

Andreas Redl

Korrektur von IR-Thermografiedaten mit IR-Volumenemission

**IPP 2019-04
Februar 2019**

Korrektur von IR-Thermografiedaten mit IR-Volumenemission

Bachelorarbeit an der Fakultät für Physik der LMU

Andreas Redl



Max-Planck-Institut
für Plasmaphysik

München 2017

Correction of IR thermographic data with IR volume emission

Bachelor thesis at Faculty of Physics of LMU
Andreas Redl



Max-Planck-Institut
für Plasmaphysik

München 2017

Betreuer: Prof. Dr. Hartmut Zohm, Michael Faitsch

©Andreas Redl 4. Juli 2017

Inhaltsverzeichnis

1	Einführung	1
2	Der Tokamak	5
2.1	Geschichte	5
2.2	Funktionsprinzip	6
2.3	ASDEX Upgrade	7
2.4	Divertor	9
2.5	Randlokalisierte Moden (ELM)	11
3	IR-Thermographie	13
3.1	Plancksches Strahlungsgesetz	13
3.2	Temperatur	15
3.3	Wärmefluss	16
3.4	Einflüsse auf die Messung des Wärmeflusses	17
3.5	IR-Kamera	21
4	Experiment und Datenauswertung	23
4.1	Importierung und Normierung der Rohdaten	23
4.2	Korrektur des Zeitversatzes	24
4.3	Visualisierung der Korrelation	25
4.4	Definierung der benötigten Korrekturbereiche	26
4.5	Einführung von drei notwendigen Korrekturbedingungen	29
5	Ergebnisse	35
5.1	Validierung der Korrektur	35
5.2	Grenzen der Korrektur	39

6 Schlussfolgerung und Ausblick	43
Erklärung	49

1 Einführung

2016 wurde der Großteil des weltweiten Energiebedarfs durch das Verbrennen begrenzter fossiler Ressourcen (Kohle, Erdöl, Erdgas) gedeckt. Mit anhaltendem Bevölkerungswachstum wird dieser Bedarf stetig zunehmen. Da die Auswirkungen der dauerhaft erhöhten CO₂-Emission bereits schwerwiegende klimatische Schäden zur Folge haben, ist es unausweichlich, nach neuen Möglichkeiten der Energieerzeugung zu forschen. Ein vielversprechender Kandidat dafür ist die Kernfusion.

Unter Kernfusion wird ein physikalischer Prozess verstanden, bei dem leichte Kerne unter Freisetzung von Energie zu einem schwereren Kern verschmelzen.

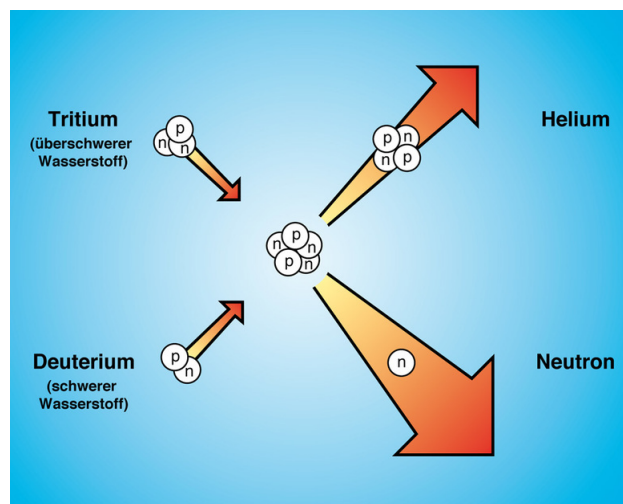


Abbildung 1.1: Fusion von Deuterium und Tritium zu Helium und einem Neutron [1]

Abbildung 1.1 stellt eine solche Fusion mit Deuterium und Tritium dar. Es gibt verschiedene potentielle Reaktionen, aber die oben dargestellte Variante ist für Fusionsprozesse auf der Erde am aussichtsreichsten, da deren Ratenkoeffizient unter allen möglichen den höchsten Wert bei der niedrigsten Temperatur vorweist. Dies ist in Abbildung 1.2 gut zu erkennen.

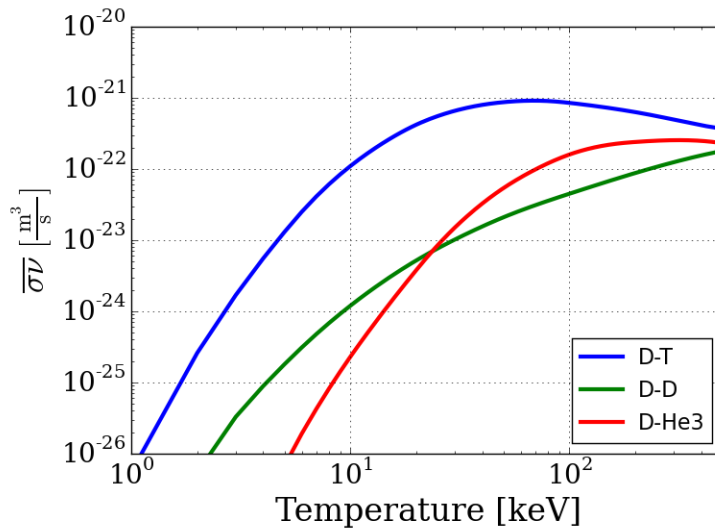


Abbildung 1.2: Ratenkoeffizienten verschiedener Kernfusionen in Abhängigkeit der Temperatur



Während Deuterium stabil ist und durch Extraktion aus Wasser erhalten werden kann, ist Tritium radioaktiv und wegen einer Halbwertszeit von 12,6 Jahren existiert es nicht in der Natur[2].

Ein mögliches Szenario sieht vor, Tritium zusammen mit Fusionsneutronen aus Lithium zu erbrüten. Dafür gibt es zwei mögliche Reaktionen:



Gleichung (1.2) ist exotherm, Gleichung (1.3) endotherm. Beide Isotope sind aus verschiedenen Gründen als Ausgangsstoff für den Brütvorgang geeignet:

Zum einen muss bei der Nutzung beider Isotope keine vorherige Isotopentrennung durchgeführt werden und zum anderen kann ${}^7_3\text{Li}$ als Neutronenvervielfältiger eingesetzt werden.

Damit eine thermonukleare Fusion ohne das Zutun externe Heizsysteme sich selbst erhalten kann, muss das sog. Lawson-Kriterium erfüllt sein[2]:

$$n_i T_i \tau_E \geq 5 \cdot 10^{21} \frac{\text{keV s}}{\text{m}^3} \quad (1.4)$$

n_i ist hier die Ionendichte, T_i die Temperatur der Ionen und τ_E die Energieeinschlusszeit.

Unter Berücksichtigung des Lawson-Kriteriums und der Ratenkoeffizienten der beiden beteiligten Isotope müssen die Teilchen in den Bereich zwischen 10 und 20 keV (über 100 Millionen Kelvin) erhitzt werden, damit der Fusionsprozess selbsttragend stattfinden kann. In diesem Temperaturbereich befinden sich die Teilchen im Plasmazustand, in dem sie ionisiert sind. Da kein Material den Kontakt mit so heißen Teilchen über einen längeren Zeitraum standhalten kann, muss das Plasma auf andere Weise eingeschlossen werden.

Dafür wurden im Laufe der Zeit mehrere Konzepte entwickelt, eines davon ist der Tokamak, welcher auf dem Prinzip des magnetischen Einschlusses beruht. Dieser wird mit einem magnetischen Käfig aus mehreren Magnetspulen umgesetzt, die zusammen mit einem induzierten Plasmastrom das Fusionsplasma einschließen (siehe Kapitel „Der Tokamak“). Aufgrund einer leichten Umsetzbarkeit sind Tokamaks die am besten untersuchte und am weitesten entwickelte Anordnung. Sie besitzen gegenüber allen anderen Konzepten einen Forschungsvorsprung von mindestens 15 Jahren. Aus diesem Grund wird das Tokamak-Prinzip in ITER (International Thermonuclear Experimental Reactor), einem internatio-

nalen Forschungsprojekt, umgesetzt. Das Fusionsexperiment wird zurzeit am französischen Kernforschungszentrum Cadarache aufgebaut und soll eine Forschung unter kraftwerksähnlichen Bedingungen erlauben.

Auch wenn schon große Fortschritte erreicht worden sind, müssen noch viele Herausforderungen gelöst werden, bevor eine kommerzielle Nutzung der Kernfusion möglich ist:

Durch Instabilitäten am Rand des Plasmas, sog. edge localised modes (siehe Kapitel „Rand-lokalisierte Moden“), werden Teilchen und Energie aus dem Plasma ausgestoßen. Außerhalb der geschlossenen Magnetfeldlinien gelangen diese über die Abschältschicht (engl.: Scrape-Off-Layer) an den Divertor (siehe Kapitel „Divertor“), dessen Ziegel dadurch hohen thermische Belastungen ausgesetzt sind. Die Belastungen an dem Divertor sind so hoch, dass diese beschädigt werden können. Um solche Schäden zu verhindern, wird die Infrarot-Thermographie (siehe Kapitel „IR-Thermographie“) eingesetzt, um den Wärmefluss an Divertorplatten zu untersuchen. Bei der Verwendung der Diagnostik bei Entladungen mit höherer Teilchendichte treten Strahlungsprozesse (IR-Volumenemission) auf, die keine sinnvolle Auswertung der gewonnenen Daten ermöglichen. Dies ist für die IR-Thermographie nachteilig, da eine zukünftige Nutzung der Kernfusion nur mit hohen Teilchendichten möglich ist. Eine Korrektur der aufgenommenen Daten ist somit notwendig. Es wurde bereits gezeigt, dass eine nachträgliche Korrektur der Wärmeflussdaten anhand des Temperaturprofils händisch möglich ist¹.

Deswegen soll im Rahmen dieser Bachelor-Arbeit überprüft werden, ob es möglich ist, die Thermographiedaten mit IR-Volumenemission anhand des Divertorstroms physikalisch sinnvoll zu korrigieren. Die Korrektheit dieser Korrektur wird dazu mithilfe ausgewählter Größen geprüft.

¹Karl Krieger et al: Investigation of transient melting of tungsten by ELMs in ASDEX Upgrade

2 Der Tokamak

2.1 Geschichte

Die beiden sowjetischen Physiker Andrei Sacharow und Igor Tamm entwarfen 1952 das Konzept des Tokamaks. Die erste experimentelle Umsetzungen wurde 1956 durch die Forschungsgruppe um Lew Arzimowitsch am Kurtschatow-Institut in Moskau begonnen. Der erste funktionierende Tokamak war der sowjetische T3 aus dem Jahr 1962 [3].

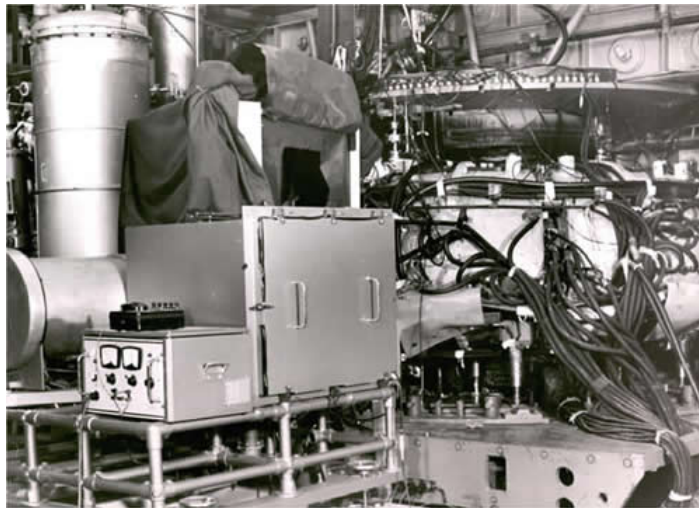


Abbildung 2.1: Rechts im Bild: Der T3, der erste funktionierende Tokamak[4]

2.2 Funktionsprinzip

Der Tokamak beruht auf dem Konzept des magnetischen Einschlusses. Das auf über 10 keV (entspricht mehr als 100 Millionen Kelvin) aufgeheizte Plasma wird durch Magnetfelder in einem torusförmigen Vakuumgefäß festgehalten. Dieser Magnetkäfig ergibt sich aus drei überlagernden Magnetfeldern[5]:

Mehrere Magnetspulen sind symmetrisch um das Plasmagefäß aufgefädelt. Diese erzeugen zusammen das toroidale Magnetfeld und sorgen für den Einschluss und die torusförmige Bahn der geladenen Teilchen.

Die Poloidalfeldspulen, welche ober- und unterhalb der Toroidalfeldspulen angeordnet sind, formen ein poloidales Magnetfeld, welches die Form und Position des Plasmas bestimmt.

Aufgrund ihrer Anordnung stehen die Toroidalfeldspulen an der Innenseite der Maschine enger zusammen als an deren Außenseite, folglich ist das erzeugte Magnetfeld an der Innenseite stärker als an der Außenseite. Der Gradient des B-Feldes erzeugt einen Teilchendrift $v_{\nabla B}$, welcher ladungabhängig ist. Die sich ergebende Ladungstrennung induziert innerhalb des Plasmas ein elektrisches Feld. Dieses E-Feld erzeugt eine weitere Driftbewegung $v_{E \times B}$, die ladungsunabhängig ist und zu einem Nettodrift des Plasmas führt. Um eine solche Verschiebung des Plasmas zu verhindern, wird eine Magnetspule benötigt, die im Zentrum der Anordnung positioniert ist. Diese fungiert als Primärspule eines Transformators, das Plasma als Sekundärspule. Damit wird ein Plasmastrom induziert, der ein zusätzliches poloidales Magnetfeld erzeugt. Zusammen mit dem Toroidalfeld ergeben sich helikale Magnetfeldlinien, welche die Driftbewegungen der im Plasma eingeschlossenen Teilchen ausgleichen [2].

