

**Entwicklung einer auf  
Laser-induzierter Fluoreszenz basierenden Diagnostik  
zur Untersuchung von Edge Localized Modes  
im Divertor-Plasma von ASDEX Upgrade**

Von der Fakultät für Mathematik und Physik der Universität Stuttgart  
zur Erlangung der Würde eines  
Doktors der Naturwissenschaften (Dr. rer. nat.)  
genehmigte Abhandlung

Vorgelegt von  
Timo Alexander Kubach  
aus Heilbronn

Hauptberichter: Prof. Dr. rer. nat. habil. U. Schumacher  
Mitberichter: Prof. Dr. rer. nat. habil. T. Pfau

Tag der mündlichen Prüfung: 22. September 2006

Max-Planck-Institut für Plasmaphysik,  
Garching bei München  
und  
Institut für Plasmaforschung  
Universität Stuttgart

2006



*Für Tilly*



# Abstract

A thermonuclear fusion reactor with magnetic confinement is one possible solution for the energy dilemma mankind will face during the next decades. Unfortunately many physical and technological problems concerning a fusion reactor are still unsolved. One of the major physical problems affiliated with a future fusion power plant is the understanding of Edge Localized Modes (ELMs). A major technological problem is the design of the divertor target plates which have to sustain high power fluxes during ELMs. A favorable feature of ELMs is their ability to remove impurities and helium ash from fusion plasmas.

Although intense research effort was put into the understanding of Edge Localized Modes over the last two decades, these magnetohydrodynamic instabilities still are not fully understood. Especially the processes taking place in the Divertor during an ELM Crash are interesting both for physical understanding and technological conception. Current diagnostics available at the leading fusion experiments do not allow for a detailed investigation of these processes. This is why a new diagnostic method based on laser-induced fluorescence (LIF) was developed which is able to investigate Edge Localized Modes at a higher temporal and spatial resolution than any other available diagnostic system.

Laser-induced fluorescence generally offers the possibility to spectroscopically determine the velocity distributions and the densities of neutrals, molecules and ions. In order to apply laser-induced fluorescence in the divertor plasma of ASDEX Upgrade LIF was developed at the wavelength of 656.107 nm of neutral deuterium as well as at the wavelength of 667.815 nm of neutral helium in order to investigate the deuterium and helium behavior, respectively, in the divertor of ASDEX Upgrade during ELM activity. The general aim of these studies is to support the physics understanding and the modelling of divertor plasmas.

The laser-induced fluorescence system relies on the application of a system of quartz fibers in order to transmit the high energy laser pulses to the divertor plasma and of another system for the collection of the fluorescence photons. This is necessary, because the divertor region in ASDEX Upgrade is limited in accessibility. To be able to transmit laser pulses with a pulse energy of more than 5 mJ into the divertor the laser fiber coupling was significant-

ly improved. An important condition for exciting the desired transition is the very precise wavelength calibration. For this purpose the dye-laser was calibrated using optogalvanical spectroscopy. As the studied light elements' term schemes are very simple and the fiber transmission is limited to a certain wavelength interval, the fluorescence signals have to be observed at the same wavelength as the excitation causing a stray light problem.

First fluorescence signals were obtained for both species from which the lifetimes of the upper states were determined. These measurements showed good agreement with the values predicted from theory. Furthermore, the occurrence of these signals could be correlated to the presence of an ELM crash. These findings show that a first successful step towards a new diagnostic system for ITER and DEMO was made which will be able to deliver precious data helping to solve two of the most important problems concerning the peaceful use of thermonuclear fusion for energy production: the first wall problem and the helium ash removal problem.

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>19</b>
<b>2</b>	<b>Magnetischer Plasmaeinschluss</b>	<b>23</b>
2.1	Der Tokamak . . . . .	23
2.1.1	Magnetfelder im Tokamak . . . . .	23
2.1.2	Magnetische Flächen . . . . .	25
2.2	Die H-Mode . . . . .	26
2.3	Der Divertor . . . . .	27
2.4	Das Problem der Targetbelastung . . . . .	29
<b>3</b>	<b>Physikalische Prozesse im Divertor</b>	<b>31</b>
3.1	Das Zweipunktmodell . . . . .	32
3.1.1	Energiebilanz . . . . .	33
3.1.2	Druckbilanz . . . . .	34
3.1.3	Teilchen- und Energiefluss . . . . .	34
3.2	Die Operationsregime des Divertors . . . . .	35
3.2.1	Niedrig-Recycling-Regime . . . . .	35
3.2.2	Hoch-Recycling-Regime . . . . .	36
3.2.3	Detachment . . . . .	38
3.3	Das Gastarget-Modell . . . . .	39
<b>4</b>	<b>Edge Localized Modes (ELMs)</b>	<b>41</b>

4.1	Phänomenologische Beschreibung von ELMs . . . . .	41
4.2	Klassifizierung von ELMs . . . . .	44
4.3	ELM-Modelle . . . . .	45
4.4	Aktive ELM-Kontrolle . . . . .	48
4.4.1	Definiertes Auslösen von ELMs durch Pellets . . . . .	49
4.4.2	Magnetische ELM-Kontrolle . . . . .	53
<b>5</b>	<b>Laser-induzierte Fluoreszenz (LIF)</b>	<b>57</b>
5.1	Theorie der Laser-induzierten Fluoreszenz . . . . .	58
5.2	LIF an Fusionsexperimenten . . . . .	62
<b>6</b>	<b>Experimenteller Aufbau</b>	<b>65</b>
6.1	Lasersystem zur Anregung . . . . .	65
6.2	Sichtlinien und Beobachtungsvolumina im Divertor von ASDEX Upgrade . .	71
6.3	Detektion der Fluoreszenzsignale . . . . .	74
6.4	System zur exakten Bestimmung der Zeitmarken für die Laserpulse . . . . .	78
6.5	Steuerung und Automatisierung der kompletten Diagnostik . . . . .	81
<b>7</b>	<b>Wellenlängenkalibration</b>	<b>83</b>
7.1	Optogalvanischer Effekt . . . . .	83
7.2	Experimentelle Realisierung . . . . .	85
7.3	Messungen an Neon-Spektrallinien . . . . .	86
7.4	Messungen an Wasserstoff- und Deuteriumlinien . . . . .	88
<b>8</b>	<b>Ergebnisse</b>	<b>91</b>
8.1	Fluoreszenzsignale für Helium . . . . .	91
8.2	Fluoreszenzsignale für Deuterium . . . . .	92
8.3	Verifikation der gemessenen Signale als Laser-induzierte Fluoreszenz . . . . .	94
8.4	Korrelation der Signale mit ELM-Aktivität . . . . .	97



---

<b>9 Erweiterungsmöglichkeiten der Diagnostik</b>	<b>103</b>
9.1 Triggerung auf ELMs . . . . .	103
9.2 Gleichzeitige Beobachtung mehrerer Observationsvolumina . . . . .	104
<b>10 Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>107</b>
<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>109</b>
<b>Danksagung</b>	<b>117</b>



# Abbildungsverzeichnis

2.1	Tokamakprinzip . . . . .	24
2.2	Magnetische Flächen im Torus . . . . .	25
2.3	Poloidaler Querschnitt eines Divertor-Tokamaks . . . . .	28
3.1	Schematische Darstellung zum Zweipunktmodell . . . . .	32
3.2	Ionisations-, Ladungsaustausch- und Rekombinationsraten für Wasserstoff . .	37
3.3	Schematische Darstellung zum Gastarget-Modell . . . . .	39
4.1	Stationäre Entladung vom Typ ELMy H-Mode in ASDEX Upgrade . . . . .	42
4.2	Zeitspuren verschiedener Signale zur Verdeutlichung der Lokalisierung des Phänomens auf die Randschicht . . . . .	43
4.3	Vergleich zwischen der Entwicklung von Plasmaparametern während eines ELM-Zyklus und den durch das Ballooning-Peeling-Modell vorgegebenen Stabilitätsgrenzen . . . . .	47
4.4	Schematische Darstellung der zeitlichen Entwicklung von ELMs im Ballooning-Peeling-Modell zusammen mit dem Verlauf des Druckprofils und der Zeitabhängigkeit der $D_\alpha$ -Strahlung . . . . .	48
4.5	Schematischer Aufbau des Pellet-Injektionssystems an ASDEX Upgrade. . .	49
4.6	ELM-Frequenz und Anteil durch Pellets erzeugter ELMs für verschiedene Pelletfrequenzen . . . . .	51
4.7	Entwicklung von Dichte, eingeschlossener Energie und ELM-Frequenz während der ASDEX Upgrade-Entladung 17488 . . . . .	52
4.8	Anhebung der ELM-Frequenz durch periodische Bewegung des Plasmas in z-Richtung durch Veränderung des Magnetfeldes . . . . .	53

4.9	Analyse zum Verständnis des Auslösemechanismus von ELMs bei magnetischer Triggerung . . . . .	55
4.10	Kombination von ELM-Pacemaking durch Pellets und „wobbling“ . . . . .	56
5.1	Schematische Darstellung zur Laser-induzierten Fluoreszenz . . . . .	59
5.2	Schematische Darstellung zur Anregungsspektroskopie . . . . .	59
5.3	Termschema der möglichen Anregungs- und Abregungskanäle bei der für Deuterium benutzten Wellenlänge . . . . .	63
5.4	Termschema der möglichen Anregungs- und Abregungskanäle bei der für Helium benutzten Wellenlänge . . . . .	64
6.1	Eigenentwickeltes Steuergerät für den verwendeten Nd:YAG-Laser . . . . .	66
6.2	Schematische Darstellung des entwickelten Steuergerätes für den Nd:YAG-Laser . . . . .	67
6.3	Abhängigkeit der Leistung des Nd:YAG-Lasers von dem am Steuergerät eingestellten Q-Switch-Delay $\Delta t_{del}$ . . . . .	67
6.4	Schematische Darstellung der zur Einkopplung des Lasers in den Lichtwellenleiter benutzten Optik . . . . .	69
6.5	Aufbau zur optimalen Ausrichtung des Lichtwellenleiters gegen den komprimierten Laserstrahl . . . . .	69
6.6	Schematische Darstellung des gesamten Anregungssystems . . . . .	70
6.7	Verlauf der Sichtlinien für die Anregung und die Detektion im Divertor von ASDEX Upgrade während der Experimentkampagne 2004 . . . . .	72
6.8	Ursprünglich geplante und tatsächlich verfügbare Sichtlinien des verbesserten optischen Systems für die Experimentkampagne 2005 . . . . .	73
6.9	Aufbau der entwickelten Photomultiplierbeschaltung . . . . .	75
6.10	Schematische Darstellung der Ansteuerung des Gates für die entwickelte Photomultiplierbeschaltung . . . . .	76
6.11	Schematische Darstellung des gesamten Detektionssystems . . . . .	77
6.12	Schematische Darstellung der Bestimmung exakter Zeitmarken für Laserpulse mit dem TDC . . . . .	79

6.13	Schematische Darstellung des gesamten Systems zur Bestimmung der exakten Zeitpunkte für die Laserpulse, welches der Korrelation erhaltener Signale mit den Messungen anderer Diagnostiken dient . . . . .	80
6.14	Schematische Darstellung der gesamten entwickelten Diagnostik . . . . .	81
7.1	Schematische Darstellung der Messanordnung bei der optogalvanischen Spektroskopie . . . . .	84
7.2	Termschema zum optogalvanischen Effekt . . . . .	84
7.3	Experimenteller Aufbau zur Messung des optogalvanischen Effektes mit passivem elektrischem Bandfilter zur Verbesserung des Signal-zu-Rausch-Verhältnisses und optischen Graufiltern zur Abschwächung der Laserintensität . . .	85
7.4	Sättigungsverbreiterung der Neon-Linie bei 640,22 nm bei unterschiedlichen Laserintensitäten . . . . .	87
7.5	Gemessene Neon-Linie (640,22 nm) bei sehr geringer Laserintensität zur weitgehenden Unterdrückung der Sättigungsverbreiterung . . . . .	87
7.6	Messung an einer $H_2/D_2$ -Hohlkathodenlampe im Bereich der $H_\alpha/D_\alpha$ -Wellenlängen . . . . .	88
7.7	Messung an einer $H_2/D_2$ -Hohlkathodenlampe im Bereich der $H_\alpha$ -Wellenlänge . . . . .	89
8.1	Vergleich von Falschlichtsignal und LIF-Signal (gemittelt) für Helium . . . .	92
8.2	Vergleich von Falschlichtsignal und LIF-Signal (gemittelt) für Deuterium . .	93
8.3	Semilogarithmischer Plot des in der Abbildung 8.1 gezeigten gemittelten LIF-Signals für Helium zur Bestimmung der Lebensdauer des oberen Niveaus . .	95
8.4	Semilogarithmischer Plot des in der Abbildung 8.2 gezeigten gemittelten LIF-Signals für Deuterium zur Bestimmung der Lebensdauer des effektiven oberen Niveaus . . . . .	96
8.5	LIF-Signal auf der Helium-Wellenlänge für den Zeitpunkt $t_{AUG} = 5,30279$ s in der ASDEX Upgrade-Entladung 20487 . . . . .	98
8.6	Semilogarithmischer Plot des in der Abbildung 8.5 gezeigten LIF-Signals für Helium zur Bestimmung der Lebensdauer des oberen Niveaus . . . . .	98
8.7	Übersicht über die wichtigsten Kenngrößen der ASDEX Upgrade-Entladung 20487 . . . . .	99

8.8	Plasmageometrie der ASDEX Upgrade-Entladung 20487 zum Zeitpunkt $t = 5,30279$ s . . . . .	100
8.9	Korrelation des Laserpulses mit dem $D_\alpha$ -Signal . . . . .	101
9.1	Schematische Darstellung der möglichen Erweiterung des Systems zur annähernd gleichzeitigen Untersuchung mehrerer Beobachtungsvolumina . . . . .	105

# Tabellenverzeichnis

6.1	Technische Daten des verwendeten Continuum PowerLite 7000 Nd:YAG-Lasers mit Frequenzverdopplung . . . . .	66
6.2	Technische Daten des verwendeten Sirah Cobra Stretch Farbstofflasers . . . .	68
6.3	Technische Daten des verwendeten Hamamatsu R928 Photomultipliers . . .	74





# Abkürzungsverzeichnis

ADC	Analog-Digital-Wandler (Analog to Digital Convertor)
AFS	Netzwerkdateisystem (Advanced File System)
ASDEX	Axial Symmetrisches Divertor Experiment
AUG	ASDEX Upgrade
CTC	Central Time Counter
DEMO	Zukünftiges fusionsbasiertes Demonstrationskraftwerk
DMA	Direkter Speicherzugriff (Direct Memory Access)
DSO	Digitales Speicheroszilloskop
DYE	Farbstofflaser (dye laser)
ECE	Elektronzyklotronemission (Electron Cyclotron Emission)
ELM	Edge Localized Mode
GPIB	General Purpose Interface Bus
H-Mode	High confinement Mode
HFS	Hochfeldseite (High Field Side)
HV	Hochspannung (High Voltage)
ICRH	Ionenzyklotronresonanzheizung (Ion Cyclotron Resonance Heating)
ITER	Geplantes internationales Fusionsexperiment (lat. der Weg)
L-Mode	Low confinement Mode
LFS	Niederfeldseite (Low Field Side)
LIF	Laser-induzierte Fluoreszenz
LSN	Plasmageometrie mit Strikepoints im unteren Divertor (Lower Single Null)
MHD	Magnetohydrodynamik
NBI	Neutralteilcheninjektion (Neutral Beam Injection)
OES	Optische Emissionsspektroskopie
OH	Ohmsche Heizung
PCI	Peripheral Component Interconnect
PF	Poloidalfeldspulen
RAM	Hauptspeicher (Random Access Memory)
SOL	Abschältschicht (Scrape Off Layer)
TALIF	Zweiphotonen-Absorptions-LIF (Two-photon Absorption LIF)
TCV	Tokamak à Configuration Variable
TDC	Time to Digital Convertor
TEXTOR	Tokamak EXperiment for Technology Oriented Research
TF	Toroidalfeldspulen
WS	Workstation
YAG	Nd:YAG-Laser



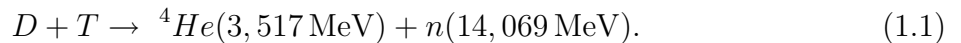
# Kapitel 1

## Einleitung

In Anbetracht der Endlichkeit fossiler Brennstoffe, der stetig wachsenden Weltbevölkerung sowie des Erstarkens der Volkswirtschaften in Indien und China steht der Menschheit im 21. Jahrhundert ein dramatischer Anstieg des Energiebedarfes bevor, welcher weder mit vorhandenen Technologien und Ressourcen, noch durch Energiesparmaßnahmen und regenerative Energien zu decken sein wird [1]. Der Einsatz fossiler Energieträger, durch welchen zur Zeit der Großteil des Weltenergiebedarfes gedeckt wird, ist aufgrund der Ressourcenknappheit nicht nur ökonomisch und politisch riskant, sondern aufgrund des  $CO_2$ -Ausstoßes in die Atmosphäre bei der Verbrennung und dem damit einhergehenden Treibhauseffekt auch von immensem ökologischem Risiko. Als Auswege aus dem Energiedilemma bieten sich derzeit nur nukleare Technologien an, wobei zum einen die Möglichkeit besteht, Energie durch Spaltung von sehr schweren Atomkernen zu erzeugen (Kernspaltung, Fission) und zum anderen durch das Verschmelzen von sehr leichten Atomkernen bei extremen Temperaturen Energie gewonnen werden kann (thermonukleare Fusion).

Die Fission hat den Vorteil, dass schon seit Jahrzehnten funktionierende technische Konzepte im kommerziellen Einsatz sind, welche stetig weiterentwickelt wurden. Mit dem „schnellen Brüter“ stünde hier ein ausgereiftes und effizientes technisches Konzept zur Verfügung, dessen Ressourcenbedarf langfristig gedeckt werden kann. Die Kernspaltung hat jedoch auch zwei deutliche Nachteile. Zum einen entstehen hochradioaktive Spaltprodukte, welche die Reaktormaterialien aktivieren, sodass beim Betrieb radioaktive Abfälle entstehen, die über Zeiträume von vielen Jahrtausenden sicher verwahrt werden müssen. Zum anderen herrschen vor allem in der Bevölkerung Europas nach der Katastrophe von Tchernobyl starke Ressentiments gegen diese Technologie, weshalb davon ausgegangen werden kann, dass - sofern eine alternative und weniger risikobehaftete Technologie verfügbar ist - dieser der Vorzug gegeben wird.

Die Fusion ist der im Universum vorherrschende Prozess zur Energieerzeugung, da die Sterne durch Fusionsprozesse Energie gewinnen. Dort verschmelzen (im wesentlichen) 4 Protonen zu einem Heliumkern. Aufgrund der Beteiligung von Prozessen mit schwacher Wechselwirkung, weisen die stellaren Fusionsprozesse eine geringe Reaktionswahrscheinlichkeit auf, weshalb sie für die terrestrische Energieerzeugung nicht in Frage kommen. Die für eine technische Anwendung notwendige Bedingung eines großen Wirkungsquerschnittes bei geringer Energie der Relativbewegung der Reaktionspartner erfüllt die Reaktion von Deuterium mit Tritium unter Bildung eines Heliumkerns und eines Neutrons am besten, bei der insgesamt 17,586 MeV an Energie freigesetzt wird:



Da Tritium als radioaktives Wasserstoffisotop (mit einer Halbwertszeit von 13,56 Jahren) eine sowohl biologisch als auch militärisch sehr gefährliche Substanz ist, muss ein Fusionskraftwerk einen geschlossenen Tritiumkreislauf mit sehr beschränktem Inventar von Tritium enthalten. Das benötigte Tritium soll daher mit den Fusionsneutronen im Inneren des Reaktors aus Lithium erbrütet werden:



Einem Fusionskraftwerk sind also nur Deuterium und Lithium zuzuführen, welche geographisch gleichmäßig und reichlich in der Natur vorhanden sind, und es entsteht das völlig unbedenkliche Edelgas Helium sowie Neutronen. Die Fusionsneutronen führen wiederum zu einer Aktivierung der Reaktormaterialien, und es ist damit zu rechnen, dass der Tritiumkreislauf durch Kodeposition in den Wandmaterialien nicht perfekt geschlossen bleibt, weshalb die Fusion nicht als ökologisch völlig unbedenklich gelten kann. Durch eine sinnvolle Wahl der Reaktormaterialien kann jedoch erreicht werden, dass die radioaktiven Abfälle nur wenige Jahrzehnte verwahrt werden müssen, was einen deutlichen Vorteil gegenüber Fissionsreaktoren darstellt. Der große Unterschied des Energiesystems der Fusion im Vergleich zu der Fission ist das Entwicklungsstadium, in dem sich die technische Nutzung der Fusion als friedliche Energiequelle befindet. Während bei Fissionskraftwerken auf eine jahrzehntelange Erfahrung zurückgegriffen werden kann, wird die Fusionsforschung noch einige Jahrzehnte benötigen, bis kommerziell anwendbare Techniken vorhanden sind.

Derzeit konkurrieren zwei grundsätzliche Konzepte zur thermonuklearen Fusion von Deuterium und Tritium miteinander: die Fusion, welche in einem magnetisch eingeschlossenen Plasma stattfindet, und die Trägheitsfusion, bei der die Aktivierungsenergie durch Laserstrahlung zugeführt wird. Für die erfolgversprechendere Alternative des magnetischen Einschlusses gibt es wiederum zwei konkurrierende technologische Konzepte, den Tokamak und den Stellarator, wobei das Tokamakprinzip weiter entwickelt ist.

---

Ein großes Problem, mit dem die Forschung auf dem Gebiet der thermonuklearen Fusion unter magnetischem Einschluss zu kämpfen hat, sind Plasmainstabilitäten, welche den Einschluss verschlechtern. Zu diesen Instabilitäten zählen neben sogenannten Neoklassischen Tearing Moden und Sägezahninstabilitäten, welche im Plasmazentrum stattfinden, auch die Edge Localized Modes (ELMs), welche sowohl Teilchen als auch Energie aus dem Rand des Plasmas schleudern und damit sowohl zu einer Verschlechterung des Einschlusses beitragen als auch die Belastung der Wandmaterialien des Reaktors - vor allem im Bereich des Divertors, in dem die ausgestoßenen Teilchen auf materielle Strukturen treffen - deutlich erhöhen. Trotz dieser Nachteile wird ein Fusionskraftwerk kaum ohne ELMs auskommen können, da diese in der Lage sind, Verunreinigungen und Heliumasche aus dem Plasma zu transportieren und damit einen stationären Betrieb zu gewährleisten. Edge Localized Modes spielen somit eine herausragende Rolle bei zwei der wichtigsten Probleme, welche für eine friedliche Nutzung der thermonuklearen Fusion zur Energiegewinnung gelöst werden müssen.

ELMs sind sowohl physikalisch als auch für die technische Umsetzung der Fusion höchst interessante Phänomene, welche jedoch trotz eines über mehr als zwei Jahrzehnte getriebenen immensen Aufwandes weder umfassend theoretisch modelliert noch numerisch simuliert werden können. Es ist daher dringend notwendig, weitere experimentelle Untersuchungen zu machen, um zusätzliche Informationen über diese faszinierende Instabilität zu gewinnen. Im Hinblick auf zukünftige Fusionsanlagen ist es zur Untersuchung der Materialbelastung im Divertor notwendig, die Wasserstoffisotope detektieren zu können, während für die Beobachtung der Heliumascheabfuhr die Möglichkeit der Detektion von Helium eine notwendige Bedingung ist. Zur Untersuchung von ELMs wurde im Rahmen dieser Arbeit am zweitgrößten europäischen Fusionsexperiment ASDEX Upgrade (AUG) eine neuartige Diagnostik entwickelt, welche sowohl zur Beobachtung von Deuterium (Tritium ist in AUG nicht vorhanden) als auch von Helium genutzt werden kann.

Um das Plasma während ELMs störungsfrei diagnostizieren zu können, schieden Sonden, welche einen direkten Kontakt zum Plasma benötigen, aus. Die optische Emissionsspektroskopie hat zwar den Vorteil, dass sie das Plasma nicht verändert, besitzt aber aufgrund der Integration über die Sichtlinie eine schlechte Ortsauflösung und ist durch die Intensität der Lichtemission auch in der zeitlichen Auflösung beschränkt. Aufgrund ihrer hohen räumlichen und zeitlichen Auflösung sowie der Anwendbarkeit ohne Modifikation des Plasmas wurde die Laser-induzierte Fluoreszenz (LIF) als Basis für die entwickelte Diagnostik zur Untersuchung von Edge Localized Modes gewählt. Mit der hohen räumlichen Auflösung können die Struktur der ELMs im Divertor bestimmt und Gradienten gemessen werden. Diese Informationen sind bei der Entwicklung neuer Divertoren und der aktiven ELM-Kontrolle - vor allem hinsichtlich der Belastung materieller Strukturen und der Heliumascheabfuhr - von großem Nutzen. Da ELMs auf Zeitskalen von einigen hundert Mikrosekunden stattfinden, sind die meisten Diagnostikmethoden nur in der Lage, über viele ELMs (und ELM-freie Phasen) zu mitteln. Durch die hohe Zeitauflösung des in dieser Arbeit entwickelten Systems (einige

zehn Nanosekunden) ist es nicht nur möglich, isoliert eine ELM zu untersuchen, sondern Messungen zu definierten Zeitpunkten innerhalb einer ELM zu machen. Die Vorteile der LIF gehen jedoch mit dem Nachteil der großen technologischen Komplexität einher. Zum einen erfordert die hohe Zeitauflösung des Systems bei gleichzeitig geringer Intensität eine technisch anspruchsvolle Detektion der Fluoreszenzsignale. Zum anderen ist es aufgrund der Charakteristik des verwendeten Pumpasers nicht möglich, das System auf ELMs zu triggern, weshalb nur dann Signale gemessen werden können, wenn ein Laserpuls durch Zufall zeitlich mit einer ELM im Divertor koinzidiert. Weitere kritische Punkte waren die Anzahl und der Komplexitätsgrad der für die Diagnostik verwendeten Geräte, deren reibungsloses Zusammenspiel notwendig war.

Ein besonderes Erschwernis während der Entwicklung des Systems stellte der Plasmabetrieb von ASDEX Upgrade dar. Die maximale Entladungsdauer ist dort auf 10 Sekunden beschränkt und zwischen zwei Entladungen müssen mindestens 20 Minuten vergehen. Weiterhin gibt es nur an maximal drei Tagen pro Woche einen Experimentierbetrieb und der Reaktor ist vier bis sechs Monate im Jahr wegen Umbau- und Instandhaltungsarbeiten ausser Betrieb. Änderungen innerhalb des Vakuumgefäßes sind ausschließlich in dieser Zeit möglich.

In dieser Arbeit wird die Entwicklung einer auf Laser-induzierter Fluoreszenz basierenden Diagnostik zur Untersuchung von Edge Localized Modes im Divertor-Plasma des zweitgrößten europäischen Tokamakexperimentes ASDEX Upgrade beschrieben. Die Arbeit ist wie folgt aufgebaut: In Kapitel 2 werden mit dem Tokamakprinzip, der H-Mode, dem Divertorkonzept und dem Problem der Targetbelastung die Grundlagen der thermonuklearen Fusion unter magnetischem Einschluss behandelt. Die dem Divertor zugrundeliegende Physik, dessen Operationsregime sowie ein theoretisches Modell werden in Kapitel 3 zur Erläuterung der Funktionsweise des Divertors vorgestellt. Die phänomenologische Beschreibung und Klassifizierung von Edge Localized Modes genannten Instabilitäten, deren Verständnis eine der Hauptaufgaben der aktuellen Fusionsforschung darstellt und zu deren Untersuchung die Diagnostik entwickelt wurde, wird in Kapitel 4 zusammen mit theoretischen Ansätzen zur Modellierung und experimentellen Möglichkeiten zur aktiven ELM-Kontrolle, welche für die Weiterentwicklung des entwickelten Systems eine Rolle spielen könnten, diskutiert. Die physikalischen Grundlagen der Laser-induzierten Fluoreszenz, auf der die entwickelte Diagnostik beruht, und deren bisherige Anwendung in der Fusionsforschung sind im anschließenden Kapitel 5 dargestellt. Der Aufbau des entwickelten Diagnostiksystems sowie die Lösung der technischen Probleme werden im Kapitel 6 erläutert, wonach in Kapitel 7 gesondert auf die für LIF-Experimente enorm wichtige Wellenlängenkalibration eingegangen wird. Auf das Kapitel 8, in dem die erhaltenen Ergebnisse gezeigt und diskutiert werden, folgt das Kapitel 9, in dem mögliche Erweiterungen und Verbesserungen des Systems vorgestellt werden. Im abschließenden Kapitel 10 wird die Arbeit zusammengefasst, und es wird ein Ausblick gegeben.

# Kapitel 2

## Magnetischer Plasmaeinschluss

Unter den für die technische Nutzung der thermonuklearen Fusion auf der Erde notwendigen Temperaturen und Drucken befindet sich die Materie im Plasmazustand. Ein Plasma besteht aus Elektronen, Ionen und - sofern es nicht vollständig ionisiert ist - auch aus Neutralteilchen. Die geladenen Teilchen sind aufgrund der senkrecht zum Magnetfeld  $\vec{B}$  auf Teilchen mit Ladung  $q$  wirkenden Lorentz-Kraft  $q \cdot (\vec{v} \times \vec{B})$  und der daraus resultierenden Gyration um  $\vec{B}$  weitgehend an die in einem Fusionsexperiment mit magnetischem Einschluss vorhandenen Magnetfeldlinien gebunden.

### 2.1 Der Tokamak

Für die technische Realisierung der thermonuklearen Fusion unter magnetischem Einschluss gibt es zwei Grundkonzeptionen, den Tokamak und den Stellarator, auf den in dieser Arbeit nicht eingegangen wird. Im Tokamak<sup>1</sup> (Toroidale Kammer mit Magnetfeldspulen) werden Plasmen in einer geschlossenen Toruskonfiguration durch geeignete Magnetfelder eingeschlossen. Die Tokamak-Geometrie wird durch den großen Radius  $R = R_0$  und den kleinen Radius  $r = a$  beschrieben, dabei wird der Quotient  $A = R_0/a$  als das Aspektverhältnis definiert.

#### 2.1.1 Magnetfelder im Tokamak

Im wesentlichen überlagern sich im Tokamak zwei Magnetfelder. Das toroidale Magnetfeld  $B_{tor}$  wird durch die Hauptfeldspulen erzeugt, während der toroidal fließende Plasmastrom das poloidale Magnetfeld  $B_{pol}$  hervorruft. Der toroidale Plasmastrom wird von einem elektrischen Feld getrieben, welches durch eine zeitliche Stromänderung  $dI_{OH}/dt$  in der durch die

---

<sup>1</sup>Russisches Kunstwort aus: toroidalnja kamera sz magnitnymi katuškami

OH-Spulen (OH=Ohmsche Heizung) realisierten Primärwicklung nach dem Transformatorprinzip induziert wird (Abb. 2.1). Dieses Prinzip bietet den Vorteil der mit dem Plasmastrom verbundenen intrinsischen Ohmschen Heizung.

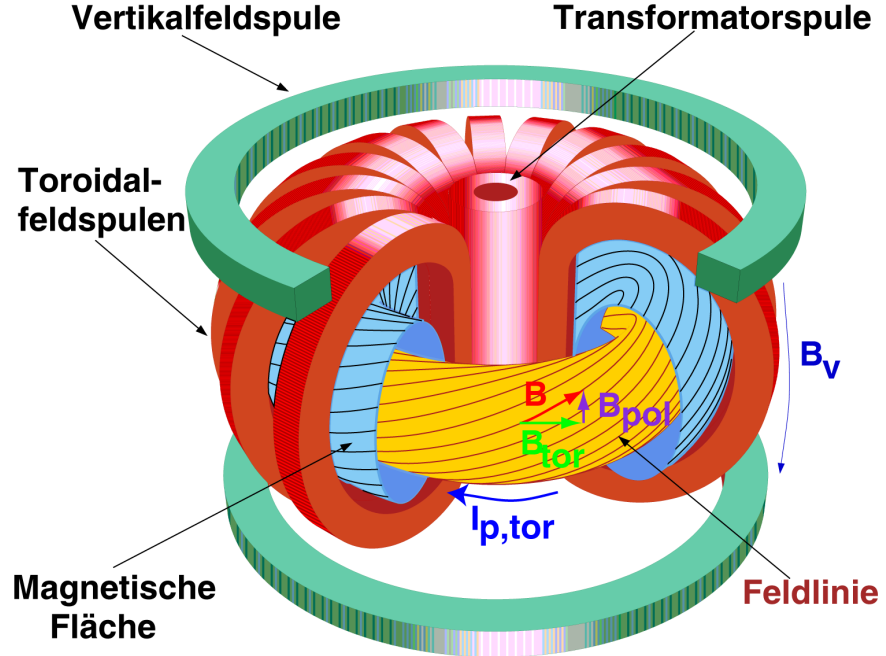


Abbildung 2.1: Tokamakprinzip. Nach dem Transformatorprinzip wird im Torus ein elektrisches Feld induziert, das den toroidalen Plasmaström  $I_{p,tor}$  treibt. Dieser erzeugt ein poloidales Magnetfeld  $B_{pol}$ , während das toroidale Hauptfeld  $B_{tor}$  durch die Toroidal-feldspulen erzeugt wird. Die Überlagerung beider Magnetfelder führt zu helikalen Magnetfeldlinien.

Die Überlagerung des toroidalen und poloidalen Magnetfeldes resultiert in helikalen Magnetfeldlinien, die sich um und durch das Plasma winden. Dieser sogenannte Twist der toroidalen Magnetfeldlinien ist für das Gleichgewicht unbedingt notwendig, damit die Pfirsch-Schlüter-Ströme [2] zum Ausgleich der Ladungstrennung von Ionen und Elektronen parallel zum Magnetfeld fließen können und somit die Drift des Plasmas zur Torusaussenseite verhindert wird. Bei einem Umlauf um die große Torusachse rotieren die Magnetfeldlinien im Mittel um einen Winkel  $\iota$  um die kleine Achse in poloidaler Richtung. Das Rotationstransformation genannte mittlere  $\iota$  bei  $N \rightarrow \infty$  Umläufen und der daraus abgeleitete Sicherheitsfaktor  $q$  sind gegeben durch [3]

$$\iota = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{\sum_{k=1}^N \iota_k}{N} \quad (2.1)$$

$$q = \frac{2\pi}{\iota} = \frac{r \cdot B_{tor}}{R \cdot B_{pol}}. \quad (2.2)$$



Das toroidale und das poloidale Magnetfeld sind an der Torusinnenseite stärker als auf der Aussenseite, wodurch auf das Plasma ein Druck zur Torusaussenseite hin ausgeübt wird. Dieser Druck muss durch den magnetischen Druck einer zusätzlichen vertikalen Magnetfeldkomponente, welche durch die toroidal umlaufenden Vertikalfeldspulen erzeugt wird, kompensiert werden.

### 2.1.2 Magnetische Flächen

In den Torus-Zylinderkoordinaten  $R$ ,  $Z$ ,  $\varphi$  kann das Magnetfeld durch

$$\vec{B} = \frac{\vec{e}_\varphi}{R} \times \nabla \Psi + B_\varphi \cdot \vec{e}_\varphi \quad (2.3)$$

beschrieben werden [4], wobei  $\Psi = R \cdot A_\varphi$  ( $\vec{A}$ : Vektorpotential) die magnetische Flussflächenfunktion und  $(\vec{e}_R, \vec{e}_Z, \vec{e}_\varphi)$  den Einheitsvektor repräsentieren.  $\Psi$  ist proportional zum poloidalen magnetischen Fluss innerhalb jeder magnetischen Fläche. Der erste Summand in Gleichung 2.3 beschreibt das durch Plasmaströme erzeugte poloidale Magnetfeld, während der zweite Summand das durch die äußeren Spulen (ohne Vertikalfeldspulen) hervorgerufene toroidale Magnetfeld charakterisiert. Aufgrund der Axial-Symmetrie ist  $\Psi$  keine Funktion von  $\varphi$ , weshalb  $\nabla \Psi \cdot \vec{B} = 0$  gilt. Das Magnetfeld liegt somit auf Flächen mit konstantem  $\Psi$ , sogenannten magnetischen Flächen. Im Tokamak bilden diese Flussflächen ein System ineinander geschachtelter Flächen (Abb. 2.2).

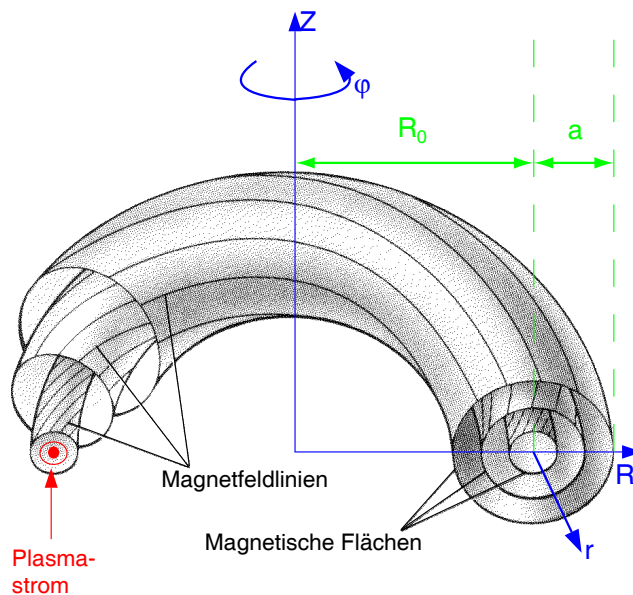


Abbildung 2.2: Magnetische Flächen im Torus und das Torus-Zylinderkoordinatensystem  $(R, Z, \varphi)$ . Eingetragen sind der große Plasmaradius  $R_0$  sowie der kleine Plasmaradius  $a$ .

Für die meisten dieser Flussflächen ist  $q$  irrational, und sie werden durch eine einzige Magnetfeldlinie aufgespannt, die sich nicht wieder schließt. Bei einer Beschreibung des Plasmas als elektrisch leitende Flüssigkeit mit der Massendichte  $\rho$ , der Stromdichte  $\vec{j}$  und dem Druck  $P$  lautet die Kraftgleichung (Eulersche Gleichung) [4]:

$$\rho \cdot \frac{d\vec{v}}{dt} = -\nabla P + \vec{j} \times \vec{B}. \quad (2.4)$$

Im Gleichgewicht ( $d\vec{v}/dt = 0$ ) gilt

$$\nabla P = \vec{j} \times \vec{B}, \quad (2.5)$$

woraus für den Strom  $\vec{j} \cdot \nabla P = 0$  und für das Magnetfeld  $\vec{B} \cdot \nabla P = 0$  folgt. Es liegen also sowohl die Strombahnen als auch die Magnetfeldlinien auf Flächen konstanten Drucks.

