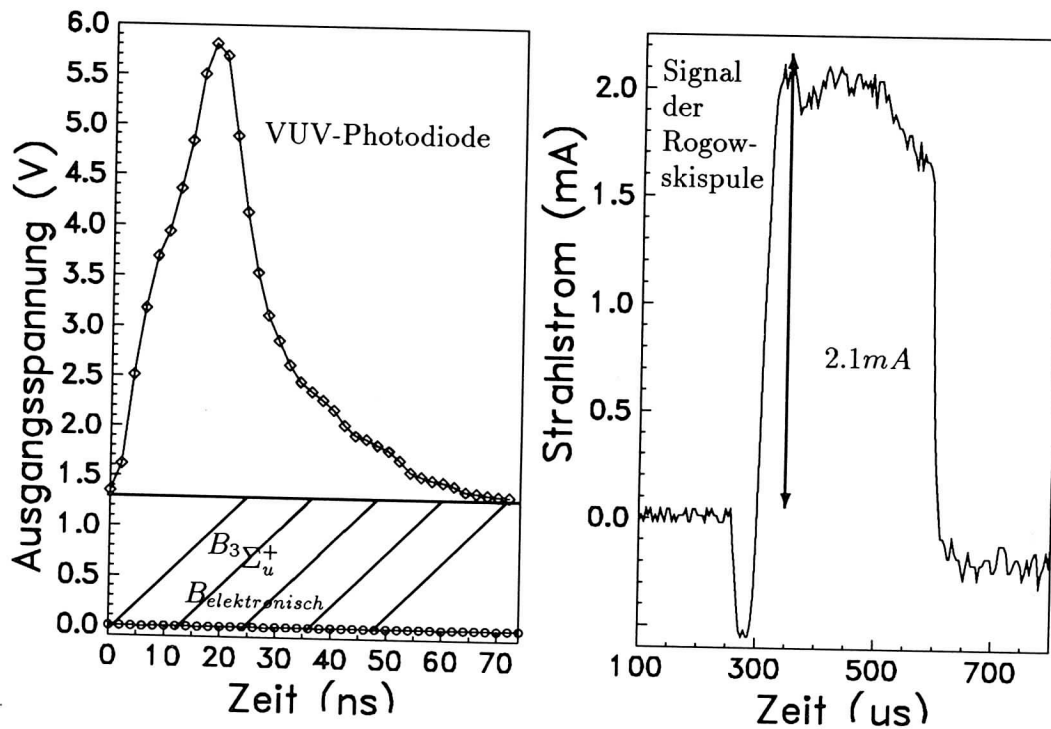


Abbildung 5.3: Zeitlicher Verlauf des Signals der VUV-Normierungsdiode summiert über 26 Mikropulse und zeitlicher Verlauf des Strahlnormierungssignals der Rogowskispule. Mit der Photodiode wird die Lichtemission wellenlängenintegriert gemessen. Ebenfalls eingezeichnet ist der nahezu konstante Untergrund  $B_{3\Sigma_u^+}$ , der durch den Zerfall des langlebigen  $^3\Sigma_u^+$  in den  $^1\Sigma_g^+$ -Grundzustand des Xenonexcimers entsteht, und der elektronische Untergrund  $B_{elektronisch}$  ohne Anregung des Targetmediums.

Anfang des Ionenpulses im MAXILAC mitbeschleunigt werden. Mit der Messung des Strahlstromes im Makropuls wurden die unterschiedlichen Energien pro Schuß berücksichtigt.

In den Kap. 5.2 und 5.3 werden die Ergebnisse der Messung der zeitintegrierten und zeitaufgelösten Winkelverteilung vorgestellt. Für diese Ergebnisse wurden die Signale der Detektoren in vielen Einzelschüssen bei verschiedenen Winkelpositionen des Detektors auf der optischen Achse verwendet. Um die unterschiedlichen Strahlpulsenergien zu berücksichtigen, wurde jeder einzelne Meßpunkt auf die VUV-Photodiode normiert.

Bei der Messung der Abhängigkeit der Lichtintensität von der Länge des angeregten Mediums war eine Normierung auf die VUV-Photodiode nicht möglich, da das Target mit der Blende sukzessiv abgedeckt wurde. Zur Normierung wurde hier der mittlere Strahlstrom im Makropuls zum Beobachtungszeitpunkt benutzt.

## 5.2 Messung der Winkelverteilung der verstärkten Spontanemission

In diesem Kapitel soll die zeitintegrierte Winkelverteilung der Lichtemission bei der Wellenlänge  $\lambda = 172\text{nm}$  um die optische Achse vorgestellt werden. In Abb. 5.4 ist die Winkelverteilung der verstärkten Spontanemission in der  $yz$ - und  $xz$ -Ebene von  $-1.0^\circ$  bis  $1.7^\circ$  dargestellt. Zur Messung der Winkelverteilung wurde

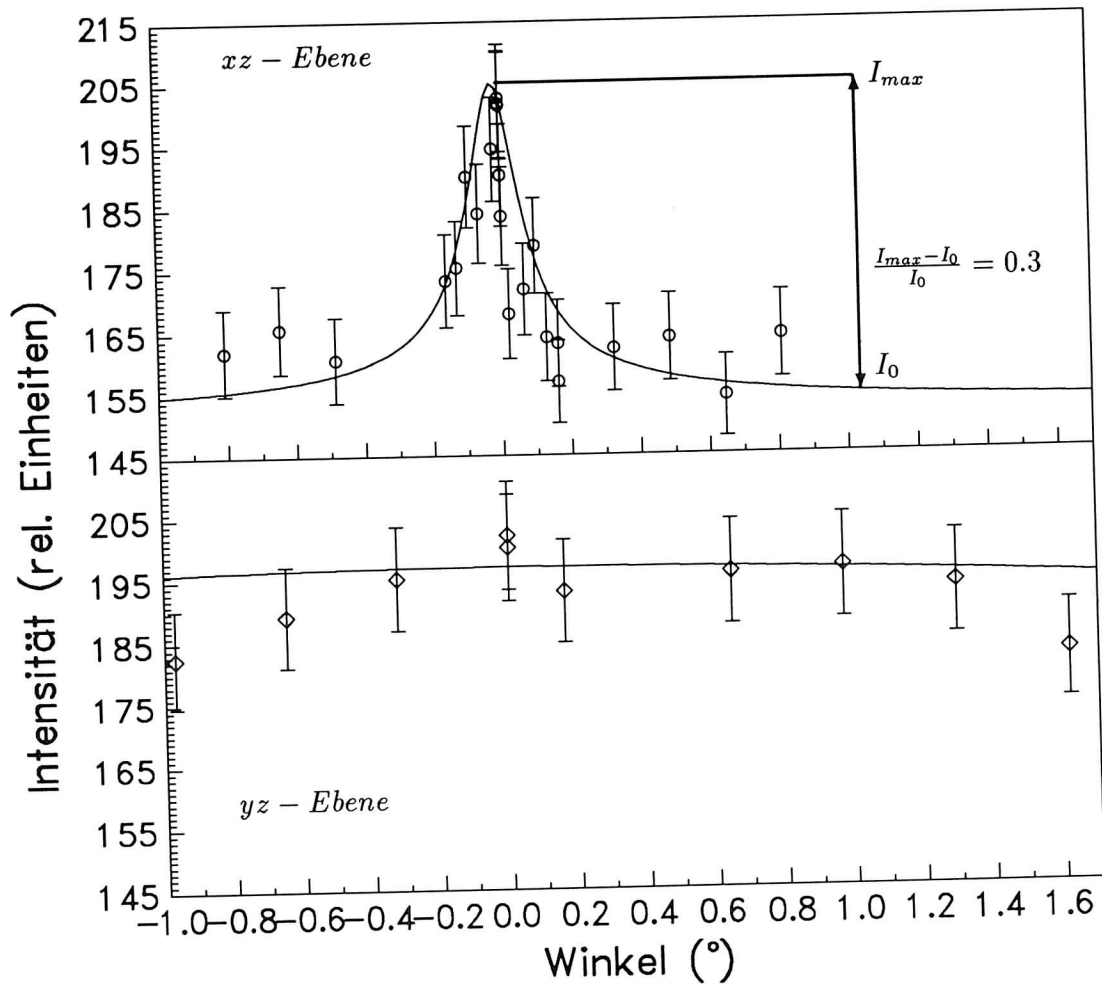


Abbildung 5.4: Zeitintegrierte Winkelverteilung der Lichtemission bei der Wellenlänge  $\lambda = 172\text{nm}$  in der  $xz$ - und  $yz$ -Ebene (Abb. 4.2). Die durchgezogenen Kurven sind das Ergebnis einer simultanen Anpassung der Parameter einer Modellsimulation (Kap. 6) an alle Datenpunkte der Abbildungen 5.4 und 5.6.

der Photomultiplier mit der Lochblende und dem Transmissionsfilter in  $y$ -Richtung von  $-1.0^\circ$  bis  $+1.6^\circ$  und in  $x$ -Richtung von  $-0.8^\circ$  bis  $+0.8^\circ$  (Abb. 4.2) verschoben und das vom Target emittierte Licht gemessen. Ein größerer Winkelbereich konnte nicht untersucht werden, da der Detektor aus mechanischen Gründen nicht weiter

verfahren werden konnte. Die unter  $45^\circ$  zur optischen Achse angebrachte VUV-Photodiode lieferte ein wellenlängenintegrales Normierungssignal.

Die durchgezogenen Kurven stellen das Ergebnis einer simultanen Anpassung der Parameter einer numerischen Modellrechnung (Kap. 6) an alle Datenpunkte der Abb. 5.4 und 5.6 dar. In der Winkelverteilung für die verstärkte Spontanemission in der  $xz$ -Ebene ist eine stark erhöhte Lichtemission in axialer Richtung zu beobachten. Aus der Abb. 5.4 ergibt sich die Winkelhalbwidthbreite  $\Theta_{xz}$  zu  $0.20^\circ$ . Da das angeregte Volumen klein ist und der Detektor auf der optischen Achse im Abstand  $l = 354\text{mm}$  weit entfernt vom Target angebracht war, kann angenommen werden, daß das Target ohne die verstärkte Spontanemission Licht isotrop emittiert. Die überhöhte Lichtemission in axialer Richtung befindet sich also auf einem konstanten Niveau spontaner Emission  $I_0$ . Die Überhöhung  $\frac{I_{max}-I_0}{I_0}$  berechnet sich zu einem 30% Effekt. Die Werte für die Winkelhalbwidthbreite  $\Theta_{xz}$  und die Überhöhung  $\frac{I_{max}-I_0}{I_0}$  ergeben sich aus einem numerischen Modell (Kap. 6).

Die Winkelverteilung in der  $yz$ -Ebene zeigt kein ausgeprägtes Maximum in axialer Richtung. Die Verteilung ist so breit, daß das konstante, isotrope Niveau der spontanen Emission in dem beobachteten Winkelbereich nicht erreicht wird. Die Winkelhalbwidthbreite  $\Theta_{yz}$  ergibt sich, nach der in Kapitel 6 beschriebenen Modellrechnung zu etwa  $17^\circ$ .

Es gibt also deutliche Anzeichen einer Verstärkung der spontanen Lichtemission längs der optischen Achse. Aufgrund der speziellen Geometrie des aktiven Mediums erwartet man eine schmale Winkelverteilung der Lichtemission in der  $xz$ -Ebene und eine breite Winkelverteilung in der  $yz$ -Ebene. Dieses Verhalten zeigt sich deutlich in den Messungen.

Um die Fehler in den Werten für die Winkelhalbwidthbreiten und die Überhöhung abschätzen zu können, muß zuerst der Fehler im einzelnen Meßpunkt bestimmt werden. Die Hauptursache für den Fehler in den Meßdaten liegt sicherlich in der Streuung der Pulsenergien des Ionenstrahls und in der Präparation des Xenontargets bei einer Meßserie. Das Xenontarget wurde nach etwa 10 Einzelschüssen neu präpariert. Damit war sichergestellt, daß das emittierte Licht nicht durch entstehende Kraterwände, die durch das Verdampfen der obersten Schicht erzeugt wurden, abgedeckt wurde.

Die apparativ bedingten Beiträge zum Gesamtfehler, wie Schwankungen in den Versorgungsspannungen der Detektoren, sind im Vergleich zu den vorher erwähnten Beiträgen vernachlässigbar.

Für die Abschätzung des Fehlers wurden bei gleicher Position der Detektoren und Blenden und bei nahezu gleichen Pulsenergien die Meßsignale der Detektoren zu mehreren Einzelschüssen aufgezeichnet. Aus der Streuung dieser Meßpunkte wurde dann der Fehler für einen Meßpunkt bestimmt und weiterhin für alle Messungen verwendet.

Zur Fehlerabschätzung der Winkelhalbwidthbreite und der Intensitätsüberhöhung kann die numerischen Modellsimulation aus Gründen der Rechenzeit nicht herangezogen werden. Um dennoch eine Abschätzung für den Fehler zu erhalten, wurde an die Meßpunkte eine Gaußfunktion angepaßt, die näherungsweise den Verlauf der errechneten Winkelverteilung wiedergibt. Aus dieser Gaußfunktion ergeben sich Fehler für die Winkelhalbwidthbreite von 10% und für die Überhöhung von 14%. Falls man diese Werte näherungsweise für die Modellrechnung als Fehler übernimmt, so erhält

man für die Winkelhalbwidthbreite  $\Theta_{xz}$  und für die Überhöhung  $\frac{I_{max}-I_0}{I_0}$  Werte von  $(0.20 \pm 0.02)^\circ$  bzw.  $(30 \pm 4)\%$ .

