

Hochschule für angewandte Wissenschaften Coburg
Fakultät für angewandte Naturwissenschaften und Gesundheit

Bachelorarbeit im Studiengang Zukunftstechnologien

über das Thema:

**Berechnung der Erosionsraten am HHF-CFC-Divertor des
Stellaratorexperiments W7-X für OP2.2/OP2.3**

vorgelegt von:

Lisa Steiniger

Boranische Straße 186a

04279, Leipzig

li.steiniger@gmx.de

Matrikelnummer: 00898522

Anmeldung:

Abgabe:

Erstgutachter: Prof. Dr. Klaus Drese

Abstract

In dieser Arbeit wurde die Erosion am HHF-CFC Divertor des Stellaratorexperiments Wendelstein 7-X in Operationsphase 2.2 und 2.3 untersucht. Sie ist insofern für den Plasmabetrieb relevant, dass dadurch die Lebensdauer des Divertors beeinflusst wird. Außerdem wird unreinigtes Material mitunter das Plasma, wodurch es beispielsweise zur verstarkten Abstrahlung von Energie aus dem Plasma oder zum Plasmakollaps kommen kann. Aus den genannten Gründen ist es von Interesse, die Erosions- und Deponierungsprozesse am Divertor zu verstehen.

Betrachtet wurden zum Zweck der Erosionsanalyse die durch Wasserstoff- (H^+), Kohlenstoff- (C^{2+}) und Sauerstoffionen (O^{3+}) verursachte Bruttoerosion und -deponierung sowie die daraus resultierende Nettoerosion im low-iota und high-iota Bereich des Divertors. Dazu wurden die durch Langmuir Sonden und Infrarot-Kamerasysteme gesammelten Messdaten für Elektronendichte, Elektronentemperatur und Oberflächentemperatur des Divertors ausgelesen und zur Berechnung der lokalen Ionenflussdichten, der physikalischen Zerstäubungsausbeute und der chemischen Erosion genutzt. Dazu mussten die Konzentrationen der Ionen abgeschätzt und Annahmen über ihren Einfallsinkel und den der Magnetfeldlinien getroffen werden. Die aus den Zerstäubungsausbeuten resultierenden Erosions- und Deponierungsgraten ließen durch Hochrechnungen eine Ermittlung der erodierten und deponierten Schichtdicken während OP2.2 und OP2.3 zu. Die Messdaten und Ergebnisse sind in Abhängigkeit des Abstands vom Pumpspalt verfügbar.

Das Ergebnis der Nettoerosion zeigte maximale nettoerodierte Schichtdicken von $(0,0260 \pm 0,0005)$ mm in OP2.2 und $(0,0240 \pm 0,0003)$ mm in OP2.3 bei einem Abstand von 0,13 m vom Pumpspalt. Das entspricht einer durchschnittlichen Nettoerosionsrate von $(1,29 \pm 0,03)$ nm/s in den 20 371 s Plasmazeit von OP2.2 beziehungsweise $(0,83 \pm 0,02)$ nm/s in der 28 329 s langen OP2.3. Das stimmt mit in früheren Operationsphasen beobachteten Nettoerosionsraten überein. Der Verlauf der Ergebnisse für Nettoerosionsraten und nettoerodierte Schichtdicken in Abhängigkeit des Abstands vom Pumpspalt spiegelte dabei den Verlauf der Messdaten für Elektronendichte, Elektronentemperatur und Oberflächentemperatur des Divertor wieder und unterschied sich qualitativ kaum zwischen den beiden Operationsphasen. In der quantitativen Betrachtung sind sowohl die durch die Langmuir Sonden und Infrarot-Kamerasysteme ausgelesenen Plasmaparameter als auch die berechneten erosionsbezogenen Größen in OP2.3 höher/niedriger als in OP2.3.

Anhand der nettoerodierten Schichtdicken wurde eine Schätzung der erodierten Masse an Kohlenstoffstaub angestellt. Von 1 m² mit dem Plasma in Kontakt kommender Divertoroberfläche wurden dieser Abschätzung zufolge in OP2.2 $(32,21 \pm 5,71)$ g und in OP2.3 $(54,55 \pm 10,25)$ g Material abgetragen. Das deckt sich mit anderen Hochrechnungen dieser Größe.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei all denjenigen bedanken, die das Entstehen dieser Arbeit ermöglicht haben. Besonderen Dank möchte ich dabei meiner Betreuerin vor Ort Dr. Laura Dittrich vom Max-Planck-Institut für Plasmaphysik Greifswald aussprechen, die als erste Ansprechpartnerin immer ein offenes Ohr für Fragen und Probleme hatte, über die ich bei der Bearbeitung gestolpert bin. Außerdem danke ich meinem betreuenden Dozenten Hr. Prof. Dr. Klaus Drese für seine Hinweise und auch die Tipps zu formalen Aspekten einer Abschlussarbeit. Sein Blick auf die Arbeit von außerhalb des Instituts hat mir außerdem geholfen, das Gesamtbild im Blick zu behalten und dem bearbeiteten Thema einen inhaltlichen Rahmen zu geben. Danke für Ihrer beider Anregungen, Hinweise und Kritik!

Weiterhin möchte ich mich bei Dr. Dirk Naujoks und Dr. Chandra Prakash Dhard bedanken, die mir mit einer zweiten Meinung zur Seite standen und mir viele Hintergrundinformationen zu Wendelstein 7-X und Plasmaphysik im Allgemeinen vermittelt haben. Auch für die investierte Zeit, mit mir die Fehlerquellen zu suchen und auszuräumen, wenn die Ergebnisse nicht realistisch waren, möchte ich Danke sagen.

Wichtiges Wissen bezüglich verschiedener, in dieser Arbeit verwendeten Diagnostiken, stellten Dr. Arun Pandey, Dr. Yu Gao, Faisal Siddiki, Dr. Birger Buttenschön, Dr. Thilo Rhomba und Dr. Georg Schlisio bereit. Von Dr. Michael Endler und Dr. Carsten Killer erhielt ich Informationen zum Magnetfeld in den verschiedenen Konfigurationen, während Dr. Victoria Haak, Melina Arvanitou und Hjördis Bouvain mir in Fragen des Wo finde ich was im Institutsalltag oft behilflich waren. Auch Ihnen allen möchte ich meinen Dank aussprechen!

Zuletzt danke ich dem Max-Planck-Institut für Plasmaphysik und dem W7-X Team für die Bereitstellung der Daten, auf denen diese Arbeit basiert sowie der Software, die zur Analyse und Auswertung nötig waren.

Mit Ihrer Unterstützung konnte ich diese Arbeit schreiben. Vielen Dank, dass Sie mir diese Möglichkeit gegeben haben!

Eigenständigkeitserklärung

Hiermit bestätige ich, Lisa Steiniger, die vorliegende Bachelorarbeit mit dem Thema

Berechnung der Erosionsraten am HHF-CFC-Divertor des Stellaratorexperiments W7-X für OP2.2/OP2.3

ausschließlich unter Nutzung der angegeben Quellen und Hilfsmittel selbstständig angefertigt zu haben. Alle sinngemäß und wörtlich übernommenen Textpassagen wurden als solche ausgewiesen. Mit der instituts- und hochschulinternen Nutzung durch das Max-Planck-Institut für Plasmaphysik und die Hochschule für angewandte Wissenschaften Coburg erkläre ich mich einverstanden.

Unterschrift, Ort, Datum

Inhaltsverzeichnis

Abstract	II
Danksagung	III
Eigenständigkeitserklärung	IV
1 Einleitung	1
2 Theorie und Berechnung der Erosion	9
2.1 Physikalische Zerstäubung	9
2.1.1 Wasserstoff- und Sauerstoffionen auf kohlenstoffbasierten Werkstoffen	10
2.1.2 Selbstzerstäubung von kohlenstoffbasierten Werkstoffen	12
2.1.3 Auswahl der Formeln für diese Arbeit	12
2.2 Chemische Erosion	14
2.2.1 Sauerstoffionen auf kohlenstoffbasierten Werkstoffen	15
2.2.2 Flussdichten berechnen	15
2.2.3 Wasserstoffionen auf kohlenstoffbasierten Werkstoffen	16
2.3 Teilchenenergie und Langmuir Potential	18
2.4 Berechnung der absoluten Zerstäubungsausbeute und der Dicke der Erosionsschicht	19
2.5 Erosionsrelevante Plasmaereignisse	20
2.6 Maßnahmen zur Reduktion der Erosion	20
2.6.1 Einfluss der Wiederablagerung	21
2.6.2 Einfluss von Verunreinigungen im Plasma	22
3 Messungen und Datenzugriff	23
3.1 Diagnostiken	23
3.1.1 Langmuir Sonden	23
3.1.2 Helium-Beam-Diagnostik	25
3.1.3 Infrarot-Kamerasysteme	27
3.2 Spektroskopie und Restgasanalyse zur Bestimmung der Ionenkonzentrationen	28
4 Berechnungen	31
4.1 Inputparameter	31
4.1.1 Messdaten	31
4.1.2 Ionenkonzentration	31
4.1.3 Ionentemperatur	36
4.1.4 Einfallswinkel der Magnetfeldlinien	36

4.1.5	Einfallswinkel der Ionen	36
4.1.6	Dichte des Divertortargets	37
4.1.7	Plasmazeit	37
4.2	Fehlende Messdaten	38
4.2.1	Fehlende Zeitpunkte innerhalb einer Entladung	38
4.2.2	Fehlende Entladungen innerhalb einer Konfiguration	39
4.2.3	Fehlende Daten für ganze Konfiguration innerhalb einer Konfigurationsgruppe	40
4.2.4	Fehlende Daten einer ganzen Konfigurationsgruppe innerhalb einer Iota-Gruppe	40
4.2.5	Fehlende Daten einer ganzen Iota-Gruppe innerhalb einer Kampagne	41
4.3	Berechnung der durchschnittlichen Plasmaparameter pro Kampagne	41
4.4	Fehlerrechnung	42
4.4.1	Fehler der Plasmaparameter	42
4.4.2	Fehler der Erosions-/Deponierungsralten und zugehörigen Schichtdicken	43
5	Ergebnisse und Auswertung	46
5.1	Zusammensetzung der Kampagnen	46
5.2	Durchschnittliche Werte der Plasmaparameter	46
5.2.1	Elektronendichte	47
5.2.2	Elektronentemperatur	50
5.2.3	Oberflächentemperatur des Divertors	52
5.3	Berechnung der Erosionsralten und erodierten Schichtdicken	54
6	Diskussion	58
6.1	Vergleich der Messdaten von Langmuir Sonden und Helium-Beam-Diagnostik	58
6.2	Verlauf der Plasmaparameter	58
6.3	Verlauf der Erosions-/Deponierungsralten und erodierten/deponierten Schichtdicken	62
6.4	Variation der Ionenkonzentrationen	62
6.5	Vergleich mit anderen Abschätzungen in Zusammenhang mit Erosionsprozessen am Divertor	63
6.5.1	Erosion in OP1.2	63
6.5.2	Berechnung der erodierten Schichtdicke aus der Menge an Staub	67
6.6	Einfluss der Einfallswinkel und der Oberflächentemperatur auf Erosionsprozesse am Divertor	68
6.6.1	Variation des Einfallswinkels der Ionen auf den Divertor α	68
6.6.2	Variation des Einfallswinkels der Magnetfeldlinien auf den Divertor ζ	69
6.6.3	Variation der Oberflächentemperatur des Divertors	69
7	Zusammenfassung	71
8	Ausblick	73

Literatur	74
9 Appendix A: Formelzeichen	78
10 Appendix B: Abkürzungsverzeichnis	80
11 Appendix C: Tabellenwerte	81
11.1 Parameter zur Berechnung der Zerstäubungsausbeute	81
11.2 Daten zu Wendelstein 7-X	81
12 Appendix D: Abbildungen	85
12.1 Erosions-/Deponierungsrraten der ganzen Kampagne OP2.2 und OP2.3	85
12.2 Low-Iota Konfiguration DBM	86
12.3 Standardkonfiguration EIM	86
12.4 High Mirror Konfiguration KJM	86
12.5 High-Iota Konfiguration FTM	86

1 Einleitung

Fusion bezeichnet das Verschmelzen von zwei Atomkernen zu einem schweren Atomkern, wobei Energie und unter Umständen ein subatomares Teilchen, beispielsweise ein Neutron, freigesetzt wird [1](S. 7). Der Grund dafür liegt in der Umwandlung eines Teils der Masse in Energie nach der Formel $E = mc^2$, da die Ausgangsstoffe in Summe schwerer sind als die Produkte der Fusionsreaktion. Aufgrund dieser Eigenschaft, die alle Fusionsreaktionen teilen, strahlen beispielsweise Sterne Energie ab. Allerdings sind für den Ablauf von Fusionsreaktionen extreme Bedingungen notwendig, um die elektromagnetische Abstoßung zwischen den positiv geladenen Atomkernen zu überwinden. Die dafür nötige Energie erhalten die Atomkerne durch hohe Temperaturen, wobei hohe Dichten und lange Einschluszeiten die Wahrscheinlichkeit für den Ablauf einer Verschmelzung erhöhen. Während diese Zustände in Sternen jedoch einfach erreicht werden, indem ihre eigene Masse die Teilchen durch Gravitationskräfte zusammenhält, gestaltet sich das Erreichen fusionsrelevanter Umgebungsbedingungen in Fusionskraftwerken auf der Erde schwieriger. Dort wird zumeist auf die Fusion der Wasserstoffisotope Deuterium und Tritium zum Heliumisotop ^4He hingearbeitet, da diese bereits bei vergleichsweise niedrigen Temperaturen mit höherer Wahrscheinlichkeit stattfindet. Es wird aufwendige Forschung betrieben, um die Probleme bei der Realisierung eines solchen Kraftwerks zu lösen.

Fusionskraftwerke haben den Vorteil, hinsichtlich dem etwaigen Austreten radioaktiver Strahlung sowie dem Auftreten unkontrollierbarer Kettenreaktionen (vgl. Kernschmelze bei Kernkraftwerken) sicher im Betrieb zu sein [1](S. 7). Es wird durch Fusion außerdem kein Kohlenstoffdioxid oder andere klimaschädliche Gase freigesetzt. Ein weiterer positiver Aspekt besteht in der weltweiten Verfügbarkeit des Treibstoffs Deuterium - es ist im Meerwasser enthalten - und der geringen Menge an Ausgangsstoffen der Fusion, die zur Erzeugung großer Energiemengen benötigt werden (vgl. Kohle). Außerdem wird durch Fusion deutlich weniger radioaktiver Abfall produziert als es bei Kernkraftwerken der Fall ist.

Trotzdem ist dazu anzumerken, dass durch den Kontakt mit beispielsweise schnellen Neutronen Material im Reaktor Transmutationen durchlaufen kann [1](S. 7). Die entstehenden Isotope sind mitunter radioaktiv und können hohe Halbwertszeiten aufweisen, liegen allerdings nur in geringen Mengen vor. Das einzige in größeren Mengen vorkommende radioaktive Isotop ist Tritium als Treibstoff der Fusionsreaktion [2](S. 15f). Seine Halbwertszeit liegt jedoch nur in der Größenordnung einiger Jahre.

Es sollte an dieser Stelle ebenfalls noch erwähnt werden, dass die Materialien beziehungsweise Bauteile aus denen der Reaktor selbst besteht, (momentan) nicht alle ausreichend verfügbar sind [3](S. 12). Die Produktionskapazitäten für supraleitende Kabel

sind beispielsweise knapp, Wolfram und Molybdän kommen vergleichsweise selten vor. Außerdem ist Tritium im Gegensatz zu Deuterium nur begrenzt verfügbar. Zwar kann es zum Beispiel durch die Bestrahlung von Lithium mit schnellen Neutronen gewonnen werden, dieser Brütvorgang ist allerdings nicht hinreichend erprobt [2](S. 16).

Dennoch machen die genannten Gründe Fusionskraftwerke insgesamt zu einer attraktiven Energiequelle der Zukunft. Bis sie weit genug entwickelt sind, um dieser Aufgabe nachzukommen, sind aber noch viele Fragen zu beantworten. Ihrer Klärung widmet sich unter anderem die Plasmaphysik, indem sie das Verhalten von Plasmen und mögliche Reaktorkonzepte untersucht.

Um einen Reaktor zu betreiben, ist es zunächst notwendig, im vakuumierten Plasmagefäß ein entsprechendes Plasma zu erzeugen und einzuschließen [2](S.14 f). Dabei stellt sich die Herausforderung, dass Plasmen auf der Erde mehrere 100 Mio°C erreichen müssen, damit es zu einer ausreichend hohen Wahrscheinlichkeit für den Ablauf von Fusionsreaktionen kommt. Diesen Temperaturen hält allerdings kein Material stand, die aus ihnen resultierenden thermischen Lasten sind zu hoch. Akzeptable thermische Lasten liegen nur im Bereich von 10 MW/m^2 [3](S. 27), sodass der Plasmaeinschluss anders gestaltet werden muss. Zur Realisierung des Einschlusses gibt es mehrere Konzepte, unter anderem den Inertialeinschluss und den Einschluss durch ein magnetisches Feld [3](S. 19ff). Letztere Möglichkeit wird hier genauer erläutert.

Der Einschluss von Plasma durch ein Magnetfeld beruht auf der Eigenschaft des Plasmas, aus geladenen Teilchen zu bestehen [1](S. 6ff). Das gilt aufgrund der Art seiner Entstehung per Definition für jedes Plasma. Zur Erzeugung eines Plasmas wird ein Gas soweit erhitzt, dass sich seine Atome in positiv geladene Plasmaionen und Elektronen aufspalten. Die Ladung der Plasmapartikel führt dann dazu, dass elektrische und magnetische Felder den Maxwell-Gleichungen entsprechend Kräfte auf sie ausüben [1](S. 15ff). Im Fall von Magnetfeldern handelt es sich dabei um die Lorentzkraft. Sie bewirkt, dass Ionen und Elektronen um die Magnetfeldlinie kreisen, entlang derer sich das Zentrum ihrer Bewegung (Guiding Center) bewegt. Dieses Umkreisen wird Gyration genannt. Der Radius der Gyration ist abhängig von der Masse und Ladungszahl des Teilchens sowie der Magnetfeldstärke. Die Richtung, in die die Teilchen kreisen, wird durch das Vorzeichen ihrer Ladung vorgegeben. Elektronen beschreiben daher enge Helices in eine Richtung, Ionen weitere Helices in entgegengesetzter Richtung. Dadurch sind die Teilchen an die nähere Umgebung der Magnetfeldlinien gebunden.

Um die Plasmapartikel von der Wand des Plasmagefäßes fernzuhalten, muss ein entsprechend geformtes Magnetfeld aufgebaut werden. Dieses ist toroidal geschlossen und poloidal verdrillt, das Maß der Verdrillung kann durch die Kenngröße der Rotationstransformation (iota) ausgedrückt werden [1](S. 23ff). Iota gibt dabei die Anzahl an poloidalen Umläufen pro toroidalem Umlauf einer Magnetfeldlinie an [1](S. 37). Die toroidale Feldkomponente ist für den parallelen Einschluss verantwortlich, weil die Teilchen sich entlang der geschlossenen Magnetfeldlinien im Kreis bewegen. Die poloidale Komponente verhindert, dass es zur Ladungsseparation und damit zum nach außen gerichteten Drift der Teilchen kommt. Das wird in [1, 3] näher erläutert. Ein solches

Magnetfeld kann auf unterschiedliche Art erzeugt werden, die beiden vielversprechendsten Konzepte sind der Tokamak und der Stellarator [1](S.35ff).

Tokamaks weisen eine einfache Geometrie der Spulen auf, die für die Erzeugung eines starken toroidalen Felds verantwortlich sind [1](S. 35f). Die Verdrillung der Magnetfeldlinien wird durch einen Plasmastrom erreicht. Dadurch ist das Magnetfeld und der ganze Aufbau eines Tokamaks toroidal symmetrisch, allerdings erlaubt dieses Konzept nur gepulste Operation und ist anfällig für Instabilitäten durch Änderungen des Plasmastroms. Im Gegensatz dazu ist die Konstruktion eines Stellarators deutlich anspruchsvoller, Spulen und Magnetfeld sind komplizierter geformt und nicht in jedem toroidalen Winkel gleich [1](S. 36f). Abb. 1.1 verdeutlicht das für Standardkonfiguration des Magnetfelds und zeigt die Lage der magnetischen Inseln - auf beides wird später noch einmal eingegangen. Die komplexe Geometrie ermöglicht ein vollständig durch externe Spulen erzeugtes Magnetfeld, sodass für den magnetischen Einschluss kein Plasmastrom nötig ist. Somit ist der kontinuierliche Betrieb gewährleistet und auch die Instabilität durch einen hohen und/oder sich verändernden Plasmastrom fällt deutlich geringer aus als bei Tokamaks.

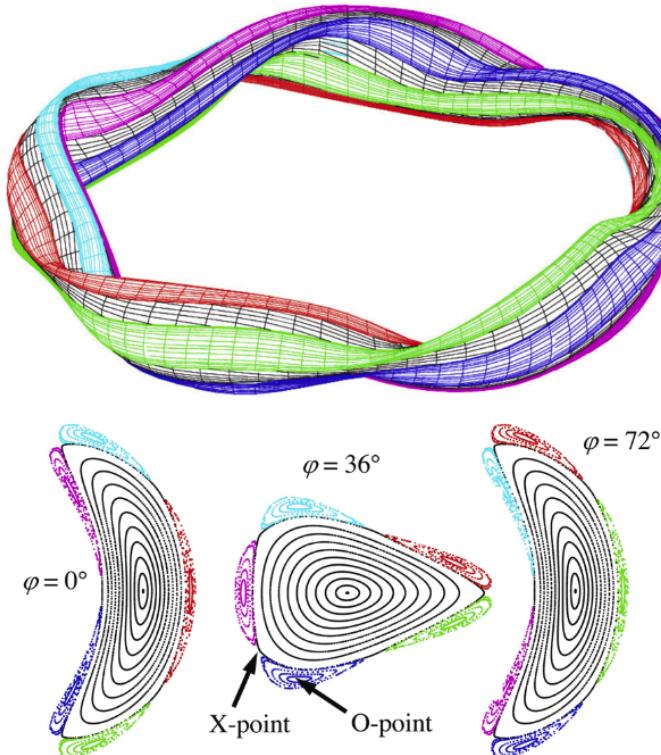


Abbildung 1.1: Form des eingeschlossenen Plasmas in der Standardkonfiguration des Magnetfelds, magnetische Inseln sind farbig dargestellt [4]. Die Position der Winkel ist Abb. 1.3 zu entnehmen.

Wendelstein 7-X (W7-X) ist ein vom Max-Planck-Institut für Plasmaphysik Greifswald durchgeführtes Experiment vom Typ Stellarator [5, 6]. Es ist seit 2015 in Betrieb und gehört mit einem durchschnittlichen Innendurchmesser von 0,5 m und einem durchschnittlichen Außendurchmesser von 5,5 m [4] zu den größten und am weitesten entwickelten Anlagen dieser Art. In Greifswald wird an Wasserstoff- und Heliumplasmen geforscht, Fusionsreaktionen finden nicht statt. Im folgenden wird durch Wasserstoff immer das Isotop ^1H bezeichnet.

Derzeit werden vornehmlich Wasserstoffplasmen untersucht bei denen im Core Plasma (Erklärung des Plasmaaufbaus folgt später) Ionentemperaturen von 2,8 keV, Einschluszeiten von 250 ms und linienintegrierte Elektronendichten von $1,6 \times 10^{20}/\text{m}^2$ erreicht werden [7]. Die Mehrzahl der Entladungen ist kürzer als 1 min und wird mit bis zu 6 MW geheizt. Einzelne Entladungen erreichen jedoch Plasmazeiten von mehreren Minuten mit einem Rekord von 8 min. Ziel ist es, Entladungen über 30 min bei einer Heizleistung von 10 MW zu realisieren [8].

Wendelstein 7-X besteht aus fünf identischen Modulen, die in sich jeweils eine 180° Punktsymmetrie aufweisen [4]. Das Magnetfeld von W7-X wird durch 50 nicht-planare (10 pro Modul) und 20 planare (4 pro Modul) Spulen erzeugt, Trimspulen erlauben kleinere Anpassungen im Betrieb [4]. Das Magnetfeld spiegelt die fünfzählige toroidale Symmetrie sowie die 180° Punktsymmetrie der Anlage wieder und kann durch das Anlegen verschiedener Spulenströme in verschiedenen Magnetfeldkonfigurationen gefahren werden [4]. Die gängigsten sind die Low-Iota Konfiguration (DBM), die Standardkonfiguration (EIM), die High-Iota Konfiguration (FTM) und die High-Mirror Konfiguration (KJM). Die Kürzel kodieren dabei die vorherrschenden Plasma- und Magnetfeldbedingungen. Je nach Konfiguration hat das eingeschlossene Plasma eine andere Form. Allgemein ist der Aufbau jedoch der folgende [4, 3](S. 24f): Im Innersten des Einschlusses befindet sich das Core Plasma, es ist die heißeste Zone, die Magnetfeldlinien sind in sich geschlossen. Weiter außen folgt das Randplasma, getrennt vom Core Plasma durch die sogenannte Separatrix. Das Randplasma wird durch magnetische Inseln geformt und ist von niedrigerer Temperatur.

Die Magnetfeldlinien der magnetischen Inseln werden nach mehreren Umrundungen in toroidaler Richtung von der Wand des Plasmagefäßes geschnitten [4]. Das geschieht in Abhängigkeit der Konfiguration an verschiedenen Stellen, weshalb die Wandkomponenten des Plasmagefäßes (Plasma Facing Components, PFCs) an die zu erwartende Belastung angepasst sind. Dort, wo die thermische Belastung niedriger ist, sind die PFCs aus Stahl, an Positionen hoher Belastung aus kohlenstoffbasierten Materialien (Abb. 1.2) [9]. Sie alle sind wassergekühlt, um Wärme schneller abführen zu können.

Die höchste Belastung tritt da auf, wo viele Plasmapartikel die Wand treffen - das ist rund um die geschnittenen Magnetfeldlinien. Dort sind die PFCs besonders widerstandsfähig, es handelt sich um den High Heat Flux Carbon Fibre Composite (HHF-CFC) Divertor mit einer maximalen zulässigen thermischen Last von $10 \text{ MW}/\text{m}^2$ [10]. Er wird als Inseldivertor bezeichnet, da er auf der Existenz der magnetischen Inseln beruht [4]. Seine Aufgabe besteht darin, den Partikelausstoß (Particle exhaust) und damit die Plas-

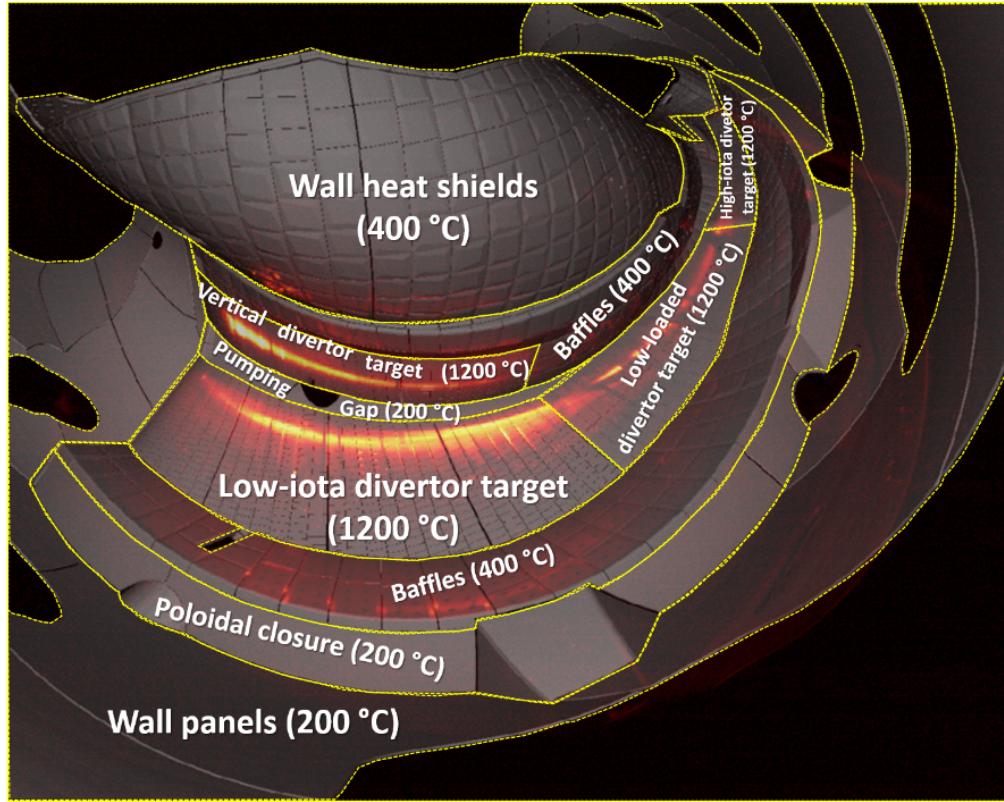


Abbildung 1.2: Maximal zulässige Oberflächentemperatur der Plasma Facing Components eines Halbmoduls von Wendelstein 7-X. Poloidal Closures, Wall panels und Pumping gap panels sind aus Stahl gefertigt, die anderen PFCs sind aus kohlenstoffbasiertem Material [9].

madichte der Anlage zu kontrollieren sowie die Energie auftreffender Teilchen abzuleiten [2](S. 798).

Der Divertor besteht aus zehn Divertoreinheiten, jeweils eine untere und eine obere pro Modul wie Abb. 1.3 zeigt [4, 10]. Diese Einheiten setzen sich ihrerseits aus einer vertikalen und einer horizontalen Komponente zusammen, welche durch den Pumpspalt getrennt sind und jeweils aus drei (vertikale Komponente) beziehungsweise neun (horizontale Komponente) Targetmodulen (TMs) aufgebaut sind. Die Targetmodule bestehen wiederum aus Targetelementen (TEs), welche auch als Finger bezeichnet werden. Grob unterschieden wird der low-iota Bereich des Divertors mit TM1 bis TM4 vom high-iota Bereich mit TM7 bis TM9. Die entsprechende Unterteilung zeigt Abb. 1.4.

