IPP-Report

Max-Planck-Institut für Plasmaphysik

Fabian Honecker

Neue Methoden zur Messung der Streustrahlung bei Millimeterwellen-Heizung (ECRH) an ASDEX Upgrade

IPP 1/348
Mai 2013

Technische Universität München
Fakultät für Physik
&
Max-Planck-Institut für Plasmaphysik

DIPLOMARBEIT

Neue Methoden zur Messung der Streustrahlung bei Millimeterwellen-Heizung (ECRH) an ASDEX Upgrade

Fabian Honecker

Neue Methoden zur Messung der Streustrahlung bei Millimeterwellen-Heizung (ECRH) an ASDEX Upgrade

Diplomarbeit in Physik

an der

TECHNISCHEN UNIVERSITÄT MÜNCHEN

durchgeführt am

MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK

Autor:	**Fabian Honecker**
Erstgutachter:	Prof. Dr. Sibylle Günter
Betreuer:	Priv.-Doz. Dr. Jörg Stober (LMU)
Datum:	Mai 2012

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung **1**
1.1. Kernfusion . . . 1
1.2. Kernfusion mittels magnetischem Einschluss an ASDEX Upgrade . . . 3
1.3. ECRH und Millimeterwellen-Streustrahlung . . . 4
1.4. Motivation und Inhalt der Diplomarbeit . . . 7

2. Theoretischer Hintergrund und Methoden **9**
2.1. Übertragung und Ausbreitung von Millimeterwellen . . . 9
2.1.1. Übertragung von Millimeterwellen im Hohlleiter . . . 9
2.1.2. Ausbreitung von Millimeterwellen als Gauß-Strahl im Freiraum . . . 10
2.1.3. Wellenausbreitung im kalten Plasma . . . 11
2.1.4. Wellenausbreitung im heißen Plasma . . . 15
2.2. Absorption von Millimeterwellen und Heizung eines Plasmas . . . 16
2.3. Messung der Streustrahlung mit einer Snifferprobe . . . 18
2.3.1. Aufbau der Snifferprobe . . . 18
2.3.2. Problematik . . . 19
2.4. Bolometer . . . 20
2.4.1. Eigenschaften eines Bolometers und Einsatzbereich . . . 20
2.4.2. Funktionsweise eines Bolometers . . . 21
2.4.3. Das Platin-Bolometer zur Messung der ECRH-Streustrahlung . . . 21
2.4.4. Reflexion und Absorption von Millimeterwellen an der Platinfolie des Bolometers . . . 26
2.5. Pyroelektrischer Detektor . . . 27
2.5.1. Funktionsweise und Detektorsignal . . . 27
2.5.2. Hier eingesetzter Detektor . . . 29

3. Untersuchung des Bolometers im Labor **31**
3.1. Überblick über die Laborexperimente . . . 31
3.1.1. Aufbau des Messsystem und Signalfluss . . . 31
3.1.2. Verwendete Strahlungsquellen, Messgeräte und Komponenten für den Messaufbau . . . 33
3.2. Empfindlichkeit und Absorptionsfaktor des Bolometers . . . 35
3.2.1. Empfindlichkeit . . . 35
3.2.2. Absorptionsfaktor . . . 36
3.2.3. Rauschen und Einfluss von Störgrößen . . . 37
3.3. Richtcharakteristik des Bolometers . . . 40
3.3.1. Versuchsaufbau und Versuchsbeschreibung . . . 40
3.3.2. Versuchsergebnisse . . . 43
3.3.3. Theoretische Berechnung der Richtcharakteristik . . . 47
3.3.4. Vergleich der Messwerte mit der Theorie . . . 54
3.4. Ansprechverhalten des Bolometers . . . 56
3.4.1. Vorüberlegungen . . . 56
3.4.2. Versuchsaufbau und Versuchsdurchführung . . . 57
3.5. Vergleich der Signalschwankungen des Bolometers und der Snifferprobe . . . 64

3.5.1. Theoretische Abschätzung der Schwankungen des Bolometersignals . 64
3.5.2. Aufbau und Versuchsbeschreibung 66
3.5.3. Variationen in der Richtcharakteristik 67
3.5.4. Messung unter Phasenrauschen 69
3.5.5. Frequenzdrift des EIO im Labor und Einfluss auf das Bolometer- und Snifferprobensignal 73
3.6. Weitere mögliche Detektoren zur Messung der ECRH Streustrahlung 74
3.7. Test des Aufbaus für ASDEX Upgrade im Labor 77
3.7.1. Versuchsaufbau und Versuchsbeschreibung 77
3.7.2. Beobachtungen und Ergebnisse 78

4. Vergleich der Detektoren an ASDEX Upgrade 81
4.1. Überblick über die Experimente an ASDEX Upgrade 81
4.1.1. Einführung, Ziel der Experimente und Erwartungen 81
4.1.2. Aufbau des Messsystem 82
4.1.3. Kalibrierung der Detektoren 85
4.2. Plasmaparameter und Streustrahlung exemplarisch für Schuss #27731 87
4.3. Signalqualität und Rauschen bei stationärer Messung 89
4.3.1. Empfindlichkeit und Signal-Rausch-Verhältnis 90
4.3.2. Zeitliche Variationen des Signals 91
4.4. Ansprechverhalten 92
4.4.1. Interlock-Simulation 93

5. Diskussion der Ergebnisse und Ausblick 97
5.1. Snifferprobe 97
5.2. Bolometer 97
5.3. Pyroelektrischer Detektor 98

6. Zusammenfassung 99

Danksagungen 101

A. Anhang 103
A.1. Herleitung der Hohlleitermoden 103
A.1.1. Wellenausbreitung im Hohlleiter mit rechteckigem Querschnitt 106
A.1.2. Wellenausbreitung im Hohlleiter mit zylindrischem Querschnitt . . . 106
A.2. Wellenausbreitung im Plasma 108
A.2.1. Herleitung der Dispersionsrelation aus den Maxwell-Gleichungen . . 108
A.2.2. Berechnung der Stromdichte $\boldsymbol{j}$ und des Dielektrizitätstensors $\boldsymbol{\epsilon}$ 109
A.3. Wechselwirkung zwischen Elektron und EM-Welle 111
A.3.1. Herleitung der Bewegungsgleichung für ein Elektron 111
A.3.2. Beschleunigung senkrecht zum Magnetfeld der Welle 113
A.3.3. Beschleunigung parallel zum Magnetfeld der Welle 113
A.3.4. Absorbierte Leistung im Einzelteilchenbild 114
A.4. Konzept der optischen Dicke zur Beschreibung der Absorption 115
A.5. Millimeterwellen-Quellen im Labor 116

A.5.1. Rückwärtswellenoszillator (BWO) 116
A.5.2. Extended Interaction Oscillator (EIO) 118
A.6. Datenerfassung des Bolometers 119
A.6.1. Datenerfassung im Labor 119
A.6.2. Datenerfassung an ASDEX Upgrade 119
A.7. Messung des Gaußschen Strahlprofils der Hornantenne 120

Literaturverzeichnis **125**

1. Einleitung

1.1. Kernfusion

Die Energiegewinnung mit Hilfe der Kernkraft birgt ein sehr großes Potential in sich. Die dabei frei werdende Energie pro Teilchen ist etwa eine Million mal größer als bei der Energiegewinnung durch die Verbrennung fossiler Brennstoffe, welche auf chemischen Prozessen beruht.

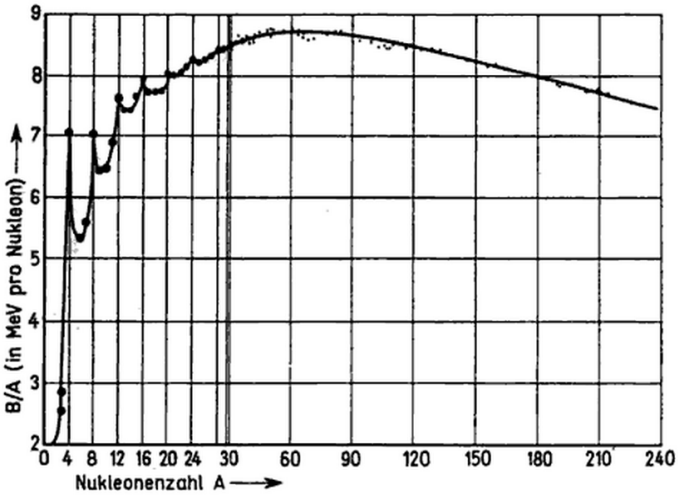


Abbildung 1.1.: Bindungsenergie pro Nukleon. Für leichtere Kerne als Eisen ist die Energiegewinnung durch Kernfusion möglich [26].

Abbildung 1.1 zeigt die Bindungsenergie pro Nukleon. Sie wird durch die semi-empirische Bethe-Weizsäcker-Massenformel beschrieben [26], [33]. Daraus wird ersichtlich, dass sich die Gewinnung der Kernenergie prinzipiell auf zwei Arten realisieren lässt: Durch die Spaltung (Fission) großer Kerne der Massenzahl größer als $A \approx 60$ und durch die Fusion leichter Kerne. Die konventionelle Energiegewinnung durch Kernspaltung bringt bisher ungelöste Probleme mit sich. Zum einen muss der radioaktive Abfall aufgrund der äußerst langen Halbwertszeiten der radioaktiven Spaltprodukte über Jahrtausende sicher gelagert werden, zum anderen besteht ein großes Gefahrenpotential, wie man bei den Unfällen in Tschernobyl oder Fukushima gesehen hat. Die Kernfusion bringt dagegen weit weniger Risiken mit sich. Hierbei entstehen keine radioaktiven Produkte mit derart langen Halbwertszeiten. Das Gefahrenpotential bei einem Unfall ist klein, da der Brennstoff in der Brennkammer nur wenige Gramm beträgt und somit die gespeicherte Energie sehr gering ist.

Wie man heute weiß, erzeugt die Sonne ihre Energie durch Kernfusion. Ohne diese Art der Energiegewinnung könnte sie ihre Strahlungsleistung über einen Zeitraum von knapp zehn Milliarden Jahren nicht aufrecht erhalten und wäre schon längst erloschen. Da es sich in der Geschichte des Öfteren als sehr nützlich erwiesen hat, die Natur zu kopieren, läge

auch der Gedanke nahe „die Sonne auf die Erde zu holen“ indem man die in der Sonne stattfindenden kernphysikalischen Fusionsprozesse im Labor reproduziert.
Unsere Sonne gewinnt ihre Energie zu 99% aus der so genannten Proton-Proton-Kette [46]. Dabei werden vier Protonen zu einem ^{4}He-Kern verschmolzen. Dieser Prozess besteht aus mehreren Stufen. Da allerdings der erste Prozess in der pp-Kette über die Schwache Wechselwirkung abläuft, besitzt dieser eine geringe Fusionsrate. Dieser Prozess in der pp-Kette bestimmt die gesamte Fusionsgeschwindigkeit. Er ist zu langsam um über ihn auf der Erde in kurzer Zeit Energie zu gewinnen. Deshalb muss man im Labor andere Fusionsreaktionen als die pp-Kette betrachten. Mögliche Fusionsreaktionen für die Nutzung auf der Erde sind:

$$\begin{array}{ccccccccc} \mathrm{D} & + & \mathrm{D} & \rightarrow & {}^3\mathrm{He} & + & \mathrm{n} & + & 3{,}3\,\mathrm{MeV} \\ \mathrm{D} & + & \mathrm{D} & \rightarrow & \mathrm{T} & + & \mathrm{p} & + & 4{,}0\,\mathrm{MeV} \\ \mathrm{D} & + & \mathrm{T} & \rightarrow & {}^4\mathrm{He} & + & \mathrm{n} & + & 17{,}6\,\mathrm{MeV} \end{array} \tag{1.1}$$

Unter diesen möglichen Reaktionen hat die Fusion von Deuterium und Tritium den größten Wirkungsquerschnitt. Grund für den hohen Wirkungsquerschnitt ist ein resonanter Mechanismus, der über einen instabilen angeregten Zustand von ^{5}He abläuft, welcher unter Energiegewinnung in einen ^{4}He Kern und in ein Neutron zerfällt. Die Summe der Massenäquivalente von D und T liegt $64\,\mathrm{keV}$ unter diesem angeregten Zustand. Durch eine hohe Temperatur im Fusionsreaktor (etwa $10\,\mathrm{keV}$[1]) und dem quantenmechanischen Tunneleffekt zur Überwindung der Coulomb-Abstoßung der Atomkerne lässt sich über diesen Prozess effektiv Kernfusion betreiben. Mehr zu den kernphysikalischen Prozessen findet man zum Beispiel in [26] oder [33].

Die nächstliegendste Lösung Fusion zu realisieren, wäre durch die Kollision von Teilchenstrahlen aus einem Teilchenbeschleuniger. Damit ist eine Energiegewinnung jedoch nicht möglich, da ein Coulomb-Stoß, bei dem die Teilchen voneinander abprallen, einen deutlich größeren Wirkungsquerschnitt als ein Fusionsstoß besitzt. Um also eine effektive Kernfusion zu betreiben, möchte man die Teilchen in einem thermischen Gleichgewicht haben, bei dem die mittlere thermische Energie erhalten bleibt. Die Teilchen machen dabei viele Coulombstöße, bevor es zu einem Fusionsstoß kommt. Hierbei wird das Problem der Kernfusion auf die thermische Isolation verschoben. Die Einschlusszeit τ_E beschreibt dabei die charakteristische Abkühlzeit dieses Systems.

Bei den zur Kernfusion nötigen Temperaturen von über 100 Millionen Kelvin liegt der Brennstoff als Plasma vor. Wenn die durch die Fusion entstandenen energiereichen Alpha-Teilchen (He-Kerne) die Fusionsprozesse selbstständig, also ohne zusätzliche Heizung, am Laufen halten spricht man von Zündung. Die Zündbedingung (Lawson-Kriterium) [21] lautet

$$n\,T\,\tau_E = 2{,}8 \cdot 10^{21}\,\mathrm{keVm^{-3}s}. \tag{1.2}$$

[1] Energieumrechnung: Äquivalenztemperatur $[K] = \frac{e}{k_B}$ Energie $[eV]$ Beispiel: $10\,\mathrm{keV}$ entsprechen 116 Mio. K (k_B Boltzmann-Konstante, e Elementarladung).

Dabei ist n die Teilchendichte und T die Temperatur des Plasmas. Demnach kann man Zündung entweder durch eine hohe Teilchendichte bei gleichzeitig geringer Einschlusszeit (Trägheitsfusion) oder durch eine lange Einschlusszeit τ_E in einem Plasma mit geringer Dichte (magnetischer Einschluss) erreichen. Derzeit ist man am Magnetfusionsexperiment JT-60U mit einem Tripelprodukt (1.2) von $3{,}1 \cdot 10^{20}\,\mathrm{keV m^{-3} s}$ knapp darunter [17]. Mit dem sich momentan im Aufbau befindenden ITER (*International Thermonuclear Experimental Reactor* [18]) in Cadarache (Südfrankreich) soll erstmals mehr Energie aus den Fusionsprozessen gewonnen werden, als man zur Aufrechterhaltung der Fusionsprozesse benötigt. Dabei wird jedoch noch keine Zündung erreicht.[2]

1.2. Kernfusion mittels magnetischem Einschluss an ASDEX Upgrade

Da es kein Material gibt, welches die zur Fusion nötigen Temperaturen aushält, kann man ein Plasma nicht einfach mechanisch in einem Gefäß einschließen, sondern man verwendet Magnetfelder. ASDEX Upgrade (AxialSymmetrisches Divertor Experiment, Abbildung 1.3) am Max-Planck-Institut für Plasmaphysik (IPP) in Garching ist ein Experiment zur Erforschung der Grundlagen für die Fusion durch magnetischen Einschluss. Der Einschluss funktioniert nach dem Tokamak-Prinzip, welches in Abbildung 1.2 gezeigt ist.

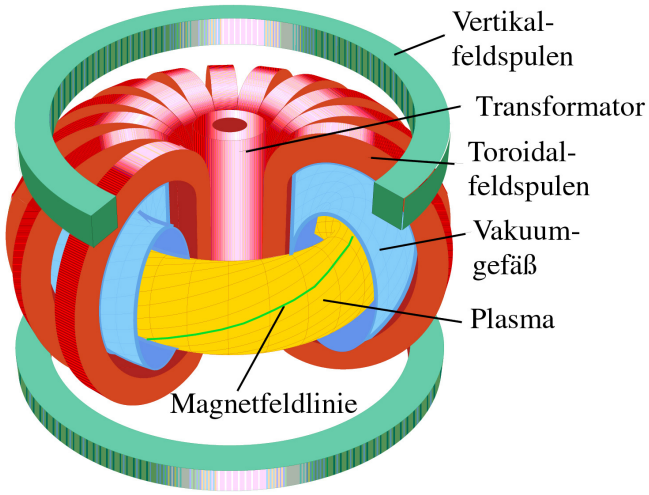


Abbildung 1.2.: Prinzip eines Tokamaks. Die Teilchen sind mittels Magnetfeldspulen in einem torusförmigen Vakuumgefäß eingeschlossen.

Die geladenen Teilchen des Plasmas, Elektronen und Ionen, können sich nur entlang der Magnetfeldlinien frei bewegen. Durch eine ringförmige Anordnung der Feldspulen wird ein toroidales Magnetfeld erzeugt, wodurch man fast einen Einschluss erhält. Dieses Magnetfeld fällt von der Torusmitte nach außen mit $\frac{1}{R}$ ab. Dementsprechend hat man einen nach innen gerichteten Magnetfeldgradient ∇B mit einer Gradientenlänge $\frac{B}{\nabla B}$. Dieser Gradient führt zusammen mit dem Magnetfeld zu einer Ladungstrennung und damit zu einem vertikalen elektrischen Feld. Damit es im toroidalen Magnetfeld zu keiner nach außen gerichteten $\boldsymbol{E} \times \boldsymbol{B}$-Drift kommt, die dazu führt, dass das Plasma nach außen strömt, muss dieses elektrische Feld kurzgeschlossen werden. Durch eine Verdrillung

[2] Für ITER gilt $Q = \frac{\text{Fusionsleistung}}{\text{Heizleistung}} = 10$. Zündung wäre $Q = \infty$.

der Magnetfeldlinien können die geladenen Teilchen entlang der Magnetfeldlinie laufen und so von oben nach unten und umgekehrt gelangen. Diese Ausgleichsströme nennt man Pfirsch-Schlüter-Ströme [21]. Im Tokamak geschieht die Verdrillung der Feldlinien durch einen toroidalen elektrischen Strom im Plasma (Plasmastrom), welcher mittels einer Transformatorspule erzeugt wird.

Die Heizung des Plasmas auf die erforderliche Temperatur ist eine Voraussetzung für die Fusion mittels magnetischem Einschluss und geschieht an ASDEX Upgrade durch ohmsche Heizung aufgrund des Plasmastroms der Stärke $0{,}4$-$1{,}6\,\mathrm{MA}$ und weiteren Heizungen wie die Neutralteilchenheizung, Elektronen-Zyklotron-Resonanz-Heizung (ECRH) und Ionen-Zyklotron-Resonanz-Heizung (ICRH) (Abschnitte 1.3 und A.3). Die ohmsche Heizung kann dabei nur für kleine Temperaturen verwendet werden, da die Leitfähigkeit des Plasmas mit zunehmender Temperatur proportional zu $T^{3/2}$ ansteigt [21]. Ausführliche Informationen zum Tokamak findet man in [49].

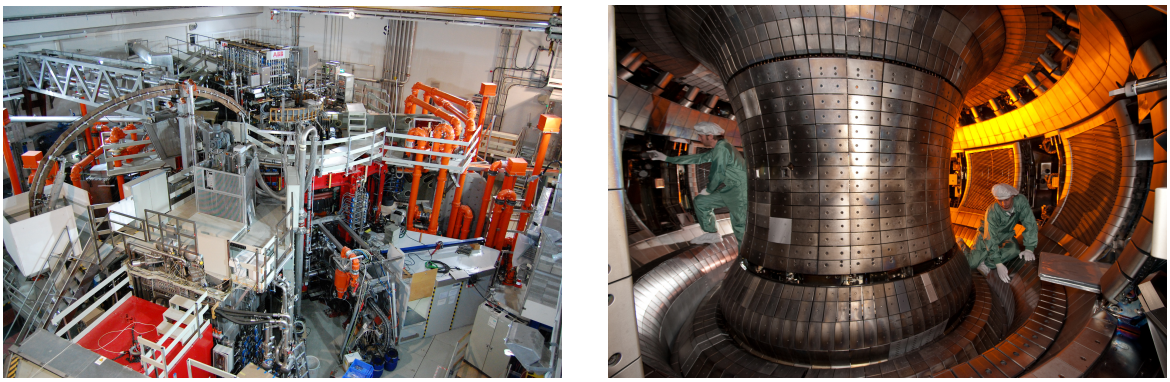


Abbildung 1.3.: Fusionsexperiment ASDEX Upgrade am Max-Planck-Institut für Plasmaphysik in Garching.

1.3. ECRH und Millimeterwellen-Streustrahlung

Eine wichtige Heizmethode bei der Erforschung der Kernfusion mittels magnetischem Einschluss ist die Elektronen-Zyklotron-Resonanz-Heizung (ECRH, *Electron Cyclotron Resonance Heating*) [7]. Dabei wird das Plasma wie in einem Mikrowellenherd mittels elektromagnetischer Wellen geheizt. Der Heizmechanismus ist, wie der Name nahelegt, die Elektron-Zyklotron-Resonanz-Absorption. Die Theorie hierzu wird im Abschnitt 2.2 und Anhang A.3 detailliert beschrieben. Darüber hinaus kann die ECRH zum Stromtrieb genutzt werden (ECCD, *Electron Cyclotron Current Drive*) [7].

An ASDEX Upgrade werden Millimeterwellen mit hohen Leistungen bis zu einigen Megawatt zur Heizung des Fusionsplasmas verwendet. Bedingt durch die Einstrahlung dieser elektromagnetischen Wellen wird auch Streustrahlung erzeugt. Streustrahlung ist derjenige Teil der Strahlung, der beim ersten Durchlaufen des Millimeterwellen-Strahls durch das

Plasma (*Single Pass*) nicht absorbiert wird und sich im Torus außerhalb des Plasmas ausbildet. Hierfür gibt es zwei Gründe: Zum einen, falls das Plasma entlang der Strahltrajektorie für die ECRH-Frequenz eine zu geringe optische Dicke (Anhang A.4) besitzt (durch zu niedrige Temperatur oder Plasmadichte), zum anderen durch Fehler in den Einstellungen der ECRH (falscher Einstrahlwinkels oder falsche Polarisation). Im schlimmsten Fall kann es zu einem *Cutoff* kommen, bei dem der Strahl nicht absorbiert, sondern vom Plasma reflektiert wird (Abschnitt 2.1.3). Das Ziel ist es, die Streustrahlung zu minimieren. Sie lässt sich jedoch nicht ganz vermeiden und man muss lernen damit umzugehen.

Im Normalbetrieb beträgt die Streustrahlung bei den meisten Plasma-Szenarien etwa $1\,\%$ der eingestrahlten Leistung. Bei einem Fehler kann die Streustrahlung jedoch beträchtlich größer werden [3]. Aufgrund der kurzen Wellenlänge (2-$3\,\mathrm{mm}$ bei 105-$140\,\mathrm{GHz}$) findet man die Streustrahlung der ECRH fast überall im Experiment. Vor allem im evakuierten Plasmagefäß selbst, aber auch bei den diagnostischen Geräten, die über Öffnungen (*Ports*) mit dem Plasmagefäß verbunden sind, beobachtet man Streustrahlung. Man erwartet an ASDEX Upgrade bei geradem Einschuss der ECRH eine Intensität der Streustrahlung von bis zu $4\,\mathrm{kW/m^2}$ bei normaler X2-Moden-Heizung (siehe 2.1.3, 2.2 und 4.1.1) und bis zu $120\,\mathrm{kW/m^2}$ bei O2-Moden-Heizung lokal im Sektor der ECRH-Antenne [39].

Die kontinuierliche Einstrahlung der ECRH führt zu einer Erwärmung der Gefäß- und Diagnostikkomponenten, vor allem dann, wenn diese aus Materialien mit einem hohen Absorptionskoeffizienten für Millimeterwellen bestehen. Besonders bei Langpulsexperimenten oder im Dauerbetrieb, wie er zum Beispiel bei ITER geplant ist, stellt die Aufheizung und die damit verbundene thermische Belastung der Komponenten durch ECRH-Streustrahlung ein großes Problem dar. Abbildung 1.4 zeigt einen Schaden durch ECRH-Streustrahlung. Um Schäden an der Maschine und an Messgeräten im Dauerbetrieb zu verhindern, muss deshalb die Streustrahlung überwacht und kontrolliert werden. Dazu ist die quantitative Kenntnis der Streustrahlung unbedingt notwendig.

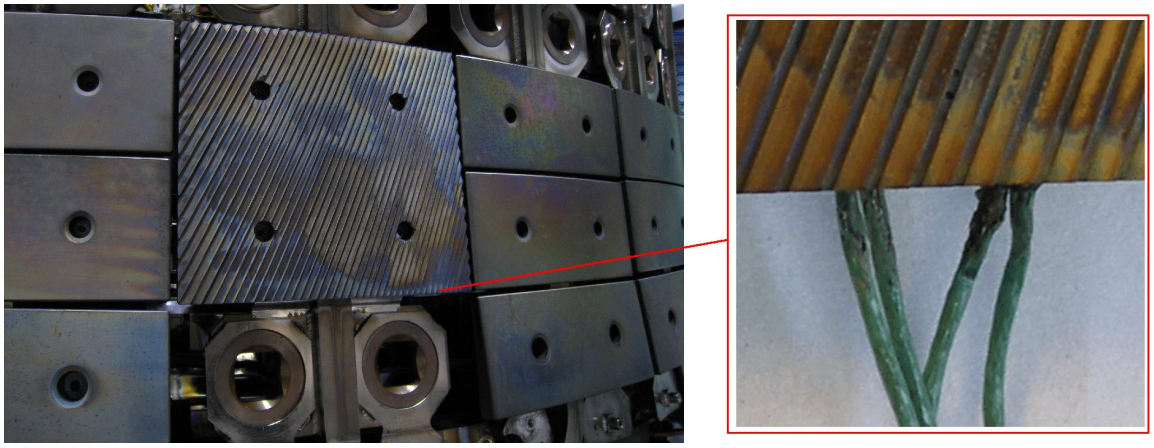


Abbildung 1.4.: Kabelschaden durch Streustrahlung hinter dem inneren Hitzeschild an ASDEX Upgrade. Die Streustrahlung kann durch die $4\,\mathrm{mm}$ schmalen Spalte zwischen den Kacheln durchdringen. Die korrugierte Kachel ist ein holografischer Spiegel der ECRH.

Momentan werden sogenannte Snifferproben (Abschnitt 2.3 und [39]) zur Überwachung des Niveaus der Streustrahlung an ASDEX Upgrade verwendet. Das Messsignal ist im Prinzip proportional zur Intensität der Millimeterwelle, es weist jedoch bauartbedingt eine Variation von bis zu 20 dB als Funktion des Einfallswinkels oder der Phase auf [39].[3] Bisher wurde angenommen, dass Interferenzeffekte in der Snifferprobe zu den starken Signalvariationen führen [39]. In den Abschnitten 2.3 und 3.5 werden Experimente durchgeführt, um diese Interpretation zu verifizieren. Abbildung 1.6 zeigt ein Signal der Snifferprobe an ASDEX Upgrade. Um hieraus einen vernünftigen Messwert für die Streustrahlung zu erhalten, muss man das gemessene Signal über wenige Millisekunden mitteln. Dabei ist der Messfehler immer noch groß. Schmid-Lorch hat die Snifferprobe am IPP detailliert untersucht [39]. In Abbildung 1.7 ist die von ihm gemessene Richtcharakteristik dargestellt.

Abbildung 1.5.: Snifferprobe an ASDEX Upgrade.

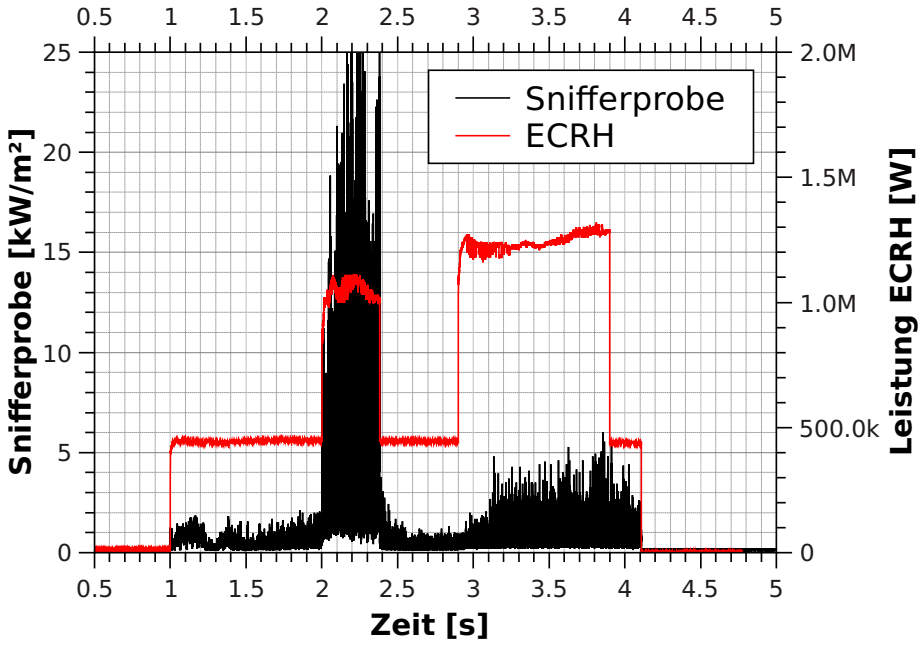


Abbildung 1.6.: ASDEX Upgrade Schuss #27212: Stark verrauschtes Snifferprobensignal (schwarz, linke Skala) und ECRH-Leistung (rot, rechte Skala).

[3]Dezibel: $dB = 10\log_{10}(P_2/P_1)$, wobei P_2/P_1 das Verhältnis zweier Leistungen ist.

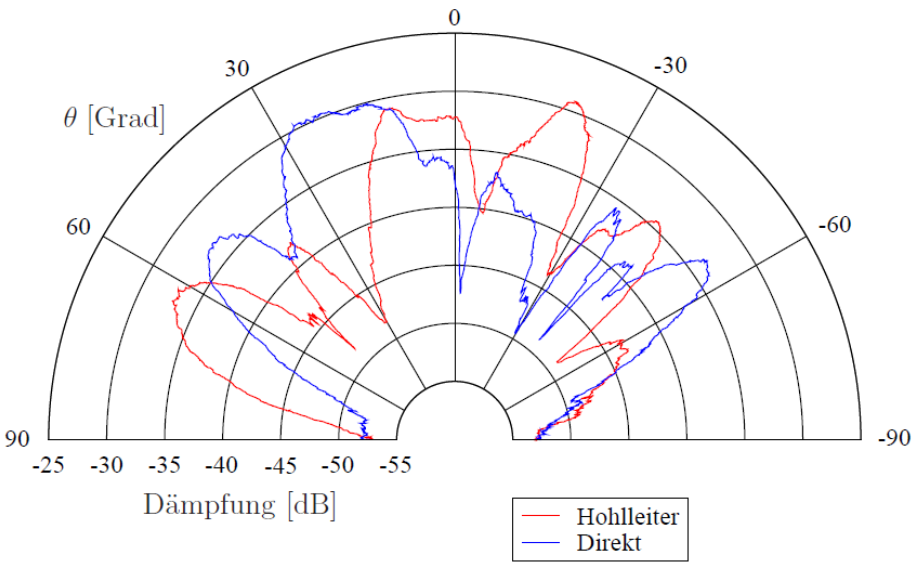


Abbildung 1.7.: Richtcharakteristik der Snifferprobe [39].

1.4. Motivation und Inhalt der Diplomarbeit

Um die Nachteile der Snifferprobe zu umgehen, sucht man andere Detektoren zur Messung der Streustrahlung. Die Idee hierbei ist, dass ein Detektor mit einer größeren sensitiven Fläche als die HF-Diode der Snifferprobe über Interferenzeffekte mittelt und so zu weniger Variationen im Signal und in der Richtcharakteristik führt. Je größer die Fläche des Detektors ist, desto weniger Schwankungen (Messfehler) erwartet man (Abschnitt 3.5.1).

Unter anderem erfüllen Metallfolienbolometer (Abbildung 1.8 und Abschnitt 2.4) dieses Kriterium und werden deshalb in dieser Arbeit auf ihre Eignung zur Detektion der Millimeterwellen im Labor und an ASDEX Upgrade untersucht. Bolometer werden bisher in der Fusionsforschung zur breitbandigen Detektion und Messung elektromagnetischer Strahlung vom Infrarot- bis in den weichen Röntgenbereich eingesetzt. An ASDEX Upgrade und dem Fusionsexperiment DIII-D [23] hat man festgestellt, dass Metallfolienbolometer auch die Millimeterwellen der ECRH detektieren können. Abbildung 1.9 zeigt hierzu Ergebnisse von ASDEX Upgrade.

Abbildung 1.8.: Foto eines Platin-Bolometers mit vier Kanälen.

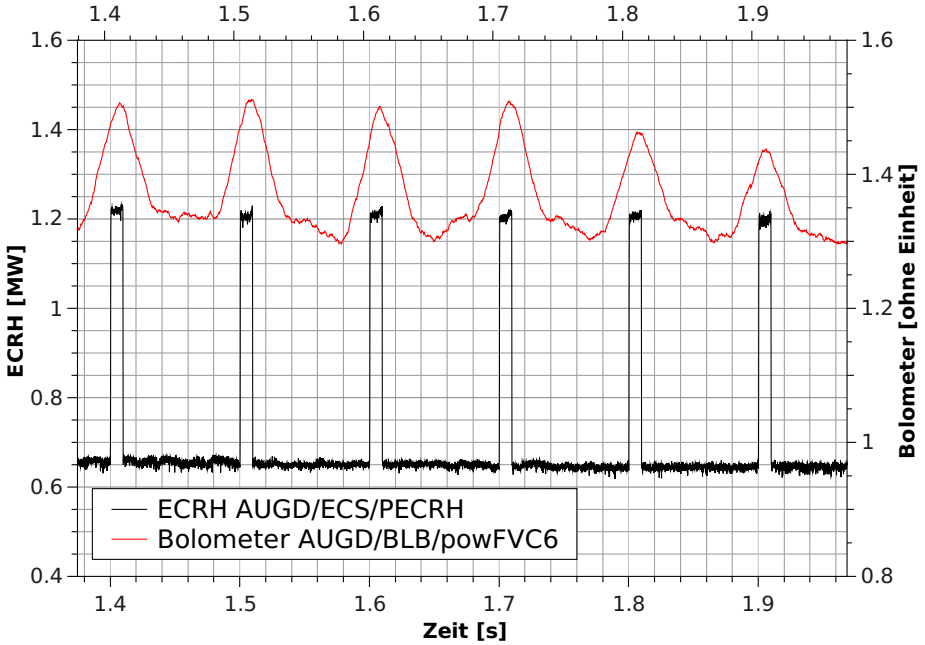


Abbildung 1.9.: ASDEX Upgrade Schuss #26540: Ein Bolometerkanal in der Nähe der ECRH-Antenne (gemittelt, obere Kurve, rot) zeigt ein deutliches Signal beim Einschießen von ECRH. In anderen Bolometerkanälen ist dagegen kein Signal kein zu sehen. Der verfrühte Anstieg des Bolometersignals ist auf die gleitende Mittelwertbildung der Nachbearbeitung zurückzuführen.

Aus der Reaktionszeit von Platin-Folienbolometern an ASDEX Upgrade auf schnelle Events (Abbildung 3.32) erwartet man ein Ansprechverhalten des Bolometers von etwa einer Millisekunde für große Signale (Abschnitte 3.4 und 4.4). Motivation für die Untersuchung des Ansprechverhaltens ist, ob sich Bolometer auch als Schutz der Fusionsmaschine beziehungsweise der Detektoren einsetzen lassen. Dabei ist der Maschinenschutz (<100 ms) weniger zeitkritisch als der Detektorschutz (<1 ms).
Neben der Empfindlichkeit und dem Ansprechverhalten werden auch die Richtcharakteristik und die Schwankungen des Bolometersignals im Rahmen dieser Arbeit im Detail untersucht und mit der Snifferprobe verglichen (Kapitel 3).

Die Labormessungen des Bolometers in Kapitel 3 waren Anlass, weitere Detektoren mit einer größeren sensitiven Fläche als die Snifferprobendiode und schnellerem Ansprechverhalten als das Bolometer zu untersuchen (Abschnitt 3.6). Als vielversprechender Kandidat wurde ein pyroelektrischer Detektor (Abschnitt 2.5) [31] gefunden und die Entwicklung als Diagnostik von anderen Mitgliedern der ECRH-Gruppe, vor allem von Max Münich, Harald Schütz und Martin Schubert parallel zu dieser Arbeit vorangetrieben. Für die Messungen an ASDEX Ugrade stand dieser Detektor dann rechtzeitig zur Verfügung und wird deshalb in Kapitel 4 zusammen mit dem Bolometer und der Snifferprobe ausführlich diskutiert. Um den Rahmen dieser Arbeit nicht zu sprengen wurde der pyroelektrische Detektor nicht detailliert im Labor untersucht, wie es für das Bolometer vorgenommen wurde.

2. Theoretischer Hintergrund und Methoden

2.1. Übertragung und Ausbreitung von Millimeterwellen

Millimeterwellen sind Mikrowellen im Frequenzbereich 30-300 GHz und werden in der englischen Literatur mit EHF (*Extremely High Frequency*) bezeichnet. Die ECRH bei ASDEX Upgrade liegt mit 140 GHz im D-Band.

2.1.1. Übertragung von Millimeterwellen im Hohlleiter

Zur Übertragung von Mikro- und Millimeterwellen werden meist metallische Hohlleiter verwendet (Englisch: *Waveguides*). Die elektromagnetischen Wellen dringen dabei nur bis zur Skintiefe δ in die Wand ein. Die Leistung wird also hauptsächlich durch das freie Volumen geleitet. Bedingt durch die Randbedingungen sind nur bestimmte Moden im Hohlleiter ausbreitungsfähig. Eine Herleitung dieser Moden findet man in Anhang A.1 oder in [6].

Hohlleiter finden bei der Übertragung der Millimeterwellen der ECRH und im Labor Verwendung. Es existiert eine Vielzahl von käuflich erwerbbaren Hohlleiterkomponenten wie Schalter, Dämpfungsglieder, Phasenschieber oder Richtkoppler. Abbildung 2.1 zeigt einen typischen Laboraufbau.

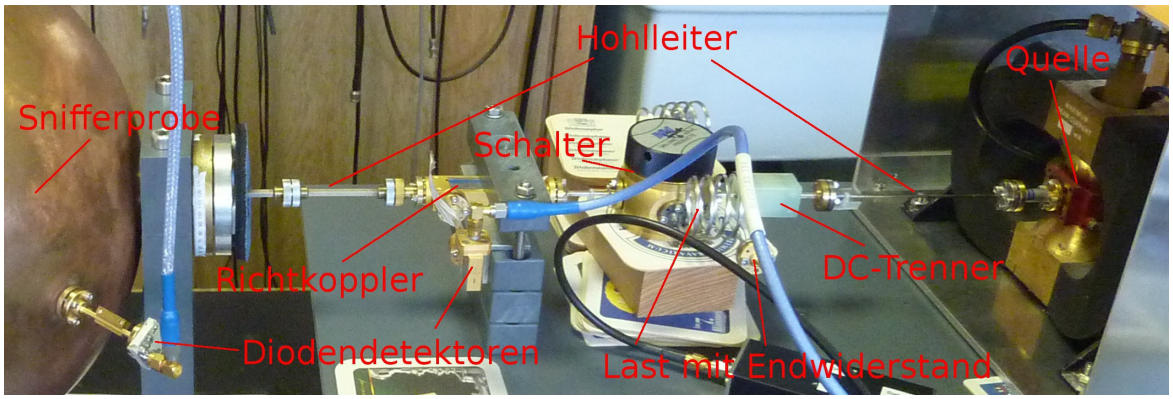


Abbildung 2.1.: Hohlleiterkomponenten im Laboraufbau. Die Millimeterwellen werden von der Quelle (rechts) in die Snifferprobe (links) geleitet.

2.1.2. Ausbreitung von Millimeterwellen als Gauß-Strahl im Freiraum

Neben der Übertragung im Hohlleiter können Millimeterwellen auch als Freiraumstrahl übertragen werden. Da die Wellenlänge von Millimeterwellen im Vergleich zu optischen Strahlen relativ groß ist, lässt sich die Wellenausbreitung im Freiraum nicht mittels geometrischer Optik durch Linienstrahlen beschreiben. Man verwendet stattdessen eine quasi-optische Beschreibung mit Hilfe Gaußscher Strahlen, bei denen die Intensität im Strahlprofil senkrecht zur Ausbreitungsrichtung gaußförmig verteilt ist. Während der Ausbreitung führt die Divergenz aufgrund der Welleneigenschaften zur Verbreiterung des Strahls (Siehe Abbildung 2.2). Ein Gaußscher Strahl (TEM_{00}) ist die kompakteste Mode im Freiraum. Neben dieser TEM_{00}-Mode existieren noch höhere Freiraummoden mit mehreren Maxima und Minima im Strahlprofil, die mit Hilfe der Hermite-Polynome beschrieben werden [13].

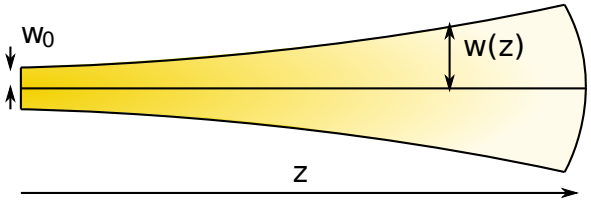


Abbildung 2.2.: Gaußförmiges Profil eines Strahls im Freiraum.

Die Ausbreitung eines Gaußschen Strahls in z-Richtung lässt sich wie folgt beschreiben [44]:

$$\Psi(x,y,z,t) = \sqrt{\frac{2}{\pi}}\frac{1}{w}e^{-\frac{x^2+y^2}{w^2}} \cdot e^{-ik\frac{x^2+y^2}{2R}} \cdot e^{i\Theta} \cdot e^{i(kz-\omega t)} \tag{2.1}$$

$$w = w(z) = w_0\sqrt{1+\left(\frac{\lambda_0 z}{\pi w_0^2}\right)^2} \tag{2.2}$$

$$R = R(z) = z\left[1+\left(\frac{\pi w_0^2}{\lambda_0 z}\right)^2\right] \tag{2.3}$$

$$\Theta = \Theta(z) = \arctan\left(\frac{\lambda_0 z}{\pi w_0^2}\right) \tag{2.4}$$

Dabei ist Ψ eine skalare Größe wie zum Beispiel die elektrische oder magnetische Feldamplitude und $w(z)$ ist der Strahlradius. Die Definition des Strahlradius w ist der Radius, bei dem die Feldamplitude $\Psi(x,y)$ auf $\frac{1}{e}$ abgefallen ist. Die dünnste Stelle des Strahls ist $w(0) = w_0$. Man spricht von der sogenannten Strahltaille (*Beam Waist*). Der Krümmungsradius der Wellenfront wird durch R beschrieben. Die Wellenzahl ist $k = 2\pi/\lambda_0$ und $e^{i\Theta}$ beschreibt die Phasenverschiebung im Vergleich zu einer ebenen Welle.

Die Übertragung eines Gaußschen Strahls geschieht quasi-optisch mit elliptisch gekrümmte Spiegeln. Die Krümmung der Spiegel ist erforderlich, um den divergierenden Strahl zu fokussieren [44].

Anhang A.7 beschreibt das im Labor vermessene gaußförmige Strahlprofil einer Hornantenne.

2.1.3. Wellenausbreitung im kalten Plasma

Für die Heizung eines Fusionsplasmas und der dadurch entstehenden Streustrahlung durch falsche Polarisationseinstellungen muss man die Ausbreitung von elektromagnetischen Wellen in einem Plasma mit einem externen Magnetfeld $\boldsymbol{B}_{\text{ext}}$ betrachten. Als Näherung wird die Beschreibung eines kalten Plasmas verwendet. Dabei werden Effekte vernachlässigt, die auf eine endliche Temperatur oder Druck zurückzuführen sind.

Die Ausbreitungsfähigkeit von elektromagnetischen Wellen im kalten Plasma wird durch die Wechselwirkung der Felder der Welle mit den Elektronen bestimmt. Sie lässt sich mit dem Wellenvektor $\boldsymbol{k}$ und der Vakuum-Lichtgeschwindigkeit c durch folgende Dispersionsrelation beschreiben:

$$\det\left\{\boldsymbol{k}\boldsymbol{k}^T - \boldsymbol{k}^{\boldsymbol{2}}\mathbb{1} + \frac{\omega^2}{c^2}\boldsymbol{\epsilon}\right\} = 0 \tag{2.5}$$

Dabei steckt die gesamte Teilchendynamik im Dielektrizitätstensor

$$\boldsymbol{\epsilon} = \begin{pmatrix} 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2-\omega_c^2} & \frac{i\omega_p^2\omega_c}{\omega(\omega^2-\omega_c^2)} & 0 \\ \frac{-i\omega_p^2\omega_c}{\omega(\omega^2-\omega_c^2)} & 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2-\omega_c^2} & 0 \\ 0 & 0 & 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \end{pmatrix}. \tag{2.6}$$

Hierbei wurde angenommen, dass das externe Magnetfeld in z-Richtung zeigt. Die Größen im Tensor sind die Elektronendichte n_e, die Elementarladung e und die Elektronenmasse m_e. Dabei sind die Plasmafrequenz und die Zyklotronfrequenz der Elektronen definiert als

$$\omega_p = \sqrt{\frac{n_e e^2}{\epsilon_0 m_e}} \qquad \text{und} \qquad \omega_c = \frac{eB_{\text{ext}}}{m_e}. \tag{2.7}$$

Eine Herleitung der Dispersionsrelation findet man in Anhang A.2 oder in [43].

Ausbreitung von Wellen im Plasma ohne externes Magnetfeld

Die Wellenausbreitung im Vakuum ist in der Dispersionsrelation (2.5) als Grenzwert verschwindender Elektronendichte n_e in der Plasmafrequenz (2.7) enthalten. Ohne ein externes Magnetfeld $\boldsymbol{B}_{\text{ext}}$ verschwindet auch die Zyklotronfrequenz ω_c. Die Dispersionsrelation nimmt dann die für Licht bekannte Form an:

$$\omega^2 = c^2\boldsymbol{k}^{\boldsymbol{2}} \tag{2.8}$$

Für Transversalwellen, bei denen der Wellenvektor senkrecht zum elektrischen Feld steht ($\boldsymbol{k} \perp \boldsymbol{E}$), lautet die Dispersionsrelation im Plasma ohne ein externes Magnetfeld

$$\omega^2 = c^2\boldsymbol{k}^2 + \omega_p^2. \tag{2.9}$$

Ist die Frequenz der Welle ω kleiner als die Plasmafrequenz ω_p, so kann die Dispersionsrelation (2.9) nicht erfüllt werden und die Welle ist im Plasma nicht ausbreitungsfähig. Man spricht vom sogenannten *Cutoff*. Die leichten, geladenen Elektronen können für kleine Frequenzen der Welle folgen und kompensieren deren elektrisches Feld. Erst für Frequenzen oberhalb der Plasmafrequenz ist dies aufgrund der Trägheit der Elektronen nicht mehr möglich. Der Cutoff ist ein ausgezeichneter Fall bezüglich des Brechungsindexes $\boldsymbol{N} = \frac{\boldsymbol{k}}{k_0}$ mit $k_0 = \frac{\omega}{c}$. Dieser geht hierbei gegen 0 und die Phasengeschwindigkeit der Welle $\frac{\omega}{k}$ gegen unendlich. Trifft eine elektromagnetische Welle auf eine Cutoff-Schicht, so wird sie an dieser total reflektiert und tritt in diese als evaneszente Welle exponentiell abklingend ein.

Ausbreitung von Wellen im Plasma mit einem konstanten externen Magnetfeld $\boldsymbol{B}_{\text{ext}}$

Durch das Hinzufügen eines konstanten externen Magnetfelds führt man eine neue Vorzugsrichtung ein. Es werden die beiden Spezialfälle betrachtet, bei denen die Ausbreitung der Welle senkrecht oder parallel zum magnetischen Feld stattfindet.

$\boldsymbol{k} \parallel \boldsymbol{B}_{\text{ext}}$: Ist der Wellenvektor $\boldsymbol{k} \parallel \boldsymbol{B}_{\text{ext}}$ (siehe Abbildung 2.3), so erhält man eine Dispersionsrelation für zirkular polarisierte Transversalwellen [21]:

$$\frac{c^2\boldsymbol{k}^2}{\omega^2} = 1 - \frac{\omega_p^2/\omega^2}{1 \pm \omega_c/\omega} \tag{2.10}$$

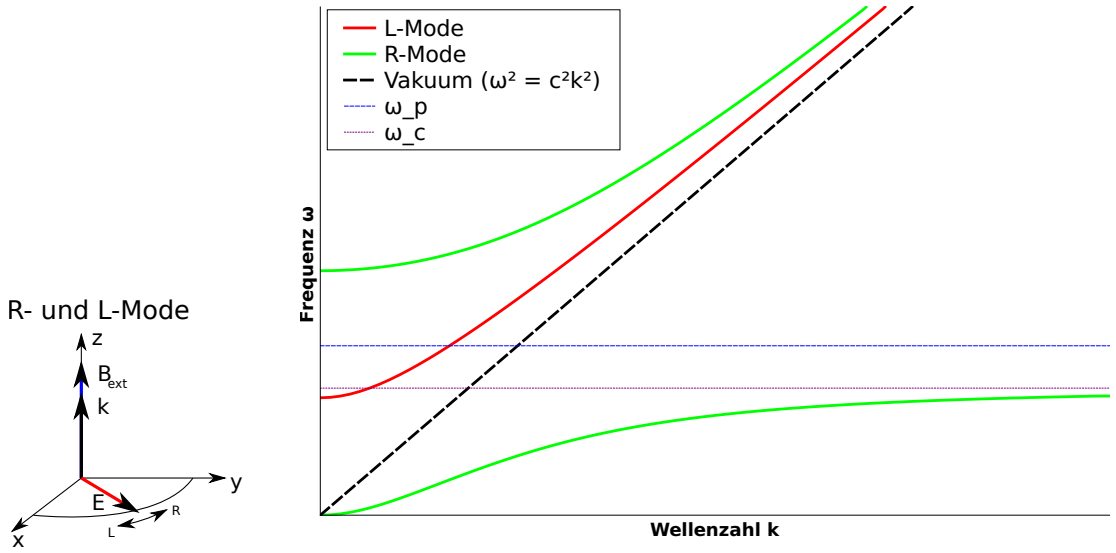


Abbildung 2.3.: R-Mode und L-Mode. Links: Ausrichtung der Feldvektoren, rechts: Dispersionsrelation.

Die eine Mode ist dabei rechts-zirkular polarisiert (*R-Mode*) und die andere links-zirkular polarisiert (*L-Mode*). Das heißt, der elektrische Feldvektor rotiert in der Ebene senkrecht zur Ausbreitungsrichtung.

Eine zirkular polarisierte Welle, die bei der Zyklotronfrequenz $\omega = \omega_c$ eingestrahlt wird, führt zur *Wellenresonanz*. Diese Resonanz ist, wie auch der Cutoff, ein ausgezeichneter Fall bezüglich des Brechungsindex N, wobei hier N gegen unendlich geht und die Phasengeschwindigkeit der Welle $\frac{\omega}{k}$ gegen 0. Die Welle bleibt quasi in der Resonanzschicht stecken. Da bei der Resonanz die Phasengeschwindigkeit gegen 0 geht und somit die thermische Geschwindigkeit nicht mehr vernachlässigt werden darf, versagt an dieser Stelle die Theorie des kalten Plasmas und man muss zu einer Beschreibung des heißen Plasmas übergehen.

$\boldsymbol{k} \perp \boldsymbol{B}_{\text{ext}}$: Bei der Wellenausbreitung senkrecht zum Magnetfeld ($\boldsymbol{k} \perp \boldsymbol{B}_{\text{ext}}$) unterscheidet man zwischen der ordentlichen Mode (*O-Mode*) und der außerordentlichen Mode (*X-Mode*). Sie sind in Abbildung 2.4 qualitativ dargestellt.

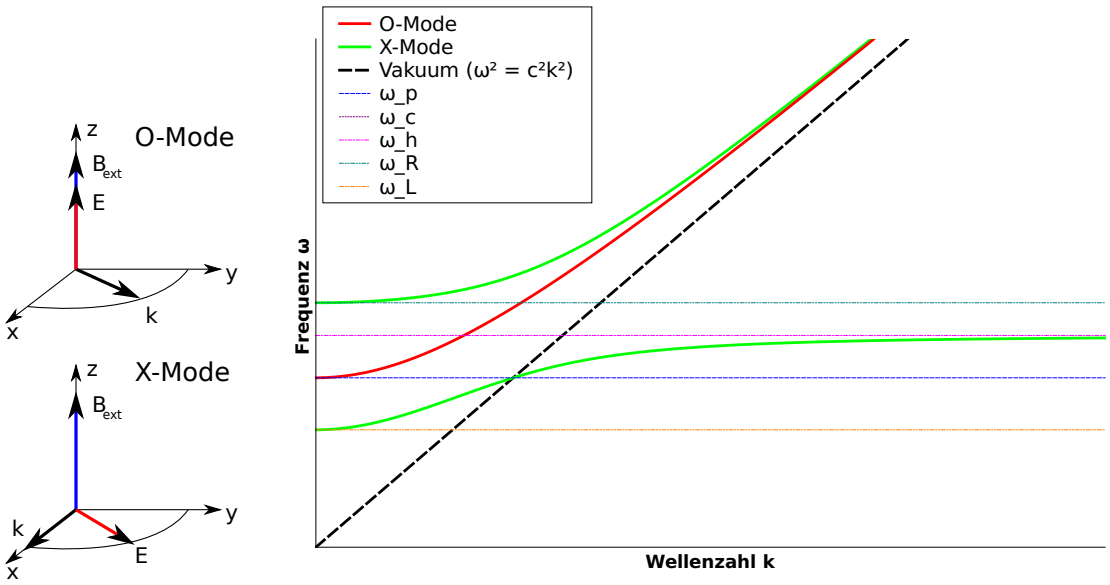


Abbildung 2.4.: O-Mode ($\boldsymbol{E} \parallel \boldsymbol{B}_{\text{ext}}$) und X-Mode ($\boldsymbol{E} \perp \boldsymbol{B}_{\text{ext}}$). Links: Ausrichtung der Feldvektoren, rechts: Dispersionsrelation.

