

# Neue Anwendungsgebiete der Elektronzyklotronresonanz- heizung an ASDEX Upgrade

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

Vorgelegt von

Hendrik Sebastian Höhnle

aus Stuttgart

Hauptberichter:	Prof. Dr. U. Stroth
Mitberichter:	Prof. Dr. M. Dressel
Tag der mündlichen Prüfung:	22.06.2012

Institut für Plasmaforschung der Universität Stuttgart

2012



# Abstract

In this thesis, new electron cyclotron resonance heating (ECRH) scenarios were developed for an extension of the operational space at the tokamak ASDEX Upgrade in view of ITER compatibility. In the last years, the first wall material at ASDEX Upgrade was changed from graphite to tungsten, because of the better hydrogen compatibility and erosion behaviour of tungsten. But, in high performance plasmas without ECRH and with reduced gas puff, tungsten tends to accumulate in the plasma core, followed by a radiation collapse and the premature end of the discharge. Central electron heating can influence the tungsten transport from an inwards to an outward directed behaviour and thus prevents an accumulation. For this application, the ECRH is an indispensable tool at ASDEX Upgrade.

In ITER-like plasma discharges at ASDEX Upgrade, the usage of the ECRH in the typically used, fully absorbed extraordinary second harmonic mode (X2 mode) is limited. In these ITER-scenarios the safety factor has to be reduced from the typical value of  $q_{95} = 4.5$  to  $q_{95} = 3$ , which implements an increase of the plasma current at ASDEX Upgrade. A higher plasma current leads to a raised GREENWALD density  $\bar{n}_{GW}$  and for the ITER scenario ( $\bar{n}_e = 0.85 \cdot \bar{n}_{GW}$ ) to an electron density above the cutoff of the X2 mode at ASDEX Upgrade.

The topic of this thesis is to overcome this problem. One possibility is to apply the third harmonic mode at reduced magnetic field. Here the cutoff is increased by 33 % due to the dependence on the magnetic field. However, at the reachable plasma parameters at the reduced field the absorption of the X3 mode is incomplete (60–70 %) and the shine-trough power can destroy microwave sensitive components in ASDEX Upgrade. To solve this problem the magnetic field has to be optimized. A slightly increased magnetic field from 1.7 T to 1.8 T moves the second harmonic resonance in the region of confined plasma with high temperatures and density, so that this resonance can act as beam dump. The deposition in the plasma core is still central enough for the tungsten control ability of the ECRH.

The benefit of the beam dump was verified in experiments with two dif-

ferent magnetic fields (1.7 T and 1.8 T). In case of the higher magnetic field, the stray radiation was reduced; simultaneously the electron temperature was increased. In addition, the tungsten control capability was proven in similar discharges, differing only in the ECRH power. With 1 MW ECRH power of  $P_{aux} = 8$  MW auxiliary heating the tungsten accumulates in the plasma centre, leading to a radiation collapse. With 2 MW ECRH ( $P_{aux} = 9$  MW), the tungsten concentration was decreased and the discharge stabilized. On the other hand, a higher gas puff ( $> 0.9 \cdot 10^{22} \text{ s}^{-1}$  instead of  $0.4 \cdot 10^{22} \text{ s}^{-1}$ ) can also stabilize a plasma with only 1 MW ECRH power. This could be demonstrated in the first  $q_{95} = 3$  discharge in the tungsten-coated ASDEX Upgrade. In other discharges a further reduction of the tungsten concentration was achieved with 2 MW ECRH and a higher gas-puff level ( $1.7 \cdot 10^{22} \text{ s}^{-1}$ ). However, the needed density of 0.85 of the GREENWALD density was only achieved with additional pellet injection.

A way to reach a  $q_{95} = 3$  at the magnetic field of  $B_t = 2.5$  T is to increase the plasma current to  $I_P \geq 1.2$  MA and change the polarisation of the injected wave to the ordinary polarisation. With this O2 heating, the cutoff density is increased by a factor of two. However, the O2 mode also suffers from incomplete absorption. Here the possibility of a beam dump at the plasma edge is not available, instead the power of the O2 beams, which shine through the plasma, have to be reflected at holographic mirrors at the inner column of ASDEX Upgrade. With these grating mirrors, the absorption can be increased from 80 % (single pass) up to 94 %. However, the reflectors have to fulfil some conditions, which are necessary for a safe operation in ASDEX Upgrade. For example, the mirrors have to be conformal to the inner wall, must not suffer from erosion and disturb or pollute the plasma. In addition, the polarisation should not be changed during reflection. Hence, each grating profile was optimized with a differential evolution algorithm. The manufactured mirrors (graphite with tungsten coating) show a good agreement with the theoretical predictions.

However, in plasma operation the O2 beam can move on the holographic mirror because of unexpected density changes. To control the positions of the beams on the mirrors, a detections system based on thin thermocouples was installed. The fast response time allows to measure the surface temperature within a few 10 ms, therefore the thermocouples can be used as real-time control signal for the injection angles. In high-power experiments, the operational capability of the real-time control was demonstrated.

The validity of the O2 heating scenario and the benefit of the second pass through the plasma centre were demonstrated in modulation measurements. Problems in low-power experiments to determine the absorption coefficient could not be prevented. Nevertheless, it was possible to verify the



theoretically calculated absorption with the temperatures measured with the thermocouples. These results allowed first  $q_{95} \approx 3$  discharges at  $I_P = 1.2$  MA and  $B_t = 2.5$  T with O2-mode heating. Due to strong central wave heating and deuterium gas puff, the tungsten concentration in these discharges was further reduced and ITER like parameters could be achieved.



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>11</b>
<b>2</b>	<b>Motivation</b>	<b>15</b>
2.1	Der Tokamak . . . . .	16
2.1.1	Das Einschlusskonzept des Tokamaks . . . . .	16
2.1.2	Beschränkung des Drucks – TROYON- $\beta$ -Limit . . . . .	18
2.1.3	Beschränkung der Dichte – GREENWALD-Limit . . . . .	19
2.1.4	Einschlussqualität eines Tokamaks . . . . .	19
2.2	ASDEX Upgrade . . . . .	21
2.3	ITER . . . . .	22
2.4	ITER-Szenario an ASDEX Upgrade . . . . .	24
<b>3</b>	<b>Theorie der ECRH</b>	<b>27</b>
3.1	Wellen im Plasma . . . . .	28
3.1.1	Berechnung des Leitfähigkeitstensors . . . . .	28
3.1.2	Dispersionsrelation . . . . .	30
3.1.3	Das CMA-Diagramm . . . . .	34
3.1.4	Absorption . . . . .	36
3.2	Strahlenverfolgung im Plasma . . . . .	38
3.2.1	Raytracing . . . . .	39
3.2.2	Beamtracing . . . . .	40
<b>4</b>	<b>Verunreinigungsakkumulation an ASDEX Upgrade</b>	<b>43</b>
4.1	Transportprozesse in Plasmen . . . . .	43
4.1.1	Neoklassischer Transport . . . . .	44
4.1.2	Turbulenter Transport . . . . .	45
4.2	Verhinderung der Akkumulation mittels ECRH . . . . .	47
4.3	Verhinderung der Akkumulation durch Reduktion der Quellen . . . . .	48
<b>5</b>	<b>Experimenteller Aufbau</b>	<b>51</b>
5.1	ECRH-Systeme an ASDEX Upgrade . . . . .	51

5.2	Diagnostiken an ASDEX Upgrade . . . . .	55
5.2.1	Elektronzyklotronemission . . . . .	55
5.2.2	THOMSON-Streuung . . . . .	55
5.2.3	Interferometer . . . . .	56
5.2.4	Sniffer-Sonden . . . . .	57
<b>6</b>	<b>Heizungsszenarien</b>	<b>63</b>
6.1	Vergleich TORBEAM und TRAVIS . . . . .	63
6.1.1	Definition der Einstrahlwinkel . . . . .	64
6.1.2	Magnetische Konfiguration . . . . .	64
6.1.3	Dichte- und Temperaturprofil . . . . .	65
6.1.4	Strahlengang und Absorption . . . . .	65
6.1.5	Fazit . . . . .	67
6.2	X3-Szenario . . . . .	68
6.3	O2-Szenario . . . . .	71
<b>7</b>	<b>Holografische Gitterspiegel</b>	<b>79</b>
7.1	Entwicklung der holografischen Spiegel . . . . .	79
7.1.1	Theorie ebener Gitter . . . . .	80
7.1.2	Simulation ebener Gitter . . . . .	82
7.1.3	Holografische Methoden zur Spiegelberechnung . . . . .	83
7.1.4	Optimierungsalgorithmus . . . . .	87
7.1.5	Holografische Gitterspiegel . . . . .	89
7.1.6	Vermessung der Spiegel . . . . .	94
7.2	Feedback-Steuerung . . . . .	96
7.2.1	Regelkreis . . . . .	96
7.2.2	Test der Thermolemente . . . . .	99
7.2.3	Ermittlung der Regelparameter . . . . .	101
<b>8</b>	<b>Anwendungen der neuen Heizszenarien</b>	<b>105</b>
8.1	Experimente mit der X3-Mode-Heizung . . . . .	106
8.1.1	Überprüfung des Heizszenarios . . . . .	106
8.1.2	X3-Heizung zur Kontrolle der Wolframkonzentration . . . . .	108
8.1.3	ITER-relevante Entladungen mit X3-Mode-Heizung . . . . .	110
8.2	Experimente mit der O2-Mode-Heizung . . . . .	114
8.2.1	Überprüfung des O2-Heizszenarios und Bestimmung des Absorptionsvermögens der O2-Mode . . . . .	114
8.2.2	Verbesserung der O2-Absorption mittels holografischer Spiegel . . . . .	116
8.2.3	Direkte Bestimmung der O2-Absorption . . . . .	120

---

8.2.4	Experimente mit der O2-Heizung bei hoher Triangulartät . . . . .	126
8.2.5	ITER-relevante Entladungen mit O2-Heizung . . . . .	128
8.2.6	Spiegelsteuerung . . . . .	130
8.2.7	Erreichbarkeit der ITER-Parameter . . . . .	133
<b>9</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>137</b>
<b>A</b>	<b>Aufbau eines ECRH-Systems</b>	<b>141</b>
A.1	Gyrotron . . . . .	141
A.2	Übertragungsleitung . . . . .	144
A.3	Antenne . . . . .	145
<b>B</b>	<b>Parameter der holografischen Spiegel</b>	<b>149</b>
<b>C</b>	<b>Untersuchte ASDEX-Upgrade-Entladungen</b>	<b>155</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>161</b>
	<b>Danksagung</b>	<b>167</b>
	<b>Lebenslauf</b>	<b>169</b>
	<b>Eidesstattliche Erklärung</b>	<b>171</b>



# Kapitel 1

## Einleitung

Der Energiebedarf der Menschheit hat sich in den letzten drei Jahrzehnten verdoppelt (siehe Abbildung 1.1). Vor allem in den Schwellenländern wie China und Indien ist der Energieverbrauch in dieser Zeitspanne überdurchschnittlich stark gestiegen. Einhergehend ist die Steigerung der CO<sub>2</sub>-Emission, die als Verursacher für Klimaerwärmung und den Treibhauseffekt gilt. Eine wichtige Herausforderung für die Zukunft der Menschheit liegt daher in der Entwicklung umweltschonender und klimaneutraler Energiegewinnung.

Auf dem G8-Gipfel in Toyako (Japan) haben sich daher die führenden Industrienationen im Jahr 2008 auf eine Reduzierung der CO<sub>2</sub>-Emission auf 50 % des Wertes von 1990 bis 2050 verpflichtet. Im Koalitionsvertrag der aktuellen Bundesregierung aus dem Jahr 2009 wird als Ziel sogar eine Reduzierung der CO<sub>2</sub>-Emission von 40 % bis 2020 und von 80 % bis 2050 im Vergleich zur Emission von 1990 angestrebt [3]. Um dieses Ziel zu erreichen, muss der Mix der primären Energieträger, auch im Hinblick auf die Ver-

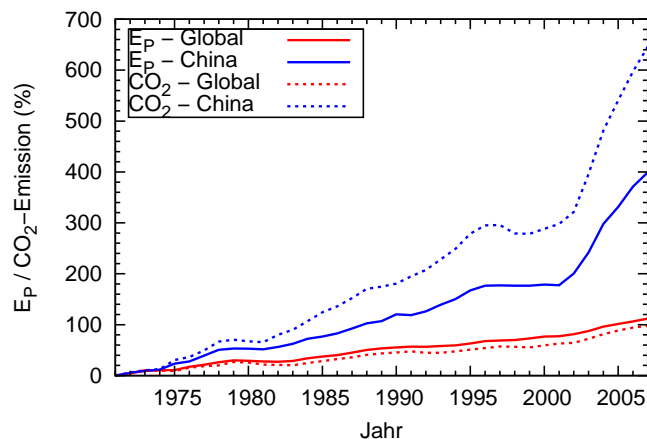
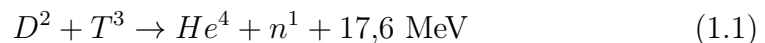


ABBILDUNG 1.1: Anstieg des Primärenergieverbrauchs  $E_P$  und der CO<sub>2</sub>-Emission Chinas und der ganzen Menschheit bezogen auf das Jahr 1971 [1, 2].

knappung der fossilen Rohstoffe, umstrukturiert werden. Im Jahr 2010 betrug der Anteil der fossilen Brennstoffe wie Mineralöl, Kohle und Erdgas nahezu 80 % an der verbrauchten Primärenergie in Deutschland. Mit 11 % wurde der Teil der Kernenergie und mit ca. 8 % der der erneuerbaren Energien wie Wind, Wasser, Solarenergie und Biogas beziffert [1].

Eine drastische Änderung des Energiemixes rief das Erdbeben in Japan im März 2011 hervor. Die darauf folgende nukleare Katastrophe in den Kernspaltungsreaktoren Fukushima Daiichi 1–4, bei denen es zu mehreren Kernschmelzen aufgrund unzureichender Kühlung kam, veranlasste die deutsche Bundesregierung dazu, die sieben ältesten Kernkraftwerke<sup>1</sup>, während eines dreimonatigen Moratoriums, kurzfristig vom Netz zu nehmen und anschließend abgeschaltet zu lassen. Ein frühzeitiges Abschalten aller Kernkraftwerke nach dem „Atomkonsens 2011“ ist bis zum Jahr 2022 geplant. Diese als Brückentechnologie bezeichnete Stromerzeugung sollte einen wirtschaftlich sinnvollen und CO<sub>2</sub>-armen Übergang zu den erneuerbaren Energien ermöglichen. Ob ein Ersetzen der kompletten Kernenergie durch die erneuerbaren Technologien in nur einem Jahrzehnt möglich sein wird, ohne die Versorgungssicherheit in Deutschland zu riskieren, wird sich in den kommenden Jahren zeigen. Falls zusätzliche fossile Brennstoffe zum Einsatz kommen müssen, wird es schwer werden, das Ziel, 40 % CO<sub>2</sub>-Emission bis ins Jahr 2020 einzusparen, zu erreichen. Ein vollständiger Umstieg auf erneuerbare Energien ist aufgrund der Abhängigkeit von nicht zu beeinflussenden Faktoren wie z. B. Windstärke und Sonneneinstrahlung und der bisher begrenzten Energiespeichermöglichkeiten noch nicht realisierbar. In den nächsten Jahrzehnten wird es daher immer einen Anteil der konventionellen Grundlastkraftwerke am Energiemix geben.

Der Ersatz dieser konventionellen Grundlastkraftwerke, die hauptsächlich auf fossilen Brennstoffen beruhen, könnte durch einen anderen Kernprozess, der Kernfusion ermöglicht werden. Die Energiegewinnung basiert auf der Verschmelzung leichter Kerne zu einem schwereren, wodurch Energie, durch den Massendefekt der Teilchen, frei wird. Die Fusion der Wasserstoffisotope Deuterium und Tritium hat den größten Wirkungsquerschnitt [4]:



Im Gegensatz zu der auf der Sonne stattfindenden und von der Gravitation getriebenen Fusion von Wasserstoff benötigt man auf der Erde andere Methoden, um die COULOMB-Abstoßung von den Kernen zu überwinden und die Fusion zur Energiegewinnung zu ermöglichen. Dazu müssen die Kerne auf hohe Temperaturen gebracht werden und im Plasmazustand vorliegen.

---

<sup>1</sup>17 Kernkraftwerke in Deutschland hatten zu diesem Zeitpunkt die Betriebserlaubnis.



Es haben sich hierbei zwei unterschiedliche Methoden herauskristallisiert, die beide unabhängig voneinander entwickelt werden.

Die Inertial- bzw. Trägheitsfusion basiert auf der Überwindung der COULOMB-Barriere durch kurzzeitige starke Komprimierung von Wasserstoffisotopen auf das Mehrfache der Festkörperdichte (einige Hundert  $\text{g}/\text{cm}^3$ ) mit Hochleistungslasern im Megajoule-Bereich. Die Probleme liegen im Bereich der Pulswiederholrate sollen hier aber nicht weiter erwähnt werden.

Mit dem anderen Konzept soll der Wirkungsquerschnitt der Fusion durch eine erhöhte Einschlusszeit gesteigert werden. Dazu wird das Plasma aufgrund der elektrischen Ladungen der vorliegenden Ionen und Elektronen wirkungsvoll mithilfe von Magnetfeldern eingeschlossen. Dieses Konzept wird daher als Fusion durch magnetischen Einschluss bezeichnet. Im Gegensatz zur Inertialfusion, bei der die Einschlusszeit sehr gering (im ns Bereich) dafür aber die Dichte umso höher ( $10^{31} - 10^{32} \text{ m}^{-3}$ ) ist, wird bei der Fusion durch magnetischen Einschluss versucht, bei geringer Dichte  $n$  ( $10^{20} \text{ m}^{-3}$ ), hoher Temperatur  $T$  (einige keV) und einer langen Energieeinschlusszeit  $\tau_E$  im Sekundenbereich das Tripelprodukt aus diesen Werten zu steigern und dadurch die Zündbedingung zu erreichen.

$$T \tau_E n > 3 \cdot 10^{24} \text{ eVsm}^{-3} \quad (1.2)$$

Das Hauptproblem liegt dabei in der Wärmeisolation. Da die Energieeinschlusszeit mit dem Plasmavolumen und dem Magnetfeld skaliert [5], skaliert ebenfalls das Tripelprodukt (aber auch die Kosten) mit der Größe des Fusionsreaktors. Solange noch nicht bewiesen worden ist, dass ein Plasma unter Zündbedingungen in einem solchen Fusionsreaktor kontrolliert werden kann, ist an einen kommerziellen Nutzen der Fusion nicht zu denken. Genau das soll der „International Thermonuclear Experimental Reactor“ (kurz ITER - lateinisch: Weg) beweisen. ITER wird zurzeit in Cadarache, Frankreich, errichtet und soll im Jahr 2019 in Betrieb gehen. Bis dahin müssen Forscher bei kleineren Forschungsreaktoren, wie z. B. ASDEX Upgrade, weitere speziell auf ITER zielgerichtete Schwerpunkte erforschen und zeigen, wie man solche Plasmen kontrollieren und den Einschluss verbessern kann.

Um an ASDEX Upgrade ITER-spezifische Plasmaparameter zu erreichen, benötigt man sowohl ein gewisses Maß an Heizleistung als auch eine bestimmte Kombination aus Magnetfeld und Plasmastrom. Einzelheiten zur Erzeugung dieser speziellen Entladungen werden in Kapitel 2 beschrieben.

Die Heizung eines Plasmas kann unter anderem mit Mikrowellen im 100-GHz-Frequenzbereich realisiert werden. Diese Elektronenzyklotronresonanzheizung (engl: Electron Cyclotron Resonance Heating (**ECRH**)) kristallisierte sich in den letzten Jahren aufgrund der effizienten und lokalen Absorption als

eine der wichtigsten Heizmethoden heraus. In Kapitel 3 wird diese näher beschrieben. Ebenso wird der Aufbau des ECRH-Systems an ASDEX Upgrade in Kapitel 5 vorgestellt. Dieses System wird unter anderem für die Stabilisierung neoklassischer Moden (engl: Neoclassical Tearing Modes (**NTMs**)), einer Störung der Magnetfeldkonfiguration, die zu magnetischen Inseln und einem Kurzschluss des radialen Transports und dadurch zu einem erhöhten Teilchenverlust führt [6, 7], wie auch für die Erzeugung eines zusätzlichen Plasmastroms (engl: Electron Cyclotron Current Drive (**ECCD**)) gebraucht.

Ein neues wichtiges Einsatzgebiet an ASDEX Upgrade wurde aufgrund des Umbaus des Materials der ersten Wand von Kohlenstoff zu Wolfram gefunden. Wolfram verspricht eine bessere Wasserstoffkompatibilität und eine geringere Erosion und ist daher vor allem beim Deuterium-Tritium-Betrieb möglicher Kraftwerke ein wesentlicher Vorteil gegenüber Kohlenstoff. Es hat jedoch als Material mit hoher Kernladungszahl den Nachteil eine höhere Plasmastrahlung zu verursachen, die ein Hauptverlustterm für das Fusionsplasma darstellt. Daher muss unterbunden werden, dass sich Wolfram im Plasmazentrum ansammelt. Dies kann mithilfe der ECRH bewerkstelligt werden; der zugrunde liegende Mechanismus wird in Kapitel 4 beschrieben.

Speziell in Entladungen mit ITER-ähnlichen Parametern kann es jedoch zu Reflexionen der ECRH an der sogenannten Cutoff-Fläche kommen. Die Dichte der Entladung bringt hier die Cutoff-Frequenz über die Frequenz der ECRH, die in der zweiten harmonischen außerordentlichen Polarisation (X2-Mode) eingestrahlt wird. Ein alternativer Einsatz der ECRH ist hierbei nur unter der Bedingung einer unvollständigen Absorption und erhöhter Streustrahlung möglich. Diese kann wegen der absorbierenden Wirkung verschiedener Einbauten im Vakuumgefäß gefährlich für den Betrieb von ASDEX Upgrade sein. Um die Streustrahlung unter dem Gesichtspunkt zentraler Absorption zu minimieren, wurden in dieser Arbeit zwei Heizszenarien entwickelt. Ein Szenario beruht auf der Anpassung des Magnetfeldes (zentrale dritte harmonische Heizung (X3)), das andere auf der Anpassung der Polarisation (zweite harmonische Heizung der ordentlichen Polarisation (O2)) der eingestrahlten Welle. In Kapitel 6 werden beide Szenarien vorgestellt und Lösungsmöglichkeiten für die Minimierung der Streustrahlung präsentiert. Bei der O2-Heizung wird ein zweiter Plasmadurchgang mithilfe so genannter holografischer Spiegel realisiert, die in Kapitel 7 beschrieben werden.

Die Erprobung beider Methoden wird durch Experimente an ASDEX Upgrade in Kapitel 8 bewiesen und die erreichten Plasmaparameter mit denen aus dem ITER-Szenario verglichen.

# Kapitel 2

## Motivation

ITER ist der nächste Meilenstein in Hinblick auf ein kommerzielles Fusionskraftwerk. Die Möglichkeit ein brennendes Plasma so zu kontrollieren, dass daraus elektrische Energie gewonnen werden kann, soll mit diesem Projekt bewiesen werden. Es ist vorgesehen ITER bis 2019 fertigzustellen und nach sieben Jahren reiner Deuterium-Experimente und zusätzlicher Baumaßnahmen mit Deuterium-Tritium-Experimenten zu starten. In diesen sollen dann Plasmaparameter über der Zündbedingung erreicht werden [8].

Bis dahin müssen bei kleineren Experimenten wichtige Fragen zum Plasmaeinschluss, Plasma-Wand-Wechselwirkung und Plasmakontrolle beantwortet werden. ASDEX Upgrade stellt laut einer Studie der „European Fusion Development Agreement“ eines der wichtigsten Experimente im Hinblick auf ITER dar: „Among the medium size devices, ASDEX-Upgrade is most suited for efficient support of ITER and the ITER satellites and it can contribute with a wide range of dedicated studies and exploratory work. Active coils and a LHCD system should be implemented.“<sup>2</sup> [9]. Die Motivation dieser Arbeit ist daher eine möglichst genaue Abbildung einer ITER-Entladung an ASDEX Upgrade durchzuführen, um weitere physikalische Fragestellungen experimentell an ASDEX Upgrade klären zu können. Diese Fragen sind z. B. im Bereich der Kontrolle von Plasmamoden (NTMs, Edge Localized Modes (**ELMs**)), der Plasma-Wand-Wechselwirkung oder der Disruption-Verhinderung anzusiedeln.

Nach einer Einführung in das Einschlusskonzept, der Betriebsmöglichkeiten und -grenzen eines Tokamak werden ASDEX Upgrade und ITER

---

<sup>2</sup>Übersetzung: Unter den mittelgroßen Experimenten ist ASDEX Upgrade am besten zur effizienten Unterstützung für ITER und dessen Nachfolgern geeignet und kann in weiten Bereichen an bestimmten Forschungen und experimenteller Arbeit mitwirken. Aktive Spulen und ein System zum Stromtrieb bei der unteren Hybridresonanz sollten implementiert werden.

vorgestellt. Abschließend wird erläutert, wie eine möglichst ITER-ähnliche Entladung an ASDEX Upgrade aussehen kann und welche Schwierigkeiten sich dabei ergeben. Mögliche Lösungsvorschläge der entstehenden Probleme werden dann in späteren Kapiteln vorgestellt und experimentell verifiziert.

## 2.1 Der Tokamak

Den hohen Energien eines Fusionsplasmas kann kein Wandmaterial standhalten. Es wird daher ein Mechanismus benötigt, um das Plasma wirkungsvoll von einer materiellen Wand fernzuhalten. Da Plasma aus geladenen Ionen und Elektronen besteht, können die Teilchen um Magnetfeldlinien gyrieren und bewegen sich prinzipiell nur parallel zum Magnetfeld. Ein in sich geschlossener Magnetfeldschlauch in Form eines Torus sollte daher einen wirkungsvollen Teilcheneinschluss darstellen. Durch die Form des Torus kommt es jedoch zu einem Magnetfeldgradienten, der eine Driftbewegung der Teilchen hervorruft und den einfachen Torus instabil macht. Ein Verdrillen der Magnetfeldlinien kann diesen Driften entgegenwirken und so die Teilchen wirkungsvoll einschließen.

### 2.1.1 Das Einschlusskonzept des Tokamaks

In den 1950er und 1960er Jahren kristallisierte sich das Tokamakprinzip als Einschlusskonzept heraus. Bei einem Tokamak wird die toroidale Komponente des Magnetfeldes von Spulen erzeugt (siehe auch Abbildung 2.1). Die poloidale Verdrillung generiert einen, von einem Transformator getriebenen Plasmastrom, der die Pulsdauer bei Tokamaks begrenzt. Die verdrillten Feldlinien bilden eine geschlossene Fläche, eine sogenannte Flussfläche, auf der Dichte und Temperatur als konstant anzunehmen sind.

Als Wert für die Verdrillung der Magnetfeldlinien wurde der Sicherheitsfaktor  $q$  definiert, der das Verhältnis der toroidalen Umläufe einer Magnetfeldlinie bei einem poloidalen Umlauf angibt, für einen kreisförmigen poloidalen Querschnitt gilt:

$$q = \frac{aB_\phi}{R_0B_\theta} \quad (2.1)$$

mit  $B_\phi$  der toroidalen,  $B_\theta$  der poloidalen Komponenten des magnetischen Feldes,  $a$  dem kleinen Plasmaradius und  $R_0$  dem großen Plasmaradius. Der Sicherheitsfaktor variiert in Tokamaks aufgrund der zentralen Induktion des Plasmastroms von kleinen Werten innen bis zu großen Werten außen. In dieser Arbeit wird dies durch die Indizierung von  $q$  gekennzeichnet:  $q_{95}$  bedeutet der Sicherheitsfaktor an dem Radius ( $\rho_{pol}$ ) auf dessen Flussfläche 95 % des

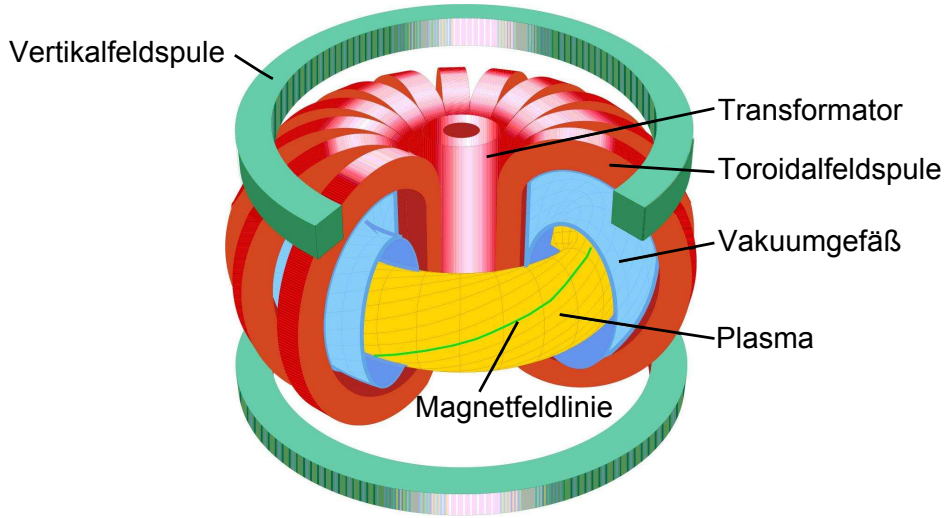


ABBILDUNG 2.1: Prinzipieller Aufbau eines Tokamaks.

gesamten poloidalen magnetischen Flusses  $\Psi$  erreicht wird:

$$\rho_{pol} = \sqrt{\frac{\Psi - \Psi_0}{\Psi_1 - \Psi_0}}. \quad (2.2)$$

Die Indizes 0 und 1 geben dabei den Fluss an der magnetischen Achse und der letzten geschlossenen Flussfläche (Separatrix) an.

Mit weiteren Vertikalfeldspulen kann die Form des Plasmas angepasst werden. Eine mögliche Magnetfeldkonfiguration ist eine Konfiguration, bei der die Separatrix einem X-Punkt formt und auf einem Divertor endet, wie sie z. B. in Abbildung 2.2 dargestellt ist. Auf den Divertorplatten werden die Plasmateilchen neutralisiert und können abgepumpt werden. Die Divertorkonfiguration hat den Vorteil, dass sich die Wechselwirkung zwischen materieller Wand und Plasmateilchen entfernt vom eingeschlossenen Plasma ereignet und dadurch eine Verunreinigung des Plasmas vermieden wird. Weiterhin lässt sich die Triangularität

$$\delta = \frac{(R_{max} + R_{min}) - (R(z_{max}) + R(z_{min}))}{R_{max} - R_{min}} \quad (2.3)$$

und die Elongation

$$\kappa = \frac{b}{a} \quad (2.4)$$

einstellen. Die Größen  $a$ ,  $b$ ,  $R_{max}$ ,  $R_{min}$ ,  $R(z_{max})$  und  $R(z_{min})$  sind in Abbildung 2.2 eingezeichnet.  $a$  ist der kleine Plasmaradius in horizontaler Rich-

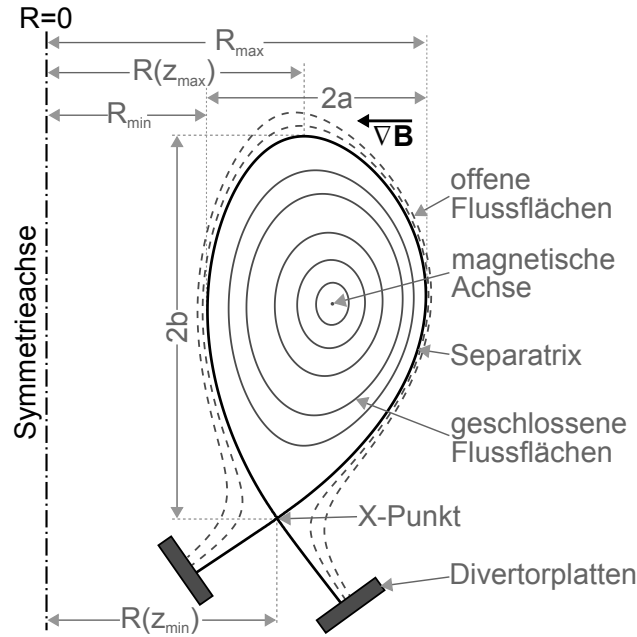


ABBILDUNG 2.2: Divertorkonfiguration mit einem X-Punkt.

tung,  $b$  in vertikaler Richtung. Der Abstand vom X-Punkt zur Symmetrieachse wird als  $R(z_{min})$  und der Abstand vom höchsten Punkt des eingeschlossenen Plasmas als  $R(z_{max})$  bezeichnet,  $R_{min}$  und  $R_{max}$  sind die minimalen und maximalen Radien der letzten geschlossenen Flussfläche.

### 2.1.2 Beschränkung des Drucks – TROYON- $\beta$ -Limit

Die Form des Magnetfeldes kann hierbei die Einschlussqualität des Plasmas maßgeblich beeinflussen. Grundsätzlich muss das Magnetfeld jedoch dem Plasmadruck ( $p = n \cdot T$ ) standhalten. Die direkte Proportionalität der Zündbedingung (Gleichung (1.2)) von der Dichte  $n$  und Temperatur  $T$  legt jedoch eine Steigerung beider Parameter in einem Fusionsreaktor nahe. Daher muss das Magnetfeld entsprechend groß gewählt werden, um dem Plasmadruck entgegen zu wirken. Der Parameter  $\beta$  gibt hierbei das Verhältnis des Drucks zwischen Plasma und Magnetfeld an:

$$\beta = \frac{n \cdot T}{B^2/2\mu_0}. \quad (2.5)$$

Dabei ist  $\mu_0$  die Permeabilitätskonstante. Bei optimaler Ausnutzung des Magnetfeldes ist  $\beta = 1$  und ein Betrieb über diesem Wert ist ausgeschlossen.

Es ist jedoch vielmehr so, dass schon bei kleineren Werten von  $\beta$  Instabilitäten auftreten, das Plasma degeneriert und so die erreichbaren Parameter begrenzt.

TROYON erkannte in den 80er Jahren bei Simulationen verschiedener Magnetfeldkonfigurationen, Strom- und Druckprofilen, dass das maximal erreichbare  $\beta$  durch magneto hydrodynamische Moden begrenzt ist [10]:

$$\beta_{max} [\%] = \beta_N [\%] \frac{I_P [\text{MA}]}{B_t [\text{T}] \cdot a [\text{m}]} \quad (2.6)$$

Die Proportionalitätskonstante  $\beta_N$  wird normiertes Plasma- $\beta$  genannt und nimmt in der idealen Magneto hydrodynamik (MHD) einen Wert von 2,8 % an [11]. Hierbei wurde jedoch eine leitende Wand um das Plasma vernachlässigt. Diese hat eine stabilisierende Wirkung auf das Plasma und lässt für  $\beta_N$  Werte über 2,8 % zu [12]. Eine bessere Ausnutzung des Magnetfeldes ist die Folge.

### 2.1.3 Beschränkung der Dichte – GREENWALD-Limit

Neben dem  $\beta$ -Limit fand GREENWALD bei der Analyse von sogenannten L-Mode-Entladungen (siehe folgendes Unterkapitel) verschiedener Tokamaks auch eine Begrenzung der maximal erreichbaren liniengemittelten Dichte [13]:

$$\bar{n}_{GW} [\cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}] = \frac{I_P [\text{MA}]}{\pi a^2 [\text{m}]^2} \quad (2.7)$$

Die Ursachen für diese Limitierung sind noch nicht gänzlich verstanden, es werden jedoch veränderte Transport- und Strahlungsverhalten bei Entladungen mit hoher Dichte dafür verantwortlich gemacht [14].

Für Entladungen mit verbessertem Einschluss (H-Moden) gilt das Limit für die Randdichte [15], wodurch für H-Moden die Ursache im Plasmarand zu suchen ist. Es kann daher bei einem stark zugespitzten Dichteprofil, das z. B. durch die Injektion von Deuteriumkügelchen (Pellets) oder einer hohen Triangularität erzeugt werden kann, das GREENWALD-Limit überwunden werden [16]. Die H-Moden können hierbei jedoch wieder in L-Moden übergehen und den Einschluss verschlechtern [17].

Allein wegen der vorher angesprochenen Abhängigkeit des Tripelprodukts von der Dichte (siehe Gleichung (1.2) in der Einleitung) ist es prinzipiell vorteilhaft Tokamaks nahe dieses Dichtelimits zu betreiben.

### 2.1.4 Einschlussqualität eines Tokamaks

Da sowohl die Dichte als auch die Temperatur durch diese Limits begrenzt sind, kann das Tripelprodukt nur noch durch eine verlängerte Einschlusszeit gesteigert werden. Die Einschlusszeit hängt hierbei von vielen Faktoren

ab und lässt sich für zukünftige Fusionsreaktoren durch Skalierungsformeln abschätzen [5]. Die Abhängigkeiten werden meist aus Fits an Messdaten verschiedener Experimente ermittelt. Für ITER-Szenarien an verschiedenen Tokamaks wird häufig die ITER98(y,2)-Skalierung verwendet [18]:

$$\tau_{98(y,2)} = 0,0562 I_p^{0,93} B_t^{0,15} P_{heat}^{-0,69} \bar{n}_e^{0,41} m_i^{0,19} R_0^{1,97} \epsilon^{0,58} \kappa^{0,78}. \quad (2.8)$$

Man sieht hierbei, dass die Einschlusszeit  $\tau_{98(y,2)}$  [s] mit höherem Plasmastrom  $I_P$  [MA], toroidalem Magnetfeld  $B_t$  [T], liniengemittelter Elektrodendichte  $\bar{n}_e$  [ $10^{19} \text{ m}^{-3}$ ], Ionenmasse  $m_i$  [u], dem inversen Aspektverhältnis  $\epsilon = a/R_0$ ,  $R_0$  [m] und  $\kappa$  ansteigt, jedoch abnimmt mit größerer Heizleistung  $P_{heat}$  [MW]. Das Verhältnis der gemessenen Energieeinschlusszeit  $\tau_{exp}$  mit der skalierten  $\tau_{98(y,2)}$  kann als Güte für den Einschluss angesehen werden. Hierzu wurde der H-Faktor definiert:

$$H_{98(y,2)} = \frac{\tau_{exp}}{\tau_{98(y,2)}}. \quad (2.9)$$

Ein H-Faktor von weniger als 1 bedeutet demnach einen schlechteren Einschluss, ein H-Faktor größer als 1 einen verbesserten Einschluss im Vergleich zur ITER98(y,2)-Skalierung. Mithilfe des H-Faktors lassen sich auch Plasmaentladung in Kategorien einordnen:

### L-Mode

Die L-Mode steht für den englischen Ausdruck „Low Confinement Mode“, eine Plasmaentladung mit geringem Einschluss. Dies sind hauptsächlich Entladungen mit geringer Heizleistung. Der H-Faktor einer solchen Mode ist unter 1 angesiedelt.

### H-Mode

Wird die externe Heizleistung erhöht, bilden sich Transportbarrieren im Plasma aus, die den anormalen Transport (siehe auch Kapitel 4.1.2) am Plasmarand verringern und einen besseren Einschluss hervorrufen. Die Entstehung basiert vermutlich auf einer Verschönerung von turbulenten Strukturen am Plasmarand durch ein elektrisches Feld [19].

Die Transportbarrieren verursachen am Plasmarand steile Dichte- und Temperaturgradienten. Die daraus geformte Stufe wird auch Pedestal genannt. Gleichzeitig wird im Plasmarand eine neue Instabilität generiert, die Edge Localized Modes (ELMs), welche den Einschluss durch periodischen Masseauswurf verschlechtert gleichzeitig aber das Plasma von Verunreinigungen reinigt. Von der Kontrolle der ELMs und Minimierung der ELM-Energie



hängt der Erfolg von ITER maßgeblich ab. Trotzdem können H-Faktoren um und größer 1 bei einer H-Moden-Entladung erreicht werden.

### Improved H-Mode

Eine Steigerung des H-Faktors deutlich über 1 ist mit der so genannten „Improved H-Mode“ möglich. Bei ihr wird der Einschluss durch ein verändertes Verhalten von MHD-Instabilitäten aufgrund eines  $q$ -Profils  $> 1$  verbessert. Die Änderung der Verdrillung wird alleine durch die Anpassung der Entladung gesteuert und ist generell unabhängig von den Kontrollparametern (Plasmastrom, Magnetfeld etc.).

Meist wird während des Hochfahrens des Plasmastroms mit der Neutralteilcheninjektion geheizt und so die Stromdiffusion reduziert, sodass  $q_0 > 1$  bleibt [20]. Dadurch können keine Sägezahn-Instabilitäten auftreten, und die daraus getriggerten starken neoklassischen Moden (3,2-NTMs<sup>3</sup>) werden unterbunden. Dies führt zu einer Verbesserung des Einschlusses im Vergleich zur H-Mode.

## 2.2 ASDEX Upgrade

Das „erweiterte Axial-Symmetrische Divertor-Experiment“, kurz ASDEX Upgrade, ging 1991 am Max-Planck-Institut für Plasmaphysik in Garching bei München in Betrieb. Es ist als Divertortokamak mit einem X-Punkt ausgelegt. ASDEX Upgrade zählt zu den mittelgroßen Forschungsreaktoren. Das maximal mögliche toroidale Magnetfeld liegt bei 3,2 T und wird durch herkömmliche Spulen erzeugt. Ein von einem Transformator bis zu einer Stärke von 1,4 MA induziertem Plasmastrom generiert die poloidale Magnetfeldkomponente und begrenzt die Pulsdauer auf maximal 10 s.

Aufgrund der hohen chemischen Reaktivität von Wasserstoff und deren Isotopen mit dem ersten Wandmaterial Kohlenstoff wurde an ASDEX Upgrade versucht, die Kohlenstoffkonzentration im Vakuumgefäß und im Plasma zu reduzieren. Vor allem im Hinblick auf ITER und kommerzielle Fusionskraftwerke, die mit radioaktivem Tritium arbeiten, ist eine kohlenstoffarme Wand wichtig. Um dies zu realisieren, wurden in den letzten Jahren schrittweise die Kacheln der ersten Wand an ASDEX Upgrade von reinen Kohlenstoffkacheln auf wolframbeschichtete Kohlenstoffkacheln umgerüstet. Eine wenige  $\mu\text{m}$  dünne Beschichtung stellte sich dabei als optimal heraus, da sich sowohl die höheren Kräfte, hervorgerufen durch die höhere Leitfähigkeit des Wolframs, als auch die Lebensdauer nicht signifikant ändern, aber die Vorteile der

---

<sup>3</sup>Hier steht 3 für die poloidale und 2 für die toroidale Modenzahl.

## ASDEX Upgrade

$R_0$	=	1,65 m
$a$	=	0,5 m
$I_P$	≤	1,4 MA
$B_t$	<	3,2 T
$\bar{n}_e$	≈	$1 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}$
$T_e$	<	5 keV
$q_{95}$	≥	3
$H_{98(y,2)}$	≤	1,5

## Plasmaheizungen

NBI	20 MW
ICRH	8 MW
ECHR1	2 MW
ECHR2 <sup>4</sup>	4 MW

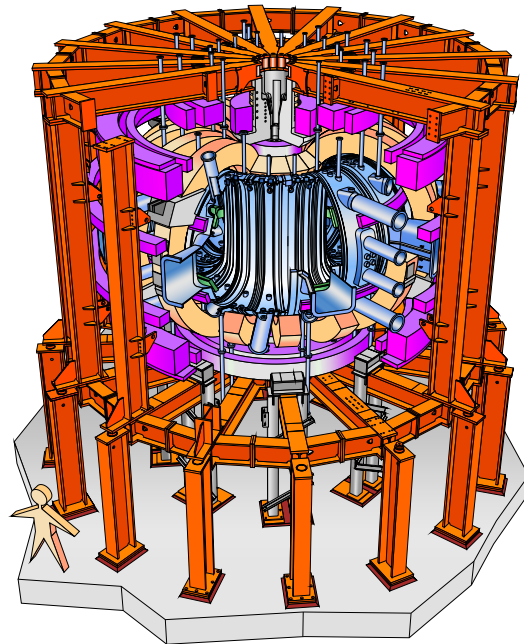


ABBILDUNG 2.3: Der Tokamak ASDEX Upgrade.

geringen Erosion und der Wasserstoffkompatibilität trotzdem gewährleistet sind. Somit können erhöhte Kosten oder zeitliche Verzögerungen, die durch Anpassungen oder häufigere Reparaturen entstehen würden, vermieden werden [21]. Mit dieser Kombination aus Kohlenstoff und Wolfram werden daher sowohl die Vorteile des Wolframs als auch die des Kohlenstoffs (gute Wärmeleitfähigkeit) vereint.

## 2.3 ITER

Das internationale Projekt ITER ist der nächste Schritt auf einem langen Weg zu einem kommerziellen Fusionskraftwerk. Mehr als 20 Jahre nach der Vereinbarung zwischen den Nationen der Vereinigten Staaten von Amerika, Russland (damals Sowjetunion), Japan und der Europäischen Union zur Förderung eines großen Forschungsreaktors, befindet sich der Divertortokamak mittlerweile in Cadarache, Frankreich im Bau. Das erste Plasma ist für das Jahr 2019 vorgesehen.

Die physikalischen Ziele sind auf die Demonstration wichtiger Eigenschaften für ein Fusionskraftwerk ausgelegt. Es soll unter anderem gezeigt werden,

<sup>4</sup>Das ECRH2-System befindet sich derzeit noch im Aufbau.

## ITER

$R_0$	=	6,2 m
$a$	=	2 m
$I_P$	≤	15 MA
$B_t$	<	5,3 T
$\bar{n}_e$	≈	$1 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}$
$T_e$	<	15 keV
$q_{95}$	≥	3
$H_{98(y,2)}$	=	1

## Plasmaheizungen

NBI	33 MW
ICRH	20 MW
ECHR	20 MW

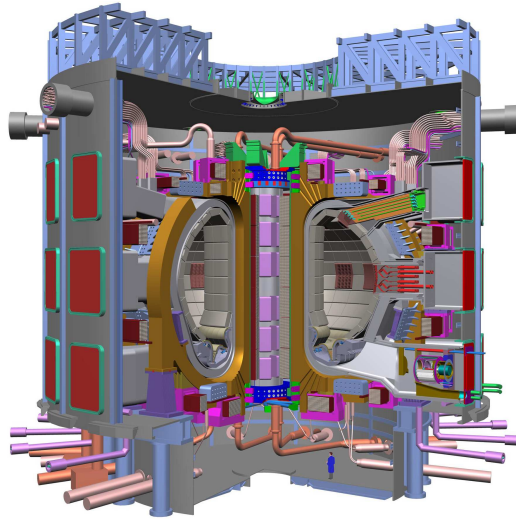


ABBILDUNG 2.4: Das Fusionsexperiment ITER.

dass ein brennendes Plasma, in dem hauptsächlich die thermonukleare Reaktion von Deuterium und Tritium das Plasma heizt, effizient in einem Tokamak eingeschlossen werden kann. Dies wird aufgrund der Abhängigkeit der Einschlusszeit von der Größe  $(R_0, \epsilon)$ , aber auch durch ein hohes Magnetfeld ( $B_t \approx 5,3 \text{ T}$ ) und einen großen Plasmapstrom ( $I_P = 15 \text{ MA}$ ) erreicht (siehe Gleichung (2.8)). ITER ist mit seinem großen Plasmaradius von  $R_0 = 6,2 \text{ m}$  und dem kleinen Radius von  $a = 2 \text{ m}$  ca. viermal größer als ASDEX Upgrade, hat dadurch ca. das 60-fache des Plasmavolumens von ASDEX Upgrade und wird der bisher größte Tokamak sein.

Durch diese Größen soll in ITER bei H-Mode-Entladungen theoretisch das Zehnfache der extern zugeführten Leistung durch die Fusion frei werden. Man spricht hier vom  $Q$ -Faktor, dem Verhältnis aus Fusions- und extern zugeführter Leistung:

$$Q = \frac{P_{Fusion}}{P_{extern}}. \quad (2.10)$$

Ein weiteres Szenario soll die Möglichkeit zeigen, ITER auch ohne den induzierten OHMSchen Plasmapstrom bei gutem Einschluss betreiben zu können. Hierzu muss mit den zusätzlich installierten Heizungen (NBI, ECRH, ICRH) ein Plasmapstrom getrieben werden. Durch die Entlastung des Transformators soll sich die Pulsdauer von einigen 100 s auf einige 1000 s ausdehnen lassen, dieses ist für den Dauerbetrieb eines kommerziellen Fusionsreaktor unverzichtbar, senkt aber die Effizienz einer solchen Entladung wegen des

geringeren Plasmastroms, dem damit verbundenen schlechteren Einschluss und der gesteigerten Heizleistung ab. Weitere wichtige Forschungsgebiete, die an ITER demonstriert werden müssen, sind: das Brüten von Tritium aus Lithium durch die freiwerdenden Neutronen und die Entwicklung und Integration weiterer wichtiger Technologien für Fusionskraftwerke [22, 23].

Bei der ersten Ausbaustufe von ITER ist unter anderem vorgesehen mit 20 MW ECRH Plasmen bei „halbem Feld“ ( $B \approx 2,7$  T) in der außerordentlichen (X2) oder bei „ganzem Feld“ in der ordentlichen Polarisation (O1) zu heizen. Es sind dafür bis zu 26 1-MW-Gyrotrons bei einer Frequenz von 170 GHz geplant. Je 8 MW Leistung sollen von den Projektpartnern aus Russland, Japan und der EU und 2 MW von Indien zur Verfügung gestellt werden. Die Stromversorgung der Gyrotrons soll wiederum nur von der EU und Indien entwickelt werden. 24 Übertragungsleitungen, bereitgestellt von den USA, sollen die Mikrowellen an insgesamt fünf verschiedene Antennen übertragen [24]. Vier Antennen dienen dabei zur Unterdrückung von NTMs, die oberhalb der Mittelebene angeordnet sind, eine Antenne in der Mittelebene zum zentralen Heizen. Diese enge internationale Zusammenarbeit soll garantieren, dass das Wissen für den Bau eines Fusionskraftwerks später in allen beteiligten Ländern vorhanden ist und genutzt wird. Es führt aber auch zu einem erheblichen bürokratischen Aufwand.

Da die maximal erreichbare Dichte ITERs<sup>5</sup> unterhalb der Cutoff-Dichten der ECRH von  $n_{cut}^{O1} = 3,6 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}$  und  $n_{cut}^{X2} = 1,8 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}$  liegen wird, ist mit einem problemlosen Plasmabetrieb mit der ECRH zu rechnen.

## 2.4 ITER-Szenario an ASDEX Upgrade

ITER und ASDEX Upgrade direkt miteinander zu vergleichen ist allein aufgrund des Größenunterschieds schwierig. Es kann daher nicht Sinn sein, an ASDEX Upgrade die Plasmaparameter von ITER direkt erreichen zu wollen. Vielmehr soll eine Plasmakonfiguration erzeugt werden, die der Konfiguration ITERs ähnlich ist. Meist werden dimensionslose Parameter als Vergleichswerte herangezogen. Im sogenannten  $Q=10$ -Szenario von ITER haben diese folgende Werte [25, 22, 26]:

- die normierte Dichte:  $\bar{n}_e / \bar{n}_{GW} = 0,85$
- der H-Faktor:  $H_{98(y,2)} = 1$
- das normierte Plasma- $\beta$ :  $\beta_N = 1,8\%$

---

<sup>5</sup>Eine GREENWALD-Dichte von  $\bar{n}_{GW} \approx 1,2 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}$  ist zu erwarten.

- der Sicherheitsfaktor:  $q_{95} = 3$
- die normierte Kollisionalität:  $\nu^* = 0,7$ .

Prinzipiell ist es unproblematisch diese Parameter einzeln an ASDEX Upgrade zu erreichen oder zu übertreffen. Ziel dieser Arbeit ist es, verschiedene Entladungsszenarien zu entwickeln, bei denen der Einsatz der ECRH möglich ist, gleichzeitig aber möglichst alle Größen in einer einzigen Entladung verwirklicht werden. Jedoch ist der Betrieb bei hoher Dichte an ASDEX Upgrade nicht mit einer niedrigen Kollisionalität vereinbar [26, 20]. In dieser Arbeit wird sich daher auf die Erreichbarkeit der hohen Dichte beschränkt und die niedrige Kollisionalität nicht weiter berücksichtigt. Im Folgenden soll kurz skizziert werden, wie dies erreicht werden kann und welche Probleme dabei entstehen.

Die Improved H-Mode an ASDEX Upgrade ist mit einem H-Faktor über 1 ein verheißungsvoller Kandidat für das ITER- $Q=10$ -Szenario an ASDEX Upgrade. Durch den guten Einschluss dieser Mode werden jedoch auch Verunreinigungen wie z. B. Wolfram, das von der ersten Wand stammt, gut im Magnetfeld eingeschlossen. Vor allem wenn wenig Deuterium-Gas während der Entladung in das Vakuumgefäß geblasen wird, neigt Wolfram dazu, sich im Zentrum anzusammeln. Wegen der hohen Kernladungszahl des Wolframs und der hohen Temperatur im Plasmazentrum geht hierbei viel Energie durch Strahlung verloren. Die Entladung kann durch einen Strahlungskollaps zusammenbrechen und das Plasma erlöschen. Mithilfe der ECRH lässt sich jedoch der Transport des Wolframs von einem einwärts- in einen auswärtsgerichteten ändern, sodass eine Verdrängung des Wolframs aus dem Plasmazentrum möglich ist und so die Entladung stabilisiert wird. Kapitel 4 widmet sich der Problematik der Wolframverunreinigung in ASDEX Upgrade und der Möglichkeit diese zu kontrollieren.

Die ECRH wurde dazu bisher in der außerordentlichen Mode bei der zweiten harmonischen Resonanz (X2-Mode) eingestrahlt. Dies hatte den Vorteil einer lokalen und vollständigen Absorption. Es wird jedoch problematisch, wenn eine Entladung wie im ITER-Szenario nahe der GREENWALD-Dichte bei kleinem Sicherheitsfaktor gefahren werden soll.

Um bei einem Feld von 2,5 T einen Sicherheitsfaktor von 3 an ASDEX Upgrade zu erreichen, muss der Plasmastrom bis zu den maximal möglichen 1,4 MA gesteigert werden. Eine Erhöhung der Dichte aufgrund der linearen Abhängigkeit der GREENWALD-Dichte vom Plasmastrom ist die Folge. Mit dem GREENWALD-Limit  $\bar{n}_{GW}(1,4 \text{ MA}) = 1,8 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}$  und dem Faktor 0,85 aus dem ITER- $Q=10$ -Szenario beträgt die liniengemittelte Dichte ca.  $\bar{n}_e = 1,5 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}$ . Betrachtet man das Profil, so sind je nach dessen Form noch höhere zentrale Dichten zu erwarten, d. h.  $n_{e,max} \geq 1,5 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}$ .

Bei einer Cutoff-Dichte der X2-Mode von  $n_{e,cut}^{X2} = 1,2 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}$ , bei der die Welle am Plasma reflektiert wird (siehe Gleichung (3.34);  $f_{ECRH} = 140 \text{ GHz}$ ), kann diese Mode nicht mehr zur zentralen Heizung eingesetzt werden. Die Lösung liegt hier in der Änderung der Polarisation in die ordentliche Mode. Diese Mode erlaubt den Betrieb bis zu einer Dichte von ca.  $n_{e,cut}^{O2} = 2,4 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}$ . Die Problematik an der O2-Mode ist die unvollständige Absorption bei den an ASDEX Upgrade erreichbaren Plasmaparametern und die daraus resultierende starke Streustrahlung im MW-Bereich.

Eine andere Möglichkeit einen Sicherheitsfaktor von 3 bei hohem Einschluss zu erreichen, ist das Magnetfeld abzusenken, sodass die dritte harmonische Resonanz der außerordentlichen Polarisation (X3-Mode) im Plasmazentrum liegt und so die Mikrowelle zentral deponiert werden kann. Wegen des geringeren toroidalen Magnetfeldes kann der Plasmastrom auf 1,1 MA verringert werden. Betrachtet man hierbei die Beziehung zwischen maximal erreichbarer Dichte und Cutoff-Dichte, so zeigt sich:

- $\bar{n}_{GW} = 1,4 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}$
- $\bar{n}_e = 1,2 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}$
- $n_{e,max} \geq 1,2 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}$
- $n_{e,cut}^{X3} = 1,6 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}$ .