Die Zone höchster thermischer Last wird als Strikeline bezeichnet und liegt in Abhängigkeit der Magnetfeldkonfiguration in verschiedenen Regionen des Divertors [4]. Im Fall von DBM, EIM und KJM ist sie im low-iota Sektor des Divertors, bei FTM im high-iota Bereich - jeweils dort, wo die Magnetfeldlinien auftreffen. Dargestellt wird der Kontaktbereich zwischen Plasma und Divertortargets für einige Magnetfeldkonfigurationen in

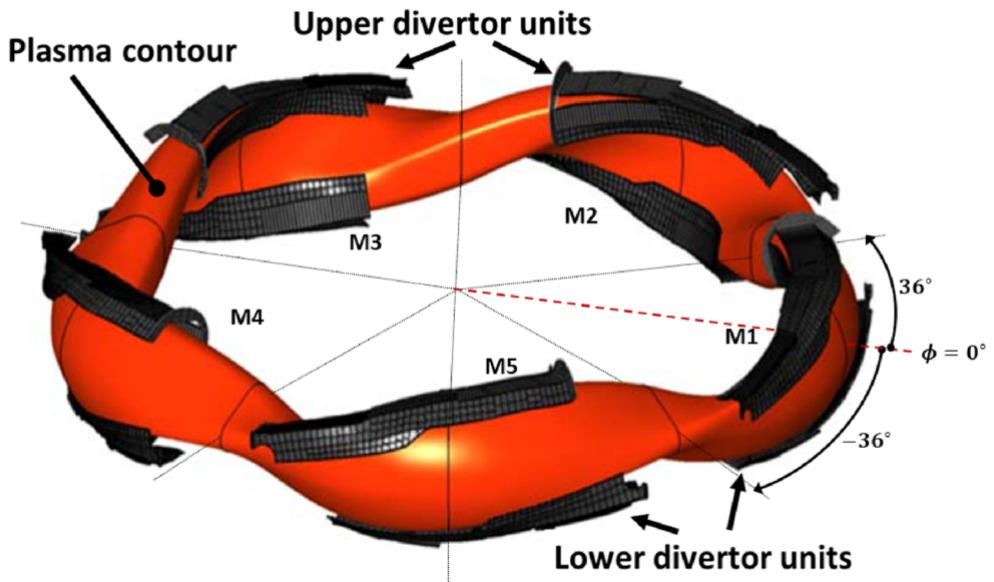


Abbildung 1.3: Form des eingeschlossenen Plasmas und Position der Divertoren in den fünf symmetrischen Modulen M1 - M5 von Wendelstein 7-X [11]

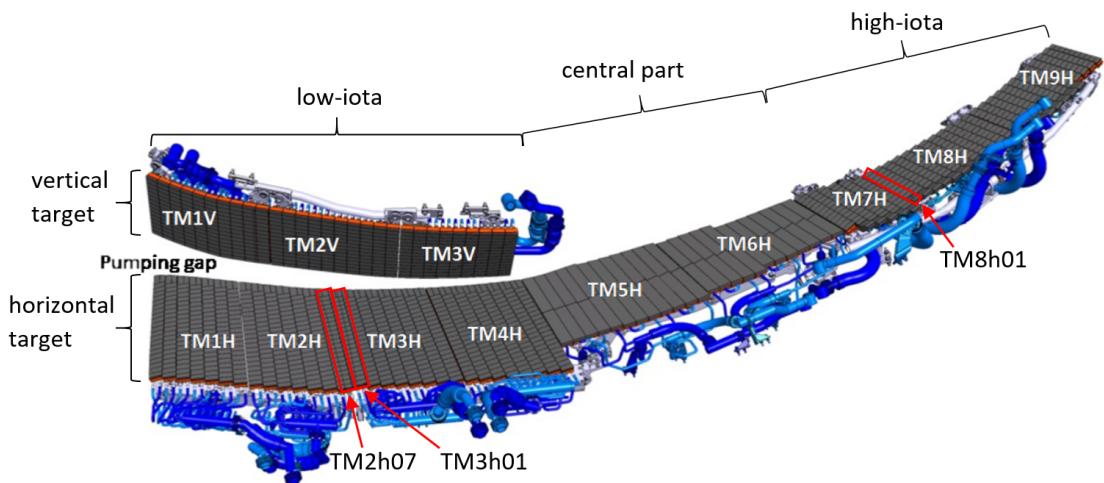


Abbildung 1.4: Aufbau einer Divertoreinheit aus den durch den Pumpspalt getrennten vertikalen und horizontalen Targetmodulen (TM) und Unterteilung in low-iota, high-iota und Zentralregion. Rot markiert sind die Targetelemente TM2h07, TM3h01 und TM8h01, auf denen sich die Langmuir Sonden befinden [9].

Abb. 1.5, die zugehörigen Poincare Plots zeigt Abb. 1.6. Poincare Plots stellen dabei die geschlossenen magnetischen Flussflächen in einem bestimmten toroidalen Winkel von W7-X dar. Das mittig liegende Core Plasma ist hier deutlich von den es umgebenden magnetischen Inseln abgegrenzt, deren Anzahl und Position von der Magnetfeldkonfiguration abhängt.

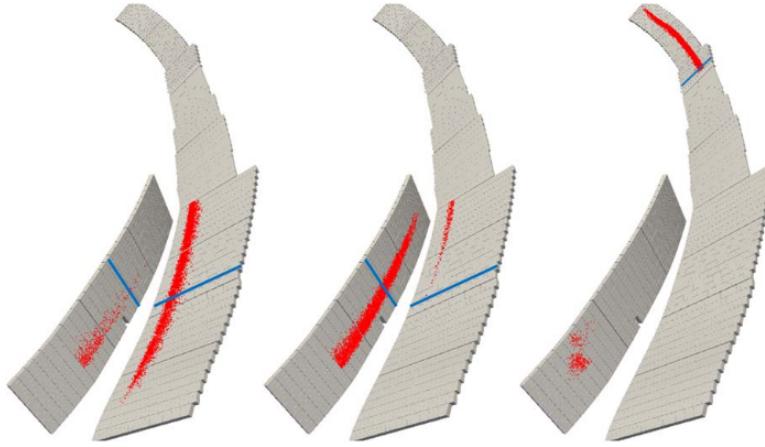


Abbildung 1.5: Kontaktbereich (rot) zwischen Plasma und Divertortargets für die Magnetfeldkonfigurationen Standard, High-Mirror und High-Iota (von links nach rechts) [12]

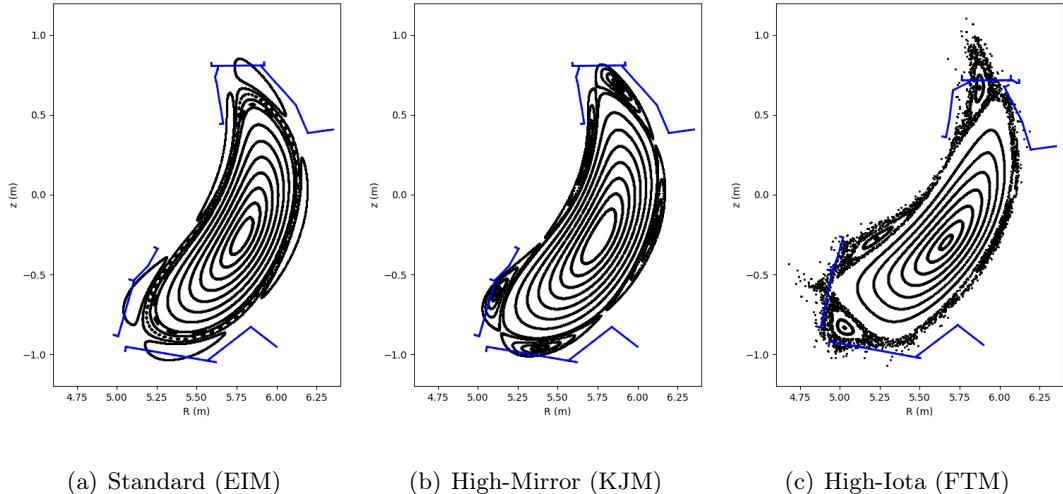


Abbildung 1.6: Poincaré Plots zur Darstellung der Plasmastruktur mit den magnetischen Inseln für verschiedene Magnetfeldkonfigurationen. Die blauen Strukturen stellen die Oberfläche von Divertor- und anschließenden Bafflemodulen dar. Die toroidale Position liegt im low-iota (EIM, KJM) beziehungsweise im high-iota (FTM) Bereich des Divertors und entspricht den in 1.4 durch TM2h07 und TM3h01 (low-iota) beziehungsweise TM8h01 (high-iota) markierten Positionen. Die zugehörigen toroidalen Winkel sind $277,6^\circ$ für EIM und KJM und $272,9^\circ$ für FTM

Die abgestrahlte Wärme des Plasmas und die auftreffenden schnellen Teilchen führen durch ihre hohe Energie und/oder Reaktivität zur Materialabtragung an den PFCs. Dieser Effekt ist am Divertor am stärksten ausgeprägt, da die Flussdichten der auftreffenden Partikel dort besonders hoch und die entsprechenden Partikel besonders energetisch sind.

Aus diesem Grund soll diese Arbeit sich mit der Erosion des Divertors von Wendelstein 7-X in den letzten beiden Operationsphasen, OP2.2 und OP2.3, beschäftigen.

Ziel der Untersuchung ist die Bestimmung der Schichtdicke des Divertors, die in OP2.2 und OP2.3 durch Wasserstoff-, Kohlenstoff- und Sauerstoffionen erodiert wurde. Dabei werden Bruttoerosion, Bruttodeponierung und Nettoerosion betrachtet. Zu diesem Zweck werden die Messdaten für Elektronentemperatur und -dichte von am Divertor befindlichen Langmuir Sonden für möglichst viele Entladungen der entsprechenden Kampagnen ausgelesen. Außerdem werden die Konzentrationen der entsprechenden Ionen abgeschätzt und Annahmen über ihren Einfallswinkel und den der Magnetfeldlinien getroffen. Unter Verwendung der durch Infrarotkameras bestimmten Oberflächentemperaturen des Divertors für die betrachteten Entladungen können daraus die Zerstörungsausbeuten und die Teilchenflüsse berechnet werden. Aus diesen Größen ergibt sich die Dicke der erodierten/deponierten Schicht, welche auf die fehlenden Entladungen hochgerechnet werden kann.

Der berechnete Wert kann mit den Ergebnissen anderer Abschätzungen zur Abtragung am Divertor verglichen, jedoch nicht mit direkten Messwerten abgeglichen werden. Er soll als Indiz dienen, welches das Verständnis der Plasma-Wand-Interaktionen am Divertor stärkt und Rückschlüsse auf den Einfluss der erodierten Teilchen auf das Plasma erlaubt. Außerdem können die Erkenntnisse dieser Arbeit zur Bestimmung der voraussichtlichen Lebensdauer des Divertors herangezogen werden.

Die theoretischen Hintergründe und Formeln sind in [2](#) nachzulesen. Die Beschreibung der verwendeten Diagnostiken und die Besonderheiten in ihren Messergebnissen finden sich in [3](#), während in [4](#) auf die Wahl der abgeschätzten Inputparameter und den Umgang mit fehlenden Messwerten eingegangen wird. Die Ergebnisse der Berechnungen werden in [5](#) präsentiert und in [6](#) diskutiert, ehe die Arbeit mit der Zusammenfassung in [7](#) und dem Ausblick in [8](#) abschließt. Die Anhänge [9](#), [10](#), [11](#) und [12](#) enthalten die Formelzeichen, Abkürzungen und konstanten Parameter, die in den Rechnungen verwendet werden sowie Tabellen mit W7-X spezifischen Daten und weitere Abbildungen.

2 Theorie und Berechnung der Erosion

Grundsätzlich werden zwei Hauptprozesse der Erosion unterschieden [3]. Einerseits gibt es die physikalische Zerstäubung, die auf Impulsübertrag und dem durch Stöße verursachten Herausschlagen von Atomen aus dem Gitter des Wandmaterial basiert. Sie ist der dominante Prozess bei Oberflächentemperaturen unter 600 K. Andererseits können die auftreffenden Ionen aber auch durch chemische Reaktionen flüchtige Verbindungen mit den Atomen des Targets bilden, was als chemische Erosion bezeichnet wird. Diese Erosionsart herrscht zwischen 600 K und 1200 K vor und ist bei Maschinen mit kohlenstoffbasierten Komponenten wie W7-X besonders relevant. Ist die Oberflächentemperatur noch höher, setzt strahlungsbedingte Sublimation und schließlich thermische Evaporation ein. Beide Prozesse spielen für die Untersuchung der Erosionsraten in W7-X jedoch eine untergeordnete Rolle.

In die in diesem Kapitel gegebenen Gleichungen müssen alle Parameter in SI-Einheiten eingesetzt werden, mit Ausnahme von Energien und Ionen- sowie Elektronentemperaturen. Diese sind in (eV) anzugeben. Für Tabellenwerte gilt die Einheit, in der sie in den Tabellen im Anhang gegeben sind.

Sofern nicht anders benannt, bezeichnet e die Elementarladung, k_B die Boltzmann Konstante und E die Energie des auftreffenden Ions. Die Sublimationswärme ist gegeben als E_s (Tab. 11.4), der nukleare Wirkungsquerschnitt durch s_n und mit Y sind Zerstäubungsausbeuten benannt. Generell gibt Y wieder, wie viele Teilchen durch ein auftreffendes Teilchen aus dem Target entfernt werden [13](S. 3).

Wird in diesem Kapitel von Erosionsraten, erodierten Schichtdicken oder Teilchenflussdichten erodierten Materials gesprochen, beziehen sich diese Angaben auf die Bruttoerosion. Effekte der Wiederablagerung sind dabei nicht in Betracht gezogen. Umgekehrt betreffen Deponierungsrate, deponierte Schichtdicken und Teilchenflussdichten redeponierten Materials ausschließlich die Wiederablagerung, ohne auf Erosionsprozesse einzugehen. Werden Deponierung und Erosion gleichzeitig betrachtet, so wird von Nettoerosion beziehungsweise Nettodeponierung gesprochen.

2.1 Physikalische Zerstäubung

Physikalische Zerstäubung ist auf energetische Teilchen zurückzuführen, die durch Kollision mit den Targetatomen zu deren Emission führen [3](S. 79ff). Grundsätzlich werden Stöße mit den Targetatomkernen als elastisch betrachtet, während solche unter Beteiligung von Targetelektronen als inelastisch angenommen werden. Auftreffende Ionen können daher entweder an der Oberfläche reflektiert werden oder in das Targetmaterial eindringen und dort elektronisch oder nuklear gestoppt werden. Dabei kann es mitunter

zu Kettenreaktionen kommen, bei denen ein Teilchen das nächste anstößt. Die Eindringtiefe und der erodierende Effekt hängen dabei mit der Ionenmasse und -größe sowie der Teilchenenergie zusammen.

Niederenergetische und leichte Teilchen führen nur wenige Stöße aus, bis sie gestoppt werden [3](S. 79ff). Demnach müssen nur Stöße erster und zweiter Ordnung betrachtet werden. Das bedeutet, nur jene Targetatome, die direkt vom Projektil getroffen wurden (erste Ordnung), und solche, welche von diesen gestoßen wurden (zweite Ordnung), haben die Möglichkeit, emittiert zu werden. Aus diesem Grund finden alle zugehörigen Prozesse in den obersten Schichten des Targetmaterial statt (ca. 5 Å). Für Ionen mit mittlerer Energie bildet sich eine Kaskade aus, weil angestoßene Teilchen wiederum andere Targetatome treffen. Diese Kaskade setzt sich in Richtung der Targetoberfläche fort, wo Targetmaterial freigesetzt wird. Werden noch höhere Teilchenenergien betrachtet, kommt es zu thermischen Spikes. Diese bezeichnen eine Teilchenkaskade hoher Dichte, die durch den Übertrag großer Energiemengen in ein eher kleines Volumen innerhalb kurzer Zeit ausgelöst wird. Sie können zu hohen Temperaturen, thermischer Sublimation, Schockwellen und Kraterbildung führen [14].

Zur Berechnung der Zerstäubungsausbeute durch physikalische Zerstäubung werden in dieser Arbeit zwei verschiedene semi-empirische Formeln nach [3](S. 79ff), [15, 16, 17, 18, 19] und [13](S. 101) angewandt. Beide sind universell einsatzfähig, da durch Anpassung der einzusetzenden Tabellenwerte der Fitparameter verschiedene Kombinationen aus Targetmaterial und auftreffendem Ion simuliert werden können. Trotzdem hat jede der Formeln Stärken und Schwächen in der Berechnung, je nach Kombination von Ion und Targetmaterial. Als Ionen werden hier Wasserstoff, Sauerstoff und Kohlenstoff untersucht, welche auf eine kohlenstoffbasierte Oberfläche auftreffen. Für Wasserstoff- (H) und Sauerstoffionen (O) wird zur Berechnung eine überarbeitete Version der Bohdansky-Formel in Kombination mit Yamamuras Formel angewandt [3](S. 79ff), [15, 16, 17, 18, 19]. Für die Selbstzerstäubung (Beschuss mit Ionen desselben Elements, hier Kohlenstoffionen (C)) von kohlenstoffbasierten Targets wird hingegen der Ansatz von Behrisch und Eckstein [13](S. 101) mit passenden Fitparametern gewählt. Beide Formeln werden zunächst vorgestellt, ihre Wahl wird im Nachhinein begründet.

2.1.1 Wasserstoff- und Sauerstoffionen auf kohlenstoffbasierten Werkstoffen

Die Bohdansky-Formel ist ein immer wieder optimiertes Set von Gleichungen, dass die Berechnung der physikalischen Zerstäubungsausbeute für einen Einfallswinkel der Ionen von $\alpha = 0^\circ$ erlaubt [3](S. 79ff), [15, 16, 17, 18, 19]. Das entspricht dem senkrechten Auftreffen der Ionen auf den Divertor. Kombiniert mit Yamamuras Formeln, kann diese Berechnung auf alle Werte von α erweitert werden. Die Bohdansky-Formel selbst und in Kombination mit Yamamuras Gleichungen ist außerdem für diverse Kombinationen aus Targetmaterial und Ion anwendbar. Sie kann für Selbstzerstäubung ebenso angewandt werden wie für unterschiedliche Elemente als Target und Ion - die Parameter müssen nur entsprechend ausgewählt werden. Dazu gehören Q_y (Tab. 11.1), die Thomas-Fermi-Energie E_{TF} (Tab. 11.2), die Schwellenenergie E_{th} (Tab. 11.3) und die

Sublimationswärme E_s (Tab. 11.4). Unter Kenntnis von E_{TF} können in Abhängigkeit von der Teilchenenergie bereits die reduzierte Energie ϵ und der nukleare Wirkungsquerschnitt s_n berechnet werden als

$$\epsilon = \frac{E}{E_{TF}} \quad (2.1)$$

$$s_n(\epsilon) = \frac{0,5 \ln(1 + 1,2288\epsilon)}{\epsilon + 0,1728\sqrt{\epsilon} + 0,008\epsilon^{0,1504}} . \quad (2.2)$$

Die Zerstäubungsausbeute bei senkrechttem Einfall der Teilchen ist dann laut Bohdansky Formel [3](S. 79ff), [15, 16, 17, 18, 19] gegeben als

$$Y(E, \alpha = 0^\circ) = \begin{cases} Q_y s_n(\epsilon) \left(1 - \left(\frac{E_{th}}{E}\right)^{2/3}\right) \left(1 - \frac{E_{th}}{E}\right)^2 & \text{für } E \geq E_{th} \\ 0 & \text{für } E < E_{th} \end{cases} . \quad (2.3)$$

Für $E < E_{th}$ ist $Y = 0$, da die Energie der Ionen nicht ausreicht, um physikalische Zerstäubung zu verursachen [3] (S. 79ff).

In die folgenden Formeln nach [3](S. 79ff), [15, 16, 17, 18, 19] müssen die Atomdichte des Targetmaterial n und der Einfallswinkel der Ionen α (gemessen von der Oberflächennormalen) eingesetzt werden. Die molare Masse M , und die Kernladungszahl Z sind mit Indices versehen, wobei Index 1 sich auf das Ion, Index 2 auf das Targetatom bezieht. Berechnet werden daraus die folgenden Zwischenergebnisse:

$$\begin{aligned} f_y &= \sqrt{E'_s} \left(0,94 - 0,00133 \frac{M_2}{M_1}\right) \\ a_L &= \frac{0,04685 \cdot 10^{-9}}{(Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3})^{1/2}} \\ \gamma_k &= \frac{4M_1 M_2}{(M_1 + M_2)^2} \\ \alpha_{max} &= \frac{\pi}{2} - \frac{a_L n^{1/3}}{\sqrt{2\epsilon \sqrt{E_s / (\gamma_k E)}}} \end{aligned}$$

mit $E'_s = E_s/\text{eV}$. Die Zwischenergebnisse beinhalten den Yamamura Parameter f_y , die Lindhard Screening-Länge a_L , den kinetmatischen Faktor γ_k und den Einfallswinkel der Ionen mit maximaler Zerstäubungsausbeute α_{max} [3](S. 79ff), [15, 16, 17, 18, 19]. Die winkelabhängige Zerstäubungsausbeute ist schließlich gegeben als

$$Y(E, \alpha) = \begin{cases} \frac{Y(E, \alpha=0^\circ)}{\cos(\alpha)^{f_y}} \exp\left(f_y \left[1 - \frac{1}{\cos(\alpha)}\right] \cos(\alpha_{max})\right) & \text{für } E \geq E_{th} \\ 0 & \text{für } E < E_{th} \end{cases} . \quad (2.4)$$

2.1.2 Selbstzerstäubung von kohlenstoffbasierten Werkstoffen

Behrisch und Eckstein [13](S.101) schlagen einen abweichenden Ansatz zur Berechnung der physikalischen Zerstäubungsausbeute vor. Er kann auf Selbstzerstäubung (Beschuss eines Targets mit Ionen desselben Elements) angewandt werden, ist aber nicht darauf begrenzt. Sind Target und Ion jedoch verschiedene Elemente, so muss statt der Sublimationswärme E_s (Tab. 11.4) die Bindungsenergie E_b eingesetzt werden. Das sind z. B. 1 eV im Fall von auf C-Targets auftreffenden Wasserstoffisotopen.

Fitparameter, die zur Berechnung nach [13](S.101) benigt werden sind $f(E)$, $b(E)$, $c(E)$ und $Y_0(E)$, deren konkrete Werte in Tab. 11.5 und 11.6 zu finden sind. α_0 ist ein Korrekturfaktor, welcher ausgleicht, dass ein Einfallsinkel von 90° bei E_s beziehungsweise E_b ungleich 0 nicht erreicht werden kann. Der Grund dafür ist die Anziehung, die das Ion in der Ne der Targetoberfche erfrt. Diese lenkt das Ion ab und senkt α . α_{max} ist wieder der Einfallsinkel der Ionen bei dem maximale physikalische Zerstäubung auftritt:

$$\begin{aligned}\alpha_0 &= \pi - \arccos \left(\sqrt{\frac{1}{1 + E/E_s}} \right) \\ \alpha_{max} &= \frac{2\alpha_0}{\pi} \cdot \arccos \left(\frac{b}{f} \right)^{1/c}.\end{aligned}$$

Die Zerstäubungsausbeute in Abhängigkeit des Einfallsinkels der Ionen auf das Target ist nach [13](S.101)

$$Y(E, \alpha) = Y_0 \left(\cos \left[\left(\frac{\pi\alpha}{2\alpha_0} \right)^c \right] \right)^{-f} \exp \left(b \left[1 - \frac{1}{\cos \left[\left(\frac{\pi\alpha}{2\alpha_0} \right)^c \right]} \right] \right) . \quad (2.5)$$

2.1.3 Auswahl der Formeln für diese Arbeit

Zerstaubungsprozesse zu berechnen ist eine keineswegs triviale Aufgabe. Die dazu notwendigen Formeln auf analytische Art herzuleiten ist in den seltensten Fllen möglich, da dazu die integralen Transportgleichungen gelöst werden müssen [20]. Sigmund [3](S. 79)[20] hat sich ausfrllich damit beschäftigt und für Atom-Atom-Kollisionen unter Vernachlässigung der Energieverluste an Elektronen eine gute Nerung gefunden, die jedoch nur für spezielle Potentiale Gültigkeit besitzt. In der Praxis wird wegen dieser Schwierigkeiten statt eines analytischen Ansatzes in der Regel eher das ingenieurwissenschaftliche Vorgehen gewählt: Erhobene Daten werden ausgewertet und durch semi-empirische Fits beschrieben. Auf dieser Grundlage haben sich mehrere konkurrierende Gleichungen ergeben, die der Ermittlung von Zerstäubungsausbeuten dienen. Entsprechend umsichtig muss die passende Formel für den zu untersuchenden Fall ausgewählt werden, um die Realität möglichst genau wiederzugeben.

Für die Berechnung der physikalische Zerstäubung haben sich zwei Ansätze durchgesetzt, die z. B. in [3](S. 79ff) und [13](S. 101) nachgelesen werden können. Die Gleichung von Bohdansky (Formel 2.3) ist vielfach überarbeitet worden und stellt gemeinsam mit der Formel von Yamamura (Formel 2.4) die eine Möglichkeit dar, die physikalische Zerstäubungsausbeute zu bestimmen [3](S. 79ff). Auf der anderen Seite haben Behrisch und Eckstein [13](S. 101) ebenfalls einen Vorschlag zur Berechnung dieser Größe gemacht (Formel 2.5). Tatsächlich werden in dieser Arbeit beide Ansätze genutzt, die Begründung für dieses Vorgehen soll in diesem Abschnitt dargelegt werden.

Ursprünglich entwickelte Bohdansky seine Formel für $Y_{phys}(E, \alpha = 0^\circ)$ unter der Nutzung des Thomas-Fermi-Potentials mit dem nuklearen Wirkungsquerschnitt

$$s_n^{TF}(\epsilon) = \frac{3,441\sqrt{\epsilon} \ln(\epsilon + 2,718)}{1 + 6,355\sqrt{\epsilon} + \epsilon(6,882\sqrt{\epsilon} - 1,708)}$$

aufbauend auf *Sigmunds* Erkenntnissen [20]. Die grundlegende Struktur dieser ersten Version entspricht dabei aber bereits Formel 2.3 mit derselben Gleichung für die reduzierte Energie ϵ (Formel 2.1). Im Vergleich mit experimentell ermittelten Daten zeigt die Formel mit s_n^{TF} jedoch große Unterschiede, da Schwellenenergien überschätzt werden. Die Revision der Gleichung ergab, dass die Anpassung des Potentials eine deutliche Verbesserung in der Übereinstimmung von Experimentaldaten und Berechnungen erzielt, wenn statt des Thomas-Fermi-Potentials das Krypton-Kohlenstoff Potential eingesetzt wird. Der zugehörige nukleare Wirkungsquerschnitt s_n ist gegeben in Formel 2.2. Um nun auch winkelabhängige Zerstäubungsausbeuten berechnen zu können, wird die überarbeitete Bohdansky Gleichung mit Yamamuras Formel verknüpft, wie in Formel 2.4 angegeben.

Die Genauigkeit dieser beiden Gleichungen, einerseits für $Y_{phys}(E, \alpha = 0^\circ)$ nach Formel 2.3, andererseits für $Y_{phys}(E, \alpha)$ nach Formel 2.4, ist von W. Eckstein, C. Garcia-Rosales, J. Roth und W. Ottenberger am Max-Planck-Institut für Plasmaphysik in Garching getestet worden [20]. Sie haben verschiedenste Kombinationen von Targetmaterialien und auftreffenden Ionen unterschiedlicher Energien untersucht und dabei sowohl Messdaten als auch Simulationsdaten mit den Fits nach Bohdansky und Yamamura verglichen. Dabei ist durch Begrenzung der Targettemperatur der Abtragungseffekt durch chemische Erosion nach Möglichkeit ausgeschlossen worden. Für auftreffende Wasserstoffisotope ist die Limitierung von T_s ein zuverlässiger Weg die chemische Erosion zu begrenzen, völlig ausschließen lässt sie sich nicht [3](S. 85ff)[21]. Für Kohlenstoffionen auf C-basierten Oberflächen spielt chemische Erosion keine Rolle, da sie nicht miteinander reagieren. Die chemische Erosion durch Sauerstoffionen ist hingegen weitestgehend temperaturunabhängig und somit auf die beschriebene Weise nicht zu unterbinden [13](S. 384).

Die Analyse von *Eckstein et al* [20] hat ergeben, dass Bohdanskys Gleichung gute Ergebnisse liefert, solange die Ionenergien weder zu dicht an der Schwellenenergie liegen, noch Beträge von wenigen eV übersteigen. Yamamuras Gleichung hingegen hat Probleme mit Selbstzerstäubung und schweren Ionen, sofern diese zu niedrige Energien aufweisen. Zusätzlich wird Zerstäubung für Target-Ionen-Kombinationen mit niedrigem

Massequotienten $M_{Target}/M_{Ion} < 3$ ungenau abgebildet. Daraus folgt für diese Arbeit, dass die Zerstäubung von kohlenstoffbasierten Materialien durch Wasserstoff problemlos durch Bohdanskys und Yamamuras Gleichungen 2.3 und 2.4 beschrieben werden kann, da T_i im Bereich von einigen eV und das Masseverhältnis bei ≈ 12 liegt. Für Sauerstoff ist der Massequotient < 3 , allerdings kann bei Sauerstoff die Analyse nicht sauber durchgeführt werden, weil chemische Erosion nicht unterbunden werden kann [20]. Deshalb wird Sauerstoff hier noch zu den leichten Elementen gezählt und die durch ihn verursachte physikalische Zerstäubung ebenfalls durch Bohdanskys und Yamamuras Formel 2.3 und 2.4 beschrieben. Die Selbstzerstäubung hingegen kann durch diese Gleichungen nicht akkurat wiedergegeben werden. Daher findet in diesem Fall die von Eckstein und Behrisch vorgeschlagene Alternative Anwendung, die in Formel 2.5 gegeben ist. Sie beruht auf Fits basierend auf den gesammelten Daten in [20].