## 2.2 Die H-Mode

Bis zum Anfang der achtziger Jahre des zwanzigsten Jahrhunderts konnten mit zunehmender Heizleistung sowohl die Elektronen- als auch Iontemperatur in Tokamaks kontinuierlich gesteigert werden. Die starke Heizleistung führte in den meisten Tokamakexperimenten jedoch zu einem zunehmend schlechteren Plasmaeinschluss. Es wurde versucht, diesen Effekt mit den bekannten Transportmechanismen zu erklären. Der „klassische Transport“ entsteht aufgrund der Gyrationbewegung der Teilchen. Der „neoklassische Transport“ [2] wird durch den Einfluss der toroidalen Krümmung auf die Teilchendrift hervorgerufen, ist von der Heizleistung jedoch unabhängig. Da diese beiden Mechanismen die experimentell gefundenen Transportwerte nicht erklären können, muss es noch einen weiteren Transportmechanismus geben, welcher zum Großteil auf Turbulenzeffekte zurückzuführen, aber noch nicht vollständig verstanden ist. Dieser Mechanismus wird als „anomaler Transport“ bezeichnet. Die vor allem durch den Einsatz von Neutralteilcheninjektion gesteigerte Heizleistung führte zu einer Steigerung des Energieinhaltes der Plasmen, die Energieeinschlusszeit  $\tau_E$  wurde aber aufgrund der Transportmechanismen gleichzeitig in einem Maße reduziert, das eine weitere Erhöhung des Fusionsproduktes  $n_D T_i \tau_E$  [3], die zum Erreichen der Zündbedingung unabdingbar war, nicht zuließ.

Im Jahre 1982 wurde am Divertor-Tokamak ASDEX (dem Vorgänger von ASDEX Upgrade) der Übergang in ein zweites Einschlussgebiet mit sehr guten Eigenschaften gefunden, womit ein Ausweg aus dem geschilderten Dilemma gewiesen wurde. In der sogenannten H-Mode (High confinement) [5] ist die Energieeinschlusszeit ebenso groß wie in Ohmsch geheizten Plasmen, wobei diese mit steigender Heizleistung im Gegensatz zur L-Mode (Low confinement) nicht abfällt. Mittlerweile konnte die H-Mode an vielen Divertor-Tokamaks und -Stellaratoren mit verschiedenen Heizungen erzeugt werden.

Aus den guten Eigenschaften bezüglich des Teilcheneinschlusses erwächst aber auch ein Problem der H-Mode. Verunreinigungen aus hoch-Z-Materialien (z.B. Kohlenstoff oder Wolfram), die durch den Kontakt von Plasma und Gefäßwand entstehen und ins Plasma gelangen, erhöhen aufgrund ihrer mannigfaltigen elektromagnetischen Übergänge, die Energie, die dem Plasma durch Strahlung entzogen wird. Akkumulieren sich die Verunreinigungen nun aufgrund des guten Einschlusses, führt die Strahlungskühlung zu so immensen Energieverlusten, dass das Plasma zusammenbricht.

Die Lösung dieses Problems bietet die H-Mode selbst. Im Vergleich zur L-Mode zeichnet sie sich durch einen steileren Druckgradienten zum Rand hin aus, der als Transportbarriere wirkt. Im allgemeinen steilt sich dieser Druckgradient so lange auf, bis durch eine magnetohydrodynamische Instabilität in einer so genannten „ELM“ (Edge Localized Mode) Teilchen und Energie aus dem Plasma herausgeschleudert werden (vgl. Kapitel 4). Dabei werden auch Verunreinigungen aus dem Plasma entfernt, und es stellt sich ein stationärer H-Mode-Zustand mit periodischer ELM-Aktivität ein (ELMy H-Mode). Aufgrund ihrer vorteilhaften Eigenschaften ist die ELMy H-Mode das geplante Operationsregime für das in internationaler Zusammenarbeit geplante zukünftige Tokamakexperiment ITER<sup>2</sup> [6].

## 2.3 Der Divertor

Aus dem Plasma müssen Teilchen und Energie abgeführt werden, weshalb der magnetische Einschluss nicht ideal ist. Entsprechend den Energie- und Teilcheneinschlusszeiten stellt sich eine Stationarität ein, so dass sämtliche im Plasma erzeugte Energie und Teilchen zum Rand abfließen. Da die Plasmaerzeugung in einem Vakuumgefäß stattfindet, kommt es unweigerlich zu einer Wechselwirkung zwischen Plasma und Wand. Energiereiche Elektronen, Ionen und Neutralteilchen sowie elektromagnetische Strahlung treffen aus dem Plasma auf die Wand, wodurch das Material, aus dem diese besteht, zerstäubt und erodiert wird. Anteile der aus der Wand herausgelösten Teilchen gelangen als Verunreinigungen ins Plasma, wo sie zur unerwünschten Verdünnung des Plasmas sowie dessen Kühlung durch Strahlungsverluste führen. In Hinblick auf ITER ist die Kontrolle des Leistungs- und Teilchenflusses, der auf die erste Wand trifft, von großem Interesse. Es handelt sich dabei um eines der Hauptprobleme, die für den erfolgreichen Betrieb der Anlage gelöst werden müssen.

Eine Konzentration der Plasma-Wand-Wechselwirkung auf sogenannte Limiter, wobei materielle Strukturen als Blende wirken und den direkten Kontakt zwischen Plasma und erster Wand verhindern, ist möglich. Aufgrund der Rotationstransformation der Magnetfeldlinien reicht eine lokal beschränkte Begrenzung des Plasmas aus, was allerdings zu einem hohen Leistungseintrag aus dem Plasma und damit zu einer sehr hohen Materialbeanspruchung

---

<sup>2</sup>lat.: der Weg. Ursprünglich: Abkürzung für **I**nternational **T**hermonuclear **E**xperimental **R**eactor

durch den direkten Kontakt zwischen dem Plasma und den materiellen Strukturen führt. Ein anderer Lösungsansatz ist durch den magnetischen Divertor gegeben, bei dem ein direktes Begrenzen des Plasmas durch materielle Strukturen vermieden werden kann. Durch Zusatzspulen wird eine Separatrix<sup>3</sup> mit einem X-Punkt, an dem das poloidale Magnetfeld null ist, als Kreuzungspunkt erzeugt (Abb. 2.3).

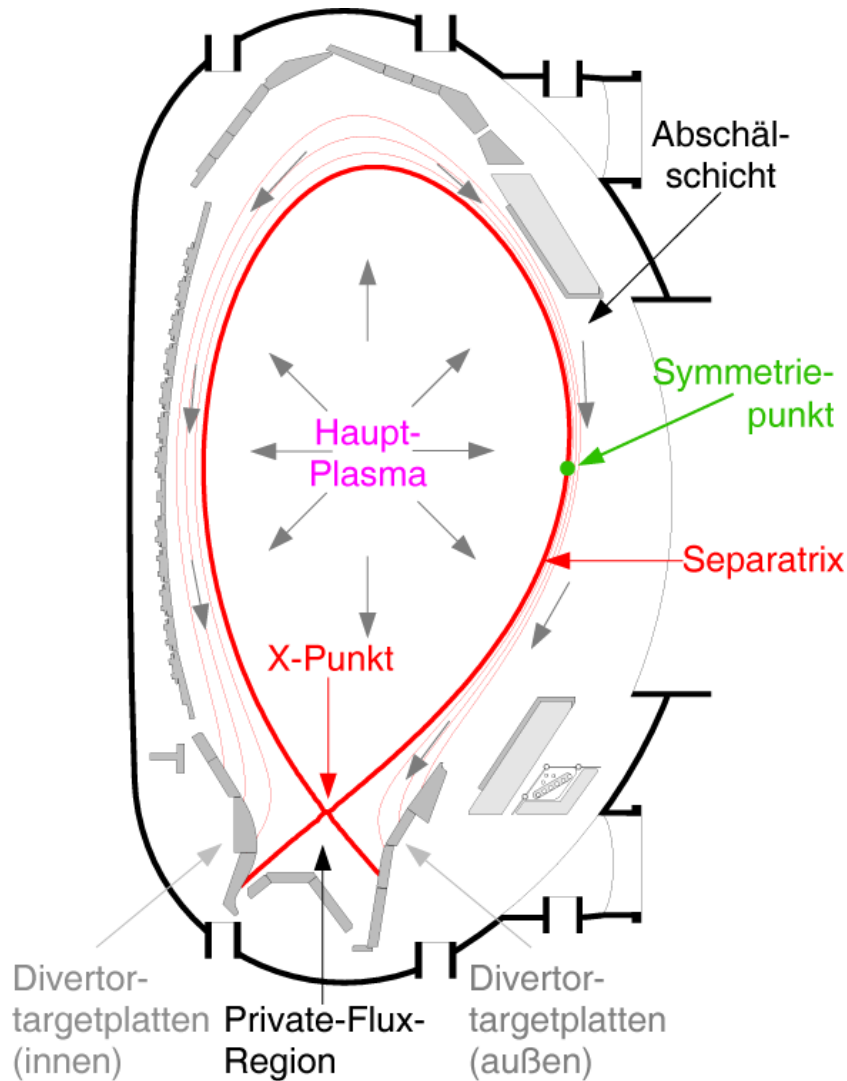


Abbildung 2.3: Typischer poloidaler Querschnitt eines Divertor-Tokamaks (hier ASDEX Upgrade). Die Separatrix trennt die geschlossenen (Hauptplasma) von den offenen Feldlinien (Abschältschicht). Die Abschältschicht ist durch Magnetfeldlinien direkt mit dem Divertor verbunden. Der Bereich unterhalb des X-Punktes wird als Private-Flux-Region bezeichnet. Die grauen Pfeile kennzeichnen den Teilchentransport.

<sup>3</sup>Separatrix: Durch Magnetfeldlinien aufgespannte Fläche, welche die geschlossenen Flussflächen von den nicht geschlossenen trennt.

Durch die Separatrix werden die geschlossenen von den offenen Feldlinien und damit das Gebiet guten Einschlusses von dem als Abschältschicht bezeichneten Gebiet ohne Einschluss getrennt. Diese Konfiguration prägt dem Hauptplasma eine magnetische Begrenzung auf, die keine Verunreinigungsquelle darstellt. Die offenen Feldlinien der Abschältschicht treffen in einer separaten Kammer, dem Divertor, in einiger Distanz zum Hauptplasma auf die sogenannten Targetplatten. Dort ist die Wechselwirkung zwischen Randschichtplasma und materiellen Strukturen konzentriert. Das anströmende Plasma wird am Target neutralisiert, und das entstehende Neutralgas kann abgepumpt werden. Die an den Targetplatten erodierten Verunreinigungen werden entweder direkt vom in die Divertorkammer abströmenden Plasma durch Reibungskräfte entfernt, oder sie werden nach erfolgter Ionisation im Divertor-Plasma durch das Magnetfeld in die äußere Randschicht abgelenkt.

Eine detailliertere Betrachtung der Physik des Divertors erfolgt in Kapitel 3. Dort wird auch auf die Bedeutung des Symmetriepunktes eingegangen.

## 2.4 Das Problem der Targetbelastung

Der Transport der Elektronen und Ionen in der Randschicht parallel zu den Feldlinien überwiegt den Transport senkrecht zu  $\vec{B}$  auf Grund der Gyration geladener Teilchen um die Magnetfeldlinien bei weitem. Die Wärmeleitfähigkeit der Ionen (Masse  $m_i$ ) ist um den Faktor  $\sqrt{m_e/m_i}$  kleiner als die der Elektronen (Masse  $m_e$ ). Der starke parallele Fluss führt dazu, dass die Dicke der Schicht, in welcher der Leistungsfluss auf die Targetwand trifft, sehr klein ( $\approx 1 \text{ cm}$ ) ist. Diese räumlich eng begrenzte hohe Leistungsdeposition ist in aktuell vorhandenen Experimenten tolerierbar, verursacht aber ernsthafte Probleme bei der technischen Entwicklung eines Fusionsreaktors. Die gleichmäßige Verteilung und Reduktion der Target-Belastung ist daher ein Hauptziel laufender Untersuchungen an schon vorhandenen Fusionsexperimenten.

Das ITER Experiment soll die wissenschaftliche und technische Machbarkeit der Fusion zeigen und ist damit ein wichtiger Schritt auf dem Weg zu einem in Zukunft zur kommerziellen Energieerzeugung nutzbaren Fusionsreaktor. Das Ziel von ITER ist die Erzeugung eines energieliefernden Deuterium-Tritium-Plasmas und die Entwicklung aller für ein Fusionskraftwerk notwendigen Technologien. Es wird eine Fusionsleistung von 1,5 GW bei Pulslängen von ca. 1000 s erwartet [7, 8]. Dabei entfallen 300 MW dieser Leistung auf die  $\alpha$ -Teilchen, wovon 80% in die Abschältschicht und über die Randschicht in den Divertor gelangen. Der Leistungsfluss  $q$ , mit dem die inneren und äußeren Targetplatten belastet werden, wird auf eine Fläche deponiert, die sich aus der Energieabfalllänge ( $\Delta \approx 0,04 \text{ m}$ ) und dem Torusumfang ( $2\pi \cdot R \approx 2\pi \cdot 7 \text{ m}$ ) berechnet. Für  $q$  gilt somit [7]

$$q \approx \frac{240 \cdot (1 - e^{-1})}{2\pi \cdot R \cdot 2 \cdot \Delta} \approx 50 \text{ MW/m}^2. \quad (2.6)$$

Durch Verkippen der Targetplatten kann die Belastung auf ca. die Hälfte reduziert werden. Edge Localized Modes und Disruptionen (Stromzusammenbrüche) können jedoch kurzzeitig zu wesentlich höheren Spitzenbelastungen führen [9]. Mit verfügbaren Materialien darf für eine akzeptable Lebensdauer der Targetplatten im Dauerbetrieb ein Wert von  $5 \text{ MW}/\text{m}^2$  nicht überschritten werden [7]. Bei höheren Leistungsflüssen würde bei metallischen Divertor-Materialien die Erosionsrate durch Schmelzprozesse (melt loss) steigen und damit die Lebensdauer der verwendeten Bauteile verkürzt werden [9]. Um diese Anforderung erfüllen zu können, werden weitere Verlustmechanismen benötigt, die das Maximum der Leistungsbelastung reduzieren und das Energiedepositionsprofil auf den Targetplatten verbreitern. Geeignet sind hierfür Verlustkanäle, bei denen der Energiefluss nicht an Magnetfeldlinien gebunden ist. Das gegenwärtig geplante Konzept für ITER beruht darauf, Strahlungsverluste für die Verteilung des Leistungsflusses und des Impulses auf eine größere Fläche auszunutzen [8]. Durch diese Strahlungskühlung, für die Verunreinigungen wie Neon oder Argon gezielt in das Randplasma injiziert werden [10], sinken die Temperaturen, was zusammen mit reduzierten Teilchenflüssen akzeptable Erosionsraten ermöglichen soll.

Die Energieverluste werden im Idealfall in Szenarien ohne zusätzliche Verunreinigungen erreicht, wozu Rebut und Watkins [11, 12] das Konzept des „kalten Plasmatargets“ vorgeschlagen haben. Dieses Konzept basiert auf der Neutralisation des aus der Randschicht abströmenden Plasmas in einer Neutralgas-Schicht [13].

Im folgenden Kapitel wird detailliert auf die physikalischen Prozesse im Divertor eingegangen, um dessen Funktionsweise zu erläutern und zu zeigen, wie wichtig ein Verständnis der Vorgänge während ELMs, welches aus Messungen mit der in dieser Arbeit entwickelten Diagnostik gewonnen werden könnte, für die Entwicklung von Divertoren und Plasmaszenarien - und damit für den Erfolg zukünftiger energieliefernder Fusionsreaktoren - ist.

# Kapitel 3

## Physikalische Prozesse im Divertor

Eine der größten technologischen Herausforderungen bei der Entwicklung eines Fusionsreaktors ist die Lösung des Problems der Nähe des heißen Plasmas mit Temperaturen von einigen  $keV^1$  zu den begrenzenden materiellen Oberflächen, deren Schmelztemperatur nicht erreicht werden darf. Hierfür hat sich der Begriff „Erste-Wand-Problem“ eingebürgert. Um eine thermische Überbelastung der Wandmaterialien zu verhindern, sollen Divertoren die Kontaktregion zwischen Plasma und Wand isolieren und die Abfuhr der Helium-Asche ermöglichen. Folgende Probleme können als die Hauptaufgaben des Divertors definiert werden [14]:

- Die Verteilung der aus dem Hauptplasma kommenden Leistung auf eine große Fläche.
- Die Erzeugung eines hohen Neutralgasdrucks vor den Pumpstutzen für ein effektives Abpumpen der neutralisierten Teilchen.
- Die Unterdrückung bzw. Reduktion der Erzeugung von Verunreinigungen.
- Die Abschirmung des Hauptplasmas von den in der Randschicht erzeugten Verunreinigungen.

Neben diesen Zielen werden auch die Erreichung eines guten Einschlusses des Hauptplasmas und eine hohe Plasmadichte gefordert [15].

Die Darstellung der physikalischen Prozesse im Divertor dient zum einen dem Verständnis seiner Funktionsweise. Dazu wird im folgenden Abschnitt 3.1 das Divertor-Zweipunktmodell vorgestellt, welches die zentralen Parameter einer Plasmaentladung in einen Bezug zu den Plasmabedingungen im Divertor setzt und somit ein Modellierungskonzept für die Physik des Divertors bietet. Zum anderen werden auf der Basis dieses Modellierungskonzeptes im Abschnitt 3.2 die Operationsregime des Divertors vorgestellt. Dort wird gezeigt, dass durch die richtige Wahl des Operationsregimes ein für die materiellen Strukturen im Divertor

---

<sup>1</sup>1 keV  $\hat{=}$  11,6 · 10<sup>6</sup> K

schonender Plasmabetrieb möglich ist. Dieses Operationsregime (Detachment) sollte auch während ELM-Aktivität nicht verlassen werden, um eine lange Lebensdauer der Divertor-Materialien zu gewährleisten. Die Tatsache, dass es bislang keine Diagnostikmethode gibt, welche in der Lage ist, mit Sicherheit zu klären, in welchem Operationsregime sich der Divertor während ELM-Aktivität befindet, ist einer der Gründe, weshalb die in dieser Arbeit vorgestellte Diagnostik entwickelt wurde. Im abschließenden Abschnitt 3.3 wird das Gastarget-Modell diskutiert, um zu erklären, durch welche physikalischen Prozesse das Detachment seine vorteilhaften Eigenschaften erhält.

### 3.1 Das Zweipunktmodell

Das Zweipunktmodell [14, 16] ist ein auf den magnetischen Flussröhren, die den sogenannten Symmetriepunkt in der Abschältschicht mit dem Divertor verbinden (vgl. Abbildung 2.3), basierendes eindimensionales Randschichtmodell. Der Symmetriepunkt ist in diesem stark abstrahierenden Modell der Ort, an dem die gesamte Energie aus dem Hauptplasma in die Randschicht eintritt. Er wird auch als upstream-Position ( $x = 0$ ) oder Stagnationspunkt bezeichnet (vgl. Abbildung 3.1) und gewöhnlich in der äusseren Mittelebene angenommen (vgl. Abbildung 2.3) [16]. Das Zweipunktmodell stellt einen Zusammenhang zwischen den ausschließlich durch das Hauptplasma bestimmten upstream-Parametern und den Plasma-parametern im Divertor her. Signifikante Parameter sind hierbei Plasmadruck, Reibungsprozesse, Elektronenwärmeleitung und atomare Prozesse (wie zum Beispiel Ionisation).

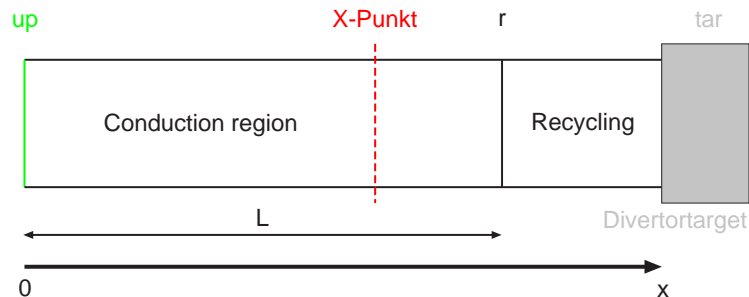


Abbildung 3.1: Schematische Darstellung zum Zweipunktmodell. Die Flussröhre erstreckt sich vom Symmetriepunkt (up) in der „conduction region“ über die „recycling“-Zone (r) bis zum Divertortarget (tar). L kennzeichnet die Verbindungslänge zwischen Symmetriepunkt und Divertor-Plasma.

Im „Conduction“-Zone genannten oberen Teil der Abschältschicht wird der Wärmetransport durch parallele Wärmeleitung entlang der Magnetfeldlinien dominiert. Dieses quellen- und senkenfreie Gebiet umfasst den größten Teil der Abschältschicht.



Die Recycling- bzw. Rezirkulationszone genannte Region nahe dem Divertortarget ist durch starke Senken für Energie (Linienstrahlung von Wasserstoffatomen und Verunreinigungen), Impuls (Reibung zwischen Plasma- und Neutralteilchen) und Teilchen (Rekombination) charakterisiert. Ebenso können Plasmaionen, die an der Oberfläche des Divertortargets rekombinieren, durch das anströmende Plasma abgelöst werden und zurück in das Plasma gelangen, wo sie auf Grund der höheren Temperatur wieder ionisiert werden. Dieser Teilchenaustausch zwischen den materiellen Oberflächenstrukturen und dem Plasma wird Recycling genannt.

### 3.1.1 Energiebilanz

Der wichtigste Transportmechanismus in der Abschältschicht ist die zu den Magnetfeldlinien parallele Wärmeleitung. Unter der Annahme, dass der Großteil der Strahlungs- und Ladungsaustauschprozesse im Divertor in der Nähe der Targetplatten stattfindet, kann die parallele Wärmeleitungsgleichung gemäß

$$\frac{d\kappa_{\parallel}}{dx} \cdot \frac{dT_e}{dx} = 0 \quad (3.1)$$

beschrieben werden [17]. Die parallele Elektronenwärmeleitfähigkeit wurde von Spitzer berechnet [18, 19] und wird in [17] wie folgt angegeben:

$$\kappa_{\parallel} = \left( \frac{\kappa_0}{k_B T_e} \right)^{5/2} \quad \text{mit} \quad \kappa_0 \propto \frac{k_B}{m_e^{1/2} \cdot e^4 \cdot Z_{eff} \cdot \ln \Lambda}. \quad (3.2)$$

$m_e$  und  $e$  repräsentieren die Elektronenmasse bzw. -ladung,  $\ln \Lambda$  steht für den Coulomb-Logarithmus,  $Z_{eff}$  bezeichnet die effektive Ladungszahl des Plasmas, und  $T_e$  ist die Elektronentemperatur. Aufgrund der höheren Ionenmasse  $m_i$  ist der Ionenwärmeleitungskoeffizient um den Faktor  $\sqrt{m_e/m_i}$  kleiner als der für die Elektronen, weshalb er vernachlässigt werden kann. Der im Stagnationspunkt in die Abschältschicht eintretende Leistungsfluss  $q_{\parallel}$  definiert die Randbedingung bei  $x = 0$  [17, 20]:

$$q_{\parallel} = -\kappa_{\parallel} \cdot \frac{d(k_B T_e)}{dx}. \quad (3.3)$$

Aus der Integration von Gleichung 3.1 folgt [14]:

$$(k_B T_{up})^{7/2} = (k_B T_r)^{7/2} + \frac{7 \cdot q_{up} \cdot L}{2 \cdot \kappa_0}. \quad (3.4)$$

Hierbei sind  $T_{up}$  und  $q_{up}$  die Temperatur bzw. Leistungsflussdichte im upstream-Punkt,  $T_r$  bezeichnet die Temperatur am Eintritt in die Recyclingzone, und  $L$  steht für die Verbindungslänge vom Symmetriepunkt zur Recyclingzone, wie sie in der Abbildung 3.1 dargestellt ist.

### 3.1.2 Druckbilanz

Die als gesamter Plasmadruck bezeichnete Summe aus statischem und dynamischem Druck ist entlang einer magnetischen Flussröhre konstant. Dabei ist der statische Druck  $P_{stat} = nk_B T$  durch die Teilchendichte  $n$  und die Temperatur  $k_B T$  bestimmt. Der durch  $P_{dyn} = n(mv^2)/2$  gegebene dynamische Druck hängt neben der Teilchendichte auch von der Teilchenmasse  $m$  und der Strömungsgeschwindigkeit  $v$  der Teilchen ab. Die im upstream-Punkt als ruhend angenommenen Teilchen werden auf dem Weg zum Divertor beschleunigt und erreichen am Target die Machzahl  $M_{tar} = v_{tar}/c_S$ , welche das Verhältnis der Strömungsgeschwindigkeit zur Schallgeschwindigkeit  $c_S = \sqrt{2k_B T/m}$  angibt. Die Druckbilanz ist somit gegeben durch

$$P_{stat,up} = P_{stat,tar} \cdot (1 + M_{tar}^2). \quad (3.5)$$

Nach dem Bohm-Kriterium [21] erreichen die Teilchen an der Schichtkante Schallgeschwindigkeit ( $M_{tar} = 1$ ) [22], weshalb

$$P_{stat,up} = 2 \cdot P_{stat,tar} \quad (3.6)$$

gilt. Beim Detachment (siehe Abschnitt 3.2.3) geht diese simple parallele Druckbilanz durch Ladungsaustauschstöße in der Recyclingzone verloren. Daher muss der Impulsverlustfaktor  $f_{mom}$  ( $0 \leq f_{mom} \leq 1$ ) als Korrekturfaktor eingeführt werden, welcher den Impulsverlust entlang der Feldlinien berücksichtigt. Für die Druckbilanz gilt in diesem Falle

$$P_{stat,up} \cdot (1 - f_{mom}) = 2 \cdot P_{stat,tar}. \quad (3.7)$$

### 3.1.3 Teilchen- und Energiefluss

Die durch die elektrostatische Schicht auf die Targetoberfläche gelangende Leistungsflussdichte  $q_{tar}$  setzt sich aus dem zur kinetischen Energie proportionalen Anteil

$$q_{kin} = n_{tar} \cdot c_S \cdot \gamma \cdot k_B T_{tar} \cdot (1 + M_{tar}^2) \quad (3.8)$$

und einem zur potentiellen Energie proportionalen Anteil

$$q_{pot} = n_{tar} \cdot c_S \cdot \epsilon_{pot} \quad (3.9)$$

zusammen. Für den Schichttransmissionsfaktor gilt  $\gamma \approx 7$  [22]. Ohne Rekombination wird die potentielle Energie in Form von Wärme auf der Targetplatte deponiert, wobei die einfallenden Ionen neutralisiert werden und die resultierenden Atome auf der Oberfläche Moleküle bilden.  $\epsilon_{pot}$  beinhaltet somit die Ionisierungsenergie des Wasserstoffs  $E_{ion} \approx 13,6$  eV und die halbe Bindungsenergie eines Wasserstoffmoleküls ( $\approx 2,2$  eV). Weiterhin ist eine Übertragung von Energie an zerstäubte Teilchen möglich. Nach Einführung eines Korrekturfaktors

$f_{rad}$ , welcher den in der Abschältschicht abgestrahlten Anteil der Leistung berücksichtigt, erhält man folgende Bilanzgleichung:

$$q_{up} \cdot (1 - f_{rad}) = n_{tar} \cdot c_S \cdot [\gamma \cdot k_B T_{tar} \cdot (1 + M_{tar}^2) + \epsilon_{pot}]. \quad (3.10)$$

## 3.2 Die Operationsregime des Divertors

Es existieren verschiedene, nicht streng voneinander getrennte Operationsregime für den Divertor. Eine trennscharfe Unterscheidung ist nicht möglich, da ein Regime kontinuierlich in ein anderes übergeht, was bei einem Tokamak-Experiment im wesentlichen durch eine Erhöhung der Plasmadichte bei konstanter Heizleistung erreicht wird.

Bei niedrigen Plasmadichten und hohen Temperaturen sind Ladungsaustauschstöße im Vergleich zur Ionisation ineffektiv, weshalb Reibungseffekte zwischen Ionen und Neutralteilchen vernachlässigt werden können und der Impulsverlust klein ist ( $f_{mom} \approx 0$ ). Atomare Prozesse beeinflussen die in Gleichung 3.6 gegebene einfache Druckbilanz nicht. Strahlungsverluste sind ebenfalls sehr klein ( $f_{rad} \approx 0$ ) und genauso vernachlässigbar wie die im Vergleich zur relativ hohen kinetischen Teilchenenergie geringe auf der Targetplatte deponierte potentielle Energie. In diesem Falle spricht man von Attachment<sup>2</sup>, da Impuls, Energie und Teilchen nahezu ungehindert auf das Divertortarget gelangen können. Unter den gemachten Annahmen ergibt sich aus den Bilanzgleichungen 3.4, 3.6 und 3.10 ein lösbares Gleichungssystem mit den drei Unbekannten  $T_{tar}$ ,  $n_{tar}$  und  $T_{up}$ . Die Größen  $q_{up}$  und  $n_{up}$  sind dabei freie Parameter, die durch die Heizleistung des Plasmas und damit durch die Leistungsflussdichte in die Abschältschicht bzw. durch die mittlere Dichte der Entladung modellextern gewählt werden. Dies wird im folgenden bei der Beschreibung des Niedrig- und Hoch-Recycling-Regimes näher erläutert.

### 3.2.1 Niedrig-Recycling-Regime

Das Niedrig-Recycling-Regime stellt sich bei kleiner bis mittlerer Dichte und ausreichender Heizleistung der Plasmaentladung ein. Der Wärmetransport aus der oberen Randschicht in den Divertor wird bei nicht zu kleinen Temperaturen von der parallelen Wärmeleitung dominiert. Durch die Effizienz dieses Prozesses stellen sich entlang der Feldlinien nahezu konstante Plasmatemperaturprofile ein, weshalb die Temperatur an der upstream-Position etwa der am Target entspricht:

$$T_{tar} \approx T_{up}. \quad (3.11)$$

---

<sup>2</sup>Attachment [engl.]: Anheften, Bindung

Bei vergleichsweise niedriger Mittelebenendichte ist auch der auf die Divertortargetplatte treffende Teilchenfluss, welcher zur Teilchendichte proportional ist, gering. Unter diesen Bedingungen werden die von der Targetwand kommenden Neutralteilchen erst nach längeren Wegstrecken ionisiert, ihre mittlere freie Weglänge ist somit groß. In diesem Falle sind auch Ladungsaustauschstöße ineffektiv, weshalb wie schon erwähnt wurde, der Impulsverlust der anströmenden Plasmateilchen gering ist. Aufgrund der Gleichheit der Temperaturen am Target und der upstream-Position kann die Druckbilanz (Gleichung 3.6) auf die Dichten reduziert werden:

$$n_{tar} \approx n_{up}/2. \quad (3.12)$$

Unter diesen Annahmen skaliert die Plasmadichte am Target linear mit der Dichte in der oberen Abschältschicht, weshalb dieses Regime als lineares Regime bezeichnet wird. Der geringe Teilchenfluss erzeugt nur ein sehr schwach ausgeprägtes Recycling, was zu geringen Strahlungsverlusten durch Verunreinigungen führt ( $f_{rad} \approx 0$ ). Weiterhin spielt bei hohen Temperaturen der Fluss potentieller Energie keine Rolle ( $\epsilon_{pot} \ll k_B T$ ), womit Gleichung 3.10 zu

$$q_{up} \approx q_{tar} \approx n_{tar} \cdot c_S \cdot \gamma \cdot k_B T_{tar} \cdot (1 + M_{tar}^2) \quad (3.13)$$

vereinfacht werden kann. Daraus ergibt sich für die Temperatur am Target

$$k_B T_{tar} \approx k_B T_{up} \approx \left(\frac{m}{2}\right)^{1/3} \cdot \left(\frac{q_{up}}{\gamma \cdot n_{up}}\right)^{2/3}. \quad (3.14)$$

Der Wärmetransport auf die Wand wird erst durch die elektrostatische Schicht vor der Wand limitiert und nicht durch die parallele Wärmeleitung in der Randschicht. Daher wird dieser Zustand als Schicht-limitiertes Regime bezeichnet.

### 3.2.2 Hoch-Recycling-Regime

Das Hoch-Recycling Regime wird bei steigender Mittelebenendichte erreicht. Gemäß Gleichung 3.14 bewirkt die Erhöhung der Plasmadichte  $n_{up}$  bei gleicher Heizleistung und damit bei gleicher in die Randschicht strömender Leistungsflussdichte  $q_{up}$  ein Absinken der Temperatur am upstream-Punkt und am Target, also in der gesamten Randschicht. Aufgrund der kleineren Temperatur macht sich in diesem Falle die endliche parallele Elektronenwärmeleitfähigkeit bemerkbar, welche nach Gleichung 3.2 proportional zu  $T_e^{5/2}$  ist. Dies führt zur Ausprägung signifikanter paralleler Temperaturgradienten. Da in diesem Regime die Wärmeleitung der limitierende Faktor für den Leistungsfluss zum Divertortarget ist, wird dieses Regime wärmeleitungslimitiertes (oder Conduction-limited) Regime genannt. Mit der höheren Plasmadichte gehen stark anwachsende intrinsische Divertor-Recyclingflüsse einher. Gleichzeitig ist die mittlere freie Weglänge der Neutralteilchen viel kleiner als beim Niedrig-Recycling-Regime, und die vom Target kommenden Neutralen werden kurz vor der

Divertorwand ionisiert. Reibungsverluste sind jedoch gegenüber der Ionisation weiterhin zu vernachlässigen, womit auch der Plasmaimpulsverlust weiterhin vernachlässigt werden kann ( $f_{mom} \approx 0$ ). Die auf der Divertorwand deponierte potentielle Energie ist immer noch klein gegenüber der kinetischen Energie ( $\epsilon_{pot} \ll k_B T$ ), weshalb die Gleichungen 3.4, 3.6 und 3.8 zu

$$k_B T_{tar} = 0,98 \cdot \frac{m \cdot q_{up}^{10/7} \cdot \kappa_0^{4/7}}{\gamma^2 \cdot n_{up}^2 \cdot L^{4/7}} \quad (3.15)$$

$$n_{tar} = 0,73 \cdot \frac{n_{up}^3 \cdot \gamma^2 \cdot L^{6/7}}{m \cdot q_{up}^{8/7} \cdot \kappa_0^{6/7}} \quad (3.16)$$

führen.

Die Plasmatemperatur am Target  $T_{tar}$  ist in diesem Regime stark von der Dichte des Hauptplasmas abhängig:

$$T_{tar} \propto \frac{1}{n_{up}^2}. \quad (3.17)$$

Eine weitere Erhöhung der zentralen Plasmadichte kann somit zu sehr niedrigen Plasmatemperaturen am Target führen, so dass in diesem Bereich der Ratenkoeffizient der Wasserstoffrekombination stark ansteigt (vgl. Abbildung 3.2).

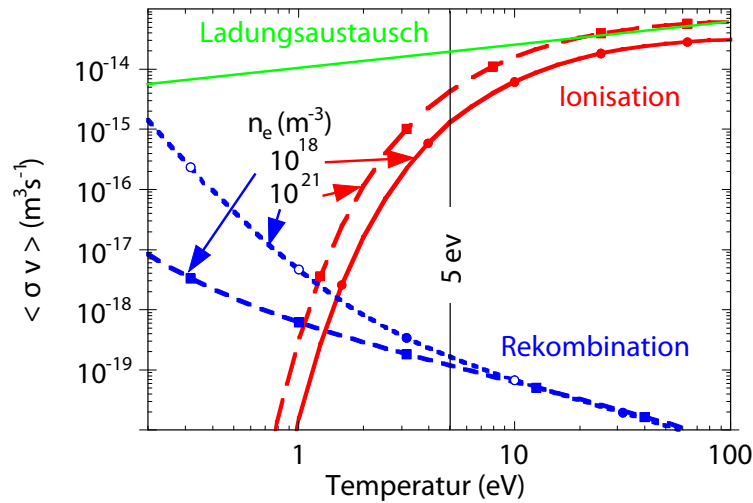


Abbildung 3.2: Ionisations-, Ladungsaustausch- und Rekombinationsraten für Wasserstoff als Funktion der Temperatur bei verschiedenen Dichten.

Wie die Gleichung 3.16 zeigt, geht mit dem Anstieg von  $n_{up}$  ein starker Anstieg der Plasmadichte am Target einher, was als Flussverstärkung bezeichnet wird:

$$n_{tar} \propto n_{up}^3. \quad (3.18)$$

### 3.2.3 Detachment

Eine weitere Erhöhung der upstream Dichte führt nach Gleichung 3.15 zu sehr niedrigen Temperaturen am Target ( $T_{tar} < 5\text{eV}$ ) und damit auch in der Recyclingzone, was dazu führt, dass in Gleichung 3.4 wegen  $T_r \ll T_{up}$  die Temperatur  $T_r$  vernachlässigt werden kann. Somit ergibt sich ein Zusammenhang zwischen der Temperatur  $T_{up}$  in der oberen Randschicht und der in sie fließenden Leistungsdichte  $q_{up}$ :

$$k_B T_{up} = 1,43 \cdot \left( \frac{q_{up} \cdot L}{\kappa_0} \right)^{2/7}. \quad (3.19)$$

Die Ionisationsrate der Neutralen nimmt in diesem Temperaturbereich stark ab und ist gegenüber den Reibungsprozessen zwischen Neutralteilchen und Ionen, die nun in Form von elastischen und Ladungsaustauschstößen an Bedeutung gewinnen (vgl. Abbildung 3.2), sehr klein.

Der Impulsverlustfaktor  $f_{mom}$  der bisher vernachlässigt wurde, muss nun in Gleichung 3.7 berücksichtigt werden. Dieser Impulsverlust und der mit ihm verbundene Druckgradient entlang der magnetischen Flussröhren ist der entscheidende Faktor für die Reduktion des Leistungs- und Teilchenflusses auf das Target [13]. Eine Kombination der Gleichungen 3.7, 3.10 und 3.19 führt zu

$$n_{up} = 0,99 \cdot q_{up}^{5/7} \cdot \left( \frac{\kappa_0}{L} \right)^{2/7} \cdot \left( \frac{1 - f_{rad}}{1 - f_{mom}} \right) \cdot \frac{(m \cdot k_B T_{tar})^{1/2}}{\gamma \cdot k_B T_{tar} \cdot (1 + M_{tar}^2) + \epsilon_{pot}}. \quad (3.20)$$

Diese Gleichung kann nicht nach  $T_{tar}$  aufgelöst werden, weshalb für das vollständig ausgeprägte Detachment keine geschlossene Lösung für die Plasmamparameter im Divertor angegeben werden kann. Die Gleichung 3.20 zeigt jedoch, dass Strahlungs- und Impulsverluste aneinander gekoppelt sind.

Unter den Bedingungen des Attachment ist es möglich, die Randschicht mit dem einfachen analytischen Zweipunktmodell zu beschreiben. In diesem Fall haben die Neutralteilchen keinen oder einen nur sehr geringen Einfluss auf die Impuls- und Energiebilanz. Die zum Magnetfeld parallelen Gradienten sind in diesem Falle sehr viel größer als die radialen Gradienten, was eine eindimensionale Behandlung des Problems gestattet. Beim Detachment sind dagegen beide Gradienten von derselben Größenordnung, was eine zweidimensionale Behandlung des Problems mit einem komplizierten Strömungsmuster der Teilchen erfordert.

### 3.3 Das Gastarget-Modell

In Gastargetexperimenten, bei denen das Detachmentverhalten des Plasmas in einem Labor-Divertor-Simulator untersucht wurde, konnte gezeigt werden, dass das Plasma durch ein Gastarget am Erreichen der Wand gehindert werden kann [25]. Die Verzögerung des Plasmas im Gastarget wurde auf elastische Stöße zwischen Neutralteilchen und Ionen zurückgeführt, welche sowohl die Energie als auch den Impuls des Plasmas abführen.