Legt man die in Kapitel 2.5 beschriebene Zylindergeometrie als Targetvolumen zugrunde, so folgt für die Winkelhalbwidthbreiten in einfachster Näherung  $\Theta = \frac{d}{L}$ , wobei  $d$  den Durchmesser und  $L$  die Länge des angeregten Zylindervolumens bezeichnet. Mit den in Kapitel 5.8 bestimmten großen und kleinen Halbachsen von  $a = 5.1\text{mm}$  bzw.  $b = 0.5\text{mm}$  und der aus Kapitel 6 erhaltenen Dicke  $d$  der Verstärkung zeigenden Schicht von  $10\mu\text{m}$  ergeben sich für diese spezielle Vergleichsgeometrie Winkelhalbwidthbreiten von  $\Theta_{xz\text{ Zylinder}} = \frac{d}{2a}$  und  $\Theta_{yz\text{ Zylinder}} = \frac{2a}{2b}$ . Die aus diesen Formeln grob abgeschätzten Werte von  $\Theta_{xz\text{ Zylinder}} = 0.06^\circ$  und  $\Theta_{yz\text{ Zylinder}} = 5.6^\circ$  stimmen bis auf einen Faktor 3 mit den gemessenen Winkelhalbwidthbreiten überein. Aus dieser Überlegung erkennt man, daß wie schon in Kap. 2.1.3 diskutiert zur Beschreibung der optischen Verstärkung im angeregten Medium ein numerisches Simulationsprogramm verwendet werden muß.

### 5.3 Zeitaufgelöste Messung der Winkelverteilung

In diesem Kapitel wird die zeitaufgelöste Untersuchung der Winkelverteilung der verstärkten Spontanemission in axialer Richtung dargestellt.

In Abb. 5.5 ist die Winkelverteilung von  $-1.0^\circ$  bis  $1.0^\circ$  in axialer Richtung in der  $xz$ -Ebene in einigen ausgewählten Zeitfenstern in einem Mikropuls dargestellt. Die Breite dieser Zeitfenster betrug  $3.7\text{ns}$ . Um den Kurvenverlauf zu veranschaulichen wurde eine Ausgleichsfunktion nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate an die Datenpunkte angepaßt. Diese Ausgleichsfunktion ist in Abb. 5.5 als durchgezogene Kurve eingezeichnet.

Die Ergebnisse der Messung der zeitaufgelösten Winkelverteilung sind in der Tabelle 5.1 zusammengestellt. Dabei bezeichnet die erste Spalte das jeweilige Zeitfenster, die zweite Spalte die Überhöhung  $\frac{I_{max}-I_0}{I_0}$  über die konstante, isotrope Emission und die dritte Spalte die zugehörigen Winkelhalbwidthbreiten.

In der vierten Spalte befinden sich die aus der Modellrechnung (Kap. 6) abgeschätzten Werte für die Dichte der Excimermoleküle im  $^1\Sigma_u^+$ -Zustand.

Die Überhöhung beginnt ab dem Zeitfenster von  $7.4 - 11.1\text{ns}$  bis zum Maximum von  $\frac{I_{max}-I_0}{I_0} = 35\%$  im Zeitfenster von  $22.2 - 25.9\text{ns}$  anzusteigen und ab dann bis zum Zeitfenster  $40.7 - 44.4\text{ns}$  wieder abzufallen. In den restlichen Zeitfenstern ist kein Effekt einer Überhöhung ersichtlich.

Das Maximum der optischen Verstärkung in der zeitaufgelösten Winkelverteilung fällt mit dem Maximum der Lichtemission bei Anregung mit den Mikropulsen (Abb. 5.2) zusammen. Aufgrund der zeitaufgelösten Messung der Winkelverteilung, kann eine Vortäuschung der Überhöhung durch Effekte, wie Reflexionen an Metallflächen oder durch Beugung, ausgeschlossen werden. Eine solchermaßen vorgetäuschte Überhöhung müßte in allen Zeitfenstern vorhanden sein. Außerdem müßten diese Effekte auch in der Winkelverteilung sowohl in der  $xz$ -, als auch in der  $yz$ -Ebene zu sehen sein.

Die Winkelhalbwidthbreite ist in allen Zeitfenstern nahezu konstant bei  $0.20^\circ$  und ist somit unabhängig von der Anregungsdichte und ist bei dieser noch relativ kleinen Verstärkung nur von der Geometrie des angeregten Volumens abhängig.

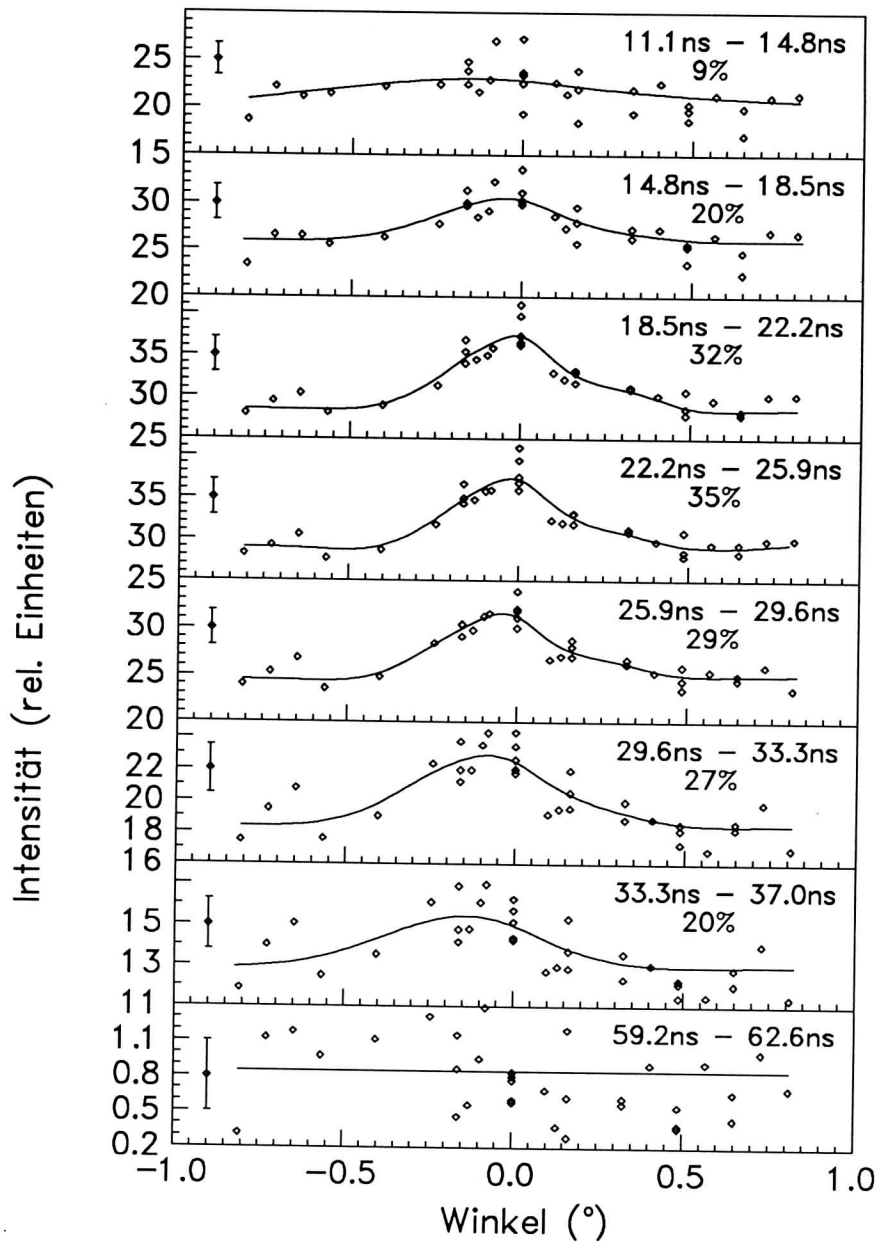


Abbildung 5.5: Winkelverteilung der Lichtemission bei der Wellenlänge  $\lambda = 172\text{nm}$  in der  $x$ -Richtung (Abb. 4.2) in verschiedenen Zeitfenstern bei der Anregung durch den Ionenstrahl. Das zeitliche Maximum der Strahlintensität im Mikropuls befand sich im Zeitfenster von 22.2 – 25.9ns. Die durchgezogenen Kurven sind das Ergebnis der Anpassung einer Ausgleichsfunktion nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate an die Datenpunkte.

## 5.4 Variation der Verstärkungslänge

Als wichtiges Nachweiskriterium für ASE-Lasertätigkeit gilt in der Literatur oft die exponentielle Zunahme der in axialer Richtung abgestrahlten Lichtintensität mit

Zeitfenster (ns)	$\frac{I_{max}-I_0}{I_0}$ (%)	FWHM (°)	$n_{excimer}$ ( $10^{16} \frac{1}{cm^3}$ )
0-3.7	-	-	
3.7-7.4	-	-	
7.4-11.1	6	-	1.1
11.1-14.8	9	0.20	1.6
14.8-18.5	20	0.20	3.6
18.5-22.2	32	0.20	5.8
22.2-25.9	35	0.20	6.3
25.9-29.6	29	0.30	5.2
29.6-33.3	27	0.25	4.9
33.3-37.0	20	0.25	3.6
40.7-44.4	9	0.20	1.6
44.4-48.1	-	-	
48.1-51.8	-	-	
51.8-55.5	-	-	
55.5-59.2	-	-	
59.2-62.9	-	-	

Tabelle 5.1: Ergebnisse der zeitaufgelösten Winkelverteilung

der linearen Vergrößerung der Verstärkungslänge. Diese exponentielle Zunahme der Lichtintensität mit der Targetlänge erfolgt jedoch nur bei einer homogen Anregung des Lasermediums und falls das Lasermedium optisch dünn ist.

In dem hier durchgeführten Experiment lag jedoch eine kompliziertere Geometrie des angeregten Lasermediums vor. Die Anregung erfolgte mit einem Schwerionenstrahl mit elliptischen Strahlprofil. Das Strahlprofil wurde mit Hilfe zweier Gaußfunktionen mit den Parametern  $\sigma_y$  und  $\sigma_z$  wie in Kap. 5.8 dargelegt an die Datenpunkte angenähert.

Die Energiedichte im angeregten Medium ist abhängig vom Energieverlust der 3.78 MeV  $Kr^+$  - Ionen im Medium und vom Dichteprofil des von der Targetoberfläche abströmenden Xenongases. Aus der zeitaufgelösten Messung der Expansion des Xenons erhält man eine Abschätzung über die mittlere Gasdichte. Da die Excimerdichteverteilung in der Ebene senkrecht zur Strahlachse direkt proportional zum Strahlprofil ist, kann in diesem Experiment sicherlich keine exponentielle Zunahme der Lichtintensität mit der Targetlänge erwartet werden. Für die Simulationsrechnungen in Kap. 6 ist die Xenongasdichte im Modellvolumen entlang der Strahlrichtung als konstant angenommen worden.

In Abb. 5.6 ist die Abhängigkeit der Lichtintensitäten sowohl des Lasersignals (Photomultiplier) entlang der großen Halbachse des Strahlflecks als auch des Normierungssignals (VUV-Photodiode) in Abhängigkeit von der Verstärkungslänge aufgetragen. Die Datenpunkte mit den gefüllten Kreissymbolen bezeichnen die Messung der ASE-Lichtintensität in axialer Richtung unter  $0^\circ$  -Beobachtungsrichtung. Als Normierung diente das Signal der Rogowskispule. Beide Kurven sind auf das Intervall von 0 bis 1 normiert, um die Steigungen der Kurven vergleichen zu können.