2.2 Chemische Erosion

Chemische Erosion basiert auf der chemischen Reaktion des Targets mit den auftreffenden Ionen. Die entstehenden Produkte unterscheiden sich je nach Kombination von Targetmaterial und auftreffendem Ion, genauso wie die Art der Emission dieser Produkte. In dieser Arbeit werden auf kohlenstoffbasierte Oberflächen auftreffende Wasserstoff-(H), Kohlenstoff- (C) und Sauerstoffionen (O) betrachtet. Auf die durch sie verursachte chemische Erosion wird in diesem Abschnitt eingegangen.

Wasserstoffisotope reagieren mit den C-Atomen des Targetmaterials, wobei Kohlenwasserstoff-Moleküle des Typs C_xH_y wie beispielsweise Methan entstehen [3](S. 85ff)[21]. Diese sind entweder sofort flüchtig, weil das reagierende Ion und die Temperatur des Targets genug Energie zum Überwinden der Bindungsenergie bereitstellen (thermisch aktivierte Kohlenwasserstoff-Emission) oder werden später durch den Zusammenstoß energetischer Teilchen mit dem Target herausgelöst (Ionen-induzierte Desorption). Dass auch bei sehr niedrigen Targettemperaturen chemische Erosion durch H-Ionen stattfindet, hängt damit zusammen, dass komplexe Kohlenwasserstoffe an der Targetoberfläche nur schwach gebunden sind. Ihre Sublimationswärme ist deutlich niedriger als die von Graphit, sodass auch niederenergetische Ionen die Emission durch Stöße herbeiführen können. Kohlenstoff hingegen reagiert nicht mit sich selbst, weshalb die chemische Erosion für diese Ionen gleich 0 zu setzen ist. Im Fall von Sauerstoffionen auf C-basierten Materialien wiederum finden chemische Reaktionen statt, bei welchen sich das flüchtige Kohlenstoffmonoxid und in deutlich geringeren Mengen auch Kohlenstoffdioxid bildet [13](S. 384).

Aufgrund der unterschiedlichen Reaktionen der verschiedenen Ion-Target-Kombinationen unterscheidet chemische Erosion in der Berechnung der Zerstäubungsausbeute strikt zwischen Ionenarten. Während Y_{chem} für Sauerstoffionen auf kohlenstoffbasierten Targets in der Literatur durch einen konstanten Wert gegeben ist [13](S. 384), verhält es sich

bei Beschuss mit Wasserstoffionen anders. Hier gibt es semi-empirische Gleichungen, die die Abhängigkeiten des Prozesses modellieren [22, 3](S. 85ff). Die Berechnung der chemischen Erosion für H- und O-Ionen wird hier kurz vorgestellt.

2.2.1 Sauerstoffionen auf kohlenstoffbasierten Werkstoffen

Über den gesamten, für Fusionsforschung relevanten Bereich von Plasmaparametern bleibt die chemische Erosion von kohlenstoffbasierten Oberflächen durch O-Ionen nahezu unverändert [13](S. 384). Eine Änderung der Oberflächentemperatur des Targets hat ebenso wenig eine signifikante Auswirkung auf die durch Sauerstoffionen verursachte chemische Erosion Y_{chem} wie eine Umstellung der Ionentemperatur oder der Ionenflussdichte. [13](S. 384) setzt daher eine konstante Zerstäubungsausbeute von 0.7 an.

2.2.2 Flussdichten berechnen

Da chemische Erosion durch Wasserstoffionen eine Abhängigkeit von der Anzahl der pro Flächen- und Zeiteinheit auftreffenden Ionen zeigt [21, 3](S. 85ff), wird der Berechnung von Y zunächst die Ermittlung der Ionenflussdichten Γ nach [3](S.12, S. 199f) vorangestellt. Sie setzt die Kenntnis der Elektronendichte in der last closed flux surface (LCFS, entspricht der bereits eingeführten Separatrix) n_e^{LCFS} , der Elektronen- und Ionentemperatur (T_e, T_i) sowie der Konzentration f_i des jeweiligen Ions und seiner Masse m_i voraus. Der Ladungszustand des Ions (z. B. 1 für H^+) wird durch q_i beschrieben. Es gilt aufgrund der Quasineutralität (Neutralität in ausreichend großen Volumenelement) des Plasmas

$$n_e^{LCFS} = \sum_i q_i n_i$$

mit

$$n_i = f_i n_e^{LCFS} \quad (2.6)$$

$$1 = \sum_i f_i q_i \quad (2.7)$$

für die Konzentrationen und Ionendichten n_i der einzelnen Ionen. Für die zugehörigen Flussdichten ermöglicht folgender Zusammenhang die Berechnung [3](S. 199f):

$$\Gamma_i = f_i \sin(\zeta) \sqrt{\frac{e(T_e + T_i)}{m_i}} n_e^{LCFS} \quad . \quad (2.8)$$

Der lokale Einfallswinkel der Magnetfeldlinien auf das Target ζ wird von der Targetoberfläche in Richtung der Oberflächennormalen gemessen. Vereinfachend wird in der Fusionsforschung oft $T_e = T_i$ angenommen [1, 3](S. 200).

2.2.3 Wasserstoffionen auf kohlenstoffbasierten Werkstoffen

Chemische Zerstäubung durch Wasserstoffionen kann mithilfe der folgenden zwei Formeln berechnet werden [3](S. 85ff)[21]. Beide sind in ihrer Struktur ähnlich und basieren auf denselben Arbeiten, die ältere Variante [3](S. 85ff) wird zuerst vorgestellt.

Der semi-empirische Charakter der Formeln in [3](S. 85ff) geht mit der Nutzung verschiedenster Fitparameter einher. Zu diesen gehören die tabellarisch gegebenen Q_y , C_d (Tab. 11.7) und c_i Werte. Des Weiteren ist die Kenntnis diverser Schwellenenergien nötig, um Y_{chem} berechnen zu können. Für die thermisch aktivierte Kohlenwasserstoff-Emission ist das E_{ths} , für Ionen-induzierte Desorption E_{thd} und für chemische Erosion im Allgemeinen E_{th} . Auch diese Energien sind Tabellenwerte (Tab. 11.7). Zusätzlich muss noch die Oberflächentemperatur des Targets T_s bekannt sein. Für jeden der hier betrachteten fünf Subprozesse der chemischen Erosion (nähtere Erläuterung in [22, 3](S. 85)) wird dann zuerst das Zwischenergebnis s_i aus T_s und c_i sowie Γ berechnet. Der Index i steht in diesem Fall für die Nummer des Subprozesses.

$$c_i = \{1, 865; 1, 7; 1, 535; 1, 38; 1, 26\}$$

$$s_i = \frac{1}{1 + 3 \cdot 10^7 \exp(-1, 4/T_s)} \times \frac{2 \cdot 10^{-32} \Gamma + \exp(-c_i/T_s)}{2 \cdot 10^{-32} \Gamma + (1 + 2/\Gamma \cdot 10^{29} \exp(-1.8/T_s)) \exp(-c_i/T_s)}$$

Anschließend wird Y^{surf} für thermisch aktivierte Kohlenwasserstoff-Emission nach [3](S. 85ff) berechnet als

$$Y_i^{surf} = \begin{cases} \frac{s_i Y(E, \alpha=0^\circ)}{1 + \exp([E - 65]/40)} & \text{für } E \geq E_{ths} \\ 0, & E < E_{ths} \end{cases}$$

mit $Y(E, \alpha = 0^\circ)$ nach Formel 2.3 [3](S. 85ff). E_{th} muss in $Y(E, \alpha = 0^\circ)$ durch E_{ths} ersetzt werden. Ionen-induzierte Desorption setzt sich zusammen aus Y^{damage}

$$Y^{damage} = \begin{cases} Q_y s_n(\epsilon) \left(1 - \left(\frac{E_{thd}}{E}\right)^{2/3}\right) \left(1 - \frac{E_{thd}}{E}\right)^2 & \text{für } E \geq E_{thd} \\ 0 & \text{für } E < E_{thd} \end{cases}$$

sowie Y^{therm} [3](S. 85ff)

$$Y_i^{therm} = \frac{0,0439 s_i \cdot \exp(-c_i/T_s)}{2 \cdot 10^{-32} \Gamma + \exp(-c_i/T_s)} .$$

Dabei wird s_n nach Formel 2.2 bestimmt [3](S. 85ff). Y^{surf} , Y^{damage} und Y^{therm} werden nun zur Gesamtausbeute des Subprozesses zusammengefügt

$$Y_i = Y_i^{surf} + Y_i^{therm}(1 + C_d \cdot Y^{damage})$$

und anschließend werden diese einzelnen Subprozesse aufaddiert zur Gesamtausbeute, welche eine gute Näherung für niedrige Flussdichten unter $10^{21}/(\text{m}^2 \text{s})$ ist [3](S. 85ff), [22, 23]:

$$Y_{chem}(E, T_s, \Gamma) = \frac{Y_1 + Y_2 + Y_3}{4} + \frac{Y_4 + Y_5}{8} \quad . \quad (2.9)$$

Alternativ zur obigen Version kann die chemische Erosion durch Wasserstoff auch nach diesen überarbeiteten, semi-empirischen Gleichungen berechnet werden [21, 22]. Dazu werden zunächst die Parameter C und c^{sp3} ermittelt als

$$\begin{aligned} C &= \frac{1}{1 + 10^{13} \exp(-2,45/k_B T_s)} \\ c^{sp3} &= C \cdot \frac{2 \cdot 10^{-32} \Gamma + \exp(-1,7/k_B T_s)}{2 \cdot 10^{-32} \Gamma + \exp(-1,7/k_B T_s) \cdot \exp(-1,8/k_B T_s) \cdot 2 \cdot 10^{29}/\Gamma} \quad . \end{aligned}$$

Diese gehen in den nächsten Rechenschritt ein, in dem die Ausbeuten der Subprozesse der chemischen Erosion berechnet werden [21, 22]. Es wird hier auf die Unterteilung in weitere Subprozesse - abgesehen von thermisch aktiverter Kohlenwasserstoff-Emission Y^{therm} und Ionen-induzierter Desorption Y^{surf} - verzichtet. Die Formeln für die Ausbeuten lauten

$$\begin{aligned} Y^{therm} &= c^{sp3} \cdot \frac{0,033 \exp(-1,7/k_B T_s)}{2 \cdot 10^{-32} \Gamma + \exp(-1,7/k_B T_s)} \\ Y^{surf} &= c^{sp3} \cdot \frac{Y(E, \alpha = 0^\circ)}{1 + \exp((E - 90)/50)} \end{aligned}$$

mit $Y(E, \alpha = 0^\circ)$ nach Formel 2.3, wobei statt E_{th} E_{ths} eingesetzt wird (Tab. 11.7) [21, 22]. Um eine Gesamtausbeute zu erhalten, werden die Subprozesse zusammengefasst zu

$$Y_{chem} = Y^{surf} + Y^{therm} \cdot (1 + C_d \cdot Y(E, \alpha = 0^\circ)) \quad . \quad (2.10)$$

Der Tabellenwert C_d findet sich in Tab. 11.7, $Y(E, \alpha = 0^\circ)$ ist gegeben durch Formel 2.3. Auch hier gilt wieder, dass die berechnete Gesamtausbeute nur für niedrige Flussdichten unter $10^{21}/(\text{m}^2 \text{s})$ eine gute Näherung ist [22, 23].

Wenn hohe Ionenflüsse auf eine Oberfläche treffen, hat das zur Folge, dass die obigen Formeln zur Beschreibung der chemischen Erosion die in der Realität beobachteten Ergebnisse nicht richtig abbilden [22, 23]. In diesem Fall kann die mit den obigen Formeln berechnete chemische Erosion $Y_{chem,LF}$ durch die folgende Korrekturformel nachgesertzt werden. Von hohen Ionenflüssen wird dabei gesprochen, sofern die Teilchenflussdichte bei mindestens $10^{21}/(\text{m}^2 \text{s})$ liegt.

$$Y_{chem}(E, T_s, \Gamma) = \frac{Y_{chem,LF}(E, T_s, \Gamma)}{1 + (\Gamma/(6 \cdot 10^{21}))^{0,54}} \quad (2.11)$$

Diese Arbeit greift auf die neuere Formel (2.10) zur Berechnung der chemischen Erosion zurück und wendet bei Bedarf die Korrektur für hohe Teilchenflussdichten (Formel 2.11) an. Die Entscheidung gründet auf die höhere Aktualität jener Formel 2.10, welche eine Überarbeitung der älteren Formel 2.9 darstellt [22, 3].

2.3 Teilchenenergie und Langmuir Potential

Bevor auf die Berechnung der Gesamtausbeute aller Erosionsprozesse eingegangen werden kann, muss die Teilchenenergie der auftreffenden Ionen betrachtet werden. Die Ionen weisen dabei nicht eine einzelne, von der Ionentemperatur abhängige Energie auf, sondern unterliegen einer Energieverteilung. Diese wird durch $g(E)$ beschrieben und in diesem Abschnitt vorgestellt. Das ist wesentlich für die weiteren Berechnungen, da für Erosionsprozesse die Energie der auftreffenden Ionen von zentraler Bedeutung ist. Bei Zusammenstößen ist der übertragene Impuls höher, je schneller das Teilchen ist und beeinflusst so die physikalische Zerstäubung. Für chemische Erosion müssen C-C-Bindungen gespalten werden, damit Wasserstoffatome die freien Bindungsstellen einnehmen können [13](S. 333)[22]. Auch diese Energie wird durch Stoßprozesse bereitgestellt.

Grundsätzlich ist die Geschwindigkeitsverteilung der Ionen eine Maxwell-Verteilung und abhängig von der Ionentemperatur [3](S. 110ff)[24]. Daraus lässt sich die Energieverteilung $g(E)$ herleiten, die sich allein durch die thermische Bewegung der Teilchen ergibt und nur solche Teilchen betrachtet, die sich auf das Target zubewegen. Die Teilchen haben die Energie E und die Temperatur T_i und nach [24] eine Energieverteilung $g(E)$ von

$$g(E) = 4 \cdot \left(\frac{1}{2T_i} \right)^2 \exp \left(-\frac{E}{T_i} \right) E \quad . \quad (2.12)$$

Die auf den Divertor auftreffenden Ionen sind jedoch schneller als durch diese Verteilung angegeben [3](S. 110ff, S. 204). Der Grund dafür ist das Langmuir Potential, welches zur Ausbildung eines elektrischen Feldes führt, in dem geladene Teilchen entsprechend ihres Ionisationszustands q_i beschleunigt werden. $g(E)$ verschiebt sich und wird zu

$$g(E) = 4 \cdot \left(\frac{1}{2T_i} \right)^2 \exp \left(-\frac{E - 3T_i q_i}{T_i} \right) (E - 3T_i q_i) \quad . \quad (2.13)$$

Im Folgenden soll kurz erläutert werden, was das Langmuir Potential ist und warum es sich aufbaut. Werden die einzelnen Komponenten eines Plasmas betrachtet - schwere, positiv geladene Ionen und leichte, negativ geladene Elektronen - so zeigt sich, dass die Elektronentemperatur höher ist als die der Ionen [3](S. 109ff). Daraus folgt, dass Elektronen mobiler sind als Ionen, ein Effekt, der durch ihre niedrigere Masse noch verstärkt

wird. Demnach erreichen Elektronen eine neutrale Platte wie den Divertor schneller und laden sie gegenüber dem Plasma negativ auf. Es bildet sich ein Potentialunterschied, der zum Aufbau eines elektrischen Felds direkt über den Divertortargets führt - dem sogenannten Langmuir Sheath. Dieses wirkt abstoßend auf weitere Elektronen, die langsamen unter ihnen erreichen den Divertor nicht mehr. Auf die positiven Ionen wird im Gegenzug eine anziehende Kraft ausgeübt, welche sie zum Target hin beschleunigt. Der Energiegewinn eines Ions durch die Beschleunigung hängt dabei von seinem Ionisationszustand und seiner durch seine Temperatur gegebenen derzeitigen Energie ab. Nach einer Weile stellt sich ein Gleichgewicht ein, Ionen- und Elektronenflussdichte sind an jeder Position des Langmuir Sheaths gleich. Der nun zwischen Plasma und Divertor vorliegende Potentialunterschied wird als Langmuir Potential bezeichnet. Im Falle eines externen Magnetfelds ist dem Langmuir Sheath noch ein Presheath vorgelagert. In dieser Zone ist der Potentialunterschied zum Plasma deutlich geringer und im Gegensatz zum Langmuir Sheath herrscht hier Quasineutralität.

2.4 Berechnung der absoluten Zerstäubungsausbeute und der Dicke der Erosionsschicht

In die Zerstäubungsausbeute einer Ionenspezies Y_i gehen die physikalische Zerstäubung und die chemische Erosion ein. Rechentechnisch bedeutet das, dass Y_{phys} und Y_{chem} addiert werden. Die Berechnung der physikalischen Zerstäubung erfolgt für Wasserstoff- und Sauerstoffionen nach Formel 2.4 und für Kohlenstoff nach Formel 2.5. Die chemische Erosion für H-Ionen errechnet sich nach Formel 2.10 und gegebenenfalls Formel 2.11, für C-Ionen ist sie gleich 0 und für Sauerstoffionen gleich 0,7 [13](S.384). Das ist im vorangegangenen Abschnitt nachzulesen.

Zur Berechnung der Gesamtausbeute werden nun alle Teilchenenergien beachtet, wodurch eine Gewichtung der unterschiedlichen Energien notwendig wird. Die bereits eingeführte Energieverteilung der auftreffenden Teilchen $g(E)$ (Abschnitt 2.3) wird zu diesem Zweck herangezogen. Die Integration der energieabhängigen Zerstäubungsausbeute einer Ionenspezies $Y_i(E)$ multipliziert mit $g(E)$ über alle Energien liefert die Gesamtausbeute, wobei die Ionenflussdichte dieser Ionenspezies Γ_i , die Ionentemperatur T_i sowie der Ionisationszustand des Ions q_i eingesetzt werden müssen.

$$g(E) = 4 \cdot \left(\frac{1}{2T_i} \right)^2 \exp \left(-\frac{E - 3T_i q_i}{T_i} \right) (E - 3T_i q_i) \quad (2.14)$$

$$Y_{i,total} = \int_{3T_i q_i}^{\infty} Y_i(E) g(E) dE \quad (2.15)$$

Wird die Bruttoerosion betrachtet, die Wiederablagerung also nicht berücksichtigt, so gilt für die Dicke der abgetragenen Schicht Δ_{ero} sowie die Erosionsrate $\Delta_{ero}/t_{discharge}$

$$\frac{\Delta_{ero}}{t_{discharge}} = \frac{1}{n_{carbon}} \sum_i \Gamma_i Y_{i,total} \quad (2.16)$$

$$\Delta_{ero} = \frac{t_{discharge}}{n_{carbon}} \sum_i \Gamma_i Y_{i,total} \quad (2.17)$$

bei eingesetzter Entladungszeit $t_{discharge}$ und Atomdichte des Targets n_{carbon} [3](S. 200).

2.5 Erosionsrelevante Plasmaereignisse

Es gibt verschiedene, zeitlich beschränkte Ereignisse im Plasma, die zu lokal erhöhten Erosionsraten führen. Sie können zum größten Teil in den Berechnungen dieser Arbeit nicht beachtet werden, erklären aber mögliche Unterschiede zu experimentell ermittelten Werten. Zwei Beispiele werden deshalb in diesem Abschnitt beschrieben.

Das erste hier vorgestellte Beispiel sind die Hot Spots. Darunter werden Bereiche von PF-Cs zusammengefasst, die eine deutlich erhöhte Oberflächentemperatur aufweisen [3](S. 146f). Diese führt zu einer verstärkten Sublimation, von der auch Elektronen betroffen sind. Daraus ergibt sich eine Reduktion des Langmuir Potentials, wodurch die Anzahl der auf die Hot Spots treffenden Plasmaelektronen steigt. Das heizt die betroffenen Bereiche zusätzlich auf, es kommt zur Selbstverstärkung des Effekts und einer gesteigerten Abtragung von Wandmaterial.

Die Lichtbogenbildung (arcing) wird an dieser Stelle als zweites Beispiel für erosionsrelevante Ereignisse erklärt. Sie ist ein in instabilen Plasmen auftretender Effekt, der durch einen Potentialabfall von 10 V - 30 V im Langmuir Sheath entsteht [3](S. 148f). Es bildet sich eine lokale Entladung mit hohen Strömen, die in Form eines Lichtbogens sichtbar werden. Die Wandkomponente ist dabei die Kathode und das Plasma die Anode. Der Lichtbogen bewegt sich anschließend über die Wandoberfläche und erodiert im Schnitt $10^{17} - 10^{18}$ Atome.

Weitere Plasmaereignisse, die Einfluss auf das Erosionsgeschehen haben, können in [3](S. 141ff) nachgelesen werden. Dazu gehören unter anderem Blasenbildung auf der Materialoberfläche, Flaking (Abplatzen einer Schicht des Targetmaterials, z. B. nach vorangegangener Blasenbildung) oder Erosion durch Charge Exchange Neutrals (neutralisierte Plasma-/Verunreinigungselemente, die nach Aufnahme von Elektronen nicht mehr an die Magnetfeldlinien gebunden sind).

2.6 Maßnahmen zur Reduktion der Erosion

Allgemein kann Erosion reduziert werden, indem die Konzentration von Verunreinigungen im Plasma reduziert wird [3](S. 85). Das kann beispielsweise durch das regelmäßige Borieren des Plasmagefäßes erreicht werden [25, 26]. Dabei wird das Plasmagefäß mit Diboran geflutet, wodurch sich auf den Oberflächen der Wandkomponenten ein dünner Film aus Bor bildet. Dieser verhindert das Ausgasen von im Wandmaterial enthaltenen Verunreinigungen. Außerdem reagiert die Borschicht während der Entladungen mit den Sauerstoffionen aus dem Plasma und bindet sie (Gettering). Dies ist der Haupteffekt, welcher zur Senkung der auftretenden Erosion führt. Da weniger freie Sauerstoffionen im

Plasma sind, kann Sauerstoff weniger zur Erosion der PFCs beitragen. Daraus resultiert eine niedrigere Abtragung von Wandmaterial. Für W-7X mit ungekühltem Testdivertor ist dieser Effekt als eine Reduktion der Nettoerosion um 80% an den Divertortargets datiert worden.

Außerdem kann die Nettoerosion reduziert werden, indem abgetragene Teilchen sofort wieder abgelagert werden, im Idealfall genau an der Stelle, wo sie emittiert worden sind [3](S. 201ff). Wenn sie die Targetoberfläche verlassen, sind die Verunreinigungen neutral. Sie bewegen sich daher vom Langmuir Potential und dem Magnetfeld unbeeinflusst auf geraden Bahnen, bis sie, meist durch Zusammenstöße mit Elektronen, ionisiert werden. Dann beginnen die Ionen, um die Magnetfeldlinien zu gyrieren und treffen so gegebenenfalls wieder auf das Target. Die Wahrscheinlichkeit dafür ist höher, je kleiner die Ionisationslänge im Vergleich zum Gyroradius ist und je kleiner beide Längen an sich sind.

Zusätzlich spielt für die Wiederablagerung der Haftungskoeffizient des Ions eine Rolle [3](S. 169). Er gibt an, wie hoch die Wahrscheinlichkeit ist, dass ein auftreffendes Ion am Target abgelagert wird. Nicht-flüchtiger atomarer Kohlenstoff und Beryllium haben beispielsweise durchgängig hohe Haftungskoeffizienten, während die von Kohlenwasserstoffen mit der Teilchenenergie variieren. Hat das auftreffende Kohlenwasserstoff-Molekül nur thermische Energie, so ist die Haftungswahrscheinlichkeit gering, während bei Teilchenenergien von einigen eV der Haftungskoeffizient hoch ist. Für Teilchenenergien, die höher als die Bindungsenergie des Kohlenwasserstoffs sind, kommt es beim Auftreffen auf die Wand zum Zerfall des Moleküls in die einzelnen Atome. Diese haben dann je nach Element unterschiedliche Haftungskoeffizienten.

2.6.1 Einfluss der Wiederablagerung

Die Berücksichtigung der Wiederablagerung führt zu einer Reduktion der Teilchenflussdichten von Targetatomen $\Gamma_{ero,net}$ und reduziert somit die nettoerodierte Schichtdicke $\Delta_{ero,net}$ [3](S. 201f). Dabei werden Bruttoerosion und Wiederablagerung gegengerechnet, indem ihre Teilchenflussdichten, $\Gamma_{ero,brut}$ und Γ_{redep} nach

$$\Gamma_{redep} = sP_{redep} \frac{\Gamma_e \sum_i Y_i f_i}{1 - P_{redep}(Y_{self} + 1 - s)}$$

$$\Gamma_{ero,brut} = \frac{\Gamma_e \sum_i Y_i f_i}{1 - P_{redep}(Y_{self} + 1 - s)}$$

subtrahiert werden zu $\Gamma_{ero,net}$ [3] (S. 201f)

$$\begin{aligned}\Gamma_{ero,net} &= \Gamma_{erosion,brut} - \Gamma_{redep} \\ &= (1 - sP_{redep}) \frac{\Gamma_e \sum_i Y_i f_i}{1 - P_{redep}(Y_{self} + 1 - s)} \\ &= \Gamma_e Y_{eff} .\end{aligned}$$

Dieser Effekt kann unter Kenntnis der Wahrscheinlichkeit der Wiederablagerung P_{redep} , des Haftungskoeffizienten von C-Atomen auf kohlenstoffbasierten Oberflächen s sowie der Zerstäubungsausbeute Y_i und der Konzentration f_i der Fremdionen berechnet werden [3](S. 201f). Außerdem müssen die Werte für die Selbstzerstäubungsausbeute Y_{self} und die Elektronenflussdichte Γ_e vorliegen. Mithilfe der Entladungszeit $t_{discharge}$ und der Atomdichte des Targets n_{carbon} kann $\Delta_{ero,net}$ errechnet werden als

$$\Delta_{ero} = \frac{t_{discharge}}{n_{carbon}} \cdot \Gamma_{ero,net} .$$

Aufgrund der Unkenntnis der Parameter P_{redep} und s kann auf diese Formel bei der tatsächlichen Berechnung an W7-X nicht zurückgegriffen werden. Stattdessen wird die sehr vereinfachende Annahme gemacht, dass jedes auftreffende Kohlenstoffion an der Targetoberfläche haften bleibt [3](S.169) und eine zu der des Ursprungsmaterial identische chemische Struktur mit atomarer Dichte n_{carbon} aufbaut. Daher lautet die Formel zur Abschätzung der Dicke der Wiederablagerungsschicht Δ_{dep} nach einer Entladung mit der Dauer $t_{discharge}$

$$\Delta_{dep} = \Gamma_C \cdot \frac{t_{discharge}}{n_{carbon}} . \quad (2.18)$$

Analog zur Erosionsrate ist die Depositionsrates $\frac{\Delta_{dep}}{t_{discharge}}$. Die Nettoerosion ergibt sich dann als

$$\Delta_{ero,net} = \Delta_{dep,brutto} - \Delta_{ero,brutto} \quad (2.19)$$

mit der Bruttoerosion nach Formel 2.17 und der Bruttodeponierung nach Formel 2.18.

2.6.2 Einfluss von Verunreinigungen im Plasma

Verunreinigungen, die ins Plasma gelangen, beeinflussen dessen Verhalten [3](S. 135ff). Sind sie im Core Plasma, verunreinigen sie den Treibstoff für die Fusion und können sie bei zu hoher Konzentration zum Erliegen bringen beziehungsweise die Entzündung verhindern. Im Randbereich erhöhen Plasmaverunreinigungen die Abstrahlung von Energie, was im Extremfall zum Kollaps des Plasmas führen kann. In geringen Mengen sind die Ionen dort jedoch erwünscht, um die Wärmebelastung gleichmäßig auf alle PFCs zu verteilen und die Divertoren nicht zu überhitzen. Dazu werden mitunter sogar extra Verunreinigungen (in W7-X vor allem Stickstoff und Neon) erzeugt, indem Gasstöße ins Randplasma gegeben werden. Weiterhin verlassen im Plasma befindliche Verunreinigungen früher oder später das Plasma wieder und werden dann an anderer Stelle im Plasmagefäß abgelagert. Das kann auch auf empfindlichen Oberflächen wie den Sichtfenstern von Plasmadiagnostiken geschehen und deren Funktionalität beeinträchtigen.

3 Messungen und Datenzugriff

3.1 Diagnostiken

In dieser Bachelorarbeit wurde mit der Elektronendichte, der Elektronentemperatur und der Oberflächentemperatur der Divertortargets gerechnet. Die zugehörigen Datensätze stammen von Langmuir Sonden und Infrarot-Kamerasysteme aus dem Experimentalbetrieb von Wendelstein 7-X in OP2.2 und OP2.3. Diese Diagnostiken, ihre Funktionsweise und Besonderheiten im entstehenden Datenprofil werden in diesem Abschnitt erklärt. Zusätzlich wird auf die Helium-Beam Messungen eingegangen, deren Messdaten zur Validierung der Daten der Langmuir Sonden verwendet wurden. Außerdem werden in Abschnitt 3.2 Spektroskopie-Diagnostiken vorgestellt, deren Daten Rückschlüsse auf die Ionenkonzentrationen im Randplasma erlauben.

3.1.1 Langmuir Sonden

Langmuir Sonden sind Messgeräte, die im Grunde aus einem einzelnen, nicht isolierten Draht bestehen, welcher ins Plasma gehalten wird [27, 28]. Sie liefern unter anderem lokale Messdaten für Elektronendichte und Elektronentemperatur. Das dahinterstehende Messprinzip beruht darauf, dass das Einführen der Elektrode ins Plasma zur Wechselwirkung mit eben jenem führt.