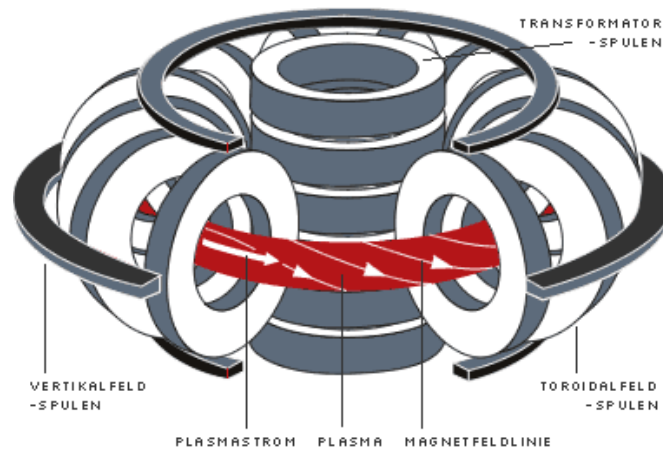


Abbildung 2.2: schematischer Aufbau eines Tokamaks[6]

2.3 ASDEX Upgrade

Das Axialsymmetrische Divertorexperiment oder kurz ASDEX Upgrade ist ein auf dem Tokamak-Konzept beruhendes Experiment, welches seit 1991 am Max-Planck-Institut für Plasmaphysik in Garching betrieben wird.

Der Torus besitzt einen großen Plasmaradius von 1,6 m und einen kleinen Plasmaradius von 0,5 m. Es ergibt sich damit ein Plasmavolumen von 14 m^3 . Die Pulsdauer einer Entladung ist auf maximal 10 Sekunden beschränkt. In diesem Zeitraum wird ein Magnetfeld mit max. 3,9 T verwendet und ein Plasmastrom von max. 1,4 MA induziert. Die Plasmaheizung besteht aus vier Systemen, mit denen in Summe eine Leistung von maximal 27 MW abgerufen werden kann[5]:

Die Neutralteilcheninjektion(NBI, 20 MW) wird mithilfe zweier großer Öffnungen im Plasmagefäß in das Plasma injiziert.

Die Hochfrequenzheizung(ICRH, 6 MW), welche auf einer Frequenz zwischen 30 und 120 MHz abgestimmt werden kann, heizt das Plasma durch vier im Gefäß eingebaute Antennen.

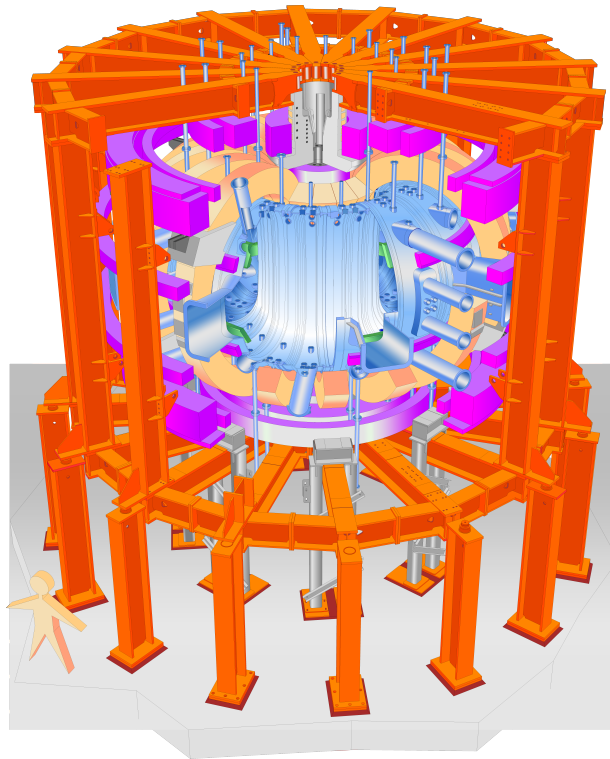


Abbildung 2.3: schematischer Aufbau von ASDEX Upgrade[7]

Die Mikrowellenheizung (ECRH, 4 MW), welche aus fünf Gyrotrons besteht, verwendet eine Frequenz von 120 GHz und wird durch bewegliche Spiegel in das Plasmagefäß gelenkt.

Als letztes existiert die sog. Ohmsche Heizung, eine Stromheizung. Diese Möglichkeit basiert darauf, dass das Plasma ein Ohmscher Widerstand ist und sich bei Stromdurchfluss folglich aufheizt. Diese Methode wird dadurch beschränkt, dass der Plasmawiderstand durch die Spitzer-Leitfähigkeit beschrieben wird und mit zunehmender Temperatur abnimmt[8].

Mit ASDEX Upgrade wird versucht, das Verhalten von magnetisch eingeschlossenen Plasmen zu untersuchen und mathematisch korrekt zu beschreiben. Schwerpunkte sind hier die

Teilchenbewegung im magnetischen Käfig, die Stabilität des Plasmas sowie das Abführen von Plasmaleistung und -verunreinigungen in den Divertor. Die Möglichkeit, Forschung in einer kraftwerksähnlichen Umgebung zu betreiben, wird durch die Geometrie von ASDEX Upgrade, der Wolfram-bedeckten Wand und der vielseitig einsetzbaren Plasmaheizung begünstigt. Dadurch wird es möglich, geplante Versuchsszenarien für ITER besser zu verstehen und zugleich nach potentiellen leistungsfähigeren zu forschen[9].

2.4 Divertor

In früheren Tokamak-Experimenten wurde lange Zeit eine Anordnung verwendet, welche als Limiter bezeichnet wird. Abbildung 3.1a) zeigt eine solche Konfiguration. Es ist gut zu erkennen, dass in diesem Fall das eingeschlossene Plasma die Wand berührt, den sog. Limiter. Dieser Kontakt führt zur Erosion des Wandmaterials, zu einer steigenden Verunreinigung des Plasmas und damit zu schlechteren Einschlussbedingungen.

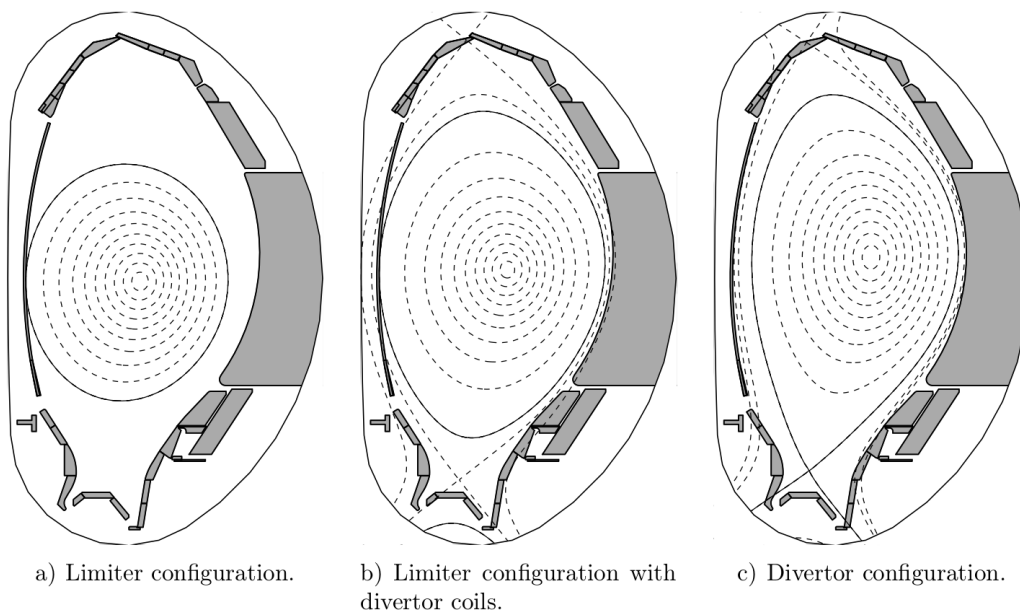


Abbildung 2.4: Limiter-Konfiguration(a), Limiter-Konfiguration mit Divertorspulen(b), Divertorkonfiguration(c)[2]

Um den Abstand zwischen Wand und dem eingeschlossenem Plasma zu erhöhen, wurde eine neue Konfiguration entwickelt. Den bisher verwendeten Spulen wird ein zusätzlicher Satz von Poloidalfeldspulen (Quadrupol), siehe dazu Abbildung 2.2, hinzugefügt. Diese sind so angeordnet, dass der Spulenstrom anti-parallel zum Plasmastrom verläuft und dadurch ein poloidales Magnetfeld induziert wird. Durch diese Anordnung sinkt das poloidale Magnetfeld zwischen Limiter und Plasma. Falls der Strom in den Vertikalfeldspulen ausreichend hoch ist, entsteht eine neue magnetische Topologie (Abbildung 3.1b)). Die Stelle, an der kein poloidaler magnetischer Fluss mehr vorhanden ist, wird als X-Punkt bezeichnet. Durch eine weitere Erhöhung des poloidalen Spulenstroms wird der X-Punkt in Richtung des eingeschlossenen Plasmas hin verschoben (siehe Abbildung 3.1c)), bis die letzte geschlossen Flussfläche den Limiter nicht mehr berührt. Die Divertorkonfiguration ist entstanden (Abbildung 3.1c)). Die magnetische Flussfläche, welches das eingeschlossene Plasma vom uneingeschlossenen trennt, wird Separatrix genannt. Teilchen, die sich außerhalb dieser Separatrix befinden, folgen der sog. Abschältschicht (engl.: Scrape-Off-Layer, kurz: SOL) hin zu den Divertorplatten. Auf dem Weg dorthin kühlen die uneingeschlossenen Teilchen ab und bilden am Divertor eine abpumpbare Neutralteilchenwolke.

Da Tokamaks mit Divertoren gegenüber denen mit Limitern ein besseres Einschlussverhalten (siehe Kapitel 2.5) zeigen, sind Divertorenanordnungen für eine spätere Nutzung in Kraftwerken angedacht. Diese erfüllen zu diesem Zweck zwei wichtige Aufgaben:

Zum einen sorgt die veränderte Magnetfeldgeometrie dafür, dass der Kontakt des eingeschlossenen Plasmas und der Wand minimiert wird, der Verunreinigungsgrad des Zentralplasmas und die Erosion der Wand nimmt ab. Zum anderen ist es mit der Divertorkonfiguration möglich, Heliumasche als Ergebnis des Kernfusionsprozesses und andere Neutralteilchen effizient abzupumpen [2].

2.5 Randlokalisierte Moden (ELM)

Damit Plasmen in der Hohen-Einschluss-Mode (engl.: high confinement mode, kurz: H-Mode[10][11]) operieren können, muss eine gewisse Schwelle an Heizleistung überwunden werden. Ab dieser Schwelle sorgen elektrische Felder innerhalb des Plasmas dafür, dass dieses in Rotation versetzt wird. Eine Veränderung jener E-Felder erzeugt eine Geschwindigkeitsscherung, die die Ausbildung großflächiger Turbulenzen am Plasmarand verhindert. Eine verminderte Turbulenz bedeutet zugleich verringerte Transporteigenschaften. Am Plasmarand entsteht somit eine Transportbarriere, die Energie und Teilchen im Plasmazentrum zurückhält. Spezifisch dafür ist das Entstehen starker Gradienten am Plasmarand,

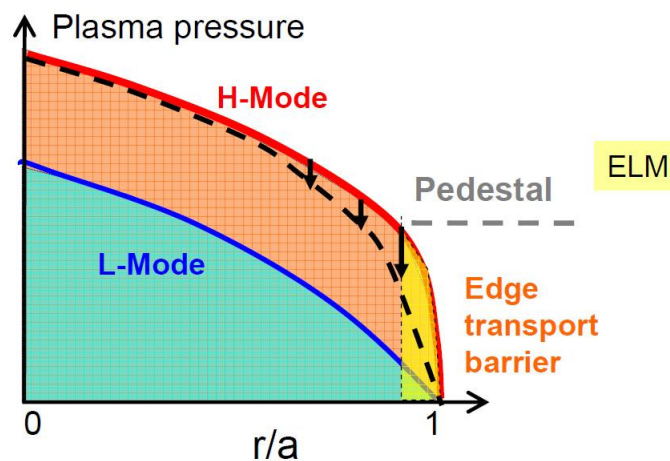


Abbildung 2.5: Druckprofil eines Fusionsplasmas[12]

die das sog. „Pedestal“ (engl.: pressure pedestal), welches den Energieeinschluss erhöht, im Plasma erzeugen (siehe Abbildung 2.5). Die steilen Druckgradienten am Rand führen zu einem Plasmastrom, der zusammen mit den Druckgradienten Instabilitäten erzeugt. Diese werden als Randlokalisierten Moden (engl.: edge localised mode, kurz ELM) bezeichnet und sind magnetohydrodynamische Instabilitäten am Rand eines eingeschlossenen Plasmas[13].

ELMs treten periodisch auf und stoßen Teilchen und Energie aus dem eingeschlossenen Plasma aus, die dann über die SOL zu den Divertorplatten gelangen. An den Divertorplatten erzeugen sie thermische Belastungen.

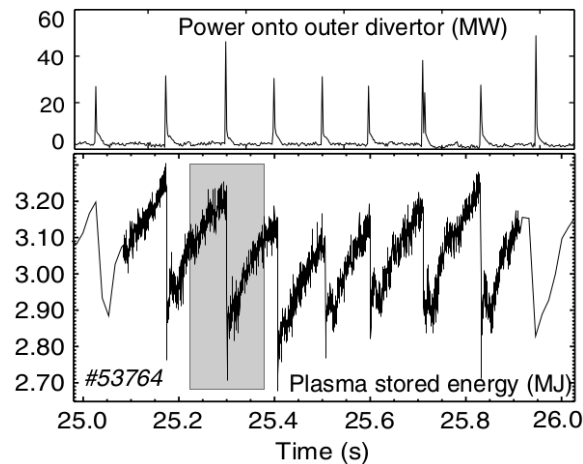


Abbildung 2.6: Ausschnitt des Wärmeflussprofils am äußeren Divertor im Vergleich mit der im Plasma gespeicherten Energie, JET-Entladung #53764[14]

In Abbildung 2.6 wird ein Ausschnitt der Entladung #53764 von JET gezeigt. Anhand dieser ist gut zu erkennen, dass bei gleichzeitigem Anstieg der Leistung am Divertor die eingeschlossene Energie im Plasma abnimmt. In dem Ausschnitt sind die periodisch auftretenden ELMs durch den höheren Wärmefluss zu erkennen. Es existieren mehrere Typen von ELMs, diese Arbeit setzt sich nur mit Typ-I ELMs auseinander [15]. Dieser Typ definiert sich über die Frequenz, die proportional zur Heizleistung ist. Obwohl durch diese Moden Energie und Teilchen aus dem Plasma ausgestoßen werden (etwa 5% des Plasmaenergiegehalts), ist es mithilfe der Typ-I-Mode möglich, den Verunreinigungsgrad eines Plasmas zu handhaben. Diese Moden werden damit zu einem möglichen Betriebsszenario für zukünftige Fusionskraftwerke.