Stangeby entwickelte ein Modell des Gastargets bei genügend kleinen Temperaturen zur Beschreibung des Detachmentverhaltens [26, 27]. Grundlage dieses eindimensionalen Modells ist die Anzahl  $N$  von elastischen Stößen, die ein neutrales Atom in einer elastischen Stoßzone vor dem Target erfährt, bevor es ionisiert wird. Im Recyclingprozess von der Wand abgelöste Neutralteilchen erleiden beim Durchqueren dieser Zone elastische Stöße mit den anströmenden Ionen. Die damit verbundene Änderung der Bewegungsrichtung führt gemäß des zweiten Newtonschen Axioms und dem Impulserhaltungssatz zu einer Übertragung des Impulses der Ionen auf die Wand. Der elastischen Stoßzone schließt sich die Ionisationszone an, in der die rezyklierten Neutralteilchen ionisiert werden, woraufhin sie, aufgrund ihrer nun vorhandenen Ladung und der daraus resultierenden Bindung an das Magnetfeld, zurück zum Target strömen (vgl. Abbildung 3.3).

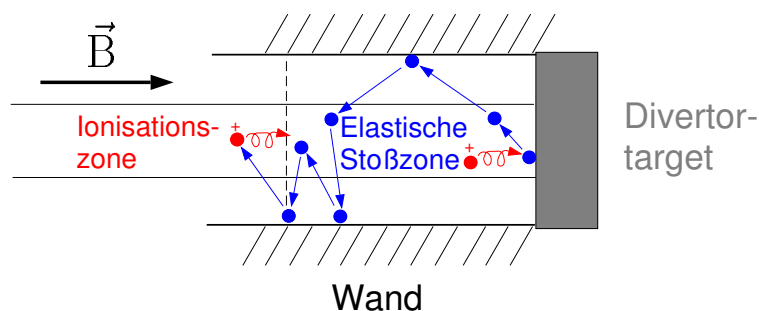


Abbildung 3.3: Schematische Darstellung zum Gastarget-Modell. Neutralteilchen (blau), die von der Wand kommen, durchqueren eine elastische Stoßzone. Durch Stöße mit den anströmenden Ionen (rot) wird deren Impuls auf die Wand übertragen. In der sich anschließenden Ionisationszone werden die rezyklierten Neutralteilchen ionisiert.

Aufgrund der ähnlichen Massen der Stoßpartner ist der Energieübertrag bei elastischen Stößen sehr effektiv, weshalb die Iontemperatur schnell auf die Temperatur der vom Target kommenden Neutralteilchen absinkt. In der Nähe des Targets strömen die Ionen bei Erreichen der Raumladungsschicht entsprechend dem Bohm-Kriterium [21] nahezu mit Schallgeschwindigkeit. Dann wird der durch elastische Stöße hervorgerufene Impulsverlust maximal. Um eine Verletzung des Bohm-Kriteriums zu vermeiden, ist ein zusätzliches elektrisches Feld  $E$  notwendig, welches die Ionen an der Schichtkante wieder auf Schallgeschwindigkeit

beschleunigt. Die ambipolar mitströmenden Elektronen werden von diesem Feld abgestoßen, weshalb die Elektronendichte  $n_e$  einer Boltzmann-Verteilung gehorcht:

$$n_e(x) = n_{up} \cdot \exp\left(-\frac{eEx}{k_B T_e}\right). \quad (3.21)$$

Dieser Effekt führt zu einer Reduktion der Elektronendichte in diesem Bereich um bis zu einen Faktor 2. Der sich aus dem Produkt von Plasmadichte und Strömungsgeschwindigkeit ergebende Plasmafluss auf das Target sinkt dann bei nur einem elastischen Stoß eines Neutralteilchens vor der Ionisation auf die Hälfte des ursprünglichen Wertes. Das Modell bietet also eine Erklärung für das Abfallen des Teilchenflusses auf des Target.

In einem realen Plasma sind jedoch nicht alle Stöße effektiv, das heißt nicht alle Stöße übertragen Ionenimpuls auf die Wand. Ein Stoß ist nur effektiv, wenn das Neutralteilchen nach seinem ersten Stoß mit einem Ion das Plasma verläßt, auf die Wandoberfläche trifft, dort den aufgenommenen Impuls und die aufgenommene Energie deponiert und anschließend ins Plasma zurückkehrt. Falls mehrere elastische Stöße vor der Wandberührung des Neutralteilchens stattfinden, sind die dem ersten Stoß nachfolgenden Stöße für die Impulsabfuhr wenig effektiv, da das Neutrale schon in etwa die Strömungsgeschwindigkeit und Temperatur der Ionen hat. Der optimale Energie- und Impulsübertrag findet durch alternierende elastische Stöße und Wandberührungen statt. Die Zahl der effektiven Stöße wird durch die freien Weglängen und durch die Divertorgeometrie bestimmt. Ist die mittlere freie Weglänge für elastische Stöße zwischen Ionen und Atomen  $\lambda_{i,n}$  in der Größenordnung der Ausdehnung des Divertor-Plasmas  $L_{div}$  und sind beide Größen klein gegen die Ionisationslänge  $\lambda_{ion}$ , wenn also

$$L_{div} \approx \lambda_{i,n} \ll \lambda_{ion} \quad (3.22)$$

gilt, ist nahezu jeder elastische Stoß effektiv im oben genannten Kontext.



# Kapitel 4

## Edge Localized Modes (ELMs)

In diesem Kapitel werden die Edge Localized Modes (ELMs) genannten magnetohydrodynamischen Instabilitäten vorgestellt, welche am Rand von sich in der H-Mode befindlichen Plasmen auftreten [30] und deren Verhalten mit der im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Diagnostik untersucht werden soll. ELMs führen zu einem schnellen (in der Größenordnung von mehreren hundert Mikrosekunden) Energie- und Teilchenverlust in der Randschicht eines Fusionsplasmas, wobei ein Großteil der ausgestoßenen Teilchen und Energie in den Divertor gelangt, dort mit den materiellen Strukturen wechselwirkt und diese unter Umständen stark erodiert, womit ein erster Grund für das Interesse an Untersuchungen von ELMs vorhanden ist. Durch den Effekt des Teilchenausstoßes kann das Teilcheninventar von H-Mode-Entladungen mit sich wiederholenden ELMs - sogenannten ELMy H-Mode-Entladungen - experimentell kontrolliert werden, womit ein weiterer Grund für das große Interesse an experimentellen Untersuchungen von ELMs gegeben ist. Da ELMs in vielen verschiedenen Fusionsexperimenten mit magnetischem Einschluss beobachtet werden, wird in der Literatur über eine Vielzahl von ELM-Phänomenen berichtet. In den zu diesem Kapitel gehörigen Abschnitten sollen ELMs daher zunächst phänomenologisch beschrieben und daraufhin klassifiziert werden. Abschließend werden Ansätze zur theoretischen Beschreibung sowie zur aktiven Kontrolle von ELMs, mit deren Hilfe die entwickelte Diagnostik entscheidend verbessert werden könnte, vorgestellt.

### 4.1 Phänomenologische Beschreibung von ELMs

In der Abbildung 4.1 sind die Zeitspuren der ASDEX Upgrade-Entladung 3703 vom Typ einer ELMy H-Mode dargestellt. Mit der Erhöhung der Heizleistung ( $P_{NBI}$ <sup>1</sup>) durch Neutralteilcheninjektion steigen sowohl die eingeschlossene Energie ( $W_{MHD}$ ) als auch die Dichte<sup>2</sup>

---

<sup>1</sup>NBI: Neutral Beam Injection

<sup>2</sup>linienintegriert mit einem DCN-Laser im Plasmazentrum gemessen

( $n_e$ ) bis zu einem bestimmten Wert an. Sobald im Divertor scharfe Peaks von  $D_\alpha$ -Emission ( $D_\alpha$ ) auftreten, steigen bei konstanter Heizleistung Plasmadichte und gespeicherte Energie weniger stark an, bevor sie auf einer mit der Energieeinschlusszeit von einigen 100 ms vergleichbaren Zeitskala annähernd konstant bleiben. Dies ist in einer ELM-freien H-Mode-Entladung nicht der Fall, da dort sowohl die Plasmadichte als auch der Verunreinigungsgehalt stetig steigen (vgl. Abschnitt 2.2). Die Peaks in der  $D_\alpha$ -Emission werden durch Edge Localized Modes hervorgerufen.

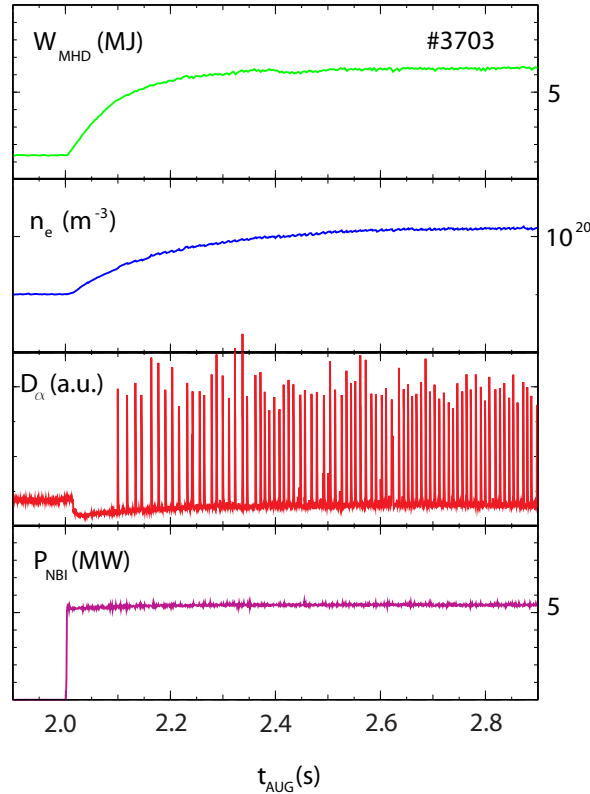


Abbildung 4.1: Stationäre Entladung vom Typ ELMy H-Mode in ASDEX Upgrade [30].

Obwohl dem Plasma konstant Heizleistung zugeführt wird, bleiben Dichte und Energieinhalt konstant, es muss also - allein aufgrund der Energieerhaltung - Leistung abgegeben werden, was nicht allein durch die abgestrahlte Leistung erklärt werden kann. Aufgrund der hohen Einschlusszeit in der H-Mode ist zur Erklärung der Stationarität des Plasmas weiterhin der Ausstoß von Verunreinigungen notwendig.

Edge Localized Modes führen phänomenologisch gesehen also zu einem Ausstoß von Energie und Teilchen sowie zu wiederholten starken Emissionen von Licht auf der Wellenlänge des  $D_\alpha$ -Übergangs im Divertor.

Anhand der Abbildung 4.2 kann verdeutlicht werden, dass das beschriebene Phänomen wirklich auf die Randschicht beschränkt, also „Edge Localized“ ist.

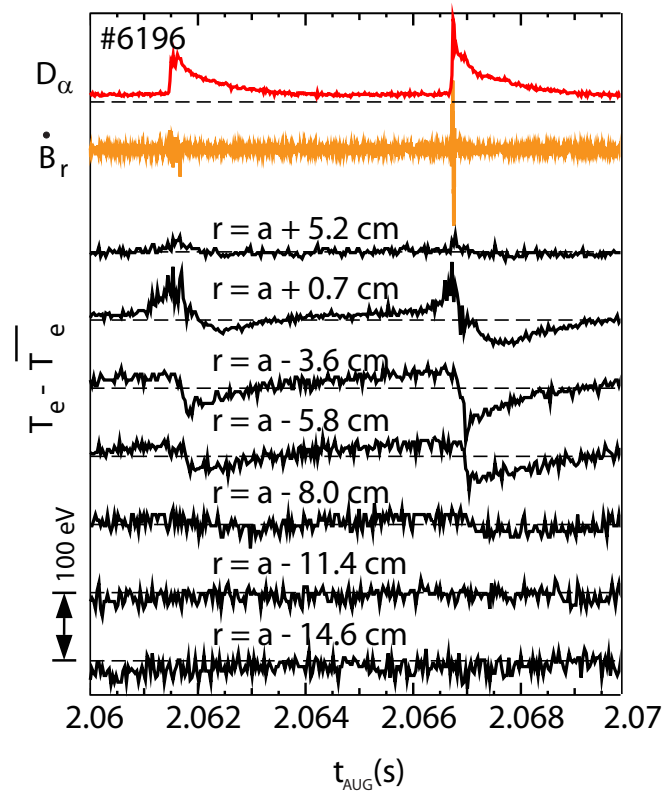


Abbildung 4.2: Zeitspuren der  $D_\alpha$ -Emission, der radialen Magnetfeldänderung und der Elektronentemperatur an verschiedenen Positionen zur Verdeutlichung der Lokalisierung des Phänomens auf die Randschicht (in Anlehnung an [30]).

In dieser, zeitlich deutlich feiner aufgelösten, Abbildung sind wiederum Zeitspuren verschiedener Signale der ASDEX Upgrade-Entladung 6196 aufgetragen. Unter der schon bekannten Intensität der  $D_\alpha$ -Emission ist die zeitliche Ableitung des radialen Magnetfeldes  $\dot{B}_r$  dargestellt. Es ist deutlich zu erkennen, dass bei einem Peak in der  $D_\alpha$ -Emission zeitgleich auch eine Störung des radialen Magnetfeldes auftritt, weshalb der Schluss naheliegt, dass dieser Effekt auf eine magneto hydrodynamische Instabilität zurückzuführen ist. Die restlichen Zeitspuren zeigen die zeitlichen Verläufe der Elektronentemperatur an verschiedenen - relativ zur Separatrix ( $r = a$ ) angegebenen - Positionen, welche durch Elektron-Zyklotron-Emissions-Messungen (ECE) erhalten wurden. Ausserhalb der Separatrix ( $r > a$ ) steigt die Elektronentemperatur während einer ELM, was darauf schliessen lässt, dass der schnelle, von ELMs hervorgerufene und nach aussen gerichtete Transport zu einem vorübergehenden Aufheizen des Plasmas in der Abschältschicht (Scrape Off Layer, SOL) führt. Innerhalb der Separatrix wird  $T_e$  in einem gewissen Abstand zu derselben nicht mehr beeinflusst, womit gezeigt ist, dass es sich um einen Vorgang handelt, der am Plasmarand stattfindet. In der

SOL ist eine ECE-Messung schwierig, weil das Plasma dort für die ECE-Emission nicht optisch dick ist [30]. Das ELM-Ereignis findet auf einer Zeitskala  $\leq 1$  ms statt, während die typischen ELM-Wiederhol frequenzen im Bereich  $10 \text{ Hz} \leq f_{ELM} \leq 200 \text{ Hz}$  liegen. Daher treten ELMs als kurze, voneinander getrennte Bursts auf. In der jüngeren Zeit wurden weitere Eigenschaften von ELMs entdeckt, wie zum Beispiel Filamentstrukturen [31], auf die in diesem Rahmen nicht eingegangen werden kann.

Besonderes Augenmerk in technologischer Hinsicht ist im Zusammenhang mit ELMs auf die Belastung des Targetmaterials durch Edge Localized Modes zu legen, da hier, zusätzlich zu den schon erwähnten Belastungen (vgl. Abschnitt 2.4), periodisch sehr hohe Teilchen- und Leistungsflüsse auftreten, welche zusätzliche Anforderungen an die Wandmaterialien stellen.

## 4.2 Klassifizierung von ELMs

Bisher werden drei verschiedene Arten von ELMs unterschieden [32]: Type-I, Type-II und Type-III ELMs. Als Unterscheidungskriterien dienen dabei die Gestalt der  $D_\alpha$ -Bursts, die Änderung der ELM-Frequenz mit der Heizleistung und das Ausmaß der Verschlechterung des Einschlusses.

- Type-I ELMs sind durch starke, isolierte  $D_\alpha$ -Bursts gekennzeichnet, weshalb sie auch als „Giant ELMs“ bezeichnet werden. Der Plasmarand befindet sich nahe am oder sogar über dem idealen Ballooning-Stabilitätslimit [33]. Mit steigender Heizleistung erhöht sich auch die ELM-Frequenz, und die Verschlechterung des Plasmaeinschlusses ist geringer als bei anderen ELM-Arten.
- Type-II ELMs treten nur in stark geformten Plasmen mit hoher Elongation und hoher Triangularität auf. Im Vergleich zu Type-I ELMs sind die  $D_\alpha$ -Bursts schwächer und die ELM-Frequenz höher, während der Einschluss vergleichbar gut bleibt. Aufgrund der starken Formung des Plasmas befindet sich dieses zwischen der sogenannten ersten und zweiten Ballooning-Stabilitätsregion [34].
- Type-III ELMs sind durch schwache, häufige  $D_\alpha$ -Bursts gekennzeichnet, weshalb sie auch als „Small ELMs“ bezeichnet werden. Im Gegensatz zu Type-I ELMs sinkt die ELM-Frequenz mit steigender Heizleistung. Weiterhin tritt eine stärkere Verschlechterung des Einschlusses als bei anderen ELM-Typen auf, während der Plasmadruck am Rand deutlich unterhalb des Ballooning-Stabilitätslimits liegt.

Type-II ELMs wurden an dieser Stelle nur der Vollständigkeit halber aufgeführt, da sie für diese Arbeit keine Rolle spielen, wird im folgenden nicht weiter auf sie eingegangen. Die Unterscheidung in Type-I und Type-III ELMs wurde in diesem Abschnitt auf sehr einfachem

Niveau getroffen. Eine sehr detaillierte Studie dieser ELM-Arten mitsamt Parameterstudien bezüglich Elektronentemperatur und -dichte wird in [35] gezeigt.

### 4.3 ELM-Modelle

Es gibt eine Gruppe von Modellen, die versucht, ELMs mit der idealen MHD-Theorie zu erklären. In dieser Theorie spielt die Resistivität nur auf großen Zeitskalen und vornehmlich zur Erklärung der Diffusion der toroidalen Stromdichte eine Rolle. Die ELM kann durch den Druckgradienten, den Gradienten der toroidalen Stromdichte oder durch beide erzeugt werden [35]. In dieser Arbeit werden nur Modelle aus dieser Gruppe betrachtet.

Aufgrund der frühen Untersuchungen von ELMs - vor allem wegen der Existenz und Größenordnung der Schwelle für den Druckgradienten sowie der Lokalisierung der magnetischen Störung an der Torusaussenseite (Low Field Side, LFS) - wurden diese den idealen Ballooning-Moden zugeordnet [33]. Diese Interpretation wird dadurch gestützt, dass ein Verhalten des Druckgradienten annähernd entsprechend der Voraussagen dieser Theorie experimentell beobachtet wird:

$$\frac{dp}{dr} \propto \frac{B_t^2}{q^2}, \quad (4.1)$$

was für eine gegebene Plasmakonfiguration eine starke Abhängigkeit vom Plasmastrom  $I_p$  impliziert, da

$$I_p \propto \frac{B_t}{q} \quad (4.2)$$

gilt.

Aus in [35] genannten Gründen abstrahiert dieses Modell jedoch zu stark von der Realität, weshalb es auf verschiedene Arten erweitert wurde, um quantitative Voraussagen unter realistischen Bedingungen zu erlauben.

Aufgrund der schon gezeigten Lokalisierung auf den Rand (vgl. Abbildung 4.2) war eine grundlegende Änderung der klassischen Ballooning-Theorie notwendig. Es wurde gezeigt, dass in diesem Fall eine andere Abhängigkeit von der Dichte ( $n^{-1/3}$  anstatt  $n^{-1/2}$  für Volumenmoden) auftritt [36]. Da die führende Ordnung für  $n \rightarrow \infty$  dadurch unverändert bleibt, ist garantiert, dass die konventionelle Ballooning-Theorie als vereinfachte Näherung benutzt werden kann. Da in Tokamaks das SOL-Plasma von nicht vernachlässigbarer Dichte ist, sollte die Separatrix jedoch nicht als Trennlinie zwischen Plasma und Vakuum, sondern als Grenze zwischen offenen und geschlossenen Feldlinien interpretiert werden. Der dadurch auftretenden Frage nach dem Einfluss der offenen Feldlinien auf Ballooning-Moden wurde in [37] nachgegangen. Dort konnte gezeigt werden, dass ein ähnliches Stabilitätskriterium wie im Fall geschlossener Feldlinien gilt. Auch andere Erweiterungen der idealen Ballooning Theorie führten nicht zu befriedigenden Ergebnissen, weshalb auf diese nicht eingegangen wird. Der geneigte Leser findet Referenzen hierzu in [35].

Da Ballooning-Moden - auch mit erweiterten Theorien - nicht in der Lage waren, die beobachteten Phänomene zu erklären, wurde die Kopplung von Moden als Erklärung in Betracht gezogen. Die Kopplung von Stromgradient-getriebenen Kink- und Ballooning-Moden wurde zum Beispiel in [38] untersucht. Diese Theorie sagt eine starke Abhängigkeit der ELM-Eigenschaften vom Sicherheitsfaktor am Plasmarand voraus, die experimentell nicht bestätigt werden konnte.

Experimentelle Untersuchungen des Precursor [39] genannten Phänomens magnetischer Störungen während ELM-Aktivität haben zu der Entwicklung eines Modells geführt, das auf einer Kopplung von Peeling- und Ballooning-Moden beruht [36]. In diesem Modell, das sich einer experimentellen Überprüfung leicht unterziehen lässt [35], ist es möglich, den zeitlichen Verlauf einer ELM-Periode qualitativ zu verstehen.

Die Abbildung 4.3 zeigt ein Stromdichte-Druckgradient-Diagramm für den Plasmarand, in dem die Stabilitätsgrenzen aus der Ballooning-Peeling-Theorie eingezeichnet sind (blaue Linie). Der stabile Parameterbereich wird durch die grüne Fläche gekennzeichnet. Weiterhin ist die Entwicklung der beiden Parameter während eines ELM-Zyklus dargestellt (rote Pfeile). Anhand dieses Schaubildes kann der ELM-Zyklus basierend auf dem Ballooning-Peeling-Modell erklärt werden. Zunächst wächst der normierte Druckgradient an (1). Da Transporteffekte auf kürzeren Zeitskalen stattfinden als resistive Effekte (s. o.), kann die Stromdichte am Rand nicht so schnell aufgebaut werden wie der Druckgradient, weshalb zunächst die von der Ballooning-Theorie dominierte Stabilitätsgrenze erreicht wird. Nach Erreichen dieser Grenze steigt die Stromdichte am Plasmarand auf der resisiven Zeitskala (2), was zu Instabilitäten mit starkem Peeling-Mode-Charakter und radial ausgedehnten Eigenmoden führen kann. Dadurch wird der ELM-Crash hervorgerufen (3). Als ELM-Crash bezeichnet man eine Phase magnetischer Turbulenz, in der es zu einer Wiederherstellung der Ausgangssituation kommen kann, während der Stromdichte, Teilchen und Energie ausgestoßen werden [40].

Die Analyse experimenteller ASDEX Upgrade-Gleichgewichte zeigt, dass in Type-I ELMy H-Mode-Plasmen die Stromdichte am Rand vom Bootstrap-Strom dominiert wird und dass Peeling-Moden für bestimmte Modenzahlen nicht stabil sind [41]. Nach der hier diskutierten Theorie sollte die kritische Stromdichte und damit auch der Druckgradient, der die kritische Stromdichte durch den Bootstrap-Effekt erzeugt, mit steigender Triangularität größer werden. Dieser Effekt konnte in ASDEX Upgrade experimentell nachgewiesen werden [42]. Obwohl dieses Modell Edge Localized Modes bei weitem nicht vollständig beschreiben kann, ist es doch das einfachste Modell, das in der Lage ist, einen qualitativen Zugang zu diesen Phänomenen zu erlauben. Deshalb wird im folgenden weiter mit diesem Modell gearbeitet. Eine Übersicht über weitere ELM-Modelle ist in [43] zu finden.

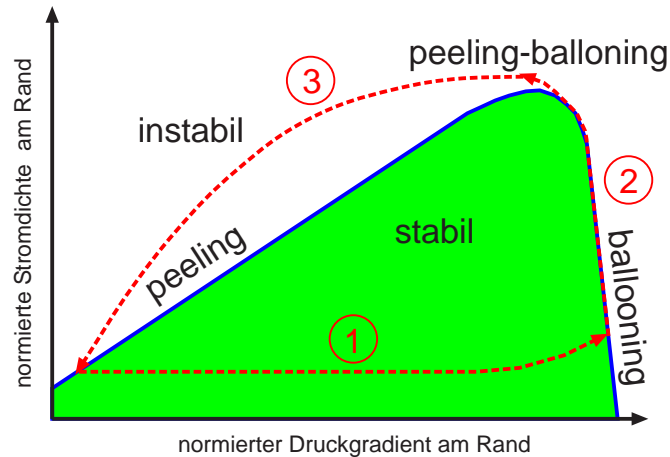


Abbildung 4.3: Vergleich zwischen der Entwicklung von Plasmaparametern während eines ELM-Zyklus und den durch das Ballooning-Peeling-Modell vorgegebenen Stabilitätsgrenzen nach [40].

Die Abbildung 4.4 dient der weiteren Verdeutlichung des ELM-Zyklus nach dem Ballooning-Peeling-Modell. Dazu sind die Separatrix (grün), der räumliche Druckverlauf (orange) und das  $D_\alpha$ -Signal (rot) zu vier verschiedenen Zeitpunkten während des Zyklus aufgetragen. Die schwarz gestrichelten Linien in den Druckverlauf-Diagrammen zeigen jeweils das Ballooning-Stabilitätslimit. Zum ersten Zeitpunkt ist das Plasma gut eingeschlossen und der Druckgradient unkritisch. Entsprechend Pfeil (1) aus der Abbildung 4.3 steigt nun der Druckgradient, bis er das Stabilitätslimit erreicht. Diese Situation ist im zweiten Teil dargestellt, wo der violette Bereich den Teil des Plasmarandes anzeigt, in dem das Plasma instabil wird. Diese latente Instabilität wird nicht direkt durch den Druckgradienten destabilisiert, sondern (z. B.) durch den Bootstrap-Strom, welcher aber vom Druckgradienten getrieben wird. Dies entspricht dem Pfeil (2) aus der Abbildung 4.3. Im dritten Teil der Abbildung 4.4 ist der Zeitpunkt zu sehen, an dem die Stabilitätsgrenze der Peeling-Mode überschritten wird und Teile des Plasmarandes nicht weiter eingeschlossen werden. Durch den Ausstoß von Teilchen und Energie kommt es zu einer Verringerung des Druckgradienten, wie es Pfeil (3) in der Abbildung 4.3 zeigt. Der vierte Teil zeigt, was mit dem ausgestoßenen Plasma geschieht. Es wandert entlang der Separatrix durch die Abschältschicht (SOL) und trifft im Divertor auf die Targetplatten, wobei das für ELMs charakteristische  $D_\alpha$ -Signal erzeugt wird.

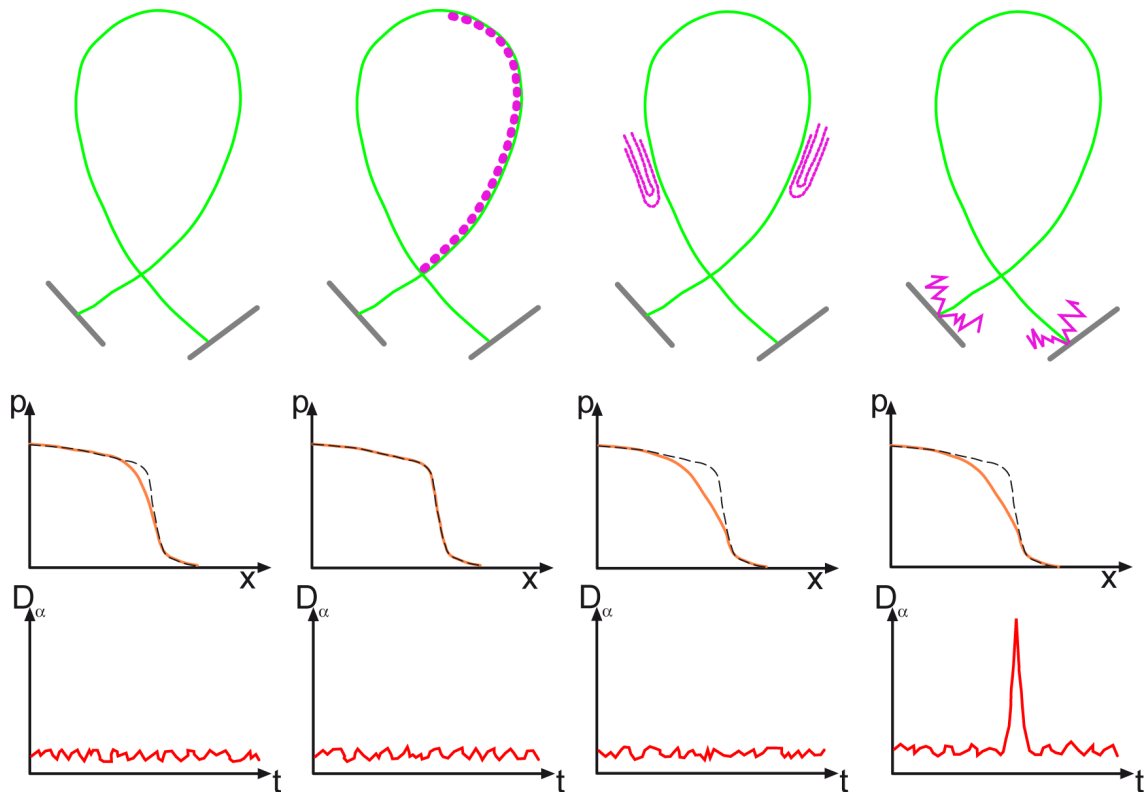


Abbildung 4.4: Schematische Darstellung der zeitlichen Entwicklung von ELMs im Ballooning-Peeling-Modell zusammen mit dem Verlauf des Druckprofils und der Zeitabhängigkeit der  $D_\alpha$ -Strahlung.

## 4.4 Aktive ELM-Kontrolle

Obwohl ELMs schon seit langem mit großem Engagement untersucht werden, ist - nicht zuletzt aufgrund mangelnder experimenteller Daten mit ausreichender räumlicher und zeitlicher Auflösung - noch kein umfassender Erklärungsansatz vorhanden, mit dem ELM-Effekte auch quantitativ vorhergesagt werden können. Trotz dieser enormen Unsicherheit innerhalb der theoretischen Modellierung ist es möglich, experimentell Einfluss auf Edge Localized Modes zu nehmen. Dies ist im Kontext dieser Arbeit in doppelter Hinsicht interessant. Zum einen könnte - wie im Abschnitt 9.1 beschrieben wird - mit der aktiven ELM-Kontrolle eine entscheidende Verbesserung der entwickelten Diagnostik erreicht werden. Zum anderen kann mit dem entwickelten System das Verhalten der aktiv ausgelösten ELMs untersucht und damit die ELM-Kontrolle hinsichtlich Materialbelastung und Abfuhr von Verunreinigungen sowie Heliumasche optimiert werden.

In den folgenden Unterabschnitten werden die beiden geläufigsten Methoden zur aktiven ELM-Kontrolle vorgestellt.



### 4.4.1 Definiertes Auslösen von ELMs durch Pellets

Die Injektion von Pellets genannten kleinen (Größenordnung  $mm^3$  [44]) kubischen Gebilden aus gefrorenem Deuterium wurde ursprünglich entwickelt, um Brennstoff in einem zukünftigen Reaktor nachfüllen zu können [45]. Da sich diese Methode bisher als sehr erfolgversprechend erwiesen hat, ist ihr Einsatz bei ITER geplant [46]. Die Idee ist dabei, die Pellets bei kryogenen Temperaturen auf Geschwindigkeiten im Bereich von 1 km/s [44] zu beschleunigen und in das Plasma einzuschleusen. Dort werden diese natürlich schnell erhitzt, zerfallen in Atome, und die Atome werden ionisiert. Aufgrund Ihrer hohen Geschwindigkeit und der Zeitkonstanten, die die genannten Effekte benötigen, erreicht dennoch eine signifikante Menge von Teilchen den zentralen Plasmabereich, in dem die Fusionsprozesse stattfinden, sodass eine Nachlieferung von Deuterium im relevanten Bereich gelingt. Eine tragende Rolle spielt dabei der Leidenfrost-Effekt [47], aufgrund dessen sich beim Kontakt mit dem heißen Plasma ein thermisch isolierendes Dampfpolster um ein Pellet bildet und dieses vor direktem Wärmeübertrag aus dem heißen Plasma schützt. Die Wärme, welche trotz der isolierenden Wirkung durch das Dampfpolster gelangt, führt zur Verdampfung von weiterem Deuterium und damit zur Erhaltung der isolierenden Schicht (sofern noch genügend Deuterium vorhanden ist). Der Aufbau des an ASDEX Upgrade verwendeten Systems zur Pelletinjektion ist in der Abbildung 4.5 dargestellt.

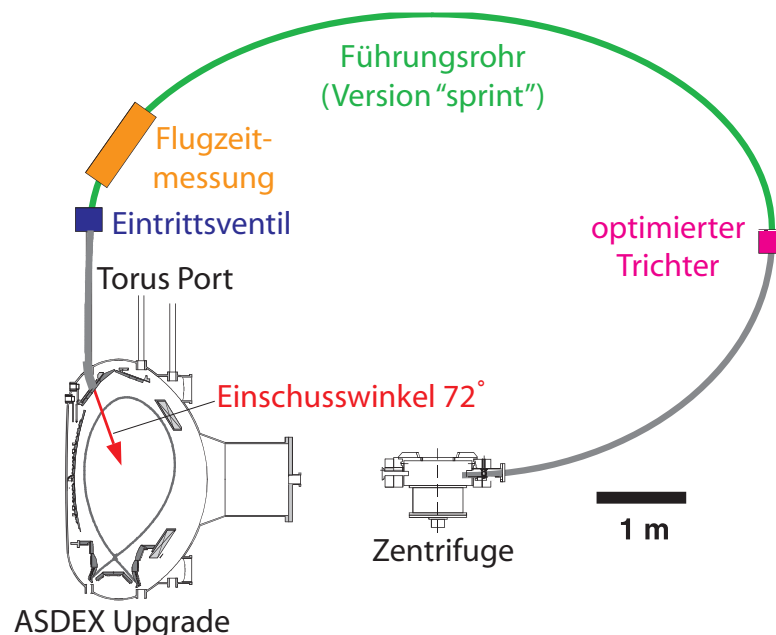


Abbildung 4.5: Schematischer Aufbau des Pellet-Injektionssystems an ASDEX Upgrade nach [48].

Die Pellets werden in einer Zentrifuge beschleunigt und in die vom Torus abgewandte Richtung abgefeuert, wonach sie eine nahezu elliptische Bahn durchlaufen, bis sie auf der Hochfeldseite in den Torus eintreten. Es konnte gezeigt werden, dass die Injektion auf der Hochfeldseite (HFS) deutliche Vorteile hat [49], weshalb dieser komplizierte Aufbau notwendig ist. Die von den Pellets zu durchlaufende elliptische Schleife besteht aus drei Teilen: einem Trichter, mit dem die aus der Zentrifuge austretenden Pellets eingesammelt werden, einem Führungsrohr, in das ein Diagnostikteil integriert ist und einem Segment, das die Verbindung mit dem Torus über einen Port herstellt. Durch die Benutzung dieses Ports ist der poloidale Einschusswinkel mit  $72^\circ$  relativ zur horizontalen Mittelebene gegeben. Das Führungssystem zwingt die Pellets durch Ausnutzung der verminderten Reibung zwischen Pellet und Führung aufgrund des Leidenfrost-Effektes (es bildet sich ein Deuterium-Dampfpolster beim Kontakt mit dem Rohr) auf eine vorgegebene 17 m lange Trajektorie, ohne dass die Pellets einer übermäßigen Querschleunigung ausgesetzt werden [48].

Die grundlegende Idee, welche hinter der Kontrolle von Edge Localized Modes durch Pelletinjektion (ELM-Pacemaking) steckt, beruht darauf, die Parameter so zu wählen, dass spontane ELM-Aktivitäten vollständig unterdrückt werden, was bedeutet, dass ausschließlich durch Pellets ausgelöste ELMs auftreten. Notwendige Bedingung hierfür ist, dass ELMs zuverlässig von Pellets ausgelöst werden und dass die Pelletfrequenz ausreichend hoch ist, um einen stationären H-Mode-Betrieb zu gewährleisten. Es konnte gezeigt werden, dass jedes Pellet, das in eine solche Type-I ELMy H-Mode-Entladung injiziert wurde, genau eine Edge Localized Mode auslöst, wobei die minimale Pelletgröße deutlich unterhalb von  $10^{19}$  Deuteronen liegt, was gering genug ist, um Abkühleffekte des Plasmas durch die injizierten Pellets in einem vertretbaren Rahmen zu halten. Die Tatsache, dass in das Plasma eingeschossene Pellets ELMs auslösen, ist damit zu erklären, dass sich durch die Ablation der Deuteronen der Dichtegradient aufsteilt und das Balloning-Stabilitätslimit überschritten wird (vgl. Abbildung 4.4). Bezüglich der Pelletfrequenz ( $f_{Pel}$ ) wurde für die Übernahme der Kontrolle über die ELMs experimentell die Bedingung

$$f_{Pel} > 1,5 \cdot f_{ELM}^0 \quad (4.3)$$

gefunden.  $f_{Pel}$  muss dazu also größer sein als der eineinhalbfache Wert der natürlichen ELM-Frequenz ohne Pellets  $f_{ELM}^0$  [44].

Wie die Abbildung 4.6 zeigt, ist es an ASDEX Upgrade gelungen, die vollständige Kontrolle über Edge Localized Modes zu erlangen.