Elektronen sind aufgrund ihrer niedrigeren Masse mobiler als Ionen, ein Effekt, der durch ihre höhere Temperatur noch verstärkt wird [3](S. 109ff). Eine dem Plasmapotential gegenüber neutral geladene Oberfläche würden Elektronen demnach schneller erreichen und negativ aufladen. Die Elektrode einer Langmuir Sonde ist allerdings leitend und muss nicht neutral geladen sein [27, 28, 29]. Ihr Potential ist variabel und wird immer relativ zum Plasmapotential angegeben. Wird ein positives Potential angelegt, werden aktiv Elektronen aus dem Plasma gezogen und Ionen abgestoßen, es handelt sich um den sogenannten Elektronensättigungsbereich. Wird das Potential gesenkt, befindet sich die Sonde zunächst im Elektronenanlaufstrombereich. Das heißt, dass noch Elektronen bis zur Sonde vordringen, zeitgleich aber schon Ionen angezogen werden, sodass der gemessene Nettostrom sinkt. Der Elektronenanlaufstrombereich ist gegeben, solange das Potential der Sonde noch höher ist als das Floating Potential. Dieses entspricht dem an der Sonde anliegenden Potential, bei dem kein Nettostrom mehr gemessen wird, weil sich Elektronen- und Ionenflüsse sich ausgleichen. Sinkt das Potential noch weiter und unterschreitet das Floating Potential, werden vornehmlich Ionenströme gemessen, da die Mehrheit der Elektronen von der Drahtspitze fern gehalten wird. Es wird vom sogenannten Ionensättigungsbereich gesprochen. Der Verlauf dieser $I(U)$ Kennlinie ermöglicht Rückschlüsse auf entsprechende Plasmaparameter. Der exponentielle Anstieg der Kurve im Elektronenanlaufstrombereich gibt beispielsweise Auskunft über die Energie-

Verteilung der Elektronen und somit über deren Temperatur sowie die Elektronendichte. Eine idealisierte $I(U)$ -Kennlinie ist in Abb. 3.1 zu sehen.

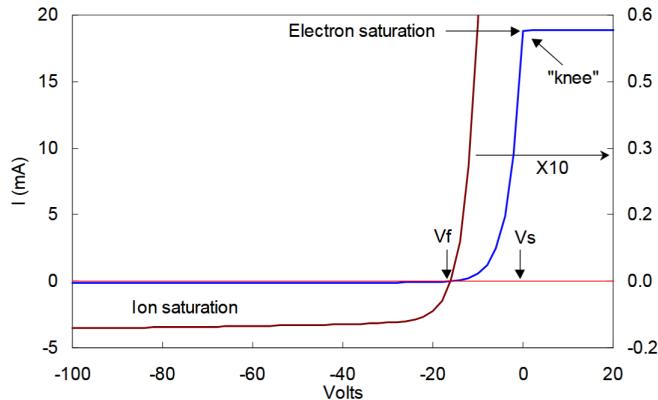


Abbildung 3.1: $I(U)$ -Kennlinie einer idealen Langmuir Sonde nach [29]. Für an der Langmuir Sonde angelegte Potentiale, welche kleiner als das Floating Potential V_f sind, befindet sich die Sonde im Ionensättigungsbereich. Für ein Potential zwischen V_f und dem Elektronensättigungspotential V_s wird vom Elektronenanlaufstrombereich gesprochen. Die $I(U)$ -Kennlinie steigt hier exponentiell an. Der Elektronensättigungsbereich beginnt bei einem Sondenpotential von V_s . Hier steigt der gemessene Nettostrom nur noch sehr langsam.

Zu Langmuir Sonden ist anzumerken, dass sie nicht nur gewollte Wechselwirkungen mit dem Plasma ausführen [27](S. 114ff). Ihre Anwesenheit im Plasma verändert dieses lokal, sodass Messergebnisse verfälscht werden. Sie können des Weiteren die Elektronentemperatur systematisch unterschätzen, weil Sekundärelektronen ebenso gemessen werden wie Plasmaelektronen. Sekundärelektronen sind Elektronen, die durch den Beschuss des Drahts mit Photonen, Elektronen und Ionen frei werden. Außerdem ist zu beachten, dass die Sonden innerhalb von elektrischen Sheaths ungeeignete Messgeräte sind.

Diese Fehlerquellen sollten beachtet werden, wenn mit Langmuir Sonden und ihren Daten gearbeitet wird. Zumindest das Problem mit Messungen im elektrischen Sheath kann für diese Arbeit jedoch vernachlässigt werden, da sich die Drahtspitzen mit 5 mm [11] über dem Divertor außerhalb des nur wenige Zehntel Millimeter hohen Langmuir Sheaths befinden. Das dem Langmuir Sheath vorgelagerte Presheath ist weiter ausgedehnt, beeinträchtigt die Funktion der Langmuir Sonden aber nur minimal, da in diesem Bereich der Potentialunterschied zum Plasma nur noch sehr klein ist [3].

An dieser Stelle soll nun im Besonderen nochmal auf die Langmuir Sonden in W7-X eingegangen werden. Seit OP2 hat Wendelstein 7-X einen wassergekühlten HHF-CFC Divertor, der thermischen Belastungen bis 10 MW/m^2 standhält und somit für lange Entladungen bis 30 min geeignet ist [4]. Die Temperatur, bei welcher kohlenstoffbautes Divertormaterial sublimiert, liegt trotzdem noch unter dem Schmelzpunkt der aus Wolfram gefertigten Drähte der Langmuir Sonden [11]. Dennoch sind die Langmuir Sonden im Gegensatz zum HHF-CFC Divertor nicht für 30 min Dauerbetrieb geeignet.

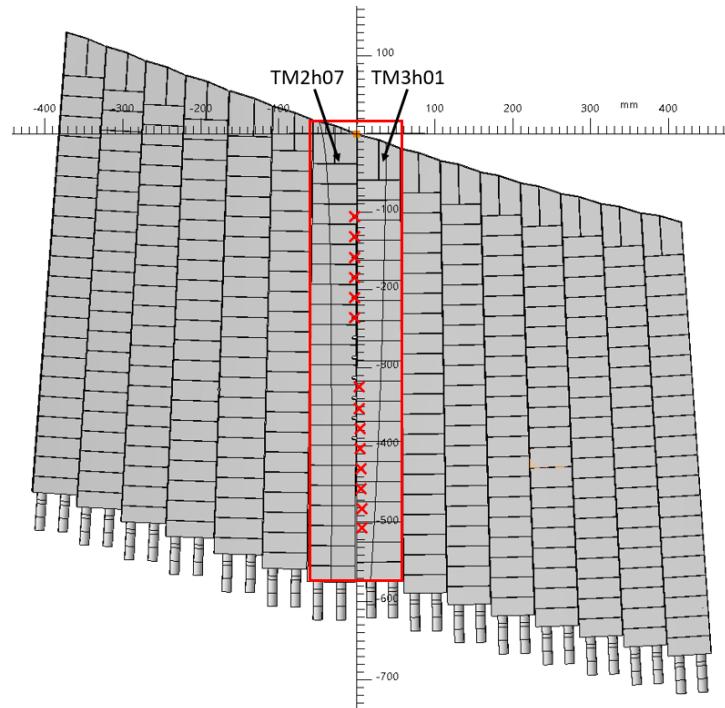
Das ist unter anderem darauf zurückzuführen, dass sie mit einem Durchmesser von $\approx 2\text{ mm}$ im Gegensatz zum Divertor zu klein sind, um mit Wasser gekühlt zu werden. Zusätzlich wird durch das Einführen ins Plasma ohnehin eine deutlich höhere Belastung von 100 MW/m^2 bis 200 MW/m^2 erwartet [11]. Eine längere Aufenthaltszeit im Plasma würde daher zweifelsohne zum Schmelzen der Sonden führen, was deren Zerstörung und außerdem die Verunreinigung des Plasmas mit Wolfram bedeutet. Um dieses Szenario zu vermeiden, handelt es sich in W7-X um sogenannte Pop-up Langmuir Sonden, die in Intervallen ins Plasma ein- und ausgefahren werden. Die Zeit im Plasma ist auf höchstens 50 ms begrenzt, die Zeit außerhalb des Plasmas dient der Abkühlung der Sonden. Dies führt zu einer diskontinuierlichen Messung mit einer durchschnittlichen Datenerhebung aller 2 s bis 3 s .

Von besonderem Interesse für eine Datenerfassung mittels Langmuir Sonden wurden die zwei Bereiche des Divertors ausgemacht, in denen sich die Strikeline am häufigsten befindet: Der low-iota Bereich gegeben durch Targetelement TM2h07 und TM3h01 sowie der high-iota Abschnitt repräsentiert durch TM8h01 (Abb. 1.4). Dabei war auch die Möglichkeit, überhaupt Langmuir Sonden montieren zu können, ausschlaggebend, da das Kühlungssystem des Divertors den Raum für Neuinstallationen beschränkt [11]. Auf TM2h07 sind sechs Langmuir Sonden angebracht, die radial in einer Linie vom Pumpspalt weg angeordnet sind. Die acht Sonden auf TM3h01 sind weiter vom Pumpspalt entfernt, aber ebenso radial ausgerichtet wie die in TM2h07. Auf TM8h01 sind vier Sonden in zunehmenden Abstand zum Pumpspalt befestigt. Die Messpunkte sind in der oberen und unteren Divertoreinheit von Modul 5 an zueinander symmetrischen Positionen, sodass insgesamt 36 Messstellen zur Verfügung stehen. Die toroidalen Winkel sind in Tab. 11.11 angegeben, die Abstände vom Pumpspalt in Tab. 11.12 und Abb. 3.2. Es sind nicht immer alle Sonden aktiv - zum Teil werden nur jene betrieben, in deren Bereich die Strikeline für die entsprechende Entladung fällt.

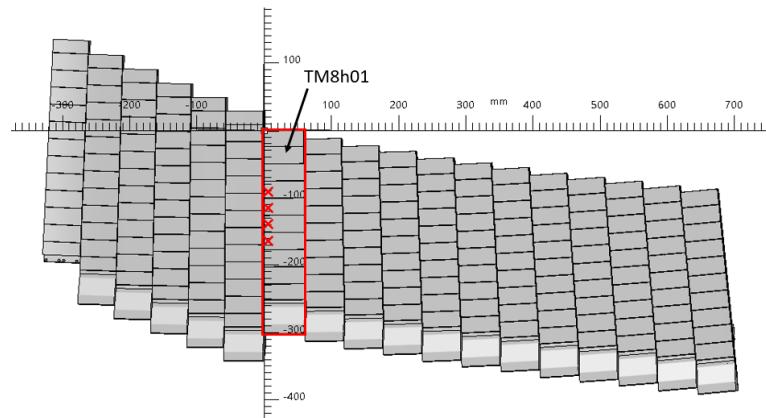
3.1.2 Helium-Beam-Diagnostik

Um die Zuverlässigkeit der Messdaten der Langmuir Sonden abschätzen zu können, werden ihre Messergebnisse für ausgewählter Entladungen mit denen der Helium-Beam-Diagnostik verglichen. Es handelt sich um die Entladungen 20250508.071, 20250507.009, 20250507.007 und 20250320.077, die Benennung folgt dem Schema YYYYMMDD.ID, wobei ID die Nummer der Plasmaentladung am jeweiligen Tag ist.

Die Helium-Beam-Diagnostik beruht auf dem Prinzip der Spektroskopie und misst im Bereich des Plasmarandes über der oberen Divertoreinheit von Modul 5 bei einem toroidalen Winkel von $300,3^\circ$ [30, 31]. Das ist nahe der Position der Langmuir Sonden, die in dieser Divertoreinheit bei einem toroidalen Winkel von $298,5^\circ$ montiert sind [11]. Die Helium-Beam-Diagnostik läuft nicht kontinuierlich mit, da Helium-Gasstöße aus bestimmten Gasventilen benötigt werden, damit sich eine entsprechende Anzahl von He-Teilchen im Bereich der Lines of Sight (LOS) des Spektrometers befindet [30, 31]. Die Verhältnisse der Intensitäten $I_{\lambda_1}/I_{\lambda_2}$ und $I_{\lambda_3}/I_{\lambda_2}$ der verschiedenen Spektrallinien λ_1 , λ_2 und λ_3 hängen dabei von T_e und n_e ab. Die Spektrallinie der Wellenlänge λ_1 ($667,8\text{ nm}$) entsteht beim Übergang eines Elektrons vom Energieniveaus 3^1D zu 2^1P . Photonen der



(a) Low-iota Bereich



(b) High-iota Bereich

Abbildung 3.2: Positionen der Langmuir Sonden auf den Targetelementen im low-iota (TM2h07, TM3h01) und high-iota (TM8h01) Bereich einer Divertoreinheit markiert durch rote Kreuze. Der Koordinatenursprung liegt am Pumpspalt.

Wellenlänge λ_2 (728,1 nm) werden beim Elektronenübergang vom Energieniveau 3^1S zu 2^1P frei, während Licht der Wellenlänge λ_3 (706,5 nm) beim Übergang eines Elektrons vom Energieniveau 3^3S auf 2^3P ausgesendet wird. Generell stimmen die Messungen der Elektronentemperatur beider Diagnostiken gut überein. Die Elektronendichte hingegen wird von den Langmuir Sonden im Vergleich zur mit weiteren Diagnostiken übereinstimmenden Helium-Beam-Diagnostik tendenziell unterschätzt [31].

3.1.3 Infrarot-Kamerasysteme

Die Oberflächentemperatur des Divertors und anderer PFCs von W7-X wird durchgängig, das heißt in allen Modulen und zu allen Zeiten des Experimentalbetriebs, durch Infrarotkameras beobachtet [32]. Das dient dem Schutz vor lokaler Überhitzung und den daraus resultierenden Schäden an Bauteilen und dem Stellarators im Allgemeinen. Die Oberflächentemperatur der PFCs wird dabei nach dem folgenden Messprinzip bestimmt.

Thermographische Kameras, welche sensitiv für Licht im infraroten Spektrum sind, ermöglichen die Messung der Oberflächentemperatur des Divertors unter Nutzung des Planck'schen Strahlungsgesetzes [32]. Dieses besagt, dass jeder Körper, in Abhängigkeit seiner Oberflächentemperatur und Emissivität, Lichtspektren mit unterschiedlicher Intensitätsdistribution über die verschiedenen Wellenlängen aussendet. Formel 3.1 beschreibt die Energiedichte U in Bezug auf Frequenz f und die Oberflächentemperatur T_s , wobei k_B die Boltzmann Konstante, c die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum und h das Planck'sche Wirkungsquantum ist [33]:

$$U(f, T_s) = \frac{8\pi h f^3}{c^3 \cdot \left(\exp\left(\frac{hf}{k_B T_s}\right) - 1 \right)} . \quad (3.1)$$

Die Energiedichteverteilung hat ihr Maximum für die in W7-X erreichten Oberflächentemperaturen im infraroten Spektrum [32]. Wird zusätzlich die Emissivität des Objekts mit einbezogen, so kann aus dem gemessenen Photonenfluss die Oberflächentemperatur errechnet werden. Konkret wird das in Wendelstein 7-X durch Bolometer umgesetzt. Einfallende Photonen treffen die Oberfläche des Messgeräts und heizen diese auf. Das wird durch eine Matrix von Widerstandsthermometern registriert, von denen jedes einzelne einem Kamerapixel entspricht [34, 35].

Zur Berechnung der erosionsbezogenen Größen ist die Kenntnis der Oberflächentemperatur an den Positionen nötig, an denen die Langmuir Sonden angebracht sind. Das ist in Modul 5 in der oberen und unteren Divertoreinheit auf TM2h07, TM3h01 und TM8h01. Die Daten der oberen Einheit liefert die Infrarotkamera in Port AEF51, für die unteren Divertoreinheit ist es die Kamera in Port AEF50. Obwohl die Temperaturdaten für den gesamten Divertor abrufbar sind, wird nicht TM2h07 und TM3h01 untersucht, sondern auf die benachbarten TM2h06 und TM3h02 ausgewichen. Der Grund dafür ist, dass zwischen TM2h07 und TM3h01 eine Spalt ist, weil dort das Targetmodul von TM2h zu TM3h wechselt. Dieser Spalt mit den abgeschrägten Targetmodulkanten führt zum Entstehen von sogenannten Leading Edges und Schattenzonen [36].

Leading Edges am Divertor von W7-X sind verstärkt erwärmte Regionen, in denen das von einer Seite kommende Plasma die abgeschrägte Kante des Targetmoduls mit einem steileren Winkel (näher an der Oberflächennormalen) trifft [36]. Demnach wird die Energie der auftreffenden Teilchen auf eine kleinere Fläche verteilt, die dann höhere Temperaturen erreicht. Zugleich trifft eben jenes Plasma das zweite, im Schatten liegende Targetmodul an dessen abgeschrägter Kante in flacherem Winkel, sodass die Energie

der auftreffenden Teilchen über eine größere Fläche verteilt wird. Die Temperatur dieses Bereichs ist somit geringer. Beides verfälscht das Ergebnis der Temperaturmessung. Das Targetelement mit Leading Edge wird als durchschnittlich zu heiß angenommen, obgleich nur der Randbereich stärker erhitzt wird, nicht das gesamte Target. Umgekehrt ist das Targetelement in der Schattenzone im Durchschnitt zu kalt, weil der Randbereich kühler ist. Damit diese Ungenauigkeiten nicht das Ergebnis der Rechnungen rund um die Erosionsprozesse beeinträchtigen, werden die benachbarten Targetelemente betrachtet. Diese sind nicht von Leading Edges oder Schattenzonen betroffen.

Auch gibt es auf den gewählten Flächen keine prominenten Surface Layers. Das sind Ablagerungen von Kohlenstoffatomen auf dem Divertor, wobei sich die entstehende chemische Struktur deutlich vom Rest des Divertors unterscheidet [34]. Surface Layers haben eine schlechte thermische Verbindung zum Divertor und werden deshalb schnell sehr heiß, weil keine Wärme abgeführt werden kann. Sie sind deshalb auf Infrarot-Kamerastreams besonders auffällig und spiegeln keinesfalls die reale Divortortemperatur wieder.

3.2 Spektroskopie und Restgasanalyse zur Bestimmung der Ionenkonzentrationen

Die Bestimmung der Konzentration einer bestimmten Art von Verunreinigung wird am Plasmarand von Wendelstein 7-X nicht routinemäßig durchgeführt. Es gibt jedoch eine Anzahl an Diagnosiken, die Rückschlüsse auf diese physikalische Größe zulassen. Die zur Bestimmung der Konzentrationen notwendigen Berechnungen sind jedoch zumeist mit erheblichem Rechenaufwand verbunden, wenn mehr als eine qualitative Aussage (im Plasma enthalten oder nicht) benötigt wird. Deshalb kann nur exemplarisch untersucht werden, wie hoch die Konzentration von Sauerstoff- und Kohlenstoffionen in einzelnen Entladungen ist. Die für diese Analyse in Frage kommenden Diagnosiken werden in diesem Abschnitt vorgestellt, obgleich die im Zuge dieser Arbeit erhaltenen Daten schlussendlich keine Bestimmung der Konzentrationen von C- und O-Ionen zuließen.

Die erste Diagnistik ist Charge Exchange Recombination Spectroscopy (CXRS), sie liefert ein radiales Profil der benötigten Werte [37, 38]. Damit Daten bereitgestellt werden können, muss Neutral Beam Injection (NBI) als Heizquelle (mit) eingesetzt werden. Demnach sind immer mindestens Helium und Argon im Plasma enthalten. Wenn die injizierten Neutralteilchen ins Plasma gelangen, kommt es dort zu Wechselwirkungen mit den Plasma- und Verunreinigungsionen, wobei ein Elektron vom Neutralteilchen zum Ion übertragen wird. Das Ion, welches das Elektron aufgenommen hat, ist zunächst im angeregten Zustand. Das Elektron springt dann jedoch unter Aussendung eines Photons charakteristischer Wellenlänge auf ein niedrigeres Energieniveau zurück. Diese Strahlung kann durch CXRS analysiert werden und erlaubt unter anderem Rückschlüsse auf die Konzentrationen der im Plasma enthaltenen Verunreinigungsionen.

Die zweite Möglichkeit zur Bestimmung von f_O und f_C ist die Restgasanalyse (Diagnostic Residual Gas Analyzer, DRGA) [39]. Sie untersucht abgepumptes Gas mithilfe eines Massenspektrometers auf seine Bestandteile. Die DRGA ist mehrere Meter vom Plasma entfernt, damit das Magnetfeld, welches das Plasma einschließt, die Massenspektroskopie nicht tangiert. Das ist insofern problematisch, weil nur Teilchen analysiert werden, die es bis zur DRGA-Diagnostik schaffen. Diese müssen zunächst am Divertor neutralisiert werden, durch den Pumpspalt und im Anschluss an der Cryo-Vakuum-Pumpe vorbei in den Pumpstutzen der Diagnostik gelangen. Dann folgt eine über 7 m lange Leitung bis zur Diagnostik selbst. Zusätzlich zum Ziehen eines Rückschlusses auf die Konzentration am Plasmarand muss bei der Auswertung der Analyse beachtet werden, dass die entsprechende Verunreinigung auch im Molekül gebunden sein kann, beispielsweise Kohlenstoff in CH₄. Außerdem gibt es eine zeitliche Verzögerung der gelieferten Messwerte der Diagnostik von etwa 1 s, die auf die Dauer des Transports des Teilchens aus dem Plasma bis zum DRGA entfallen. Wenn also verwertbare Daten generiert werden sollen, muss die Entladung über ein längeres Zeitintervall stabile Plasmaparameter aufweisen, damit die träge DRGA reagieren kann. Die Messung funktioniert weiterhin am zuverlässigsten bei Entladungen in der Standardkonfiguration des Magnetfeldes sowie bei ausgeschalteter (warmer) Cryo-Vakuum-Pumpe. Außerdem ist DRGA bei der Analyse von Edelgasen genauer als bei der Betrachtung von Kohlenstoff und Sauerstoff.

Als letzte, in dieser Arbeit untersuchte Option kann auf die Messungen von HEXOS (High Efficiency XUV Overview Spectrometer) zurück gegriffen werden [40, 41]. Das Spektroskop untersucht das Vorkommen verschiedener Ionenspezies im Core Plasma anhand ihrer Vakuum-UV-Strahlung, wobei aufgrund fehlender Kalibration jedoch nur qualitative Aussagen getroffen werden können. Allerdings ist der Vergleich zweier ähnlicher Entladungen möglich, sodass für eine Verunreinigungsart ein zeitlicher Trend erstellt werden kann. HEXOS läuft bei jeder Entladung mit, ist allerdings je nach Ionenspezies unterschiedlich sensitiv. C-II und O-III Spektrallinien fallen in einen Bereich großer Ungenauigkeit.

Bei der Auswahl der Entladungen zur Bestimmung der Verunreinigungskonzentrationen sind neben den Anforderungen zur Betreibung der Diagnosiken (laufende NBI, abgeschaltete Cryo-Vakuum-Pumpe, stabile Plasmaparameter in einer Entladung in EIM) noch weitere Kriterien ausschlaggebend. Es ist beispielsweise auf besondere Vorkommnisse - wie das Schmelzen einer Sonde - zu achten, die die Messergebnisse durch zusätzlichen Eintrag von Verunreinigungen verfälschen könnten. Aus diesem Grund sollten keine Entladungen kurz nach derartigen Ereignissen zur Analyse der Verunreinigungskonzentration gewählt werden. Zusätzlich muss der zeitlichen Abstand zu den Borierungen in Betracht gezogen werden, da diese die Konzentration von Verunreinigungen im Plasma reduzieren [25, 26]. Es ist aus diesem Grund wichtig zu wissen, wie sich die Konzentrationen von Verunreinigungen am Plasmarand zwischen zwei Borierungen ändern. In OP2.2 wurde monatlich, in OP2.3 aller zwei Monate boriert, die konkreten Tage sind in Tab. 11.9 vermerkt. Zuletzt ist es von Vorteil, wenn für die gewählten Entladungen auch die Daten von möglichst vielen Langmuir Sonden und Infrarotkameras zu möglichst vielen Zeitpunkten vorliegen. Das ermöglicht die direkte Verknüpfung aller Daten für diese Entladung. Basierend auf den genannten Kriterien wurden die Entladungen

20250304.075, 20250408.055 und 20250408.079 zur Analyse durch CXRS und DRGA ausgewählt. Die Benennung der Entladungen folgt dem Schema YYYYMMDD.ID, wobei ID die Nummer der Plasmaentladung am jeweiligen Tag ist. Für die Untersuchung mit HEXOS wurden 17 zu verschiedenen Zeitpunkten der beiden Kampagnen durchgeführte Referenzentladungen betrachtet. Keine der genannten Optionen führte jedoch zur erfolgreichen Bestimmung der Ionenkonzentrationen von C- und O-Ionen. Statt dessen wurden drei Sets von Konzentrationen basierend auf Messdaten der effektiven Ladungszahl des Plasmas angenommen. Der Versuch der Konzentrationsbestimmung mittels CXRS, DRGA und HEXOS sowie die Begründung der angenommenen Ionenkonzentrationen wird in Abschnitt [4.1.2](#) genauer dargelegt.

4 Berechnungen

Die Berechnung der erosionsbezogenen Größen erfolgt nach den im Abschnitt 2 gegebenen Formeln 2.4, 2.5, 2.8, 2.10, 2.11, 2.14, 2.15, 2.16, 2.17, 2.18 und 2.19. In diese Formeln gehen neben Mess- und Schätzwerten auch feste Parameter ein. Diese sind im Anhang 11 in den Tabellen 11.1, 11.2, 11.3, 11.4, 11.5, 11.6 und 11.7 gegeben. Dazu kommen noch die Ionenmassen der beteiligten Ionenspezies, die sich auf die in Tab. 11.8 befindlichen Werte beziehen. Zuletzt ist der Ionisationszustand q_i der auftreffenden H⁺-, C²⁺- und O³⁺-Ionen zu beachten. Es gilt $q_H = 1$, $q_C = 2$ und $q_O = 3$.

4.1 Inputparameter

4.1.1 Messdaten

Zur Berechnung der Zerstäubungsausbeuten wurden die Messergebnisse der Langmuir Sonden für Elektronendichte n_e und Elektronentemperatur T_e sowie der Infrarotkameras zur Bestimmung der Oberflächentemperatur der Divertortargets T_s herangezogen. Elektronentemperatur und Elektronendichte einzelner Entladungen werden weiterhin mit den durch die Helium-Beam Diagnostik ermittelten Werten verglichen, um ihre Fehler besser einordnen zu können.

Elektronendichte, Elektronentemperatur und Oberflächentemperatur des Divertors werden in bestimmten Zeitabständen erfasst beziehungsweise ausgelesen. Die Zeitabstände können dabei in ihrer Länge variieren. Um über die ganze Entladung zu rechnen, werden n_e , T_e und T_s in bestimmten Zeitintervallen um den Messzeitpunkt herum als konstant angenommen. Wird zu n Zeitpunkten t_i der Entladung mit Dauer $t_{\text{discharge}}$ eine Messgröße x_i erfasst, so gilt diese als konstant für das Zeitintervall dt_i ,

$$dt_i = \begin{cases} t_1 + 0.5 \cdot (t_2 - t_1) & \text{für } i = 1 \\ 0.5 \cdot (t_{i+1} - t_{i-1}) & \text{für } 1 < i < n \\ 0.5 \cdot (t_n - t_{n-1}) + t_{\text{discharge}} - t_n & \text{für } i = n \end{cases} .$$

4.1.2 Ionenkonzentration

Die Konzentrationen von Verunreinigungselementen gehen als Parameter in die Berechnung der Ionenflussdichten, der Zerstäubungsausbeuten und der Erosions-/Deponierungsrate beziehungsweise Schichtdicken ein. Den größten erodierenden Effekt haben aufgrund ihrer erhöhten Konzentration und Reaktivität Wasserstoff-, Kohlenstoff- und Sauerstoffionen [42]. Sie werden deshalb in dieser Analyse betrachtet, wohingegen beispielsweise Argon, Neon, Helium und Stickstoff vernachlässigt werden. Letztere werden zwar zu

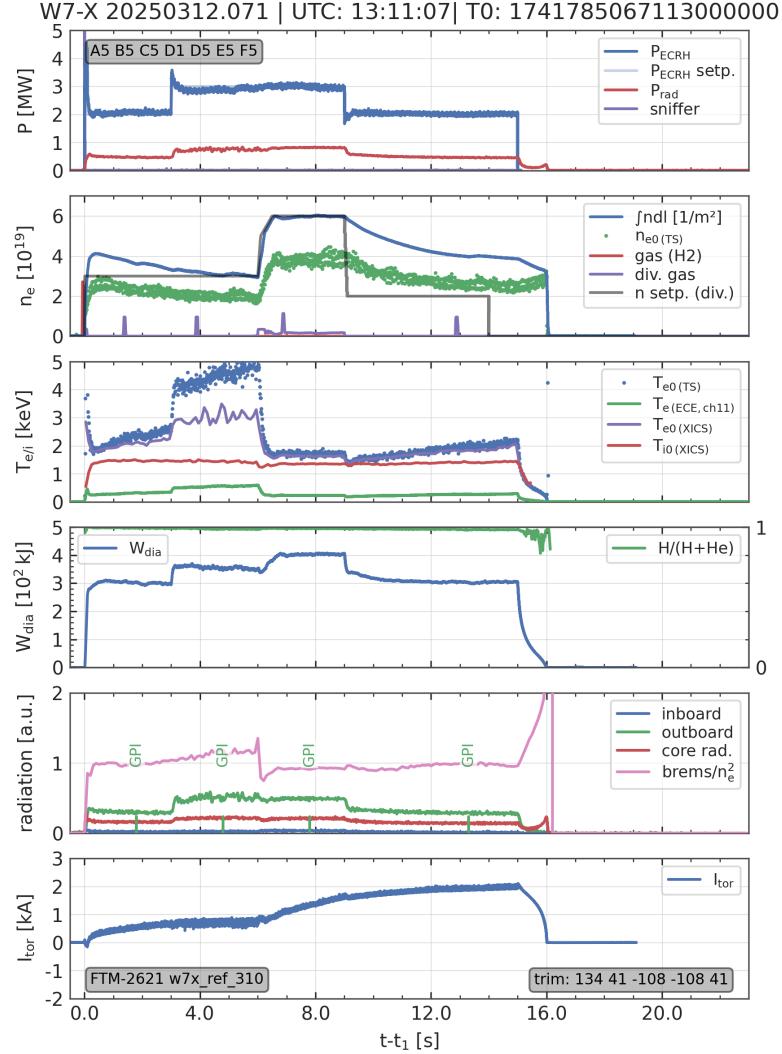
Diagnostik- oder Kontrollzwecken ins Plasma eingeblasen, erreichen aber dennoch nur vernachlässigbare Konzentrationen im Plasma. Weiterhin sind sie zwar mehrheitlich schwerer als H, C und O, mit Ausnahme von Stickstoff jedoch aufgrund ihres Edelgascharakters zugleich nicht reaktiv.