Die O-Mode ist eine Transversalwelle mit $\boldsymbol{E} \parallel \boldsymbol{B}_{\text{ext}}$. Da hier die Elektronen durch die Welle parallel zum externen Magnetfeld beschleunigt werden, wirkt keine Lorentz-Kraft durch das Magnetfeld auf die Elektronen. Die Dispersionsrelation der ordentlichen Mode entspricht deshalb dem Fall für $\boldsymbol{B}_{\text{ext}} = 0$:

$$\omega^2 = k^2c^2 + \omega_p^2 \tag{2.11}$$

Die X-Mode, bei der $\boldsymbol{E} \perp \boldsymbol{B}_{\text{ext}}$ gilt, ist eine Mischung aus Transversal- und Longitudinal-

welle. Hierbei ist die Dispersionsrelation [21]

$$\frac{c^2k^2}{\omega^2} = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}\left(\frac{\omega^2 - \omega_p^2}{\omega^2 - \omega_h^2}\right). \tag{2.12}$$

Es gibt eine Wellenresonanz bei der oberen[4] Hybridfrequenz

$$\omega_h = \sqrt{\omega_p^2 + \omega_c^2}. \tag{2.13}$$

Die beiden Cutoff-Frequenzen ω_R und ω_L sind gegeben durch [21]

$$\omega_{R/L} = \sqrt{\omega_p^2 + \frac{\omega_c^2}{4}} \pm \frac{\omega_c}{2}. \tag{2.14}$$

Je näher man an die Resonanz kommt, desto stärker wird der longitudinale Beitrag der Welle. Bei der Resonanz werden die transversalen elektromagnetischen Wellen schließlich vollständig in longitudinale elektrostatische umgewandelt. In der Theorie eines heißen Plasmas findet bei der oberen Hybridfrequenz die Kopplung an die Bernstein-Wellen statt [35].

Bei zunehmender Parallelkomponente $k_\parallel$ des Wellenvektors geht die X-Mode in die R-Mode und die O-Mode in die L-Mode über.

Nützlich für die Veranschaulichung der Wellenausbreitung im Plasma ist das CMA-(Clemmov-Mullaly-Allis) Diagramm, wie es in Abbildung 2.5 zu sehen ist [14], [43]. Hierbei trägt man die Zyklotronfrequenz über der Plasmafrequenz auf, was dem Magnetfeld über der Teilchendichte entspricht. Das Magnetfeld fällt im Tokamak von der Torusmitte (Hochfeldseite) nach außen ab (Niederfeldseite). Die Elektronendichte ist im Plasmazentrum am größten und fällt zu beiden Seiten hin ab. Mit Hilfe der Dispersionsrelation (Abbildung 2.4) erkennt man, dass die O-Mode im gesamten linken Bereich des CMA Diagramms ausbreitungsfähig ist, wobei $\omega > \omega_p$ gilt. Für die X-Mode gibt es jedoch ein Gebiet des Cutoffs zwischen ω_h und ω_R. Abbildung 2.5 zeigt eine skizzenhafte Trajektorie für die Einstrahlung in den Tokamak bei der Grundfrequenz[5] $\omega = \omega_c$ (X1 bzw. O1) und der zweiten Harmonischen $\omega = 2\,\omega_c$ (X2 bzw. O2). Die Hochfeldseite ist das obere Ende und die Niederfeldseite das untere Ende der Kurve. Die Lage und Größe des (Dichte)-Maximums ist durch die Einstrahlfrequenz gegeben. Die genaue Form der Trajektorie hängt vom Dichteprofile und vom Magnetfeldverlauf ab, denn $\omega_p = \omega_p(n_e(r))$ und $\omega_c = \omega_c(B(r))$. Auf die Absorption wird in Abschnitt 2.2 eingegangen.

Bezüglich der ECRH stellt man fest, dass mit der ersten Harmonischen der außerordentlichen Mode (X1) die Resonanzzone bei der Einstrahlung von der Niederfeldseite im Tokamak aufgrund des Cutoffs bei ω_R nicht zugänglich ist. Von der Hochfeldseite kann man

[4] Unter Berücksichtigung der Ionen existiert neben der oberen auch eine untere Hybridfrequenz, die sich sehr gut zur Heizung eignet. In diesem Fall existieren zwei Wellenresonanzen und zwei Cutoffs. Die beiden Resonanzen treten bei der unteren und oberen Hybridfrequenz auf.

[5] Für die Zyklotronfrequenz wird der Wert im Plasmazentrum genommen.

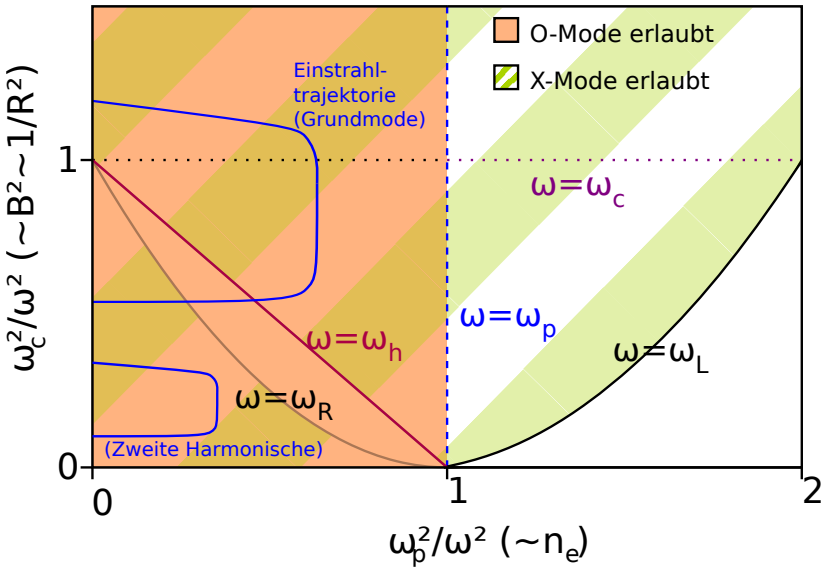


Abbildung 2.5.: Im CMA-Diagramm lassen sich die Lösungen der Dispersionsrelation für die Wellenausbreitung im Tokamak-Plasma darstellen. Eine Ausführliche Beschreibung liefert z.B. [43].

jedoch die Resonanzschicht erreichen. Die O1-, O2- und X2-Mode dringen auch von der Niederfeldseite bis ins Plasmazentrum ein.

2.1.4. Wellenausbreitung im heißen Plasma

Bei kleiner Phasengeschwindigkeit $v_{\mathrm{ph}} \approx v_{\mathrm{th}}$ der Welle ist die Temperatur des Plasmas nicht mehr vernachlässigbar und die Stromdichte muss anders berechnet werden als für Wellen im kalten Plasma. Man verwendet dann eine magnetohydrodynamische Beschreibung (MHD) [12] oder eine kinetische Theorie [21]. In der MHD geht ein Druckterm in die Bewegungsgleichung mit ein und die Teilchendichte wird über eine Kontinutitätsgleichung beschrieben. Zusätzlich können Resistivitäten aufgrund von Stößen in das Ohmsche Gesetz eingeführt werden.

Bei der kinetischen Beschreibung berücksichtigt man die Verteilungsfunktion der Teilchen im sechsdimensionalen Phasenraum. Die Verteilungsfunktion wird durch eine kinetische Gleichung wie die Fokker-Planck-Gleichung [29] beschrieben. Aus der Änderung der Geschwindigkeitsverteilungsfunktion der geladenen Teilchen resultieren die Raumladungs- und die Stromdichte als Funktion des elektrischen Feldes der Welle.

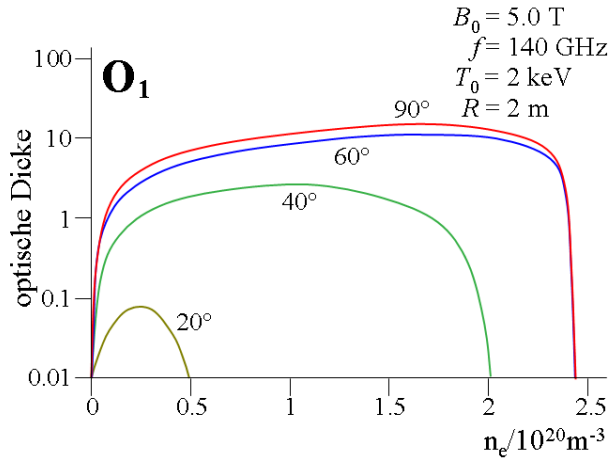
Im heißen Plasma erhält man weitere Effekte wie Alfvén [1]-, Landau [27]-, Bernstein- [35] oder reine Longitudinalwellen.

2.2. Absorption von Millimeterwellen und Heizung eines Plasmas

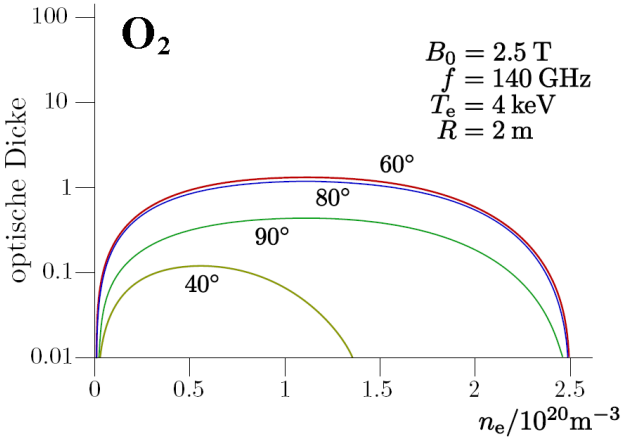
Um ein Plasma effektiv mit ECRH zu heizen ist es nicht allein ausreichend, dass sich die Wellen im Plasma ausbreiten können, sondern man muss auch berücksichtigen, wie effektiv die Strahlung vom Plasma absorbiert wird.
Physikalisch beruht die Absorption auf dem Energieaustausch zwischen den Elektronen und der elektromagnetischen Welle. Die Herleitung zum Mechanismus der Wechselwirkung zwischen einem einzelnen Elektron und einer Welle findet man in Anhang A.3. Für die Beschreibung der Elektronen-Zyklotron-Resonanz-Heizung (ECRH) reicht jedoch die Betrachtung eines einzelnen Elektrons nicht aus. Es müssen vielmehr sehr viele Elektronen in einem heißen Plasma berücksichtigt werden. Diese besitzen alle unterschiedliche Geschwindigkeiten und Phasen bezüglich der elektromagnetischen Welle. Anstelle über alle einzelnen Elektronen zu summieren, verwendet man zur Beschreibung des heißen Plasmas eine Verteilungsfunktion der Elektronen im Phasenraum. Diese Verteilungsfunktion berechnet sich aus der Fokker-Planck-Gleichung [29]. Die ECRH beruht letztendlich auf einem Effekt, bei dem mehr Elektronen beschleunigt als abgebremst werden [15].

Einfacher und anwendungsnäher lässt sich die Absorption im Plasma mit dem Konzept der optischen Dicke beschreiben (Anhang A.4). Je optisch dicker das Plasma ist, desto besser wird die Strahlung absorbiert. Ein Fusionsplasma ist bis auf Bereiche der Resonanzen optisch dünn. Das Magnetfeld im Tokamak fällt, wie in Abschnitt 1.2 erklärt, von außen nach innen mit $\frac{1}{R}$ ab. Damit ist die Resonanzfrequenz, die ein Vielfaches der Zyklotronfrequenz $\omega_c = \frac{eB}{m_e}$ ist, vom Radius abhängig. Die Herleitung der Resonanzbedingung findet man in Anhang A.3. Dies führt zu einer lokalen Heizung des Plasmas, da der Resonanzbereich, in dem das Plasma optisch dick für Millimeterwellen ist, räumlich begrenzt ist. Bei ASDEX Upgrade beträgt dieser Absorptionsbereich wenige Zentimeter und ist bei größeren Maschinen mit größeren Gradientenlängen entsprechend größer, wodurch das Heizen des Plasmas einfacher wird. Berechnungen zur Strahlausbreitung und Absorption in ASDEX Upgrade können mit dem Beam-Tracing Code TORBEAM durchgeführt werden [30].

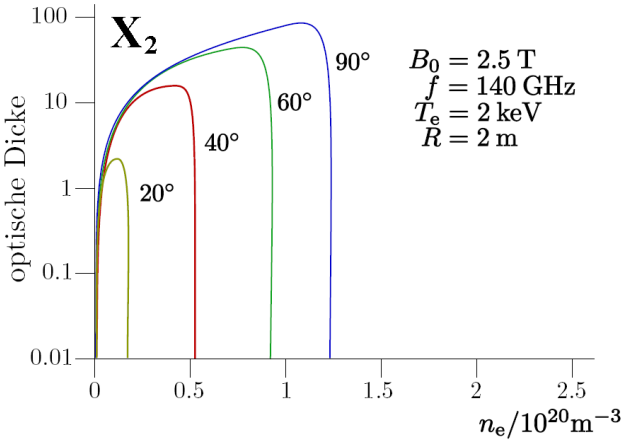
Abbildung 2.6 zeigt die optische Dicke und damit die Absorption für Millimeterwellen der ECRH bei den zur Heizung genutzten Moden (Abschnitt 2.1.4). Standardmäßig wird bei ASDEX Upgrade aufgrund der hohen optischen Dicke in der X2-Mode mit annähernd $100\,\%$ Single-Pass-Absorption geheizt, wobei die Strahlung bereits beim ersten Durchlaufen des Plasmas nahezu vollständig absorbiert wird.
Der technische Aufbau der ECRH an ASDEX Upgrade ist in [47] beschrieben.



(a) O1-Mode



(b) O2-Mode



(c) X2-Mode

Abbildung 2.6.: Absorption bei der ersten und zweiten Harmonischen der Zyklotronfrequenz der O- und X-Mode bei verschiedenen Einstrahlwinkeln bezüglich des Magnetfelds [7], [25].

2.3. Messung der Streustrahlung mit einer Snifferprobe

Ein idealer Streustrahlungsdetektor ist polarisations- und richtungsunabhängig und weist eine breite Richtcharakteristik auf. Mit Halbleiterdioden alleine kann man Millimeterwellen detektieren, jedoch erfüllen sie die Anforderungen an Richtungs- und Polarisationsunabhängigkeit nicht.

Bisher werden Snifferproben zur Messung der ECRH-Streustrahlung an ASDEX Upgrade eingesetzt. Die Idee hinter der Snifferprobe ist, eine Ulbricht-Kugel [20], wie man sie von der Optik her kennt, für Millimeterwellen zu realisieren. Eine Ulbricht-Kugel erzeugt aus einfallender Strahlung durch Vielfachreflexion im Innern eine homogene, diffuse, sowie polarisations- und richtungsunabhängige Strahlung.

2.3.1. Aufbau der Snifferprobe

Die Snifferprobe besteht aus einer Hohlkugel aus Kupfer mit einem Innendurchmesser von $310\,\mathrm{mm}$ und einem daran angebrachten überdimensionierten Hohlleiter. Die Millimeterwellen treten durch die Öffnung in den Hohlleiter ein und werden anschließend an der Innenseite der Kupferkugel vielfach reflektiert. Der Hohlleiter sorgt für eine breite Richtcharakteristik [39]. Auf der Oberfläche der Kugel befindet sich eine kleine runde Öffnung, an der ein Diodendetektor angebracht ist.

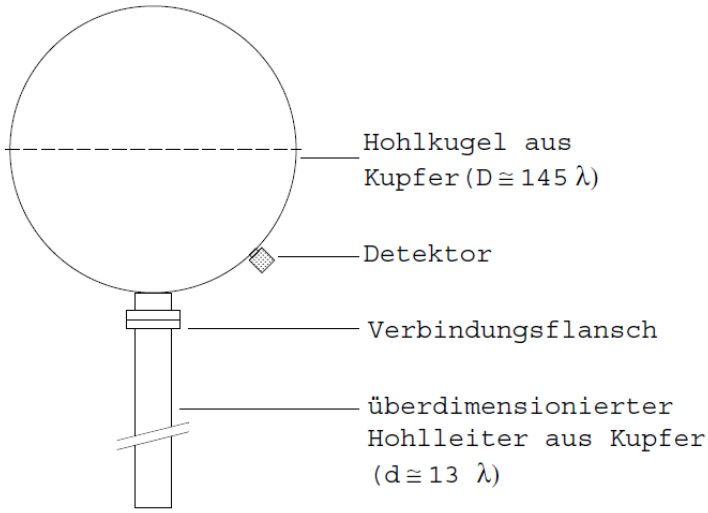


Abbildung 2.7.: Snifferprobe nach [8] und [39].

2.3.2. Problematik

Probleme bei der Snifferprobe ergeben sich dadurch, dass die Kugel im Vergleich zur Wellenlänge zu klein ist. Eine Ulbricht-Kugel für Licht hat etwa einen Durchmesser von $15\,\mathrm{cm}$ für eine Wellenlänge von $600\,\mathrm{nm}$. Bei den $2\,\mathrm{mm}$-Wellen der ECRH müsste diese dann etwa $500\,\mathrm{m}$ groß sein. Die Kupferkugel ist dagegen ein Hohlraumresonator hoher Güte mit einem diskreten Modenspektrum, welches auf der Kugeloberfläche ein feingliedriges Interferenzmuster erzeugt [39]. Diese Tatsache stellt in der Praxis insofern ein Problem dar, als dass man bei der Messung an ASDEX Upgrade an der mittleren Intensität der Streustrahlung im Tokamak interessiert ist und nicht die Eigenschaften der Kupferkugel vermessen möchte. Da die sensitive Fläche der Detektordiode kleiner als die charakteristische Variationslänge der Interferenzstruktur ist, kann sie das räumliche Interferenzmuster auflösen, was sich auf die Richtcharakteristik auswirkt (Abbildung 1.7 und [39]).
Des Weiteren wurde bei den Messungen von Schmid-Lorch [39] beobachtet, dass sich eine Frequenzdrift der Quelle von einigen MHz stark auf das Diodensignal auswirkt (siehe auch Abschnitt 3.5.5). Durch die Frequenzdrift verändert sich das Interferenzmuster innerhalb der Kugel.

Mehr Details zur Snifferprobe findet man in [8] und [39].

2.4. Bolometer

2.4.1. Eigenschaften eines Bolometers und Einsatzbereich

Ein Bolometer ist ein Strahlungsdetektor, der die Messung elektromagnetischer Strahlung in einem großen Spektralbereich und unabhängig von der Polarisation erlaubt. Es misst eine pro Zeit einströmende Wärmemenge und kann als Spezialfall eines Kalorimeters angesehen werden. Das Bolometer wurde vom amerikanischen Astronomen Samuel Pierpont Langley im Jahr 1878 erfunden.

Bolometer werden heutzutage vor allem in der fernen Infrarot- bis Millimeterwellen-Astronomie eingesetzt. Gekühlt auf Temperaturen von 50-$300\,\mathrm{mK}$ gehören sie zu den empfindlichsten Detektoren im Wellenlängenbereich von $0{,}2$-$1\,\mathrm{mm}$. An Fusionsexperimenten wie ASDEX Upgrade werden Bolometer üblicherweise zur Messung der gesamten Strahlungsleistung im Gefäß vom Infrarotbereich mit Wellenlänge von 1-$2\,\mu\mathrm{m}$ bis in den Röntgenbereich mit Energien bis etwa $1{,}5\,\mathrm{keV}$ verwendet. Bolometer werden auch als Bildsensoren für die im Infraroten arbeitenden Thermografie-Kameras verwendet (Beispiel Fluke Ti25 Abbildung 3.3). Darüber hinaus können Bolometer aufgrund der Eigenschaft, dass sie direkt auf die Wärmeentwicklung im Absorber reagieren, nicht nur zur Messung elektromagnetischer Wellen, sondern auch zur Detektion von Teilchenstrahlen genutzt werden.

Ein Bolometer zeichnet sich dadurch aus, dass es beim Einsatz zur Strahlungsdetektion sehr sensitiv auf Änderungen des Leistungsflusses ist und dabei in einem sehr großen Empfindlichkeitsbereich verwendet werden kann. Langley konnte schon 1880 die thermische Strahlung einer Kuh in einer Viertelmeile Entfernung messen [38]. Aufgrund der robusten Bauweise können Bolometer auch in einem Leistungsbereich eingesetzt werden, in dem andere Detektoren, wie zum Beispiel Halbleiterdioden, bereits zerstört werden.

Der wesentliche Nachteil eines Bolometers ist seine Tiefpasseigenschaft und die damit verbundene relativ langsame Ansprechzeit des Messsignals nach einer schnellen Änderung des Strahlungsflusses. Eine Diode, wie sie in der Snifferprobe verwendet wird, reagiert viel schneller. Um dennoch eine schnelle Ansprechzeit des Bolometers und damit eine hohe Messbandbreite zu erreichen, muss die Wärme vom Absorber über einen Wärmeableiter schnell abgeführt werden [37]. Des Weiteren kann man ein Bolometer nicht instantan zurück setzen, sondern man muss warten, bis die Wärme wieder abgeflossen ist. Die Ansprechzeit hängt demzufolge entscheidend von der Wärmeleitfähigkeit und Wärmekapazität der verwendeten Materialien ab. Außerdem spielt die Baugröße des Bolometers eine wichtige Rolle.
Beim Einsatz als Detektor für Millimeterwellen stellt der geringe Absorptionsfaktor die größte Schwierigkeit dar (Abschnitt 2.4.4).

2.4.2. Funktionsweise eines Bolometers

Ein Bolometer besteht, wie in Abbildung 2.8 gezeigt, aus einem Absorber, einem Wärmeableiter und einem Thermometer. Das Thermometer steht dabei im Wärmekontakt mit dem Absorber. Durch die auftreffende elektromagnetische Strahlung erwärmt sich dieser. Die Wärme wird anschließend über den Wärmeableiter abgeführt.

Nach einem Einschaltvorgang stellt sich ein Gleichgewicht zwischen einströmender und abströmender Energie mit einer konstanten Temperatur ein, welche über das Thermometer gemessen werden kann. Hieraus lässt sich die absorbierte Strahlungsleistung berechnen. Als Thermometer nutzt man in der Regel die Temperaturabhängigkeit des ohmschen Widerstands eines Materials aus. Durch Messung der an diesem Widerstand abfallenden Spannung können Rückschlüsse auf die Strahlungsleistung gemacht werden. Ein geeignetes Thermometer besitzt die Eigenschaft, dass sich sein Widerstand im relevanten Temperaturbereich bei einer kleinen Änderung der Temperatur stark ändert.[6]

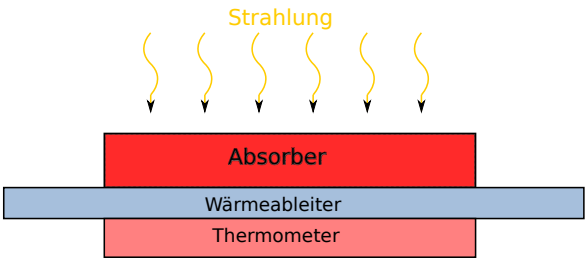


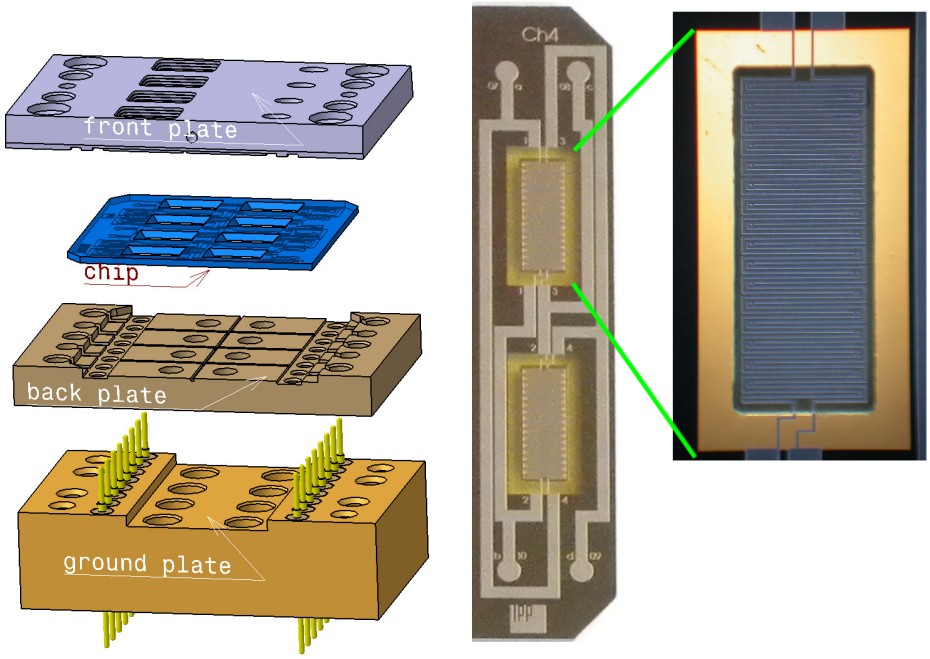
Abbildung 2.8.: Prinzipskizze eines Bolometers.

2.4.3. Das Platin-Bolometer zur Messung der ECRH-Streustrahlung

Aufbau

In dieser Arbeit soll untersucht werden, wie sich ein Bolometer unter dem Einfluss der ECRH-Streustrahlung verhält. Wie in der Einleitung erwähnt wird ein Folienbolometer verwendet, da dieses eine größere sensitive Fläche als eine Diode besitzt. Das zur Messung der Millimeterwellen mit einer Frequenz von 140 GHz verwendete Bolometer ist ein Prototyp eines Platin-Bolometers für ITER und wurde am Max-Planck-Institut für Plasmaphysik entwickelt. Ein Exemplar wurde freundlicherweise von Hans Meister für diese Arbeit zur Verfügung gestellt. Es ist um einen Faktor zwei empfindlicher als das bisher an JET und ASDEX Upgrade für eine breitbandige Messung der elektromagnetischen Strahlung verwendete Bolometer mit einem Goldabsorber auf einer Kaptonmembran [9].

[6] Die größte Messempfindlichkeit erreicht man durch die Verwendung von Supraleitern bei ihrer Sprungtemperatur als Thermometer. Eine kleine Änderung der Temperatur führt zu einer großen Änderung des Widerstands des Supraleiters und damit einem großen Spannungsabfall. Allerdings ist hierfür eine Kühlung auf kryogene Temperaturen nötig und kann deshalb nicht überall verwendet werden.



(a) Explosionszeichnung Bolometerkopf (b) Pt-Doppelmäander als Thermometer

Abbildung 2.9.: Bolometerkopf und Widerstandsmäander an der Unterseite des Chips [41].

Der verwendete Bolometerkopf ist wie ein Sandwich aufgebaut (Abbildungen 1.8 und 2.9(a)). Die vorderste Schicht ist eine Frontplatte aus eloxiertem Aluminium. In dieser Frontplatte sind vier keilförmige Öffnungen für die vier Bolometerkanäle eingefräst. Die Eintrittsöffnung besitzt einen Flächeninhalt von $19{,}6\,\mathrm{mm}^2$ (verrundete Ecken). Die Wände der Blende weisen hierbei einem Winkel von 20° gegenüber der Flächennormalen auf (siehe auch Abbildung 2.10). Hinter der Frontplatte befindet sich der Bolometerchip mit insgesamt acht Kanälen. Vier dieser Kanäle sind durch die Frontplatte abgedeckt und dienen als Referenz für die Messbrücke, sodass zur Messung noch vier Kanäle zur Verfügung stehen.

Der Aufbau eines einzelnen Bolometerkanals ist in Abbildung 2.10 schematisch dargestellt. Die Absorberschicht ist eine $4\,\mu\mathrm{m}$ dicke Platinfolie, die auf einer $1{,}5\,\mu\mathrm{m}$ dicken Siliziumnitridmembran durch galvanisches Aufwachsen aufgebracht ist. Die Siliziumnitridschicht dient als Wärmeableiter. Um ein temperaturabhängiges Messsignal zu erhalten, wird

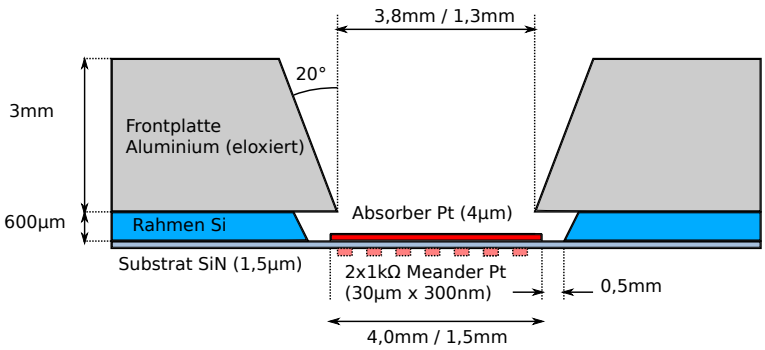


Abbildung 2.10.: Schematischer Aufbau eines Bolometerkanals des in dieser Arbeit verwendeten Platin-Bolometers.

eine Wheatstone-Brückenschaltung verwendet. Die Messbrücke befindet sich in Form von insgesamt vier Platinmäandern als Widerstände direkt auf dem Bolometerchip unter der Siliziumnitridmembran. Dabei sind jeweils zwei Mäander ineinander verschlungen (siehe Abbildung 2.9(b)). Diese stellen zwei sich diagonal gegenüberliegende Widerstände der Messbrücke dar. Die anderen beiden Widerstände sind die beiden Mäander eines von der Frontplatte abgeschirmten Referenzkanals. Alle vier Mäander besitzen etwa den selben Widerstandswert von $1\,\mathrm{k\Omega}$ im abgeglichenen Zustand der Messbrücke. Erwärmt sich die Absorberschicht des Messkanals und damit eine Doppelmäander, so wird die Messbrücke durch den temperaturabhängigen Widerstand der Platinmäander verstimmt. Die Diagonalspannung der Brücke ist das Messsignal des Bolometers. Die Messgenauigkeit der Messbrücke beträgt etwa $1\,\%$. Nähere Details zur Bolometermessbrücke findet man in [42]. Eine Zusammenfassung der technischen Daten des Bolometers ist in Tabelle 2.1 gegeben.

Leistungsberechnung

Im Folgenden wird kurz erläutert, wie aus dem Spannungssignal des Bolometers auf die absorbierte Leistung geschlossen werden kann und wie sich das Bolometer kalibrieren lässt.

Trifft eine elektromagnetische Welle auf den Absorber des Bolometers, so braucht es zunächst eine Zeit, bis die Wärme durch die Siliziumnitridschicht zur anderen Seite des Absorbers durchgedrungen ist, wo sich die Widerstände befinden. Dieser Prozess ist diffusiv und beträgt etwas weniger als $1\,\mathrm{ms}$. Gleichzeitig fließt die Wärme auch wieder vom Absorber über die Klemmung ab, was mit einer Abkühlzeitkonstante im Bereich von $\tau \approx 130\,\mathrm{ms}$ abläuft. Die Abkühlzeitkonstante τ hängt von der Konstruktion ab [9]. Das Bolometer verhält sich insgesamt wie ein Verzögerungsglied erster Ordnung (PT1-Glied, Tiefpass) [24]. Abbildung 2.11 zeigt die Antwort des Bolometers auf einen rechteckigen Leistungspuls.

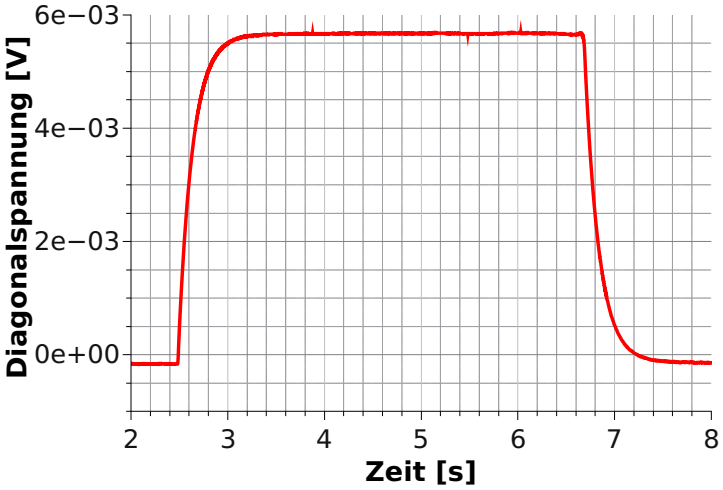


Abbildung 2.11.: Bolometersignal (Rechteckantwort) für Strahlintensität von $30\,\mathrm{kW/m^2}$ mit absorbierter Leistung von $1{,}2\,\mathrm{mW}$ pro Bolometerkanal.

Die Brückenspannung $U(t)$ ist das Messsignal. Es lässt sich mit Hilfe folgender Formel in eine absorbierte Strahlungsleistung $P_{\text{abs}}(t)$ umrechnen:[7]

$$P_{\text{abs}}(t) = C_1 \left[\tau \dot{U}(t) + C_2 U(t)\right] \tag{2.15}$$

$$C_1 = \frac{2}{U_{\text{S}}} \left(R_{\text{OH}} + 2R_{\text{C}}\right) \kappa \tag{2.16}$$

$$C_2 = 1 - \frac{U_{\text{S}}^2}{4\kappa(R_{\text{OH}} + R_{\text{C}})^2} \tag{2.17}$$

Die Versorgungsspannung U_S beträgt $5\,\text{V}$ DC.[8] R_{OH} ist der Widerstand der Mäander bei Betriebstemperatur der Folie, R_C der Widerstand des Kabels und $\kappa = \frac{C_p}{\theta\tau}$ eine Kalibrierkonstante, die die Empfindlichkeit bestimmt (normierte Wärmekapazität) [10]. C_p ist die spezifische Wärmekapazität der Bolometerfolie und θ die Änderungsrate des Widerstands mit der Temperatur. Tabelle 2.1 zeigt typische Messwerte der Umrechnungskonstanten.

Größe	**Symbol**	**Wert**
Typ		5. Juli 2011 Chip Nr C von Waver 7229
Blendeneintrittsfläche	A_{Blende}	$19{,}6\,\text{mm}^2$
Höhe der Blende	h	$3\,\text{mm}$
Keilwinkel der Blende	α	$20°$
Absorberfläche		$6\,\text{mm}^2$ ($4\,\text{mm} \times 1{,}5\,\text{mm}$)
Absorberdicke		$4\,\mu\text{m}$
Dicke SiN-Schicht		$1{,}5\,\mu\text{m}$
Abkühlzeitkonstante	τ	$127\,\text{ms}$
Normierte Wärmekapazität	κ	$6{,}0 \cdot 10^{-4}\,\text{A}^2$
Mäanderwiderstände	R_M, R_{OH}	$4 \times 1\,\text{k}\Omega$
Versorgungsspannung	U_S	$5\,\text{V}$
Widerstand Messkabel	R_C	$1\,\Omega/\text{m}$
Konstante	C_1	$0{,}25\,\text{W/V}$
Konstante	C_2	$0{,}99$

Tabelle 2.1.: Technische Daten des Bolometer und typische Kalibrierkonstanten (Werte für einen Kanal).

[7] Wie in [10] beschrieben, allerdings mit $\beta = 1$, $g_c = 1$, $\omega = 0$.

[8] Streng genommen wird die Spannung nach jedem Messpunkt umgepolt, da in der rauschstarken Umgebung des Fusionsexperiments eine reine DC-Messung zu stark gestört werden würde.

Kalibrierung

Währen der Kalibrierung werden die Widerstände der einzelnen Bolometerkanäle gemessen. Jeweils ein Messwiderstand ist der Mittelwert aus den beiden zusammengehörigen Mäanderwiderständen eines Bolometerkanals. Für dieses Bolometer beträgt er etwa $1\,\mathrm{k}\Omega$. Die Werte für κ und τ können ebenfalls aus einer Kalibrierung gewonnen werden [10]. Hierzu legt man einen unipolaren rechteckigen Spannungspuls der Amplitude U_{cal} an die Widerstandsmäander. Daraufhin kommt es zu einem Stromfluss (siehe Abbildung 2.12), welcher die Mäander aufgrund ihres Widerstands aufheizt. Der Widerstand ist temperaturabhängig und wird größer, woraufhin der Strom vom Anfangswert $I(0)$ exponentiell auf einen stationären Wert $I(\infty)$ abklingt. Jetzt ist die ohmsche Heizleistung im Gleichgewicht mit der abströmenden Leistung. Der Verlauf der Stromänderung ist [10]

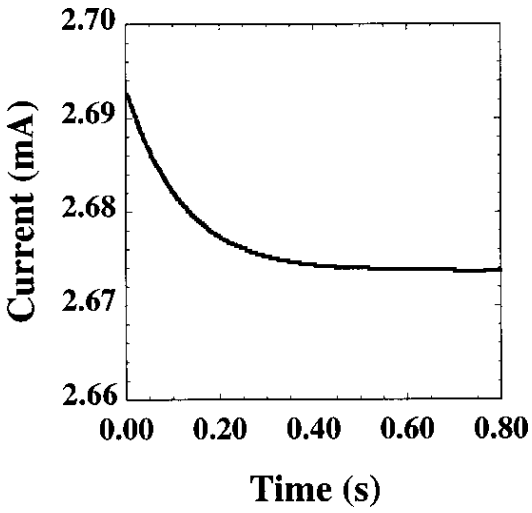


Abbildung 2.12.: Kalibrierung: Strom während eines Spannungspulses von $0{,}8\,\mathrm{s}$ [10].

$$\Delta I = -\Delta I(\infty)\left(1 - e^{-t/\tau}\right). \tag{2.18}$$

Aus der Messkurve des Stroms erhält man die Abkühlzeitkonstante τ. An Luft werden im Labor etwa $130\,\mathrm{ms}$ gemessen.

Die normierte Wärmekapazität (Einheit A^2) ist durch folgenden Ausdruck gegeben [10]:

$$\kappa = \frac{R_B I(0)^4}{4U_{\text{cal}}\Delta I(\infty)} \tag{2.19}$$

Dabei ist R_B der Widerstand der Mäander ohne ohmsche Heizung. Zu beachten ist noch, dass κ und τ temperaturabhängige Größen sind. Bei höheren Temperaturen werden κ und τ aufgrund der zunehmenden Wärmekapazität größer. Die Wärmeleitfähigkeit der Siliziumnitridschicht nimmt zwar auch mit steigender Temperatur zu und würde zu einem kleineren τ führen, jedoch überwiegt der Effekt der steigenden Wärmekapazität bei den hier relevanten Temperaturen.

2.4.4. Reflexion und Absorption von Millimeterwellen an der Platinfolie des Bolometers

Es soll nun der Übergang der Welle auf die Bolometerfolie betrachtet werden. Eine interessante Frage ist dabei, wie viel Leistung in der Bolometerfolie absorbiert und damit in Wärme umgewandelt wird.
Wenn die in der Luft propagierende elektromagnetische Welle auf die metallische Absorberfolie trifft, wird der größte Teil reflektiert und nur ein kleiner Teil absorbiert. Der absorbierte Anteil wird, sofern die Folie dick gegenüber der Skintiefe ist, vollständig in Wärme umgewandelt. Diese Wärme führt zu einer Temperaturerhöhung der Bolometerfolie und letztendlich zu einem Messsignal. Der physikalische Prozess ist die Induktion von Strömen in der Platinschicht durch das Feld der elektromagnetischen Welle. Durch die endliche Leitfähigkeit des Platins kommt es zur Ohmschen Heizung.

Mit Hilfe eines einfachen Modells nach [6] für den Vakuum-Metall-Übergang soll versucht werden, eine Abschätzung für den Reflexions- und Absorptionskoeffizienten zu erhalten.

Die Skintiefe, bis zu der die Welle in das Metall eintritt, beträgt

$$\delta = \sqrt{\frac{2}{\omega \mu_0 \mu \sigma}}. \tag{2.20}$$

Mit typischen Literaturwerten für die Leitfähigkeit und Permeabilität von Platin[9] erhält man bei $140\,\mathrm{GHz}$ eine Skintiefe von $438\,\mathrm{nm}$.

Für den Reflexionskoeffizienten der Leistung gilt

$$r = \frac{1 + \left(1 - \frac{\omega \delta \mu}{c}\right)^2}{1 + \left(1 + \frac{\omega \delta \mu}{c}\right)^2}. \tag{2.21}$$

Unter der Annahme, dass alles absorbiert was nicht reflektiert wird, erhält man den Absorptionskoeffizienten

$$a = 1 - r = \frac{4 \frac{\omega \delta \mu}{c}}{1 + \left(1 + \frac{\omega \delta \mu}{c}\right)^2}. \tag{2.22}$$

Der Absorptionskoeffizient für die Leistung beträgt demnach $a = 0{,}26\,\%$. Neben der Leitfähigkeit spielen die Schichtdicke und Oberflächenbeschaffenheit eine Rolle, sodass dieser Wert durchaus stark variieren kann. Typisch ist ein Faktor 2 größer aufgrund der Oberflächenrauheit. Werte für Platin sind in [40] gegeben.

Experimentell ermittelten Werte für die Absorption des ganzen Bolometers findet man in Abschnitt 3.2.2.

[9] $\sigma = 9{,}43 \cdot 10^{-6}\,\mathrm{A/Vm}$ $\quad \mu = 1 + \chi_m$ $\quad \chi_m = 2{,}57 \cdot 10^{-4}$.

2.5. Pyroelektrischer Detektor

Wie in der Einleitung 1.4 erwähnt, soll neben dem Bolometer auch ein pyroelektrischer Detektor zur Messung der ECRH-Streustrahlung eingesetzt werden. Die Entwicklung dieser Diagnostik wurde von anderen Mitgliedern der ECRH-Gruppe parallel zu dieser Arbeit vorangetrieben.

Ein pyroelektrischer Detektor funktioniert ähnlich wie ein Bolometer und ist einer der heute am meisten benutzten thermischen Infrarotsensoren.
Die einfallende Strahlung wird zunächst in Wärme umgewandelt. Die Temperaturänderung führt dann zu einer Änderung der Oberflächenladung des Kristalls (Pyroelektrischer Effekt), welche mit Hilfe einer Operationsverstärkerschaltung (Abbildung 2.13) in ein Spannungssignal umgewandelt wird. Dieses Signal ist proportional zur Ableitung der Temperaturänderung des Kristalls. Der Name pyroelektrisch ist auf Brewster (1824) zurückzuführen.

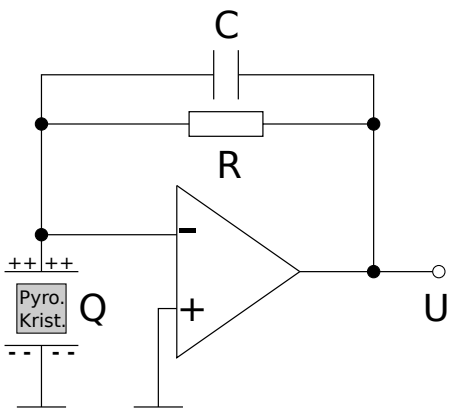


Abbildung 2.13.: Operationsverstärkerschaltung zur Erzeugung der Detektorspannung.

2.5.1. Funktionsweise und Detektorsignal

Fällt elektromagnetische Strahlung der Intensität L auf den pyroelektrischen Detektor, so wird ein Teil dieser Strahlung absorbiert und der Kristall erwärmt sich um ΔT. Der einfallende Wärmestrom ist

$$q_{\text{ein}}(t) = aAL(t). \tag{2.23}$$

Dabei sind a der Absorptionsfaktor und A die Absorberfläche. Der Kristall mit der Wärmekapazität C_p speichert die durch eine Temperaturänderung einströmende Wärme gemäß

$$\Delta E_{\text{pot}} = C_p \Delta T. \tag{2.24}$$

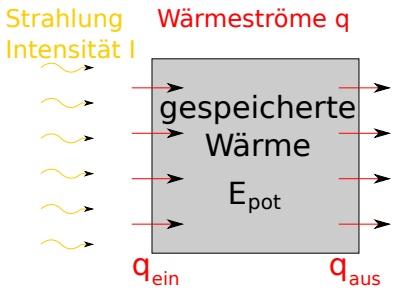


Abbildung 2.14.: Wärmestrom im pyroelektrischen Detektor.

Aufgrund thermischer Verluste fließt auch wieder Wärme ab. Dieser ausfließende Wärmestrom ist proportional zur Temperatur des Kristalls gegenüber der Umgebung:

$$q_{\text{aus}}(t) = G_T T(t) \tag{2.25}$$

Dabei ist G_T der Wärmeleitwert mit der Einheit W/K. Somit lautet die Kontinuitätsgleichung für den Wärmetransport im pyroelektrischen Kristall

$$\dot{E}_{\text{pot}}(t) = q_{\text{ein}}(t) - q_{\text{aus}}(t). \tag{2.26}$$

Um ein Messsignal zu erhalten, wird der Pyroelektrische Effekt ausgenutzt. Die Temperaturänderung führt dabei zu einer Änderung der elektrischen Oberflächenladung ΔQ auf dem Kristall. Sie ist proportional zur Oberfläche A und der Temperaturänderung ΔT mit der Proportionalitätskonstante p:

$$\Delta Q = pA\Delta T \tag{2.27}$$

Aus (2.24) folgt

$$\dot{E}_{\text{pot}} = C_p \dot{T} \tag{2.28}$$

und aus (2.27)

$$\dot{T} = \frac{1}{pA}\dot{Q}. \tag{2.29}$$

Weiterhin folgt aus (2.27) durch Integration

$$T = \frac{Q - Q_0}{pA} + T_0. \tag{2.30}$$

Durch Einsetzen von (2.23), (2.24), (2.25), (2.28) und (2.30) in (2.26) erhält man eine Differentialgleichung für den Zusammenhang zwischen der einfallenden Strahlung der Intensität L und der elektrischen Ladung Q:

$$\dot{Q}(t) + \frac{1}{\tau_T}(Q(t) - Q_0) = K_T L(t) + I_0 \tag{2.31}$$

mit den Konstanten

$$K_T = \frac{aA^2 p}{C_p} \qquad \text{und} \qquad I_0 = \frac{1}{\tau_T} pAT_0. \tag{2.32}$$

Dabei sind $\tau_T = C_p/G_T$ die thermische Zeitkonstante und T_0 die anfängliche Temperaturdifferenz des Kristalls gegenüber der Umgebung. Ist also der Kristall anfangs im thermischen Gleichgewicht mit der Umgebung, so gilt $T_0 = 0\,\text{K}$. Durch eine Drift der Kristalltemperatur während der Einstrahlung kann ein Offset im Detektorsignal bestehen bleiben (vgl. Abbildung 4.6). Für die weitere Betrachtung wird angenommen, dass $T_0 = 0$ gilt. Die anfängliche Ladung des Kristalls ist Q_0. Im Folgenden wird angenommen, dass der Kristall am Anfang entladen ist ($Q_0 = 0$).

Die Ladung wird mit Hilfe einer Operationsverstärkerschaltung (Abbildung 2.13), wie sie unter anderem auch zur Messung der Änderungen der elektrischen Feldstärke unter einer Gewitterwolke eingesetzt wird [22], in eine Spannung umgewandelt. Für Signale mit Frequenzen unterhalb der Grenzfrequenz $f_c = \frac{1}{2\pi RC}$ (bei uns $3\,\mathrm{kHz}$) ist das resultierende Spannungssignal $U(t)$ proportional zum vom Kristall durch die Schaltung abfließenden elektrischen Strom $I(t) = \dot{Q}(t)$:

$$U(t) = -K_E I(t) \tag{2.33}$$

Diese Beschaltung des pyroelektrischen Detektors wird auch als *Current Mode* bezeichnet [16].

Die Strahlintensität $L(t)$ lässt sich durch einsetzen von (2.33) in (2.31) mittels folgender Formel aus der Detektorspannung berechnen:

$$L(t) = -\frac{1}{K_L}\left(U(t) + \frac{1}{\tau_T}\int_0^t U(t')\,dt'\right) \tag{2.34}$$

Dabei ist $K_L = K_T K_E$ eine Kalibrierungskonstante.

2.5.2. Hier eingesetzter Detektor

Für die Experimente wird der Infrarotdetektor InfraTec LIE-382-63 verwendet (Abbildung 2.15). Er besteht aus einem Lithium-Tantal-Kristall ($LiTaO_3$) und einer schwarzen $2\,\mathrm{mm} \times 2\,\mathrm{mm}$ großen Absorberschicht. Die Blendenöffnung beträgt $5\,\mathrm{mm}^2$.

Der Detektor kann zur Messung von Signalen bis zu einer Grenzfrequenz von $3\,\mathrm{kHz}$ eingesetzt werden. Die thermische Zeitkonstante τ_T beträgt laut Datenblatt etwa $150\,\mathrm{ms}$, wobei an ASDEX Upgrade knapp $200\,\mathrm{ms}$ gemessen wurden. Da der Detektor für $140\,\mathrm{GHz}$ Wellen eingesetzt wird, wurde am Experiment ein auf $140\,\mathrm{GHz}$ angepasstes Teflonfenster vor den Detektor angebracht um störende Infrarotstrahlung herauszufiltern.

Abbildung 2.15.: InfraTec LIE-382 (Quelle: InfraTec).

3. Untersuchung des Bolometers im Labor

3.1. Überblick über die Laborexperimente

3.1.1. Aufbau des Messsystem und Signalfluss

Bevor das Bolometer als Streustrahlungsdetektor an ASDEX Upgrade eingesetzt werden konnte, mussten seine Eigenschaften im Labor genau untersucht werden. Hierfür wurde ein Messsystem entworfen und im Labor aufgebaut. Die Datenerfassung war bereits an ASDEX Upgrade mittels LabVIEW von National Instruments für die anderen Bolometer implementiert worden und wurde für diese Arbeit übernommen [11].
Das Gesamtsystem und der Signalfluss wird in diesem Abschnitt beschrieben. In den danach folgenden Abschnitten werden dann die einzelnen Komponenten des Messsystems detailliert behandelt und wichtige Eigenschaften des Bolometers wie die Empfindlichkeit, Richtcharakteristik und Zeitauflösung untersucht.

Abbildung (3.1) zeigt das Messsystem und den Signalfluss des Laboraufbaus um die Strahlintensität am Ort des Bolometers zu messen. Die Quelle generiert eine Millimeterwelle, welche durch einen Rechteckhohlleiter (Abschnitt A.1.1) zu einer Hornantenne (Anhang A.7) übertragen und abgestrahlt wird. Diese Antenne erzeugt einen Gaußschen Strahl (Abschnitt 2.1.2) mit der Intensitätsverteilung $L(t, x, y, z)$. Das Bolometer (Abschnitt 2.4.3) steht in einem Winkel θ zur Ausbreitungsrichtung im Strahl.

Die Strahlung wird nach dem Eintritt durch die Öffnung der Blende (Fläche A_{Blende}) auf den Absorber des Bolometers geleitet (Abbildung 3.2). Dabei verhält sich das Bolometer wie eine Empfangsantenne, deren Richtcharakteristik $F_R(\theta)$ durch die Geometrie der Blende bestimmt ist (Abschnitt 3.3.3). Die Strahlung wird an der Platinschicht des Bolometers zum größten Teil reflektiert. Nur ein geringer Teil der Leistung wird absorbiert und in Wärme umgewandelt (Absorptionsfaktor a in Abschnitt 3.2.2).

Die Datenerfassung (DAQ, *Data Acquisition*, Anhang A.6) zeichnet die Diagonalspannung der Messbrücke im Bolometer als Detektorsignal $U(t)$ auf. Anschließend wird die absorbierte Leistung P_{abs} gemäß Formel (2.15) berechnet und das Leistungssignal mit dem Absorptionsfaktor normiert. Unter Berücksichtigung der Richtcharakteristik $F_R(\theta)$ (Abschnitt

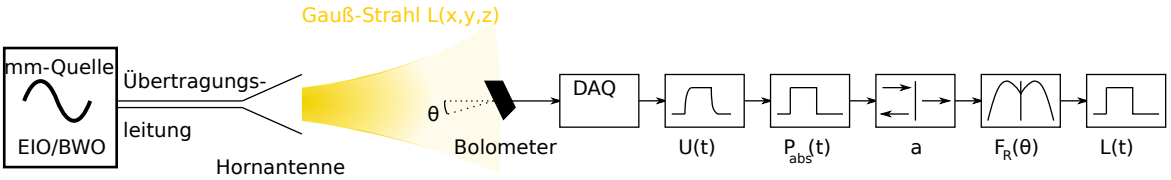


Abbildung 3.1.: Messsystem und Signalfluss im Laboraufbau für eine Raumrichtung.

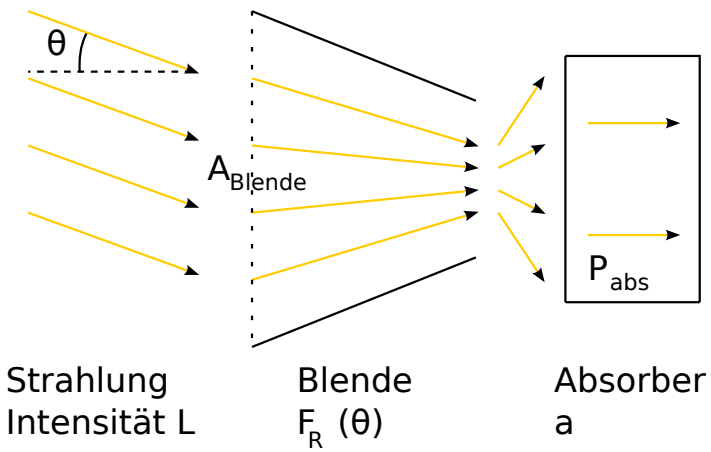


Abbildung 3.2.: Leistungsfluss der Strahlung der Intensität L im Bolometer, bestimmt durch die Richtcharakteristik der Blende $F_R(\theta)$ und durch den Absorptionsfaktor a. Die reflektierte Leistung ist nicht eingezeichnet.