3 IR-Thermographie

Im ersten Teil des Kapitels wird der physikalische Hintergrund und die Methode zur Berechnung des Wärmeflusses kurz vorgestellt, im zweiten Teil werden Einflüsse auf die Messung des errechneten Wärmeflusses in ASDEX Upgrade diskutiert.

3.1 Plancksches Strahlungsgesetz

Das Plancksche Strahlungsgesetz beschreibt die wellenlängenabhängige Emission eines Schwarzkörpers mit bekannter Temperatur, welcher als Idealisierung alle einfallende Strahlung absorbiert. Das heißt, dass die Strahlung eines Schwarzkörpers nur von dessen Temperatur abhängig ist und aus einem Spektrum von Wellenlängen besteht.

Die spektrale spezifische Strahlung eines Schwarzkörpers wird durch folgende Gleichung beschrieben[16]

$$M_\lambda(T, \lambda)dAd\lambda = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{hc}{k_B T \lambda}} - 1} dAd\lambda \left[\frac{\text{W}}{\text{m}^2 \text{nm}} \right] \quad (3.1)$$

λ entspricht der Wellenlänge der emittierten Photonen, T der Temperatur des Schwarzkörpers, h dem Planckschen Wirkungsquantum, c der Lichtgeschwindigkeit im Vakuum und k_B der Boltzmann-Konstante.

Gleichung (3.1) beschreibt die Strahlungsleistung, welches das Flächenelement dA im Wellenlängenintervall λ bis $\lambda + d\lambda$ emittiert[16].

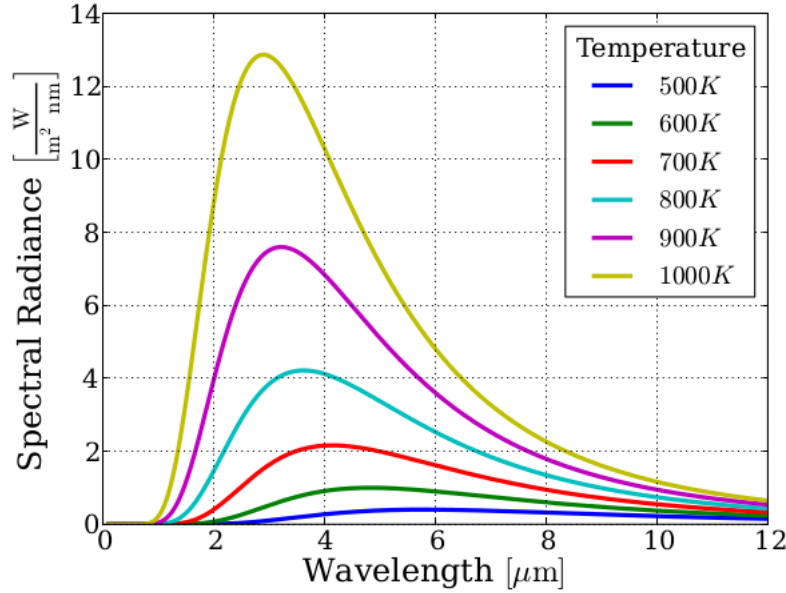


Abbildung 3.1: Plancksches Strahlungsspektrum für verschiedene Temperaturen [2]

Abbildung 3.1 zeigt gemäß des Planckschen Strahlungsgesetzes die Spektren der spezifischen Strahlungsdichte für verschiedene Temperaturen. Gleichung (3.1) gilt für ideale Schwarzkörper. Für reale Körper muss der Emissionsgrad ϵ in (3.1) mitberücksichtigt werden. Zu beachten ist, dass $\epsilon(T, \lambda)$ sowohl von der Temperatur als auch von der Wellenlänge abhängen kann:

$$I_{\lambda}(T, \lambda)dAd\lambda = \epsilon(T, \lambda) \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{hc}{k_B T \lambda}} - 1} dAd\lambda \left[\frac{\text{W}}{\text{m}^2 \text{nm}} \right] \quad (3.2)$$

Da die verwendete IR-Kamera nicht die Energie der Photonen, sondern nur deren Anzahl pro Zeitintervall misst, ist es sinnvoll Gleichung (3.2) durch die Energie eines Photons $E_{\gamma} = \frac{hc}{\lambda}$ zu dividieren, um den Photonfluss Γ zu erhalten[2]:

$$\Gamma(T, \lambda)dAd\lambda = \epsilon(T, \lambda) \frac{2\pi c}{\lambda^4} \frac{1}{e^{\frac{hc}{k_B T \lambda}} - 1} dAd\lambda \left[\frac{1}{\text{sm}^2 \text{nm}} \right] \quad (3.3)$$

3.2 Temperatur

Anhand des gemessenen Photonenflusses kann nun die Oberflächentemperatur des betrachteten Körpers errechnet werden.

$$\Gamma(T) = \int \int \epsilon(T, \lambda) \frac{2\pi c}{\lambda^4} \frac{1}{e^{\frac{hc}{k_B T \lambda}} - 1} dA d\lambda \left[\frac{1}{s} \right] \quad (3.4)$$

Damit die analytische Invertierung gewährleistet wird, muss die Gleichung (3.4) umgeschrieben werden: Der zu messende Wellenlängenbereich kann durch die Nutzung von geeigneten Linsen eingeschränkt werden und die Oberfläche kann als homogen angenommen werden[17]:

$$\Gamma(T) = c_o \epsilon(T, \lambda_0) \frac{2\pi c}{\lambda_0^4} \frac{1}{e^{\frac{hc}{k_B T \lambda_0}} - 1} \left[\frac{1}{s} \right] \quad (3.5)$$

λ_0 ist hier die durch die Linsen effektiv messbare Wellenlänge und ϵ der Emissionsgrad des beobachteten Körpers. c_o , welches durch das Messen des Photonenflusses eines Schwarzkörpers bei bekannter Temperatur und Emissionsgrad bestimmt werden kann, beinhaltet die Information über den Raumwinkel und die spektrale Bandbreite.

Für den Fall, dass ϵ unabhängig von der Oberflächentemperatur T ist, kann die Gleichung (3.5) nach T aufgelöst werden und erhält damit für ein gemessenes Γ die Temperatur des Körpers:

$$T = \frac{hc}{\lambda k \ln \left(\frac{2\pi c c_o \epsilon}{\lambda^4 \Gamma} \right) + 1} \text{ [K]} \quad (3.6)$$

3.3 Wärmefluss

Um nun die Wärmeflussdichte q zu erhalten, ist es nötig die Wärmeleitungsgleichung zu lösen:

$$\rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} = \nabla \kappa \nabla T \left[\frac{\text{W}}{\text{m}^2} \right] \quad (3.7)$$

ρ ist hier die Dichte, c_p die spezifische Wärmekapazität und κ die Wärmeleitfähigkeit. Zur Lösung dieser Gleichung wird der THEODOR-Code [18] verwendet. Dieser nutzt dazu das Wärmeflusspotential U als Substitution aus[17][2]:

$$U(T) = \int_0^T \kappa(T') dT' \left[\frac{\text{W}}{\text{m}} \right] \quad (3.8)$$

Für das Wärmeflusspotential gilt folgende Relation[2]:

$$\frac{\partial U(T)}{\partial T} = \kappa(T) \left[\frac{\text{W}}{\text{mK}} \right] \quad (3.9)$$

Mit dieser Relation können weitere Beziehungen abgeleitet werden[?]:

$$\frac{\partial U}{\partial t} = \frac{\partial u}{\partial T} \frac{\partial T}{\partial t} = \kappa(T) \frac{\partial T}{\partial t} \quad (3.10)$$

$$\frac{\partial U}{\partial x} = \frac{\partial u}{\partial T} \frac{\partial T}{\partial x} = \kappa(T) \frac{\partial T}{\partial x} \quad (3.11)$$

$$\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\kappa(T) \frac{\partial T}{\partial x} \right) \quad (3.12)$$

Mit diesen Zusammenhang kann Gleichung (3.8) in Abhängigkeit des Wärmeflusspotentials U umgeschrieben werden:

$$\frac{\partial U}{\partial t} = \frac{\kappa}{\rho c_p} \Delta U \quad (3.13)$$

Durch diese Substitution wird aus der nichtlinearen Gleichung (3.7) eine lineare Gleichung, da der Nabla-Operator in (3.13) nicht mehr auf κ wirkt.

Die Wärmeleitungsgleichung wird mithilfe des THEODOR-Codes für einzelne Zeitintervalle gelöst. Die Wärmeflussdichte q ist durch das Fouriersche Gesetz gegeben:

$$q = -\kappa \nabla T = -\nabla U \quad (3.14)$$

3.4 Einflüsse auf die Messung des Wärmeflusses

In der zweiten Hälfte dieses Kapitels werden einige Effekte, welche Einfluss auf die IR-Messung ausüben, diskutiert. In Fusionsplasma werden die Bedingungen für Strahlungsprozesse im thermodynamischen Gleichgewicht nur selten erfüllt. Grund dafür sind die auftretenden Temperatur- und Dichtegradienten. Das Plasma befindet sich dadurch im optisch dünnen Fall, der Absorptionsgrad α für Kontinuumsstrahlung ist klein. Die Photonen können das Plasma fast ungehindert verlassen und treffen dort auf die Gefäßwand, die die Photonen entweder absorbiert oder reflektiert. Dadurch entstehen zusätzliche Photonenquellen, die das Ergebnis der Oberflächentemperatur verfälschen. In dieser Arbeit werden als zusätzliche Photonenquellen nur IR-Reflexion, welche den an Oberflächen reflektierten Photonenfluss beinhaltet, und IR-Volumenemission behandelt. Die IR-Volumenemission wird durch Abstrahlen angeregter Teilchen (Linienstrahlung) und durch das gegenseitige Abbremsen geladener Teilchen (Bremsstrahlung) erzeugt. Die verwendete IR-Kamera detektiert neben den Photonen der anvisierten Oberfläche auch die der zusätzlichen Photonenquellen, der verfälschte Photonenfluss ist höher als der der eigentlichen Oberfläche. Die daraus errechnete Oberflächentemperatur wird folglich immer überschätzt [19].

3.4.1 IR-Reflexion

Eine Quelle für zusätzlichen Photonenfluss sind von anderen Bauteilen reflektierte Photonen. Da metallische Oberflächen niedrige Emissionsgrade, dafür aber ein hohes Reflexionsvermögen besitzen [20], erzeugen die IR-Reflexionen in den gemessenen Daten einen zusätzlichen Photonenfluss.

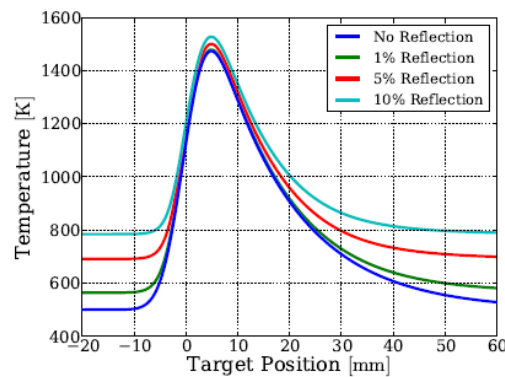


Abbildung 3.2: Temperaturprofile mit zusätzlich reflektierten Photonenflüssen [2]

Abbildung 3.2 zeigt den Einfluss von Reflexionen auf das Temperaturprofil. Beim Vergleich der blauen Kurve, bei der keine Reflexionen berücksichtigt werden, mit der cyanblauen Kurve, bei der eine 10%-Reflektion miteinbezogen wird, ist im Niedrigtemperaturbereich ein beträchtlicher Unterschied zwischen den beiden Temperaturprofilen zu erkennen. Im Hochtemperaturbereich hingegen ist der Unterschied zwischen den Profilen gering. Man kann damit gut erkennen, dass die Wirkung von reflektierten Photonen auf den Photonenfluss stark temperaturabhängig ist. Eine Berücksichtigung dieses zusätzlichen Photonenflusses ist bei der Auswertung solcher Daten notwendig.

3.4.2 IR-Volumenemission

Während einer Entladung beobachtet die IR-Kamera genau die Stelle am Divertor, an der das Plasma auf den Divertor trifft. Dort erzeugen sowohl das Plasma als auch angeregte

Neutralteilchen Strahlung, welche aus Bremsstrahlung und Linienstrahlung besteht. Deren Einfluss auf den gemessenen Photonfluss ist ähnlich der Wirkung von IR-Reflexion. Durch die Wahl geeigneter Linsen kann der Messbereich der Wellenlänge auf ein Intervall beschränkt werden, in dem kaum Linienstrahlung auftritt. Bei ASDEX Upgrade werden dazu Filter bei $4,7 \mu\text{m}$ verwendet[2]. Wegen ihrer Relevanz für diese Arbeit wird die Bremsstrahlung im Folgekapitel separat diskutiert.

3.4.3 Bremsstrahlung

Unter Bremsstrahlung versteht man eine Form von Strahlungsemission, die erzeugt wird, wenn ein geladenes Teilchen durch ein anderes geladenes Teilchen abgebremst wird. Gemäß der Energieerhaltung muss der Energieunterschied vor und nach dem Abbremsen des geladenen Teilchens in Form elektromagnetischer Strahlung kompensiert werden. Ein bekanntes Beispiel für Bremsstrahlung ist das kontinuierliche Spektrum einer Röntgenröhre.