Die Konzentration von H-, C- und O-Ionen sollte basierend auf den Messungen von CXRS und DRGA abgeschätzt werden. Da die Datenaufbereitung von Spektroskopie- und DRGA-Daten sehr aufwendig ist, wurden nur drei, in verschiedenen zeitlichen Abständen zu Borierungen liegende Entladungen betrachtet. Die Konzentrationen zu allen Zeitpunkten dazwischen sollten durch eine Trendanalyse der HEXOS Daten bestimmt werden. Keine der drei Diagnostiken gab letztendlich Aufschluss über die entsprechenden Ionenkonzentrationen. Die angewandten Verfahren und warum sie keine erfolgreiche Analyse ermöglichten, werden in diesem Abschnitt dargelegt.

Zur Trendanalyse mittels HEXOS kann auf die Einschätzung des Diagnostikbetreibers zurückgegriffen werden, um eine grobe Vorstellung zum Einfluss von Borierungen auf die Verunreinigungskonzentrationen bekommen. Dem Verantwortlichen der HEXOS Diagnostik Birger Buttenschön zufolge sind die Sauerstoffkonzentrationen gleichmäßig niedrig, seit regelmäßig Borierungen durchgeführt werden (B. Buttenschön, pers. Gespräch, 25.11.2025). Die Konzentration von Kohlenstoff ist nur in den ersten Sekunden der ersten Entladung nach der Borierung reduziert und steigt dann sofort auf das Niveau von vor der Borierung. Insgesamt scheinen f_O und f_C laut Hr. Buttenschön einigermaßen unabhängig vom Abstand zur letzten Borierung zu sein.

Alternativ kann zur Bestimmung der zeitlichen Trends der Verunreinigungskonzentrationen prinzipiell eine Betrachtung der HEXOS Daten von Referenzentladungen Aufschluss geben. Referenzentladungen sind immer gleich ablaufende, dreistufige Entladungen (siehe Fig. 4.1), die zu verschiedenen Zeitpunkten einer Kampagne gefahren werden. Ihre Plasmaparametern sind sehr ähnlich und ihre HEXOS Signale daher vergleichbar. Für C- und O-Ionen ist die Variante des HEXOS-Signal-Vergleichs aufgrund der Ungenauigkeit der Diagnostik für die entsprechenden Spektrallinien jedoch ungeeignet. Zur Verdeutlichung der mangelnden Eignung der verfügbaren Daten werden hier kurz die Ergebnisse der Analyse präsentiert. Es wurden insgesamt 17 Referenzentladungen aus OP2.2 und OP2.3 ausgelesen. Die von HEXOS aufgezeichneten Daten wurden für jede Entladung in jedem der drei Zeitintervallen gemittelt, um das starke Rauschen der Ausgangsdaten auszublenden.

Werden die in den Intervallen gemittelten HEXOS Daten aller Referenzentladungen einer Kampagne für die C-II beziehungsweise O-III Spektrallinie übereinander geplottet, fallen starke Unterschiede auf, wie Fig. 4.2 zeigt. Diese sind nicht durch gleichmäßige zeitliche Trends zu erklären, vielmehr springen die Werte willkürlich von einer Referenzentladung zur nächsten. Zur Veranschaulichung dient Fig. 4.3. Hier wurde der Mittelwert für das C-II (133,510 nm) beziehungsweise das O-III (83,430 nm) Signal der zweiten Stufe einer Referenzentladungen (3 s bis 9 s) gegen die Nummer der Entladungen aufgetragen. Die erste betrachtete Referenzentladung in OP2.2 erhält die Nummer 0, die



generated Wed Nov 5 02:32:36 2025 - version 3.0 - contact: astechow@ioo.mpa.de - data missing: l'CXRS ne', 'CXRS core'l, f1

Abbildung 4.1: Charakteristik der Referenzentladung 20250312.071 aus OP2.3. Die erste Stufe endet mit $t \approx 3$ s, die zweite bei $t \approx 9$ s, die dritte mit $t \approx 15$ s. Als Dezimaltrennzeichen wird hier ein Punkt anstelle eines Kommas verwendet.

letzte betrachtete in OP2.3 die Nummer 16, dazwischen sind die Entladungen chronologisch geordnet.

Für die zeitliche Validierung von Ionenkonzentrationen kann demnach nur die Einschätzung von Hr. Buttenschön herangezogen werden (nach B. Buttenschön, pers. Gespräch, 25.11.2025), weil HEXOS für die Spektrallinien der benötigten Ionen nicht ausreichend sensitiv ist. Die Ergebnisse streuen so sehr, dass keine fundierte Interpretation zulässig ist.

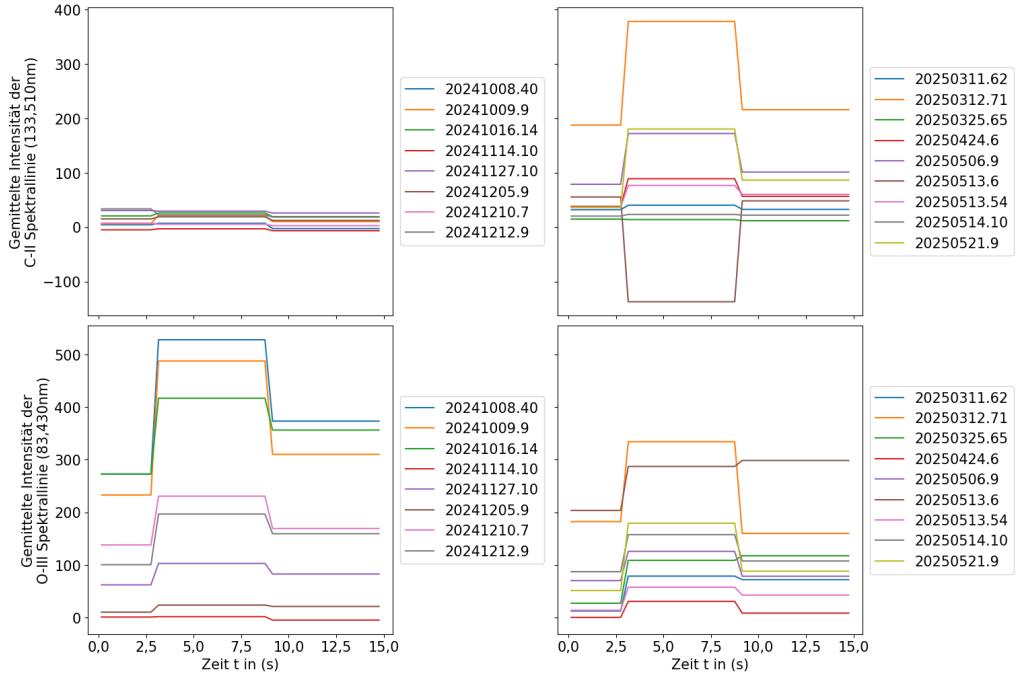


Abbildung 4.2: Stufenweise gemitteltes HEXOS Signal der C-II und O-III Spektrallinien für die Referenzentladungen aus OP2.2 und OP2.3. x- und y-Achse sind für die Subplots einer Spalte beziehungsweise einer Zeile geteilt.

Für die Konzentrationsbestimmung der Ionen selbst sollten CXRS und DRGA Daten für drei einzelne Entladungen ausgelesen werden. Die Berechnung der Ionenkonzentrationen aus den besagten Daten war aufgrund der zu hohen Ungenauigkeit der Diagnostiken für Kohlenstoff- und Sauerstoffionen beziehungsweise der fehlerbehafteten Rückrechnung auf die benötigte Position allerdings nicht möglich. Bei CXRS war das Ableiten relativer Konzentrationen aus den zusätzlich mit hohen Unsicherheiten behafteten Daten schlichtweg nicht verhältnismäßig. Es ist hier jedoch anzumerken, dass die Daten dieser Diagnostik zur Konzentrationsbestimmung von schwereren Ionen und Edelgasen unter Umständen geeignet sind. Für die Ermittlung der Ionenkonzentration aus DRGA Daten hat sich herausgestellt, dass der Rechenaufwand und die Anzahl an nötigen Annahmen zur Rekonstruktion der Daten am Plasmarand keine verwertbaren Resultate erwarten lassen. Um hier nutzbare Ergebnisse zu erhalten, muss ein in dieser Arbeit nicht zu realisierender Aufwand betrieben werden.

Tabelle 4.1: Geschätzte Werte für die Ionenkonzentrationen von Wasserstoff, Kohlenstoff und Sauerstoff im Plasma von Wendelstein 7-X in OP2.2 und OP2.3. Es gilt $1 = f_H + 2f_C + 3f_O$ nach Formel 2.7

Variation	f_H	f_C	f_O
1	0,91	0,03	0,01
2	0,93	0,02	0,01
3	0,95	0,01	0,01



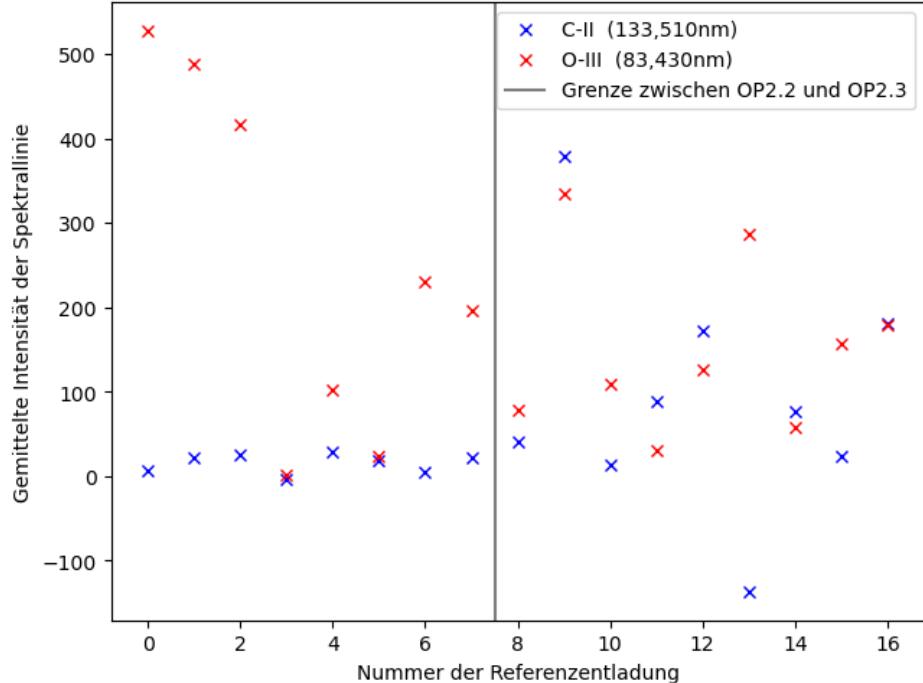


Abbildung 4.3: Über die zweite Stufe der Referenzentladung (3-9 s) gemitteltes HEXOS Signal der C-II beziehungsweise O-III Spektrallinie in Abhängigkeit des Datums der Referenzentladung. Je höher die Nummer einer Referenzentladung, desto mehr Zeit ist seit Beginn von OP2.2 vergangen.

Da die experimentelle Abschätzung der Ionenkonzentrationen nicht durchführbar war, sind mehrere Sets von möglichen Konzentrationszusammensetzungen angenommen worden. Diese sind in Tab. 4.1 aufgeführt. Die Berechnungen wurden mit allen diesen Sets durchgeführt, wobei Variation 2 das Set ist, welches als am realitätsnächsten angenommen wird. Die anderen Sets sollen die Unsicherheit in den Werten der Ionenkonzentrationen wiedergeben und ihren Einfluss auf die Ergebnisse der Berechnungen zeigen.

Die Abschätzung wurde auf Grundlage von Messwerten des absoluten Ladungszustands des Plasmas aus OP1.2b vorgenommen. Dieser Ladungszustand wird aus der Bremsstrahlung ermittelt, welche über eine durch das gesamte Plasma reichende LOS erfasst und gemittelt wird [42]. Deshalb gehen in diesen Messwert Einflüsse vom Core Plasma und den Randschichten des Plasmas ein. Dabei ist der absolute Ladungszustand im Core Plasma niedrig, da dort ein relativ reines Wasserstoffplasma vorliegt. Ein hoher absoluter Ladungszustand aufgrund erhöhter Konzentration an Verunreinigungen liegt hingegen im Randplasma vor. Um nur das Randplasma zu betrachten, wurde der Betrag des absoluten Ladungszustands 1,2 mit einem Faktor 2 multipliziert [**LauraFaktor**]. Nach Formel [**LauraZeff**] können dann unter der Annahme, dass nur Kohlenstoff und Sauerstoff das Randplasma verunreinigen, Maximalkonzentrationen errechnet werden, in denen C^{2+} und O^{3+} vorkommen dürfen. Die Annahmen aus Tab. 4.1 liegen in diesem Bereich.

4.1.3 Ionentemperatur

Zusätzlich zu den Messungen und der Abschätzung der Ionenkonzentrationen müssen weitere Annahmen getroffen werden, um die Berechnungen durchzuführen. Dazu gehört die Gleichsetzung von Ionen- und Elektronentemperatur, die eine übliche Näherung in Fusionsexperimenten darstellt [1, 3](S. 200). In Realität ist die Ionentemperatur in W7-X jedoch geringer als die Elektronentemperatur.

4.1.4 Einfallswinkel der Magnetfeldlinien

In die Berechnung der erosionsbezogenen Größen geht auch der Einfallswinkel der Magnetfeldlinien ζ auf den ideal glatten Divertor ein, welcher von der Oberfläche Richtung Lot gemessen wird. Er variiert je nach Magnetfeldkonfiguration, wobei die größtmöglichen Unterschiede - dem Hersteller der Winkeltabellen Michael Endler zufolge - zwischen Konfigurationen mit niedrigem (low), mittlerem (standard) und hohem (high) Iota auftreten. Diese Arbeit nutzt daher je ein Set von ζ Werten für die Konfigurationsgruppen low-iota, standard-iota und high-iota, um die lokale Verteilung von ζ an den Positionen der Langmuir Sonden abzubilden. Dabei werden keine Unterschiede für verschiedene Magnetfeldkonfigurationen innerhalb der Gruppen gemacht. Für alle low-iota Konfigurationen werden die Einfallswinkel in der DBM000+2520 Konfiguration gewählt, für standard-iota die von EIM000+2520 und für high-iota jene von FTM004+2520. Dies sind die am häufigsten vertretenen Magnetfeldkonfigurationen jeder Gruppe in OP2.2 und OP2.3. Die Zahlenkombinationen nach dem Buchstabenkürzel kennzeichnen unter anderem die Stärke und Richtung des Magnetfelds.

Um ζ für jede dieser iota-basierten Gruppen an jeder Position der Langmuir Sonden zu bestimmen, wird der Wert des Winkels entlang der Grenze zwischen TM2h06 und TM2h07 für die Langmuir Sonden 00 bis 13 beziehungsweise die Grenze von TM8h01 zu TM8h02 für die Langmuir Sonden 14 bis 17 nach Tab. 11.12 für DBM000+2520, EIM000+2520 und FTM004+2520 ausgewertet. Dazu wird der Abstand jedes Datenpunkts von ζ vom Pumpspalt berechnet und jene ζ Werte gewählt, die bezüglich dieses Abstands am nächsten an den Langmuir Sonden liegen. Die für die Berechnungen eingesetzten Winkel finden sich in Tab. 11.12. Die für diese Analyse nötigen Tabellen wurden von M. Endler zur Verfügung gestellt. Die Wahl der Targetelementgrenzen ist, wie schon die Wahl der TEs für die Bestimmung der Oberflächentemperatur des Divertors, in der Abschrägung der direkt neben TM-Übergängen befindlichen TEs begründet. Diese verfälschen den Einfallswinkel durch die Neigung in Bezug auf das restliche TM.

4.1.5 Einfallswinkel der Ionen

Eine weitere unbekannte Größe ist der Einfallswinkel der Ionen auf die Divertortargets. Dieser ist kompliziert zu bestimmen, da er vom Einfallswinkel der Magnetfeldlinien auf die Targets, der Gyration der Ionen, der Ablenkung durch $(E \times B)$ -Drifts, sowie der Beschleunigung durch das Langmuir Potential und der Anziehung zwischen Ion und Oberfläche (Anstreben einer Bindung) abhängt [43, 44]. Hinzu kommt der Umstand,

dass die Oberfläche der Divertortargets keineswegs glatt ist, sondern eine gewisse Rauigkeit aufweist [26]. Diese wird durch die Erosions- und Deponierungsprozesse beeinflusst und kann daher zeitlich variieren.

Im nicht-exponierten Zustand ist die tatsächliche Oberflächennormale im Mittel um 38° zur theoretischen, glatten Oberflächennormalen geneigt [26]. In Bereichen starker Exponierung und entsprechend hoher Erosion wird sie geglättet, sodass die reelle Oberflächennormale zur theoretischen im Durchschnitt um 24° geneigt ist. Die Magnetfeldlinien selbst fallen in einem Winkel von $\approx 88^\circ$ (gemessen von der Oberflächennormalen, entsprechend 2° nach der üblichen Notation von ζ gemessen von der Targetoberfläche) auf die Targets [45, 36] (genaue Werte in 11.12), wodurch sich ein Einfallswinkel der Magnetfeldlinien von $88^\circ - 38^\circ = 50^\circ$ beziehungsweise $88^\circ - 24^\circ = 64^\circ$ in Bezug auf die tatsächliche Oberflächennormale ergeben.

Nun ist der Einfallswinkel der Magnetfeldlinien aber nicht der der Ionen. Der Zusammenhang dieser beiden Winkel wurde in [43, 44] untersucht und für die gegebenen Einfallswinkel der Magnetfeldlinien von $\approx 50^\circ$ bis 64° geben diese Referenzen Ioneneinfallsinkel für heiße Ionen ($T_e = T_i$) von grob 15° bis 50° an. Für glattere, stärker erodierte Oberflächen ist der Ioneneinfallsinkel dabei größer, weshalb für die Berechnung der Zerstäubungsausbeute ein Winkel α von 40° angenommen wird. Dieser Winkel beinhaltet die Einflüsse von Beschleunigung im Langmuir Potential, Gyration und $(E \times B)$ -Drifts, nicht jedoch die Anziehung durch Anstreben einer chemischen Bindung.

4.1.6 Dichte des Divertortargets

Neben n_e , $T_e = T_i$, T_s , α , ζ sowie den Konzentrationen der beteiligten Ionenspezies sind für die Berechnung der Erosion und Deposition weitere Parameter entscheidend. In erster Linie gehört dazu die Dichte des Divertortargets ρ . Sie beläuft sich für HHF-CFC Targets auf durchschnittlich $1,9 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$ [46]. Daraus ergibt sich eine Teilchendichte n_{carbon} von $9,526 \times 10^{28}/\text{m}^3$ nach der Formel

$$n_{carbon} = \frac{\rho N_A}{M_C},$$

wobei M_C die molare Masse von Kohlenstoff und N_A die Avogadrozahl ist.

4.1.7 Plasmazeit

Bei der Bestimmung der für die Erosion relevanten Plasmazeit müssen einige Aspekte in Betracht gezogen werden. Zunächst muss identifiziert werden, welche Entladungen überhaupt in Betracht gezogen werden. Grundsätzlich sind Entladungen jeder Konfiguration einzubeziehen. Allerdings können Test- und Reinigungsprogramme ausgeschlossen werden, da sie nicht maßgeblich zum Erosionsgeschehen beitragen, die Plasmazeit jedoch in die Höhe treiben. Zu diesem Zweck werden alle Experimentalprogramme aus OP2.2 und OP2.3 ausgelesen und solche, die als „gas valve test“, „conditioning“ beziehungsweise „sniffer test“ gekennzeichnet sind, herausgefiltert. Sie bezeichnen beispielsweise

Tests zur Funktionalität der Gaseinlassventile, sogenannte „pulse trains“ zur Reinigung des Plasmagefäßes oder auch Borierungen. Auch Entladungen, deren Gesamtheizleistung dauerhaft niedriger als 1 MW ist, sind keine regulären Experimente mit Beitrag zur Erosion. Der Grund für den Ausschluss von nicht erosionrelevanten Experimentalprogrammen wird im weiteren Verlauf dieses Kapitels noch einmal erläutert.

Für Plasmaentladungen, die die Erosion beeinflussen, muss zuerst die Dauer bestimmt werden. Üblicherweise wird diese vom Beginn bis zum Ende der Heizung des Plasmas definiert, sofern das Experimentalprogramm nicht zuvor abbricht. Es spielt dabei keine Rolle, auf welche Art das Plasma geheizt wird - Electron Cyclotron Resonance Heating (ECRH), Neutral Beam Injection (NBI) und Ion Cyclotron Resonance Heating (ICRH) [4] sind allesamt inbegriffen. Zur Bestimmung von Beginn und Ende einer Entladung wird auf interne Trigger zurückgegriffen. Der Trigger t_1 markiert den Beginn der Entladung, der durch das Einsetzen der ECRH oder einer alternativen Heizquelle bestimmt wird. Beendet wird der erosionsrelevante Teil der Entladung durch Trigger t_4 , welcher entweder dem Abschalten aller Heizquellen oder dem Programmabbruch entspricht. Diese Trigger können aus einer internen Datenbank ausgelesen werden und ergeben als $t_4 - t_1$ die Entladungsdauer $t_{\text{discharge}}$. Fehlt einer dieser Trigger aus irgendeinem Grund, so wird $t_{\text{discharge}}$ gleich 0 s gesetzt. Beachtet werden nur jene Messdaten, die innerhalb von $t_{\text{discharge}}$ einer Entladung erfasst wurden.

4.2 Fehlende Messdaten

Nicht für alle Entladungen und alle Zeitpunkte liegen Messdaten von Infrarotkameras vor, außerdem fallen einzelne Langmuir Sonden für einzelne Messungen oder aber ganze Entladungen aus. Diese fehlenden Messwerte müssen durch Intra- oder Extrapolation ersetzt werden, damit die gesamte Kampagne betrachtet werden kann und gegebenenfalls ein Vergleich mit experimentell bestimmten Abtragungen durchführbar wird. Das Vorgehen unterscheidet sich dabei je nachdem, ob die Daten einer ganzen Entladung fehlen oder nur einzelne Messzeiten. Genauso muss unterschieden werden, ob für eine Konfiguration, eine Konfigurationsgruppe oder eine Iota-Gruppe überhaupt Messwerte vorliegen oder nicht. Das in Abb. 4.4 gezeigte Schema verdeutlicht die Aufteilung einer Kampagne aus Iota-Gruppen, Konfigurationsgruppen und Konfigurationen. Die Begriffe Konfigurationsgruppe und Iota-Gruppe werden an entsprechender Stelle (Abschnitt 4.2.3 und 4.2.4) noch im Detail erläutert.

4.2.1 Fehlende Zeitpunkte innerhalb einer Entladung

Sind an einer Position von einer Diagnostik Messwerte aufgenommen worden, allerdings mit durch Aussetzer verursachten Datenausfällen, so können die fehlenden Werte ersetzt werden. Dazu werden die zeitlich benachbarten Messdaten ermittelt und durch einen linearen Zusammenhang in Verbindung gebracht. Zwischenwerte können aus diesem berechnet werden. Fehlen erste oder letzte Werte, wird der eine existierende Nachbarwert übernommen. Dieses Vorgehen wird für Elektronentemperatur und -dichte sowie Ober-

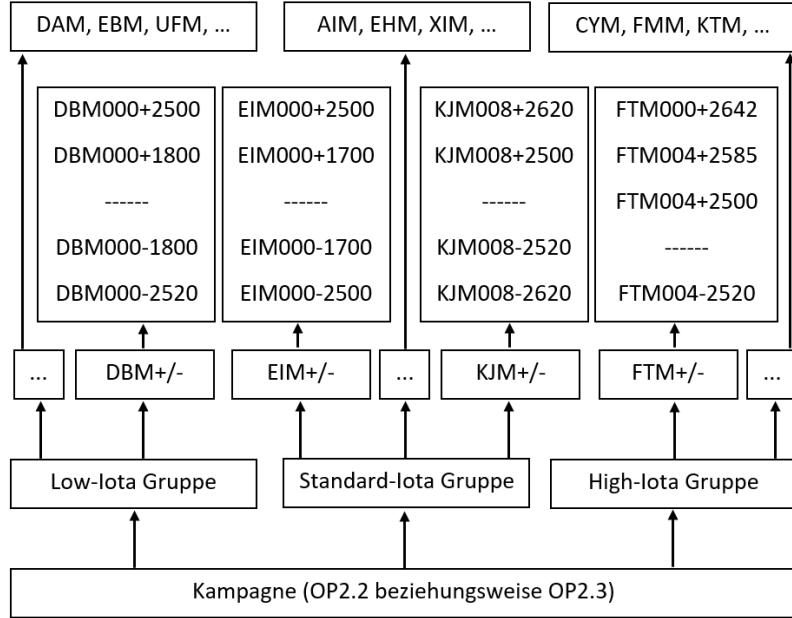


Abbildung 4.4: Zusammensetzung einer Kampagne aus Iota-Gruppen, Konfigurationsgruppen (z.B. DBM+ und DBM-, FTM+ und FTM-) sowie einzelnen Beispielen für Konfigurationen aus diesen Gruppen (FTM004+2520 für FTM+, FTM004-2520 für FTM-). AIM, UFM, ... setzen sich ihrerseits wieder aus den Konfigurationsgruppen AIM+ und AIM- zusammen.

flächentemperatur angewandt. Das ist dadurch begründet, dass durch die Vielfalt an Entladungsformen keine generelle Fitform bestimmtbar ist, die besser geeignet wäre.

Fehlen für eine Entladung alle Messwerte für n_e und/oder T_e an einer Messposition, wird die Berechnung an dieser Position für diese Entladung verworfen. Sie wird allerdings später in die Erosionseffekte der Konfiguration eingerechnet, indem ihre Dauer dort berücksichtigt wird (siehe folgende Abschnitte). Fehlen hingegen die Messdaten für T_s an einer Position für die ganze Entladung, während Elektronendichte und -temperatur zumindest zeitweise bekannt sind, kann für die Oberflächentemperatur des Targets ein Defaultwert gesetzt werden. Dieser beläuft sich auf den repräsentativen Wert 320 K und ist insofern begründbar, dass T_s einen geringen Einfluss auf die Zerstäubungsausbeute und alle daraus folgenden Größen hat. Das wird in der Diskussion in Kapitel 6 in Abb. 6.9 deutlich.

4.2.2 Fehlende Entladungen innerhalb einer Konfiguration

Für alle Einzelentladungen einer Konfiguration ($conf$), für die die erosionsbezogenen Größen an einer Position nicht bestimmt werden können, muss bei der Berechnung der Erosionseffekte der ganzen Konfiguration Sorge getragen werden. Dies geschieht, indem eine Hochrechnung der bekannten ($known$) Gesamtschichtdicke $\Delta_{known,conf}$ erfolgt. Die-

se Größe bezeichnet die aufsummierten Effekte aller Entladungen dieser Konfiguration, für die Daten verfügbar waren, welche die Bestimmung der Erosion und Deposition erlaubten. Die Formel für die Hochrechnung einer Schichtdicke $\Delta_{tot,conf}$ ist

$$\Delta_{tot,conf} = \Delta_{known,conf} \cdot \frac{t_{tot,conf}}{t_{known,conf}}$$

mit der gesamten (*tot*) Plasmazeit in dieser Konfiguration $t_{tot,conf}$ und der Plasmazeit in dieser Konfiguration, für die Erosion beziehungsweise Deposition berechnet werden konnte ($t_{known,conf}$). $\Delta_{known,config}$ und $t_{known,config}$ müssen entsprechend gewählt werden, je nachdem, ob $\Delta_{tot,config}$ sich auf Erosion oder Deponierung bezieht.

4.2.3 Fehlende Daten für ganze Konfiguration innerhalb einer Konfigurationsgruppe

Liegen für keine Entladung einer Konfiguration Daten für Erosion und Deposition an einer Position vor, so muss in der Gesamtrechnung für die gesamte Plasmazeit aller Konfigurationen der entsprechenden Konfigurationsgruppe (*CG*) abgeschätzt werden, welchen Effekt diese Entladungen gehabt haben. Eine Konfigurationsgruppe kennzeichnet sich durch das gleiche Buchstabenkürzel der zugehörigen Konfigurationen (z. B. EIM oder DBM) sowie ein übereinstimmendes Vorzeichen des Magnetfeldes (beispielsweise in EIM000+2520 und EIM000+1700, + für forward field oder - für reversed field). Auch hier greift das oben beschriebene Muster für die Hochrechnung

$$\Delta_{tot,conf} = \Delta_{known,CG} \cdot \frac{t_{tot,CG}}{t_{tot,conf}}$$

mit der gesamten Plasmazeit aller Konfigurationen in dieser Konfigurationsgruppe $t_{tot,CG}$ und der Plasmazeit aller Entladungen der Konfiguration ($t_{tot,conf}$). $\Delta_{known,CG}$ gibt in diesem Fall die aufaddierten Effekte aller Konfigurationen der Konfigurationsgruppe wieder, für die an dieser Position Daten ermittelt wurden. Je nach eingesetztem $\Delta_{known,CG}$ bezieht sich $\Delta_{tot,config}$ dann auf Erosion oder Deponierung.