Da die Cutoff-Dichte  $n_{e,cut}^{X3}$  höher als die zu erwartende maximale Dichte im Profil  $n_{e,max}$  ist, kann grundsätzlich in der X3-Mode geheizt werden. Eine unvollständige Absorption und die damit verbundene Streustrahlung ergeben sich aber ebenso aus den erreichbaren Plasmaparametern beim verringerten Magnetfeld.

Die erhöhte Streustrahlung in beiden Entladungen erfordert ein optimiertes Heizszenario der ECRH, sodass keine sicherheitsrelevanten Einbauten oder Diagnostiken in ASDEX Upgrade zu Schaden kommen. Die für eine Entwicklung solcher Heizszenarien benötigten Theorie und die Grundlagen für die Kontrolle der Verunreinigungsanhäufung werden in nachfolgenden Kapiteln erläutert. Die Heizszenarien selbst werden in Kapitel 6 vorgestellt. Die für das O2-Szenario entwickelten Spiegel mit der implementierten Regelung der Einstrahlwinkel werden in Kapitel 7 beschrieben. Abschließend sollen beide Heizszenarien verifiziert und erste Entladungen bei  $q_{95} \approx 3$  vorgestellt werden.

# Kapitel 3

## Theorie der ECRH

Elektromagnetische Wellen stellen in der Plasmaphysik seit jeher ein wichtiges Hilfsmittel zum Diagnostizieren und Erzeugen verschiedener Plasmen dar. Eigenschaften, wie z. B. Polarisation oder Frequenz der Wellen sind hierbei maßgebend verantwortlich für die unterschiedliche Wechselwirkung der Welle mit den Plasmateilchen. Aufgrund der enormen Anzahl von Ionen und Elektronen in einem räumlich ausgedehnten Plasma kann nicht jedes Teilchen einzeln betrachtet werden, sondern das Plasma muss als Kollektiv angesehen werden.

In der Näherung des kalten stoßfreien Plasmas wird das Plasma als Flüssigkeit beschrieben, wobei kinetische Effekte vernachlässigt werden. Durch diese Vereinfachung kann die Ausbreitungsfähigkeit der Wellen im Plasma berechnet werden. An einzelnen Resonanzen findet Absorption der Welle, an sogenannten Cutoffs Reflexionen statt, die das Eindringen der Welle in das Plasmazentrum unterbinden können. Im warmen Plasma kommen Effekte endlicher Temperatur der Plasmateilchen hinzu, die zu weiteren Resonanzen führen. Dabei ist die Absorption maßgeblich von den Plasmaparametern, der eingestrahlten Polarisation der Welle und dem Winkel zwischen Wellenvektor  $\mathbf{k}$  und Hintergrundmagnetfeld  $\mathbf{B}_0$  abhängig.

Die entscheidende Frage zur Analyse von Heizungsszenarien, wie sie in Kapitel 6 beschrieben werden, stellt die Kombination aus den beiden Betrachtungen dar:

- Kann die Welle eine Resonanz erreichen?
- Wie gut wird die Welle an der Resonanz absorbiert?

Diese beiden Fragen lassen sich mithilfe eines Strahlverfolgungsverfahrens (engl.: Beam- oder Raytracing) beantworten, das in Kapitel 3.2 näher beschrieben wird.

## 3.1 Wellen im Plasma

Um die Ausbreitung elektromagnetischer Wellen in einem Plasma zu berechnen, müssen sowohl die Wellengleichungen als auch die Bewegungsgleichungen der Plasmateilchen berücksichtigt werden. In einem ersten Schritt wird im Zweiflüssigkeitsbild des kalten Plasmas der Leitfähigkeitstensor unter Berücksichtigung der Wechselwirkung der Elektronen auf eine hochfrequente Störung berechnet. Im Anschluss daran wird dieser in die Wellengleichung eingesetzt, um so die Dispersionsrelation elektromagnetischer Wellen im Plasma zu erhalten. Eine Analyse des Ausbreitungs- und Absorptionsvermögens auch im Hinblick auf ein warmes Plasma soll die Möglichkeiten verschiedener Heizarten mit Wellen verdeutlichen.

### 3.1.1 Berechnung des Leitfähigkeitstensors

Betrachtet man ein kaltes Plasma, sodass der Gyrationradius der Elektronen im Vergleich zur Wellenlänge vernachlässigen kann, in einem elektromagnetischen Feld im Zweiflüssigkeitsbild, so gilt analog der NEWTONschen Bewegungsgleichung im Einteilchenbild [19]:

$$\rho_m \frac{d}{dt} \mathbf{v} = \rho (\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (3.1)$$

mit den Massen- und Ladungsdichten  $\rho_m = m \cdot n$  und  $\rho = Q \cdot n$ , wobei  $m$  die Masse und  $Q$  die Ladung ist, sowie der hydrodynamischen Ableitung  $d/dt = \partial/\partial t + \mathbf{v} \cdot \nabla$ . Mit der Annahme eines stationären Plasmas (Geschwindigkeit  $\mathbf{v}_0 = \mathbf{0}$ ), auf das kein elektrostatisches Hintergrundfeld ( $\mathbf{E}_0 = \mathbf{0}$ ) wirkt, können die Bewegung der Ionen bei hochfrequenten Störungen (Kreisfrequenz  $\omega$  und Wellenvektor  $\mathbf{k}$ ) der Plasmaparameter und Felder der Form  $f(\mathbf{r}, t) = f_0(\mathbf{r}) + \tilde{f} e^{i(\mathbf{k}\mathbf{r} - \omega t)}$  vernachlässigt werden.  $t$  ist hierbei die Zeit,  $\mathbf{r}$  der Ort und  $\tilde{f}$  stellt die Amplitude der Störung dar, die klein im Vergleich zur stationären Amplitude  $f_0$  ist. Nach Einsetzen der Störungen, Ausführen der Ableitungen und anschließender Linearisierung ergibt Gleichung (3.1):

$$-i\rho_{m,0}\omega\tilde{\mathbf{v}} = \rho_0\tilde{\mathbf{E}} + \rho_0(\tilde{\mathbf{v}} \times \mathbf{B}_0). \quad (3.2)$$

Ohne Beschränkung der Allgemeinheit lässt sich das Hintergrundmagnetfeld in Richtung der  $z$ -Koordinate legen ( $\mathbf{B}_0 = B_0 \mathbf{e}_z$ ), wie in Abbildung 3.1



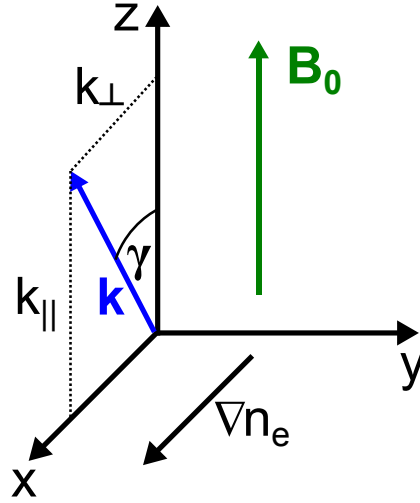


ABBILDUNG 3.1: Definition des Koordinatensystems.

dargestellt. Für die Geschwindigkeitskomponenten ergibt sich dann:

$$\tilde{v}_x = i \frac{\rho_0}{\rho_{m,0}\omega} \tilde{E}_x + i \frac{\omega_c}{\omega} \tilde{v}_y \quad (3.3)$$

$$\tilde{v}_y = i \frac{\rho_0}{\rho_{m,0}\omega} \tilde{E}_y - i \frac{\omega_c}{\omega} \tilde{v}_x \quad (3.4)$$

$$\tilde{v}_z = i \frac{\rho_0}{\rho_{m,0}\omega} \tilde{E}_z \quad (3.5)$$

wobei hier die Zyklotronfrequenz  $\omega_c$  eingeführt wurde:

$$\omega_c = \frac{\rho_0}{\rho_{m,0}} B_0 = \frac{Q}{m} B_0. \quad (3.6)$$

Durch Lösen der Abhängigkeiten der Gleichungen (3.3) und (3.4) gilt:

$$\tilde{\mathbf{v}} = i \frac{\rho_0}{\rho_{m,0}} \begin{pmatrix} \frac{\omega}{\omega^2 - \omega_c^2} & i \frac{\omega_c}{\omega^2 - \omega_c^2} & 0 \\ -i \frac{\omega_c}{\omega^2 - \omega_c^2} & \frac{\omega}{\omega^2 - \omega_c^2} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{1}{\omega} \end{pmatrix} \tilde{\mathbf{E}}. \quad (3.7)$$

Ein Vergleich mit dem OHMSchen Gesetz, mit der Stromdichte  $\tilde{\mathbf{j}}$ ,

$$\tilde{\mathbf{j}} = \rho_0 \tilde{\mathbf{v}} = \boldsymbol{\sigma} \tilde{\mathbf{E}} \quad (3.8)$$

und unter Berücksichtigung der Plasmafrequenz  $\omega_p$  mit der Dielektrizitätskonstanten  $\epsilon_0$

$$\omega_p = \sqrt{\frac{\rho_0^2}{\rho_{m,0}\epsilon_0}} = \sqrt{\frac{Q^2 n}{m\epsilon_0}} \quad (3.9)$$

lässt sich der Leitfähigkeitstensor  $\boldsymbol{\sigma}$  in der Näherung des kalten Plasmas mit

$$\boldsymbol{\sigma} = i\epsilon_0 \begin{pmatrix} \frac{\omega_p^2 \omega}{\omega^2 - \omega_c^2} & i \frac{\omega_p^2 \omega_c}{\omega^2 - \omega_c^2} & 0 \\ -i \frac{\omega_p^2 \omega_c}{\omega^2 - \omega_c^2} & \frac{\omega_p^2 \omega}{\omega^2 - \omega_c^2} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{\omega_p^2}{\omega} \end{pmatrix} \quad (3.10)$$

beschreiben.

### 3.1.2 Dispersionsrelation

Um nun die Ausbreitung einer hochfrequenten elektromagnetischen Welle in einem Plasma zu beschreiben, muss die Wellengleichung in der Näherung des kalten Plasmas mittels zweier MAXWELL-Gleichungen, dem FARADAYSchen Induktionsgesetz (3.11) und dem AMPÈRESchen Gesetz (3.12), hergeleitet werden.

$$\boldsymbol{\nabla} \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (3.11)$$

$$\boldsymbol{\nabla} \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{j} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \quad (3.12)$$

Die Elimination des Magnetfeldes durch die Kombination beider Gesetzmäßigkeiten ( $\partial/\partial t$ ·(3.12) in  $\boldsymbol{\nabla} \times$ (3.11) eingesetzt) führt zu einer partiellen Differenzialgleichung zweiter Ordnung:

$$\boldsymbol{\nabla} \times (\boldsymbol{\nabla} \times \mathbf{E}) = -\frac{\partial}{\partial t} (\mu_0 \mathbf{j}) - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2}. \quad (3.13)$$

Diese Gleichung lässt sich mit dem Ansatz einer ebenen Welle lösen:

$$-\mathbf{k} \times (\mathbf{k} \times \tilde{\mathbf{E}}) = i\omega \mu_0 \tilde{\mathbf{j}} + \frac{\omega^2}{c^2} \tilde{\mathbf{E}}. \quad (3.14)$$

Nach Einsetzen des OHMSchen Gesetztes (3.8) und Ausführung des doppelten Kreuzprodukts ergibt sich:

$$k^2 \tilde{\mathbf{E}} - (\mathbf{k} \cdot \tilde{\mathbf{E}}) \mathbf{k} = \frac{\omega^2}{c^2} \left[ \mathbf{1} + i \frac{1}{\epsilon_0 \omega} \boldsymbol{\sigma} \right] \tilde{\mathbf{E}}. \quad (3.15)$$

Der Term in den eckigen Klammern wird hierbei auch dielektrischer Tensor  $\boldsymbol{\epsilon}$  genannt:

$$\boldsymbol{\epsilon} = \mathbf{1} + i \frac{1}{\epsilon_0 \omega} \boldsymbol{\sigma} = \begin{pmatrix} 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 - \omega_c^2} & -i \frac{\omega_p^2 \omega_c}{\omega(\omega^2 - \omega_c^2)} & 0 \\ i \frac{\omega_p^2 \omega_c}{\omega(\omega^2 - \omega_c^2)} & 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 - \omega_c^2} & 0 \\ 0 & 0 & 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \end{pmatrix}. \quad (3.16)$$

Durch Einführen des Brechungsindex:

$$\mathbf{N} = \frac{\mathbf{k}c}{\omega}, \quad (3.17)$$

und leichtem Umformen mithilfe des dyadischen Produkts ( $\otimes$ ) lässt sich Gleichung (3.15) schreiben als:

$$[\mathbf{N} \otimes \mathbf{N} - N^2 \mathbf{1} + \boldsymbol{\epsilon}] \cdot \tilde{\mathbf{E}} = 0. \quad (3.18)$$

Diese Gleichung lässt sich eindeutig lösen, wenn die Determinante des Tensors in den eckigen Klammern, der auch als Dispersionstensor  $\mathbf{\Lambda}$  bezeichnet wird, 0 ergibt. In der Notation nach STIX [27]:

$$\boldsymbol{\epsilon} = \begin{pmatrix} S & -iD & 0 \\ iD & S & 0 \\ 0 & 0 & P \end{pmatrix}, \quad (3.19)$$

mit den Variablen  $S$  für Summe,  $D$  für Differenz,  $P$  für Plasma und  $L$  für die links- bzw.  $R$  für die rechtszirkular polarisierte Welle:

$$S = \frac{1}{2}(R + L) \quad (3.20)$$

$$D = \frac{1}{2}(R - L) \quad (3.21)$$

$$P = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \quad (3.22)$$

$$R = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + \omega_c)} \quad (3.23)$$

$$L = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega - \omega_c)} \quad (3.24)$$

ergibt sich die Dispersionsrelation:

$$N^2 = \frac{(RL - PS) \sin^2 \gamma + 2PS \pm \sqrt{(RL - PS)^2 \sin^4 \gamma + 4P^2 D^2 \cos^2 \gamma}}{2S \sin^2 \gamma + 2P \cos^2 \gamma}, \quad (3.25)$$

wobei  $\mathbf{N}$  bzw.  $\mathbf{k}$  nach der in Abbildung 3.1 gezeigten Geometrie definiert wurde:

$$\mathbf{k} = \begin{pmatrix} k_{\perp} \\ 0 \\ k_{\parallel} \end{pmatrix} = k \begin{pmatrix} \sin \gamma \\ 0 \\ \cos \gamma \end{pmatrix}. \quad (3.26)$$

Allgemein lässt sich an Gleichung (3.25) herleiten, wie sich eine Welle bei bestimmten Plasma- und Wellenparametern verhält. Geht der Nenner bei gegebener Frequenz  $\omega$  auf der rechten Seite der Dispersionsrelation gegen 0, so beschreibt dies einen Resonanzeffekt. Die Welle beschleunigt die Elektronen und wird von diesen absorbiert. Für die Propagation senkrecht ( $\gamma = 90^\circ$ ) und parallel zum Magnetfeld ( $\gamma = 0^\circ$ ) gibt es jeweils eine Lösung:

- die obere Hybridresonanz ( $\mathbf{k} \perp \mathbf{B}_0$ ):

$$\omega = \omega_{UH} = \sqrt{\omega_c^2 + \omega_p^2} \quad (3.27)$$

- die Zyklotronresonanz ( $\mathbf{k} \parallel \mathbf{B}_0$ ):

$$\omega = \omega_c \quad (3.28)$$

Da hier ein kaltes Plasma angenommen wird, treten keine weiteren Resonanzen bei Harmonischen der Zyklotronresonanz auf. Dies geschieht erst bei der Betrachtung endlicher Temperatureffekte, wie sie in Kapitel 3.1.4 besprochen werden.

Wird hingegen der Zähler der rechten Seite von Gleichung (3.25) 0, so ist auch der Wellenvektor 0 und die Welle kann nicht ins Plasma eindringen, sondern wird an einem sogenannten Cutoff reflektiert. Aus der Lösung für die senkrechte Propagation einer Welle lassen sich allgemeingültige Cutoff-Frequenzen herleiten, diese sind:

- für die linkszirkular polarisierte außerordentliche Welle:

$$\omega = \omega_L^{cut} = \frac{1}{2} \left( \sqrt{\omega_c^2 + 4\omega_p^2} - \omega_c \right) \quad (3.29)$$

- für die rechtszirkular polarisierte außerordentliche Welle:

$$\omega = \omega_R^{cut} = \frac{1}{2} \left( \sqrt{\omega_c^2 + 4\omega_p^2} + \omega_c \right) \quad (3.30)$$

- für die ordentliche Welle:

$$\omega = \omega_O^{cut} = \omega_p \quad (3.31)$$

Die Bezeichnungen außerordentlich (engl: extraordinary (**X-Mode**)) und ordentliche (engl: ordinary (**O-Mode**)) beziehen sich hierbei auf die Wechselwirkung der Welle mit dem Plasma und unterscheiden sich in der Polarisation der Welle. Wird die Welle vom Magnetfeld beeinflusst, so spricht man von der außerordentlichen, anderenfalls von der ordentlichen Welle. Dies ist auch am Cutoff der ordentlichen Welle zu erkennen, der nur von der Dichte abhängt. Wird Gleichung (3.31) mittels (3.9) nach der Dichte aufgelöst, so ergibt sich für die ordentlich polarisierte Welle eine Cutoff-Dichte:

$$n_{cut}^O = \frac{\epsilon_0 m_e}{e^2} \omega^2 \quad (3.32)$$

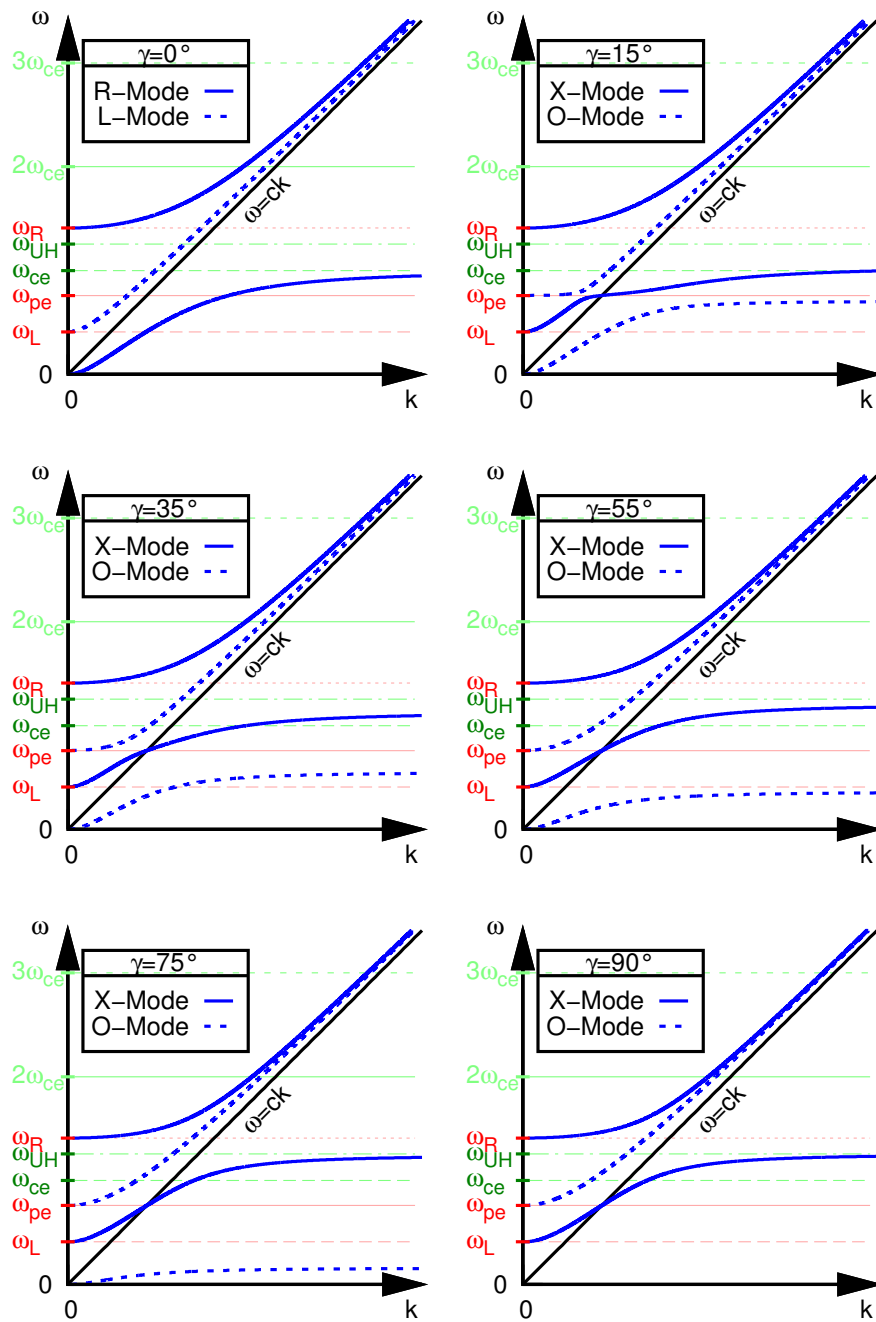


ABBILDUNG 3.2: Dispersionsrelationen einer Welle ( $f = 140$  GHz) bei einer Elektronendichte von  $1,4 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}$  und einem Magnetfeld von 5 T für verschiedene Einstrahlwinkel. Zusätzlich sind die Cutoff-Frequenzen und die Resonanzen auch bei höheren Harmonischen eingezeichnet.

und analog für die außerordentlichen Wellen:

$$n_{cut}^L = \frac{\epsilon_0 m_e}{e^2} (\omega^2 + \omega_c \omega) \quad (3.33)$$

$$n_{cut}^R = \frac{\epsilon_0 m_e}{e^2} (\omega^2 - \omega_c \omega). \quad (3.34)$$

Dispersionsrelationen für verschiedene Einstrahlwinkel sind in Abbildung 3.2 dargestellt. Man sieht hier deutlich, dass die Cutoff-Bedingungen nicht vom Einstrahlwinkel abhängen. Die bei der parallelen Propagation auftretenden links- (L-Mode) und rechtszirkular (R-Mode) polarisierten Wellen spalten sich bei schräger Propagation auf und gehen in die O-Mode bzw. X-Mode über.

### 3.1.3 Das CMA-Diagramm

Eine intuitive Darstellung die Ausbreitungsfähigkeit von Mikrowellen in Plasmen zu veranschaulichen, ist das CLEMMOW-MULLALY-ALLIS-Diagramm oder kurz CMA-Diagramm. Es beschreibt die Cutoffs und Resonanzen im Parameterraum, der von dem Magnetfeld und der Dichte aufgespannt wird.

In Abbildung 3.3 auf der linken Seite ist solch ein CMA-Diagramm für Plasmaparameter an ASDEX Upgrade für die O- (oben) und X-Mode (unten) bei einer Wellenfrequenz von 140 GHz dargestellt. Angenommen wurden ein parabolisches Dichteprofil und ein Magnetfeld (erste Harmonische bei 5 T), das mit  $1/R$  nach außen hin abfällt. Die roten Linien stellen hierbei die verschiedenen Cutoff-Frequenzen dar und grenzen den Raum, in den die Welle eindringen kann, ein. Die Wellen können sich somit nur in dem Parametergebiet ausbreiten, das durch die hellgrünen Flächen gekennzeichnet ist, das Eindringen in die hellroten Gebiete wird durch die Cutoffs und Resonanzen verhindert. Die grünen Linien stellen die verschiedenen Resonanzen dar, wobei hier schon die Absorption an den höheren Harmonischen mit betrachtet wird, die erst in Kapitel 3.1.4 näher besprochen werden.

Die möglichen Wellenstrahlen durch das Tokamakplasma sind in Abbildung 3.3 als blaue Kurven für mehrere Harmonische und jeweils einer maximalen Dichte von  $1,4 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}$  dargestellt. Zeigt ein Strahl im CMA-Diagramm nach unten, so nennt man dies eine Einstrahlung von der Hochfeldseite. Respektive ist eine Einstrahlung von der Niederfeldseite mit einem nach oben zeigenden Pfeil gekennzeichnet.

Bei der Einstrahlung in der ordentlichen Mode kann, aufgrund der Magnetfeldunabhängigkeit des Cutoffs, immer von der Niederfeldseite eingestrahlt werden. Bei einer Frequenz der Mikrowelle von 140 GHz ist eine

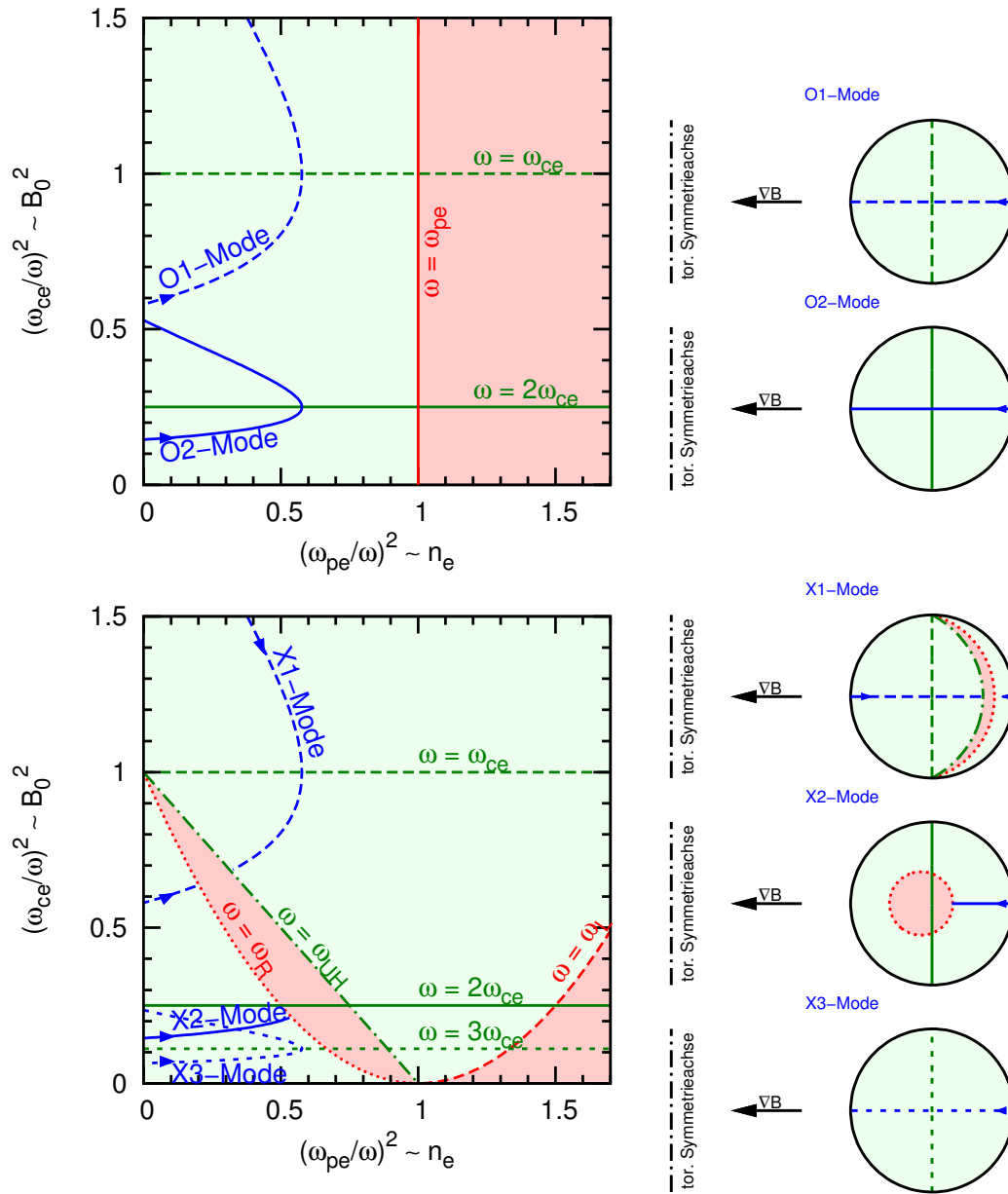


ABBILDUNG 3.3: Resonanzen und Cutoffs in CMA-Diagrammen für O- und X-Mode (links) sowie in poloidale Querschnitte eines Torus mit großem Plasmaradius von 1,6 m und einem kleinen Plasmaradius von 0,5 m. Angenommen wurde ein parabolisches Dichteprofil und ein mit  $1/R$  abfallendes Magnetfeld. Die Cutoffs und Resonanzen wurde jeweils für eine zentrale Dichte von  $1,4 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}$ , einer zentralen Magnetfeldstärke von 5 T/n der n-ten Harmonischen und der eingestrahlten Frequenz von 140 GHz berechnet.

Heizung bis zu einer Dichte von  $2,4 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}$  (vgl. Gleichung (3.32)) sowohl in der O1- als auch in der O2-Mode möglich.

Im Gegensatz dazu stellt die Magnetfeldabhängigkeit des Cutoffs bei der Heizung in der X-Mode ein Problem dar. Hier ist es nicht möglich die X1-Welle von der Niederfeldseite aus einzustrahlen, da sie immer zuerst am R-Cutoff reflektiert werden würde. Eine Heizung kann nur von der Hochfeldseite und bei nahezu paralleler Einstrahlung der Welle stattfinden und ist daher in Tokamaks schwer zu realisieren. Die Heizung in X2- und X3-Mode ist hingegen von der Niederfeldseite aus möglich, allerdings nur bis zum jeweiligen Cutoff (X2-Mode:  $1,2 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}$  und X3-Mode:  $1,6 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}$ , vgl. Gleichung (3.34)). Daher kann die X2-Welle in diesem Szenario bei der hier angenommenen Dichte von  $1,4 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}$  nicht bis zur Resonanz vordringen, sondern wird am Cutoff reflektiert.

Die im CMA-Diagramm beschriebenen Szenarien mit der O1-, O2-, X1-, X2- und X3-Mode sind in Abbildung 3.3 auch anhand eines Querschnitts durch einen einfachen Torus dargestellt. Die Bedeutung der Linien- und Hintergrundfarben ist analog zu der im CMA-Diagramm. Das Magnetfeld fällt nach rechts ab, das Dichteprofil ist im Torusmittelpunkt maximal, links ist die Symmetrieachse des Torus dargestellt.

### 3.1.4 Absorption

Bisher wurden die Resonanzen für ein kaltes Plasma berechnet. Der Gyrationradius

$$\rho_L = \frac{\sqrt{2mT}}{eB} \quad (3.35)$$

der Elektronen um das Magnetfeld im Vergleich zur Wellenlänge in der kalten Plasmanäherung war klein und konnte vernachlässigt werden.

Mit steigender Temperatur vergrößert sich der Gyrationradius, bis die Wellenlänge in der gleichen Größenordnung liegt, sodass die Welle mit der Gyrationbewegung, auch bei senkrechter Einstrahlung, wechselwirken kann. Anschaulich lässt sich die Absorption an den Resonanzen durch die Betrachtung eines Teilchens im Magnetfeld erklären [19, 28]. Hierbei ergibt sich ein Energieübertrag an Elektronen nur bei der richtigen Phasenbeziehung zum elektrischen Feld; anderenfalls geben die Elektronen die Energie an die Welle ab. Da die Elektronen grundsätzlich als gleich verteilt anzunehmen sind, findet scheinbar keine Absorption statt. Erst wenn die beschleunigten Elektronen Energie durch Stöße an andere Teilchen abgeben, flacht sich die Verteilungsfunktion an dieser Stelle ab und es findet ein netto Energieübertrag ans Plasma statt.



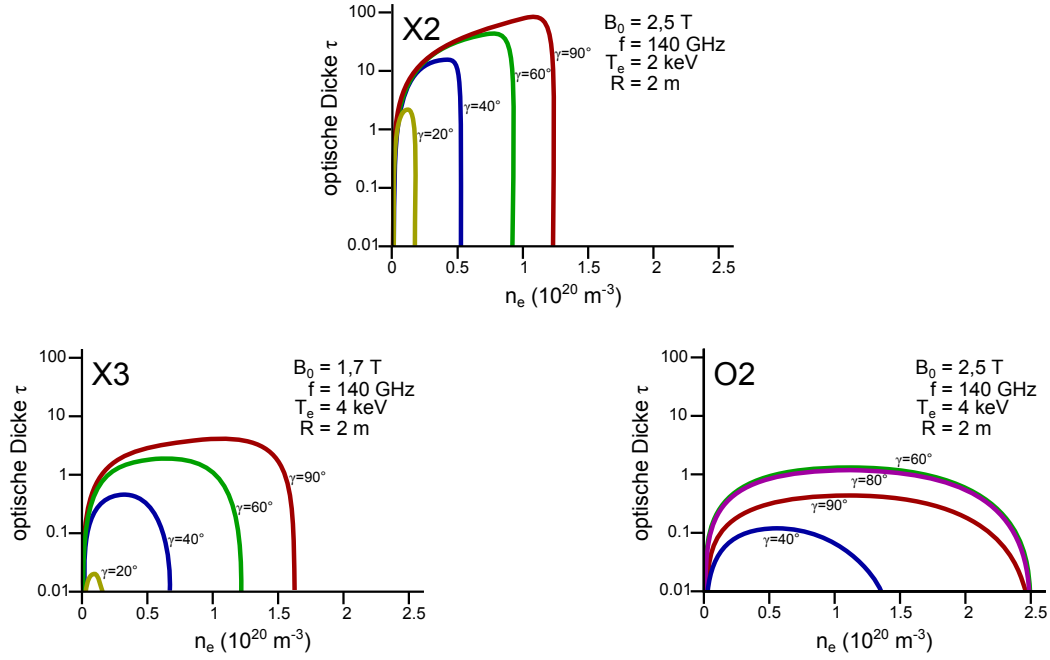


ABBILDUNG 3.4: Optische Dicken für die X2-, X3- und O2-Mode für verschiedene Einstrahlwinkel relativ zum Magnetfeld in Abhängigkeit der Dichte [29, 30].

Mit dieser Vorgehensweise, von einem Teilchen auf die Änderung der Verteilungsfunktion zu schließen, lassen sich einige wichtige Eigenschaften der Absorption an den Harmonischen  $h$  der Zyklotronresonanz erklären. Die unterschiedlichen Abhängigkeiten der Absorption der heizungsrelevanten O- und X-Moden von den Plasmaparametern bei senkrechter Einstrahlung [31, 19] zählt dazu:

$$\tau_{h \geq 2}^X \propto n_e B_t^{-1} T^{h-1} \quad (3.36)$$

$$\tau_{h \geq 1}^O \propto n_e B_t^{-1} T^h. \quad (3.37)$$

Man sieht hier, dass die O-Mode um eine Potenz höher von der Temperatur abhängt als die gleiche Harmonische der X-Mode. Dies hat eine schlechtere Absorption bei gleichen Plasmaparametern zur Folge. Für die X3-Mode im Vergleich zur O2-Mode ergeben sich jedoch die gleichen Abhängigkeiten und damit ein ähnliches Absorptionsverhalten.

Eine vollständige Beschreibung der Absorption, auch bei schräger Einstrahlung, liefert jedoch nur die exakte kinetische Berechnung, wie sie z. B. in Referenz [31] durchgeführt wurde. Die Absorptionskonstante  $\alpha$  wird hier

mit dem antihermiteschen Teil des dielektrischen Tensors eines warmen Plasmas hergeleitet. Damit kann die optische Dicke  $\tau$  berechnet werden:

$$\tau = \int \alpha ds, \quad (3.38)$$

wobei die Integration entlang des Pfads  $s$  des Strahls erfolgt. Wegen der komplexen Rechnung, die in Referenz [31] ausführlich behandelt wird, wird sich hier auf die Ergebnisse einer Berechnung der optischen Dicken in eindimensionaler Geometrie bei schräger Einstrahlung, ansteigendem Magnetfeld, konstanter Dichte und Temperatur beschränkt. In Abbildung 3.4 sind optische Dicken für die relevanten Heizszenarien in der X2-, X3- und O2-Mode für verschiedene Einstrahlwinkel in Abhängigkeit der Plasmadichte eingezeichnet. Man sieht hier deutlich, dass für einen einfachen Torus mit Radius  $R = 2$  m bei einer Frequenz von 140 GHz die Welle der außerordentlichen Polarisation an der zweiten Harmonischen am stärksten absorbiert wird. Die absorbierte Leistung  $P_{abs}$  ist hierbei definiert über die optische Dicke:

$$P_{abs}[\%] = (1 - e^{-\tau}) \cdot 100 \%. \quad (3.39)$$

Erst ab  $\tau \gg 1$  spricht man von vollständiger Absorption. Wie an den Bildern für die X3- und O2-Mode zu sehen ist, wird dies nur bei hohen Temperaturen von  $T_e = 4$  keV und höher erreicht. Die Absorption der O-Mode ist im Gegensatz zur X-Mode bei schräger Einstrahlung im Bereich  $60^\circ < \gamma < 80^\circ$  maximal; diese Mode kann bei senkrechter Einstrahlung als optisch dünn bezeichnet werden.

## 3.2 Strahlenverfolgung im Plasma

Die Berechnungen der optischen Dicken in Abbildung 3.4 basieren auf einem einfachen Modell mit konstanter Dichte und Temperatur [30]. Selbst bei diesen Rechnungen können schon Probleme bei zu hoher Dichte in der Nähe des Cutoff ausgemacht werden. Meist bricht schon vor dem eigentlichen Cutoff ( $n_{cut}^{X2} = 1,2 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}$ ,  $n_{cut}^{X3} = 1,6 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}$ ,  $n_{cut}^{O2} = 2,4 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}$ ) die Absorption aufgrund von Brechungseffekten ein, sodass eine effiziente Heizung nicht gewährleistet ist. In drei Dimensionen und bei inhomogenen Dichte- und Temperaturprofilen gestaltet sich die Frage nach dem Erreichen einer Resonanz und der Absorption der Welle noch schwieriger. Die Antwort darauf kann nur mithilfe effektiver numerischer Lösungsmethoden gegeben werden. Diese Methoden bezeichnet man als Raytracing bzw. Beamtracing. Sie sind für die Entwicklung neuer Heizungsszenarien, wie sie in dieser Arbeit präsentiert werden, unerlässlich und werden daher im Folgenden näher beschrieben.

### 3.2.1 Raytracing

Das Raytracing-Verfahren basiert auf den Grundlagen der geometrischen Optik. Ein ausgedehnter Strahl (engl. beam) wird aus einzelnen Strahlen (engl. rays), die jeweils für sich propagieren, zusammengesetzt. So lässt sich die Energieverteilung des ausgedehnten Strahls nachbilden. Die Brechung der einzelnen Strahlen am Plasma wird dabei korrekt abgebildet, jedoch werden diffraktive und Interferenzeffekte nicht berücksichtigt [32]. Das Verfahren kann daher nur angewendet werden, wenn der Strahldurchmesser und das Plasma groß im Vergleich zur Wellenlänge sind.

Für die Herleitung der sogenannten Raytracing-Gleichungen wird die Wellengleichung im Frequenzraum mittels der WENTZEL-KRAMERS-BRILLOUIN-Näherung<sup>6</sup> gelöst. Die Raytracing-Gleichungen lassen sich dann im HAMILTON-Formalismus angeben [33, 34]:

$$\frac{d\mathbf{r}}{ds} = \frac{\partial H}{\partial \mathbf{k}} \quad (3.40)$$

$$\frac{d\mathbf{k}}{ds} = -\frac{\partial H}{\partial \mathbf{r}}. \quad (3.41)$$

Hierbei stellt die HAMILTON-Funktion  $H$  die Determinante des Dispersionsensors des kalten (vgl. Gleichung (3.18)), warmen oder relativistischen Plasmas und  $s$  die Koordinate entlang des Strahls dar. Diese gekoppelten partiellen Differenzialgleichungen werden durch effiziente Algorithmen gelöst. Die Absorption kann, wie schon in Kapitel 3.1.4 erwähnt, entlang des Strahls mithilfe des antihermiteschen Teils des warmen bzw. relativistischen dielektrischen Tensors oder mittels FOKKER-PLANCK-Rechnungen ermittelt werden. Ebenso lässt sich die Fähigkeit der ECRH, Strom zu treiben, berechnen [32].

Ein Beispiel eines solchen Raytracing-Codes ist TRAVIS, der am IPP Greifswald von N. MARUSHCHENKO und Y. TURKIN entwickelt wird [35]. TRAVIS beinhaltet sowohl den kalten, warmen als auch den relativistischen Tensor und kann die Absorption an höheren Harmonischen der Zyklotronresonanz berechnen, wobei auch eine nicht-MAXWELLSche Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen hergenommen werden kann. Da TRAVIS hauptsächlich für die Simulation der ECRH am Stellarator Wendelstein 7-X entwickelt wurde, muss das Magnetfeld auf dem vollen dreidimensionalen Gitter vorliegen. Die Profile können sowohl aus Messdaten, als auch durch analytische Formeln implementiert werden.

---

<sup>6</sup>Die Plasmaparameter dürfen sich im Vergleich zur Wellenlänge und Periode nur langsam ändern. Dies gilt allgemein bei hochfrequenten Mikrowellen im 100-GHz-Bereich in Tokamakplasmen.

### 3.2.2 Beamtracing

Bei stark fokussierten Strahlen, bei denen Beugungs- bzw. Interferenzeffekte an Bedeutung gewinnen, versagt das Raytracing-Verfahren, da die Näherung des großen Strahldurchmessers im Vergleich zur Wellenlänge nicht mehr erfüllt ist. Um die Strahlgeometrie korrekt wiederzugeben, muss daher das Raytracing-Prinzip erweitert werden. Diese Erweiterungen sind in Beamtracing-Codes implementiert. Beim Beamtracing wird der ausgedehnte Strahl nicht durch mehrere andere abgebildet, sondern nach der GAUSSSchen Strahlenoptik behandelt. Das Verfahren beinhaltet daher sowohl Berücksichtigung der Strahlbreite<sup>7</sup>  $w_x(z)$  bzw.  $w_y(z)$  als auch der Krümmungsradien der Phasenfront  $R_x(z)$  bzw.  $R_y(z)$  entlang eines Zentralstrahls. Die Indizes  $x$  und  $y$  stehen für linear unabhängige Basisvektoren und bilden mit dem Wellenvektor  $\mathbf{k} = \mathbf{z}$  des Strahls ein rechtshändiges Koordinatensystem. Mit den Strahltaillen  $w_{0,x,y}$  als auch deren Orte  $z_{0,x,y}$  gilt:

$$w_{x,y}(z) = w_{0,x,y} \sqrt{1 + \left( \frac{(z - z_{0,x,y}) \lambda}{\pi w_{0,x,y}^2} \right)^2} \quad (3.42)$$

$$R_{x,y}(z) = z \left( 1 + \left( \frac{\pi w_{0,x,y}^2}{(z - z_{0,x,y}) \lambda} \right)^2 \right), \quad (3.43)$$

wobei sowohl  $w_{0,x,y}$  als auch  $z_{0,x,y}$  für die  $x$ - und  $y$ -Richtung nicht übereinstimmen müssen und der Strahl astigmatisch sein kann.

Beim Beamtracing-Code TORBEAM, der am IPP in Garching von E. POLI entwickelt wird, ist die Berechnung der Strahlparameter durch einen modifizierten Ansatz bei der Lösung der Wellengleichung im Frequenzraum realisiert [34, 36]. Ein zusätzlicher imaginärer Teil des Exponenten erweitert die ebene Phasenfront der geometrischen Optik durch das GAUSSSche Strahlprofil. Die Entwicklung des Strahlprofils entlang des Zentralstrahls kann dann durch die zweiten Ableitungen der HAMILTON-Funktion beschrieben werden [34].

Bei TORBEAM kommt der kalte Dispersionstensor für die Berechnung des Strahlengangs und der schwach relativistische Tensor für die Ermittlung der Absorption des zentralen Strahls zum Einsatz. Mit einem stabilen Algorithmus unterstützt TORBEAM die Berechnung der Absorption bis zur zweiten harmonischen Resonanz, eine in der Entwicklung befindliche Absorptionsroutine kann aber auch die Absorption an der dritten Harmonischen berechnen [37]. Da TORBEAM hauptsächlich für den ASDEX Upgrade Tokamak

<sup>7</sup>Abstand von der Strahlmitte zum Punkt, an dem das Feld um 1/e abgefallen ist.

---

entwickelt worden ist, ist eine Implementierung in das Datenbanksystem am IPP Garching vorhanden. Die Magnetfeldkonfigurationen, Profildaten und die Einstrahlgeometrien der verschiedenen Launcher können so einfach in TORBEAM geladen werden. Die Berechnung eines Mehrfachdurchgangs eines unvollständig absorbierten Strahls durch das Plasma und Reflexion an der inneren Wand ist nicht im Code implementiert und muss daher manuell erfolgen. Beispielhafte Rechnungen mit dem Raytracing-Programm TRAVIS und dem Beamtracing-Code TORBEAM sind in Kapitel 6 dargestellt.



# Kapitel 4

## Verunreinigungsakkumulation an ASDEX Upgrade

In den letzten Jahren wurde an ASDEX Upgrade die erste Wand von Kohlenstoffkacheln zu wolframbeschichteten Kohlenstoffkacheln umgebaut, um den Vorteil der besseren Wasserstoffkompatibilität und der geringeren Plasmaerosion von Wolfram nutzen zu können. Ein Problem stellt jedoch die hohe Strahlung des Wolframs im Plasma bei sehr hohen Temperaturen dar. Ein Vergleich zwischen dem Strahlungsverlust einiger Verunreinigungsatome in Abbildung 4.1 zeigt den Größenordnungsunterschied zwischen Kohlenstoff und Wolfram. Vor allem bei sehr hohen Temperaturen, die im Plasmazentrum vorliegen, ist eine erhöhte Strahlung von Wolfram zu erwarten. Aufgrund dieses Strahlungsverlustes kommt es in zukünftigen Fusionsreaktoren zu einer Einschränkung der Betriebsparameter, wenn die Verunreinigungsdichte nicht kontrolliert werden kann. Abbildung 4.1 (rechts) zeigt diese Einschränkung deutlich, denn der Bereich zur selbsterhaltenden Fusion (vgl. Gleichung (1.2)) wird hierbei durch die Anwesenheit der Helium-Asche (Einschlusszeit  $\tau_{He}$ ) und der Wolframverunreinigung stark eingeschränkt. Bei einer Wolframkonzentration von  $c_W = 1,9 \cdot 10^{-4}$  reduziert sich der Zündbereich eines Fusionsplasmas auf einen Punkt und der Reaktor ist damit nicht betriebsfähig. Es müssen daher Mechanismen gefunden werden, mit deren Hilfe man die Anhäufung von Wolfram oder anderer Verunreinigungen im Plasmazentrum reduzieren kann.

### 4.1 Transportprozesse in Plasmen

Um eine mögliche Wolframanhäufung im Plasmazentrum verhindern zu können, ist jedoch ein grundlegendes Verständnis des Transports von Teilchen

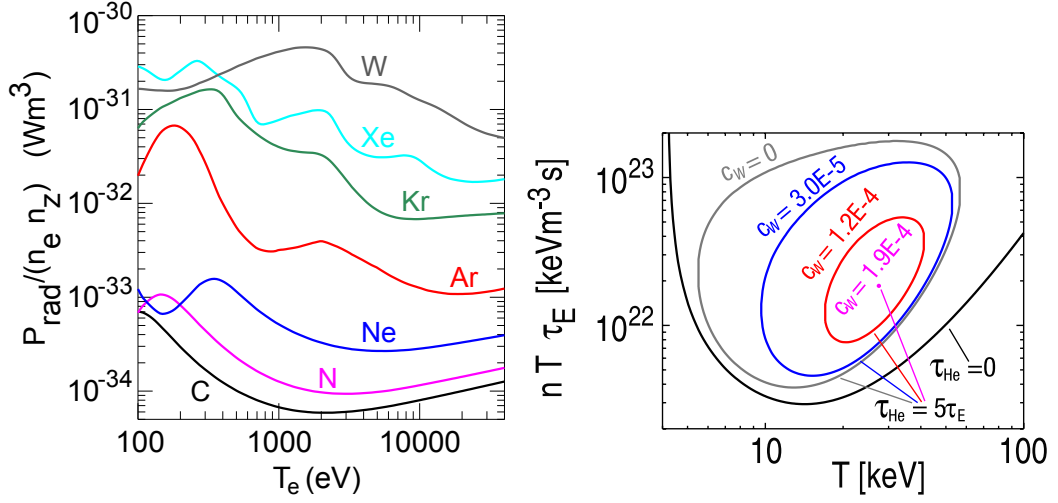


ABBILDUNG 4.1: Strahlungsverlustparameter nach dem Koronamodell (links) [38] und die aufgrund der hohen Strahlungsverluste auftretende Beschränkung des Zündbereichs (rechts) [39].

in einem toroidalen Plasma notwendig. In Tokamaks beruht der Transport  $\Gamma$  auf unterschiedlichen Mechanismen, dem diffusiven ( $\propto \nabla n$ ) und einem konvektiven Transport ( $\propto n$ ) [40]:

$$\Gamma = -D\nabla n + \mathbf{v}_p n. \quad (4.1)$$

$D$  stellt hierbei die Diffusionskonstante beim diffusiven Transport dar.  $\mathbf{v}_p$  ist die Konvektionsgeschwindigkeit. Diese Größen hängen von den Plasma-parametern ab und variieren daher bei inhomogenen Profilen. Positive Werte von  $\Gamma$  sind einem nach außen gerichteten Transport und negative einem nach innen gerichteten Transport zugeordnet.

Bei einem zentral zugespitzten Dichteprofil ( $\nabla n < 0$ ) ist der diffusive Transport daher nach außen gerichtet und wirkt abflachend auf die Dichte. Dieser Term ist somit der Akkumulation entgegengerichtet. Es muss daher die Konvektion für den einwärtsgerichteten Transport verantwortlich sein. Hierbei spielen neoklassische Effekte, die durch die Magnetfeldkonfiguration eines magnetischen Torus hervorgerufen werden, eine wichtige Rolle und sollen im Folgenden besprochen werden.

### 4.1.1 Neoklassischer Transport

Plasmateilchen in einem Magnetfeld können durch Stöße ihre Bahnen verlassen und auch senkrecht zu den Magnetfeldlinien driften. In toroidalen Ma-



gnetfeldern sind diese Transportprozesse im Allgemeinen größer als in linearen Anordnungen. Man nennt diese daher auch neoklassische Transportprozesse. Der Grund für den erhöhten Transport ist auf den Magnetfeldgradienten im Torus zurückzuführen. Wegen diesem können Teilchen zwischen der Hochfeldseite und Niederfeldseite aufgrund des magnetischen Spiegeleffekts auf sogenannten Bananenbahnen gefangen sein. Durch die Stöße der Teilchen kommt es dann zu einem, im Vergleich zum klassischen Transport, erhöhten diffusiven auswärtsgerichteten Transport.

Aber auch konvektive Transportprozesse können in der Neoklassik eine Rolle spielen. Ein möglicher konvektiver Transportmechanismus ist der neoklassische Pinch<sup>8</sup>. Zurückzuführen ist dieser Transportprozess auf die Reibung der Verunreinigungen am Hintergrundplasma. Die auf die Verunreinigungen wirkende Reibungskraft führt dann zu einer einwärtsgerichteten  $F \times B$ -Drift.

Die Richtung des Transports von Teilchen kann daher sowohl einwärts- als auch auswärtsgerichtet sein [41]. Die Stärke des Transports hängt von den jeweiligen Plasmaparametern und Profilformen ab. So ist es möglich einen netto nach innen gerichteten Transport in einen nach außen gerichteten umzuwandeln, um so die Anhäufung von Wolfram im Plasmazentrum zu reduzieren und die Entladung zu stabilisieren. Im Plasmazentrum sind hauptsächlich neoklassische Pinche für die Akkumulation von Verunreinigungen mit hoher Kernladungszahl verantwortlich [40, 42].

### 4.1.2 Turbulenter Transport

Die Höhe des gemessenen Transports von Plasmateilchen kann manchmal jedoch nicht mit neoklassischen Effekten erklärt werden [41]. Ein zusätzlicher Transportmechanismus ist der so genannter anomale oder turbulente Transport.

Der turbulente Transport in einem Plasma lässt sich an Abbildung 4.2 erklären. Einer lokal auftretende Potenzialfluktuation  $\tilde{\phi}$  (die Quasineutralität des Plasmas ist global noch erhalten) erzeugt ein ebenfalls fluktuierendes elektrisches Feld  $\tilde{\mathbf{E}}$ . Dieses elektrische Feld induziert mithilfe des Hintergrundmagnetfeldes eine  $E \times B$ -Drift, die dann eine Kreisbewegung (Wirbel) der Teilchen um die Potenzialstörung verursacht. Liegt ein Dichtegradient oder eine in Phase liegende Dichtestörung im Plasma vor, so werden jeweils gleich viele Teilchen nach außen wie nach innen transportiert, ein Netto-Transport findet nicht statt (Abbildung 4.2 links und Mitte). Sind die Dichte- und die Potenzialfluktuationen außer Phase so werden mehr Teilchen (je nach

---

<sup>8</sup>Vom englischen Wort „pinch“ für zusammendrücken.

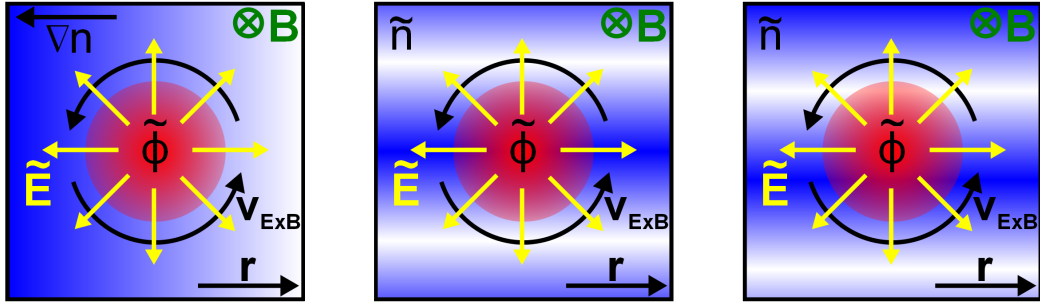


ABBILDUNG 4.2: Teilchentransport durch Turbulenz. Erzeugung eines Wirbels durch eine Potenzialfluktuation  $\tilde{\phi}$  in einem Dichtegradienten (links), einer in (mitig) und außer (rechts) Phase laufenden Dichtefluktuationen.

Phasenlage) nach innen oder außen bewegt und es entsteht radialer Transport (Abbildung 4.2 rechts). Hervorgerufen werden solche Fluktuationen von Instabilitäten im Plasma; je nach Plasmaparameter lassen sich hier mehrere unterscheiden, wobei hier nur die für den Transport im Plasmazentrum wichtigen besprochen werden: die „Trapped Electron Mode“ (TEM) und die „Ion Temperature Gradient“ (ITG) Instabilität.

Die vom Ionentemperaturgradient getriebene Instabilität lässt sich mithilfe Abbildung 4.3 anschaulich verstehen. Entsteht eine kleine Störung des Plasmadrucks an der Niederfeldseite eines Torus mit den Druckgradienten  $\nabla p$  in Richtung des Plasmazentrums, so generiert dies einen diamagnetischen Strom

$$\mathbf{j}_{dia} = -\frac{\nabla p \times \mathbf{B}}{B^2} \quad (4.2)$$

entlang der Isobaren. Da die Stärke des Stroms von der lokalen Magnetfeldstärke abhängt, diese aber zum Torusmittelpunkt hin zunimmt, nimmt der Strom entlang der Isobaren zuerst ab, danach wieder zu. Nach der Kontinuitätsgleichung führt dies zu einer Ladungsanhäufung an den Flanken der Isobaren. Das dadurch hervorgerufene elektrische Feld führt durch die  $E \times B$  Drift zu einer Verstärkung der Störung und somit zu einer Instabilität. An der Hochfeldseite hat diese Drift, durch den entgegengerichteten Druckgradienten, eine stabilisierende Wirkung.

Ein ähnlicher Effekt folgt für gefangene Elektronen auf Bananenbahnen. Auf parallele Dichtestörungen können diese Elektronen nicht adiabatisch reagieren, erzeugen ein elektrisches Feld und verstärken die Störung, ähnlich wie bei der ITG.