3.3.2) erhält man die vom Winkel θ unabhängige[10] Strahlintensität $L(t, x, y, z)$ in der Einheit $\mathrm{W/m^2}$ am Ort des Bolometers:

$$L(t) = \frac{1}{aF_R(\theta)A_{\text{Blende}}} P_{\text{abs}}(t, \theta) \tag{3.1}$$

Analog zu dieser Betrachtung muss auch die Richtcharakteristik für eine Drehung über die schmälere Bolometerseite (Winkel φ) berücksichtigt werden, sofern der Strahl in dieser Richtung nicht senkrecht einfällt.

[10] Die Winkelabhängigkeit der gemessenen Leistung $P_{\text{abs}}(t, \theta)$ fällt durch die Normierung mit der Richtcharakteristik $F_R(\theta)$ heraus.

3.1.2. Verwendete Strahlungsquellen, Messgeräte und Komponenten für den Messaufbau

Für die Laborexperimente standen zwei Quellen für die Frequenz von 140 GHz zur Verfügung. Die eine Quelle war ein Rückwärtswellenoszillator (BWO, G4-161) mit einer maximalen Ausgangsleistung von 23 mW. Dieser war im Frequenzbereich 126-145 GHz abstimmbar, wurde in diesen Experimenten allerdings nur bei 140 GHz betrieben. Mehr Informationen zum BWO findet man in Anhang A.5.1 und in [5]. Die zweite Quelle war ein Extended Interaction Oscillator (EIO, Varian VKT243SF2) mit einer maximalen Ausgangsleistung von 12 W. Im Laboraufbau waren davon bis zu 2 W für die Experimente nutzbar. Der EIO war wegen der benötigten Wasserkühlung und Hochspannungsversorgung aufwändiger in der Handhabung. Da das Bolometer bei 140 GHz weniger als 1 % der Leistung absorbiert (siehe Abschnitt 3.2.2), reichte die Ausgangsleistung des BWO für die meisten Labormessungen am Bolometer nicht aus, sodass die Verwendung des EIO erforderlich war. Die Funktionsweise eines EIO ist in Anhang A.5.2 und in [5] beschrieben.
Für eine absolute Leistungsmessung wurde ein Kalorimeter verwendet (Elmika Calorimeter Power Meter M1-25M/02E). Zur Frequenz- und relativen Leistungsmessung stand ein Spektralanalysator (Tektronix 492 P) zur Verfügung. Weiterhin wurden HF-Dioden zur Leistungsmessung und ein Narda-Detektor[11] zur Messung der elektrischen Feldstärke und Strahlungsintensität eingesetzt. Die Messsignale konnten mit einem Oszilloskop (LeCroy LT584) aufgezeichnet werden, das für die Datenerfassung mit einem PC über die serielle Schnittstelle (RS-232) verbunden war.
Prinzipiell wurde bei allen Versuchen ein Millimeterwellen-Strahl erzeugt und damit das Bolometer bestrahlt. Zur Erzeugung eines Strahls im Freiraum mit gaußförmiger Intensitätsverteilung wurde eine Rundhornantenne eingesetzt. Die berechnete Antennencharakteristik wurde experimentell nachgewiesen und ist in Anhang A.7 beschrieben. Es bestand die Möglichkeit, den gaußförmigen Strahl mit einer Teflonlinse zu fokussieren. Für den Aufbau wurden weiterhin D-Band Millimeterwellen-Komponenten wie Rechteckhohlleiter, Dämpfungsglieder, Richtkoppler und DC-Trenner verwendet (Abbildung 2.1).

Die Strahlpositionierung konnte durch die Verwendung einer Thermografiekamera (Fluke Ti25) oder einer Thermografiefolie deutlich erleichtert werden. Hierbei wurde ein Absorber in den Strahlengang gestellt. Der Strahl erwärmte den Absorber und konnte so sichtbar gemacht werden (Abbildung 3.3). Bei der Verwendung der Thermografiefolie war diese direkt auf den Absorber aufgeklebt.

Um das Bolometer im Labor testen zu können, wurde die Halterung in Abbildung 3.4 konstruiert. Mit dieser ließ sich das Bolometer in den bestehenden Laboraufbau von Schmid-Lorch [39] zur Vermessung der Snifferprobe ohne weitere Umbaumaßnahmen integrieren. Somit konnte jeder beliebige Winkel bezüglich eines einfallenden Strahls eingestellt werden und die Richtcharakteristik für verschiedene Polarisationen vermessen werden. Darüber hinaus war es möglich, die Polarisation des Strahls mit Hilfe eines Hohlleitertwists zu drehen.

[11] Electromagnetic Radiation Survey Meter, Firma Narda, Model 8712.

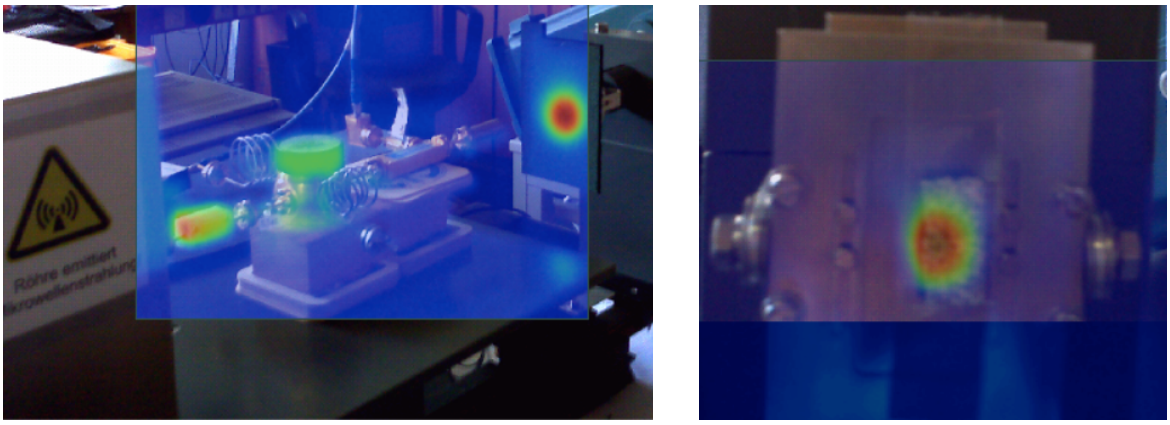


Abbildung 3.3.: Sichtbarmachen des Millimeterwellen-Strahls mittels einer Thermografiekamera (rot=warm, blau=kalt). Der linke warme Fleck ist der verlustbehaftete DC-Trenner und der in der Mitte der Hohlleiter-Schalter. Vergleiche hierzu Abbildung 2.1.

Ein einfacher Funktionstest des Bolometers ließ sich mit einem roten $1{,}5\,\mathrm{mW}$ Justierlaser oder einer hellen LED-Taschenlampe durchführen.

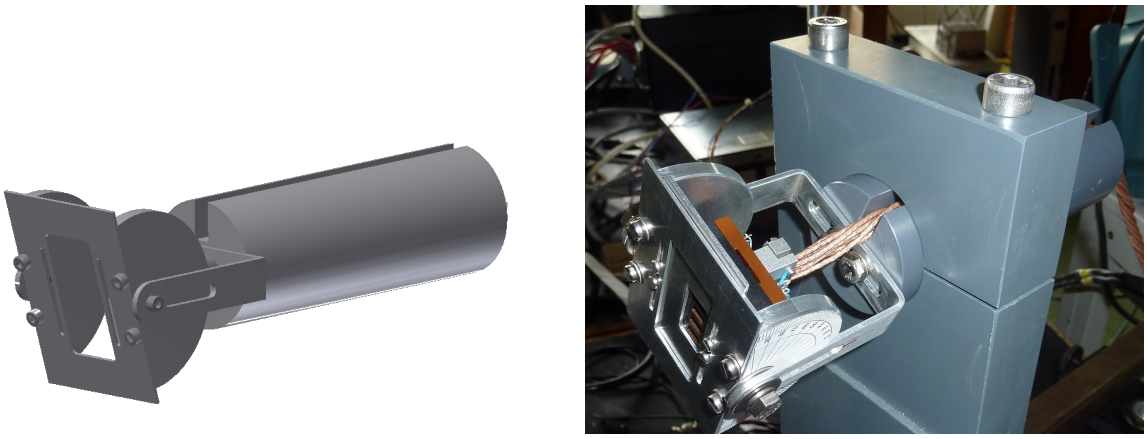


Abbildung 3.4.: Halterung für das Bolometer im Labor.

3.2. Empfindlichkeit und Absorptionsfaktor des Bolometers

3.2.1. Empfindlichkeit

Die Empfindlichkeit des Bolometers ist die minimale Intensität der Millimeterwellen-Strahlung, bei der sich das Bolometersignal erkennbar vom Messrauschen (Abschnitt 3.2.3) abhebt. Im Vorfeld dieser Arbeit wurde die Empfindlichkeit von der ECRH- und der Bolometer-Gruppe auf $16\,\mathrm{W/m^2}$ abgeschätzt. Als Basis hierfür diente das von anderen Bolometern bekannte Rauschen und Literaturwerte für den Absorptionsfaktor von Platin. Zum Vergleich wurde in dieser Arbeit die Empfindlichkeit im Labor mit dem BWO gemessen.
Die maximalen Ausgangsleistung des BWO betrug $23\,\mathrm{mW}$ (Ermittelt mit dem Kalorimeter, Anhang A.5.1). Am Ausgang des BWO war die Hornantenne mit bekanntem gaußförmigen Strahlprofil montiert und die Strahlintensität $L(x, y, z)$ ließ sich für jeden Ort berechnen (Anhang A.7). Das Bolometer wurde so auf der Strahlachse platziert, dass die Strahlung senkrecht einfiel. Im Experiment wurde der Abstand z des Bolometers von der Antenne variiert. Um das Messrauschen zu verringern, wurde der ADC-Filter der Messelektronik verwendet. Durch den Filter verliert man etwas an Bandbreite (Abschnitt 3.2.3) .

Die Empfindlichkeit des Bolometers wurde mittels zweier unterschiedlichen Verfahren ermittelt:
Die erste Methode ist in Abbildung 3.5 zu sehen. Darin stellt die schwarze Kurve im linken Diagramm die vermessene Intensität in der Strahlmitte dar. Für die rote Kurve wurde die vom Bolometer absorbierte Leistung bei verschiedenen Abständen z von der Antenne gemessen und und durch die Absorberfläche geteilt. Die Kurven besitzen eine $\frac{1}{z^2}$-Abhängigkeit. Zusätzlich ist das Rauschniveau des Bolometers in das Diagramm eingetragen, welches in Abschnitt 3.2.3 definiert wird.

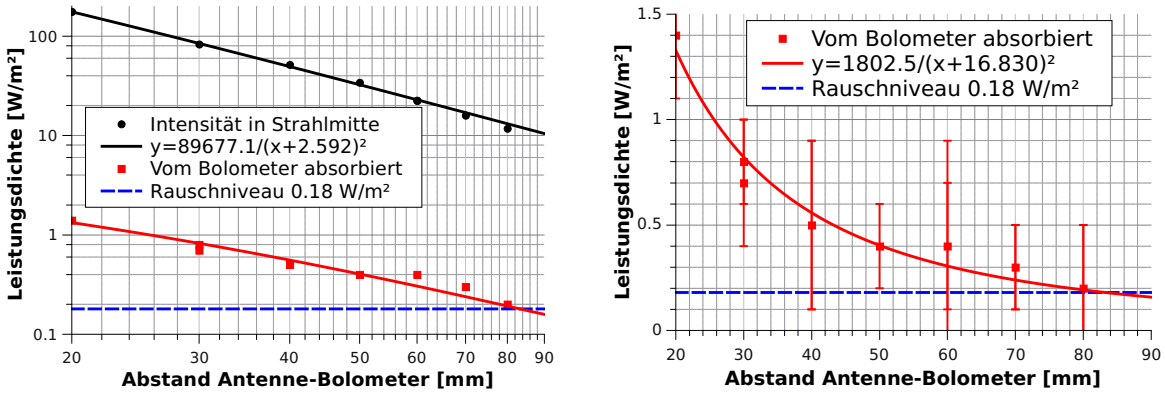


Abbildung 3.5.: Empfindlichkeit des Bolometers: Links sind die Strahlintensität (schwarze Kurve) und die vom Bolometer absorbierte Leistung bezogen auf die $6\,\mathrm{mm^2}$ große Absorberfläche eines Bolometerkanals (rote Quadrate) dargestellt. Rechts ist ein vergrößerter Ausschnitt mit linearen Achsen gezeigt. Die blaue, gestrichelte Linie ist das Rauschniveau.

Aus dem Schnittpunkt der roten Kurve der absorbierten Leistung bezogen auf die Absorberfläche eines Bolometerkanals mit dem Rauschniveau[12] von $0{,}18\,\mathrm{W/m^2}$ kann man die Empfindlichkeit, also die kleinste messbare Strahlungsintensität, aus der schwarzen Kurve ablesen. Sie betrug in diesem Versuchsaufbau bei einem Abstand von $83\,\mathrm{mm}$ etwa $12\,\mathrm{W/m^2}$.

Alternativ lässt sich die Empfindlichkeit auch über den Messfehler abschätzen (Abbildung 3.6). Trägt man die relative Unsicherheit bei der Messung (RMS/Signal) über dem Abstand auf und legt eine Ausgleichsgerade hindurch, so erhält man einen Fehler von 100% bei $66\,\mathrm{mm}$. Die Intensität und somit die Empfindlichkeit des Millimeterwellenstrahls betrug bei diesem Abstand $20\,\mathrm{W/m^2}$. Somit stimmen die gemessenen Werte mit den Erwartungen von $16\,\mathrm{W/m^2}$ gut überein.

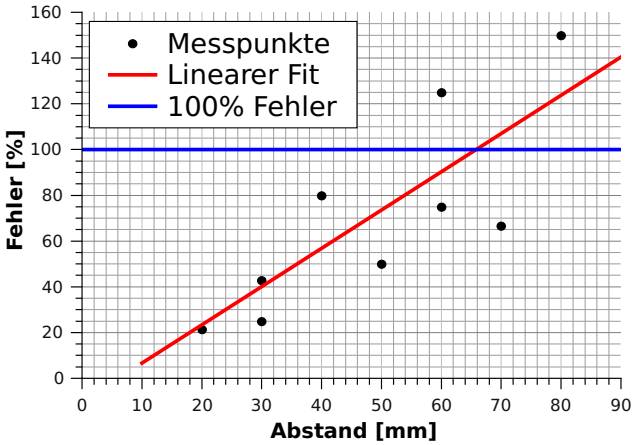


Abbildung 3.6.: Bestimmung der Empfindlichkeit aus den relativen Messunsicherheiten.

3.2.2. Absorptionsfaktor

Der physikalische Effekt, dem die Messung mit einem Bolometer zu Grunde liegt, ist die Umwandlung von Strahlungsenergie in Wärmeenergie. Je größer der Absorptionsfaktor des Absorbers ist, desto empfindlicher ist das Bolometer. Da die Platinfolie ein sehr guter Reflektor für Millimeterwellen ist, wurde nur ein geringer Absorptionsfaktor von $0{,}26\,\%$ erwartet (Abschnitt 2.4.4).

Der Absorptionsfaktor ist eine Materialeigenschaft und müsste eigentlich ohne Blende bestimmt werden. Im Aufbau war es nicht möglich den Absorptionsfaktor von geometrischen Effekten durch die Blende zu trennen. Der Absorptionsfaktor a konnte aber dennoch mit Blende durch Messungen bei senkrechtem Einfall ($\theta = 0°$) und Umformen der Gleichung (3.1) ermittelt werden, da die Blende wie ein Kollimator wirkt:

$$a = \frac{P_{\text{abs}}}{L A_{\text{Blende}}} \tag{3.2}$$

In dieser Gleichung ist L die Strahlintensität am Ort des Bolometers in $\mathrm{W/m^2}$ (Anhang A.7). Die vom Bolometer absorbierte Leistung P_{abs} erhält man aus der Diagonalspannung der Messbrücke (Gleichung (2.15)). Die Fläche der Blendenöffnung beträgt $A_{\text{Blende}} = 19{,}6\,\mathrm{mm^2}$.[13]

[12] $P_{\text{abs}} = 1{,}1\,\mu\mathrm{W}$ bezogen auf die Absorberfläche von $6\,\mathrm{mm^2}$.
[13] Ohne Blende wäre diese Fläche gleich der Absorberfläche von $6\,\mathrm{mm^2}$.

Bei den Messungen der Richtcharakteristik[14], Zeitauflösung und Empfindlichkeit des Bolometers wurde jeweils ein Absorptionsfaktor ermittelt und in einem Histogramm (Abbildung 3.7) aufgetragen. Durch einen Gauß-Fit konnte der Absorptionsfaktor des Bolometers zu $0{,}2\,\%$ mit einer Standardabweichung von $0{,}07\,\%$ ermittelt werden. Er stimmt gut mit dem theoretisch berechneten Wert in Abschnitt 2.4.4 überein.

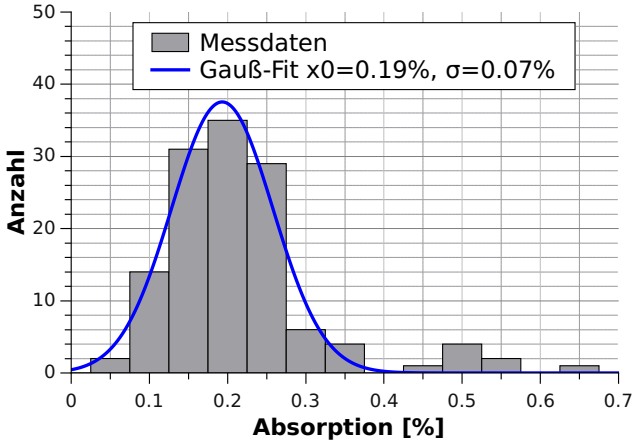


Abbildung 3.7.: Histogramm Absorptionsfaktor (bin size $0{,}05\,\%$).

3.2.3. Rauschen und Einfluss von Störgrößen

Um Aussagen über die Empfindlichkeit und Messunsicherheiten des Bolometers treffen zu können, muss man das Rauschen kennen. Die Datenerfassung (Anhang A.6) kann mit oder ohne Filter auf dem Analog-Digital-Wandler (ADC) betrieben werden. Der ADC-Filter besitzt eine programmierbare Cutoff-Frequenz, die auf den maximalen Wert von $500\,\mathrm{Hz}$ eingestellt wurde. Das entspricht einer Filterzeitkonstante von $2\,\mathrm{ms}$.

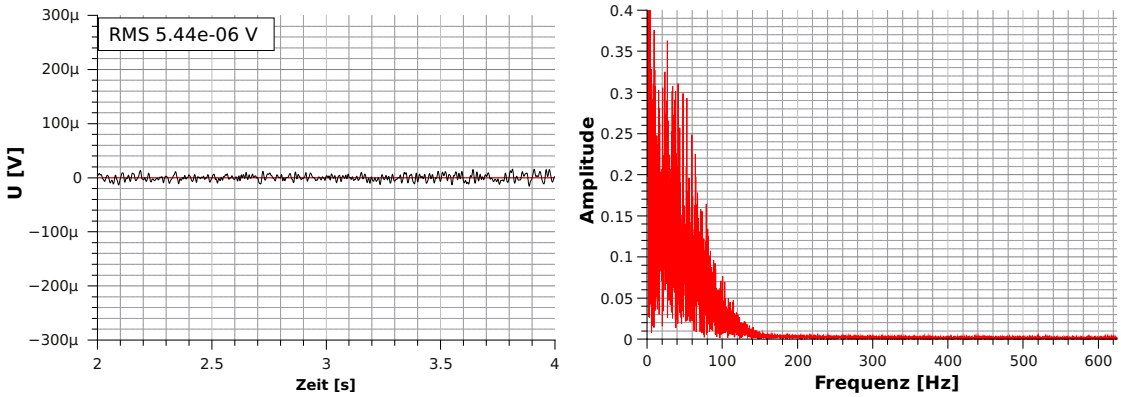
Die Verwendung des Filters reduziert erheblich das Messrauschen. Abbildung 3.8(a) zeigt, dass er Frequenzen ab $100\,\mathrm{Hz}$ stark unterdrückt. Mit dem ADC-Filter beträgt die Abtastrate $1{,}25\,\mathrm{kHz}$. Er ist besonders bei Messungen nahe der Empfindlichkeitsgrenze des Bolometers von Nutzen. Die Richtcharakteristik des Bolometers (Abschnitt 3.3) wurde beispielsweise in diesem Datenerfassungsmodus vermessen.
Mit dem ADC-Filter betrug der RMS-Wert der Brückenspannung $5\,\mu\mathrm{V}$, was einer Unsicherheit der absorbierten Leistung von $1{,}1\,\mu\mathrm{W}$ entspricht. Dieser Wert wurde für diese Arbeit als das Rauschniveau des Bolometers definiert. Unter dieser Grenze macht man selbst bei der Verwendung des Filters einen Messfehler von über 100%. Zur Bestimmung der Empfindlichkeit und zum Vergleich mit der Strahlintensität (Einheit $\mathrm{W/m^2}$) wurde das Rauschniveau in 3.2.1 mit der Absorberfläche des Bolometers normiert.
Der Einsatz des Filters ist nur möglich, wenn man Zeitskalen betrachtet, die deutlich größer als $2\,\mathrm{ms}$ sind. Wie aus Abschnitt 3.4 folgt, ist die Verwendung des Filters für das Bolometer zur Detektion einer mittleren Streustrahlung immer gerechtfertigt. An ASDEX Upgrade wurde dieser Filter nicht verwendet, da durch die Mitnutzung der üblichen Bolometer-Datenerfassung keine Wahl diesbezüglich bestand. Statt dem ADC-Filter wurden die Signale an ASDEX Upgrade per Software nachträglich gefiltert (gleitende Mittelwertbildung).

[14] Es werden nur die Werte für senkrechten Strahleinfall verwendet.

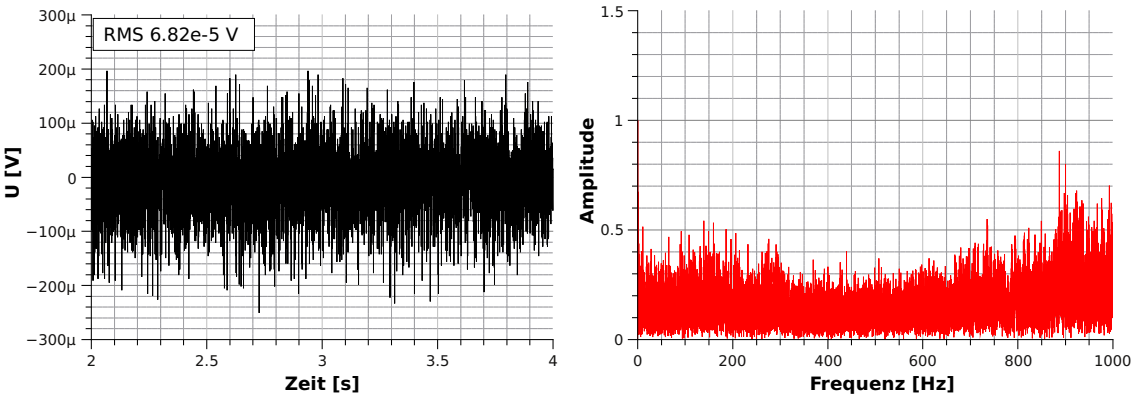
Für Messungen, bei denen die Zeitauflösung eine Rolle spielt, muss auf die Verwendung des Filters verzichtet werden. Dies kann zum Beispiel der Nachweis sehr schneller Events, wie ELMs[15] (Abbildung 3.32 in Abschnitt 3.4) oder die Verwendung des Bolometer als Schutzeinrichtung sein. Zusammen mit einer höheren Abtastrate erreicht man eine höhere Bandbreite für die Messung. Je höher die Abtastrate, desto höhere Frequenzen können nach dem Nyquist-Shannon Theorem aufgelöst werden.
Wie man in Abbildung 3.8(b) sieht ist, war das Rauschen ohne Verwendung des Filters bei einer Abtastrate von $2{,}08\,\mathrm{kHz}$ im Labor nahezu ein weißes Rauschen und wies einen RMS-Wert von $68\,\mu\mathrm{V}$ auf. Dieser Wert entspricht einer Unsicherheit bei der Berechnung der absorbierten Leistung von $13{,}2\,\mu\mathrm{W}$. In Abbildung 3.8(c) sind Histogramme für das Rauschens mit- und ohne Filter gezeigt. Beide zeigen eine gaußförmige Verteilung. Die Standardabweichung mit Filter beträgt $6\,\mu\mathrm{V}$ und ohne Filter $68\,\mu\mathrm{V}$.

Da insbesondere kein Frequenzpeak bei $50\,\mathrm{Hz}$ im Spektrum zu sehen sind, hatten Störgrößen im Labor, wie zum Beispiel das Licht der Neonröhren, keinen signifikanten Einfluss auf das Messsignal. Leuchtete man mit dem $1{,}5\,\mathrm{mW}$ Justierlaser oder einer hellen LED-Taschenlampe in wenigen Zentimetern Entfernung direkt in einen Bolometerkanal, so resultierte jedoch ein deutliches Messsignal. Auf diese Weise kann die Funktionsfähigkeit des Bolometers leicht überprüft werden.

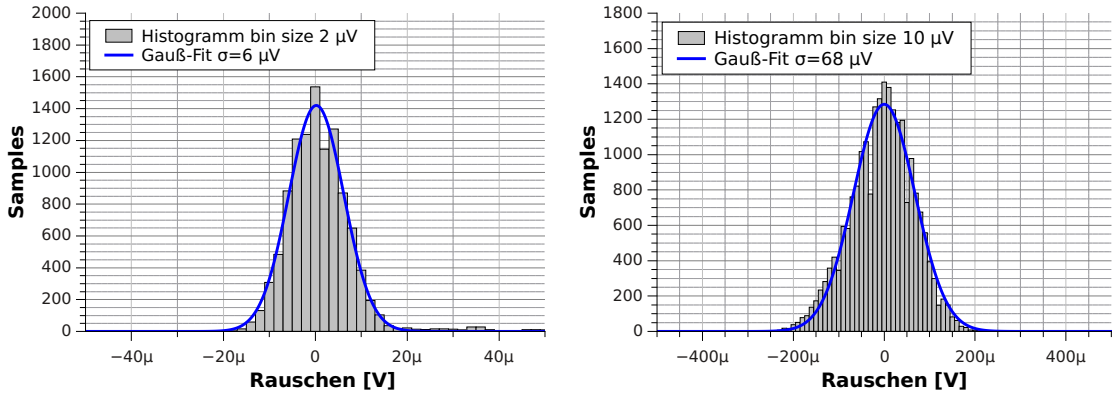
[15] *Edge Localized Modes*. Instabilitäten am Rand eines Plasmas im Tokamak.



(a) Rauschen mit ADC-Filter: Links Detektorsignal, rechts Frequenzspektrum.



(b) Rauschen ohne ADC-Filter: Links Detektorsignal, rechts Frequenzspektrum.



(c) Histogramme des Rauschens. Links: mit ADC-Filter, rechts: ohne ADC-Filter.

Abbildung 3.8.: Rauschen des Bolometers im Labor.

3.3. Richtcharakteristik des Bolometers

Die Richtcharakteristik stellt einen wichtigen Teil des in Abschnitt 3.1.1 vorgestellten Messsystems dar. Ihre Kenntnis ermöglicht bei einem beliebigen Winkel des Bolometers gegenüber dem Millimeterwellen-Strahl auf die Strahlintensität zu schließen.
Die Richtcharakteristik wird maßgeblich durch die Frontplatte (Blende) bestimmt. Die Blende wurde nur deshalb verwendet, weil die ITER Bolometer schon fertig vorhanden waren und ein Umbau aufgrund der Gefahr der Zerstörung nicht durchgeführt wurde. Das Bolometer wurde für die Verwendung mit einem Kollimator für Strahlung kleinerer Wellenlänge (Infrarot- bis Röntgenstrahlung) ausgelegt.

Die experimentell motivierte Definition der Richtcharakteristik ist der Quotient aus der absorbierte Leistung unter einem Winkel θ und der Leistung für $\theta = 0°$. Für die theoretische Berechnung gilt dasselbe für die auf den Absorber auftreffende Leistung P_{inc}:

$$F_R(\theta) = \frac{P_{\text{abs}}(\theta)}{P_{\text{abs}}(0)} = \frac{P_{\text{inc}}(\theta)}{P_{\text{inc}}(0)} \tag{3.3}$$

Für dieser Arbeit wurde die Richtcharakteristik des Bolometers sowohl experimentell gemessen (Abschnitt 3.3.1), also auch theoretisch berechnet (Abschnitt 3.3.3). Für den Einsatz zur Messung der diffusen ECRH-Streustrahlung an ASDEX Upgrade ist jedoch nur der Mittelwert der Richtcharakteristik relevant.

3.3.1. Versuchsaufbau und Versuchsbeschreibung

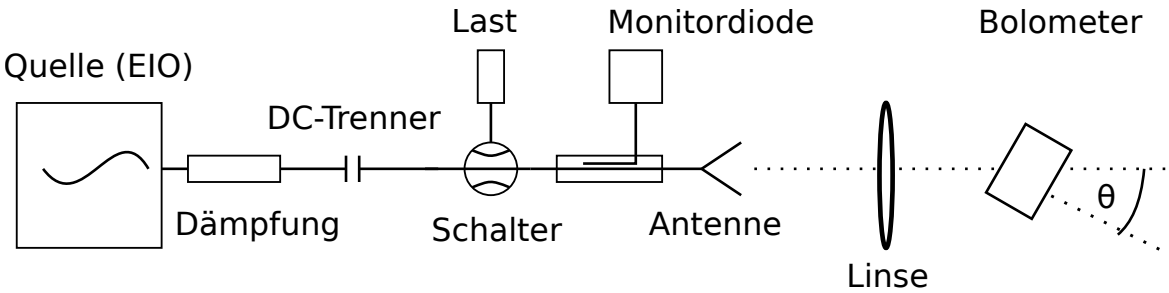


Abbildung 3.9.: Laboraufbau zur Messung der Richtcharakteristik (Draufsicht).

Mit dem Aufbau nach Abbildung 3.9 wurde die Richtcharakteristik des Bolometers gemessen. Als Quelle für die $140\,\text{GHz}$ Millimeterwellen diente der Extended Interaction Oscillator (EIO, Anhang A.5.2). Die Millimeterwellen wurden über eine Antenne in den Raum abgestrahlt und vom Bolometer detektiert. Zur Kontrolle wurde die Leistung mit einer Monitordiode überwacht. Diese befand sich nach einem Dämpfungsglied, DC-Trenner und Schalter an einem $20\,\text{dB}$ Richtkoppler. Bei der Messung der Richtcharakteristik wurde die Ausgangsleistung des EIO so gedämpft, dass an der Antenne noch etwa $1{,}8\,\text{W}$ abgestrahlt wurden. Mit der Teflonlinse im Aufbau wurde der Strahl der Antenne fokussiert. Hierbei betrugen die Abstände Antenne-Linse $12\,\text{cm}$ und Linse-Bolometer $26{,}5\,\text{cm}$. Das Bolometer

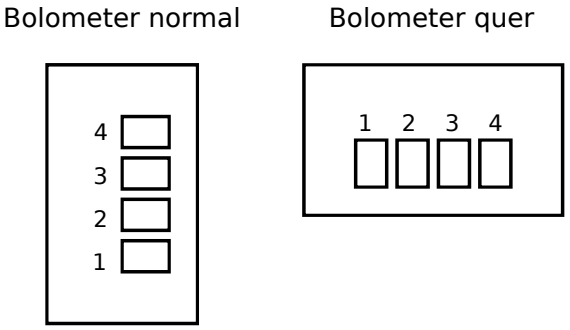


Abbildung 3.10.: Definition: Ausrichtung des Bolometers.

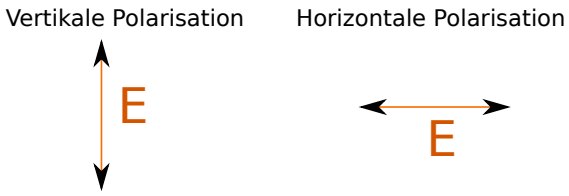


Abbildung 3.11.: Definition: Polarisationseinstellungen des Bolometers.

wurde in der Strahltaille positioniert, da sich hier das Leistungsmaximum befindet und der Messfehler entsprechend kleiner wird. Darüber hinaus wurde die Richtcharakteristik auch ohne Linse für jeweils $10\,\mathrm{cm}$ und $15\,\mathrm{cm}$ Abstand von Antenne zu Bolometer gemessen.

Für die Messung wurde das Bolometer um den Winkel θ schrittweise gedreht (siehe Abbildung 3.9). Zuerst wurde θ in 10° Schritten auf die eine Seite ausgelenkt und anschließend wieder in 10° Schritten zurück, jedoch jetzt um 5° versetzt, sodass man insgesamt eine Auflösung von 5° für das Richtdiagramm erhielt. Diese Vorgehensweise diente der Vorbeugung von Fehlern, die durch Driften von Parametern während der langen Messzeit entstehen können.[16] An jedem Messpunkt wurde eine Kalibrierung des Bolometers durchgeführt und anschließend das Signal acht Sekunden lang aufgezeichnet. Während der acht Sekunden Datenerfassung wurde die Leistung zur Antenne mit dem Schalter für etwa zwei Sekunden lang durchgeschaltet und das Sprungsignal anschließend ausgewertet.

Die Richtcharakteristik wurde in jeweils zwei Polarisationseinstellungen und zwei Ausrichtungen des Bolometers gemessen. Dabei war das elektrische Feld der Welle einmal vertikal linear und einmal horizontal linear polarisiert. Da die Messkanäle des Bolometers rechteckig und nicht quadratisch sind ergeben sich für eine unterschiedliche Ausrichtung bezüglich der Richtung, in der der Winkel variiert wird, unterschiedliche Ergebnisse in der Richtcharakteristik. Für eine Drehung um die schmälere Bolometerseite (quer) muss θ durch φ in den Gleichungen ersetzt werden (Formel 3.1).
Um den Effekt der Ausrichtung zu untersuchen, konnte das Bolometer um seine Achse gedreht werden. Abbildung 3.10 zeigt die beiden verwendeten Ausrichtungen des Bolometers und Abbildung 3.11 die Polarisationseinstellungen.

Möchte man die Richtcharakteristik einer Empfangsantenne bestimmen, so muss man sicherstellen, dass man sich im Fernfeld der Sendeantenne befindet. Die Bedingung für das Fernfeld lautet nach [45]

$$r > \frac{2D^2}{\lambda_0}. \tag{3.4}$$

Dabei ist D der Antennendurchmesser, der bei der hier verwendeten Antenne $7\,\mathrm{mm}$ beträgt.

[16] Insgesamt dauerte eine Messung der Richtcharakteristik über eine Stunde.

Die Wellenlänge im Freiraum ist λ_0 und der Abstand zur Antenne ist r. Durch Einsetzen kommt man auf $46\,\mathrm{mm}$ als Grenze zwischen abstrahlendem Nahfeld und Fernfeld. Je weiter entfernt man die Messung der Richtcharakteristik von der Sendeantenne macht, desto besser ist die Bedingung einer ebenen Welle erfüllt. Da der Absorptionsfaktor des Bolometers für Millimeterwellen sehr gering ist und die Intensität der Welle schnell mit dem Abstand abnimmt, konnte man im Experiment nicht beliebig weit weg gehen um noch ein ausreichendes Messsignal zu erhalten.

Es wurden Messungen der Richtcharakteristik ohne Linse im Abstand von $10\,\mathrm{cm}$ und $15\,\mathrm{cm}$ durchgeführt. Eine grobe Abschätzung, ob man schon ab $10\,\mathrm{cm}$ eine annähernd ebene Wellenfront erhält, liefern die Formeln für einen Gauß-Strahl (Abschnitt 2.1.2, [44]). Abbildung 3.12 zeigt eine Skizze dazu. Der Krümmungsradius $R(z - z_0)$ der Wellenfront (Gleichung 2.3) beträgt nach diesen Formeln für unsere Antenne mit $w_0 = 2{,}0\,\mathrm{mm}$ und $\lambda_0 = 2{,}14\,\mathrm{mm}$ und dem Offset der Strahltaille von $z_0 = -3{,}6\,\mathrm{mm}$ (Anhang A.7) in diesem Abstand $103{,}9\,\mathrm{mm}$. Die Ausdehnung der Blendenöffnung eines Bolometerkanals ist nicht größer als $B = 5{,}9\,\mathrm{mm}$. Der Gangunterschied g zwischen einem Strahl, der am Rand das Bolometer auftrifft, ist somit kleiner als

$$g = \sqrt{R^2 + B^2} - R = 0{,}17\,\mathrm{mm}. \tag{3.5}$$

Das entspricht $8\,\%$ der Wellenlänge beziehungsweise einer Phasenverschiebung um 28°, was sich bei Interferenzeffekten schon bemerkbar macht. Mit einer Linse lässt sich die Krümmung der Wellenfront korrigieren, sodass man eine ebene Welle in der Strahltaille erhält. Auch deshalb wurde das Bolometer in die Strahltaille gestellt.

Als Abschirmmaßnahme wurde ein Kegel aus Aluminium geformt und um die abstrahlende Antenne gelegt. Stehende Wellen durch Reflexionen zwischen dem Bolometer und der Antenne oder deren Halterung konnten so vermieden werden.

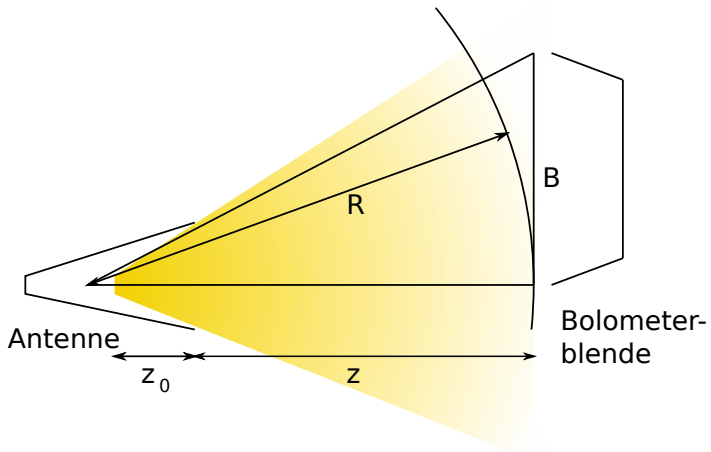


Abbildung 3.12.: Gekrümmte Wellenfront (nicht maßstabsgetreu).

3.3.2. Versuchsergebnisse

Abbildungen 3.14 und 3.15 zeigen die Messergebnisse der Richtcharakteristik mit einer linearen Skala und Abbildung 3.17 diese im logarithmischen Maßstab.
Ist das Bolometer quer ausgerichtet, so ist die Richtcharakteristik wesentlich schmäler als in der anderen Stellung. Dies liegt an der abblendenden Eigenschaft der $3\,\mathrm{mm}$ dicken Frontplatte des Bolometers mit den keilförmigen rechteckigen Öffnungen. Ab einem Grenzwinkel trifft keine Strahlung mehr direkt auf die Absorberfläche eines Bolometerkanals, sondern wird nur noch an der Frontplatte gebeugt. Der eintreffende Strahl wird also abgeschnitten. Diese Grenzwinkel lassen sich mit dem einfachen Strahlenmodell aus der geometrischen Optik näherungsweise ermitteln (Abschnitt 3.3.3) und betragen 58,2° beziehungsweise 37,9°, je nachdem ob das Bolometer normal oder quer in der Halterung gedreht ist (Abschnitt 3.1.2 und Abbildung 3.4). Eine anschauliche Darstellung dieses Grenzwinkels ist in Abbildung 3.13 zu sehen.
Auffallend in Abbildungen 3.14 und 3.15 ist ein Hohlprofil mit Nebenmaxima, das durch die keilförmige Blende verursacht wird. Eine Erklärung hierfür liefert die theoretische Berechnung der Richtcharakteristik unter Berücksichtigung von Interferenzeffekten in Abschnitt 3.3.3.

Weiterhin wurden Vergleichsmessung ohne die Verwendung der Linse durchgeführt. Da sich die Richtcharakteristik durch die Verwendung ohne Linse nicht wesentlich verändert, kann man folgern, dass das Bolometer unempfindlich gegenüber einer leichten Krümmung der Wellenfront ist.

Auch durch die Verwendung der Aluminiumabschirmung ergab sich keine Veränderung der Richtcharakteristik des Bolometers. Zur weiteren Untersuchung wurde noch ein Stück Millimeterwellen-Absorber (Ecosorb) mit einem Loch auf das Bolometer geklebt. Auch hierdurch veränderte sich die Richtcharakteristik nicht.

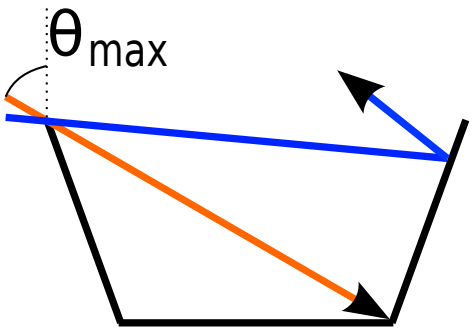
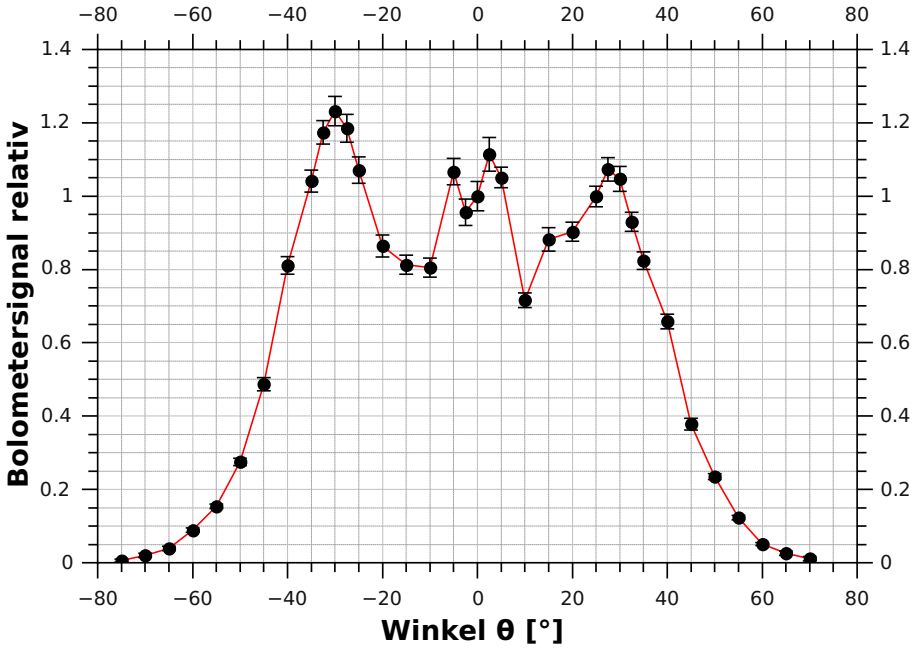
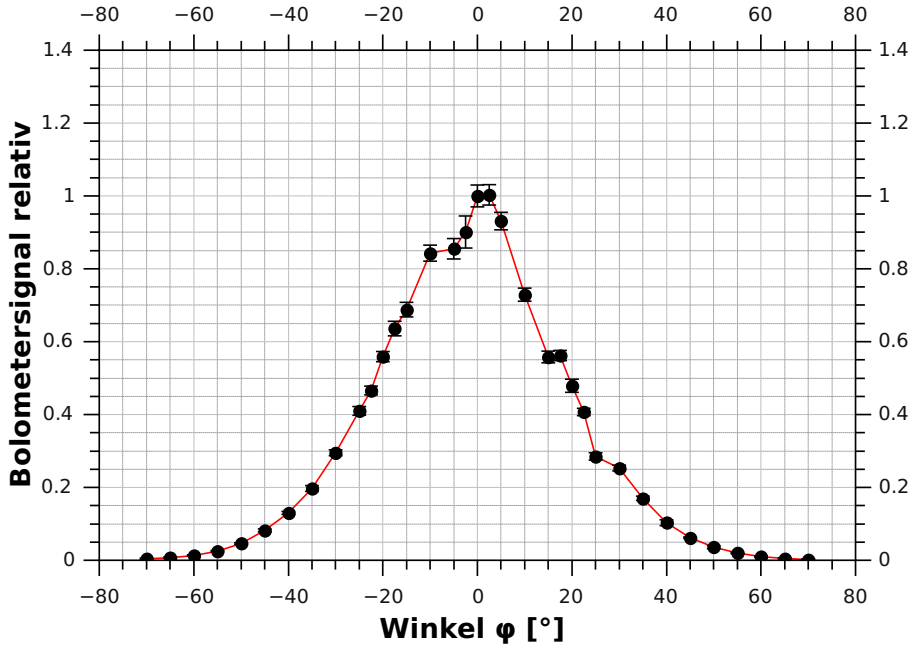


Abbildung 3.13.: Grenzwinkel θ_{max}.

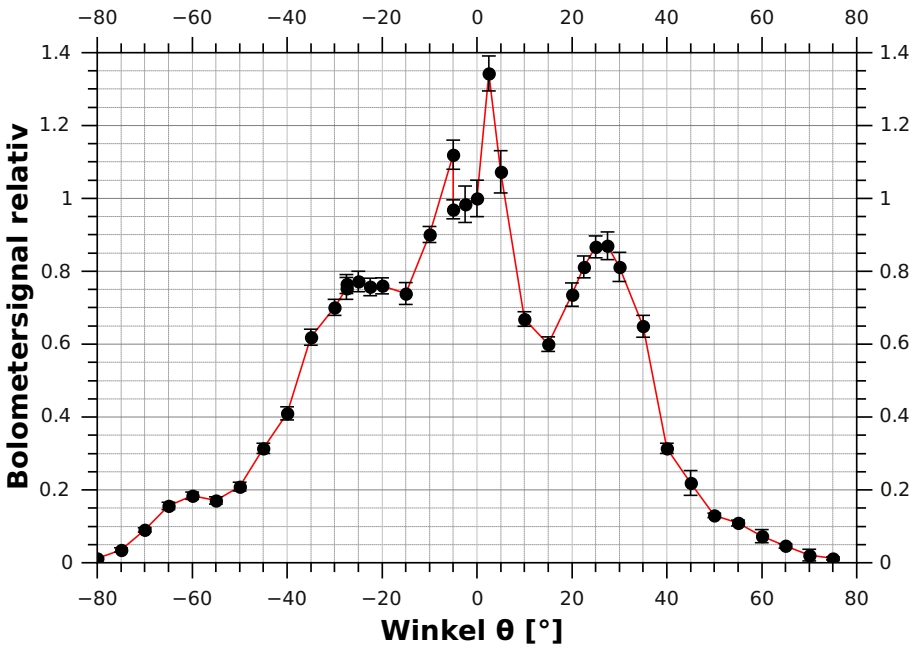


(a) Ausrichtung normal

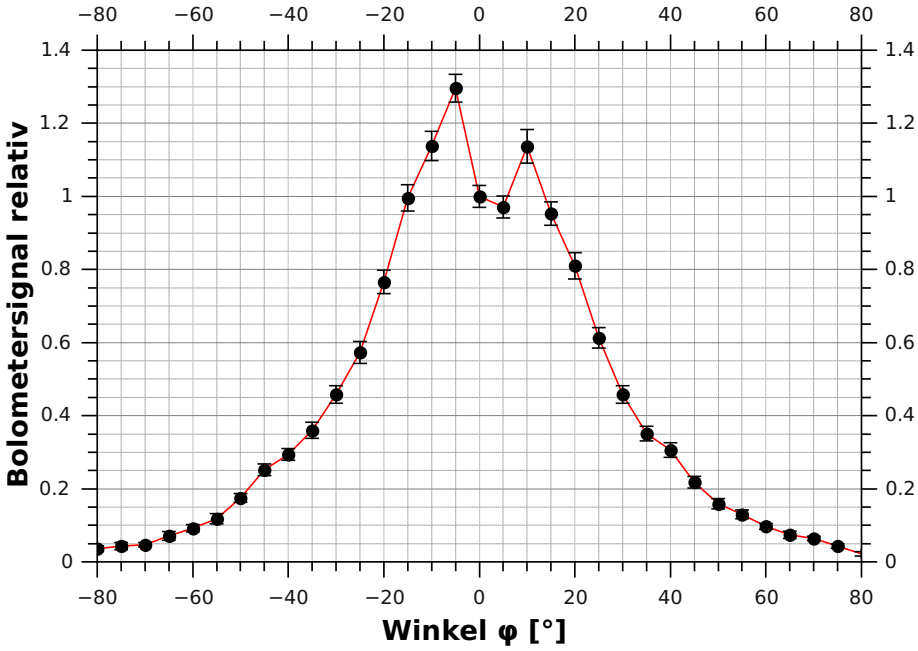


(b) Ausrichtung quer

Abbildung 3.14.: Richtcharakteristik des Bolometers $F_R(\theta)$ bzw. $F_R(\varphi)$ für die vertikale Polarisation (Kanal 2 normiert auf Wert bei $0\,°$).



(a) Ausrichtung normal



(b) Ausrichtung quer

Abbildung 3.15.: Richtcharakteristik des Bolometers $F_R(\theta)$ bzw. $F_R(\varphi)$ für die horizontale Polarisation (Kanal 2 normiert auf Wert bei $0\,°$).

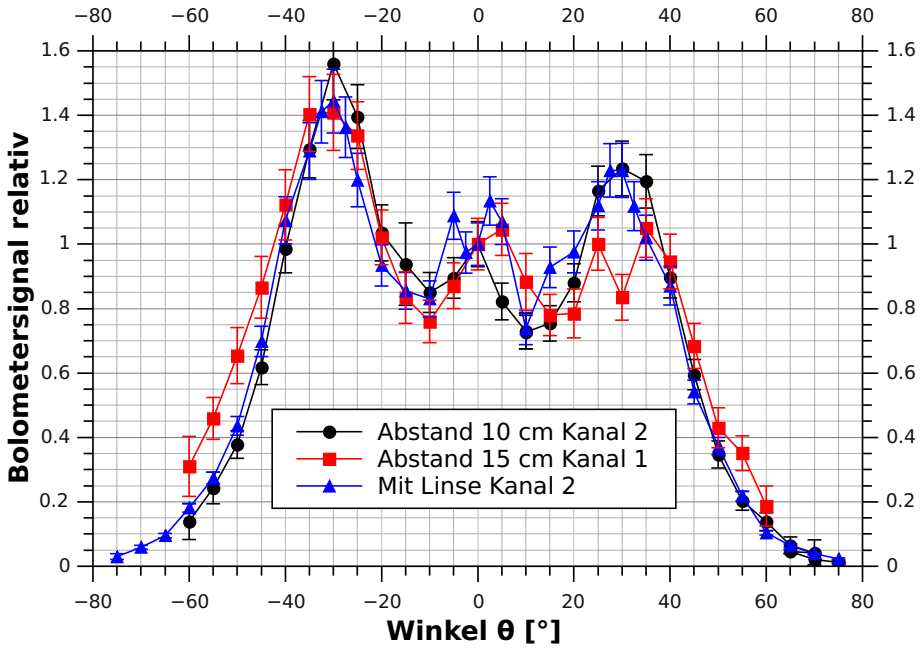


Abbildung 3.16.: Richtcharakteristik bei verschiedenen Abständen von Antenne zu Bolometer. Vertikale Polarisation, Ausrichtung normal.

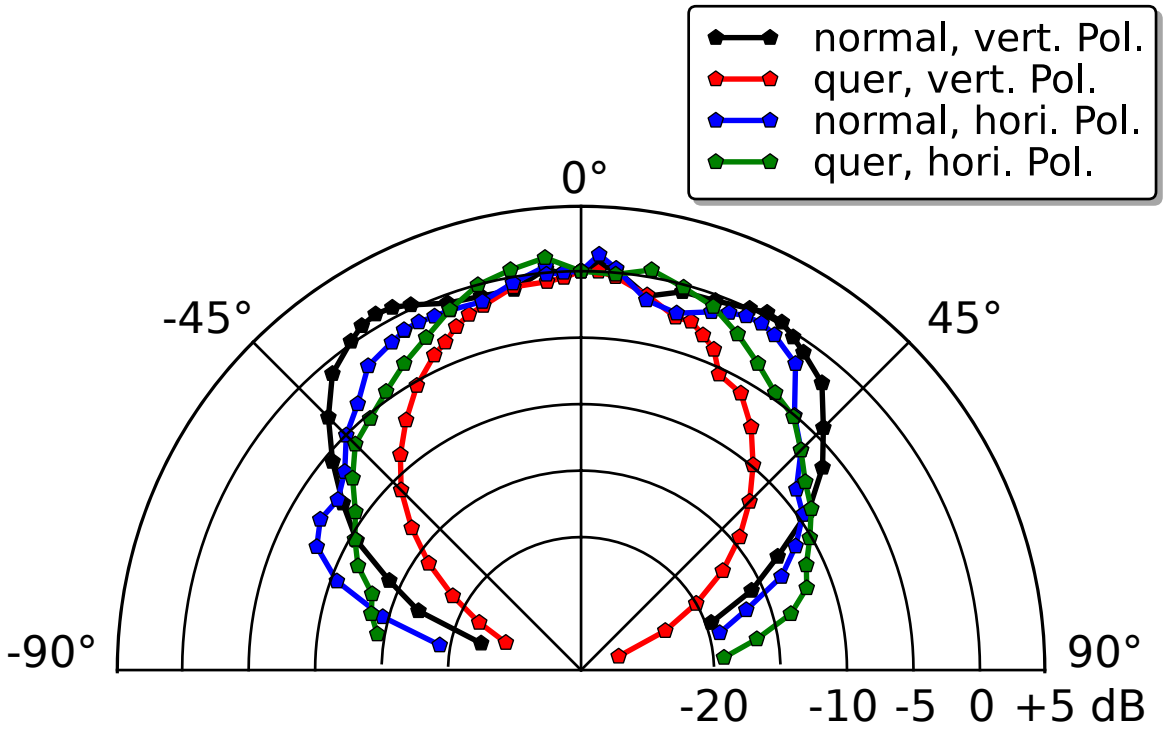


Abbildung 3.17.: Richtdiagramm logarithmisch in Dezibel (dB) und in Polarkoordinaten. Alle Kurven sind normiert auf den Wert bei 0°.