4.2.4 Fehlende Daten einer ganzen Konfigurationsgruppe innerhalb einer Iota-Gruppe

Sind die Daten aller Entladungen einer Konfigurationsgruppe für Erosion und Deposition an einer Position nicht verfügbar, so muss in der Hochrechnung für die gesamte Plasmazeit aller Konfigurationen der entsprechenden Iota-Gruppe (*IG*) ermittelt werden, welche Auswirkungen jede Konfiguration dieser Konfigurationsgruppe gehabt hat. Eine Iota-Gruppe ist definiert durch vergleichbare Werte der Rotationstransformation Iota für alle ihr zugehörigen Konfigurationen - es wird in low-iota (z. B. DBM), standard-iota (z. B. EIM oder KJM) sowie high-iota (z. B. FTM) unterschieden. Die Zuordnung der einzelnen Konfigurationen in die Iota-Gruppen ist dabei dieselbe wie die der ζ -Sets. Das bereits beschriebene Muster für die Extrapolation bleibt auch für die Berechnung einer Konfiguration der fehlenden Konfigurationsgruppe gleich als

$$\Delta_{tot,conf} = \Delta_{known,IG} \cdot \frac{t_{tot,IG}}{t_{tot,conf}}$$

mit der gesamten Plasmazeit aller Konfigurationen in dieser Iota-Gruppe $t_{tot,IG}$ und der Plasmazeit aller Entladungen einer Konfiguration der entsprechenden Konfigurationsgruppe ($t_{tot,conf}$). $\Delta_{known,IG}$ repräsentiert hier die aufsummierten Effekte aller Konfigurationen der Iota-Gruppe, für die an dieser Position Daten berechnet wurden. Wird es für Erosion eingesetzt, bezieht sich auch $\Delta_{tot,config}$ auf Erosion, wird es für Deponierung gewählt, so gilt auch das für die extrapolierte Schichtdicke. Die Extrapolation muss für jede Konfiguration der fehlenden Konfigurationsgruppe erfolgen.

4.2.5 Fehlende Daten einer ganzen Iota-Gruppe innerhalb einer Kampagne

Es muss keine Extrapolation für eine ganze Iota-Gruppe durchgeführt werden. Für low-iota, standard-iota und high-iota Konfiguration waren jeweils Daten verfügbar.

4.3 Berechnung der durchschnittlichen Plasmaparameter pro Kampagne

Werden die durchschnittlichen Plasmaparameter pro Kampagne oder Konfigurationsgruppe bestimmt, so bedeutet das, dass ein gewichtetes Mittel gebildet und extrapoliert wird. Hier folgt diese Extrapolation jedoch einem schlichteren Vorgehen mit weniger Stufen, als es bei der Hochrechnung der erodierten Schichtdicken der Fall ist.

Für jede auftretende Konfiguration der Kampagne oder Konfigurationsgruppe wird der Durchschnitt eines Plasmaparameters x_{av} bestimmt, indem die verfügbaren und gegebenenfalls innerhalb der Entladung extrapolierten Messwerte jeder Entladung gewichtet aufsummiert werden. Die Gewichtung erfolgt anhand der Länge des Zeitintervalls, in dem der Plasmaparameter als konstant angenommen wird. Das heißt, für eine Entladung der Dauer $t_{discharge}$ mit n Messwerten x_i zu den Zeitpunkten t_i wird folgendes gerechnet:

$$x_{av} = x_1 \frac{2t_1 + t_2 - t_1}{2t_{discharge}} + x_n \frac{t_n - t_{n-1} + 2 \cdot (t_{discharge} - t_n)}{2t_{discharge}} + \sum_{i=2}^{n-1} x_i \frac{t_{i+1} - t_{i-1}}{2t_{discharge}} . \quad (4.1)$$

Mit den Durchschnittswerten $x_{av,i}$ jeder der n verfügbaren Entladung der Konfiguration mit ihren jeweiligen Dauern $t_{discharge,i}$ wird dann der Konfigurationsdurchschnittswert nach dem Schema

$$x_{av,conf} = \sum_{i=1}^n x_{av,i} \frac{t_{discharge,i}}{t_{conf,known}} \quad (4.2)$$

$$t_{conf,known} = \sum_{i=1}^n t_{discharge,i} \quad (4.3)$$

gebildet. Für die ganze Kampagne beziehungsweise Konfigurationsgruppe muss dann der Mittelwert aus den Durchschnittswerten $x_{av,conf,i}$ der n verfügbaren Konfigurationen mit ihren Gesamtdauern $t_{conf,i}$ gebildet werden. Das dahinter stehende Prinzip bleibt gleich:

$$x_{av,camp} = \sum_{i=1}^n x_{av,conf,i} \frac{t_{conf,i}}{t_{camp,known}} \quad (4.4)$$

$$t_{camp,known} = \sum_{i=1}^n t_{conf,i} \quad . \quad (4.5)$$

Konfigurationen ohne Messwerte einer einzigen Entladung werden nicht berücksichtigt. Eingesetzte Defaultwerte der Oberflächentemperatur werden nicht mit gemittelt, sondern zuvor aussortiert.

4.4 Fehlerrechnung

Um die erwartbaren Abweichungen der durchschnittlichen Plasmaparameter, Erosion-/Deponierungsration sowie erodierten/deponierten Schichtdicken besser abschätzen zu können, wird eine Fehlerbetrachtung durchgeführt. Dazu werden die Fehler der Messwerte n_e , T_e und T_s bestimmt und nach den Gesetzen der Fehlerfortpflanzung in alle weiteren Rechnungen miteinbezogen. Das dahinterstehende Vorgehen wird an dieser Stelle erläutert, Fehlerfortpflanzung erfolgt nach der Formel

$$\Delta x(y_i) = \sqrt{\sum_i \left(\frac{\partial x}{\partial y_i} \cdot \Delta y_i \right)^2} \quad . \quad (4.6)$$

4.4.1 Fehler der Plasmaparameter

Jeder Messwert für Elektronentemperatur und Elektronendichte hat eine zugehörige Standardabweichung, die mit ausgelesen wird. Da durch Hochrechnungen in dieser Arbeit alle Entladungen einer Magnetfeldkonfiguration gemeinsam betrachtet und ihre Plasmaparameter gemittelt werden, wird auf die gleiche Art mit den relativen Standardabweichungen verfahren: Ihr Durchschnitt wird nach dem oben beschriebenen Prinzip für die gewichtete Mittelung von n_e und T_e innerhalb einer Magnetfeldkonfiguration nach Formel 4.1 und 4.2 berechnet. Die Wahl der relativen anstelle der absoluten Standardabweichung gründet sich auf der Vergleichbarkeit dieser Darstellung der Standardabweichung auch für stark voneinander abweichende Werte der Elektronendichte und -temperatur.

Der Fehler der Plasmaparameter $\Delta x_{av,conf,i}$ einer Magnetfeldkonfiguration wird durch Fehlerfortpflanzung auf die Plasmaparameter der Gesamtkampagne $\Delta x_{av,camp}$ übertragen. Formel 4.6 angewandt auf Formel 4.4 liefert

$$\Delta x_{av,camp} = \frac{\sqrt{\sum_{i=1}^n (\Delta x_{av,conf,i} \cdot t_{conf,i})^2}}{t_{camp,known}}$$

$$t_{camp,known} = \sum_{i=1}^n t_{conf,i} ,$$

wenn $x_{av,camp}$ partiell nach jedem $x_{av,conf,i}$ abgeleitet wird. Die Erklärung für die eingesetzten Zeiten ist der Beschreibung von Formel 4.4 zu entnehmen.

Die der oben beschriebenen Berechnung der Fehler zugrunde liegenden Standardabweichungen berücksichtigen keine systematischen Fehler der Langmuir Sonden. In die Standardabweichung fließen ausschließlich die Unsicherheiten des Fits der Stromstärke-Spannungskurve ein, nicht jedoch die in Abschnitt 3.1.1 beschriebene Unterschätzung der Elektronentemperatur oder die Verfälschungen der Messwerte durch die Interaktion der Langmuir Sonde mit dem Plasma. Der Fehler für n_e und T_e wird daher sicherlich unterschätzt, eine bessere allgemeine Abschätzung ist jedoch nicht möglich.

Für die Oberflächentemperatur des Divertors gibt es keine einheitliche Fehlerangabe. Die Kalibrierung selbst wird im Labor vorgenommen und lässt keinen nennenswerten Spielraum für Fehler. Trotzdem ist ein Hintergrundrauschen in den Aufnahmen der Infrarot-Kamerasysteme, welches allerdings auch vernachlässigbar ist. Das kann so zumindest im Vergleich zu den durch Reflexionen und Surface Layers verursachten, nicht quantifizierbaren Abweichungen zwischen gemessener und realer Oberflächentemperatur festgehalten werden. Aus diesem Grund wird hier ein Fehler $\Delta T_s = 0\text{ K}$ angenommen.

4.4.2 Fehler der Erosions-/Deponierungsration und zugehörigen Schichtdicken

Da die durchschnittlichen Erosions- und Deponierungsrationen aus den erodierten beziehungsweise deponierten Schichtdicken einer Kampagne berechnet werden, wird hier mit der Fehlerrechnung für die Schichtdicken begonnen. Diese basieren auf den fehlerbehafteten Zerstäubungsausbeuten und Ionenflussdichten, wobei diese ihrerseits von den Fehlern für n_e , T_e und T_s abhängen. Deren Berechnung ist bereits in den vorherigen Absätzen erklärt worden.

Die Ionenflussdichte hängt nach Formel 2.8 von Elektronendichte und -temperatur ab. Unter Anwendung der Fehlerfortpflanzung gilt für $\Delta \Gamma_i$

$$\Delta \Gamma_i = f_i \sin(\zeta) \sqrt{\frac{2e}{m_i} \left(T_e \Delta n_e^2 + n_e^2 \frac{1}{4T_e} \Delta T_e^2 \right)} ,$$

wobei, die Beschreibung der einzelnen Variablen in den Absätzen rund um Formel 2.8 nachzulesen ist.

Die Zerstäubungsausbeuten setzen sich ihrerseits aus physikalischer Zerstäubungsausbeute und chemischer Erosion zusammen. Der Einfachheit halber wird ihr Fehler nur für die am häufigsten auftretende Ionenenergie für Wasserstoffionen (130 eV) berechnet (siehe Abb. 4.5), sodass die Gesamtzerstäubungsausbeute die Summe aus der physikalischen Zerstäubung und der chemischen Erosion für Teilchen dieser Energie ist. Der Fehler der physikalischen Zerstäubung ist dabei 0, da diese Größe von keinem der Plasmaparameter abhängt, wenn E gesetzt ist. Für Kohlenstoff ist ΔY_C demnach 0, weil keine chemische Erosion auftritt. Genauso verhält es sich mit ΔY_O , da dieses eine konstante chemische Erosion aufweist. Y_H hingegen ist fehlerbehaftet und ΔY_H wird festgelegt als der größtmögliche Betrag aller auftretenden Fehler bei der folgenden Rechnung. Für die Ionenflussdichte werden zehn gleichmäßig verteilte Werte in $[\Gamma_{H,av} - \Delta\Gamma_H; \Gamma_{H,av} + \Delta\Gamma_H]$, für die Oberflächentemperatur zehn gleichmäßig verteilte Werte in $[T_{s,av} - \Delta T_s; T_{s,av} + \Delta T_s]$ gewählt. Für alle Kombinationen wird $Y_{H,chem}$ bestimmt nach Formel 2.10 und gegebenenfalls 2.11, ebenso wird es berechnet mit $T_{s,av}$ und $\Gamma_{H,av}$. Dann wird für jedes der 100 Ergebnisse die Differenz zum auf den Mittelwerten basierenden Ergebnis gebildet und deren Betrag berechnet. Der maximale Betrag sei ΔY_H .

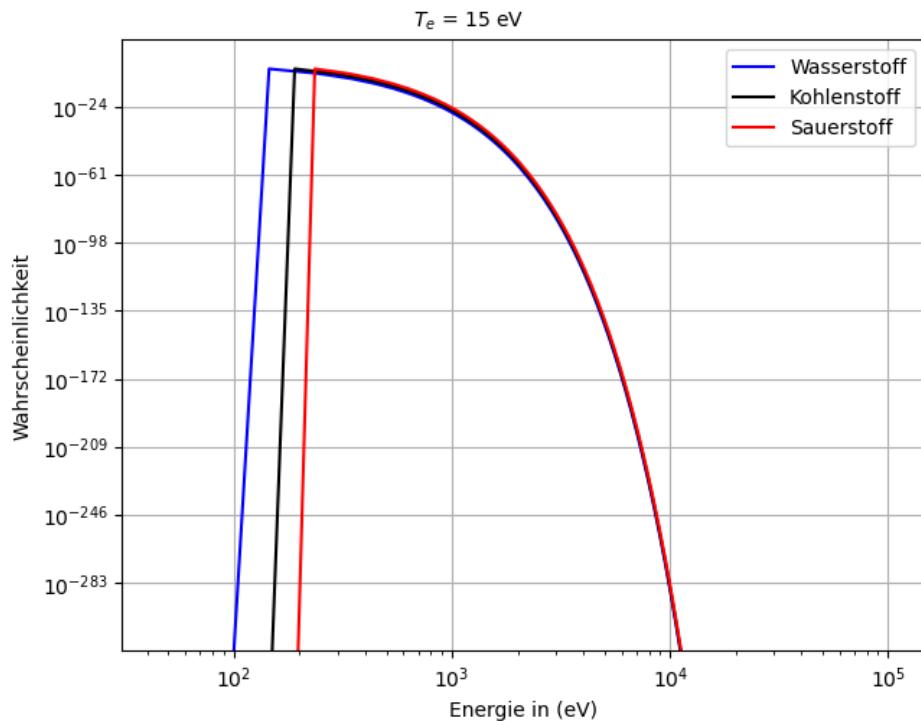


Abbildung 4.5: Wahrscheinlichkeitsverteilung $g(E)$ der Ionenspezies Wasserstoff- (H^+), Kohlenstoff- (C^{2+}) und Sauerstoffionen (O^{3+}) bei einer Elektronentemperatur von 15 eV und der Annahme $T_e = T_i$

Aus dem Fehler der Ionenflussdichten und der Zerstäubungsausbeuten kann auf den Fehler der erodierten beziehungsweise deponierten Schichtdicken geschlossen werden. Formel 4.6 angewandt auf Formel 2.17 beziehungsweise 2.18 ergibt sich

$$\Delta(\Delta_{ero}) = \frac{t_{camp}}{n_{carbon}} \cdot \sqrt{(\Gamma_{H,av} \Delta Y_H)^2 + \sum_i (Y_i \Delta \Gamma_i)^2}$$

$$\Delta(\Delta_{dep}) = \frac{t_{camp}}{n_{carbon}} \Delta \Gamma_C ,$$

wobei die durchschnittlichen Zerstäubungsausbeuten und Ionenflussdichten immer aus den durchschnittlichen Plasmaparametern berechnet werden.

5 Ergebnisse und Auswertung

5.1 Zusammensetzung der Kampagnen

Um die Ergebnisse dieser Arbeit besser zu verstehen, ist es hilfreich zuvor eine Übersicht über die Charakteristika der untersuchten Kampagnen OP2.2 und OP2.3 zu erhalten. Dazu zählt vor allem ihre Zusammensetzung aus den verschiedenen Magnetfeldkonfigurationen und die Plasmazeit. Darauf wird hier eingegangen.

In OP2.2 entfällt mit 56,35 % der Plasmazeit der Großteil der Entladungen auf die Gruppe der Standardkonfiguration (alle Varianten von EIM). Mit 14,92 % der Plasmazeit am zweithäufigsten vertreten ist die Gruppe der High Mirror Konfigurationen KJM. Deutlich seltener treten High-Iota Konfigurationen (FTM, 7,52 % der Plasmazeit) und Low-Iota Konfigurationen (DBM, 0,48 % der Plasmazeit) auf. Gemeinsam mit den Entladungen aller sonstigen Konfigurationen wird in OP2.2 so eine Zahl von 1802 Entladungen und eine Gesamtplasmazeit von 20 371 s erreicht.

Für OP2.3 tritt mit 51,06 % der Plasmazeit auch die Gruppe der Standardkonfigurationen EIM am häufigsten auf. Die zweitlängste Plasmazeit nehmen die Low-Iota Konfigurationen DBM mit 18,26 % ein. Dann folgen KJM (14,72 % der Plasmazeit) und FTM (10,76 % der Plasmazeit). Insgesamt beläuft sich die Anzahl an Entladungen für OP2.3 auf 2343 und die Plasmazeit auf 28 329 s.

Für OP2.2 und OP2.3 ist die Zusammensetzung der Plasmazeit aus Entladungen der wichtigsten Konfigurationsgruppen in Tab. [11.10](#) dargestellt.

5.2 Durchschnittliche Werte der Plasmaparameter

Mit der Kenntnis der Zusammensetzung einer Kampagne aus den verschiedenen Magnetfeldkonfigurationen allein ist über die im Plasmagefäß ablaufenden Prozesse noch immer wenig bekannt. Damit das Geschehen während der Entladungen verständlich wird, ist eine grobe Vorstellung der vorherrschenden Plasmaparameter nötig. Deshalb werden an dieser Stelle die durchschnittlichen Plasmaparameter beider Kampagne präsentiert. Der durchschnittliche Verlauf von n_e , T_e und T_s wird hierbei in Abhängigkeit des Abstands vom Pumpspalt untersucht. Dies ermöglicht ein tieferes Verständnis der berechneten Erosions- und Deponierungsration sowie der zugehörigen Schichtdicken, deren Verlauf von eben jenen Parametern vorgegeben wird. Alle Abbildungen beginnen bei der Position der dem Pumpspalt am nächsten liegenden Langmuir Sonde. Die Position

des Pumpspalts selbst bei 0 m wird nicht dargestellt. Zusätzlich ist zu beachten, dass x- und y-Achsen in Abbildungen mit Subplots geteilt werden.

Der Durchschnitt wurde aus den extrapolierten Daten berechnet und wird jeweils für die obere und untere Divertoreinheit sowie low-iota und high-iota Bereich des Divertors dargestellt. Das bedeutet konkret, dass eine gewichtete Hochrechnung nach dem Prinzip stattfindet, welches in Abschnitt 4.3 beschrieben ist.

Die Durchschnittsverläufe für die Konfigurationsgruppen DBM, EIM, KJM und FTM in beiden Kampagnen werden hier nicht vorgestellt. Die zugehörigen Abbildungen sind jedoch im Anhang 12 zu finden.

5.2.1 Elektronendichte

Bei Betrachtung des durchschnittlichen Verlaufs der Elektronendichte einer ganzen Kampagne in Abhängigkeit des Abstands vom Pumpspalt ist für OP2.2 festzuhalten, dass im low-iota Bereich des Divertors erhöhte Werte in direkter Nachbarschaft zum Pumpspalt gemessen wurden. Konkret ist bei 0,11 m für den oberen Divertor eine Elektronendichte von $(7,03 \pm 0,07) \times 10^{18}/\text{m}^3$ bestimmt worden und bei 0,13 m am unteren Divertor ein n_e von $(9,47 \pm 0,09) \times 10^{18}/\text{m}^3$. Danach sinken die Werte von n_e unter leichten Schwankungen mit zunehmendem Abstand vom Pumpspalt. Ausnahmen bilden nur die Langmuir Sonde bei 0,37 m sowie die bei 0,51 m für den oberen Divertor und die Sonde bei 0,21 m für den unteren Divertor. Diese zeigen Peaks, die zugleich auch die globalen Maxima repräsentieren und zugleich hohe Fehlerbalken aufweisen. Die Werte liegen bei $(3,57 \pm 0,30) \times 10^{19}/\text{m}^3$ (0,37 m), $(1,54 \pm 0,27) \times 10^{19}/\text{m}^3$ (0,51 m) und $(6,50 \pm 2,30) \times 10^{19}/\text{m}^3$ (0,21 m). Somit bewegen sich die Elektronendichten im low-iota Bereich in OP2.2 zwischen $(1,12 \pm 0,25) \times 10^{18}/\text{m}^3$ und $(3,57 \pm 0,30) \times 10^{19}/\text{m}^3$ (obere Divertoreinheit) beziehungsweise $(8,69 \pm 0,89) \times 10^{18}/\text{m}^3$ und $(6,50 \pm 2,30) \times 10^{19}/\text{m}^3$ (untere Divertoreinheit). Die beschriebenen Verläufe zeigt Abb. 5.1.

Im high-iota Bereich des Divertors ist in OP2.2 ein Anstieg der Elektronendichte mit zunehmendem Abstand vom Pumpspalt beobachtbar. Dieser gilt vollumfänglich für die obere Divertoreinheit, wo Werte zwischen $(1,51 \pm 0,01) \times 10^{19}/\text{m}^3$ und $(2,79 \pm 0,01) \times 10^{19}/\text{m}^3$ gemessen wurden. Für die untere Divertoreinheit ist die Elektronendichte der am weitesten vom Pumpspalt entfernten Langmuir Sonde das Minimum mit $(1,58 \pm 0,01) \times 10^{19}/\text{m}^3$ und die Sonde bei 0,13 m das Maximum mit $(2,77 \pm 0,01) \times 10^{19}/\text{m}^3$.

Für OP2.3 ist festzustellen, dass die (zweit-)höchsten Werte von der dem Pumpspalt am nächsten liegenden Langmuir Sonde im low-iota Bereich des Divertors verzeichnet wurden. Für die obere Divertoreinheit lag dieser bei $(7,34 \pm 0,11) \times 10^{18}/\text{m}^3$, für die untere Divertoreinheit geringfügig höher bei $(8,54 \pm 0,03) \times 10^{18}/\text{m}^3$. Die benachbarten zwei (obere Divertoreinheit) beziehungsweise drei (untere Divertoreinheit) Sonden im low-iota Bereich maßen durchschnittlich immer weiter sinkende n_e . Dann steigen die ermittelten Elektronendichten für den oberen Divertor bis zu einem Abstand von circa 0,33 m vom Pumpspalt gleichmäßig an, wo sie ein lokales Maximum von $(4,58 \pm 0,26) \times 10^{18}/\text{m}^3$ erreichen. Die untere Divertoreinheit unterscheidet sich in die-

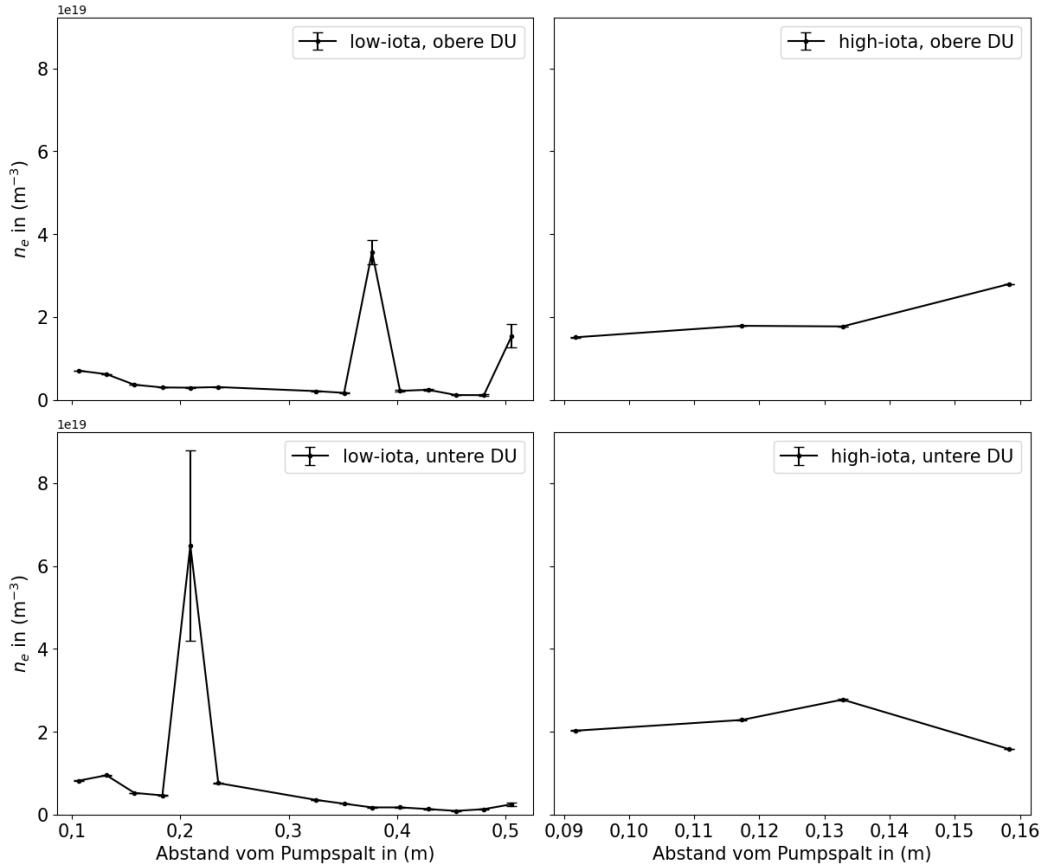


Abbildung 5.1: Durchschnittliche Elektronendichte in OP2.2 in Abhängigkeit vom Abstand vom Pumpspalt für low-iota und high-iota Bereiche der oberen und unteren Divertoreinheit (DU)

sem Bereich von der oberen, zeigt sie doch einen mit hohem Fehler behafteten Peak von $(8,64 \pm 1,53) \times 10^{18} / \text{m}^3$ bei etwa 0,21 m. Diesem folgen zwei niedrigere Durchschnittswerte der Elektronendichte, die ungefähr auf dem Niveau des Wertes der Langmuir Sonde vor dem Peak liegen. Von 0,33 m an sinken die durchschnittlichen n_e Werte beider Divertoreinheiten unter leichten Schwankungen bis zur letzten Langmuir Sonde. Insgesamt reichen die gemittelten Elektronendichten im low-iota Bereich der oberen Divertoreinheit von $(9,40 \pm 0,07) \times 10^{17} / \text{m}^3$ bis $(7,34 \pm 0,11) \times 10^{18} / \text{m}^3$ und die der unteren von $(4,58 \pm 0,04) \times 10^{17} / \text{m}^3$ bis $(8,64 \pm 1,53) \times 10^{18} / \text{m}^3$. Der Verlauf von n_e wird für OP2.3 in Abb. 5.2 veranschaulicht.

Die Messungen im high-iota Bereich zeigen in OP2.3 nur minimale Unterschiede in Abhängigkeit des Abstands vom Pumpspalt. Für die obere Divertoreinheit in OP2.3 liegen die Elektronendichten zwischen $(2,65 \pm 0,20) \times 10^{18} / \text{m}^3$ und $(2,86 \pm 0,03) \times 10^{18} / \text{m}^3$, wobei die beiden näher am Pumpspalt liegenden Sonden niedrigere Elektronendichten messen als die weiter vom Pumpspalt entfernten. Für die untere Divertoreinheit in OP2.3

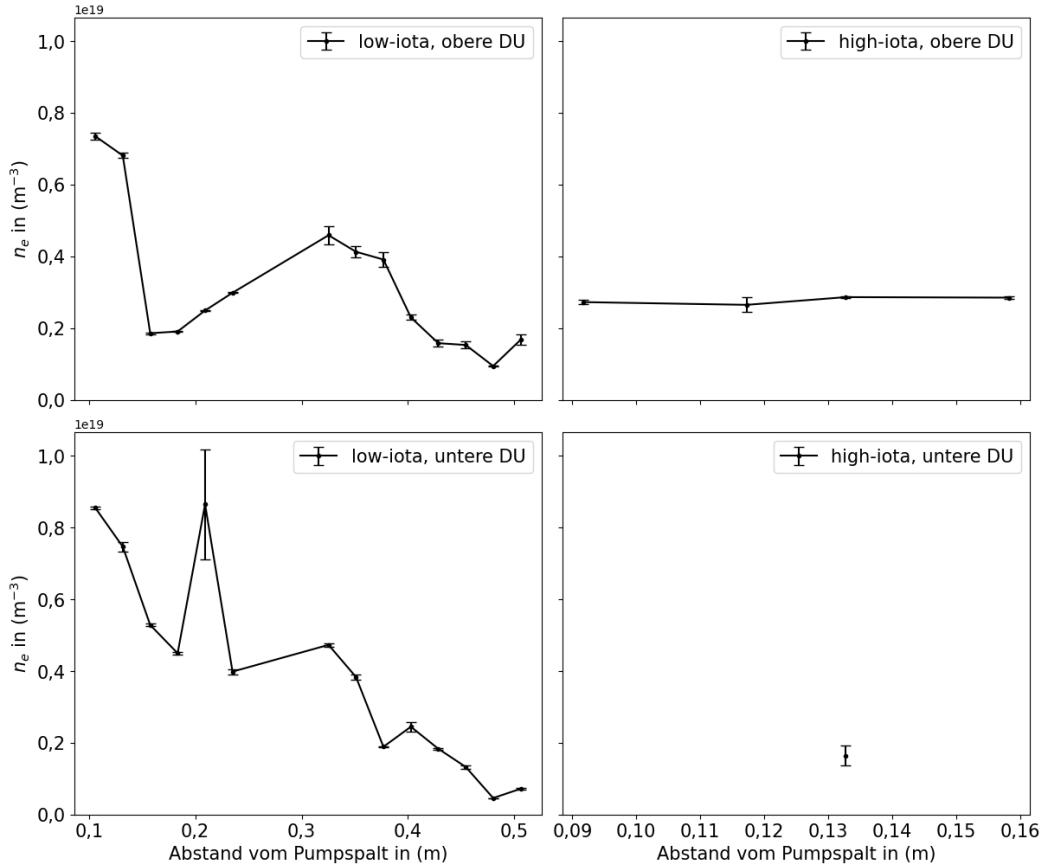


Abbildung 5.2: Durchschnittliche Elektronendichte in OP2.3 in Abhängigkeit vom Abstand vom Pumpspalt für low-iota und high-iota Bereiche der oberen und unteren Divertoreinheit (DU)

ist nur bei rund 0,13 m ein Wert von $(1,64 \pm 0,27) \times 10^{18}/\text{m}^3$ erfasst worden. Die anderen Langmuir Sonden lieferten in dieser Kampagne keine Messdaten.