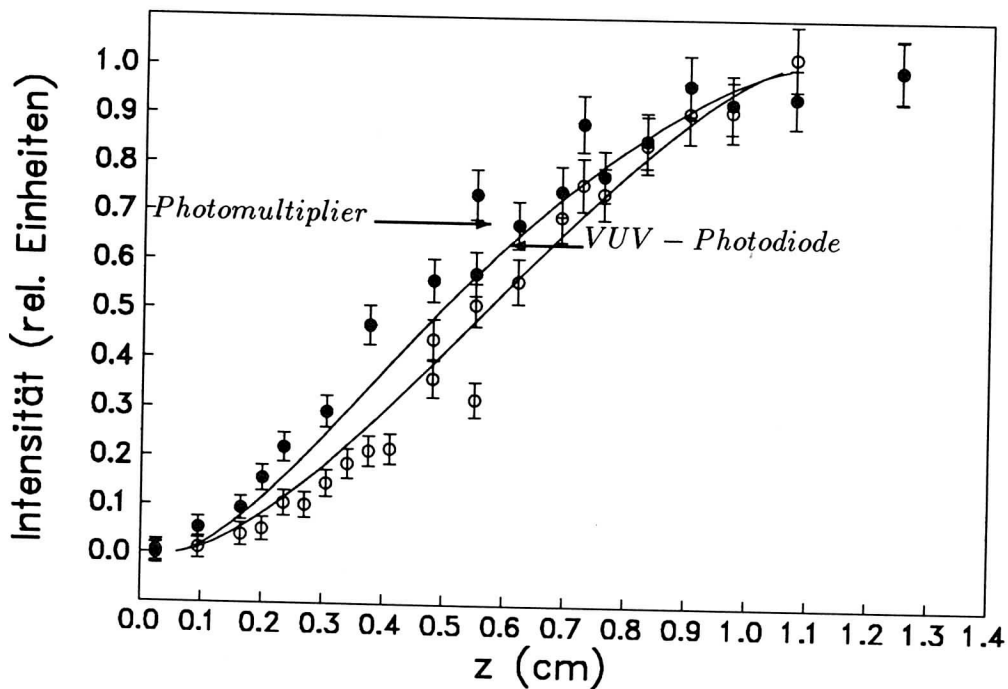


Abbildung 5.6: Abhängigkeit des Photomultipliersignals (●) in axialer Richtung und des Normierungssignals (○) von der Länge  $z$  des angeregten Mediums. Die durchgezogenen Kurven sind das Ergebnis einer simultanen Anpassung einer Modellrechnung (Kap. 6) an alle Datenpunkte der Abb. 5.4 und 5.6.

Die durchgezogenen Kurven sind das Ergebnis einer Modellsimulation, die in Kap. 6 beschrieben ist. Durch die verstärkte Emission in axialer Richtung verläuft die Kurve unter  $0^\circ$ -Beobachtungsrichtung steiler als die entsprechende Kurve des Normierungsdetektors unter  $45^\circ$ -Beobachtungsrichtung jeweils zur  $xz$ - und  $yz$ -Ebene. Beim Freigeben des mittleren, intensivsten Teils des Strahles entsteht, durch optische Verstärkung, ein überproportionaler Zuwachs der Lichtintensität auf der optischen Achse.

Dieses Verhalten ist ein deutliches Indiz für optische Verstärkung in axialer Richtung des Übergangs vom  $^1\Sigma_u^+$ -Zustand in den  $^1\Sigma_g^+$ -Grundzustand des Xenonexcimers.

## 5.5 Zeitaufgelöste Messung der Variation der Verstärkungslänge

In Abb. 5.7 ist die Variation des Signals des Photomultipliers in Richtung der optischen Achse (●) in Abhängigkeit von der Verstärkungslänge in den jeweiligen Zeitfenstern zwischen  $11.1\text{ns}$  und  $62.6\text{ns}$  bei einer Fensterbreite von jeweils  $3.7\text{ns}$  aufgetragen. Gleichzeitig ist die Variation des Normierungssignals (○) wellenlängen- und zeitintegral in Abhängigkeit von der Verstärkungslänge dargestellt. Beide Datensätze sind auf das Intervall von 0 – 1 normiert, um die Steigungen der

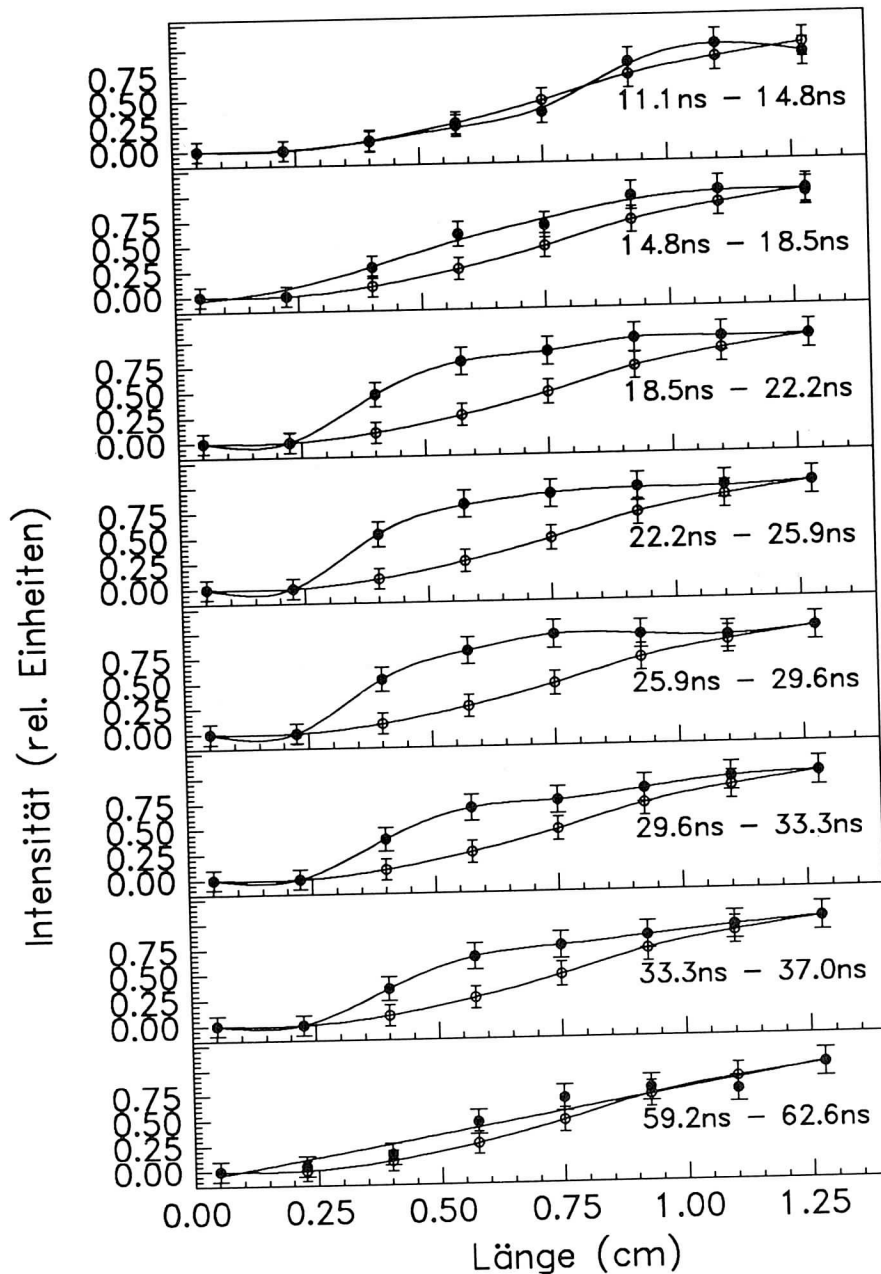


Abbildung 5.7: Abhängigkeit des Photomultipliersignals (●) in Richtung der optischen Achse und der VUV-Normierungsdiode (○) von der Länge des angeregten Mediums in verschiedenen Zeitfenstern. Das zeitliche Maximum der Strahlintensität im Mikropuls befand sich im Zeitfenster von 22.2 – 25.9 ns. Die durchgezogenen Kurven sind das Ergebnis der Anpassung einer Ausgleichsfunktion nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate an die Datenpunkte.

Kurven vergleichen zu können. Die Signale des Photomultipliers und der VUV-Photodiode wurden auf den jeweiligen Strahlstrom im Makropuls normiert, um Schwankungen durch die unterschiedlichen Strahlpulsenergien zu berücksichtigen.

Vorausgesetzt wurde dabei, daß sich kleine Änderungen im Strahlstrom linear in der emittierten Lichtintensität auswirken.

Zur Unterscheidung der beiden Datensätze sind Ausgleichsfunktionen nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate an die Datenpunkte angepaßt worden. Diese sind als durchgezogene Kurven in die Abb. 5.7 eingetragen.

Im Zeitfenster 11.1 – 14.8ns liegen die Kurven für spontane und verstärkte spontane Emission noch aufeinander. Zu diesem Zeitpunkt ist die Excimerdichte im  $^1\Sigma_u^+$ -Zustand im angeregten Medium noch zu klein, um im Detektor auf der optischen Achse verstärkte Spontanemission nachweisen zu können. Die Verstärkung wächst ab dem Zeitfenster 14.8 – 18.5ns bis zum Maximum im Zeitfenster 22.2 – 25.9ns an, um dann wieder abzuklingen.

Der mittlere Strahlstrom im Makropuls des RFQ- Beschleunigers betrug bei diesem Datensatz etwa 1.8mA.

## 5.6 Messung der Lichtenergie

In diesem Kapitel soll die vom Target emittierte Lichtenergie in absoluten Einheiten abgeschätzt werden.

Das vom angeregten Volumen emittierte Licht wurde mit Hilfe der Normierungsphotodiode wellenlängenintegriert und zeitaufgelöst gemessen. Die Sensitivität  $S$  dieser Photokathode beträgt nach Herstellerangaben  $22 \frac{mA}{W}$  [36].

Dieser Photodetektor war jeweils unter  $45^\circ$  zur  $xz$ - und  $xy$ -Ebene im Abstand  $r = 215mm$  angebracht, um nur die spontane Emission zu detektieren. Verstärkte Spontanemission in dieser Richtung kann aufgrund der kleinen Weglänge im aktiven Medium vernachlässigt werden. Infolge des großen Abstandes des Detektors vom Targetvolumen kann das angeregte Volumen als Punktquelle betrachtet werden.

Der Wirkungsgrad  $\eta_{1\Sigma_u^+}$  für die Umsetzung der Strahlenergie  $E_{Mikropuls}$  in Emission von Photonen aus dem Übergang vom  $^1\Sigma_u^+$ - Zustand in den  $^1\Sigma_g^+$ - Grundzustand berechnet sich dann folgendermaßen.

$$\eta_{1\Sigma_u^+} = \frac{\int_0^{74ns} (Signal(t) - B_{elektronisch} - B_{3\Sigma_u^+}) dt}{N_{Mikropulse} R} \times \frac{1}{S} \times \frac{4\pi r^2}{A} \times \frac{1}{E_{Mikropuls}} \quad (5.1)$$

Mit dem aus Abb. 5.3 ersichtlichen mittleren Strahlstrom von 2.1mA ergibt sich die Mikropulsenergie  $E_{Mikropuls}$  des Schwerionenstrahls zu etwa  $600\mu J$ . Der Wirkungsgrad  $\eta_{1\Sigma_u^+}$  berechnet sich mit dem Eingangswiderstand  $R = 50\Omega$  des Speicheroszilloskops, der Fläche  $A = 255mm^2$  der Photodiode und dem daraus resultierenden Raumwinkel von  $0.4msr$  zu etwa 1.5%. Der Wirkungsgrad  $\eta_{1,3\Sigma_u^+}$  für die im Wellenlängenbereich um 172nm insgesamt abgestrahlte Lichtintensität errechnet sich zu etwa 2.8%, wenn der zeitlich konstante Untergrund  $B_{3\Sigma_u^+}$  aus dem Übergang vom  $^3\Sigma_u^+$ - Zustand in den  $^1\Sigma_g^+$ - Zustand des Xenonexcimers in Gleichung 5.1 nicht abgezogen wird.

## 5.7 Zeitaufgelöste Messung der Expansion des Xenongases

Ein wichtiger Parameter für die optische Verstärkung ist der zeitliche Verlauf der Gasdichteverteilung des von der Targetoberfläche abströmenden Xenons, da die emittierte Lichtintensität und ihr zeitliches Verhalten von der Dichte des Targetgases bestimmt wird.

In diesem Kapitel sollen die zeitaufgelöste Messung der Expansion des Xenongases und die daraus resultierende, grobe Abschätzung der mittleren Xenongasdichte vorgestellt werden. Die Messung wurde mit der in Kap. 4.3 beschriebenen, zweidimensionalen Kamera durchgeführt. Aus der numerischen Modellsimulation (Kap. 6) kann der mittlere Xenongasdruck unter gewissen Voraussetzungen abgeschätzt werden. Dies liefert eine alternative Möglichkeit, die hier gemessene Gasdichte zu bestimmen.