3.3.3. Theoretische Berechnung der Richtcharakteristik

Um eine Erklärung für die Nebenmaxima in Abbildung 3.14(a) zu finden, wurde eine theoretische Berechnung der Richtcharakteristik durchgeführt. Für eine möglichst einfache, näherungsweise Berechnung der Richtcharakteristik wurde als Ansatz zunächst die geometrische Optik ohne Berücksichtigung von Interferenz- und Beugungseffekten herangezogen. Dabei werden gerade Strahlen betrachtet. Abbildung 3.18 zeigt den Schnitt durch einen Bolometerkanal, dessen Geometrie die Grundlage der Rechnung darstellt. Dabei ist die breitere Seite des Bolometerkanals gezeigt.

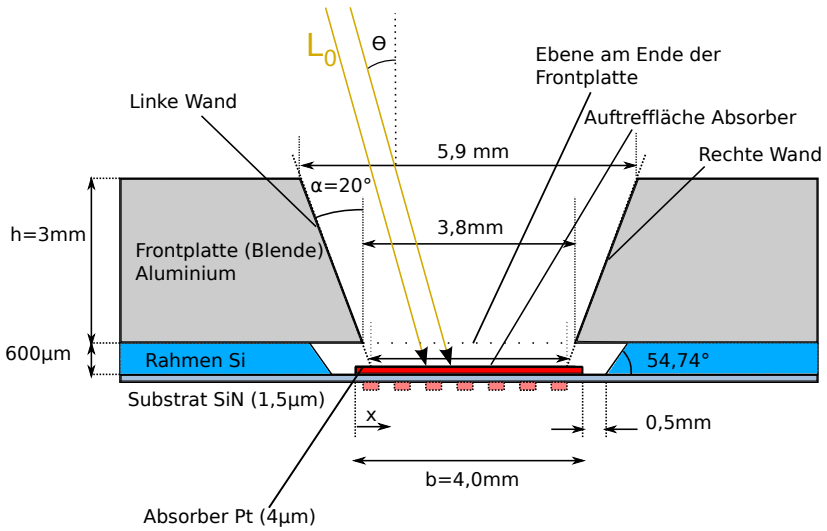


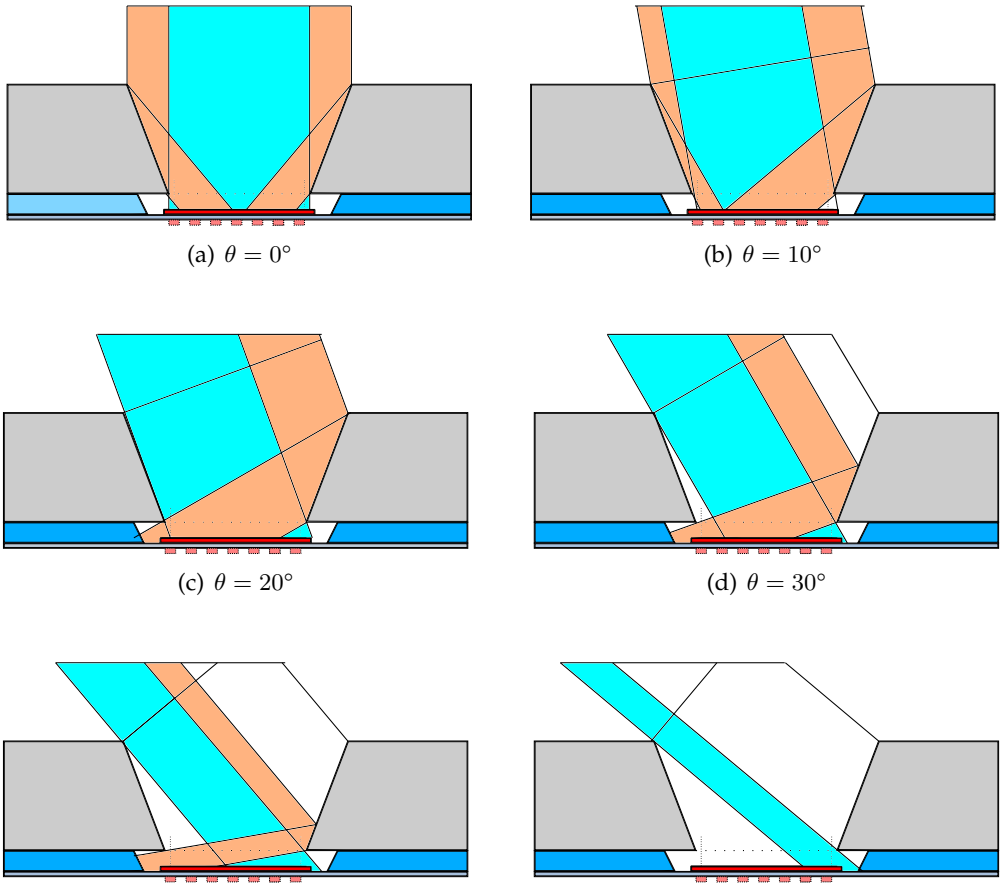
Abbildung 3.18.: Schnitt durch einen Bolometerkanal. Die Maße gelten für die breitere Seite der Blendenöffnung.

Die Rechnungen wurden zur Vereinfachung nur in einer Dimension durchgeführt. Außerdem wurde nicht die Absorberfläche selbst, sondern die Ebene nach der Frontplatte als Auftrefffläche betrachtet. Man stellt sich also den Absorber an die Unterkante der Frontplatte versetzt vor. Eine weitere Annahme war, dass die Strahlung, die vom Absorber reflektiert wird, diesen nicht erneut trifft.

Als Ausgangspunkt der Berechnung dient ein Strahl mit einer räumlich konstanten Intensität (hier Leistung pro Länge) L_0, der unter einem Winkel θ auf das Bolometer einfällt. Der Strahl kann entweder den Absorber direkt treffen oder zuvor an der rechten oder linken Wand reflektiert werden. Abbildung 3.19 zeigt den Strahlengang für verschiedene Einfallswinkel. Die Teilstrahlen überlagern sich auf dem Absorber und man erhält eine vom Winkel θ abhängige Intensitätsverteilung

$$L(\theta, x). \tag{3.6}$$

Da nur eine Dimension betrachtet wird besitzt die Intensität hier die Einheit Leistung pro Länge.



(a) $\theta = 0°$ (b) $\theta = 10°$

(c) $\theta = 20°$ (d) $\theta = 30°$

(e) $\theta = 40°$ (f) $\theta = 50°$

Abbildung 3.19.: Strahlengang durch die Blende von θ =0° bis θ =50° in 10° Schritten. Das Strahlenbündel, das direkt auf den Absorber trifft ist blau und der Strahl, der den Absorber indirekt durch eine Reflexion an der Blende trifft rot dargestellt. Die vom Absorber reflektierten Strahlen treffen den Absorber kein zweites Mal und werden daher vernachlässigt.

Wenn man Interferenzeffekte vernachlässigt[17] lässt sich die Intensität als Summe dreier Anteile zusammensetzen:

$$L(\theta, x) = L_D(\theta, x) + L_R(\theta, x) + L_L(\theta, x) \tag{3.7}$$

Ein Teil, der das Bolometer direkt (L_D) trifft und zwei Teile, die den Absorber indirekt über eine Reflexion an der rechten (L_R) oder linken Wand (L_L) treffen.

Die absorbierte Leistung ist proportional zur auf den Absorber einfallenden Leistung:

$$P_{\text{abs}}(\theta) = aP_{\text{inc}}(\theta), \tag{3.8}$$

wobei a der Absorptionsfaktor ist. Damit ist P_{inc} nach Gleichung (3.3) proportional zur Richtcharakteristik.

[17] Genauere Betrachtung in Abschnitt 3.3.3.

Die einfallende Leistung P_{inc} lässt sich durch Integration der Intensität L über den Absorber als Funktion des Einfallswinkels θ berechnen:

$$P_{\text{inc}}(\theta) = \int_0^b L(\theta, x)\, dx \tag{3.9}$$

Damit gilt

$$P_{\text{inc}}(\theta) = \int_0^b L_D\, dx + \int_0^b L_R\, dx + \int_0^b L_L\, dx = P_D(\theta) + P_R(\theta) + P_L(\theta). \tag{3.10}$$

$P_D(\theta)$ ist der Beitrag des Strahls, der den Absorber direkt trifft und $P_{R/L}(\theta)$ ist der Beitrag des Strahls, der einmal an der rechten/linken Wand reflektiert wird. In den folgenden Abschnitten werden die drei Beiträge zur Leistung im Winkelbereich 0-90 ° gesondert betrachtet.

Strahl, der den Absorber direkt trifft

Für $\theta = 0°$ bis zum Winkel der Keilschräge $\theta = \alpha$ trifft das Strahlenbündel den ganzen Absorber. Durch den schrägen Strahl erhält man eine Intensitätsverteilung mit einer $\cos\theta$ Abhängigkeit auf dem Absorber:

$$P_{\text{D,0-}\alpha}(\theta) = \int_0^b L(\theta)\, dx = L_0 b \cos\theta \tag{3.11}$$

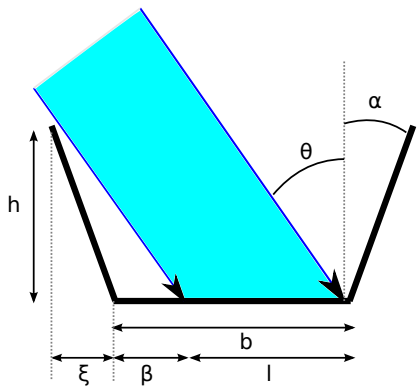


Abbildung 3.20.: Direkter Strahl.

Für $\theta > \alpha$ trifft ein Teil den Absorber nicht. Man kann sich geometrisch folgende Beziehungen herleiten:

$$\xi = h \tan\alpha \qquad \text{und} \qquad \frac{\xi + \beta}{h} = \tan\theta \tag{3.12}$$

Mit der Länge des nicht getroffenen Absorberstücks β ist somit die Länge des getroffenen Absorberstücks

$$l = b - \beta = b - h(\tan\theta - \tan\alpha). \tag{3.13}$$

Mit zunehmendem Winkel θ wird l immer kleiner. Trifft der Strahl gerade noch den Absorber, so beträgt der Grenzwinkel

$$\theta_g = \arctan\left(\frac{b+\xi}{h}\right) = \arctan\left(\frac{b + h\tan\alpha}{h}\right). \tag{3.14}$$

Bei noch größeren Winkeln trifft kein Strahl mehr den Absorber, weil er von der Blende abgeschirmt wird. Für die breite Seite des hier verwendeten Bolometer erhält man mit $b = 3{,}8\,\text{mm}$ und $\alpha = 20\,°$ einen Grenzwinkel von $\theta_g \approx 58{,}2\,°$.

Letztendlich folgt für die absorbierte Leistung des direkten Strahls

$$P_D(\theta) = \begin{cases} L_0 b \cos\theta & \text{für } \theta \leq \alpha \\ L_0 \left[b - h(\tan\theta - \tan\alpha)\right] \cos\theta & \text{für } \alpha < \theta \leq \theta_g \\ 0 & \text{sonst} \end{cases} . \tag{3.15}$$

Vorbetrachtung: Grenzwinkel der Reflexion in einem Keil

An einem Keil treten verschiedene Grenzwinkel θ_n auf. Für Winkel größer als θ_n wird ein n-fach reflektierter Strahl, sofern der Kegel lang genug ist, wieder komplett nach draußen zurück reflektiert. Das heißt, der Absorber (Breite b) würde nie getroffen werden. Für diese Grenzwinkel gilt

$$\theta_n = 90° - 2n\alpha. \tag{3.16}$$

Ob der Strahl nach n Reflexionen den Absorber trifft, hängt auch von der Keilhöhe hab. Die erforderliche Mindestkeilhöhe bei 2-facher Reflexion kann man aus Abbildung 3.21 herleiten:

$$h_2 = \frac{b \tan(2\alpha)}{1 - \tan\alpha \tan(2\alpha)} \tag{3.17}$$

Durch Einsetzen von $b = 3{,}8\,\mathrm{mm}$ und $\alpha = 20\,°$ erkennt man, dass man für eine 2-fache Reflexion eine Keilhöhe von mindestens $4{,}59\,\mathrm{mm}$ bräuchte. Da der hier besprochene Keil allerdings nur $3\,\mathrm{mm}$ hoch ist, kann kein Strahl 2-fach reflektiert werden und gleichzeitig die Absorberfläche treffen.

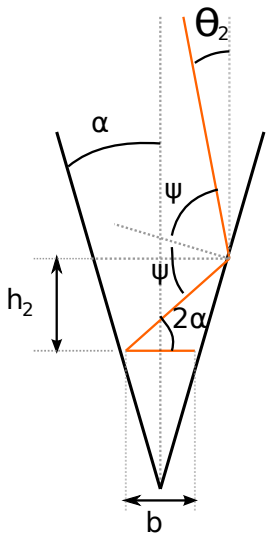


Abbildung 3.21.: Weg eines zweifach reflektierten Lichtstrahls im Keil.

Strahl, der einmal an der rechten Wand reflektiert wird

Für kleine Winkel wird der gesamte Strahl, der auf die erste Wand auftrifft, auch auf den Absorber reflektiert. Der Absorber wird dabei nur teilweise getroffen (siehe Abbildung 3.22). Vergrößert man den Winkel, so wird irgendwann der gesamte Absorber beleuchtet. Dieser Grenzwinkel ist

$$\theta_{gR} = 90° - 2\alpha - \arctan\left(\frac{h}{b + h\tan\alpha}\right). \tag{3.18}$$

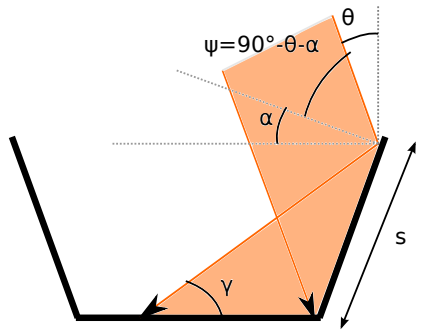


Abbildung 3.22.: Reflexion an einer Wand für kleinere Winkel.

Wir erhalten in unserem Fall mit $b = 3{,}8\,\mathrm{mm}$ und $\alpha = 20°$ einen Grenzwinkel von $\theta_{gR} = 18{,}48°$.
Bei der Leistungsberechnung muss man beachten, dass die Intensität auf der rechten Wand mit dem Kosinus des Einfallwinkels ψ geht. Man erhält die Leistung durch Multiplikation der Intensität auf dieser Wand mit der Länge s der Wand (Gleichung 3.23) mit

$$s = \frac{h}{\cos\alpha}. \tag{3.19}$$

Für größere Winkel wird der Absorber voll getroffen, aber die Wand nur noch partiell. Dieser Sachverhalt ist in Abbildung 3.23 dargestellt. Der Grenzwinkel für eine einfache Reflexion ist $\theta_1 = 90° - 2\alpha$ und in diesem Fall 50°.
Für das Wandstück, das den Strahl auf den Absorber reflektiert gilt

$$\sigma = \frac{\eta}{\cos\alpha}. \tag{3.20}$$

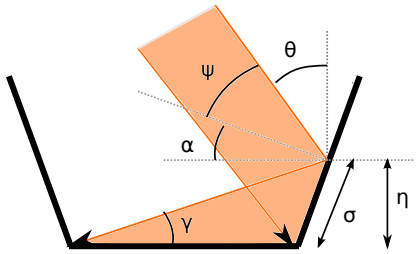


Abbildung 3.23.: Reflexion an einer Wand für große Winkel.

Der Winkel γ beträgt $\gamma = 90° - 2\alpha - \theta$ und nach Rechnung folgt

$$\eta = \frac{b\tan\gamma}{1 - \tan\alpha\tan\gamma}. \tag{3.21}$$

Die Leistung berechnet sich für diesen Winkelbereich zu

$$L_0\sigma\cos(\psi). \tag{3.22}$$

Insgesamt gilt für die Leistung, die den Absorber indirekt über die rechte Wand trifft

$$P_R(\theta) = \begin{cases} L_0\frac{h}{\cos\alpha}\cos 90° - \alpha - \theta) & \text{für } \theta \leq \theta_{gR} \\ \frac{L_0 b\tan(90°-2\alpha-\theta)\cos(90°-\alpha-\theta)}{(1-\tan\alpha\tan(90°-2\alpha-\theta))\cos\alpha} & \text{für } \theta_{gR} < \theta \leq \theta_1 \\ 0 & \text{sonst} \end{cases}. \tag{3.23}$$

Strahl, der einmal an der linken Wand reflektiert wird

Dieser Fall ist recht einfach, er tritt nur im Winkelbereich von $\theta < \alpha$ auf und liefert einen zusätzlichen Beitrag zur absorbierten Gesamtleistung. Dabei wurde angenommen, dass die Absorberbreite b groß genug beziehungsweise α nicht zu groß ist, sodass der ganze Strahl den Absorber trifft. Die Berechnung geschieht analog zur Reflexion an der rechten Wand. Es gilt

$$P_L(\theta) = \begin{cases} L_0 \frac{h}{\cos\alpha} \cos(90^\circ - \alpha + \theta) & \text{für } \theta \leq \alpha \\ 0 & \text{sonst} \end{cases} . \tag{3.24}$$

Berücksichtigung von Interferenzeffekten

Das einfache geometrische Modell lässt sich erweitern, indem man Interferenzeffekte des Strahls, der an der Wand reflektiert wird und des direkt auf den Absorber treffenden Strahls berücksichtigt. Bei den Versuchen im Labor hatte man eine annähernd ebene Wellenfront und somit eine feste Phasenbeziehung zwischen den Strahlen. Streng genommen ist dann Gleichung (3.7) falsch, denn für Wellen muss man die Feldamplituden[18] phasenrichtig addieren. Die Intensität ist das Betragsquadrat dieser Wellenfunktion:

$$L(\theta, x) = |\Psi(\theta, x)|^2 \qquad \text{mit} \qquad \Psi = \Psi_D + \Psi_R + \Psi_L. \tag{3.25}$$

Für jeden Strahl gilt dabei

$$\Psi = \Psi_0 e^{i\phi} \tag{3.26}$$

mit der Phase

$$\phi = \frac{2\pi g}{\lambda_0}. \tag{3.27}$$

Dabei ist g die Lauflänge des jeweiligen Strahls. Bei der Addition zweier Wellenfunktionen entsteht so ein zusätzlicher Beitrag, der von der Weglängendifferenz der beiden Strahlen abhängig ist. Des Weiteren gilt es zu beachten, dass es bei einer Reflexion an einer Wand zu einem Phasensprung um $180\,^\circ$ kommt.
Addiert man nach diesem Verfahren die Amplituden unter Berücksichtigung der Phase als Funktion der Teilchenstrahllänge und quadriert diese, so erhält man die Intensitätsverteilung $L(\theta, x)$ für verschiedene Einfallswinkel entlang einer gedachten Linie (gestrichelte Linie in Abbildung 3.18) am Ende der Frontplatte, also auf der Unterseite der Blende kurz über dem Absorber. Diese Intensitätsverteilung ist in Abbildung 3.24 für verschiedenen Einfallswinkel gezeigt. Sie wurde mittels einer numerischen Berechnungen mit MATLAB erstellt. Als Basis für das Computerprogramm diente die im vorherigen Abschnitt beschriebene geometrische Rechnung. Insbesondere fand keine Diskretisierung des Gebiets statt. Die x-Achse in Abbildung 3.24 verläuft dabei von links nach rechts auf der gedachten Linie. Auf der y-Achse ist die Intensität in beliebiger Einheit aufgetragen. Es kommt zu Interferenzeffekten, bei denen die lokale Leistungsdichte bis zu einem Faktor 2 über beziehungsweise unter dem Mittelwert liegt. Wie man sieht befinden sich nur wenige Intensitätsbäuche und -knoten auf dem Absorber. Eine zeitliche Variation der Phasen führt dazu,

[18] Physikalisch gilt $L \propto |\boldsymbol{E}|^2$ und $\boldsymbol{E} = \boldsymbol{E}_0 e^{i\phi}$ mit $\phi = kx - \omega t$.

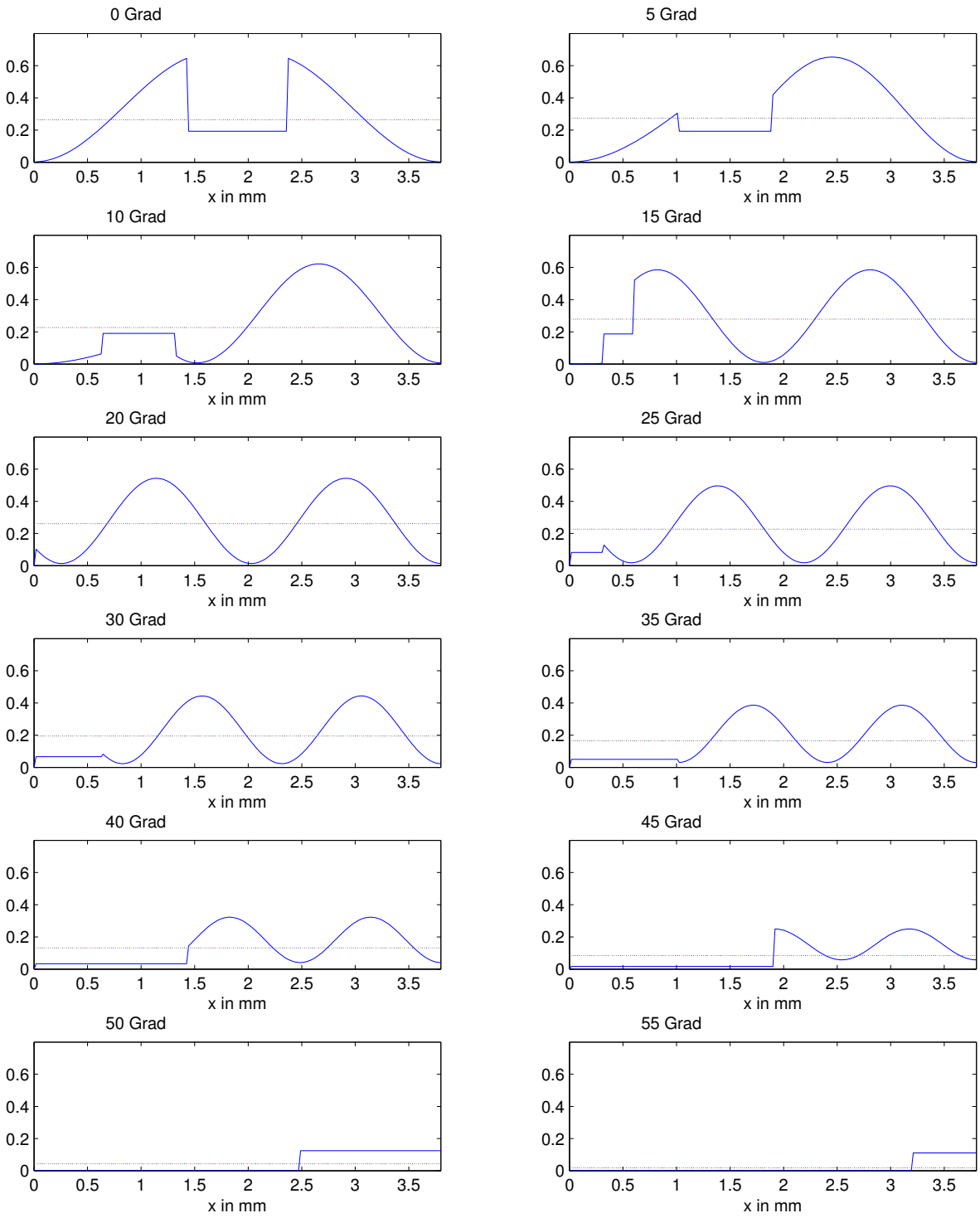


Abbildung 3.24.: Intensitätsverteilung am Ende der Frontplatte für verschiedene Einfallswinkel θ (nicht normiert).

dass einmal mehr und einmal weniger Bäuche ganz oder teilweise auf dem Absorber zu finden sind. Dadurch können die zeitlichen Variation im Leistungssignals des Bolometers erklärt werden (Abschnitt 3.5). Die unstetigen Rechteckstrukturen kommen daher, dass die Strahlenbündel aufgrund der oben beschriebenen Grenzwinkel den Absorber nicht oder nur teilweise treffen. Bei einer genaueren Rechnung würden diese Unstetigkeiten durch Beugungseffekte verschwinden.

Weiterhin wurde eine näherungsweise Berechnung der Interferenzeffekte auf dem eigentlichen Absorber gemacht. Man stellt sich hierfür die schräge Wand der Frontplatte bis zum Absorber verlängert vor. Das führt zu einer effektiv höheren Frontplatte und einem schmäleren Absorber. Es fehlen dann jeweils $0{,}32\,\mathrm{mm}$ links und rechts vom Absorber. Der Strahlteil, der bei großen Einfallswinkeln rechts direkt auf den Absorber trifft und nicht interferiert entfällt dann (siehe Abbildung 3.19 bei $20\text{-}50\,^\circ$).

Die Ergebnisse der theoretisch berechneten Richtcharakteristik finden sich in Abschnitt 3.3.4, wo sie mit den Messwerten verglichen werden.

3.3.4. Vergleich der Messwerte mit der Theorie

In Abbildung 3.25 ist das Ergebnis für die theoretische Berechnung der Richtcharakteristik (Abschnitt 3.3.3) im Vergleich zu den Messdaten aus Abschnitt 3.3.2 dargestellt. Die einzelnen Kurven sind jeweils auf den Wert bei $0\,^\circ$ normiert und fallen deshalb unterschiedlich groß aus. Man erkennt, dass die berechnete Richtcharakteristik in groben Zügen mit der gemessenen überein stimmt.

Die Form der Richtcharakteristik wird qualitativ durch das rein geometrische Modelle ohne Berücksichtigung von Interferenzeffekten beschrieben und die absolute Breite stimmt sehr gut mit dem Experiment in Abschnitt 3.3.2 überein.

Untersucht man die Richtcharakteristik unter Berücksichtigung der Interferenz, so erkennt man, dass das Bolometer aufgrund seiner relativ großen Detektorfläche über die lokal sehr stark variierende Intensität mittelt. Die Interferenzeffekte betragen dann nur noch etwa $25\,\%$. Außerdem ist ein lokales Maximum bei etwa $18\,^\circ$ zu erkennen. Die Berücksichtigung der Interferenz kann darüber hinaus das Minimum bei $10\,^\circ$ und das Nebenmaxima bei bei $27\,^\circ$ für nicht senkrechten Einfall erklären. Was zu der Verschiebung des Maximums zu größeren Winkeln hin führt, kann mit dieser Rechnung nicht geklärt werden. Weitere Ungenauigkeiten ergeben sich dadurch, dass die Bolometeröffnung in der anderen Richtung nicht unendlich groß ausgedehnt ist, sondern nur etwa $1{,}3\,\mathrm{mm}$ breit ist. Es ist zu erwarten, dass deshalb auch Beugungseffekte einen Beitrag zur Richtcharakteristik liefern, welche hier jedoch nicht berücksichtigt wurden. Die Beugung an einem Einzelspalt führt zu einem Hauptmaximum mit endlicher Breite. Man würde erwarten, dass durch die Faltung mit der Beugungsfunktion eine „Verschmierung“der Richtcharakteristik stattfindet, die dazu führt, dass das beobachtete Maximum weiter nach außen zu größeren Winkeln hin wandert. Eine weitere Möglichkeit bessere Ergebnisse zu erzielen ist die numerische Simulation, bei

der die Wellengleichung mit ihren komplexen Randbedingungen gelöst wird (*Full Wave Simulation*). Diese ist sehr aufwändig durchzuführen und würde den Rahmen dieser Arbeit sprengen.

Da die Streustrahlung in einem Fusionsexperiment wie ASDEX Upgrade diffus ist, ist die genaue Kenntnis der Richtcharakteristik unwichtig und es wird an dieser Stelle nicht weiter auf die Details eingegangen. Es spielen vielmehr die absolute Breite und der über alle Winkel gemittelte Wert der Richtcharakteristik eine Rolle (Abschnitt 4.1.2).

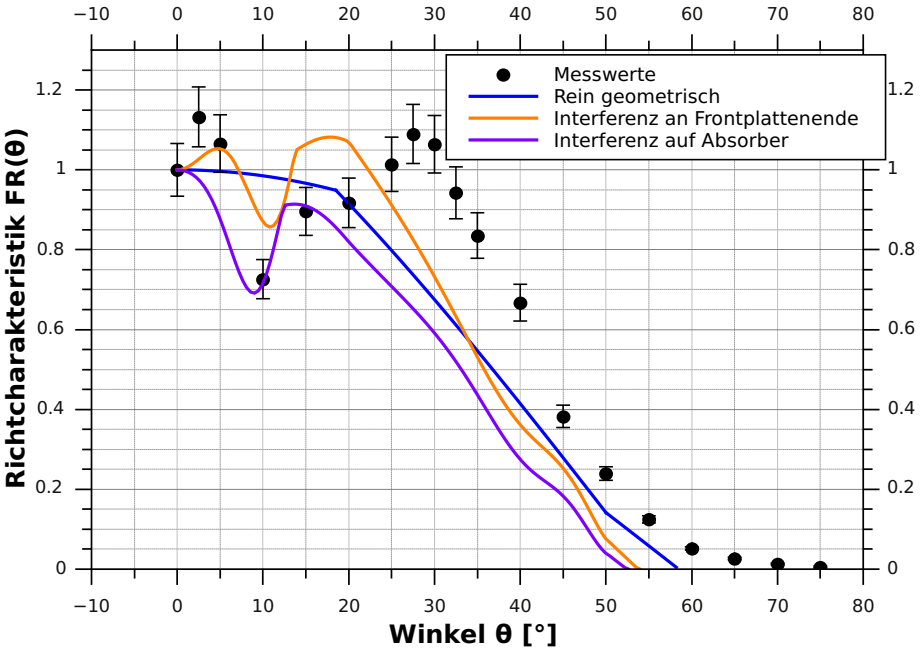


Abbildung 3.25.: Vergleich der berechneten und gemessenen Richtcharakteristik unter Berücksichtigung der Blende aus Aluminium. Alle Werte sind jeweils auf die detektierte Leistung bei $0\,^{\circ}$ normiert (Messung siehe Abschnitt 3.3). Die Ausrichtung des Bolometers ist wie in Abbildung 3.14(a).

3.4. Ansprechverhalten des Bolometers

3.4.1. Vorüberlegungen

Im folgenden Abschnitt wird auf das Ansprechverhalten des Bolometers eingegangen. Im Labor wurden verschiedene Methode zur Schätzung der stationären Amplitude nach einer sprunghaften Änderung der Strahlungsintensität untersucht. Eine der Methoden wurde verwendet, um die Funktionsweise eines Interlocks zu simulieren, der die ECRH bei zu hoher Streustrahlung abschalten kann (Abschnitt 4.4.1).

Wie in Abschnitt 2.4 erwähnt, ist der Wärmetransport für das Ansprechverhalten des Bolometers ausschlaggebend. Hierbei spielen zwei Prozesse eine Rolle, die zu einer Signalverzögerung führen:
Die Zeitverzögerung durch den diffusiven Prozess des Wärmetransports durch den Absorber zu den Mäanderwiderständen (Abschnitt 2.4.3) ließ sich in diesem Laboraufbau nicht messen, da die verfügbare Leistung der Strahlungsquelle hierfür zu gering war, sodass das Signal nicht schnell genug aus dem Rauschen herauskam. Deshalb wurde in der Auswertung der Laborversuche die Totzeit durch diesen Prozess vernachlässigt.[19]
In der Untersuchung des Ansprechverhaltens im Labor wurde deshalb der Schwerpunkt auf den Wärmeabtransport (Kühlung) gelegt, der für die Tiefpasseigenschaft und damit dem PT1-Übertragungsverhalten (Vergleiche Abschnitt 2.4.3) des Bolometers hauptverantwortlich ist. Die Zeitkonstante ist der Wert, bei dem das Bolometersignal das $0{,}63$-fache $(1-1/e)$ des stationären Werts $U(t)$ für $t \to \infty$ erreicht hat. Anschaulich gesprochen bedeutet das, dass man mindestens ein paar Zeitkonstanten warten muss, bis man die Amplitude ablesen kann. Das ist für praktische Anwendungen oft zu langsam. Während dieser Zeit glättet das Bolometer alle Signalspitzen.

Interessiert man sich nicht für eine sehr präzise Messung der Leistung, sondern nur für eine größenordnungsmäßige Abschätzung, so kann man bei einer bekannten Signalform bereits nach Bruchteilen der Zeitkonstante unter Zuhilfenahme der zeitlichen Ableitung $\dot{U}(t)$ an der Sprungstelle $t = t_0$ eine Abschätzung der resultierenden stationären Leistung machen.

Für die Untersuchungen eignet sich eine Sprungfunktion als Testfunktion, da diese im Labor einfach zu realisieren ist und die Rechnungen dafür einfach sind. Für ein sprungförmiges Leistungssignal gilt

$$P_{\text{abs}}(t) = P_0\,\sigma(t), \tag{3.28}$$

mit der Heaviside-Sprungfunktion

$$\sigma(t) = \begin{cases} 0 & t < 0 \\ 1 & t \geq 0 \end{cases}. \tag{3.29}$$

Dieses Signal lässt sich nach einer Laplace-Transformation [2] im Frequenzbereich darstel-

[19] Bei den Versuchen an ASDEX Upgrade, war eine Abschätzung aufgrund der starken Streustrahlung bei O2-Moden Heizung jedoch grob möglich (etwas schneller als $1\,\mathrm{ms}$ Abschnitt 4.4).

len als

$$\hat{P}_{\text{abs}}(s) = \frac{P_0}{s}. \tag{3.30}$$

Für die weitere Auswertung benötigt man die Übertragungsfunktion $G(s)$ von der absorbierten Leistung des Bolometers auf die Brückenspannung. Mit Hilfe der Laplace Transformation lässt sich die linearen Differentialgleichung (2.15) im Frequenzbereich nach $\hat{U}(s)$ auflösen [24] und $G(s)$ ablesen:

$$\hat{U}(s) = G(s)\ \hat{P}_{\text{abs}}(s) \qquad \text{mit} \qquad G(s) = \frac{1}{C_1\tau}\left(\frac{1}{s + C_2/\tau}\right). \tag{3.31}$$

Das Bolometer verhält sich wie ein Verzögerungsglied erster Ordnung (PT1-Glied, Tiefpass) [24].

Durch Multiplikation der Übertragungsfunktion $G(s)$ (Gleichung (3.31)) mit Gleichung (3.30) lässt sich die Sprungantwort mittels einer Laplace-Rücktransformation erhalten:

$$U(t) = \frac{P_0}{C_1 C_2}\left(1 - e^{-\frac{C_2}{\tau}t}\right) \tag{3.32}$$

Die Zeitkonstante τ erhält man aus der Kalibrierung vor jeder Messung. Sie beträgt im Labor $\tau \approx 130\,\text{ms}$. Insbesondere kann man daraus die Amplitude des Intensitätssprungs aus der anfänglichen Steigung bei $t = 0\,\text{s}$ berechnen:

$$\dot{U}|_{t=0} = \frac{P_0}{C_1\tau} \quad \Rightarrow \quad P_0 = C_1\tau\ \dot{U}|_{t=0} \tag{3.33}$$

Bei dieser Signalform sieht man, dass die Steigung und damit das Ansprechverhalten nicht nur von der Zeitkonstante τ, sondern auch von der Amplitude P_0 abhängt.

3.4.2. Versuchsaufbau und Versuchsdurchführung

Um das Ansprechverhalten des Bolometers untersuchen zu können, wurde der in Abbildung 3.26 gezeigte Versuchsaufbau verwendet. Als Millimeterwellen-Quelle diente wiederum der EIO bei $140\,\text{GHz}$. Die durch den Strahl übertragene Leistung betrug bis zu $2{,}3\,\text{W}$. Es wurde der Aufbau mit der Linse wie bei der Messung der Richtcharakteristik in Abschnitt 3.3 verwendet. Mit der Linse zwischen Antenne und Bolometer ließ sich eine $25\,\text{fach}$ höhere Intensität des Strahls und damit eine höhere Amplitude erreichen als ohne. Die Ausgangsleistung wurde im Versuch variiert, denn man erwartete ein schnelleres Ansprechen des Bolometers, je höher die Intensität des Strahls war (Gleichung (3.33)).

Eine definierte Einschaltzeit der Quelle wurde durch eine Irisblende mit einem Durchmesser von $10\,\text{mm}$ im Strahlengang erreicht. Diese ließ sich innerhalb von $2\text{-}3\,\text{ms}$ durch einen kurzen elektrischen Impuls öffnen. Die Blende wurde mit einer Taschenlampe von der Bolometerseite her bestrahlt. Ein Arc-Detektor auf der anderen Seite der Blende registrierte

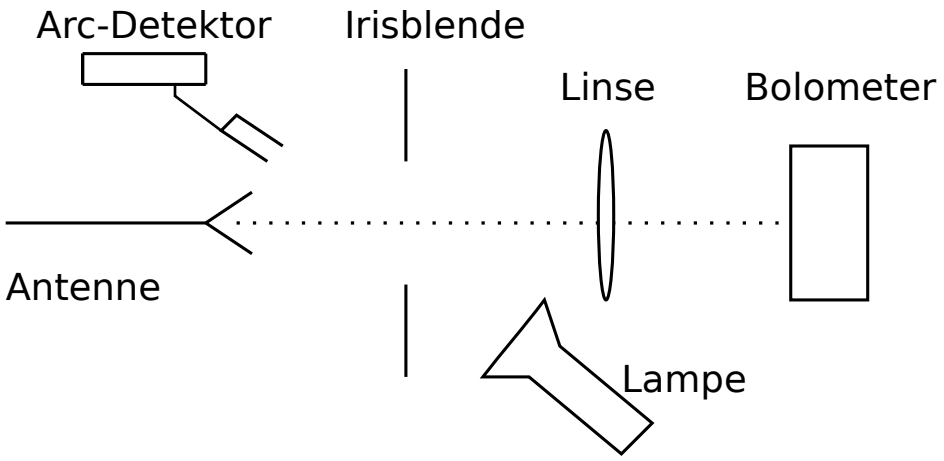


Abbildung 3.26.: Aufbau Messung des Ansprechverhaltens des Bolometers.

nun deren Öffnen. Der Arc-Detektor enthält eine Fotodiode und dessen Signal springt in die Sättigung, sobald eine einstellbare Lichtschwelle überschritten wird. Er reagierte hierbei schneller als $50\,\mu$s. An der Datenerfassung wurde anstelle eines Bolometerkanals eine Dummy-Messbrücke angeschlossen. Das Signal des Arc-Detektors steuerte ein schnelles Reed-Relais (AXICOM V23100 V4005 A011) an, welches einen der Widerstände der Dummy-Messbrücke veränderte. Die Schaltzeit dieses Relais betrug weniger als $0{,}8$ ms. Auf diesem Weg erhielt man den Zeitpunkt der Blendenöffnung als ein Bolometersignal, welches den selben Weg durch die Messelektronik nahm, wie das echte Bolometersignal. Das Signal des Arc-Detektors wies hierbei eine senkrechte Flanke auf. In Abbildung 3.27 sind

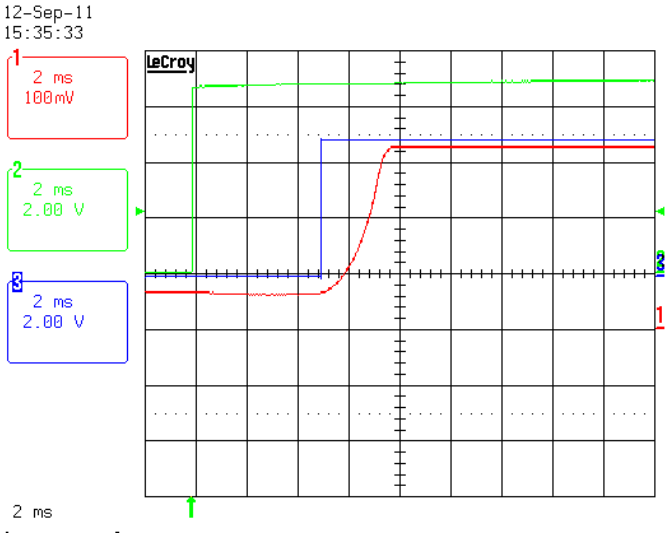


Abbildung 3.27.: Screenshot des Oszilloskops. Die Zeitauflösung beträgt 2 ms pro Kästchen. Dargestellt sind die Signale der Blendenöffnung. Von links nach rechts geordnet nach Anstiegszeitpunkt: Elektrischer Trigger (grün), Arc-Detektor (blau), Fotodiode (rot).

das Signal des elektrischen Triggers, das Signal des Arc-Detektors und das einer einzelnen Fotodiode dargestellt. Diese zusätzliche Fotodiode saß hinter der Blende etwas außerhalb vom Zentrum und reagierte deshalb langsamer als der Arc-Detektor. Um eine höhere Bandbreite und damit ein schnelleres Ansprechverhalten zu erhalten, wurde der ADC-Filter der Bolometer-Datenerfassung bei den Messungen des Ansprechverhaltens nicht verwendet.

Auswertung

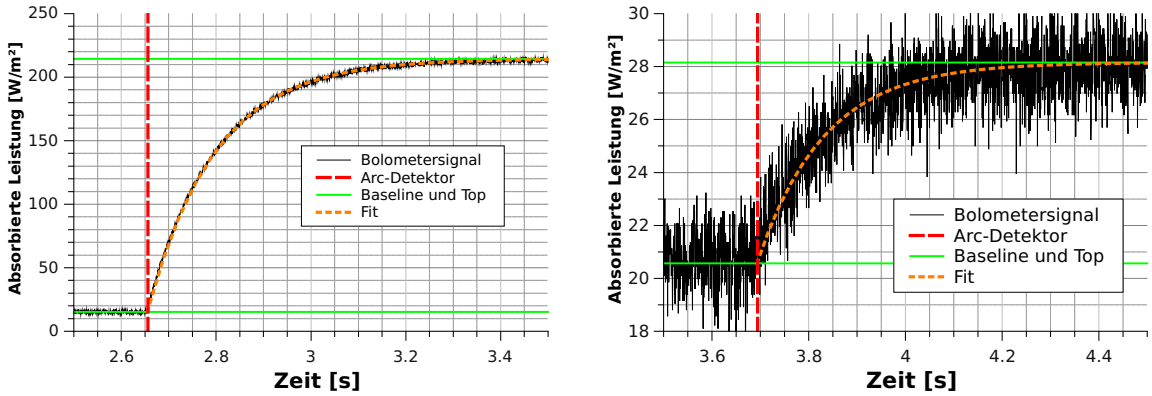


Abbildung 3.28.: Sprungsignal bei verschiedenen Strahlintensitäten. Links: $30\,\mathrm{kW/m^2}$, rechts: $0{,}3\,\mathrm{kW/m^2}$. Die absorbierte Leistung ist auf die Absorberfläche eines Bolometerkanals bezogen.

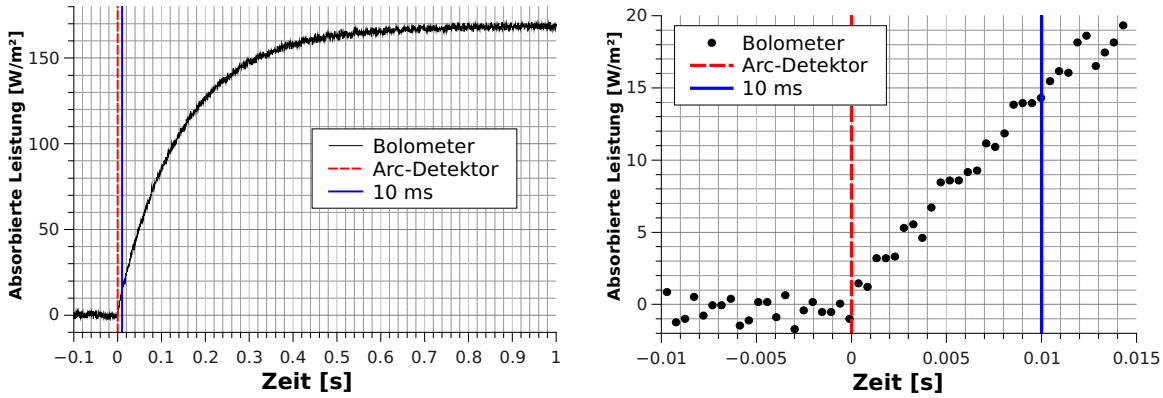


Abbildung 3.29.: Ansprechverhalten bei einer Strahlintensität von $25\,\mathrm{kW/m^2}$. Rechts: Vergrößerter Ausschnitt.

Abbildung 3.28 zeigt die Antwort auf einen Intensitätssprung der Strahlung. Das Bolometersignal ist hierbei schon in der Einheit der absorbierten Leistung bezogen auf die Bolometerkanalfläche dargestellt.[20] Die Tiefpasseigenschaft des Bolometers ist hier deutlich erkennbar. Mittels einer Fitkurve (orange) lässt sich die Zeitkonstante τ bestimmen und mit

[20] Realisiert mittels des Proportionalitätsfaktors C_1 ohne die Verwendung der zeitlichen Ableitung in Gleichung (2.15).

der Kalibrierung vergleichen. Die senkrechte rote Gerade ist das Triggersignal der Blendenöffnung durch den Arc-Detektor. Für das Experiment im Labor lieferte der Arc-Detektor den Zeitpunkt des Sprungs t_0.
Abbildung 3.29 zeigt, dass das Signal bei einer Strahlintensität von $25\,\mathrm{kW/m^2}$ bereits nach $10\,\mathrm{ms}$ deutlich aus dem Rauschen herausgekommen ist.

Ziel im Experiment soll es nun sein, aus den ersten Millisekunden nach dem Signalanstieg die resultierende stationäre Intensitätsamplitude für Intensitätssprünge verschiedener Größe zu schätzen. Hierzu werden drei Methoden in verschiedenen Zeitintervallen von $10\,\mathrm{ms}$ bis $100\,\mathrm{ms}$ nach dem Sprungzeitpunkt t_0 verwendet. In Abbildung 3.30 sind diese visualisiert.

1. Fit einer Geraden $y = a(t - t_0) + y_0$ aus anfänglicher Steigung, alles unbekannt bis auf t_0.

2. Fit einer Geraden mit bekanntem Offset y_0 und t_0.

3. Exponentieller Fit der Amplitude mit bekanntem T, y_0 und t_0.

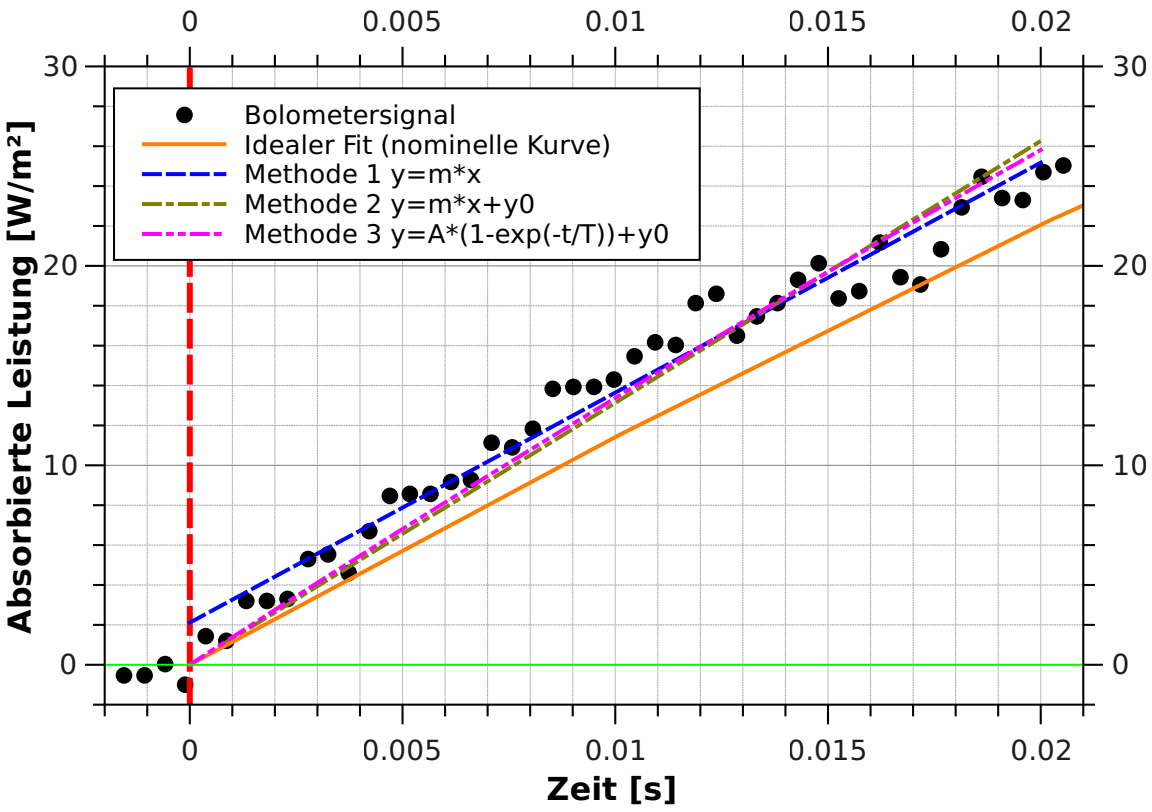


Abbildung 3.30.: Demonstration der Fit-Methoden für ein Zeitintervall von $20\,\mathrm{ms}$ nach dem Sprung für ein Signal bei $25\,\mathrm{kW/m^2}$ Strahlintensität.

Bei der ersten Methode legt man eine Gerade durch die Messpunkte im gewünschten Zeitintervall nach t_0 und setzt die Steigung in die Gleichung (3.33) ein. Dabei ist das Offset (y-Achsenabschnitt) $U(t_0)$ unbekannt und wird ebenfalls aus der Regression bestimmt. Bei der zweiten Methode geht man analog zur ersten vor, jedoch kennt man das Offset durch einen Baseline-Fit (In Abbildung 3.30 bereits abgezogen). Die dritte Methode nimmt direkt die Funktion aus Gleichung (3.32) als Regressionsfunktion her. Hier müssen ebenfalls t_0 und $U(t_0)$ bekannt sein. Zusätzlich benötigt man noch die Zeitkonstante T beziehungsweise τ aus der Kalibrierung des Bolometers.

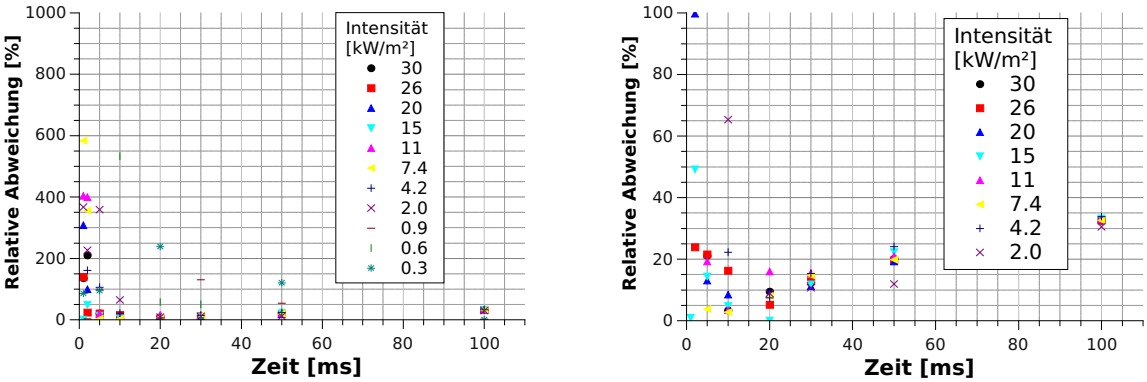
Trägt man die relative Abweichung der geschätzten Amplitude zum nominellen stationären Wert in einem Diagramm gegen die Zeitintervalldauer nach t_0 auf, so erhält man eine aussagekräftige Grafik. Abbildung 3.31 zeigt die Ergebnisse der Labormessungen für verschiedene Leistungen mit der jeweiligen Abschätzungsmethode. In den Plots lässt sich der statistische und systematische Fehler qualitativ vergleichen. Die Verteilung der Punkte auf der y-Achse an einem gegebenen x-Wert ist ein Maß für den statistischer Fehler. Der systematischer Fehler ist der Mittelwert der Messpunkte zu einem gegebenen x-Wert.

Prinzipiell erkennt man, dass die Schätzung der Amplitude wie erwartet mit zunehmender Leistung und zunehmendem Zeitintervall, über das der Fit gemacht wird, besser wird. Bei größeren Zeitintervallen steigt der systematische Fehler der Methoden 1 und 2 allerdings an, da die anfängliche Steigung aufgrund der Krümmung der Kurve unterschätzt wird.