In einem homogenen Plasma kann die Bremsstrahlung durch die nachfolgende Gleichung korrekt beschrieben werden[21]:

$$P = \frac{2\pi c}{\lambda^2} \frac{8\sqrt{2}}{3\sqrt{\pi}} \left[\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \right]^3 \frac{1}{(m_e c^2)^{3/2}} \frac{n_e^2}{(k_B T_e)^{1/2}} \left[1 - \frac{n_e e^2 \lambda^2}{\epsilon_0 m_e 4\pi^2 c^2} \right]^{1/2} E_1(y) d\lambda \quad (3.15)$$

mit $y = \frac{1}{2} \left(\frac{hc}{k_B \lambda T_e} \right)^2$ und mit Integraleponentialfunktion $E_1(y)$

c entspricht der Lichtgeschwindigkeit im Vakuum, λ der Wellenlänge der Bremsstrahlung, ϵ_0 der elektrischen Feldkonstante, m_e der Elektronenmasse, k_B der Boltzmannkonstante, n_e der Elektronendichte.

Neben dem Füllgas Deuterium, dessen Ordnungszahl eins ist, gibt es im Plasma auch Verunreinigungen, wie erodiertes Wolfram ($Z=74$). Da deren Anteil am Gesamtplasma gering ist, darf die Kernladungszahl im Mittel als eins angenommen werden. Die Berücksichtigung

der Kernladungszahl Z_i in Gleichung (3.15) entfällt. Aus demselben Grund darf n_e und n_i gleich gesetzt werden.

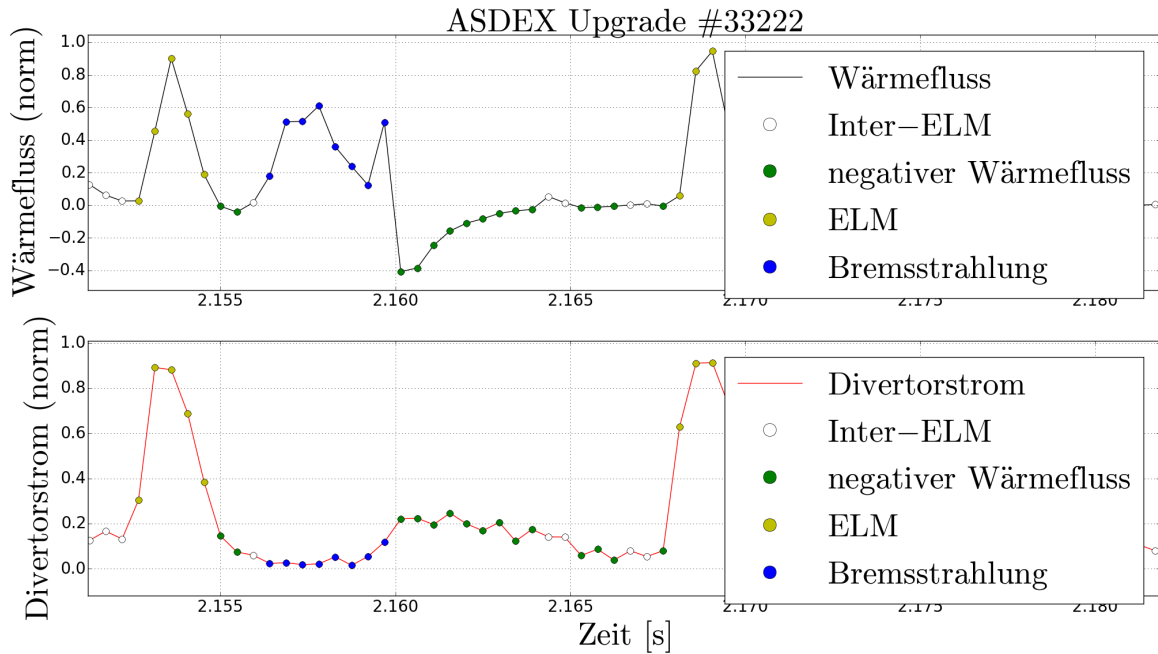


Abbildung 3.3: Ausschnitt des Wärmefluss- und Divertorstromprofils der Entladung #33222

In Abbildung 3.3 wird ein Ausschnitt der Entladung #33222 gezeigt. Im oberen Ausschnitt wird der normierte Wärmefluss dargestellt, im unteren der normierte Divertorstrom. Dieser SOL-Strom ist eine Approximation für die Plasmatemperatur im Divertor, er wird mithilfe von Shunt-Messungen bestimmt. Daraus kann schlussendlich ein Leistungsfluss am Divertor abgeleitet werden. Die mit gelben Punkten markierten Bereiche repräsentieren einen durch ELMs verursachten Wärmefluss, die mit blauen Punkten ist Wärmefluss, der nicht von der Plasmaoberfläche emittiert wurde. Es ist zu erkennen, dass unter bestimmten Bedingungen nach einem ELM diese Strahlung auftritt und dies spiegelt sich auch in der ganzen Entladung #33222 wider. Man erkennt sofort, dass der SOL-Strom unabhängig von dieser Strahlung ist. Der Divertorstrom selbst ist eine strahlungsunabhängige Größe

und im selben Zeitintervall findet kein Anstieg des Stromes statt. Die im Wärmefluss zusätzlich detektierte Strahlung muss daher auf IR-Volumenemission beruhen. In einer früheren Bachelor-Arbeit ¹ wurde bereits nachgewiesen, dass es sich bei diesem Artefakt im Wärmefluss um Bremsstrahlung handelt.

3.5 IR-Kamera

Die für ASDEX Upgrade entwickelte IR-Kamera besteht aus einem IR-Detektor, einer Schnittstellenelektronik und aufgrund der starken Magnetfelder des Tokamaks aus einer magnetischen und elektrischen Abschirmung. Der Detektor wird durch Filter auf

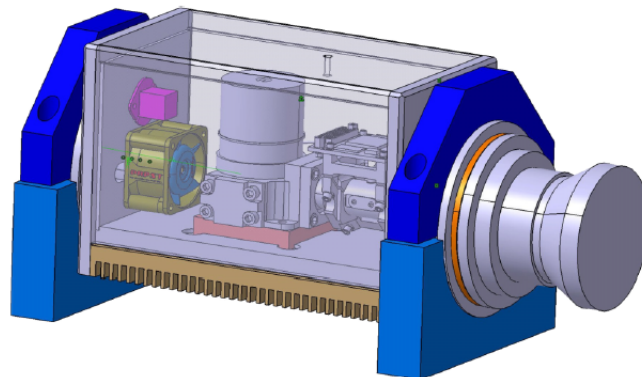


Abbildung 3.4: Schematischer Aufbau der verwendeten IR-Kamera an ASDEX Upgrade[22] einen Bereich um $4,7\ \mu\text{m}$ auf $170\ \text{nm}$ FWHM eingeschränkt. Die Möglichkeit die Auflösung des Detektors und zugleich die dazugehörige Bildfrequenz und Integrationszeit zu variieren, erlaubt eine flexible Einstellung der Kamera auf verschiedene Versuchsszenarien. Das Gehäuse selbst besteht zur Abschirmung der magnetischen Felder aus etwa $5\ \text{mm}$ dickem Weicheisen. Die Hülle hält ein Magnetfeld mit bis zu $100\ \text{mT}$ ab. Da die Kamera außerhalb der toroidalen Feldspulen montiert ist, reicht diese Abschirmung aus. Durch die Montierung ist es möglich, die Kamera entlang ihrer optischen Achse zu rotieren und erlaubt eine geeignete Ausrichtung auf den Messbereich[22].

¹Raheesty Devi Nem: Investigation of Bremsstrahlung on the Divertor of ASDEX Upgrade

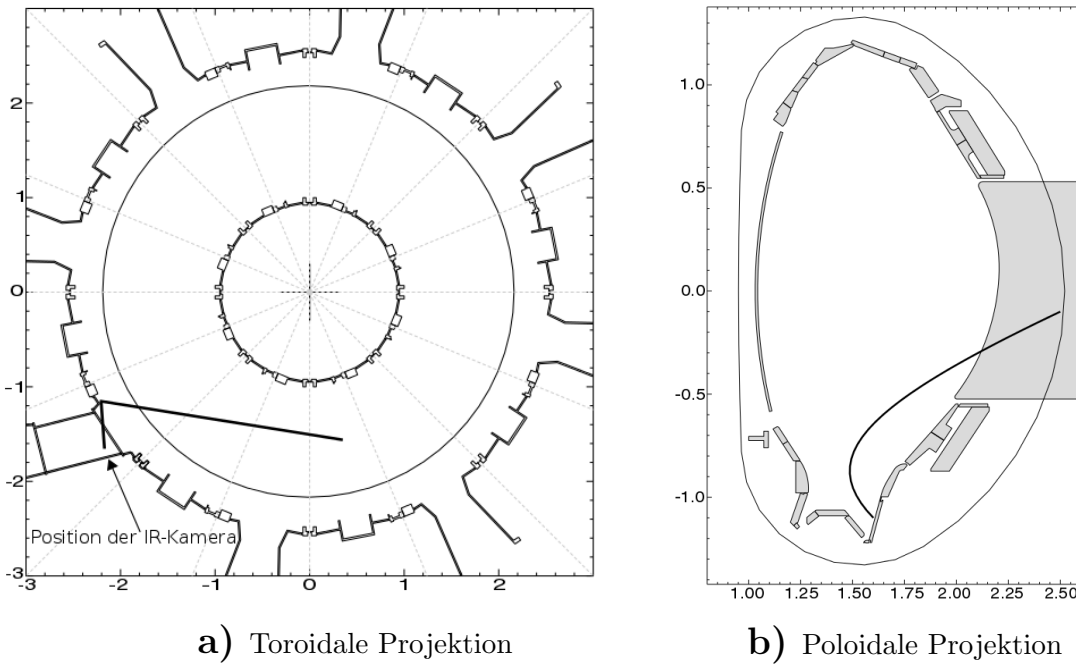


Abbildung 3.5: Messpunkt der IR-Kamera am unteren Divertor in ASDEX Upgrade

Abbildung 3.5 zeigt schematisch die Position und die Ausrichtung der Kamera auf den unteren Divertor in ASDEX Upgrade. Wie die Abbildung zeigt, muss die IR-Kamera wegen ihrer Position über einen Spiegel auf den Divertor ausgerichtet werden.

4 Experiment und Datenauswertung

Wie in der Einführung angesprochen, wurde bereits gezeigt, dass eine manuelle Korrektur des Wärmeflusses möglich ist. Dafür wurde das Profil des Wärmeflusses mit dem der Temperatur verglichen. Diese Korrektur beruhte auf der Idee, dass ein fehlerhaft berechneter Wärmefluss vorliegt, falls die Steigungen der beiden Profile divergieren. Für eine automatisierte Korrektur ist diese Bedingung nicht geeignet. Stattdessen wird hier vorausgesetzt, dass die Inter-ELM-Bereiche des Wärmeflusses mit denen des Divertorstroms korrelieren. Um dies ausnützen zu können, müssen die benötigten Datensätze noch angepasst werden. Im folgenden Abschnitt wird die Vorgehensweise ausführlich erläutert:

4.1 Importierung und Normierung der Rohdaten

Zunächst werden die Rohdaten des Wärmeflusses, welcher durch die IR-Thermographie bestimmt wird, und des SOL-Stroms, der mithilfe von Shunt-Messungen berechnet wird, importiert. Anschließend werden beide normiert, um eine allgemeine Verwendung der noch zu berechnenden Bedingungen auf eine größere Anzahl an Entladungstypen zu ermöglichen. Diese findet nicht über den Maximalwert der jeweiligen Messreihe statt, sondern es werden mithilfe eines Histogramms 1% der Datenpunkte mit den höchsten Werten aussortiert, weil in manchen Entladungen Disruptionen auftreten und diese in keiner Relation zu den restlichen Messdaten stehen. Die Normierung und die spätere Korrelation der beiden Da-

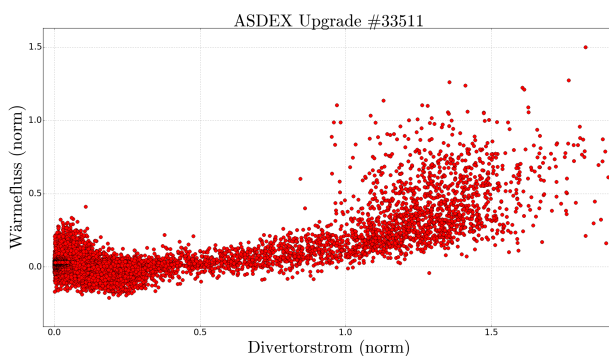
tensätze würde ansonsten verfälscht werden. Aus diesem reduzierten Datensatz wird der Maximalwert als Normierungsgröße verwendet. Bevor die Korrelation weiter untersucht werden kann, muss ein Punkt noch berücksichtigt werden: Der Divertorstrom muss auf die Zeitspur des Wärmeflusses interpoliert werden, da die Diagnostik für den SOL-Strom mit einer höheren zeitlichen Auflösung arbeitet.

4.2 Korrektur des Zeitversatzes

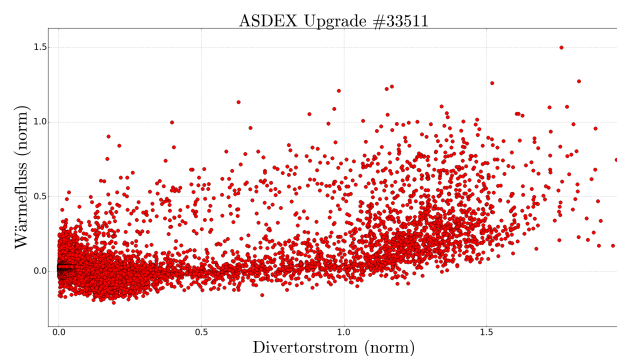
Als nächstes muss der zeitliche Versatz zwischen den beiden Messreihen angepasst werden, die beiden Diagnostiken haben zwar einen gemeinsamen Startauslöser (sog. „Trigger“) für die Messung, die IR-Thermographie ist aber gegenüber den anderen Diagnostiken zeitversetzt. Dieser wird dadurch korrigiert, dass zunächst eine Zeitverschiebung händisch festgelegt wird. Dies setzt voraus, dass der Zeitversatz zwischen den beiden Messungen für alle Entladungen konstant bleibt. Es hat sich ein Wert $t = 0,0205$ s als sinnvoll erwiesen. Damit die Korrektur exakt auf einen Messzeitpunkt fällt, wird der händisch festgelegte Wert durch das Zeitintervall zwischen zwei Messzeitpunkten geteilt und das Ergebnis anschließend gerundet. Dieser errechnete Wert kann nun dem Ende der Wärmeflussmessreihe abgezogen werden. Es muss angemerkt werden, dass bei manchen Entladungen Werte von 1 oder 2 zur zuvor errechneten Verschiebung händisch ergänzt werden müssen. Dies liegt zum einen daran, dass zwischen dem Befehl zum Beginn der Messung und der tatsächlichen Aufnahme der IR-Messung zum nächstmöglichen Zeitpunkt ein Zeitversatz vorliegt, der die Korrelation stören kann. Bei einem zu großem Zeitversatz muss zur kalkulierten Zeitverschiebung eine 1 hinzugefügt werden. Zum anderen existieren Entladungen, bei denen es notwendig ist, eine zusätzliche 1 zu berücksichtigen. Dies muss als ein Diagnostikartefakt betrachtet werden. In Summe kann die errechnete Verschiebung von der tatsächlichen somit um den Wert 2 abweichen.