In den Abb. 5.8 und 5.9 sind exemplarisch Projektionen der emittierten Lichtintensität auf die  $xy$ -Ebene (Kap. 4.2) 1 bzw.  $10\mu s$  nach der Anregung mit dem Ionenstrahl durch Linien konstanter Intensität zweidimensional dargestellt. Auf-

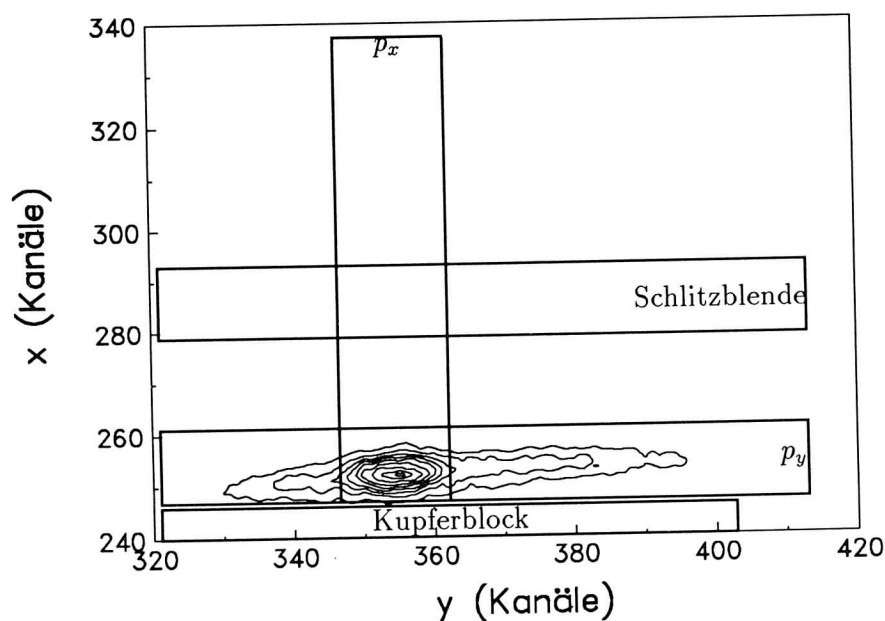


Abbildung 5.8: Zweidimensionale Projektion der Lichtemission des expandierenden Xenongases auf die  $xy$ -Ebene (Abb. 4.2). Die Bildaufnahme erfolgte  $1\mu s$  nach der Anregung mit dem Ionenstrahl.

grund der verwendeten Abbildungsoptik konnte im Experiment nur die Lichtemission des angeregten Xenongases im sichtbaren Wellenlängenbereich untersucht werden. Außerdem sind in die Bilder die Positionen der Schlitzblende und des Targetkopfes schematisch eingezeichnet. Diese zweidimensionalen Bilder zeigen deutlich das Abströmen des Xenongases entlang der Strahlachse vom Target in Richtung

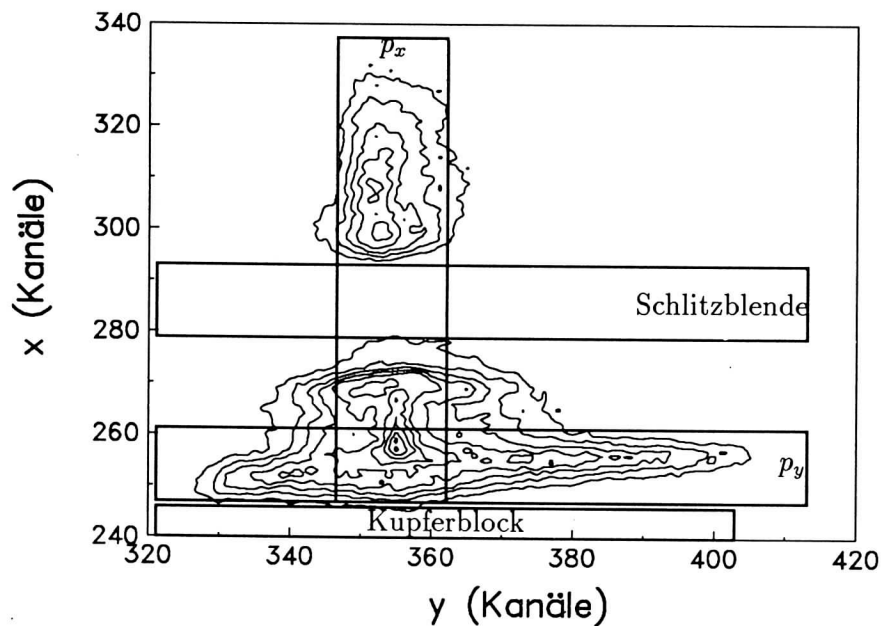


Abbildung 5.9: Zweidimensionale Projektion der Lichtemission des expandierenden Xenongases auf die  $xy$ -Ebene (Abb. 4.2). Die Bildaufnahme erfolgte  $10\mu\text{s}$  nach der Anregung mit dem Ionenstrahl.

Schlitzblende. Das abströmende Xenongas wird durch den Ionenstrahl fortwährend zur Lichtemission angeregt, so daß das durch die Schlitzblende strömende Xenongas in Abb. 5.9 gut erkennbar ist.

Die emittierte Lichtintensität ist eine Funktion der deponierten Energie des Ionenstrahls im Xenongas und des zeitlichen Verlaufs der Lichtemission.

Die deponierte Energie des Ionenstrahls ist nur abhängig von der Gasdichte im Target und unabhängig von der Teilchenenergie. Bei der folgenden Abschätzung über den zeitlichen Verlauf der Xenongasdichte wird angenommen, daß die Lichtemission des angeregten Xenongases rasch verläuft und der zeitliche Verlauf der Emission nicht von der Xenondichte abhängt. Außerdem wurde ein linearer Zusammenhang der emittierten Lichtintensität und der deponierten Strahlenergie angenommen. In diesem Fall ist die nachgewiesene Lichtintensität ein Maß für die Gasdichte.

Für die Abschätzung der Gasdichte in  $x$ - bzw.  $y$ - Richtung wurde die gemessene, zweidimensionale Lichtintensitätsverteilung in den Projektionsbereichen  $p_x$  und  $p_y$  auf die  $x$ - bzw.  $y$ - Achse projiziert. Diese Projektionen sind für Datensätze zu verschiedenen Zeitpunkten nach der Anregung durch den Ionenstrahl durchgeführt worden.

Die Ergebnisse dieser Projektionen sind in Abb. 5.10 dargestellt. In den Projektionen auf die  $y$ -Achse bleibt der Kurvenverlauf in den Zeitfenstern von  $0.5$  bis  $4.0\mu\text{s}$  erhalten. In den Projektionen auf die  $x$ -Achse erkennt man ab dem Zeitfenster von  $0.5\mu\text{s}$  nach dem Einsetzen des Ionenstrahls die Ausbildung einer Front von expandierendem Xenongas, die in Richtung auf die Schlitzblende zuläuft.

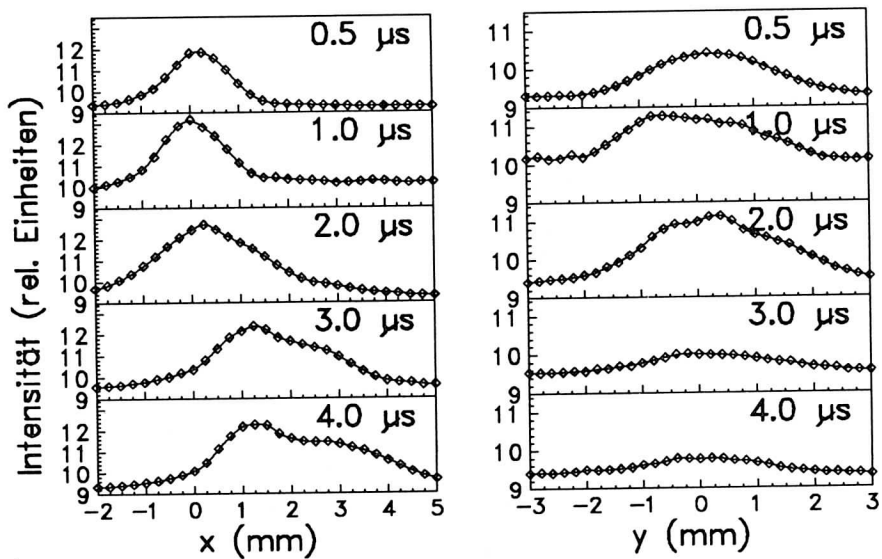


Abbildung 5.10: *Expansion des ionenstrahlangeregten Xenongases zu den Zeiten 0.5, 1.0, 2.0, 3.0 und 4.0  $\mu$ s nach dem Triggerzeitpunkt.*

Für die Abschätzung des mittleren Gasdrucks müssen einige stark vereinfachende Annahmen getroffen werden:

Das vom Ionenstrahl durchsetzte Volumen (Kap. 4.2) verdampft vollständig und expandiert vorwiegend in x-Richtung. Innerhalb des kurzen, betrachteten Zeitbereichs erfolgt dann keine weitere Verdampfung von festem Xenon durch den Ionenstrahl. Dadurch läßt sich aus dem Abstand  $x$  der Gasfronten von der Oberfläche des Kupferblocks in den jeweiligen Zeitfenstern eine Expansionsgeschwindigkeit errechnen. Mit der Gesamtmasse des verdampften Xenons (Kap. 4.2), der Expansionsgeschwindigkeit und der Annahme, daß die Anzahl der Xenonatome zwischen der Targetoberfläche und der expandierenden Gasfront konstant ist, läßt sich nach  $1\mu$ s ein mittlerer Gasdruck von etwa  $35\text{bar}$  abschätzen, der nach  $2\mu$ s auf etwa  $5\text{bar}$  absinkt.

Mit dieser groben Abschätzung kann sicherlich nur eine Information über die Größenordnung des Gasdrucks gewonnen werden.

## 5.8 Bestimmung des Strahlprofils

Für die Interpretation der Lichtemission ist es nötig, das Strahlprofil zu bestimmen.

Zu diesem Zweck konnte mit der in Kap. 4.1 beschriebenen, beweglichen Dreiecksblende der Strahlpuls sowohl in der  $y$ - als auch in der  $z$ -Richtung (Abb. 4.2), mit einer Genauigkeit von  $0.1\text{mm}$  kontinuierlich räumlich beschränkt werden.

Zu jeder Position der Blende wurde die wellenlängenintegrale Lichtintensität im Maximum der Lichtemission gemessen. In Abb. 5.11 ist die Intensität der VUV-Normierungsdiode in Abhängigkeit von der Blendenposition in der  $z$ -Richtung des angeregten Mediums aufgetragen. Die durchgezogene Kurve ist die Anpassung ei-

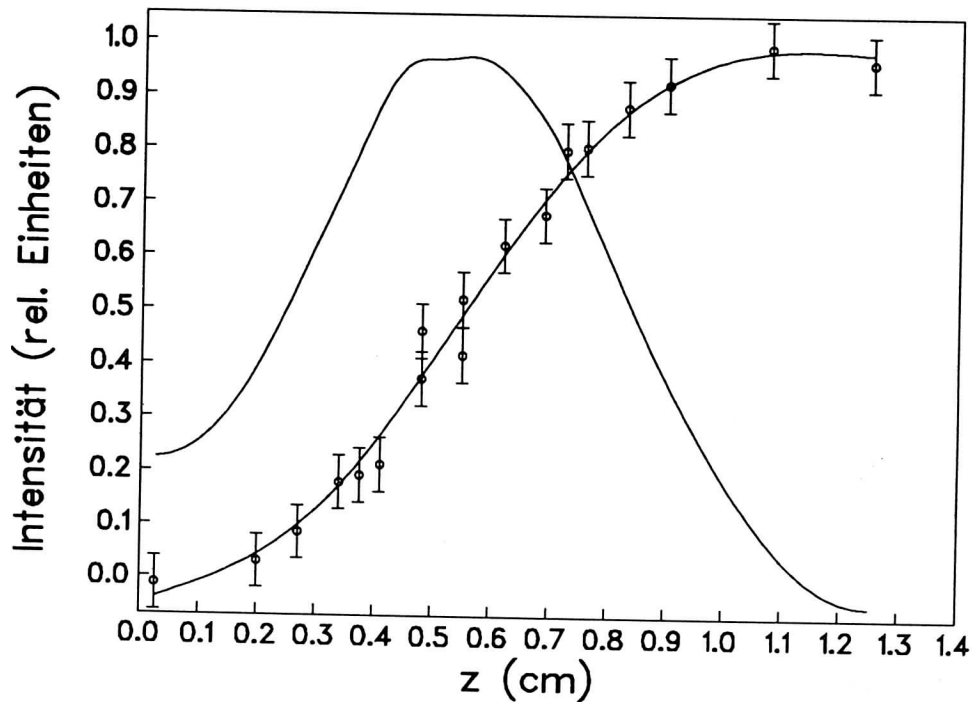


Abbildung 5.11: Bestimmung des Strahlprofils in  $z$ -Richtung. Dazu wurde der Strahlfleck mit einer beweglichen Blende in der  $z$ -Richtung (Abb. 4.2) eingeschränkt und das Signal der VUV-Normierungsdiode in Abhängigkeit von der Blendenposition gemessen. Die durchgezogenen Kurven sind das Ergebnis der Anpassung einer Ausgleichsfunktion nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate an die Daten sowie deren Ableitung nach  $z$ .

ner Ausgleichsfunktion nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate an die Daten. Differenziert man diese Ausgleichsfunktion ergibt sich das Strahlprofil in Abhängigkeit von der Blendenposition. Analog geht man bei der Bestimmung des Strahlprofils in Abhängigkeit von der Blendenposition in  $y$ -Richtung vor, wie in Abb. 5.12 dargestellt ist. Diese beiden Strahlprofile können durch zwei Gaußfunktionen mit den Parametern  $\sigma_y = 2.5\text{mm}$  und  $\sigma_z = 0.2\text{mm}$  beschrieben werden.