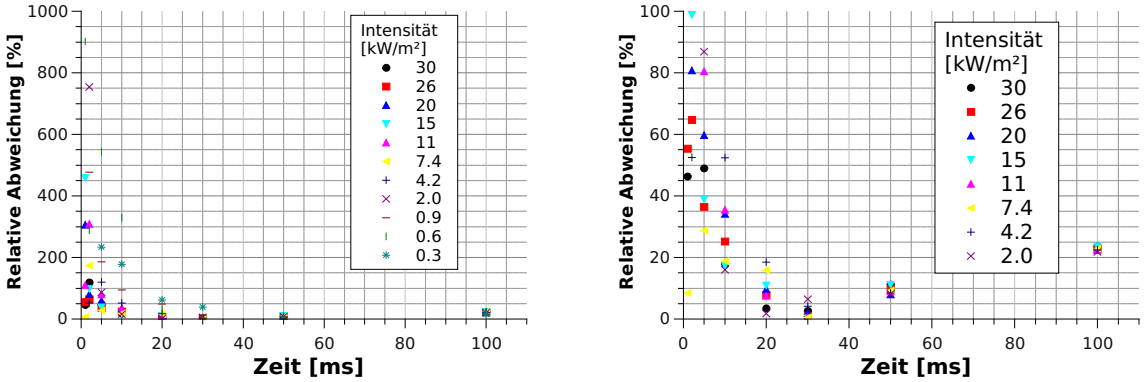
Methode 1 erweist sich als gut bei kurzer Fitperiode und hohem Signal-Rausch-Verhältnis, da diese unempfindlich gegenüber einer verzögerter Sprungdetektion ist. Methode 2 lässt sich ebenfalls bei kurzer Fitperiode verwenden. Diese Methode benötigt ein nicht ganz so gutes Signal-Rausch-Verhältnis wie Methode 1, ist jedoch stark abhängig vom zeitlichen Offset t_0 und der Güte des Baseline-Fits. Methode 3 liefert die besten Ergebnisse bei einer langen Fitperiode, ist jedoch ebenfalls anfällig auf einen falsch detektierten Sprungzeitpunkt.

Man erkennt, dass sich mit allen drei Methoden bereits nach $20\,\mathrm{ms}$ eine zufriedenstellende Abschätzungen der Amplitude eines Intensitätssprungs von mehr als $1\,\mathrm{kW/m^2}$ machen lässt.[21] Die begrenzenden Faktoren des Ansprechverhaltens sind das Signal-Rausch-Verhältnis und die Abtastrate der Datenerfassung.

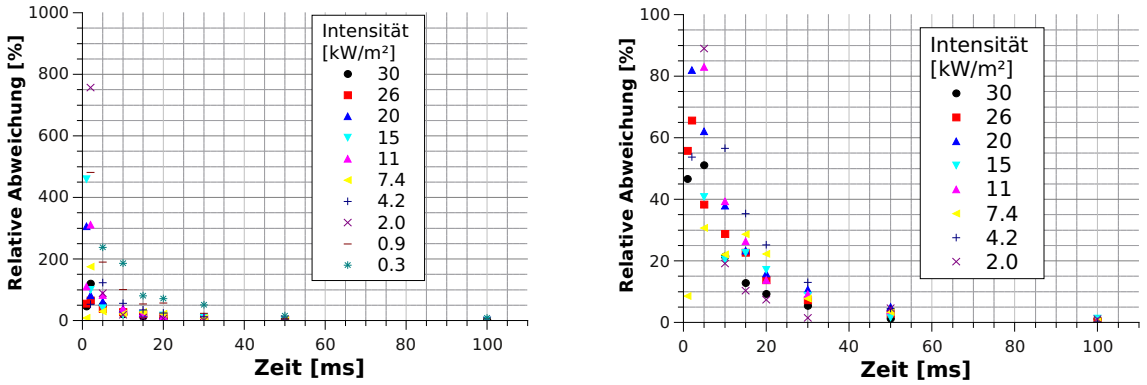
[21] Methode 1 liefert nach $20\,\mathrm{ms}$ gute Ergebnisse für Intensitätssprünge von mehr als $1\,\mathrm{kW/m^2}$. Methode 2 liefert nach $30\,\mathrm{ms}$ die besten Ergebnisse. Methode 3 liefert nach $20\,\mathrm{ms}$ weniger als 30% Fehler für Sprünge über $1\,\mathrm{kW/m^2}$.



(a) Methode 1



(b) Methode 2



(c) Methode 3

Abbildung 3.31.: Relative Abweichung des gemessenen vom nominellen Wert nach einmaliger Messung bei verschiedenen Strahlintensitäten.

Abschließend soll das Ansprechverhalten der anderen Platin-Bolometer an ASDEX Upgrade für das gesamte Spektrum vom Infrarot- bis in den Röntgenbereich betrachtet werden. Abbildung 3.32 zeigt schnelle Events (ELMs, *Edge Localized Modes*) an ASDEX Upgrade. Die schwarze Kurve ist das Signal eines vergleichbaren Platin-Folienbolometers, wie dasjenige im Labor. Wie man hier sehen kann, können ELMs mit einer Dauer von etwa 2 ms gerade noch detektiert werden. Zum Vergleich ist in 3.32 ebenfalls ein Signal eines schnellen Diodenbolometers gezeigt.[22] Eine Leistungsabschätzung der Amplitude wurde hier nicht durchgeführt. Das Folienbolometer reagierte nahezu zeitgleich mit dem Diodenbolometer (innerhalb 1 ms). Eine genauere Auflösung ist mit der Abtastrate von 1 ms nicht möglich.

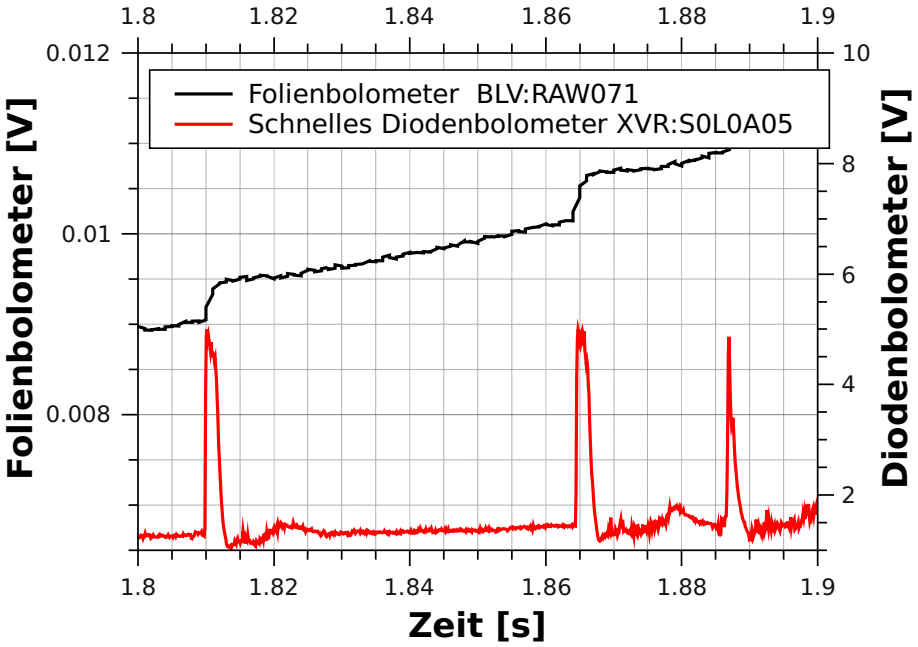


Abbildung 3.32.: ELMs in ASDEX Upgrade (Schuss #27321) detektiert mit einem Bolometer (Quelle: Matthias Bernert).

[22] Ein Diodenbolometer ist eine andere Bauform und damit nicht vergleichbar mit dem Folienbolometer.

3.5. Vergleich der Signalschwankungen des Bolometers und der Snifferprobe

Da Streustrahlung im Fusionsplasma ungerichtet und unpolarisiert ist und die Phasen fluktuieren kommt es zu Schwankungen im Detektorsignal. Ein Zentraler Punkt in dieser Arbeit ist deshalb der Vergleich der Schwankungen im Signal des Bolometers mit denen im Signal der Snifferprobe bei geringen Frequenz- oder Phasenvariationen aber konstanter Leistung der Millimeterwellen-Quelle. Ursachen im Labor sind äußere Einflüsse wie eine leichte Frequenzdrift oder kleine Winkeländerungen, die zu Interferenzeffekten führen (Abschnitt 3.3.3).
Aus diesem Grund wurden die Schwankungen im Bolometersignal und deren Abhängigkeit von der Größe der Absorberfläche sowohl theoretisch, also auch experimentell im Labor untersucht.
In diesem Abschnitt werden die Ergebnisse vorgestellt und mit der Snifferprobe verglichen.

3.5.1. Theoretische Abschätzung der Schwankungen des Bolometersignals

Als Grundlage für eine einfache Abschätzung der Schwankungen im Bolometersignal dient ein stark vereinfachtes Modell, bei dem sich auf der Oberfläche des Absorbers stehende Wellen aufgrund von Interferenzeffekten ausbilden. Es werden keine festen Randbedingungen vorgegeben, sondern die Phase variiert. Dadurch kommt es zur Verschiebung des Interferenzmusters und zu Schwankungen im Signal. Stehende Wellen lassen sich in einer Dimension durch zwei entgegenlaufende harmonische Wellen darstellen:

$$\tilde{\Psi}(x,t) = e^{i(kx-\omega t)} + e^{i(-kx-\omega t)} = 2\cos(kx)e^{-i\omega t} \tag{3.34}$$

Hierbei wurden beide Amplituden zu 1 gesetzt.

Stehende Wellen auf einer zweidimensionalen Fläche der Breite B und Höhe H wie dem Absorber mit Phasenoffsets ϕ_x und ϕ_y lassen sich beschreiben durch

$$\Psi(x,y) = \cos(kx+\phi_x)\cos(ky+\phi_y). \tag{3.35}$$

Dabei wurde die Zeitabhängigkeit $e^{-i\omega t}$ weggelassen. Für die Geometrie des ECRH Bolometers (Abschnitt 2.4.3) ist diese zweidimensionalen Wellenfunktion in Abbildung 3.33 gezeigt. Die Phasendifferenzen sind hierbei $\phi_x = \phi_y = 0$ gewählt und $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ für $140\,\mathrm{GHz}$.

Die absorbierte Leistung ist proportional zum Integral des Quadrats der Wellenfunktion über diese Fläche und hängt von den Phasenoffsets und von der Bolometergeometrie ab:

$$P(\phi_x,\phi_y) \propto \int_{y=0}^{H}\int_{x=0}^{B} \cos^2(kx+\phi_x)\cos^2(ky+\phi_y)\,dxdy \tag{3.36}$$

Für unser Bolometer erhalten wir Abbildung 3.34.

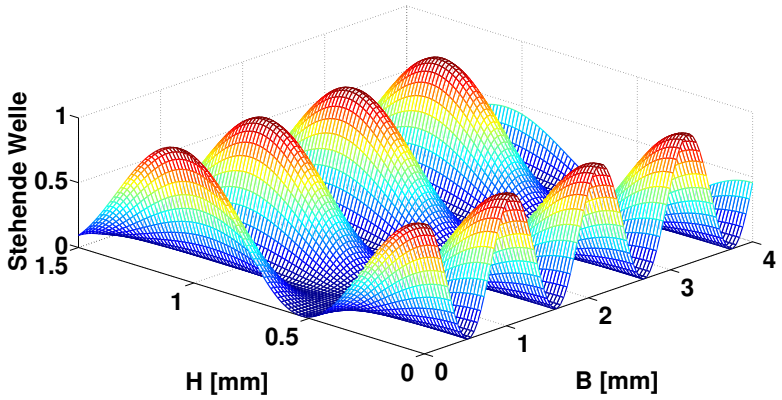


Abbildung 3.33.: Stehende Wellen für 140 GHz auf einer Fläche mit den Maßen der Absorberfläche des Bolometers in beliebiger Einheit.

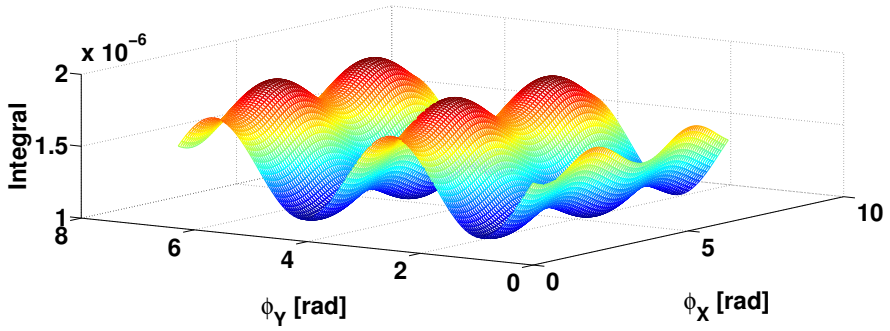


Abbildung 3.34.: Absorbierte Leistung in Abhängigkeit von der Phase für 140 GHz in beliebiger Einheit.

Aus den Extremwerten dieses Integrals lässt sich die relative Schwankung $\mathcal{S}_{\text{harm}}$ in der absorbierten Leistung berechnen:

$$\mathcal{S}_{\text{harm}} = \frac{\max_{\phi_x,\phi_y} P(\phi_x,\phi_y)}{\min_{\phi_x,\phi_y} P(\phi_x,\phi_y)} - 1 \tag{3.37}$$

Für eine Absorberfläche eines Kanals des hier verwendeten Bolometers ($6\,\text{mm}^2$) ergibt sich eine relative Schwankung von $55\,\%$. Die Berechnungen hierfür wurden mit einem selbst geschriebenen MATLAB Code vorgenommen. Diese Schwankung hängt selbst stark von der Geometrie (Länge und Breite) der Fläche ab.

Benutzt man alle 4 Bolometerkanäle, so erwartet man, dass die Schwankung aufgrund der größeren Fläche über die integriert wird geringer ausfällt als für nur einen Kanal. Um die Abhängigkeit von der Fläche darzustellen wird in Abbildung 3.35 (blaue Kurve) eine quadratische Fläche mit Flächeninhalt A betrachtet. Die blaue Kurve im rechten Diagramm ist dabei die kubisch interpolierte Einhüllende der linken Kurve, die durch deren Maxima verläuft. Für einen Bolometerkanal ergeben sich etwa $30\,\%$ Schwankungen. Bei 4 Bolome-

terkanälen hat man eine effektive Absorberfläche von $24\,\mathrm{mm}^2$, was nach der blauen Kurve im rechten Diagramm einer maximalen relativen Schwankung von etwa $15\,\%$ entspricht.

Man kann ebenfalls eine stochastische Abschätzung für die Schwankungen $\mathcal{S}_{\text{stoch}}$ machen. Hierbei geht man davon aus, dass der mittlere Knotenabstand $\frac{\lambda}{2}$ beträgt. Auf einem zweidimensionalen Absorber nimmt ein Knoten dann eine Fläche von $\frac{\lambda^2}{4}$ ein. Die Anzahl der Knoten ist dann die Absorberfläche geteilt durch die Fläche eines Knotens. Für eine Wellenlänge von $2\,\mathrm{mm}$ entspricht die Knotenzahl N somit der Absorberfläche in Millimeter. Die relative stochastische Unsicherheit beträgt

$$\mathcal{S}_{\text{stoch}} = \frac{1}{\sqrt{N}} = \frac{\lambda}{2}\frac{1}{\sqrt{A}} \tag{3.38}$$

Die rote Kurve in Abbildung 3.35 zeigt das Ergebnis dieser Rechnung. Bei einem Bolometerkanal erhält man $41\,\%$ Schwankungen und bei der Fläche von 4 Kanälen nur noch $20\,\%$.

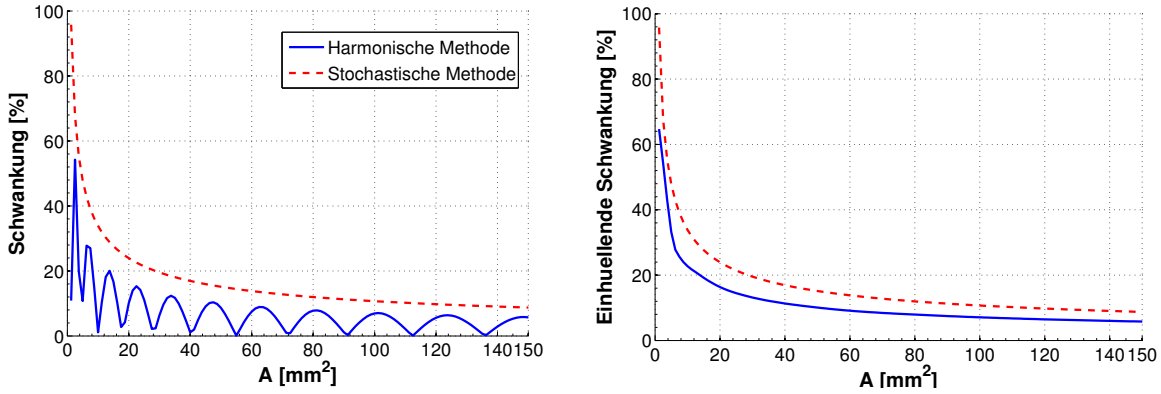


Abbildung 3.35.: Schwankungen der absorbierten Leistung abhängig vom Flächeninhalt A einer quadratischen Fläche für $140\,\mathrm{GHz}$ (blaue Kurve). Die rote Kurve zeigt im Vergleich dazu eine stochastische Abschätzung der Schwankungen.

3.5.2. Aufbau und Versuchsbeschreibung

Für den direkten Vergleich der Snifferprobe (Diode) mit dem Bolometer wurde ein Ring aus Aluminium konstruiert, der eine Halterung für das Bolometer aufweist. Dieser wurde zwischen den beiden Kugelhälften der Snifferprobe eingebaut. Der Aufbau ist in Abbildung 3.36 visualisiert. Die gesamte Snifferprobe war drehbar gelagert, sodass man unter verschiedenen Winkeln mit der Quelle einstrahlen konnte.

Im Versuch wurde in die Snifferprobe mit dem Extended Interaction Oscillator (EIO) mit einer Leistung von $1{,}7\,\mathrm{W}$ eingestrahlt. Unter der Annahme, dass sich die gesamte Leistung auf der Innenfläche der Kugel gleichmäßig verteilt, erhält man eine mittlere absorbierte Leistung von $1{,}4\,\mathrm{W/m}^2$.

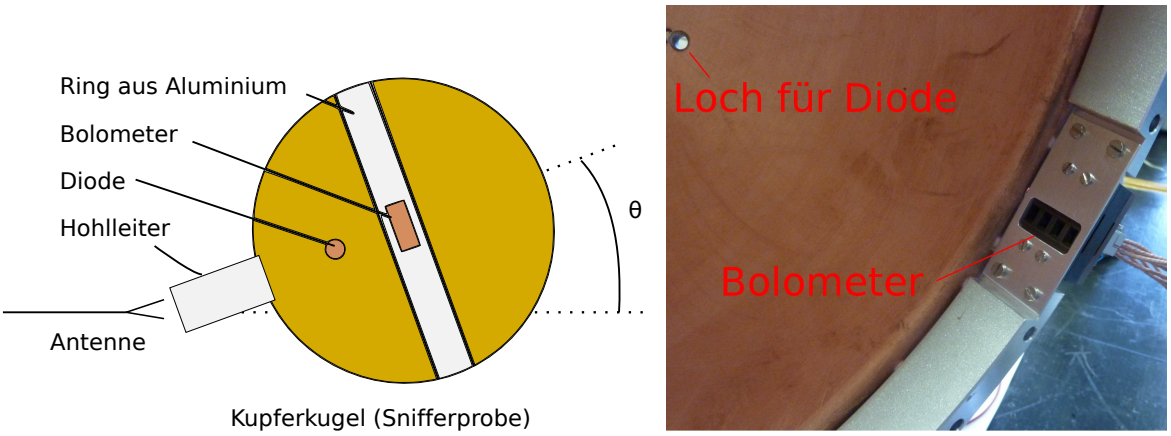


Abbildung 3.36.: Laboraufbau zum direkten Vergleich des Bolometers mit der Snifferprobe.

3.5.3. Variationen in der Richtcharakteristik

Richtcharakteristik der Snifferprobe

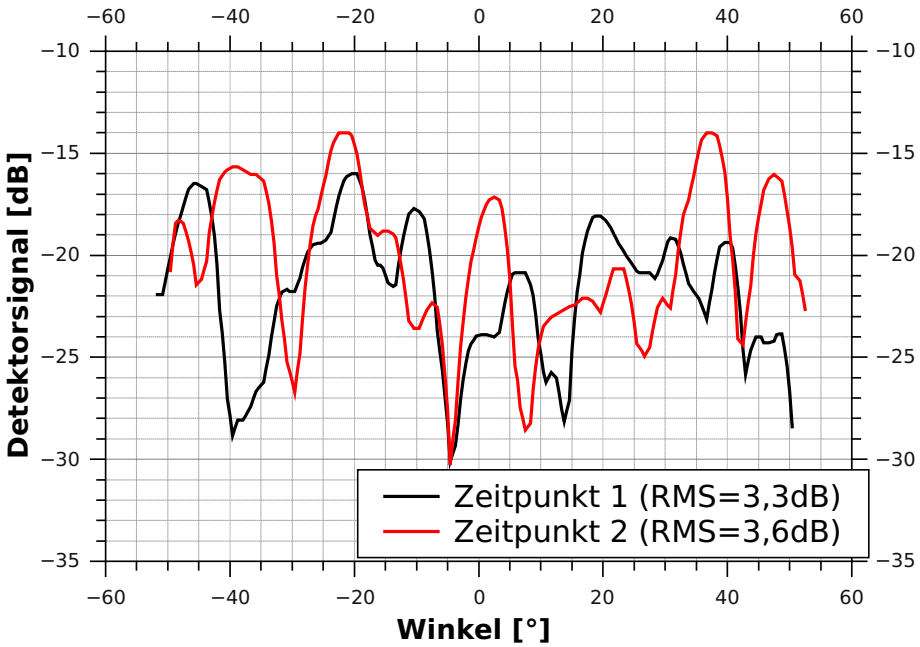


Abbildung 3.37.: Selbst gemessene Richtcharakteristik der Diode an zwei verschiedenen Arbeitspunkten (leicht verschiedene Frequenz).

Zwecks der Vergleichbarkeit wurde zunächst die Messung der Richtcharakteristik von Schmid-Lorch für die Snifferprobe (Abbildung 1.7) reproduziert. Die Messungen waren von Schmid-Lorch mit derselben Quelle bei derselben Frequenz durchgeführt worden, jedoch hatte dabei keine sehr präzise Temperaturregelung des EIO zur Verfügung gestanden.

Für diese Arbeit wurde eine bessere Wasserkühlung verwendet, sodass die Temperatur in guter Näherung konstante gehalten werden konnte.
Abbildung 1.7 zeigt die Messung von Schmid-Lorch [39] und Abbildung 3.37 die eigenen Labormessung der stark winkel- und frequenzabhängigen Richtcharakteristik. Bei der eigenen Messung wurde der Winkelbereich von $-50\,^\circ$ bis $50\,^\circ$ innerhalb weniger Sekunden durchgefahren. Die Messkurve stellt somit eine Momentaufnahme dar. Für die zweite Messung in Abbildung 3.37 wurde bei ausgeschalteter Temperaturregelung eine Zeit lang gewartet, bis sich der Arbeitspunkt des EIO und somit die Frequenz aufgrund der Temperaturdrift veränderte. Die beiden Kurven zu verschiedenen Zeitpunkten weichen stark voneinander ab. Sowohl bei der Messung von Schmid-Lorch, als auch bei den eigenen Messungen betrugen die Variationen im Signal der Snifferprobe etwa $16\,\mathrm{dB}$.

In einer anderen Messung wurde die Richtcharakteristik gemessen, dann der Arbeitspunkt[23] verändert und zu einem anderen Zeitpunkten wieder die vorherige Frequenz eingestellt. Dabei ließ sich die Richtcharakteristik reproduzieren (siehe Abbildung 3.38).

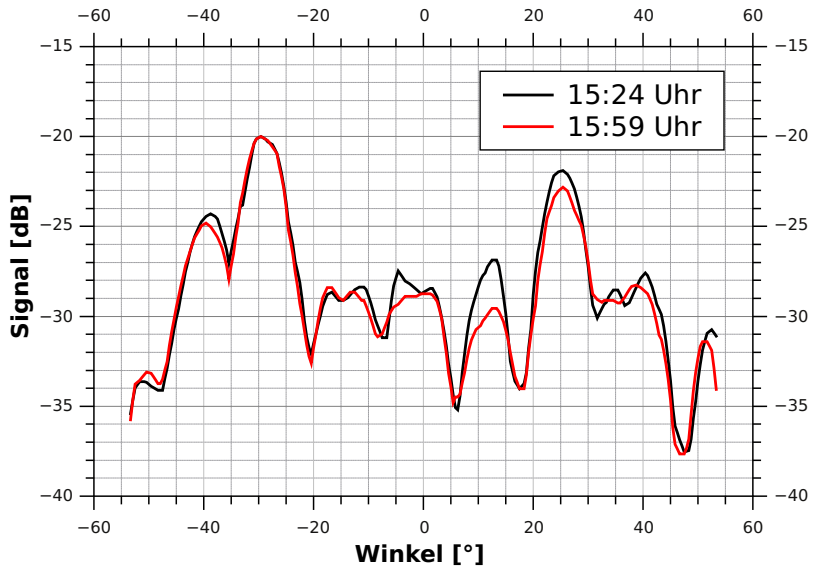


Abbildung 3.38.: Diodensignal bei derselben Frequenz ($140\,\mathrm{GHz}$) zu anderen Zeitpunkten. Diese Messung bestätigt die Idee, dass sich in der Kupferkugel eine frequenzabhängiges Modenspektrum ausbildet.

Hieraus folt eine wichtige Schlussfolgerung:
Diese Messung zeigt, dass die bisherigen Interpretation [39] des Verhaltens der Snifferprobe richtig war. Da sich die Richtcharakteristik der Diodenmessung zu verschiedenen Zeiten bei gleicher Frequenz reproduzieren lässt, folgert man, dass die Kupferkugel tatsächlich ein frequenzabhängiges Modenspektrum aufweist und sich in der Kugel keinesfalls eine diffuse Strahlung wie in einer Ulbricht-Kugel ausbildet (Abschnitt 2.3). Die großen Variationen im Snifferprobensignal sind somit nicht auf andere Störungen zurückzuführen.

[23] Eine kleine Änderung der Leistung des EIO bewirkt eine geringfügige Frequenzänderung von wenigen MHz bei $140\,\mathrm{GHz}$.

Vergleich mit dem Bolometer

Die Messung mit dem Bolometers konnten aufgrund der verwendeten Elektronik zur Datenerfassung nicht innerhalb weniger Sekunden durchgeführt werden. Die gesamte Messreihe dauerte hierbei etwa eine Stunde. Um den Einfluss der Temperaturvariation gering zu halten, wurde der EIO während der Messung deshalb mit einer Kühlung auf konstante $28{,}5\,^{\circ}\mathrm{C}$ gehalten. Die Frequenz wurde mit einem Spektralanalysator überwacht und auf weniger als $1\,\mathrm{MHz}$ genau durch Ändern der Leistung des EIO geregelt. Die Messwerte wurden anschließend mit der momentanen Ausgangsleistung an der Antenne normiert.

Trotz großer Vorsicht kam es während der langen Messdauer zu einer kleinen, unvermeidbaren Änderung des Arbeitspunkts. Vermutlich driftete auch das Signal des Spektralanalysators während dieser Zeit minimal, was die Messung der Frequenz verfälschte. Innerhalb der 30 Sekunden Messdauer jedes einzelnen Messpunkts veränderte sich die Richtcharakteristik, die mit der Diode gemessen wurde, allerdings nicht. Die Messpunkte stellen also Momentaufnahmen bei verschiedenen Winkeln zu verschiedenen Zeiten dar.

Es wurden drei Bolometerkanäle und zusätzlich das Diodensignal aufgezeichnet.[24] Die vom Bolometer absorbierte Strahlung betrug hierbei etwa $1\text{-}4\,\mathrm{W/m^2}$, was mit der Abschätzung in 3.5.2 übereinstimmt.

Zur Auswertung werden die Abweichung von der mittleren detektierten Leistung logarithmisch betrachtet. Das Ergebnis der Messung des Bolometers und der Diode in der Kupferkugel findet man in Abbildung 3.39. Das Diodensignal zeigt zum Teil erhebliche Abweichungen (bis zu $\pm 15\,\mathrm{dB}$) vom Mittelwert, welche für das Bolometer deutlich geringer ausfallen (maximal $\pm 5\,\mathrm{dB}$ pro Kanal, $216\,\%$). Dieser Sachverhalt bestätigt die Erwartungen, dass die größere Fläche des Bolometers im Vergleich zur Snifferprobendiode zu weniger Schwankungen führt. Vergleicht man die RMS-Werte der einzelnen Kanäle von $35\text{-}46\,\%$ mit der stochastischen Abschätzung von $41\,\%$ in Abschnitt 3.5.1, so stellt man fest, dass diese gut zueinander passen.

Um eine noch größere effektiven Fläche zu erhalten bietet es sich an, über die drei Bolometerkanäle zu mitteln. Dann betragen die Schwankungen bei der Richtcharakteristik nur noch maximal $\pm 2{,}5\,\mathrm{dB}$ ($78\,\%$), wie man in Abbildung 3.40 erkennen kann. Der RMS-Wert von $30\,\%$ liegt etwas über den Erwartungen der stochastischen Abschätzung von $20\,\%$ in Abschnitt 3.5.1.

3.5.4. Messung unter Phasenrauschen

Als weiterer Vergleich des Bolometers mit der Snifferprobe wurde das Verhalten unter Phasenrauschen untersucht. Das turbulente Plasma im Tokamak führt dazu, dass sich die Phase und die Polarisation verschiedener Strahlen relativ zueinander mit der Zeit ändern. Der

[24] Kanal 1 zeigte in diesem Aufbau ein zu großes Rauschen und konnte deshalb nicht ausgewertet werden.

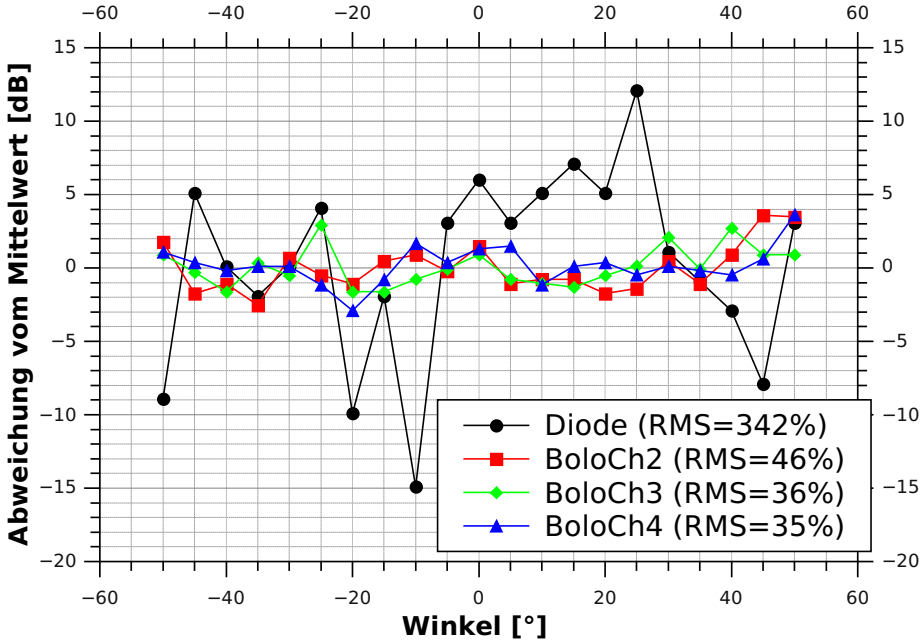


Abbildung 3.39.: Richtcharakteristik, wenn man das Bolometer und Diode in die Kupferkugel der Snifferprobe einbaut. Gezeigt sind das Signal der Diode und die der Bolometerkanäle 2, 3 und 4.

Detektor kann den schnellen Phasenfluktuationen nicht mehr folgen und mittelt so zeitlich über diese. Im Labor ließ sich eine ähnliche Situation mit einer modulierten Phase durch das Einbringen eines Lautsprechers in die Kugel realisieren. Eine zerknitterte Aluminiumfolie, die auf dem Lautsprecher angebracht war, diente als Phasenmodulator. Dabei wurden die Millimeterwellen an ihr reflektiert und zerstörten die Symmetrie der Kupferkugel.
Der Lautsprecher wurde während der Messung bei seiner mechanischen Resonanz (60-70 Hz) betrieben, sodass sich die reflektierende Oberfläche der Aluminiumfolie möglichst weit hin- und herbewegte. Die Modulation fand etwa auf der Größenskala eines Millimeters statt und war somit in der Lage, das durch den Resonator erzeugte Interferenzmuster auf der Innenseite der Snifferprobenkugel zeitlich stark zu verändern. Hierbei war von Schmid-Lorch [39] bekannt, dass sich dadurch die Schwankungen in der Richtcharakteristik der Snifferprobe, die auf ein frequenzabhängiges Interferenzpattern zurückzuführen sind, deutlich reduzieren lassen.

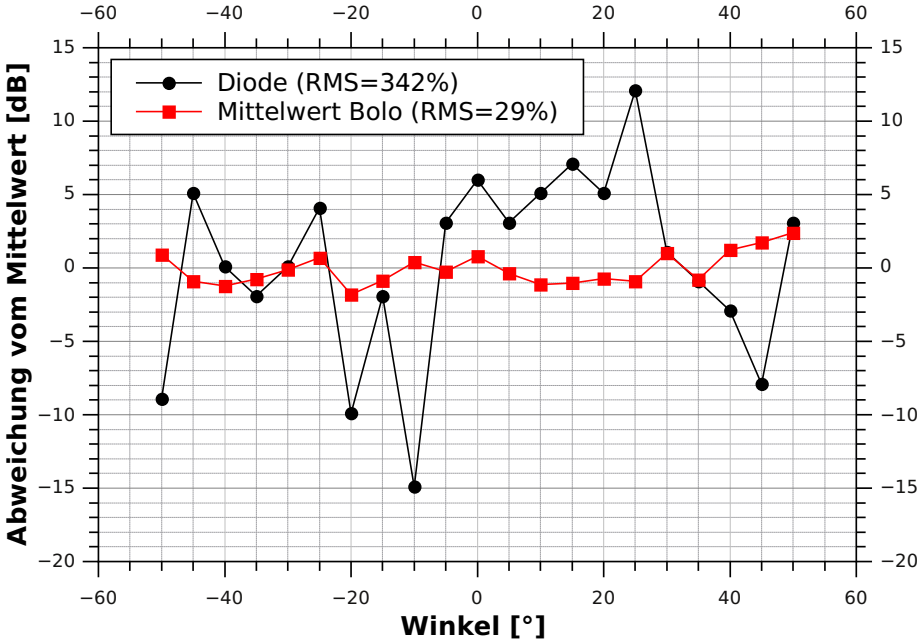
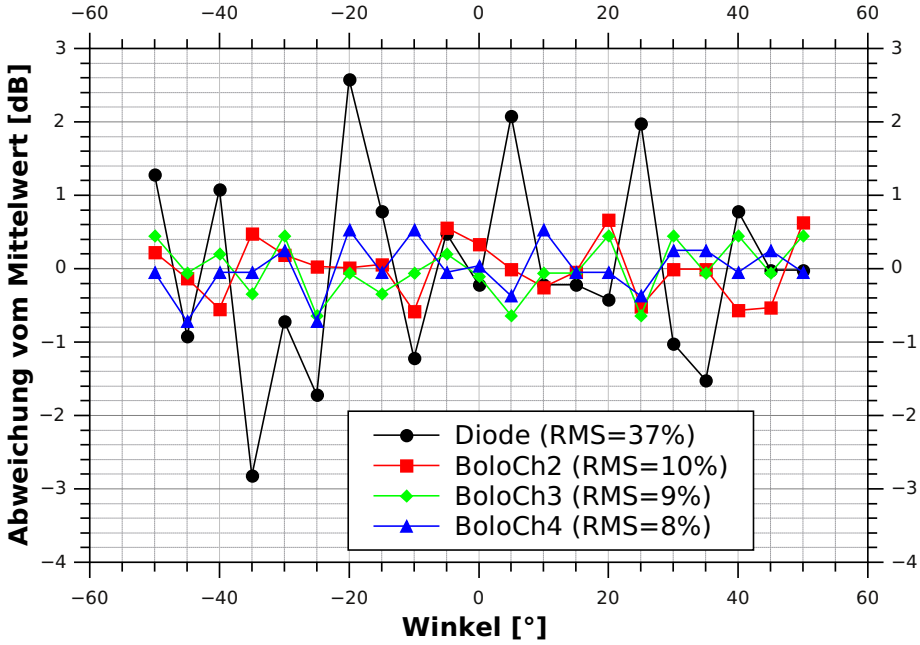
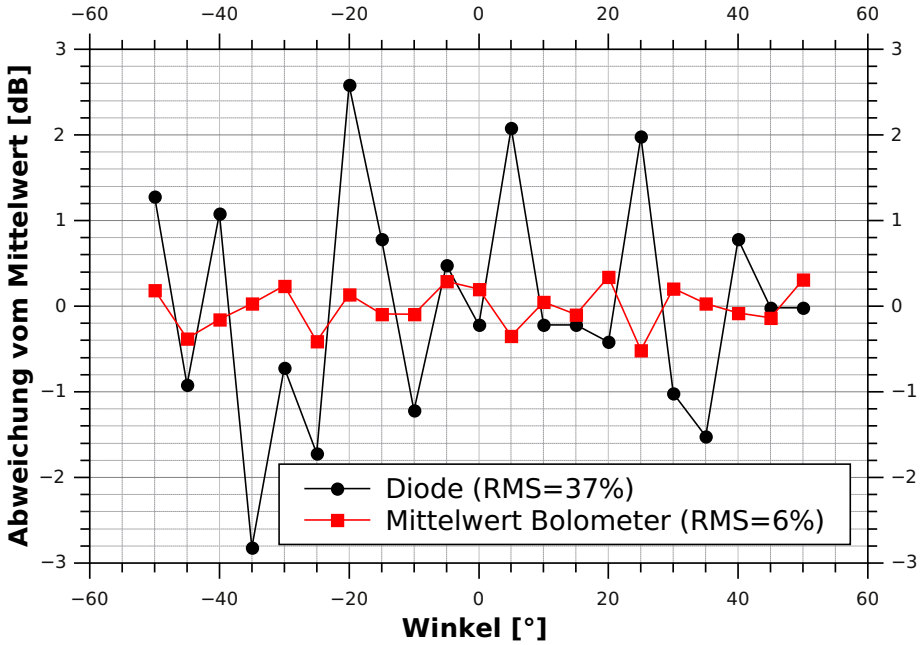


Abbildung 3.40.: Richtcharakteristik des Bolometer und der Diode in der Kupferkugel im Vergleich. Hierbei wurde das Bolometersignal für jeden Messpunkt über die drei Bolometerkanäle (2, 3 und 4) gemittelt.

Wie erwartet weist das Diodensignal keine extremen Schwankungen bei verschiedenen Winkeln mehr auf. In Abbildung 3.41(a) lässt sich erkennen, dass die Signale der Bolometerkanäle aufgrund der größeren Detektorfläche zwar weniger Variationen zeigen, jedoch die Schwankungen noch deutlich sichtbar sind. Daraus lässt sich der Schluss ziehen, dass das Bolometer auch die Interferenzstruktur innerhalb der Snifferprobe messen kann, allerdings mit einer geringeren räumlichen Auflösung als die Diode. Da noch deutliche Schwankungen im Bolometersignal (RMS 8-10 %) sichtbar sind und diese durch die Bündelung aller vier Kanäle weniger werden zeigt, dass die Absorberfläche noch etwas zu klein ist. Vergleiche auch Abschnitte 3.3.3 und 3.5.1.
Auch waren die mit einem Lautsprecher im Labor simulierten Schwankungen im Vergleich zum den Plasmafluktuationen Tokamak noch zu langsam. Bei den Experimenten an ASDEX Upgrade konnten deshalb durch eine Mittlung über wenige Millisekunden das Snifferprobensignal wesentlich geglättet werden (Abschnitt 4.3).



(a) Einzelne Bolometerkanäle



(b) Über 3 Bolometerkanäle gemittelt

Abbildung 3.41.: Bolometer- und Diodensignal mit Lautsprecher in der Kugel zur Simulation des Phasenrauschens durch das Fusionsplasma. Die Messungen wurden bei verschiedenen Winkeln durchgeführt.

3.5.5. Frequenzdrift des EIO im Labor und Einfluss auf das Bolometer- und Snifferprobensignal

Wie Schmid-Lorch in [39] bereits festgestellt hat und in dieser Arbeit bestätigt wurde (Abschnitt 3.5), zeigt sich eine deutliche Abhängigkeit des Snifferprobensignals von der Frequenz. Für eine Messung der Frequenzdrift wurde die Kühlung der Quelle abgeschaltet, sodass sich der EIO (Varian VKT243SF2) langsam erwärmte und sich dadurch die Frequenz änderte. Die Frequenz wurde mit einem Spektralanalysator (Tektronix 492 P) gemessen. Die mittlere Frequenzdrift betrug etwa $0{,}4\,\mathrm{MHz/min}$ (Abbildung 3.42). Während dieser Zeit wurden Messungen in unregelmäßigen Abständen von etwa $5\text{-}10\,\mathrm{min}$ mit der Diode und dem Bolometer beim festen Winkel von $\theta = 0°$ durchgeführt. Auch hierbei zeigten sich starke Schwankungen von bis zu $10\,\mathrm{dB}$ im Signal der Diode und bis zu $6\,\mathrm{dB}$ im Signal des Bolometers. Die Messergebnisse sind in Abbildung 3.43 gezeigt.

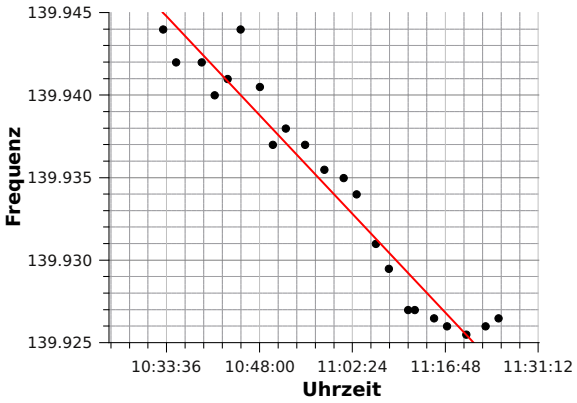


Abbildung 3.42.: Frequenzdrift des EIO bei abgeschalteter Kühlung. Die Frequenz wurde mit einem Spektralanalysator gemessen.

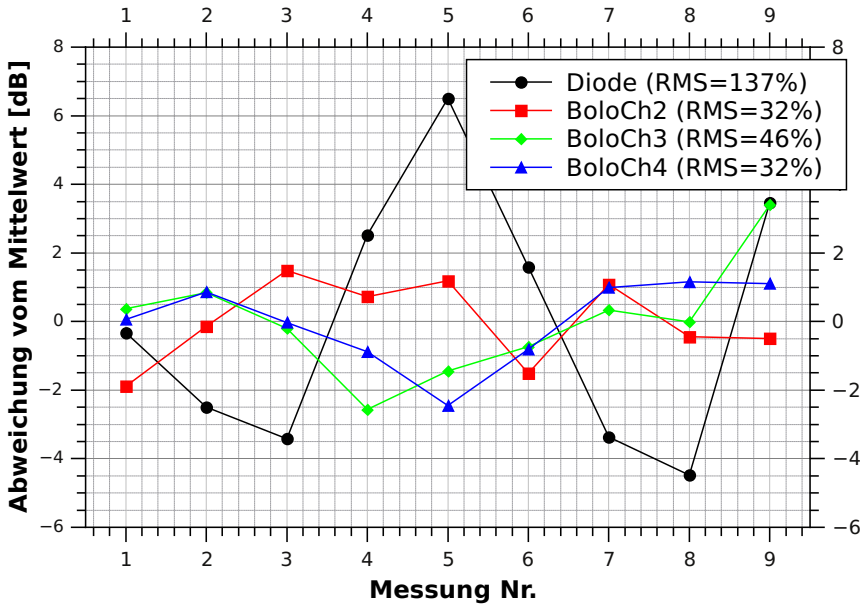


Abbildung 3.43.: Intensitätsschwankungen aufgrund einer Frequenzdrift bei konstantem Winkel $\theta = 0°$. Die Zeit zwischen den einzelnen Messungen betrug etwa 5-10 Minuten.

3.6. Weitere mögliche Detektoren zur Messung der ECRH Streustrahlung

Im Rahmen der Laboruntersuchungen des Bolometers wurden weitere Detektoren zur Messung der ECRH-Streustrahlung untersucht. Die Auswahlkriterien hierfür waren eine größere sensitive Fläche als die Snifferprobendiode und ein schnelleres Ansprechverhalten als das Bolometer. Für schnelle Tests wurden zwei pyroelektrische Detektoren aus dem Baumarkt (Wetekom, Abbildung 3.44(a) und TFA, Abbildung 3.44(b)) untersucht, welche eigentlich zur berührungslosen Temperaturmessung bestimmt waren. Außerdem wurde eine Mikrowellendiode (D402-0380) für das Ka-Band (26,5-40 GHz) genauer betrachtet (Abbildung 3.44(c)). Eine Ka-Band Diode besitzt größere Strukturen als eine Diode für 140 GHz und ist deshalb bei 140 GHz deutlich unempfindlicher.
Alle Messungen wurden bei einer Frequenz von 140 GHz mit dem EIO (Abschnitt 3.1.2 und Anhang A.5.2) durchgeführt. Aus diesen Untersuchungen wurde der im Kapitel 4 eingesetzte pyroelektrische Detektor (Abschnitt 2.5) von InfraTec motiviert. Weiterhin wurde über die Möglichkeit zur Verwendung einer Thermosäule (Thermopile) nachgedacht, diese aber aufgrund des geringen Ansprechverhaltens nicht weiter verfolgt.

Tabelle 3.1 zeigt die Empfindlichkeit der verschiedenen Detektoren. Die pyroelektrischen Detektoren sind empfindlicher als das Bolometer, können aber nicht ungeschützt in ASDEX Upgrade eingesetzt werden. Aufgrund der sehr großen maximalen Intensität der ECRH-Streustrahlung von deutlich über $200\,\mathrm{kW/m^2}$ kann das Bolometer hingegen problemlos verwendet werden.

Wie auch beim Bolometer wird die Richtcharakteristik der pyroelektrischen Detektoren durch die Blende bestimmt. Sie ist in Abbildung 3.45 gezeigt. Das Bolometer besitzt die breiteste Richtcharakteristik. Die Richtcharakteristik der Ka-Band Diode weist ausgeprägte Nebenkeulen bei 40°-70° auf.

Abbildungen 3.46, 3.47 und 3.48 zeigen Messkurven der jeweiligen Detektoren. Dabei wurde ein Gauß-Strahl mit der Hornantenne erzeugt und Messpunkte bei verschiedenen Abständen z des jeweiligen Detektors von der Antenne aufgezeichnet. Die Strahlintensität war bekannt (Anhang A.7).

	Bolo	**Ka-Diode**	**InfraTec**	**TFA**	**Wetekom**
Minimale Intensität	$12\,\mathrm{W/m^2}$	$20\,\mathrm{W/m^2}$	$<20\,\mathrm{W/m^2}$	$5\,\mathrm{W/m^2}$	$0{,}5\,\mathrm{W/m^2}$
Maximal Intensität	$>200\,\mathrm{kW/m^2}$			$3{,}8\,\mathrm{kW/m^2}$	$100\,\mathrm{W/m^2}$
Ansprechverhalten	1-3 ms	<1 ms	<1 ms		

Tabelle 3.1.: Vergleich der Empfindlichkeit und des Ansprechverhaltens weiterer im Labor untersuchten Detektoren mit dem Bolometer (Abschnitt 2.4) und dem pyroelektrischen Detektor von InfraTec (Abschnitt 2.5).

(a) Wetekom (b) TFA (c) Ka-Band Diode

Abbildung 3.44.: Pyroelektrische Detektoren aus dem Baumarkt und Ka-Band Diode.

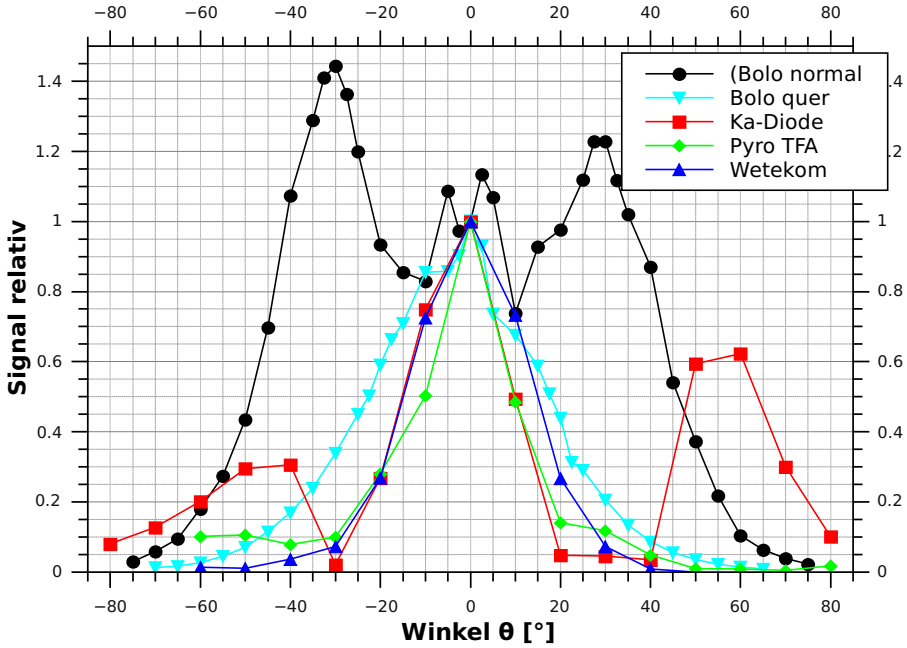


Abbildung 3.45.: Richtcharakteristik der verschiedenen Detektoren im Vergleich.

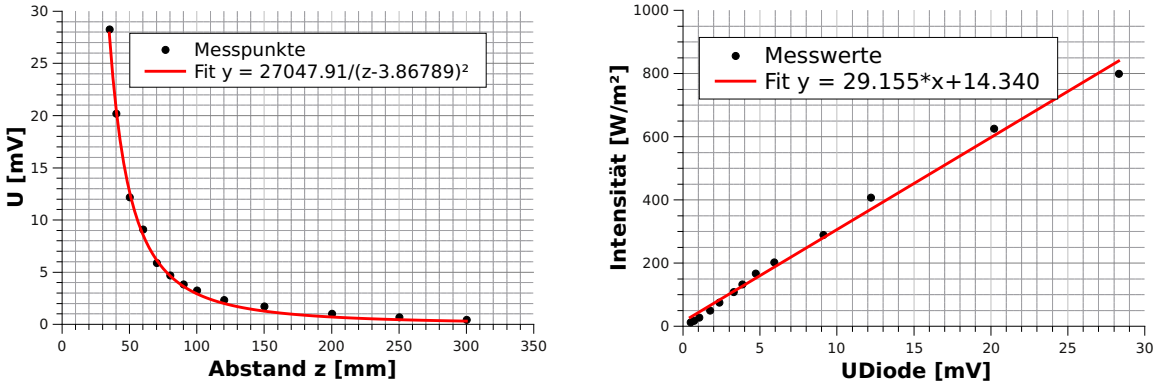


Abbildung 3.46.: Messkurven für die Ka-Band Diode.

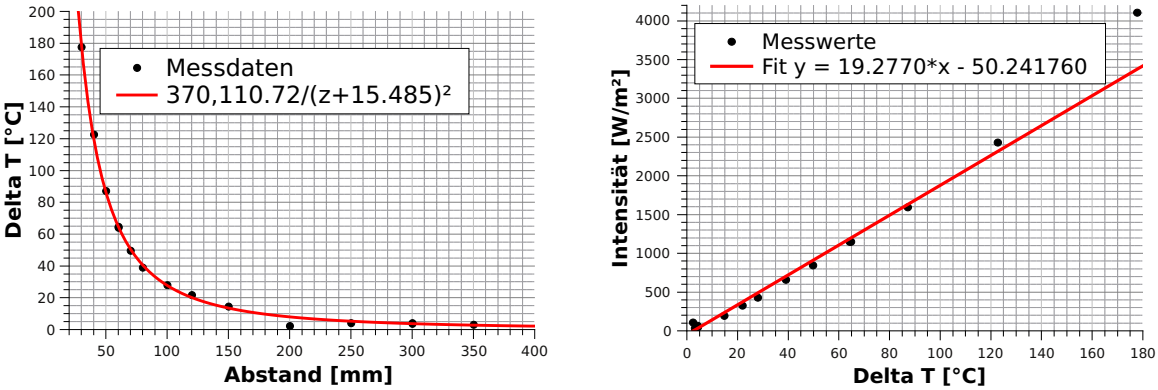


Abbildung 3.47.: Messkurven für den pyroelektrischer Detektor TFA.

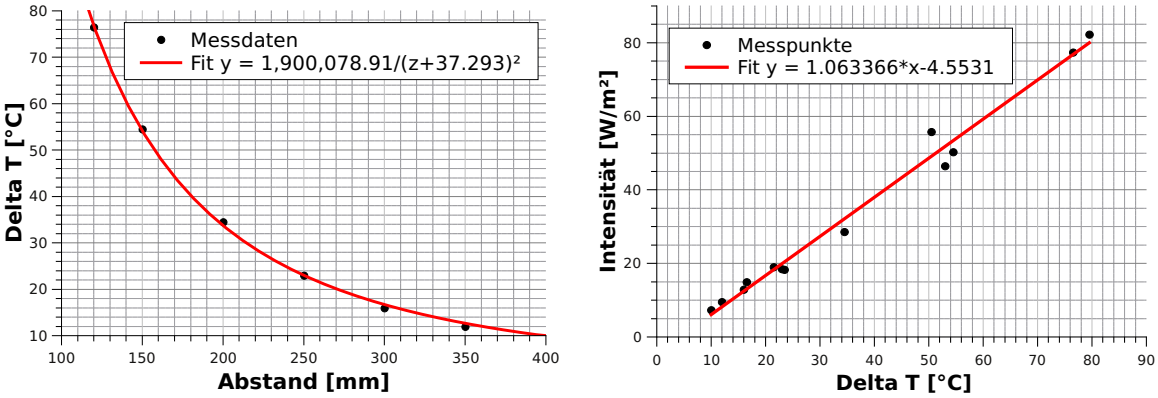


Abbildung 3.48.: Messkurven für den pyroelektrischer Detektor Wetekom.