In der Abbildung sind die ELM-Frequenz (schwarze Punkte) und der Anteil durch Pellets erzeugter ELMs (rote Dreiecke) für verschiedene Pelletfrequenzen aufgetragen. Pellets wurden nur im gelb hinterlegten Zeitintervall injiziert. Der gewünschte Fall ausschließlich durch Pellets erzeugter ELMs wird jeweils durch die orangenen Linien gekennzeichnet. Für eine Pelletfrequenz von 20,8 Hz ist deutlich zu erkennen, dass der Anteil durch Pellets aus-

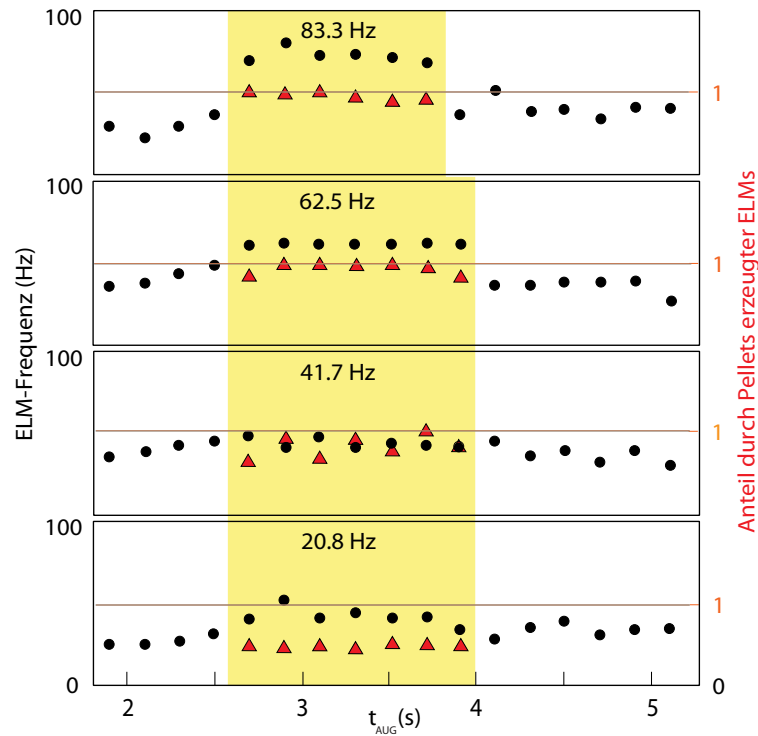


Abbildung 4.6: ELM-Frequenz und Anteil durch Pellets erzeugter ELMs für verschiedene Pelletfrequenzen nach [44].

gelöster ELMs unter 1 liegt, es treten also noch spontane ELMs auf. Dies ist nicht weiter verwunderlich, da die natürliche ELM-Frequenz  $f_{ELM}^0$  bei etwa 30 Hz liegt und damit Bedingung 4.3 nicht erfüllt ist. Bei einer Pelletfrequenz von 41,7 Hz sinkt der Anteil spontaner ELMs deutlich, womit man näher an den gewünschten Zustand vollständiger ELM-Kontrolle heranrückt. Dieser Zustand völliger Kontrolle der ELMs wird bei einer Pelletfrequenz von 62,5 Hz erreicht. Hier ist Gleichung 4.3 erfüllt, und die ELM-Frequenz ist gleich der Pelletfrequenz, da jedes Pellet eine ELM auslöst und keine spontanen ELMs mehr auftreten. Eine weitere Erhöhung der ELM-Frequenz durch Steigerung der Pelletfrequenz ist möglich, wie der oberste Teil der Abbildung illustriert. Hier wird die technisch maximal mögliche Pelletfrequenz von 83,3 Hz benutzt. Da das Injektionssystem an den Grenzen seiner Leistungsfähigkeit nicht mehr zuverlässig funktioniert, liegt die tatsächliche Frequenz aufgrund fehlender Pellets nur im Bereich von 70 Hz. Diese Experimente haben gezeigt, dass die ELM-Frequenz durch Pelletinjektion vollständig extern kontrolliert werden kann und dass dies zumindest im Frequenzbereich

$$1.5 \cdot f_{ELM}^0 < f_{Pel} < 3 \cdot f_{ELM}^0 \quad (4.4)$$

möglich ist, wobei die obere Grenze bislang allein durch die technischen Gegebenheiten beschränkt ist [44].

Der Einfluss der aktiven ELM-Kontrolle durch Pelletinjektion auf die Parameter einer Plasmaentladung (hier ASDEX Upgrade-Entladung 17488) ist in der Abbildung 4.7 dargestellt.

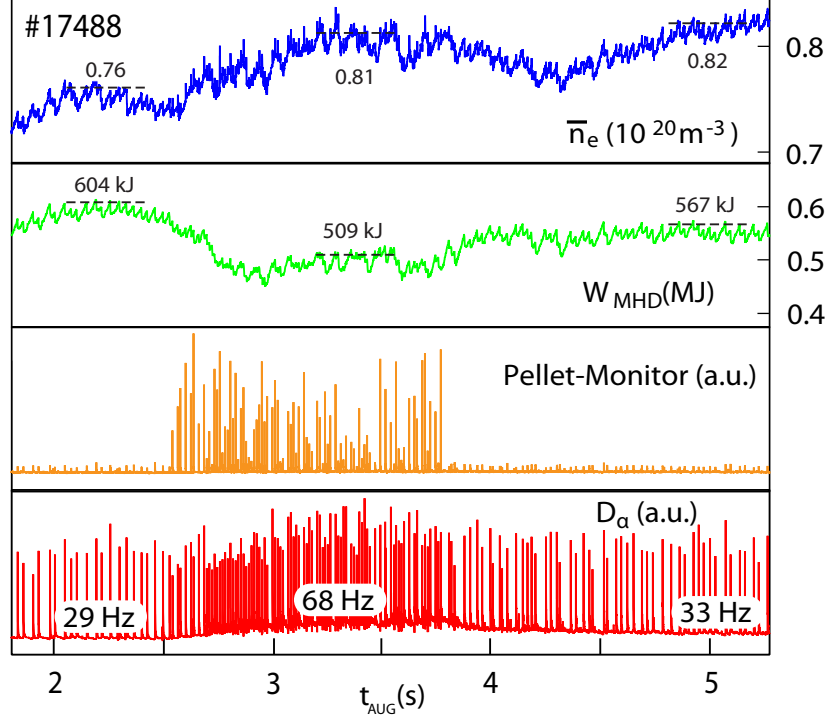


Abbildung 4.7: Entwicklung von Dichte, eingeschlossener Energie und ELM-Frequenz während der ASDEX Upgrade-Entladung 17488 [44].

Die Abbildung zeigt die zeitliche Entwicklung der Entladung mit einer Phase, in der die ELM-Frequenz durch Pelletinjektion ( $f_{Pel} = 83,3 \text{ Hz}$ ) eingestellt werden sollte. Vor dieser Phase wurde als Referenz kein externer Einfluss auf die ELMs genommen. Als zweite Referenz wurde dem Plasma nach der Pellet-Phase durch einen Gas-Puff von  $\Gamma_{Gas} = 7 \cdot 10^{21} \text{ s}^{-1}$  ein Teilchenfluss zugefügt, der jenem, welcher zuvor durch Pelletzugabe entstand, vergleichbar war [44]. Bezüglich der (blau dargestellten) Dichte  $n_e$  kann ein vergleichbarer Effekt von Pelletinjektion und Gas-Puff beobachtet werden. Beide führen zu einer Erhöhung der Dichte, wobei in der Gas-Puff-Phase die ELM-Frequenz nur unwesentlich erhöht wird. Wie an der eingeschlossenen Energie  $W_{MHD}$  (grün) zu sehen ist, führt die externe Erhöhung der ELM-Frequenz  $f_{ELM}$  zu einer Verschlechterung des Einschlusses. Dabei fällt die Verringerung des Energieeinschlusses bei Erhöhung der ELM-Frequenz durch Gas-Puff zwar weniger groß aus (ca. 6% im gezeigten Fall) als bei der kontrollierten Erhöhung der ELM-Frequenz durch Pelletinjektion, bleibt jedoch auch dort in einem moderaten Rahmen (ca. 16% im gezeigten Fall) [44]. Wie die Abbildung zeigt, stellt sich (bei konstanter Heizleistung) bei

extern erhöhter ELM-Frequenz ein Gleichgewicht ein, was bedeutet, dass die pro ELM deponierte Leistung deutlich sinkt<sup>3</sup>. Dies ist eine sehr attraktive Eigenschaft, da auf diese Weise die Spitzenbelastungen des Targetmaterials durch ELMs deutlich sinken und die Lebenszeit der Materialien stark erhöht wird [44].

#### 4.4.2 Magnetische ELM-Kontrolle

Eine weitere Möglichkeit zur aktiven Einflussnahme auf ELMs besteht in der magnetischen Triggerung, welche an TCV<sup>4</sup> [50] entwickelt wurde [51] und auch an ASDEX Upgrade demonstriert werden konnte [52]. Bei dieser Art der ELM-Kontrolle wird das Plasma periodisch auf und ab bewegt („wobbling“), wie die Abbildung 4.8 illustriert.

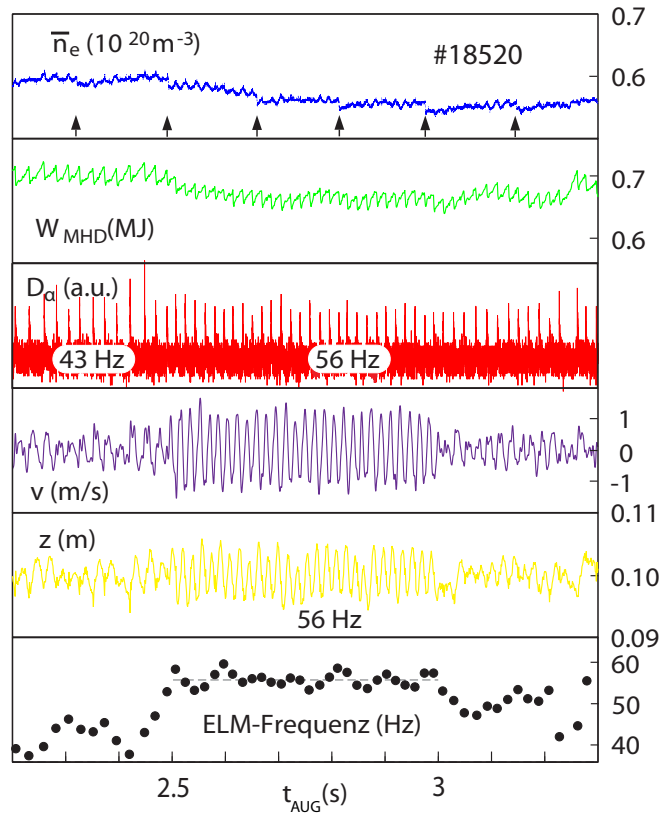


Abbildung 4.8: Anhebung der ELM-Frequenz durch periodische Bewegung des Plasmas in z-Richtung durch Veränderung des Magnetfeldes [52].

<sup>3</sup>Da dieselbe Leistung zugeführt wird und sich die Strahlungsleistung nicht signifikant ändert, bleibt auch die Verlustleistung durch ELMs annähernd gleich, verteilt sich aber aufgrund der höheren ELM-Frequenz auf mehr ELM-Ereignisse, womit der Energieübertrag pro ELM sinkt.

<sup>4</sup>Tokamak à Configuration Variable

Bei dem gezeigten Experiment wurde das in [54] beschriebene Steuerungssystem benutzt, das eine Kontrolle der Plasmaposition und -form erlaubt. Als Aktuatoren dienen die zehn Poloidalfeldspulen (PF). Die zehn langsamen (Reaktionszeit 20 ms) Vertikalfeldspulen befinden sich ausserhalb des Systems von Toroidalfeldspulen (TF) und somit in einiger Entfernung zum Plasma, weshalb jede dieser Spulen einen globalen Einfluss auf die Plasmageometrie hat. Innerhalb des TF-Systems befinden sich zwei schnelle (Reaktionszeit 1 ms) Spulen zur Kontrolle der vertikalen Plasmaposition. Die Gefäßwand dient als stabilisierendes Passivelement. Als vertikale Plasmaposition  $z(t)$  wird die für den Zeitpunkt  $t$  berechnete Vertikalposition des Plasmastromzentrums benutzt. Die dem Kontrollsystem als Zielwert für den Zeitpunkt  $t$  angegebene vertikale Plasmaposition wird mit  $z_r(t)$  bezeichnet.  $v(t)$  gibt die vertikale Geschwindigkeit der Plasmabewegung an. Die Genauigkeit des an ASDEX Upgrade vorhandenen Kontrollsystems bezüglich der Plasmageometrie beträgt ca. 5 mm.

Als Entladungstyp wurde eine Type-I ELMy H-Mode mit einer natürlichen ELM-Frequenz von 40 Hz gewählt. Die „wobbling“-Frequenz betrug 56 Hz, und die Amplitude (peak to peak) der angeforderten Vertikalverschiebung belief sich auf 10 mm.

Wie am  $D_\alpha$ -Signal zu erkennen ist, steigt die ELM-Frequenz mit Beginn des „wobbling“ nahezu instantan auf die „wobbling“-Frequenz an und hält diesen Wert für die Dauer der periodischen Plasmabewegung (0,5 s). Nach der „wobbling“-Periode sinkt die ELM-Frequenz wieder auf ihren ursprünglichen Wert. Die im untersten Teilbild aufgetragene ELM-Frequenz für die  $n$ -te ELM wurde nach

$$f_{ELM}^n = \frac{2}{t_{ELM}^{n+1} - t_{ELM}^{n-1}} \quad (4.5)$$

berechnet, wobei  $t_{ELM}^{n+1}$  der Zeitpunkt der nachfolgenden und  $t_{ELM}^{n-1}$  der Zeitpunkt der vorhergehenden Edge Localized Mode ist. Die mit Pfeilen gekennzeichneten Einbrüche in der Dichte (oberstes Teilbild) werden nicht durch ELMs, sondern durch Sägezahninstabilitäten [55] hervorgerufen.

Um zu einem tieferen Verständnis zu gelangen, welche Effekte bei der Bewegung des Plasmas zum Auslösen von Edge Localized Modes führen, sind in der Abbildung 4.9 neben der Dichte und der gespeicherten Energie die angeforderte Vertikalposition, die tatsächliche Vertikalposition und die zugehörige Vertikalgeschwindigkeit des Plasmas sowie die Wahrscheinlichkeit des Auftretens einer ELM ( $P_{ELM}$ ) über einer deutlich kürzeren Zeitskala als in der Abbildung 4.8 aufgetragen. Die gezeigten Daten wurden durch phasenkorrelierte Mittelung über  $z_r(t)$  erhalten, wobei  $\Delta t = 0$  den Zeitpunkt charakterisiert, an dem  $z(t)$  die Gleichgewichtslage bei  $z = 0,1$  m von oben her überschreitet.

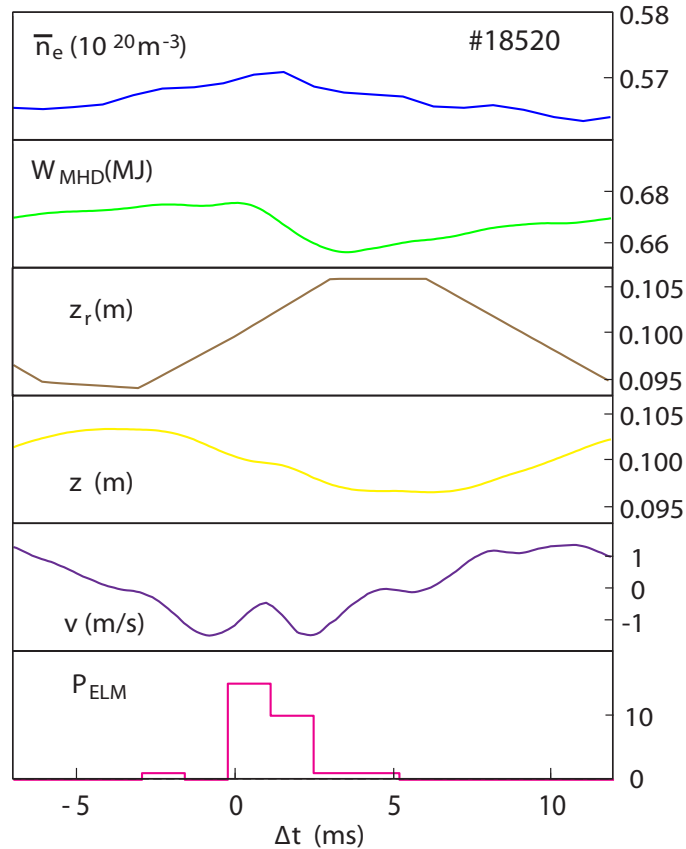


Abbildung 4.9: Analyse zum Verständnis des Auslösemechanismus von ELMs bei magnetischer Triggerung [52].

Aufgrund der Verzögerung durch das Steuerungssystem wird die angeforderte Plasmalage nach 9 ms erreicht, womit sich ein nahezu invertiertes Verhalten von tatsächlicher Plasmalage zur angeforderten Position ergibt. Weiterhin ist die tatsächliche Amplitude geringfügig kleiner als angefordert. Die Wahrscheinlichkeitsverteilung für ein ELM-Ereignis zeigt einen einzelnen signifikanten Peak, der zeitlich mit dem Erreichen der maximalen Geschwindigkeit für die Abwärtsbewegung des Plasmas zusammen fällt. Daraus kann gefolgert werden, dass die Abwärtsbewegung einen destabilisierenden Einfluss auf das Plasma hat, während die Aufwärtsbewegung eine stabilisierende Wirkung zu haben scheint. Ein weiterer Effekt, den diese Abbildung zeigt, ist der Einfluss einer ausgelösten ELM auf die Plasmabewegung. Indem die ELM kurzzeitig die Abwärtsbewegung bremst, wirkt sie der dem Plasma aufgezwungenen Bewegung entgegen. Ein tieferes Verständnis, warum die Abwärtsbewegung des Plasmas in ASDEX Upgrade ELMs auslöst ist bislang nicht vorhanden. Eine Frage, die bisher völlig unklar ist und die auf eine hohe Komplexität dieses Problems schließen lässt, erwächst aus der Tatsache, dass die Situation an TCV gerade umgekehrt ist. Dort wirkt die Aufwärtsbewegung des Plasmas destabilisierend und die Abwärtsbewegung stabilisierend [52].

Die Abbildung 4.10 zeigt die Kombination der beiden bislang vorgestellten Möglichkeiten zur aktiven Kontrolle von ELMs. In dem gezeigten Experiment wurde eine Bewegungsfrequenz des Plasmas von  $f_{mot} = 55,6$  Hz und eine Pelletfrequenz von  $f_{Pel} = 62,5$  Hz gewählt. Die Zeitspuren zeigen die Pelletüberwachung (Pellet-Monitor), die angeforderte Vertikalposition des Plasmazentrums, die tatsächliche Vertikalposition des Plasmazentrums, die zugehörige Geschwindigkeit der Vertikalbewegung und das  $D_\alpha$ -Signal. Durch das verwendete Timing-Schema wird der Bewegungszyklus des Plasmas innerhalb von 144 ms (grau hinterlegter Bereich) genau einmal durch Pellets mit einer Sampling-Rate von 2 ms „abgetastet“.

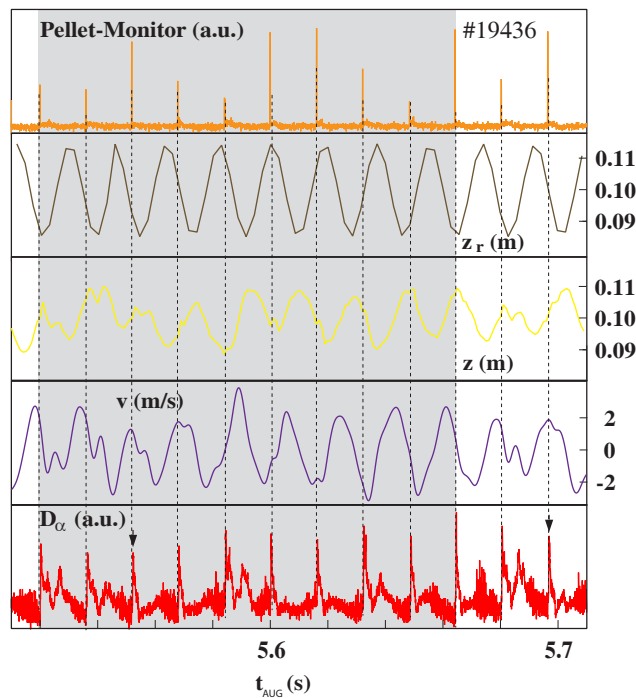


Abbildung 4.10: Kombination von ELM-Pacemaking durch Pellets und „wobbling“ [53].

Es ist deutlich zu erkennen, dass die Pellets den dominanten Auslösemechanismus darstellen. Die kombinierte ELM-Frequenz liegt mit  $f_{comb} = 73,9$  Hz dennoch über den Frequenzen der beiden Auslösemechanismen. Auch im Falle des „wobbling“ löst jedes Pellet unabhängig von der aktuellen Vertikalgeschwindigkeit eine ELM aus (gestrichelte Linien), selbst dann, wenn  $v$  nahe am Maximalwert für die Aufwärtsbewegung ist (durch Pfeile im Teilschaubild für das  $D_\alpha$ -Signal kenntlich gemacht), wo man die maximale Stabilisierung durch „wobbling“ vermutet. Im Gegensatz dazu löst das magnetische Triggern nur dann eine ELM aus, wenn die maximale Destabilisierung (durch maximale Abwärtsbewegung) zwischen zwei durch Pellets ausgelösten ELMs auftritt. In der Nähe von ELMs, welche durch Pellets ausgelöst wurden, können keine ELMs durch „wobbling“ ausgelöst werden.



# Kapitel 5

## Laser-induzierte Fluoreszenz (LIF)

Nachdem im vorangegangenen Kapitel Edge Localized Modes als die Phänomene vorgestellt wurden, deren Untersuchung das Ziel der in dieser Arbeit entwickelten Diagnostik ist, wird in diesem Kapitel mit der Laser-induzierten Fluoreszenz das Messverfahren vorgestellt, auf dem das Diagnostiksystem beruht.

Neben der Fusionsforschung stellt die Erforschung von Niedertemperaturplasmen für die technische Anwendung [56] das zweite große Feld der Plasmaphysik dar. Auf beiden Gebieten erfordert die Forschung und Weiterentwicklung ein detailliertes Studium der Plasmaparameter. In den vergangenen Jahrzehnten wurden viele Techniken zur Plasmadiagnostik entwickelt, von denen jede den Zugang zu einem oder mehreren Plasmaparametern gestattet, wobei jedoch keine in der Lage ist, ein Plasma vollständig zu charakterisieren. Daher müssen für eine vollständige Charakterisierung eines Plasmas stets verschiedene Diagnostiken verwendet werden, zu denen unter anderem elektrische und magnetische Sonden [57], Massenspektrometrie [58], Emissions- und Absorptionsspektroskopie [59] sowie Laserbasierte Techniken [60] gehören.

Die am häufigsten angewandte dieser Techniken ist zweifelsohne die optische Emissionsspektroskopie (OES). Diese sehr empfindliche, berührungsfreie, einfach anzuwendende und relativ günstige in-situ-Diagnostik, welche auf der Spektralanalyse der Abregungsstrahlung einer angeregten Spezies beruht, wird in allen Feldern der Plasmaphysik benutzt, da sie bei der Detektion von Atomen, Radikalen, Molekülen und (nicht vollständig ionisierten) Ionen gute Dienste leistet. Allerdings sind mit OES nur angeregte Zustände zugänglich, die vor allem bei Niedertemperaturplasmen deutlich geringer besetzt sind als die Grund- und metastabilen Zustände. Ein weiterer Nachteil der OES liegt in der räumlichen Auflösung, da die Ergebnisse stets sichtlinienintegriert sind, was nur durch aufwendige numerische Verfahren wie z.B. die Abel-Inversion oder Tomographie-Techniken unter bestimmten Voraussetzungen eliminiert werden kann.

Eine der an Niedertemperaturplasmen am häufigsten verwendeten Laser-gestützten Diagnostikmethoden ist die Laser-induzierte Fluoreszenz [61], bei der typischerweise eine bestimmte Spezies mit einem durchstimmbaren Laser aus dem Grundzustand durch einen erlaubten Übergang in einen angeregten Zustand überführt wird. Aus der anschließend auftretenden Fluoreszenzstrahlung beim Übergang zwischen dem angeregten und einem energetisch tieferliegenden Zustand, der offensichtlich wiederum den optischen Auswahlregeln gehorchen muss, können Informationen über das Vorhandensein der untersuchten Spezies, deren relative und (sofern die Diagnostik kalibriert ist) absolute Konzentration, ihre Temperatur und/oder kinetische Energie sowie über andere Plasmaparameter wie z.B. das elektrische Feld gewonnen werden [62]. Im Gegensatz zu schweren Atomen, bei denen die Anregung aus dem Grundzustand meist schon im UV stattzufinden hat, übersteigt bei leichten Atomen, welche für die Fusionsforschung relevant sind, die Energiedifferenz zwischen Grundzustand und dem ersten angeregten Niveau oft die Photonenenergie, die von herkömmlichen Farbstofflasern erzeugt werden kann. Sofern es die technischen Gegebenheiten zulassen, kann in solchen Fällen mit Zweiphotonen-Absorptions-LIF (TALIF<sup>1</sup>) [63] oder Frequenzvervielfachung [64] der vom Farbstofflaser [65] erzeugten Strahlung gearbeitet werden. In dem hier vorgestellten Experiment ist aus später aufgeführten Gründen keines dieser beiden Vorgehen möglich, weshalb von der gängigen Praxis der Anregung aus dem Grundzustand abgewichen und aus einem angeregten Zustand weiter angeregt werden muss.

## 5.1 Theorie der Laser-induzierten Fluoreszenz

Laser-induzierte Fluoreszenz kann als zweistufiger Prozess verstanden werden (vgl. Abb. 5.1). Zunächst wird ein Übergang einer Spezies von einem Niveau  $|i\rangle$  auf ein energetisch höher liegendes Niveau  $|k\rangle$  durch resonante Absorption ( $h\nu_{Laser} = E_k - E_i$ ) selektiv angeregt (dicker Pfeil). Danach relaxiert der angeregte Zustand durch spontane Emission von Fluoreszenzstrahlung ( $h\nu_{LIF} = E_k - E_j$ ) in den vollen Raumwinkel zu energetisch tiefer liegenden Niveaus  $|j\rangle$ , wobei die Übergänge wieder den optischen Auswahlregeln genügen müssen (dünne Pfeile).

Es gibt nun zwei grundsätzliche Arten der LIF-Spektroskopie:

- Bei der Aufnahme eines Fluoreszenzspektrums wird der Laser konstant auf einer Übergangswellenlänge der zu untersuchenden Spezies gehalten, und per Durchstimmen der Wellenlänge eines Spektrometers werden die erlaubten Dipolübergänge, welche von dem angeregten Niveau ausgehen, bestimmt.

---

<sup>1</sup>Two-photon absorption laser-induced fluorescence

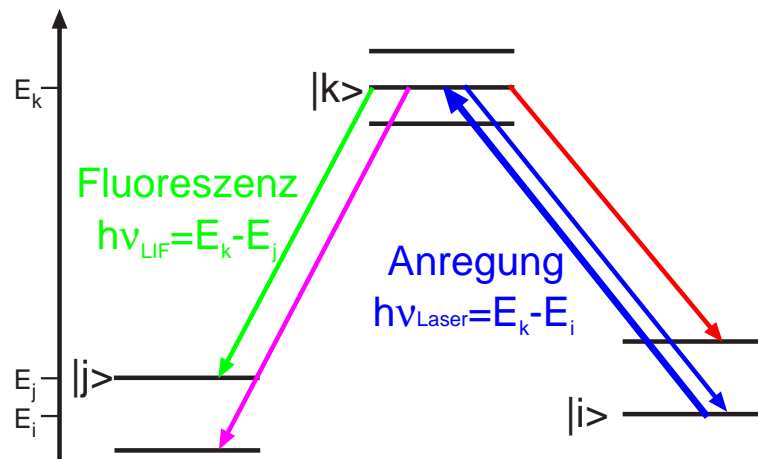


Abbildung 5.1: Schematische Darstellung zur Laser-induzierten Fluoreszenz. Mit einem schmalbandigen Laser wird selektiv ein erlaubter Dipolübergang von einem Niveau zu einem energetisch höher liegenden Niveau angeregt (dicker blauer Pfeil). Von diesem Niveau aus erfolgt die Relaxation im allgemeinen durch verschiedene Dipolübergänge (dünne Pfeile).

- Zur Aufnahme eines Anregungsspektrums wird die Laserwellenlänge durchgestimmt, während das Fluoreszenzsignal durch ein optisches Filter oder ein Spektrometer mit geringer Auflösung detektiert wird. Die Fluoreszenz kann nur dann bestimmt werden, wenn die Wellenlänge des Lasers der resonanten Anregung vom Niveau  $|i\rangle$  zu  $|k\rangle$  entspricht. In diesem Falle kann eine hohe spektrale Auflösung erzielt werden, da diese nur von der spektralen Breite des Lasers und jener der Absorptionslinie abhängt (vgl. Abbildung 5.2).

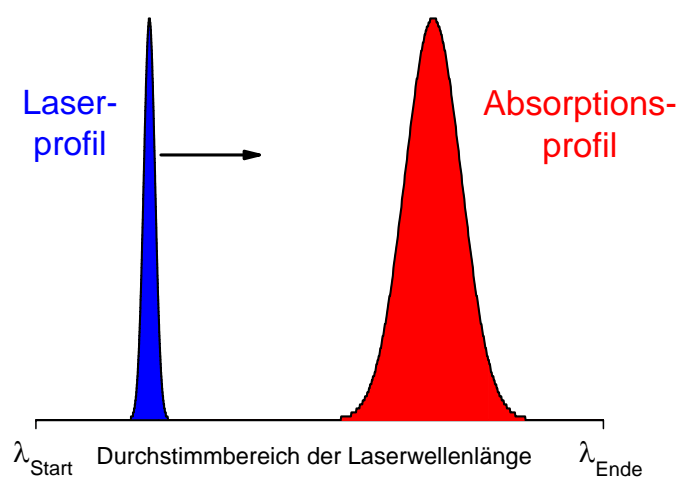


Abbildung 5.2: Schematische Darstellung zur Anregungsspektroskopie.

Für die Intensität eines LIF-Signals gilt

$$I_{LIF} \propto A_{kj} \cdot n_k, \quad (5.1)$$

wobei  $A_{kj}$  den Einsteinkoeffizienten für die spontane Emission  $|k\rangle \rightarrow |j\rangle$  und  $n_k$  die Besetzung des angeregten Niveaus  $|k\rangle$  angibt. In einem vereinfachten 3-Niveau-Modell ( $|i\rangle, |j\rangle, |k\rangle$ ) gilt für die Bilanzgleichung

$$\frac{dn_k}{dt} = \left( n_i - \frac{g_i}{g_k} \cdot n_k \right) \cdot B_{ik} \cdot I_{Laser} - n_k \cdot (Q_k + A_k). \quad (5.2)$$

$n_i$  gibt die Besetzungsdichte des Niveaus an, aus dem angeregt wird,  $g_i$  und  $g_k$  sind die statistischen Gewichte der Zustände  $|i\rangle$  und  $|k\rangle$ ,  $B_{ik}$  steht für den Einsteinkoeffizienten der Absorption und  $I_{Laser}$  repräsentiert die Laserintensität, die sich aus der Zahl der an der Anregung beteiligten Photonen und der Photonenenergie  $h\nu_{Laser}$  ergibt. Die Entvölkerung des Zustandes  $|k\rangle$  durch Stöße wird durch  $Q_k = \sum_l q_l P_l$  beschrieben, wobei  $q_l$  die Quenchingkonstante und  $P_l$  den Partialdruck der Spezies  $l$  angeben.  $A_k$  ist die Summe aller erlaubten spontanen Relaxationswahrscheinlichkeiten des Zustandes  $|k\rangle$  zu tieferen Niveaus, die der inversen mittleren Strahlungslebensdauer des Zustandes  $|k\rangle$  entspricht. Bei Messungen, die auf einer Zeitskala  $t > t_{Laser}$  (Dauer des Laserpulses) stattfinden, können zwei Situationen auftreten:

Bei geringer Laserintensität ist das LIF-Signal der Besetzung  $n_i$  und der Laserintensität gemäß

$$I_{LIF} = K \cdot B_{ik} \cdot I_{Laser} \cdot n_i \cdot \frac{A_{kj}}{Q_k + A_k} \quad (5.3)$$

proportional, wobei  $K$  einen Faktor angibt, der die Geometrie und die Verluste des optischen Abbildungs- und Detektionssystems beschreibt. In der Praxis ist es sehr schwer, diesen Faktor zu bestimmen. Eine Möglichkeit besteht in der Kalibration mittels Rayleigh-Streuung [66]. Eine Abschätzung mit typischen Werten führt zu einer Nachweisempfindlichkeit der Laser-induzierten Fluoreszenz von ca.  $10^5 - 10^6$  Teilchen  $cm^{-3}$  [63].

Bei hoher Laserintensität kann der  $|i\rangle \rightarrow |k\rangle$  Übergang während des Laserpulses sättigen. Die Besetzung  $n_k$  wird dann so groß, dass Laser-induzierte Abregung ( $|k\rangle \rightarrow |i\rangle$ ) auftritt, welche die Besetzungsdichten der Zustände  $|i\rangle$  und  $|k\rangle$  ins Gleichgewicht bringt. In diesem Falle hat eine weitere Erhöhung der Laserintensität keinen Einfluss mehr auf die Besetzungsdichte  $n_k$ . Es gilt dann

$$n_k = n_i \cdot \frac{g_i}{g_k}, \quad (5.4)$$

und die Intensität des LIF-Signals hängt gemäß

$$I_{LIF} = K \cdot n_i \cdot \frac{g_k}{g_i} \cdot \frac{A_{kj}}{Q_k + A_k} \quad (5.5)$$

von  $n_i$  ab.

Ist der Laserpuls deutlich kürzer als die Strahlungslebensdauer des durch den Laser angeregten Zustandes  $|k\rangle$ , genügt ein Zwei-Niveau-Modell, um das optische Pumpen des oberen Zustandes während des Laserpulses zu beschreiben. Für die Dichte der Spezies im angeregten Zustand  $n_k(\Delta t_{Laser})$  am Ende des Laserpulses mit der Dauer  $\Delta t_{Laser}$  gilt in diesem Falle

$$n_k(\Delta t_{Laser}) = \frac{g_k}{g_i + g_k} \cdot \frac{S}{S + 1} \cdot n_i \cdot \{1 - \exp[-(S + 1) \cdot A_{kj} \cdot \Delta t_{Laser}]\}. \quad (5.6)$$

Der Sättigungsparameter

$$S = \frac{g_i + g_k}{g_k} \cdot \frac{1}{A_{ki}} \int_{\nu} B_{ik}(\nu) \cdot u_{Laser}(\nu, r) d\nu \quad (5.7)$$

beinhaltet die Faltung des spektralen Absorptionskoeffizienten  $B_{ik}(\nu)$  mit der spektralen Energiedichte des Lasers  $u_{Laser}(\nu, r)$ , welche von der radialen Position  $r$  im Laserstrahl abhängt. Während der Fluoreszenzdauer, die im Vergleich zur Pulsdauer des Lasers lang ist, muss ein 3-Niveau-System mit allen strahlungsabhängigen und strahlungsunabhängigen Verlusttermen des Niveaus  $|k\rangle$  betrachtet werden. Sofern die Detektion der Fluoreszenzphotonen sofort nach dem Laserpuls beginnt, ist das LIF-Signal durch

$$\begin{aligned} I_{LIF} &= \frac{K}{4\pi} \cdot \int_{x=0}^{x=L_s} \int_A \int_{t=0}^{\Delta t} n_k \cdot (\Delta t_{Laser} \cdot A_{kj} \cdot e^{-t/\tau}) dt dA dx \\ &= \frac{K}{4\pi} \cdot L_s \cdot A_{kj} \cdot n_i \cdot \frac{g_k}{g_i + g_k} \cdot \tau \cdot (1 - e^{-\Delta t/\tau}) \int_a \frac{S}{S + 1} [1 - e^{-(S+1) \cdot A_{ki} \cdot \Delta t}] dA \end{aligned} \quad (5.8)$$

gegeben.  $\Delta t$  ist dabei die Zeit, während der das Signal aufsummiert wird,  $L_s$  die Länge des Detektionsvolumens, und  $\tau$  steht für die effektive Lebenszeit des angeregten Niveaus  $|k\rangle$ , wobei Diffusionsverluste aus dem Beobachtungsvolumen berücksichtigt werden. Die räumliche Verteilung der Laserenergie wird in Gleichung 5.8 durch die Integration  $\int_a dA$  über den Querschnitt  $A$  berücksichtigt. Um die absolute Dichte der Spezies im Zustand  $|i\rangle$  zu erhalten, kann Gleichung 5.8 zu

$$I_{LIF} = K \cdot n_i \cdot F \quad (5.9)$$

umgeschrieben werden. Die Bevölkerungsdichte kann somit bei bekanntem  $K$  und  $F$  bestimmt werden. Wie schon erwähnt wurde, kann  $K$  durch Rayleigh-Streuung ermittelt werden.

## 5.2 LIF an Fusionsexperimenten

Aufgrund der zu Beginn dieses Kapitels schon erwähnten Probleme bei der Anregung aus dem Grundzustand für fusionsrelevante Elemente gibt es bisher noch an keinem der führenden Fusionsexperimente eine auf LIF basierende Standarddiagnostik. An ASDEX wurde in den frühen 80er Jahren des 20. Jahrhunderts Laser-induzierte Fluoreszenz zur Untersuchung von aus den Divertor-Platten ausgelösten Titanatomen benutzt [67]. Das verwendete System hatte einen optischen Zugang zum Vakuum über ein Fenster und verwendete von einem Farbstofflaser generiertes Licht der Wellenlänge 294,19 nm zur Anregung der Titanatome aus dem Grundzustand. Das Fluoreszenzsignal wurde im Sichtbaren bei 445,3 nm beobachtet [68]. Obwohl die Anregung im ultravioletten Wellenlängenbereich erfolgte, war sie technisch relativ einfach realisierbar, da Licht erst für Wellenlängen kleiner als 200 nm von der Luft absorbiert wird und bei 300 nm Quarzfenster mit hohen Transmissionswerten zur Verfügung stehen. Etwa zur gleichen Zeit wurde ebenfalls an ASDEX versucht, LIF-Messungen an atomarem Wasserstoff zu machen, wobei die Anregung aus dem Grundzustand erfolgen sollte [69]. Die benötigten Photonen mit einer Wellenlänge von 121,6 nm (Lyman- $\alpha$ ) wurden dabei durch Frequenzverdreifung aus einem Farbstofflaser gewonnen. Das System hatte ebenfalls einen direkten optischen Zugang über ein Fenster, die Strahlführung musste im Gegensatz zu dem System zur Detektion von Titan jedoch im Vakuum erfolgen, da die Lyman- $\alpha$ -Wellenlänge tief im Vakuum-UV liegt. Am Vakuumgefäß wurde ein nur 2 mm dickes  $MgF_2$ -Fenster benutzt. Mit dem System konnten zwar einige Messungen gemacht werden, aufgrund der enormen Komplexität und hohen Störanfälligkeit wurde es jedoch aufgegeben und für das Nachfolgeexperiment ASDEX Upgrade nicht geplant. Ebenfalls in den 80er Jahren des letzten Jahrhunderts begannen an TEXTOR<sup>2</sup> [70] Bemühungen, an Fusionsplasmen Wasserstoffatome per Laser aus dem Grundzustand anzuregen, welche bis heute andauern [71]. Der experimentelle Aufbau gleicht dem an ASDEX, auch hier wird das Licht eines Farbstofflasers durch Frequenzverdreifung auf die Lyman- $\alpha$ -Wellenlänge transformiert, wobei die Verdreifungszelle direkt an das Vakuumgefäß angeschlossen ist. Obwohl an TEXTOR seit mehr als zwanzig Jahren an dem Verfahren geforscht wurde, ist es noch immer nicht soweit entwickelt, dass ein standardmäßiger Betrieb möglich wäre. Wie in Kapitel 6 beschrieben wird, mussten bei der im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Diagnostik sowohl Anregung als auch Beobachtung der Fluoreszenzstrahlung über Lichtleitersysteme erfolgen. Da es keine Lichtwellenleiter gibt, die bei Wellenlängen im Bereich von Lyman- $\alpha$  transmittieren, besteht keine Möglichkeit, Wasserstoff- bzw. Deuteriumatome aus dem Grundzustand anzuregen. Wie in der Abbildung 5.3 dargestellt ist, besteht jedoch die Möglichkeit, auf der  $D_\alpha$ -Wellenlänge bei 656,107 nm aus einem angeregten Zustand ( $n=2$ ) weiter anzuregen ( $n=3$ ).