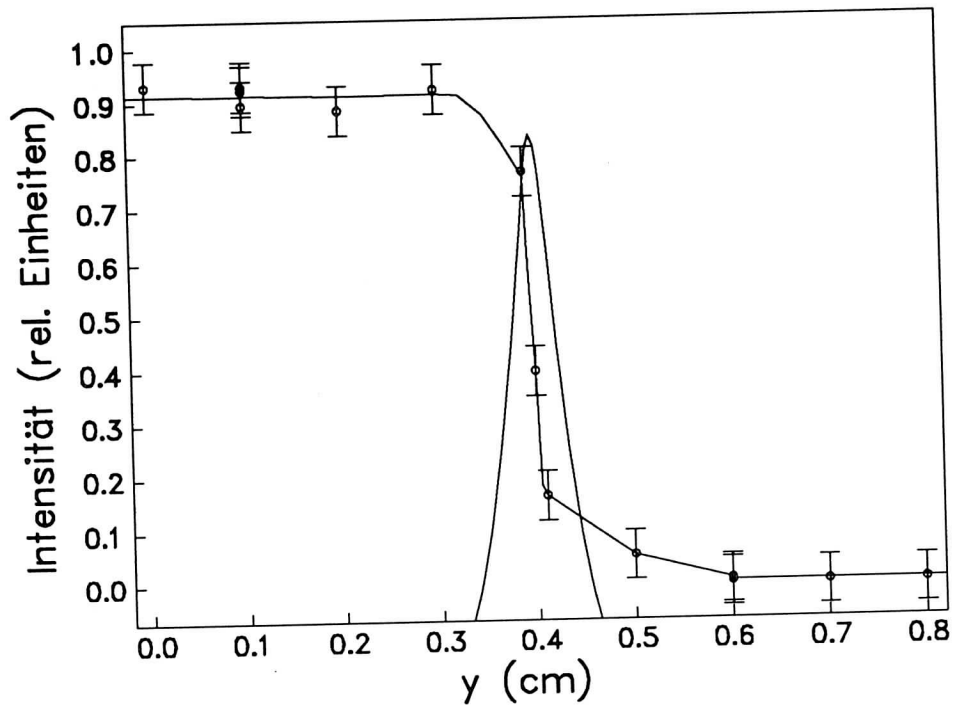


Abbildung 5.12: Bestimmung des Strahlprofils in  $y$ -Richtung. Dazu wurde der Strahlfleck mit einer beweglichen Blende in der  $y$ -Richtung (Abb. 4.2) eingeschränkt und das Signal der VUV-Normierungsdiode in Abhängigkeit von der Blendenposition gemessen. Die durchgezogenen Kurven sind das Ergebnis der Anpassung einer Ausgleichsfunktion nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate an die Daten und die Ableitung dieser Funktion nach  $y$ .

# Kapitel 6

## Interpretation der Messungen mit Hilfe eines numerischen Modells

### 6.1 Physikalische Grundlagen des Modells

Zur Interpretation der Meßergebnisse wurden die physikalischen Vorgänge, die zu optischer Verstärkung auf dem 2. Kontinuum führen, mit Hilfe eines Rechenprogramms quantitativ nachvollzogen. Die gemessene Winkelverteilung und die Variation des Lasersignals mit der Verstärkungslänge kann damit reproduziert werden. In diesem Kapitel werden das numerische Modell und die vereinfachenden Annahmen zur Beschreibung der physikalischen Vorgänge dargestellt.

Aus den Ergebnissen dieses Modells können Aussagen über die Dicke der Verstärkung zeigenden Schicht und die Dichte der angeregten Excimermoleküle im  $^1\Sigma_u^+$ -Zustand gewonnen werden. Schließlich können mit den Abschätzungen über die absolut emittierte Lichtenergie (Kap. 5.6) und mit dem Strahlstromdichteprofil (Kap. 5.8) Gasdichte und Energiedichte [24] im betrachteten Modellvolumen abgeschätzt werden.

Als Modellvolumen wurde ein Körper mit elliptischer Grundfläche mit großer Halbachse  $a$  und kleiner Halbachse  $b$  angenommen.

In Abb. 6.1 ist das Modellvolumen, der Beobachtungspunkt  $P(x, y, z)$  und das Strahlprofil  $B(y, z)$  des anregenden Schwerionenstrahls schematisch dargestellt. Die Variation der Verstärkungslänge, die im Experiment mit einer beweglichen Blende durchgeführt wurde, konnte durch eine Beschränkung des Modellvolumens entlang der großen Halbachse realisiert werden.

Zur Berechnung der Lichtintensität  $I_{P(x,y,z)}$  am Ort  $P(x, y, z)$  wird wie folgt vorgegangen: Ein Volumenelement  $dV$  emittiert Licht isotrop bei  $\lambda = 172nm$ . Die Emission erfolgt in Richtung  $\vec{s}$  zum Beobachtungspunkts  $P(x, y, z)$ . Selbstabsorption des Lichts tritt nicht auf, da die Energie des emittierten Photons nicht ausreicht, um ein Xenonatom im Grundzustand zu ionisieren (Ionisationsenergie  $12.129eV$  [37]). Resonanzabsorption kann ebenfalls nicht auftreten, da selbst für den Übergang vom Grundzustand des Xenonatoms in den ersten angeregten Zustand ( $5p^6\ ^1S_0 - 6s[1\ \frac{1}{2}]^0$ ,  $\Delta E = 8.44eV$ ,  $\lambda = 146.961nm$ ) die Energie des emittierten Photons nicht ausreicht. Die Absorption des Photons durch die angeregten Xenonatome, Xenonionen und die Xenonmoleküle in höheren angeregten Zuständen wird vernachlässigt, da deren Dichte klein ist.

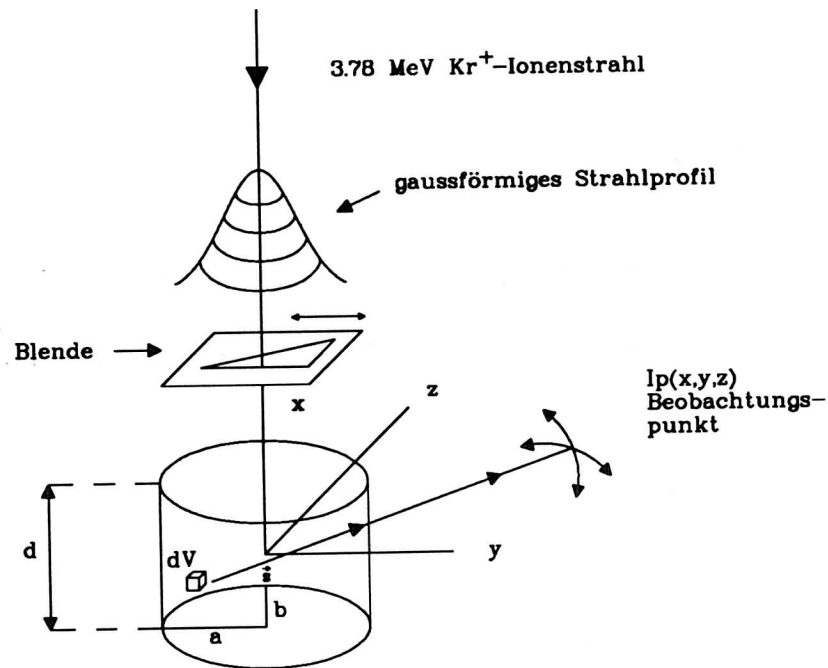


Abbildung 6.1: Darstellung des Modellvolumens

Auf dem Weg durch das angeregte Volumen mit der Excimerdichte  $n(x,y,z)$  im angeregten  $^1\Sigma_u^+$ -Zustand wird das Licht um den Faktor  $e^{\int n(x,y,z)\sigma ds}$  verstärkt. Die Gesamtintensität  $I_{P(x,y,z)}$  des vom Modellvolumen emittierten Lichts am Ort  $P(x,y,z)$  ergibt sich durch Integration über das gesamte Modellvolumen [38]:

$$I_{P(x,y,z)} = \int \int \int I_0(x,y,z) e^{\int n(x,y,z)\sigma ds} dV \quad (6.1)$$

## 6.2 Simulationsergebnisse

In diesem Kapitel sollen die wesentlichen Modellparameter und die Ergebnisse der Simulation wie Winkelverteilung der emittierten ASE-Intensität, Abhängigkeit der Intensität von der Verstärkungslänge, maximale Excimerdichte und maximale Verstärkung dargestellt werden.

### 6.2.1 Diskussion der physikalischen Parameter

In das Modell gehen als Parameter die geometrische Ausdehnung des simulierten Targetvolumens, die vom räumlichen Profil des Ionenstrahls abhängige Excimerdichte und der Wirkungsquerschnitt für stimulierte Emission ein.

Die Ausdehnung des Modellvolumens wird durch die Dicke  $d$ , sowie die große und kleine Halbachse  $a$  und  $b$  beschrieben. Als Zahlenwerte wurden die Meßwerte  $a = 5.1 \text{ mm}$  und  $b = 0.5 \text{ mm}$  aus Kap. 5.8 eingesetzt.

a	5.1mm	$\lambda$	172nm
b	0.5mm	$\Delta\lambda$	9nm
d	10 $\mu$ m	$\tau$	5.5ns
$\sigma_y$	2.5mm	$n_r$	1
$\sigma_z$	0.2mm	$n_{excimer}$	$5.4 \cdot 10^{16} \frac{1}{cm^3}$
$\sigma$	$2.4 \cdot 10^{-17} cm^2$	$\alpha$	$0.26 \frac{1}{cm}$

Tabelle 6.1: Liste der Modellparameter

Die ortsabhängige Energiedeposition des Ionenstrahls und demzufolge die erzeugte Excimerdichte wird durch das räumliche Profil  $B(y, z)$  des Ionenstrahls in der  $yz$ -Ebene beschrieben. Die Stromdichteverteilung des Ionenstrahls  $B(y, z)$  (Gl. 6.3) läßt sich als eine Gaußfunktion  $G(y, z)$  mit einer Normierungskonstanten  $k_0$  darstellen. Mit der Randbedingung, daß sich bei einer Integration der Strahldichte  $B(y, z)$  über die vom Ionenstrahl durchsetzte Fläche die Zahl der Teilchen  $n_T$  im Mikropuls ergibt, berechnet sich die Normierungskonstante  $k_0$  zu  $1.4 \cdot 10^9$ .

$$G(y, z) = \frac{1}{2\pi\sigma_y\sigma_z} e^{-\frac{y^2}{2\sigma_y^2}} e^{-\frac{z^2}{2\sigma_z^2}} \quad (6.2)$$

$$B(y, z) = k_0 G(y, z) \quad \text{mit: } \int \int B(y, z) dy dz = n_T \quad (6.3)$$

$$n(x, y, z) = n_{excimer} G(y, z) \quad (6.4)$$

Innerhalb des Modellvolumens wird die Teilchendichte des vom Target abströmenden Xenongases als konstant angenommen. Mit der Annahme, daß die erzeugte Excimerdichte  $n(x, y, z)$  proportional zur Energiedichte des Ionenstrahls ist, kann die von der Tiefe  $x$  unabhängige Excimerdichte  $n(x, y, z)$  (Gl. 6.4) als Produkt einer maximalen Excimerdichte  $n_{excimer}$  und der Gaußfunktion  $G(y, z)$  (Gl. 6.3) beschrieben werden. Die Excimerdichteverteilung wird also senkrecht zur Strahlrichtung durch die Funktion  $B(y, z)$ , deren Parameter durch die Messungen gut bekannt sind, beschrieben. In Strahlrichtung wird die Excimerdichte in der Modellnäherung als konstant angenommen.

Der Wirkungsquerschnitt für stimulierte Emission  $\sigma$  (Gl. 2.1) bestimmt zusammen mit der Excimerdichte  $n(x, y, z)$  die Größe der Verstärkung entlang des Sehstrahls  $\vec{s}$  im Modellvolumen. Der Wert für den Wirkungsquerschnitt  $\sigma$  ist z.B. aus spektroskopischen Untersuchungen der Lichtemission bei Anregung von Edelgastargets mit gepulsten Schwerionenstrahlen [39, 40] oder aus der Literatur [24] zu  $2.4 \cdot 10^{-17} cm^2$  bekannt. In Tabelle 6.1 sind die Werte für die Modellparameter zusammengefaßt.

Das numerische Modell wird durch die freien Parameter  $d$  und  $n_{excimer}$  sowie durch die gemessenen Parametern  $a, b, \sigma_y, \sigma_z, \sigma$  und die Funktion  $B(y, z)$  beschrieben. Um die berechneten Winkelverteilungen in der  $xz$ - und  $yz$ -Ebene und die berechnete Variation der Intensität auf der optischen Achse in Abhängigkeit von der Länge des angeregten Volumens an die gemessenen Daten anzupassen, wurden die freien Modellparameter  $d$  und  $n_{excimer}$  variiert. Aus den Ergebnissen dieser

Modellrechnungen wurde das Parameterpaar ( $d = 10\mu\text{m}$ ,  $n_{\text{excimer}} = 5.4 \cdot 10^{16} \frac{1}{\text{cm}^3}$ ) ausgewählt, das die Daten am besten beschreibt.