3.7. Test des Aufbaus für ASDEX Upgrade im Labor

Um die Funktionsfähigkeit des Versuchsaufbaus an ASDEX Upgrade sicher zu stellen, wurde dieser zunächst im Labor getestet. Es wurde eine Abschätzung für die erwartete Streustrahlung gemacht und dann mit den Messwerten des Bolometers verglichen. Außerdem wurde versucht, die Abschwächung der Leistung durch den Einbau des Bolometers im Miterbend zu messen, um die Auswirkungen auf die am Ende des Miterbends angebrachte Snifferprobe beurteilen zu können. Der Aufbau an ASDEX Upgrade wird detailliert in Abschnitt 4.1.2 beschrieben.

3.7.1. Versuchsaufbau und Versuchsbeschreibung

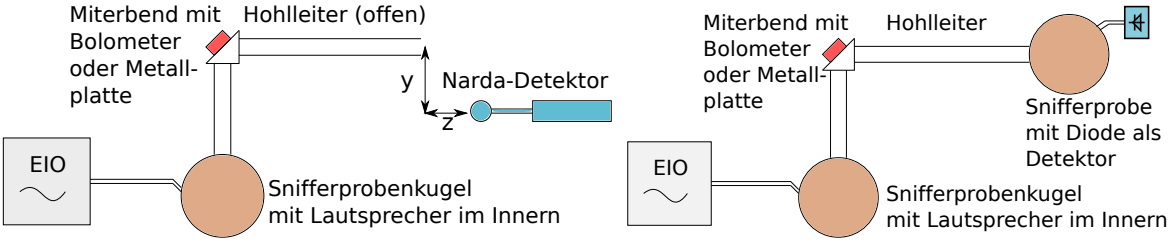


Abbildung 3.49.: Probeaufbau im Labor. Die aus dem Hohlleiter austretende Leistung wurde einmal mit dem Narda-Detektor (links) und einmal mit einer zweiten Snifferprobe gemessen (rechts).

Der Laboraufbau für den Test ist in Abbildung 3.49 gezeigte. Mit dem EIO wurde eine Millimeterwelle der Leistung $2{,}2\,\mathrm{W}$ erzeugt und in eine Snifferprobenkugel geleitet. In dieser befand sich ein Lautsprecher zur Modulation der Phase und Simulation einer diffusen Streustrahlung. Anstelle der Snifferprobe befindet sich im richtigen Experiment der Fusionsreaktor ASDEX Upgrade. Die Dämpfung der Millimeterwelle in der Snifferprobenkugel beträgt etwa $8\,\mathrm{dB}$ [39]. Die Snifferprobenkugel war über einen überdimensionierten Hohlleiter ($27{,}9\,\mathrm{mm}$ Innendurchmesser) mit einem Miterbend (Hohlleiterkrümmer) verbunden. Über einen Spiegel im Miterbend wurde der Strahl umgelenkt und nach einem weiteren Hohlleiter auf einen Detektor geführt.
An der Spiegelfläche im Miterbend war das Bolometer befestigt. Die Intensität der Streustrahlung am Ort des Bolometers wurde aus der Ausgangsleistung des EIO mit der Dämpfung der Snifferprobe und der Querschnittfläche des Hohlleiters auf etwa $600\,\mathrm{W/m^2}$ geschätzt. Für die Umrechnung der vom Bolometer absorbierten Leistung in die detektierte Strahlungsintensität wurde Formel (4.2) verwendet.
Als Referenz für die Messung der Verluste durch den Einbau des Bolometers konnte anstelle des Bolometers eine Metallplatte als ebener Spiegel eingesetzt werden. Für diese Messungen wurde am Ende des Hohlleiters zum einen ein Detektor zur breitbandigen Messung der Intensität des elektromagnetischen Feldes (Narda-Detektor[25]) und zum anderen eine zweite Snifferprobe verwendet. Mit dem Narda-Detektor wurde die Intensität L_{det} am Ort

[25] Electromagnetic Radiation Survey Meter, Firma Narda, Model 8712.

des Detektors in verschiedenen Abständen z zum Hohlleiterende auf der optischen Achse ($y = 0$) und senkrecht dazu (y-Richtung) bei einem einem festen Abstand von $z = 80\,\mathrm{mm}$ gemessen. Dabei wurde als Miterbendspiegel einmal das Bolometer und einmal die Metallplatte eingebaut.

3.7.2. Beobachtungen und Ergebnisse

Die detektierte Leistung bei den Bolometermessungen betrug etwa $750\,\mathrm{W/m^2}$ mit einem Fehler von $35\,\%$ (2-fache Standardabweichung). Somit stimmte die Messung innerhalb der Messgenauigkeit mit den Erwartungen von $600\,\mathrm{W/m^2}$ überein und das Bolometer lässt sich zur Messung der absoluten Streustrahlung an ASDEX Upgrade einsetzen.

Abbildung (Abbildung 3.50) zeigt die Messdaten für die Messung mit Bolometer und der Metallplatte. Die Verluste durch den zusätzlichen Einbau des Bolometers in den Hohlleiter ergeben sich durch den Quotient der Messwerte L_{det} des Narda-Detektors einmal mit dem Bolometer und einmal mit der Metallplatte als Referenz:

$$\text{Verluste}[\%] = \left(1 - \frac{L_{\text{det, Bolometer}}}{L_{\text{det, Metallplatte}}}\right) \cdot 100 \tag{3.39}$$

Führt man diese Berechnung für jeden Messpunkt aus Abbildung 3.50 durch, so resultiert Abbildung 3.51. Aus der Messung auf der optischen Achse in z-Richtung ist ersichtlich, dass beide Kurven, Bolometer und Metallplatte, verschiedene Abstandsabhängigkeiten besitzen und man somit keinen konstanten Verlustfaktor erhält. In der Strahlmitte nehmen mit zunehmendem Abstand auch die Verluste zu (linkes Diagramm in Abbildung 3.51). Aus der Messung senkrecht zur optischen Achse (y-Richtung) am Ende des Hohlleiters erkennt man, dass die Richtcharakteristik des offenen Hohlleiters mit dem Bolometer im Miterbend Nebenkeulen (rechter Graph in Abbildung 3.51) aufweist. Ursache hierfür ist eine Modenkonversion der Wellen im Hohlleiter, die durch das Bolometer hervorgerufen wird. Dies führt dazu, dass bei bestimmten Winkeln mit dem Bolometer negative Verluste, also Gewinne erzielt werden können 3.51).

Die Gesamtverluste lassen sich auf zwei Arten abschätzen:
Zum einen durch die Extrapolation der Messungen bei verschiedenen Abständen des Detektors vom Hohlleiterende in der Strahlmitte zum Ursprung $z = 0$ hin und zum anderen durch die Mittelung der Messwerte senkrecht zur optischen Achse über den gesamten Winkelbereich.

Es stellte sich heraus, dass das Bolometer im Miterbend zu einer Abschwächung führt, die kleiner als $20\,\%$ ist. Die Messungen sind dabei mit einem großem Fehler behaftet, da der Narda-Detektor nahe an seiner Empfindlichkeitsgrenze betrieben wurde. Ein zusätzlicher Fehler ist bei der Messung in y-Richtung enthalten, da bei der Bestimmung der Verluste in der senkrechten Richtung anstelle des ganzen Raumwinkels nur einen schmaler Winkelbereich in einer Ebene betrachtet wurde.

Mit der zweiten Snifferprobe konnten aufgrund der großen Signalschwankungen (Abschnitt 3.5) keine erhöhten Verluste gemessen werden. Die zusätzliche Dämpfung durch den Einbau des Bolometers führt somit zu keiner signifikanten Beeinflussung der Snifferprobe an ASDEX Upgrade, da deren Signalvariationen deutlich größer ausfallen.

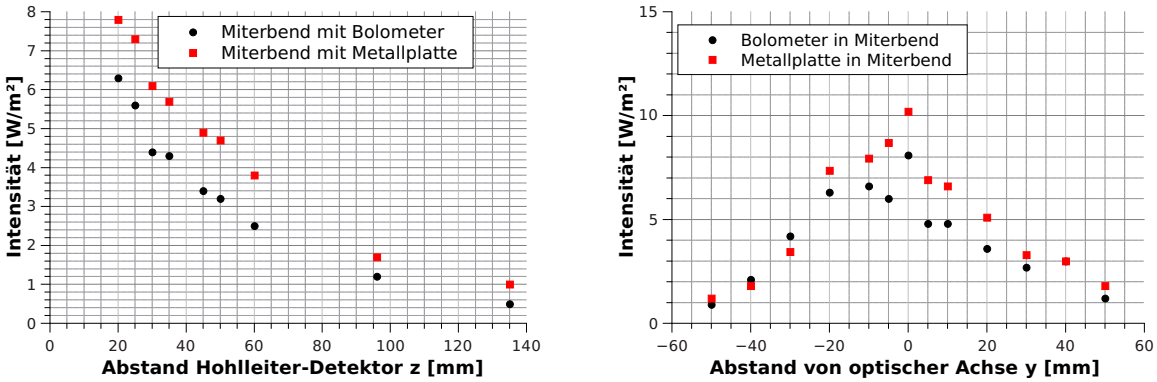


Abbildung 3.50.: Messung mit dem Narda-Detektor bei verschiedenen Abständen vom Hohlleiterende (links) und in der dazu senkrechten Richtung (rechts). Aufgetragen ist die gemessene Intensität am Ort des Detektors.

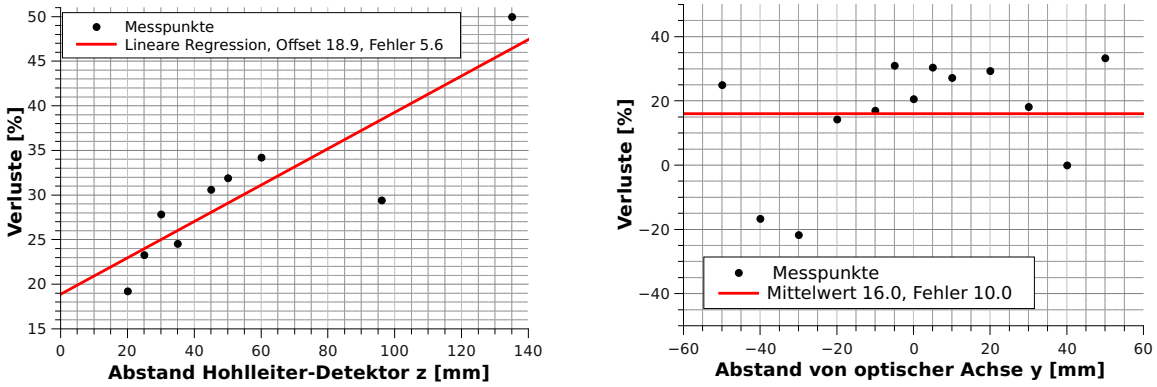


Abbildung 3.51.: Kurve zur Ermittlung der Verluste durch den Einbau des Bolometers in das Miterbend. Aufgetragen sind sind die Werte nach Formel (3.39).

4. Vergleich der Detektoren an ASDEX Upgrade

4.1. Überblick über die Experimente an ASDEX Upgrade

4.1.1. Einführung, Ziel der Experimente und Erwartungen

Die im Labor untersuchten Eigenschaften des Bolometer, vorwiegend Signalqualität und Ansprechverhalten, wurden auch an ASDEX Upgrade (Abschnitt 1.2) untersucht. Dabei wurden alle drei Detektoren, Bolometer, Snifferprobe und pyroelektrischer Detektor, hinsichtlich dieser Eigenschaften in Bezug auf die Detektion der ECRH-Streustrahlung verglichen.

Es ist wichtig zu beachten, dass die Streustrahlung in dieser Arbeit nur lokal im Sektor der Einstrahlung der ECRH2-Anlage [47] (Sektor 5) gemessen wurde und daher kein Maß für die globale mittlere Streustrahlungsbelastung im Plasmagefäß darstellt. So nimmt die Streustrahlung beispielsweise mit zunehmendem toroidalen Abstand vom Ort der Heizung um den Torus herum um bis zu zwei Größenordnungen auf der gegenüberliegenden Torussseite ab [39].
Der toroidale Einstrahlwinkel (ϕ_{tor}) der ECRH beeinflusst ebenfalls entscheidend die lokal gemessenen Streustrahlung. Bei senkrechter Einstellung ($\phi_{\text{tor}} = 0$) wird der beim ersten Durchlaufen des Plasmas nicht absorbierte Anteil des Strahls an der inneren Wand im Gefäß reflektiert und gelangt so nach erneutem Durchlaufen des Plasmas direkt in den Port, in dem sich die Streustrahlungsdetektoren befinden. Bereits bei leicht schräger Einstrahlung wird der nicht absorbierte Teil des Strahls hingegen an der inneren Wand vom Port weg reflektiert, wandert um den Torus herum und wird bei jedem Durchgang durch das Plasma teilweise absorbiert. Die lokale gemessene Streustrahlung ist dementsprechend geringer. So konnte bei $5°$ schrägem Einschuss (#27600) nur noch ein Viertel der Streustrahlung gemessen werden als bei geradem Einschuss.
Der poloidale Einstrahlwinkel (ϕ_{pol}) der ECRH wurde für diese Arbeit nicht variiert.

Wie in der Einleitung erwähnt, entsteht bei den verschiedenen Heizmoden unterschiedlich viel Streustrahlung. Die Absorption bei senkrechter Einstrahlung (toroidaler Einstrahlwinkel ($\phi_{\text{tor}} = 0$) der X2-Mode (Normalbetrieb) ist mindestens eine Größenordnung höher als die der O2-Mode (Abschnitt 2.2). Deshalb ist auch die Streustrahlung in der X2-Mode mit bis etwa $4\,\mathrm{kW/m^2}$ deutlich geringer als bei O2-Moden Heizung mit bis zu $120\,\mathrm{kW/m^2}$ pro Megawatt Gyrotronleistung [39].[26]
Ein Beispiel für erhöhte Streustrahlung durch falsche Polarisationseinstellungen ist die X2-Moden-Heizung während der Anlaufphase eines Schusses (*Ramp Up*, Abschnitt 4.2 Abbildung 4.7). Die Polarisation der ECRH wird an die stationäre Magnetfeldkonfiguration nach

[26] Ein Gyrotron ist eine Quelle, bei der der umgekehrte Prozess zur Elektronen-Zyklotron-Resonanz- Absorption ausgenutzt wird, um mittels eines Strahls gyrierender Elektronen Mikrowellen zu erzeugen.

dem Einschaltvorgang eines Schusses angepasst. Bei X-Moden-Heizung steht der elektrische Feldvektor der Welle senkrecht auf dem externen Magnetfeld. $\boldsymbol{E} \perp \boldsymbol{B}_{\text{ext}}$ (Abschnitt 2.1.3). Während der Anlaufphase, bei der der Strom hochgefahren wird, dreht sich der Magnetfeldvektor. Eigentlich müsste der elektrische Feldvektor der Welle deshalb mit dem Magnetfeld mitgedreht werden. Da dies nicht gemacht wird, ist die Polarisation der ECRH während dieser Zeit nicht optimal an die Magnetfeldkonfiguration angepasst und es entsteht erhöhte Streustrahlung.

4.1.2. Aufbau des Messsystem

Zur Messung der Streustrahlung an ASDEX Upgrade werden die 140 GHz Millimeterwellen über einen Rundhohlleiter (Anhang A.1.2) mit Miterbends aus dem Plasmagefäß herausgeführt (Abbildungen 4.1 und 4.4). Dabei trennt ein Quarzfenster das Vakuum im Plasmagefäß von der Luftatmosphäre im Hohlleiter. Am Ende des Hohlleiters befindet sich die Snifferprobe.

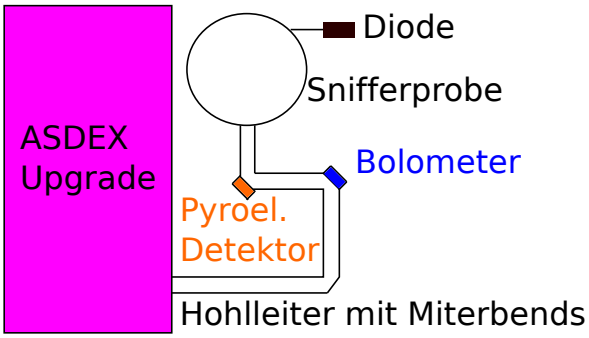


Abbildung 4.1.: Einbau der Streustrahlungsdetektoren an ASDEX Upgrade. Sie sind über Hohlleiter mit dem Plasmagefäß verbunden.

Das Bolometer und der pyroelektrische Detektor wurden in die Spiegel der Miterbends im Hohlleiter vor der Snifferprobe eingebaut (Abbildungen 4.1, 4.2 und 4.3). Im Labor konnte gezeigt werden, dass es durch den Einbau der Miterbends zu keiner signifikanten Dämpfung der Streustrahlung im Hohlleiter kommt, die die Snifferprobenmessung beeinflusst (Abschnitt 3.7). Die Detektoren sind elektrisch vom Gefäß getrennt.

Da das Bolometer und der pyroelektrische Detektor sehr empfindlich auf Infrarotstrahlung und sichtbares Licht sind, ist es notwendig, diese davor zu schützen. Dies wird durch den mittels Miterbends gekrümmten Hohlleiter gewährleistet. Der pyroelektrische Detektor wird zusätzlich durch eine Teflonabdeckung geschützt. Teflon ist transparent für die Millimeterwellen.

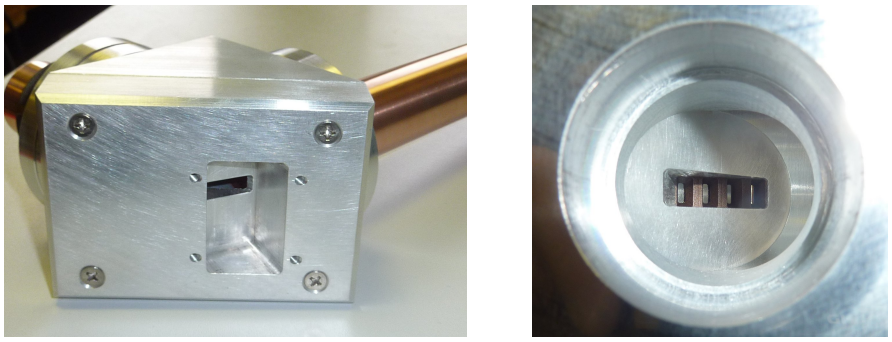


Abbildung 4.2.: Links: Miterbend zum Einbau des Bolometers an ASDEX Upgrade. Rechts: Bolometer im Spiegel des Miterbends von innen.

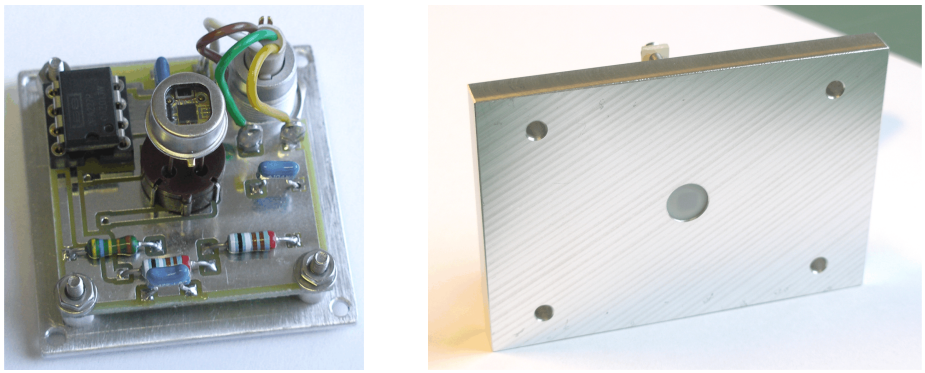


Abbildung 4.3.: Einbau des pyroelektrischen Detektors in einen Miterbend-Spiegel.

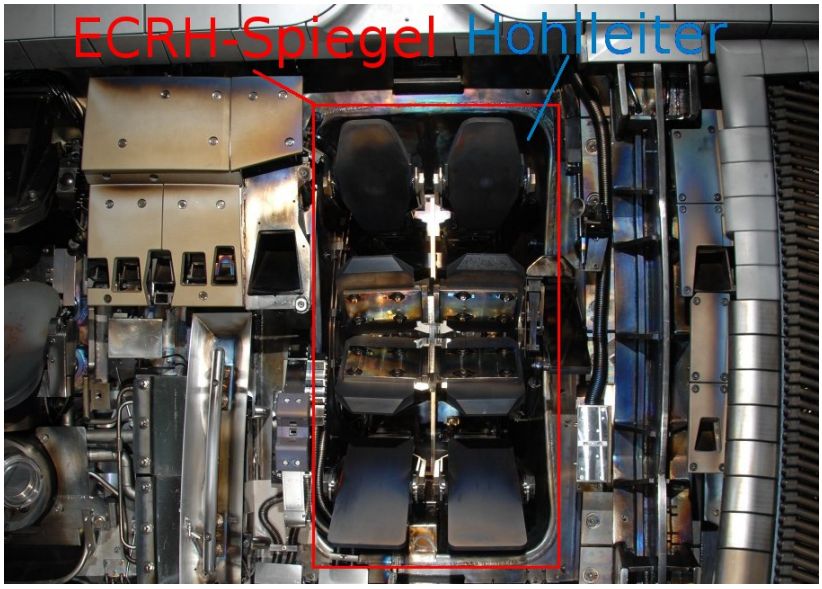


Abbildung 4.4.: ECRH-Antenne in Sektor 5. Die Wellen der ECRH werden über bewegliche Spiegel ins Plasma eingestrahlt. Der Hohlleiter, der zu den Streustrahlungsdetektoren führt, beginnt hinter dem rechten oberen Spiegel und ist deshalb in er Abbildung nicht sichtbar.

Das Bolometer wurde fest in einem leicht schrägen im Winkel von $\varphi = 20°$ gegenüber der Einfallsrichtung eingebaut. Die Streustrahlung beim Experiment an ASDEX Upgrade ist diffus und daher im Gegensatz zum Gauß-Strahl im Labor ungerichtet. Deshalb wurde die Richtcharakteristik für die Umrechnung der Detektorspannung des Bolometers in die absorbierte Leistung über die in Vorwärtsrichtung einfallende Strahlung gemittelt:

$$\overline{F_R} = \frac{1}{180°} \int_{-90°}^{+90°} F_R(\theta)\, d\theta \tag{4.1}$$

Dasselbe wurde für den Winkel φ und für beide Polarisation (senkrecht und waagrecht) gemacht (Siehe 3.3.2). Der Mittelwert aller vier gemittelten Richtcharakteristiken beträgt $\overline{F_R} = 0{,}39$. Da der Hohlleiter und das Fenster im Miterbend groß gegenüber der Wellenlänge sind, haben diese keinen zusätzlichen Einfluss auf die Richtcharakteristik.

Das Messsystem für das Bolometer (Abbildung 4.5) ist bis auf kleine Änderungen mit dem Laborsystem (Abschnitt 3.1.1) identisch. Für die Datenerfassung des Bolometers wurde die Echtzeit-Datenerfassung (RT-DAQ) der anderen Bolometer im Gefäß mitbenutzt. Dazu wurde das Bolometer am Messschrank hinter der Nordwand angeschlossen. Der ADC-Filter wurde nicht verwendet und die Samplerate betrug, wie im Labor ohne Filter, etwas mehr als 2 kHz (Abschnitt 3.2.3). Die Messwerte des pyroelektrische Detektor und der Snifferprobe wurden von der Datenerfassung der ECRH erfasst. Alle Daten wurden im ASDEX Upgrade Schussfile System gespeichert und sind über die gängigen Auswerteprogramme[27] verfügbar.

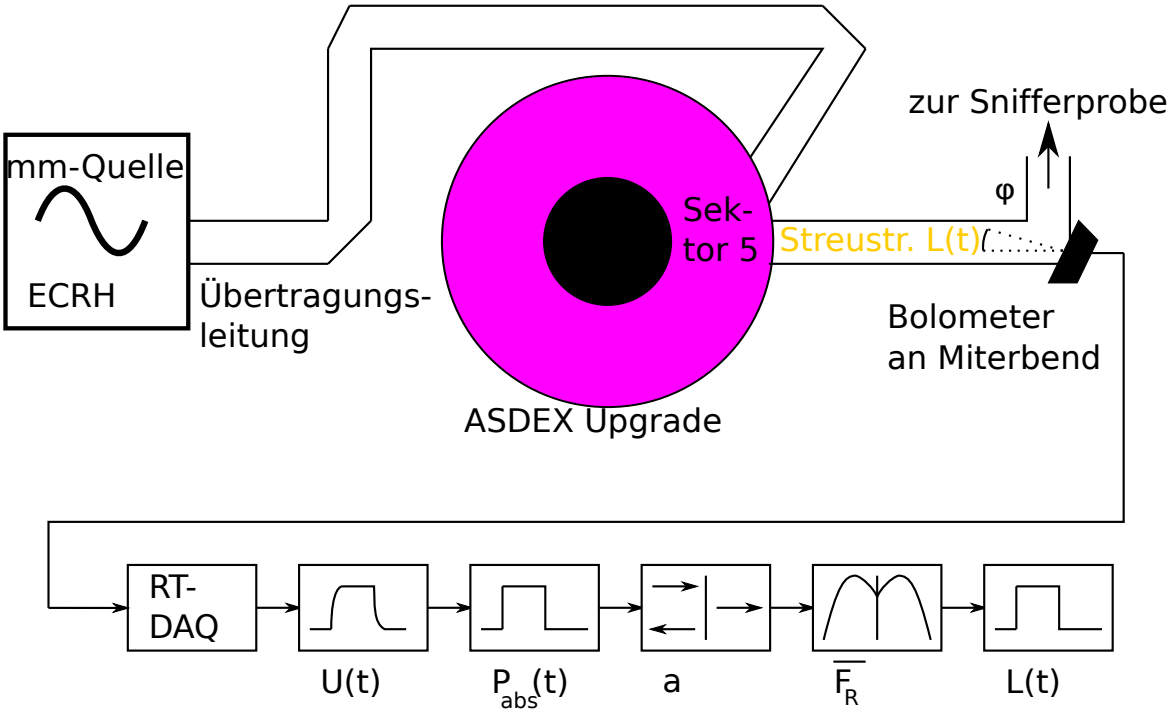


Abbildung 4.5.: Messsystem und Signalfluss des Bolometers im Aufbau an ASDEX Upgrade.

[27] cview, IDL, ISIS, libddww. Schussfiles: AUGD/BLV/RAW005-RAW008 und AUGD/BLB/powFEC;1-4.

4.1.3. Kalibrierung der Detektoren

Insgesamt erhält man mittels Formel (3.1), einem Absorptionsfaktor von $0{,}19\,\%$ und einer Blendenfläche von $19{,}6\,\mathrm{mm}^2$ folgende Umrechnung von der absorbierten Leistung des Bolometers in die absoluten, lokale Streustrahlungsintensität an ASDEX Upgrade:

$$L[\mathrm{W/m^2}] = 68 \cdot 10^6 \; P_{\text{abs, Bolo}}[\mathrm{W}] \tag{4.2}$$

Damit können nun die relativen Messungen der Snifferprobe und des pyroelektrischen Detektors empirisch durch Vergleich mit dem Bolometer kalibriert werden. Dieses Verfahren wurde in dieser Arbeit anhand des ASDEX Upgrade Schusses #27590 angewandt. Im Schussfilesystem von ASDEX Upgrade ist dazu eine nichtlineare Kennlinie für die Snifferprobendiode hinterlegt, die die Detektorspannung in eine gemessene Leistung P_{Sniffer} umrechnet.[28] Für die Snifferprobe erhält man

$$L(t)[\mathrm{W/m^2}] = 34 \cdot 10^6 \; P_{\text{Sniffer}}(t)[\mathrm{W}]. \tag{4.3}$$

Zusätzlich steht eine unabhängige Kalibrierung der Snifferprobe von Schmid-Lorch zur Verfügung [39]. Mit Kenntnis der Dämpfung der Kupferkugel (gemittelter Wert der Richtcharakteristik von $32{,}7\,\mathrm{dB}$ [39]) erhält man für die Snifferprobe und einer Hohlleiterquerschnittsfläche von $6{,}07\,\mathrm{cm}^2$

$$L(t)[\mathrm{W/m^2}] = 3{,}1 \cdot 10^6 \; P_{\text{Sniffer}}(t)[\mathrm{W}]. \tag{4.4}$$

Zwischen den beiden unabhängigen Kalibrierungen besteht eine Größenordnung an Unterschied. Eine Mögliche Ursache der Abweichung ist, dass für das Bolometer von einer isotrop einfallenden Strahlung ausgegangen wurde. Ist die einfallende Strahlung jedoch gerichtet, so würde das mit der Empfangscharakteristik des Bolometers zu einer Überschätzung des Niveaus der Streustrahlung führen. Außerdem ist die Höhe der Bolometersignale der einzelnen Kanäle stark verschieden, wodurch mindestens ein Faktor 2 an Unsicherheit resultiert. Des Weiteren ist die mittlere Dämpfung der Snifferprobe mit einem großen Fehler behaftet. Um für mehr Klarheit zu sorgen, könnte der pyroelektrische Detektor anhand der Laborquellen mit bekannter Leistung kalibriert werden. Dies war in dieser Arbeit zeitlich jedoch nicht mehr möglich.

Für die Kalibrierung des pyroelektrischen Detektors wurde Formel (2.34) mit einer thermischen Zeitkonstante von $195\,\mathrm{ms}$ verwendet:

$$L(t)[\mathrm{W/m^2}] = 143 \cdot 10^3 \left(\frac{1}{195 \cdot 10^{-3}} \int_0^t U_{\text{Pyro}}(t')[\mathrm{V}]dt' + U_{\text{Pyro}}(t)[\mathrm{V}] \right) \tag{4.5}$$

[28] Messwerte in den AUG-Shotfiles gelten am kleinen Loch auf der Oberfläche der Snifferprobe. Die Dämpfung durch das Dämpfungsglied vor der Diode ist bereits herausgerechnet.

Probleme bei der Kalibrierung des pyroelektrischen Detektors sind eine Signaldrift nach der Integration und ein Offset nach dem Strahlungspuls, das auch nach der Korrektur der Drift bestehen bleibt (Abbildung 4.6). Eine mögliche Ursache für diesen Fehler ist die Erwärmung des Detektors (vergleiche Abschnitt 2.5.1).

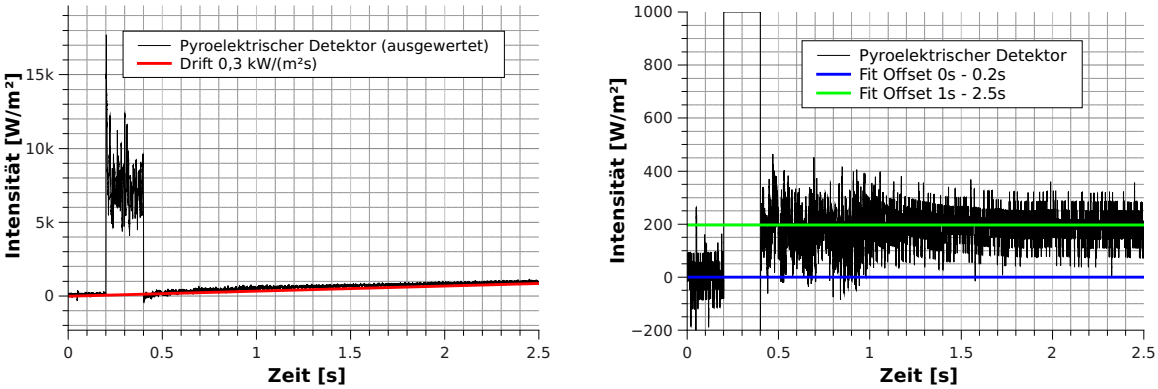


Abbildung 4.6.: Signaldrift des pyroelektrischen Detektors (links) und bleibendes Offset nach dem Strahlungspuls (rechts).

4.2. Plasmaparameter und Streustrahlung exemplarisch für Schuss #27731

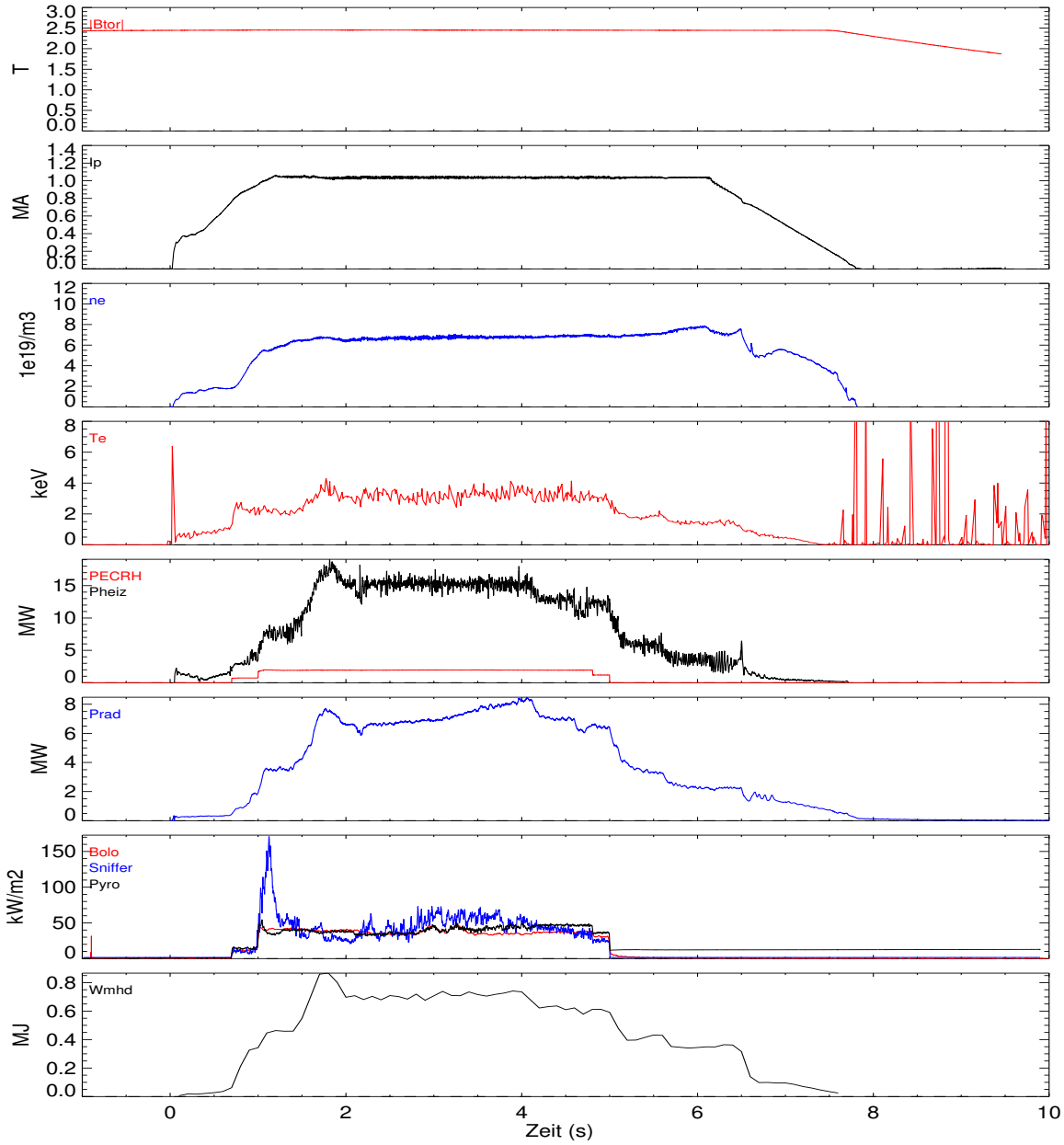


Abbildung 4.7.: Wichtige Plasmaparameter und Streustrahlung während des ASDEX Upgrade Schusses #27731. Von oben nach unten: Toroidale magnetische Flussdichte B_{tor}, Plasmastrom I_p, Elektronendichte n_e, Elektronentemperatur T_e (Thomson-Streuung), gesamte Heizleistung P_{heiz} und Heizleistung der ECRH P_{ECRH}, gesamte Strahlungsleistung P_{rad}, Intensität der ECRH-Streustrahlung L gemessen mit Bolometer, Snifferprobe und pyroelektrischem Detektor, im Plasma gespeicherte Energie W_{mhd}.

Abbildung 4.7 zeigt ein Beispiel einer Plasmaentladung (Schuss) an ASDEX Upgrade mit ECRH-Heizung. Während der Heizphase der ECRH entstand Streustrahlung, die mit den in Abschnitt 4.1.2 beschriebenen Detektoren gemessen wurde. Man erkennt gut den Zusammenhang zwischen der Leistung der ECRH und der Streustrahlung. Die Leistungsmodulation der ECRH in Form von Treppenstufen spiegelt sich in allen drei Detektorsignale wider.

Während der Anlaufphase, in der der Plasmastrom I_p anstieg, war die Polarisation der ECRH noch nicht perfekt an die Magnetfeldkonfiguration angepasst (Abschnitt 4.1.1). Dadurch kam es zu einer erhöhten Streustrahlung, die vor allem im Signal der Snifferprobe deutlich sichtbar ist. Ein Strahlungspuls während der Anlaufphase dient dazu, die Zündspannung[29] des Plasmas durch lokale Vorionisation herabzusetzen.

Im Signal des pyroelektrischen Detektors ist das bleibende Offset nach der Heizphase deutlich erkennbar (Abschnitt 4.1.3).

Die starken Spitzen im Signal der Elektronentemperatur T_e ab $7{,}5\,\mathrm{s}$ treten erst nach dem Schuss auf und besitzen daher keine physikalische Bedeutung.

[29] Nicht zu verwechseln mit dem Lawson-Zündkriterium in Abschnitt 1.1.

4.3. Signalqualität und Rauschen bei stationärer Messung

Bei normaler X2-Moden-Heizung und gerader Einstrahlung ($\phi_{\text{tor}} = 0$) wurde eine lokale Streustrahlung im Sektor der ECRH-Antenne gemessen, wie sie in Abbildung 4.8 zu sehen ist. Die ECRH wurde bei 1 s knapp 2 s lang mit zwei Gyrotrons der Gesamtleistung 1,2 MW betrieben (hellgrün hinterlegt). Die erste Zeile zeigt die Messkurven für das Bolometer, die zweite für die Snifferprobe und die dritte für den pyroelektrischen Detektor. In der linken Spalte ist das Rohsignal des jeweiligen Detektors und in den beiden rechten Spalten das kalibrierte und aufbereitete Signal als Intensität der Streustrahlung L dargestellt. Die Umrechnung in die absolute Streustrahlungsintensität geschah mit Hilfe der in Abschnitt 4.1.3 geschilderten Kalibrierung. Anschließend wurden die Signale noch mit einem Tiefpass gefiltert, sodass man die selbe Zeitbasis mit der Zeitkonstante von 1 ms (mittlere Spalte) beziehungsweise 10 ms (rechte Spalte) für alle Detektoren erhält und die Signalqualität vergleichen kann.[30]

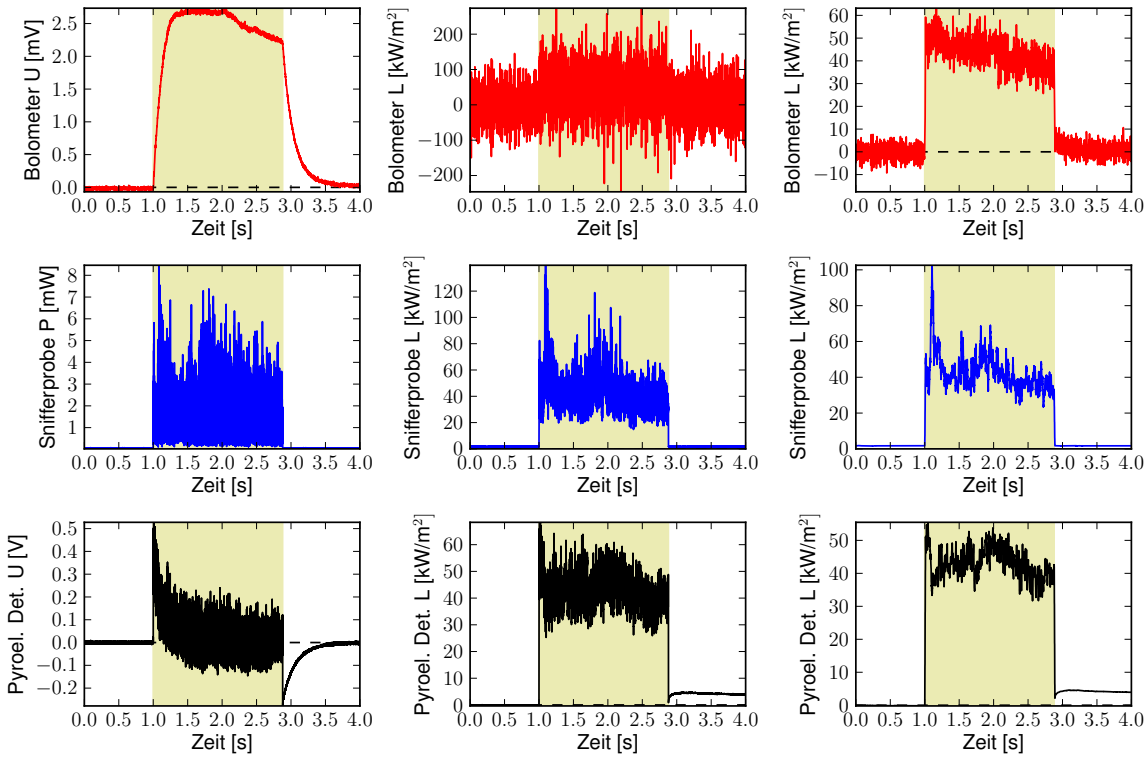


Abbildung 4.8.: Lokales Streustrahlungsniveau bei X2-Moden-Heizung und geradem Einschuss für ASDEX Upgrade Schuss #27590. Die Filterzeitkonstante beträgt für die mittlere Spalte 1 ms und für die rechte 10 ms. Die Dauer der ECRH-Einstrahlung ist hellgrün hinterlegt.

[30] Ein gleitender Mittelwert über die letzten Samples oder ein Butterworth-Filter erster Ordnung führt zu ähnlichen Ergebnissen.

4.3.1. Empfindlichkeit und Signal-Rausch-Verhältnis

Die Empfindlichkeit hängt von der Bandbreite ab (Abschnitt 3.2.1). Um die Signale der Snifferprobe, des Bolometers und des pyroelektrischen Detektors miteinander vergleichen zu können, müssen die Signale deshalb vor der Auswertung mit derselben Zeitkonstante τ gefiltert werden. Beim Bolometer bestimmt die Berechnung des Leistungssignals mit Hilfe der Ableitung (siehe auch 4.4) wesentlich die Bandbreite. Da die Signale im Labor (Kapitel 3) sehr klein waren, wurde die Ableitung dort nicht zur Berechnung des Leistungssignals herangezogen, sondern nur der Proportionalanteil in Gleichung (2.15) berücksichtigt. Dadurch erhält man die intrinsische Bandbreite mit der Abkühlzeitkonstante von ungefähr $130\,\mathrm{ms}$.

Wie in 1.4 erwähnt, ließ sich eine Abschätzung der Empfindlichkeit, also ab wann sich das Messsignal vom Rauschen abhebt, für die Messung der ECRH-Streustrahlung an ASDEX Upgrade mit einem Bolometer machen. Im Labor wurde ein Rauschen von etwa $70\,\mu\mathrm{V}$ ohne Filter gemessen, was zu einer Unsicherheit in der absorbierten Leistung von $13\,\mu\mathrm{W}$ führt (Abschnitt 3.2.3). Mit der Kalibrierung in Abschnitt 4.1.3 erhält man eine Abschätzung für die Empfindlichkeit von $1{,}1\,\mathrm{kW/m^2}$ auf einer Zeitskala mit der Zeitkonstante $130\,\mathrm{ms}$.

Abbildung 4.8 zeigt einen Vergleich der drei Signale für den ASDEX Upgrade Schuss #27590. Das Bolometersignal ist der Mittelwert aus allen 4 Kanälen. Für einen quantitativen Vergleich wurde zunächst das Rauschen unter Experimentierbedingungen in den ersten $0{,}5\,\mathrm{s}$ des Signals verglichen. Tabelle 4.1 zeigt die Ergebnisse für das rohe Detektorsignal (aus dem ASDEX Upgrade Schussfilesystem) und für das kalibrierte Signal auf einer Zeitskala von $10\,\mathrm{ms}$. Hierbei wurde die Ableitung des Bolometersignals berücksichtigt. Der RMS-Wert des Bolometers eines einzelnen Kanals weist mit $50\,\mu\mathrm{V}$ einen leicht niedrigeren RMS-Wert auf, als bei den Labormessungen ohne den ADC-Filter ($70\,\mu\mathrm{V}$, Abschnitt 3.2.3). Das entspricht einer Empfindlichkeit von $0{,}9\,\mathrm{kW/m^2}$ auf der Zeitskala der Abkühlzeitkonstante des Bolometers ohne Berücksichtigung der Ableitung. Für die Mittelung über 4 Kanäle resultiert eine Empfindlichkeit von $240\,\mathrm{W/m^2}$. Ein anderes (In-Vessel) Bolometer[31] ist mit einem RMS-Wert von $30\,\mu\mathrm{V}$ vergleichbar mit dem in dieser Arbeit verwendeten Bolometer. Die Signalqualität des Bolometers ist somit trotz der rauschstarken Umgebung an ASDEX Upgrade leicht besser als im Labor.

Detektor	**RMS Signal**	**RMS Intensität**
Bolometer 1 Kanal	$50\,\mu\mathrm{V}$	$11\,\mathrm{kW/m^2}$
Bolometer 4 Kanal	$14\,\mu\mathrm{V}$	$2{,}9\,\mathrm{kW/m^2}$
Snifferprobe	$9{,}3\,\mu\mathrm{W}$	$38\,\mathrm{W/m^2}$
Pyroelektrischer Detektor	$1{,}6\,\mathrm{mV}$	$27\,\mathrm{W/m^2}$

Tabelle 4.1.: RMS-Werte für das Messrauschen bei Schuss #27590. Vergleich mit selber Filterzeitkonstante $\tau = 10\,\mathrm{ms}$.

[31] Kamera FHC Kanal 17, AUGD/BLV/RAW017.

Tabelle 4.2 zeigt das Signal-Rausch-Verhältnis für das Rohsignal und für das bearbeitete Signal (rechte Spalte in Abbildung 4.8). Die Amplitude beträgt etwa $44\,\mathrm{kW/m^2}$. Das Signal-Rausch-Verhältnis des Rohsignals ist bei allen Detektoren in etwa vergleichbar. Auffallend ist, die Verschlechterung durch die Differentiation des Bolometersignals und die Verbesserung des Signals des pyroelektrischen Detektors durch die Integration bei den ausgewerteten Signalen. Die Ableitung raut das Signal um etwa eine Größenordnung auf, während die Integration das Signal um etwa eine Größenordnung glättet. Dies liegt zum Teil an der Art und Weise, wie die Ableitung während der Berechnung des Leistungssignals für das Bolometer gebildet wird. Hier wurde ein einfacher linearer Fit ohne Gewichtung über die letzten Datenpunkte verwendet. Ebenfalls führt die Filterung des Snifferprobensignals zu einem deutlich verbesserten Signal-Rausch-Verhältnis.

Detektor	**S/N Rohsignal**	**S/N bearbeitet**
Bolometer 1 Kanal	64	4
Bolometer 4 Kanal	190	15
Snifferprobe	160	1200
Pyroelektrischer Detektor	130	1600

Tabelle 4.2.: Signal-Rausch-Verhältnis im Vergleich für Schuss #27590.

4.3.2. Zeitliche Variationen des Signals

Um die Signalqualität und die Zeitvariationen quantitativ vergleichen zu können, wurde eine Gerade von $1{,}5$-$2{,}5\,\mathrm{s}$ in den annähernd flachen Teil des Signals hineingelegt und der RMS-Wert berechnet. Diese Werte zeigt Tabelle 4.3. Auch hier weist das Signal des pyroelektrische Detektors die geringste Zeitvariation auf. Das über 4 Kanäle gemittelte Bolometersignal liegt zwischen der Snifferprobe und dem pyroelektrischen Detektor. Die Schwankungen des Bolometers sind mit $27\,\%$ für einen Kanal und $12\,\%$ als Mittelwert über alle Kanäle ähnlich wie im Labor (Abschnitt 3.5). Die Schwankungen der Snifferprobe fallen deutlich geringer aus als im Labor. Dies liegt daran, dass an ASDEX Upgrade das Snifferprobensignal mit einem Tiefpass gefiltert wurde.

Detektor	**RMS Signal**	**RMS Intensität**	**Schwankungen**
Bolometer 1 Kanal	$1{,}4\,\mathrm{mV}$	$12\,\mathrm{kW/m^2}$	$27\,\%$
Bolometer 4 Kanal	$110\,\mu\mathrm{V}$	$5{,}4\,\mathrm{kW/m^2}$	$12\,\%$
Snifferprobe	$790\,\mu\mathrm{W}$	$8{,}2\,\mathrm{kW/m^2}$	$19\,\%$
Pyroelektrischer Detektor	$57\,\mathrm{mV}$(Ableitung)	$4{,}0\,\mathrm{kW/m^2}$	$9\,\%$

Tabelle 4.3.: RMS-Werte für Schuss #27590. Vergleich mit selber Filterzeitkonstante $\tau = 10\,\mathrm{ms}$. In der rechten Spalte sind die Schwankungen in Prozent angegeben. Diese können mit den Labormessungen in Abschnitt 3.5 verglichen werden.

4.4. Ansprechverhalten

Das Ansprechverhalten der Detektoren sollte bei einem hohen Streustrahlungsniveau an der Abschaltgrenze der ECRH untersucht werden.
Um ein hohes Niveau der Streustrahlung zu erhalten, wie es zum Beispiel bei einem Cut-off passiert, wurden Heizpulse (Blips) in der O2-Mode erzeugt. Bei O2-Moden-Heizung hat man eine um eine Größenordnung geringere optische Dicke und damit eine geringere Absorption (Abschnitt 2.2) als bei Heizung in der X2-Mode. Damit eine Gefährdung der Diagnostik oder der Maschine ausgeschlossen werden konnte, mussten diese Pulse kurz gehalten werden (wenige Millisekunden). Auch wurde die Schutzschwelle der Snifferprobe für diesen Schuss heraufgesetzt, um eine Schnellabschaltung der ECRH aufgrund zu hoher Streustrahlung zu vermeiden.

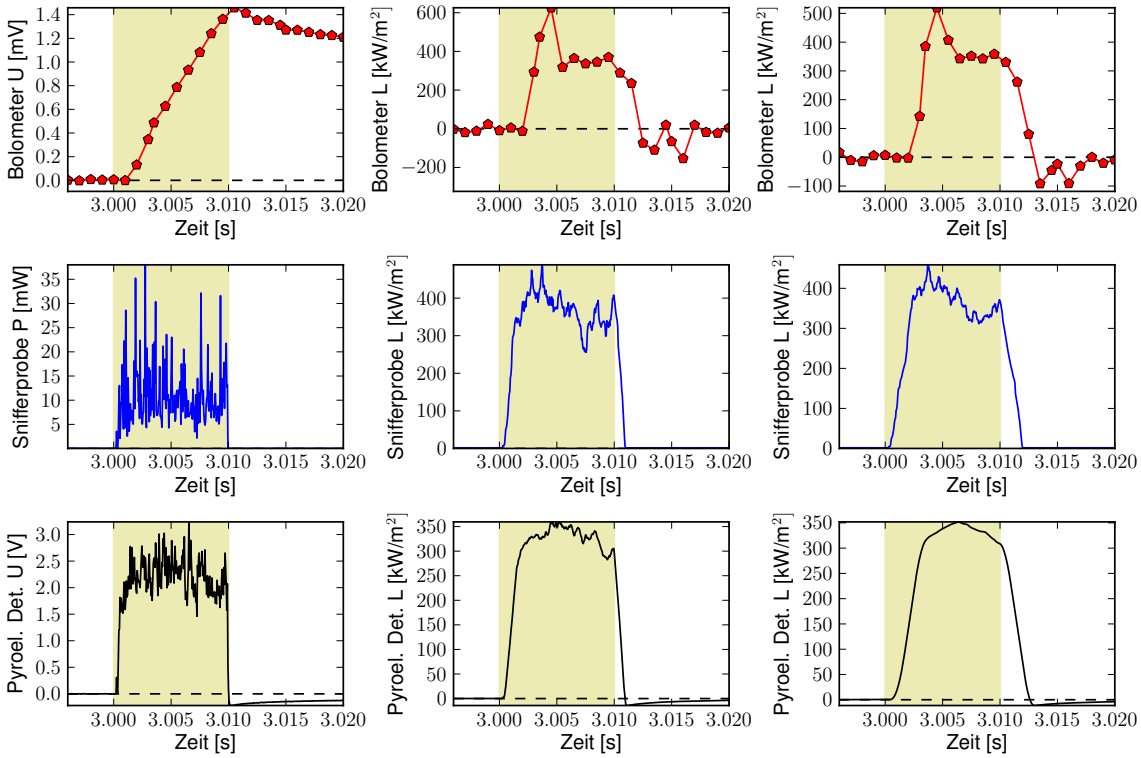


Abbildung 4.9.: Lokales Streustrahlungsniveau bei O2-Moden-Heizung und geradem Einschuss für ASDEX Upgrade Schuss #27582. (Filterzeitkonstante mittlere Spalte $1\,\mathrm{ms}$, rechte Spalte $2\,\mathrm{ms}$).