<sup>2</sup>Tokamak EXperiment for Technology Oriented Research

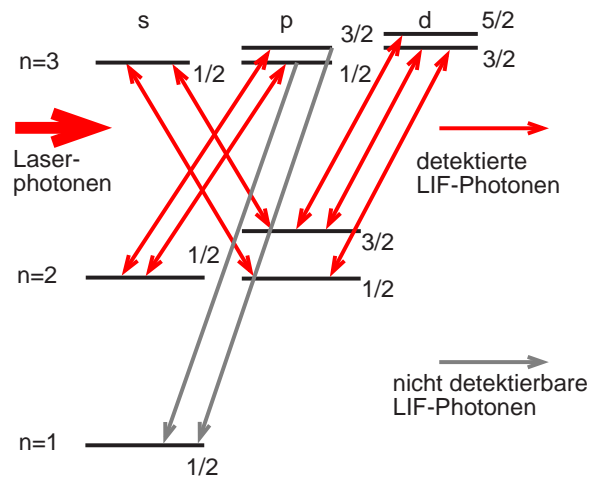


Abbildung 5.3: Termschema der möglichen Anregungs- und Abregungskanäle bei der für Deuterium benutzten Wellenlänge.

Die Feinstruktur ist nur der Vollständigkeit halber dargestellt. Aufgrund der Verbreiterung der Übergänge bei den im Divertor herrschenden Bedingungen kann davon ausgegangen werden, dass selbst mit einem extrem schmalbandigen Laser alle erlaubten Übergänge des  $D_\alpha$ -Überganges angeregt werden. Weiterhin kann angenommen werden, dass die Stoßfrequenz der Schwerteilchen hoch genug ist, um eine Besetzung der Niveaus mit gleicher Hauptquantenzahl entsprechend den statistischen Gewichten zu gewährleisten [72]. Insbesondere zur theoretischen Betrachtung der Fluoreszenz können die oberen Niveaus ( $n=3$ ) daher zu einem effektiven Niveau mit einer effektiven Lebensdauer zusammengefasst werden.

Es wäre von Vorteil, wenn die grau eingezeichneten Übergänge (Lyman- $\beta$ ) beobachtet werden könnten. Die Wellenlänge dieser Übergänge liegt jedoch bei 102,57 nm und damit im für Lichtwellenleiter nicht übertragbaren Bereich des Vakuum-UV. Um dennoch Messungen machen zu können, bleibt nur die Möglichkeit, das Fluoreszenzsignal auf der selben Wellenlänge zu detektieren, auf der die Anregung stattfindet. Dies ist zwar anspruchsvoll, aber aufgrund der Kürze der verwendeten Laserpulse und der Lebensdauer des effektiven oberen Niveaus möglich. Da man im allgemeinen an der Grundzustandsdichte des neutralen Deuteriums interessiert ist, wird neben einer Absolutkalibration des Systems eine Stoß-Strahlungs-Modellierung benötigt, für welche die Elektronentemperatur bekannt sein muss. Die Information über die Elektronentemperatur muss eine andere Diagnostik liefern, z.B. die Langmuir-Sonden.

Für das Element Helium, welches besonders in Hinblick auf ITER, DEMO [73] und ein eventuelles kommerzielles Fusionskraftwerk von essentieller Bedeutung ist, da es als Produkt der Fusionsprozesse [3] anfällt (Heliumasche) und aus dem Hauptplasma entfernt werden muss, ist die Anregung des neutralen Atoms aus dem Grundzustand noch schwieriger als für Wasserstoff, da die maximale Wellenlänge für eine solche Anregung bei 58,4 nm [74] und damit weitaus tiefer im Vakuum-UV als Lyman- $\alpha$  liegt. Nach den Erfahrungen der letzten Jahrzehnte mit der Anregung von Wasserstoff aus dem Grundzustand in Fusionsanlagen und den nochmals deutlich gesteigerten Anforderungen für Helium ist nicht davon auszugehen, dass kurz- bis mittelfristig an einem Fusionsexperiment eine LIF-Diagnostik für die Anregung von Helium aus dem Grundzustand entwickelt werden kann.

Bei der in dieser Arbeit entwickelten Diagnostik besteht wieder die zusätzliche Schwierigkeit, dass sowohl Anregung als auch Beobachtung auf Wellenlängen erfolgen müssen, die über Lichtwellenleiter übertragbar sind. Unter den vorhandenen Nebenbedingungen erschien der in der Abbildung 5.4 dargestellte Übergang, bei dem mit einer Wellenlänge von 667,815 nm aus einem metastabilen Niveau angeregt wird, am erfolgversprechendsten.

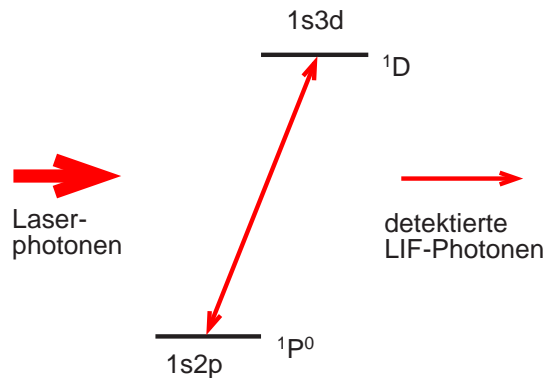


Abbildung 5.4: Termschema der möglichen Anregungs- und Abregungskanäle bei der für Helium benutzten Wellenlänge.

Im Gegensatz zur in der Abbildung 5.3 dargestellten Situation gibt es nur einen strahlenden Abregungskanal aus dem angeregten Niveau. Analog zur Situation bei Deuterium ist die Fluoreszenzwellenlänge jedoch wieder der Anregungswellenlänge gleich und somit vergleichsweise kompliziert zu detektieren. Ausserdem ist neben einer Absolutkalibration des Systems wiederum eine Stoß-Strahlungs-Modellierung notwendig, um die Grundzustandsdichte bei bekannter Elektronentemperatur zu bestimmen.



# Kapitel 6

## Experimenteller Aufbau

Nachdem in den vorangegangenen Kapiteln die theoretischen Grundlagen vorgestellt wurden, werden in diesem Kapitel der experimentelle Aufbau der Diagnostik, deren Entwicklung sowie die computergestützte Automatisierung des kompletten Systems gezeigt. Abschnitt 6.1 behandelt das benutzte Lasersystem, die entwickelte Optik zur Einkopplung der Laserpulse in einen Lichtwellenleiter sowie die Transmission zu ASDEX Upgrade. In Abschnitt 6.2 werden die in ASDEX Upgrade eingebauten optischen Komponenten vorgestellt, die sowohl für die Anregung durch Laserpulse als auch für die Detektion der Fluoreszenzsignale mehrere Sichtlinien zur Verfügung stellen. Anschließend wird in Abschnitt 6.3 das auf Photomultiplierteknik basierende Detektionssystem beschrieben, worauf der Abschnitt 6.4 über das System zur exakten Bestimmungen von Zeitmarken für die generierten Laserpulse folgt, mit dem es möglich ist, die Ergebnisse der Diagnostik mit anderen an ASDEX Upgrade vorhandenen Meßsystemen zeitlich zu korrelieren. Im abschließenden Abschnitt 6.5 wird über das Zusammenspiel der Teilsysteme, die gemeinsame Steuerung und die Automatisierung des Gesamtsystems berichtet.

### 6.1 Lasersystem zur Anregung

Das Herzstück eines jeden auf Laser-induzierter Fluoreszenz basierenden Experimentes ist das Lasersystem, welches zur Erzeugung der benötigten Wellenlängen und Intensitäten verwendet wird. Für die entwickelte Diagnostik wurden zwei Laser benutzt, ein frequenzverdoppelter Nd:YAG-Laser vom Typ Continuum PowerLite 7000 [75] aus dem Jahre 1993 als Pumplaser und ein durchstimmbarer Farbstofflaser vom Typ Sirah Cobra Stretch [76] mit zwei Verstärkerstufen (Vor- und Hauptverstärker). Die wichtigsten technischen Daten beider Laser sind in den Tabellen 6.1 und 6.2 aufgeführt.

Fundamentalwellenlänge	1064 nm
Repetitionsfrequenz	10 Hz
Spezifizierte Pulsenergie (1064 nm)	600 mJ
Gemessene Pulsenergie (1064 nm)	350 mJ
Verdopplerkristall	KDP
Wellenlänge nach Frequenzverdopplung	532 nm
Spezifizierte Pulsenergie (532 nm)	300 mJ
Gemessene Pulsenergie (532 nm)	170 mJ
Spezifizierte Pulslänge (532 nm)	5 – 7 ns
Gemessene Pulslänge (532 nm)	9 ns

Tabelle 6.1: Technische Daten des verwendeten Continuum PowerLite 7000 Nd:YAG-Lasers mit Frequenzverdopplung [75].

Wie in der Tabelle 6.1 leicht zu erkennen ist, erreichte der verwendete Pumplaser weder bezüglich der Pulslänge noch der Pulsenergie seine spezifizierten Werte. Dies ist zum einen auf defekte Optiken im Laser und zum anderen auf massive elektrische und elektronische Probleme im Netzgerät und der Steuerlogik zurückzuführen. Aufgrund des schlechten Zustandes, in dem der Laser übernommen wurde und den fehlenden Mitteln zur Anschaffung eines verlässlichen Ersatzes, musste das Gerät im Laufe der Arbeit fortwährend repariert werden, was lange Ausfallzeiten der gesamten Diagnostik mit sich zog. Obwohl auf die Steuerung und Automatisierung der Diagnostik erst in Abschnitt 6.5 eingegangen wird, sei an dieser Stelle schon angemerkt, dass die für die Kommunikation zu einem Rechner in dem Steuergerät des Nd:YAG-Lasers zuständige Logik bei Übernahme des Gerätes schon zerstört war und deshalb eine eigene Steuerung für den Pumplaser samt Schnittstelle zu einem PC entwickelt und gebaut werden musste. Die Abbildung 6.1 zeigt dieses Gerät.

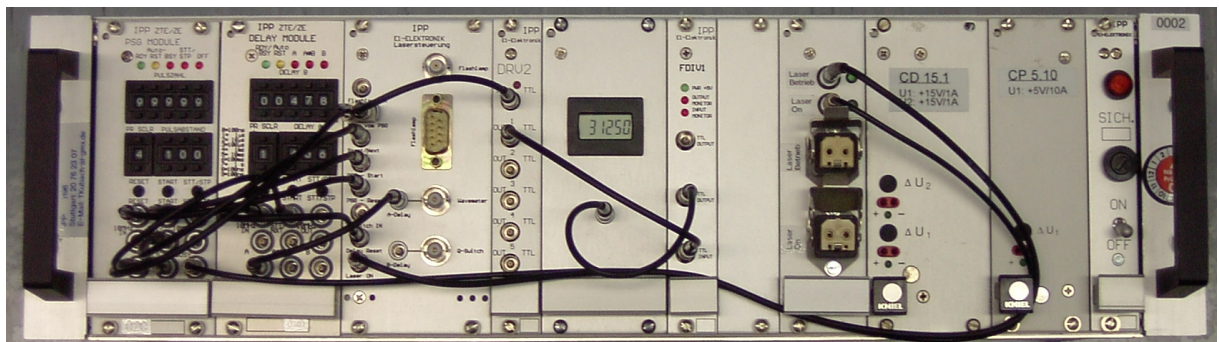


Abbildung 6.1: Eigenentwickeltes Steuergerät für den verwendeten Nd:YAG-Laser.

Im wesentlichen benötigt das Netzgerät des Lasers zwei Triggersignale vom Steuergerät (auf Handshake-Mechanismen, Keep-alive-Signale u.ä. sei hier nicht eingegangen), eines für die Blitzlampe, welche die Energie für den Laserpuls liefert, und - mit einer definierten zeitlichen Verzögerung - ein zweites, welches den sogenannten Q-Switch [65] öffnet, womit der

im Resonator gebildete Lichtpuls dann austreten kann. Die Abbildung 6.2 illustriert schematisch die Funktionsweise des Steuergerätes.

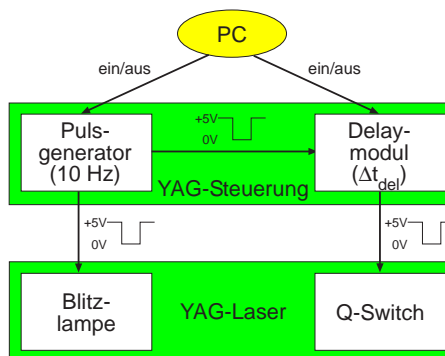


Abbildung 6.2: Schematische Darstellung des entwickelten Steuergerätes für den Nd:YAG-Laser.

Aufgrund der technischen Auslegung des Netzgerätes und der Resonatorkühlung darf die Blitzlampe mit einer Frequenz von maximal 10 Hz betätigt werden. Die Generierung der entsprechenden Triggerpulse übernimmt ein Pulsgeneratormodul, das fest auf 10 Hz eingestellt ist und vom Rechner ein- und ausgeschaltet werden kann. Das Triggersignal für die Blitzlampe ist ein Rechteckpuls, der für  $10 \mu\text{s}$  von +5 V auf 0 V abfällt. Dieses Signal läuft dann in ein Verzögerungsmodul, das sofern es vom Rechner aktiviert wurde, nach einer am Gerät fest eingestellten Verzögerungszeit den Triggerpuls für den Q-Switch generiert, welcher die selbe Gestalt wie der Triggerpuls für die Blitzlampe hat. Das Delay-Modul kann ebenfalls vom Rechner aus ein- und ausgeschaltet werden. Die Abbildung 6.3 zeigt die Abhängigkeit der Laserleistung vom Q-Switch-Delay  $\Delta t_{del}$ , wobei die Intensität auf ihr Maximum bei  $\Delta t_{del} = 478 \mu\text{s}$  normiert ist.

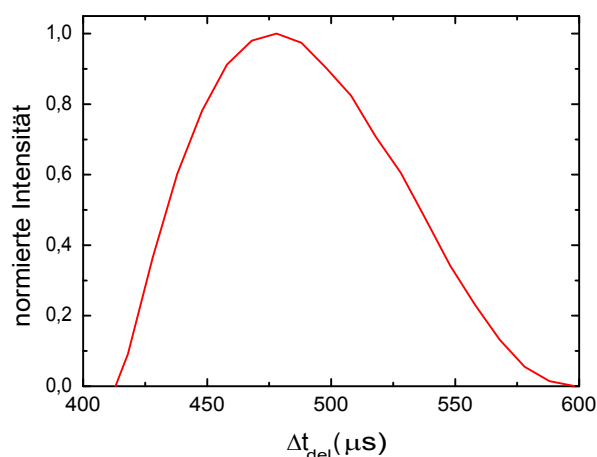


Abbildung 6.3: Abhängigkeit der Leistung des Nd:YAG-Lasers von dem am Steuergerät eingestellten Q-Switch-Delay  $\Delta t_{del}$ .

Es ist deutlich zu erkennen, dass die Intensität zu - von der idealen Verzögerungszeit aus gesehen - kleineren  $\Delta t_{del}$  hin schneller abfällt als zu größeren  $\Delta t_{del}$ . Weiterhin ist zu erkennen, dass für  $\Delta t_{del} < 400 \mu\text{s}$  und  $\Delta t_{del} > 600 \mu\text{s}$  keine Laseraktivität vorhanden ist. Das Timing für den Laser bewegt sich also in sehr engen zeitlichen Grenzen.

Im Gegensatz zum Pumplaser funktionierte der Farbstofflaser völlig problemlos und konnte mit den vom Hersteller bereitgestellten Treibern wunschgemäß vom Rechner aus in der Wellenlänge verstimmt werden. Die technischen Daten des Farbstofflasers sind in der Tabelle 6.2 zusammengefasst.

Verwendeter Farbstoff	DCM
Verwendetes Lösungsmittel	Dimethylsulfoxid (DMSO)
Wellenlängenbereich (DCM@DMSO)	626 nm – 685 nm
Wellenlänge maximaler Effizienz	651 nm
Maximale Effizienz (651 nm)	27 %
Effizienz bei 656,1 nm	ca. 27 %
Effizienz bei 667,8 nm	ca. 23 %
Gemessene maximale Pulsenergie (656,1 nm)	45 mJ
Gemessene maximale Pulsenergie (667,8 nm)	39 mJ
Spezifizierte spektrale Breite	1,8 pm
Spezifizierter Fehler in der Wellenlänge (absolut)	< 30 pm

Tabelle 6.2: Technische Daten des verwendeten Sirah Cobra Stretch Farbstofflasers [76].

Neben den beiden Lasern gehört auch der Lichtwellenleiter, welcher die Laserpulse vom Labor zum Vakuumgefäß von ASDEX Upgrade transportiert, mit zum Anregungssystem. Hier wurden Fasern vom Typ HCG-M0550T verwendet, welche von der Firma Laser Components GmbH bezogen wurden und zur Gruppe der Stufenindexfasern gehören. Der Durchmesser des Lichtwellenleiterkerns beträgt bei diesem Fabrikat  $550 \mu\text{m}$ , der Gesamtdurchmesser  $750 \mu\text{m}$ . Die Abschwächung liegt im Wellenlängenbereich des Farbstofflasers bei ca. 10 dB/km [77]. Die Länge des Lichtleiters vom Labor zum Vakuumgefäß von ASDEX Upgrade betrug 65 m. Aufgrund der komplexen Strahlgeometrie, welche der Farbstofflaser produziert, war viel Arbeit notwendig, um eine effiziente und für die Faser ungefährliche Möglichkeit zu finden, mit der die Laserstrahlung eingekoppelt werden konnte. Zunächst wurde mit einer langbrennweitigen Linse experimentiert, wobei die Faser sich knapp vor der Fokalebene befand. Diese Möglichkeit lieferte eine befriedigende Effizienz, war jedoch aufgrund der langen Brennweite der Linse sehr platzaufwendig und führte häufig zur Zerstörung des Lichtleiters. Deshalb wurde nach einer anderen - ebenfalls effizienten, aber kompakten und zerstörungsfreien Einkopplungstechnik gesucht, welche, wie in der Abbildung 6.4 dargestellt ist, in einer Strahlkomprimierungsoptik, bestehend aus einer fokussierenden Linse sowie einer Zerstreulinse, gefunden wurde.

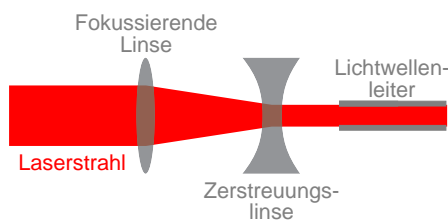


Abbildung 6.4: Schematische Darstellung der zur Einkopplung des Lasers in den Lichtwellenleiter benutzten Optik.

Würde ein paralleles Strahlenbündel von links auf den in der Abbildung 6.4 gezeigten Aufbau fallen, so würde ein wiederum paralleles, aber im Durchmesser komprimiertes Strahlenbündel austreten. Die Brennweite der fokussierenden Linse beträgt 50 mm, die der Zerstreuungslinse  $-30$  mm. Obwohl mit diesem optischen Aufbau die Gefahr der Zerstörung des Lichtleiters minimiert war, wurde trotzdem eine Möglichkeit benötigt, den Lichtwellenleiter optimal zu dem komprimierten Laserstrahl auszurichten, um möglichst viel Intensität einkoppeln zu können. Hierzu wurde der in der Abbildung 6.5 dargestellte Aufbau entwickelt, mit dem der Lichtwellenleiter sowohl in zwei Raumrichtungen per Mikrometerschrauben verschoben als auch um zwei Achsen - wiederum mit Mikrometerschrauben - verkippt werden kann.

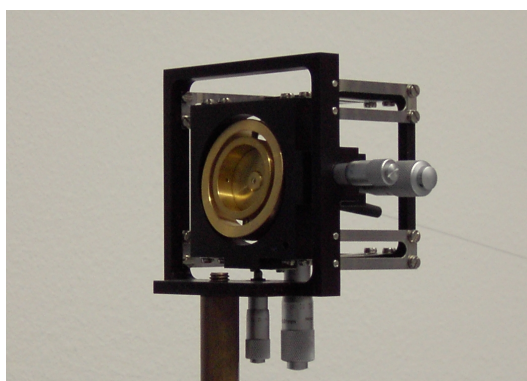


Abbildung 6.5: Aufbau zur optimalen Ausrichtung des Lichtwellenleiters gegen den komprimierten Laserstrahl.

Für eine optimale Transmission von Laserleistung in ASDEX Upgrade erwies es sich weiterhin als notwendig, die Fasern in ihren Steckern an den vorhandenen Lichtleiterkupplungen exakt zu zentrieren, da bei azentrisch aufeinandertreffenden Lichtwellenleitern große Verluste auftreten. Die Kupplungen sind auch bei idealer Zentrierung noch eine große Verlustquelle, da hier ca. 20% der Intensität verloren gehen. Mit all diesen Optimierungen ist es gelungen, eine Pulsenergie von 5,32 mJ in ASDEX Upgrade zu übertragen, was eine deutliche Steigerung gegenüber dem ersten Versuch vor den Optimierungen darstellt, als nur 0,12 mJ übertragen werden konnten.

Die maximale Energie, die das Lasersystem produzieren kann, ist zu hoch, um von einer Faser übertragen zu werden, deshalb musste das Lasersystem abgeschwächt werden. Der erste Ansatz, den am Steuergerät eingestellten Delay entsprechend der Abbildung 6.3 zu variieren, erwies sich als nicht besonders sinnvoll, da der Laser bei nicht optimalem Delay starke Schwankungen der Pulsenergie aufwies und damit keine reproduzierbaren Ergebnisse erzielt werden konnten. Der Laser wurde daher mit dem optimalen Delay betrieben, und es wurden Graufilter zwischen Farbstofflaser und Einkopplungsoptik benutzt, um die Pulsenergie, der der Lichtwellenleiter ausgesetzt wurde, zu reduzieren.

Das in diesem Kapitel vorgestellte System zur Anregung ist abschließend in der Abbildung 6.6 schematisch dargestellt.

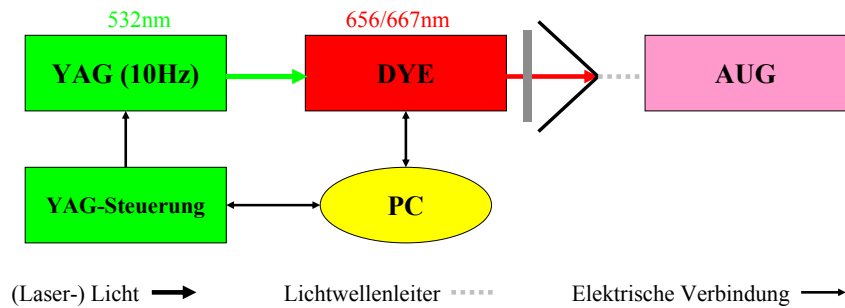


Abbildung 6.6: Schematische Darstellung des gesamten Anregungssystems.

Der PC kontrolliert über das Steuergerät den Nd:YAG-Laser (YAG), indem er die Generierung von Triggersignalen für Blitzlampe und Q-Switch aktiviert bzw. deaktiviert. Weiterhin wird die Wellenlänge des Farbstofflasers (DYE) vom PC aus eingestellt und kontrolliert. Nachdem der YAG-Laser in der richtigen zeitlichen Abfolge Triggersignale für Blitzlampe und Q-Switch erhalten hat, feuert er einen Laserpuls ab, dessen Wellenlänge aufgrund der Frequenzverdopplung bei 532 nm liegt. Der Farbstofflaser wird von diesem Puls gepumpt und produziert seinerseits einen Laserpuls mit der eingestellten Wellenlänge, innerhalb des möglichen Bereiches. Dieser Laserpuls wird von der in der Abbildung 6.4 gezeigten Optik komprimiert und in den Lichtwellenleiter eingekoppelt, welcher den Laserpuls dann zum Vakuumgefäß von ASDEX Upgrade transmittiert.

## 6.2 Sichtlinien und Beobachtungsvolumina im Divertor von ASDEX Upgrade

Bei der Beschreibung des Anregungssystems im vorigen Abschnitt wurde nur der Weg vom Labor zum Vakuumgefäß von ASDEX Upgrade behandelt. Da kein optischer Zugang zum Divertor für die Diagnostik zur Verfügung stand, mussten auch innerhalb des Vakuumgefäßes Lichtwellenleiter benutzt werden. An diese wurden deutlich höhere technische Anforderungen gestellt als an die ausserhalb der Anlage benutzten Fasern, da sie zusätzlich zur Eignung für hohe Pulsleistungen auch für hohe Temperaturen und den Gebrauch im Hochvakuum geeignet sein mussten. Es wurden spezialbeschichtete Stufenindexfasern vom Typ TCG-MA600H verwendet, die wiederum über die Firma Laser Components bezogen wurden, jedoch einen Faserdurchmesser von  $600\ \mu\text{m}$  und einen Aussendurchmesser von  $690\ \mu\text{m}$  aufwiesen. Die Dämpfung lag im relevanten Wellenlängenbereich wiederum bei ca.  $10\ \text{dB/km}$  [77]. Diese Fasern wurden von einer Vakuumdurchführung, die in einen Vakuumstutzen von ASDEX Upgrade eingebaut ist, direkt in den Divertor verlegt. An den Faserenden, welche durch die Vakuumdurchführung nach aussen geführt wurden, befinden sich Kupplungen, an welche die Fasern mit  $550\ \mu\text{m}$  Durchmesser aus dem Labor angeschlossen wurden. Zur Transmission der Laserpulse in das Divertor-Plasma wurden sogenannte Optikköpfe benutzt, in welche die Fasern eingebaut wurden. Zur Detektion der Fluoreszenzsignale wurden ebenfalls Lichtwellenleiter benutzt, allerdings die im Inneren von ASDEX Upgrade standardmäßig verwendeten Stufenindexfasern vom Typ TCG-MA400H mit einem Faserdurchmesser von  $400\ \mu\text{m}$  und einem Aussendurchmesser von  $470\ \mu\text{m}$ . Die Dämpfung lag im relevanten Wellenlängenbereich auch für diese Fasern bei ca.  $10\ \text{dB/km}$  [77]. Für die Detektion wurde ebenfalls ein Optikkopf benutzt. Während der Experimentkampagne 2004 stand nur eine Sichtlinie für den Einschuss von Laserpulsen zur Verfügung, und zur Detektion musste eine Sichtlinie von einer anderen Diagnostik benutzt werden. Die Anordnung dieser Sichtlinien, welche ungünstigerweise nicht in einer Ebene lagen, ist in der Abbildung 6.7 dargestellt. Die Lasersichtlinie (rot) führte vom Strikepoint-Modul (SM) im unteren äusseren Divertor zum unteren Teil des inneren Hitzeschildes (HS), während die Detektionssichtlinie (blau) vom Roof Baffle (RB) zum Retention-Modul (RM) des unteren äusseren Divertors verlief. Die Optikköpfe saßen jeweils hinter den entsprechenden Divertor-Modulen, und die Sichtlinien verliefen durch die Zwischenräume zwischen den Hitzeschutzkacheln. Das eigentliche Beobachtungsvolumen ist das Überlappvolumen der beiden Sichtlinien, welches in der Abbildung 6.7 schwarz markiert ist und ca.  $0,36\ \text{cm}^3$  misst. Hier wird der große Vorteil der Laser-induzierten Fluoreszenz deutlich, da nur Signale im Überlappvolumen gemessen werden und nicht wie bei der optischen Emissionsspektroskopie über eine komplette Sichtlinie integriert wird.

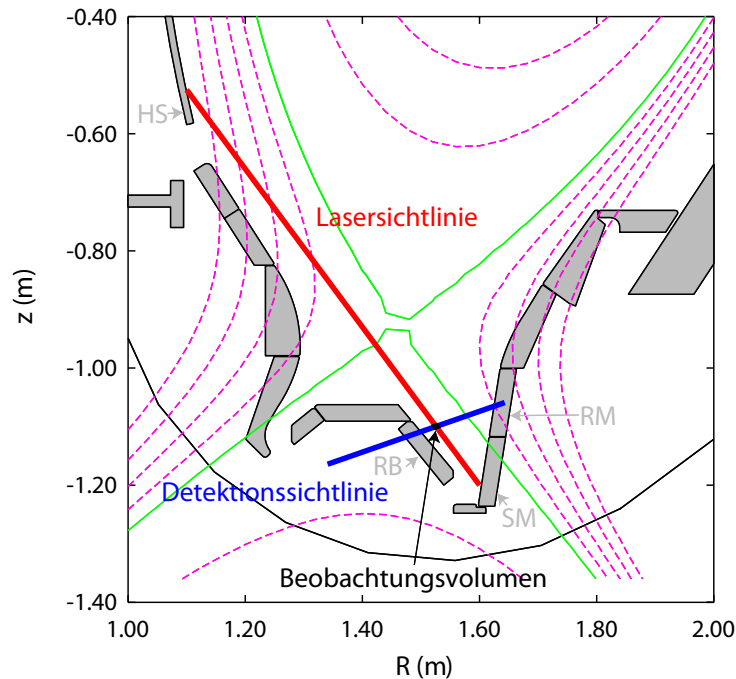


Abbildung 6.7: Verlauf der Sichtlinien für die Anregung und die Detektion im Divertor von ASDEX Upgrade während der Experimentkampagne 2004.

In der Öffnungsphase zwischen den Experimentkampagnen 2004 und 2005 wurden ausschließlich für die entwickelte Diagnostik verfügbare Optikköpfe und Lichtwellenleiter in ASDEX Upgrade eingebaut, um mehrere Beobachtungsvolumina zur Verfügung zu haben. Weitere Vorteile des neuen Systems bestanden in der Unabhängigkeit von anderen Diagnostiken, da keine Sichtlinien mehr geteilt werden mussten sowie in der Redundanz, da bei der Beschädigung einer Laser- oder Detektionssichtlinie noch Alternativen vorhanden sind. Weiterhin ist es von großem Vorteil, dass alle Sichtlinien in einer Ebene liegen. Es waren insgesamt acht Laser- und zehn Detektionssichtlinien geplant, damit also 80 Beobachtungsvolumina im unteren äusseren Divertor von ASDEX Upgrade zur Verfügung stehen. Die Abbildung 6.8 zeigt die geplanten Sichtlinien sowie die Positionen der Optikköpfe des ab der Experimentkampagne 2005 verfügbaren Systems.

Wie bereits erwähnt, wurden für die Lasersichtlinien Lichtwellenleiter benutzt, die dicker als die in ASDEX Upgrade gebräuchlichen Fasern sind. Da mit den neuen Optikköpfen und den entsprechenden Fasern auch eine neue Vakuumdurchführung in einen freien Stutzen eingebaut werden musste, die Vakuumdurchführung aber für  $400\ \mu\text{m}$  Lichtwellenleiter ausgelegt ist und die personellen Ressourcen zur Umplanung der Durchführung nicht vorhanden waren, musste die Durchführung ohne Modifikationen benutzt werden. Aufgrund dieser Tatsache wurden beim Einbau drei der acht Lichtwellenleiter für Lasersichtlinien zerstört, weshalb nur die in der Abbildung 6.8 mit durchgehenden roten Linien dargestellten Sichtlinien verfügbar



waren. Die rot gestrichelten Sichtlinien waren geplant, konnten aber nicht mit Lichtleitern bestückt werden. Aufgrund des hohen Preises für die  $600\ \mu\text{m}$  Lichtwellenleiter konnten keine redundanten Fasern verlegt werden. Von den zehn  $400\ \mu\text{m}$  Fasern für die Detektionssichtlinien wurde keine beschädigt, sodass alle geplanten Sichtlinien (blau) vorhanden waren. Die Umrisse der in den Divertor eingebauten Optikköpfe sind durch dicke schwarze Linien kenntlich gemacht. Die Observationsvolumina sind jeweils die Schnittpunkte zwischen Detektions- und Lasersichtlinien. Der Durchmesser der Detektionssichtlinien beträgt  $10\ \text{mm}$ , jener der Lasersichtlinien  $7\ \text{mm}$ . Da die Sichtlinien berührungsfrei durch einen Spalt zwischen zwei Divertor-Kacheln treten müssen, aufgrund der stärkeren Belastung der Aussenseite dort das Spaltmaß geringer sein muss als aussen und ein Sicherheitsabstand zu den Kachelkanten wegen möglicher Verschuerungen des Vakuumgefäßes eingehalten werden muss, stellen diese Durchmesser die Maxima dar.

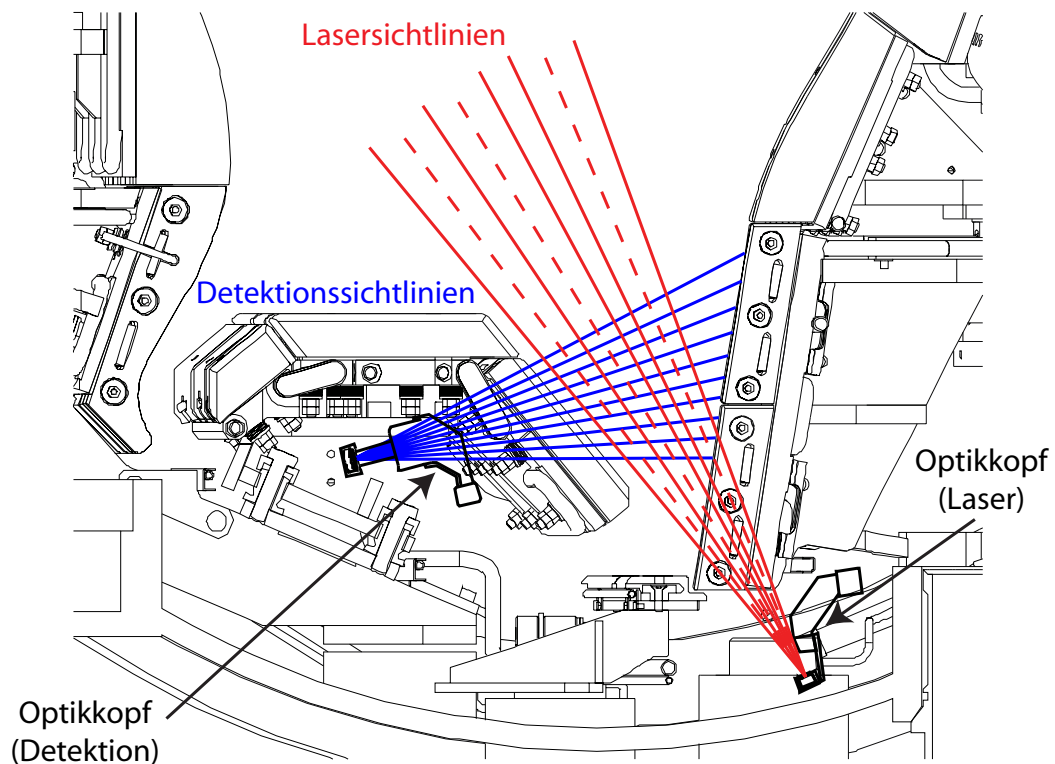


Abbildung 6.8: Ursprünglich geplante und tatsächlich verfügbare Sichtlinien des verbesserten optischen Systems für die Experimentkampagne 2005.

### 6.3 Detektion der Fluoreszenzsignale

Wie bereits im Abschnitt 5.2 erläutert wurde, findet die Detektion der Fluoreszenzsignale sowohl für Helium als auch für Deuterium jeweils auf der selben Wellenlänge wie die Anregung statt. Es ist daher notwendig, den zeitlichen Verlauf eines einzelnen Laserpulses mit hoher Auflösung zu messen, um das dem Puls überlagerte LIF-Signal bestimmen zu können. Aufgrund der benötigten hohen Zeitauflösung konnte keine CCD-Kamera benutzt werden, und es musste mit der Verwendung eines Photomultipliers [79] Röhrentechnologie zum Einsatz kommen. Es wurde ein Photomultiplier vom Typ R928 [80] der Firma Hamamatsu Photonics benutzt, dessen wichtigste technische Daten in der Tabelle 6.3 dargestellt sind.

Kathodenmaterial	Multialkali
Kathodenfläche	8 mm · 24 mm
Aufbau	Circular-cage, 9-stufig
Empfindlicher Wellenlängenbereich	185 nm – 900 nm
Wellenlänge maximaler Quanteneffizienz	ca. 260 nm
Maximale Quanteneffizienz (260 nm)	25,4 %
Quanteneffizienz bei 656,1 nm und 667,8 nm	ca. 6 %
Verstärkung	$10^7$
Pulsanstiegszeit (Anode)	2,2 ns
Electron Transit Time	22 ns
Transit Time Spread	1,2 ns

Tabelle 6.3: Technische Daten des verwendeten Hamamatsu R928 Photomultipliers [80].

Wie aus den technischen Daten leicht zu erkennen ist, handelt es sich bei dem verwendeten Photomultiplier um einen Allround-Typ, der für die Anwendung in der entwickelten Diagnostik nicht optimal geeignet ist. Da geeignetere Photomultiplier jedoch deutlich teurer sind, musste mit dem vorhandenen Typ gearbeitet werden. Mit der vom Hersteller gelieferten Standardbeschaltung des Photomultipliers war eine Messung des LIF-Signals nicht möglich, da der typische Effekt des „ringing“ [81] auftrat. Weiterhin traten trotz des Einsatzes eines Spektrometers (Fokallänge 25 cm) zur Wellenlängendiskriminierung Sättigungseffekte der Röhre auf, da die integral über die Sichtlinie aufgesammelte Linienstrahlung des Plasmas auf der jeweils beobachteten Wellenlänge zu stark war. Das Problem der Sättigung konnte dadurch gelöst werden, dass der Photomultiplier gated wurde, um nur in einem Zeitfenster um den Laserpuls empfindlich zu sein und die Zeit zwischen den Pulsen zur Aufladung der Dynoden mit Elektronen zur Verfügung zu haben. Obwohl die Beschaltung der Röhre damit deutlich komplizierter wurde, gelang es mit dem in der Abbildung 6.9 gezeigten Aufbau auch das „ringing“ unterdrücken zu können, ohne gleichzeitig die Bandbreite zu begrenzen.