### 6.2.2 Winkelabhängigkeit

In Abb. 6.2 sind die im Modell berechneten Winkelhalbwidthen  $\Theta_{xz}$  und  $\Theta_{yz}$  sowie die Überhöhung  $\frac{I_{\text{max}} - I_0}{I_0}$  der ASE-Intensität in Abhängigkeit von der Excimerdichte im  $^1\Sigma_u^+$ - Zustand dargestellt. Die Dicke  $d$  des Modellvolumens beträgt bei die-

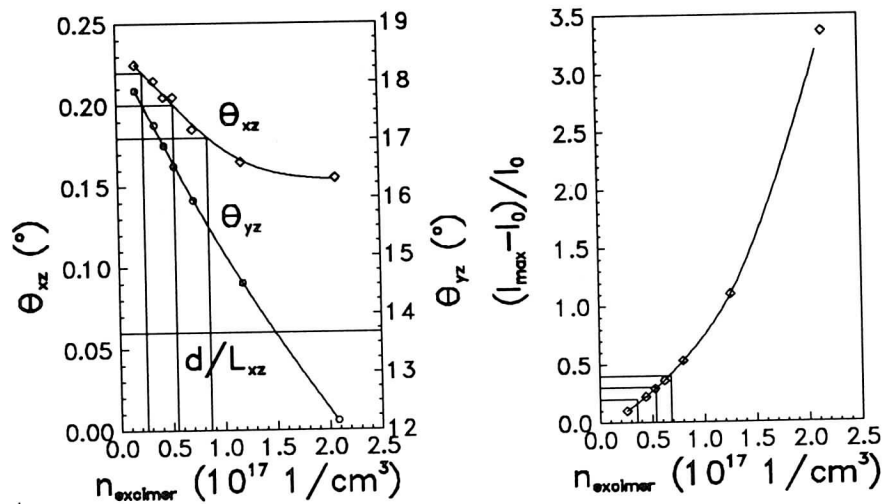


Abbildung 6.2: Berechnete Abhängigkeit der Winkelhalbwidthen  $\Theta_{xz}$ ,  $\Theta_{yz}$  und der ASE-Überhöhung  $\frac{I_{\text{max}} - I_0}{I_0}$  von der Excimerdichte  $n_{\text{excimer}}$  für eine Targetdicke von  $10\mu\text{m}$ . Die Divergenz der Emission nach dem einfachen Modell von Durchmesser  $d$  zu Länge  $L$  des Modellvolumens ist bei  $\Theta_{xz} = 0.06^\circ$  als horizontale Linie eingezeichnet. Die waagrechten und senkrechten Linien deuten die Fehlerfortpflanzung an.

sen Simulationen konstant  $10\mu\text{m}$ . Zur gleichzeitigen Darstellung des Verlaufs der schmalen Winkelverteilung  $\Theta_{xz}$  und der breiten Winkelverteilung  $\Theta_{yz}$  sind die beiden Kurven mit unterschiedlichen Maßstäben gezeichnet.

Benützt man zur Erklärung der Divergenz der ASE-Intensität in der  $xz$ -Ebene das geometrische Verhältnis von Dicke  $d$  zu Länge  $L$  des Modellvolumens, so erhält man einen von der Excimerdichte unabhängigen Wert von etwa  $\Theta_{\frac{d}{L}} = 0.06^\circ$ . Die gemessene Winkelhalbwidthe  $\Theta_{xz}$  von  $0.2^\circ$  läßt sich also mit diesem einfachen geometrischen Verhältnis erwartungsgemäß nicht erklären.

Die berechneten Winkelhalbwidthen  $\Theta_{xz}$  und  $\Theta_{yz}$  der ASE-Intensität werden mit zunehmender Excimerdichte kleiner. Dies steht im Gegensatz zu den Ergebnissen von Peters und Allen [18, 19, 20, 21] (Abb. 2.4), nach denen die Winkelhalbwidthen mit der Excimerdichte zunehmen sollten. Denn bei homogener Anregung werden bei steigender Excimerdichte auch die unter einem kleinen Winkel zur optischen Achse verlaufenden Lichtstrahlen verstärkt. In dem hier durchgeführten Experiment ist das aktive Medium aber nicht homogen angeregt. Die gaußförmige

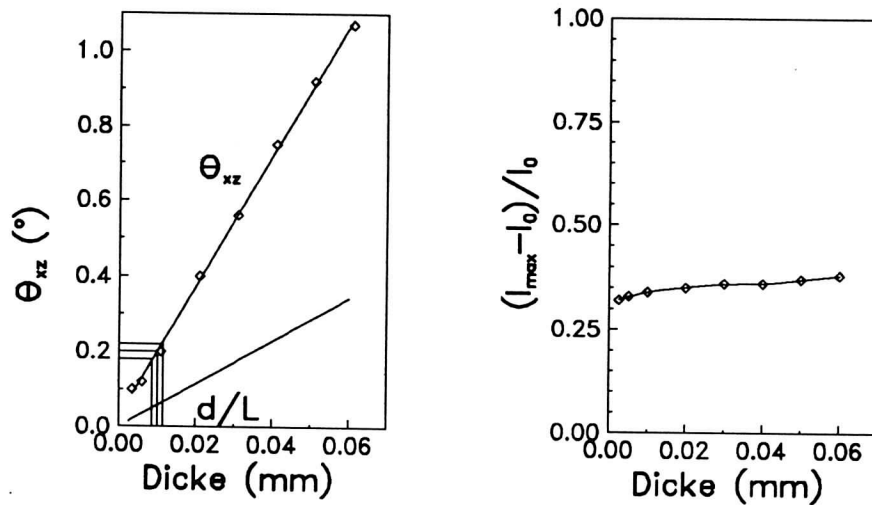


Abbildung 6.3: Berechnete Abhängigkeit der Winkelhalbertsbreite  $\Theta_{xz}$  und der ASE-Überhöhung  $\frac{I_{\max} - I_0}{I_0}$  von der Dicke des Modellvolumens. Gleichzeitig wurde die Divergenz der Emission nach dem einfachen Modell von Durchmesser  $d$  zu Länge  $L$  des Modellvolumens bestimmt. Die waagrechten und senkrechte Linien deuten die Fehlerfortpflanzung an.

Verteilung der Ionenstrahldichte führt zu einer maximalen Excimerdichte im Zentrum des Strahlflecks und dort zu einer wesentlich höheren Verstärkung als bei Lichtstrahlen, die unter einem kleinen Winkel zur optischen Achse verlaufen.

Im rechten Teil der Abb. 6.2 ist der nahezu exponentielle Anstieg der Überhöhung  $\frac{I_{\max} - I_0}{I_0}$  der ASE-Intensität in Richtung der optischen Achse über das Niveau der spontanen Emission gezeigt.

In Abb. 6.3 sind die entsprechenden Kurven bei einer Excimerdichte  $n(x, y, z) = 5.4 \cdot 10^{16} \frac{1}{\text{cm}^3}$  in Abhängigkeit von der Dicke  $d$  des Modellvolumens dargestellt. Die Überhöhung  $\frac{I_{\max} - I_0}{I_0}$  ändert sich nur wenig bei Vergrößerung der Dicke des Modellvolumens. Dies kann dadurch erklärt werden, daß die Überhöhung im wesentlichen von der Excimerdichte auf der optischen Achse abhängt. Die geringfügige Zunahme der Überhöhung erfolgt bei steigender Dicke durch den Nachweis von Lichtstrahlen, die unter einem kleinem Winkel zur optischen Achse verlaufen, dort noch meßbar verstärkt werden und im Detektor nachgewiesen werden.

Die Winkelhalbertsbreite  $\Theta_{xz}$  nimmt bei steigender Dicke stark zu, da jetzt auch die Lichtstrahlen, die unter einem größeren Winkel zur optischen Achse im Detektor registriert werden, zur Verstärkung beitragen. Die Winkelhalbertsbreite  $\Theta_{yz}$  ist praktisch unabhängig von der Dicke bei etwa  $16^\circ$  und ist in der Abb. 6.3 nicht eingezeichnet. Auch bei Variation der Dicke ist keine Übereinstimmung des Verlaufs der Winkelhalbertsbreiten  $\Theta_{xz}$ ,  $\Theta_{yz}$  mit dem einfachen geometrischen Modell von  $\Theta_{d/L} = \frac{d}{L}$  vorhanden.

Zur Beschreibung der Größe und der Winkelverteilung der ASE-Intensität muß also ein Modellsimulationsprogramm verwendet werden, in dem die geometrischen Parameter und die Verteilung der Excimerdichte im  $^1\Sigma_u^+$ -Zustand des aktiven Me-

diums eingehen, so wie das hier geschehen ist. In der dargestellten numerischen Modellsimulation wurden die mittleren Excimerdichten und die Dicke des Modellvolumens durch iterative Variation von  $n_{excimer}$  und  $d$  bestimmt. Mit dem schließlich gefundenen Parametersatz lassen sich die Ergebnisse der Messungen der optischen Verstärkung in Xenongas bei Anregung mit Schwerionenstrahlen konsistent beschreiben.

Aus dem Verlauf der berechneten Modellkurven in Abhängigkeit von der Excimerdichte und der Dicke des Modellvolumens kann mit den in Kap. 5.2 abgeschätzten Fehlern für die Winkelhalbwertsbreite  $\Theta_{xz}$  und die Überhöhung  $\frac{I_{max}-I_0}{I_0}$  der Fehler für die Excimerdichte  $n_{excimer}$  und die Dicke  $d$  berechnet werden. Die Fortpflanzung des Fehlers ist in den Abb. 6.2 und 6.3 als waagrechte und senkrechte Linien angedeutet. Für die Excimerdichte  $n_{excimer}$  ergeben sich Werte von  $(5.4 \pm 3.0) \times 10^{16} \frac{1}{cm^3}$  bzw. für die Dicke  $d$  des Modellvolumens  $(10 \pm 2)\mu m$ .

### 6.2.3 Variation der Verstärkungslänge

Mit dem aus den Abb. 6.2 und 6.3 ermittelten Parametersatz ( $d = 10\mu m, n_{excimer} = 5.4 \cdot 10^{16} \frac{1}{cm^3}$ ) kann jetzt die Variation der ASE-Intensität entlang der optischen Achse und unter  $45^\circ$  dazu in Abhängigkeit von der Länge des angeregten Mediums berechnet werden. Dazu wurden sämtliche Modellparameter festgehalten. Nur die Ausdehnung des Modellvolumens entlang der optischen Achse wurde im Computerprogramm eingeschränkt. Die solchermaßen berechneten Kurven müssen den Verlauf der gemessenen Intensitäten (Kap. 5.4) bei Variation der Verstärkungslänge in Richtung der optischen Achse und unter  $45^\circ$  dazu wiedergeben. In Abb. 6.4 sind die Ergebnisse der Modellrechnungen bei Variation der Länge des Modellvolumens gezeigt.

Es sind die Intensitäten in Richtung der optischen Achse und unter  $45^\circ$  dazu bei unterschiedlichen Excimerdichten aufgetragen. Alle Kurven sind auf das y-Intervall von  $[0, 1]$  normiert um die Steigungen der berechneten Kurven vergleichen zu können. Die berechneten Kurven der Intensität unter  $45^\circ$  zur optischen Achse reduzieren sich in diesem Diagramm auf eine einzige Kurve, da unter  $45^\circ$  zur optischen Achse wegen der kurzen Weglänge durch das aktive Medium fast keine Verstärkung auftritt. Die berechneten Kurven unterscheiden sich nur um multiplikative Faktoren, die sich durch die Normierung auf das Intervall von  $[0, 1]$  herauskürzen. Die Modellkurven für die Emission auf der optischen Achse verlaufen bei einer sukzessiven Erhöhung der Excimerdichte von  $1.8 \cdot 10^{16} \frac{1}{cm^3}$  bis  $20.8 \cdot 10^{16} \frac{1}{cm^3}$  immer steiler. In Abb. 5.6 sind die gemessenen Datenpunkte der ASE-Intensität in Richtung der optischen Achse und unter  $45^\circ$  dazu dargestellt. Der Verlauf dieser gemessenen Datenpunkte läßt sich sehr gut durch die berechneten Modellkurven mit der Parameterwahl mit ( $d = 10\mu m, n_{excimer} = 5.4 \cdot 10^{16} \frac{1}{cm^3}$ ) beschreiben.