Abbildung 4.9 zeigt einen ASDEX Upgrade Schuss mit $10\,\mathrm{ms}$ gerader O2-Moden-Heizung bei 3 Sekunden. Die Leistung der ECRH betrug bei diesem Szenario $500\,\mathrm{kW}$. Hierbei wurde eine sehr hohe lokale Streustrahlung von bis zu $400\,\mathrm{kW/m^2}$ mit den Detektoren im Hohlleiter des Sektors 5 gemessen. Die Streustrahlung liegt damit, wie erwartet [39], etwa eine Größenordnung über der der X2-Moden-Heizung. Der langsame Anstieg und Abfall des Signals der Snifferprobe und des pyroelektrischen Detektors sind auf die Mittelwertbil-

dung mit der Filterzeitkonstante von 2 ms zurückzuführen. Wiederum zeigt das Signal des pyroelektrischen Detektors die geringsten Zeitvariationen.

Die Snifferprobe reagierte quasi unmittelbar und der pyroelektrische Detektor in weniger als 1 ms auf den Streustrahlungspuls, wohingegen das Bolometers gegenüber den beiden anderen Detektoren eine Verzögerung von etwa 1-2 ms aufwies. Das erlaubt eine Abschätzung der Zeitkonstante des diffusiven Wärmetransports durch den Absorber des Bolometers auf etwa 1 ms (vgl. Abschnitt 3.4).[32] Um herauszufinden, nach welcher Zeit mit dem Bolometer ein Interlock zur Abschaltung der ECRH ausgelöst werden kann, wurden dieser mit aufgezeichneten Daten in Abschnitt 4.4.1 simuliert. Die Schussnummern mit O2-Moden-Blips sind #27581, #27582, #27583, #27600 und #27700.

4.4.1. Interlock-Simulation

In diesem Abschnitt wird geschildert, wie die Detektion einer extrem hohen Streustrahlung mit dem Bolometer und dem pyroelektrischen Detektor aussehen könnte. Anschließend werden die Methoden mit einer Simulation des bestehenden Systems für die Snifferprobe verglichen. Ziel des Szenarios ist es, nach einem sprungförmigen Anstieg der Streustrahlung schnellstmöglich zu reagieren, die Amplitude der Streustrahlung zu schätzen und einen Interlock auszulösen. Der Interlock simuliert dabei die Abschaltung der ECRH.

Die Umrechnung des Detektorsignals des Bolometers in die Strahlungsintensität setzt sich nach Formel (2.15) aus dem Detektorsignal selbst und dessen zeitlicher Ableitung zusammen. Für sehr schnelle Ereignisse dominiert die Ableitung. Im Labor (Abschnitt 3.4.2) wurden drei Methoden verglichen, um nach möglichst kurzer Zeit die Strahlungsamplitude schätzen zu können.
Mit dem selbstgeschriebenen Python Programm Interlock wurde zunächst Methode 1 (einfache Bildung der Ableitung) exemplarisch anhand der O-Moden-Schüsse #27581 und #27582 mit hoher Streustrahlung getestet. Abbildung 4.12 zeigt einen Bolometerkanal für Schuss #27582. In der oberen Zeile ist das Detektorsignal und in der unteren dessen Ableitung dargestellt. Man erkennt zwei Streustrahlungspulse. Der erste ist ein Puls X2-Moden-Heizung während der Anfahrphase des Fusionsschusses. Bei 3 Sekunden folgt dann ein O2-Moden-Puls mit zehnmal mehr Streustrahlung (Abschnitt 4.4), wie er für die Diagnostik an der Maschine gefährlich werden könnte. Man erkennt, dass die Ableitung des X2-Moden-Peaks in der Anfahrphase nicht aus dem Rauschen heraustritt, wohingegen die Ableitung des O2-Moden-Pulses deutlich sichtbar ist.
Die Vorgehensweise zur Generierung des Interlocks war wie folgend:
Zunächst wurden die Rohdaten als Zeit- und Spannungswerte eingelesen. Mittels einer gleitenden linearen Regression über ein Zeitintervall von 2 ms (3 Samples) wurde die Ableitung des Signals bestimmt (Abbildung 4.10 untere Kurve). In noch kürzerer Zeit als 2 ms lässt sich die Ableitung für nur einen Kanal nicht mehr genau genug bilden. Die Ableitung ist der kritische Faktor, welcher die Reaktionszeit bestimmt. Um dieses System auch in Echtzeit anwenden zu können ist zu berücksichtigen, dass nur Datenpunkte aus der Ver-

[32] Eine genauere Untersuchung des Ansprechverhaltens war nicht möglich, da aufgrund einer Eigenheit der Bolometer-Datenerfassung immer 2 Samples eines Bolometerkanals zu einem zusammengefasst werden mussten, sodass man statt 2 kHz effektiv eine Abtastfrequenz von 1 kHz erhielt.

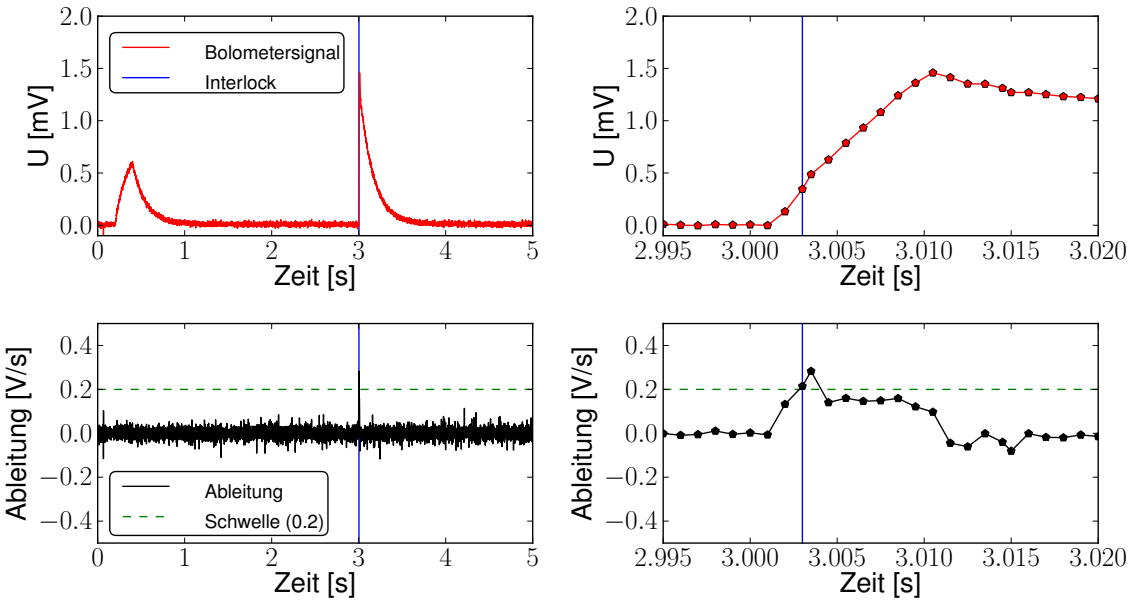


Abbildung 4.10.: Interlock 3 ms nach O2-Moden-Streustrahlungsspitze für ASDEX Upgrade #27582. Die große Ableitung des Signals sticht deutlich hervor. Das Signal wurde über die vier Bolometerkanäle gemittelt.

gangenheit verwendet werden dürfen. War die Summe aus der aktuellen gemessenen Intensität der Streustrahlung und dem geschätzten Sprung mit Hilfe der Ableitung größer als ein Schwellwert, so wurde ein Interlock ausgelöst. Es wurde eine Reaktionszeit von 4-6 ms erreicht. Durch die Mittelung über alle vier Bolometerkanäle ließ sich mit einer Berechnung der Ableitung über 1 ms (2 Samples) dann im Bereich von 2-3 ms nach der Streustrahlungsspitze reagieren.

Zwecks der Vergleichbarkeit wurde das an ASDEX Upgrade als Hardware eingesetzte Interlocksystem für die Snifferprobe in Software implementiert. Damit es keiner Abschaltung aufgrund einzelner Spitzen kommt, wird das Spannungssignal der Snifferprobe mittels eines RC-Tiefpasses mit der Zeitkonstante 332 μs gefiltert. Steigt das gefilterte Signal über einen Schwellwert, so wird die ECRH zum Schutz des Experiments abgeschaltet.[33] Abbildung Abbildung 4.11 zeigt das für Schuss #27582 nachsimulierte System. Die obere Zeile zeigt das ungefilterte und die unter das gefilterte Spannungssignal der Snifferprobe. Wie man sieht, lässt sich mit einem Schwellwert von 2 V nach ungefähr 1 ms abschalten. Beim aktuell an ASDEX Upgrade verwendeten Schwellwert von 4 V wurde in dieser Simulation kein Interrupt ausgelöst. Die Schwelle musste so hoch eingestellt werden, um eine Abschaltung aufgrund von Ausreißern auf dieser kurzen Zeitskala zu verhindern.

[33] Es existiert noch eine zweite Filterkonstante von 10 ms mit niedrigerer Abschaltschwelle, wodurch ebenfalls ein Interlock ausgelöst werden kann.

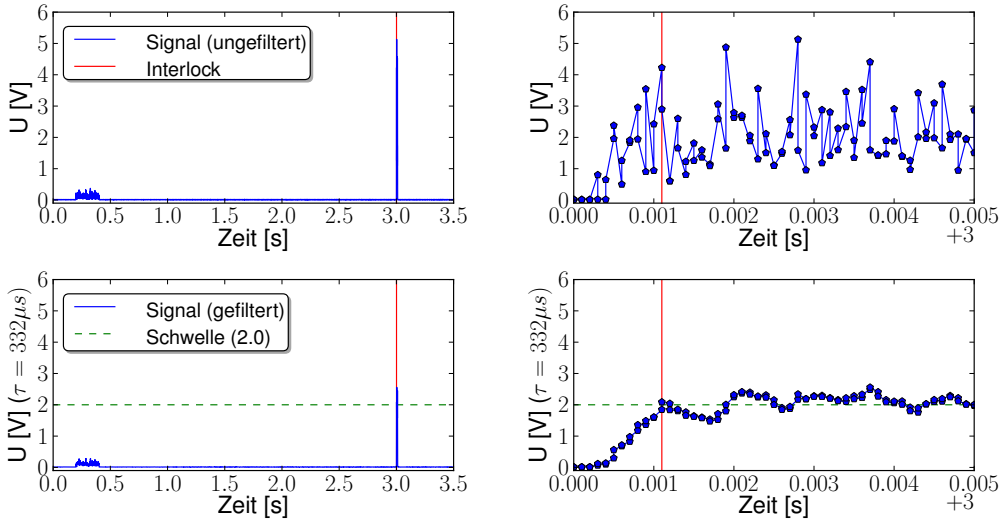


Abbildung 4.11.: Interlock simuliert für die Snifferprobe (Schuss #27582). Mit dem gefilterten Snifferprobensignal (unten) lässt sich etwa 1 ms nach der O2-Moden-Streustrahlungsspitze abschalten.

Für eine direkte Vergleichbarkeit der Reaktionszeit wurde die Simulation für alle drei kalibrierte Detektoren durchgeführt und ein Schwellwert für die Abschaltung von $300\,\mathrm{kW/m^2}$ vorgegeben. Abbildung 4.12 zeigt diese Simulation.
Beim pyroelektrischen Detektor gilt zu beachten, dass die Bandbreite auf 3 kHz beschränkt ist (Datenblatt). Dafür muss das Signal nach der Integration nicht mehr gefiltert werden. Bedingt durch die gute Signalqualität und das schnelle Ansprechverhalten konnte mit dem pyroelektrischen Detektor der Interlock in der Simulation am schnellsten zuverlässig ausgelöst werden.

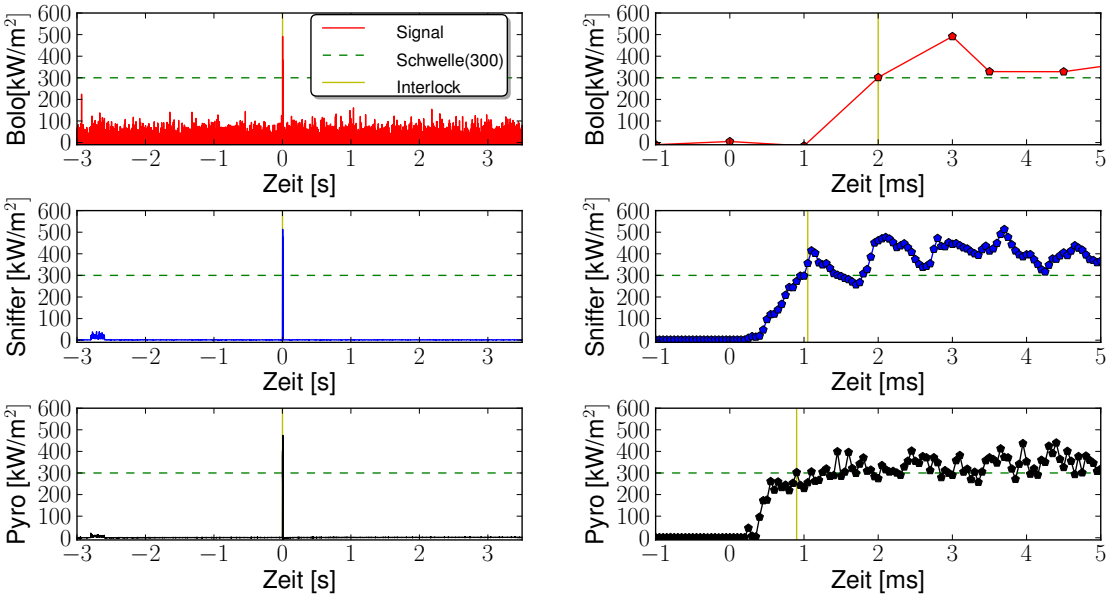


Abbildung 4.12.: Interlock simuliert für alle drei Detektoren im Vergleich.

5. Diskussion der Ergebnisse und Ausblick

5.1. Snifferprobe

Die Snifferprobe mit der Diode und einem Ansprechverhalten von deutlich unter $1\,\mathrm{ms}$ (Abschnitt 4.4) ist der schnellste Detektor zur Messung der Streustrahlung und nimmt deshalb einen besondere Stellenwert im Hinblick auf den Schnellschutz der Diagnostikkomponenten im Plasmagefäß ein [39].
Aufgrund der starken Fluktuationen im Signal ist allerdings eine zeitliche Mittelung über einige Mikrosekunden bis wenige Millisekunden erforderlich, um die Streustrahlungsintensität zufriedenstellend zu bestimmen.

Die Ausbildung eines diskreten frequenzabhängigen Modenspektrums, das bei der Verwendung einer kleinen Diode zu den von Schmid-Lorch [39] gemessenen starken Fluktuationen in der Richtcharakteristik führt, konnte im Labor demonstriert werden (Abschnitt 3.5). Diese führen in Kombination mit der Phasenmodulation der Millimeterwelle durch das Plasma im Tokamak zu den starken zeitlichen Variationen im Signal bei der Streustrahlungsmessung an ASDEX Upgrade. Bei den Untersuchungen an ASDEX Upgrade konnte gezeigt werden, dass diese Plasmafluktuationen sehr schnell sind und dadurch bei einer Mittelung über wenige Millisekunden nicht mehr ins Gewicht fallen. Bei den Labormessungen wurde hingegen ein Lautsprecher mit 50-$70\,\mathrm{Hz}$ zur Phasenmodulation benutzt, wodurch die Zeitvariationen im Diodensignal noch sehr stark vorhanden waren.

Insgesamt kommt man zum Schluss, dass die Verwendung einer Kupferkugel in der Snifferprobe zu keiner Verbesserung führt, denn die Theorie der Ulbricht-Kugel als Diffusor greift hier nicht, da die Snifferprobe im Vergleich zur Wellenlänge noch zu klein ist und die Oberfläche nicht wie bei einer Ulbricht-Kugel für Licht diffus streuend ist. Es wird aber auch angemerkt, dass die Kugel in Verbindung mit dem überdimensionierten Hohlleiter zur breitesten Richtcharakteristik aller Detektoren führt, die im Rahmen dieser Arbeit untersucht wurden.

5.2. Bolometer

Mit dem Platin-Folienbolometer wurde ein polarisationsunempfindlicher Detektor mit größerer sensitiver Fläche als die Snifferprobendiode gewählt.

Wie erwartet wurde ein deutliches Signal von etwa $350\,\mathrm{kW/m^2}$ Streustrahlung bei O2-Moden-Einstrahlung mit $500\,\mathrm{kW}$ Gyrotronleistung gemessen. Im Labor sind die Winkelvariation des Signals (Richtcharakteristik) weniger stark ausgeprägt als für die Snifferprobe.

Das Signal weist aufgrund des diffusen Wärmetransports durch den Absorber eine Totzeit von etwa einer Millisekunde auf. Mit einem bei hohen Amplituden resultierenden An-

sprechverhalten von etwa $2\,\mathrm{ms}$ kann dieses Folienbolometer zwar als Maschinenschutz eingesetzt werden, nicht aber als Detektorschutz.

Als größter Vorteil des Bolometers ist zu erwähnen, dass eine absolute Messung der Streustrahlungsintensität mittels Formel (2.15) möglich ist. Somit können die beiden anderen Detektoren mit Hilfe des Bolometers kalibriert werden. Ein weiterer Vorteil des Bolometers ist seine Robustheit, sodass es als Spitzenlastdetektor eingesetzt werden kann.
Das Hauptproblem beim Bolometer besteht in der Bildung der Ableitung bei der Umrechnung des Spannungssignals in die absorbierte Leistung. Diese raut das Signal um etwa eine Größenordnung auf, sodass es auch bei der Bündelung aller vier Bolometerkanäle das schlechteste Signal-Rausch-Verhältnis aller drei Detektoren aufweist (Abschnitt 4.3.1).

Für eine breitere Richtcharakteristik sollte auf die Verwendung einer dicken keilförmigen Blende verzichtet werden. Die Signalqualität lässt sich durch die Bündelung mehrere Bolometerkanäle verbessern, da man damit eine größere effektive Detektorfläche erhält. Es gibt noch schnellere Folienbolometer als das verwendete Platin-Bolometer. Zur Verbesserung des Ansprechverhaltens kann zum Beispiel eine dünnere Pt-Absorberschicht als $4\,\mu\mathrm{m}$ verwendet werden oder der Abstand des Absorbers zum Siliziumrahmen verkleinert werden, jedoch sinkt dabei die Empfindlichkeit [9]. Die ist insofern vertretbar, als dass die Signale bei hoher Streustrahlung wie den O2-Moden-Pulsen groß genug waren. Eine Verbesserung der Empfindlichkeit ließe sich durch eine Nickel-Mäander erzielen [9]. Ebenso besteht ein Verbesserungspotential bei der Datenerfassung. Hier sollte ein besseres Signal-Rausch-Verhältnis und eine höherer Abtastrate angestrebt werden.

5.3. Pyroelektrischer Detektor

Wie erwartet führt die größere Absorberfläche des pyroelektrischen Detektors im Vergleich zur Diode der Snifferprobe zu weniger Variationen im Detektorsignal. Der pyroelektrische Detektor weist das beste Signal-Rausch-Verhältnis aller drei Detektoren auf (Abschnitt 4.3.1).

Er ist im Ansprechverhalten schneller als das hier verwendete Folienbolometer, jedoch nicht so schnell wie die Snifferprobe (siehe 4.4). Sein Einsatzbereich ist auf maximal $3\,\mathrm{kHz}$ begrenzt (Datenblatt).

Eine Schwierigkeit bereitet die Umrechnung von der Detektorspannung in die Strahlungsintensität mittels einer Integration, denn es bleibt nach dem Streustrahlungspeak ein Offset übrig (Abschnitt 4.1.3). Dieses Offset oder eine mögliche Signaldrift kann besonders bei Langpulsexperimenten über einige Minuten oder beim Dauerbetrieb einer Fusionsmaschine zu Problemen führen. Als Lösung hierfür kann man sich einen Chopper vorstellen, der den Strahlengang zum Detektor periodisch unterbricht. Ein solches Verfahren findet man auch bei sogenannten E-Feldmühlen (*Field Mill*) zur Messung des statischen elektrischen Feldes der Erde unter Gewitterwolken [34].

6. Zusammenfassung

Motivation dieser Arbeit war es, neue Methoden zur Messung der Streustrahlung bei Millimeterwellen-Heizung (ECRH) an ASDEX Upgrade zu finden und zu untersuchen, ob ein Detektor mit einer größeren sensitiven Fläche als die der Snifferprobe geringere Signalvariationen zeigt. Hierzu wurde ein Bolometer exemplarisch im Labor detailliert untersucht (Kapitel 3) und zwei neue Detektoren, ein Bolometer und ein pyroelektrischer Detektor anschließend am Fusionsexperiment ASDEX Upgrade mit der Snifferprobe verglichen (Kapitel 4). Im Hinblick auf die Eignung als Schutzsystem war auch die genaue Betrachtung des Ansprechverhaltens notwendig.

Die Labormessungen des Bolometers haben gezeigt, dass der Absorptionsfaktor der Platin-Folie mit $0{,}2\,\%$ wie erwartet sehr gering ist. Die Abschätzung der Empfindlichkeit von etwa $20\,\mathrm{W/m^2}$ auf einer Zeitskala von $130\,\mathrm{ms}$ stimmt mit den Labormessungen überein (Abschnitt 3.2). Die Richtcharakteristik des Bolometers ist schmäler als die der Snifferprobe (Abschnitt 3.3), wobei diese maßgeblich durch die Blende bestimmt wird.

In Abschnitt 3.5 wurde anhand des Bolometers gezeigt, dass ein Detektor mit einer größeren Fläche als die der Snifferprobendiode zu weniger Schwankungen im Messsignal und in der Richtcharakteristik führt. Dieses Ergebnis konnte auch an ASDEX Upgrade mit dem Bolometer und dem pyroelektrischen Detektor reproduziert werden (Abschnitt 4.3).
Die Vermutung, dass ein diskretes Modenspektrum im Innern der Snifferprobenkugel im Zusammenspiel mit einem punktförmigen Detektor zu den starken Variationen im Snifferprobensignal führt, konnte in Abschnitt 3.5.3 bestätigt werden. Deshalb ist die Verwendung einer Kupferkugel nicht hilfreich, sondern es wird empfohlen, die Diode mit einem Dämpfungsglied ebenfalls wie die anderen Detektoren direkt in den Spiegel eines Miterbends einzubauen.

Aus der Betrachtung des Ansprechverhalten geht hervor, dass sich alle drei Detektoren zum Maschinenschutz ($< 100\,\mathrm{ms}$) eignen, wobei das Ansprechverhalten des Bolometers als Detektorschutz ($< 1\,\mathrm{ms}$) noch nicht ausreichend ist. Der pyroelektrische Detektor zeigt hingegen ein sehr schnelles Ansprechverhalten und eignet sich zusammen mit den nur geringen Signalvariationen deshalb auch als Detektorschutz. Dies wurde in einer Simulation zur Generierung eines Interlocks demonstriert (Abschnitt 4.4.1).

Das Bolometer erlaubt eine absolute Leistungsmessung. Mit Hilfe der Labormessungen des Absorptionsfaktors und der Richtcharakteristik des Bolometers war eine Kalibrierung der Snifferprobe und des pyroelektrischen Detektors möglich (4.1.3). Die so bestimmten Werte für die Intensität der Streustrahlung sind um etwa einen Faktor 10 höher, als die von Schmid-Lorch mit der Snifferprobe gemessenen Werte [39]. Dieser Unterschied wurde erst kurz vor Ende dieser Arbeit festgestellt. Aus zeitlichen Gründen konnte die genaue Ursache leider nicht mehr untersucht werden. Es wird jedoch angenommen, dass die Unsicherheiten der Kalibrierung und die unterschiedlichen Breiten der Richtcharakteristiken bei nicht-isotroper Streustrahlung diesen Unterschied erklären können.

Alle drei untersuchten Detektoren, Snifferprobe, Bolometer und pyroelektrischer Detektor, sind als Methode zur Messung der Streustrahlung bei Millimeterwellen-Heizung geeignet. Insgesamt hat sich der pyroelektrische Detektor als die beste und preisgünstigste Methode erwiesen, um die Streustrahlung bei Millimeterwellen-Heizung eines Fusionsplasmas zu messen.[34]
Bestehende Probleme sind das Offset und die Signaldrift, wobei allerdings Lösungsansätze in Kapitel 5 diskutiert wurden. Die Signaldrift fällt an ASDEX Upgrade aufgrund der kurzen Schussdauer von weniger als 10 s nicht ins Gewicht.

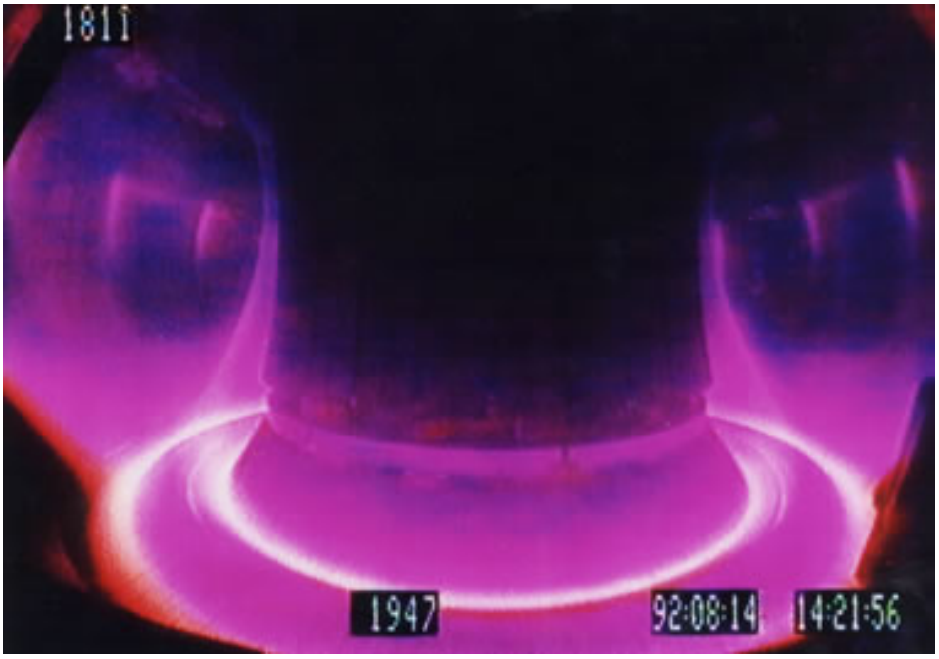


Abbildung 6.1.: Plasmaentladung (*Schuss*) an ASDEX Upgrade.

[34] Ungefähre Kosten pro Detektor:
Snifferprobe 5000 € (Diode allein 1500 €), Bolometer mit vier Kanälen 3000 €, Pyroelektrischer Detektor 1000 € (Bauteil allein 150 €).

Danksagungen

Ich danke Sibylle Günter für die Übernahme der Hauptberichterstattung, der ECRH-Gruppe und dem ASDEX Upgrade Team.

Insbesondere möchte ich mich bei bei Jörg Stober, Dietmar Wagner und speziell bei Martin Schubert für die hervorragende Gesamtbetreuung, Durchsicht und Verbesserungsvorschläge dieser Arbeit ganz herzlich bedanken. Ihre Hilfe bei physikalischen und Millimeterwellen-spezifischen Fragestellungen war überaus wertvoll.

Besonders bedanken möchte ich mich auch bei Harald Schütz, der mir mit seinen großen Erfahrungen im Labor jederzeit stets behilflich war, bei einem Großteil der Versuchsaufbauten mitwirkte und mir die Grundlagen der Erstellung technischer Zeichnungen für die von mir selbst entworfenen Komponenten beibrachte.

Ein großes Dankeschön gilt auch Fritz Leuterer für die sehr anschauliche und ausführliche Erklärung der Theorie der Wellenausbreitung im Plasma und der Wellenresonanzheizung.

Jederzeit hilfsbereit bei der Messtechnik und Mechanik waren Gerhard Grünwald, Hans Huber, Joachim Krauß, Francesco Monaco, Stefan Müller, Max Münich und Franz Pojsl.

Weiterhin möchte ich mich bei Hans Meister, Matthias Bernert, Thomas Eich, Louis Giannone, Gottfried Lexa und Heinz Wolf für die Zurverfügungstellung des Bolometers und Hilfe mit dessen Umgang bedanken.

Ebenso bedanke ich mich bei der ICRF-Gruppe für die Leihgabe der Thermografiekamera.

Ein persönlicher Dank gilt auch meinen Kollegen Markus Dafinger, Mike Dunne, Sina Fietz, Benedikt Geiger, Michael Kraus, Gerd Meisl, Steffen Potzel und Philip Schneider für die Hilfe bei den vielen kleinen Fragen und Problemen zwischendurch.

Auch möchte ich den Sekretärinnen Frau Bauer, Frau Jacob, Frau Jordan und Frau Jung für ihre Arbeit danken.

Nicht zuletzt danke ich ganz herzlich meinen Eltern Silvia und Elmar Honecker, die mir dieses Studium ermöglicht haben und und meinem Karatetrainer Hermann Walter, von dem ich viele Dinge des alltäglichen Lebens und Durchhaltevermögen gelernt habe.

A. Anhang

A.1. Herleitung der Hohlleitermoden

Für die Beschreibung der Ausbreitung elektromagnetischer Wellen im Hohlleiter bedient man sich der Wellengleichungen für elektromagnetische Wellen, welche sich ausgehend von den Maxwell-Gleichungen herleiten lassen [6]. Im Vakuum ohne freie Ströme lauten die Maxwell-Gleichungen [19]

$$\nabla \cdot \boldsymbol{E} = 0 \tag{A.1}$$

$$\nabla \cdot \boldsymbol{B} = 0 \tag{A.2}$$

$$\nabla \times \boldsymbol{E} = -\partial_t \boldsymbol{B} \tag{A.3}$$

$$\nabla \times \boldsymbol{B} = \frac{1}{c^2} \partial_t \boldsymbol{E}. \tag{A.4}$$

Für Wellen mit harmonischer Zeitabhängigkeit $e^{-i\omega t}$ folgt daraus

$$\nabla \times \boldsymbol{E} = i\omega \boldsymbol{B} \tag{A.5}$$

$$\nabla \times \boldsymbol{B} = -i\frac{\omega}{c^2} \boldsymbol{E}. \tag{A.6}$$

Durch die Kombination der Gleichungen folgen mittels der Relation $\nabla \times \nabla \times = \nabla(\nabla \cdot) - \nabla^2$ die vektoriellen Wellengleichungen der Felder

$$\nabla^2 \boldsymbol{E} + \frac{\omega^2}{c^2} \boldsymbol{E} = 0 \tag{A.7}$$

$$\nabla^2 \boldsymbol{B} + \frac{\omega^2}{c^2} \boldsymbol{B} = 0. \tag{A.8}$$

Die Felder müssen an den Wänden des Hohlleiters (Index w) Randbedingungen (für ein isotropes Material des Hohlleiters) erfüllen [6]:

$$\hat{n} \times (\boldsymbol{E}_w - \boldsymbol{E}) = 0 \tag{A.9}$$

$$\hat{n} \cdot (\epsilon_0 \epsilon_r \boldsymbol{E}_w - \epsilon_0 \boldsymbol{E}) = \sigma \tag{A.10}$$

$$\hat{n} \cdot (\boldsymbol{B}_w - \boldsymbol{B}) = 0 \tag{A.11}$$

$$\hat{n} \times \left(\frac{1}{\mu_0 \mu_r} \boldsymbol{B}_w - \frac{1}{\mu_0} B \right) = \boldsymbol{K} \tag{A.12}$$

Dabei ist $\sigma = \frac{\Delta q}{\delta A}$ die Flächenladungsdichte an der Oberfläche des Hohlleiters und $\boldsymbol{K} = \frac{\Delta \boldsymbol{j}}{\Delta l}$ die Dichte der Oberflächenströme pro Länge.

Nach dem Helmholtz-Theorem[35] existieren zwei Arten von Lösungen der vektoriellen Wellengleichung: Divergenzfreie, für die gilt $\nabla \cdot \boldsymbol{E} = 0$ bzw. $\nabla \cdot \boldsymbol{B} = 0$ und rotationsfreie mit $\nabla \times \boldsymbol{E} = 0$ bzw. $\nabla \times \boldsymbol{B} = 0$. Nur die divergenzfreien Lösungen sind konform mit den Maxwell-Gleichungen im Vakuum. Die Vektorwellengleichung (A.7) für das elektrische Feld repräsentiert drei skalare Wellengleichungen für ihre Komponenten der Form

$$\nabla^2 \Psi + \frac{\omega^2}{c^2} \Psi = 0. \tag{A.13}$$

Es hat sich gezeigt, dass man Lösungen der Vektorwellengleichung aus den Lösungen Ψ der skalaren Wellengleichung zusammensetzen kann. Mögliche divergenzfreie Lösungsklassen der Vektorwellengleichung sind danach

$$\boldsymbol{E} = \nabla \times (\boldsymbol{a}\Psi) \quad \text{und} \quad \boldsymbol{E} = \nabla \times \nabla \times (\boldsymbol{b}\Psi). \tag{A.14}$$

Dabei sind $\boldsymbol{a}$ und $\boldsymbol{b}$ beliebige konstante Vektoren. Analoge Gleichungen gelten für das magnetische Feld.

Ein allgemeiner Hohlleiter ist in eine Richtung (dies sei ohne Beschränkung der Allgemeinheit die z-Richtung) unendlich ausgedehnt und besitzt eine beliebige zweidimensionale Geometrie in der Ebene senkrecht zur Ausbreitung. Die Ausbreitung in der z-Richtung lässt sich deshalb von der stehenden Welle (Mode) in der Ebene transversal zur Ausbreitungsrichtung durch Aufspalten des Laplace-Operators in $\nabla^2 = \nabla_t^2 + \partial_z$ und des Wellenvektors $\boldsymbol{k} = \boldsymbol{k}_c + k_z \hat{\boldsymbol{e}}_z$ separieren. Es gilt für die skalare Wellengleichung der Ansatz

$$\Psi(\boldsymbol{x}, t) = \phi(x, y)\, e^{i(k_z z - \omega t)}. \tag{A.15}$$

In der Ebene senkrecht zur Ausbreitung gilt die Helmholtz-Gleichung

$$\nabla_t^2 \phi + k_c^2 \phi = 0. \tag{A.16}$$

Je nach Geometrie des Hohlleiters verwendet man den Laplace-Operator in entsprechenden Koordinaten. Für einen Rechteckhohlleiter nimmt man den kartesischen und für einen Rundhohlleiter den Laplace-Operator in Zylinderkoordinaten.

Der Wellenvektor erfüllt die Dispersionsrelation

$$k_z^2 = \frac{\omega^2}{c^2} - \boldsymbol{k}_c^2. \tag{A.17}$$

Für eine Ausbreitung der Welle im Hohlleiter muss k_z reell sein. Dies hängt über k_c von der Geometrie des Hohlleiters ab. Für Frequenzen unterhalb von $\omega_c = ck_c$ ist k_z imaginär und die Welle nicht mehr ausbreitungsfähig. Man spricht vom sogenannten Cutoff mit der

[35] Jedes Vektorfeld lässt sich als Superposition eines rotationsfreien und eines divergenzfreien Feldes darstellen.

Cutoff-Wellenlänge $\lambda_c = \frac{2\pi}{k_c}$. Die Wellenlänge $\lambda_g = \frac{2\pi}{k_z}$ im Hohlleiter unterscheidet sich von der Freiraum Wellenlänge $\lambda_0 = \frac{2\pi c}{\omega}$.

Löst man obige Gleichungen unter Berücksichtigung der Randbedingungen für $\boldsymbol{E}$ und $\boldsymbol{B}$ und wählt man für den konstanten Vektor $\boldsymbol{a}$ den Einheitsvektor in Richtung der Ausbreitung der Welle $\hat{\boldsymbol{e}}_{\boldsymbol{k}}$, so erhält man eine allgemeine Lösung der Wellen im Hohlleiter, die sich als Linearkombination zweier Klassen von Hohlleitermoden ergibt. Diese beiden Klassen sind nach (A.14) TE- (Transversal Elektrische oder H-Welle) und TM- (Transversal Magnetische oder E-Welle) Moden. Bei der TE-Welle verschwindet die Tangentialkomponente von $\boldsymbol{E}$ an den Wänden und bei der TM-Welle die Normalkomponente von $\boldsymbol{B}$.

TE-Wellen:

$$\boldsymbol{E} = \nabla \times (\hat{\boldsymbol{e}}_{\boldsymbol{k}} \Psi) \tag{A.18}$$

$$\boldsymbol{B} = -\frac{i}{\omega} \nabla \times \boldsymbol{E} \tag{A.19}$$

TM-Wellen:

$$\boldsymbol{B} = \nabla \times (\hat{\boldsymbol{e}}_{\boldsymbol{k}} \Psi) \tag{A.20}$$

$$\boldsymbol{E} = \frac{ic^2}{\omega} \nabla \times \boldsymbol{B} \tag{A.21}$$

Wellen mit einer größeren Wellenlänge λ als die Cutoff-Wellenlänge λ_c sind im Hohlleiter nicht ausbreitungsfähig.

Neben den TE und TM-Moden gibt es noch TEM-Moden (transversale elektromagnetische Moden), die weder eine $\boldsymbol{E}$-Feld-, noch eine $\boldsymbol{B}$-Feldkomponente in Ausbreitungsrichtung besitzen. Für TEM Moden gilt $k_x = k_y = 0$ und die Helmholtz-Gleichung reduziert sich auf die Laplace-Gleichung:

$$\nabla_t^2 \phi = 0 \tag{A.22}$$

TEM-Moden haben keine Cutoff-Frequenz und eine Ausbreitung dieser Moden ist im Hohlleiter nicht möglich. Diese sind im Freiraum (Abschnitt 2.1.2), im Koaxialkabel oder in der Lecher-Leitung ausbreitungsfähig.

A.1.1. Wellenausbreitung im Hohlleiter mit rechteckigem Querschnitt

Abbildung A.1 zeigt einige ausbreitungsfähige Moden im Rechteckhohlleiter der Breite a und Höhe b. Dabei ist TE_{10} die fundamentale Mode mit der größten Cutoff-Wellenlänge $\lambda_c = 2\,\mathrm{a}$. Formeln zur Berechnung der Feldverteilung findet man zum Beispiel in [4] oder [6].

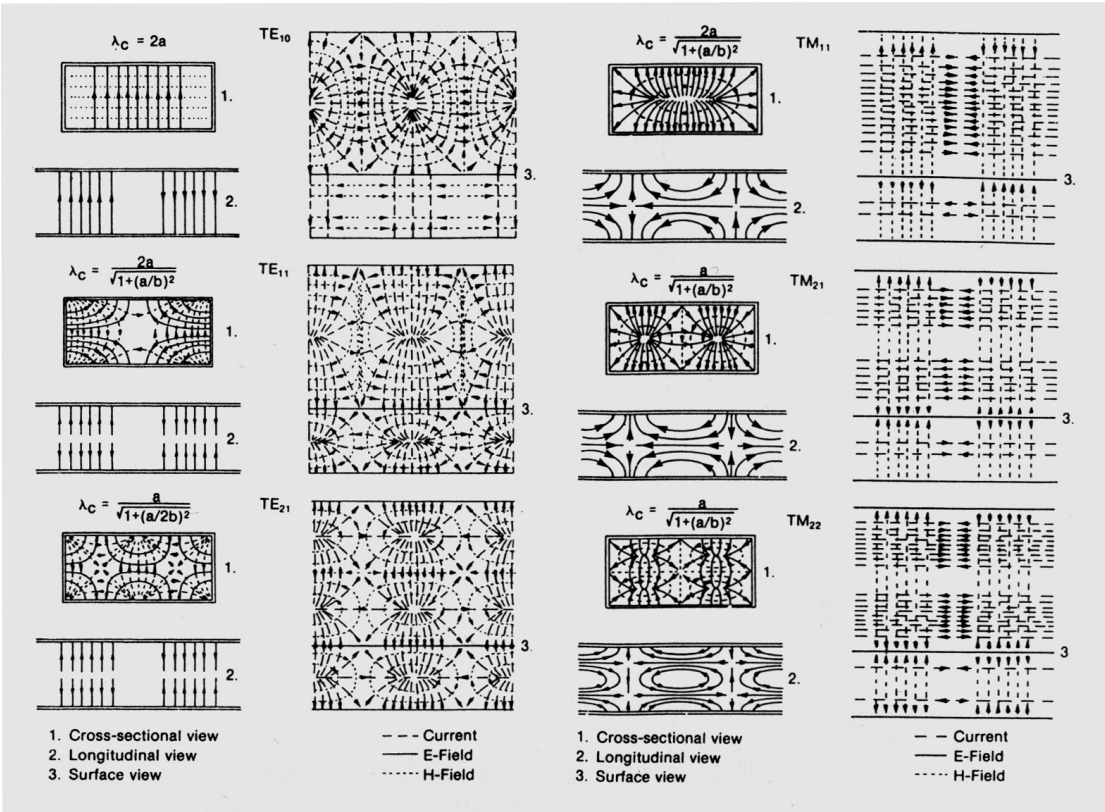


Abbildung A.1.: Feldverteilung verschiedener Moden im Rechteckhohlleiter [4] (Bhartia und Bahl 1984).

A.1.2. Wellenausbreitung im Hohlleiter mit zylindrischem Querschnitt

Abbildung A.2 zeigt einige ausbreitungsfähige Moden im Rundhohlleiter mit Radius a. Dabei ist TE_{11} die fundamentale Mode mit der größten Cutoff-Wellenlänge $\lambda_c = 3{,}412\,\mathrm{a}$. Formeln zur Berechnung der Feldverteilung mit Hilfe der Bessel-Funktionen findet man zum Beispiel in [4] oder [6].

Eine wichtige Mode an ASDEX Upgrade ist die Hybridmode HE_{11} (Abbildung A.3). Hybridmoden sind Mischformen beider Modentypen (TE und TM) und haben sowohl eine $\boldsymbol{E}$-Feld-, also auch eine $\boldsymbol{B}$-Feldkomponente in Ausbreitungsrichtung. Man erzeugt sie durch

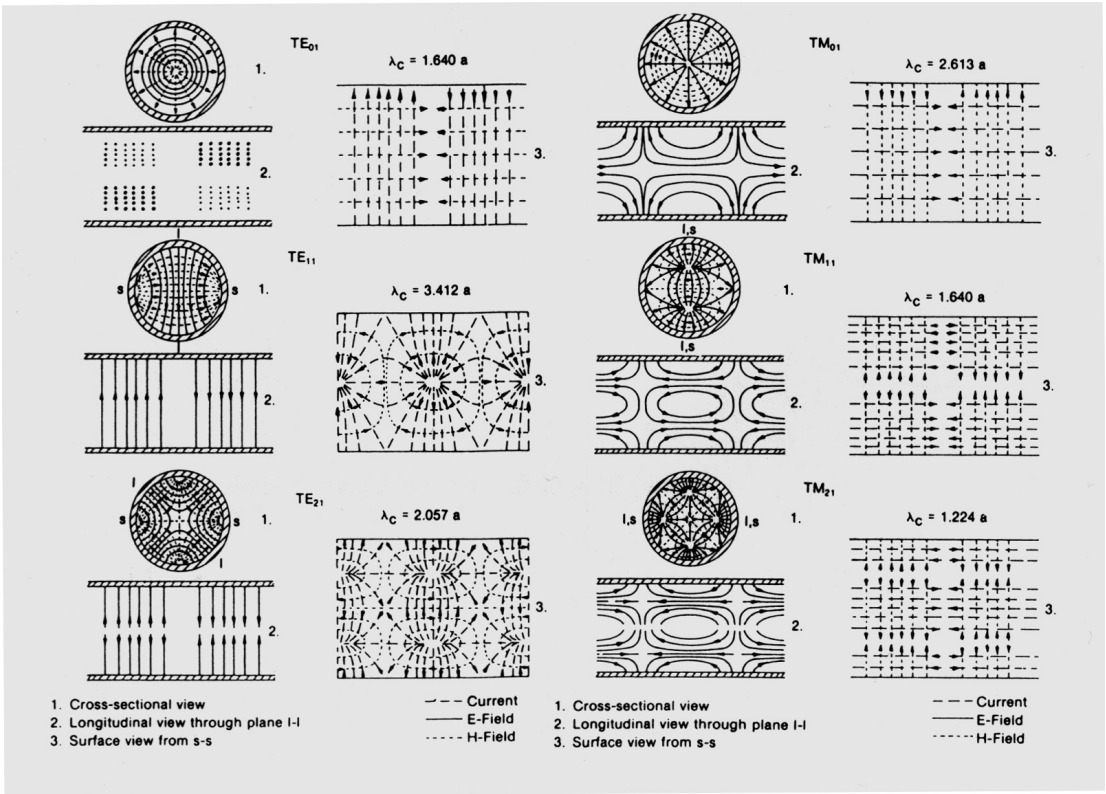


Abbildung A.2.: Feldverteilung im Rundhohlleiter [4] (Bhartia und Bahl 1984).

Anpassung der Randbedingungen, entweder mit einer dielektrischen Beschichtung oder einer Korrugation (Riffelung) der Wand. Sie besitzen eine annähernd gaußförmige Feldverteilung und sind linear polarisiert. Deshalb koppeln sie mit $98\,\%$ der Leistung [28] sehr gut an einen Freiraumstrahl (Abschnitt 2.1.2). Dabei ist es wichtig, dass der Strahldurchmesser des Freiraumstrahls zum Hohlleiterdurchmesser passt. Der Radius der Strahltaille muss $w_0 \approx 0{,}6\,\mathrm{a}$ betragen [36]. Die HE_{11}-Mode ist verlustarm, weil nur geringe Wandströme fließen. Sie wird zur Übertragung von Millimeterwellen der ECRH im Hohlleiter an ASDEX Upgrade verwendet [44].

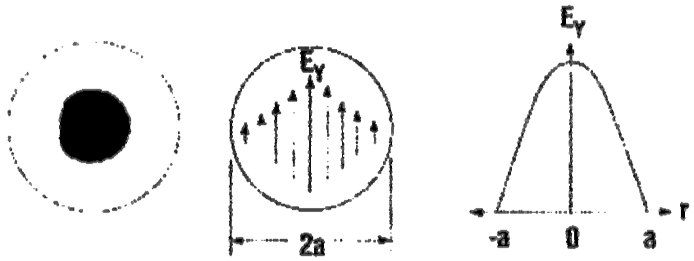


Abbildung A.3.: Leistungs- und Feldverteilung der HE_{11}-Mode im Rundhohlleiter [44].

A.2. Wellenausbreitung im Plasma

A.2.1. Herleitung der Dispersionsrelation aus den Maxwell-Gleichungen

Die Wellenausbreitung in einem Plasma wird durch eine Dispersionsrelation, also eine Funktion $\omega(k)$, beschrieben. Hierbei spielt die Wechselwirkung zwischen den Elektronen und der elektromagnetischen Welle eine entscheidende Rolle. Da das Fusionsplasma eine sehr geringe Dichte besitzt und sehr gut leitfähig ist, wird die Wellenausbreitung in diesem Plasma im Wesentlichen durch die Maxwell-Gleichungen im Vakuum und den freien Strömen $\boldsymbol{j}$ beschrieben. Die Teilchendynamik und somit die Eigenschaften des Plasmas fließen in die Berechnung der Ströme ein.

Die Maxwell-Gleichungen im isotropen Medium lauten

$$\nabla \cdot \boldsymbol{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0} \tag{A.23}$$

$$\nabla \cdot \boldsymbol{B} = 0 \tag{A.24}$$

$$\nabla \times \boldsymbol{E} = -\partial_t \boldsymbol{B} \tag{A.25}$$

$$\nabla \times \boldsymbol{B} = \frac{1}{c^2}\partial_t \boldsymbol{E} + \mu_0 \boldsymbol{j}. \tag{A.26}$$

Hierbei sind $\boldsymbol{E}$ das elektrische Feld, $\boldsymbol{B}$ das magnetische Feld und ρ die Raumladungsdichte. Durch Rotationsbildung von (A.25) und Einsetzen von (A.26) erhält man die Wellengleichung für das elektrische Feld

$$\nabla(\nabla \cdot \boldsymbol{E}) - \nabla^2 \boldsymbol{E} = -\frac{1}{c^2}\partial_t^2 \boldsymbol{E} - \mu_0 \partial_t \boldsymbol{j}. \tag{A.27}$$

Analog lässt sich auch eine Wellengleichung der selben Struktur für das Magnetfeld herleiten.

Unter der Annahme einer linearen aber richtungsabhängigen Beziehung zwischen Strom und elektrischem Feld lautet das Ohmsche Gesetz mit dem Leitfähigkeitstensor $\boldsymbol{\sigma}$

$$\boldsymbol{j} = \boldsymbol{\sigma}\boldsymbol{E}. \tag{A.28}$$

Definiert man nun den Dielektrizitätstensors $\boldsymbol{\epsilon}$ als

$$\boldsymbol{\epsilon} = \mathbb{1} + \frac{i}{\omega\epsilon_0}\boldsymbol{\sigma} \quad \Leftrightarrow \quad \boldsymbol{\sigma} = -i(\boldsymbol{\epsilon} - \mathbb{1})\frac{\omega}{c^2\mu_0}, \tag{A.29}$$

lässt sich die Wellengleichung mit dem Fourier-Ansatz umschreiben. Für eine Zeit- und Ortsabhängigkeit der Form $e^{i(\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{r}-\omega t)}$ gehen die Ableitungsoperatoren in einfache Produkte über:

$$\partial_t \to -i\omega \cdot \qquad \nabla\times \to i\boldsymbol{k}\times \tag{A.30}$$

Die Wellengleichung lautet in dieser Form

$$\left(\boldsymbol{k}\boldsymbol{k}^T - \boldsymbol{k}^{\boldsymbol{2}}\mathbb{1} + \frac{\omega^2}{c^2}\boldsymbol{\epsilon}\right)\boldsymbol{E} = 0. \tag{A.31}$$

Hierbei ist $\boldsymbol{k}$ der Wellenvektor und $\boldsymbol{k}\boldsymbol{k}^T$ ein dyadisches Produkt. Die gesamte Teilchendynamik steckt im Dielektrizitätstensor. Dieses lineare Gleichungssystem kann nur dann nicht-trivial gelöst werden, wenn die Determinante der Klammer verschwindet und man erhält die Dispersionsrelation

$$det\left\{\boldsymbol{k}\boldsymbol{k}^T - \boldsymbol{k}^{\boldsymbol{2}}\mathbb{1} + \frac{\omega^2}{c^2}\boldsymbol{\epsilon}\right\} = 0. \tag{A.32}$$

A.2.2. Berechnung der Stromdichte $\boldsymbol{j}$ und des Dielektrizitätstensors $\boldsymbol{\epsilon}$

Die Berechnung des Leitfähigkeits- und somit des Dielektrizitätstensors kann mit dem Ohmschen Gesetz (A.28) und der Definition des Dielektrizitätstensors (A.29) auf die Berechnung einer elektrischen Stromdichte im Plasma zurückgeführt werden.

Im Folgenden wird die Wellenausbreitung der Anschaulichkeit halber auf die Ausbreitung in einem kalten Plasma beschränkt.[36] Ein kaltes Plasma hat keine Temperatur und damit auch keinen Druck. Darüber hinaus sei kein externes elektrisches Feld vorhanden und es treten keine Stöße der Teilchen untereinander auf. Im kalten Plasma mit einer Elektronendichte n_e, Ionendichte n_i und Ladungszahl der Ionen Z_i gilt für die Stromdichte

$$\boldsymbol{j} = n_i\, Z_i e\, \boldsymbol{v}_i - n_e\, e\, \boldsymbol{v}_e. \tag{A.33}$$

Weiterhin wird angenommen, dass die Ionen nicht zum Stromfluss beitragen und daher nicht betrachtet werden, denn die für die ECRH interessanten Frequenzen sind viel größer als die Plasma- und Zyklotronfrequenz der Ionen ($\omega \gg \omega_{ci} = \frac{eB_{\text{ext}}}{m_i}$). Formal bedeutet das eine unendliche Masse der Ionen.[37]

Die Geschwindigkeit der Elektronen $\boldsymbol{v}$ im kalten Plasma erhält man aus den Bewegungsgleichungen

$$m_e \partial_t \boldsymbol{v} = -e(\boldsymbol{E} + \boldsymbol{v} \times \boldsymbol{B}). \tag{A.34}$$

Zur Vereinfachung der Lösung nimmt man an dieser Stelle an, dass das gesamte Magnetfeld im Wesentlichen durch ein konstantes externes Magnetfeld $\boldsymbol{B}_{\text{ext}} = B_{\text{ext}}\hat{\boldsymbol{e}}_{\boldsymbol{z}}$ bestimmt ist und der Einfluss des Magnetfelds der Welle auf die Bewegung des Elektrons verschwindend klein ist. Dabei ist die Zyklotronfrequenz der Elektronen $\omega_c = \frac{eB_{\text{ext}}}{m_e}$.

[36] Dies ist insofern gerechtfertigt, als dass die Phasengeschwindigkeit der Welle viel größer als die thermische Geschwindigkeit der Teilchen ist.

[37] Wenn die Einflüsse der Ionen nicht mehr vernachlässigt ($\omega \approx \omega_{ci}$) werden können oder man mehrere Teilchensorten hat, müssen die Ströme aller Teilchensorten addiert werden.