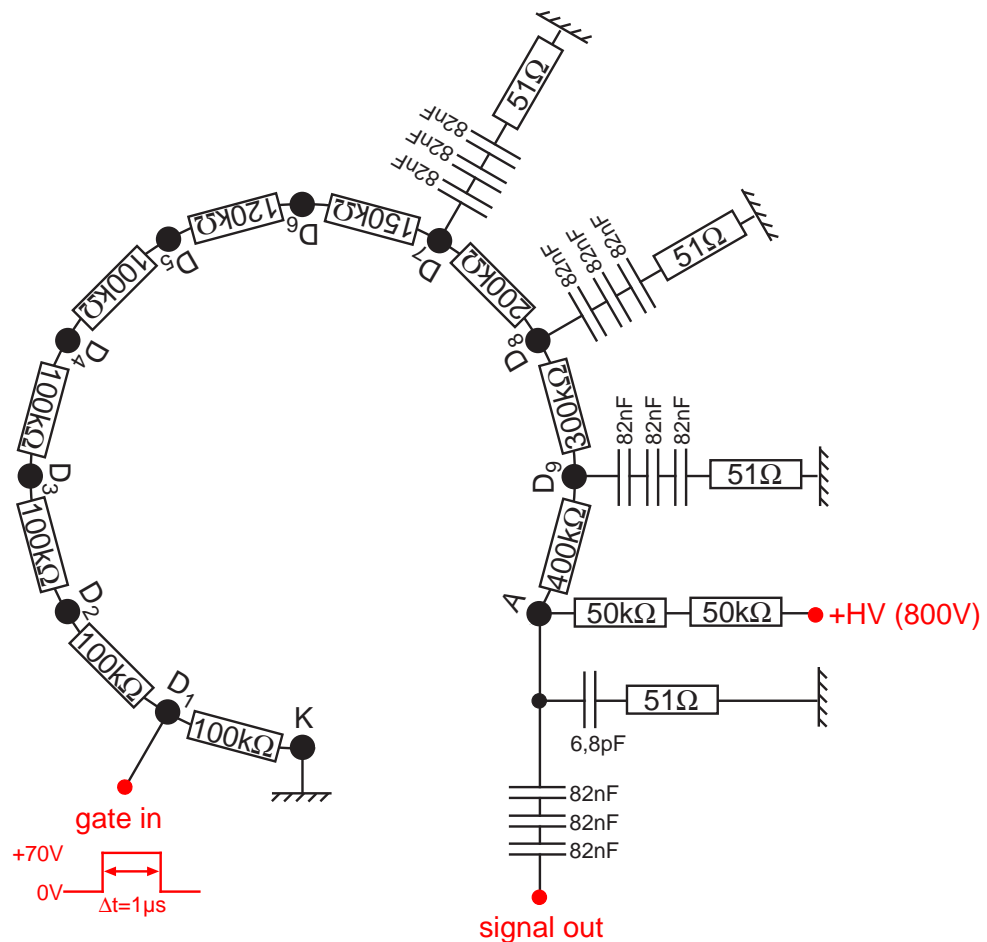


Abbildung 6.9: Aufbau der entwickelten Photomultiplierbeschaltung.

Zwischen der Kathode (K), den Dynoden ( $D_1$  bis  $D_9$ ) und der Anode (A) befindet sich eine Spannungsteilerschaltung, bei der entgegen der standardmäßigen Beschaltung von Photomultipliern zur Anode hin größere Widerstandswerte verwendet wurden, was für die Messung schneller Signale ratsam ist [82]. Eine weitere Verbesserung gegenüber der alleinigen Verwendung eines Spannungsteilers mit gleichen Widerstandswerten stellen die Zusätze an den Dynoden  $D_7$  bis  $D_9$  dar, mit deren Hilfe während des Pulsbetriebes Ladungen aus den Kondensatoren nachgeliefert werden können. Da keine Kondensatoren mit passender Kapazität vorhanden waren, welche den hohen Spannungen dauerhaft gewachsen sind, wurden hochspannungsfeste Kondensatoren mit 82 pF in Reihe geschaltet. Die Widerstände mit 51  $\Omega$  dienen der Reduzierung des „ringing“ und wurden aufgrund empirischer Beobachtungen hinzugefügt. Die Kathode liegt stets auf Massepotential, während die Anode durch eine Hochspannungsquelle vom Typ Canberra 3002D [83] auf 800 V gehalten wird. Die beiden 50 k $\Omega$  Widerstände an der Anode wurden wiederum aus Gründen der Spannungsfestigkeit einem 100 k $\Omega$  Widerstand vorgezogen und dienen der Entkopplung der Anode von der Hochspannungsquelle, ohne die die Signalamplitude gedämpft würde. Das Gating findet an

Dynode 1 statt. Im Normalfall liegt  $D_1$  wie die Kathode auf Massepotential, sodass an der Kathode ausgelöste Elektronen nicht zur ersten Dynode hin beschleunigt und damit auch nicht vervielfacht werden. Der Photomultiplier wird nur dann für ca.  $1 \mu\text{s}$  durch einen Spannungspuls der optimalen Höhe von  $70 \text{ V}$  [84] „scharf“ geschaltet, wenn ein Fluoreszenzsignal erwartet werden kann. Da die Beschaltung des Photomultipliers nach Anlegen der Spannung an Dynode 1 eine gewisse Zeit zum Einschwingen benötigt, wurde die Pulslänge deutlich größer gewählt als das eigentlich interessante Zeitintervall des Laserpulses samt Fluoreszenz, um eine Verfälschung der Messung durch Schwingungen zu vermeiden. Das Zeitintervall ist jedoch noch gering genug, um Sättigungseffekte auszuschließen. Die Kombination aus  $6,8 \text{ pF}$  Kondensator und  $51 \Omega$  Widerstand an der Anode dient der Unterdrückung des „ringing“ und wurde aufgrund empirischer Beobachtungen hinzugefügt. Zur Abkopplung des Gleichspannungsanteils wurden wiederum drei hochspannungsfeste  $82 \text{ pF}$  Kondensatoren in Reihe geschaltet. Den Aufbau zur Erzeugung der Gatepulse für die Photomultiplierbeschaltung zeigt die Abbildung 6.10.

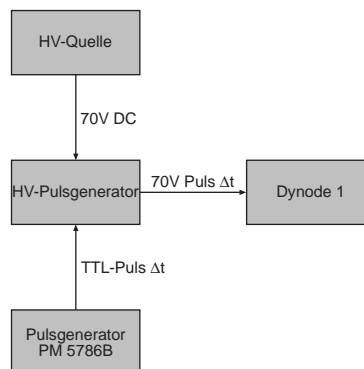


Abbildung 6.10: Schematische Darstellung der Ansteuerung des Gates für die entwickelte Photomultiplierbeschaltung.

In Ermangelung entsprechender finanzieller Mittel war die Anschaffung eines HV-Puls-generators leider nicht möglich, weshalb mit vorhandenen Komponenten improvisiert werden musste. Die Spannung wird von einer am IPP entwickelten regelbaren HV-Quelle geliefert (interner Name: HVPWR1). Die Pulslänge wird zunächst an einem Pulsgenerator des Typs Fluke PM 5786B [85] eingestellt und von diesem Gerät als TTL-Signal entsprechender Dauer an den ebenfalls am IPP entwickelten HV-Pulser (interner Name: HVPLS1) übertragen, der dann einen Puls mit der an der HV-Versorgung eingestellten Spannung ( $70 \text{ V}$ ) und der am Pulsgenerator eingestellten Länge ( $1 \mu\text{s}$ ) erzeugt. Da der HV-Puls und damit die empfindliche Phase des Photomultipliers an die Zeitpunkte gekoppelt werden muss, zu denen Fluoreszenzsignale aus dem Torus erwartet werden, wurde der Pulsgenerator auf das YAG-Steuergerät getriggert und diente weiterhin dazu, den durch die Lichtlaufzeiten in den Lichtwellenleitern auftretenden Delay zwischen Triggersignal und Auftreten des LIF-Signals

auszugleichen. Dies ist zusammen mit den anderen Komponenten des Detektionssystems in der Abbildung 6.11 dargestellt.

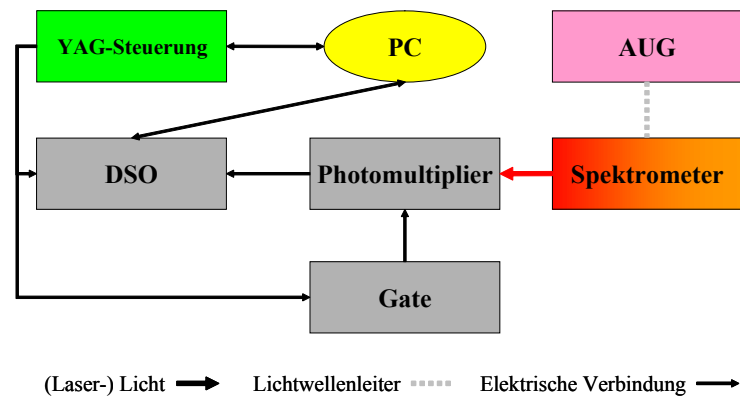


Abbildung 6.11: Schematische Darstellung des gesamten Detektionssystems.

Die in ASDEX Upgrade (AUG) entstehenden LIF-Signale werden durch Lichtleiter in das Labor übertragen und dort durch ein Spektrometer in der Wellenlänge diskriminiert. Der Eintrittsspalt des Spektrometers ist dabei durch den Lichtleiter gegeben, der durch eine mechanische Vorrichtung direkt an das Spektrometer geschraubt wird. Am Austrittsspalt des Spektrometers ist der Photomultiplier so angeflanscht, dass die Photokathode gleichmäßig beleuchtet wird, was zur optimalen Empfindlichkeit führt [79]. Aus den in diesem Abschnitt genannten Gründen wurde der Photomultiplier gegated, um nur dann empfindlich zu sein, wenn Fluoreszenzsignale zu erwarten sind, was der Fall ist, wenn ein Laserpuls in den Diverter von ASDEX Upgrade gefeuert wurde. Daher wird die Gating-Einheit (Gate) des Photomultipliers auf die Steuereinheit des YAG-Lasers getriggert und entsprechend der benötigten Laufzeiten verzögert. Das am Photomultiplier entstehende Spannungssignal wird von einem digitalen Speicheroszilloskop (DSO) vom Typ LC564DL der Firma LeCroy [86] mit einer Samplingrate von 4 GS/s digitalisiert, welches ebenfalls auf die Steuereinheit des Pumplasers getriggert und entsprechend verzögert werden muss, um im richtigen Moment Daten aufzunehmen. Obwohl auf die Steuerung und Automatisierung des Systems erst in Abschnitt 6.5 detailliert eingegangen wird, sei erwähnt, dass sowohl die Kontrolle des YAG-Lasers als auch das Auslesen und die Verarbeitung der vom DSO digitalisierten Daten von einem PC übernommen werden, wie dies in der Abbildung 6.11 dargestellt ist.

## 6.4 System zur exakten Bestimmung der Zeitmarken für die Laserpulse

Es konnten nur für einen geringen Bruchteil der während einer Plasmaentladung in den Divertor gefeuerten Laserpulse Fluoreszenzsignale detektiert werden, weshalb die Hypothese aufgestellt wurde, dass die Empfindlichkeit des Systems nur dann ausreichend groß ist, wenn ein Laserpuls zeitlich mit einem ELM-Crash im unteren äusseren Divertor zusammenfällt. Diese Hypothese bedurfte natürlich einer Überprüfung.

Mit dem in den vorigen Abschnitten bereits erwähnten PC, der im folgenden Abschnitt 6.5 als zentrales Steuerelement der Diagnostik vorgestellt wird, war es aufgrund des verwendeten Betriebssystems (Microsoft Windows XP Professional) ohne zusätzliche Hardware nicht möglich, genaue Zeitmarken für die Laserpulse zu bestimmen, da das Betriebssystem zum einen nur eine maximale Zeitauflösung von 1 ms bietet und es zum anderen beim Einlesen der Entladungszeit-Nullmarke (TS06-Signal) durch andere, die CPU belastende Prozesse zu nicht reproduzierbaren Verzögerungen kommen kann. Die Prüfung der aufgestellten Hypothese konnte mit dem vorhandenen Equipment somit nicht vorgenommen werden.

An einem Fusionsexperiment wie ASDEX Upgrade gibt es eine Vielzahl von Diagnostiken, die unterschiedliche Daten liefern. Eine Auswertung dieser Daten - vor allem für Phänomene, welche auf sehr kurzen Zeitskalen stattfinden - ist daher nur dann sinnvoll möglich, wenn die Ergebnisse verschiedener Diagnostiken mit hoher zeitlicher Präzision korreliert werden können, weshalb an ASDEX Upgrade ein sehr genaues „Time System“ [87] entwickelt wurde. Die Topologie des Systems besteht aus einem „central time counter“ (CTC), der die Zeitinformation generiert und über ein unidirektionales Netzwerk verteilt sowie aus lokalen Einheiten, welche mit Host-Computern an den jeweiligen Diagnostiken verbunden sind.

Das Herzstück des CTC ist ein präzises Schwingquartz, welches Taktraten von bis zu 1 GHz generieren kann, aus Kostengründen und aufgrund noch nicht vollständig gelöster technischer Probleme zur Zeit jedoch nur einen 50 MHz Takt erzeugt. Mit dieser Frequenz wird ein 64 Bit Time-Counter getaktet und bei jedem Takt um 20 ns inkrementiert. Die vom CTC erzeugten Zeitmarken werden periodisch (jede  $ms$ ) über das auf Lichtwellenleitern basierende Zeitnetz verteilt. An den unterschiedlichen Diagnostiken, welche sich an verschiedenen Orten in der Nähe von ASDEX Upgrade befinden, sind lokal sogenannte „Universal Time-to-Digital-Convertor“ (TDC) als Empfangs- und Dekodiereinheiten an das Zeitnetz angeschlossen. Diese verfügen je über einen eigenen onboard CTC, dessen Zählerstand mit dem vom Zeitnetz empfangenen Wert verglichen wird. Stimmen die beiden Werte überein, wird der Zählerstand des lokalen CTC als gültig akzeptiert (für den Fall eines Fehlers siehe [87]). Für Messungen mit hoher zeitlicher Präzision verfügen TDCs über die Möglichkeit, die empfangene Zeit mit der Laufzeit des Zeitsignals aufgrund der Länge des übertragenden Lichtwellenleiters zu korrigieren. Der Host kann den aktuellen Stand des lokalen CTC zu je-

dem Zeitpunkt auslesen, womit sowohl Zeitstempel berechneten Daten zugeordnet als auch Ausführungszeiten aufgezeichnet werden können. Die Arbeitsweise eines TDCs ist der eines ADCs (Analog-to-Digital-Convertor) vergleichbar. Ein externes Triggersignal veranlasst den TDC dazu, das digitale Zeitsignal einzufrieren und in den Pufferspeicher für Zeitstempel zu kopieren. Die Vorteile, die sich mit dem neuen Time System für real-time-Anwendungen an ASDEX Upgrade ergeben, werden in [88] diskutiert.

Der TDC ist als standard PCI-Karte ausgeführt, und bietet Direct Memory Access (DMA) vom Pufferspeicher für Zeitstempel des TDC zum Hauptspeicher von PCs und Sun Workstations.

Die Verwendung des TDCs in der entwickelten Diagnostik wird durch die Abbildung 6.12 illustriert.

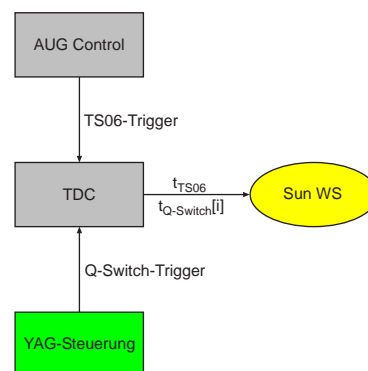


Abbildung 6.12: Schematische Darstellung der Bestimmung exakter Zeitmarken für Laserpulse mit dem TDC.

Die Steuerung von ASDEX Upgrade überträgt einen definierten Triggerimpuls (TS06) an alle Diagnostiken, welcher die Zündung des OH<sup>1</sup>-Transformators signalisiert. Dieser Vorgang wird von jeder Diagnostik an ASDEX Upgrade für die entsprechende Entladung als Zeitpunkt  $t_{AUG} = 0$  benutzt. Auf einem Kanal des TDC wird für jede Entladung die entsprechende absolute Zeitmarke für das TS06-Signal erzeugt. Auf einem anderen Kanal des TDC werden anschließend Zeitmarken für die vom YAG-Steuergerät generierten Q-Switch-Triggerpulse erzeugt. Nach Ende einer Entladung wird dann sowohl die Zeitmarke für das TS06-Signal als auch das Feld mit den Zeitmarken für die Q-Switch-Triggersignale, mit denen die Laserpulse erzeugt werden, in den Speicher einer Sun Blade 150 Workstation (Sun WS), in welche die TDC Karte eingebaut ist, übertragen. Die Wahl fiel auf eine Sun Workstation, da sämtliche benötigten Treiber und Programme für dieses System vorhanden waren und für PC erst hätten programmiert werden müssen.

<sup>1</sup>OH: Ohmsche Heizung

Die Abbildung 6.13 illustriert das gesamte System zur Bestimmung der exakten Zeitpunkte für die Laserpulse.

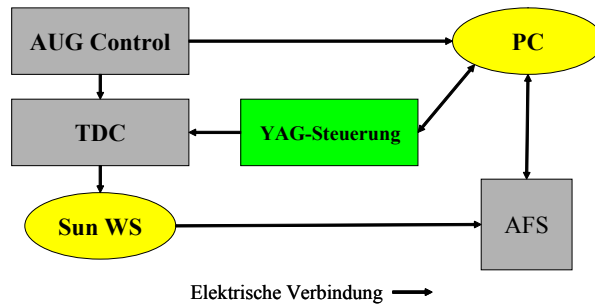


Abbildung 6.13: Schematische Darstellung des gesamten Systems zur Bestimmung der exakten Zeitpunkte für die Laserpulse, welches der Korrelation erhaltener Signale mit den Messungen anderer Diagnostiken dient.

Die Steuerung von ASDEX Upgrade sendet das TS06-Signal und startet damit die Plasmaentladung im Torus. Dieses Triggersignal wird sowohl vom TDC als auch per ADC-Karte vom PC eingelesen. Der TDC erzeugt eine Zeitmarke und der PC aktiviert die Q-Switch-Ansteuerung durch das Steuergerät für den YAG-Laser. Die vom Steuergerät erzeugten Triggerpulse für den Q-Switch werden vom TDC ebenfalls in Zeitmarken gewandelt und nach Ende der Entladung zusammen mit der TS06-Zeitmarke in den Speicher der Sun Workstation übertragen. Diese bestimmt die relative Zeit der Laserpulse (anhand der Q-Switch-Triggersignale) zum TS06-Signal und schreibt diese Zeitmarken in das an ASDEX Upgrade verwendete Netzwerkdateisystem AFS (Advanced File System), auf das auch der PC zugreifen und die Zeitmarken auslesen kann.



## 6.5 Steuerung und Automatisierung der kompletten Diagnostik

In den vorhergehenden Abschnitten dieses Kapitels wurden die einzelnen zur entwickelten Diagnostik gehörenden Subsysteme vorgestellt, deren Zusammenspiel und Automatisierung in diesem Abschnitt anhand der Abbildung 6.14 diskutiert werden soll.

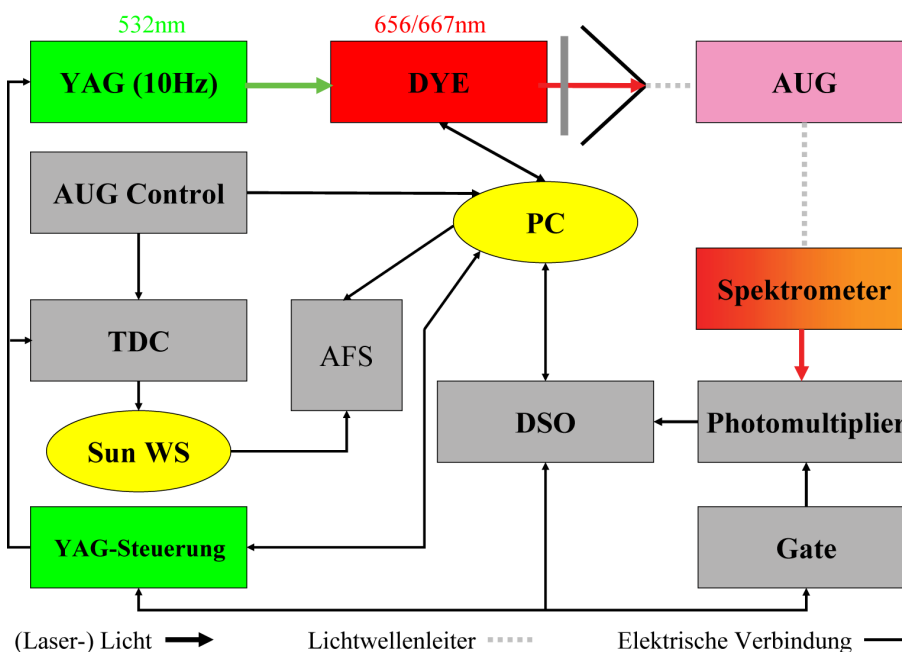


Abbildung 6.14: Schematische Darstellung der gesamten entwickelten Diagnostik.

Der meiste Steuerungsaufwand wird von einem PC (Dell Optiplex GX 280) mit einem Intel Celeron 2,53 GHz Prozessor und 512 MB RAM übernommen, in den eine Datel PCI-417 [89] AD-Wandlerkarte eingebaut ist, welche über digitale Ein- und Ausgänge sowie einen externen digitalen Triggereingang verfügt. Die Steuerungssoftware wurde auf dem PC mit der graphischen Programmiersprache LabView 6.1 entwickelt [90]. Die digitalen Ausgänge der AD-Wandlerkarte werden zur Ansteuerung des YAG-Steuergerätes benutzt, während die digitalen Eingänge zum Einlesen von Triggersignalen der ASDEX Upgrade-Steuerung dienen. Am externen Triggereingang der Karte werden die vom YAG-Steuergerät erzeugten Q-Switch-Triggerpulse eingelesen und von der entwickelten Steuerungssoftware als Indikator für das Abfeuern eines Laserpulses interpretiert. Der Farbstofflaser wird von der Steuerungssoftware per RS232 Schnittstelle angesteuert. Die bidirektionale Verbindung vom PC zum digitalen Speicheroszilloskop wird über einen GPIB-Ethernet Adapter vom Typ National Instruments GPIB-ENET/100 [91] hergestellt, wobei der Adapter per GPIB (IEEE 488.2) an das Oszilloskop und per Ethernet an den PC angeschlossen wurde. Ebenfalls über Ethernet

sind sowohl der PC als auch die Sun Workstation mit dem Advanced File System verbunden. Die restlichen in der Abbildung 6.14 von der YAG-Steuerung ausgehenden elektrischen Verbindungen und die Verbindung zwischen der ASDEX Upgrade-Steuerung und dem TDC sind koaxiale Triggerleitungen. Mit Gate ist der in der Abbildung 6.10 gezeigte Aufbau bezeichnet, welcher einen HV-Puls an die erste Dynode des Photomultipliers sendet. Das vom Photomultiplier erzeugte Spannungssignal wird per Koaxialkabel an einen  $50\ \Omega$  Eingang des Oszilloskopes übertragen.

Mit dem Start des Steuerungsprogrammes auf dem PC wird die Ansteuerung der Blitzlampe aktiviert, da der Laser nur mit aufgewärmter Blitzlampe reproduzierbare Ergebnisse liefert. Weiterhin wird der Farbstofflaser auf die im Programm gewählte Wellenlänge abgestimmt. Mit dem Start des Treibers für den TDC wartet dieser auf den Empfang des TS06-Signals. In diesem Zustand verbleibt das System, bis der PC das DV01-Signal einliest, welches andeutet, dass die Ohmsche Heizung (und damit eine Plasmaentladung) in 10 s gezündet wird. Sobald dieses Signal vom PC registriert wurde, aktiviert dieser die Q-Switch-Ansteuerung des YAG-Lasers. Erfolgt die Zündung der Entladung, wird das TS06-Signal von PC und TDC empfangen. Der TDC speichert eine Zeitmarke für das TS06-Signal und je eine für jeden Q-Switch-Triggerimpuls. Der YAG-Laser produziert pro Q-Switch-Triggerpuls einen Laserpuls bei einer Wellenlänge von 532 nm, welcher den Farbstofflaser pumpt. Dieser erzeugt einen Laserpuls mit der vom PC eingestellten Wellenlänge. Diese kann von der Steuerungssoftware zwischen zwei YAG-Pulsen verändert werden, womit das Durchstimmen des Farbstofflasers während einer Plasmaentladung möglich ist. Der Farbstofflaserpuls wird dann mit der in der Abbildung 6.4 gezeigten Optik in einen Lichtwellenleiter eingekoppelt und in den Diverktor von ASDEX Upgrade transmittiert. Dort wechselwirken die Photonen mit dem Plasma und es wird das durch den Laserpuls erzeugte Falschlichtsignal, die Hintergrundstrahlung des Plasmas und die eventuell generierte Fluoreszenzstrahlung, welche von der verwendeten Sichtlinie aufgesammelt wurde, wiederum per Lichtwellenleiter ins Labor übertragen. Dort wird das transmittierte Licht von einem Spektrometer in der Wellenlänge diskriminiert. Das verwendete Spektrometer ist ein altes Modell ohne automatische Wellenlängenverstellung, deshalb muss bei einer großen Änderung der Wellenlänge (zum Beispiel von 656,107 nm auf 667,815 nm) das Spektrometer manuell nachgestellt werden. Das Licht im gewünschten Wellenlängenbereich wird von einem Photomultiplier, der per Gating nur dann empfindlich ist, wenn ein Laserpuls abgefeuert wurde, in einen Spannungspuls gewandelt, welcher von dem digitalen Speicheroszilloskop digitalisiert wird. Da der PC die Q-Switch-Triggersignale ebenfalls einliest, kann sofort nach jedem Laserpuls das Oszilloskop ausgelesen werden. Nach dem Ende einer Entladung wird die Q-Switch-Ansteuerung deaktiviert und sowohl die Zeitspuren der gemessenen Signale als auch deren Zeitmarken in das Netzwerkdateisystem AFS gespeichert. Anschließend wartet die gesamte Diagnostik auf die nächste Entladung.

# Kapitel 7

## Wellenlängenkalibration

Für Experimente, die auf Laser-induzierter Fluoreszenz beruhen, ist eine exakte Kenntnis der Laserwellenlänge unabdingbar, da der Laser nur dann exakt auf die Wellenlänge eines Überganges gestimmt werden kann. Diese exakte Abstimmung ist eine notwendige Bedingung zur Anregung. Eine elegante Möglichkeit zur Wellenlängenkalibration stellt die in diesem Kapitel vorgestellte optogalvanische Spektroskopie dar, deren theoretische Grundlagen im Abschnitt 7.1 vorgestellt werden. Die experimentelle Umsetzung zur Kalibration des in dieser Arbeit verwendeten Farbstofflasers sowie die Modifikationen zur Verbesserung des Signal-zu-Rausch-Verhältnisses werden im Abschnitt 7.2 gezeigt. Mit diesem Aufbau wurden Messungen zur Wellenlängenkalibration sowohl an Neon- als auch an Wasserstoff- und Deuteriumspektrallinien durchgeführt. Die Ergebnisse dieser Messungen werden in den Abschnitten 7.3 respektive 7.4 dargestellt.

### 7.1 Optogalvanischer Effekt

Als optogalvanischer Effekt wird die Änderung des Stromes, die in einer Gasentladung auftritt, wenn sich die Besetzungsdichten  $n_k$  eines oder mehrerer Niveaus  $|k\rangle$  von Atomen, Molekülen oder Ionen durch optische Anregung verändern, bezeichnet. Das Prinzip zur Messung dieses Effektes ist in der Abbildung 7.1 dargestellt.

Der Strahl einer gepulsten in der Wellenlänge durchstimmbaren monochromatischen Lichtquelle (z.B. eines Farbstofflasers oder eines Optischen Parametrischen Oszillators) wird in diesem Aufbau durch eine Gasentladung geschickt. Wurde, wie dies in der Abbildung 7.2 gezeigt ist, die Wellenlänge der Lichtquelle  $\lambda_{Laser}$  auf einen Übergang  $|i\rangle \rightarrow |k\rangle$  des Entladungsgases abgestimmt, so ändern sich durch die Absorption der Lichtquanten die Besetzungsdichten  $n_i$  und  $n_k$  periodisch mit der Pulsfrequenz der Lichtquelle um  $\Delta n_i$  bzw.  $\Delta n_k$ . Aufgrund der im allgemeinen unterschiedlich großen Ionisierungswahrscheinlichkeiten  $P_{Ionisation}(E)$  der einzelnen Niveaus, tritt in der Gasentladung eine Änderung der Ionen- und

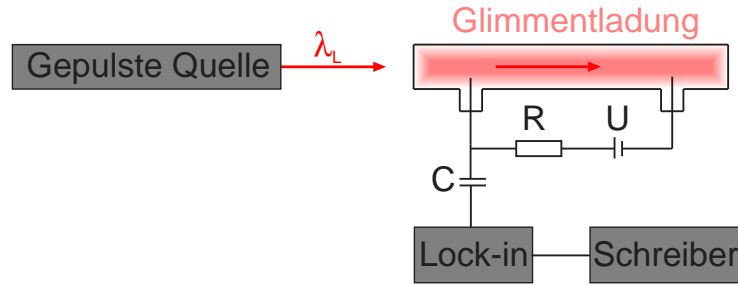


Abbildung 7.1: Schematische Darstellung der Messanordnung bei der optogalvanischen Spektroskopie.

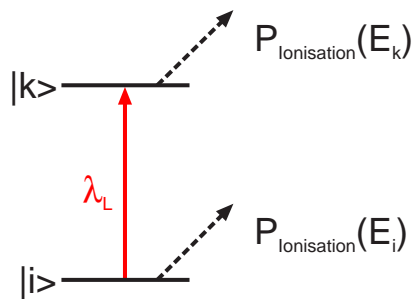


Abbildung 7.2: Zweizustandsmodell zur Erklärung des optogalvanischen Effektes.

Elektronendichte ein, aus der bei vorgegebener Spannung  $U$  eine Änderung des fließenden Stromes resultiert. Gemessen wird diese periodische Stromänderung als Spannungssignal am Vorwiderstand  $R$ , für das

$$\Delta U = R \cdot \Delta I \propto \Delta n_i \cdot P_{\text{Ionisation}}(E_i) + \Delta n_k \cdot P_{\text{Ionisation}}(E_k) \quad (7.1)$$

gilt [62].

Bei einer genaueren Betrachtung des optogalvanischen Effektes müsste auch die Änderung der Elektronen-Energieverteilung durch die Besetzungsänderungen  $(\Delta n_k, \Delta n_i)$ , und Stoßprozesse in der Gasentladung, welche die Besetzungsänderungen teilweise auch auf andere Niveaus übertragen können, berücksichtigt werden [92]. Zum Verständnis der Wellenlängenkalibration mit diesem Effekt tragen diese Betrachtungen jedoch nicht bei, weshalb eine Betrachtung des in der Abbildung 7.2 gezeigten Zweizustandsmodelles genügt.

## 7.2 Experimentelle Realisierung

Um eine Wellenlänge exakt kalibrieren zu können, muss aufgrund der Sättigungsverbreiterung mit sehr geringen Laserintensitäten gearbeitet werden, womit das durch die Gleichung 7.1 beschriebene Spannungssignal ebenfalls sehr klein wird. Da für eine genaue Messung eine Vielzahl optogalvanischer Spektren aufgenommen und gemittelt werden muss, sollte das System vollautomatisch laufen. Den Aufbau des entwickelten Meßsystems zeigt die Abbildung 7.3.

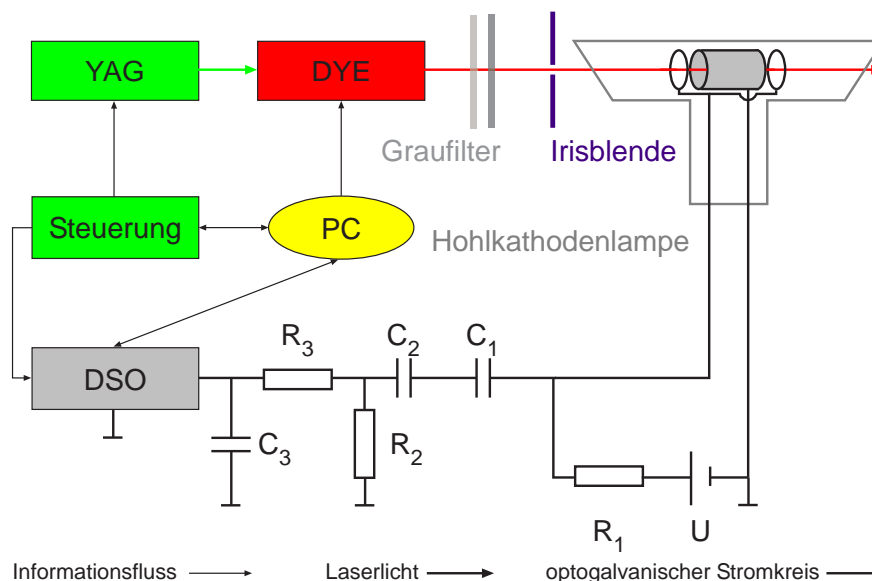


Abbildung 7.3: Experimenteller Aufbau zur Messung des optogalvanischen Effektes mit passivem elektrischem Bandfilter zur Verbesserung des Signal-zu-Rausch-Verhältnisses und optischen Graufiltern zur Abschwächung der Laserintensität.

Zur Erzeugung der Laserstrahlung wurde das in Kapitel 6.1 vorgestellte System bestehend aus einem frequenzverdoppelten Nd:YAG-Laser (YAG) und einem Farbstofflaser (DYE) benutzt. Der YAG-Laser wurde wieder per selbst entwickelter Steuereinheit von einem PC angesteuert, welcher auch die Wellenlängenverstimmung des Farbstofflasers übernahm. Die erzeugten Signale wurden nicht per Lock-in Verstärker und einem Schreiber wie in der Abbildung 7.1 gezeigt, sondern von dem im Kapitel 6.3 vorgestellten digitalen Speicheroszilloskop (DSO) digitalisiert und verarbeitet. Getriggert wurde wiederum auf das Signal der Steuereinheit, das auch als Signal für den PC diente, das Oszilloskop auszulesen. Vom DSO wurde bei diesem Experiment nicht der ganze Wellenzug, sondern nur die Fläche unter der Messkurve (also der integrale Messwert) übertragen. Die verwendete Steuersoftware wurde wieder in LabView 6.1 entwickelt. Zur Erzeugung von Glimmentladungen standen zwei Hohlkathodenlampen zur Verfügung. Eine war mit Neon gefüllt und hatte eine Siliziumkathode, das Kathodenmaterial der anderen, zu gleichen Volumenteilen mit Wasserstoff

und Deuterium gefüllten, Lampe war Eisen. Bezüglich der Bauform unterscheiden sich die Lampen nur in Details. Beide sind wie in der Abbildung 7.3 gezeigt T-förmig aufgebaut, wobei die beiden Enden, an denen das Licht ein- bzw. austritt abgeschrägt sind, und besitzen eine zylindrische Hohlkathode sowie zwei ringförmige Anoden. Als Spannungsquelle ( $U$ ) wurde eine Konstantstromquelle verwendet, da die Zündspannung (ca. 500 V) deutlich oberhalb der Brennspannung (ca. 200 V) liegt. Der Widerstand  $R_1$  kennzeichnet den Innenwiderstand der Konstantstromquelle. Der Kondensator  $C_1$  hat eine Kapazität von 10 nF und dient zur Entkopplung des Gleichspannungsanteils. Da das Signal sehr schwach ist und viele sowohl niederfrequente als auch hochfrequente Störsignale das Signal-zu-Rausch-Verhältnis verschlechterten, wurde ein einfacher passiver Bandpass ( $C_2 = 10$  nF,  $R_2 = 10$  k $\Omega$ ,  $C_3 = 150$  pF,  $R_3 = 5,1$  k $\Omega$ ) zur Unterdrückung der Störeinflüsse benutzt. Die untere Grenzfrequenz dieses Filters lag dabei im Bereich von ca. 1,6 kHz, die obere Grenzfrequenz bei ca. 200 kHz. Da die Messung empfindlich gestört wird, wenn Laserlicht auf die Kathode trifft, wurde neben einer stets sehr sorgfältig durchgeführten Justage eine Irisblende benutzt, welche den Laserstrahl einengt, um ihn berührungsfrei durch die Hohlkathode zu leiten. Weiterhin wurden Graufilter benutzt, um die in die Lampe eingestrahlte Laserintensität zu verringern und damit die Sättigungsverbreiterung des untersuchten Übergangs zu minimieren. Sofern mehrere Filter zur Abschwächung benutzt wurden, waren diese stets wie in der Abbildung 7.3 dargestellt nach steigender Absorption angeordnet, da bei der Bestrahlung eines stark absorbierenden Filters mit voller Laserintensität die Gefahr besteht, dass dieses zerstört wird.

### 7.3 Messungen an Neon-Spektrallinien

Um den experimentellen Aufbau zu testen und zu optimieren, wurden zunächst Messungen an dem  $2s^22p^5(2P_{3/2}^0)3s - 2s^22p^5(2P_{3/2}^0)3p$ -Übergang des neutralen Neon bei 640,22460 nm [74] mit der Si/Ne-Hohlkathodenlampe durchgeführt, da sich dieser Übergang aufgrund der hohen Signalstärke für die optogalvanische Spektroskopie besonders eignet. Nachdem erste Signale gemessen werden konnten, wurde zur Verifizierung der Messmethode die Neon-Linie mit verschiedenen Laserintensitäten  $I_1 > I_2 > I_3 > I_4$ , welche durch verschiedene Filterkombinationen erreicht wurden, vermessen. Wie die Abbildung 7.4 zeigt, wurde das erwartete Ergebnis sinkender Linienbreite bei sinkender Laserintensität aufgrund der geringeren Sättigungsverbreiterung erhalten.

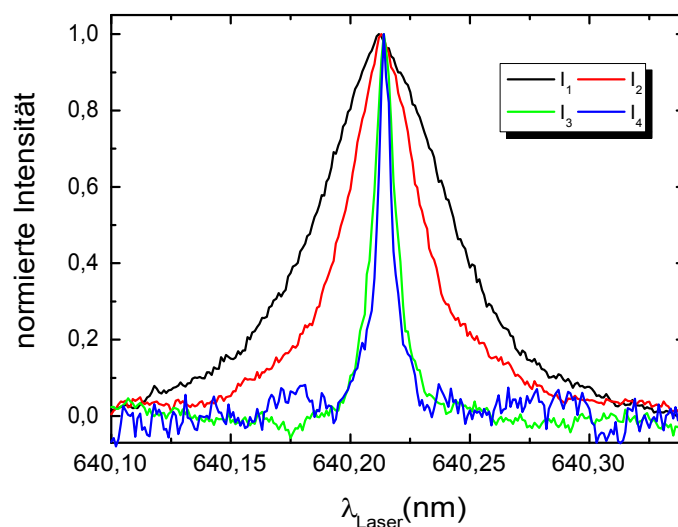


Abbildung 7.4: Sättigungsverbreiterung der Neon-Linie bei 640,22 nm bei unterschiedlichen Laserintensitäten.

Die dargestellten Profile sind über jeweils 100 Messungen gemittelt und wurden vor der Optimierung des Messaufbaus aufgenommen. Nach der Optimierung war das Signal-zu-Rausch-Verhältnis deutlich verbessert, womit die Hoffnung bestand, dass es mit einer Mittelung über eine Vielzahl von Spektren möglich sein könnte, mit einer sehr starken Abschwächung des Lasers und damit einer sehr schwachen Intensität in der Lampe die Sättigungsverbreiterung weitgehend zu unterdrücken. Die Abbildung 7.5 zeigt das Ergebnis dieses Versuches.