## 6.3 Abschätzung der Gasdichten, Elektronendichten und der Energie- und Leistungsdichten

In Kap. 5.7 wurde der mittlere Gasdruck aus der Expansion des Xenongases nach der Anregung durch den Ionenstrahl abgeschätzt. Für den mittleren Xenongasdruck vor

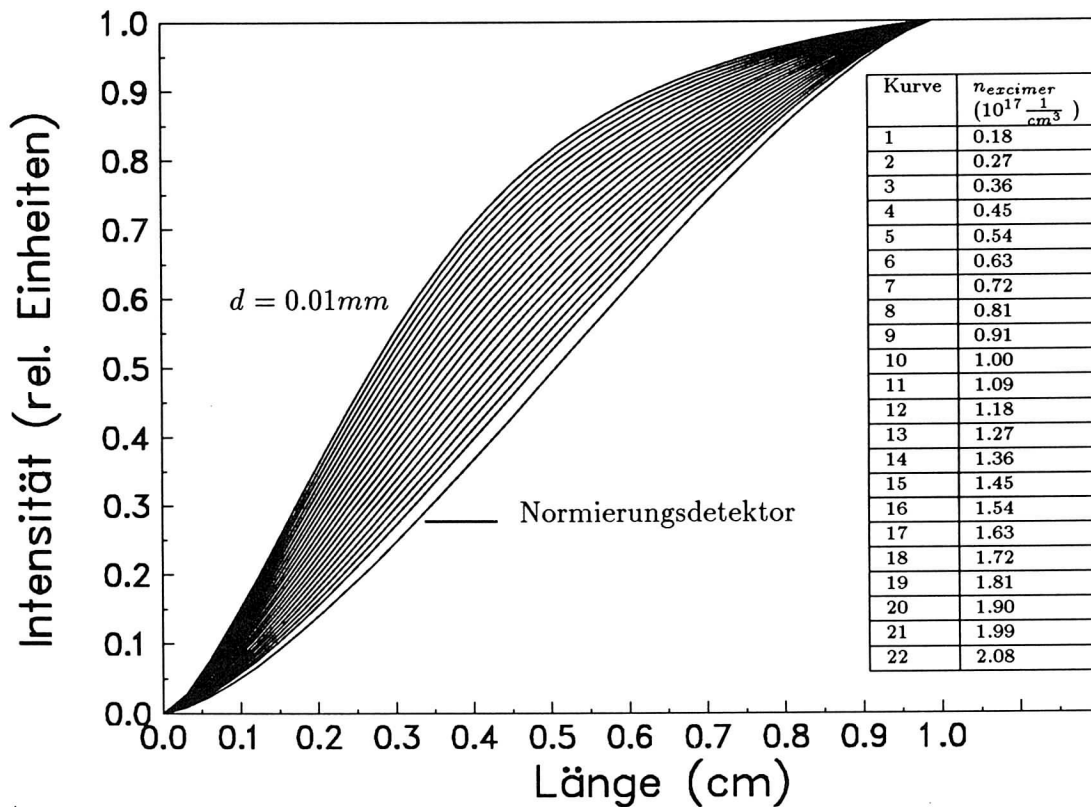


Abbildung 6.4: Lichtintensität der verstärkten Spontanemission in axialer Richtung und unter  $45^\circ$  (Normierungsdetektor) zur  $xz$ - und  $yz$ -Ebene in Abhängigkeit von der Verstärkungslänge. Die Excimerdichte im Modellvolumen variiert von  $0.18 \cdot 10^{17} \frac{1}{cm^3}$  bis  $2.08 \cdot 10^{17} \frac{1}{cm^3}$ .

dem Target ergab sich eine Mikrosekunde nach der Anregung ein Wert von 35bar.

In diesem Kapitel soll eine Abschätzung des mittleren Gasdrucks im Modellvolumen aus den Ergebnissen der Simulationsrechnung vorgestellt und mit der Abschätzung aus der zeitaufgelösten Expansion des Xenongases verglichen werden. Mit dem so errechneten mittleren Gasdruck kann dann die Leistungs- und Energiedichte im Modellvolumen bestimmt werden.

In Kap. 5.6 ist die Effizienz  $\eta_{1\Sigma_u^+}$  der Umsetzung der Strahlpulsenergie in emittiertes Licht vom  $1\Sigma_u^+$ - Zustand in den  $1\Sigma_g^+$ - Grundzustand des Xenonexcimers aus dem gemessenen Signal der VUV-Photodiode errechnet worden. Mit der Effizienz  $\eta_{1\Sigma_u^+}$  von 1.5% und der Energie des emittierten Photons von 7.2eV, berechnet sich die benötigte Energie  $E_{prod}$  für die Erzeugung eines Photons im Mittel zu 480eV.

Die numerische Modellsimulation liefert als Ergebnis eine mittlere Excimerdichte  $n_{excimer}$  im Zentrum des Strahlflecks. Dies ist die Dichte der zeitlich konstant vorhandenen Excimermoleküle im  $1\Sigma_u^+$ - Zustand, die durch stimulierte Emission zu der

gemessenen, optischen Verstärkung führen. Für die Abschätzung des mittleren Gasdrucks im Modellvolumen benötigt man aber die Anzahl der insgesamt produzierten Excimermoleküle  $N_{excimer}$  im  $^1\Sigma_u^+$ - Zustand. Dazu wird angenommen, daß die Xenondichte und die Elektronendichte ausreichend hoch sind, so daß die kinetischen Bildungsprozesse schnell verlaufen und sich die Emissionszeit des Übergangs vom  $^1\Sigma_u^+$ - Zustand in den  $^1\Sigma_g^+$ - Grundzustand der natürlichen Lebensdauer  $\tau_{1\Sigma_u^+} = 5.5ns$  annähert. Dieses Verhalten wird durch den zeitlichen Verlauf der Lichtemission (Abb. 5.1) bestätigt. Die zeitliche Breite  $\Delta T$  des Ionenstrahlpulses wird mit  $10ns$  angenommen. Dann wird die Anzahl der insgesamt im Zentrum des Strahlflecks gebildeten Excimermoleküle  $N_{excimer}$  folgendermaßen beschrieben:

$$N_{excimer} = \int_0^{\Delta T} \frac{n_{excimer}}{\tau_{1\Sigma_u^+}} dt \quad \text{mit:} \quad \tau_{1\Sigma_u^+} = 5.5ns \quad (6.5)$$

In dem Modellvolumen muß durch den Ionenstrahl die Energiedichte  $N_{excimer} * E_{prod}$  erzeugt werden. Mit dem bekannten Energieverlust der  $3.78 \text{ MeV Kr}^+$ - Ionen im Xenon, der Xenondichte  $\rho$  bei Normalbedingungen und der Strahldichteverteilung  $B(y, z)$  läßt sich dann nach Gleichung 6.6 ein mittlerer Gasdruck  $p$  von  $70bar$  berechnen. Dieser Wert stimmt bis auf einen Faktor 2 mit dem Wert überein, der aus der Expansion des Xenongases abgeschätzt worden ist.

$$p[bar] = \frac{N_{excimer} E_{prod}}{\frac{dE}{dx} B(0, 0) \rho_0} \quad (6.6)$$

Aus dem mittleren Gasdruck und der geometrischen Ausdehnung des Modellvolumens lassen sich die Energie-  $E(x, y, z)$  und Leistungsdichteverteilung  $P(x, y, z)$  im Modellvolumen berechnen. Die räumliche Verteilung läßt sich mit den Gleichungen 6.7 und 6.8 mit einer maximalen Leistungsdichte  $P_{max}$  und einer maximalen Energiedichte  $E_{max}$  beschreiben.

$$P(x, y, z) = P_{max} B(y, z) \quad \text{mit:} \quad P_{max} = 750 \frac{MW}{cm^3} \quad (6.7)$$

$$E(x, y, z) = E_{max} B(y, z) \quad \text{mit:} \quad E_{max} = 7.5 \frac{J}{cm^3} \quad (6.8)$$

Für eine Abschätzung der maximalen Elektronendichte kann man folgendermaßen vorgehen. Zur Erzeugung eines Elektron-Ionpaares benötigt man etwa  $22eV$ . Aus der im Modellvolumen deponierten Energie kann dann die Dichte der insgesamt von einem Mikropuls erzeugten Elektronen  $n_{max}$  im Zentrum des Strahlflecks errechnet werden. In Gleichung 6.9 ist der räumliche Verlauf der Elektronendichte dargestellt.

$$n_e(x, y, z) = n_{max} B(y, z) \quad \text{mit:} \quad n_{max} = 2 \cdot 10^{18} \frac{1}{cm^3} \quad (6.9)$$

Die Ergebnisse der numerischen Modellsimulation beschreiben mit dem gewählten Parametersatz in konsistenter Weise die in dieser Arbeit gemessenen Daten. Im Rahmen des Forschungsprogramms der Arbeitsgruppe um A. Ulrich wird aber auch auf anderem Weg versucht quantitativ die physikalischen Parameter im Targetmedium bei Anregung mit Schwerionenstrahlen zu bestimmen. Dazu entwickelte G. Ribitzki [15] ein numerisches Simulationsmodell, das die kinetischen Prozesse, die zu Bildung und Zerfall des Xenonexcimers führen, durch ein System gekoppelter Differentialgleichungen beschreibt. Die wichtigsten Ratengleichungen sind in

Kap. 3 diskutiert worden. Dieses Simulationsprogramm kann jetzt benutzt werden, um die Ergebnisse der vorliegenden Arbeit zu überprüfen. Ausserdem kann der zeitliche Verlauf der Elektronendichte und der Excimerdichte im  $^1\Sigma_u^+$ -Zustand bestimmt werden. Als Startbedingungen für dieses Modell gehen die Anzahl der erzeugten Elektron-Ionen Paare, der Xenongasdruck und der zeitliche Verlauf des Anregungspulses ein. Mit Hilfe eines Runge-Kutta-Verfahrens kann das Differentialgleichungssystem mit den gewählten Anfangsbedingungen gelöst werden. In Abb. 6.5 ist der zeitliche Verlauf der Excimerdichte im  $^1\Sigma_u^+$ -Zustand und der zeitliche Verlauf der Elektronendichte dargestellt. Der zeitliche Verlauf der Elektronendichte wird im

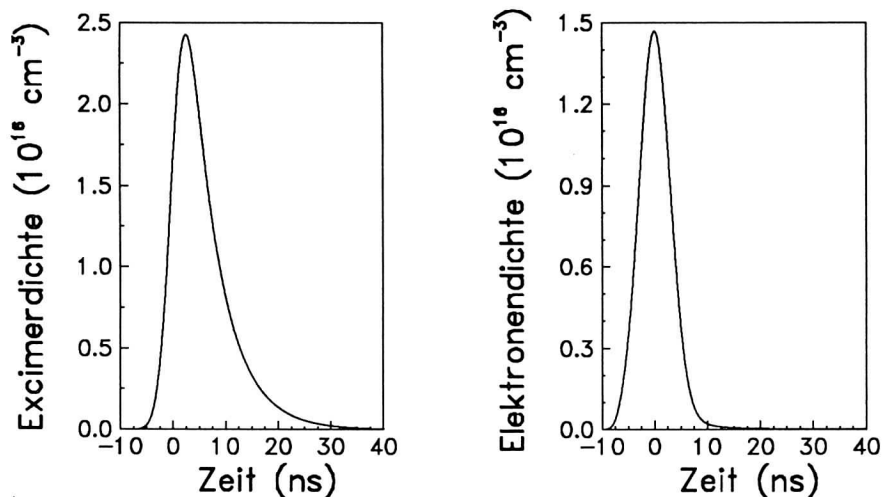


Abbildung 6.5: Gerechneter, zeitlicher Verlauf der Excimerdichte im  $^1\Sigma_u^+$ -Zustand und der Elektronendichte nach Anregung durch einen Mikropuls des MAXILAC.

wesentlichen durch die direkte Erzeugung mit dem Ionenstrahl und durch den Verlust der freien Elektronen durch Rekombination beschrieben. Aufgrund der hohen Xenondichte und der hohen Elektronendichte erfolgt die Rekombination sehr schnell ( $< 1 \text{ ns}$ ), so daß die zeitliche Entwicklung der Elektronendichte dem zeitlichen Verlauf des Ionenstrahls folgt.

In die Erzeugung der Excimermoleküle gehen viele Ratengleichungen ein. Diese kinetischen Prozesse verlaufen aber bei den vorherrschenden Targetparametern ebenfalls ausreichend schnell. Wie aus dem zeitlichen Verlauf der Excimerdichte ersichtlich ist, folgt die Bildung der Excimere dem Strahlpuls, während die fallende Flanke flacher ausläuft. Dies kann dadurch erklärt werden, daß die einmal erzeugten Excimere mit einer Lebensdauer von  $5.5 \text{ ns}$  zerfallen.

Für das zeitliche Maximum der Excimerdichte ergibt sich aus Abb. 6.5 ein Wert von  $2.5 \cdot 10^{16} \frac{1}{\text{cm}^3}$ . Nach G. Ribitzki [41] ist das Modell bis auf einen Faktor 2 genau.

Der Wert für die maximale Excimerdichte aus der Lösung des Differentialgleichungssystems und aus der Beschreibung der optischen Verstärkung mit einem Simulationsmodell stimmen im Rahmen der Fehler sehr gut überein.

# Kapitel 7

## Ausblick

Mit der Entwicklung von leistungsstarken Beschleunigern wie dem Schwerionensynchrotron SIS der Gesellschaft für Schwerionenforschung in Darmstadt und dem hier verwendeten RFQ-Beschleuniger ist es möglich geworden, diese Anlagen zum Studium kurzweiliger Laser zu nutzen. Man kann erwarten, daß auf diese Art schließlich Ionenlaser im weichen Röntgenbereich gepumpt werden können. Bisher ist dies nur mit extrem leistungsstarken Pumplasern gelungen. Mit der derzeit verfügbaren Ionenstrahlleistung kann man Experimente im vakuumultravioletten Wellenlängenbereich durchführen.