4.3 Visualisierung der Korrelation

Unter Berücksichtigung der bisherigen Korrekturen kann nun der Wärmefluss gegen den Divertorstrom aufgetragen werden, um die Korrelation zu untersuchen. In Abbildung 4.1a) wird eine Korrelation mit einer richtigen Zeitkorrektur dargestellt. Eine verwertbare Korrelation liegt vor, falls die Punkte mit niedrigem SOL-Strom dicht zusammen liegen und wenig streuen. Eine lineare Steigung ist in diesem Bereich ebenfalls zu erkennen, die verwendete Annahme findet hier Anwendung. Mit zunehmenden Wert des Divertorstrom müssen die beiden Eigenschaften nicht mehr erfüllt werden. Die Datenpunkte streuen vermehrt und eine lineare Steigung existiert nicht mehr. In Abbildung 4.1b) liegt eine Korrelation mit einer fehlerhaften Zeitkorrektur vor. Über alle Werte des SOL-Stroms streuen die Datenpunkte sehr stark. Die Annahme eines linearen Zusammenhangs wird nicht erfüllt und eine verwertbare Korrelation liegt somit nicht vor. Der Vergleich der beiden Abbildungen unterstreicht die Relevanz dieser Korrektur.



a) Korrelation mit richtiger Zeitkorrektur



b) Korrelation mit fehlerhafter Zeitkorrektur

Abbildung 4.1: Korrelation der Entladung #33511

4.4 Definierung der benötigten Korrekturbereiche

Damit nun die eine Korrektur möglich wird, müssen die Messdaten sinnvoll eingeteilt werden. Erste grobe Überlegungen können aus der Korrelation der Daten gezogen werden. Daraus ergeben sich vier mögliche Bereiche (Inter-ELM, ELM, Bremsstrahlung und Negativer Wärmefluss), die in Abbildung 4.3b) markiert sind. Für ein korrektes Definieren müssen für jeden Bereich Annahmen berücksichtigt werden, die im Folgenden erläutert werden:

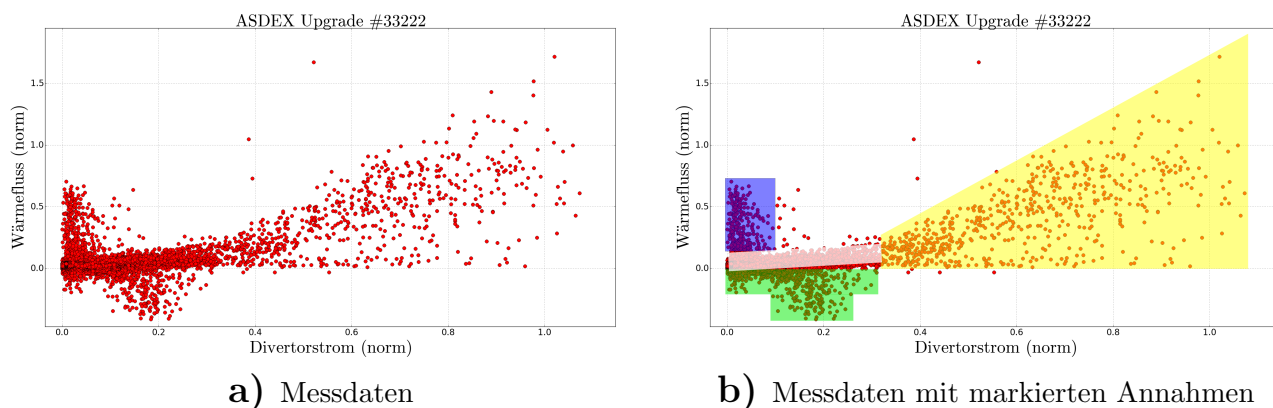


Abbildung 4.2: Korrelation zwischen Wärmefluss und Divertorstrom für die Entladung #33511

- weiß markierter Bereich (Inter-ELM):

Dieser Bereich wird durch die zentrale Annahme dieser Arbeit definiert, dass zwischen den Inter-ELM-Bereichen des SOL-Stroms und denen des Wärmeflusses eine Korrelation vorliegt. In Abbildung 4.3b) ist ein linearer Anstieg zwischen den beiden Größen (Divertorstrom $< 0,3$) zu erkennen, der die Annahme stützt.

Unter Berücksichtigung dieser Annahme ergeben sich folgende verwendete Bedingungen:

- Divertorstrom $< 0,25$
- $0 < \text{Wärmefluss} < 2 \cdot \text{gemittelte Steigung} \cdot \text{SOL-Strom} + 0,6$
- Bedingungen für gemittelte Steigung:
 - $0 < \text{Wärmefluss} < 0,6$

- Divertorstrom $< 0,25$

Die gemittelte Steigung wird eingeführt, um eine sinnvolle Abgrenzung zwischen dem Bereich der Bremsstrahlung und dem der ELMs zu erhalten, eine rein waagerechte Grenze ist nicht ausreichend. Die Bedingungen zur Bestimmung der Steigung entsprechen den ursprünglichen Grenzen des Inter-ELM-Bereichs.

- blau markierter Bereich (Bremsstrahlung):

Ein solches Artefakt kann nur vorliegen, wenn der Divertorstrom gering ist und zugleich der Wärmefluss einen großen Wert vorweist. In Abbildung 3.3 ist diese Überlegung visualisiert dargestellt, weswegen von Bremsstrahlung ausgegangen werden darf.

Daraus ergeben sich folgende Bedingungen:

- Divertorstrom $< 0,25$
- Wärmefluss $> 2 \cdot \text{gemittelte Steigung} \cdot \text{SOL-Strom} + 0,6$

(für die gemittelte Steigung werden dieselben Bedingungen verwendet wie für die des Inter-ELMs)

- gelb markierter Bereich (ELM):

ELMs liegen nur vor, wenn sowohl im Divertorstrom als auch im Wärmefluss ein großer Wert zu erkennen ist. Da in diesem Bereich keine lineare Korrelation angenommen werden kann, muss in diesem Bereich keine eindeutige Steigung vorhanden sein und ein dementsprechend breitgefächerter Bereich vorliegen.

Folgende Bedingungen werden verwendet:

- Divertorstrom $> 0,25$
- Wärmefluss > 0

- grün markierter Bereich (Negativer Wärmefluss):

Der Wärmefluss wird mithilfe von THEODOR berechnet. Die Verwendung ungenauer Werte für Phänomene wie die Emissivität und die fehlender Berücksichtigung mancher Oberflächeneffekte des Divertormaterials sorgen dafür, dass unter gewissen Umständen der kalkulierte Wärmefluss abschnittsweise negativ ist. Das liegt daran, dass THEODOR energieerhaltend ist. Die Auswirkungen eines schnellen Anstiegs mit einem ebenso schnellem Abklingen der Temperatur muss THEODOR als einen negativen Wärmefluss interpretieren, um die Energieerhaltung zu gewährleisten. Dieses Einhalten der Energieerhaltung hat zur Folge, dass ein physikalisch fehlerhafter Wärmefluss errechnet wird.

Für den negativen Wärmefluss wird folgende Bedingung angewendet:

- Wärmefluss < 0

Mit diesen Überlegungen können nun die gesuchten Bereiche exakt festgelegt werden. In Abbildung 4.1 wird dies visualisiert.

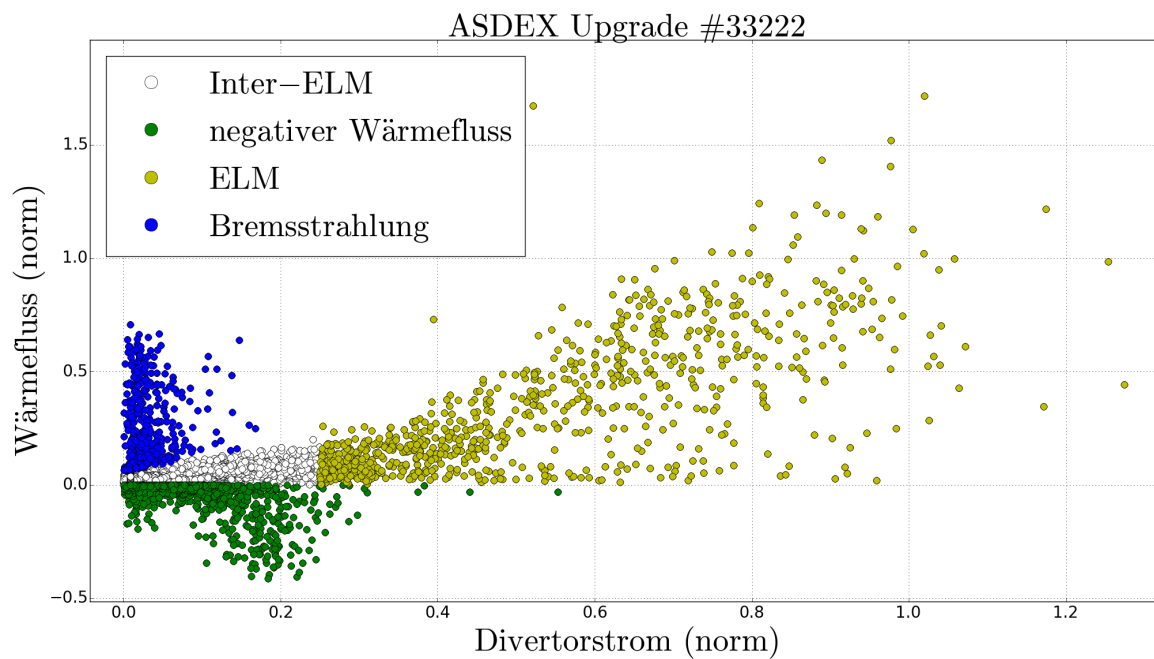


Abbildung 4.3: Messdaten mit zugeordneten Bereichen der Entladung #33222

4.5 Einführung von drei notwendigen Korrekturbedingungen

Die Verwendung der bisher festgelegten Bedingungen reicht nicht aus, um eine geeignete Korrektur des Wärmeflusses zu erhalten. Folgende Probleme müssen berücksichtigt werden:

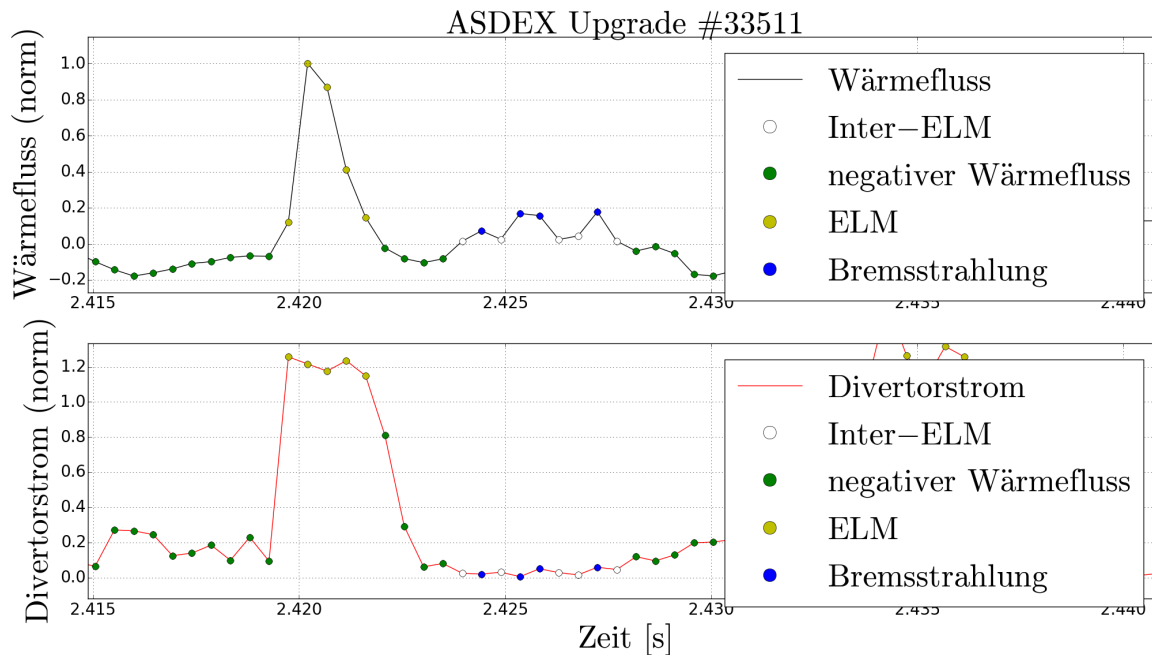


Abbildung 4.4: Wärmefluss und Divertorstrom mit markierten Bereichen der Entladung #33511

-Abbildung 4.5 zeigt das erste Problem: Die weiß markierten Datenpunkte würden mit den bisherigen Bedingungen im Ausschneideprozess keine Berücksichtigung finden, die Korrektur des neu berechneten Wärmeflusses wäre fehlerbehaftet. Aufgrund der festen Bedingungen für die einzelnen Grenzen, kann es passieren, dass Datenpunkte, welche auf dem Übergang zwischen zwei Bedingungen liegen, fehlerhaft zugeordnet werden. Dies wird behoben, indem bei jedem Datenpunkt, der der Bremsstrahlung zugeordnet wird, zwei

Messpunkte davor und drei danach zusätzlich ausgeschnitten werden. Es hat sich bereits bei der manuell durchgeführten Korrektur gezeigt, dass die falsch berechneten Abschnitte des Wärmeflusses großzügig ausgeschnitten werden dürfen, um Fehler im neu berechneten Wärmefluss zu minimieren. Es wird dadurch gewährleistet, dass zum einen fehlerhaft zugeordnete Datenpunkte den korrigierten Wärmefluss nicht negativ beeinflussen. Zum anderen wird sichergestellt, dass der Bereich, der ausgeschnitten werden muss, ausreichend groß ist, damit die Neuberechnung des Wärmeflusses eine Verbesserung des bisherigen Profils aufweist.