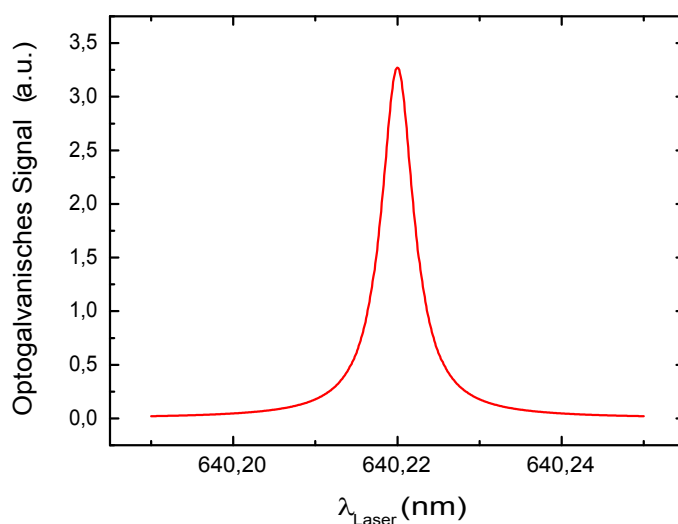


Abbildung 7.5: Gemessene Neon-Linie (640,22 nm) bei sehr geringer Laserintensität zur weitgehenden Unterdrückung der Sättigungsverbreiterung.

Für diese Messung wurde über 3000 Einzelmessungen gemittelt, wodurch das Profil sehr deutlich aus dem Rauschen hervortrat. Der Peak des Profils liegt bei 640,220 nm und damit sehr nahe an dem Literaturwert von 640,22460 nm [74]. Die absolute Abweichung beträgt nur 4,6 pm. Die Halbwertsbreite (Full Width Half Maximum) der gemessenen Linie beträgt 4,8 pm. Da sich diese Linienbreite aus der spektralen Breite des Farbstofflasers, der natürlichen Linienbreite des Übergangs, der Dopplerverbreiterung und der Sättigungsverbreiterung zusammensetzt, zeigt dieses Ergebnis, dass die spektrale Breite des Farbstofflasers im Bereich des spezifizierten Wertes von 1,8 pm liegt (vgl. Tabelle 6.2).

## 7.4 Messungen an Wasserstoff- und Deuteriumlinien

Der im Kapitel 7.3 behandelte Neon-Übergang ist für das LIF-Experiment nicht von Bedeutung. Daher wurde mit den gesammelten Erfahrungen und den gemachten Verbesserungen versucht, das Lasersystem für den  $H_\alpha$ - bzw.  $D_\alpha$ -Übergang bei einer Wellenlänge von 656,285 nm bzw. 656,107 nm mit der  $H_2/D_2/Fe$ -Lampe zu kalibrieren. Da der optogalvanische Effekt für diese Übergänge deutlich schwächer ist als für den untersuchten Neon-Übergang, konnte die dort erzielte Genauigkeit nicht erreicht werden. Neben diesem Problem kam erschwerend hinzu, dass der Gasdruck in der Lampe aufgrund des hohen Diffusionsvermögens von Wasserstoff nicht mehr den benötigten Wert aufwies und daher kein stabiles Brennen der Entladung in der Lampe möglich war. Aufgrund der Instabilität der Entladung traten auch Störsignale auf, die die selbe Zeitkonstante wie das Nutzsignal hatten und deshalb nicht durch das eingebaute passive Filter unterdrückt werden konnten. Die Abbildung 7.6 zeigt das Ergebnis einer groben Übersichtsmessung über den Wellenlängenbereich der beiden Übergänge, in der durch die blau gestrichelten Linien die erwarteten Wellenlängen kenntlich gemacht wurden.

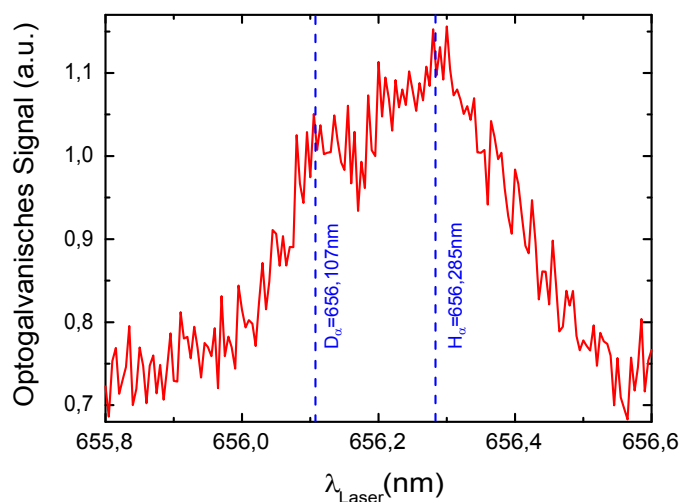


Abbildung 7.6: Messung an einer  $H_2/D_2$ -Hohlkathodenlampe im Bereich der  $H_\alpha/D_\alpha$ -Wellenlängen.



Die Abbildung zeigt deutlich, dass der optogalvanische Effekt bei der verwendeten Hohlkathodenlampe für den Übergang im Wasserstoff stärker ist als für den Übergang im Deuterium. Deshalb wurde am  $H_\alpha$ -Übergang versucht, genauere Messungen durch geringere Intensitäten zu erhalten. Das beste erhaltene Ergebnis ist in der Abbildung 7.7 dargestellt.

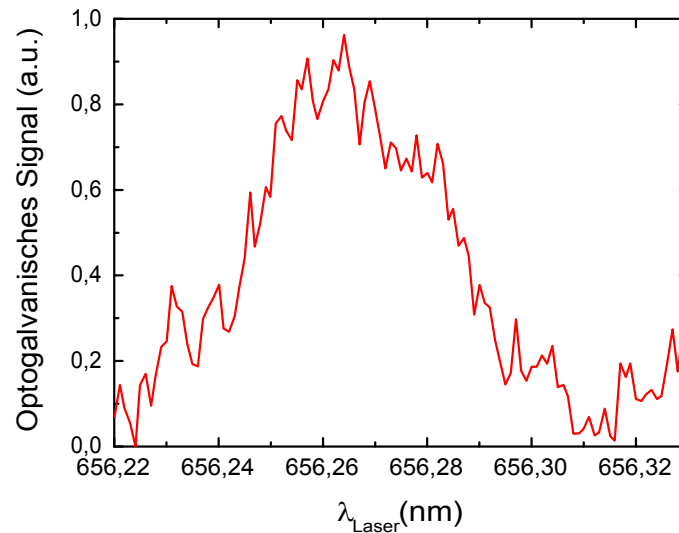


Abbildung 7.7: Messung an einer  $H_2/D_2$ -Hohlkathodenlampe im Bereich der  $H_\alpha$ -Wellenlänge.

Wäre eine ähnliche Genauigkeit wie bei dem Neon-Übergang möglich gewesen, hätte die Feinstruktur des Überganges (vgl. Kapitel 5.2) aufgelöst werden können. Dies ist offensichtlich nicht gelungen, was nicht weiter verwundert, da trotz der Mittelung über 4000 Spektren eine deutlich höhere Intensität in der Lampe notwendig war, um überhaupt ein nutzbares Signal zu bekommen. Die sichtbaren Peaks im gemessenen Spektrum sind nicht auf die Feinstruktur, sondern auf Rauschen zurückzuführen. Da für das gezeigte Schaubild mehrere Stunden Messzeit benötigt wurden, erschien es nicht sinnvoll, mit weiter verminderten Intensitäten noch länger zu messen, oder gar zu versuchen, genaue Messungen am intensitätsschwächeren  $D_\alpha$ -Übergang zu machen. Trotzdem zeigen die Messungen, dass der Farbstofflaser auch im Wellenlängenbereich von  $H_\alpha$  und  $D_\alpha$  sehr präzise arbeitet. Um auch die für das LIF-Experiment wichtige Wellenlänge des Helium-Überganges bei 667,815 nm [74] (vgl. Kapitel 8.1) zu kalibrieren wurde ein Wavemeter der Firma Burleigh mit einer Genauigkeit von 50 pm verwendet. Dieses wurde zunächst an den beiden optogalvanisch kalibrierten Wellenlängen für Neon und Wasserstoff getestet. Da es sich für diese Wellenlängen als sehr genaues Messinstrument erwies, konnte der Farbstofflaser auch für die Wellenlänge des Helium-Übergangs kalibriert werden.



# Kapitel 8

## Ergebnisse

Trotz immenser technischer Probleme mit einigen Komponenten der Diagnostik und langer Ausfallzeiten des Tokamakexperiments ASDEX Upgrade gelang es, wie in diesem Kapitel gezeigt wird, einen „proof of principle“ für die Funktionsfähigkeit des entwickelten Meßsystems zu liefern. In den Abschnitten 8.1 und 8.2 werden zunächst gemittelte Fluoreszenzsignale sowohl für Helium als auch für Deuterium aus der Experimentkampagne 2004 gezeigt. Im Abschnitt 8.3 wird dargelegt, dass die Signale für beide Spezies das theoretisch erwartete Abklingverhalten zeigen und es sich bei diesen somit um Fluoreszenzsignale handelt.

In der Experimentkampagne 2005 stand das in Abschnitt 6.4 vorgestellte System zur exakten Bestimmung von Zeitmarken zur Verfügung, mit dem, wie im abschließenden Abschnitt 8.4 dieses Kapitels dargestellt ist, bewiesen werden konnte, dass nur dann Fluoreszenzsignale gemessen werden können, wenn ein Laserpuls einen ELM-Crash im unteren äusseren Divertor trifft.

### 8.1 Fluoreszenzsignale für Helium

In der Abbildung 8.1 sind sowohl der zeitliche Verlauf des Falschlichtimpulses, welcher aufgrund der Tatsache, dass für den Helium-Übergang bei 667,815 nm die Fluoreszenz auf der selben Wellenlänge erwartet wird, auf der die Anregung stattfindet, auch ohne Plasma stets vorhanden ist (schwarz), als auch der zeitliche Verlauf des Falschlichtimpulses mit Fluoreszenzsignal (rot) dargestellt. Die schwarze Kurve ist das Resultat einer Mittelung und Normierung über einige Falschlichtimpulse, welche aus dem leeren ASDEX Upgrade-Vakuumgefäß erhalten wurden. Die rote Kurve wurde durch Mittelung und Normierung von 3 Laserpulsen erhalten, welche in die ASDEX Upgrade-Entladungen 19443 und 19444 eingeschossen und als potentielle LIF-Signale identifiziert wurden. Dieses Vorgehen diente der Verbesserung des Signal-zu-Rausch-Verhältnisses.

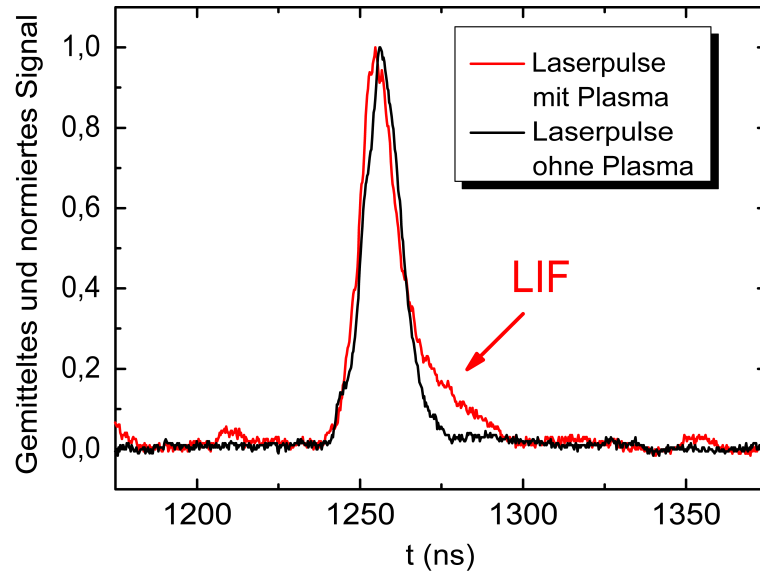


Abbildung 8.1: Vergleich von Falschlichtsignal und LIF-Signal (gemittelt) für Helium.

Während der Falschlichtpuls weitgehend symmetrisch ist, zeigt das LIF-Signal eine deutliche Abweichung von der Symmetrie und damit vom Falschlichtsignal zu höheren Zeiten hin. Dort ist ein deutlich langsames Abklingverhalten zu beobachten. Die Tatsache, dass von den ca. 100 Laserpulsen, die während dieser speziell für das entwickelte System kreierten Entladungen im Divertor auf Plasma trafen, nur für drei Laserpulse Fluoreszenzsignale detektiert werden konnten, war zu dieser Zeit noch nicht erklärbar. Die Beobachtung, dass immer nur dann Fluoreszenzsignale auftraten, wenn sich das Plasma in einer ELMy H-Mode befand, führte jedoch zu der schon erwähnten Hypothese, gemäß welcher die Empfindlichkeit des Systems nur dann groß genug ist, wenn ein Laserpuls zeitlich mit einem ELM-Crash zusammenfällt.

## 8.2 Fluoreszenzsignale für Deuterium

In der Abbildung 8.2 ist der zeitliche Verlauf des Falschlichtimpulses, welcher aufgrund der Tatsache, dass auch für den Deuterium-Übergang bei 656,107 nm die Fluoreszenz auf der selben Wellenlänge erwartet wird, auf der die Anregung stattfindet, auch ohne Plasma stets vorhanden ist, in schwarz dargestellt. Das dargestellte Signal wurde wiederum über einige Falschlichtimpulse, welche aus dem leeren ASDEX Upgrade-Vakuumgefäß erhalten wurden, gemittelt und normiert. Der zeitliche Verlauf des Falschlichtimpulses mit Fluoreszenzsignal ist in rot dargestellt und wurde durch Mittelung und Normierung von 19 Laserpulsen erhalten, welche in verschiedene ASDEX Upgrade-Entladungen eingeschossen und als potentielle LIF-Signale identifiziert wurden. Im Gegensatz zu den im vorigen Abschnitt gezeigten

Signalen für Helium war es bei Deuterium aufgrund der starken spontanen Emission auf der beobachteten Wellenlänge für die Darstellung in der Abbildung 8.2 notwendig, den stets vorhandenen Untergrund abziehen. Durch diese gegenüber dem Helium-Übergang stärkere Untergrundstrahlung sind potentielle Fluoreszenzsignale schwerer zu identifizieren, weshalb über deutlich mehr Kandidaten gemittelt wurde.

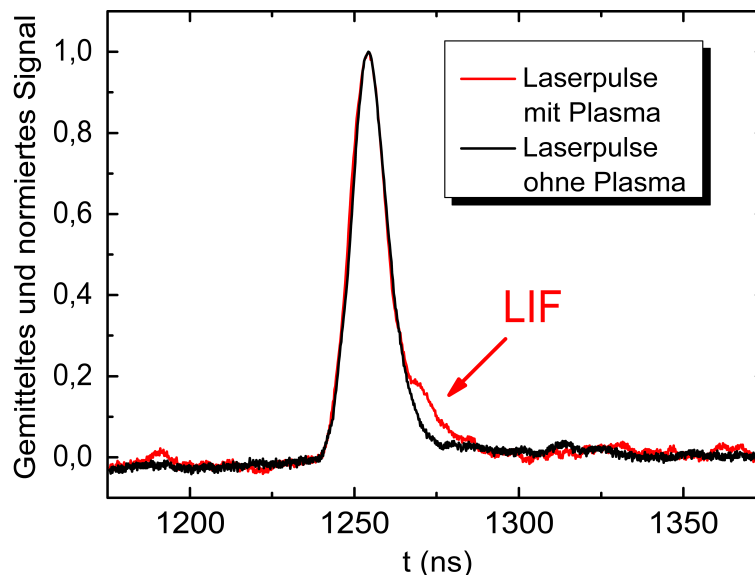


Abbildung 8.2: Vergleich von Falschlichtsignal und LIF-Signal (gemittelt) für Deuterium.

Der zeitliche Verlauf des Falschlichtpulses ist von der Wellenlänge weitgehend unabhängig und zeigt daher den selben symmetrischen Verlauf wie in der Abbildung 8.1. Das LIF-Signal zeigt aufgrund eines langsameren Abklingverhaltens wiederum eine deutliche Abweichung vom Falschlichtsignal zu höheren Zeiten hin. Verglichen mit dem Verhalten für Helium ist zu erkennen, dass die Fluoreszenz für Deuterium etwas schneller abklingt. Auch für Deuterium lag die Wahrscheinlichkeit, ein Fluoreszenzsignal zu erhalten, im geringen einstelligen Prozentbereich, wobei das Erkennen eines solchen Signals durch die kürzere Abklingzeit und die deutlich höhere Hintergrundstrahlung weitaus schwieriger ist. Da auch für den Deuterium-Übergang nur während ELMy H-Mode-Entladungen Fluoreszenzsignale auftraten, erschien die in Abschnitt 8.1 aufgestellte Hypothese plausibel.

### 8.3 Verifikation der gemessenen Signale als Laser-induzierte Fluoreszenz

Aufgrund ihres seltenen Auftretens und des - zumindest für Deuterium - schlechten Signal-zu-Rausch-Verhältnisses, musste verifiziert werden, dass es sich bei den gemessenen Signalen wirklich um durch Laser-induzierte Fluoreszenz erzeugte Effekte und nicht um Messfehler handelt. Aufgrund der kurzen Zeitskalen, auf denen sich die Messungen abspielen und des komplexen elektronischen Aufbaus der Photomultiplierbeschaltung samt Gating könnte es sich auch um eine elektrische Schwingung (aperiodischer Grenzfall) handeln. Zur Verifikation der Ergebnisse wurden die Abklingkonstanten der Meßsignale bestimmt und mit den theoretischen Werten verglichen.

Wird eine große Zahl von Atomen mit einem kurzen Laserpuls in einen oberen Zustand  $|k\rangle$  angeregt, so klingt die Intensität  $I(t)$  jedes Fluoreszenz-Überganges auf tiefere Niveaus  $|j\rangle$  gemäß

$$I(t) \propto A_{kj} \cdot n_k(t) = A_{kj} \cdot n_k \cdot e^{-t/\tau}. \quad (8.1)$$

exponentiell ab [64], wobei  $A_{kj}$  den Einsteinkoeffizienten der spontanen Emission,  $n_k$  die Besetzung des oberen Niveaus nach Ende des Laserpulses und  $\tau$  die Lebensdauer des angeregten Niveaus darstellen.

Unter der Annahme, dass der Einfluss von Quenching-Stößen vernachlässigbar ist, kann die Lebensdauer des oberen Niveaus gemäß

$$\tau = \frac{1}{\sum_{|j\rangle} A_{kj}} \quad (8.2)$$

berechnet werden.

Wie in der Abbildung 5.4 gezeigt wurde, ist das Termschema der beteiligten Zustände für den Helium-Übergang bei 667,815 nm besonders einfach, da es jeweils nur ein oberes und ein unteres Niveau gibt. Weiterhin können Quenching-Stöße vernachlässigt werden [72]. Damit lässt sich die Lebensdauer des oberen Niveaus des Helium-Überganges in diesem Fall einfach mit dem Einsteinkoeffizienten der spontanen Emission  $A_{kj} = 6,38 \cdot 10^7 \text{ s}^{-1}$  [74] zu

$$\tau_{He} = \frac{1}{A_{kj}} = \frac{1}{6,38 \cdot 10^7 \text{ s}^{-1}} = 15,7 \text{ ns} \quad (8.3)$$

bestimmen.

Wenn die Intensität des Fluoreszenzsignals dem in Gleichung 8.1 angegebenen zeitlichen Verlauf folgt, so müsste sich bei logarithmischer<sup>1</sup> Auftragung des Fluoreszenzsignals über der Zeit eine Gerade ergeben, aus deren (negativer) Steigung  $m$  sich die Lebensdauer des angeregten Niveaus gemäß

$$\tau = -\frac{1}{m} \quad (8.4)$$

ergibt.

<sup>1</sup>Entsprechend der Definition der Lebensdauer muss der Logarithmus naturalis verwendet werden.

In der Abbildung 8.3 ist das in der Abbildung 8.1 gezeigte Fluoreszenzsignal für Helium logarithmisch über der Zeit aufgetragen (schwarz).

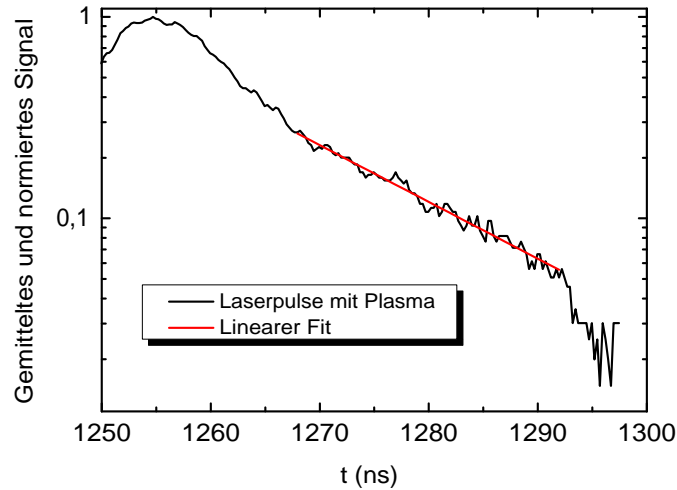


Abbildung 8.3: Semilogarithmischer Plot des in der Abbildung 8.1 gezeigten gemittelten LIF-Signals für Helium zur Bestimmung der Lebensdauer des oberen Niveaus.

Aufgrund des bereits diskutierten Streulichtproblems ist die Bestimmung der Lebensdauer nicht so einfach wie bisher in diesem Abschnitt dargestellt. Wie in der Abbildung 8.1 bereits zu sehen war, dominiert das Fluoreszenzsignal zu höheren Zeiten hin deutlich das Falschlichtsignal, sodass dort ein Abklingverhalten gemäß der Gleichung 8.1 erwartet werden kann. Dies wird durch die Abbildung 8.3 bestätigt. Es ist deutlich ein Bereich zu erkennen, in dem das Signal in der gewählten Auftragung den theoretischen Vorhersagen entsprechend einen linearen Verlauf zeigt. In diesem Bereich wurde eine Gerade an das gemessene Signal gefittet (rot). Zu früheren Zeiten dominiert das Falschlicht, zu höheren Zeiten hin ist das Signal abgeklungen und nur noch Rauschen vorhanden. Aus der Steigung der gefitteten Geraden ergibt sich eine Lebensdauer des oberen Niveaus von

$$\tau_{He,exp} = 15,4 \pm 0,5 \text{ ns}, \quad (8.5)$$

womit sich eine sehr gute Übereinstimmung zwischen theoretischem Wert und Messung ergibt.

Für den untersuchten Deuterium-Übergang ist die Situation, wie im Abschnitt 5.2 bereits geschildert wurde, deutlich komplizierter, da durch die Verbreiterung der einzelnen auf die Feinstruktur zurückzuführenden Übergänge mehrere obere Niveaus gleichzeitig angeregt

werden. Da die oberen Niveaus aufgrund der hohen Stoßfrequenz zwischen den Schwer-  
teilchen auch auf den Zeitskalen, auf denen die Fluoreszenz stattfindet, entsprechend ihrer  
statistischen Gewichte besetzt sind, können sie zu einem effektiven Niveau zusammenge-  
fasst werden, dessen Lebensdauer dann unter Berücksichtigung aller strahlenden Relaxati-  
onskanäle gemäß

$$\tau_D = \frac{\sum_{|k\rangle} g_k}{\sum_{|k\rangle} \left( g_k \cdot \sum_{|j\rangle} A_{kj} \right)} \quad (8.6)$$

$|k\rangle$  : Feinstrukturzustände mit  $n = 3$

$|j\rangle$  : Feinstrukturzustände mit  $n \in \{1, 2\}$

mit den  $g_k$  und  $A_{kj}$  Werten aus [74] zu

$$\tau_D = 10,0 \text{ ns} \quad (8.7)$$

berechnet werden kann.

Zur experimentellen Bestimmung der Lebensdauer des effektiven oberen Niveaus für Deu-  
terium ist in der Abbildung 8.4 das in der Abbildung 8.2 gezeigte Fluoreszenzsignal loga-  
rithmisch über der Zeit aufgetragen (schwarz).

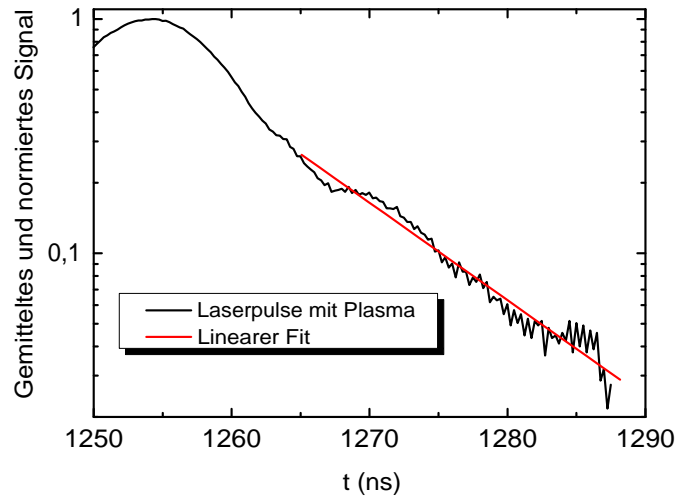


Abbildung 8.4: Semilogarithmischer Plot des in der Abbildung 8.2 gezeigten gemittelten LIF-Signals für Deuterium zur Bestimmung der Lebensdauer des effektiven oberen Niveaus.



Es zeigt sich wiederum eine klare Dominanz des Falschlichtsignals zu geringen Zeiten hin und das Rauschen nach Abklingen des Fluoreszenzsignals. Das LIF-Signal zeigt keinen vergleichbar idealen linearen Abfall wie für Helium, hebt sich im Abklingverhalten jedoch deutlich vom Falschlichtpuls ab. Aus der Steigung der angefitteten Geraden ergibt sich die Lebensdauer zu

$$\tau_{D,exp} = 11,3 \pm 1,9 \text{ ns}, \quad (8.8)$$

was in Anbetracht des schlechteren Signal-zu-Rausch-Verhältnisses und der deutlich komplexeren Termstruktur als gute Übereinstimmung mit dem theoretischen Wert  $\tau_D$  betrachtet werden kann.

Aus den Tatsachen, dass für verschiedene Elemente verschiedene Abklingzeiten ermittelt wurden und diese - im Rahmen der Messgenauigkeit - eine gute Übereinstimmung mit den theoretischen Vorhersagen zeigen, kann geschlossen werden, dass es sich bei den gemessenen Signalen um Fluoreszenzsignale und nicht um Schwingungen im Meßsystem handelt.

## 8.4 Korrelation der Signale mit ELM-Aktivität

Die in den bisherigen Abschnitten dieses Kapitels gezeigten Ergebnisse stammen ausnahmslos aus der ASDEX Upgrade-Experimentkampagne 2004, in der das im Abschnitt 6.4 vorgestellte System noch nicht vorhanden war und daher keine genaue zeitliche Korrelation der erhaltenen Ergebnisse zu anderen Diagnostiken vollzogen werden konnte. In der Experimentkampagne 2005 wurde mit dem neuen, erweiterten System nur noch der Helium-Übergang untersucht, da hier das Signal-zu-Rausch-Verhältnis besser war als für Deuterium und auch für einzelne Signale, also ohne Mittelung, erkannt werden konnte, ob ein Fluoreszenzsignal vorhanden ist.

Die Abbildung 8.5 zeigt das deutlichste mit der entwickelten Diagnostik je gemessene LIF-Signal, welches wieder das typische langsamere Abklingverhalten zu höheren Zeiten hin zeigt und während der ASDEX Upgrade-Entladung 20487 gemessen wurde. Das Zeitsystem hat für diesen Laserpuls eine Verzögerung zum TS06-Signal von  $t_{AUG} = 5,30279 \text{ s}$  ermittelt.

Der Vollständigkeit halber wurde auch für dieses Signal die Abklingdauer aus der in der Abbildung 8.6 gezeigten halblogarithmischen Auftragung (schwarz) bestimmt. Dort konnte in einem Zeitintervall, in dem die Fluoreszenz dominant ist, eine Gerade angefittet werden (rot), aus deren Steigung sich eine Lebensdauer von  $\tau_{He,exp} = 15,2 \pm 1,0 \text{ ns}$  ergab. Diese Lebensdauer liegt sehr nahe am theoretischen Wert von  $\tau_{He} = 15,7 \text{ ns}$ , was wiederum als Indiz dafür betrachtet werden kann, dass es sich bei dem beobachteten Phänomen wirklich um Laser-induzierte Fluoreszenz handelt.

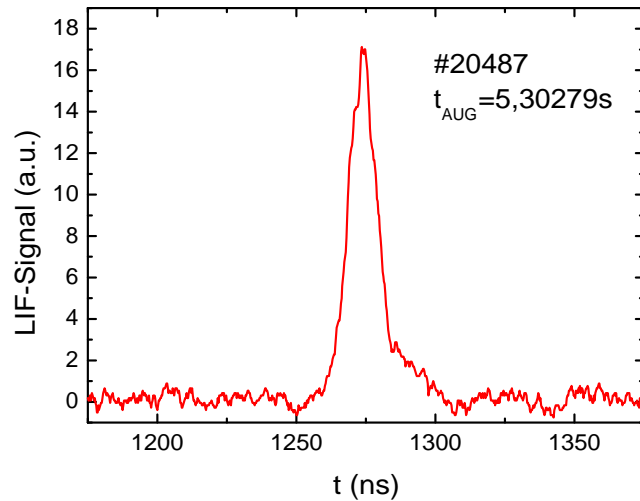


Abbildung 8.5: LIF-Signal auf der Helium-Wellenlänge für den Zeitpunkt  $t_{AUG} = 5,30279$  s in der ASDEX Upgrade-Entladung 20487.

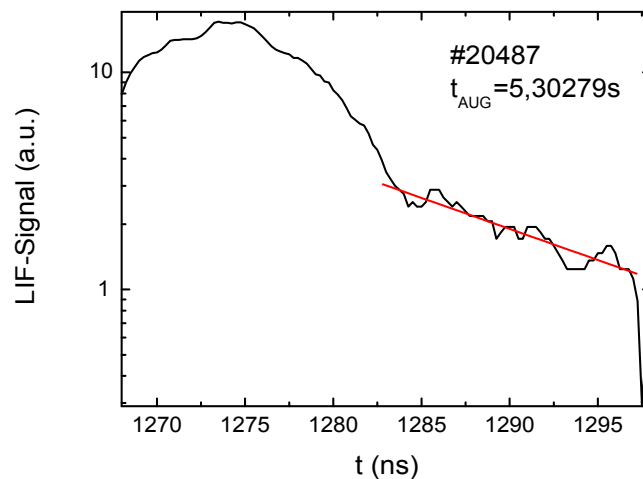


Abbildung 8.6: Semilogarithmischer Plot des in der Abbildung 8.5 gezeigten LIF-Signals für Helium zur Bestimmung der Lebensdauer des oberen Niveaus.

Die Abbildung 8.7 zeigt die Zeitspuren der wichtigsten Parameter für die ASDEX Upgrade-Entladung 20487, für welche das in den Abbildungen 8.5 und 8.6 gezeigte Signal gemessen werden konnte. Neben der Elektronendichte  $n_e$  und der vom Plasma gespeicherten Energie  $W_{MHD}$  sind auch das  $D_\alpha$ -Signal aus dem unteren äusseren Divertor ( $D_\alpha$ ) und die durch Neutralteilcheninjektion ( $P_{NBI}$ ) sowie Ionenzyklotronresonanzheizung ( $P_{ICRH}$ ) dem Plasma zugeführten Heizleistungen über der Entladungszeit ( $t_{AUG}$ ) aufgetragen.

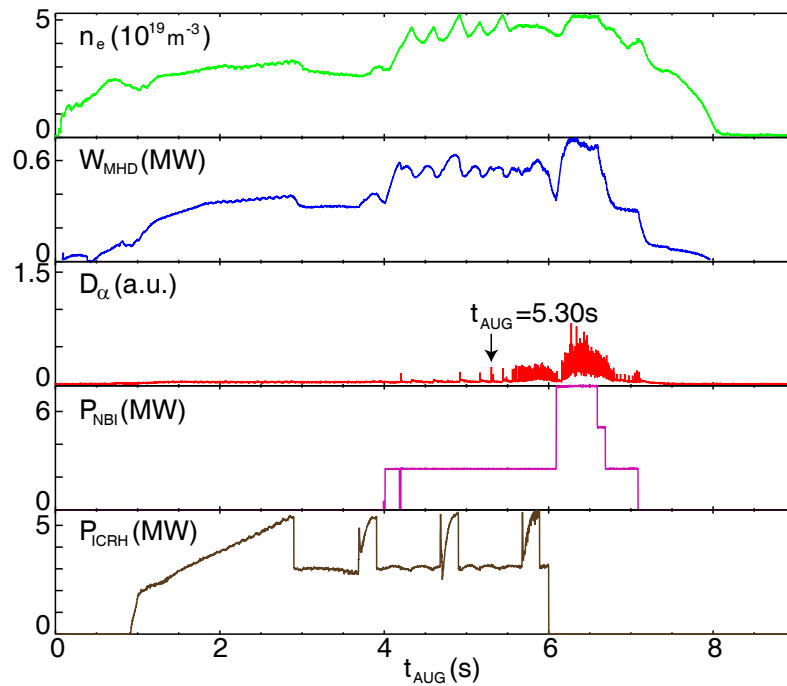


Abbildung 8.7: Übersicht über die wichtigsten Kenngrößen der ASDEX Upgrade-Entladung 20487.

Zu Beginn der Entladung wird das Plasma ausschließlich Ohmsch geheizt. Nach ca. 0,8 s wird die Ionenzyklotronresonanzheizung (ICRH) aktiviert und kontinuierlich auf eine Heizleistung von  $P_{ICRH} = 5$  MW gesteigert, was zu einer kontinuierlichen Steigerung der Dichte und der eingeschlossenen Energie führt. Die Verminderung der ICRH Leistung nach ca. 2,9 s führt zu einer geringeren Teilchendichte und einer Verringerung der eingeschlossenen Energie. Nach 4 s wird die Neutralteilcheninjektion mit einer Heizleistung von  $P_{NBI} = 3$  MW aktiviert. Bisher befand sich die Entladung in der L-Mode, jetzt findet ein Übergang zur H-Mode statt, was sich an der weiteren Steigerung von Teilchendichte und gespeicherter Energie sowie am Auftreten charakteristischer Peaks im  $D_\alpha$ -Signal zeigt. Zwischen der ersten Edge Localized Mode nach ca. 4,2 s und dem Beginn von Type-I ELM-Aktivität mit hoher ELM-Frequenz nach ca. 5,5 s befindet sich die Entladung in einem schwierig zu deutenden Zustand, da sowohl Type-I als auch Type-III ELMs auftreten, jedoch nur isoliert und durch relativ lange ELM-freie H-Mode-Phasen voneinander getrennt [93]. Wie der Pfeil im Teilschaubild für das  $D_\alpha$ -Signal anzeigt, wurde das Signal in dieser Phase aufgenommen und könnte einer solchen isolierten Edge Localized Mode zugeordnet werden. Ab 5,5 s treten normale Type-I ELMs auf. Nach 6 s wird die ICRH abgeschaltet und nach ca. 6,1 s die NBI Heizleistung auf  $P_{NBI} = 7$  MW gesteigert. Nach einem kurzen Einbruch in der gespeicherten Energie und der ELM-Aktivität steigen diese durch die Erhöhung von  $P_{NBI}$  wieder deutlich an, und es treten wiederum normale Type-I ELMs auf.

In der Abbildung 8.8 ist die Position des Plasmas zu dem Zeitpunkt dargestellt, zu dem das in diesem Abschnitt diskutierte Signal gefunden wurde. Die Detektionssichtlinie ist dabei in blau dargestellt, die Lasersichtlinie in rot. Weiterhin sind die die Flussflächen (violett), die Separatrix (grün) und die magnetische Achse (orange) eingezeichnet.

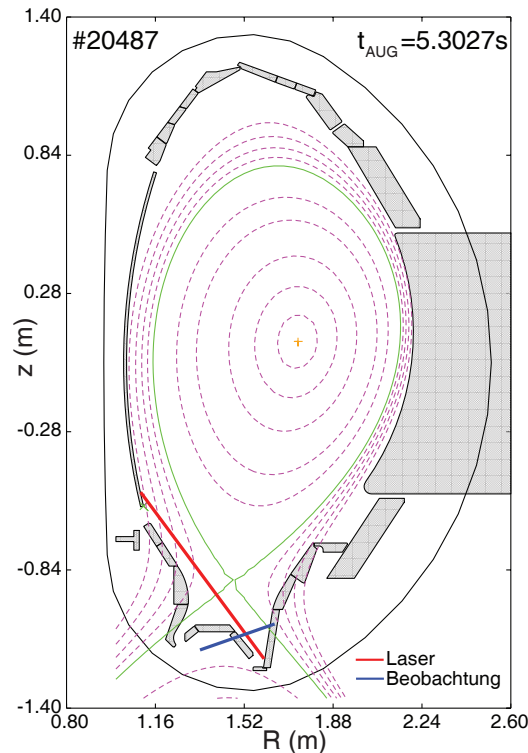


Abbildung 8.8: Plasmageometrie der ASDEX Upgrade-Entladung 20487 zum Zeitpunkt  $t = 5,30279$  s.

Das dargestellte Plasma liegt in der „lower single null“ (LSN) Konfiguration vor, da nur ein X-Punkt vorhanden ist und die Strikepoints sich im unteren Divertor befinden. Das Beobachtungsvolumen, in dem das Signal gemessen wurde (Überlappvolumen von Laser- und Detektionssichtlinie) lag wie die Abbildung 8.8 zeigt in der Private Flux Region (vgl. Abbildung 2.3).

Mit der enormen Zeitaufösung des Zeitmarkensystems ist es möglich, den Zeitpunkt, zu dem das Signal gemessen wurde, viel deutlicher mit der ELM-Aktivität zu korrelieren, als dies in der Abbildung 8.7 geschehen ist. Die Abbildung 8.9 zeigt eine hoch aufgelöste Zeitspur des  $D_\alpha$ -Signals (rot) und den Zeitpunkt, zu dem das Signal gemessen wurde (blau).

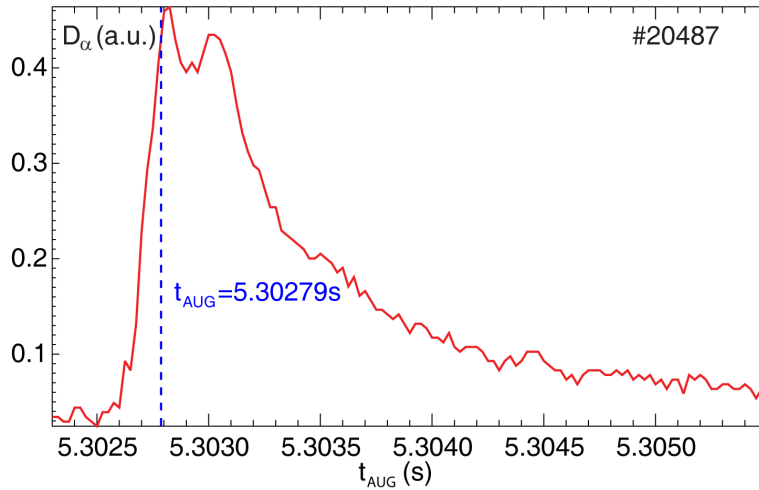


Abbildung 8.9: Korrelation des Laserpulses mit dem  $D_\alpha$ -Signal.