In der vorliegenden Arbeit wurde ein erstes erfolgreiches Experiment vorgestellt, bei dem optische Verstärkung in dichtem Xenongas bei  $172\text{nm}$  durch Anregung mit Schwerionenstrahlen erreicht wurde. Hierbei wurden die spezifischen Eigenschaften der Ionenstrahlanregung ausgenutzt wie z.B. der hohe Energieverlust der Ionen in Materie, die daraus resultierende kurze Reichweite, die hohe Leistungsdichte im Medium und die gute Zeitstruktur des Anregungspulses.

Die Beschreibung der gemessenen Daten erbrachte ein quantitatives Verständnis der komplizierten physikalischen Vorgänge im Targetmedium. Mit einem numerischen Modell konnten durch geeignete Wahl der Parameter die Daten gut beschrieben werden. Die extrahierten Excimerdichten und Elektronendichten stimmen gut mit Ergebnissen überein, die über die Lösung von Rategleichungen der Excimerkinetik erzielt wurden [15].

Im Zuge der Weiterentwicklung der bestehenden Beschleunigeranlagen und der dazugehörigen Ionenquellen kann von einer weiteren Erhöhung der Leistungsdaten ausgegangen werden. Bei einer Erhöhung der Leistungsdichte im Medium um eine Größenordnung ergibt die Modellrechnung aus Kap. 6 einen Anstieg der hier gemessenen Überhöhung  $\frac{I_{\text{max}} - I_0}{I_0}$  von 0.3 auf 14. Im vakuumultravioletten Spektralbereich kann außerdem ein Laser mit optischem Resonator aufgebaut werden. Bei einem Abstand der Spiegel von etwa  $15\text{mm}$  würde Licht im Resonator bei einer Pulsdauer des Ionenstrahls von  $10\text{ns}$  etwa 200 mal umlaufen.

Mit der hier beschriebenen experimentellen Anordnung steht eine intensive, gepulste Punktlichtquelle bei  $172\text{nm}$  mit einer Pulsbreite von  $10\text{ns}$  zur Verfügung. Die Repetitionsrate beträgt  $13.5\text{MHz}$  in einem  $300\mu\text{s}$  breiten Makropuls. Dieser könnte sich mit einer Repetitionsrate von bis zu  $50\text{Hz}$  wiederholen, falls es gelingt, durch einen geeigneten Aufbau der Beschleuniger- und Fokussierungseinrichtungen sowie der Targetkammer den Durchbruch der elektrostatischen Linsen durch abströmen-

des Gas zu verhindern. Durch die Verwendung von Blendensystemen und einem differentiellen Pumpsystem kann dies realisiert werden. Ein bewegliches Kühltarget könnte benutzt werden, um jeweils am Ort des Strahlflecks eine neue Schicht festen Xenons zur Verfügung zu haben. Damit würde die aufwendige Art der Präparation des festen Xenontargets entfallen.

Ohne weitere Modifikation des experimentellen Aufbaus läßt sich optische Verstärkung auf den 2. Kontinua von Argon und Krypton bei den Wellenlängen von  $128nm$  bzw.  $147nm$  erzielen. Ein Vorteil des hier dargestellten Experiments ist ferner, daß keine optischen Elemente verwendet werden, die den Nachweis von Licht unter  $110nm$  verhindern. Dadurch kann nach optischer Verstärkung z.B in festem Neon gesucht werden. Dazu müßte die Temperatur des Targets auf einige Kelvin abgesenkt werden, was technisch durchführbar ist.

Aufgrund der breitbandigen Emission der Edelgasexcimere ist dann der Wellenlängenbereich von  $80-200nm$  gut abgedeckt. Die noch bestehenden Lücken könnten dabei zusätzlich durch die dritten Excimerkontinua gefüllt werden, die gerade mit Schwereionenstrahlen besonders intensiv angeregt werden.

# Literaturverzeichnis

- [1] N. G. Basov, E. M. Balashov, O. V. Bogdankevitch, V. A. Danilychev, G. N. Kashnikov, N. P. Lantzov, and D. D. Khodkevich. Luminescence of condensed Xe, Kr, Ar and their mixtures in vacuum region of spectrum under excitation by fast electrons. *J. Lumin.* **1–2** (1970) 834–841.
- [2] N. G. Basov, V. A. Danilychev, and Yu. M. Popov. Stimulated emission in the vacuum ultraviolet region. *Proc. Int. Quantum Electronics Conf. (Kyoto, Japan)* (1970).
- [3] N. G. Basov, V. A. Danilychev, Yu. M. Popov, and D. D. Khodkevich. Laser operating in the vacuum region of the spectrum by excitation of liquid xenon with an electron beam. *JETP. Lett.* **12** (1970) 329–331.
- [4] H. Nahme, T. Kessler, R. Markus, M. Chergui, and N. Schwentner. High density excitation of rare gas crystals for stimulated emission. *J. Lumin.* **40 41** (1988) 821–822.
- [5] N. Schwentner and V. A. Apkarian. A solid state rare gas halide laser: XeF in crystalline argon. *Chem. Phys. Lett.* **154** (1989) 413–419.
- [6] N. Schwentner, O. Dössel, and H. Nahme. Stimulated vacuum ultraviolet emission from rare gas crystals. In: *AIP Conference Proceedings* (T. J. McIlrath and R. R. Freeman, eds.). (American Institute of Physics, 1982).
- [7] Loree. *Opt. Lett.* **14** (1989) 1051.
- [8] L. Wiedeman, M. E. Fajardo, and V. A. Apkarian. Cooperative Photoproduction of  $Xe_2^+Cl^-$  in liquid  $Cl_2Xe$  solutions: stimulated emission and gain measurement. *Chem. Phys. Lett.* **134** (1987) 55–59.
- [9] H. Jara, M. Shahidi, H. Pummer, H. Egger, and C. K. Rhodes. Ultraviolet excitation and stimulated emission in cryogenic rare-gas halide solutions. *American Institute of Physics* (1986) 132–135.
- [10] R. W. Dreyfus and S. C. Wallace. A proposed ablation Laser. *Optics Communication* **13** (1975) 218–221.
- [11] H. Bethe. *Ann. d. Phys.* **5** (1930) 325.
- [12] W. Krötz. *Dissertation, TU-München, Fak. für Physik E12* (1990).
- [13] H. Langhoff. *Opt. Comm.* **68** (1988).

- [14] J. Wieser. *Diplomarbeit, TU-München, Fak. für Physik E12* (1988).
- [15] G. Ribitzki. *Dissertation, TU-München, Fak. für Physik E12* (1992).
- [16] A. Ulrich. *Dissertation, TU-München, Fak. für Physik E12* (1983).
- [17] Anthony E. Siegmann. *Lasers*. (University Science Books, 1986).
- [18] G. I. Peters and L. Allen. Amplified spontaneous emission I. The threshold condition. *J. Phys. A* **4** (1971) 238–376.
- [19] G. I. Peters and L. Allen. Amplified spontaneous emission II. The connection with laser theory. *J. Phys. A* **4** (1971) 377–381.
- [20] G. I. Peters and L. Allen. Amplified spontaneous emission III. Intensity and saturation. *J. Phys. A* **4** (1971) 564–573.
- [21] G. I. Peters and L. Allen. Amplified spontaneous emission IV. Beam divergence and spatial coherence. *J. Phys. A* **5** (1972) 546–554.
- [22] Ronald W. Waynant and Raymond C. Elton. Review of short wavelength Laser Research. *Proceedings of the IEEE* (1976) 1056–1092.
- [23] Lee W. Casperson. Threshold characteristics of mirrorless lasers. *J. Appl. Phys.* **1** (1977) 256–262.
- [24] M. McClusker. The Rare Gas Excimers. In: *Excimer lasers* (Ch. Rhodes, ed.). (Springer Verlag, 1984).
- [25] M. H. R. Hutchinson. Excimer Lasers. In: *Tunable Lasers* (L. F. Mollenauer and J. C. White, eds.). (Springer Verlag, 1987).
- [26] R. Brodmann and G. Zimmerer. Vacuum-ultraviolet fluorescence under monochromatic excitation and collision processes in gaseous Kr and Xe. *J. Phys. B. Atom. Molec. Phys.* **10** (1977) 3395–3408.
- [27] B. Busch, A. Ulrich, W. Krötz, and G. Ribitzki. Heavy ion excitation of solid rare gases. *Appl. Phys. Lett.* **53** (1988) 1172–1174.
- [28] P. Dube, T. Efthimiopoulus, M. J. Kiik, and B. P. Stoicheff. Supersonic cooling of rare-gas excimers excited in dc discharges. *Opt. Lett.* **16** (1991) 1887–1889.
- [29] Jochen Wieser. (Private Mitteilung, 1992).
- [30] J. Jacoby. Untersuchungen zur Erzeugung hoher Energiedichte in Materie mit intensiven Schwerionenstrahlen. *GSI-89-24 Report ISSN 0171-4546* (1989).
- [31] Schilling Northcliff. Range and Stopping Power for heavy Ions. *Nuclear Data Tables* **7** (1970).
- [32] J. F. Ziegler, J. P. Biersack, and U. Littmark. *The Stopping and Range of Ions in Solids*. (, 1985).

- [33] H. H. Andersen and J. F. Ziegler. *Hydrogen Stopping Powers and Ranges in All Elements*. (Pergamon Press, ).
- [34] J. A. Beattie. *Argon, Helium and the rare gases*, volume 1. (Interscience Publishers, 1961).
- [35] R. W. Müller. (Private Mitteilung, 1992).
- [36] VUV-Photodiode. Datenblatt. *Fa. ITL*, .
- [37] A. R. Striganov and N. S. Sventitskii. *Tables of spectral lines of neutral and ionized atoms*. (IFI/Plenum New York - Washington, 1968).
- [38] A. Sasaki, K. Kasuya, K. Ueda, and H. Takama. 3-D ASE Calculation for High Output KrF Lasers. In: *Short wavelength lasers and their application* (C. Yamanaka, ed.). (Springer Verlag, 1988).
- [39] A. Ulrich, H. J. Körner, W. Krötz, G. Ribitzki, D. E. Murnick, E. Matthias, P. Kienle, and D. H. H. Hoffmann. Heavy-ion excitation of rare gas excimers. *J. Appl. Phys.* **62** (1987) 357–361.
- [40] A. Ulrich, B. Busch, W. Krötz, G. Ribitzki, J. Wieser, and D. E. Murnick. Emission of light from matter excited by heavy ion beams. *NIM A* **278** (1989) 72–75.
- [41] Gunnar Ribitzki. (Private Mitteilung, 1992).

# Danksagung

An dieser Stelle möchte ich allen danken, die mich bei Erstellung dieser Arbeit unterstützt haben.

Herr Prof. Dr. H. J. Körner ermöglichte es mir, diese Dissertation am Institut E12 zu verfassen. Für sein stetes Interesse an dieser Arbeit möchte ich herzlich danken.

Herrn Dr. A. Ulrich danke ich besonders für die tatkräftige Unterstützung bei der Durchführung der Experimente und für die vielen hilfreichen Anregungen bei der Diskussion der Physik. Ohne seine vorbildliche Betreuung wäre diese Arbeit nicht möglich gewesen.

Herrn Prof. Dr. D. E. Murnick danke ich für die vielen hilfreichen Anmerkungen zu meiner Arbeit.

In vielen Diskussionen mit meinen Kollegen W. Krötz, G. Ribitzki und J. Wieser erhielt ich wertvolle Anregungen, die in diese Arbeit einfließen.

Herrn R. W. Müller von der GSI in Darmstadt übernahm die schwierige Aufgabe die Beschleunigerparameter des MAXILAC immer optimal einzustellen. Ihm danke ich sehr für seine Hilfe.

Die Mannschaft der GSI mit Herrn Wolf, Herrn Vogt, Frau Rück und Herrn Spädtker war sehr bemüht aus den benutzten Ionenquellen das Letzte herauszukitzeln.

Herrn M. Winkler von der Universität Giessen danke ich für die Unterstützung bei dem Experiment.

Den Mitgliedern der E12-Werkstatt Herrn H. Hagn und Herrn M. Klöckner danke ich für die schnelle und akkurate Ausführung der Vielzahl, der von mir erwünschten Bauteile.

Herrn H. Nocker, Herrn F. Haftlmeier und Frau S. Sedlmaier danke ich für Rat und Tat bei kniffligen, mechanischen Problemen.

Herrn W. Heimkes danke ich für die Herstellung der Eintrittsfolien.

Frau Demmel erstellte die Autocadzeichnungen in dieser Arbeit.

Frau M. Dreiseitl und Frau P. Zeitlhofer lösten mit Souveranität alle Verwaltungs-

probleme.

Die Rechnergruppe um Frau S. Leifheit, Herrn K. Schöffel, Herrn K. Steinberger und Herrn B. Stanzel habe ich mit immer neuen Forderungen nach mehr Speicherplatz und Rechenkapazität, mit neuen Anforderungen an die Auswertesoftware und mit Fragen der Art - Klaus, wieso geht das jetzt nicht? - gequält. Ihnen allen danke ich für die gutmütige Unterstützung in allen Rechnerfragen.

Die Beschleunigermannschaft bemühte sich stets mit besten Kräften den Münchner Tandem van de Graaff Beschleuniger optimal zu betreiben.

Besonders danke ich meinen Eltern, die es mir ermöglichten, an der Technischen Universität Physik zu studieren.