Beide Instabilitäten sind für den Transport im Plasmazentrum verantwortlich, und die Stärke beider hängt von den Plasmaparametern, speziell

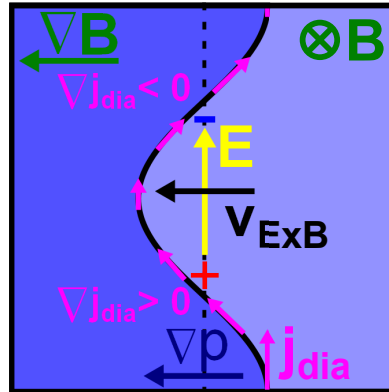


ABBILDUNG 4.3: Entstehung der ITG-Instabilität.

von den Ionen- bzw. Elektronentemperaturen ab [43].

## 4.2 Verhinderung der Akkumulation mittels ECRH

Wie in den letzten Abschnitten beschrieben, spielen in Plasmen einige Transportprozesse eine wichtige Rolle. Die neoklassische und anormale Diffusion ist hierbei nach außen, die neoklassische Konvektion bzw. Pinche meist nach innen gerichtet. Zur Verhinderung einer Anhäufung von Verunreinigungen kann daher sowohl die Diffusion verstärkt als auch die Konvektion verringert bzw. umgekehrt werden. Dies kann mithilfe der ECRH im Plasmazentrum durch die Änderung des Temperatur- bzw. Dichtegradienten erreicht werden.

In Referenz [44] z. B. wurde dies für injiziertes Silizium demonstriert. Hier konnte man in NBI-geheizten H-Moden durch zusätzliche zentrale Wellenheizung (sowohl ICRH als auch ECRH) von einem starken nach innen gerichteten konvektiven Transport in ein Regime mit leichtem auswärtsgerichtetem Transport gelangen. Dies wurde mithilfe gyrokinetischer Berechnungen auf die Entstehung von Instabilitäten von nicht adiabatischen Elektronen bei steilen Elektronentemperaturgradienten zurückgeführt [45]. Daraus resultiert eine nach außen gerichtete Strömung. Bei einer reinen NBI-Heizung oder mit ECRH, die nicht im Zentrum deponiert wird, ist eine ITG-Mode mit nach innen gerichtetem Transport dominant. Für Argon in L-Mode-Entladungen konnten ähnliche Ergebnisse erzielt werden [46], wobei die ECRH innerhalb der Flussfläche mit dem Sicherheitsfaktor  $q = 1$  deponiert werden musste.

Die Abhängigkeit des Depositionsortes konnte auch anhand der Wolframakkumulation bei der Änderung des Depositionsortes der ECRH mittels einer Variation des Einstrahlwinkels der ECRH und des Magnetfeldes in H-Moden höherer Dichte verifiziert werden [47]. Typischerweise ist dies in Entladungen mit geringem  $q_{95}$  bei  $\rho_{pol} < 0,25$  der Fall.

In hochdichte Entladungen spielt jedoch eher die abflachende Wirkung der ECRH auf die Plasmadichte und die dadurch deutliche Reduktion der neoklassischen Pinche die entscheidende Rolle zur Verhinderung der Wolframakkumulation [48, 42, 49].

### 4.3 Verhinderung der Akkumulation durch Reduktion der Quellen

Bei den bisherigen Betrachtungen zur Reduzierung der Anhäufung der Verunreinigungen im Plasmazentrum versuchte man den nach außen gerichteten Transport zu vergrößern bzw. den nach innen gerichteten Transport zu verringern. Eine andere Methode zielt jedoch auf die Reduktion der Wolframquellen am Plasmarand ab.

In Referenz [44] konnte, wie oben schon erwähnt wurde, auch mittels ICRH injiziertes Silizium aus dem Plasmazentrum getrieben werden. Da die Funktionsweise der ICRH jedoch auf direktem Plasmakontakt mit den Antennen beruht, ist das Betreiben der ICRH mit einer erhöhten Wolframquelle verbunden. Es muss somit immer ein Kompromiss zwischen dem positiven Gesichtspunkt, dem vergrößerten Auswärtstransport, und dem negativen, der verstärkten Wolframquellen, gefunden werden.

Es ist jedoch auch möglich, aktiv die Quellen des Wolframs zu reduzieren. Hauptsächlich dafür verantwortlich sind die in H-Moden auftretenden ELMS. Diese am Rand auftretenden Instabilitäten schlagen durch den hochenergetischen Teilchenausstoß Wolfram aus der ersten Wand, sodass dieses ins Plasma gelangen kann. Zwei Konzepte sind hierbei zu unterscheiden, entweder die komplette Unterdrückung von ELMS oder die Reduktion der Energie der Teilchen.

Letzteres lässt sich mit dem Einblasen von Deuterium bewerkstelligen. Dies hat jedoch einen insgesamt schlechteren Energieeinschluss zur Folge [50]. Eine Abwägung zwischen gutem Einschluss und kleiner Wolframquelle muss getroffen werden. Genauso verhält es sich bei der ELM-Kontrolle mithilfe von ECRH im Plasmarand. Sowohl am japanischen Tokamak JT-60U [51] als auch an ASDEX Upgrade [26] konnte eine höhere ELM-Frequenz bzw. eine Beeinflussung der ELMS als Reaktion auf eine modulierte ECRH nach-

### 4.3. Verhinderung der Akkumulation durch Reduktion der Quellen 49

gewiesen werden; im Fall von JT-60U jedoch unter der Verschlechterung des Energieeinschlusses [51].

Ein neuer Ansatz in der ELM-Kontrolle bzw. Verhinderung sind aktive magnetische Störfelder. Erste Ergebnisse zeigen eine Phase mit unterdrückbaren ELMs während des Plasmabetriebs. Die Wolframkonzentration konnte um den Faktor 2 reduziert, und eine Wolframakkumulation im Plasmazentrum verhindert werden [52].

Eine zusätzliche Reduktion der Wolframkonzentration lässt sich mit der Positionierung des Plasmas während des Hochfahrens des Plasmastroms erreichen. Da das Plasma erst in der Limiterkonfiguration (ohne X-Punkt) vorliegt, kann es Verunreinigungen von der ersten Wand leichter aufnehmen. Eine Positionierung des Plasmas an der inneren Wand an ASDEX Upgrade stellte sich hierbei als besser heraus [53].

Fast allen Methoden ist jedoch gemein, dass zusätzlich ECRH im Plasmazentrum eingesetzt wurde. In späteren Fusionsreaktoren kann darauf eventuell, aufgrund der dort starken  $\alpha$ -Teilchen-Heizung der Elektronen, verzichtet werden, ohne eine Akkumulation befürchten zu müssen. Eine Kontrolle der ELMs ist jedoch schon aufgrund des enormen Energieverlustes und der damit zusammenhängenden Beschädigung der ersten Wand in Fusionsreaktoren unerlässlich.



# Kapitel 5

## Experimenteller Aufbau am Tokamak ASDEX Upgrade

### 5.1 ECRH-Systeme an ASDEX Upgrade

Das ECRH-System an ASDEX Upgrade ist in mehreren Ausbaustufen gewachsen. Das „alte“ ECRH-System besteht aus vier Gyrotrons<sup>9</sup> mit einer jeweiligen maximalen Ausgangsleistung von  $P_{ECRH} = 0,5$  MW für  $t_{ECRH}^{max} = 2$  s bei einer Mikrowellenfrequenz von  $f_{ECRH} = 140$  GHz. Das neue System befindet sich gerade noch im Aufbau, es konnte daher während dieser Arbeit nicht auf den vollen Leistungsumfang zurückgegriffen werden. Im Endmontagezustand soll das neue ECRH-System aus vier 1-MW-Gyrotrons bestehen, und für einen kompletten ASDEX Upgrade Puls ( $\approx 10$  s) Mikrowellen erzeugen können. Neben der üblich eingesetzten X2-Heizung und den in dieser Arbeit präsentierten X3- und O2-Heizungen ergibt sich eine Erweiterung des Einsatzgebietes der neuen ECRH aus der Möglichkeit, die neuen Gyrotrons bei zwei Frequenzen zu betreiben (105 und 140 GHz). Es sind nun ECRH-Experimente mit 105 GHz in der O1-Mode möglich, wobei die erreichbare Magnetfeldstärke von 3,2 T an ASDEX Upgrade nicht ausreicht, um zentral zu heizen (bei  $B_t = 3,7$  T). Die Option der zusätzlichen Frequenz kann aber auch für diagnostische Zwecke verwendet werden [54].

Die Übertragungsleitung vom Gyrotron zum Vakuumgefäß ist beim alten ECRH-System als Kombination von quasioptischer und Hohlleiterübertragung und beim neuen aus einer reinen Hohlleiterübertragung ausgeführt (siehe auch Anhang A.2). Die Antennen von Gyrotron 1 und 2 belegen jeweils einen Port in Sektor 6 und 8. Die Mikrowellen von Gyrotron 3 und 4 werden durch einen Port in Sektor 14 ins Plasma geführt. Die Gyrotrons

---

<sup>9</sup>Zur Funktionsweise eines Gyrotrons siehe Anhang A.1.

		$f_{ECRH}$	$P_{ECRH}$	$t_{ECRH}^{max}$	$R_{Launcher}$	$z_{Launcher}$	$\omega_{0,Strahl}$	$R_{Strahl}$
altes System	ECRH1	140 GHz	0,5 MW	2 s	2,380 m	0,00 m	36,4 mm	879,3 mm
	ECRH2	140 GHz	0,5 MW	2 s	2,380 m	0,00 m	36,4 mm	879,3 mm
	ECRH3	140 GHz	0,5 MW	2 s	2,311 m	0,00 m	32,9 mm	2966,4 mm
	ECRH4	140 GHz	0,5 MW	2 s	2,311 m	0,00 m	32,9 mm	2966,4 mm
neues System	ECRH5	140 GHz	1,0 MW	10 s	2,361 m	0,32 m	17,0 mm	854 mm
		105 GHz	0,8 MW				22,9 mm	1170 mm
	ECRH6	140 GHz	1,0 MW	10 s	2,361 m	0,32 m	17,0 mm	854 mm
		105 GHz	0,8 MW				22,9 mm	1170 mm
	ECRH7	140 GHz	1,0 MW	10 s	2,361 m	-0,32 m	17,0 mm	854 mm
		105 GHz	0,8 MW				22,9 mm	1170 mm
	ECRH8	140 GHz	1,0 MW	10 s	2,361 m	-0,32 m	17,0 mm	854 mm
		105 GHz	0,8 MW				22,9 mm	1170 mm

TABELLE 5.1: Daten der ECRH-Systeme an ASDEX Upgrade.



des neuen Systems teilen sich einen Port in Sektor 5, wobei die Antennen jeweils nach oben und unten und toroidal verschoben angeordnet sind. Die genaue radiale ( $R_{Launcher}$ ) und vertikale ( $z_{Launcher}$ ) Lage der Launcher sowie die Krümmungsradien ( $R_{Strahl}$ ) und Strahltaillen ( $\omega_{0,Strahl}$ ) sind in Tabelle 5.1 aufgelistet. Die Einstrahlwinkel und Polarisation müssen je nach Heizszenario vor jeder Plasmaentladung eingestellt werden. Die Polarisatorstellung lässt sich dabei aus den in Kapitel 3.1.2 hergeleiteten Formeln zur Bestimmung der Dispersionsrelation (3.18) berechnen. Für die einfache Geometrie aus Abbildung 3.1 folgt dabei das Verhältnis der E-Feldvektoren:

$$\frac{E_x}{E_y} = -i \frac{N^2 - S}{D} \quad (5.1)$$

$$\frac{E_z}{E_x} = \frac{N^2 \sin \gamma \cos \gamma}{N^2 \sin^2 \gamma - P} \quad (5.2)$$

und in den linear unabhängigen Strahlkoordinaten ( $\mathbf{k} = (\sin \gamma, 0, \cos \gamma)$ ,  $\mathbf{l} = (\cos \gamma, 0, -\sin \gamma)$ ,  $\mathbf{y} = (0, 1, 0)$ )

$$\frac{E_k}{E_l} = \frac{P - N^2}{P} \tan \gamma \quad (5.3)$$

$$\frac{E_l}{E_y} = -i \frac{(N^2 - S) \cos \gamma P}{D (P - N^2 \sin^2 \gamma)}. \quad (5.4)$$

Für die Einstellungen der Polarisatoren ist der Grenzfall  $n_e \rightarrow 0$  zu betrachten, hier gilt:

$$S \rightarrow 1 \quad (5.5) \qquad P \rightarrow 1 \quad (5.7)$$

$$D \rightarrow 0 \quad (5.6) \qquad N \rightarrow 1. \quad (5.8)$$

Eine genauere Betrachtung des Grenzwertes für den Term  $\frac{N^2 - S}{D}$  aus Gleichung (5.4) ergibt:

$$\frac{E_k}{E_l} \rightarrow 0 \quad (5.9)$$

$$\frac{E_l}{E_y} \rightarrow -i \frac{\frac{\omega_c}{\omega} \sin^2 \gamma \pm \sqrt{\frac{\omega_c}{\omega} \sin^4 \gamma + 4 \cos^2 \gamma}}{2 \cos \gamma}, \quad (5.10)$$

also eine sowohl für die X-Mode (−) als auch für die O-Mode (+) elliptisch polarisierte Welle, deren Exzentrizität vom Einstrahlwinkel, Magnetfeld und der Mikrowellenfrequenz abhängt.

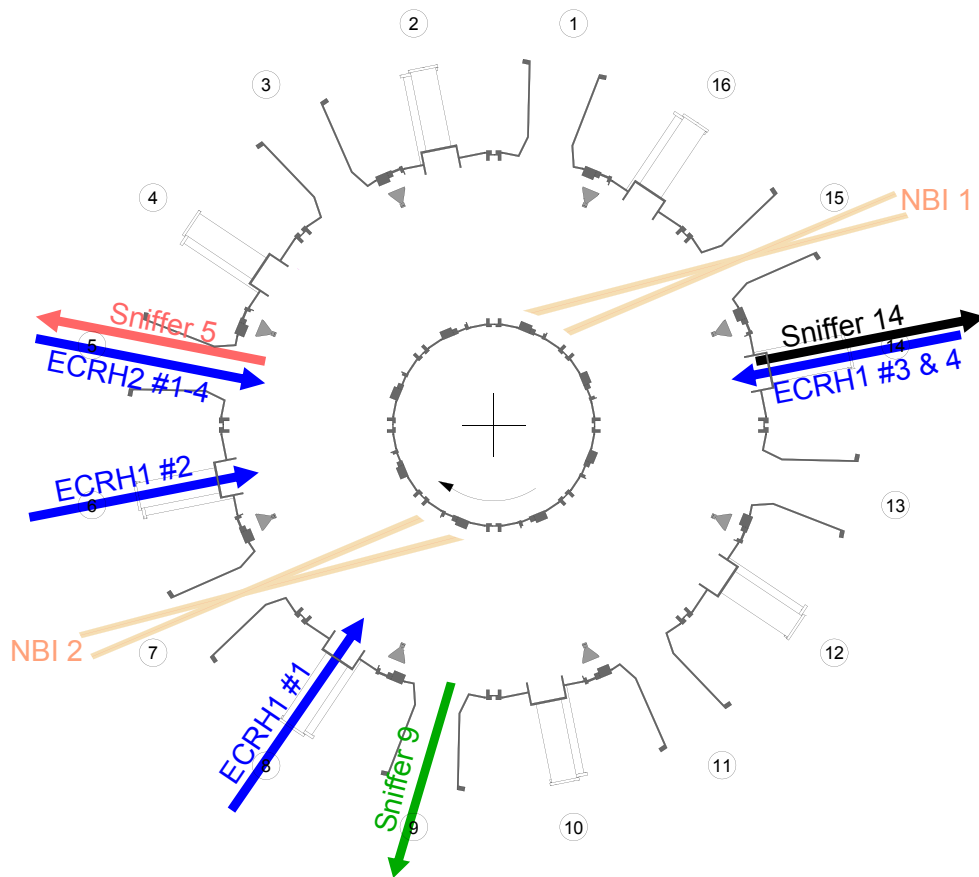


ABBILDUNG 5.1: Toroidale Anordnung der verschiedenen Antennen der beiden ECRH-Systeme an ASDEX Upgrade. Die Sniffer-Sonden zur Kontrolle der Mikrowellenstreustrahlung sind immer jeweils im gleichen Sektor bzw. in einem benachbarten Sektor installiert.

Beim alten ECRH-System ist man auf die Einstellung der Polarisatoren vor der Entladung begrenzt, das neue System bietet den Vorteil, die Polarisation auch während einer Plasmaentladung ändern zu können. Zusätzlich bietet das neue ECRH-System die Möglichkeit, den poloidalen Einstrahlwinkel in Echtzeit schnell gegebenen Situationen anzupassen ( $10^\circ/100\text{ ms}$ ). Dies ist vor allem für die Unterdrückung von neoklassischen Moden, aber auch für die O2-Heizung wichtig (siehe auch Kap 7.2 und 8.2).

## 5.2 Diagnostiken an ASDEX Upgrade

An ASDEX Upgrade sind über 50 Diagnostiken installiert, die verschiedenste Plasmaparameter messen. Dieses Kapitel beschränkt sich jedoch auf die wichtigsten Diagnostiken, die in dieser Arbeit verwendet wurden. In Abbildung 5.2 ist sowohl die Messanordnung, der hier angesprochenen Diagnostiken in einem poloidalen Schnitt, als auch die daraus ermittelten Temperatur- und Dichteprofile einer Standard-H-Mode-Entladung dargestellt.

### 5.2.1 Elektronzyklotronemission

Eine Möglichkeit, die um das Magnetfeld kreisenden Elektronen zur Diagnostik zu verwenden, ist ein der ECRH verwandter Prozess: die Elektronzyklotronemission (engl: Electron Cyclotron Emission (**ECE**)). Die Elektronen strahlen aufgrund ihrer Kreisbewegung um die Magnetfeldlinien elektromagnetische Wellen der entsprechenden Zyklotronfrequenz ab. Bei ausreichender optischer Dicke verhält sich die Intensität  $I^S$  entsprechend der eines schwarzen Körpers und folgt dem PLANCK'schem Strahlungsgesetz. Für Hochtemperaturplasmen ( $\hbar\omega \ll T_e$ ), wie im eingeschlossenen Bereich von ASDEX Upgrade, ist das RAYLEIGH-JEANS-Kriterium erfüllt und die Intensität ist direkt proportional zur Temperatur:

$$I^S = \frac{\omega^2}{8\pi^3 c^2} T_e. \quad (5.11)$$

Aus der Abhängigkeit der Zyklotronfrequenz vom Magnetfeld lässt sich der Ort der Strahlung bestimmen, und so ein Elektronentemperaturprofil messen.

An ASDEX Upgrade ist eine 60-kanalige heterodyne ECE-Diagnostik aufgebaut, die einen Frequenzbereich von 90–160 GHz abdeckt. Beim Standardmagnetfeld von 2,5 T kann daher ein komplettes Halbprofil von der optisch dicken X2-Strahlung gemessen werden. Bei geringerem Magnetfeld kann es zu einer Überlagerung der zweiten und dritten harmonischen Resonanzen und zu Reabsorption kommen; außerdem ist die Emission an der dritten Harmonischen an ASDEX Upgrade meist optisch „Grau“ (siehe auch Kapitel 6). Es ist somit nicht möglich, sowohl den Ort als auch die Temperatur zuverlässig zu bestimmen. Außerdem ist die ECE-Diagnostik, wie auch die ECRH in der X2-Polarisation, durch den Dichte-Cutoff beschränkt. Bei Hochdichteentladungen kann sie daher nur begrenzt eingesetzt werden.

### 5.2.2 THOMSON-Streuung

Neben der ECE-Diagnostik ist die THOMSON-Streuung eine weitere Methode, die Elektronentemperatur zu bestimmen. Diese Diagnostik basiert auf

der Streuung von Laserlicht an freien Plasmaelektronen. Aufgrund der hohen Energie der Elektronen im Plasma kommt es zu einer Dopplerverschiebung des beobachteten Streulichtspektrums. Nimmt man das komplette Spektrum auf, dann kann aus der Breite des Spektrums die Elektronentemperatur und aus der Intensität der Strahlung die Elektronendichte bestimmt werden. Im Gegensatz zur ECE-Diagnostik wird die THOMSON-Streuung weder von einem Cutoff noch vom Magnetfeld beeinflusst.

An ASDEX Upgrade werden sechs Nd:YAG<sup>10</sup> Festkörperlaser mit einer Pulswiederholrate von 20 Hz eingesetzt, die die zeitliche Auflösung auf 8,3 ms beschränkt. Bisher konnten Temperatur- und Dichteprofile entweder aus 16 zentralen oder aus 10 Streuvolumen am Plasmarand ermittelt werden. Um ein komplettes Profil zu erhalten, waren zwei identische Entladungen von Nöten. Zur Experimentierkampagne 2010/11 wurde die vertikale THOMSON-Streudiagnostik (VTS) um eine weitere Randmessung erweitert, sodass nun ein komplettes Profil in einer Entladung gemessen werden kann [55].

### 5.2.3 Interferometer

Im Gegensatz zur THOMSON-Streuung stellt die Interferometrie eine integrierende Dichtemessung dar. Sie beruht auf der Phasenverschiebung  $\Delta\phi$  einer kohärenten elektromagnetischen Welle, die aufgrund der Dispersion des Plasmas auftritt. Die Phasenverschiebung ist hierbei direkt proportional zur liniengemittelten Dichte  $\bar{n}_e$  des Plasmas:

$$\Delta\phi = \frac{\omega}{2cn_{cut}} \overbrace{\int_0^L n dl}^{\bar{n}_e L}. \quad (5.12)$$

Die Frequenz der elektromagnetischen Welle  $\omega$  impliziert die Festlegung der Cutoff-Dichte  $n_{cut}$  (vgl. Gleichungen (3.32)–(3.34)) und muss an das jeweilige Plasma angepasst werden.

An ASDEX Upgrade ist daher ein Interferometer aus DCN-Festkörperlaser<sup>11</sup> ( $f \approx 1,5$  THz) aufgebaut. Die daraus resultierende Cutoff-Dichte  $n_{cut} \approx 3 \cdot 10^{22} \text{ m}^{-3}$  liegt weit genug von der maximal an ASDEX Upgrade möglichen Dichte von ca.  $10^{20} \text{ m}^{-3}$  entfernt, um von Brechungseffekten beeinflusst zu werden. Das Interferometer hat fünf Sichtstrahlen, die das Plasma an unterschiedlichen Stellen durchleuchten (siehe Abbildung 5.2); es ist somit möglich ein Profil zu rekonstruieren [56]. Weitere drei vertikal verlaufende Sichtstrahlen eines CO<sub>2</sub>-Interferometers ( $f \approx 28$  THz) sind hauptsächlich für

<sup>10</sup>Nd:YAG = Neodym-dotierter Yttrium-Aluminium-Granat.

<sup>11</sup>DCN = Deuterium-Cyanid.

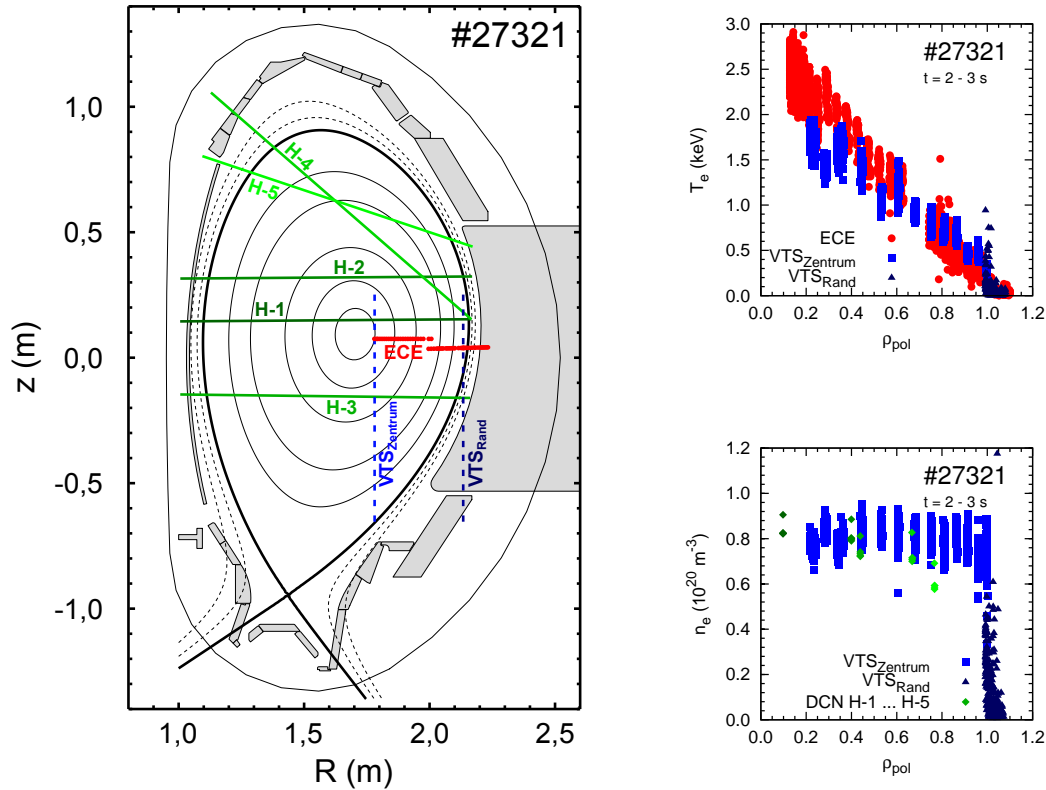


ABBILDUNG 5.2: Lokalität der Messpunkte der ECE-Diagnostik (rot), der THOMSON-Streuungsdiagnostik (blau: Zentrum und dunkelblau: Rand) und des Interferometers (grün). Sowie Vergleich der Elektronentemperatur- und Elektronendichteprofile einer Standard H-Mode-Entladung der verschiedenen Diagnostiken (rechts).

die Messung von schnellen Plasmaphänomenen vorgesehen [56] und wurden in dieser Arbeit nicht für die Profilkonstruktion verwendet.

### 5.2.4 Sniffer-Sonden

In Cutoff-Bedingungen oder bei ECR-Heizszenarien mit unvollständiger Absorption kann der ECRH-Strahl mit einer Leistungsdichte von ca.  $1 \text{ GW/m}^2$  auf einer Fläche von wenigen  $\text{cm}^2$  Schäden an mikrowellenabsorbierenden Komponenten wie z. B. Isolatoren verursachen. Jede einzelne Komponente mit einer eigenen Diagnostik zu schützen ist unmöglich. Daher ist eine globale Überwachung der Streustrahlung von Nöten.

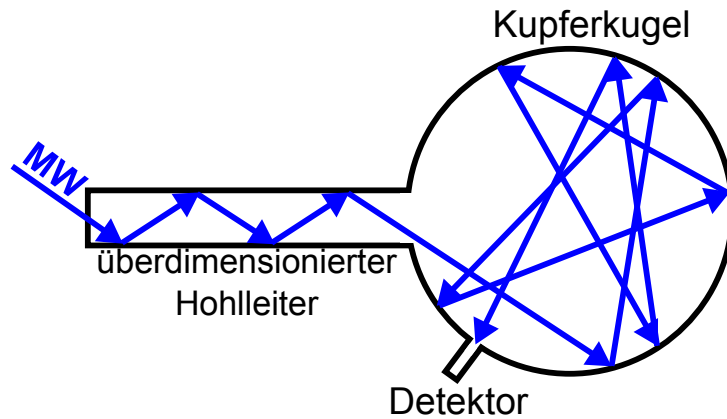


ABBILDUNG 5.3: Aufbau einer Sniffer-Sonde.

Dies kann mit der Sniffer-Sonde<sup>12</sup> bewerkstelligt werden. Sie bestehen aus einem überdimensionierten Hohlleiter ( $\varnothing \approx 30$  mm, siehe Abbildung 5.3) für die Übertragung möglichst vieler Hohlleitermoden [57]. Durch den überdimensionierten Hohlleiter kann in einem großen Winkelbereich gemessen werden [58]. Am Hohlleiterausgang befindet sich eine Kupferkugel ( $\varnothing \approx 30$  cm  $\approx 150 \lambda$ ), die die Strahlung homogenisieren und so eine interferenzfreie Detektion ermöglichen soll. Wie Messungen der Empfangscharakteristik einer solchen Sniffer-Sonde zeigen, ist dies aber nicht immer gewährleistet.

In Abbildung 5.4 sind verschiedene Messungen der Antennencharakteristiken dargestellt. Die roten Kurven zeigen den Fall eines bewegten Senders und der Sniffer-Sonde als Detektor. Bei den blauen Kurven wurde der Sender an die Sniffer-Sonde gebaut und die Abstrahlcharakteristik der Sniffer-Sonde gemessen. Mit beiden Messverfahren kann eine Aussage über die Empfangscharakteristik der Sniffer-Sonde getroffen werden, da bei Antennen die Abstrahlungscharakteristik mit der Empfangscharakteristik übereinstimmt.

Im obersten Diagramm von Abbildung 5.4 wurde die Senderfrequenz während der Messung um ca. 10 MHz variierte, es ergibt sich hierbei ein weiter Winkelbereich, in dem gemessen werden kann. Im zweiten Bild wurde die Sendefrequenz festgehalten, die gestrichelte blaue Kurve unterscheidet sich hierbei nur durch wenige MHz von der durchgezogenen und roten Linie. Man erkennt daran, dass sich bei einer festen Frequenz durchaus Interferenzeffekte ergeben, die das Signal um bis zu 20 dB einbrechen lässt, aber auch, dass die Position der Einbrüche von der eingestellten Frequenz abhängig ist. Da die

<sup>12</sup>Von „to sniff“ englisch für schnüffeln.

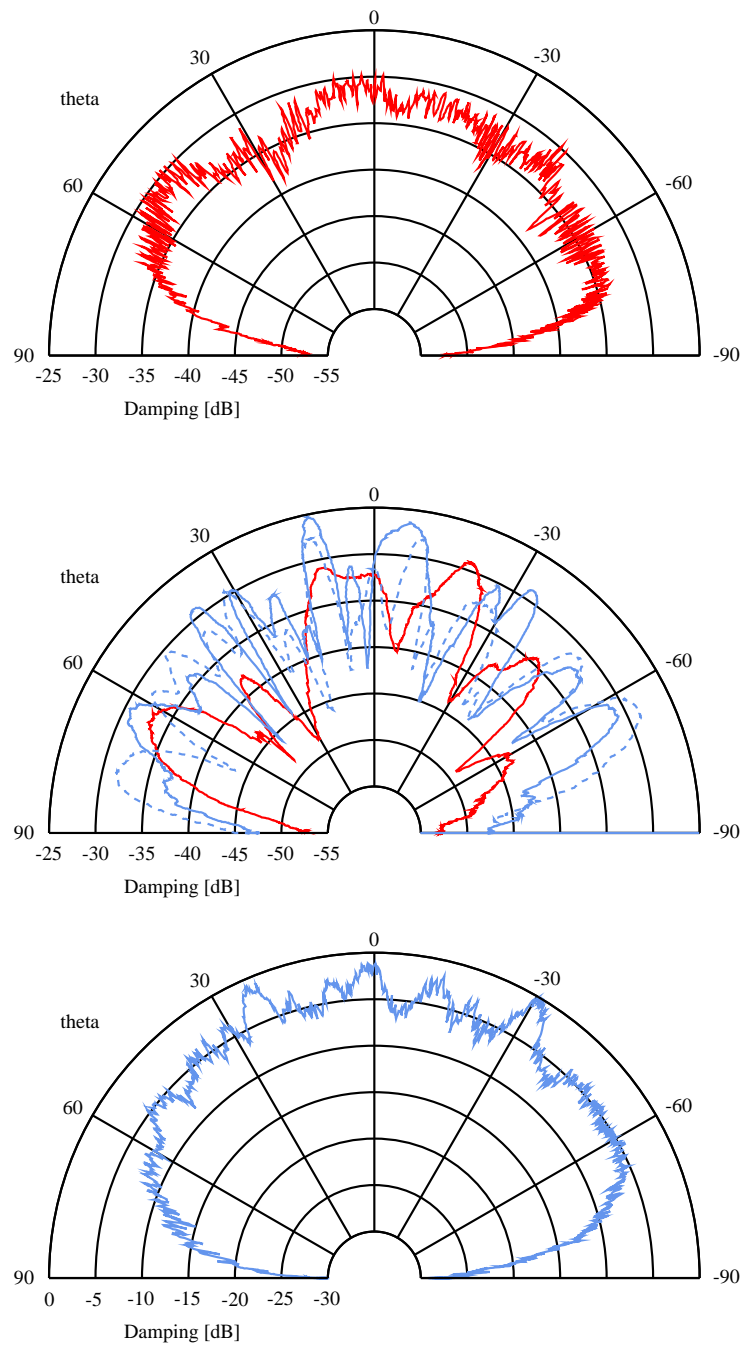


ABBILDUNG 5.4: Antennencharakteristik einer Sniffer-Sonde. Oben: bei variierender Frequenz, mittig mit fester Frequenz und unten mit fester Frequenz und einem Lautsprecher in der Sniffer-Sonde, der als Modenmischer fungiert [58].

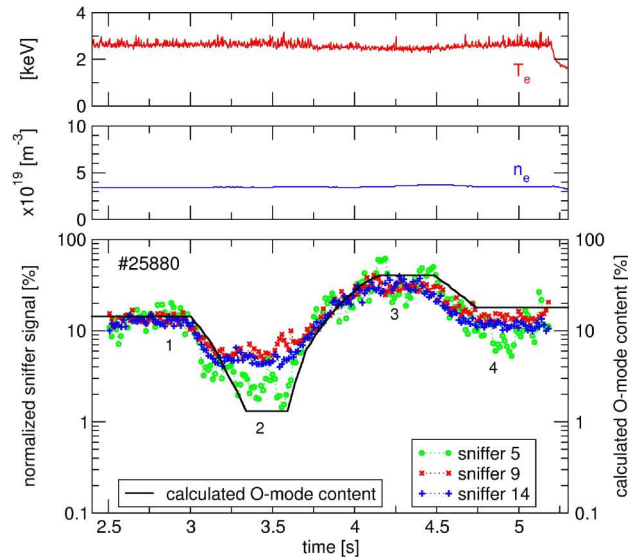


ABBILDUNG 5.5: Beispielhafte Testmessung der Sniffer-Sonden. Wobei wegen der schlechten Absorption eine deutlich höhere Streustrahlung von der O2-Heizung erkennbar ist. Die Plasmaparameter (Dichte oben und Temperatur mittig) veränderten sich während der Polarisationsänderung nur geringfügig. Unten sind die normalisierten Sniffer-Signale und der O2-Moden Beitrag zur Heizung dargestellt [60, 59].

Frequenz von Gyrotrons nur um einige kHz variiert, würde auch die Funktionalität der Sniffer-Sonden unter diesen Einbrüchen leiden. Das Plasma an sich, vor allem aber die Turbulenz im Plasma, fungiert jedoch als Modenmischer und kann die Interferenzeffekte herausmitteln [58, 59]. Dies lässt sich mit einer auf einem Lautsprecher aufgebrachten Aluminium-Folie simulieren. Im untersten Diagramm von Abbildung 5.4 schwingt eine in der Sniffer-Sonde eingebrachte Lautsprechermembran und mittelt die Interferenzen heraus.

Durch die Absorption der Mikrowellen bei jedem Resonanzdurchgang wird die Streustrahlung aber mit dem Abstand von Gyrotron zu Sniffer-Sonde verringert, sodass in einer toroidalen Entfernung von ca.  $200\text{--}270^\circ$  keine erhöhte Strahlung mehr gemessen werden kann [59] und dadurch keine zuverlässige Abschaltung der Gyrotron gewährleistet ist. Daher sind drei Sniffer-Sonden an ASDEX Upgrade jeweils im gleichen oder in einem benachbarten Sektor der ECRH-Antennen installiert (siehe Abbildung 5.1). Mit ihnen ist dann eine Abschaltung bei zu hoher Streustrahlung innerhalb weniger Millisekunden möglich.

Zum Test der Sniffer-Sonden in Plasmen wurden Entladungen mit einem



---

Polarisationswechsel von der X2- zur O2-Mode durchgeführt. Hierbei stand jedoch nicht die Güte der Absorption der O2-Mode im Vordergrund, sondern die Reaktion der Sniffer-Sonden auf Streustrahlung. Daher wurde für die O2-Heizung nicht unter optimalen Winkel eingestrahlt, sodass sich bei der in Abbildung 5.5 gezeigten Entladung eine geringe Absorption von nur 10 % der O2-Mode ergab. Die Sniffer-Signale und der O2-Polarisationsanteil des Heizstrahls sind im untersten Diagramm dargestellt. Man erkennt eine starke Korrelation des Sniffer-Sonden-Signals mit dem Anteil der O2-Mode. Damit lässt sich zwar keine direkte Aussage über die O2-Absorption treffen; es zeigt aber, dass die Sniffer-Sonden auch als Polarisationskontrolle eingesetzt werden können, was vor allem bei ITER eine wichtige Rolle spielt.



# Kapitel 6

## Heizungsszenarien

In den vorherigen Kapiteln konnte gezeigt werden, dass der Betrieb der ECRH in der X2-Mode an ASDEX Upgrade bei ITER-relevanten Plasmen hoher Dichte eingeschränkt ist. Die X3- bzw. O2-Mode erlauben jedoch einen möglichen Einsatz auch bei hoher Dichte und kleinem Sicherheitsfaktor. Die unvollständige Absorption dieser beiden Moden erfordert jedoch die Entwicklung speziell zugeschnittener Heizszenarien, um die zentrale Absorption zu maximieren, die Streustrahlung zu minimieren und dadurch mikrowellensensitive Einbauten in ASDEX Upgrade zu schützen. Hierzu wurden der Beamtracing-Code TORBEAM und der Raytracing-Code TRAVIS verwendet. Einem Vergleich beider Codes folgt die Beschreibung der Heizszenarien für die X3- und die O2-Mode.

### 6.1 Vergleich TORBEAM und TRAVIS

TORBEAM und TRAVIS basieren auf den Raytracing-Gleichungen, unterscheiden sich jedoch grundsätzlich in der Berechnung der Strahlbreite (vgl. Kapitel 3.2). Prinzipiell ist daher ein Benchmark bzw. ein Vergleich zwischen TORBEAM und TRAVIS sinnvoll. Für den Beamtracing-Code TORBEAM wurden schon für ITER-Szenarien Benchmarks durchgeführt, die eine gute Übereinstimmung des Depositionsortes und der Absorption in der O1-Mode im Vergleich zu anderen Codes zeigten [32].

Analog zu Referenz [32] wurde für den Vergleich von TRAVIS und TORBEAM folgende Vorgehensweise angewendet:

1. Überprüfung auf Gleichheit der Einstrahlwinkeldefinitionen
2. Überprüfung auf Gleichheit der magnetischen Konfiguration
3. Überprüfung auf Gleichheit des Dichte- und Temperaturprofils

4. Vergleich des Strahlengangs
5. Vergleich der Absorption der jeweiligen Mode
6. Vergleich des Depositionsprofils

Dies wurde jeweils für ein O2- und ein X3-Szenario durchgeführt.

### 6.1.1 Definition der Einstrahlwinkel

In TORBEAM wird die Richtung des Strahls anhand zweier Winkel, dem poloidalen Einstrahlwinkel  $\theta$  und dem toroidalen Einstrahlwinkel  $\phi$ , definiert:

$$\mathbf{k} = \begin{pmatrix} -\cos \theta \cos \phi \\ -\cos \theta \sin \phi \\ -\sin \theta \end{pmatrix}. \quad (6.1)$$

Für positives  $\theta$  geht der Strahl vom Launcher aus gesehen nach unten und für positives  $\phi$  nach links. In TRAVIS können verschiedene Definitionen für die Einstrahlung gewählt werden. Neben der Angabe von Zielkoordinaten werden auch die „ITER aiming angles“ und die „W7-X aiming angles“ unterstützt. Die „W7-X aiming angles“ (poloidal  $\alpha$ , toroidal  $\beta$ ) sind hierbei mit den TORBEAM-Definitionen bis auf die Minuszeichen identisch. Es gilt somit:

$$\theta = -\alpha \quad (6.2)$$

$$\phi = -\beta. \quad (6.3)$$

### 6.1.2 Magnetische Konfiguration

TRAVIS benötigt die Magnetfeldkonfiguration in dreidimensionaler Geometrie, die durch FOURIER-Koeffizienten ausgedrückt und mit VMEC-Rechnungen (Abk. für: **V**ariational **M**oments **E**quilibrium **C**ode) oder aus experimentellen Messungen berechnet werden können. TORBEAM hingegen verwendet die radialen ( $B_r$ ), toroidalen ( $B_t$ ) und vertikalen ( $B_z$ ) Magnetfeldkomponenten in einem poloidalen Schnitt. In Abbildung 6.1 auf der linken Seite ist ein Vergleich der Magnetfeldkonfiguration für die ASDEX Upgrade-Entladung #22957 zu sehen. Sowohl die Magnetfeldgeometrie (hell) als auch die Stärke der Magnetfelder (dunkel) stimmen in beiden Codes gut überein. Der Unterschied in den Flussflächen beruht auf den unterschiedlichen Koordinatensystemen, in denen sie dargestellt sind.

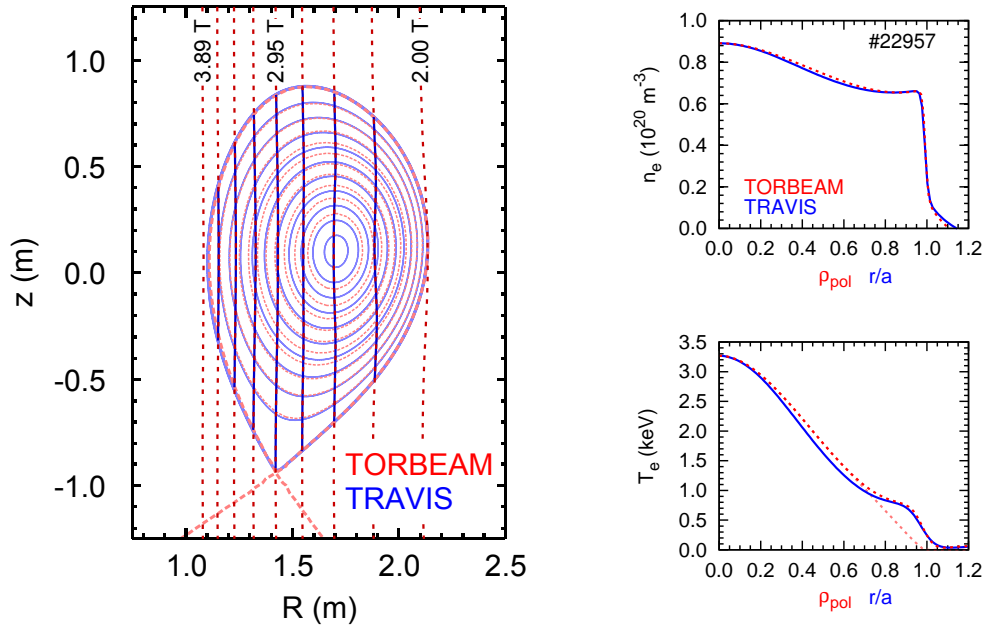


ABBILDUNG 6.1: Links: Vergleich der Magnetfeldkonfiguration (Flussflächen hell, Magnetfeldstärke dunkel) für TORBEAM (rot) und TRAVIS (blau). Rechts: Dichte- und Temperaturprofil in Abhängigkeit von  $\rho_{pol}$  und normiert auf den kleinen Plasmaradius  $a$ . Als Vergleich zur H-Mode ist ein möglicher Verlauf für ein Temperaturprofil einer L-Mode in Hellrot angedeutet (siehe Kapitel 6.2).

### 6.1.3 Dichte- und Temperaturprofil

In TORBEAM wird grundsätzlich im Koordinatensystem des poloidalen magnetischen Flusses  $\rho_{pol}$  gerechnet, wohingegen in TRAVIS auf den kleinen Plasmaradius  $a$  normiert wird. Im Allgemeinen unterscheiden sich diese Koordinatensysteme nicht stark, wie an den geringen Unterschieden der Profile auf der rechten Seite in Abbildung 6.1 zu sehen ist. Diese Profile wurden aus einem Fit an die Messdaten für die Entladung #22957 berechnet und für die Simulationen im jeweiligen Koordinatensystem verwendet. Die hellrote Linie soll hierbei den unterschiedlichen Verlauf eines L-Mode- im Vergleich zu einem H-Mode-Temperaturprofil am Plasmarand verdeutlichen.

### 6.1.4 Strahlengang und Absorption

Für den Vergleich des Strahlengangs und der Absorption der X3-Mode wurde die Magnetfeldstärke um 1/3 reduziert, sodass die dritte harmonische Resonanz im Plasmazentrum liegt. Die Simulationen wurden für die neuen oberen

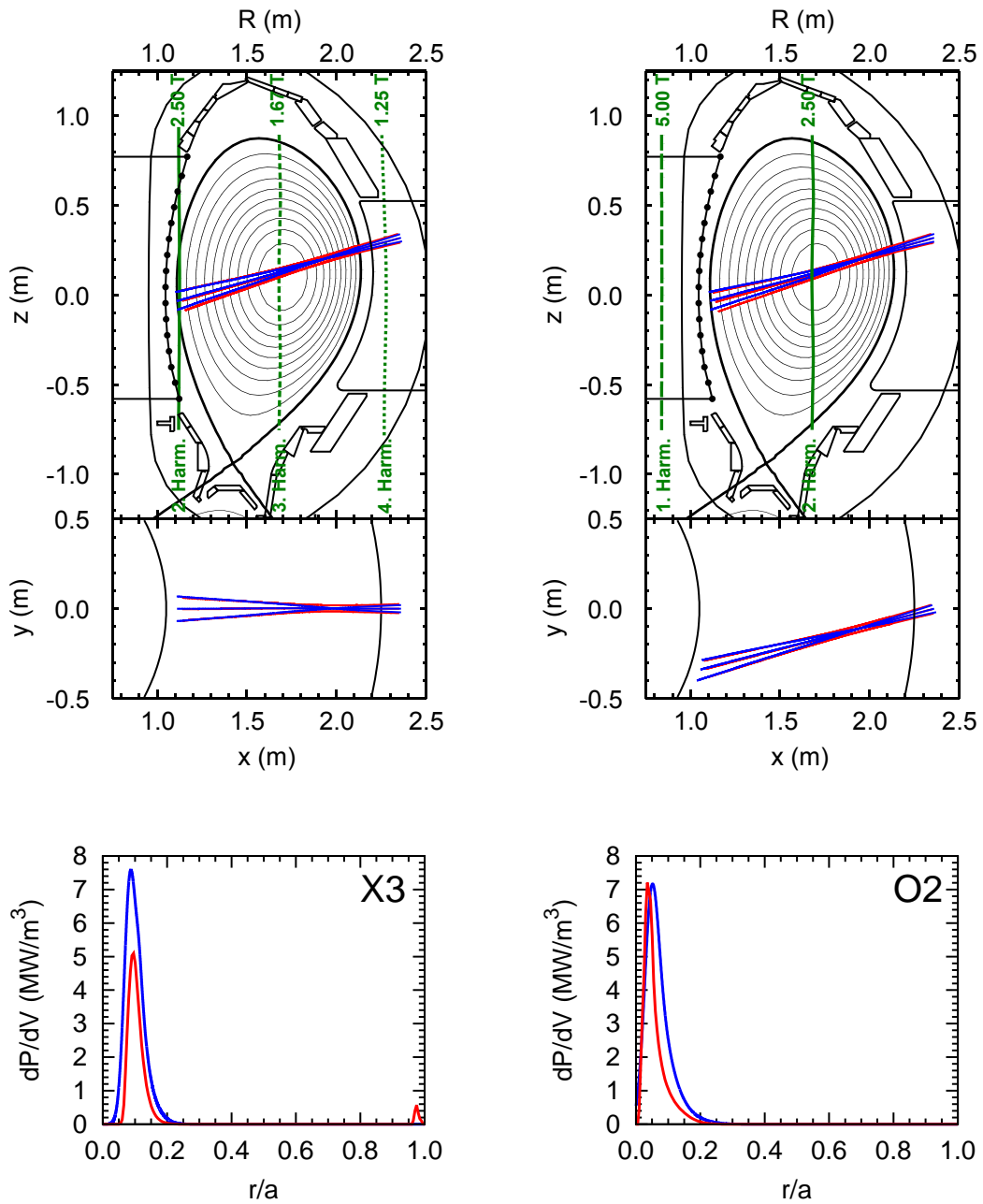


ABBILDUNG 6.2: Vergleich des Strahlengangs von TRAVIS (blau) und TORBEAM (rot) für die X3-Mode (links) und O2-Moden (rechts) im poloidalen (oben) und toroidalen Schnitt (Mitte). In der untersten Reihe sind die Depositionsprofile für beide Szenarien dargestellt.

Launcher an ASDEX Upgrade durchgeführt, wobei für den Einstrahlwinkel keine toroidale Komponente, sondern nur eine poloidale Komponente gewählt wurde ( $\theta = -\alpha = 15^\circ$ ).

Beide Strahlengänge passen sehr gut überein (Abbildung 6.2 links oben), der Unterschied nach einem Plasmadurchgang beträgt weniger als 1 cm. Die Strahlbreiten sind nur im Bereich des Brennpunktes verschieden. Dieses ist auf die Betrachtung einzelner Strahlen bei TRAVIS im Vergleich zu einem GAUSSSchem Strahl bei TORBEAM zurückzuführen. Für das Depositionsprofil (links unten) ergibt sich eine gute Übereinstimmung des Ortes des Maximums bei ca.  $r/a = 0,09$  für TORBEAM bzw.  $r/a = 0,10$  für TRAVIS. Ein größerer Unterschied ergibt sich an den Höhen des Depositionsprofils von über 30 %. Die resultierende Absorption des Strahls an der X3-Resonanz unterschied sich jedoch zwischen TORBEAM und TRAVIS um lediglich 1 % (TORBEAM: 81 %, TRAVIS 80 %). Einen weiteren Hinweis auf die Unterschiede der Absorptionsberechnung zeigt die zusätzliche Absorption von TRAVIS an der zweiten harmonischen Resonanz am Plasmarand (19 %).

Für die O2-Moden-Heizung (rechte Seite der Abbildung 6.2) ergibt sich ein sehr ähnliches Bild wie bei der X3-Heizung. Sowohl die Strahlengänge ( $\Delta < 2$  cm) als auch die Strahlbreiten stimmen gut überein (Ausnahme ist wieder der Bereich des Brennpunktes). Auch die Depositionsprofile ergeben sowohl im Ort (TORBEAM:  $r/a = 0,05$ ; TRAVIS:  $r/a = 0,04$ ) als auch in der Amplitude (TORBEAM und TRAVIS:  $dP/dV = 7,2$  MW/m<sup>3</sup>) eine gute Übereinstimmung. Die Absorption an der zweiten Harmonischen beträgt bei TORBEAM (69 %) jedoch 4 %-Punkte mehr als bei TRAVIS (65 %).

### 6.1.5 Fazit

Abschließend lässt sich feststellen, dass in den betrachteten Szenarien eine gute Übereinstimmung zwischen TORBEAM und TRAVIS besteht. Der Unterschied im Strahlengang und im Ort des Depositionsmaximums beträgt  $\Delta < 2$  cm beziehungsweise  $\Delta r/a \approx 0,01$ . Für die Absorptionen ergeben sich in TORBEAM leicht höhere Werte als bei TRAVIS. Aufgrund des Berechnungsverfahrens des Strahls als GAUSSScher Strahl im Beamtracing-Verfahren ergeben sich im Brennpunkt realistischere Daten. Vom Brennpunkt entfernt stimmen die Strahlbreiten beider Simulationen überein. Beide Codes sind somit für die Betrachtung und Entwicklung von Heizszenarien in der X3- und O2-Mode geeignet.

## 6.2 X3-Szenario

Der für die ITER-relevante Entladung geforderte Sicherheitsfaktor von  $q_{95} \approx 3$  kann in H-Moden an ASDEX Upgrade bei einem Magnetfeld von  $B_t(0) \approx 1,67$  T und einem Plasmastrom von  $\approx 1,1$  MA erreicht werden, ist aber auch von der magnetischen Konfiguration abhängig. Wie im vorherigen Kapitel schon gezeigt, ist die Absorption an der dritten harmonischen Resonanz bei typischen Plasmaparametern unvollständig. Ein nicht absorbiertes Anteil von 20–30% ist für die Sicherheit von mikrowellenabsorbierenden Einbauten jedoch nicht tolerierbar. Ein zusätzlicher negativer Effekt besteht in der Lage der weiteren Resonanzen im Plasma. Die zweite Harmonische liegt sehr nahe an der Separatrix an der Hochfeldseite (siehe Abbildung 6.2). Die dort auftretende Absorption kann nicht eingeschlossene Teilchen heizen, die den inneren Hitzeschild beschädigen können. Zusätzlich befindet sich die vierte harmonische Resonanz in der Nähe bzw. auf dem Launcherspiegel. Dies ist zwar deutlich außerhalb des eingeschlossenen Plasmas, aber eine Absorption von wenigen Promille bei Energiedichten von  $\text{MW}/\text{cm}^2$  kann den Launcherspiegel stark erhitzen<sup>13</sup>.

Die Problematik unvollständiger X3-Absorption ist jedoch nicht nur an ASDEX Upgrade gebunden. Auch am Tokamak TCV soll die Heizung in der dritten Harmonischen ( $f = 118$  GHz) für den Betrieb hochdichter Entladungen eingesetzt werden, wobei die Absorption auch hier nicht komplett ist. Bei niedriger Dichte besteht an TCV zwar die Möglichkeit schnelle nichtthermische Elektronen mit einem weiteren ECRH-System, das in der zweiten Harmonischen ( $f = 82,7$  GHz) betrieben wird, zu erzeugen und so die X3-Welle vollständig zu absorbieren [61]. Jedoch ist dies bei hohen Dichten wegen des Cutoffs der X2-Heizung nicht möglich. Mit einer neuen Launchergeometrie, die eine vertikale Einstrahlung entlang der Resonanzfläche ermöglicht, konnte eine komplette Absorption auch mit reiner X3-Heizung erreicht werden [62, 63]. Jedoch ist hier die Wahl des poloidale Einstrahlwinkels wegen des steilen Magnetfeldgradienten sehr beschränkt, sodass eine Echtzeitsteuerung zur Nachführung des Winkels nötig ist.

Diese Ergebnisse sind jedoch wegen der vorhandenen Launchergeometrie und der höheren Dichte nicht auf ASDEX Upgrade übertragbar. Hier muss eine andere Lösung der oben angesprochenen Probleme gefunden werden. Diese lässt sich an der Lage der Resonanzen entlang des großen Plasmaradius für verschiedene Magnetfelder in Abbildung 6.3 aufzeigen. Das Zentrum des Plasmas (grau), in dem die Absorption stattfinden muss, erlaubt eine

<sup>13</sup>Ein Glühen vom Launcherspiegel für Gyrotron 6 konnte z. B. in den Entladungen #26454 und #26471 beobachtet werden.



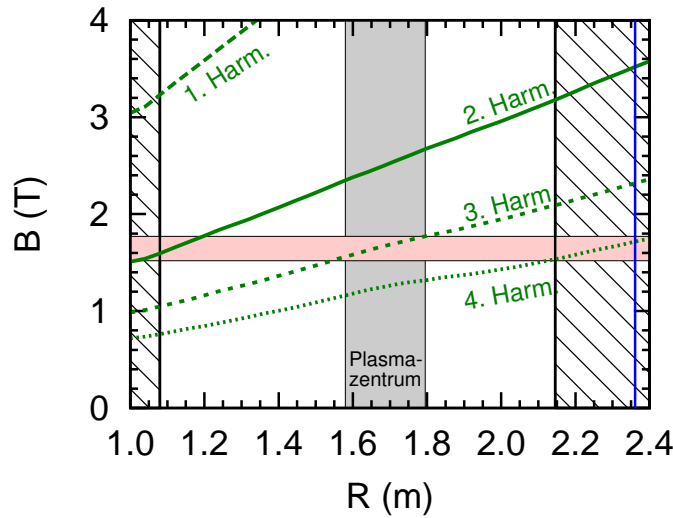


ABBILDUNG 6.3: Ort der Resonanzen für verschiedene Magnetfeldstärken. Das Absorptionsgebiet im Plasmazentrum (grau) erlaubt eine Variation der Magnetfeldstärke (rot). Sowohl die zweite Harmonische am Plasmarand als auch die vierte Harmonische an der Position eines Launcherspiegels (blau) stellen ein Problem im X3-Szenario dar.