Es ist klar zu erkennen, dass der Laserpuls zeitlich mit dem Maximum eines ELM-Crashes im unteren äusseren Divertor zusammenfällt. Nach eingehender Analyse wurde festgestellt, dass es sich bei der „getroffenen“ Edge Localized Mode um eine - aufgrund ihres isolierten Auftretens - atypische Type-I ELM handelt [93].

Diese ELMs sind besonders stark, was zusammen mit dem Umstand, dass der Laserpuls, für den das Signal gemessen wurde, genau im Maximum des ELM-Crashes im unteren äusseren Divertor mit dem dortigen Plasma wechselwirkt, sowie der Tatsache, dass das gemessene Signal das deutlichste mit der Diagnostik aufgezeichnete ist, als klarer Beleg für die in Abschnitt 8.1 aufgestellte Hypothese angesehen werden kann.

Die in diesem Kapitel dargestellten Ergebnisse zeigen, dass mit der entwickelten Diagnostik sowohl für Helium als auch für Deuterium (allerdings mit deutlich schlechterem Signal-zu-Rausch-Verhältnis) Fluoreszenzsignale gemessen werden können, welche das theoretisch vorhergesagte Abklingverhalten zeigen. Dies ist jedoch nur dann möglich, wenn ein Laserpuls im Divertor mit dem Crash einer möglichst stark ausgeprägten Type-I ELM wechselwirkt. Bei vorhandener Absolutkalibration des Systems wären somit die Dichten der untersuchten Elemente während ELM-Crashes messbar.

Weiterhin zeigen die Ergebnisse, dass Messungen von Linienformen und -verschiebungen, welche bei einem Durchstimmen der Laserwellenlänge (vgl. Abschnitt 5.1) erhalten und aus denen die Temperatur (Linienbreite) und Strömungsgeschwindigkeit (Doppler-Verschiebung) bestimmt werden könnten, mit dem entwickelten System aufgrund der Abhängigkeit von zufälligen Koinzidenzen zwischen Laserpulsen und ELM-Crashes nicht durchführbar ist. Mit der in Abschnitt 9.1 dargestellten Erweiterung des Systems könnten diese Messungen jedoch möglich werden.



# Kapitel 9

## Erweiterungsmöglichkeiten der Diagnostik

Nachdem im vorangegangenen Kapitel die Funktionsfähigkeit der Diagnostik gezeigt wurde, werden in diesem Kapitel Ansätze diskutiert, auf deren Grundlage das entwickelte System erweitert und verbessert werden könnte, für deren Umsetzung im Rahmen dieser Arbeit die finanziellen Mittel jedoch nicht vorhanden waren. Im Abschnitt 9.1 wird über die Möglichkeit berichtet, das System so zu steuern, dass jeder Laserpuls eine Edge Localized Mode trifft, was im Gegensatz zum jetzigen System eine deutliche Verbesserung darstellen würde. Im Abschnitt 9.2 wird eine verhältnismäßig kostengünstige Möglichkeit aufgezeigt, mit der in 16 Beobachtungsvolumina nahezu gleichzeitig gemessen werden könnte.

### 9.1 Triggerung auf ELMs

Ein essentieller Nachteil des entwickelten Systems besteht darin, dass es nur durch Zufall und mit geringer Wahrscheinlichkeit möglich ist, eine ELM mit einem Laserpuls zu treffen. Der Pumplaser benötigt zwei Triggersignale (vgl. Abbildung 6.2), die in einem definierten zeitlichen Abstand von etwa  $475 \mu\text{s}$  (vgl. Abbildung 6.3) erzeugt werden müssen. Dieser Zeitabstand ist größer als die typische Zeitskala, auf der ELMs stattfinden. Es ist daher nicht möglich, den Laser auf das  $D_\alpha$ -Signal oder auf den ELM-Precursor zu triggern, da dabei jeweils zusätzlich Verarbeitungszeiten aufgewendet werden müssten und der Laserpuls erst nach dem ELM-Crash in den Divertor gelangen würde. Da ELMs normalerweise nicht vorhergesagt werden können, besteht die einzig mögliche, technisch zwar anspruchsvolle, aber bedenkenswerte Weiterentwicklung des Systems zur Lösung dieses Problems darin, die Steuerung des Pumplasers an aktive ELM-Kontrollmechanismen (vgl. Abschnitt 4.4) zu koppeln. Als erfolgversprechendster ELM-Kontrollmechanismus erscheint dafür das ELM-Pacemaking durch Pelletinjektion (vgl. Unterabschnitt 4.4.1).

Es müsste zu einem definierten Zeitpunkt innerhalb des Injektionszyklus ein Triggersignal an die YAG-Steuerung gesendet werden, mit dem die Blitzlampe (sofern der letzte Blitz mindestens 100 ms zurückliegt) angesteuert wird und darauf, entsprechend verzögert, der Q-Switch so auslöst, dass der Laserpuls im Divertor den durch das injizierte Pellet hervorgerufenen ELM-Crash trifft.

Aufgrund der vergleichsweise langen Kontrollzyklen des ASDEX Upgrade-Kontrollsystems von ca. 3 ms erscheint das „wobbling“ (vgl. Unterabschnitt 4.4.2) für die Generierung des benötigten Steuersignals gänzlich ungeeignet.

Eine weitere Möglichkeit zur Lösung dieses Problems bestünde in der Anschaffung eines neuen Pumplasersystems, welches einen deutlich kürzeren Zeitabstand zwischen beiden Triggersignalen benötigt, sodass mit der Registrierung erster Anzeichen für eine ELM schnell genug ein Laserpuls erzeugt werden kann, um die ELM noch (möglichst im Maximum) zu treffen. Idealerweise sollte ein neues Lasersystem eine höhere Repetitionsrate aufweisen, um pro Plasmaentladung mehr Signale messen zu können.

Sollte ein Triggern auf die Pelletinjektion nicht möglich sein und gäbe es auch kein Lasersystem, das schnell genug auf einen Anstieg des  $D_\alpha$ -Signals oder den ELM-Precursor reagieren könnte, würde ein neues Pumplasersystem mit gesteigerter Repetitionsrate zumindest die Anzahl zufälliger Treffer erhöhen.

## 9.2 Gleichzeitige Beobachtung mehrerer Observationsvolumina

Ogleich sowohl für die Detektion als auch für die Anregung viele Sichtlinien zur Verfügung stehen, wurde bislang stets in nur einem Beobachtungsvolumen gleichzeitig gemessen. Die Zahl der benutzten Beobachtungsvolumina kann jedoch mit dem in der Abbildung 6.8 dargestellten Sichtliniensystem deutlich gesteigert werden. Eine mögliche Verbesserung der entwickelten Diagnostik, welche dies erlauben würde, ist in der Abbildung 9.1 veranschaulicht. Die Laserpulse könnten durch Strahlteiler in vier gleich starke Pulse geteilt werden. Jeder dieser vier Pulse würde dann in einen Lichtwellenleiter eingekoppelt, wobei die Lichtwellenleiter unterschiedlich lang sind ( $l$ ,  $l + \Delta l$ ,  $l + 2 \cdot \Delta l$ ,  $l + 3 \cdot \Delta l$ ). Der Längenunterschied  $\Delta l$ , um welchen sich die Fasern jeweils unterscheiden, führt zu einer zeitlichen Verzögerung des jeweiligen Laserpulses um

$$\Delta t = \frac{\Delta l}{c_{LWL}} = \frac{\Delta l \cdot n_{LWL}}{c_{Vak}}. \quad (9.1)$$



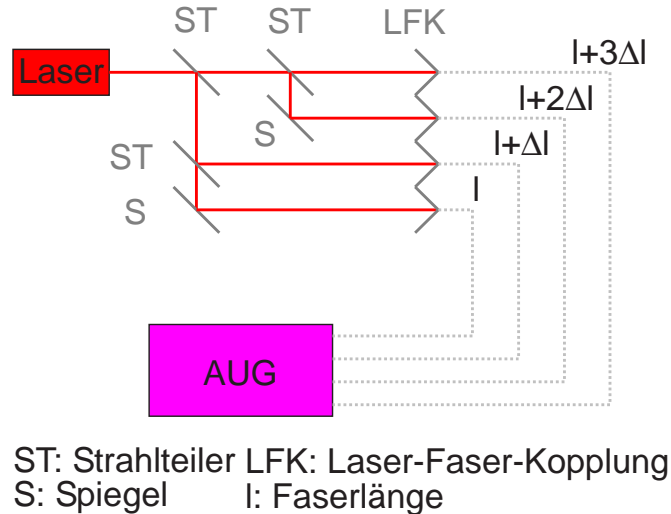


Abbildung 9.1: Schematische Darstellung der möglichen Erweiterung des Systems zur annähernd gleichzeitigen Untersuchung mehrerer Beobachtungsvolumina.

Die Laserpulse aus den verschiedenen Lichtwellenleitern würden eine Sichtlinie im Divertor daher zu den Zeiten  $t$ ,  $t + \Delta t$ ,  $t + 2 \cdot \Delta t$  und  $t + 3 \cdot \Delta t$  schneiden. Wenn  $\Delta t$  groß genug gewählt würde, könnten die Signale aus den vier verschiedenen Beobachtungsvolumina vollständig voneinander isoliert detektiert werden.

Eine Verzögerung durch eine entsprechende Laufwegverlängerung vor der Einkopplung ist aufgrund der inhomogenen Divergenz des vom Farbstofflaser produzierten Strahlprofils sehr schwierig und keine Alternative zu der hier vorgestellten Lösung, da auch die Dämpfung im Lichtwellenleiter für die verwendeten Wellenlängen kein Problem darstellt.

Ein sinnvoller Wert für  $\Delta t$ , der eine ungestörte Beobachtung erlauben würde und dabei klein genug ist, um eine nahezu gleichzeitige Beobachtung aller vier Volumina und damit auch eine kurze Empfindlichkeitsphase des Photomultipliersystems zu ermöglichen, liegt bei  $\Delta t = 100$  ns. Aufgrund der integral ca. vier mal höheren Intensität, welcher ein Photomultiplier pro Empfindlichkeitsphase ausgesetzt ist, könnten Modifikationen der Photomultiplierbeschaltung notwendig werden. Sollten diese Modifikationen nicht ausreichen, könnte ein anderer Photomultipliertyp benutzt werden müssen.

Mit dem Brechungsindex der verwendeten Lichtwellenleiter von  $n_{LWL} = 1,453$  ergibt sich  $\Delta l$  zu

$$\Delta l = \frac{\Delta t \cdot c_{Vak}}{n_{LWL}} \approx 21 \text{ m.} \quad (9.2)$$

Da die Länge des kürzest möglichen Lichtwellenleiters vom Labor zum Torus  $l = 65$  m beträgt, wären für dieses Anregungssystem insgesamt  $4 \cdot l + 6 \cdot \Delta l \approx 400$  m Lichtwellenleiter notwendig, deren Anschaffung zwar nicht billig, aber deutlich günstiger als die Anschaffung zusätzlicher Laser wäre.

Auch das Detektionssystem könnte erweitert werden, da das vorhandene digitale Speicheroszillogoskop über 4 Signaleingänge verfügt, wäre durch die Verwendung der entsprechenden Zahl von Spektrometern und Photomultipliersystemen die gleichzeitige Beobachtung von 4 Detektionssichtlinien denkbar. Weil pro Laserpuls auf jede Beobachtungssichtlinie die Signale von 4 Beobachtungsvolumina zeitlich moduliert werden, könnten somit Signale aus insgesamt 16 räumlich getrennten Beobachtungsvolumina aufgezeichnet werden. Diese Aufzeichnung dürfte als gleichzeitig bezeichnet werden, da der maximale Zeitunterschied zwischen dem Auftreten dieser zum selben Laserpuls gehörenden Signale  $3 \cdot \Delta t = 300 \text{ ns}$  beträgt, was ca. drei Größenordnungen geringer ist als die Zeitskala, auf der ELMs stattfinden. Weiterhin wäre die Anschaffung eines schnellen Datenerfassungssystems mit 10 Kanälen als Substitut für das digitale Speicheroszillogoskop denkbar, welches - wiederum unter der Voraussetzung, dass genügend Spektrometer (oder geeignete Interferenzfilter) und Photomultiplier samt Beschaltung zur Verfügung stehen - die simultane Beobachtung aller 10 Detektionslinien und damit von 40 Beobachtungsvolumina erlauben würde.

Könnten die beiden in diesem Kapitel dargestellten Erweiterungen umgesetzt werden, und wäre es weiterhin möglich, eine Absolutkalibration für dieses neue System durchzuführen, so könnten lokal aufgelöst Dichten während des ELM-Crashes im Divertor gemessen werden. Aus diesen Messungen wären zeitaufgelöste Dichtegradienten, und somit die zeitliche Evolution der Teilchenflüsse während des ELM-Crashes bestimmbar. Dadurch könnten wichtige Erkenntnisse für die theoretische und numerische Modellierung gewonnen werden.

Auf der Basis der in dieser Arbeit entwickelten Diagnostik und der in diesem Kapitel dargestellten Erweiterungen könnte in einem nächsten Schritt für die zukünftigen Fusionsanlagen ITER und DEMO ein Diagnostiksystem entwickelt werden, das aus Messungen an Deuterium enorm wichtige Erkenntnisse über die Belastung der materiellen Strukturen im Divertor während ELMs und aus Messungen an Helium ebenfalls immens wichtige Einsichten in die Abfuhr von Heliumasche durch ELMs liefern könnte. Diese zu entwickelnde Diagnostik könnte somit bei der Lösung von zwei der wichtigsten Probleme, deren Lösung für eine Nutzung der thermonuklearen Fusion zur kontrollierten Energieerzeugung notwendig ist, wertvolle Dienste leisten.

# Kapitel 10

## Zusammenfassung und Ausblick

In Anbetracht der Entwicklung des Weltenergiebedarfes und der Knappheit fossiler Brennstoffe ist die Energiegewinnung durch die thermonukleare Fusion von Atomkernen unter magnetischem Einschluss eine, aufgrund der nahezu unerschöpflichen Ressourcenvorräte und der gegenüber der Kernspaltung deutlich geringeren und schneller abklingenden radioaktiven Kontamination der Reaktormaterialien, sehr interessante Technologie, welche jedoch noch einen hohen Entwicklungsbedarf aufweist. Zwei der Hauptprobleme liegen dabei in der Kontrolle Edge Localized Modes (ELMs) genannter Magnetohydrodynamischer Instabilitäten, welche nach heutigem Kenntnisstand in energieliefernden Fusionsanlagen unausweichlich sind, sowie in der Auswahl geeigneter erosionsfester Materialien für den Divertor, auf welche während Edge Localized Modes hohe Teilchen- und Energieflüsse einwirken.

Trotz immenser Anstrengungen sind ELMs noch nicht vollständig verstanden, was unter anderem darauf zurückzuführen ist, dass mit vorhandenen Diagnostiken wenige experimentelle Daten über ELMs gesammelt werden können und es bislang auch numerisch nicht gelungen ist, ELMs mit den vorhandenen Codes zu simulieren.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde am zweitgrößten europäischen Tokamakexperiment ASDEX Upgrade ein Diagnostiksystem zur Untersuchung dieser interessanten Phänomene entwickelt, welches auf Laser-induzierter Fluoreszenz beruht. Aufgrund technischer Gegebenheiten an ASDEX Upgrade war kein direkter Zugang zum Plasma möglich, weshalb sowohl für die Übertragung der anregenden Laserstrahlung als auch für die Detektion der Fluoreszenzsignale Lichtwellenleiter verwendet wurden. Dies zog eine Limitierung des nutzbaren Wellenlängenbereiches für die Anregung und die Beobachtung auf den Transmissionsbereich der Lichtwellenleiter nach sich. Die Beobachtung der Fluoreszenz musste aufgrund dieser Beschränkung und den einfachen Termschemata für die beiden untersuchten fusionsrelevanten Elemente Deuterium und Helium auf der selben Wellenlänge erfolgen, auf der auch die Anregung durch einen Laserpuls stattfand. Dies hatte zur Folge, dass sich dem Fluoreszenzsignal stets auch Falschlicht überlagerte und die Messung weiter erschwerte.

Es konnten sowohl für Deuterium bei 656,107 nm als auch für Helium bei 667,815 nm Fluoreszenzsignale gemessen werden, deren Abklingverhalten eine gute Übereinstimmung mit den theoretischen Vorhersagen zeigte. Dies wurde als Beweis dafür gewertet, dass es sich bei den gemessenen Signalen wirklich um Fluoreszenzphänomene handelt. Weiterhin konnte gezeigt werden, dass nur dann Fluoreszenzsignale detektiert werden können, wenn ein Laserpuls im Divertor auf einen ELM-Crash trifft, was aufgrund der hohen räumlichen und zeitlichen Auflösung des entwickelten Systems zu wertvollen Erkenntnissen über die Vorgänge im Divertor führen kann. Dazu müssten die vorgestellten Verbesserungen des Systems durchgeführt werden, welche aufgrund technischer und finanzieller Probleme im Rahmen dieser Arbeit nicht getätigt werden konnten. Gleichwohl war es mit dieser Arbeit möglich, die Funktionsfähigkeit einer auf Laser-induzierter Fluoreszenz basierenden Diagnostik zur Untersuchung von ELMs zu zeigen.

Dies ist ein erfolgreicher erster Schritt hin zu einem Diagnostiksystem, welches in zukünftigen Fusionsanlagen wie ITER und DEMO wertvolle Beiträge für die Lösung von zwei Hauptproblemen, die einer friedlichen Nutzung der thermonuklearen Fusion als Energiequelle im Wege stehen, liefern kann. Das eine Problem ist die Erosion der materiellen Strukturen, welche mit dem Plasma in Kontakt kommen (das „Erste-Wand-Problem“), wobei hier vor allem der Divertor belastet wird. Das andere Problem ist die Abfuhr der Heliumasche, ohne die energieliefernde Fusionsplasmen am Fusionsprodukt Helium „ersticken“ würden. Zur Lösung dieser beiden Probleme können die Divertorgeometrie, die Entladungsparameter und die aktiven ELM-Kontrollmechanismen auf der Grundlage von mit der Diagnostik erhaltener Daten optimiert werden. Für die Lösung des „Erste-Wand-Problems“ ist dabei ein Studium der Flüsse von Wasserstoffisotopen während ELMs notwendig. Die Grundlage für die Optimierung der Heliumascheabfuhr würden während ELMs gemessene Heliumflüsse bilden.

Neben der perspektivischen Anwendung in zukünftigen Fusionsanlagen könnte die entwickelte Diagnostik gute Dienste an ASDEX Upgrade leisten, wenn in der Experimentkampagne 2007 sämtliche Materialien, die mit dem Plasma in Berührung kommen - also auch die Divertor-Targetplatten - aus Wolfram bestehen [94] und es notwendig sein wird, zur Strahlungskühlung des Divertors Argon einzublasen [95]. An diesem Element mit komplizierterer Termstruktur könnten dann ebenfalls Messungen vollzogen werden [96].

# Literaturverzeichnis

- [1] K. Heinloth: *Die Energiefrage*, Vieweg & Sohn, Braunschweig, 2. Ausgabe, 2003
- [2] M. Kaufmann: *Plasmaphysik und Fusionsforschung*, B. G. Teubner GmbH, Stuttgart, 2003
- [3] U. Schumacher: *Fusionsforschung*, Wissenschaftliche Buchgesellschaft Darmstadt, Darmstadt, 1993
- [4] J. Wesson: *Tokamaks*, 3<sup>rd</sup> edition, Oxford University Press, Oxford, 2004
- [5] F. Wagner et al.: *Regime of Improved Confinement and High Beta in Neutral-Beam-Heated Divertor Discharges of the ASDEX tokamak*, Physical Review Letters **49** (19), 1408-1412, 1982
- [6] G. Janeschitz: *Plasma-wall interaction issues in ITER*, Journal of Nuclear Materials **290-293**, 1-11, 2001
- [7] G. Janeschitz et al.: *The ITER divertor concept*, Journal of Nuclear Materials **220-222**, 73-88, 1995
- [8] D. E. Post: *A review of recent developments in atomic processes for divertors and edge plasmas*, Journal of Nuclear Materials **220-222**, 143-157, 1995
- [9] G. Federici et al.: *Key ITER plasma edge and plasma-material interaction issues*, Journal of Nuclear Materials **313-316**, 11-22, 2003
- [10] A. Kallenbach et al.: *H-Mode Discharges with feedback controlled radiative boundary in the ASDEX Upgrade Tokamak*, Nuclear Fusion **35** (10), 1231-1246, 1995
- [11] P.-H. Rebut et al.: *The ITER challenge*, Fusion Engineering and Design **22**, 7-18, 1992
- [12] M. L. Watkins, P.-H. Rebut: *Energy exhaust through neutrals in a tokamak divertor*, Controlled Fusion and Plasma Heating (Proc. 19th Eur. Conf. Innsbruck, 1992) European Physical Society **16C** (Part II), 731-734, 1992

- 
- [13] G. F. Matthews: *Plasma detachment from divertor targets and limiters*, Journal of Nuclear Materials **104** (220-222), 104-116, 1995
- [14] C. S. Pitcher, P. C. Stangeby: *Experimental Divertor Physics*, Plasma Physics and Controlled Fusion **39**, 779-930, 1997
- [15] K. Schmidtman: *Spektroskopische Untersuchungen der Strahlungsrekombination im Divertor von ASDEX Upgrade*, Dissertation, Institut für Plasmaforschung der Universität Stuttgart, Stuttgart, 2000
- [16] R. Schneider: *Scrape-off layer physics: an introduction*, Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, EURATOM Association, Garching, 1997
- [17] F. Wagner, K. Lackner: *Physics of Plasma-Wall Interactions in Controlled Fusion*, in: Physics B **131**, (edited by: D. E. Post, R. Behrisch), Plenum Press in cooperation with NATO Scientific Affairs Division, New York and London, 1986
- [18] L. Spitzer, R. Härm: *Transport Phenomena in a Completely Ionized Gas*, Physical Review **89** (5), 977, 1953
- [19] L. Spitzer: *Physics of Fully Ionized Gases*, Interscience Tracts on Physics and Astronomy, 2. Auflage, New York and London, 1962
- [20] K. Borrass: *Disruptive tokamak density limit as scrape-off layer/divertor phenomenon*, Nuclear Fusion **31** (6), 1035-1051, 1991
- [21] D. Bohm in: *The Characteristics of Electrical Discharges in Magnetic Fields*, (edited by A. Guthrie, R. K. Wakerling), McGraw-Hill, New York, 1949
- [22] P. C. Stangeby, G. M. McCracken: *Plasma boundary phenomena in tokamaks*, Nuclear Fusion **30** (7), 1225-1379, 1990
- [23] L. Tonks, I. Langmuir: *A General Theory of the Plasma of an Arc*, Physical Review **34**, 876-922, 1929
- [24] S. A. Self, H. N. Ewald: *Static Theory of a Discharge Column at Intermediate Pressures*, Physics of Fluids **9** (12), 2486-2492, 1966
- [25] W. L. Hsu, et al.: *Experimental Simulation of the Gaseous Tokamak Divertor*, Physical Review Letters **49** (14), 1001-1004, 1982
- [26] P. C. Stangeby: *Can detached divertor plasmas be explained as self-sustained gas-targets?*, Nuclear Fusion **33** (11), 1695-1705, 1993

- [27] K. Borrass, P. C. Stangeby: *A model for detached scrape-off layer plasmas in a tokamak divertor*, 20th EPS Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics **17C**(Part II), 763-766, Lisboa, 1993
- [28] R. Schneider et al.: *B2-EIRENE simulations of ASDEX and ASDEX-Upgrade scrape-off layer plasmas*, Journal of Nuclear Materials **195-198**, 810-815, 1992
- [29] K. Borrass et al.: *Study of recombining gas targets*, Journal of Nuclear Materials **241-243**, 250-254, 1997
- [30] H. Zohm: *Edge localized modes (ELMs)*, Plasma Physics and Controlled Fusion **38**, 105-128, 1996
- [31] T. Eich et al.: *Type-I ELM substructure on the divertor target plates in ASDEX Upgrade*, Plasma Physics and Controlled Fusion **47**, 815-842, 2005
- [32] E. J. Doyle et al.: *Modifications in turbulence and edge electric fields at the L-H transition in the DIII-D tokamak*, Physics of Fluids B **3** (8), 2300-2307, 1991
- [33] P. Gohil et al.: *Study of Giant Edge-Localized Modes in DIII-D and Comparison with Ballooning Theory*, Physical Review Letters **61** (14), 1603-1606, 1988
- [34] T. Ozeki et al.: *Plasma Shaping, Edge Ballooning Stability and ELM Behaviour in DIII-D*, Nuclear Fusion **30** (8), 1425-1432, 1990
- [35] W. Suttrop: *The physics of large and small edge localized modes*, Plasma Physics and Controlled Fusion **42**, A1-A14, 2000
- [36] H. R. Wilson et al.: *Ideal magnetohydrodynamic stability of the tokamak high-confinement-mode edge region*, Physics of Plasmas **6** (5), 1925-1934, 1999
- [37] E. Hameiri: *Ballooning modes on open field lines*, Physics of Plasmas **6** (3), 674-685, 1999
- [38] J. Manickam: *The role of edge current density on kink mode stability and its implication for magnetohydrodynamic activity associated with edge localized modes*, Physics of Fluids B **4** (7), 1901-1908, 1992
- [39] W. Suttrop et al.: *Characteristics of edge localized modes in ASDEX Upgrade*, Plasma Physics and Controlled Fusion **38** (8), 1407-1410, 1996
- [40] J. W. Connor et al.: *Magnetohydrodynamic stability of tokamak edge plasmas*, Physics of Plasmas **5** (7), 2687-2700, 1998

- [41] S. Saarelma et al.: *Peeling Mode stability Studies of ELMs in ASDEX Upgrade*, Proceedings of the 26<sup>th</sup> EPS Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics (Maastricht, 1999) **23J**, 1637-1640, 1999
- [42] W. Suttrop et al.: *Effekt of plasma shape variation on ELMs and H-Mode pedestal properties in ASDEX Upgrade*, Plasma Physics and Controlled Fusion **42** (5a), A97-A102, 2000
- [43] J. W. Connor: *A review of models for ELMs*, Plasma Physics and Controlled Fusion **40** (2), 191-213, 1998
- [44] P. T. Lang et al.: *Active edge localized mode (ELM) frequency control with pellets*, Proceedings of the 30<sup>th</sup> EPS Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics (St. Petersburg, 2003) **27A**, P-1.129, 2003
- [45] P. T. Lang et al.: *Pellet fuelling of ELMy H-Mode Discharges on ASDEX Upgrade*, Nuclear Fusion **36** (11), 1531-1545, 1996
- [46] ITER Physics Basis Editors, ITER Physics Expert Group Chairs and Co-Chairs, ITER Joint Central Team and Physics Integration Unit, ITER EDA, Naka Joint Work Site: *Overview and summary*, Nuclear Fusion **39** (12), 2137-2174, 1999
- [47] F. L. Curzon: *The Leidenfrost Phenomenon*, American Journal of Physics **46**, 825-828, 1978
- [48] P. T. Lang et al.: *Refuelling performance improvement by high speed pellet launch from the magnetic high field side*, Nuclear Fusion **41** (8), 1107-1112, 2001
- [49] P. T. Lang et al.: *High density operation in H-mode discharges by inboard launch pellet refuelling*, Nuclear Fusion **40** (2), 245-260, 2000
- [50] T. P. Goodman et al.: *An overview of results from the TCV tokamak*, Nuclear Fusion **43** (12), 1619-1631, 2003
- [51] A. W. Degeling et al.: *Magnetic triggering of ELMs in TCV*, Plasma Physics and Controlled Fusion **45** (9), 1637-1655, 2003
- [52] P. T. Lang et al.: *Frequency control of type-I ELMs by magnetic triggering in ASDEX Upgrade*, Plasma Physics and Controlled Fusion **46** (11), L31-L39, 2004
- [53] P. T. Lang et al.: *Integrated exhaust scenarios with actively controlled ELMs*, Nuclear Fusion **45** (6), 502-511, 2005
- [54] V. Mertens et al.: *Plasma Control in ASDEX Upgrade*, Fusion Science and Technology **44** (3), 593-604, 2003



- [55] B. B. Kadomtsev: *Disruptive instability in tokamaks*, Soviet Journal on Plasma Physics **1**, 389-391, 1975
- [56] G. Janzen: *Plasmatechnik*, Hüthig Buch Verlag, Heidelberg, 1992
- [57] I. H. Hutchinson: *Principles of Plasma Diagnostics*, 2<sup>nd</sup> Edition, Cambridge University Press, Cambridge, 2002
- [58] H. E. Taylor: *Inductively Coupled Plasma-Mass Spectrometry - Practices and Techniques*, Academic Press, San Diego, 2001
- [59] T. Fujimoto: *Plasma spectroscopy*, Clarendon Press, Oxford, 2004
- [60] K. Muraoka et al.: *Laser Aided Diagnostics of Plasmas and Gases (Plasma Physics Series)*, Institute of Physics Publishing, 2001
- [61] J. L. Kinsey: *Laser-Induced Fluorescence*, Annual Review of Physical Chemistry **28**, 349-372, 1977
- [62] W. Demtröder: *Laserspektroskopie: Grundlagen und Techniken*, 4. Auflage, Springer, Berlin, 2000
- [63] J. Amorim et al.: *Laser-induced resonance fluorescence as a diagnostic technique in non-thermal equilibrium plasmas*, Journal of Physics D: Applied Physics **33**, R51-R65, 2000
- [64] A. Thorne, U. Litzén, S. Johansson: *Spectrophysics - Principles and Applications*, Springer, Berlin, 1999
- [65] J. Eichler, H. J. Eichler: *Laser*, Springer, Berlin, 2003
- [66] J. T. Salmon, N. M. Laurendeau: *Calibration of laser-saturated fluorescence measurements using Rayleigh scattering*, Applied Optics **24** (1), 65-73, 1985
- [67] E. Dullni et al.: *Measurement of the Titan Flux emitted from the Divertor plates of the ASDEX Tokamak using Laser Induced Fluorescence*, Physics Letters **88A** (1), 40-43, 1982
- [68] B. Schweer et al.: *Application of Laser-Induced Fluorescence to the Measurement of the Release, the Transport and the Ionization of Ti-atoms at the ASDEX Divertor plates*, Journal of Nuclear Materials **111 & 112**, 71-74, 1982
- [69] P. Bogen et al.: *Measurement of Atomic Hydrogen Densities and Velocities by Laser-Induced Fluorescence at  $L_{\alpha}$* , Journal of Nuclear Materials **111 & 112**, 75-80, 1982

- [70] O. Neubauer et al.: *Design Features of the Tokamak TEXTOR*, Fusion Science and Technology **47**, 76-86, 2005
- [71] S. Brezinsek et al.: *Laser-Induced Fluorescence at Lyman- $\alpha$  in the Plasma Edge of TEXTOR-94*, Contributions to Plasma Physics **42** (6-7), 657-662, 2002
- [72] K. Behringer: *Persönliche Mitteilung*, 2004
- [73] K. Lackner et al.: *Long-term fusion strategy in Europe*, Journal of Nuclear Materials **307-311**, 10-20, 2002
- [74] NIST Atomic Spectra Database: *NIST standard Reference Database #78*, <http://www.nist.gov>, 2005
- [75] Continuum: *Operation and Maintenance Manual for the Powerlite 7000 Series Laser*, Continuum, Part Number 996-0186, Santa Clara, 1993
- [76] Sirah Laser- und Plasmatechnik GmbH: *Pulsed Dye Laser Service Manual*, Sirah Laser- und Plasmatechnik GmbH, Kaarst, 2002
- [77] Laser Components GmbH: *Specialty Multimode Step-Index Fiber Specification Sheet: All Silica High OH*, Laser Components GmbH, Olching, 2005
- [78] Laser Components GmbH: *Specialty Multimode Step-Index Fiber Specification Sheet: All Silica High OH PYROCOAT*, Laser Components GmbH, Olching, 2005
- [79] Hamamatsu Photonics K. K. : *Photomultiplier Tubes - Basics and Applications*, 2<sup>nd</sup> ed., [http://sales.hamamatsu.com/assets/applications/ETD/pmt\\_handbook\\_complete.pdf](http://sales.hamamatsu.com/assets/applications/ETD/pmt_handbook_complete.pdf), 1999
- [80] Hamamatsu Photonics K. K. : *Photomultiplier Tubes R928, R955*, [http://sales.hamamatsu.com/assets/pdf/parts\\_R/R928.pdf](http://sales.hamamatsu.com/assets/pdf/parts_R/R928.pdf), 1997
- [81] RCA Corporation: *Photomultiplier Handbook: Theory, Design, Application*, RCA Corporation, Lancaster, 1980
- [82] Hamamatsu Photonics: *Voltage Distribution Ratios*, internal technical paper, 2004
- [83] Canberra Inc.: *Datasheet Model 3002D*, Canberra Inc., Meriden, 2003
- [84] N. Klose, Hamamatsu Deutschland: *Persönliche Mitteilung*, 2004
- [85] Fluke Corporation: *Pulse Generators: Technical Data*, Fluke Corporation, Everett, 1999
- [86] LeCroy Corporation: *Operator's Manual LeCroy LC Series Color Digital Oscilloscopes*, Revision K, LeCroy Corporation, Chestnut Ridge, 1999

- [87] G. Raupp et al.: *A „Universal Time“ System for ASDEX Upgrade*, Fusion Engineering and Design **66-68**, 947-951, 2003
- [88] W. Treutterer et al.: *The new ASDEX Upgrade real-time control and data acquisition system*, Fusion Engineering and Design **66-68**, 755-760, 2003
- [89] Datel, Inc.: *User Manual for PCI-417*, Manual Number: UM-PCI-417, Datel, Inc., Mansfield, 2002
- [90] R. Jamal, A. Hagestedt: *LabVIEW - Das Grundlagenbuch*, 3. Auflage, Addison-Wesley / Scientific Computing, München, 2001
- [91] National Instruments Corporation: *Getting started with your GPIB-ENET/100 and NI-488.2 for Windows 2000/NT*, National Instruments Corporation, Austin, 2000
- [92] C. Dreze et al.: *Mechanistic study of the optogalvanic effect in hollow cathode discharge*, Journal of the Optical Society of America **72** (7), 912, 1982
- [93] J. Stober: *Persönliche Mitteilung*, 2006
- [94] R. Neu et al. : *Tungsten: an option for divertor and main chamber facing components in future fusion devices*, Nuclear Fusion **45**, 209-218, 2005
- [95] A. Kallenbach et al.: *Tokamak operation with high-Z plasma facing components*, Plasma Physics and Controlled Fusion **47**, B207-B222, 2005
- [96] D. A. Shuvaev et al.: *LIF-based model experiments on Ar II temperature and density measurements and the time-dependent collisional-radiative model for ITER divertor*, [http://epsppd.epfl.ch/London/pdf/P1\\_187.pdf](http://epsppd.epfl.ch/London/pdf/P1_187.pdf), 31<sup>st</sup> EPS Conference on Plasma Physics, London, 2004



# Danksagung

Abschließend möchte ich mich bei all jenen bedanken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

- An erster Stelle danke ich meiner Familie, vor allem meinen Eltern und meinem Bruder sowie meiner lieben Tilly für die dauerhafte und vielseitige Unterstützung.
- Herrn Prof. Dr. Schumacher möchte ich für die Aufnahme am Institut für Plasmaforschung, die Übernahme des Hauptberichtes und die sehr angenehmen und äußerst lehrreichen Gespräche, die ich mit ihm führen durfte, von Herzen danken.
- Herrn Dr. Lindner danke ich herzlich für die Betreuung und moralische Unterstützung der Arbeit während seiner Zeit am Institut für Plasmaforschung.
- Herrn Prof. Dr. Pfau gebührt mein Dank für die Übernahme des Mitberichtes.
- Bei Herrn Prof. Dr. Behringer und Herrn Prof. Dr. Kallenbach möchte ich mich herzlich für die Aufnahme am Bereich Experimentelle Plasmaphysik 4 des Max-Planck-Instituts für Plasmaphysik und die Unterstützung während meiner Arbeit bedanken.
- Für die Unterstützung bei der Entwicklung erster Versionen der Photomultiplierbeschaltung möchte ich Herrn Dr. Hirsch danken.
- Herrn Dr. Stober gebührt mein Dank für die Unterstützung bei der Identifikation von ELMs.
- Herrn Dr. habil. Neu möchte ich für die Gespräche und Informationen über die Divertorbelastung durch ELMs danken.
- Für seine Hilfe auf dem Gebiet der Diagnostiklichtwellenleiter an ASDEX Upgrade danke ich Herrn Dr. Pugno.
- Den Dres. Murmann und Kurzan danke ich für die Unterstützung bei Problemen mit dem Nd:YAG-Laser sowie für das Ausleihen ihres Wavemeters.

- Herrn Dr. Behler, Herrn Dr. Drube und Herrn Dipl.-Chem. Merkel möchte ich für die Unterstützung bei IT-Problemen danken.
- Meine große Dankbarkeit für die Unterstützung bei der Entwicklung der Photomultiplierbeschaltung und der Reparatur defekter elektronischer Komponenten des Lasersystems sowie für die Lösung sämtlicher elektronischer Probleme möchte ich Herrn Dipl.-Ing. Schramm und seiner Abteilung zum Ausdruck bringen. Weiterhin möchte ich mich herzlich bei Herrn Wöls für die herausragende Unterstützung bei der Entwicklung der Lasersteuerung, bei den häufigen Laserreparaturen und bei sonstigen elektronischen Problemen bedanken.
- Herrn Iraschko möchte ich für die Konstruktion der verwendeten Optikköpfe sowie die Organisation des letzten freien Lichtwellenleiterzugangs zu ASDEX Upgrade danken.
- Mein besonderer Dank für die Unterstützung beim Aufbau der Diagnostik gebührt Herrn Ortner.
- Bei Herrn Lohs bedanke ich mich für die sehr gute Zusammenarbeit bei der Integration des TDCs in das vorhandene System.
- Den Herren Ebner und Fink möchte ich herzlich für die Hilfe bei Arbeiten im Vakuumgefäß von ASDEX Upgrade danken.
- Herrn Ogasa und seiner Abteilung danke ich für die Hilfe bei elektrischen Problemen des Lasers und die Installation der Zugangskontrolle zum Labor.
- Herrn Aubanel danke ich samt seinen Mitarbeitern für den Anschluss der Diagnostik an die ASDEX Upgrade-Steuerung.
- Bei Herrn Liebhardt und seiner Abteilung bedanke ich mich für die Lösung elektrischer Probleme und das Verlegen der Lichtwellenleiter.
- Der Abteilung von Herrn Schultheis gebührt mein Dank für die unkomplizierte Hilfe bei mechanischen Problemen.
- Für die Konstruktion der Lichtwellenleiterpositionierung danke ich Herrn Dipl.-Ing. (FH) Roth.
- Den Dres. Giannone, Hobirk, Maraschek und Meister sowie Herrn Dipl.-Phys. Schmid und Frau Tröster, M.A. danke ich herzlich für das freundschaftliche Verhältnis, das ich mit Ihnen pflegen durfte.
- Abschließend möchte ich mich bei allen bisher nicht genannten Kollegen im Bereich Experimentelle Plasmaphysik 4 sowie beim gesamten ASDEX Upgrade Team für die kollegiale Zusammenarbeit bedanken.