Der qualitative Verlauf der Elektronendichte in Abhängigkeit vom Abstand vom Pumpspalt ist somit kampagnenunabhängig, sofern die Peaks bei 0,21 m und 0,37 m außer Acht gelassen werden. Ersterer ist in beiden Kampagnen beobachtbar, letztere nur in OP2.2 auffällig. Quantitativ ist festzuhalten - dass für die low-iota Region exklusive der Peaks - die Elektronendichten beider Kampagnen ähnlich sind mit circa $1 \times 10^{18}/\text{m}^3$ bis $8 \times 10^{18}/\text{m}^3$. Die Peaks und n_e Werte im high-iota Bereich hingegen sind in OP2.2 mit ungefähr $2 \times 10^{19}/\text{m}^3$ (high-iota) beziehungsweise $7 \times 10^{19}/\text{m}^3$ (Peak) etwa eine Größenordnung höher als in OP2.3.

Ein Vergleich zwischen oberer und unterer Divertoreinheit zeigt Übereinstimmungen qualitativer und quantitativer Art in Bezug auf n_e , sofern die Peaks nicht beachtet werden. Zwar gibt es kleinere Abweichungen, insgesamt sind die Verläufe allerdings vergleichbar. Tendenziell sind die maximal gemessenen mittleren Elektronendichten der unteren Divertoreinheit jedoch höher und die minimal gemessenen niedriger als die der

oberen Divertoreinheit. Die Peaks teilen sich auf die Divertoreinheiten auf: der Peak bei 0,37 m zeichnet sich nur in der oberen Divertoreinheit ab, der bei 0,21 m wird nur in der unteren Divertoreinheit erfasst.

5.2.2 Elektronentemperatur

Über die gesamte Kampagne OP2.2 ergibt sich ein Verlauf der gemittelten Elektronentemperatur in Abhängigkeit des Abstands zum Pumpspalt, der grob dem der Elektronendichte - wie oben beschrieben - gleicht. Das illustriert Abb. 5.3. Für beide Divertoreinheiten liegt der Maximalwert von $(22,68 \pm 0,75)$ eV (oberer Divertor) beziehungsweise $(22,78 \pm 0,54)$ eV (unterer Divertor) im low-iota Bereich im Abstand von 0,13 m. Dann sinkt T_e mit zunehmenden Abstand zum Pumpspalt, wobei zwei größere Peaks bei 0,21 m (vor allem untere Divertoreinheit) und 0,48 m (vor allem obere Divertoreinheit) sowie ein kleinere Erhöhung bei 0,37 m (obere Divertoreinheit) beobachtet werden. Die beiden größeren Peaks und die Werte bei 0,51 m weisen hohe Fehler auf. Allgemein liegt die Elektronentemperatur für die obere Divertoreinheit zwischen $(5,99 \pm 2,60)$ eV und $(22,68 \pm 0,75)$ eV und für die untere Divertoreinheit bei $(6,70 \pm 2,45)$ eV bis $(22,78 \pm 0,54)$ eV.

Der high-iota Bereich des Divertors zeigt in OP2.2 für den oberen Divertor einen Anstieg in T_e mit zunehmendem Abstand vom Pumpspalt. Es wird ein Bereich von $(8,64 \pm 0,03)$ eV bis $(16,95 \pm 0,10)$ eV abgedeckt. Für die untere Divertoreinheit ist eher der gegenteilige Trend zu erkennen, sofern der pumpspaltnächste Messpunkt nicht als Messfehler betrachtet wird. Die Elektronentemperatur sinkt in diesem Fall mit zunehmenden Abstand vom Pumpspalt, die Werte reichen von $(12,01 \pm 0,17)$ eV bis $(24,47 \pm 0,30)$ eV. Da sich der Messwert bei 0,09 m jedoch stark von den Messwerten der anderen Divertoreinheiten in OP2.2 und OP2.3 abhebt, kann es sich dabei durchaus um einen Messfehler handeln, sodass eine Trendumkehr möglich ist.

Auch für OP2.3 ist die Ähnlichkeit der Verläufe von n_e und T_e gegeben. Die am (zweit-)nächsten am Pumpspalt liegende Langmuir Sonde im low-iota Bereich des Divertors verzeichnet ein lokales Maxima von $(20,13 \pm 0,31)$ eV im Falle der oberen Divertoreinheit beziehungsweise $(21,23 \pm 0,31)$ eV für die untere Divertoreinheit. Bis 0,46 m nimmt die durchschnittliche Elektronentemperatur im low-iota Abschnitt unter Schwankungen ab, wobei die untere Divertoreinheit zwei weitere, ausgeprägte lokale Maxima bei 0,21 m und 0,37 m aufweist. Ersteres ist mit einem hohen Fehler behaftet. Die beiden am weitesten vom Pumpspalt entfernten Sonden in low-iota liefern dann noch einmal erhöhte Werte für T_e (und den zugehörigen Fehler) mit einem Peak und zugleich globalen Maximum von $(24,19 \pm 1,79)$ eV (OP2.3 obere Divertoreinheit) beziehungsweise $(21,75 \pm 1,07)$ eV (OP2.3 unter Divertoreinheit). Die Elektronentemperatur in OP2.3 liegt somit zwischen $(10,37 \pm 0,47)$ eV und $(24,19 \pm 1,79)$ eV für die obere Divertoreinheit in low-iota und zwischen $(9,58 \pm 0,26)$ eV und $(21,75 \pm 1,07)$ eV für die untere. Abb. 5.4 zeigt das Beschriebene.

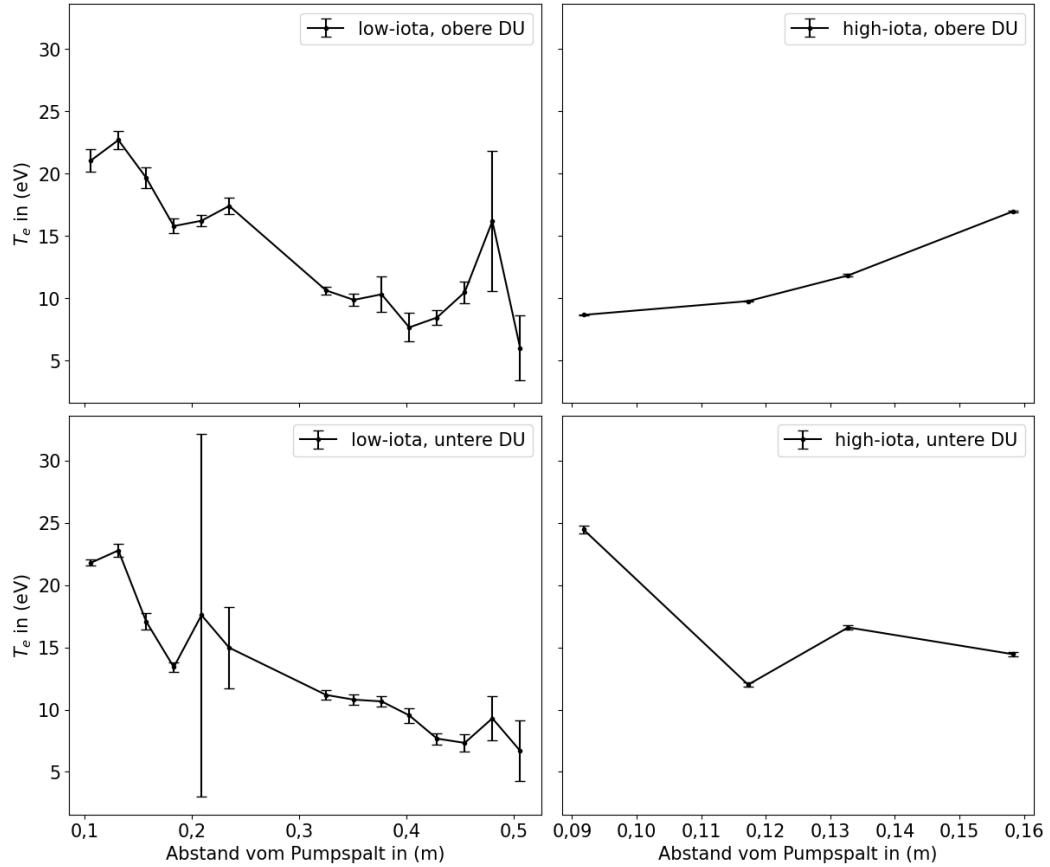


Abbildung 5.3: Durchschnittliche Elektronentemperatur in OP2.2 in Abhängigkeit vom Abstand vom Pumpspalt für low-iota und high-iota Bereiche der oberen und unteren Divertoreinheit (DU)

Die Betrachtung des high-iota Abschnitts zeigt für die ganze Kampagne OP2.3 eine mit zunehmendem Abstand vom Pumpspalt steigenden Elektronentemperatur an der oberen Divertoreinheit. Sie liegt zwischen $(8,49 \pm 0,21)$ eV und $(14,81 \pm 1,12)$ eV. Der untere Divertor verzeichnet nur eine Messposition bei 0,13 m mit einem Wert von $(28,42 \pm 2,70)$ eV. Dabei könnte es sich um einen Messfehler handeln, weicht er doch von den Messwerten aller anderen Divertoreinheiten an dieser Position ab.

Die Ergebnisse der Betrachtung der Durchschnittswerte von T_e gleichen qualitativ denen der Elektronendichte, sofern die Peaks der unteren Divertoreinheit und am vom Pumpspalt entfernten Ende außer Acht gelassen werden. Auch sind die Verläufe - auch mit Peaks - wieder qualitativ kampagnen- und divertoreinheitunabhängig. Nur die Beobachtung der unteren Divertoreinheit im high-iota Bereich unterscheidet sich deutlich von den anderen Divertoreinheiten, sie verzeichnet merklich höhere Elektronentemperaturen bei 0,09 m (OP2.2) beziehungsweise 0,13 m (OP2.3) und dadurch gegenteilige Verläufe mit sinkendem T_e bei steigendem Abstand zum Pumpspalt. Es besteht die Möglichkeit,

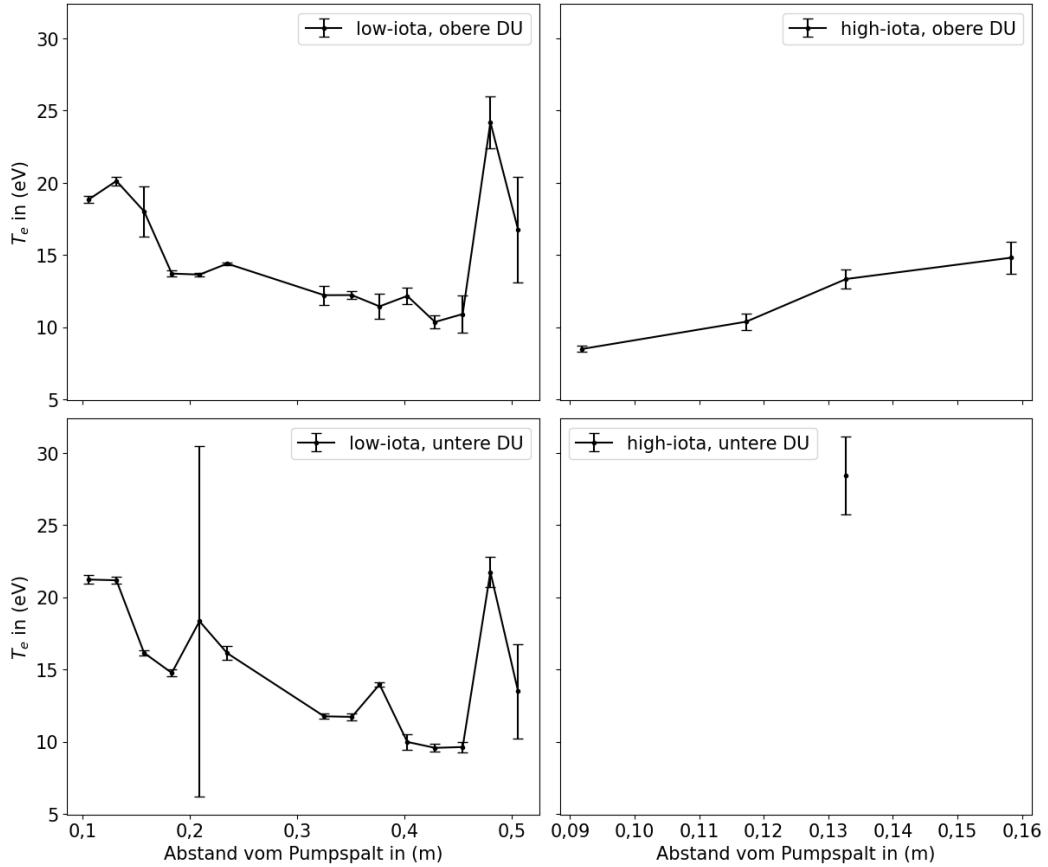


Abbildung 5.4: Durchschnittliche Elektronentemperatur in OP2.3 in Abhängigkeit vom Abstand vom Pumpspalt für low-iota und high-iota Bereiche der oberen und unteren Divertoreinheit (DU)

dass diese Werte verfälscht sind. Bei quantitativer Betrachtung sind die gemessenen Werte für T_e im Durchschnitt erneut in OP2.2 und der unteren Divertoreinheit leicht erhöht. Sie bewegen sich im Allgemeinen zwischen 7 eV und 25 eV.

5.2.3 Oberflächentemperatur des Divertors

In OP2.2 ist für den Verlauf der Oberflächentemperatur in Abhängigkeit des Abstands vom Pumpspalt zu beobachten, dass im low-iota Bereich des Divertors mit Zunahme der Distanz vom Pumpspalt T_s sinkt (siehe Abb. 5.5). Für die Langmuir Sonden auf TM2h07 (bis 0,24 m) sind die Temperaturen dabei noch deutlich höher als für die Sonden auf TM3h01. Insgesamt schwankt T_s zwischen 311,87 K und 354,41 K (obere Divertoreinheit) beziehungsweise 310,03 K und 351,71 K (untere Divertoreinheit).

Für die high-iota Region des Divertors ist in OP2.2 für die obere Divertoreinheit kein fester Trend erkennbar. Mit zunehmendem Abstand zum Pumpspalt sinkt T_s zunächst, die letzte Langmuir Sonde verzeichnet dann jedoch wieder deutlich höhere Oberflächentemperaturen auf ähnlichem Niveau wie die pumpspaltnächste Sonde. Es wird der

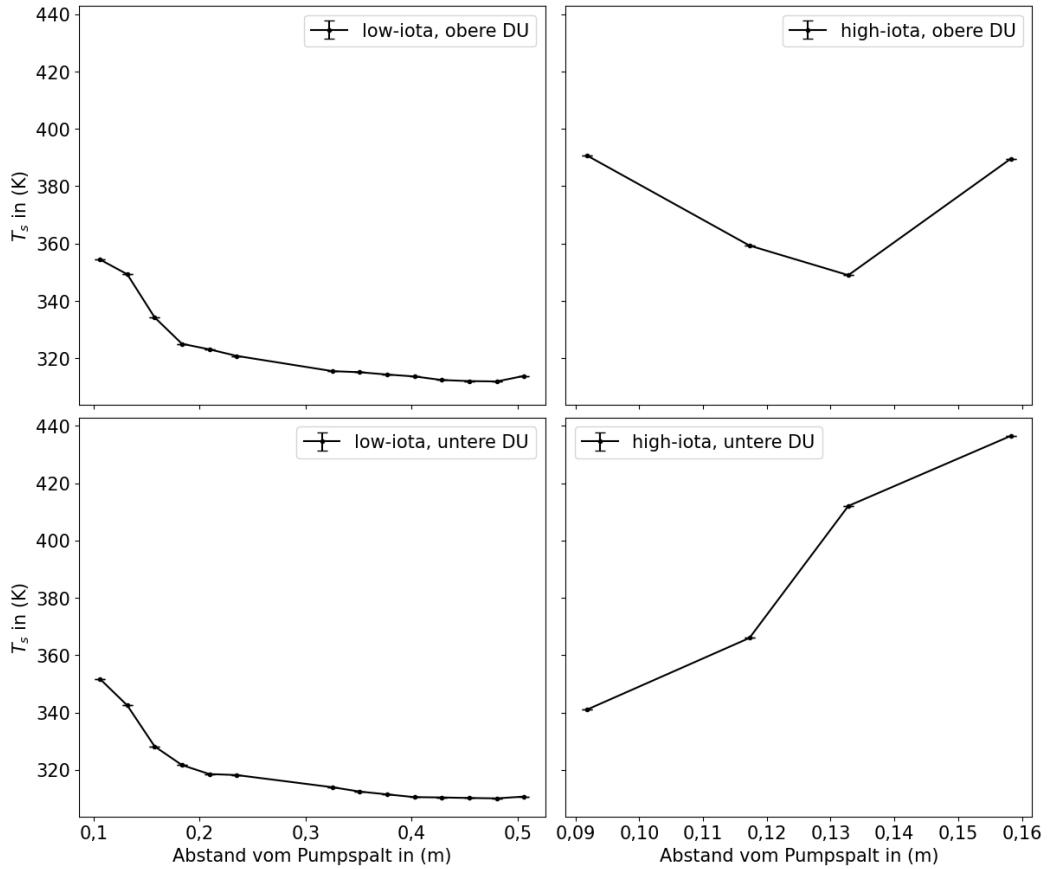


Abbildung 5.5: Durchschnittliche Oberflächentemperatur des Divertors in OP2.2 in Abhängigkeit vom Abstand vom Pumpspalt für low-iota und high-iota Bereiche der oberen und unteren Divertoreinheit (DU)

Bereich von 348,95 K bis 390,72 K abgedeckt. Die untere Divertoreinheit beobachtet ein steigendes T_s mit steigendem Abstand vom Pumpspalt, welches sich zwischen 340,97 K und 436,49 K bewegt.

Die gesamte Kampagne OP2.3 zeigt eine mit zunehmenden Abstand vom Pumpspalt tendenziell abnehmende Durchschnittstemperatur der Divertoroberfläche. Dabei ist im Bereich bis 0,24 m T_s noch deutlich höher, auf dem Rest der low-iota Region des Divertors dann gleichmäßig niedriger. Für die obere Divertoreinheit in OP2.3 liegt T_s bei 312,86 K bis 333,71 K, für die untere bei 310,35 K bis 341,22 K. Der high-iota Bereich zeigt für die obere Divertoreinheit in OP2.3 einen Anstieg von 331,09 K auf 348,26 K mit zunehmender Distanz vom Pumpspalt wobei das Minimum ist bei 0,12 m liegt. Die untere Divertoreinheit misst nur einen Wert von 344,64 K bei 0,13 m.

Die Oberflächentemperatur verhält sich in ihrem Verlauf in Abhängigkeit des Abstands vom Pumpspalt ähnlich wie n_e und T_e ohne die Peaks. Das gilt für die Betrachtung der gesamten Kampagnen genauso wie für die beiden Divertoreinheiten. Demnach gelten die oben getroffenen Aussagen auch hier: Die Oberflächentemperatur ist im qualitativen

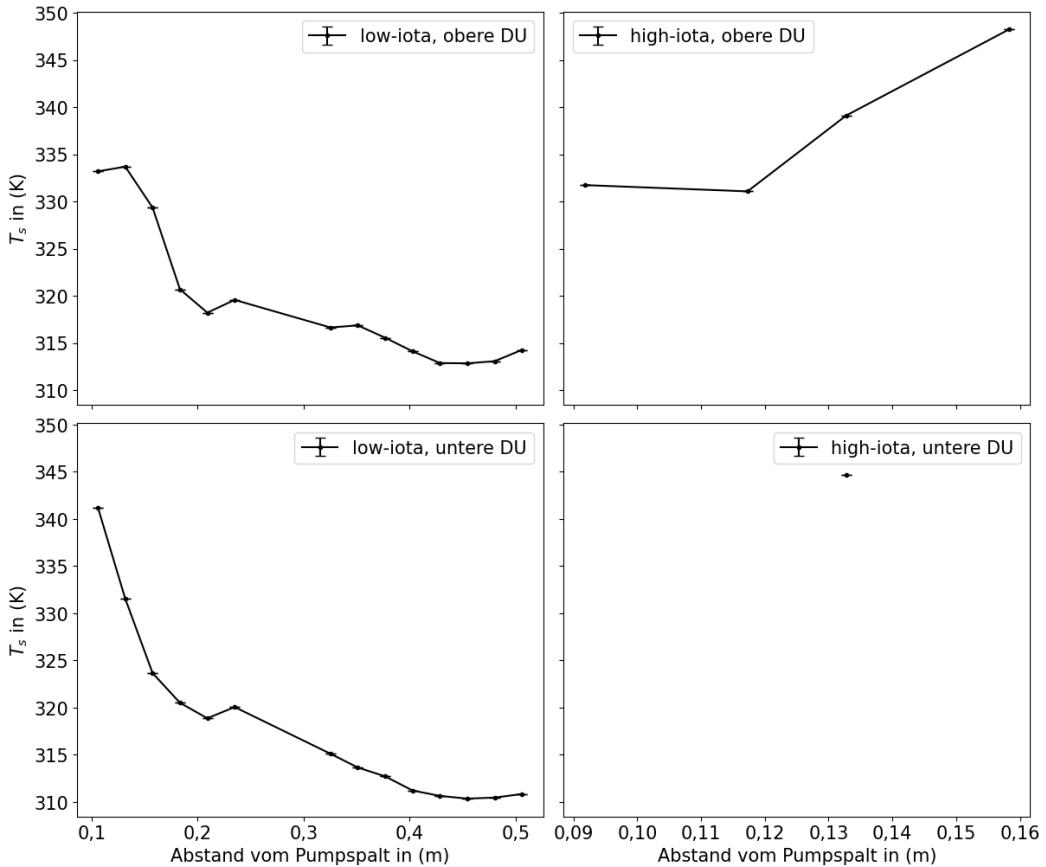


Abbildung 5.6: Durchschnittliche Oberflächentemperatur des Divertors in OP2.3 in Abhängigkeit vom Abstand vom Pumpspalt für low-iota und high-iota Bereiche der oberen und unteren Divertoreinheit (DU)

Verlauf kampagnen- und divertoreinheitunabhängig, quantitativ gesehen ist T_s jedoch in OP2.2 und auf der unteren Divertoreinheit höher. Wie bereits bei der Elektronendichte ist jedoch der Sprung von T_s im high-iota Bereich des Divertors zwischen OP2.2 un OP2.3 auffällig. Die vorherrschenden Temperaturen sind in OP2.2 50 K bis 100 K höher als in OP2.3. Grob bewegen sich die Oberflächentemperaturen des Divertors zwischen 310 K und 435 K.

5.3 Berechnung der Erosionsraten und erodierten Schichtdicken

Die erodierten und deponierten Schichtdicken wurden wie in 4 beschrieben für die Kampagnen OP2.2 und OP2.3 berechnet und extrapoliert, wobei als Konzentrationen die in Variation 2 (Tab. 4.1) gegebenen Werte gewählt wurden. Die Erosions- und Deponierungsrate wurden für die ganze Kampagne gemittelt, indem die erodierte/deponierte Schichtdicke durch die Plasmazeit geteilt wurde. Dementsprechend sind die Verläufe identisch, nur die Werte und Einheiten unterscheiden sich. Es werden hier immer so-

wohl Raten als auch Schichtdicken angegeben, jedoch nur die Schichtdicke gezeigt. Die Abbildungen mit den Erosions- und Deponierungsralten befinden sich im Anhang 12. Ebenfalls dort zu finden sind die Abbildungen, in denen nur eine bestimmte Konfigurationsgruppe (z. B. EIM) betrachtet wird. Alle Darstellungen beginnen bei der Position der pumpspaltnächsten Langmuir Sonde. Der Pumpspalt selbst ist bei 0 m und wird nicht mit dargestellt. Subplots einer Abbildung teilen sich x- und y-Achsen.

In OP2.2 sind im low-iota Bereich die Bruttoerosion und -deponierung im Bereich nahe dem Pumpspalt erhöht, wobei die Erosion überwiegt. Die maximale Nettoerosion beträgt hier $(1,29 \pm 0,03)$ nm/s (obere Divertoreinheit) beziehungsweise $(1,13 \pm 0,02)$ nm/s (untere Divertoreinheit). Das entspricht einer nettoerodierten Schichtdicke von $(0,0260 \pm 0,0005)$ mm (oben) beziehungsweise $(0,0230 \pm 0,0004)$ mm (unten). Der Rest der low-iota Region beider Divertoreinheiten zeigt niedrigere Bruttoerosion und -deponierung, eine leichte Erhöhung der beider Größen kann im mittleren Bereich des Divertors ausgemacht werden. Durchgängig herrscht dabei die Abtragung vor. Höher als bei den ersten beiden Langmuir Sonden neben dem Pumpspalt ist die Nettoerosion nur an zwei Positionen: Im unteren Divertor bei 0,21 m ist ein Peak von $(6,27 \pm 1,54)$ nm/s beziehungsweise $(0,1280 \pm 0,0313)$ mm zu sehen, im oberen Divertor befindet sich ein weniger ausgeprägter Peak von $(5,12 \pm 0,08)$ nm/s beziehungsweise $(0,0860 \pm 0,0014)$ mm bei 0,37 m. Beide Peaks übersteigen die Nettoerosion in direkter Nachbarschaft zum Pumpspalt deutlich, sind jedoch auch mit hohen Fehlern behaftet. Neben diesen erhöhten Werten ist außerdem noch ein leichter Anstieg in Bruttoerosion, Bruttodeponierung und Nettoerosion am am weitesten vom Pumpspalt entfernten Messpunkt zu beobachten.

Der high-iota Bereich des Divertors zeigt auf den beiden Divertoreinheiten in OP2.2 an der dem Pumpspalt nächsten Langmuir Sonde ein sehr unterschiedliches Verhalten. In der unteren Divertoreinheit überwiegt hier die Bruttoerosion die Bruttodeponierung bei Weitem und resultiert in einer Nettoerosion von $(28,50 \pm 0,08)$ nm/s ($(0,1040 \pm 0,0003)$ mm). Wie auch schon bei den Elektronendichten angemerkt, könnte es sich hier jedoch um einen fehlerhaften Wert handeln, da keine andere Divertoreinheit in keiner der beiden Kampagnen dieses Verhalten zeigt. In der oberen Divertoreinheit herrscht an dieser Position die Bruttodeponierung vor der Bruttoerosion vor und verursacht so eine Nettodeponierung von 0,74 nm/s (0,0030 mm). Die anderen Messpositionen stimmen in beiden Divertoreinheiten eher überein. Bei 0,12 m gibt es fast keinen Nettoeffekt, während bei 0,13 m Nettoerosion stattfindet mit $(5,16 \pm 0,01)$ nm/s ($(0,0190 \pm 0,0001)$ mm, oberer Divertor) beziehungsweise $(2,07 \pm 0,05)$ nm/s ($(0,0080 \pm 0,0002)$ mm, unterer Divertor). Die letzte Messposition der oberen Divertoreinheit ist durch eine vergleichbare Nettoerosion gekennzeichnet, für dieselbe Langmuir Sonde in der unteren Divertoreinheit gibt es keine Werte.

Der Verlauf der Bruttoerosion und -deponierung sowie der Nettoerosion wird in Abb. 5.7 veranschaulicht.