Variation der Magnetfeldstärke (hellrot). Eine Verringerung des Magnetfeldes hätte zwar eine nach innen, vom Launcher weg (blaue Linie) wandernde vierte Harmonische zur Folge, aber das Problem der unvollständigen Absorption und das von möglichen Beschädigungen der inneren Wand, durch die Absorption an der zweiten harmonischen Resonanz im Bereich offener Flussflächen, könnte so nicht gelöst werden. Mit einer Erhöhung des Magnetfeldes lässt sich hingegen die vierte Harmonische hinter den Launcherspiegeln platzieren, wobei gleichzeitig die zweite in Regionen höherer Plasmatemperatur und Dichte verschoben wird. Das bedeutet zwar keine zusätzliche Heizung im Zentrum, allerdings wird, aufgrund der optischen Dicke der X2-Resonanz, die Strahlung vollständig absorbiert, so lange die zweite Harmonische im Pedestal ( $r/a \approx \rho_{pol} < 0,9$ ) liegt. Dies impliziert im X3-Szenario, dass die Entladungen zwingend als H-Mode durchgeführt werden müssen, da in einer L-Mode-Entladung kein Pedestal vorhanden ist und die Temperatur am Rand nahezu linear absinken würde (siehe auch Abbildung 6.1 auf Seite 65 die hellrote Linie). Dadurch wäre die Absorption am Rand zu niedrig um die X2-Resonanz als Strahlen-Sumpf zu verwenden.

Ein H-Mode-Szenario ist in Abbildung 6.4 für die verschiedenen Launcher der ECRH-Systeme an ASDEX Upgrade dargestellt. Durch das leicht

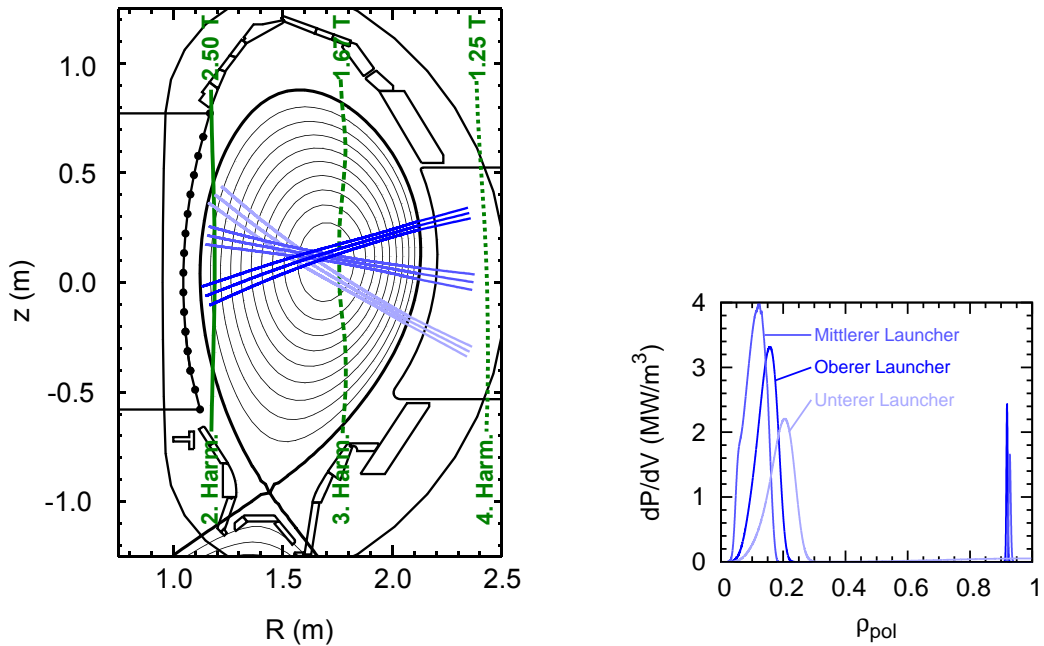


ABBILDUNG 6.4: X3-Heizszenario für die verschiedenen Einstrahlgeometrien der Gyrotrons.

erhöhte Magnetfeld (1,75–1,80 T) werden die angesprochenen Positionen der Resonanzen generiert. Am Depositionsprofil (rechts in Abbildung 6.4) lässt sich sowohl die zentrale Absorption als auch die Absorption der verschiedenen Einstrahlmöglichkeiten erkennen. Speziell für den unteren Launcher müssen die Einstrahlwinkel sehr exakt gewählt werden, da sonst entweder die zentrale oder die komplette Absorption am Plasmarand gefährdet ist. Es ergeben sich dann für das hier betrachtete Szenario folgende Einstrahlwinkel:

	$\theta$	$\phi$
Oberer Launcher	$14^\circ$	$0^\circ$
Mittlerer Launcher	$-9^\circ$	$0^\circ$
Unterer Launcher	$-27^\circ$	$0^\circ$

Für die hier simulierten Szenarien ergibt sich bei einer zentralen Elektronentemperatur von 2,0 keV und einer Dichte von  $0,95 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}$  (Entladung #26634) eine zentrale Absorption von ca. 60%. Es bleibt jedoch festzuhalten, dass jede zusätzliche zentrale Elektronenheizung die Temperatur erhöht und dadurch eine stärkere Absorption verursacht. Das Ziel ist es daher eine möglichst hohe Temperatur im Plasmazentrum zu erreichen, um sowohl die X3-Absorption zu steigern, als auch die Wolframakkumulation zu verhindern.

## 6.3 O2-Szenario

Für das O2-Szenario gibt es im Gegensatz zur X3-Heizung keine zusätzliche Resonanz am Plasmarand. Für die Entwicklung dieses Szenarios muss daher ein anderer Ansatz gewählt werden. Aufgrund der Absorptionscharakteristik ist außerdem die gute Absorption für die O2-Mode immer mit einer schrägen Einstrahlung verbunden. Die Absorption für einen Durchgang als Funktion der poloidalen und toroidalen Einstrahlwinkel eines oberen Launchers des neuen ECRH-Systems bei einer Plasmadichte von  $n_e(0) = 1,4 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}$  und einer Temperatur von  $T_e(0) = 3,5 \text{ keV}$ , die bei einer 1,4-MA-Entladung erwartet werden, ist in Abbildung 6.5 zu sehen. Die hellen Farben bedeuten eine hohe, die dunklen eine niedrige Absorption. Analog der Berechnungen aus Abschnitt 3.1.4, wird auch bei dieser Simulation bei einem toroidalen Einstrahlwinkel von ca.  $\phi = \pm 15^\circ$  die Absorption maximal (ca. 80 %).

Für die weitere Reduzierung der nicht absorbierten Leistung besteht somit nur die Lösung, einen weiteren Plasmadurchgang durch das Zentrum zu bewerkstelligen. Hierfür müssen Spiegel an der inneren Wand von ASDEX Upgrade installiert werden. Dabei müssen einige Bedingungen beachtet werden:

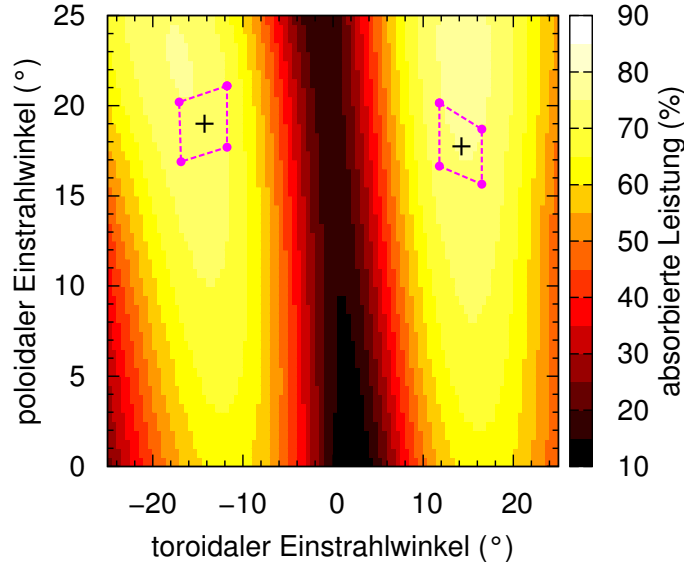


ABBILDUNG 6.5: Absorption der O2-Mode, berechnet mit TORBEAM für verschiedene toroidale und poloidale Einstrahlwinkel ( $n_e(0) = 1,4 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}$ ,  $T_e(0) = 3,5 \text{ keV}$ ). Die Kreuze kennzeichnen den zentralen Auftreffpunkt eines Strahls auf Doppelkacheln des inneren Hitzeschildes (Abmessungen in Violett) [58].

- Sowohl beim ersten Plasmadurchgang als auch beim zweiten Plasmadurchgang sollte die Leistung zentral deponiert werden.
- Die Reflexion sollte polarisationserhaltend sein, d. h. sowohl der erste als auch der zweite Plasmadurchgang sollte in O-Mode erfolgen.
- Die Gesamtabsorption sollte möglichst hoch sein ( $> 90\%$ ).
- Die Spiegel sollten weit weg vom Plasma sein, um Erosion und mögliche Wolframquellen für das Plasma zu minimieren.
- Der Strahl sollte nach dem zweiten Durchgang eine Region ohne mikrowellensensitive Diagnostiken treffen.

Diese Bedingungen können mit TORBEAM-Rechnungen überprüft werden, wobei von einer polarisationserhaltenden Reflexion an sogenannten holografischen Spiegeln ausgegangen werden muss (siehe auch nachfolgendes Kapitel). Die Rechnungen wurden jeweils für die oberen Launcher des neuen ECRH-Systems durchgeführt. Diese haben gegenüber dem alten System zwei entscheidende Vorteile: Es ist möglich, während der Entladung den Einstrahlwinkel zu ändern und jedes Gyrotron hat die doppelte Leistung (1 MW). Weiterhin ist das Plasma meist aus der Äquatorialebene nach oben verschoben, sodass die Einstrahlgeometrie mit den oberen Launchern günstiger für das O2-Szenario ist.

Aufgrund der Strahlbreite stellte sich hierbei eine Mindestbreite und Mindesthöhe der Spiegel heraus: Die Breite sollte der einer und die Höhe der zweier Hitzeschildkacheln entsprechen. Es kommen daher 14 vertikale Positionen (es gibt 15 vertikal angeordnete Hitzeschildkacheln, siehe Abbildung 6.6) infrage. Aufgrund der Lage des Plasmazentrums und der Launcherspiegel können die oberen Kacheln jedoch nicht verwendet werden, da hier weder eine hohe noch zentrale Absorption möglich ist. Es wurden daher nur die Doppelkacheln unterhalb der Mittelebene in Betracht gezogen. Ferner stellte sich heraus, dass für eine maximale Absorption mit gleichzeitigem zentralen Treffen einer Doppelkachel nur die Möglichkeit, die ECRH über Kreuz einzustrahlen, sinnvoll ist. Sonst würden der Einfallswinkel und die Strahlbreite aufgrund des „Wegdrehens“ der inneren Wand zu groß werden. Mit dem Winkel von ca.  $15^\circ$  für maximale Absorption ergeben sich daher nur die dem Sektor des Launchers benachbarten Kachelreihen (siehe Abbildung 6.6 rechts). Der zweite Plasmadurchgang des ECRH-Strahls wurde so gewählt, dass dieser wieder über Kreuz verläuft und auf den oberen PSL<sup>14</sup> trifft, wobei das Auftreffen des Strahls auf den Zwischenraum im PSL in Sektor 5, in

---

<sup>14</sup>Abkürzung für Passive Stabilisierung Leitung. Einem toroidalen Kupferring, der die Position des Plasmas stabilisiert.

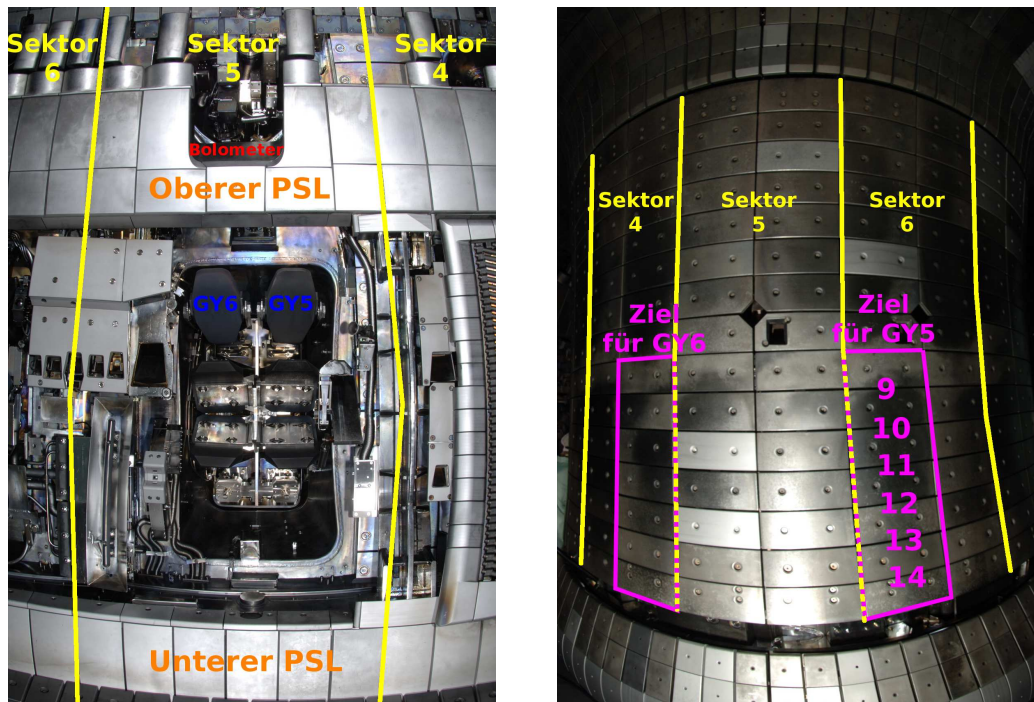


ABBILDUNG 6.6: Der neue ECRH-Launcher (links) und das innere Hitzeschild an ASDEX Upgrade (rechts).

der die Bolometer-Diagnostik liegt, verhindert werden muss, und somit die Strahlen auf den PSL in Sektor 4 bzw. 6 zielen.

In Abbildung 6.7 sind die Ergebnisse der Simulation über den Nummern der Doppelkacheln (siehe Abbildung 6.6) für Gyrotron 5 dargestellt. Die Gesamtabsorption beträgt hierbei bei jedem Szenario  $> 88\%$ , mit der Tendenz höherer Absorption für weiter unten liegende Kacheln. Am Ort des Depositionsmaximums (rechts) erkennt man, dass die Leistung für den ersten Plasmadurchgang für oben liegende Kacheln zentral deponiert wird, und zu den unten liegenden Kacheln weiter außen stattfindet. Beim zweiten Plasmadurchgang ergibt sich das gegenteilige Bild, für die oberen Kacheln liegt der Depositionsort weit weg von der magnetischen Achse, wohingegen für die unteren Kacheln die Deposition zentraler stattfindet. Ferner sollte der mögliche Spiegel nicht zu nah am eingeschlossenen Plasma liegen (Abbildung 6.7 unten), dies spricht ebenfalls für einen weiter unten liegenden Spiegel. In Anbetracht all der Tatsachen wurde die Doppelkachel 12 für den Einsatz als Spiegel gewählt. Diese wird für die hier vorliegenden Plasmaparameter für die Winkel in Tabelle 6.1 zentral getroffen.

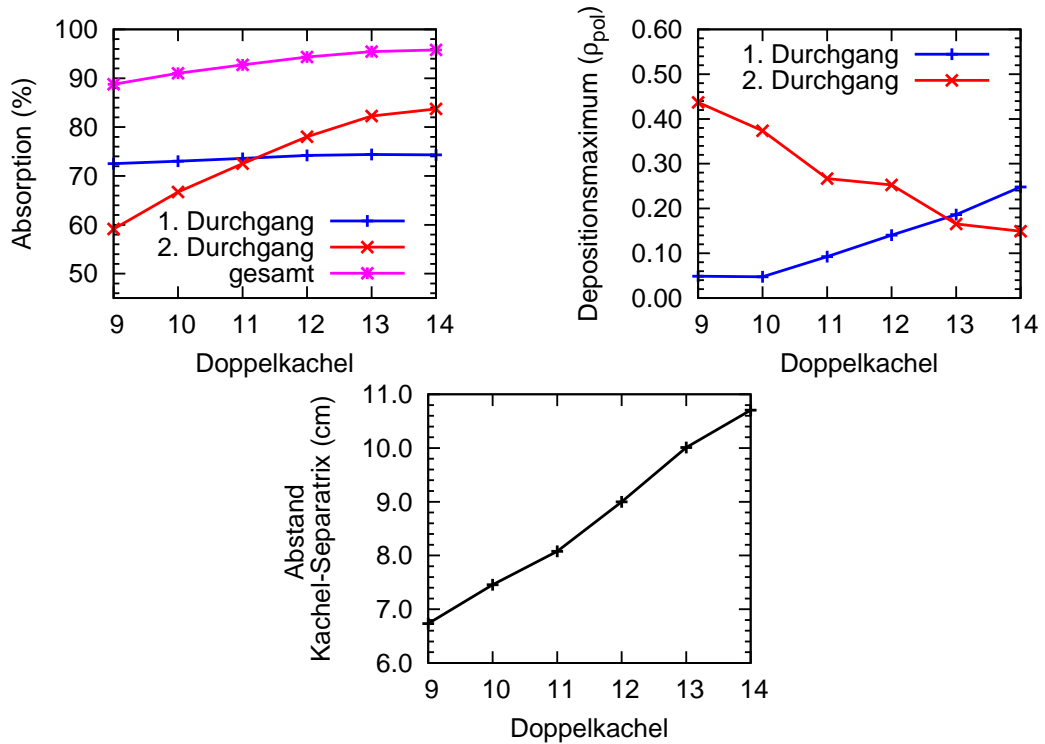


ABBILDUNG 6.7: TORBEAM-Simulationen zur Wahl der Spiegelposition am inneren Hitzeschild. Links die Absorption des ECRH-Strahls, wenn dieser das Zentrum der Doppelkachel trifft, rechts der Ort des Depositionsmaximums und unten der Abstand des Spiegelmittelpunkts zur letzten geschlossenen Flussfläche.

Die zugehörigen TORBEAM-Simulationen sind als poloidaler und toroidaler Schnitt in Abbildung 6.8 dargestellt. Die blaue Kurve veranschaulicht den ersten, die rote den zweiten Plasmadurchgang. Wie zu sehen ist, wird der Strahl bei dem zweiten Plasmadurchgang nochmals fokussiert, um eine möglichst zentrale Absorption zu erreichen.

	$\theta$	$\phi$
Gyrotron 5	19,00 °	-14,25 °
Gyrotron 6	17,75 °	14,25 °

TABELLE 6.1: Einstrahlwinkel für zentrales Auftreffen der Strahlen auf der Doppelkachel 12 in Sektor 6 bzw. 4.

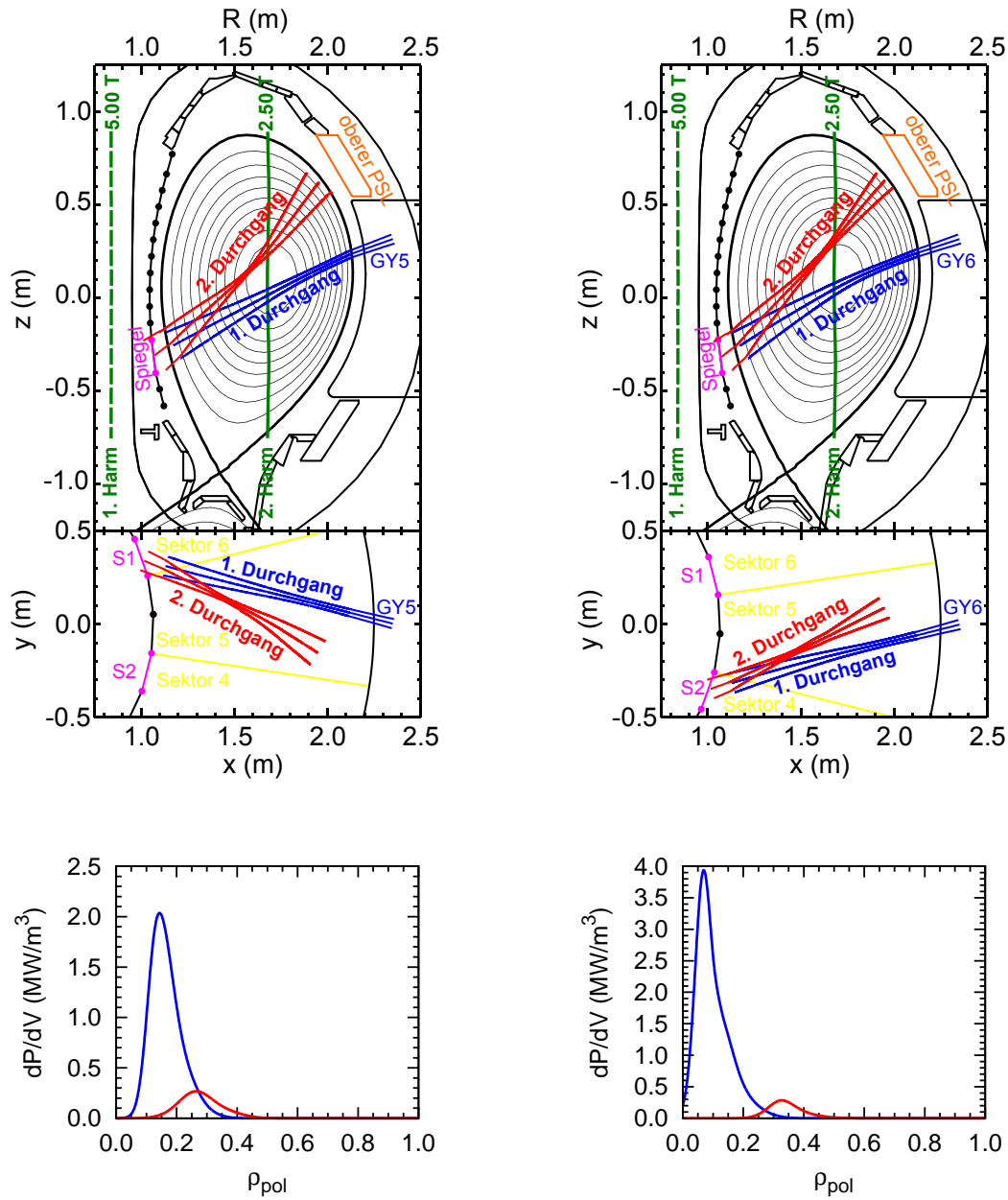


ABBILDUNG 6.8: O2-Szenario für die Launcher des Gyrotron 5 (links) und 6 (rechts) im poloidalen (oben) und toroidalen Schnitt (mittig). Nach einem ersten Plasmadurchgang (blau) werden die nicht komplett absorbierten Strahlen an zwei Spiegeln (violett) reflektiert. Nach dem zweiten Plasmadurchgang (hier ca. 6% der eingestrahelten Leistung) trifft der Strahl auf den oberen PSL (orange). In der untersten Reihe sind die Depositionsprofile für beide Launcher-Geometrien dargestellt.

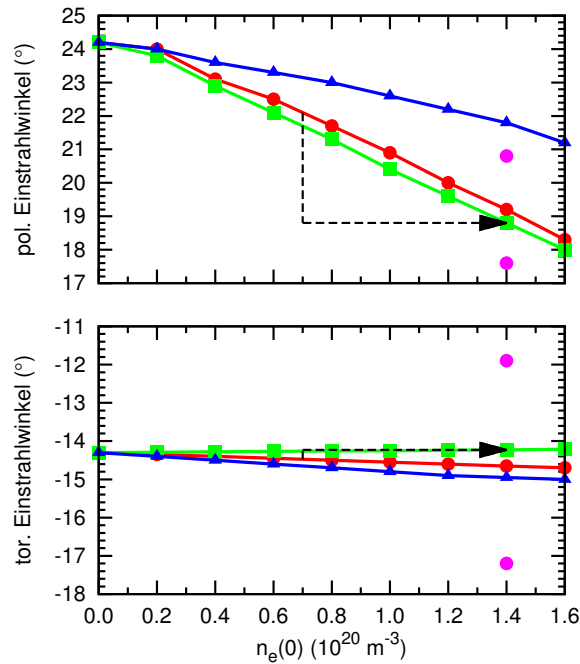


ABBILDUNG 6.9: Einstrahlwinkel für mittiges Treffen der Doppelkachel 12 für verschiedene Dichteprofile und Magnetfeldkonfigurationen in Abhängigkeit der zentralen Dichte [64]. Die rote und grüne Kurve unterscheiden sich durch die Profilform (Rot: flach, Grün: zugespitzt (siehe auch Text)) und die rote von der blauen durch eine erhöhte Triangularität.

Ein wesentlicher Punkt für die Wahl des neuen Launchersystems war die Möglichkeit den poloidalen Einstrahlwinkel in Echtzeit während der Entladung zu ändern. Dies wird bei unvorhersehbaren Änderungen der Plasmadichte und Magnetfeldkonfiguration nötig, da sich hier die Brechung des Plasmas und daher auch die Orte der Strahlauftreffpunkte auf den Doppelkacheln ändern. Dieses ist in Abbildung 6.9 für Gyrotron 5 gezeigt, wobei der toroidale und poloidale Einstrahlwinkel für das zentrale Auftreffen auf die Doppelkachel bei variierender Dichte berechnet wurde. Die rote und grüne Kurve zeigen hierbei die unterschiedlichen Einstrahlungen bei verschiedenen Profilformen an. Für die grüne Kurve wurde ein zentral zugespitztes Dichteprofil zugrunde gelegt ( $\frac{\text{Zentrale Dichte}}{\text{Randdichte}} = \frac{n_e(0)}{n_e(\text{ped})} = 2,01$ ), für die rote Kurve ein flaches Profil ( $\frac{n_e(0)}{n_e(\text{ped})} = 1,04$ ). Die rote Kurve unterscheidet sich von der blauen durch eine andere Magnetfeldkonfiguration, die obere und untere Triangularität (siehe Kapitel 2.1.1) sind hierbei  $\delta_o = 0,317$  und  $\delta_u = 0,485$  im Gegensatz zu  $\delta_o = 0,142$  und  $\delta_u = 0,430$ . Die violetten Punkte in Abbildung



6.9 zeigen die poloidale ( $\Delta\theta \approx 3^\circ$ ) und toroidale ( $\Delta\phi \approx 5^\circ$ ) Ausdehnung der Doppelkachel für ein flaches Dichteprofil bei einer zentralen Dichte von  $1,4 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}$ . Aufgrund der schwachen toroidalen Änderung ( $\Delta\phi \approx 0,7^\circ$ ) des Einstrahlwinkels (unten) im Vergleich zu der Ausdehnung der Kachel kann hierbei auf ein Anpassen des toroidalen Einstrahlwinkels während der Entladung abgesehen werden<sup>15</sup>. Jedoch ist eine poloidale Reaktion auf sich ändernde Plasmaparameter nötig. Würde sich z. B. die zentrale Dichte von einem flachen Dichteprofil auf ca. den zweifachen Wert zuspitzen (schwarzer Pfeil in Abbildung 6.9), wobei die Randdichte konstant bleibt (vergleiche Entladung #25846 in Abbildung 8.15 auf Seite 127), so müsste man den poloidalen Einstrahlwinkel um  $3,3^\circ$  ändern, um den Spiegel weiterhin zentral zu treffen. Dies kann mit dem neuen Launchersystem mit einer maximalen Geschwindigkeit von  $10^\circ/100 \text{ ms}$  durchgeführt werden. Die dafür benötigten Kontrollparameter, Diagnostiken und der Feedback-Algorithmus werden in Kapitel 7.2 vorgestellt.

Zu erwähnen ist weiterhin, dass ein zweiter Durchgang mithilfe der holografischen Spiegel im X3-Szenario für die hier benötigten Bedingungen (zentral und möglichst vollständige Absorption) nicht möglich ist. In solch einem Szenario müsste die am Plasmarand, in der Nähe der Spiegel liegende zweite harmonische Resonanz hinter das innere Hitzeschild platziert werden, um den Spiegel vor starker Aufheizung und entstehender Erosion zu schützen. Dies wäre bei einem Magnetfeld von  $B_t(0) \approx 1,5 \text{ T}$  der Fall. Dabei wäre die Absorption an der dritten Harmonischen jedoch nicht zentral genug ( $\rho_{pol} \approx 0,4$ ), um für die Verhinderung der Wolframakkumulation verwendet werden zu können. Zusätzlich würde die Absorption nach dem zweiten Durchgang nur  $\leq 60\%$  im Vergleich zu  $100\%$  aus dem Szenario mit dem Strahlensumpf der zweiten Harmonischen am Plasmarand betragen, ein inakzeptables Ergebnis.

---

<sup>15</sup>Eine toroidale Änderung des Einstrahlwinkels in Echtzeit wird vom neuen Launchersystem bisher nur unzureichend unterstützt.



# Kapitel 7

## Holografische Gitterspiegel

Wie im vorigen Kapitel gezeigt wurde, benötigt man für den zweiten Strahldurchgang durch das Plasma bei dem O2-Szenario einen Spiegel an der inneren Wand von ASDEX Upgrade. Erstmals wurden solche Spiegel für den Einsatz in Fusionsexperimenten von O. MANGOLD berechnet und vermessen; eine ausführliche Beschreibung der Entwicklung und Optimierung holografischer Spiegel beinhaltet seine Dissertation [29]. Im folgenden Abschnitt soll daher nur kurz auf die Theorie und Entwicklung solcher Gitter eingegangen werden. Außerdem wird die Regelung zur Fokussierung des Strahls auf die holografischen Spiegel in Abschnitt 7.2 beschrieben.

### 7.1 Entwicklung der holografischen Spiegel

Die Spiegel am inneren Hitzeschild von ASDEX Upgrade müssen verschiedene Bedingungen erfüllen, damit eine sichere Anwendung ermöglicht wird:

1. Die Spiegel müssen sich an die Form der inneren Wand von ASDEX Upgrade anschmiegen, um nur eine kleine Angriffsfläche des Plasmas im Hinblick auf Erosion und Verunreinigung zu bieten.
2. Die Spiegel müssen polarisationserhaltend sein, d. h., der einfallende Strahl in der ordentlichen, meist elliptischen, Polarisation muss in der ordentlichen Polarisation reflektiert werden.
3. Die Reflexionen müssen gerichtet und fokussierend mit  $\approx 15^\circ$  toroidalem Einstrahlwinkel in das Plasmazentrum zielen.
4. Die Spiegel müssen aus Grafit gefertigt werden und wegen des Wolfram-Programms an ASDEX Upgrade dünn mit Wolfram beschichtet werden.

5. Die Reflektivität der Spiegel in die gewünschten Richtungen und Polarisationen muss maximiert werden ( $\geq 90\%$ ).

Diese Anforderungen können durch phasenrekonstruierende Gitterspiegel, so genannte holografische Spiegel, erfüllt werden. Die Berechnung solcher Gitterspiegel ist sehr rechenaufwendig und die benötigte Polarisationsunabhängigkeit und hohe Effektivität erfordert eine Optimierung der Profilformen der Gitter. Da die Spiegel lokal als ebene Gitter betrachtet werden können [29], ist es möglich, Symmetrien auszunutzen, um die Berechnung der Gitter zu vereinfachen.

### 7.1.1 Theorie ebener Gitter

Hierzu betrachtet man eine Welle der Form  $e^{i(\alpha_0^*x^* - \beta_0^*y^* + \gamma^*z^*)}$ , die auf ein unendlich ausgedehntes Reflexionsgitter trifft.  $\alpha_0^*$ ,  $\beta_0^*$  und  $\gamma^*$  sind über die Einfallswinkel  $\theta^*$ ,  $\phi^*$  und den Wellenvektor definiert (siehe Abbildung 7.1):

$$\alpha_0^* = k \cos \theta^* \cos \phi^* \quad (7.1)$$

$$\beta_0^* = k \sin \theta^* \cos \phi^* \quad (7.2)$$

$$\gamma^* = k \sin \phi^*. \quad (7.3)$$

Das Gitter ist in  $x^*$ -Richtung periodisch, und die Gitterfurchen zeigen in  $z^*$ -Richtung. Durch die Betrachtung eines verlustfreien Gitters (unendliche Leitfähigkeit<sup>16</sup>) ergeben sich die MAXWELL-Gleichungen (3.11)–(3.12) in der zeitharmonischen Lösung zu:

$$\nabla \times \mathbf{E} = i\omega \mathbf{B} \quad (7.4)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = -i\frac{\omega}{c^2} \mathbf{E}. \quad (7.5)$$

Das elektrische Feld genügt dabei den Randbedingungen für die unendliche Leitfähigkeit  $\mathbf{n} \times \mathbf{E} = 0$  auf der Oberfläche des Spiegels, wobei  $\mathbf{n}$  der Normalenvektor auf dem Gitterprofil ist (siehe z. B. Furchennormale in Abbildung 7.1). Wegen der in  $z^*$ -Richtung verlaufenden Furchen lässt sich diese Komponente der Felder separieren und man erhält [66]:

$$\mathbf{E}(x^*, y^*, z^*) = \mathbf{E}(x^*, y^*) e^{i\gamma^* z^*} \quad (7.6)$$

$$\mathbf{B}(x^*, y^*, z^*) = \mathbf{B}(x^*, y^*) e^{i\gamma^* z^*}. \quad (7.7)$$

Nach Einsetzen in (7.4) und (7.5) lassen sich die  $x^*$ - und  $y^*$ -Komponenten

<sup>16</sup>Dies ist bei Mikrowellen eine gute Näherung für Metalle. Siehe z. B. Referenz [65].

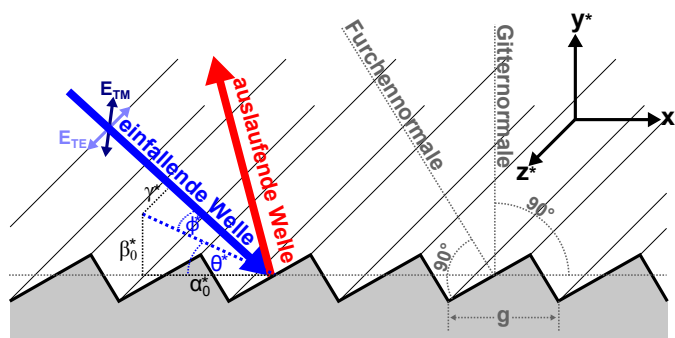


ABBILDUNG 7.1: Definition der Koordinaten.  $\phi^*$  ist der Winkel zwischen dem einfallenden Strahl und dessen Projektion auf die  $x^*$ - $y^*$ -Ebene.  $\theta^*$  ist der Winkel zwischen der Projektion und der  $x^*$ -Achse ist.

durch die  $z^*$ -Komponenten ausdrücken:

$$\left(\frac{\omega^2}{c^2} - \gamma^{*2}\right) E_{x^*} = i\omega \frac{\partial}{\partial y^*} B_{z^*} + i\gamma \frac{\partial}{\partial x^*} E_{z^*} \quad (7.8)$$

$$\left(\frac{\omega^2}{c^2} - \gamma^{*2}\right) E_{y^*} = -i\omega \frac{\partial}{\partial x^*} B_{z^*} + i\gamma \frac{\partial}{\partial y^*} E_{z^*} \quad (7.9)$$

$$\left(\frac{\omega^2}{c^2} - \gamma^{*2}\right) B_{x^*} = -i\frac{\omega}{c^2} \frac{\partial}{\partial y^*} E_{z^*} + i\gamma \frac{\partial}{\partial x^*} B_{z^*} \quad (7.10)$$

$$\left(\frac{\omega^2}{c^2} - \gamma^{*2}\right) B_{y^*} = i\frac{\omega}{c^2} \frac{\partial}{\partial x^*} E_{z^*} + i\gamma \frac{\partial}{\partial y^*} B_{z^*}. \quad (7.11)$$

Die  $z$ -Komponenten erfüllen dabei die HELMHOLTZ-Gleichungen

$$\left(\frac{\omega^2}{c^2} - \gamma^{*2}\right) E_{z^*} = -\left(\frac{\partial^2}{\partial x^{*2}} + \frac{\partial^2}{\partial y^{*2}}\right) E_{z^*} \quad (7.12)$$

$$\left(\frac{\omega^2}{c^2} - \gamma^{*2}\right) B_{z^*} = -\left(\frac{\partial^2}{\partial x^{*2}} + \frac{\partial^2}{\partial y^{*2}}\right) B_{z^*} \quad (7.13)$$

und die Randbedingungen auf der Spiegeloberfläche

$$E_{z^*} = 0 \quad (7.14)$$

$$\mathbf{n} \cdot \nabla B_{z^*} = 0. \quad (7.15)$$

Es genügt somit die Komponenten  $B_{z^*}$  und  $E_{z^*}$  zu berechnen, da sich aus diesen die anderen Komponenten ergeben. Für die speziellen Lösungen mit der Polarisation  $E_{z^*} = 0$  und  $B_{z^*} = 0$  ergeben sich die sogenannten TM- bzw. TE-Moden (siehe Abbildung 7.1).

Eine weitere Vereinfachung ergibt sich in der Betrachtung der Gittersymmetrie in  $x^*$ -Richtung. Ist  $g$  die Periode des Gitters, so gilt für die Profilform  $h$  in  $y^*$ -Richtung:

$$h(x^*) = h(x^* + g).$$

Diese Vereinfachung erlaubt die Entwicklung des Feldes in einer FOURIER-Reihe, wodurch sich mehrere mögliche Richtungen des auslaufenden Strahls, die sogenannten Gitterordnungen  $n$  ergeben. Für die relativen Intensitäten in den Ordnungen ergibt sich dann [29, 67]:

$$I_n = |A_n|^2 \frac{\sin \theta_n^*}{\sin \theta^*}, \quad (7.16)$$

sowohl für die TE- als auch für die TM-Mode, wobei  $A_n$  der FOURIER-Koeffizient der jeweiligen Ordnung bedeutet und  $\theta_n^*$  der Ausfallswinkel ist, der über die Gittergleichung für eine konische Montierung durch

$$\cos \theta_n^* = -\cos \theta^* + |n| \frac{\lambda}{g \cos \phi^*} \quad (7.17)$$

definiert ist. Die Phasenverschiebung, die bei den TE- und TM-Moden aufgrund der verschiedenen Polarisation auftritt, lässt sich ebenfalls durch die FOURIER-Koeffizient ausdrücken:

$$\Phi_n = \arg \left( -\frac{A_n^{TM}}{A_n^{TE}} \right). \quad (7.18)$$

### 7.1.2 Simulation ebener Gitter

Ziel ist es nun, die Felder und die FOURIER-Koeffizienten mithilfe numerischen Lösungsverfahren für beliebige Profilformen zu berechnen. Dabei kann sowohl das Lösungsverfahren mithilfe finiter Elemente als auch die Randelementmethode (engl: Boundary Element Method (**BEM**)) in Betracht kommen. Die BEM erreicht jedoch gegenüber der Methode mit finiten Elementen einen deutlichen Geschwindigkeitsvorteil bei gleicher Genauigkeit [29]. Eine ausführliche Herleitung der BEM für das vorliegende Problem ist in Referenz [29] zu finden, daher soll hier nur die Vorgehensweise der Lösungsmethode näher besprochen werden.

Die Felder lassen sich anhand der HELMHOLTZ-Gleichungen (7.12) und (7.13) mithilfe der GREENSchen Funktion lösen. Die GREENSche Funktion  $G(x^*, y^*)$  ist definiert über:

$$(k^2 + \nabla^2) G(x^*, y^*) = \delta(x^*, y^*) \quad (7.19)$$

und lässt sich für die Gitterstruktur als [67]

$$G(x^*, y^*) = \frac{1}{2ig} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{1}{\beta_n^*} e^{i\alpha_n^* x^* + i\beta_n^* |y^*|} \quad (7.20)$$

ausdrücken. Mithilfe der zweiten GREENSchen Identität

$$\oint_{\partial S} (\varphi \nabla \psi - \psi \nabla \varphi) \cdot d\mathbf{n} = \int_S (\varphi \nabla^2 \psi - \psi \nabla^2 \varphi) dS \quad (7.21)$$

und der Randbedingungen (7.14) und (7.15) lässt sich so eine Bestimmungsgleichung für die Felder aufstellen ( $\varphi = G(x^* - x', y^* - y')$ ,  $\psi = E_z(x', y')$ ):

$$\begin{aligned} E_{z^*}(x^*, y^*) = & - \oint_{\partial S} G(x^* - x', y^* - y') \nabla E_{z^*}(x', y') \cdot d\mathbf{n}' \\ & + \int_S G(x^* - x', y^* - y') \nabla^2 E_{z^*}(x', y') dA' \end{aligned} \quad (7.22)$$

$$\begin{aligned} B_{z^*}(x^*, y^*) = & \oint_{\partial S} B_{z^*}(x', y') \nabla G(x^* - x', y^* - y') \cdot d\mathbf{n}' \\ & + \int_S G(x^* - x', y^* - y') \nabla^2 B_{z^*}(x', y') dA'. \end{aligned} \quad (7.23)$$

Hierbei wird das Gebiet  $S$  über dem Gitterprofil und die Oberfläche  $\partial S$  des Gitters betrachtet. Das Integral über die Fläche oberhalb des Gitters enthält die Anregung mit einem externen Feld. Betrachtet man diese Anregung als ebene Welle und nimmt die Gittersymmetrie hinzu, lassen sich die Flächenintegrale, und nach Unterteilung der Randkurve in einzelne Teilstücke (Randelemente), auch die Randintegrale lösen. Die Lösung der Randintegrale muss hierbei numerisch erfolgen [29].

### 7.1.3 Holografische Methoden zur Spiegelberechnung

Die Holografie ist im Gegensatz zur Fotografie eine Abbildungsform, bei der die dreidimensionale Struktur eines Objekts gespeichert wird. Dies kann erreicht werden, wenn nicht nur die Intensität des auftreffenden Lichts, sondern auch dessen Phase gespeichert wird. Für die Berechnung eines holografischen Spiegels ist es daher nötig, die Phasen auf dem Spiegel des einfallenden und auslaufenden GAUSSSchen Strahls zu kennen. Diese Informationen lassen sich aus den in Abschnitt 6.3 vorgestellten TORBEAM-Simulationen ermitteln. Hierzu werden die Strahlbreite und der Winkel gegenüber dem Mittelstrahl beim Verlassen des Plasmas berechnet. Anschließend wird das Ergebnis in Kachelkoordinaten transformiert. Der Ursprung dieses Koordinatensystems

		Spiegel 1				Spiegel 2			
einlaufender Strahl <sup>17</sup>		$x$	$y$	$z$		$x$	$y$	$z$	
	Start	-0,070	0,031	0,101	Start	0,068	0,044	0,103	
	$x'$	0,823	0,058	0,565	$x'$	0,811	0,073	-0,580	
	$y'$	-0,083	-0,972	0,220	$y'$	0,267	-0,929	0,257	
	$k$	0,562	-0,228	-0,795	$k$	-0,520	-0,363	-0,773	
		$x'$	$y'$			$x'$	$y'$		
	$\omega_0$ (m)	0,025	0,007		$\omega_0$ (m)	0,013	0,005		
	$z$ (m)	1,468	0,754		$z$ (m)	0,994	0,679		
auslaufender Strahl		$x$	$y$	$z$		$x$	$y$	$z$	
	Start	0,000	0,000	0,000	Start	0,000	0,000	0,000	
	$x'$	0,739	0,031	0,672	$x'$	0,770	0,079	-0,633	
	$y'$	-0,194	-0,947	0,257	$y'$	0,338	-0,892	0,300	
	$k$	0,645	-0,321	-0,694	$k$	-0,541	-0,445	-0,714	
		$x'$	$y'$			$x'$	$y'$		
	$\omega_0$ (m)	0,007	0,009		$\omega_0$ (m)	0,006	0,007		
	$z$ (m)	0,964	0,850		$z$ (m)	0,966	0,862		

TABELLE 7.1: Strahlkoordinaten ( $x'$ ,  $y'$ ,  $k$ ) in den Spiegelkoordinaten mit den Parametern der astigmatischen GAUSSschen Strahlen.

ist der Kachelmittelpunkt an der Oberfläche des Spiegels. Die  $x$ - und  $y$ -Richtungen definieren die Seiten des Spiegels und die  $z$ -Koordinate die Höhe. In diesem Koordinatensystem ergeben sich für die ein- und auslaufenden Strahlen die in Tabelle 7.1 gelisteten Strahlparameter.

Daraus und aus der Sattelform des Spiegels ( $R_x = 880$  mm,  $R_y = 2505$  mm, siehe auch Abbildungen B.1-B.3 im Anhang) lässt sich die Phase der Strahlen auf der Spiegeloberfläche berechnen (siehe Abbildung 7.2). Diese definieren die Richtung der Gitterfurchen. Zusätzlich dazu werden auch die Ein- und Ausfallwinkel der Strahlen auf der Spiegeloberfläche gewonnen, die für die Berechnung der genauen Form des Gitterprofils benötigt werden.

<sup>17</sup>Nach der Fertigung der Spiegel und Experimenten an ASDEX Upgrade wurde ein Vorzeichenfehler in der Berechnung des  $x'$  und  $y'$ -Vektors des Spiegels 1 gefunden. Dieser hat zur Folge, dass sich die Fokuseigenschaften des gefertigten Spiegels verschlechtern. Die Effizienz des Spiegels in der gewollten Richtung jedoch weitestgehend erhalten bleibt (siehe auch Abschnitt 7.1.6).



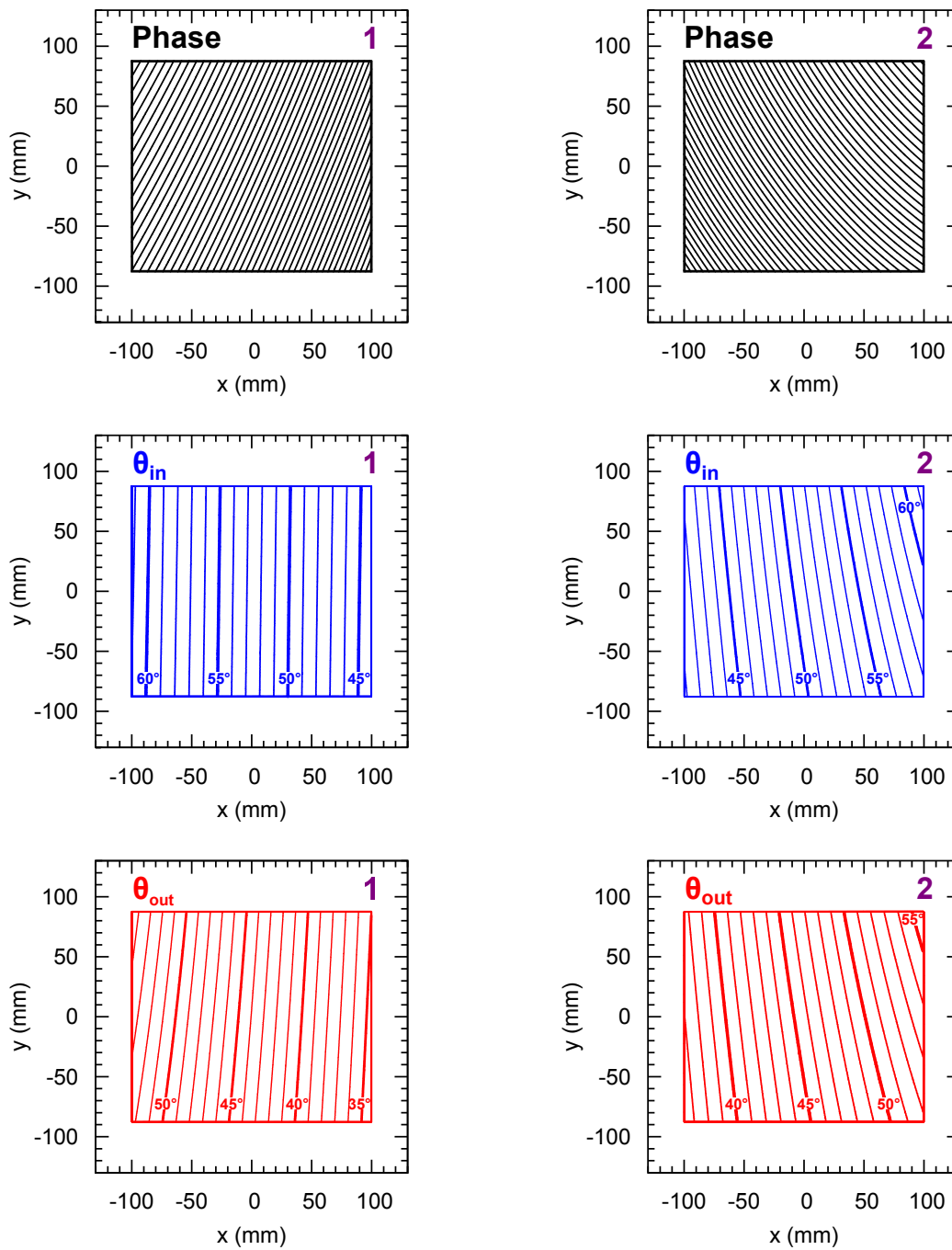


ABBILDUNG 7.2: Phase (Konturlinien alle  $6\pi$ ), Ein- und Ausfallswinkel der beiden holografischen Spiegel.

Für die Berechnung der Profilformen kann dann jeder Punkt auf dem Spiegel als lokal ebenes Gitter betrachtet werden [29]. Es müssen jedoch noch weitere Bedingungen beachtet werden:

1. Spitze Kanten im Profil sind wegen Felderhöhung und Erosion zu vermeiden.
2. Das Fräswerkzeug begrenzt die möglichen Steigungswinkel  $\vartheta_{max}$  und  $\vartheta_{min}$  beider Flanken für alle Profile.

Um unter diesen Bedingungen hohe Effizienzen in den gewünschten Gitterordnungen zu erhalten, muss jedes Gitterprofil einzeln optimiert werden. Der dazu verwendete Algorithmus wird im nachfolgenden Kapitel vorgestellt. Der Optimierungsprozess entspricht einer Minimierung einer Kostenfunktion  $C$ , welche alle Bedingungen, auch die in Abschnitt 7.1 erwähnten, erfüllt:

$$C = (1 - \eta_{circ}) + \underbrace{\varepsilon_{curv} + \varepsilon_{angle}}_{\varepsilon_{tot}}. \quad (7.24)$$

$\eta_{circ}$  ist die Effizienz des Gitters für die zirkulare Polarisation, die sowohl die Intensitäten der TE- und TM-Mode als auch die Phasenverschiebung beider Polarisationen in der entsprechenden Ordnung  $n$  beinhaltet:

$$\eta_{circ} = \frac{1}{4}I_n^{TE} + \frac{1}{4}I_n^{TM} + \frac{1}{2}\sqrt{I_n^{TE}I_n^{TM}} \cos(\Phi_n^{TE,TM}). \quad (7.25)$$

Die Intensitäten und die Phasenverschiebung werden nach dem oben beschriebenen Schema mit dem von O. MANGOLD entwickelten BEM-Code berechnet [29, 68]. Da unter einem kleinen Winkelversatz zurückreflektiert wird, kann die Polarisation als unverändert angenommen werden und  $\eta_{circ}$  sollte nahe bei 1 liegen.

Die Terme  $\varepsilon_{curv}$  und  $\varepsilon_{angle}$  in Gleichung (7.24) sind geometrische Faktoren.  $\varepsilon_{curv}$  ist ein Faktor, der die Krümmung des Profils berücksichtigt. Er ist klein für flache und groß für spitze Profile:

$$\varepsilon_{curv} = \int (w_{curv} + w_h(h(x^*) - h_{min})) (\nabla\chi)^2 dx^*. \quad (7.26)$$

Das Integral läuft über das komplette Profil und beinhaltet Wichtungsfaktoren  $w_{curv}$  zur Berücksichtigung des Gradienten der lokalen Steigungswinkel  $\chi(x^*)$  und den Faktor  $w_h$ , um eine starke Krümmung an der Profilspitze zu verhindern. Dies soll durch die Differenz der lokalen Höhe  $h(x^*)$  und der minimal im Profil auftretenden Höhe  $h_{min}$  bewerkstelligt werden.

Der Faktor  $\varepsilon_{angle}$  beinhaltet die fertigungsbedingte Beschränkung durch den Fräser:

$$\varepsilon_{angle} = w_{angle} \left( (\chi_{max} - \vartheta_{max})^2 + (\chi_{min} - \vartheta_{min})^2 \right). \quad (7.27)$$

Dieser Term mit dem maximal (minimal) auftretenden Steigungswinkel  $\chi_{max}$  ( $\chi_{min}$ ) und dem maximal (minimal) möglichen Steigungswinkel  $\vartheta_{max}$  ( $\vartheta_{min}$ ) soll die Nutzung eines Fräsers mit stumpfem Winkel erlauben. Um die Möglichkeit flacherer Profile zu ermöglichen, wurde der Faktor unter der Bedingung  $\chi_{max} < \vartheta_{max}$  bei gleichzeitigem  $\chi_{min} > \vartheta_{min}$  vernachlässigt.

### 7.1.4 Optimierungsalgorithmus

Ziel ist es nun, die Kostenfunktion  $C$  mittels Optimierungsalgorithmen zu minimieren. Dazu benötigt man Parameter, die die Form des Gitterprofils beschreiben und durch deren Variation eine Verbesserung der Reflektivität erreicht werden kann. Eine Möglichkeit ist das Ausdrücken der Gitterform mittels FOURIER-Koeffizienten. Die Felder des daraus resultierenden Gitters werden dann mittels des BEM-Codes berechnet und die Kostenfunktion ermittelt.

Verschiedene Optimierungsalgorithmen wurden schon in Referenz [29] verglichen. Es stellte sich dabei heraus, dass die Optimierung mittels Differenzieller Evolution ein robustes und schnelles Verfahren für die Gitteroptimierung darstellt. Daher wurde die Differenzielle Evolution in dieser Arbeit verwendet und wird im Folgenden kurz erklärt.

#### Differenzielle Evolution

Die Differenzielle Evolution basiert, ähnlich der biologischen Evolution, auf dem Überleben bestimmter Individuen einer Population dank spezieller überlebenswichtiger Eigenschaften. Eine nachfolgende Mutation bzw. Kreuzung soll das Überleben sichern. In der Differenziellen Evolution wird das Überleben bzw. die Auswahl eines Individuums anhand dessen Fitness bewertet. Die Vorgehensweise ist wie folgt [69]:

1. Generierung einer zufälligen Startpopulation mit  $N_P$  Individuen  $I$ .
2. Bewertung der Fitness der Individuen der 1. Generation ( $G = 1$ )
3. Mutation und Kreuzung der Individuen der 1. Generation
4. Bewertung der Fitness der mutierten/gekreuzten Individuen

5. Selektion der mutierten/gekreuzten und ursprünglichen Individuen der 1. Generation anhand der Fitness  $\Rightarrow$  2. Generation
6. Mutation und Kreuzung der Individuen der 2. Generation
7. Bewertung der Fitness der mutierten/gekreuzten Individuen
8. Selektion der mutierten/gekreuzten und ursprünglichen Individuen der 2. Generation anhand der Fitness  $\Rightarrow$  3. Generation
9. usw.