- Durch die festen Filterbedingungen können Daten entfernt werden, die relevant sind. Abbildung 4.6a) zeigt dies anhand der im Ausschnitt gezeigten ELMs beispielhaft. Um diesen Fehler zu vermeiden, wird eine Bedingung eingeführt, die ELMs von der Filterbedingung ausschließt. Diese sagt Folgendes aus: Sollte ein Datenpunkt sowohl die Zuordnung für den ELM-Bereich als auch den für das oben eingeführte Ausschneidekriterium der Bremsstrahlung erfüllen, so überwiegt die ELM-Zuordnung und der Datenpunkt wird nicht ausgeschnitten. Die Verbesserung anhand dieser Bedingung kann in Abbildung 4.6b) gesehen werden.

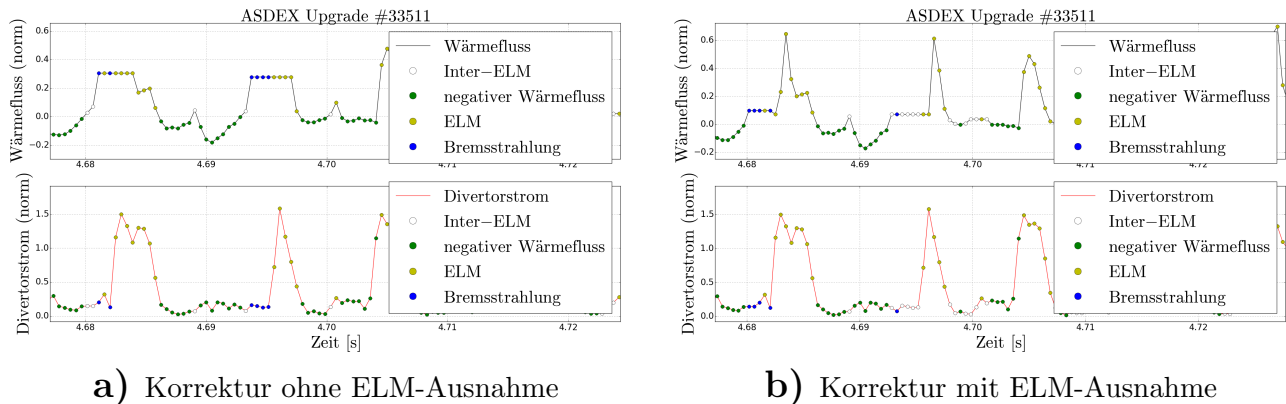
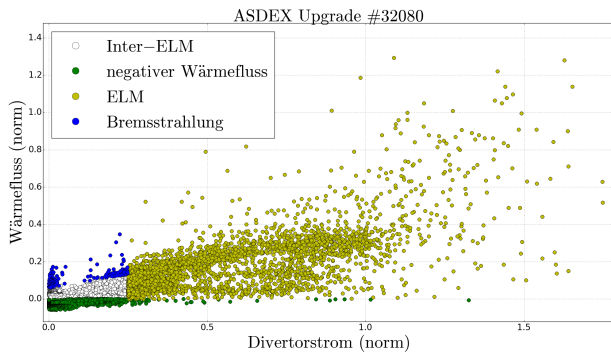
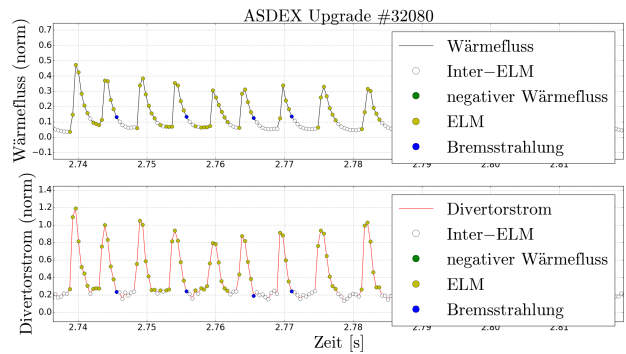


Abbildung 4.5: Plots der Entladung #33511

-Die letzte Bedingung muss eingeführt werden, damit der Code auch für Entladungen angewendet werden kann, bei denen der Wärmefluss des ELMs länger ist als der Strom des ELMs. Abbildung 4.7) stellt das Problem anhand der Entladung #32080 dar. Teile der blau



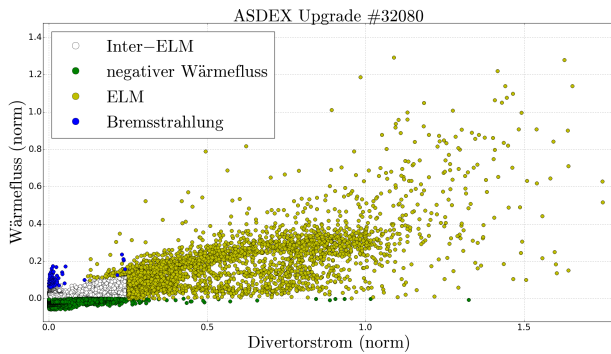
a) Korrektur ohne dritte Bedingung



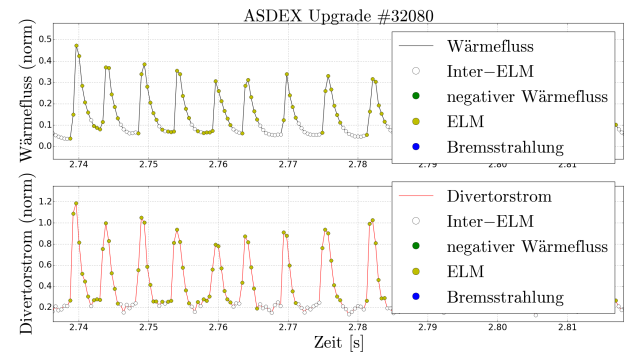
b) Wärmeflussprofil mit fehlerhafter Zuordnung

Abbildung 4.6: Plots der Entladung #32080

markierten Punkte entsprechen eigentlich Datenpunkten, die dem ELM-Bereich zugeordnet werden müssten. Wegen dieser Zuordnung werden nicht nur richtig, sondern auch falsch zugeordnete Datenpunkte ausgeschnitten. Dadurch könnten durch die Korrektur Teile von ELMs oder ganze ELM-Peaks verloren gehen und ein solcher Informationsverlust muss vermieden werden. Um nun die allgemein definierten Filterbedingungen für eine größere



a) Korrektur mit zusätzlicher Bedingung



b) Wärmeflussprofil mit korrigierter Zuordnung

Abbildung 4.7: Plots der Entladung #32080

Anzahl an Entladungen verwenden zu können, wird eine weitere Bedingung eingeführt: Falls ein Datenpunkt das Kriterium für Bremsstrahlung erfüllt, sind zwei weitere Bedingungen einzuhalten. Falls der Wärmefluss zwischen dem betrachteten und dem vorherigen Datenpunkt abnimmt und der vorherige zugleich das ELM-Kriterium erfüllt, muss der betrachtete Datenpunkt keine Bremsstrahlung sein und muss zu einem ELM-Datenpunkt definiert werden. Abbildung 4.8 zeigt die Verbesserung durch die neu eingeführten Bedingung.

Mit diesen zusätzlichen Bedingungen kann nun eine geeignete Korrektur des Wärmeflussprofils durchgeführt werden. Um die Richtigkeit der vorgenommenen Annahmen und Bedingungen zu unterstreichen, werden in Abbildung 4.9 die Temperaturprofile der manuell korrigierten mit denen der automatisiert korrigierten verglichen. Die gelb markierten Punkte repräsentieren die ursprünglichen fehlerhaften Temperaturdaten. Die rot markierten Plus-

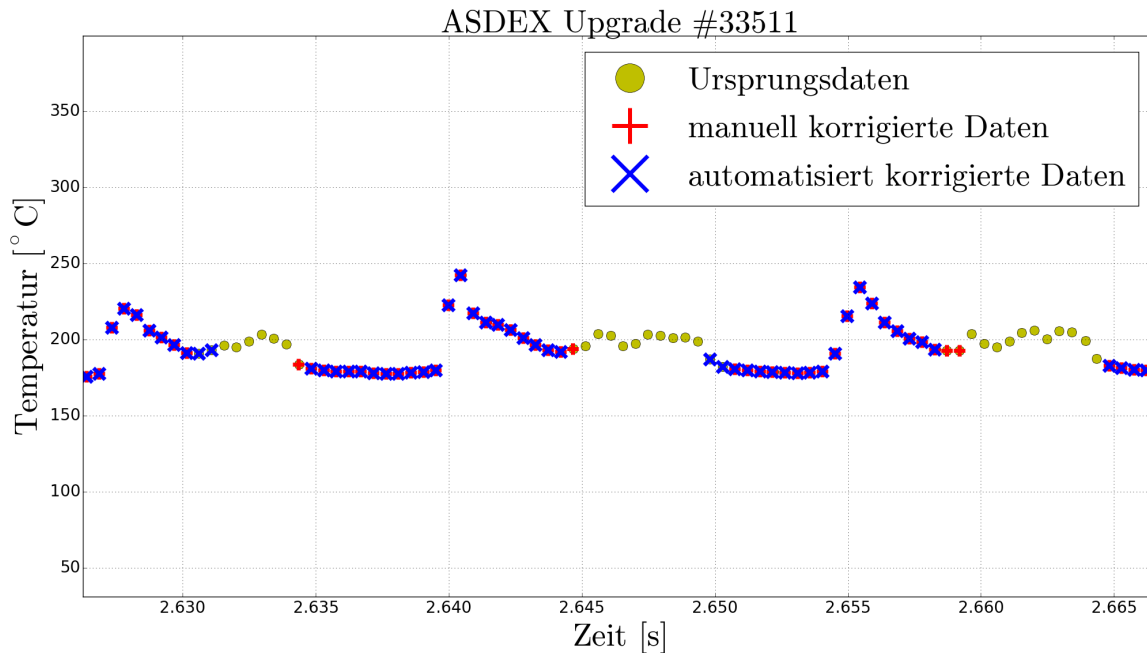


Abbildung 4.8: Temperaturverlauf der Entladung #33511

zeichnen den manuell korrigierten Temperaturverlauf und die blau markierten Kreuzzeichen den automatisiert korrigierten. Auch in diesen Daten sind sowohl ELMs als auch Bremsstrahlung einfach zu erkennen: Der abrupte Leistungsanstieg während eines ELMs muss sich in der Temperatur ebenfalls widerspiegeln, da über die Temperaturdaten der Wärmefluss errechnet wird (siehe Kapitel 3). Dieser abrupte Anstieg ist in Abbildung 4.9 zu erkennen. Auch ist die Bremsstrahlung gut zu erkennen, die nach jedem ELM auftritt und auch einen Temperaturanstieg erzeugt. Dieser ist nicht abrupt, es liegt stattdessen ein schwacher Anstieg vor, der über einen längeren Zeitraum stattfindet. Wenn man nun die manuelle mit automatisierten Korrektur vergleicht, ähneln sich die ausgeschnittenen Bereiche stark, obwohl sie von verschiedenen Annahmen ausgehen. Die beiden Methoden sollten also ein ähnliches Ergebnis liefern.

5 Ergebnisse

In diesem Kapitel wird das Ergebnis der vorgenommenen Korrektur des Wärmeflusses ausführlich diskutiert. Anhand dieser Analyse soll die physikalische Korrektheit dieser Korrektur ebenfalls näher betrachtet werden.

5.1 Validierung der Korrektur

Durch den Vergleich der Abbildungen 5.1a) und 5.1b) wird der Erfolg der Korrektur ersichtlich. Die Auswirkungen des negativen Wärmeflusses und der Bremsstrahlung wurden sinnvoll korrigiert. Man kann anhand der Abbildungen 5.2a) und 5.2b) erkennen, dass der Anteil an störenden Effekte, hier Bremsstrahlung und negativer Wärmefluss, minimiert wurde, Fehler der Messung und der Berechnung können damit entfernt werden.