Die Komponenten der Geschwindigkeit ergeben sich als Lösung der Bewegungsgleichungen (A.34) zu

$$v_x = -i\frac{e}{\omega m_e}\frac{1}{1-\omega_c^2/\omega^2}(E_x - i\omega_c/\omega E_y) \tag{A.35}$$

$$v_y = -i\frac{e}{\omega m_e}\frac{1}{1-\omega_c^2/\omega^2}(i\omega_c/\omega E_x + E_y) \tag{A.36}$$

$$v_z = -i\frac{e}{\omega m_e}E_z. \tag{A.37}$$

In der Näherung eines kalten Plasmas ist der Dielektrizitätstensor $\boldsymbol{\epsilon} = \boldsymbol{\epsilon}(\omega)$ nicht vom Wellenvektor $\boldsymbol{k}$ abhängig und nimmt mit der Plasmafrequenz $\omega_p = \sqrt{\frac{n_e e^2}{\epsilon_0 m_e}}$ schließlich folgende Form ein:

$$\boldsymbol{\epsilon} = \begin{pmatrix} 1-\frac{\omega_p^2}{\omega^2-\omega_c^2} & \frac{i\omega_p^2\omega_c}{\omega(\omega^2-\omega_c^2)} & 0 \\ \frac{-i\omega_p^2\omega_c}{\omega(\omega^2-\omega_c^2)} & 1-\frac{\omega_p^2}{\omega^2-\omega_c^2} & 0 \\ 0 & 0 & 1-\frac{\omega_p^2}{\omega^2} \end{pmatrix} \tag{A.38}$$

A.3. Wechselwirkung zwischen Elektron und EM-Welle

A.3.1. Herleitung der Bewegungsgleichung für ein Elektron

Dieser Abschnitt ist an die privaten Aufzeichnungen „Interaction between electron and wave“ von F. Leuterer angelehnt.

Um die Absorption und somit die Elektronen-Zyklotron-Resonanz-Heizung zu verstehen, muss man die Wechselwirkung zwischen einem einzelnen Elektron und einer elektromagnetischen Welle in einem magnetischen Feld betrachten. Das elektrische Feld der Welle kann einem geladenen Teilchen Energie zuführen oder entnehmen.

Man betrachtet ein homogenes magnetisches Feld $\boldsymbol{B_0}$ in z-Richtung. Ein ungestörtes Elektron mit der Geschwindigkeit $\boldsymbol{v}$ bewegt sich in diesem homogenen Magnetfeld auf einer Spiralbahn um die Magnetfeldlinie, also hier um die z-Achse. Die Projektion auf die x-y-Ebene ist eine Kreisbahn mit der der Gyrationsfrequenz (Zyklotronfrequenz) ω_c und dem Gyrationsradius ρ_0 mit

$$\omega_c = \frac{eB_0}{m_e} \qquad \text{und} \qquad \rho_0 = \frac{m_e v_\perp}{eB_0}. \tag{A.39}$$

Hierbei ist m_e die Masse des Elektrons. Die Trajektorie und die Bahngeschwindigkeit sind

$$\boldsymbol{r} = \begin{pmatrix} \rho \sin\varphi \\ -\rho\cos\varphi \\ v_\parallel t \end{pmatrix} = \Re e\{\tilde{\boldsymbol{r}}\} = \Re e\left\{\begin{pmatrix} -i\,\rho e^{i\varphi} \\ -\rho e^{i\varphi} \\ v_\parallel t \end{pmatrix}\right\} \tag{A.40}$$

$$\boldsymbol{v} = \begin{pmatrix} v_\perp \cos\varphi \\ v_\perp \sin\varphi \\ v_\parallel \end{pmatrix} = \Re e\{\tilde{\boldsymbol{v}}\} = \Re e\left\{\begin{pmatrix} v_\perp e^{i\varphi} \\ -i\,v_\perp e^{i\varphi} \\ v_\parallel \end{pmatrix}\right\} \tag{A.41}$$

$$\varphi = \omega_c t + \varphi_0. \tag{A.42}$$

Die komplexe Schreibweise dient zur Vereinfachungen der Rechnungen und $\Re e$ bezeichnet den Realteil des Ausdrucks. Der Radius $\rho = \rho(t)$, die Geschwindigkeit $v = v(t)$ und die Phase der Gyrationsbewegung $\varphi = \varphi(t)$ sind zeitabhängige Größen. Die Gyrationsfrequenz ist ω_c und das Phasenoffset φ_0.

Das Elektron auf seiner Bahn steht unter dem Einfluss einer elektromagnetischen Welle. Betrachten wir hier den einfachen Fall einer ebenen Welle im Vakuum der Form

$$\boldsymbol{E} = \boldsymbol{E}_0 e^{i(\boldsymbol{kr}-\omega t)}. \tag{A.43}$$

Dabei sei der Wellenvektor mit den Komponenten parallel und senkrecht zum Magnetfeld

$$\boldsymbol{k} = \begin{pmatrix} k_\perp \\ 0 \\ k_\parallel \end{pmatrix}. \tag{A.44}$$

Die Bewegungsgleichung ist mit der Kraft auf ein Elektron $\boldsymbol{F} = m\ddot{\boldsymbol{r}}$ nach Newton gegeben durch

$$\dot{\boldsymbol{v}} = -\frac{e}{m_e}\left(\boldsymbol{E} + \boldsymbol{v} \times \boldsymbol{B}\right). \tag{A.45}$$

Man berechnet das elektrische Feld der Welle entlang der Trajektorie des Teilchens durch Einsetzen des Wellenvektors und der Trajektorie in den Ansatz für die ebene Welle. Dabei ist φ die Phasendifferenz zwischen Welle und Teilchen:

$$\boldsymbol{E} = \boldsymbol{E}_0 e^{i(k_\perp \rho \sin\varphi + k_\parallel v_\parallel t - \omega t)} \tag{A.46}$$

Mit der Identität $e^{i\xi \sin\alpha} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n(\xi)\, e^{in\alpha}$ erhält man

$$\boldsymbol{E} = \boldsymbol{E}_0 \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n(k_\perp \rho)\, e^{i(n\varphi(t) + k_\parallel v_\parallel t - \omega t)}. \tag{A.47}$$

Dabei sind $J_n(\xi)$ die Bessel-Funktionen 1. Art der Ordnung n. Insbesondere gilt $J_0(0) = 1$.

Vernachlässigt man das Magnetfeld der Welle, so ergibt sich durch Einsetzen in (A.45) und mit $\hat{\boldsymbol{b}} = \frac{\boldsymbol{B}}{B}$

$$\dot{\boldsymbol{v}} = -\frac{e}{m_e}\boldsymbol{E} - \omega_c(\boldsymbol{v} \times \hat{\boldsymbol{b}}) = -\frac{e}{m_e}\boldsymbol{E}_0 \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n(k_\perp \rho)\, e^{i(n\omega_c t + n\varphi_0 + k_\parallel v_\parallel t - \omega t)} - i\omega_c \boldsymbol{v}_\perp. \tag{A.48}$$

Dabei wird im letzten Schritt für den letzten Term die komplexe Schreibweise für $\boldsymbol{v}$ verwendet, wobei $\boldsymbol{v}_\perp = (v_x, v_y)^T$.
Diese Gleichung beschreibt die Wechselwirkung zwischen einem bewegten Elektron in einem homogenen Magnetfeld und dem elektrischen Feld einer elektromagnetischen Welle. Die elektromagnetische Welle beeinflusst die Bahn des Elektrons und somit bei vielen Teilchen den elektrischen Strom. Der Strom beeinflusst wiederum die im Plasma ausbreitungsfähigen Moden. Somit ist das System Teilchen-Welle stark gekoppelt und lässt sich analytisch nur mittels zusätzlicher Annahmen lösen. Diese Theorie kann beliebig erweitert werden, indem mehr Effekte berücksichtigt werden. Für die Wechselwirkung eines Elektrons im Fusionsplasma muss die Polarisation der Plasmawellen beachtet werden (Abschnitt 2.1.3).

Im Folgenden werden kleine Feldamplituden angenommen. Die Bahnen der Elektronen seien dadurch ungestört ($\boldsymbol{v}(t) = \boldsymbol{v}_0,\ \rho(t) = \rho_0$). Abhängig davon, ob das Elektron senkrecht oder parallel zum Magnetfeld beschleunigt wird, treten verschiedene Fälle auf, die in den beiden nachfolgenden Abschnitten behandelt werden.

Bei starken Feldern bleibt die Bahn des Elektrons nicht mehr ungestört und der Gyrationsradius und die Teilchengeschwindigkeit werden zeitabhängig. In diesen Fällen löst man die Gleichungen numerisch.

A.3.2. Beschleunigung senkrecht zum Magnetfeld der Welle

Die Bewegungsgleichung für ein Elektron unter dem Einfluss einer ebenen Welle nimmt für den Fall der Beschleunigung senkrecht zum Magnetfeld $\boldsymbol{B_0}$ folgende Form an:

$$\dot{\boldsymbol{v}}_\perp = -\frac{e}{m_e}\boldsymbol{E}_{\perp 0}\sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n(k_\perp \rho_0) e^{i(n\omega_c t + n\varphi_0 + k_\parallel v_{\parallel 0} t - \omega t)} - i\omega_c \boldsymbol{v}_{\perp 0} \tag{A.49}$$

Nur die senkrechte Komponente $\boldsymbol{E}_{\perp 0}$ des elektrischen Feldes führt zu einer Senkrechtbeschleunigung. Für einen über die Zeit gemittelten Energieaustausch muss effektiv eine gemittelte Kraft durch die Felder auf das Elektron wirken. Um diese zu erhalten, muss die Beschleunigung, die senkrecht auf $\boldsymbol{B_0}$ wirkt, dieselbe Zeitabhängigkeit besitzen wie die Lorentzkraft, nämlich

$$\dot{\boldsymbol{v}} \propto e^{-i\omega_c t}. \tag{A.50}$$

Das bedeutet, der Exponent der e-Funktion in Gleichung (A.49) muss dieselbe harmonische Zeitabhängigkeit besitzen.[38] Hieraus erhält man die Bedingung

$$n\omega_c t + k_\parallel v_{\parallel 0} t - \omega t = \omega_c t \quad \Leftrightarrow \quad \omega - (n+1)\omega_c - k_\parallel v_{\parallel 0} = 0 \qquad n \in \mathbb{N}_0. \tag{A.51}$$

Eine resonante Wechselwirkung findet demnach bei allen dopplerverschobenen Vielfachen der Zyklotronfrequenz statt. Die Beschleunigung hängt neben der Amplitude J_n auch von der Phasenbeziehung zwischen Teilchen und Welle ab. Sind Teilchen und Welle in Phase ($\varphi = 0$), so werden die Teilchen von der Welle beschleunigt. Ist die Bewegung der Teilchen zur Welle gegenphasig, so werden diese stattdessen abgebremst.

Es gibt noch eine zweite Bedingung, die zu einer mittleren Kraft führt:

$$\omega - n\omega_c - k_\parallel v_{\parallel 0} = 0 \tag{A.52}$$

Diese folgt aus Gleichung (A.49), falls die Zeitabhängigkeit aus der e-Funktion verschwindet. Hierbei erfährt das gyrierende Teilchen ein konstantes elektrisches Feld in der Ebene seines Orbits. Diese Bedingung führt zu einer $\boldsymbol{E} \times \boldsymbol{B}_0$-Driftbewegung aufgrund eines eingestrahlten Wechselfelds. Eine Driftbewegung ist eine Bewegung senkrecht zu $\boldsymbol{E}$ und $\boldsymbol{B}_0$, bei der im Zeitmittel keine Energie zwischen Welle und Teilchen ausgetauscht wird. Die Teilchenbahnen sind dann Zykloiden.

A.3.3. Beschleunigung parallel zum Magnetfeld der Welle

Die Bewegungsgleichung für ein Elektron unter dem Einfluss einer ebenen Welle nimmt für den Fall der Beschleunigung parallel zum Magnetfeld $\boldsymbol{B_0}$ folgende Form an:

$$\dot{\boldsymbol{v}}_\parallel = -\frac{e}{m_e}\boldsymbol{E}_{\parallel 0}\sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n(k_\perp \rho_0)\, e^{i(n\omega_c t + n\varphi_0 + k_\parallel v_\parallel t - \omega t)} \tag{A.53}$$

[38] Das zeitunabhängige Phasenoffset $n\varphi_0$ lässt sich als konstanter Vorfaktor $e^{in\varphi_0}$ aus der Exponentialfunktion herausziehen.

Da die Lorentzkraft nur senkrecht und nicht parallel zum Magnetfeld wirkt, darf im Fall der Parallelbeschleunigung keine Zeitabhängigkeit vorliegen. Es tragen deshalb nur Summanden bei, für die gilt

$$\omega - n\omega_c - k_{\parallel} v_{\parallel} = 0. \tag{A.54}$$

Im speziellen Fall für $k_{\perp}\rho_0 = 0$ trägt nur der Term mit $n = 0$ zu einer Beschleunigung bei, was der gewöhnlichen Landau-Dämpfung [27] entspricht.

A.3.4. Absorbierte Leistung im Einzelteilchenbild

Die absorbierte Leistung lässt sich aus der Energie des Teilchens berechnen:

$$P = \frac{dE}{dt} = m\boldsymbol{v}\dot{\boldsymbol{v}} = \Re e \left\{ \frac{m}{2} \boldsymbol{v}\dot{\boldsymbol{v}}^* \right\} \tag{A.55}$$

Hierbei ist $\boldsymbol{v}$ die Teilchengeschwindigkeit und $\dot{\boldsymbol{v}}^*$ das konjugiert Komplexe der oben berechneten Beschleunigung. Da es sich hierbei um komplexe Größen handelt, hängt die Absorption nicht nur von der Amplitude und der Richtung der Welle relativ zum Teilchen, sondern auch von der Phasendifferenz zwischen Teilchen und Welle ab.

A.4. Konzept der optischen Dicke zur Beschreibung der Absorption

Im Fusionsplasma verwendet man eine Beschreibung des Strahlungstransports im lokalen thermodynamischen Gleichgewicht. Dringt ein Millimeterwellen-Strahl in ein Plasma ein, so wird dieser über seinen Weg durch das Plasma innerhalb einer charakteristischen Wegstrecke absorbiert. Andererseits strahlt ein Plasma auch wieder Energie ab. Nach der Strahlungstransportgleichung für elektromagnetische Strahlung der Frequenz ν (A.56) stellt sich ein lokales Gleichgewicht zwischen Absorption und Emission der Strahlung an einem Ort im Plasma ein:

$$\frac{dL_\nu}{dx} = \epsilon_\nu - \alpha' L_\nu \tag{A.56}$$

L_ν ist die Intensität der Strahlung der Frequenz ν und ϵ der Emissionskoeffizient. Der Absorptionskoeffizient α' hat die Einheit $1/m$. Er setzt sich aus Absorption und induzierter Emission zusammen und gibt an, nach welcher Strecke die Intensität der Strahlung L_ν auf den $1/e$-fachen Teil abgefallen ist.

Für die gesamte Absorption benutzt man das Konzept der optischen Dicke τ, welches oft auch in der Astrophysik verwendet wird [46]. Die optische Dicke ist das Integral über den Absorptionskoeffizienten entlang eines Weges der Länge l des Strahls durch ein Medium:

$$\tau = \int_0^l \alpha' dx \tag{A.57}$$

Die Lösung der Strahlungstransportgleichung (A.56) ist für die Intensität der Strahlung der Frequenz ν bei einer gegebenen Temperatur T:

$$Lz_\nu(T) = B_\nu(T)\ (1 - e^{-\tau}) \tag{A.58}$$

Dabei ist $B_\nu(T)$ die Kirchhoff-Planck-Funktion, welche die Intensität abhängig von der Frequenz für einen Schwarzkörper beschreibt [46]. Die Gesamtintensität der Schwarzkörperstrahlung ist dabei nach dem Stefan-Boltzmann-Gesetz proportional zu T^4.
Ist das Plasma für Wellen der Frequenz ν optisch dick ($\tau \gg 1$), so wird die Welle innerhalb eines kurzen Weges vollständig vom Plasma absorbiert und strahlt die absorbierte Energie wie ein Schwarzkörper ab. Im optisch dünnen Medium ($\tau \ll 1$) sind die Absorption und Strahlungsintensität proportional zu der Schichtdicke. Die Strahlung wird hierbei kaum vom Medium absorbiert und der Weg, bis die Welle vollständig absorbiert ist, ist somit viel länger.

A.5. Millimeterwellen-Quellen im Labor

A.5.1. Rückwärtswellenoszillator (BWO)

Ein Rückwärtswellenoszillator (BWO, *Backward Wave Oscillator*), auch Carcinotron genannt, ist eine Laufzeitröhre zur Erzeugung von Mikrowellen. Der Energietransport der elektromagnetischen Welle verläuft dabei entgegen der Elektronenstrahlrichtung. Ein Rückwärtswellenoszillator zeichnet sich durch die elektrische Abstimmbarkeit über einen großen Frequenzbereich aus.[39] Darüber hinaus sind Rückwärtswellenoszillatoren besonders einfach in der Handhabung.

Mittels einer Hochspannung wird ein Elektronenstrahl erzeugt und mit Hilfe eines Magnetfelds fokussiert. Durch Ändern der Beschleunigungsspannung lässt sich die Geschwindigkeit der Elektronen und somit die Frequenz variieren.
Während sich die Elektronen zur Anode hin bewegen, fliegen sie an einer räumlich periodischen Struktur vorbei (z.B. Helix oder *Folded Waveguide*). Diese Verzögerungsleitung führt zu einer Bündelung der Elektronen in Pakete (*Bunches*). Es kommt zu einer resonanten Wechselwirkung zwischen den Elektronen und des durch deren Verzögerung erzeugten elektrischen Wechselfelds. Dabei wird in der Verzögerungsleitung eine Welle generiert, die sich entgegen der Richtung des Elektronenstrahls ausbreitet. Nach der Wechselwirkung werden die Elektronen vom Kollektor aufgefangen um Energie zurückzugewinnen und einen höheren Wirkungsgrad zu erzielen. Der schematische Aufbau eines BWO ist in Abbildung A.4 gezeigt. Vertiefende Literatur zur Funktionsweise findet man in [5].

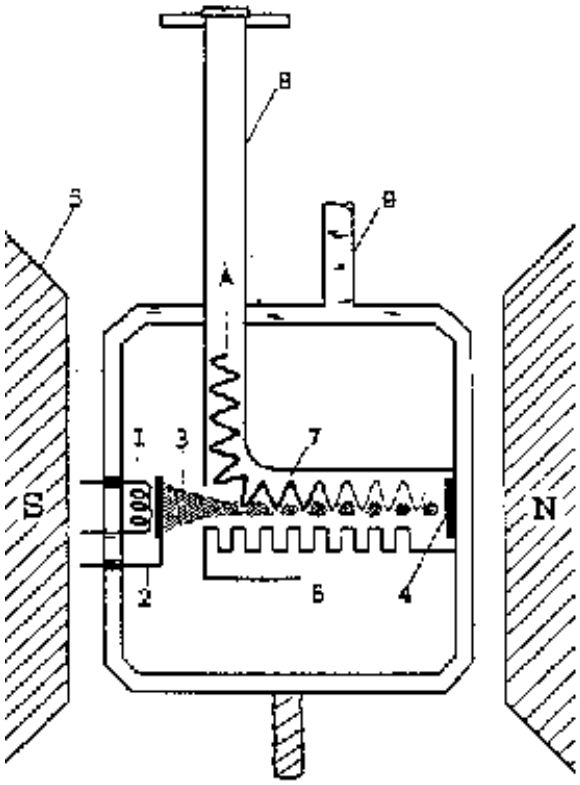


Abbildung A.4.: Aufbau eines BWO:
1 - Heizer, 2 - Kathode, 3 - Elektronenstrahl, 4 - Anode, 5 - Permanentmagnet, 6 - Verzögerungsleitung, 7 - Elektromagnetische Welle, 8 - Kühlung (Quelle: Universität Stuttgart).

[39] Die Motivation für die Entwicklung des BWO war die frequenzmodulierte Signalerzeugung.

Verwendung des BWO im Labor

Im Labor wurde ein BWO des Typs G4-161 aus den 1980 er Jahren aus der Sowjetunion verwendet. Er besitzt als Verzögerungsleitung eine Folded Waveguide.

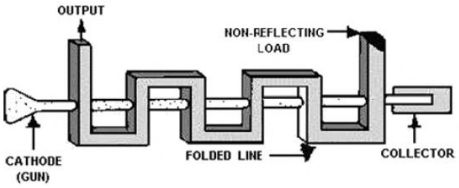


Abbildung A.5.: Folded Waveguide BWO [5].

Der einstellbare Frequenzbereich beträgt 126,5-145,5 GHz. Beim G4-161 lässt sich die Ausgangsleistung mittels einer periodischen Rechteckfrequenz und Tastverhältnis 1:1 im Bereich von 300 Hz bis 10 kHz extern mit einem Signalgenerator modulieren.
Zusätzlich kann man die Leistung schnell ein- und ausschalten. Hierbei kommt es allerdings zu einem Überschwingen in der Leistung, wie die Analyse mit einem Oszilloskop gezeigt hat. Diese Einschwingzeit beträgt etwa 300 ms.
Die angezeigte Frequenz weicht um etwa 100 MHz von der tatsächlichen Frequenz ab und kann mit einem Spektralanalysator gemessen werden. Bei Messungen wurde festgestellt, dass eine angezeigte Frequenz von 139,88 GHz einer tatsächlichen Frequenz von 140 GHz entspricht. Diese Einstellung wurde für die Messungen bei 140 GHz verwendet.

In Abbildung A.6 ist die im Labor durchgeführte Leistungsmessung gezeigt.[40]

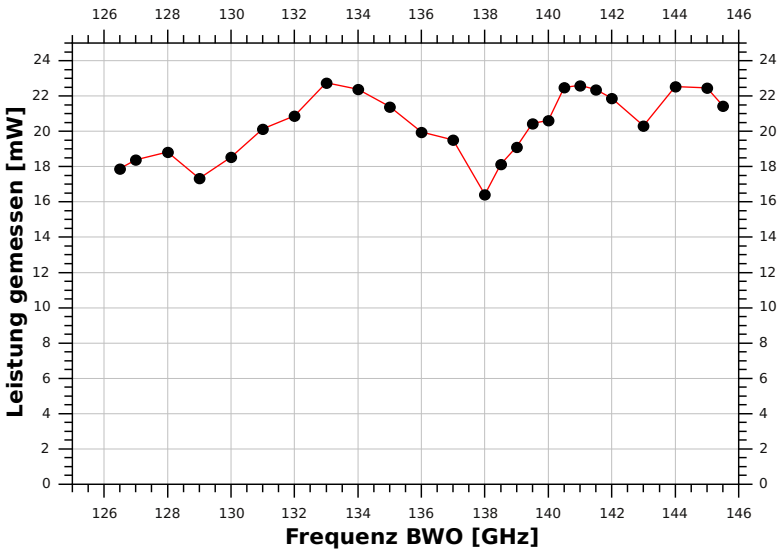


Abbildung A.6.: Frequenzabhängigkeit der Ausgangsleistung des BWO G4-161.

[40] Kalorimeter: Elmika Calorimeter Power Meter M1-25M/02E.

A.5.2. Extended Interaction Oscillator (EIO)

Ein *Extended Interaction Oscillator* (EIO) ist eine Quelle für elektromagnetische Wellen sehr hoher Frequenz und ist von einem *Extended Interaction Klystron* [5] abgeleitet. Dabei besitzt der EIO jedoch nur einen Hohlraumresonator (Abbildung A.7). Beim EIO wird, wie bei einem BWO, ein Elektronenstrahl erzeugt und durch eine Driftröhre geleitet. Für die Fokussierung des Strahls dient ein Permanentmagnet. Beim EIO sorgt eine Verzögerungsleitung im Resonator für das Bunching der Elektronen. Die elektromagnetische Welle wird seitlich durch ein Fenster ausgekoppelt.
Die Frequenz der Schwingung kann durch Veränderung der Beschleunigungsspannung geringfügig beeinflusst werden.[41]

Mehr zur Funktionsweise eines EIO und anderen Mikrowellen-Röhren findet man in [5].

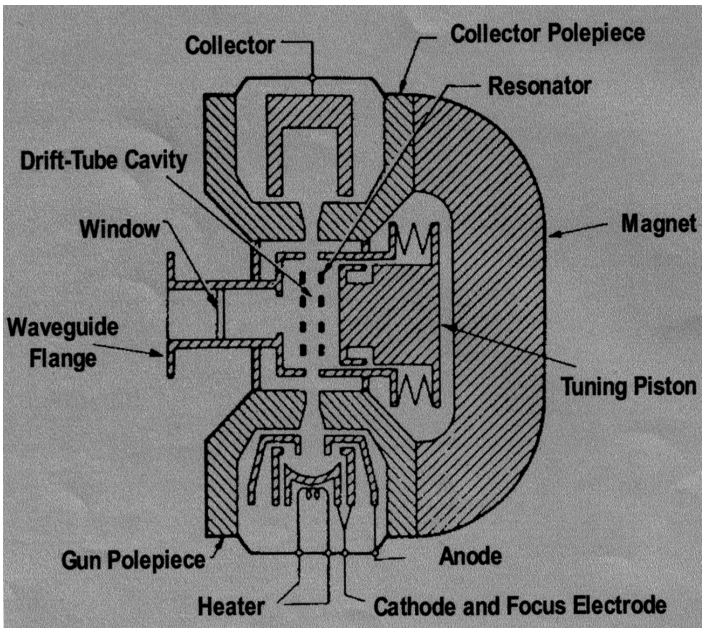


Abbildung A.7.: Abstimmbarer Extended Interaction Oscillator (Varian Associates).

[41] Um bis zu 0,4 % der Resonanzfrequenz.

A.6. Datenerfassung des Bolometers

A.6.1. Datenerfassung im Labor

Die Hardware der Datenerfassung für das Bolometer im Labor besteht aus analogen Einschubmesskarten in einem 19 Zoll Gehäuse, die mit einer digitalen Messkarte von National Instruments [9] im PCI-Bus eines PCs verbunden sind. Insgesamt können damit 128 Bolometerkanäle erfasst werden.

Die Spannungssignale der Messbrücken auf dem Bolometerchip werden mit einer analogen Messkarte (jeweils eine für zwei Kanäle) erfasst und digitalisiert. Die Digitalisierung übernimmt hierbei ein AD7730 Analog-Digital-Wandler (ADC). Der AD7730 besitzt außerdem eine Funktion zur Unterdrückung des Offsets der Messbrücke und einen FIR-Filter (*Finite Impulse Response*). Dieser Filter kann wahlweise übersprungen werden.
Die digitalen Daten werden per SPI zur digitalen Messkarte übertragen. Diese Messkarte (Digital RIO NI PCI-7813R) besitzt ein Xilinx Virtex-II FPGA zur Echtzeit-Datenerfassung. Auf dem FPGA ist ein LabVIEW Code implementiert [11]. Die digitalen Signale einer Messung über wenige Sekunden werden durch die Vorgabe einer Anzahl von Samples pro Kanal und einer Samplefrequenz auf dieser Karte verarbeitet und zwischengespeichert. Nach der Messung werden die Daten an den PC über den PCI-Bus per DMA übertragen.
Auf dem Host-PC im Labor läuft der LabVIEW Host Code von L. Giannone für die Tests der ASDEX Upgrade Bolometer. Die Datenerfassung wird über den Host-PC kontrolliert und konfiguriert. Anschließend werden die Daten auf dem PC gespeichert und stehen zur Auswertung zur Verfügung. Mit Hilfe der Gleichung (2.15) kann die Messspannung in die Leistung, die von einem Bolometerkanal absorbiert wird, umgerechnet werden. Diese Umrechnung ist ebenfalls in LabVIEW implementiert.
Zur weiteren Analyse der Bolometersignale wurde das selbstgeschriebenes Java Programm (BolometerData) verwendet.

Mit dieser Offline Datenerfassung ist ein Einsatz als Notabschaltung der ECRH bei zu hoher Streustrahlung noch nicht möglich. Hierfür ist ein Echtzeit-Monitoring der Streustrahlung erforderlich.

A.6.2. Datenerfassung an ASDEX Upgrade

Für die Datenerfassung an ASDEX Upgrade wurde das Bolometer an einen freien Kanal angeschlossen und die für die anderen Bolometer genutzte Datenerfassung mitbenutzt. Diese ist mit der analogen und digitalen Messkarte ähnlich derer im Labor aufgebaut. Anstelle des PCs wird allerdings ein PXI Computersystem mit Echtzeit-Betriebssystem von National Instruments verwendet.
Mehr zur Datenerfassung findet man in [9], [10] und [11].

A.7. Messung des Gaußschen Strahlprofils der Hornantenne

Um die Empfindlichkeit des Bolometers zu bestimmen und auf den Absorptionsfaktor schließen zu können, war es erforderlich, die räumliche Intensitätsverteilung im Gauß-Strahl der Hornantenne (Potter-Horn [32], Abbildung A.8) [48] zu vermessen. Obwohl die Antenne für 122,5 GHz ausgelegt wurde, ist sie problemlos auch bei 140 GHz einsetzbar.

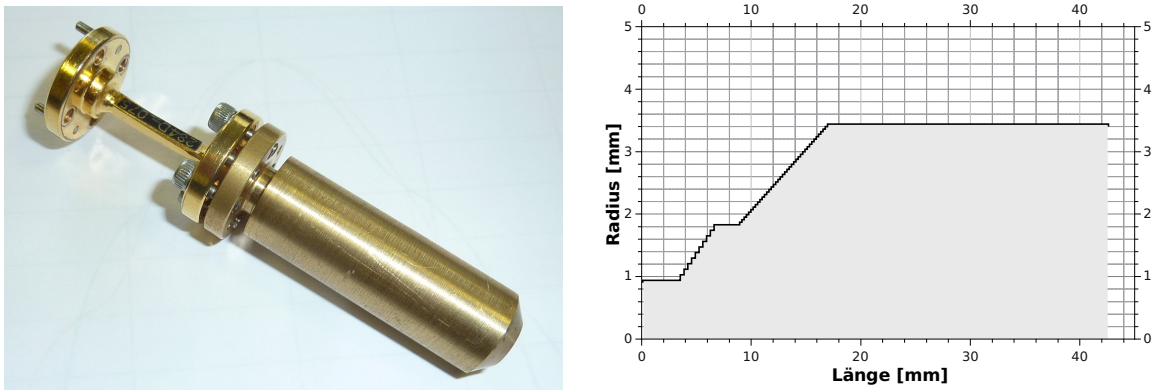


Abbildung A.8.: Hornantenne und deren Innenprofil (Die Riffelung im rechten Bild ist ein Darstellungsartefakt).

Für die Messung wurde das Fernfeld durch Verfahren der Empfangsantenne mit Hilfe von Linearmotoren abgescannt. Der Scan fand in der xy-Ebene senkrecht zur Ausbreitungsrichtung z bei verschiedenen Entfernungen statt. Die Polarisation der Millimeterwelle war vertikal (y-Richtung). Der Detektor war hierbei eine Mischerdiode und führte das Signal einem Spektralanalysator zu. Dieser stellte die detektierte Leistung logarithmisch in Abhängigkeit von der Frequenz dar. Die Leistung war dabei proportional zur Strahlintensität am Ort der Diode. Die y-Ablenkung des Spektralanalysators wurde zusammen mit der am Linearmotor eingestellten Spannung in einem Oszillographen als x-y-Diagramm dargestellt. Hierdurch konnte ein Strahlprofil in logarithmischer Darstellung erstellt werden (Abbildung A.9 links). Dieses Bild wurde gespeichert und am PC weiter verarbeitet. Mit Hilfe eines selbstgeschriebenen Java Programms (AntennaBeam) und des Datenanalyseprogramms QtiPlot wurde eine Gauß-Kurve an die Messwerte angefittet (Abbildung A.9 rechts). Damit konnten die Strahlradien für die horizontale (w_x) und vertikale Richtung (w_y) an einem gegebenen Abstand z des Detektors von der Hornantenne bestimmt werden. Zusätzlich wurde die Intensitätskurve in der Strahlmitte $L_0(z)$ aus dem Fit ermittelt.

Ziel war es, eine Funktion für die Strahlbreite in beide zur Ausbreitungsrichtung senkrecht stehende Richtungen (x horizontal und y vertikal) anzugeben. Hierfür wurden die gemessenen Strahlradien in verschiedenen Abständen zur Antenne in das Diagramm A.10 als $w_x(z)$ und $w_y(z)$ eingetragen.

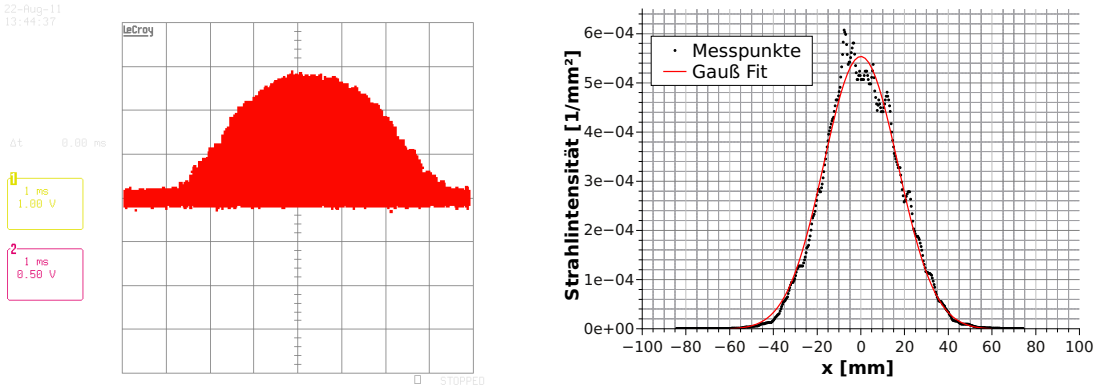


Abbildung A.9.: Strahlprofil im Abstand $z = 100\,\mathrm{mm}$ gemessen mit Mischerdiode und Pick-up Hohlleiter. Die Intensität wurde mit der Gesamtleistung P_{ges} im zweidimensionalen Strahlprofil normiert (vgl. (A.60)).

Für die Strahlbreite gilt in Anlehnung an [44]

$$w_{x/y}(z) = w_{0x/0y}\sqrt{1 + \left(\frac{\lambda_0(z - z_0)}{\pi w_{0x/0y}^2}\right)^2}. \tag{A.59}$$

Hierbei ist z der Abstand von der Antennenöffnung bis zum Detektor und z_0 der Ort der Strahltaille. Durch einen Fit an die Messdaten ließen sich die Halbachsen des Strahls in der Strahltaille w_{0x} und w_{0y} bestimmten.[42] Für eine Wellenlänge von $2{,}14\,\mathrm{mm}$ (140 GHz) erhielt man für das hier verwendete Horn $w_{0x} = 2{,}0\,\mathrm{mm}$ und $w_{0y} = 2{,}3\,\mathrm{mm}$.

Der Strahlintensität $L(x, y, z)$ wird in der Strahlachse durch $L(0, 0, z) = L_0(z)$ beschrieben. Aus den bereits bestimmten Strahlradien w_x und w_y konnte nun die Intensität in der Strahlmitte durch die Normierung der Gauß-Funktion auf die gesamte Strahlleistung P_{ges} angegeben werden:

$$L_0(z) = \frac{2}{\pi w_x(z) w_y(z)} P_{\text{ges}} \tag{A.60}$$

Die Messpunkte sind im Diagramm A.11 aufgetragen. Da $L_0(z)$ im Fernfeld der Antenne eine $\frac{1}{(z-z_0)^2}$ Abhängigkeit aufweist, ließ sich diese Funktion durch eine Regression folgender parametrisierter Kurve an die Messwerte bestimmen:

$$L_0(z) = \frac{c}{(z - z_0)^2} P_{\text{ges}} \tag{A.61}$$

Diese Fitkurve wurde im Ergebnis A.64 verwendet.

[42] Die Halbachsen ersetzen den Strahlradius, da der Strahl einen elliptischen Querschnitt besitzt.

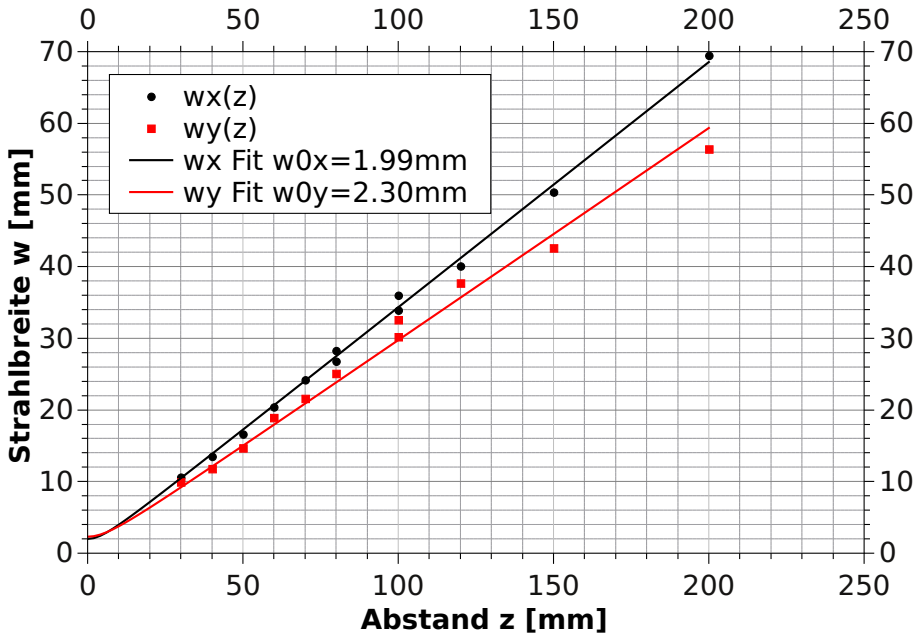


Abbildung A.10.: Strahlbreite der Hornantenne in horizontaler (x) und vertikaler Richtung (y) bei vertikaler Polarisation.

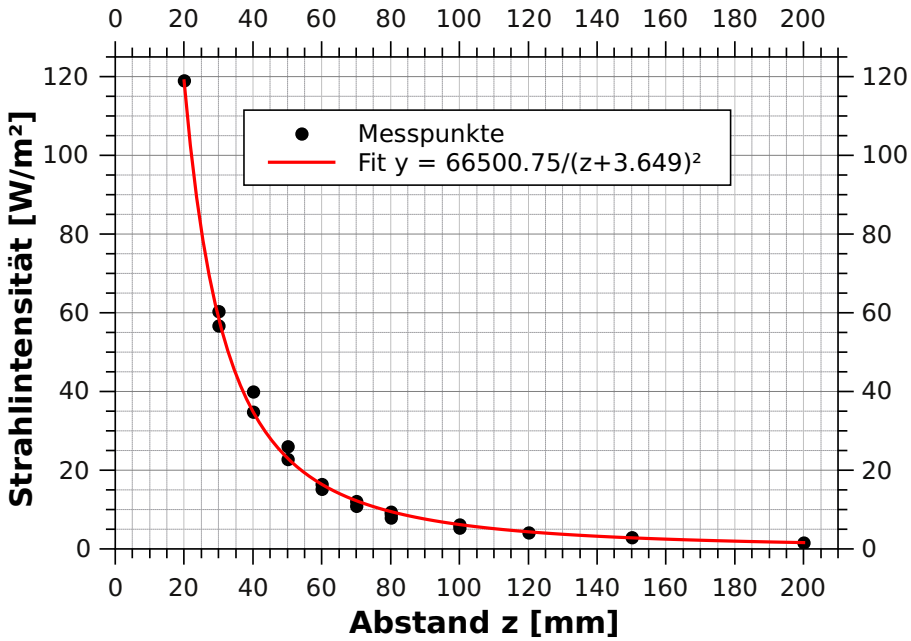


Abbildung A.11.: Intensität entlang der Strahlachse mit $P_{\text{ges}} = 10\,\text{mW}$.

Für die Intensitätsverteilung gilt allgemein

$$L(x, y, z) = L_0(z)\, e^{-(\alpha x^2 + \beta y^2)}, \tag{A.62}$$

wobei

$$\alpha = \frac{2}{w_x^2} \qquad \text{und} \qquad \beta = \frac{2}{w_y^2}. \tag{A.63}$$

Mit den Einheiten $[L] = \mathrm{W/m^2}$ und $[x, y, z] = \mathrm{mm}$ folgt für das verwendete Horn

$$\begin{aligned} L(x, y, z) &= L_0(z)\ \exp\left[-2\left(\left(\frac{x}{w_x(z)^2}\right)^2 + \left(\frac{y}{w_y(z)}\right)^2\right)\right] \\ &= \frac{6{,}640\ Pges}{(z + 3{,}649)^2}\ \exp\left[-2\left(\frac{x^2}{1 + 2{,}963 \cdot 10^{-2} z^2} + \frac{y^2}{1 + 1{,}660 \cdot 10^{-2} z^2}\right)\right]. \end{aligned} \tag{A.64}$$

Das Ergebnis konnte auch durch Thermografie-Messungen bestätigt werden. Hierbei wurde die Kamera Fluke Ti25 verwendet. Der Millimeterwellen-Strahl erwärmte einen Absorber, dessen Infrarotstrahlung mit der Kamera gemessen wurde. Abbildung A.12 zeigt den sichtbar gemachten Strahl und die Auswertung mit Hilfe der der Kamera beiliegenden Software.

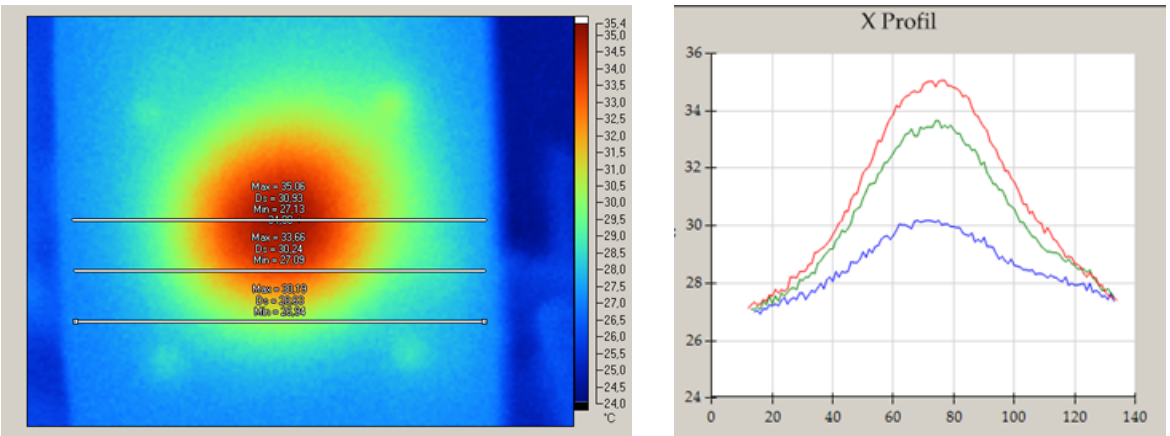


Abbildung A.12.: Thermografie. Links: Temperaturverteilung auf dem Absorber. Rechts: Profil in x-Richtung für den Abstand $z = 150\,\mathrm{mm}$.

Abschließend ist in Abbildung A.13 noch ein Vergleich der gemessenen und berechneten Richtcharakteristik im Fernfeld der Antenne in Polarkoordinaten gezeigt.[43]

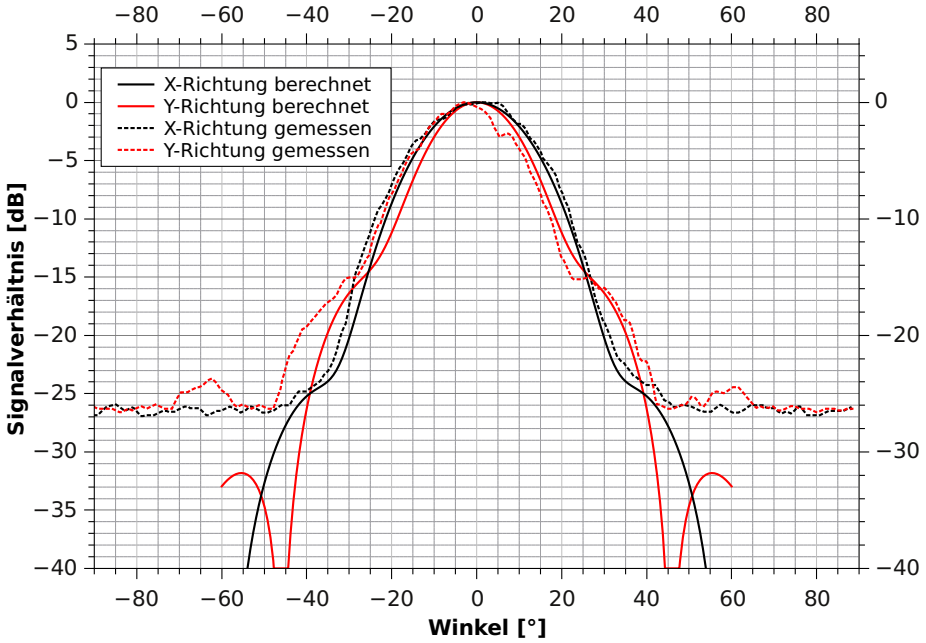


Abbildung A.13.: Theoretisch berechnete und gemessene Richtcharakteristik im Fernfeld der Hornantenne in Polarkoordinaten.

[43] Rechnung von Dietmar Wagner.

Literaturverzeichnis

[1] ALFVÉN, H.: *Existence of Electromagnetic-Hydrodynamic Waves*. Nature, 105:405–406, 1942.

[2] BRONSTEIN; SEMENDJAJEW; MUSIOL; MÜHLIG: *Taschenbuch der Mathematik*. Verlag Harri Deutsch, 6. Auflage, 2006.

[3] BURHENN, R. U.A.: *Diagnostic Developments for Steady State Operation of the Stellarator Wendelstein 7-X*. Contrib. Plasma Phys., 51(2-3):271–278, 2011.

[4] CAIRNS, R. A.; PHELPS, A. D. R. (Herausgeber): *Generation and application of high power microwaves: Proceedings of the Forty Eighth Scottish Universities Summer School in Physics*. The Scottish Universities Summer School in Physics, 1996.

[5] EICHMEIER J.; THUMM, M. (Herausgeber): *Vacuum electronics: components and devices*. Springer Verlag Berlin Heidelberg, 2008.

[6] ELMORE, WILLIAM C.; HEALD, MARK A.: *Physics of Waves*. Dover Publications Inc., 1985.

[7] ERCKMANN, V.; GASPARINO, U.: *Electron cyclotron resonance heating and current drive in toroidal fusion plasmas*. Plasma Physics and Controlled Fusion, 36:1869–1962, 1994.

[8] GANDINI, F. U.A.: *The detection of the non-absorbed millimeterwave power during EC heating and current drive*. Fusion Engineering and Design, 56(57):975–979, 2001.

[9] GIANNONE, L; QUEEN, D.; HELLMAN F.; FUCHS, J. C.: *Prototype of a radiation hard resistive bolometer for ITER*. Plasma Physics and Controlled Fusion, 47(12):2123, 2005.

[10] GIANNONE, L.;MAST, K.; SCHUBERT M.: *Derivation of bolometer equations relevant to operation in fusion experiments*. Review of Scientific Instruments, 73(9):3205–3214, 2002.

[11] GIANNONE, L. U.A.: *Data acquisition and real-time bolometer tomography using LabVIEW RT*. Fusion Engineering and Design, 86(6–8):1129 – 1132, 2011. Proceedings of the 26th Symposium of Fusion Technology (SOFT-26).

[12] GOEDBLOED, H.; POEDTS, S.: *Principles of Magnetohydrodynamics*. Cambridge University Press, 2004.

[13] GOLDSMITH, P. F.: *Quasi-optical techniques*. Proceedings of the IEEE, 80(11):1729 –1747, 1992.

[14] GUEST, GARETH: *Electron Cyclotron Heating of Plasmas*. Wiley-VCH Verlag, 1. Auflage, 2009.

[15] HOEKZEMA, J. A.: *Electron Cyclotron Waves*. Fusion Science and Technology, 45(2T):211–216, 2004.

[16] INFRATEC GMBH, DRESDEN: *Detector Basics*. Pyroelectric Library.

[17] ISAYAMA, A. U.A.: *Achievement of high fusion triple product, steady-state sustainment and real-time NTM stabilization in high-β p ELMy H-mode discharges in JT-60U*. Nuclear Fusion, 43(10):1272, 2003.

[18] ITER PHYSICS BASIS EDITORS; ITER PHYSICS EXPERT GROUP CHAIRS AND CO-CHAIRS; ITER JOINT CENTRAL TEAM AND PHYSICS INTEGRATION UNIT: *Chapter 1: Overview and summary*. Nuclear Fusion, 39(12):2137, 1999.

[19] JACKSON, J.: *Klassische Elektrodynamik*. de Gruyter Berlin, 4. Auflage, 2006.

[20] JACQUES, J. A.; KUPPENHEIM, H. F.: *Theory of the Integrating Sphere*. J. Opt. Soc. Am., 45(6):460–466, Jun 1955.

[21] KAUFMANN, M.: *Plasmaphysik und Fusionsforschung*. B. G. Teubner GmbH, Stuttgart, 2003.

[22] KREHBIEL, P. R.; BROOK, M.; MCCRORY R. A.: *An Analysis of the Charge Structure of Lightning Discharges to Ground*. Journal of Geophysical Research, 84(C5):2432–2456, 1979.

[23] LOHR, J. U.A.: *The Six Gyrotron System on the DIII-D Tokamak*. In: PRATER, R. (Herausgeber): *Electron Cyclotron Emission and Electron Cyclotron Resonance Heating (EC-16): Proceedings of the 16th Joint Workshop*, Seiten 339–345, Singapore, 2011. World Scientific Publishing Co.

[24] LUTZ, H.; WENDT, W.: *Taschenbuch der Regelungstechnik*. Verlag Harri Deutsch, 8. Auflage, 2010.

[25] MANGOLD, O.: *Effiziente holographische Gitterspiegel für die Elektronenzyklotronresonanzheizung von Fusionsplasmen*. Dissertation, Institut für Plasmaforschung, Universität Stuttgart, 2009.

[26] MAYER-KUCKUK, THEO: *Kernphysik*. B. G. Teubner GmbH, Stuttgart, 7. Auflage, 2002.

[27] MOUHOT, C.; VILLANI, C.: *Landau damping*. AIP Journal of Mathematical Physics, 51(015204), 2010.

[28] OHKUBO, K. U.A.: *Coupling of tilting Gaussian beam with hybrid mode in the corrugated waveguide*. International Journal of Infrared and Millimeter Waves, 18:23–41, 1997. 10.1007/BF02677895.

[29] PEETERS, A. G.; STRINTZI, D.: *The Fokker-Planck equation, and its application in plasma physics*. Annalen der Physik, 17(2-3):142–157, 2008.

[30] POLI, E., G.V. PEREVERZEV, A.G. PEETERS und M. BORNATICI: *EC beam tracing in fusion plasmas*. Fusion Engineering and Design, 53(1–4):9 – 21, 2001.

[31] PORTER, S. G.: *A brief guide to pyroelectric detectors*. Ferroelectrics, 33(1):193–206, 1981.

[32] POTTER, P. D.: *A new Horn Antenna with Suppressed Sidelobes and Equal Beamwidths*. Jet Propulsion Laboratory, California Institute of Technology, Pasadena, 32(354), 1963.

[33] POVH; RITH; SCHOLZ; ZETSCHE: *Teilchen und Kerne*. Springer Verlag, 8. Auflage, 2009.

[34] RAKOV, V.; UMAN, M.: *Lightning - Physics and Effects*. Cambridge University Press, 2003.

[35] RAM, A. K.; BERS, A.; LASHMORE-DAVIES C. N.: *Emission of electron Bernstein waves in plasmas*. AIP Physics of Plasma., 9(2):409–418, 2002.

[36] REBUFFI, L.; CRENN, J. P.: *Radiation Patterns of the HE11 Mode and Gaussian Approximations*. International Journal of Infrared and Millimeter Waves, 10:291–311, 1989.

[37] REVAZ, B. U.A.: *Numerical simulation of the heat transfer in amorphous silicon nitride membrane-based microcalorimeters*. Review of Scientific Instruments, 74(4389), 2003.

[38] ROGALSKI, ANTONI: *Infrared detectors: an overview*. Infrared Physics and Technology, 43(3–5):187 – 210, 2002.

[39] SCHMID-LORCH, DOMINIK G.: *Mikrowellen-Streustrahlung am Tokamak ASDEX Upgrade*. IPP Report, 1/345, 2012.

[40] SCHMITT, S.: *Herstellung von langzeitstabilen Pt-Thermistoren mit hohen Temperaturkoeffizienten für anspruchsvolle Sensoranwendungen*. Diplomarbeit, HS RheinMain Wiesbaden Rüsselsheim Geisenheim, durchgeführt am Institut für Mikrotechnik Mainz GmbH, 2010.

[41] SCHNEIDER, MORITZ JÖRG: *Regularisierung der Bolometer-Tomographie an ASDEX Upgrade mittels realistischen Diffusionskoeffizienten*. IPP Report, 10/40, 2011.

[42] SCHUBERT, MARTIN: *Eichung schneller Metallbolometer und Messung der Plasmastrahlung am Stellarator W7-AS*. IPP Report, 3/256, 2000.

[43] STIX, THOMAS H.: *Waves in Plasmas*. Springer Verlag Berlin, 1. Auflage, 1997.

[44] THUMM, MANFRED K.; KASPAREK, WALTER: *Passive High-Power Microwave Components*. IEEE Transactions on Plasma Science, 30:755–786, 2002.

[45] THUMM; WIESBECK; KERN: *Hochfrequenzmeßtechnik*. B. G. Teubner GmbH, Stuttgart, 1997.

[46] UNSÖLD, A.; BASCHEK, B.: *Der neue Kosmos: Einführung in die Astronomie und Astrophysik*. Springer Verlag Berlin, 7. Auflage, 2005.

[47] WAGNER, D. H.; LEUTERER, F.;STOBER J. U.A.: *Present Status of the New Multifrequency ECRH System for ASDEX Upgrade*. Plasma Science, IEEE Transactions on, 36(2):324 – 331, 2008.

[48] WAGNER, D.; THUMM, M.; ARNOLD A.: *Mode generator for the cold test of step-tunable gyrotrons*. In: *Infrared and Millimeter Waves, 2002. Conference Digest. Twenty Seventh International Conference on*, Seiten 303 – 304, 2002.

[49] WESSON, J.: *Tokamaks*. Clarendon Press Oxford, 3. Auflage, 2004.