Jedes Individuum ist in diesem Fall ein Vektor aus den FOURIER-Koeffizienten der Gitter. Die Bewertung der Fitness ist gleichzusetzen mit der Berechnung der Kostenfunktion (siehe Abschnitt 7.1.3). Für die Mutation  $m$  wurden verschiedene Methoden als effizient erachtet [69], mit denen man im Gegensatz zu anderen Optimierungsverfahren auch Bereiche außerhalb der aktuellen Population erreichen kann [29]. Die Namen der einzelnen Methoden setzten sich aus der Abkürzung für die Differenzielle Evolution (DE), der Wahl des zu mutierenden Individuums (rand: ein zufälliges Individuum, best: das beste Individuum der Population) und der Anzahl der zum mutierten Individuum addierten gewichteten Individuendifferenzen zusammen:

- **DE/rand/1**

Das mutierte Individuum  $\mathbf{I}_r^m$  wird aus der Addition eines zufällig ausgewählten Individuums  $\mathbf{I}_s$  mit der gewichteten Differenz ebenfalls zufälliger Individuen  $\mathbf{I}_t, \mathbf{I}_u$  berechnet:

$$\mathbf{I}_r^m = \mathbf{I}_s + g_M (\mathbf{I}_t - \mathbf{I}_u) \quad (7.28)$$

- **DE/best/1**

Das mutierte Individuum  $\mathbf{I}_r^m$  wird aus der Addition des besten Individuums  $\mathbf{I}_{best}$  mit der gewichteten Differenz zufälliger Individuen  $\mathbf{I}_t, \mathbf{I}_u$  berechnet:

$$\mathbf{I}_r^m = \mathbf{I}_{best} + g_M (\mathbf{I}_t - \mathbf{I}_u) \quad (7.29)$$

- **DE/best/2**

Das mutierte Individuum  $\mathbf{I}_r^m$  wird aus der Addition des besten Individuums  $\mathbf{I}_{best}$  mit der gewichteten paarweisen Differenz zufälliger Individuen  $\mathbf{I}_t, \mathbf{I}_u, \mathbf{I}_v, \mathbf{I}_w$  berechnet:

$$\mathbf{I}_r^m = \mathbf{I}_{best} + g_M (\mathbf{I}_t - \mathbf{I}_u) + g_M (\mathbf{I}_v - \mathbf{I}_w) \quad (7.30)$$

- **DE/rand-to-best/1**

Das mutierte Individuum  $\mathbf{I}_r^m$  wird aus der Addition eines zufällig ausgewählten Individuums  $\mathbf{I}_s$  mit der gewichteten Differenz des besten Individuums  $\mathbf{I}_{best}$  mit einem zufällig ausgewählten Individuum  $\mathbf{I}_u$  und der gewichtete Differenz zweier zufällig ausgewählten Individuen  $\mathbf{I}_v, \mathbf{I}_w$  berechnet:

$$\mathbf{I}_r^m = \mathbf{I}_s + g_{M1} (\mathbf{I}_{best} - \mathbf{I}_u) + g_{M2} (\mathbf{I}_v - \mathbf{I}_w) \quad (7.31)$$

Für die Indizes gilt  $r, s, t, u, v, best \in [0, N_p - 1]$ . Nach der Mutation kann noch eine Kreuzung  $k$  der Individuen durchgeführt werden, dies führt zu einer höheren Streuung der Eigenschaften der Individuen in einer Generation. Mit einem Kreuzungsfaktor  $K_R \in [0, 1]$  gilt dann für die einzelnen Komponenten  $i$  des Individuums-Vektors:

$$I_{r,i}^{m,k} = \begin{cases} I_{r,i}^m & \text{für } K \leq K_R \\ I_{s,i} & \text{für } K > K_R. \end{cases} \quad (7.32)$$

Hierbei stellen  $r$  und  $s$  wieder zufällige Individuen aus der Population und  $K$  eine zufällige Zahl zwischen 0 und 1 dar.

Die gekreuzten und mutierten Individuen der Generation  $G$  werden durch die Berechnung der Kostenfunktion  $C$  bewertet und für die Generation  $G + 1$  selektiert:

$$\mathbf{I}_r(G + 1) = \begin{cases} \mathbf{I}_r^{m,k}(G) & \text{für } C(\mathbf{I}_r^{m,k}(G)) < C(\mathbf{I}_r(G)) \\ \mathbf{I}_r(G) & \text{für } C(\mathbf{I}_r^{m,k}(G)) \geq C(\mathbf{I}_r(G)). \end{cases} \quad (7.33)$$

### 7.1.5 Holografische Gitterspiegel

Für die Optimierung der Profile der holografischen Spiegel wurde das rand-to-best-Verfahren für maximal 100 Generationen mit 100 Individuen gewählt ( $g_{M1} = g_{M2} = 0,25$ ,  $K_R = 0,50$ ). Während des Optimierungsprozesses stellte sich dabei heraus, dass sich für Gitter der  $-3.$  Ordnung mit 14 FOURIER-Koeffizienten für alle vorkommenden Kombinationen an Ein- und Ausfallswinkel sehr gute Ergebnisse erzielen lassen. Unter den Bedingungen in den Abschnitten 7.1 und 7.1.3 konnten Spiegel mit einer Effizienz von  $\approx 90\%$  berechnet werden. Ohne die Beschränkungen durch das Fräswerkzeug und die Vermeidung der Erosion wären Gitter mit einer Effizienz von  $> 99\%$  möglich. Beispielhafte Profilformen sind in Abbildung 7.3 gezeigt. Die schlechte Effizienz des  $40^\circ/36^\circ$ -Profils konnte durch mehrfache Optimierung nicht vergrößert werden, spielt in der Gesamteffizienz des Spiegels aber nur eine kleine Rolle, da das Profil am Rand des Spiegels zum Einsatz kommt. In den Abbildungen 7.4 und 7.5 sind die Effizienzen  $\eta_{circ}$  der Profile auf den Oberflächen

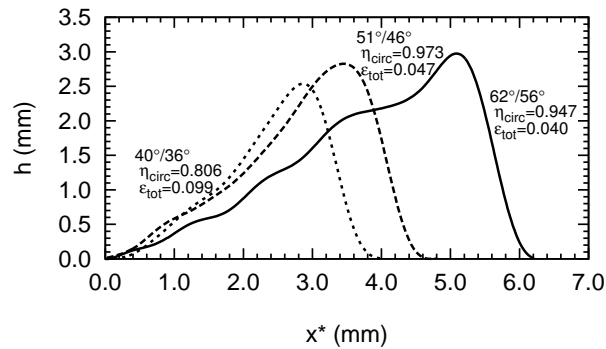


ABBILDUNG 7.3: Beispielhafte Profile des Spiegels 2.

beider Spiegel zu sehen. Die Verteilung der Effizienzen ist hauptsächlich auf die Wahl der Steigungswinkel  $\vartheta_{max}$  und  $\vartheta_{min}$  in den Profilen und deren Begrenzung durch das Fräswerkzeug zurückzuführen.  $\vartheta_{max}$  und  $\vartheta_{min}$  wurden so gewählt, dass die Effizienz im Zentrum des Spiegels maximal wird.

Die einzelnen Profile wurden senkrecht der Gitterfurchen, die durch die Phase vorgeben sind, angeordnet. Die Lage der Profile in  $z$ -Richtung wurde so gewählt, dass im Vergleich zu einer Standardkachel sowohl der untere Teil des Profils tiefer in den Spiegel gefräst wurde als auch der obere Teil her-

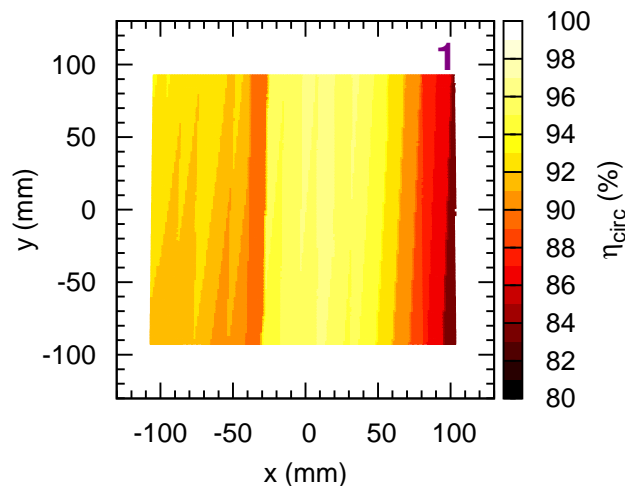


ABBILDUNG 7.4: Effizienzen  $\eta_{circ}$  für Spiegel 1 aufgetragen über die Spiegeloberfläche.

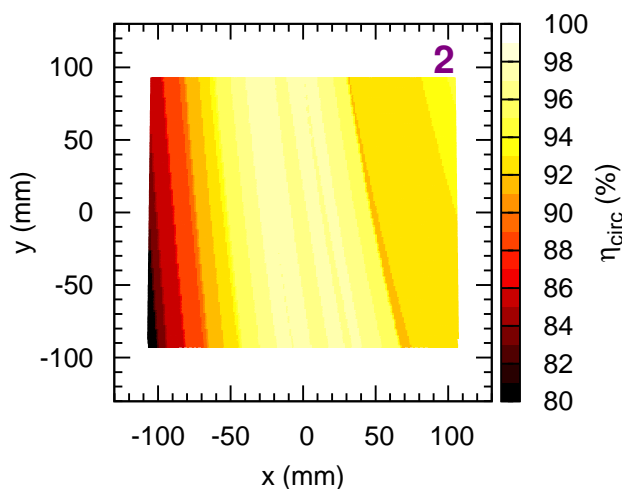


ABBILDUNG 7.5: Effizienzen  $\eta_{circ}$  für Spiegel 2 aufgetragen über die Spiegeloberfläche.

ausschaut. Im Mittel ergibt sich somit die Dicke einer Standardkachel (siehe auch die Konstruktionszeichnungen in Anhang B). Wegen des Wolfram-Programms an ASDEX Upgrade wurden die Spiegel aus Grafit gefertigt und dünn (wenige  $\mu\text{m}$ ) mit Wolfram beschichtet. Ein Foto von Spiegel 1 ist in Abbildung 7.6, eines von Spiegel 2 im Anhang in Abbildung B.4 zu sehen.

Da die Spiegel für die in Kapitel 6.3 gezeigten Szenarien berechnet wurden, ist es von Interesse, wie sich die Spiegel bei veränderten Bedingungen verhalten. Diese ergeben sich zum Beispiel bei anderen Dichten oder Magnetfeldkonfigurationen. Eine Berechnung der Effizienz und Phasenverschiebung sollte bei einer Variation des Einstrahlwinkels  $\theta$  und der Frequenz<sup>18</sup>  $f$  die Funktionsfähigkeit erkennbar machen. In Abbildung 7.7 sind sowohl die Abhängigkeiten der Effizienzen der TE- und TM-Mode als auch der Phase zwischen den beiden Moden gezeigt. Mit der Änderung des Einstrahlwinkels und der Frequenz ändert sich aber auch der Ausfallswinkel, was einen veränderten Gang der reflektierten Strahlen zur Folge hat. Die Effizienz und die Phasenverschiebung der TE- und TM-Mode in einem Bereich um die ausgelegten Parameter des Gitters (hier  $\theta_{in} = 51^\circ$  und  $f = 140$  GHz) ist weitgehend konstant. Dadurch ist die Anwendung mit den Gyrotrons, die eine Frequenzunterschied von bis zu 0,5 GHz aufweisen können, und bei unterschiedlichen Einstrahlwinkeln (vergleiche auch Abbildung 6.9) weiterhin tolerierbar.

<sup>18</sup>Nach (7.3), (7.12) und (7.13) ist dies verbunden mit einer Variation des Winkel  $\phi$ .



ABBILDUNG 7.6: Holografischer Spiegel 1 für Gyrotron 5 (nach einer ASDEX-Upgrade-Kampagne).



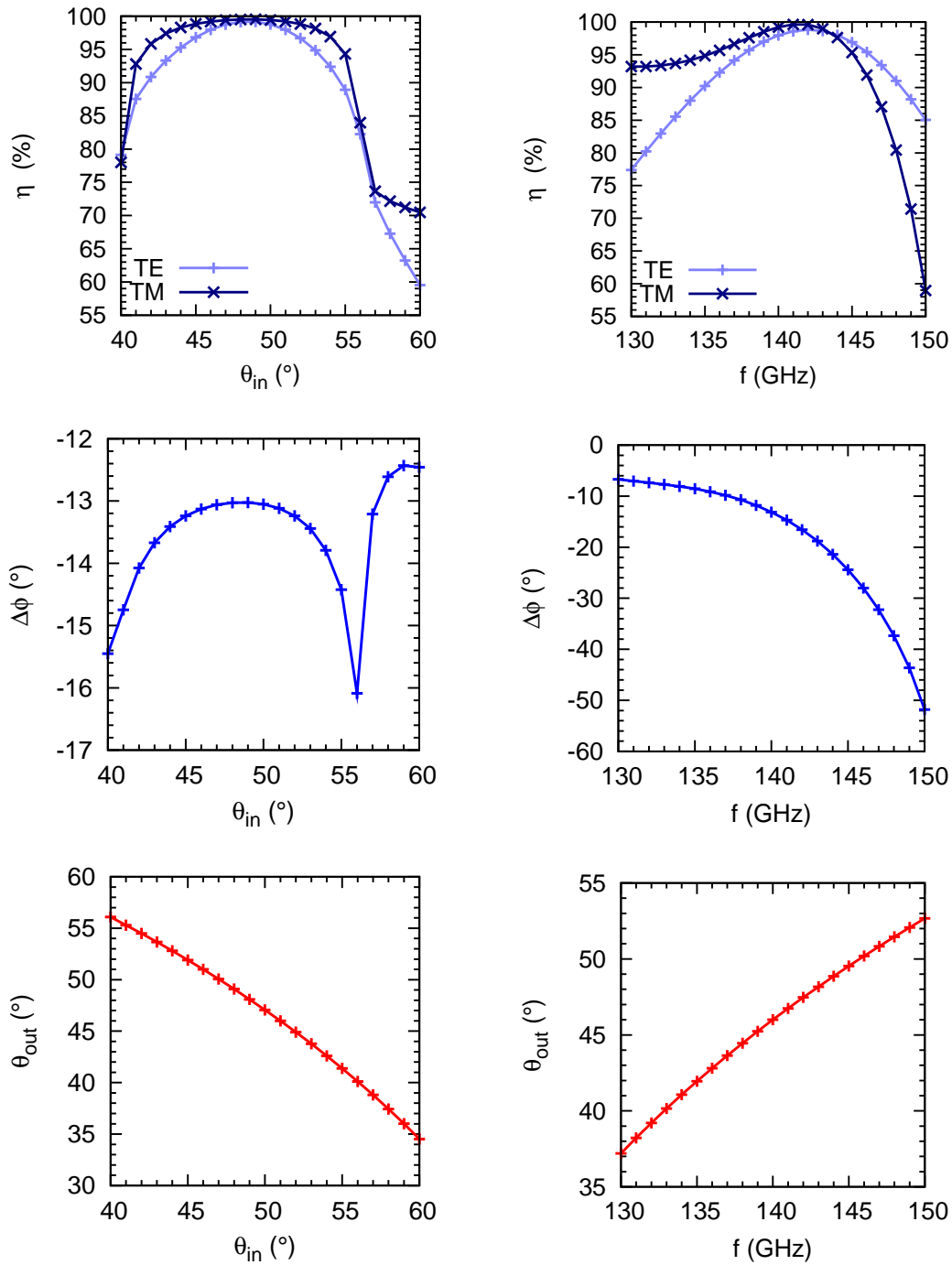


ABBILDUNG 7.7: Effizienz in der  $-3$ . Ordnung (oben), Phasenverschiebung (mit-  
 tigt) und Änderung des Ausfallwinkels (unten) des  $51^\circ/46^\circ$ -Gitterprofils in Ab-  
 hängigkeit des Einstrahlwinkel  $\theta_{in}$  (links) und Frequenz (rechts).

### 7.1.6 Vermessung der Spiegel

Um die Eigenschaften der Spiegel zu testen, wurde mit jeweils einem holografischen Spiegel und einem weiteren Hohlspiegel ( $R = 2700 \text{ mm}$ ) ein Resonator aufgebaut (siehe Abbildung 7.8). Die holografischen Spiegel wurden so angeordnet, dass die Gitterfurchen in der Mitte des Spiegels vertikal ausgerichtet waren. Dadurch war es möglich, die Spiegel so zu verdrehen, dass der Strahl in sich zurückreflektiert wird. Der Resonator wurde durch einen Strahlteiler gespeist. Durch die Wahl des Abstandes  $L$  der Resonatorspiegel kann die Phasenlage verschiedener Resonatormoden, und damit ihre Resonanzfrequenzen verändert werden, sodass Falschmoden von der Grundmode getrennt werden können [65]. Die Resonanzen wurden separat für die TE- und TM-Moden vermessen, um so auf die Güte  $Q_{res}$  des Resonators in der jeweiligen Mode zu schließen:

$$Q_{res} = \frac{f_0}{f_{BWHM}}. \quad (7.34)$$

Die dazu benötigten Größen der Resonanzfrequenz  $f_0$  ( $\approx 140 \text{ GHz}$ ) und die Halbwertsbreite  $f_{BWHM}$  wurden aus Fits von LORENTZ-Kurven an die Resonanzkurven gewonnen. In Abbildung 7.9 auf der linken Seite ist eine Messung für Spiegel 2 in der TE-Mode samt gefitteter LORENTZ-Kurve dargestellt, die Güte wurde zu  $Q_{res} = 56489$  ermittelt. Daraus lässt sich auf den Verlust  $r$  des Resonatorsystems schließen, welches sowohl den OHMschen Verlust des Materials als auch den Verlust durch Streuung der Welle in die anderen Git-

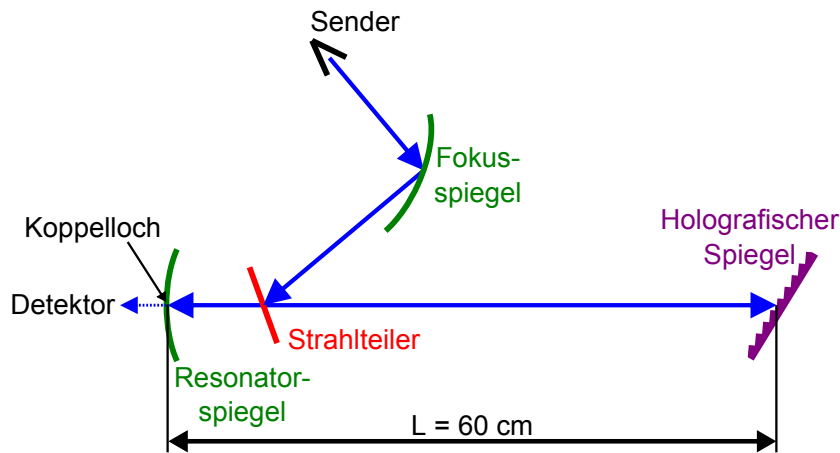


ABBILDUNG 7.8: Aufbau des Resonators zur Bestimmung der Effizienz der holografischen Spiegel.

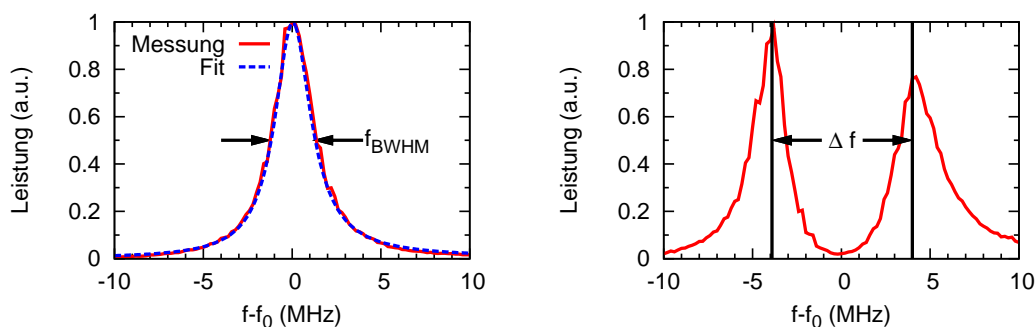


ABBILDUNG 7.9: Leistung der TE-Mode im Resonator in Abhängigkeit der Frequenz (links) und für die TE/TM-Mischpolarisation zur Bestimmung der Phasenverschiebung (rechts), jeweils für den zweiten holografischen Spiegel.

terordnungen beinhaltet [70, 65]:

$$r = \frac{2\pi f_0 L}{cQ_{res}}. \quad (7.35)$$

Aus dem Verlust des Resonatorsystems kann dann die Effizienz des holografischen Spiegels abgeschätzt werden. Dazu wird ein vergleichbarer Resonator aus zwei „normalen“ Spiegeln aufgebaut und die Güte bestimmt (hier ca. 190000). Unter der Annahme, dass an diesen beiden Resonatorspiegeln die gleiche Leistung verloren geht, lässt sich der Verlust an einem Spiegel zu 1,1% abschätzen. Zieht man dies vom Gesamtverlust des Resonatorsystems mit einem holografischen Spiegel ab, so erhält man den Verlust der holografischen Spiegel  $r_{holo}$  und mit  $\eta = 1 - r_{holo}$  die Effizienz in der entsprechenden Polarisation, die in Tabelle 7.2 eingetragen ist.

Spiegel	$\eta_{TE}$	$\eta_{TM}$	$\Phi$	$\eta_{circ}$
1	92 %	86 %	-11,7°	88 %
2	95 %	96 %	-11,6°	94 %

TABELLE 7.2: Gemessene Reflexionsvermögen und Phasenverschiebungen der holografischen Spiegel

Zusätzlich wurde pro Spiegel eine Messung mit Mischpolarisation aus TE- und TM-Mode durchgeführt. Aus der Frequenzdifferenz  $\Delta f$  der beiden Resonanzen lässt sich dann anhand der Formel:

$$\Phi = 2 \frac{\Delta f}{c} L \cdot 360^\circ \quad (7.36)$$

die Phasendifferenz  $\Phi$  berechnen. Eine Messung mit Spiegel 2 ist auf der rechten Seite der Abbildung 7.9 zu sehen, die Frequenzdifferenz beträgt 8 MHz. Die daraus resultierenden Phasendifferenzen sind in Tabelle 7.2 eingetragen.

Insgesamt lässt sich eine gute Übereinstimmung der Resonatormessungen mit den berechneten Gittern erkennen.

## 7.2 Feedback-Steuerung

Wie schon in Kapitel 6.3 gezeigt wurde, ändert sich der Ort des Strahls auf dem Spiegel in Abhängigkeit der Dichte und der magnetischen Konfiguration des Plasmas. Bei unvorhergesehenen Parametervariationen des Plasmas kann es daher vorkommen, dass der Strahl aus dem Spiegel hinauswandert und Schäden an der inneren Wand verursacht. Um dies zu verhindern, wurde mittels Thermoelementen in den Spiegeln und der während einer Entladung steuerbaren Antenne des neuen ECRH-Systems eine Echtzeitsteuerung entwickelt, die auf unvorhergesehene Plasmaänderungen reagieren soll.

### 7.2.1 Regelkreis

In Abbildung 7.10 ist das Schema dieser Steuerung dargestellt. Mit TORBEAM werden vor der Plasmaentladung die poloidalen und toroidalen Einstrahlwinkel berechnet, die bei den erwarteten Plasmaparametern ein zentrales Treffen des Strahls auf den holografischen Spiegel gewährleisten sollen.

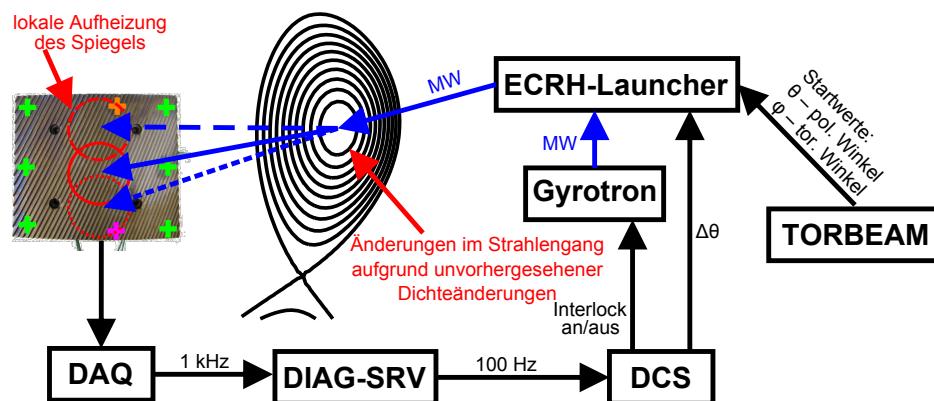


ABBILDUNG 7.10: Regelkreis der Echtzeitsteuerung des ECRH-Launchers im O2-Szenario

Mögliche Plasmavariationen können zu einer Bewegung des Strahls auf dem Spiegel während der Plasmaentladung führen und verursachen eine lokale Aufheizung des Spiegels (OHMSche Verluste von Wolfram bei 140 GHz ca. 0,3% [70]). Mit Thermoelementen, in Abbildung 7.10 als grüne, violette und orange Kreuze dargestellt, können lokale Temperaturen an der Spiegeloberfläche gemessen und mit einer Datenerfassung (engl: Data Acquisition (**DAQ**)) aufgenommen werden. Diese Daten werden in Echtzeit mit einer Abstrakte von 1 kHz an einem Diagnostikserver (DIAG-SRV) übertragen, der die Daten in Temperaturen umrechnet, filtert und ins Echtzeitnetzwerk an AS-DEX Upgrade einspeist. Mit diesen Daten kann die Schnelle Steuerung (engl: Discharge Control Systems (**DCS**)) einen Korrekturwinkel  $\Delta\theta^{19}$  berechnen und an den Launcher übertragen.

Im Folgenden soll der Aufbau dieser Regelung näher beschrieben und erste Testmessungen vorgestellt werden. Die erfolgreiche Anwendung der Regelung wird in Kapitel 8 präsentiert.

### Thermoelemente

Um eine schnelle Temperaturänderung an der Spiegeloberfläche zu detektieren, muss sowohl das Ansprechverhalten der Thermoelemente als auch die Zeit, bis die Temperaturänderung bei diesen ankommt, möglichst kurz gehalten werden. Dazu wurden NiCr-Ni-Mantelthermoelemente (Typ K) mit einem Durchmesser von 0,25 mm gewählt, die ein schnelles Ansprechen innerhalb von einigen Millisekunden versprechen. Die Spitzen der Thermoelemente wurden im Spiegel so platziert, dass sie einen möglichst kurzen Abstand zur Spiegeloberfläche haben. Dazu wurde ein Loch in ein Tal eines Gitterprofils gebohrt, das Thermoelement von der Rückseite des Spiegels zugeführt und mit Grafitkleber fixiert. Zu beachten war, dass die Spitze auf keinen Fall aus dem Spiegel hinausragt, da diese sonst als Monopolantenne fungieren würde, Streustrahlung einfangen und zu einer lokalen Erwärmung des Thermoelements unabhängig der Strahlposition führen könnte.

In einer ersten Version der Diagnostik in der 2008/09-Kampagne war genau dies der Fall, weshalb die Diagnostik für die 2010/11-Kampagne erneuert wurde. Gleichzeitig wurden die Anzahl der Thermoelemente von vier pro Spiegel auf acht pro Spiegel erhöht, um einen fehlgeleiteten Strahl besser detektieren zu können. Die Lagen der Thermoelemente und die dazugehörigen Diagnostikkennungen sind in Tabelle B.1 im Anhang aufgelistet. Das erste Thermoelement sitzt oben in der Mitte, gezählt wird dann im Uhrzeigersinn bis zum Thermoelement 8 links oben.

---

<sup>19</sup>In Wirklichkeit wird eine Spindelposition angepasst, die eine große poloidale und eine kleine toroidale Verschiebung nach sich zieht, siehe Anhang A.3.

### Echtzeitsteuerung

Um die Daten der Thermoelemente in Echtzeit für die Kontrolle der Spiegel zur Verfügung zu stellen, ist eine Einspeisung in das Echtzeitnetzwerk an ASDEX Upgrade von Nöten. Dieses Netzwerk kann in zwei Teile gegliedert werden, dem Diagnostiknetzwerk und dem Steuerungsnetzwerk [71]. Im Diagnostiknetzwerk werden die Rohdaten (Level0-Daten) der Thermoelemente erfasst und an den Diagnostik-Server übermittelt. Die Datenerfassung beinhaltet Trennverstärker (x100) und AD-Wandler (Abtastrate 1 kHz) und wurde von der Gruppe um A. HERRMANN als Divertor-Temperatur-Monitor (DTM) aufgebaut.

Im Diagnostik-Server werden die Rohdaten aufbereitet (Level1), indem die Offsets der Signale vor dem Start der Entladung (Zeit  $t_{s6}=0$  s) abgezogen. Der  $t_{s6}$ -Trigger definiert hierbei die Zeit während der Entladung, dies bedeutet jedoch, dass vor  $t_{s6}$  keine eindeutige Zeit festgelegt ist [72], und die Startzeit für die Berechnung des Offsets variiert. Der Offset wurde daher in den ersten 100 ms nach dem Start des Codes (meist 700 ms vor  $t_{s6}$ ) berechnet, um eine Überschneidung mit dem Start der Entladung auszuschließen. Von einer einheitlichen Temperatur der Spiegel kann ausgegangen werden, da die Spiegel an der inneren Wand auf einer Kühlstruktur angebracht sind, die ausreichend ist, um die Spiegel zwischen Entladungen ( $> 10$  min) auf die Kühlwassertemperatur ( $18^\circ\text{C}$ ) zu kühlen [73]. Zusätzlich wird auf dem Diagnostik-Server der Spannungswert in Temperaturen umgerechnet und die Daten gefiltert. Die Filterung wird benötigt, da hauptsächlich die Lithium-Beam-Diagnostik Störungen auf den Signalen der Thermoelemente verursacht. Dieses spiegelt sich in periodisch auftretenden Spannungsspitzen in den Zeitspuren wieder, die jedoch jeweils auf ein bis zwei Zeitpunkte beschränkt sind. Daher wurde für ein Zeitfenster von 10 ms (zehn Messwerte) ein Mittelwertfilter entwickelt, der die untersten und obersten Messwerte abschneidet und aus den übrig bleibenden einen Mittelwert bildet. Die gemittelten Daten des Zeitfensters werden dann als DTR-Diagnostik an die Schnelle Steuerung übertragen (100 Hz). Der Code basiert auf dem `rtLevel1`-Framework, das von M. REICH entwickelt wurde [74].

Die Schnelle Steuerung ist die zentrale Steuereinheit an ASDEX Upgrade, auf der viele sicherheitsrelevante Systeme und Echtzeitansteuerungen ausgeführt werden. Eine Implementierung der Spiegelsteuerung des neuen ECRH-Systems wurde für die Unterdrückung neoklassischer Moden integriert [71], kann aber auch für die O2-Heizung eingesetzt werden.

Zur Ermittlung der notwendigen Spiegelbewegung wurde die Differenz der mittig oben (oranges Kreuz in Abbildung 7.10) und unten (violettes Kreuz) angeordneten Thermoelemente verwendet. Die Ansteuerung der Antennen-

spiegel wurde mittels eines Proportionalreglers durchgeführt, der von W. TREUTTERER entwickelt und programmiert wurde. In diesem Regler wurde eine Hysterese implementiert, um Schwingungen des Reglers aufgrund der thermischen Verzögerung zu verhindern. Die Verstärkungsfaktoren des Reglers und die Hysterese-Parameter wurden in Zusammenarbeit mit W. TREUTTERER für beide Spiegel experimentell bestimmt (siehe Abschnitt 7.2.3). Für das Überschreiten einer vorher festgelegten Temperatur wurde zusätzlich ein Interlock für die Mikrowellenleistung implementiert.

### 7.2.2 Test der Thermoelemente

Ein einfacher Test der Thermoelemente konnte nach dem Einbau der Spiegel in ASDEX Upgrade mittels eines Gyrotrons durchgeführt werden. Da zum Zeitpunkt der Tests kein neues Gyrotron zu Verfügung stand, konnte nur mit Gyrotron 2 des ECRH-Systems 1, dessen Launcher sich in Sektor 6 befindet, die Thermoelemente in Spiegel 1 getestet werden. Spiegel 2 konnte aufgrund

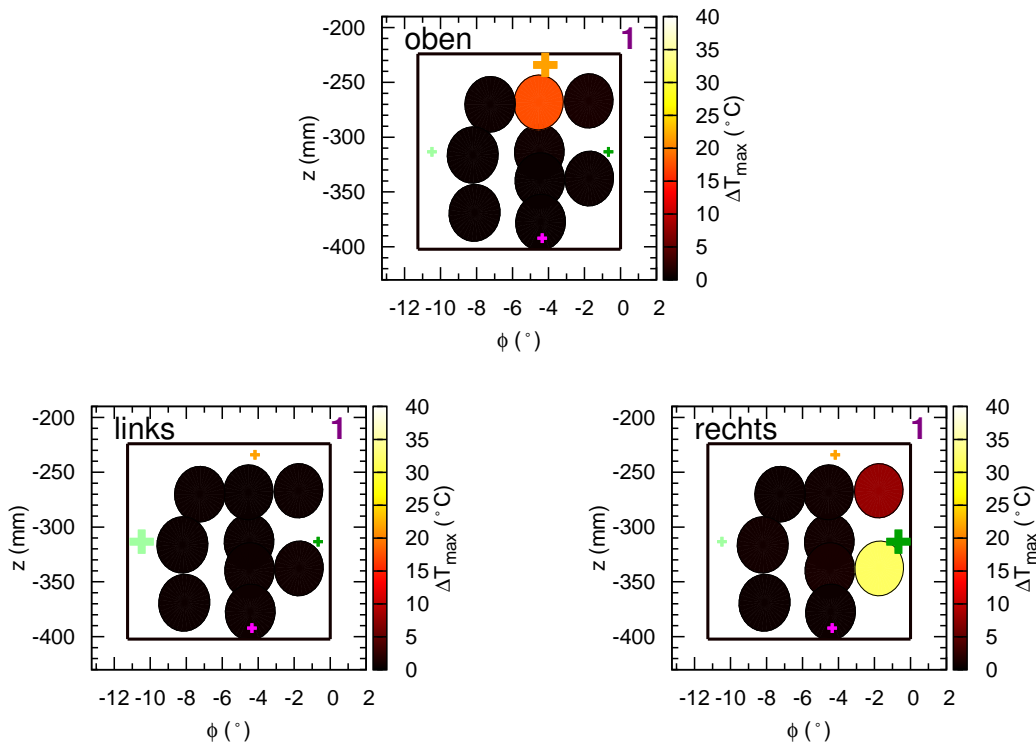


ABBILDUNG 7.11: Temperaturanstieg der Thermoelemente des Spiegels 1 auf Heizung mittels Mikrowellen (#24887–#24994) [58].

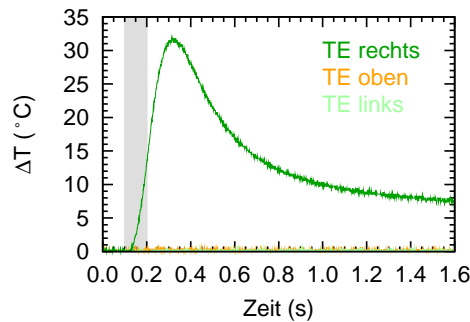


ABBILDUNG 7.12: Temperaturanstieg der Thermoelemente des Spiegels 1 auf Mikrowellenstrahlung (#24894).

der Lage in Sektor 4 nicht erreicht werden. Mit dem Strahl ( $P = 0,4$  MW) wurde sicherheitsbedingt nur für 100 ms in das leere Vakuumgefäß auf den Spiegel gestrahlt. Ein Abtasten des Strahls über die komplette Spiegelfläche ist in Abbildung 7.11 dargestellt. Die Kreise zeigen den Auftreffpunkt und die Breite des Strahls. Die Farben geben den maximalen Temperaturanstieg der dazugehörigen Thermoelemente (jeweils das große Kreuz) an. Für den Test wurde die erste Version der Diagnostik verwendet, bei der nur vier Thermoelemente pro Spiegel installiert wurden. Das untere Thermoelement wurde beim Einbau des Spiegels beschädigt und zeigte keinen Temperaturanstieg an. Man sieht eindeutig, dass eine Lokalisierung des Strahls zumindest in der Nähe des oberen und rechten Thermoelements möglich ist. Lokale Temperaturerhöhungen bis zu  $\Delta T \approx 30$  °C sind nur in der unmittelbaren Nähe dieser beiden Thermoelemente zu erkennen. Bei weiter entfernten Auftreffpunkten ist nur ein kleiner oder gar kein Temperaturanstieg messbar. Das linke Thermoelement zeigt bei allen Messungen keinen Temperaturanstieg, dies deutet auf eine Ungenauigkeit bei der Einstellung der Einstrahlwinkel oder auf Ungenauigkeiten beim Einkleben der Thermoelemente hin, die sich jedoch mit einem Heißluftgebläse vor dem Einbau der Spiegel in ASDEX Upgrade nicht gezeigt hatten.

Eine Zeitspur der drei Thermoelemente für „Entladung“ #24894 ist in Abbildung 7.12 dargestellt. Das Gyrotron war von 0,1 s bis 0,2 s angeschaltet (grauer Hintergrund) und der Strahl wurde in die Nähe des rechten Thermoelements gerichtet. Es ist ein schneller und eindeutiger Temperaturanstieg beim rechten Thermoelement (dunkelgrün) zu erkennen, die anderen Thermoelemente zeigen keinen Temperaturanstieg. Da das rechte Thermoelement nicht direkt getroffen wurde, ist die Reaktion um einige 10 ms verzögert. Bei einem nach oben bzw. unten hinauslaufenden Strahl sollte dies jedoch kein



Problem darstellen, da sich die Dichte und damit der Brechungsindex mit der Teilcheneinschlusszeit des Plasmas ändert, die an ASDEX Upgrade typischerweise im Bereich von 100 ms liegt.

Ferner lässt sich feststellen, dass mit vier Thermoelementen pro Spiegel kein zuverlässiger Schutz gegen das Wandern der Strahlen aus dem Spiegel heraus gewährleistet werden kann. Daher wurde für die 2010/11-Kampagne die Anzahl der Thermoelemente erhöht, sodass auch ein Strahl in den Ecken der Spiegel detektiert werden kann (siehe Abbildung 7.10).

### 7.2.3 Ermittlung der Regelparameter

Die Konditionierung der Regelung des Launcherspiegels mittels der Signale der Thermoelemente wurde wegen zeitlicher Verzögerungen in der Experimentierkampagne 2010/11 realisiert. Um den Einfluss der Aufheizung durch das Plasma zu berücksichtigen, musste das Ansprechverhalten der Thermoelemente während einer Plasmaentladung betrachtet werden.

Sowohl die maximal zulässigen Temperaturen jedes einzelnen Thermoelements als auch die Temperaturdifferenz der Signale der oberen und unteren Thermoelemente für die Nachführung des Strahls mussten bestimmt werden. Dies konnte jedoch auch in Entladungen mit moderater Dichte und erhöhtem Sicherheitsfaktor durchgeführt werden. Standard-H-Mode-Entladungen, die zur Kontrolle der Maschinenfunktionalität und der Plasmaparameter fast an jedem Anfang eines Experimentiertages gefahren wurden, boten sich für diese Tests an. Durch eine standardisierte Entladungsführung war dabei ein vergleichbarer Plasmaeinfluss in unterschiedlichen Entladungen bewerkstelligt.

Um möglichst viele Parameter aus einer Entladung zu erhalten, wurden die Strahlen auf den holografischen Spiegeln aktiv über die Spiegeloberfläche bewegt. Dies kann auch als eine Simulation einer unvorhergesehenen Dichteänderung angesehen werden. Ein beispielhafter Schwenk des Strahls auf Spiegel 1 ist in Abbildung 7.13 zu sehen. In der Mitte ist der Spiegel mit den Thermoelementen (Kreuze) als auch der Weg des Strahls auf dem Spiegel dargestellt. Der Strahl wurde hier von der oberen zur unteren Kante des Spiegels verschoben (rote Kreise) und wieder nach oben bewegt (blaue Dreiecke). Die Zeitspuren der Thermoelemente sind entsprechend ihrer Positionen darum angeordnet, wobei zwei Thermoelemente wegen fehlender Vakuumdurchführungen nicht angeschlossen waren. Die vertikalen Linien in den Rot- und Blautönen spiegeln die Positionen des Strahls auf dem holografischen Spiegel wider. Man erkennt, dass vor allem das untere Thermoelement einen deutlichen Anstieg der Temperatur und die anderen Thermoelemente nur die vom Plasma verursachte Temperaturerhöhung zeigen. Ein abschließender

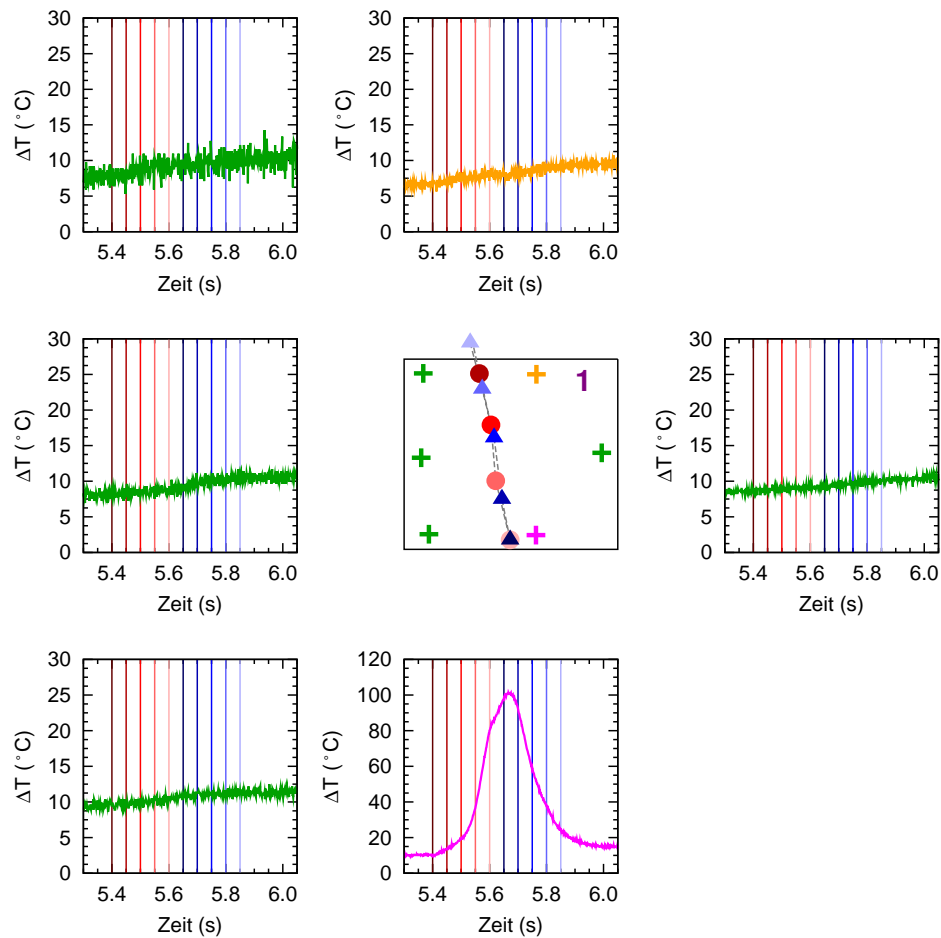


ABBILDUNG 7.13: Schwenk des Einstrahlwinkels zur Ermittlung der optimalen Temperaturdifferenz zwischen oberem und unterem Thermoelement (#26519). In der Mitte sind die Positionen des Strahls auf der Spiegeloberfläche und die Positionen der Thermoelemente dargestellt. Die jeweiligen Farben der Symbole (Kreise und Dreiecke) kennzeichnen den Zeitpunkt der Position.

Grund für das überproportionale Ansprechen des unteren Thermoelements konnte auch nach dem Ausbau, einem Test mit dem Heißluftgebläse und mikroskopischen Untersuchungen nicht gefunden werden.

Analoge Spiegelschwenks in der Nähe der anderen Thermoelemente von Spiegel 2 führten zu den Interlock Parametern und den bevorzugten Regeltemperaturdifferenzen  $\Delta T_{control}$  der oberen und unteren Thermoelemente, die in Tabelle 7.3 gelistet sind.

Für erste Reglertests wurden wiederum Schwenks des Einstrahlwinkels

Spiegel 1			Spiegel 2		
Interlock	TE1	30 °C	TE1	30 °C	
	TE2	-	TE2	30 °C	
	TE3	30 °C	TE3	130 °C	
	TE4	-	TE4	30 °C	
	TE5	130 °C	TE5	30 °C	
	TE6	30 °C	TE6	-	
	TE7	-	TE7	30 °C	
	TE8	30 °C	TE8	-	
$\Delta T_{control}$		60 °C	$\Delta T_{control}$		0 °C

TABELLE 7.3: Interlock-Parameter und die Temperaturdifferenzen, auf die geregelt werden soll. Das Thermoelement 7 auf Spiegel 1 musste aus der Regelung genommen werden, da es ein seltsames Verhalten während einiger Entladungen zeigte.

als Simulation einer Dichteänderung verwendet. In Abbildung 7.14 sind zwei Reaktionen des Reglers zu erkennen. Im oberen Diagramm sind die Temperaturen des oberen (orange) und unteren (violett) Thermoelements von Spiegel 1 zu sehen. In der Mitte befindet sich die Differenz der Temperaturen, auf die geregelt werden soll. In der unteren Abbildung sind der voreingestellte Schwenk des Launcherspiegels und die Reaktion des Reglers zu erkennen, wobei hier die Spindelposition  $a$  des Launcherspiegels aufgetragen ist. Die grüne Kurve verdeutlicht den voreingestellten Schwenk vom unteren Drittel des holografischen Spiegels zur unteren und dann zur oberen Kante des Spiegels, in Rot ist die Reaktion des Reglers zu sehen. Das Gyrotron war im Zeitfenster, das durch die grauen Bereiche gekennzeichnet ist, angeschaltet.

Für den ersten Test des Reglers wurde ein Proportionalregler mit einem Verstärkungsfaktor von  $V = 0,5 \text{ mm}/^\circ\text{C}$  gewählt (links in Abbildung 7.14). Wie TORBEAM-Rechnungen zeigten, war dieser Wert aber zu groß, da schon bei einer kleinen Temperaturdifferenz von  $20^\circ\text{C}$  der Strahl vollständig nach oben aus dem Spiegel hinaus bewegt wurde. Im Bild auf der rechten Seite wurde daher der Verstärkungsfaktor auf  $0,03 \text{ mm}/^\circ\text{C}$  reduziert. Aufgrund der thermischen Verzögerungen der Thermoelemente und der dadurch verzögerten Reaktion des Launchers kam es jedoch zu ungewolltem Schwingen des Launcherspiegels bzw. Reglers. Daher wurde dem Proportionalregler eine Hysterese hinzugefügt, sodass erst bei einem Überschreiten eines eingestellten Schwellwert der Strahl nachgeführt und eine Schwingung des Launcherspiegels verhindert wird. Die letztendliche Wahl der Verstärkungsfaktoren  $V$  und

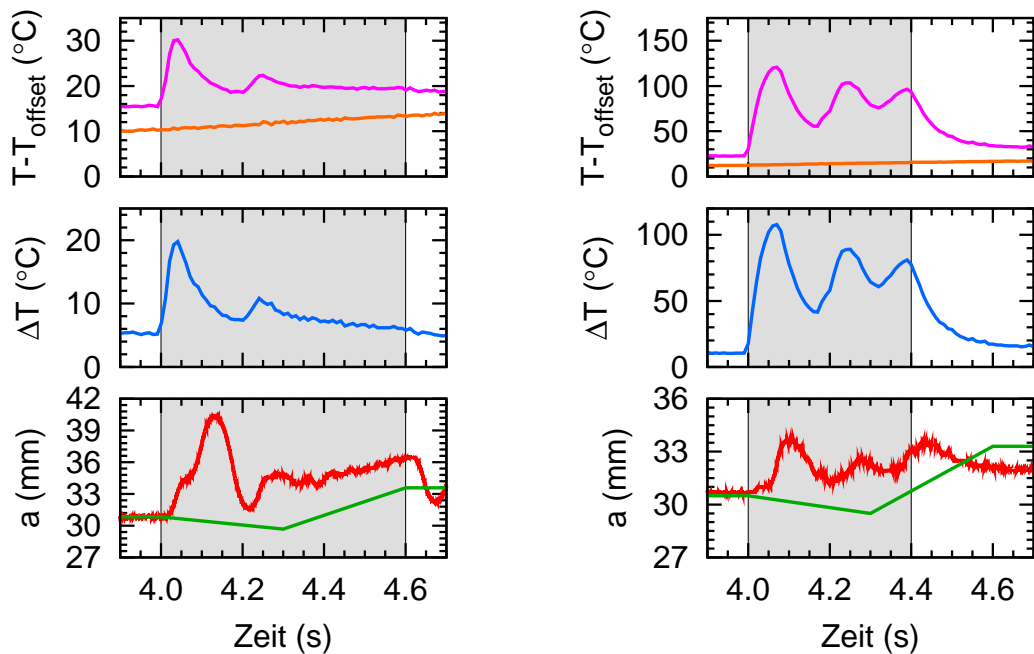


ABBILDUNG 7.14: Reglertest in Entladung #27082 (links) und #27090 (rechts). Im oberen Bild sind die Temperaturen der oberen (orange) und unteren (violett) Thermoelemente dargestellt. Die daraus resultierende Temperaturdifferenz, die als Regelsignal dienen soll, ist mittig eingezeichnet und die Reaktion des Reglers unten (rot) im Vergleich zur vorher eingestellten Spiegelbewegung (grün).

der Hysteresen  $H$  fiel auf die in Tabelle 7.4 eingetragene Werte. Erfolgreiche Anwendungen des Reglers werden in Abschnitt 8.2.5 gezeigt.

Spiegel 1	Spiegel 2
V   $0,015 \frac{\text{mm}}{^{\circ}\text{C}}$	V   $0,06 \frac{\text{mm}}{^{\circ}\text{C}}$
H   0,5 mm	H   0,5 mm

TABELLE 7.4: Regelparameter für Spiegel 1 und 2

# Kapitel 8

## Anwendungen der neuen Heizszenarien

Am Anfang der Entwicklung eines Heizszenarios stehen Simulationen mit entsprechenden Strahlverfolgungsprogrammen wie TORBEAM oder TRAVIS, wie sie in Kapitel 6 vorgestellt wurden. Durch die nicht vollständige Absorption der Mikrowellen in den X3- und O2-Heizungszenarien ist es sicherheitstechnisch aber wichtig, vor dem eigentlichen Heizen die Gültigkeit der Szenarien zu überprüfen, um keine Schäden an ASDEX Upgrade zu riskieren. Daher steht am Anfang der eigentlichen X3- und O2-Experimente eine Verifizierung des jeweiligen Heizszenarios. Danach wird auf weitere teils ITER-relevante Experimente mit erhöhtem Plasmastrom bei  $q_{95} = 3$  eingegangen.

Wenn nicht anders angegeben setzten sich die Zeitspuren der Entladungen in den kommenden Abbildungen wie folgt zusammen:

- Im obersten Bild wird der Plasmastrom  $I_P$  in Schwarz und der Sicherheitsfaktor  $q_{95}$  in Grün aufgetragen. Die Skala des Plasmastroms ist hierbei links und die des Sicherheitsfaktors rechts angeordnet.
- Darunter sind die Heizleistungen (NBI schwarz, ECRH grün, ICRH blau) in Megawatt dargestellt. Zusätzlich wird die Plasmastrahlung ebenfalls in MW eingezeichnet (rot).
- Im dritten Bild sind die Dichten im Plasmazentrum in Schwarz und am Rand in Blau dargestellt.
- Das letzte Diagramm enthält die zentrale Elektronentemperatur (blau) und die Signale der Sniffer-Sonden in Sektor 5 (hellrot), Sektor 9 (grün) und Sektor 14 (schwarz).

## 8.1 Experimente mit der X3-Mode-Heizung

Wie im Kapitel der Heizszenarien schon beschrieben, ist es bei der X3-Heizung wichtig das Magnetfeld so zu wählen, dass die zweite Harmonische im Plasmarand liegt und als Strahlsumpf dient. Eine Überprüfung dieses Sachverhaltes mittels eines einfachen Experiments bei verschiedenen Magnetfeldstärken eröffnet dieses Kapitel. Darauf folgend wird die Wirkungsweise der ECRH auf die Wolframkonzentration bei niedrigem Feld erörtert und abschließend erste ITER-relevante Entladungen vorgestellt, auf deren Grundlage in Zukunft weitere Experimente durchgeführt werden können.

### 8.1.1 Überprüfung des Heizszenarios

Im Fall der X3-Heizung soll die Betrachtung von Entladungen mit und ohne zweiter Harmonischen am Plasmarand Aufschluss über die Möglichkeit der Streustrahlreduktion geben und das Szenario verifizieren oder falsifizieren. Hierzu betrachtet man zwei Entladungen mit gleichen Kontrollparamete-

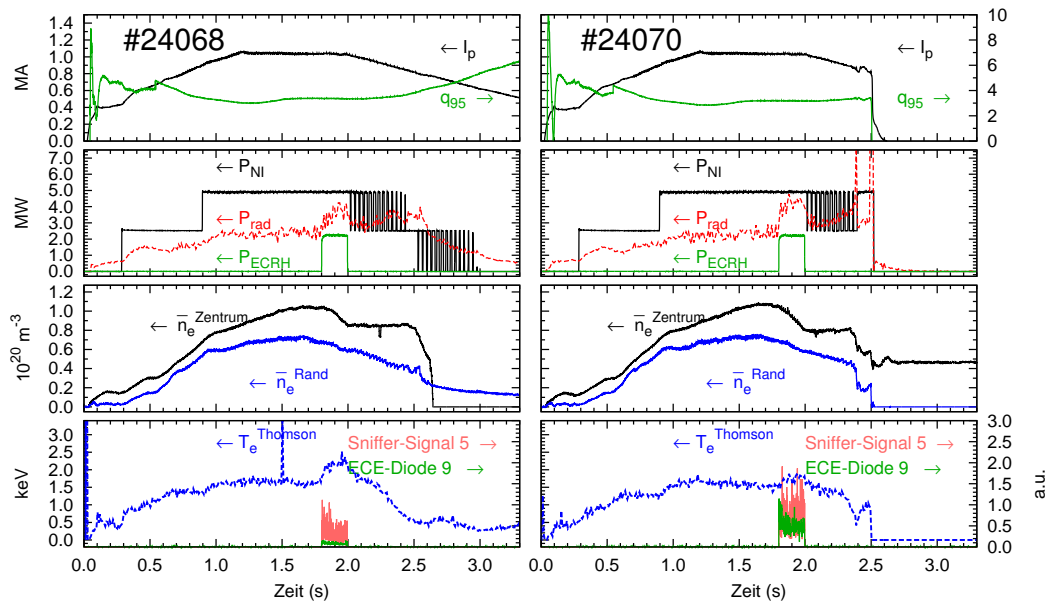


ABBILDUNG 8.1: Links Entladung mit X2-Strahlsumpf ( $B_t(0) = 1,78$  T, #24068) und rechts eine Entladung ohne X2-Strahlsumpf ( $B_t(0) = 1,68$  T, #24070). Weitere Plasmamparameter: GREENWALD-Dichteverhältnis  $\bar{n}_e/\bar{n}_{GW} = 0,82$  bzw.  $0,86$ ; H-Faktor  $H_{98} = 1,3$  bzw.  $1,1$ ; Triangularität  $\delta = 0,35$ ; Maximales normiertes Plasma- $\beta$   $\beta_{N,max} = 2,82$  bzw.  $2,55$ ; Deuteriumfluss =  $2 \cdot 10^{22} \text{ s}^{-1}$ .