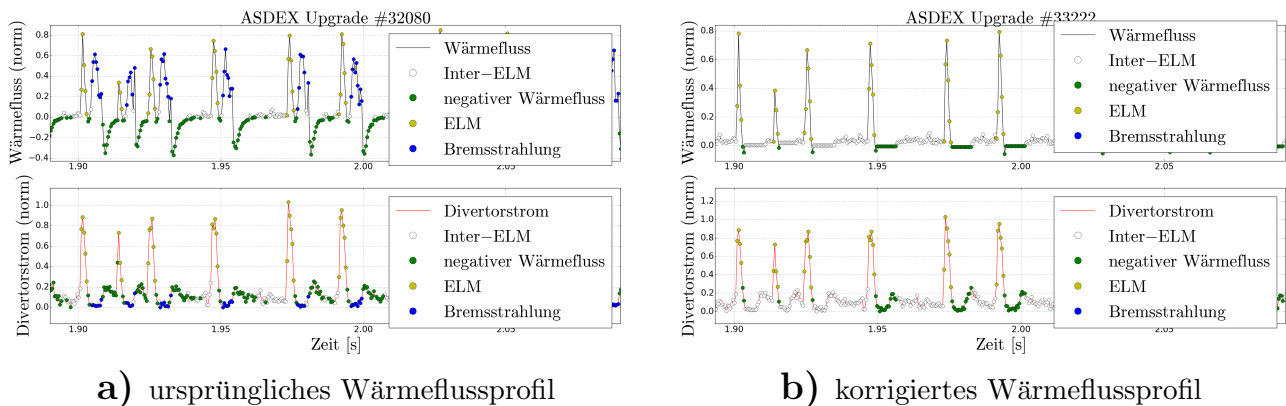


Abbildung 5.1: Wärmefluss- und Divertorstromprofile der Entladung #33222

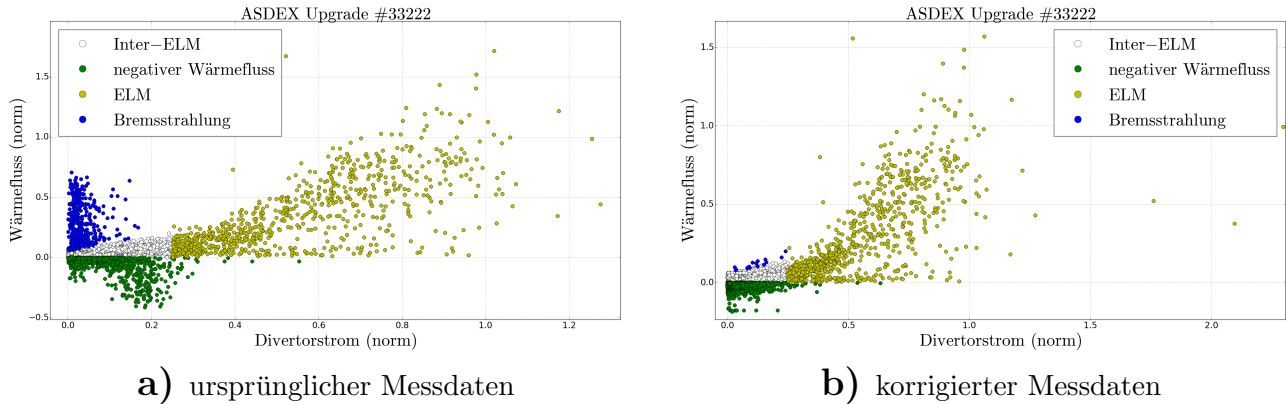


Abbildung 5.2: Korrelationsplots der Entladung #33222

Als nächstes wird geprüft, ob die Korrektur physikalisch verwertbare Daten liefert. Dies wird anhand der ELM-Dauer, der ELM-Energie und der Energiebilanz [23] geprüft:

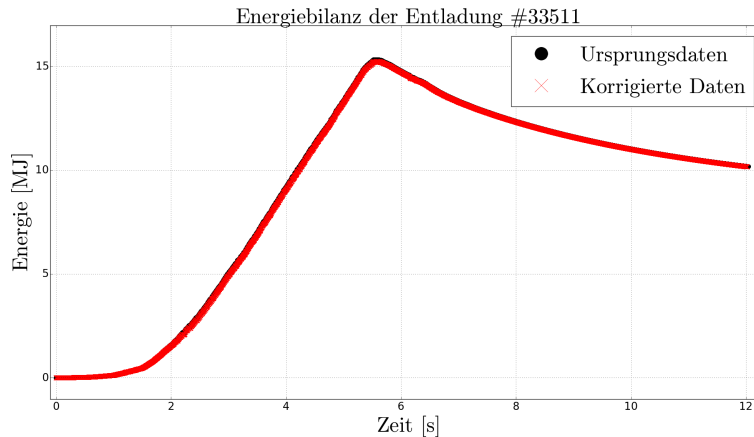


Abbildung 5.3: Energiebilanz der Entladung #33511

Abbildung 5.3 zeigt die globale Energiebilanz des ursprünglichen Wärmeflusses (schwarze Kurve) im Vergleich mit dem des korrigierten (rote Kurve) der Entladung #33511. Die Energie steigt während der Entladung erwartungsgemäß kontinuierlich an, bis das Maximum nach etwa 5,6 s erreicht wird. Es ist zugleich das Ende der Entladung und der spätere abklingende Kurvenverlauf ist den Randbedingungen von THEODOR geschuldet. Es ist eindeutig zu erkennen, dass die Korrektur und die Neuberechnung global keine negativen Auswirkungen auf den Wärmefluss hat, da beide Kurven fast deckungsgleich sind. Diese

Entladung muss über die komplette Entladungszeit korrigiert werden. Das heißt, dass global keine physikalisch relevanten Daten verloren gehen und die Korrektur nur lokal Daten ändert, die in Summe keinen Einfluss auf die auf den Divertor angekommene Gesamtenergie hat. Nun kann in Abbildung 5.4a) ein Ausschnitt der Entladung #33222 betrachtet werden. Es treten entlang des Abschnitts in gewissen Zeitintervallen Stufen auf, diese repräsentieren

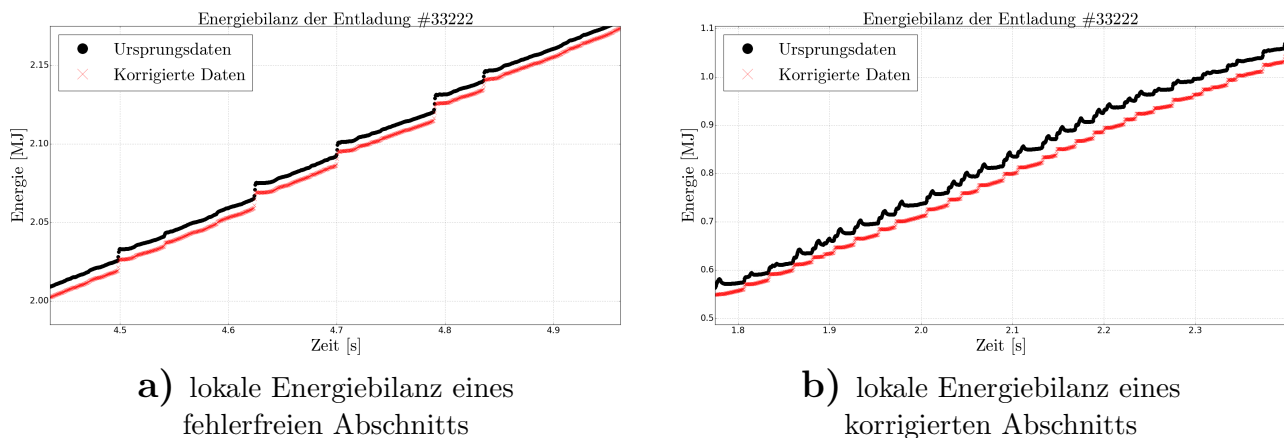


Abbildung 5.4: Energiebilanz der Entladung #33222

einen abrupten Leistungsanstieg und damit ELMs. Nach jedem ELM stagniert kurzzeitig die Energie bevor sie wieder linear ansteigt. Dies beschreibt den Idealfall ohne das Auftreten störender Strahlungsprozesse. Diesen Fall erfüllen sowohl die ursprünglichen als auch die neu berechneten Daten, die in diesem Abschnitt nicht korrigiert werden mussten. In Abbildung 5.4b) wird ein Abschnitt derselben Entladung gezeigt, in dem die Ursprungsdaten durch Bremsstrahlung verfälscht werden. Man kann in der schwarzen Kurve nach jedem ELM statt einer zu erwartenden stagnierenden Kurve einen sinusförmigen Kurvenverlauf erkennen, dies ist die Bremsstrahlung. Die korrigierte rote Kurve zeigt hingegen einen ähnlichen Verlauf wie die in Abbildung 5.4a) gezeigten unbeeinflussten Kurven. Das heißt, dass die Korrektur auf lokaler Ebene ebenfalls sinnvolle Werte ergibt. Da die korrigierten Bereiche mit einem konstanten Wärmefluss aufgefüllt werden, können in diesen Bereichen die errechneten Daten nur eingeschränkt verwertet werden.

Als nächstes wird die ELM-Dauer betrachtet: In Tabelle 5.1 kann für die Entladung #33511

Tabelle 5.1: Tabelle mit der mittleren ELM-Dauer im Zeitintervall zwischen 2,0 und 2,5 s für die Entladung #33511

Schussnummer: 33511	mittlere ELM-Dauer [s]	Abweichung - [s]	Abweichung + [s]
Rohdaten	0,002578	0,001406	0,01312
Manuelle Korrektur	0,001406	0,000937	0,001874
automatisierte Korrektur	0,001406	0,000937	0,001874

im Zeitintervall zwischen 2,0 und 2,5 s die mittlere ELM-Dauer eingesehen werden. Die Abweichungen sind damit zu erklären, dass die in diesem Zeitintervall betrachtete Dauer jedes einzelnen ELMS zeitlich variieren kann, die ELM-Dauer ist für eine bestimmte ELM-Frequenz nicht konstant. Zusätzlich muss beachtet werden, dass im Falle der Rohdaten Bremsstrahlung fälschlicherweise als ELM erkannt wird und das Ergebnis somit zusätzlich negativ beeinflusst. Es ist zu erkennen, dass für die Rohdaten der Wert der mittleren ELM-Dauer um mehr als 400% abweichen kann, eine sinnvolle Verwertung der Daten ist damit nur eingeschränkt möglich. Die manuelle Korrektur reduziert die Unsicherheit der mittleren ELM-Dauer auf höchstens 35%, die Genauigkeit hat sich eindeutig verbessert, die Daten sind aussagekräftiger geworden. Der Vergleich mit denen der automatisierten Korrektur benötigt nur eine kurze Diskussion, denn die Werte sind unter Berücksichtigung der gerundeten Genauigkeit identisch. Ein Vergleich der automatisiert korrigierten mit den händisch korrigierten ist nur legitim, falls angenommen werden darf, dass die manuell korrigierten sinnvoll korrigiert wurden. Wird dies getan, so liefert die Methode Daten, die von der Bremsstrahlung nicht mehr beeinflusst sind.

Tabelle 5.2: Tabelle der mittleren ELM-Energie im Zeitintervall zwischen 2,0 und 2,5 s für die Entladung #33511

Schussnummer: 33511	mittlere ELM-Energie [$\frac{\text{kJ}}{\text{m}^2}$]	Abweichung - [$\frac{\text{kJ}}{\text{m}^2}$]	Abweichung + [$\frac{\text{kJ}}{\text{m}^2}$]
Rohdaten	72,06	45,40	101,78
Manuelle Korrektur	47,10	28,60	58,74
automatisierte Korrektur	46,79	24,27	58,73

Man kann als letztes die mittlere ELM-Energie hinzuziehen. Es wird dasselbe Zeitintervall wie für die mittlere ELM-Dauer betrachtet. Man erkennt, dass für die Rohdaten die Werte für die Energie ebenfalls stark schwanken, hier aber nur etwa um 40 %. Wenn nun die Daten der manuellen mit denen der automatisierten Korrektur verglichen werden, ist ersichtlich, dass bei beiden der Wert der mittleren Energie um denselben Betrag abnimmt und die Abweichung um einen ähnlichen Betrag genauer wird. Das heißt, dass sich die Daten bezüglich der ELM-Dauer und -Energie in beiden Fällen verbessert haben und eine sinnvolle Verwendung der Daten möglich wird.

5.2 Grenzen der Korrektur

In diesem Kapitel werden anhand geeigneter Beispiele auftretende Fehler der Korrektur besprochen:

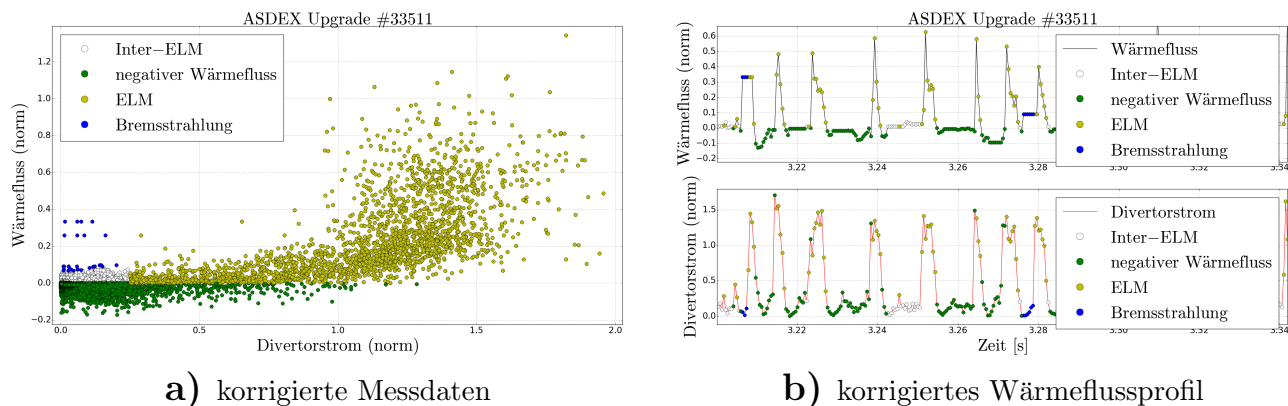


Abbildung 5.5: Wärmefluss- und Divertorstromprofile der Entladung #33511

Die Einführung der in Kapitel 4 beschriebenen Bedingungen reicht nicht aus, um alle Fehler, welche durch die automatisierte Korrektur entstehen, zu verhindern. Abbildung 5.5a) stellt die korrigierte Korrelation der Entladung #33511 dar. Trotz Korrektur sind weiterhin einzelne Datenpunkte der Bremsstrahlung zugeordnet. Hier muss aber differenziert werden:

Die blau markierten Punkte, welche nah an der Grenze zum Inter-ELM-Bereich liegen, sind aufgrund der festen Zuordnungskriterien fehlerhaft zugeordnet worden, siehe dazu Schritt 4 in Kapitel „Experiment und Datenauswertung“. Die anderen blau markierten Punkte, welche sich in einer von der Korrelation losgelösten Wolke verteilen (in Abbildung 5.6a eindeutiger), wurden durch eine fehlerhafte Korrektur erzeugt. Grund dafür ist, dass im Intervall zwischen zwei ELMs ein schwacher ELM, der auch im Divertorstrom nachgewiesen wird, auftreten kann. Die dazugehörige Bremsstrahlung endet kurz vor dem typisch ausgeprägtem ELM. Falls der letzte Datenpunkt vor einem ELM das Ausschneidekriterium der Bremsstrahlung erfüllt, geht die Information über den Beginn eines ELMs verloren, die Korrektur erzeugt einen fehlerhaften ELM-Wärmefluss. Es ist ein Fehler, der bei verschiedenen Entladungsszenarien vereinzelt auftritt. Abbildung 5.5b) und 5.6b) visualisieren dies.