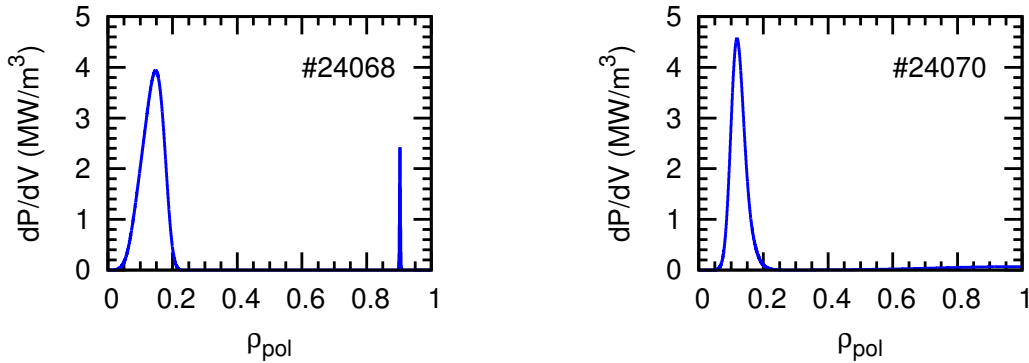


ABBILDUNG 8.2: Depositionsprofile aus TORBEAM-Simulationen für Gyrotron 5 für die Entladung mit (#24068) und ohne X2-Strahlsumpf (#24070).

tern, die sich nur in der Stärke des Magnetfeldes unterscheiden. Dadurch liegt in einem Fall die X2-Resonanz noch im Einschlussbereich ( $B_t(0) = 1,78$  T, #24068) und im anderen Fall gerade im Gebiet der offenen Feldlinien ( $B_t(0) = 1,68$  T, #24070). In Abbildung 8.1 sind beide Entladungen dargestellt<sup>20</sup>. Links ist die Entladung mit X2-Strahlsumpf und rechts ohne gezeigt. Im Gegensatz zur Beschreibung in der Kapiteleinleitung ist für die Messung der Streustrahlung im unteren Diagramm nur ein Sniffer-Signal (mehr Sonden waren zu diesem Zeitpunkt nicht eingebaut) und ein Signal einer Schutzdiode der ECE-Diagnostik zu sehen. Diese Diode dient ebenfalls als Streustrahlungsdiagnostik, hat aber im Gegensatz zur Sniffer-Sonde einen sehr begrenzten Detektionswinkel.

Man sieht, dass sich beide Entladungen bis zur Einstrahlung der ECRH bei  $t = 1,8$  s keine wesentlichen Unterschiede ergeben. Erst während der Heizphase mit allen vorhandenen Gyrotrons ( $P_{ECRH}^{X3} = 2,3$  MW) kann ein Unterschied ausgemacht werden. Sowohl die zentrale Elektronentemperatur als auch die stark verringerte Streustrahlung im Fall der Entladung mit Strahlsumpf sprechen für eine deutlich verbesserte Absorption der ECRH. Dies kann auch mittels TORBEAM-Simulationen gezeigt werden. In Abbildung 8.2 sind die Depositionsprofile für die jeweilig vorherrschende Dichte und Temperatur der beiden Entladungen dargestellt. Bei der Entladung mit

<sup>20</sup>Es kam bei Entladung #24070 zu Sprüngen in der Messung der Elektronendichte und die Dichte ging daher nach der Entladung nicht auf  $0 \text{ m}^{-3}$  zurück. Dieser Messfehler ist hauptsächlich (wie hier auch) auf eine abrupte Änderung des Plasmas zurückzuführen, wie z. B. bei einer Disruption. Auch in weiteren in dieser Arbeit besprochenen Entladungen (z. B. #25796 bei 3,15 s oder #25388 bei 5,14 s) treten solche unphysikalischen Sprünge auf und sind als Messfehler anzusehen.

Strahlsumpf im eingeschlossenen Plasma wird 70 % in der Plasmamitte und 30 % am Rand deponiert, es findet also eine komplette Absorption statt. Im anderen Fall wird, aufgrund der niedrigeren Temperatur, nur ca. 50 % im Zentrum deponiert, die zweite harmonische Resonanz liegt hier nicht mehr im Pedestal und kann daher nicht für eine komplette Absorption sorgen.<sup>21</sup>

Wegen mehrfacher Reflexionen der Strahlen an den Gefäßwänden kommt es zu mehrfachen Resonanzdurchgängen, dies führt dazu, dass nur ein Teil der Streustrahlung an der Diode bzw. Sniffer-Sonde ankommt und kein direkter Vergleich zwischen den Absorptionsvermögen in beiden Entladungen möglich ist. Dadurch lassen sich auch die unterschiedlichen Verhältnisse der Streustrahlungsamplituden von Diode (6-fach geringere Streustrahlung bei der Entladung mit Strahlensumpf im Vergleich der Entladung ohne Strahlensumpf) und Sniffer-Sonde (2-fache Reduktion der Streustrahlung) qualitativ verstehen.

### 8.1.2 X3-Heizung zur Kontrolle der Wolframkonzentration

Eine wichtige Anwendung fand das X3-Szenario mit X2-Strahlensumpf in Studien zur Skalierung von turbulenten Strukturen am Plasmarand bei verschiedenen Plasmametern. Zwei solcher Entladungen sind in Abbildung 8.3 zu sehen. Bei beiden Entladungen waren die Kontrollparameter gleich, allerdings wurde 1 MW ECRH bei Entladung #25796 durch einen Überschlag in der Übertragungsleitung am Entladungsstart abgeschaltet. Wegen des geringen Deuteriumeinblasens von nur  $0,4 \cdot 10^{22} \text{ s}^{-1}$  und der geringen Wellenheizung konnte sich das Wolfram im Plasmazentrum ansammeln<sup>22</sup>, welches zu einer erhöhten Plasmastrahlung und im Endeffekt zur Abkühlung des Plasmas führte. Die Abkühlung führt dann zu einem Teufelskreis: Die sinkende Temperatur verursacht eine Reduktion der Absorption der X3-Mode, welches zu einer noch stärker sinkenden Elektronentemperatur führt. Somit beeinflussen sich die Effekte gegenseitig, was bei 2,7 s zu einer dramatischen Reduktion der Temperatur führt, sodass selbst die X2-Resonanz im Pedestal

<sup>21</sup>Anzumerken ist, dass auch bei gleichen Temperatur- und Dichteprofilen, im Fall des höheren Magnetfeldes eine höhere zentrale Absorption als im Fall des niederen Magnetfeldes berechnet wurde. Wie TRAVIS-Simulationen zeigten, könnte dies auf die unterschiedliche Absorption an gefangenen und freien Elektronen im Bereich der axial-fernen Flussflächen ( $0,1 < \rho_{pol} < 0,2$ , Absorption hauptsächlich an gefangenen Teilchen) bei höherem Feld im Vergleich zur axialen Heizung ( $\rho_{pol} < \approx 0,1$ , Absorption hauptsächlich an freien Teilchen) beim niedrigeren Magnetfeld zurückzuführen sein.

<sup>22</sup>Ab ca.  $t \approx 2,6 \text{ s}$  ist aufgrund der stark reduzierten Temperatur keine Wolframkonzentration mehr ermittelbar.



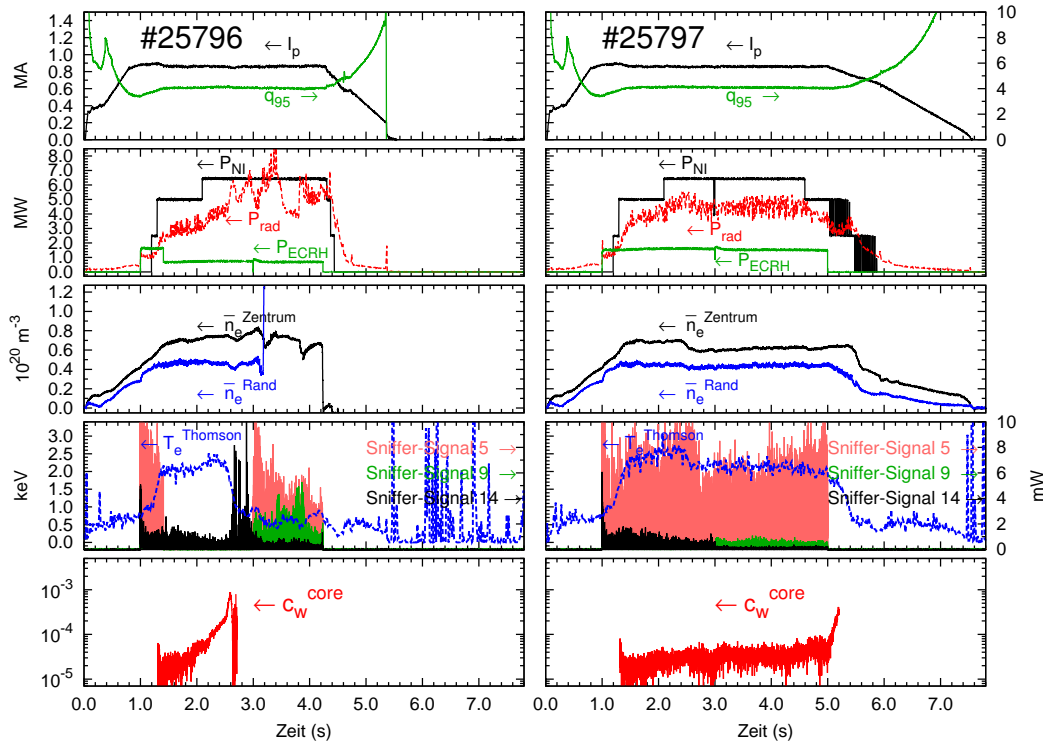


ABBILDUNG 8.3: Identische X3-Mode geheizte Plasmaentladungen, die sich nur in der ECRH-Leistung unterscheiden (links 1 MW, rechts: 2 MW). Weitere Plasmaparameter: GREENWALD-Dichteverhältnis  $\bar{n}_e/\bar{n}_{GW} = 0,7$ ; H-Faktor  $H_{98} = 1,5$ ; Triangularität  $\delta = 0,27$  bzw.  $0,26$ ; maximal normiertes Plasma- $\beta$   $\beta_{N,max} = 3,5$ ; Deuteriumfluss  $= 0,4 \cdot 10^{22} \text{ s}^{-1}$ .

nicht mehr als Strahlensumpf dienen kann und die Streustrahlung steigt. Im Gegensatz dazu gibt es bei der doppelten ECRH-Leistung, wie in Entladung #25797 zu sehen, keinen Anstieg der Wolframkonzentration und dadurch auch keinen Einbruch der Temperatur. Das Plasma wird stabilisiert und die Wolframakkumulation verhindert. Wegen der hohen Leistung der Neutralteilcheninjektion (6,5 MW) und der ECRH (2 MW) wurde die Entladung bei dem geringen Feld von 1,8 T nahe des  $\beta$ -Limits betrieben. In Entladung #25796 hatte dies ab 2,5 s eine NTM-Mode zur Folge, die die Güte des Einschlusses verschlechterte und sowohl am Einbruch in der Dichte als auch in der Temperatur zu erkennen ist.

Die unterschiedliche starke Streustrahlung im Signal der Sniffer-Sonde 5 in beiden Entladungen ist dabei auf den Einsatz von Gyrotron 5, das in Entladung #25796 ausgefallen ist, zurückzuführen. Durch dessen Einsatz steigert

sich die Streustrahlung vor allem in Sektor 5, wodurch sich ein Vergleich der Strahlungswerte dieser Sniffer-Sonde erschwert. An den anderen Sniffer-Signalen erkennt man aber eine deutlich stärkere Streustrahlung im Bereich der tiefen Temperaturen ab ca. 2,5 s in Entladung #25796. Dies ist vor allem auf die abgesunkene Temperatur am Plasmarand und dem Verlust des X2-Strahlensumpfs zurückzuführen.

### 8.1.3 ITER-relevante Entladungen mit X3-Mode-Heizung

Für ITER-relevante Entladungen mit  $q_{95} = 3$  muss bei einem Magnetfeld von ca. 1,8 T ein Plasmastrom von 1,1 MA vorliegen. Dabei ist, wie bei den letzten betrachteten Entladungen, die ECRH wichtig für die Wolframkontrolle. Es stellte sich dabei heraus, dass bei leicht erhöhtem Deuteriumblasen ( $0,9 \cdot 10^{22} \text{ s}^{-1}$ ) auch eine Entladung mit nur 1 MW gefahren werden kann.

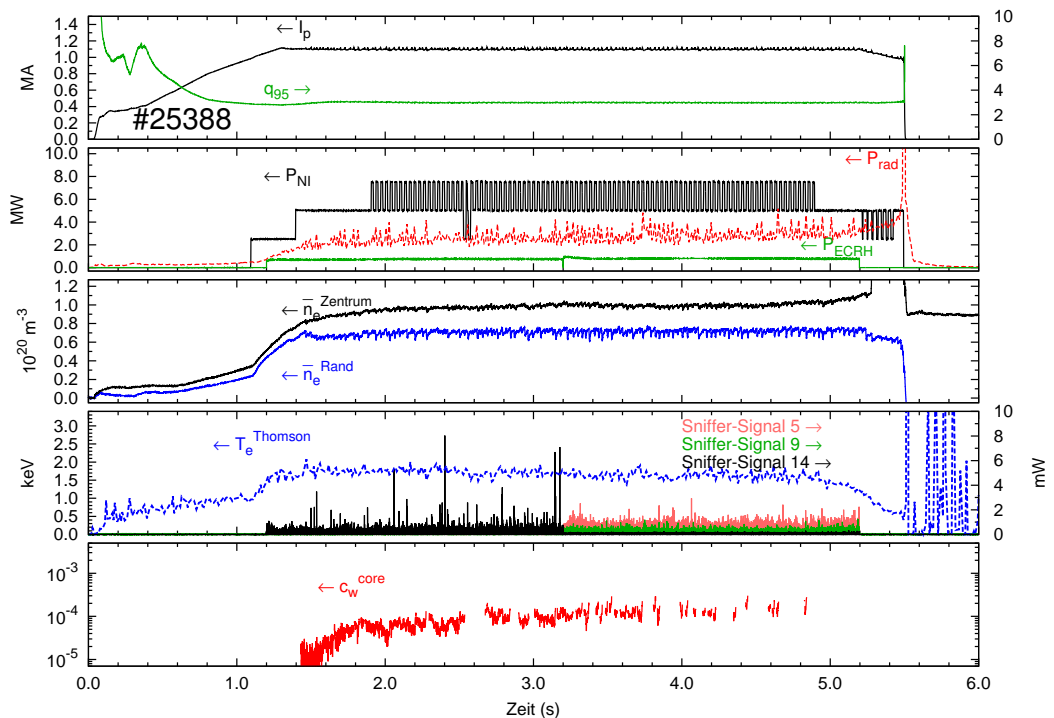


ABBILDUNG 8.4: Zeitspuren einer ITER-relevanten Entladungen mit X3-Heizung bei einem Magnetfeld von  $B = 1,8 \text{ T}$  und einem Plasmastrom von  $I_P = 1,1 \text{ MA}$ . Weitere Parameter sind in Abbildung 8.6 im Vergleich zu ITER dargestellt.

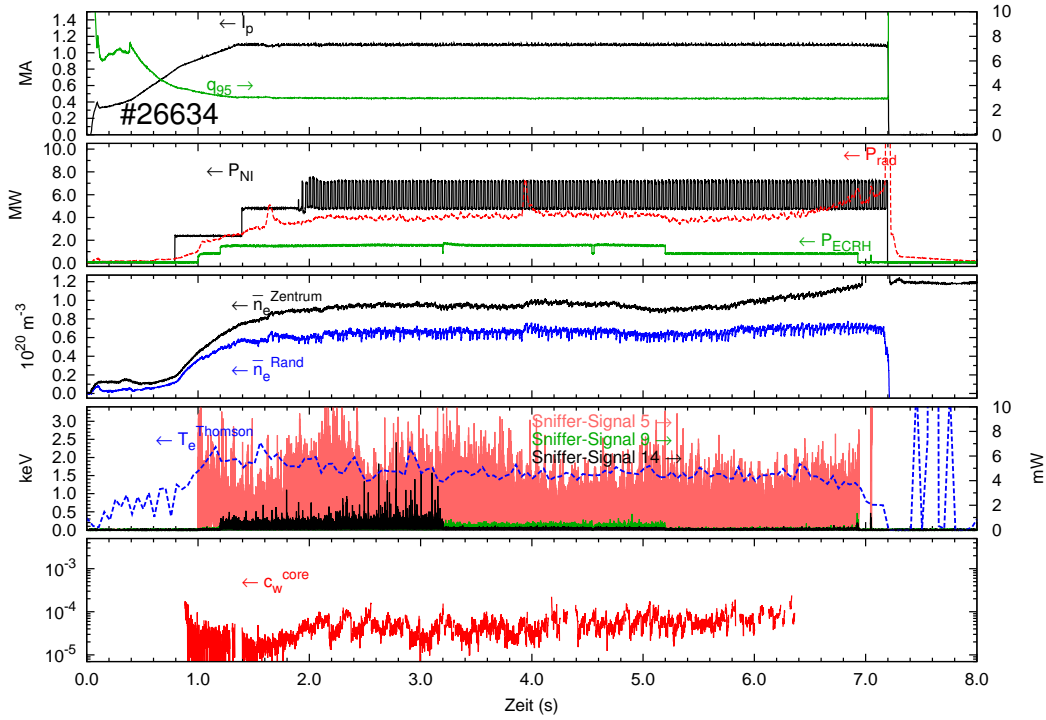


ABBILDUNG 8.5: Zeitspuren einer ITER-relevanten Entladungen mit X3-Heizung bei einem Magnetfeld von  $B = 1,8$  T und einem Plasmastrom von  $I_P = 1,1$  MA. Das stärkere Deuteriumeinblasen und die höhere X3-Heizleistung sorgen für eine verringerte Wolframkonzentration im Plasmazentrum. Weitere Parameter sind in Abbildung 8.6 im Vergleich zu ITER dargestellt.

Zwei beispielhafte Entladungen mit  $q_{95} = 3$  sind in Abbildung 8.4 und 8.5 dargestellt. Beide wurden wenige Tage nach einer Borierung<sup>23</sup> durchgeführt, wodurch weniger Verunreinigungen ins Plasma gelangen konnten. Bei Entladung #25388 konnte so die Wolframkonzentration auf ein relativ hohes Niveau von ca.  $8,4 \cdot 10^{-5}$  stabilisiert, aber eine Akkumulation des Wolframs im Plasmazentrum verhindert werden. Hierbei ist anzumerken, dass die Wolframkonzentration erst ab einer Temperatur von  $>2$  keV zuverlässig ausgewertet werden kann und in der Zeitspur der Wolframkonzentration daher Lücken entstehen.

Eine Erhöhung der ECRH-Leistung und eine gesteigerte Deuteriuminjektion ( $1,7 \cdot 10^{22} \text{ s}^{-1}$ ), wie in Entladung #26634, konnte die Wolframkonzentration weiter reduzieren und so  $c_W$  für die ganze Entladung (65 Energie-

<sup>23</sup>Bei einer Borierung wird Bor auf die erste Wand aufgetragen. Dieses Verfahren hindert Verunreinigungen aus der Wand daran in das eingeschlossene Plasma zu gelangen.

einschlusszeiten) auf ca.  $5,2 \cdot 10^{-5}$  gehalten werden. Trotzdem ist für ITER eine weitere Reduktion auf  $c_W < 5 \cdot 10^{-5}$  wichtig, um die Zündbedingungen erreichen zu können (siehe auch Abbildung 4.1 in Kapitel 4).

Dennoch konnten für beide Entladungen die in Kapitel 2.4 vorgestellten Parameter für das  $Q=10$ -Szenario fast erreicht werden bzw. teilweise auch übertroffen werden. Für den Vergleich der Entladungen mit ITER sind der H-Faktor,  $q_{95}^{-1}$ , das Dichteverhältnis  $\bar{n}_e/\bar{n}_{GW}$  und  $\beta_N$  in Abbildung 8.6 als Netzdiagrammen für verschiedene Entladungen, jeweils in Prozent der zu erreichenden Parameter im ITER- $Q=10$ -Szenario (in Grau) und gemittelt über die Zeit bei konstantem Plasmastrom, dargestellt. Da hier der inverse Sicherheitsfaktor  $q_{95}^{-1}$  anstatt  $q_{95}$  aufgetragen wurde, gilt für alle Parameter, dass ansteigende Werte eine Verbesserung im Vergleich zu ITER darstellen. Man erkennt dabei, dass  $\beta_N$  meist die zu erreichende ITER-Schwelle übertrifft und  $q_{95} = 3$  erfüllt ist. Das benötigte Dichteverhältnis von  $\bar{n}_e/\bar{n}_{GW} = 0,85$  konnte aber in den Entladungen nicht zuverlässig erreicht werden. Mit Pellets war in Entladung #24711 (Zeitspuren im Anhang C) zwar eine Steigerung der Dichte möglich, dies konnte aber nur für eine relativ kurze Zeitspanne (2–3 s) aufrechterhalten werden.

Eine weitere Möglichkeit Entladungen im Vergleich zum ITER-Szenario einzuordnen ist der Fusionsgewinn

$$G = \frac{Q}{Q + 5} \quad (8.1)$$

einer Entladung [75]. Dieser Parameter lässt sich aus der ITER98(y,2)-Skalierung, die schon in Kapitel 2.1.4 beschrieben wurde, für das ITER- $Q=10$ -Szenario durch den H-Faktor,  $\beta_N$  und  $q_{95}$  ausdrücken [75]:

$$G = 10,8 \frac{H_{98(y,2)}^3}{\beta_N q_{95}^2}. \quad (8.2)$$

Neben dem Fusionsgewinn wird in der Literatur, z. B. in Referenzen [76] und [20], ebenso der Parameter

$$L = \frac{H_{98(y,2)} \beta_N}{q_{95}^2} \quad (8.3)$$

verwendet, der als Kombination von gutem Einschluss und hoher Fusionsleistung angesehen wird, wobei jedoch die Proportionalität zu  $G$  nicht gewährleistet ist [75].

Beide Parameter der untersuchten ASDEX-Upgrade-Entladungen (Dreiecke), die mit der X3-Mode geheizt wurden, sind in Abbildung 8.7 gegen das

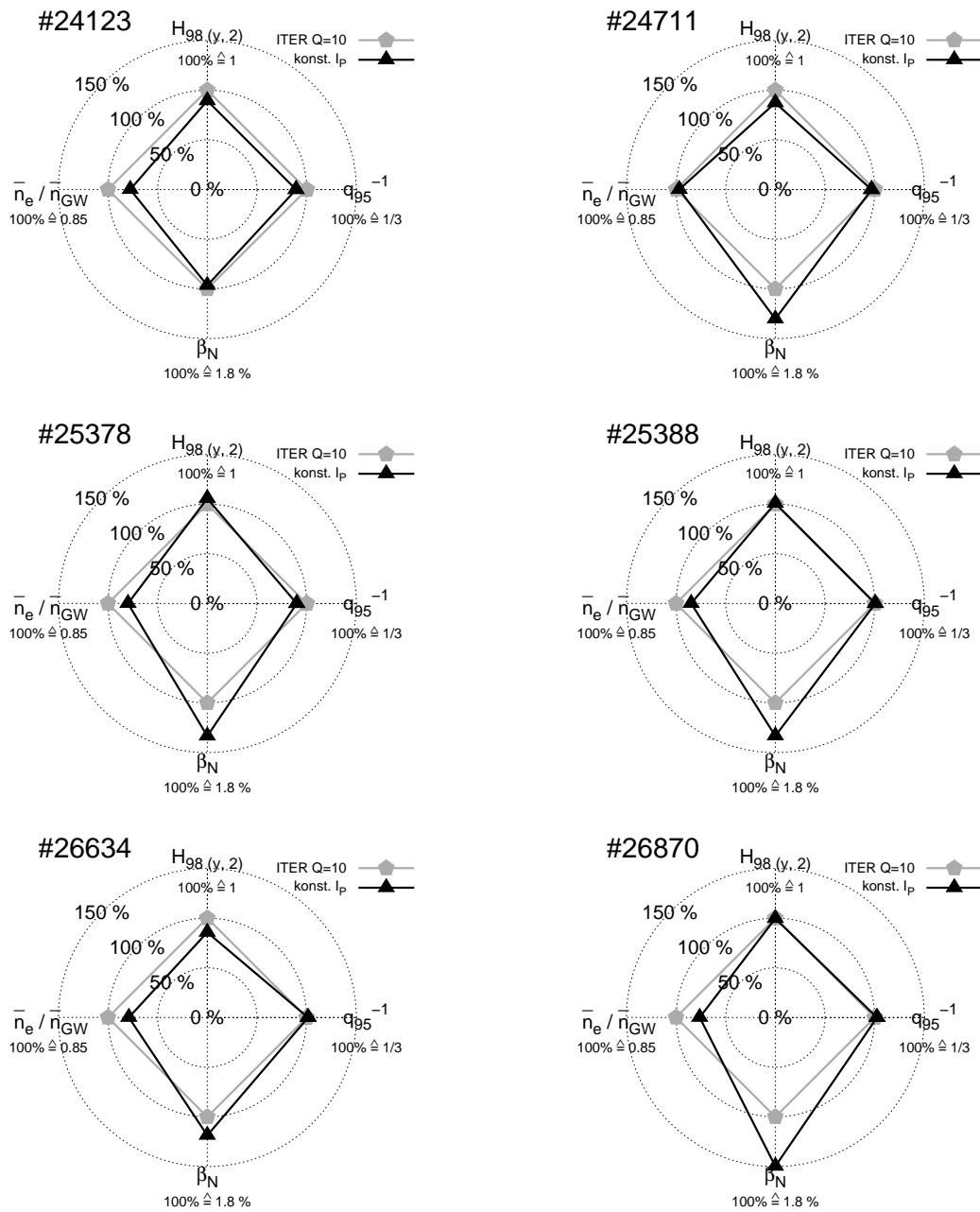


ABBILDUNG 8.6: Netzdiagramme für verschiedene ITER-relevante Entladungen mit X3-Mode-Heizung. Die Parameter des ITER-Q=10-Szenarios sind grau, die erreichten an ASDEX Upgrade in Schwarz dargestellt. Die Zeitspuren der oben nicht abgebildeten Entladungen sind im Anhang C zu finden.

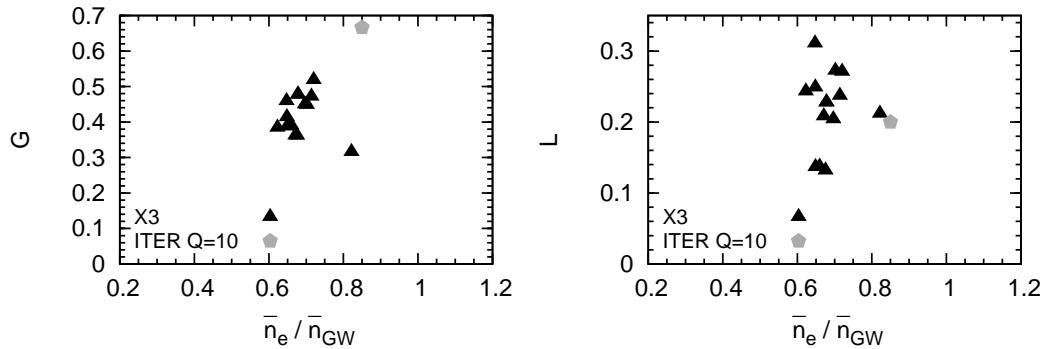


ABBILDUNG 8.7: Fusionsgewinn  $G$  und der Parameter  $L$  über dem Dichteverhältnis für verschiedene X3-Entladungen an ASDEX Upgrade (schwarze Dreiecke) im Vergleich zu ITER (graues Fünfeck).

erreichte Dichteverhältnis  $\bar{n}_e / \bar{n}_{GW}$  im Vergleich zu ITER (Fünfeck) dargestellt. Vor allem wegen der unterschiedlichen Proportionalität zu  $\beta_N$  kommt es bei den Skalierungen hier zu deutlichen Unterschieden. Während beim  $L$ -Parameter eine Steigerung um über 50 % bei  $q_{95} = 3$  und leicht verringertem Dichteverhältnis erreicht werden kann, ist der Fusionsgewinn  $G$  von ITER nicht erreicht worden.

## 8.2 Experimente mit der O2-Mode-Heizung

Das Szenario mit der O2-Heizung ist, im Vergleich zum Szenario mit X3-Heizung, immer mit einer erhöhten Streustrahlung und Mikrowellenleistung, die auf die innere Wand trifft, verbunden. Daher wurde besonders darauf geachtet, das Heizszenario zu überprüfen, um die Sicherheit an ASDEX Upgrade zu gewährleisten. In der Kampagne 2010/11 konnten außerdem erste Experimente mit der Echtzeitsteuerung des poloidalen Einstrahlwinkels durchgeführt werden.

### 8.2.1 Überprüfung des O2-Heizszenarios und Bestimmung des Absorptionsvermögens der O2-Mode

Für die Überprüfung des O2-Szenarios wurden mehrere Experimentierabläufe gewählt. Neben der Betrachtung der Streustrahlung und Elektronentemperatur während eines Umschaltens der Polarisation von X2- zu O2-Mode wurden Modulationsexperimente durchgeführt, die den Vorteil des zweiten Plasma-

durchgangs verdeutlichen sollten. Ferner wurden Entladungen gefahren, um die experimentell ermittelte Absorption mit der aus TORBEAM-Rechnungen vergleichen zu können.

Eine Möglichkeit die Güte der O2-Absorption zu erkennen ist der Vergleich zwischen der Absorption von O2- und X2-Heizung. Dazu wurden die Auswirkungen auf die Plasmaparameter und Streustrahlung auf die veränderte Heizsituation betrachtet. Dazu sei anzumerken, dass zum Zeitpunkt des Experiments noch kein holografischer Spiegel in ASDEX Upgrade eingebaut war, die 1,2-MA-Entladung in Abbildung 8.8 also ohne zweiten Plasmadurchgang des O2-Strahls durchgeführt wurde. Die ECRH wurde zum Heizen von der anfänglichen X2-Polarisation des Gyrotron 5 ab 1,1 s bis 2,7 s durch Drehen der Polarisatoren in eine O2-Polarisation transformiert. Zusätzlich wurden Gyrotrons des alten ECRH-Systems anstatt in X2-Mode (0,7–2,1 s) in der O2-Polarisation eingestrahlt (2,7–4,6 s). Somit konnte auch bei Dichten

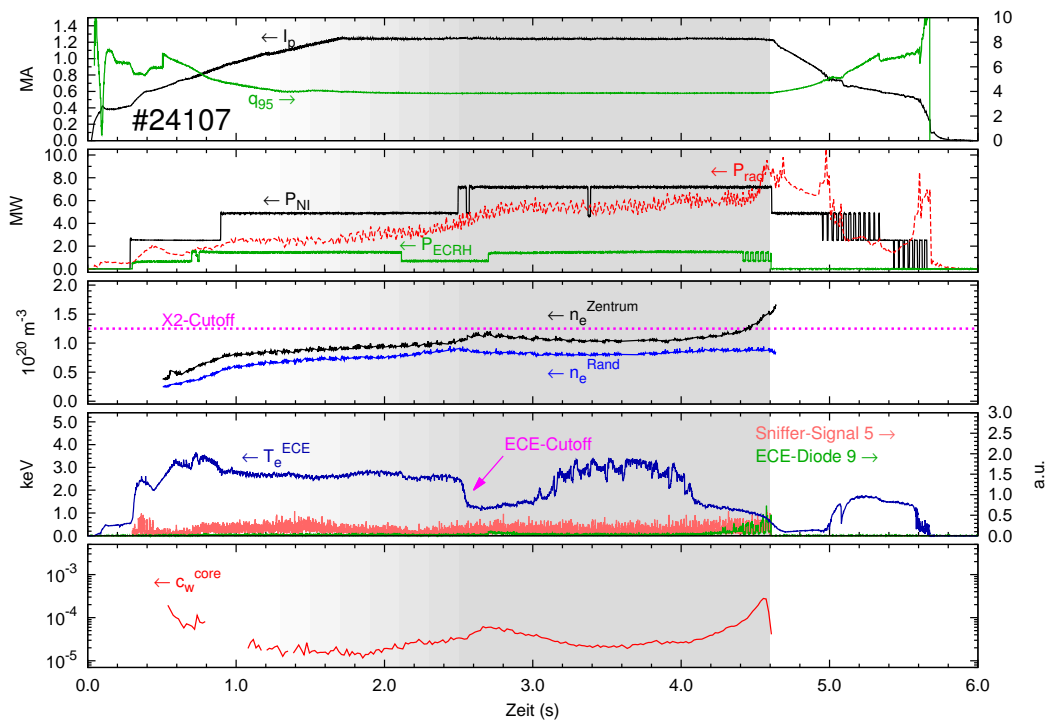


ABBILDUNG 8.8: Entladung #24107 zur Demonstration der Möglichkeit der O2-Heizung. Von 1,1 s bis 2,7 s wurde durch Drehung der Polarisatoren die X2-Mode in die O2-Mode transformiert und so ab 2,7 s neben der NBI nur mit der O2-Mode geheizt. In Grau sind Anteile der O2-Mode an der Einstrahlung dargestellt, von 0 % in Weiß bis 100 % in Grau.

knapp am oder oberhalb des Cutoff problemlos geheizt werden. Die Sniffer-Sonden in den Sektoren 9 und 14 waren zu diesem Zeitpunkt noch nicht eingebaut und fehlen daher in den Zeitspuren in Abbildung 8.8.

Ferner war in dieser Entladung die THOMSON-Diagnostik auf die Messung der Randtemperatur gestellt und die ECE-Diagnostik aufgrund der hohen Dichte im Cutoff. Mit TORBEAM konnte aus den vorhandenen Messdaten trotzdem die O2-Absorption zu ca. 68 % berechnet werden. Um das Überschreiten des Cutoffs besser zu veranschaulichen, wurde anstatt der liniengemittelten Dichte die Dichte an den Positionen am Rand und im Zentrum, die aus der Entabelung der liniengemittelten Dichte gewonnen wurde (siehe auch Kapitel 5.2.3 und Referenz [56]) im dritten Bild eingezeichnet. Jedoch ist das Einbrechen des ECE-Signals bei  $t \approx 2,5$  s, auch wegen der Ungenauigkeit bei der Rekonstruktion des Dichteprofiles, ein besseres Indiz für das Überschreiten des Cutoffs. Somit ist die X2-Heizung ab  $t \approx 2,5$  s im Cutoff. Es kann aber weder zu diesem Zeitpunkt noch beim Wechsel von X2- zu O2-Heizung eine Erhöhung der Streustrahlung festgestellt werden. Von einer guten Absorption und einer korrekten Polarisationsänderung darf daher ausgegangen werden. Eine gute Absorption konnte auch mit Modulationsstudien in abwechselnder O2- und X2-Mode nachgewiesen werden (#24067 Zeitspuren siehe Anhang C).

Im letzten Diagramm von Abbildung 8.8 ist zusätzlich noch die Wolframkonzentration im Zentrum aufgetragen. Hier ist, wie bei der X3-Heizung in Entladung #25796 in Kapitel 8.1.2, die Akkumulation von Wolfram bei zu geringer ECRH-Leistung zu sehen. Im Zeitfenster 2,1–2,7 s, in dem nur ein Gyrotron zur Heizung eingesetzt wurde, steigt die Wolframkonzentration an. In diesem Zeitraum steigt auch die Elektronendichte an, dies wird durch das Zuschalten eines weiteren NBI-Strahls ab  $t = 2,5$  s verstärkt. Dieses führt unter anderem zur oben angesprochenen Cutoff-Situation. Die ansteigende Dichte deutet aber auch auf einen verstärkten einwärtsgerichteten Transport durch einen neoklassischen Pinch hin, der für den Wolframtransport verantwortlich ist. Durch die zusätzliche Mikrowellenleistung ab 2,7 s kann dieser Trend jedoch gestoppt und umgekehrt werden. Sowohl die Dichte als auch die Wolframkonzentration konnten verringert und die Akkumulation von Wolfram verhindert werden.

### 8.2.2 Verbesserung der O2-Absorption mittels holografischer Spiegel

Ähnlich der Ermittlung der Regelparameter der Echtzeitsteuerung aus Kapitel 7.2.3, wurden zum Nachweis der Wirkung der holografischen Spiegel



poloidale Schwenks des Launcherspiegels durchgeführt. Die Spiegelbewegung wurde wie folgt programmiert (siehe auch Abbildung 8.9):

- 2,0–2,2 s: Strahl trifft die Hitzeschildkachel oberhalb des holografischen Spiegels (Spindelposition  $a = 33,3$  mm).
- 2,2–2,5 s: Strahl wird von der Hitzeschildkachel auf die Mitte des holografischen Spiegels bewegt ( $a = 33,3$  mm  $\rightarrow$  29,8 mm).
- 2,5–2,9 s: Strahl trifft mittig den holografischen Spiegel ( $a = 29,8$  mm).
- 2,9–3,2 s: Strahl wird von der Mitte des holografischen Spiegels auf die darüberliegende Hitzeschildkachel bewegt ( $a = 29,8$  mm  $\rightarrow$  33,3 mm).
- 3,2–3,4 s: Strahl trifft Hitzeschildkachel oberhalb des holografischen Spiegels ( $a = 33,3$  mm).

Das Gyrotron war im Zeitraum der Spiegelbewegung eingeschaltet. Bei der ersten Bewegung des Strahls wurden zusätzlich dazu noch weitere Gyrotrons in der X2-Polarisation eingestrahlt, um höhere Temperaturen und dadurch eine bessere Absorption der O2-Mode (60 % anstatt 55 %) zu erreichen. In Abbildung 8.9 ist die Vorgehensweise bildlich dargestellt. Die unteren Zeitspuren zeigen die Signale des oberen und rechten Thermoelements in Rot bzw. Grün (gemittelte Kurven in dunklen Farben), die Spiegelbewegung in Violett und die Einstrahlung des Gyrotron 5 in O2-Mode als graue Fläche. Die Reaktionen der Thermoelemente erlauben die Verifizierung der Strahlposition anhand des unterschiedlichen Anstiegs der Oberflächentemperatur. Das obere Thermoelement zeigt während des Verfahrens des Strahls einen steilen Temperaturgradienten, wohingegen das rechte nur eine geringe Reaktion zeigt, da der Strahl dieses nicht direkt trifft. Daher kann von einem zentralen Treffen des Spiegels ausgegangen werden. Das monotone Steigen der Temperatur über den kompletten Zeitabschnitt ist der Plasmastrahlung zuzuschreiben.

Da die Leistung des Gyrotrons während des Spiegelschwenks bzw. während der Phase auf und neben dem Spiegel moduliert war, lassen sich an den dabei entstehenden Wärmewellen in der Elektronentemperatur Aussagen über den Ort der Leistungsdeposition im Plasma treffen. Eine Modulationsfrequenz von 30 Hz stellte sich bei früheren Experimenten als eine gute Wahl heraus [77, 78, 79]. Wegen der benötigten hohen Zeitauflösung<sup>24</sup> musste auf eine Entladung mit hoher Dichte verzichtet werden, da sonst die ECE-Diagnostik im Cutoff gewesen wäre. Die Experimente wurden daher in

---

<sup>24</sup>ECE-Abtastezeit  $\approx$  30 kHz, THOMSON-Streuung  $\approx$  60 Hz.

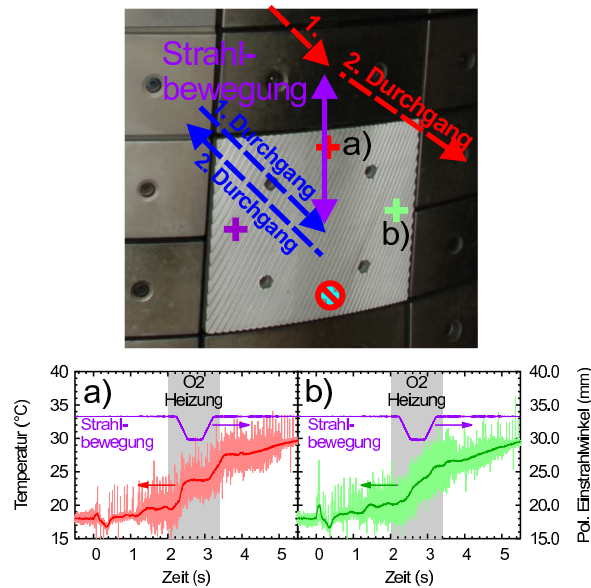


ABBILDUNG 8.9: Ablauf der Modulationsexperimente. Der Strahl wurde auf einer Hitzeschildkachel gestartet, anschließend in die Mitte des Spiegels und zurück auf die Hitzeschildkachel bewegt. Die Verweildauer auf der Hitzeschildkachel betrug jeweils 200 ms, auf dem Spiegel 400 ms, wobei in den ersten 200 ms weitere Gyrotrons zur Erhöhung der Elektronentemperatur hinzugeschaltet waren. Die Richtungen der Reflexion für den zweiten Plasmadurchgang sind als rote und blaue Pfeile dargestellt. Die Zeitspuren der Thermolemente erlaubt eine Überprüfung der Strahlposition.

H-Moden mit einer Dichte von  $0,8 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}$  durchgeführt. Wie die roten und blauen Pfeile in Abbildung 8.9 zeigen, ist mit einem deutlich unterschiedlichen zweiten Plasmadurchgang in den Situationen, in denen der Strahl oberhalb bzw. auf dem Spiegel auftrifft, zu rechnen. Trifft der Strahl den Spiegel zentral, wird dieser zurück ins Plasmazentrum fokussiert, anderenfalls ergibt sich eine direkte Reflexion an einer Hitzeschildkachel und der Strahl wird nach unten in Richtung Divertor reflektiert, wobei die Absorption axial fern stattfindet.

Die zugehörigen Depositionsgebiete sind in Abbildung 8.10 als Flächen in Blau/Rot bzw. Rot eingezeichnet. Das Diagramm zeigt jeweils im oberen Bild den natürlichen Logarithmus der FOURIER-Amplitude der Elektronentemperatur bei einer Frequenz von 30 Hz in Abhängigkeit der toroidalen Flusskoordinate  $\rho_{tor}$ . In Blau ist der zweifache zentrale Plasmadurchgang und in Rot der einfache zentrale und dezentrale Plasmadurchgang des Strahls dargestellt. Entsprechend der Erwartung liegt die blaue Kurve im Plasma-

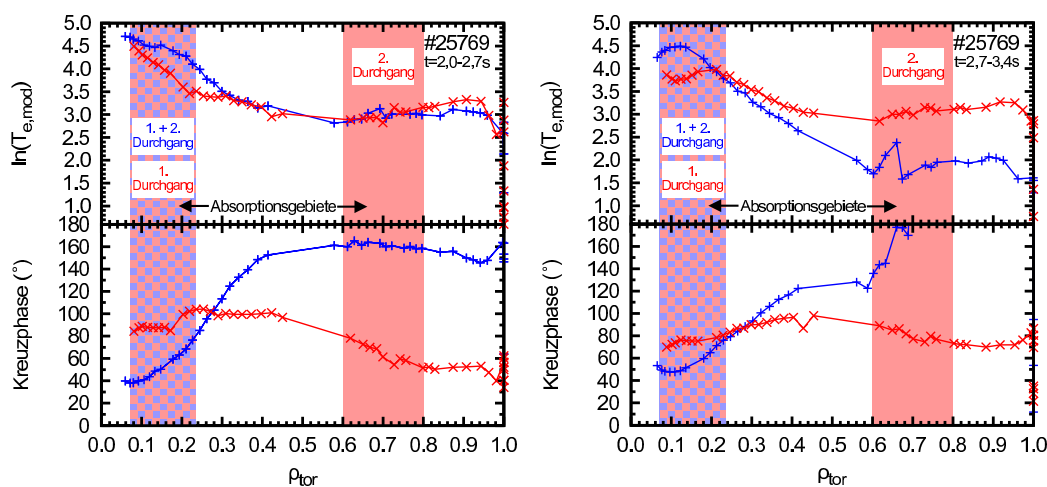


ABBILDUNG 8.10: FOURIER-Amplitude und Kreuzphase des modulierten Elektronentemperatursignals bei der Modulationsfrequenz von 30 Hz in Abhängigkeit der toroidalen Flusskoordinate  $\rho_{tor}$ . Die blaue Kurve zeigt den doppelten zentralen Plasmadurchgang mittels holografischem Spiegel, die rote Kurve die Reflexion an einer Hitzeschildkachel oberhalb des Spiegels an (siehe auch Abbildung 8.9). Die Flächen in den entsprechenden Farben kennzeichnen die mit TORBEAM berechneten Depositionsorte der verschiedenen Strahlengänge. Jeweils für einen Schwenk mit unterschiedlicher Hintergrundelektronentemperatur.

zentrum ( $\rho_{tor} < 0,2$ ) oberhalb der roten. Daraus lässt sich eine höhere Leistungsdeposition im Plasmazentrum ableiten. Für die Phase mit zusätzlicher X2-Mode-Heizung (2,0–2,7 s) ist der Unterschied nicht so stark ausgeprägt wie in der Phase ohne zusätzliche Heizung (2,7–3,4 s). Dieser fällt im zweiten Spiegelschwenk jedoch unerwartet groß aus, was auf Störungen durch Sägezahninstabilitäten im Plasmazentrum zurückzuführen ist. Jedoch weist die gesteigerte Modulationsamplitude im Plasmamrand auf eine dort deponierte Leistung hin, wobei dieser Sachverhalt im zweiten Spiegelschwenk deutlicher zu erkennen ist. Besser lässt sich der Effekt des zweiten Plasmadurchgangs an der Kreuzphase zwischen der Temperatur und der Gyrotronmodulation in den unteren Bildern von Abbildung 8.10 ablesen. Wegen der doppelten zentralen Absorption ergibt sich dort eine Wärmewelle, die von innen nach außen läuft und somit ein globales Minimum in der Kreuzphase am Ort der Leistungsdeposition verursacht. Im Fall des einfachen zentralen und axial-fernen Plasmadurchgangs des Strahls ergeben sich, wie erwartet, zwei Minima, eines im Plasmazentrum und eines am Plasmamrand. Diese zwei Minima werden von zwei Wärmewellen an den unterschiedlichen Depositionsorten erzeugt, diese wandern im vorliegenden Fall sowohl nach außen als auch nach innen und

sorgen so für eine Abflachung der Kreuzphase über den kompletten Plasmaradius. Weiterhin ist die Tiefe der Kreuzphase des doppelten zentralen Durchgangs im Plasmazentrum ein eindeutiger Hinweis auf eine bessere zentrale Deposition. Dieses Verhalten der Kreuzphase ist unabhängig von den Sägezahninstabilitäten und ist somit ein direkter Nachweis der verbesserten Heizmethode mittels der holografischen Spiegel. Einen Wert für die zusätzliche Absorption im Plasmazentrum aus diesen Messungen zu erhalten, ist aufgrund der Beeinflussung durch die Sägezähne aber nicht möglich.

### 8.2.3 Direkte Bestimmung der O<sub>2</sub>-Absorption

Die Absorption der O<sub>2</sub>-Mode lässt sich aber in gewisser Weise aus anderen Experimenten abschätzen. Eine Möglichkeit besteht in der Betrachtung der Temperaturantwort der Thermoelemente auf die nicht absorbierte Mikrowellenstrahlung. Hierzu wurden zwei poloidale Schwenks des Launcherspiegels bei unterschiedlichen Temperaturniveaus ausgenutzt. Brechungseffekte und dadurch verschiedene Strahlengänge konnten wegen einer konstanten Dichte ausgeschlossen werden. Das untere Thermoelement auf Spiegel 1 lieferte, nach Abzug der Aufheizung des Spiegels durch das Plasma, die in Abbildung 8.11 gezeigten Temperaturverläufe. Da in erster Näherung der Temperaturanstieg proportional zur auftreffenden Mikrowellenleistung ist, kann das Verhältnis der maximalen Temperaturunterschiede in beiden Schwenks  $\Delta T_{max,1} = 63,4^\circ\text{C}$  und  $\Delta T_{max,2} = 67,8^\circ\text{C}$  mit den berechneten Mikrowel-

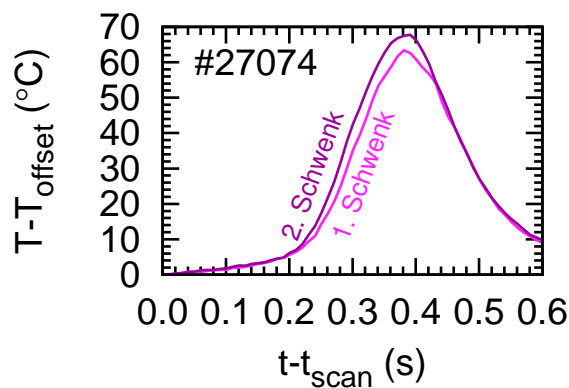


ABBILDUNG 8.11: Temperaturen der Thermoelemente bei zwei identischen Spiegelschwenks und Dichten aber unterschiedlicher Elektronentemperaturen und dadurch O<sub>2</sub>-Absorptionen. Abgezogen wurde der Hintergrund der Aufheizung des Spiegels durch die Plasmastrahlung.

lenleistungen, die auf den Spiegel treffen, verglichen werden. Für den ersten Spiegelschwenk ergibt sich mit TORBEAM eine nicht absorbierte Leistung von  $P_1 = 251$  kW und für den zweiten  $P_2 = 272$  kW. Das Verhältnis  $P_1/P_2 = 0,92$  lässt eine gute Übereinstimmung mit den Messergebnissen der Thermoelementen  $\Delta T_{max,1}/\Delta T_{max,2} = 0,94$  erkennen.

Eine weitere Möglichkeit die Absorption zu bestimmen, ist die direkte Messung der Mikrowellenstrahlung nach dem Durchgang durch das Plasma. Bei einem einfachen Durchgang würde dies jedoch zu einer Entwicklung komplexer Diagnostiken im Vakuumgefäß führen. Die Mikrowellenkomponenten müssten sowohl dem starken Magnetfeld als auch dem Vakuum standhalten. Der Aufwand dies zu konstruieren wäre für diese Arbeit zu zeitaufwendig und nicht finanzierbar gewesen. Es wurde daher ein Szenario entwickelt, das es erlaubt schon an ASDEX Upgrade installierte Hohlleiter und Spiegel zu verwenden, um die Diagnostik weit weg vom Magnetfeld und unter Normaldruck betreiben zu können. Dies wurde mithilfe eines weiteren holografischen Spiegels und der Einstrahlung von Mikrowellen niedriger Leistung ( $\mu\text{W}$ – $\text{mW}$ ) möglich [68]. In Abbildung 8.12 ist der vereinfachte Aufbau der verwendeten Diagnostik dargestellt. Mit einem Sender und einem Fokusspiegel wurden die Mikrowellen (blaue Linien) in einen quasioptischen Isolator<sup>25</sup> eingekoppelt, dieser diente in diesem Aufbau neben der Unterdrückung von Stehwellen hauptsächlich zur Auskoppelung des reflektierten Strahls. Mit dem dahinter liegenden Anpassspiegel sollten die Parameter des ausgesendeten GAUSSschen Strahls an die Geometrie der quasioptischen Übertragungsleitung vom Gyrotron 2 des alten ECRH-Systems angepasst werden. Hierzu musste der Strahl über mehrere Meter auf die Anpassoptik (MOU) der Übertragungsleitung fokussiert werden. Zur Justage des Messaufbaus wurde daher auf dem Übergang zur Hohlleiterübertragung ein ebener Spiegel befestigt (hier nicht abgebildet), um das von dort reflektierte Signal detektiert zu können. Eine optimale Anpassung war bei einem maximalen reflektierten Signal erreicht<sup>26</sup>. Nach der Übertragungsleitung mit überdimensionierten Hohlleitern wurde der Strahl über die Launcherspiegel ins Plasma fokussiert. Für den zweiten Durchgang und die Wiedereinkopplung der Reflexion (rote Linien) in die Übertragungsleitung wurde ein holografischer Spiegel konstruiert, der den Strahl ins sich zurückreflektiert, sodass ein Treffen des Launcherspiegels gewährleistet war. Nach dem Durchgang durch die Übertragungsleitung wurden die reflektierten Mikrowellen am quasioptischen Isolator ausgekoppelt und in ein Horn fokussiert. Mittels eines Netzwerkanalysators wurde die Leistung des reflektierten Strahls gemessen.

---

<sup>25</sup>Zur Funktionsweise eines quasioptischen Isolators siehe z. B. Referenz [80, 81].

<sup>26</sup>Der ebene Spiegel wurde nach der Justage wieder entfernt.

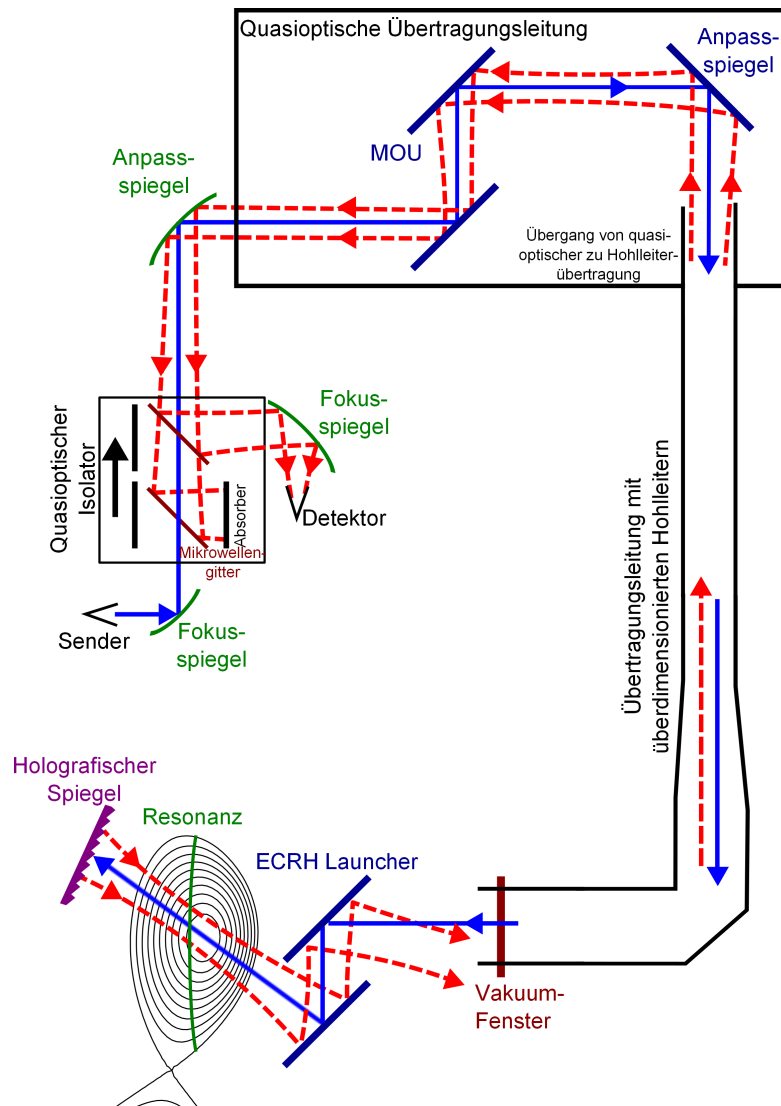


ABBILDUNG 8.12: Vereinfachter Aufbau der Niederleistungsmessung zur Bestimmung des O<sub>2</sub>-Absorptionskoeffizienten  $\kappa$ . Die Einstrahlwinkel zum Treffen des holografischen Spiegels im Vakuum sind  $\phi = 16,5^\circ$  und  $\theta = -20,1^\circ$ .

Es ist jedoch schwer, eine Messung der absoluten Absorption zu bewerkstelligen. Trifft man z. B. den holografischen Spiegel nicht richtig, kann der Strahl abgelenkt werden und wird nicht wie berechnet auf den Launcher-Spiegel zurückreflektiert. Zusätzlich kann eine leicht falsch eingestellte Polarisation zu einem Anteil der X<sub>2</sub>-Mode im Strahl führen, der komplett ab-

sorbiert wird und das Signal verfälscht. Daher werden solche Messungen so durchgeführt, dass diese Probleme möglichst vermieden werden. Hierzu beschränkt man sich auf die Messung des Absorptionskoeffizienten  $\kappa$  zwischen zwei unterschiedlichen Temperaturniveaus  $T_{e,1}$  und  $T_{e,2}$ . Diese werden durch eine Modulation der X2-Heizung (Hochleistung) erreicht. Aus den Modulationsamplituden  $P_1$  und  $P_2$  des O2-Reflexionssignals lässt dann unter der Annahme einer konstanten Dichte  $\kappa$  anhand Gleichung (3.39) herleiten. Die Abhängigkeit der optische Dicke von der Elektronentemperatur muss jedoch im Vergleich zu Gleichung (3.37) bei den gegebenen Einstrahlwinkeln und Dichten korrigiert werden zu  $\tau \propto T_e$  [31]. Man erhält dann aus dem Vergleich der nicht absorbierten Leistungen bei zwei Temperaturniveaus nach einfacher Umformung:

$$\kappa = \frac{\ln\left(\frac{P_1}{P_2}\right)}{T_{e,2} - T_{e,1}}. \quad (8.4)$$

Der mögliche X2-Anteil in dem Signal wird, wie oben erwähnt, vom Plasma herausgefiltert und spielt bei dieser Vergleichsmessung keine Rolle.