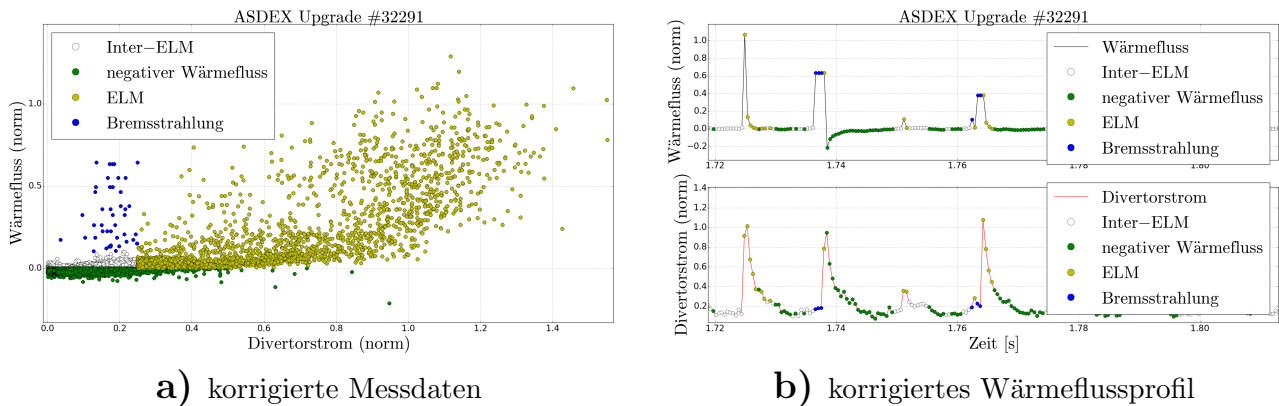


Abbildung 5.6: Messdaten der Entladung #32291

Trotz der eingeführten ELM-Ausnahme für die Korrektur kann somit ELM-Informationen teilweise verloren gehen. Die eingeführte Bedingung kann eine fehlerhafte Korrektur in den meisten Fällen verhindern, aber nicht in jedem Fall. Da dieses Problem in den im Rahmen der Arbeit betrachteten Entladungen nur selten und vereinzelt auftrat, darf ein negativer Einfluss auf die Korrektur als gering eingeschätzt werden. Diese Aussage stützt sich auch

auf die Ergebnisse der erläuterten Energiebilanzen.

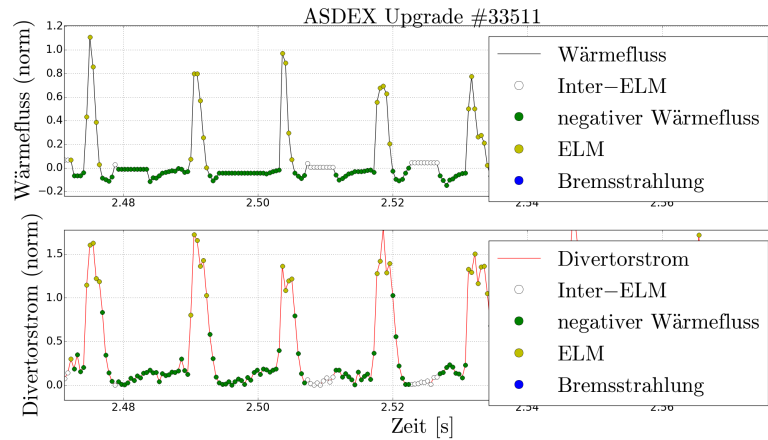


Abbildung 5.7: Wärmeflussprofil der Entladung #33511

Ein weiteres Problem kann in Abbildung 5.6 betrachtet werden: Die Korrektur erzeugt an den Stellen der Bremsstrahlung anstatt eines fließenden Übergangs kleine Sockel, welche den stetigen Kurvenverlauf stören. Solche Fehler treten in Bereichen auf, in denen eine hohe ELM-Frequenz vorliegt. Diese fehlerhafte Korrektur hat physikalisch keine negativen Auswirkungen, denn dieser betrachtete Abschnitt ist für die IR-Thermographie nicht relevant. Die ELM-Frequenz ist in dem betrachteten Ausschnitt so hoch, dass sich zwischen zwei ELMs kein verwertbares Inter-ELM-Intervall ausbilden kann. Trotzdem können in diesem Bereich keine physikalisch relevanten Daten gerettet werden.

Trotz der Einführung der dritten Bedingung in Schritt 4 des Kapitels „Experiment und Datenauswertung“ wird die Zuordnung von Entladungen, wie der Entladung #32080, nach der aktuellen Methode fehlerhaft sein. Abbildung 5.7b) zeigt dies beispielhaft. Es liegt daran, dass bei solchen Entladungen der Wärmefluss des ELMs länger ist als der Strom des ELMs, ein verwertbarer Zusammenhang existiert hier nicht. Bereiche, die offensichtlich dem Inter-ELM zugeordnet werden müssen, ordnen die verwendeten Bedingungen dem ELM-Bereich zu. In den hier betrachteten Entladungen wurde trotz dieser fehlerhaften Zuordnung kein Wärmefluss falsch korrigiert, eine falsche ELM-Zuordnung ist somit für

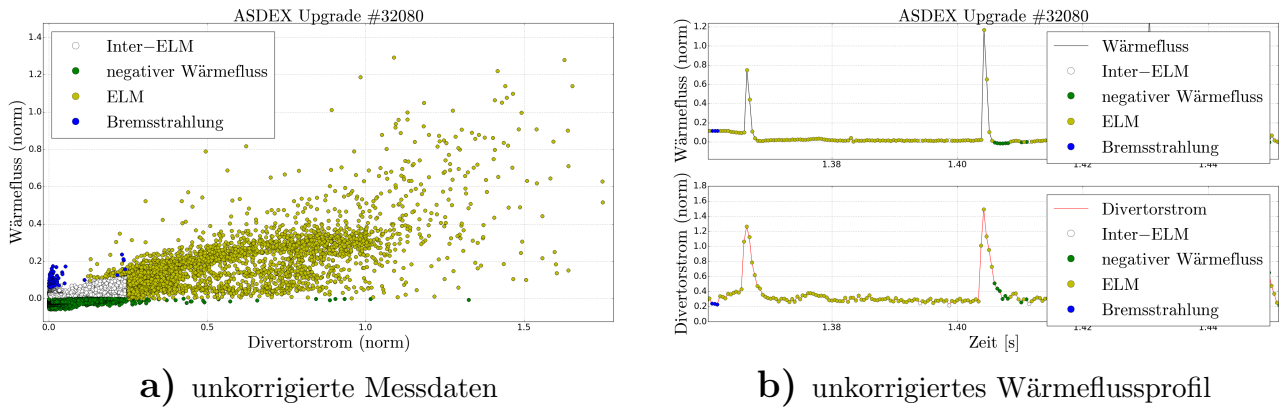


Abbildung 5.8: Messdaten der Entladung #32080

die Korrektur unerheblich. Eine Anpassung des Schwellenwertes bei bestimmten Entladungen (siehe Kapitel „Experiment“) könnte diesen Fehler beheben.

6 Schlussfolgerung und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit wurde untersucht, ob eine nachträgliche Korrektur von IR-Thermographiedaten mit IR-Volumenemission möglich ist. Als Referenzgröße wurde dazu der Divertorstrom verwendet und es wurde angenommen, dass die Inter-ELM-Bereiche des Divertorstroms mit denen des Wärmeflusses korrelieren. Dazu wurden beide Messreihen normiert und zeitlich korrigiert, um schlussendlich den Wärmefluss gegen den SOL-Strom auftragen zu können. Daraus ließen sich spezifische Ausschnitte definieren, die den einzelnen Bereiche des Wärmeflusses zugeordnet werden konnten. Um eine bessere Korrektur zu erhalten, wurden drei Bedingungen berücksichtigt, die zusätzlich das Spektrum der für die Korrektur möglichen Entladungsszenarien erweitert.

Es wurde nachgewiesen, dass es anhand der hier entwickelten Methode möglich ist, den Wärmefluss automatisiert zu korrigieren. Es wurde ebenfalls gezeigt, dass die Korrektur physikalisch verwertbare Daten ergibt. Es wurden die Energiebilanz, die mittlere ELM-Dauer und Energie herangezogen und die korrigierten Daten mit den Rohdaten und den händisch korrigierten verglichen, um die Verbesserung zu unterstreichen. Des Weiteren wurden einzelne fehlerhafte Korrekturen thematisiert.

Es darf davon ausgegangen werden, dass trotz einzelner Fehler, welche in Summe keine negativen Auswirkungen auf das Gesamtbild hatten, die Korrektur erfolgreich ist und eine

sinnvolle Auswertung der Daten erlaubt. Diese Methode kann nicht alle Entladungsszenarien sinnvoll korrigieren, die Kriterien sind dafür nicht flexibel genug. Diese Grenzfälle lassen sich bereits in Kapitel „Ergebnisse“ erahnen. Trotz alledem ist es zweckmäßig, diese Methode auf eine Datenbank mit Entladungen anzuwenden und die sich daraus ergebende Korrektur zu analysieren. Potentielle weitere Fehler können aufgedeckt werden und zusätzliche Verbesserungen berücksichtigt werden.

Aktuell funktioniert die Umsetzung nur nachträglich, für eine spätere Anwendung wird es unabdinglich sein, die Korrektur in Echtzeit durchzuführen. Das ist ein essentieller Punkt, um das Wärmeflussprofil als Sicherheitsvorkehrung für den Divertor verwenden zu können. Ein weiterer Punkt wird wichtig sein: Aktuell sind die Ausschneidekriterien abgesehen von der gemittelten Steigung fix. Damit die Korrektur variabler wird und für ein größeres Spektrum an Entladungsszenarien angewendet werden kann, wäre es interessant, wenn die Kriterien anstatt über den Divertorstrom über eine andere Größe, wie z. B. die ELM-Frequenz und die ELM-Amplitude, definiert werden. Eine Korrelation der herangezogenen Größen muss nicht zwingend sein.

Literaturverzeichnis

- [1] IPP. <http://www.ipp.mpg.de/ippcms/de/pr/fusion21/kernfusion/index>. zuletzt eingesehen am 04.07.2017.
- [2] Bernhard Sieglin. *Divertor Power Load Studies In All Metal ASDEX Upgrade and JET*. Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, Boltzmanstraße 2, Garching bei München, 2014.
- [3] Wikipedia. <https://en.wikipedia.org/wiki/Tokamak>. zuletzt eingesehen am 04.07.2017.
- [4] EUROfusion. <https://www.euro-fusion.org/wpcms/wp-content/uploads/2005/11/nov05t3-m.jpg>. zuletzt eingesehen am 04.07.2017.
- [5] IPP. <http://www.ipp.mpg.de/10268/einfuehrung>. zuletzt eingesehen am 04.07.2017.
- [6] IPP. <http://www.ipp.mpg.de/9778/tokamak>. zuletzt eingesehen am 04.07.2017.
- [7] IPP. https://www.aug.ipp.mpg.de/aug/local/aug_only/AUG_Aufbau/Drawing_Gallery/AUG_3d.png. zuletzt eingesehen am 04.07.2017.
- [8] IPP. <https://www.ipp.mpg.de/83664/oheizung>. zuletzt eingesehen am 04.07.2017.
- [9] IPP. <http://www.ipp.mpg.de/10289/stand>. zuletzt eingesehen am 04.07.2017.
- [10] Fritz Wagner et al. *Regime of Improved Confinement and High Beta in Neutral-Beam-Heated Divertor Discharges of the ASDEX Tokamak*. American Physical Society, 1982.

-
- [11] Fritz Wagner et al. *Development of an Edge Transport Barrier at the H-Mode Transition of ASDEX*. American Physical Society, 1984.
- [12] FZJ. <http://www.iek-yig.de/home.htm>. zuletzt eingesehen am 04.07.2017.
- [13] IRFM. <http://www-fusion-magnetique.cea.fr/gb/fusion/physique/modesconfinement.htm>. zuletzt eingesehen am 04.07.2017.
- [14] Thomas Eich et al. *ELM resolved energy distribution studies in the JET MKII Gas-Box divertor using infra-red thermography*. ResearchGate, 2007.
- [15] Hartmut Zohm. *Edge localized modes (ELMs)*. IOP Publishing, 1996.
- [16] Wikipedia. https://de.wikipedia.org/wiki/Plancksches_Strahlungsgesetz. zuletzt eingesehen am 04.07.2017.
- [17] Bernhard Sieglin et al. *Power Loadings in Magnetic Confinement Experiment: Measurements and Interpretation*. Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, Boltzmanstraße 2, Garching bei München, 2016.
- [18] Albrecht Herrmann et al. *Energy flux to the ASDEX-Upgrade divertor plates determined by thermography and calorimetry*. IOP Publishing, 1995.
- [19] Albrecht Herrmann et al. *Surface Temperature Measurement of In-Vessel Components and Its Real-Time Validation*. American Nuclear Society, 2016.
- [20] Rudolf Neu et al. *Plasma wall interaction and its implication in an all tungsten divertor tokamak*. IOP Publishing, 2007.
- [21] Wikipedia. <https://en.wikipedia.org/wiki/Bremsstrahlung>. zuletzt eingesehen am 04.07.2017.

- [22] Bernhard Sieglin et al. *Real time capable infrared thermography for ASDEX Upgrade*. AIP Publishing, 2015.
- [23] Thomas Eich et al. *Type-I ELM substructure on the divertor target plates in ASDEX Upgrade*. IOP Publishing, 2005.

Erklärung

Name: Andreas Redl

Matrikelnummer: 11173921

Ich erkläre, dass ich die Arbeit selbständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel verwendet habe.

München,

Andreas Redl