Die Wahl der Entladungsart fiel in diesem Experiment auf eine L-Mode niederer Dichte. Dies hatte den Vorteil einer größeren Temperaturmodulation und geringerer Brechungseffekte. So waren beim Einstellen der Einstrahlwinkel im Vergleich zu der Einstrahlung ohne Plasma nur geringe Korrekturen notwendig. Ebenso ist die O2-Absorption bei niedriger Dichte geringer ( $\propto n_e$ ) und man erhält dadurch ein stärkeres Reflexionssignal. Zeitspuren einer beispielhaften Entladung sind in Abbildung 8.13 dargestellt. Zusätzlich zu den üblichen Messdaten ist im untersten Diagramm auch das reflektierte O2-Signal zu sehen. Zwischen 1,5–4,0 s wurde die ECRH in der X2-Mode moduliert eingeschossen. Jedoch erkennt man auch schon davor im reflektierten Signal deutliche Variationen. Vor allem bei Entladungsstart und -ende bricht das Signal abrupt stark ein. Zusätzlich ist beim Herunterfahren der Dichte zwischen 5,4 und 6,7 s eine deutliche Modulation der Reflexion zu erkennen. Beide Effekte könnten auf eine Phasenänderung der Welle im Plasma zurückzuführen sein.

Beim Einschalten ändert sich innerhalb der ersten 3,2 ms die Dichte von 0 auf  $2,22 \cdot 10^{18} \text{ m}^{-3}$ . Daraus resultiert eine Phasenänderung der O2-Welle, die jedoch aufgrund der Inhomogenität der Plasmaparameter und der noch nicht bekannten Magnetfeldkonfiguration mit Gleichung (5.12) und der liniengemittelten Dichte nur abgeschätzt werden kann. Die Weglänge des Strahls wird hierbei als konstant angenommen und mit dem Hin- und Rückweg durch das Plasmagefäß gleichgesetzt. Es ergibt sich dann eine Phasenänderung von ca.  $\Delta\phi = 6,6 \cdot 2\pi$  beim Hochfahren des Plasmas. Da eine schnelle Phasenänderung eine Frequenzverschiebung  $\Delta\phi/\Delta t = 13,0 \text{ kHz}$  bewirkt, passt die

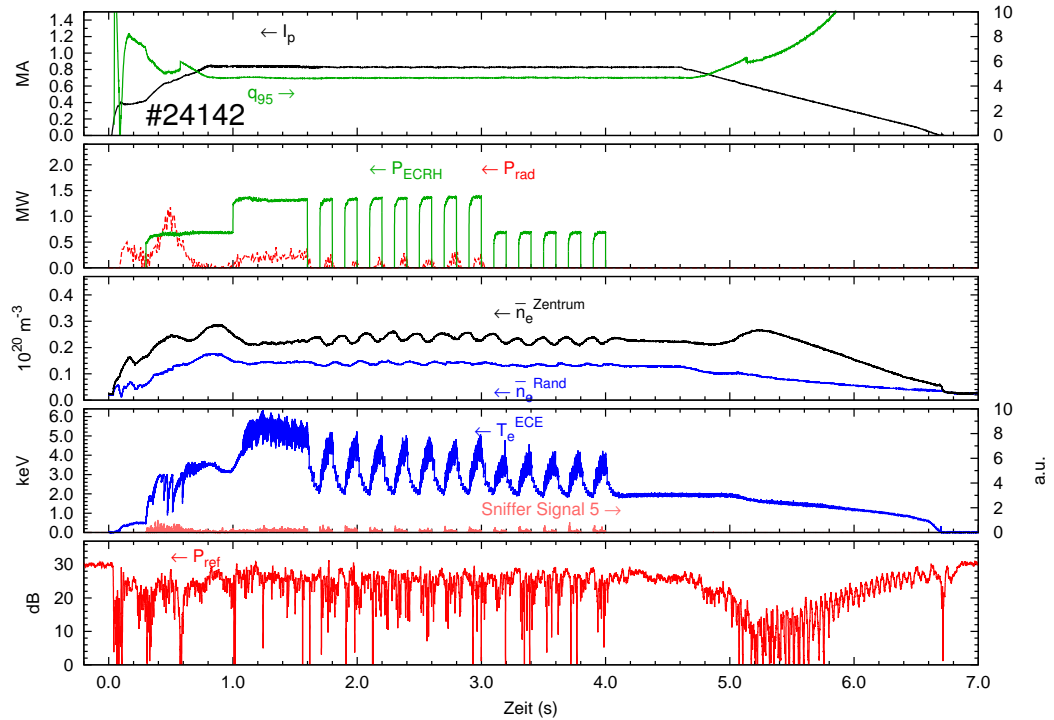


ABBILDUNG 8.13: Entladung #24142 zur Bestimmung des Absorptionskoeffizienten. Im untersten Diagramm ist die Leistung des reflektierten O2-Strahls in dB dargestellt.

daraus resultierende Frequenz nicht mehr in die Bandbreite des Detektors<sup>27</sup>, und das Signal bricht ein.

Ferner können Stehwellen ein Verfälschen des Messsignals bewirken. Zwar wurden durch den quasioptischen Isolator Stehwellen im Messaufbau bestmöglich unterbunden. Jedoch kann der Isolator keine Stehwellen in der Übertragungsleitung verhindern. Reflexionen, die Stehwellen erzeugen, können beispielsweise durch Impedanzsprünge in der Übertragungsleitung oder am Vakuumfenstern entstehen. Bei einem Frequenzscan ohne Plasma konnte ein periodisch schwankendes Signal ausgemacht werden. Die Maxima bei der Frequenzverstimung lagen ca.  $\Delta f \approx 40$  MHz auseinander. Daraus lässt sich mit

$$D = \frac{c}{2\Delta f} \quad (8.5)$$

der Abstand der Reflexionspunkte zu  $D = 3,7$  m berechnen. Dies entspricht

<sup>27</sup>Die Bandbreite kann zwischen 700 Hz und 3 kHz gewählt werden.



annähernd dem zweifachen Abstand des holografischen Spiegels zum Vakuumfenster in der Übertragungsleitung von Gyrotron 2 (3,4 m). Die Vakuumfenster sind speziell auf die Gyrotrons angepasst und wurden daher für eine Frequenz von 140 GHz gefertigt. Eine leicht verschiedene Frequenz führt deshalb zu einer nicht zu vernachlässigenden Reflexion des Fensters. Da bei den Messungen mit der niederen Mikrowellenleistung in der O2-Mode ein Frequenzabstand zu den Gyrotrons eingehalten werden musste, um Streustrahlungseffekte vernachlässigen zu können, konnten in diesen Messungen die Stehwellen nicht vollständig unterbunden werden. Die Auswirkungen der Stehwellen lassen sich am besten beim Herunterfahren des Stroms im Zeitfenster 5,4–6,7 s erkennen. Hier führt die Dichteänderung wie beim Start der Entladung zu einer Phasenänderung von  $\Delta\phi = 58 \cdot 2\pi$ . Da die resultierende Frequenzänderung  $\Delta\phi/\Delta t = 0,3$  kHz aber deutlich geringer als die Detektionsbandbreite ist, bricht das Signal nicht ein. Die Modulation der Reflexion in dem angesprochenen Bereich wird daher vielmehr von Stehwellen und der Phasenänderung verursacht. Die einzelnen in den „Resonator“ passenden Wellen werden durchlaufen und generieren dadurch die periodische Struktur im reflektierten Signal. Jedoch passt die abgeschätzte Phasenänderung nicht exakt zu der Anzahl der Perioden im reflektierten Signal (31), es könnten hierbei also noch weitere Effekte eine Rolle spielen.

Trotz dieser Probleme wurde versucht aus der Entladung #24142 eine Absorptionskonstante zu ermitteln. Dies ist für das Zeitfenster 1,7–2,7 s in Abbildung 8.14 dargestellt. Im oberen linken Bild ist das modulierte ECRH-Signal zu sehen. In diesem Fall eine Rechteckmodulation mit 5 Hz, die dem im oberen rechten Bild gezeigten Frequenzspektrum entspricht. Analog dazu sind der Reihe nach die zentrale liniengemittelte Dichte, die Elektronentemperatur und das reflektierte Signal abgebildet. In allen Signalen kann eine der ECRH folgende Modulation bei 5 Hz ausgemacht werden, bei der reflektierten Leistung jedoch auch eine hohe Spitze bei der doppelten Frequenz und verhältnismäßig hohe Rauschwerte. Eine mögliche Erklärung könnte die mitmodulierte Dichte sein. Durch die Änderung der Dichte ändert sich sowohl die Brechung des O2-Strahls und dadurch der Auftreffpunkt auf dem Launcherspiegel als auch die Absorption (optische Dicke  $\tau \propto n_e$ ) periodisch mit der Modulation der ECRH. Zusätzlich ist mit der Dichtemodulation auch eine Modulation der Phase der Welle im Plasma verbunden, welches wegen der Stehwellen eine weitere, der Heizmodulation folgende, Beeinflussung des Messsignals hervorruft. Aufgrund dieser Abhängigkeiten kann die Amplitude des Reflexionssignals bei 10 Hz verursacht werden, aber auch das Messsignal bei 5 Hz kann verfälscht werden. Ähnliche Probleme ergaben sich jedoch auch in Experimenten mit geringerer Dichtemodulation, die durch höhere Modulationsfrequenzen von 10 Hz und 30 Hz bzw. einem anderen Tastverhältnis von

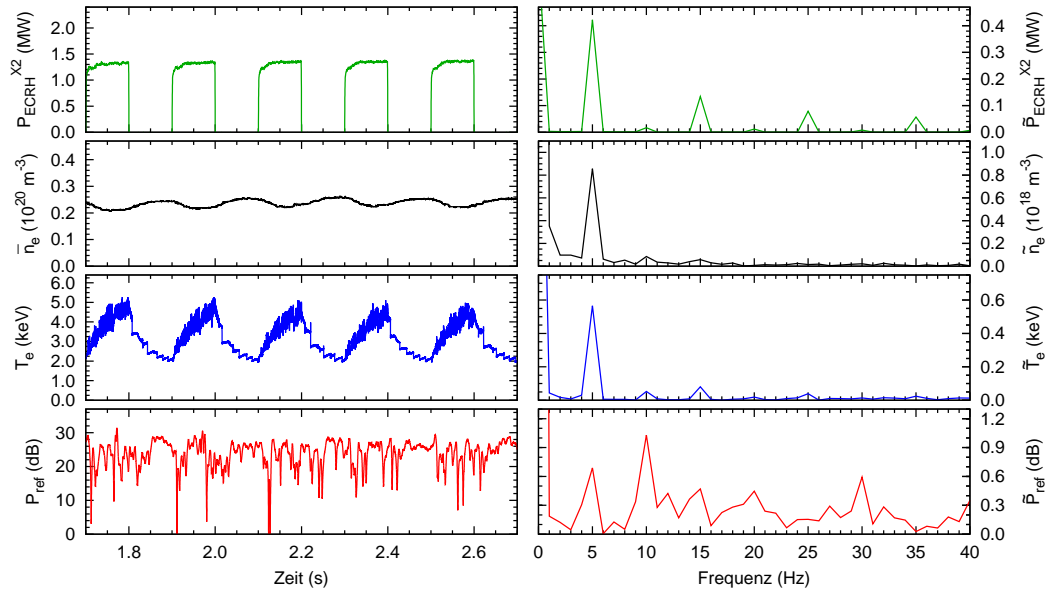


ABBILDUNG 8.14: Zeitspuren (links) und FOURIER-Transformationen (rechts) zur Bestimmung des Absorptionskoeffizienten. Von oben nach unten ist aufgetragen: die Heizleistung, die liniengemittelte Dichte, die zentrale Elektronentemperatur und das reflektierte Signal.

75% anstatt 50% erreicht worden war. Weiterhin wurde durch den Einbau eines breitbandigen Detektors und mehr O2-Leistung (20 mW anstatt einigen  $\mu\text{W}$ ) versucht sowohl die starken Fluktuationen zu reduzieren als auch das Reflexionssignal zu verstärken. Alle getroffenen Maßnahmen führten aber nicht zu einer entscheidenden Verbesserung.

Trotzdem soll hier die Absorptionskonstante der Messdaten aus Abbildung 8.14 angeben werden:  $\kappa = 0,28 \text{ keV}^{-1}$ . Im Vergleich zu den theoretischen Werten von ca.  $0,15 \text{ keV}^{-1}$  für die vorliegende Dichte liegt diese zwar in der gleichen Größenordnung, aber wegen der oben erwähnten Probleme wird von einer weiteren Interpretation dieses Ergebnisses abgesehen.

### 8.2.4 Experimente mit der O2-Heizung bei hoher Triangularität

Die Ergebnisse der letzten Unterkapitel 8.2.1–8.2.3 zeigen, trotz der Schwierigkeiten bei der Messung des Absorptionskoeffizienten, eine gute Absorption für die O2-Mode, die es erlaubt Experimente mit der O2-Heizung durchzuführen. Es wird daher in den folgenden Experimenten der Vorteil der O2-Mode,

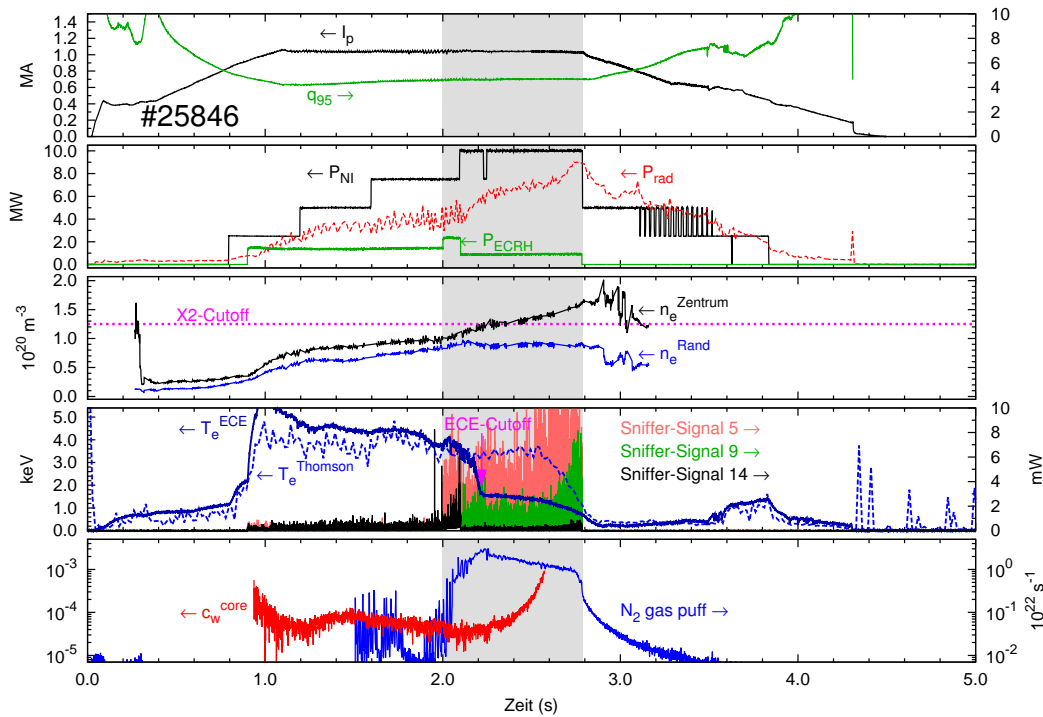


ABBILDUNG 8.15: O2-Mode-Heizung eines X2-überdichten Plasmas. Die mit Grau gekennzeichnete Region zeigt den Zeitraum der O2-Heizung an. Zusätzlich sind die Wolframkonzentration im Plasmazentrum und das Einblasen von Stickstoff  $N_2$  im untersten Bild dargestellt. Weitere Plasmaparameter sind:  $n/n_{GW} > 1$ ;  $H_{98} = 1,2$ ;  $\delta = 0,4$ ;  $\beta_{N,max} = 2,5$ ; Deuteriumfluss =  $1,5 \cdot 10^{22} \text{ s}^{-1}$ ).

Plasmen hoher Dichte zu heizen, ausgenutzt. Ferner wird die Funktionalität der Echtzeitsteuerung zur Zentrierung der Strahlen auf den holografischen Spiegel gezeigt. Aufbauend auf diesen Entladungen sind für die kommenden Kampagnen weitere Experimente mit der O2-Mode auch zu noch höheren Plasmaströmen möglich.

Eine Entladung mit Dichten über dem X2-Mode-Cutoff ist in Abbildung 8.15 dargestellt. Eine Magnetfeldkonfiguration mit hoher Triangularität ergibt einen guten Teilcheneinschluss und eine ansteigende Dichte. Um eine Überhitzung des Divertors zu verhindern, wird in Entladungen mit hohen Heizleistungen Stickstoff in den Plasmarand geblasen. Durch die bessere Strahlungscharakteristik des Stickstoffs bei kleinen Temperaturen im Vergleich zu Argon oder Neon kann so im Randbereich die Energie besser abgeführt und der Divertor gekühlt werden; ein zusätzlicher Nebeneffekt ist ein verbesserter Energieeinschluss [82]. Die Stickstoffzufuhr ist im letzten

Diagramm neben der Wolframkonzentration im Plasmazentrum aufgetragen. Um die hohe Dichte und die Überschreitung des X2-Cutoffs zu verdeutlichen, wurde anstatt der liniengemittelten Dichte im mittleren Bild die entabelte Dichte am Rand und im Zentrum eingezeichnet. Nach einer ersten Phase mit X2-Mode-Heizung (bis 2,1 s), bei der die Dichte noch unterhalb des Cutoffs lag, wurde die O2-Mode für die hochdichte Phase ab 2,0 s hinzugeschaltet. Nach ca. 0,2–0,3 s akkumuliert langsam das Wolfram im Plasmazentrum. Dies deutet, analog zur X3-Entladung #25796 in Abschnitt 8.1.2, auf eine nicht ausreichende ECRH-Leistung im Plasmazentrum hin. Da zu diesem Zeitpunkt kein weiteres Gyrotron zur O2-Heizung zur Verfügung stand, war eine Verifizierung dieses Sachverhaltes nicht möglich. Jedoch ist anzumerken, dass zwar beim Wechsel von X2- zur O2-Heizung eine leicht erhöhte Streustrahlung zu beobachten ist, die im tolerablen Bereich liegt, aber beim Überschreiten des X2-Cutoffs keine signifikante Änderung der Streustrahlung und Elektronentemperatur stattgefunden hat, von einer effizienten Heizung im Plasmazentrum kann somit ausgegangen werden. Die Erhöhung der Wolframkonzentration hat jedoch eine abkühlende Wirkung auf das Plasma, wodurch die Elektronentemperatur sinkt und die O2-Absorption abnimmt. Die sinkende O2-Absorption begünstigt in diesem Fall wieder die Akkumulation des Wolfram im Plasmazentrum und führt zu einem Kreislauf analog zur Entladung #25796, der nur durch zusätzliche Heizung unterbrochen werden könnte (siehe dazu auch Entladung #24107 in Abbildung 8.8). Demzufolge verringert sich die Elektronentemperatur weiter und die Streustrahlung nimmt zu.

Zusätzlich zu diesem Effekt kann auch die ansteigende Dichte einen Beitrag zur Verschlechterung der Situation geführt haben. TORBEAM-Simulationen der Entladung zeigten, dass durch die Änderung des Brechungsindex der Strahl nach unten aus dem holografischen Spiegel geschoben wurde (Vergleiche auch Abbildung 6.9 in Kapitel 6.3). Dadurch verlor das Plasmazentrum den zweiten Durchgang des O2-Strahls und deshalb 20% Leistung. Eine Reaktion der Echtzeitsteuerung des Einstrahlwinkels hätte dem entgegenwirken können, war zu diesem Zeitpunkt aber noch nicht einsatzbereit.

### 8.2.5 ITER-relevante Entladungen mit O2-Heizung

Die O2-Heizungsexperimente mit ITER-relevantem  $q_{95} \approx 3$  wurde in Entladungen durchgeführt, in denen die kühlende Wirkung auf den Divertor durch das Einblasen eines Gasgemisches aus Stickstoff und Argon in Entladungen mit hoher Heizleistung und geringem  $q_{95}$  untersucht werden sollte (siehe z. B. [82]). Da die Kräfte, die während einer Entladung bzw. während einer Disruption auf ASDEX Upgrade wirken, mit dem Plasmastrom skalie-

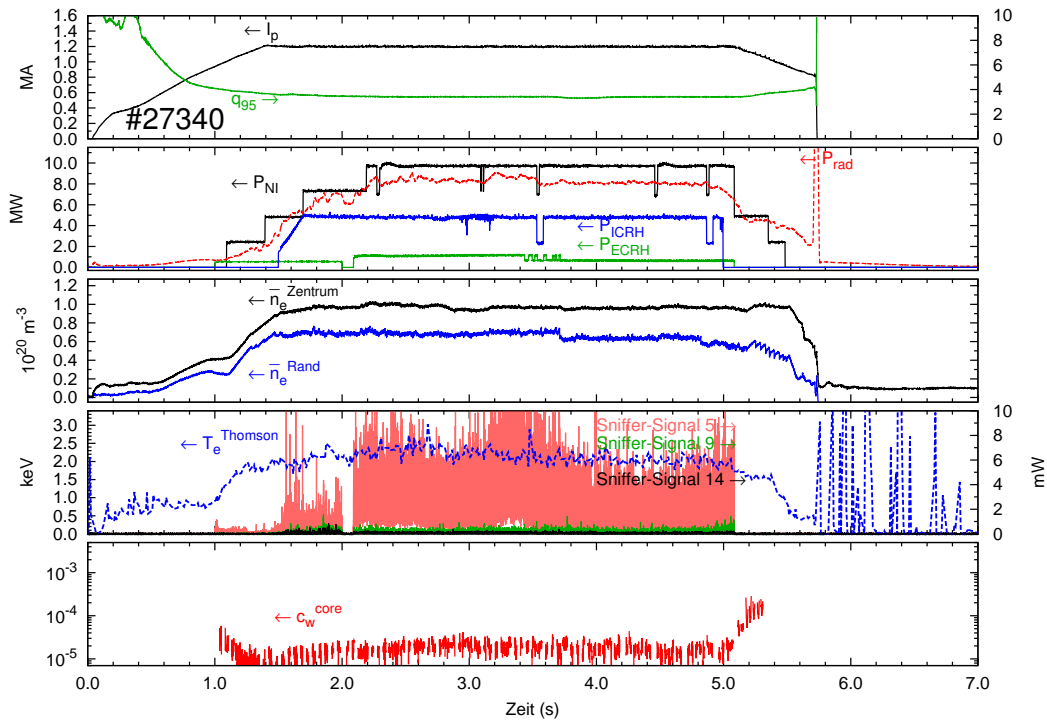


ABBILDUNG 8.16: Zeitspuren einer ITER-relevanten Entladungen mit O2-Heizung bei einem Magnetfeld von  $B = 2,5$  T und einem Plasmastrom von  $I_P = 1,2$  MA. Weitere Parameter sind in Abbildung 8.20 im Vergleich zu ITER dargestellt.

ren, war aus Sicherheitsgründen der Plasmastrom auf maximal  $I_P = 1,2$  MA beschränkt. Daher konnten in den Entladungen ein minimaler Sicherheitsfaktor von  $q_{95} = 3,4$  erreicht werden. Trotzdem war die O2-Heizung wegen der hohen Dichte in diesen Entladungen von Nöten. In Kampagne 2008/09 konnte hierzu nur auf ein Gyrotron zurückgegriffen werden. Außerdem stand zu diesem Zeitpunkt die Echtzeitsteuerung des Einstrahlwinkels mittels der Thermoelemente in den holografischen Spiegeln noch nicht zur Verfügung. Dennoch konnten Entladungen mit der an ASDEX Upgrade maximal möglichen Heizleistung durchgeführt werden (Zeitspuren für Entladung #25844 im Anhang). Im Folgenden wird jedoch eine beispielhafte Entladung aus der Kampagne des Jahres 2011 vorgestellt. In Entladung #27340 (Abbildung 8.16) war es möglich, die Wolframkonzentration auf  $1,8 \cdot 10^{-5}$  sowohl durch Gasinjektion ( $5,6 \cdot 10^{22} \text{ s}^{-1}$ ) als auch durch starke Wellenheizung (5,3 MW ICRH, 1,2 MW ECRH) zu reduzieren. Die ECRH war hierbei so zeitlich aufeinander abgestimmt, dass am Anfang (1–2 s) der Entladung kurzzei-

tig mit Gyrotron 7 in der außerordentlichen Polarisierung geheizt wurde, um die Elektronentemperatur zu erhöhen und so für eine gute O2-Absorption zu sorgen. Die während des Hochfahrens der Dichte ansteigende Streustrahlung signalisiert hierbei deutlich, dass das Plasma nahe des X2-Mode-Cutoffs betrieben wird. Die O2-Mode wird dann ab 2,1 s mit Gyrotrons 5 und 6 eingestrahlt. In dieser Heizphase konnte, durch die hohe Elektronentemperatur, ca. 75 % der eingestrahnten O2-Mode bei einem einfachen Durchgang absorbiert werden. Mit einem zweiten Durchgang war dann eine Absorption von über 90 % möglich. Eine erhöhte Streustrahlung im Vergleich zur anfänglichen X2-Mode-Heizung ist zwar auszumachen, dies lässt sich aber auf die unterschiedlichen Positionen, Einstrahlwinkel und Heizleistungen zurückzuführen.

### 8.2.6 Spiegelsteuerung

Die Heizung mittels ECRH soll hier aber noch genauer betrachtet werden, im Speziellen die Reaktion der Feedback-Steuerung des poloidalen Einstrahlwinkels mittels der Thermoelemente in den holografischen Spiegeln. In den durchgeführten Entladungen waren keine Probleme mit steigender Dichte auszumachen. Um trotzdem eine Reaktion des Reglers zu provozieren, wurden bei den Entladungen der poloidale Einstrahlwinkel von vornherein so verstimmt, dass die nicht absorbierten Strahlen die Spiegel nicht zentral, sondern in der unteren bzw. oberen Hälfte des Spiegels trafen. So sollte der Regler dazu veranlasst werden, die Strahlen auf den Spiegeln zu zentrieren. Beispielhaft ist dies in der oben betrachteten Entladung #27340 der Fall. In der linken Spalte von Abbildung 8.17 sind im oberen Diagramm die Temperaturen des oberen (orange) und unteren (violett) Thermoelements von Spiegel 1 dargestellt. Die graue Fläche kennzeichnet die Einstrahlung der O2-Mode mit Gyrotron 5. Der aus den Temperaturen resultierende Regelparаметer (Verstärkungsfaktor  $V \cdot (T_u - T_o)$ ) und der Reglerschwellwert sind im mittleren Diagramm eingezeichnet (siehe hierzu auch Abschnitt 7.2.3 im vorherigen Kapitel).

In der unteren Abbildung ist der Schwenk des Launcherspiegels zu erkennen. Die rote und blaue Unterteilung entspricht hierbei den Orten des O2-Strahls auf dem Spiegel, die im rechten Bild als rote und blaue Punkte abgebildet sind. An diesen Positionen erkennt man, dass der Spiegel in der unteren Hälfte getroffen wird. Daher steigt die Temperatur des unteren Thermoelements stark an, bis der Regelparаметer die Schwelle übertrifft und der Regler den Strahl auf den Spiegelmittelpunkt fokussiert. Die Temperaturdifferenz der beiden Thermoelemente bleibt danach nahezu konstant auf dem gewünschten Wert von ca. 60 °C. Aufgrund einer fehlerhaften Einstellung

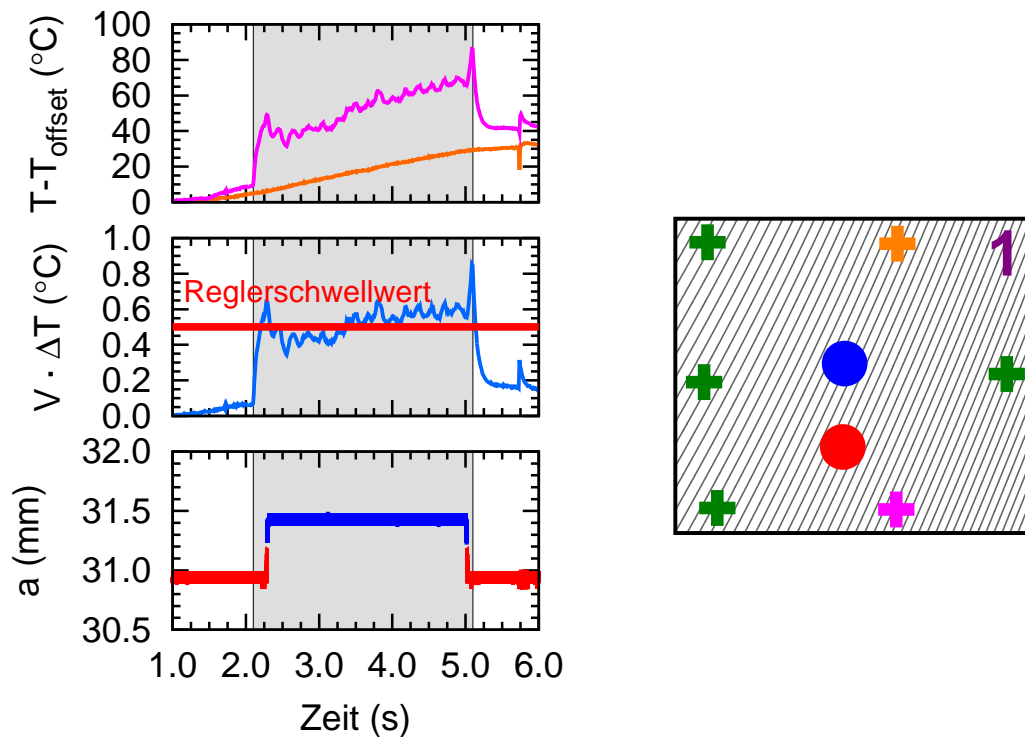


ABBILDUNG 8.17: Spiegelsteuerung bei Entladung #27340. Auf der linken Seite sind von oben nach unten die Temperaturen des oberen (orange) und unteren (violett) Thermoelements, der Regelparameter (hellblau) und die Stellung des Launcherspiegels dargestellt. Rechts sind die Auftreffpunkte des Strahls vor (rot) und während (blau) der Echtzeitregelung dargestellt. In Grau hinterlegt ist die Phase der O2-Heizung mit Gyrotron 5.

in der Entladungssteuerung endet die Phase der Echtzeitsteuerung kurz vor dem Ende der Heizphase mit Gyrotron 5. Dadurch wird der Strahl frühzeitig wieder auf seine Ursprungsposition gefahren und die Temperaturdifferenz steigt wieder schnell an, bis Gyrotron 5 abgeschaltet wird.

Im Gegensatz dazu soll der Regler den Strahl nicht verfahren, wenn der Spiegel schon zentral getroffen wird. Das Verhalten in dieser Situation zeigte sich an einer ähnlichen Entladung, bei der jedoch der Plasmastrom auf 1,1 MA reduziert wurde und die Dichte ca. 7% geringer als in Entladung #27340 war. In Abbildung 8.18 sind die zu Abbildung 8.17 analogen Zeitspuren und der Auftreffpunkt des O2-Strahls auf dem holografischen Spiegel für Entladung #27332 dargestellt (Weitere Zeitspuren und Plasmaparameter sind in Abbildung C.8 im Anhang und in Abbildung 8.20 zu finden).

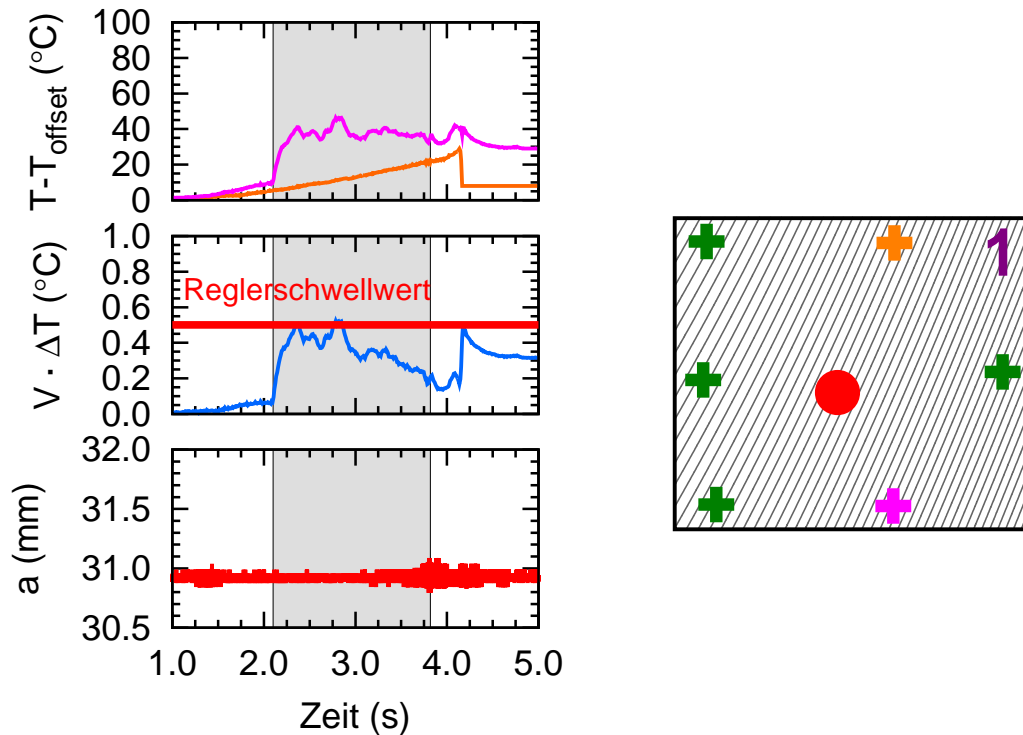


ABBILDUNG 8.18: Spiegelsteuerung bei Entladung #27332. Auf der linken Seite sind von oben nach unten die Temperaturen des oberen und unteren Thermoelements, der Regelparameter (blau) und die Stellung des Launcherspiegels dargestellt. Rechts ist der Auftreffpunkte des Strahls auf dem Spiegel dargestellt. In Grau hinterlegt ist die Phase der O<sub>2</sub>-Heizung mit Gyrotron 5.

Wie TORBEAM-Rechnungen zeigen, wird der Spiegel zentral getroffen. Das Regelsignal übertrifft daher nicht den Schwellwert, und der poloidale Einstahlwinkel muss nicht nachjustiert werden.

Zusammenfassend sei anzumerken, dass die Steuerung für Spiegel 1 gut funktionierte, dabei aber auch Probleme auftraten. Beispielsweise funktionierten einige Thermoelemente nach mehrmaligem Beschuss mit Mikrowellen nur noch eingeschränkt. So zeigte z. B. Thermoelement 6 von Spiegel 1, während der oben gezeigten Entladungen, innerhalb weniger Millisekunden Sprünge in den Signalen (siehe Abbildung 8.19 links), sodass der Verstärker gesättigt wurde. Dieses Verhalten ist weder mit einer Erwärmung von Mikrowellen noch von einer Erhitzung durch das Plasma zu erklären. Nach dem Ausbau und der Inspizierung der holografischen Spiegel stellte sich vielmehr heraus, dass bei einigen Thermoelementen, aufgrund unzureichender Schir-



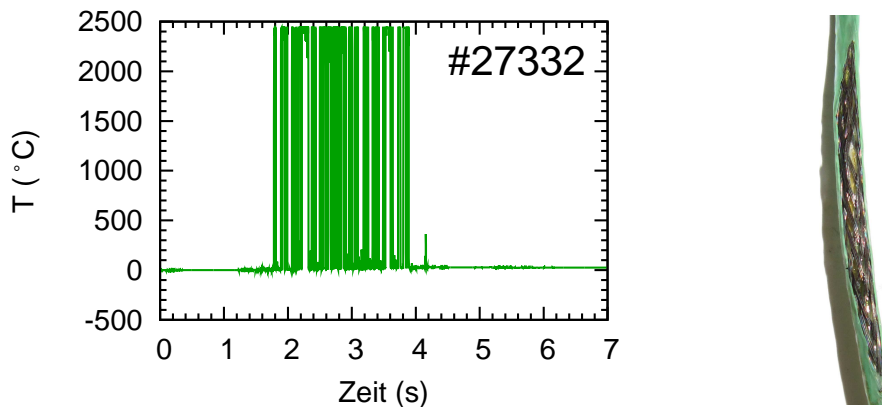


ABBILDUNG 8.19: Verhalten des Thermoelements 6 auf Spiegel 1 während der Entladung #27332 und ein defektes Kabel nach dem Ausbau der Spiegel.

mung, das Kabel während des Plasmabetriebs stark beschädigt wurde und dies eventuell zu einem Wackelkontakt führte (siehe Abbildung 8.19 rechts). Es konnte abschließend nicht geklärt werden, was die Beschädigung verursacht hatte, einen Wärmeeintrag durch Mikrowellen in das Kabel ist aber nicht auszuschließen. Für folgende Kampagnen ist eine verbesserte Schirmung der Kabel mittels flexibler Edelstahlschläuche vorgesehen, um solche Defekte zukünftig auszuschließen. Für die Kampagne im Jahr 2011 blieb nichts anderes übrig als die defekten Thermoelemente aus der Regelung auszuschließen und damit den Interlock der defekten Thermoelemente für die Gyrotrons auszuschalten.

### 8.2.7 Erreichbarkeit der ITER-Parameter

In Abbildung 8.20 sind einige Netzdiagramme für beispielhafte Entladungen, die durch die O2-Heizung geheizt wurden, mit den erreichten ITER-relevanten Parametern dargestellt. Wiederum sind diese Werte über den Zeitraum konstanten Plasmastroms (ca. 37–54 Energieeinschlusszeiten) gemittelt. Da in den meisten Entladungen ein stufenweiser Leistungsanstieg vorgesehen war, sind in den Netzdiagrammen neben den global gemittelten Werten auch die Werte bei der höchsten Heizleistung dargestellt (gestrichelt). Vor allem in diesen Phasen konnten teils deutlich erhöhte  $\beta_N$ -Werte erreicht werden. Jedoch führte dies zu einer erhöhten Modenaktivität und innerhalb von 5–13 Energieeinschlusszeiten zu einer starken NTM-Aktivität. Daraufhin verschlechterte sich der Einschluss, sodass der H-Faktor wieder abnahm. In Entladung #27332 konnte in einer Phase vor der Moden-Aktivität der H-

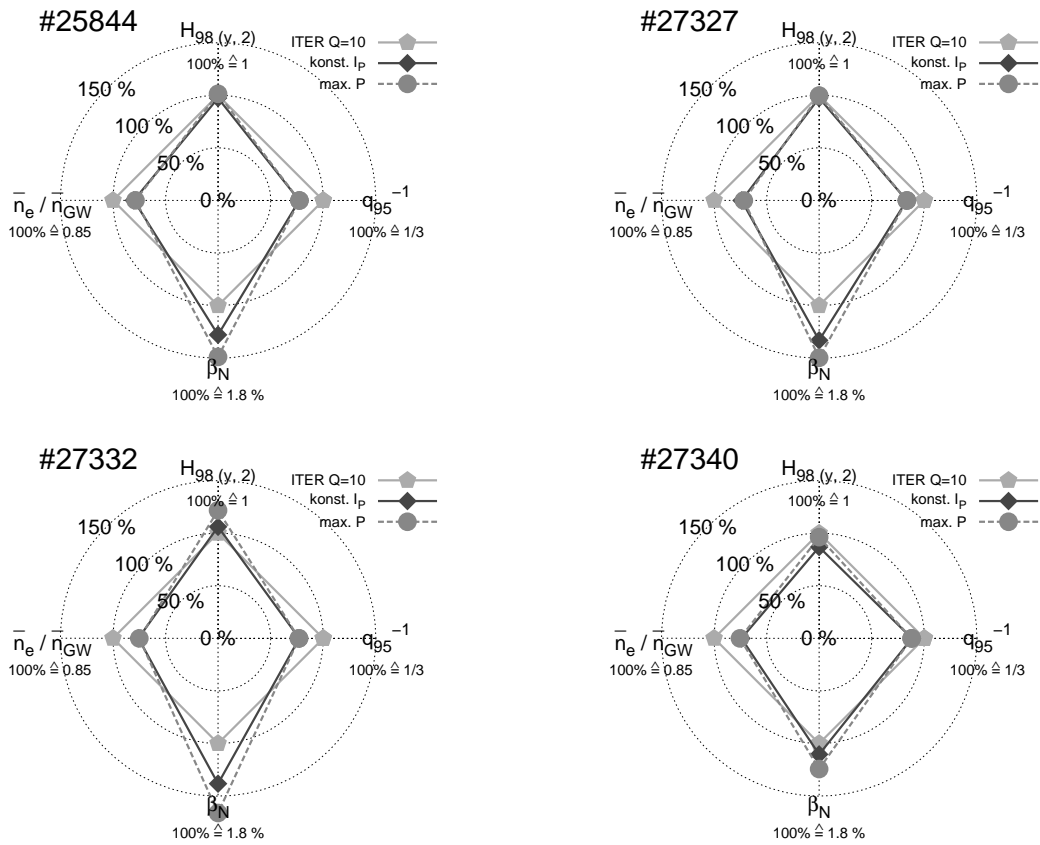


ABBILDUNG 8.20: Netzdiagramme für verschiedene ITER-relevante Entladungen mit O<sub>2</sub>-Mode-Heizung. Die gemittelten Werte für den Zeitraum konstanten Plasmatstroms sind mit durchgezogenen und für den Zeitraum höchster Heizleistung mit gestrichelten Linien gekennzeichnet. Die Zeitspuren der in diesem Kapitel nicht abgebildeten Entladungen sind im Anhang C zu finden.

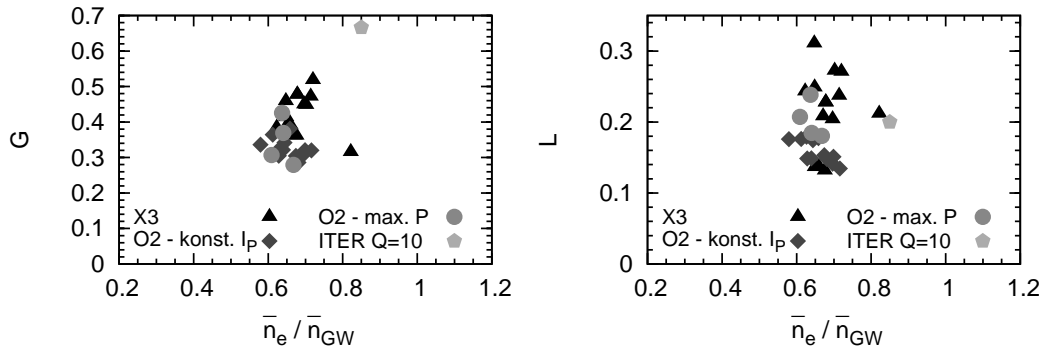


ABBILDUNG 8.21: Leistungsfähigkeit verschiedener ASDEX-Upgrade-Entladungen im Vergleich zu ITER.

Faktor des ITER-Szenarios übertroffen werden. Auch die Wolframakkumulation konnte in allen Entladungen mithilfe der ECRH unterdrückt werden. Im Vergleich zu den X3-Entladungen ist aber ein erhöhter Sicherheitsfaktor zu erkennen, der nur durch einen noch höheren Plasmastrom verringert werden kann.

Für den Fusionsgewinn  $G$  und den Parameter  $L$  aus Kapitel 8.1.3 aller ITER-relevanten O2-Entladungen ergibt sich dann die in Abbildung 8.21 gezeigte Diagramme mit den entsprechenden Werten bei konstantem Plasmastrom (Karus) und höchster Heizleistung (Kreise). Zusätzlich wurden auch die X3-Entladungen mit eingezeichnet. Der Vergleich zeigt das etwas schlechtere Leistungsvermögen der Entladungen mit O2-Heizung im Gegensatz zu denen mit X3-Heizung. Dies liegt hauptsächlich an den erreichten Sicherheitsfaktoren durch den limitierten Plasmastrom bei einem Feld von 2,5 T. Die kurzzeitig erreichten Plasmaparameter bei maximaler Heizleistung zeigen aber eine Verbesserung dieser Entladungen. Hier sei aber noch einmal darauf hingewiesen, dass die verschiedenen Abhängigkeiten von  $G$  und  $L$  von  $\beta_N$  den Unterschied zwischen dem linken und rechten Bild ausmacht. Eine Steigerung der Dichte im Vergleich zur GREENWALD-Dichte wäre für eine noch bessere ITER-Kompatibilität aber prinzipiell wünschenswert.



# Kapitel 9

## Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurden Heizszenarien der Elektronenzyklotronresonanzheizung (ECRH) für neue Parametergebiete am Tokamak ASDEX Upgrade im Hinblick auf ITER entwickelt. Die ECRH wird seit dem Umbau des Materials der ersten Wand von Kohlenstoff zu Wolfram auch für die Kontrolle der Wolframkonzentration im Plasmazentrum gebraucht. Wolfram bietet wegen der besseren Wasserstoffkompatibilität und der geringeren Erosion einen entscheidenden Vorteil gegenüber Kohlenstoff, allerdings verursacht es in Hochtemperaturplasmen eine hohe Plasmastrahlung, die einen wesentlichen Verlustterm darstellt und zu einem Abbruch der Entladung führen kann.

In ITER-relevanten Entladungen an ASDEX Upgrade wird der Einsatz der ECRH in der üblich verwendeten außerordentlichen Mode an der zweiten Harmonischen (X2-Mode) jedoch begrenzt. Durch die beim ITER- $Q=10$ -Szenario gleichzeitig benötigte hohe Dichte, die mit dem Plasmastrom  $I_P$  skaliert, und hohe Verdrillung des Magnetfeldes  $B$ , die durch kleine Werte des Sicherheitsfaktors  $q_{95} \propto B/I_P$  ausgedrückt werden kann, kommt es bei gutem Einschluss und  $q_{95} = 3$  zu einem Überschreiten der Cutoff-Dichte der X2-Mode. Dadurch wird die Mikrowelle vor dem Erreichen der Resonanz reflektiert und kann nicht mehr zur zentralen Heizung oder als Kontrolle der Wolframkonzentration eingesetzt werden.

Aus den Abhängigkeiten des Sicherheitsfaktors von Magnetfeld und Plasmastrom und des Cutoffs von Magnetfeld und Dichte konnte jedoch ein Lösungsansatz für dieses Problem gefunden werden. Mikrowellen der gleichen Frequenz haben bei niedrigerem Magnetfeld, wenn die dritte harmonische Resonanz im Zentrum liegt, einen höheren Cutoff und können Plasmen bis zu einer  $1/3$  höheren Dichte heizen. Gleichzeitig benötigt man für  $q_{95} = 3$  wegen des geringeren Magnetfeldes einen geringeren Plasmastrom als im Fall des hohen Feldes. Jedoch konnte mit Raytracing- und Beamtracing-Programmen nur eine zentrale Absorption von ca. 60–70% an der dritten harmonischen

Resonanz bei Elektronentemperaturen um 2–3 keV und Dichten im Bereich von  $10^{20} \text{ m}^{-3}$  ermittelt werden. Die nicht absorbierte ECRH-Leistung ist wegen ihrer hohen Leistungsdichte für mikrowellensensitive Bauteile in ASDEX Upgrade gefährlich. Eine Optimierung des Magnetfeldes von 1,7 T auf 1,8 T kann die Streustrahlung minimieren, indem die am Rand liegende zweite harmonische Resonanz als Strahlensumpf genutzt wird. Die Depositionsregion der dritten Harmonischen bleibt dabei für die Unterdrückung der Wolframakkumulation zentral genug.

Dieses Szenario konnte anhand von Experimenten durch die Betrachtung der Streustrahlung und Elektronentemperatur bei zwei verschiedenen Magnetfeldstärken (1,7 T und 1,8 T) verifiziert werden. Auch die Abhängigkeit der Wolframakkumulation von der ECRH-Leistung konnte experimentell gezeigt werden. In Entladungen mit den gleichen Entladungsparametern, die sich nur in der ECRH-Leistung unterschieden, akkumulierte bei 1 MW ECRH das Wolfram im Plasmazentrum, führte zu einer hohen Plasmastrahlung und letztendlich zu einer Destabilisierung des Plasmas. Im Gegenteil dazu konnte die Anhäufung von Wolfram bei der doppelten ECRH-Leistung verhindert und so die Entladung stabilisiert werden. Mit diesen Ergebnissen war es erstmals möglich ITER-relevante Entladungen mit einem Sicherheitsfaktor von  $q_{95} = 3$  an ASDEX Upgrade mit einer ersten Wand aus Wolfram zu fahren. Außerdem konnte gezeigt werden, dass Entladungen sowohl mit 1 MW als auch mit 2 MW ECRH bei leicht erhöhtem Deuteriumeinblasen stabilisiert werden konnten. Die in dieser Arbeit betrachteten ITER-Parameter wurden erreicht und teilweise übertroffen. Eine Steigerung der Dichte war mittels Injektion von Pellets möglich.

Neben dem verringerten Magnetfeld und der Verwendung der dritten harmonischen Resonanz ist es aber auch möglich, zentral an der zweiten Harmonischen in der ordentlichen Polarisation (O2-Mode) zu heizen. Dadurch ist das Anwenden der ECRH bis zur doppelten Dichte möglich. Es besteht jedoch auch mit der O2-Mode das Problem der unvollständigen Absorption der Heizwellen bei den an ASDEX Upgrade erreichbaren Plasmamparametern. Bei Temperaturen um 3–4 keV und Dichten über  $10^{20} \text{ m}^{-3}$  wurde eine Absorption von ca. 80 % berechnet. Im Gegensatz zum X3-Szenario kann hierbei jedoch nicht auf einen Strahlensumpf zurückgegriffen werden.

Dies erforderte ein eigens für die O2-Mode entwickeltes Heizszenario. Hierbei werden die durchscheinende Anteile der O2-Strahlen an Spiegeln an der inneren Wand an ASDEX Upgrade reflektiert und so ein zweiter Plasmadurchgang realisiert. Mit Beamtracing-Rechnungen konnte eine Steigerung der Absorption auf 94 % berechnet werden.

Die experimentelle Überprüfung des O2-Heizungszenarios ergab eine gute Übereinstimmung mit den theoretischen Erwartungen. In H-Moden mit

---

gutem Einschluss, hoher Dichte und einem Plasmastrom von 1,2 MA konnte ein Sicherheitsfaktor von  $q_{95} = 3,4$  ohne signifikante Streustrahlung erreicht werden. Durch starke Wellenheizung und hoher Deuteriuminjektion konnte dabei die Wolframkonzentration weiter reduziert werden.

Für den zweiten Plasmadurchgang war jedoch zuvor die Entwicklung und der Bau der Spiegel notwendig. Diese mussten sich, erosionsbedingt und um das Plasma nicht zu verunreinigen, an die innere Wand anschmiegen. Ferner mussten die Spiegel polarisationserhaltend sein, d. h., die Reflexion musste ebenfalls in ordentlicher Polarisation erfolgen, und in die entsprechende Richtung effizient reflektieren. Diese Bedingungen sind nur mit sogenannten holografischen Gitterspiegeln erfüllbar.

Diese Anforderungen an die Spiegel und fertigungsbedingte Einschränkungen bedingten eine Optimierung der einzelnen Gitterprofile, die mittels des Optimierungsverfahrens der Differenziellen Evolution durchgeführt wurde. Die elektromagnetischen Felder wurden dabei mit der Randlementmethode berechnet. Die theoretischen Reflexionseigenschaften der Spiegel konnten vor dem Einsatz an ASDEX Upgrade experimentell bestätigt werden.

Ferner war eine Kontrolle der Strahlposition auf den Spiegeln notwendig, da bei Dichteänderung oder Änderung der magnetischen Konfiguration der Strahl aus dem Spiegeln wandern könnte. Deshalb wurde eine Echtzeitsteuerung zur Nachführung und Fokussierung des Strahls auf den holografischen Spiegeln entwickelt. Hierfür wurde ein neuartiges Detektionssystem, basierend auf Thermoelementen, in die Spiegel implementiert. Die Thermoelemente wurden hierbei so angeordnet, dass sie die Oberflächentemperatur messen und wegen ihrer geringen Ansprechzeit als Echtzeit-Feedback-Signal verwendet werden konnten. Experimente zeigten eine erfolgreiche Nachführung des Strahls bei nicht zentral getroffener Spiegel.

Diese Thermoelemente wurden auch zur Abschätzung der Absorption der O<sub>2</sub>-Mode herangezogen. Die Temperaturantwort eines Thermoelements folgte dabei den Leistungen von zwei unterschiedlich absorbierten O<sub>2</sub>-Strahlen. Mittels Modulationsexperimenten war es außerdem möglich, die höhere zentrale Leistungsdeposition durch den zweiten Plasmadurchgang eindeutig zu beweisen. Nur die Bestimmung des Absorptionskoeffizienten der O<sub>2</sub>-Mode konnte wegen ununterdrückbaren Stehwellen nicht zufriedenstellend durchgeführt werden.

Abschließend bleibt festzuhalten, dass mit der Entwicklung und Erprobung der in dieser Arbeit vorgestellten neuen Heizszenarien an ASDEX Upgrade ein wichtiger Schritt in Richtung ITER gegangen wurde, und nun aufbauend darauf weitere richtungsweisende Experimente an ASDEX Upgrade im Hinblick auf ITER folgen können und müssen.





# Anhang A

## Aufbau eines ECRH-Systems

### A.1 Gyrotron

Das Gyrotron ist die stärkste Mikrowellenquelle im Bereich der Millimeter- bis Submillimeter-Wellen (GHz-THz). Es wird hierbei auf überdimensionierte Mikrowellenkomponenten zurückgegriffen, sodass, trotz der kleinen Wellenlänge, Leistungen bis in den MW-Bereich erzeugt werden können.

Der Aufbau eines Gyrotrons ist in Abbildung A.1 vereinfacht dargestellt. In der Elektronenkanone ①, werden Elektronen erzeugt, die durch die Anode ③ auf einige keV beschleunigt werden. Die Geometrie der Elektronenkanone und das anliegende Magnetfeld definieren hierbei sowohl die Form des erzeugten Strahls als auch die Geschwindigkeit der Elektronen parallel ( $v_{\parallel}$ ) und senkrecht ( $v_{\perp}$ ) zu den Magnetfeldlinien. Durch die senkrechte Geschwindigkeitskomponente gyrieren die Elektronen um die Feldlinien und zwingen diese auf Schraubenbahnen. Aufgrund der hohen Geschwindigkeit müssen die Elektronen relativistisch betrachtet werden, die Zyklotronfrequenz muss daher um den relativistischen Faktor  $\gamma = 1/\sqrt{1 - (v/c)^2}$  erweitert werden:

$$\omega_{ce}^r = \frac{eB}{m_e \gamma}. \quad (\text{A.1})$$

Weiterhin bildet der Elektronenstrahl durch die ringförmige Struktur des Emitters einen sogenannten Hohlstrahl ② aus (siehe Abbildung A.2). In diesem ist die Phasenlage der einzelnen Elektronen vor dem Eintritt in den Resonator ⑤ gleich verteilt (Abbildung A.2 links) [84]. Im Resonator kommt es aufgrund der Wechselwirkung mit der Mikrowelle, bei entsprechender Auslegung des elektrischen Feldes im Resonator, dessen Frequenz  $\omega_{MW}$  als auch des Magnetfeldes ( $\omega_{ce}^r \approx \omega_{MW}$ ), zu einer Phasensynchronisation aufgrund der relativistischen Massenzu- bzw. abnahme der Elektronen.

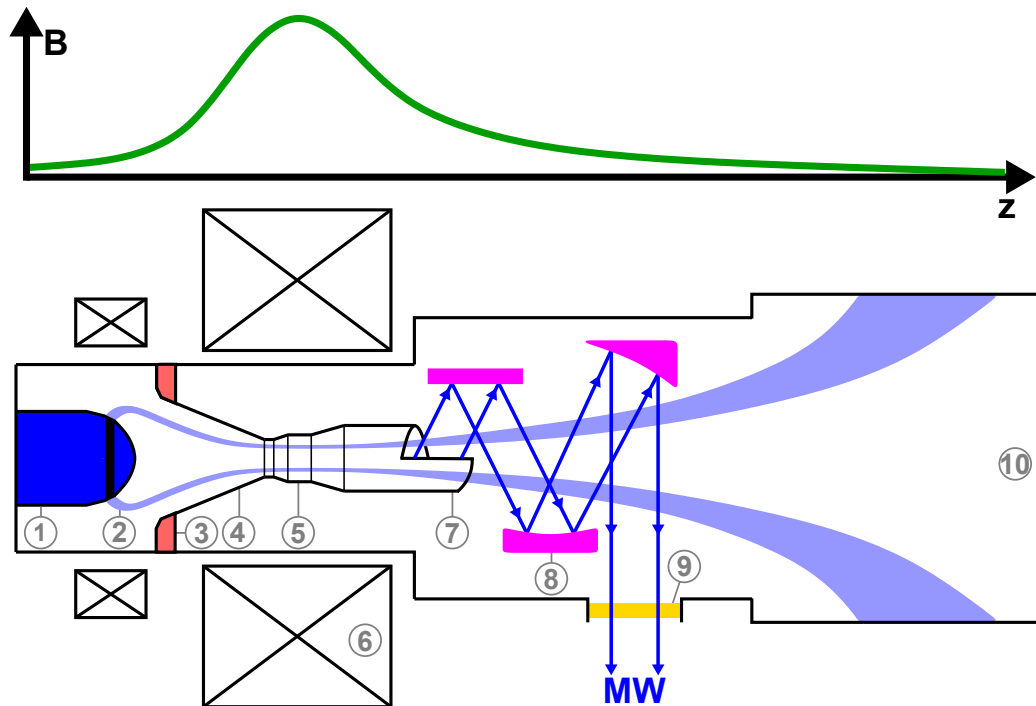


ABBILDUNG A.1: Schematischer Aufbau eines Gyrotrons: ① Elektronenkanone, ② Hohlstrahl, ③ Anode, ④ Beamtunnel, ⑤ Resonator, ⑥ supraleitender Magnet, quasioptischer Wellenwandler mit ⑦ Antenne und ⑧ Anpassoptik, ⑨ Diamantfenster und ⑩ Kollektor [83].

Starten die Elektronen in der abbremsenden Phasenlage ( $v_{\perp} \uparrow \uparrow E_{\theta}$ ), so kommt es zu einem verringerten relativistischen Faktor und dadurch zu einer größeren Zyklotronfrequenz, die Elektronen geben hierbei Energie an das elektrische Feld ab. Im Gegensatz dazu verkleinert sich die Zyklotronfrequenz bei den beschleunigten Elektronen ( $v_{\perp} \uparrow \downarrow E_{\theta}$ ), deren zusätzliche Energie aus dem Feld im Resonator stammt. Im Mittel erfolgt somit kein Energieübertrag an die Mikrowellen. Durch das Abbremsen bzw. die Beschleunigung der einzelnen Elektronen bündeln sich diese (electron bunching) und folgen dem angelegten E-Feld. In Abbildung A.2 rechts ist dies anschaulich dargestellt. Durch die Dimensionierung des Resonators und des Magnetfeldes kann die Hohlleitermode und die Resonanzfrequenz der Mikrowelle so gewählt werden, dass sie ein wenig oberhalb der Zyklotronfrequenz liegt, so werden die gebündelten Elektronen fortwährend abgebremst und geben ihre Energie an die Mikrowelle ab.

Die Auskopplung der Mikrowelle aus dem Resonator erfolgt durch einen

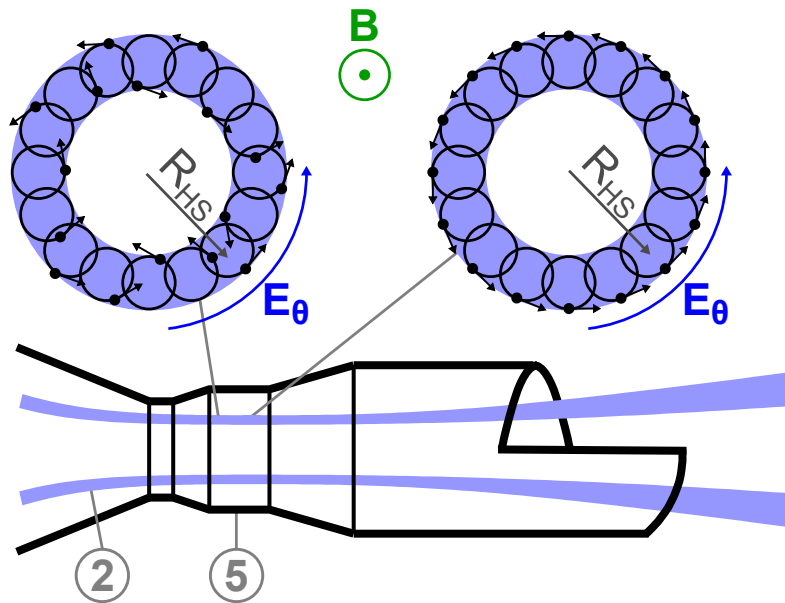


ABBILDUNG A.2: Phasenlage der Elektronen im Hohlstrahl beim Eintritt in den Resonator (links) und im Resonator (rechts). Aufgrund der Wechselwirkung der Elektronen mit einer TE-Hohlleitermode kommt es zu der Phasensynchronisation der Elektronen, die durch geschickte Wahl der Mikrowellenfrequenz und des Magnetfeldes ihre Energie an die Mikrowelle abgeben können.

Hohlleitertaper. Auf der Eintrittsseite des Elektronenstrahls ist, durch die Verjüngung des Hohlleiterradius, die Resonatormode im Cutoff. Sie wird dort komplett reflektiert, auf der Austrittsseite wird durch eine abrupte Impedanzänderung, aufgrund der Verbreiterung des Hohlleiterradius, eine Teilreflexion realisiert, sodass ein Teil der Welle sowohl im Resonator verbleibt als auch in den quasioptischen Wellenwandler ⑦ ausgekoppelt wird.

Durch den Wellenwandler und die Anpassoptik ⑧ wird die Resonatormode in eine GAUSSsche Freiraummode umgewandelt, und durch ein Diamantfenster ⑨ ausgekoppelt. Die Elektronen gehen ungehindert durch die Anordnung aus Wellenwandler und Anpassoptik und treffen auf den Kollektor ⑩, wo sie ihre Energie abgeben.

Nach diesem Prinzip lassen sich Gyrotrons realisieren, die sowohl einen hohen Wirkungsgrad ( $> 50\%$ ), eine hohe Ausgangsleistung ( $> 1\text{ MW}$ ), eine lange Pulsdauer ( $> 60\text{ min}$  bei  $0,8\text{ MW}$ ), eine hohe GAUSSsche Modenreinheit ( $> 96\%$ ) als auch eine sehr hohe Zuverlässigkeit ( $> 80\%$ ) besitzen [85, 86]. Diese Bedingungen sind vor allem für den Betrieb an ITER wichtige Voraussetzungen.

## A.2 Übertragungsleitung

Die Übertragung der Mikrowelle von den Gyrotrons ins Vakuumgefäß basiert auf zwei unterschiedlichen Konzepten:

- der quasioptischen Übertragung mit metallischen Spiegeln und
- der Übertragung durch (evakuierte) korrigierte zylindrische Hohlleiter.

Beide Konzepte werden an Fusionsexperimenten verwendet und können, vorausgesetzt einer hohen GAUSSschen Modenreinheit, die Mikrowelle mit einer Effizienz von  $> 90\%$  übertragen.

Allen ECRH-Systemen gemein ist die Anpassoptik (engl: Matching Optics Unit (**MOU**)), mit der der GAUSSsche Strahl des Gyrotrons der Übertragungsleitung mit fokussierenden metallischen Spiegeln angepasst wird. Zu-

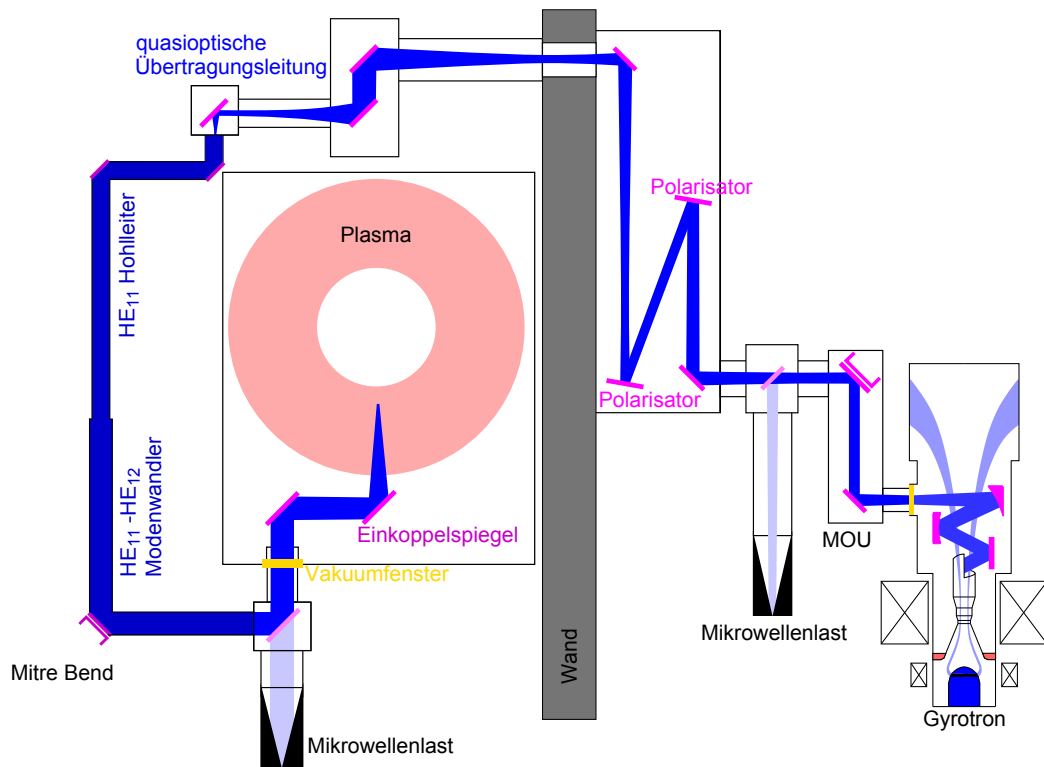


ABBILDUNG A.3: Übertragungsleitung des Gyrotrons 2 des alten ECRH-Systems an ASDEX Upgrade (nicht maßstabgetreu). Sie ist eine Kombination aus quasioptischer Übertragungsleitung und einer Übertragung mit überdimensionierten Hohlleitern.

sätzlich wird in der MOU die benötigte Polarisation für die Einstrahlung ins Plasma mit Polarisatoren eingestellt. Dies sind ebene Spiegel, denen eine Gitterstruktur in der Tiefe  $\lambda/4$  bzw.  $\lambda/8$  eingeprägt wurde. Dadurch ergibt sich eine Phasendifferenz der Feldkomponenten  $\parallel$  und  $\perp$  zu den Rillen, und die Polarisation der auslaufenden Welle kann entweder gedreht ( $\lambda/4$ -Polarisator) oder in eine zirkular bzw. elliptisch polarisierte Welle umgewandelt werden ( $\lambda/8$ -Polarisator) [87].

In Abbildung A.3 ist die Übertragungsleitung eines Gyrotrons vom alten ECRH-System von ASDEX Upgrade dargestellt. Man sieht hier, dass die Übertragungsleitung sowohl quasioptisch als auch mit Hohlleitern realisiert ist, die aber aufgrund der maximalen Leistung eines Gyrotrons von 1 MW noch nicht evakuiert sein müssen. Einen guten Überblick über die Übertragungsmethoden und deren verschiedene Komponenten bieten die Referenzen [87, 65].

## A.3 Antenne

Die Antennen im Vakuumgefäß (auch Launcher genannt) dienen zur Anpassung der Mikrowelle ans Plasma. Eine fokussierte und gerichtete Einstrahlung lässt sich mit quasioptischen Spiegeln realisieren. Aufgrund der vielfältigen Anwendungsgebiete der ECRH, z. B. zentrale Heizung, ECCD, NTM-Stabilisierung, ist es nötig, den Launcherspiegel möglichst genau dem Heizungsszenario anpassen zu können. Dies ist am einfachsten mit dem Konzept der „Front Steering Antenne“ zu realisieren; hier ist der letzte Spiegel vor dem Plasma meist ein planarer Spiegel, durch dessen Beweglichkeit die toroidalen und poloidalen Einstrahlwinkel eingestellt werden können.

Vor allem für ITER stellt die Steuerung der vordersten Spiegel ein Problem wegen der starken Neutronenbelastung dar. Hier müssen Elektronik und bewegliche Teile wirkungsvoll gegen den Neutronenbeschuss abgeschotet werden, da sonst Fehlfunktionen oder Ausfälle wahrscheinlich sind. Es ist daher wünschenswert bewegliche Teile möglichst weit weg vom Plasma zu platzieren. An W7-X soll dies mit der „Remote Steering Antenne“ getestet werden. Dazu wird die Eigenschaft eines korrigierten Hohlleiters quadratischen Querschnitts verwendet, dessen Länge einem Vielfachen der Schwingungswellenlänge entspricht, um so den Eingangsstrahl auf den Ausgangsstrahl abzubilden [88]. So können die beweglichen Teile mehrere Meter vom Plasma entfernt angebracht werden.

Die Antenne des neuen ECRH-Systems an ASDEX Upgrade besteht aus vier Launcherspiegeln, die jeweils um 320,25 mm oberhalb und unterhalb der Mittelebene versetzt sind. Zusätzlich sind sie von der Mitte des fünften Sek-

tors um 115,00 mm nach rechts und links verschoben, was gleichbedeutend mit einem toroidalen Versatz von  $2,789^\circ$  (mit  $R=2361$  mm) ist. Betrachtet man die Antenne von der inneren Wand aus, so sind die für das O2-Szenario wichtigen Launcher oben rechts (Gyrotron 5) und oben links (Gyrotron 6) angeordnet (siehe auch Abbildung 6.6). Der Launcher lässt sich mittels eines Winkels  $\beta$  und einer Spindelposition  $a$  auf die poloidalen  $\theta$  und toroidalen  $\phi$  Einstrahlwinkel einstellen; hierbei ist zu beachten, dass die hier eingestellten Einstrahlwinkel dem Negativen der TORBEAM-Winkel entsprechen. Die Geometrie zur Berechnung der Einstrahlwinkel in den Launcherparametern lässt sich an Abbildung A.4 veranschaulichen.  $x_{20}$  ist die Spindelposition, bei der  $\alpha = 0^\circ$  ist.  $a$  ist daher nur die Abweichung der Spindelposition vom Nullpunkt.

Der Wellenvektor des einlaufenden Strahls  $\mathbf{k}_{in}$  ist definiert über den Winkel  $\delta$  zwischen der  $z$ -Achse in der  $x$ - $z$ -Ebene und dem Wellenvektor.  $\chi$  ist der Winkel zwischen der  $z$ -Achse in der  $y$ - $z$ -Ebene und dem Wellenvektor (nicht eingezeichnet):

$$k_{in,x} = -\frac{\sin \delta \cos \chi}{N} \quad (\text{A.2})$$

$$k_{in,y} = \frac{\cos \delta \sin \chi}{N} \quad (\text{A.3})$$

$$k_{in,z} = \frac{\cos \delta \cos \chi}{N} \quad (\text{A.4})$$

wobei

$$N = \sqrt{\cos^2 \chi + \cos^2 \delta \sin^2 \chi} \quad (\text{A.5})$$

ist. Der Wellenvektor des auslaufenden Strahls  $\mathbf{k}_{out}$  ist dann durch den ein-

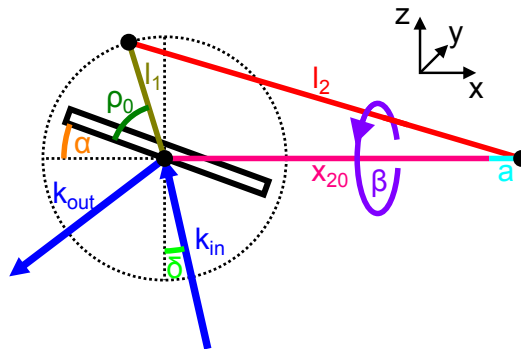


ABBILDUNG A.4: Definition der Launcherparameter.

laufenden Strahl und die Drehwinkel  $\alpha$  und  $\beta$  des Launchers definiert:

$$k_{out,x} = -A \sin \alpha + k_{in,x} \quad (\text{A.6})$$

$$k_{out,y} = A \cos \alpha \sin \beta + k_{in,y} \quad (\text{A.7})$$

$$k_{out,z} = -A \cos \alpha \cos \beta + k_{in,z} \quad (\text{A.8})$$

$$(\text{A.9})$$

mit der Abkürzung:

$$A = -\frac{2}{N} (\sin \alpha \sin \delta \cos \chi + \cos \alpha \sin \beta \cos \delta \sin \chi - \cos \alpha \cos \beta \cos \delta \cos \chi). \quad (\text{A.10})$$

Der Winkel  $\alpha$  lässt sich anhand der Spindelposition  $a$  als:

$$\alpha = \arccos \left( \frac{l_2^2 - l_1^2 - (a + x_{20})^2}{2(a + x_{20})l_1} \right) - \rho_0 \quad (\text{A.11})$$

ausdrücken. Aus  $\mathbf{k}_{out}$  lassen sich dann die Einstrahlwinkel in den Torus berechnen:

$$\theta = \arcsin(k_{out,z}) \quad (\text{A.12})$$

$$\phi = \gamma - \pi + \arccos \left( \frac{k_{out,x}}{\sqrt{1 - k_{out,z}^2}} \right). \quad (\text{A.13})$$

Die hier verwendeten Launcherparameter sind für die oberen Launcher des neuen ECRH-Systems identisch:

	Launcher 5	Launcher 6
$\delta$	12,8°	
$\chi$	0,2°	
$l_1$	86,54 mm	
$l_2$	291,41 mm	
$\rho_0$	52,87°	
$x_{20}$	230,88 mm	

Für  $\beta$  und  $a$  muss jedoch ein fertigungsbedingter Offset eingeführt werden, der bei der Kalibrierung des Launchers in ASDEX Upgrade bestimmt wurde und zu  $\beta$  bzw.  $a$  hinzugezählt werden muss.

	Launcher 5	Launcher 6
$a_{offset}$	-0,05 mm	+0,15 mm
$\beta_{offset}$	0,00°	-0,55°

Während einer Entladung kann nur die Spindel bewegt werden,  $\beta$  bleibt fixiert. Größtenteils hat dies Einfluss auf den poloidalen Einstrahlwinkel, jedoch ist auch eine kleine toroidale Variation mit inbegriffen. Beispielsweise ergibt sich bei einem  $a = 33$  mm und  $\beta = -8,4^\circ$  bei einer Änderung der Spindelposition um  $\Delta a = 1$  mm eine Änderung des poloidalen und toroidalen Einstrahlwinkels um  $\Delta\theta = 1,4^\circ$  bzw.  $\Delta\phi = 0,3^\circ$ .



# Anhang B

## Parameter der holografischen Spiegel

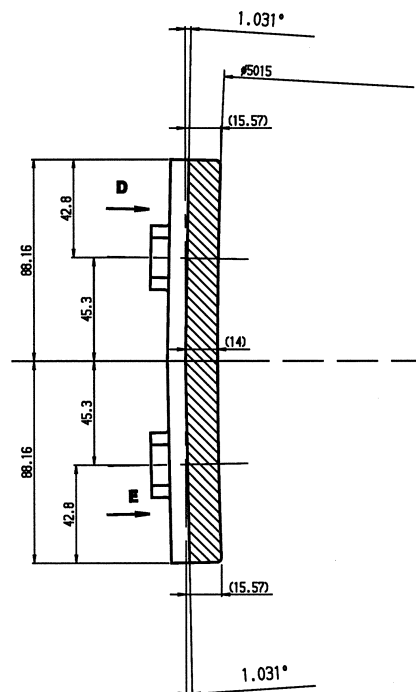


ABBILDUNG B.1: Konstruktionszeichnung des Rohlings der Doppelkachel ohne Gitterstruktur.

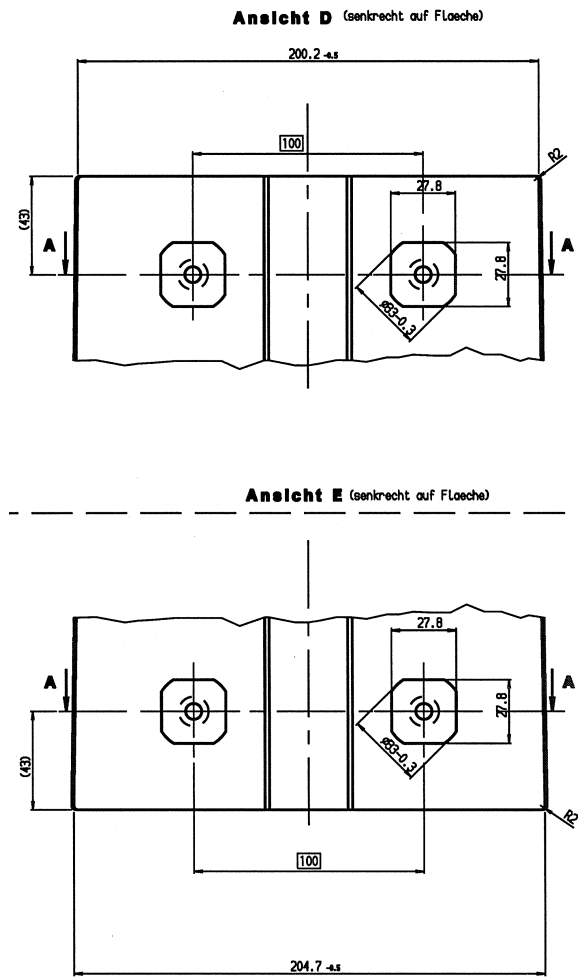




ABBILDUNG B.2: Konstruktionszeichnung des Rohlings der Doppelkachel ohne Gitterstruktur.





ABBILDUNG B.4: Holografischer Spiegel 2 für Gyrotron 6 (nach einer ASDEX-Upgrade-Kampagne).

Spiegel 1												
TE	x (mm)	y (mm)	Stecker im Gefäß	ODU-Stecker (nach Vak.durchführung)	Trenn- verstärker	ADC Kanal	Diag.	Signal	Index	rt Diag.	rt Signal	Index
1	25,1	75,1	S5 21 	S5-Eu21/1	12	13	DTM	S4_S6_HS	7	DTR	HOMI1TE	1
2	87,2	76,8	S5 24 	S5-Eu24/1	-	-	DTM	S4_S6_HS	-	DTR	HOMI1TE	2
3	89,2	1,5	S5 21 	S5-Eu21/2	14	13	DTM	S4_S6_HS	8	DTR	HOMI1TE	3
4	88,7	-75,9	S5 24 	S5-Eu24/2	-	-	DTM	S4_S6_HS	-	DTR	HOMI1TE	4
5	26,7	-75,4	S5 22 	S5-Eu22/2	16	15	DTM	S4_S6_HS	10	DTR	HOMI1TE	5
6	-80,4	-74,6	S5 23 	S5-Eu23/2	18	17	DTM	S4_S6_HS	12	DTR	HOMI1TE	6
7	-88,0	-3,1	S5 22 	S5-Eu22/1	15	14	DTM	S4_S6_HS	9	DTR	HOMI1TE	7
8	-85,9	75,9	S5 23 	S5-Eu23/1	17	16	DTM	S4_S6_HS	11	DTR	HOMI1TE	8

Spiegel 2												
TE	x (mm)	y (mm)	Stecker im Gefäß	ODU-Stecker (nach Vak.durchführung)	Trenn- verstärker	ADC Kanal	Diag.	Signal	Index	rt Diag.	rt Signal	Index
1	22,8	75,1	S4 21 	S4-Eu21/1	7	6	DTM	S4_S6_HS	1	DTR	HOMI2TE	1
2 <sup>28</sup>	88,3	72,7	S4 24 	S4-Eu24/1	-	-	DTM	S4_S6_HS	-	DTR	HOMI2TE	2
3	88,8	-1,5	S4 21 	S4-Eu21/2	8	7	DTM	S4_S6_HS	2	DTR	HOMI2TE	3
4 <sup>28</sup>	88,5	-73,0	S4 24 	S4-Eu24/2	-	-	DTM	S4_S6_HS	-	DTR	HOMI2TE	4
5	24,1	-77,1	S4 22 	S4-Eu22/2	10	9	DTM	S4_S6_HS	4	DTR	HOMI2TE	5
6 <sup>28</sup>	-90,5	-75,5	S4 23 	S4-Eu23/2	12	11	DTM	S4_S6_HS	6	DTR	HOMI2TE	6
7	-88,7	2,6	S4 22 	S4-Eu22/1	9	8	DTM	S4_S6_HS	3	DTR	HOMI2TE	7
8 <sup>28</sup>	-88,2	74,7	S4 23 	S4-Eu23/1	11	10	DTM	S4_S6_HS	5	DTR	HOMI2TE	8

TABELLE B.1: Zuordnung der Thermoelemente.

<sup>28</sup> Stecker 23 wurde auf Durchführung 24 gelegt, d. h., beim Spiegel 2 ist TE2 mit TE6 und TE4 mit TE8 vertauscht.



# Anhang C

## Untersuchte ASDEX-Upgrade-Entladungen

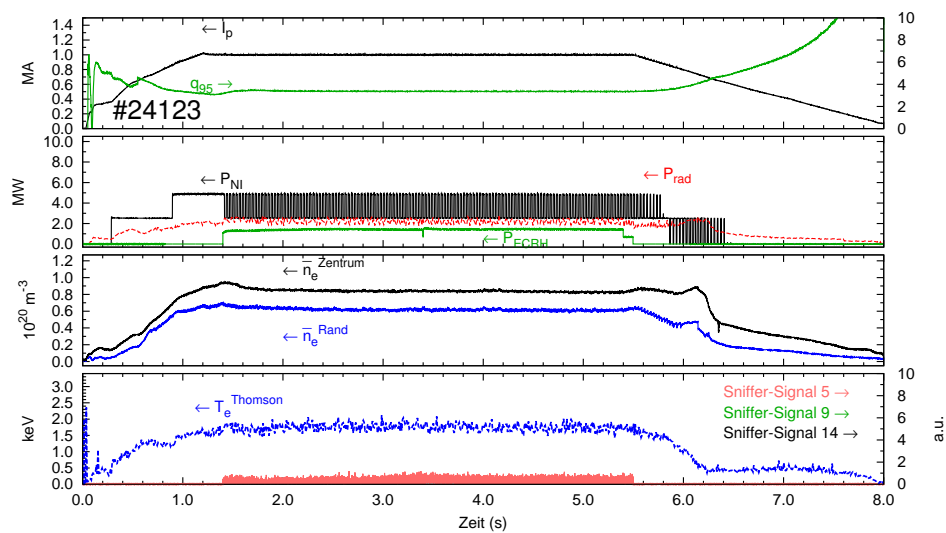


ABBILDUNG C.1: Zeitspuren einer ITER-relevanten Entladung mit X3-Heizung bei einem Magnetfeld von  $B = 1,8 \text{ T}$  und einem Plasmastrom von  $I_P = 1,0 \text{ MA}$ .

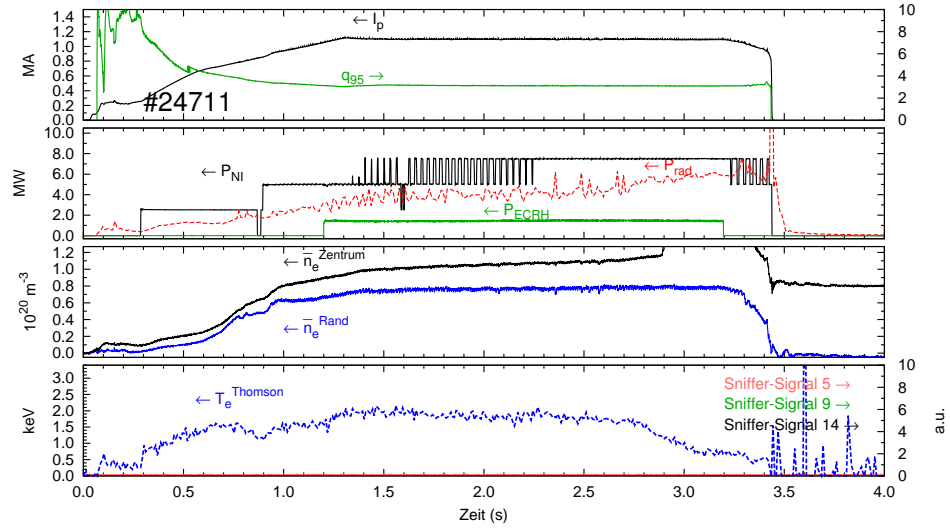


ABBILDUNG C.2: Zeitspuren einer ITER-relevanten Entladung mit X3-Heizung bei einem Magnetfeld von  $B = 1,8$  T und einem Plasmastrom von  $I_P = 1,1$  MA.

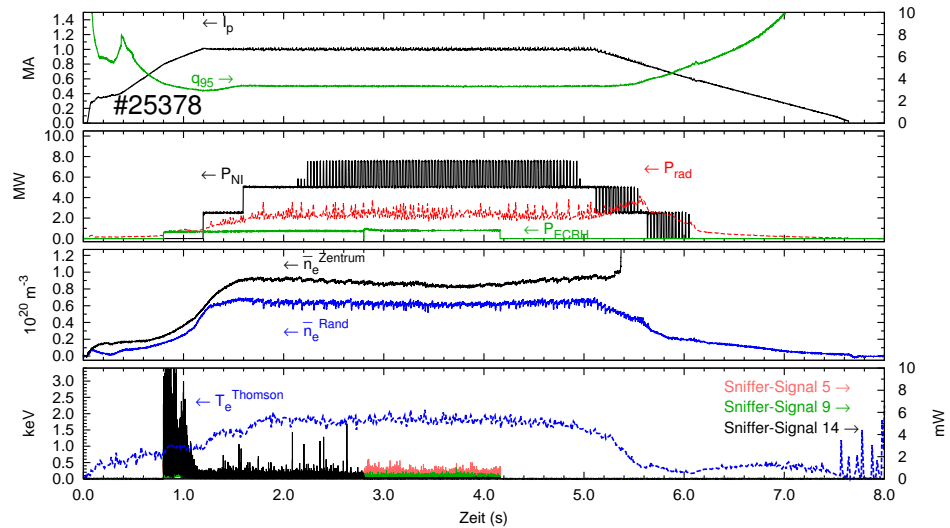


ABBILDUNG C.3: Zeitspuren einer ITER-relevanten Entladung mit X3-Heizung bei einem Magnetfeld von  $B = 1,8$  T und einem Plasmastrom von  $I_P = 1,0$  MA.



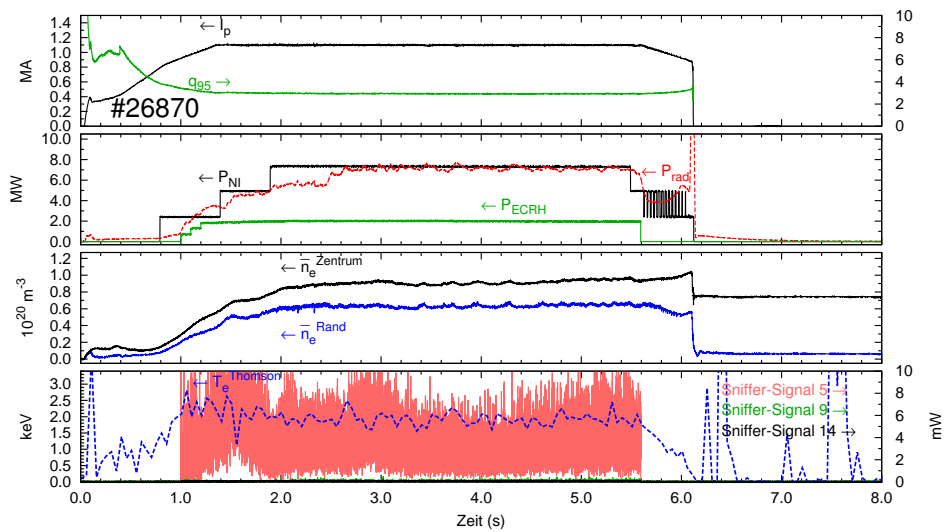


ABBILDUNG C.4: Zeitspuren einer ITER-relevanten Entladung mit X3-Heizung bei einem Magnetfeld von  $B = 1,8 \text{ T}$  und einem Plasmastrom von  $I_P = 1,1 \text{ MA}$ .

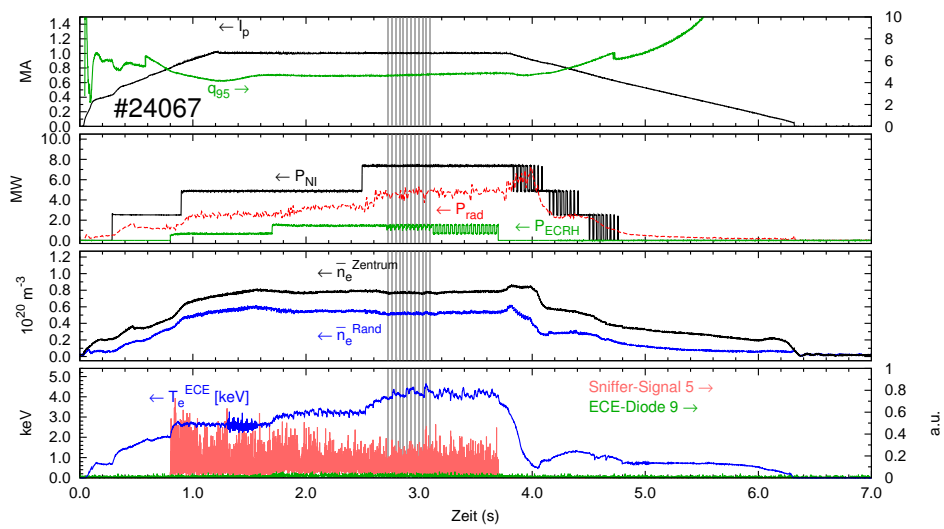


ABBILDUNG C.5: Zeitspuren einer Entladung zur Überprüfung des O2-Szenarios. In Grau sind die Zeiten der O2-Einstrahlung dargestellt. Hierbei kam noch kein holografischer Spiegel zum Einsatz.

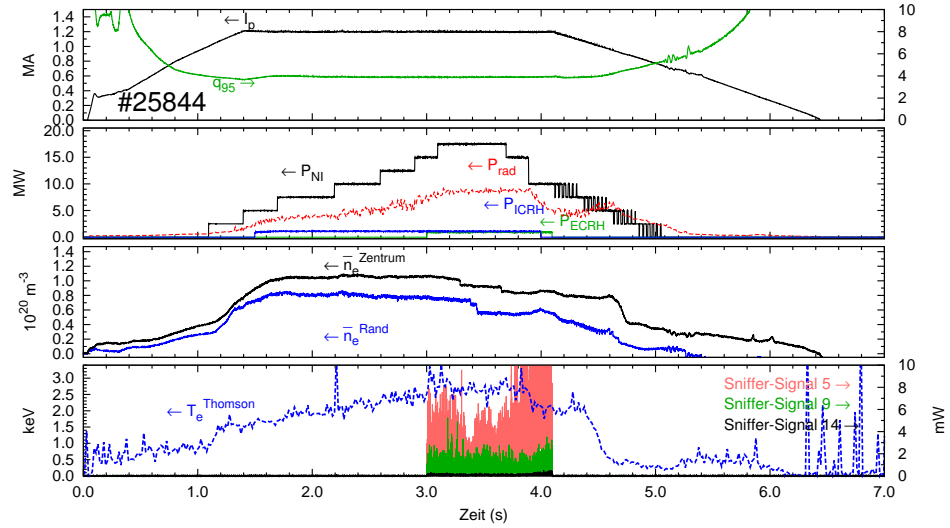


ABBILDUNG C.6: Zeitspuren einer ITER-relevanten Entladung mit O<sub>2</sub>-Heizung bei einem Magnetfeld von  $B = 2,5$  T und einem Plasmastrom von  $I_P = 1,2$  MA.

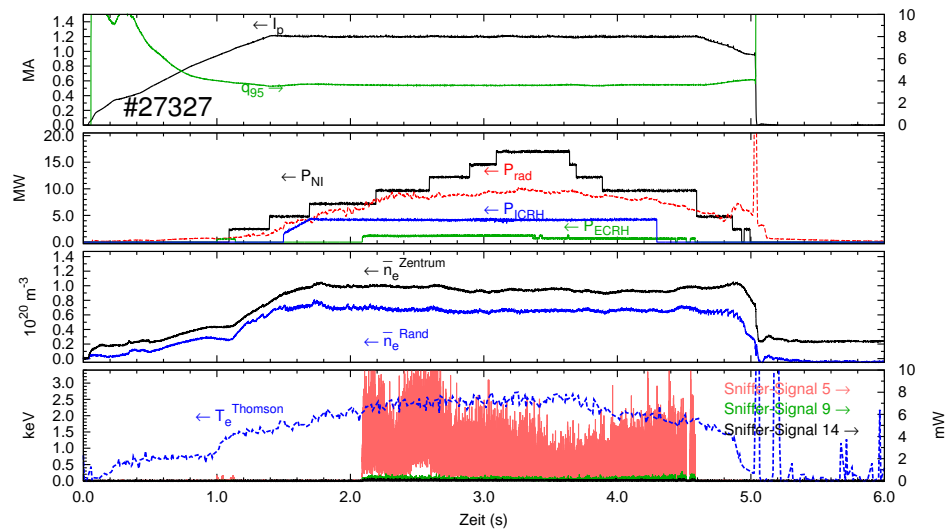


ABBILDUNG C.7: Zeitspuren einer ITER-relevanten Entladung mit O<sub>2</sub>-Heizung bei einem Magnetfeld von  $B = 2,5$  T und einem Plasmastrom von  $I_P = 1,2$  MA.

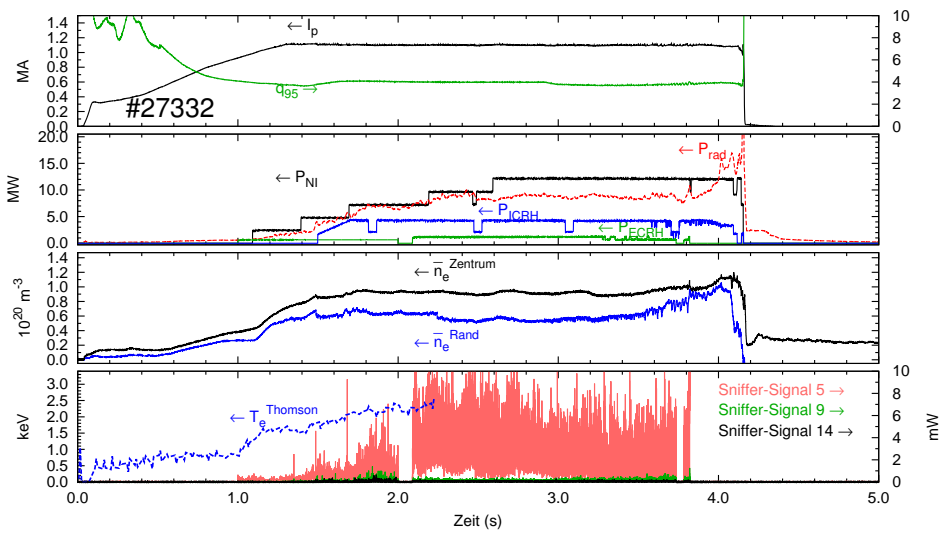


ABBILDUNG C.8: Zeitspuren einer ITER-relevanten Entladung mit O2-Heizung bei einem Magnetfeld von  $B = 2,5 \text{ T}$  und einem Plasmastrom von  $I_P = 1,2 \text{ MA}$ .



# Literaturverzeichnis

- [1] Internationale Energiebehörde, <http://data.iea.org>.
- [2] Weltbank - Datenbank, <http://databank.worldbank.org>.
- [3] Bundesregierung, Wachstum. Bildung. Zusammenhalt. Koalitionsvertrag zwischen CDU, CSU und FDP, 2009.
- [4] J. Wesson, *Tokamaks*, Vol. 118 of *International Series of Monographs on Physics*, 3. ed. (Oxford University Press Inc., New York, 2004).
- [5] U. Stroth *et al.*, Nuclear Fusion **36**, 1063 (1996).
- [6] H. Zohm *et al.*, Nuclear Fusion **41**, 197 (2001).
- [7] G. Gantenbein *et al.*, Phys. Rev. Lett. **85**, 1242 (2000).
- [8] O. Motojima and the ITER Organization, *23rd IAEA Fusion Energy Conference* (IAEA, Daejeon, Rep. of Korea, 2010).
- [9] R. Cashmore *et al.*, *R&D Needs and Required Facilities for the Development of Fusion as an Energy Source - Report of the Fusion Facilities Review Panel* (European Commission, Belgium, 2008).
- [10] F. Troyon *et al.*, Plasma Physics and Controlled Fusion **26**, 209 (1984).
- [11] J. P. Freidberg, *Ideal Magnetohydrodynamics* (Plenum Press, New York, 1987).
- [12] T. S. Taylor *et al.*, Plasma Phys. **2**, 2390 (1995).
- [13] M. Greenwald *et al.*, Nuclear Fusion **28**, 2199 (1988).
- [14] M. Greenwald, Plasma Physics and Controlled Fusion **44**, R27 (2002).
- [15] K. Borrass, R. Schneider, and R. Farengo, Nuclear Fusion **37**, 523 (1997).

- 
- [16] J. Stober *et al.*, Plasma Physics and Controlled Fusion **42**, A211 (2000).
- [17] V. Mertens *et al.*, Nuclear Fusion **37**, 1607 (1997).
- [18] ITER Physics Expert Group on Confinement and Transport, ITER Physics Expert Group on Confinement Modelling and Database, and ITER Physics Basis Editors, Nuclear Fusion **39**, 2175 (1999).
- [19] U. Stroth, *Plasmaphysik* (Vieweg+Teubner Verlag | Springer Fachmedien Wiesbaden GmbH, Wiesbaden, 2011).
- [20] A. Staebler *et al.*, Nuclear Fusion **45**, 617 (2005).
- [21] R. Neu *et al.*, Journal of Nuclear Materials **363-365**, 52 (2007).
- [22] B. J. Green, the ITER International Team, and Participant Teams, Plasma Physics and Controlled Fusion **45**, 687 (2003).
- [23] ITER EDA Documentation Series, Technical Report No. 22, International Atomic Energy Agency.
- [24] M. Henderson *et al.*, in *Proceedings of the 16th Joint Workshop on Electron Cyclotron Emission and Electron Cyclotron Resonance Heating*, edited by R. Prater (World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd., Singapore, 2010), pp. 353–363.
- [25] A. Sips, for the Steady State Operation, and the Transport Physics topical groups of the International Tokamak Physics Activity, Plasma Physics and Controlled Fusion **47**, A19 (2005).
- [26] L. D. Horton *et al.*, Plasma Physics and Controlled Fusion **46**, B511 (2004).
- [27] T. H. Stix, *Waves in Plasmas* (American Institute of Physics, New York, 1992).
- [28] R. Prater, Physics of Plasmas **11**, 2349 (2004).
- [29] O. Mangold, *Effiziente holographische Gitterspiegel für die Elektronenzyklotronresonanzheizung von Fusionsplasmen*, Doktorarbeit, Universität Stuttgart, Stuttgart, 2009.
- [30] V. Erckmann and U. Gasparino, Plasma Physics and Controlled Fusion **36**, 1869 (1994).

- 
- [31] M. Bornatici, R. Cano, O. De Barbieri, and F. Engelmann, *Nucl. Fus.* **23**, 1153 (1983).
- [32] R. Prater *et al.*, *Nuclear Fusion* **48**, 035006 (2008).
- [33] Y. A. Kravtsov and Y. I. Orlov, *Geometrical Optics of Inhomogeneous Media* (Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 1990).
- [34] E. Poli, G. V. Pereverzev, and A. G. Peeters, *Physics of Plasmas* **6**, 5 (1999).
- [35] N. Marushchenko, H. Maassberg, and Y. Turkin, *Nuclear Fusion* **48**, 054002 (2008).
- [36] E. Poli, A. G. Peeters, and G. V. Pereverzev, *Computer Physics Communications* **136**, 90 (2001).
- [37] E. Poli, persönliche Mitteilung, 2008, Max-Planck-Institut für Plasma-physik.
- [38] R. Neu *et al.*, in *23rd IAEA Fusion Energy Conf. (Daejeon, Rep. of Korea) IAEA-CN-180/EXD/P3-24*, IAEA (IAEA, Daejeon, Rep. of Korea, 2010).
- [39] T. Pütterich *et al.*, *Nuclear Fusion* **50**, 025012 (2010).
- [40] R. Dux *et al.*, *Nuclear Fusion* **39**, 1509 (1999).
- [41] C. Angioni *et al.*, *Plasma Physics and Controlled Fusion* **51**, 124017 (2009).
- [42] R. Dux *et al.*, *Journal of Nuclear Materials* **313-316**, 1150 (2003).
- [43] M. Sertoli, *Local Effects of ECRH on Argon Transport at ASDEX Upgrade*, Doktorarbeit, LMU München, München, 2010.
- [44] R. Dux *et al.*, *Plasma Physics and Controlled Fusion* **45**, 1815 (2003).
- [45] C. Angioni *et al.*, *Plasma Physics and Controlled Fusion* **49**, 2027 (2007).
- [46] M. Sertoli *et al.*, *Plasma Physics and Controlled Fusion* **53**, 035024 (2011).
- [47] D. Wagner *et al.*, *Plasma Science, IEEE Transactions on* **37**, 395 (2009).
- [48] J. Stober *et al.*, *Nuclear Fusion* **43**, 1265 (2003).

- 
- [49] R. M. McDermott *et al.*, Plasma Physics and Controlled Fusion **53**, 124013 (2011).
- [50] R. Dux *et al.*, Journal of Nuclear Materials **390-391**, 858 (2009).
- [51] N. Oyama *et al.*, Nuclear Fusion **51**, 033009 (2011).
- [52] W. Suttrop *et al.*, Phys. Rev. Lett. **106**, 225004 (2011).
- [53] W. Suttrop, persönliche Mitteilung, 2009, Max-Planck-Institut für Plasmaphysik.
- [54] F. Meo *et al.*, Journal of Physics: Conference Series **227**, 012010 (2010).
- [55] B. Kurzan *et al.*, in *38th EPS Conference on Plasma Phys.* (ECA, Straßburg, 2011), Vol. 35, p. P4.048.
- [56] A. Mlynek, *Real-time Control of the Plasma Density Profile on ASDEX Upgrade*, Doktorarbeit, LMU München, München, 2010.
- [57] F. Gandini *et al.*, Fusion Engineering and Design **56-57**, 975 (2001).
- [58] H. Höhnle *et al.*, Nuclear Fusion **51**, 083013 (2011).
- [59] D. G. Schmid-Lorch, *Mikrowellen-Streustrahlung am Tokamak ASDEX Upgrade*, Diplomarbeit, Universität Ulm, 2010.
- [60] D. Wagner *et al.*, Journal of Infrared, Millimeter and Terahertz Waves **32**, 274 (2010).
- [61] S. Alberti *et al.*, Nuclear Fusion **42**, 42 (2002).
- [62] S. Alberti *et al.*, Nuclear Fusion **45**, 1224 (2005).
- [63] J.-P. Hogge, S. Alberti, L. Porte, and G. Arnoux, Nuclear Fusion **43**, 1353 (2003).
- [64] H. Höhnle *et al.*, in *38th EPS Conference on Plasma Physics* (ECA, Straßburg, 2011), Vol. 35, p. P2.095.
- [65] P. Goldsmith, *Quasioptical Systems* (IEEE Press, New York, 1998).
- [66] P. Van den Berg, Applied Scientific Research **24**, 261 (1971).
- [67] R. Petit *et al.*, in *Electromagnetic Theory of Gratings*, edited by R. Petit (Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 1980).



- 
- [68] O. Mangold, W. Kasperek, and E. Holzhauer, in *Conference Digest of the 2004 Joint 29th International Conference on Infrared and Millimeter Waves and 12th International Conference on Terahertz Electronics*, edited by M. Thumm and W. Wiesbeck (IEEE, Karlsruhe, 2004), pp. 717 – 718.
- [69] R. Storn, *Biennial Conference of the North American Fuzzy Information Processing Society* (IEEE, Berkeley, 1996), pp. 519 – 523.
- [70] W. Kasperek, A. Fernandez, F. Hollmann, and R. Wacker, *International Journal of Infrared and Millimeter Waves* **22**, 1695 (2001).
- [71] W. Treutterer *et al.*, *Fusion Engineering and Design* **84**, 1871 (2009), proceeding of the 25th Symposium on Fusion Technology (SOFT-25).
- [72] M. Reich, persönliche Mitteilung, 2011, Max-Planck-Institut für Plasmaphysik.
- [73] A. Herrmann, persönliche Mitteilung, 2009, Max-Planck-Institut für Plasmaphysik.
- [74] M. Reich *et al.*, *Fusion Science and Technology* **58**, 727 (2010).
- [75] A. Peeters, C. Angioni, A. Sips, and the ASDEX Upgrade Team, *Nuclear Fusion* **47**, 1341 (2007).
- [76] T. Luce *et al.*, *Nuclear Fusion* **43**, 321 (2003).
- [77] F. Leuterer *et al.*, *Nuclear Fusion* **43**, 1329 (2003).
- [78] F. Ryter *et al.*, *Nuclear Fusion* **43**, 1396 (2003).
- [79] F. Imbeaux, F. Ryter, and X. Garbet, *Plasma Physics and Controlled Fusion* **43**, 1503 (2001).
- [80] R. I. Hunter, D. A. Robertson, P. Goy, and G. M. Smith, *Microwave Theory and Techniques*, *IEEE Transactions on* **55**, 890 (2007).
- [81] D. Martin and R. Wylde, *Microwave Theory and Techniques*, *IEEE Transactions on* **57**, 99 (2009).
- [82] A. Kallenbach *et al.*, *Nuclear Fusion* **51**, 094012 (2011).
- [83] M. Beringer, *Design studies towards a 4 MW 170 GHz coaxial-cavity gyrotron*, Doktorarbeit, Karlsruher Institut für Technologie, Karlsruhe, 2011.

- [84] A. Gilmour, *Microwave Tubes* (ARTECH HOUSE, INC., Dedham, MA, 1986).
- [85] M. Thumm, Technical Report No. KIT SCIENTIFIC REPORTS 7575, Karlsruhe Institute of Technology.
- [86] K. Sakamoto *et al.*, in *35th International Conference on Infrared Millimeter and Terahertz Waves (IRMMW-THz)* (IEEE, Rom, 2010), pp. Tu-E1.6.
- [87] M. Thumm and W. Kasperek, *IEEE Transactions on Plasma Science* **30**, 755 (2002).
- [88] H. Dadgostar, *Charakterisierung einer Remote-Steering Antenne für Wendelstein 7-X*, Diplomarbeit, Universität Stuttgart, Stuttgart, 2011.

# Danksagung

Zu aller erst gilt mein Dank meinem Doktorvater Ulrich Stroth für die Betreuung meiner Doktorarbeit und Herrn Dressel und Herrn Wunner für den Mitbericht bzw. den Prüfungsvorsitz.

Einen besonderen Dank muss ich meinen zwei Chefs in Stuttgart und Garching aussprechen. Ohne den Rat, die Hilfe und Unterstützung von Walter Kasperek und Jörg Stober wäre diese Arbeit nicht möglich gewesen. Beiden danke ich auch für das Korrekturlesen dieser Arbeit.

Außerdem geht ein Dank an die Mitarbeiter der beiden ECRH-Gruppen in Stuttgart und Garching. Sie machten es durch ihre herzliche Aufnahme in die Arbeitsgruppen möglich, mich sowohl am IPF als auch am IPP sehr wohl zu fühlen. Aber auch die Zusammenarbeit mit allen anderen Mitarbeitern am IPF und IPP war durch ein freundschaftliches Miteinander geprägt, für welches ich mich bedanken muss. Meinen Zimmerkollegen Peter Manz und Bernhard Schmid danke ich für die angenehme Atmosphäre und die anregenden Diskussionen.

Emanuele Poli, Nicolai Marushchenko und Yuri Turkin danke ich für die Entwicklung der Beamtracing- bzw. Raytracing-Programme TORBEAM und TRAVIS. Ohne diese Programme wäre die Entwicklung der Heizszenarien schlicht und einfach nicht möglich gewesen.

Für das Fertigen der holografischen Spiegel, das mehrere Tage erforderte und eine erhöhte Kohlenstoffdichte in der Werkstatt zur Folge hatte, möchte ich mich bei den Mitarbeitern der mechanischen Werkstatt bedanken. Gedenken möchte ich hier Herrn Roth, der die Programmierung der CNC-Fräsmaschine übernahm und leider während meines Aufenthalts am IPF verstarb. Der elektrischen Werkstatt gilt mein Dank für das teils kurzfristige Zusammenlöten verschiedener Schaltungen und die Reparatur einiger Messgeräte.

Die Hardware für die Messung mit den Thermoelementen steuerte die Gruppe von Albrecht Herrmann bei. Ferner bekam ich bei der Entwicklung der Feedback-Steuerung mit diesen Thermoelementen von Matthias Reich, Alexander Mlynek und Wolfgang Treutterer Hilfe. Stellvertretend für alle

Mitarbeiter am IPP möchte ich diesen vier Personen für ihre konstruktive Zusammenarbeit danken.

Meinen Kommilitonen Christoph Arndt, Gregor Birkenmeier, Bernhard Nold und Thomas Wolf möchte ich für ihre Freundschaft danken und hoffe, dass wir auch nach meiner Zeit an der Uni Stuttgart weiter in Kontakt bleiben.

Meinen Brüdern danke ich für das Korrekturlesen und Auffinden einiger Rechtschreibfehler.

Für Ablenkung neben der Physik sorgten hauptsächlich die Judoka vom TV Cannstatt. An den Wochenenden waren es jedoch meine Nichten und mein Neffe, die mich lehrten, dass es auch noch Wichtigeres neben der Physik gibt. Meinem Bruder und meiner Schwägerin danke ich daher, dass sie mich zum dreifachen Onkel gemacht haben, sodass die wochenendliche Ablenkung überhaupt erst gewährleistet war.

Mir fehlen die Worte beim Dank an meine Familie. Ohne die ausnahmslose Unterstützung meiner Brüder vor allem aber meiner Eltern wäre ich nie in die Lage gekommen, diese Doktorarbeit zu verfassen! DANKE!

# Lebenslauf

## Persönliche Daten

Name Hendrik Sebastian Höhnle  
Geburtstag 24.10.1982  
Geburtsort Stuttgart Bad-Cannstatt, Deutschland  
Familienstand ledig  
Nationalität Deutsch

## Schulbildung

08/1989 – 06/1993 **Grundschule**, *Hohensteinschule Zuffenhausen*, Stuttgart  
08/1993 – 06/2002 **Gymnasium**, *Ev. Mörike-Gymnasium*, Stuttgart  
06/2002 **Abitur**

## Hochschulbildung

10/2002 – 03/2008 **Physikstudium**, *Universität Stuttgart*  
02/2007 – 02/2008 **Diplomarbeit**, *Institut für Plasmaforschung, Universität Stuttgart*, Frequenzgesteuerte Array-Antenne zur Elektron-Zyklotron-Resonanz-Heizung mit Bernsteinwellen am Torsatron TJ-K.  
03/2008 **Diplom**  
05/2008 – heute **Doktorarbeit** *Institut für Plasmaforschung, Universität Stuttgart in Zusammenarbeit mit dem Max-Planck Institut für Plasmaphysik, EURATOM Association, Garching*, Neue Anwendungsgebiete der Elektronzyklotronresonanzheizung an ASDEX Upgrade



# Eidesstattliche Erklärung

Hiermit erkläre ich an Eides statt, dass ich diese Arbeit ausschließlich unter Anleitung meiner wissenschaftlichen Lehrer und unter Verwendung der angegebenen Hilfsmittel angefertigt habe. Sie hat weder ganz noch zum Teil an einer anderen Stelle im Rahmen eines Prüfungsverfahrens vorgelegen.

Stuttgart, den

---

Hendrik Sebastian Höhnle