Für die zweite Kampagne OP2.3 ist der Verlauf von Erosion und Deponierung durchgängig durch Nettoerosion gekennzeichnet. Das gilt für den low-iota Bereich ebenso wie für den high-iota Bereich beider Divertoreinheiten. In der low-iota Region sind Brutto-

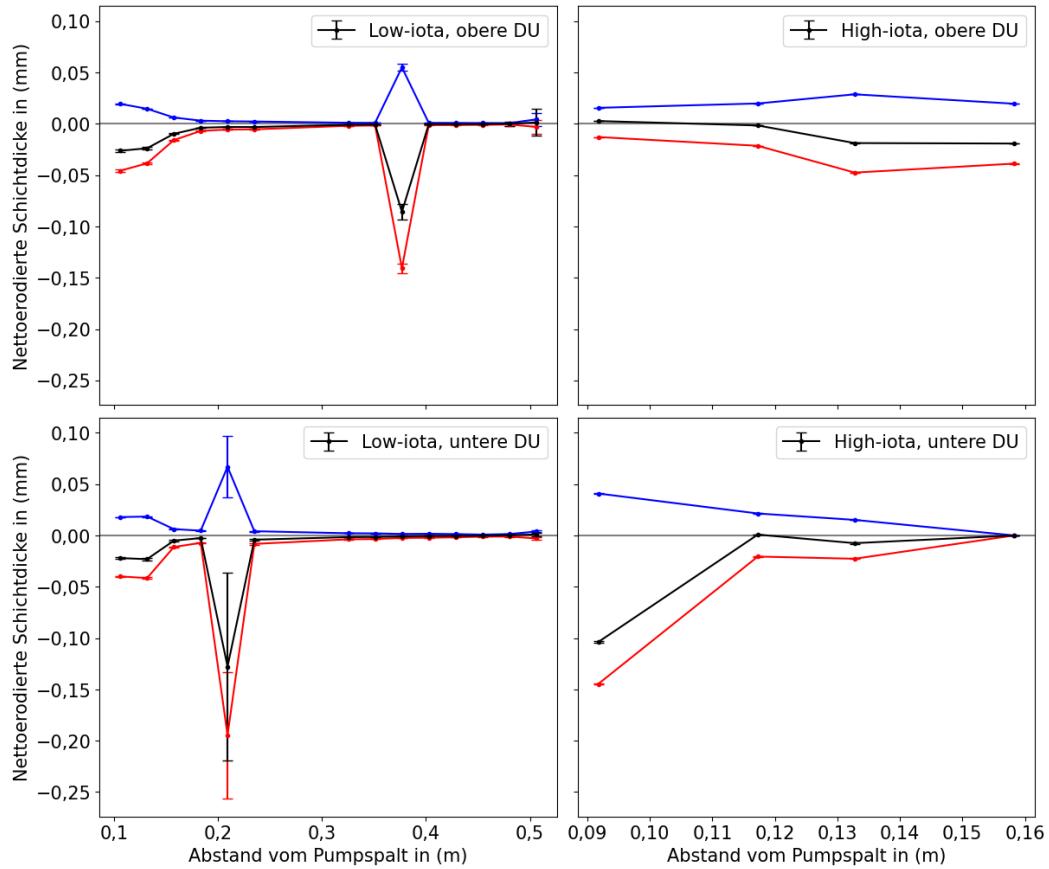


Abbildung 5.7: Erodierte/deponierte Schichtdicke von Kohlenstoff am Divertor für OP2.2 in Abhängigkeit vom Abstand vom Pumpspalt für low-iota und high-iota Bereiche der oberen und unteren Divertoreinheit (DU). Rot dargestellt ist die Bruttoerosion, blau die Bruttodeponierung und schwarz die Nettoerosion beziehungsweise -deponierung.

erosion und -deponierung und mit ihr die Nettoerosion bei den beiden dem Pumpspalt am nächsten liegenden Langmuir Sonden am höchsten. Für die obere Divertoreinheit werden Werte von $(0,65 \pm 0,02)$ nm/s, also $(0,0200 \pm 0,0003)$ mm verzeichnet, für die untere sind es $(0,83 \pm 0,01)$ nm/s und somit $(0,0240 \pm 0,0003)$ mm. Ein weiterer Bereich erhöhter Bruttoerosion, -deponierung und Nettoerosion ist um die Mitte des Divertors herum (0,24 bis 0,40 m) festzustellen. Hier liegt die Nettoerosion bei maximal 0,45 nm/s ($(0,0130 \pm 0,0001)$ mm, oberer Divertor) beziehungsweise 0,69 nm/s (0,0200 mm, unterer Divertor). Zusätzlich kann in der unteren Divertoreinheit noch ein stark fehlerbehafteter Peak in der Nettoerosion und zugehörigen Bruttogrößen beobachtet werden, welcher bei 0,21 m lokalisiert ist. Dieser ist in der oberen Divertoreinheit nicht zu sehen.

Die Erosionsprozesse im high-iota Bereich des Divertors sind in OP2.3 in der oberen Divertoreinheit gekennzeichnet durch zunehmende Bruttoerosion, -deponierung und Nettoerosion mit zunehmendem Abstand zum Pumpspalt. Das Minimum liegt dabei bei 0,09 m bei 0,01 nm/s ($(0,0003 \pm 0,0001)$ mm). Das Maximum mit $(0,56 \pm 0,02)$ nm/s ($(0,0160 \pm 0,0005)$ mm) ist bei 0,13 m, der Wert bei 0,16 m ist nur geringfügig niedriger.

Die untere Divertoreinheit hat nur bei 0,13 m einen Datenpunkt von $(0,45 \pm 0,14) \text{ nm/s}$, was $(0,0130 \pm 0,0041) \text{ mm}$ entspricht.

Abb. 5.8 zeigt den Verlauf von Bruttoerosion, -deponierung und Nettoerosion in Abhängigkeit vom Abstand vom Pumpspalt für OP2.3.

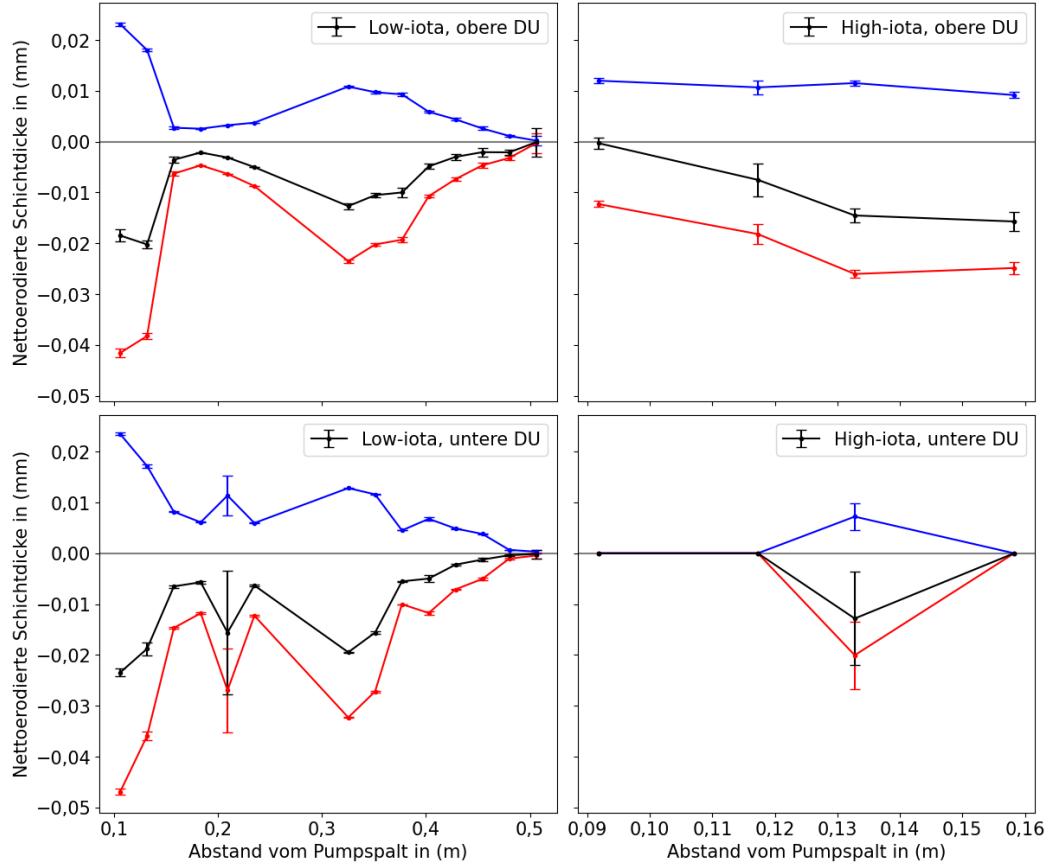


Abbildung 5.8: Erodierte/deponierte Schichtdicke von Kohlenstoff am Divertor für OP2.3 in Abhängigkeit vom Abstand vom Pumpspalt für low-iota und high-iota Bereiche der oberen und unteren Divertoreinheit (DU). Rot dargestellt ist die Bruttoerosion, blau die Bruttodeponierung und schwarz die Nettoerosion beziehungsweise -deponierung.

Der Verlauf der betrachteten Größen entspricht den bereits betrachteten Verläufen der Plasmaparameter. Sind für eine Langmuir Sonde Durchschnittswerte für alle Plasmaparameter vorhanden, es existieren aber keine Daten für die Erosion und Deponierung, so muss für keine der Messungen n_e und T_e zugleich verfügbar gewesen sein. Insgesamt ist das Erosionsgeschehen, sowohl qualitativ als auch quantitativ, für beide Kampagnen und die beiden Divertoreinheiten vergleichbar, soweit die Peaks bei 0,21 m und 0,37 m außer Acht gelassen werden. Abweichungen gibt es zwischen den Kampagnen nur bei der Langmuir Sonde bei 0,09 m im high-iota Bereich des unteren Divertors. Sie fällt in OP2.2 aus dem Rahmen, da sie sehr hohe Erosion zeigt. Das beobachten die oberen Divertoreinheiten in keiner der beiden Kampagnen.

6 Diskussion



6.1 Vergleich der Messdaten von Langmuir Sonden und Helium-Beam-Diagnostik

Die Werte für n_e und T_e stimmen für die Langmuir Sonden im low-iota Bereich der oberen Divertoreinheit von M5 und die Helium-Beam-Diagnostik im selben Modul ungefähr überein. Dies zeigt Abb. 6.1 exemplarisch für eine der geprüften Entladungen. Ein genauer Vergleich ist aufgrund der abweichenden Messpositionen nicht möglich.



6.2 Verlauf der Plasmaparameter

Die Verläufe der Plasmaparameter über die ganze Kampagne zeigen eine Überlagerung von für einzelne Magnetfeldkonfigurationen erwartbare Charakteristika. Die Charakteristika ergeben sich dabei aus der Position der Strikeline, an welcher Elektronendichte, Elektronentemperatur und Oberflächentemperatur des Divertors - bedingt durch die größere Zahl auftreffender Teilchen pro Zeit- und Oberflächeneinheit - erhöht sind. Das ist begründet durch die im Bereich der Strikeline auftreffenden Magnetfeldlinien. Die heißen Teilchen sind aufgrund ihrer Ladung an die Magnetfeldlinie gebunden, wodurch die Teilchendichte und Elektronen- sowie Ionentemperatur in der unmittelbaren Umgebung einer Magnetfeldlinie höher ist. Somit können mehr Teilchen auf eine potentielle Barriere wie den Divertor auftreffen und diese erwärmen.

Für die $\frac{v}{I}$ -Iota Konfiguration liegt die Strikeline auf TM1h bis TM4h, allerdings eher im vom Pumpspalt aus gesehenen mittleren bis äußeren Bereich des Divertors (von 0,3 m bis 0,4 m Abstand zum Pumpspalt). Die Standardkonfiguration hat ihre Strikeline im gesamten low-iota Bereich des horizontalen Divertors im Abstand von circa 0,1 m vom Pumpspalt und eine zweite weniger ausgeprägte Strikeline zwischen 0,4 m und 0,5 m. Zusätzlich gibt es noch eine Strikeline auf den vertikalen Targets der low-iota Region des Divertors. DBM und EIM sowie die Verläufe der gesamten Kampagne zeigen dazu passende erhöhte Plasmaparameter an den jeweiligen Positionen der Strikeline.



In der High Mirror Konfiguration liegt die Hauptstrikeline im low-iota Bereich, jedoch auf den vertikalen Targets. Eine zweite, schwächere Strikeline befindet sich auf dem horizontalen Targets TM3h und TM4h. Bei dieser sind Ähnlichkeiten zur Hauptstrikeline von EIM zu erkennen. Die Strikeline der High-Iota Konfiguration hingegen liegt im high-iota Bereich des Divertors, vom Pumpspalt aus gesehen etwa mittig bis etwas hinter der Mitte. Da die meisten Langmuir Sonden im low-iota Bereich auf den horizontalen Targets angebracht sind, sind die Messungen dort zuverlässiger und besser zu interpretieren.

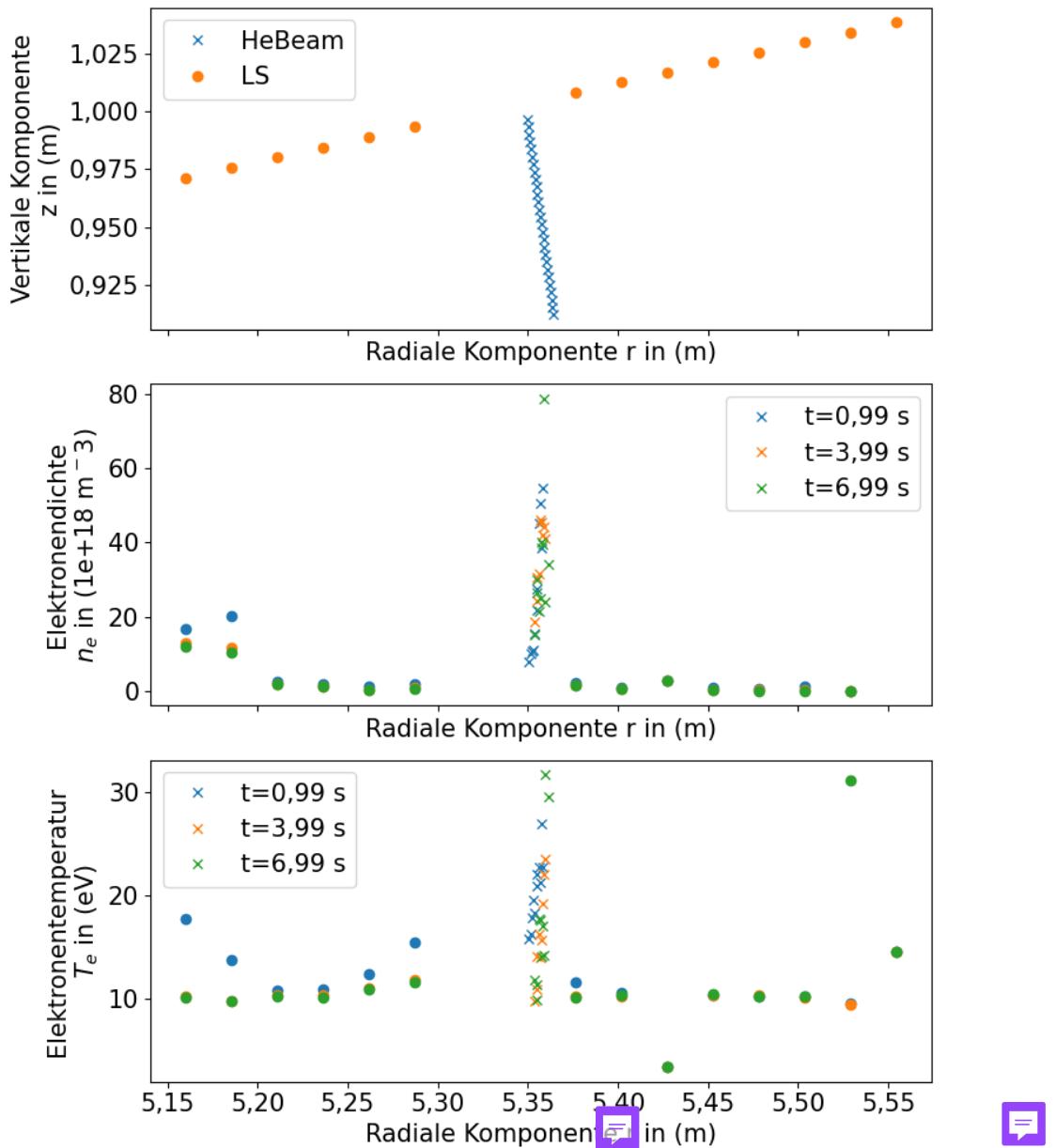


Abbildung 6.1: Vergleich der durch Langmuir Sonden (LS) und Helium-Beam-Diagnostik (HeBeam) gemessenen Elektronendichten und -temperaturen sowie der Messpositionen für drei Zeitpunkte der Entladung 20250507.007 (Format YYYYMMDD.ID). Die Subplots teilen sich die x-Achse.

Magnetfeldkonfigurationen wie KJM und FTM, deren Strikeline in anderen Regionen des Divertors liegt, werden daher schlechter erfasst und sind im Gesamtverlauf einer Kampagne weniger sichtbar. Für FTM ist trotzdem ein strikelineabhängiger Anstieg der Plasmaparameter im high-iota Bereich erkennbar. Der Grund dafür ist die ähnliche Position von Strikeline und Langmuir Sonden um die Mitte des Divertortargets. Für

die Hauptstrikeline von KJM trifft das nicht zu, da keinerlei Langmuir Sonden auf den vertikalen Targets montiert sind.

Für die Veranschaulichung Positionen der Strikelines von EIM, KJM und FTM kann die Abbildung der mit Plasma in Kontakt stehenden Fläche (Abb. 1.5) herangezogen werden. Genauso gibt die Betrachtung der Poincare Plots für diese Magnetfeldkonfigurationen (Abb. 1.6) Aufschluss, zeigen diese doch die Positionen der geschnittenen magnetischen Flussflächen. Alternativ liegt für DBM, EIM und FTM Abb. 6.2 vor, welche die Strikelines durch Darstellung der Wärmefflusdichten illustriert. Wie die Plasmaparameter sind diese auch in dem Bereich des Divertors am höchsten, in dem die Magnetfeldlinien von den Targets geschnitten werden.

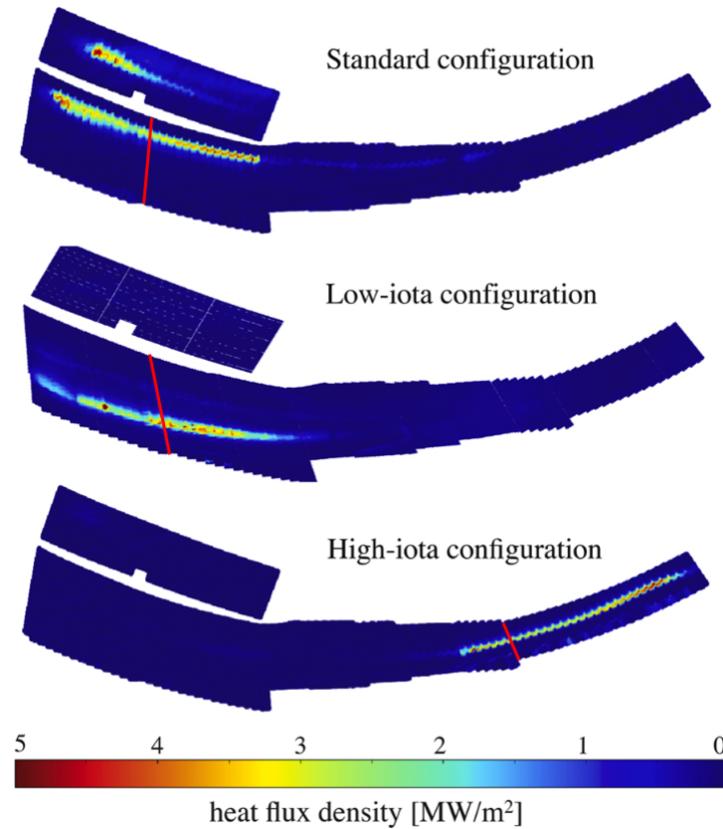


Abbildung 6.2: Wärmefflusdichten auf einer Divertoreinheit von W7-X für die Low-Iota Konfiguration DBM, die Standardkonfiguration EIM und die High-Iota Konfiguration FTM nach [4]. Rot markiert sind die Targetmodulgrenzen TM2h zu TM3h beziehungsweise TM7h zu TM8h in deren unmittelbarer Nachbarschaft die Langmuir Sonden angebracht sind.

Aus den beschriebenen Gründen und der Zusammensetzung der Kampagnen (über 50 % der Plasmazeit in EIM, siehe Tab. 11.10) ist der Gesamtverlauf der Parameter geprägt durch Standardkonfiguration und Low-Iota Konfiguration (für OP2.3), wohingegen der Einfluss der High Mirror Konfiguration darauf begrenzt ist. Der für die High-Iota Konfiguration typische Verlauf ist nur im high-iota Bereich beobachtbar.

Abweichungen zwischen OP2.2 und OP2.3 können durch die unterschiedliche Zusammensetzung der Kampagnen aus den Magnetfeldkonfigurationen erklärt werden. Die deutlich erhöhten Werte der Oberflächentemperatur und Elektronendichte im high-iota Bereich in OP2.2 können beispielsweise auf einen höheren Anteil von FMM-Konfigurationen (high-iota Gruppe) in den sonstigen Konfigurationen zurückgeführt werden. Durch sie steigt der Anteil von high-iota Konfigurationen, was erhöhte Mittelwerte der Plasmaparameter im entsprechenden Divertorbereich nach sich zieht. Die in OP2.2 im Vergleich zu OP2.3 höheren Werte der Plasmaparameter bei 0,11 m bis 0,16 m Abstand vom Pumpspalt können auf den größeren Anteil von EIM Entladungen an der Plasmazeit von OP2.2 zurückgeführt werden. Dadurch ist die für die Standardkonfiguration typische, in dieser Divertorregion liegende Strikeline deutlicher zu erkennen und führt zu höheren Durchschnittswerten für n_e , T_e und T_s .

Auffällig im Verlauf der Durchschnittswerte von n_e und T_e in den Kampagnen sind die erhöhten Werte und zugehörigen Fehler bei 0,21 m für die untere Divortoreinheit beziehungsweise bei 0,37 m für die obere Divortoreinheit im low-iota Bereich des Divertors. Sie fallen in OP2.2 noch deutlicher auf als in OP2.3. Diese Peaks sind anhand der gefahrenen Magnetfeldkonfigurationen so erstmal nicht zu erwarten gewesen und wurden daher nochmal geprüft.

Genauere Befragung des Diagnostikbetreibers Arun Pandey ergab, dass bei zwei Langmuir Sonden - Sonde 04 auf der unteren Divortoreinheit bei 0,21 m Abstand vom Pumpspalt und Sonde 08 auf der oberen Divortoreinheit mit 0,37 m Abstand vom Pumpspalt nach 11.12 - bekannt ist, das es unter Umständen zu spontan auftretendem, zeitlich begrenztem Widerstandsabfall zwischen Sonde und Ground kommen kann (A. Pandey, pers. Gespräch, 16.01.2026). In diesem Fall werden unrealistisch hohe Messwerte für die Elektronendichten erreicht, der Effekt auf die Elektronentemperaturdaten fällt geringer aus. Durch die veränderten Betriebsparameter der Sonden steigt dann auch die Standardabweichung für die beiden Messwerte mit. Die Gründe für das Auftreten der Widerstandsabfälle sind nicht bekannt, es gibt außerdem keine vollständige Liste mit den betroffenen Zeiten.

Für einige Entladungen, die erstaunlich hohe n_e Werte an den Positionen dieser Langmuir Sonden aufwiesen, konnte anhand der Sättigungsströme der Sonden nachgewiesen werden, dass die genannten Widerstandsabfälle auftraten (A. Pandey, pers. Gespräch, 16.01.2026). Auffällig ist, dass die Peaks sich bei Entladungen in der Standardkonfiguration zu häufen scheinen, in DBM und KJM hingegen nicht beobachtet werden. Für FTM kann keine Aussage getroffen werden, da die Strikeline nicht von den betroffenen Langmuir Sonden erfasst wird. Es steht jedoch auch Sonde 4 auf dem unteren Divortor im high-iota Bereich im Verdacht, diesen Widerstandsabfällen zu unterliegen. In diesem

Fall würde es auch für High-Iota Konfigurationen beobachtet werden. Da der zeitliche Rahmen der Arbeit durch eine Untersuchung aller Messdaten der Langmuir Sonden auf das Auftreten dieses Phänomens jedoch gesprengt wurde, wird stattdessen die erodierte Masse von Kohlenstoff einmal mit dem vollständigen Set der Langmuir Sonden und einmal unter Ausschluss der beiden oben genannten Sonden berechnet. Ansonsten werden alle Betrachtungen und Vergleiche unter Ausschluss der beiden Sonden durchgeführt.

6.3 Verlauf der Erosions-/Deponierungsarten und erodierten/deponierten Schichtdicken

Die Ergebnisse der Erosions-/Deponierungsarten sowie erodierten/deponierten Schichtdicken spiegeln deutlich die Verläufe der eingesetzten Plasmaparameter wieder, wobei auch die Peaks bei 0,21 m (low-iota Bereich untere Divertoreinheit) und 0,37 m (low-iota Bereich obere Divertoreinheit) übernommen werden. Erneut ist der Verlauf der Strikeline von EIM prominent und verursacht die starke Abtragung im Abstand von 0,11 m bis 0,16 m vom Pumpspalt. Auch die durch Entladungen der DBM Konfigurationen verursachten Effekte sind deutlich zu erkennen, sogar noch ausgeprägter als bei den Plasmaparametern. Die Begründung liegt schlicht im Zusammenhang höhere Plasma-parameter = höhere Erosionsrate + etwas höhere Deponierungsrate, welcher aus Abb. 11.12 hervorgeht. Dazu kommen die höheren Einfallswinkel der Magnetfeldlinien für DBM im Vergleich zu EIM (Tab. 11.12), die höheren Zerstäubungsausbeuten resultieren und so den Einfluss von DBM verstärken. Zusätzlich kann die detaillierte Hochrechnung der Schichtdicken und damit der Erosions- und Deponierungsarten im Vergleich zur Berechnung der Durchschnittsparameter als Erklärung dienen. Fehlende Konfigurationen werden dort nicht mit in Betracht gezogen und können das Verhältnis zwischen den Konfigurationen daher verzerrn.

Die in OP2.2 im Vergleich zu OP2.3 erhöhte maximale Nettoerosionsrate in unmittelbarer Nähe zum Pumpspalt der low-iota Region des Divertors ist durch die höheren Plasmaparameter im Bereich der EIM Strikeline gegeben. Dieser Effekt wird in Bezug auf die maximalen nettoerodierten Schichtdicken durch die längere Plasmazeit in OP2.3 relativiert, wodurch trotz großer Unterschiede in der Nettoerosionsrate ($(1,29 \pm 0,03)$ nm/s zu $(0,83 \pm 0,01)$ nm/s) ähnliche nettoerodierte Schichtdicken ($(0,0260 \pm 0,0005)$ mm zu $(0,0240 \pm 0,0003)$ mm) berechnet werden.

6.4 Variation der Ionenkonzentrationen

Durch die Annahme der Ionenkonzentration wird das Erosionsgeschehen stark beeinflusst. Um zu zeigen, welche weiteren Verläufe möglich wären, wurden die Berechnungen nochmals anderen Konzentrationen von Kohlenstoff- und Wasserstoffionen durchgeführt. Bei $f_H = 0,91$ und $f_C = 0,03$ fällt die Nettoerosion schwächer aus, da mehr C abgelagert wird. Bei $f_H = 0,95$ und $f_C = 0,01$ hingegen ist die Nettoerosion höher, weil weniger Kohlenstoff abgelagert wird. Das ist für OP2.2 in Abb. 6.4 und für OP2.3 in Abb. 6.5 zu sehen, wobei von Fehlmessungen betroffenen Langmuir Sonden ausgeschlossen

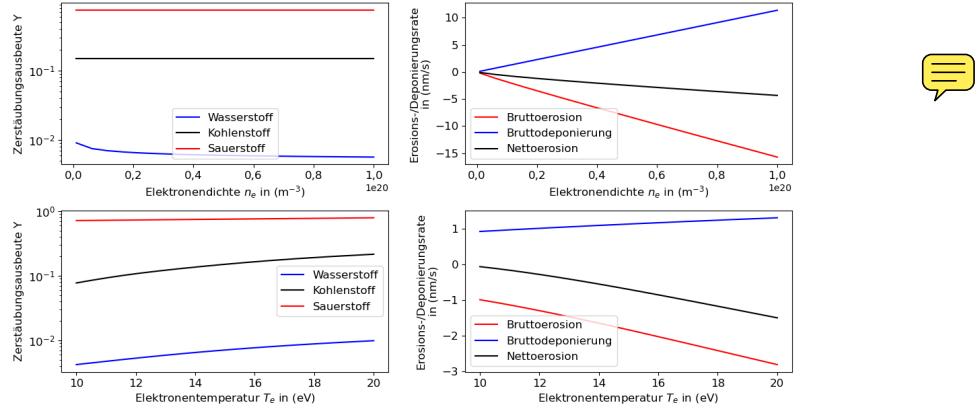


Abbildung 6.3: Zerstäubungsausbeuten der Ionenspezies Wasserstoff- (H^+), Kohlenstoff- (C^{2+}) und Sauerstoffionen (O^{3+}) und durch alle drei verursachte Erosionsrate sowie Deponierungsrate von Kohlenstoff in Abhängigkeit der Elektronendichte und der Elektronentemperatur. Dabei ist - sofern nicht gerade variiert - $n_e = 1 \times 10^{19}/m^3$, $T_e = 15\text{ eV}$, $T_s = 320\text{ K}$, $\alpha = 40^\circ$ und $\zeta = 2^\circ$ angenommen worden. Die Konzentrationen sind $f_H = 0,93$, $f_C = 0,02$ und $f_O = 0,01$.

wurden. Beide Abbildungen beginnen nicht mit der Position des Pumpspalts bei 0 m, sondern mit der Position der dem Pumpspalt am nächsten liegenden Langmuir Sonde. Alle Subplots einer Spalte teilen sich die x-Achse, alle Subplots einer Zeile die y-Achse.

6.5 Vergleich mit anderen Abschätzungen in Zusammenhang mit Erosionsprozessen am Divertor

Um einschätzen zu können, in welcher Größenordnung sich die Dicke der erodierten Schicht bewegen sollte, wird hier einmal der Vergleich mit anderen Abschätzungen vorgenommen. Allgemein ist dazu festzuhalten, dass nicht mehr erodiert werden kann, als an Kohlenstoff und Ablagerungen auf die Kacheln aufgetragen ist. Die Kohlenstoffschicht der Divertortargets von W7-X ist zwischen 5 mm und 8 mm dick [45]. Durch die Borierung wird zudem eine dünne Schicht von einigen $10\text{ }\mu\text{m}$ aus einer Mischung von Kohlenstoff, Bor und Sauerstoff darauf abgelagert [10, 26]. Es sollten demnach keine Schichten von deutlich über 8 mm erodiert werden.

6.5.1 Erosion in OP1.2

Die Erosion unterscheidet sich qualitativ zwischen den beiden Kampagnen OP1.2a und OP1.2b deutlich. Als erster Anhaltspunkt soll hier die Erosion an der Strikeline der Standardkonfiguration betrachtet werden. Während in OP1.2a im Bereich der Strikeline noch eine maximale Nettoerosionsrate von $5,8\text{ nm/s}$ bis $8,4\text{ nm/s}$ aufgetreten ist, hat sich dieser Wert in OP1.2b auf $1,1\text{ nm/s}$ bis $2,5\text{ nm/s}$ reduziert. Das wird mit dem Einführen regelmäßiger Borierungen begründet, wodurch die Konzentration von Sauerstoff- und Kohlenstoffspezies stark verringert wurde [25, 26, 47].

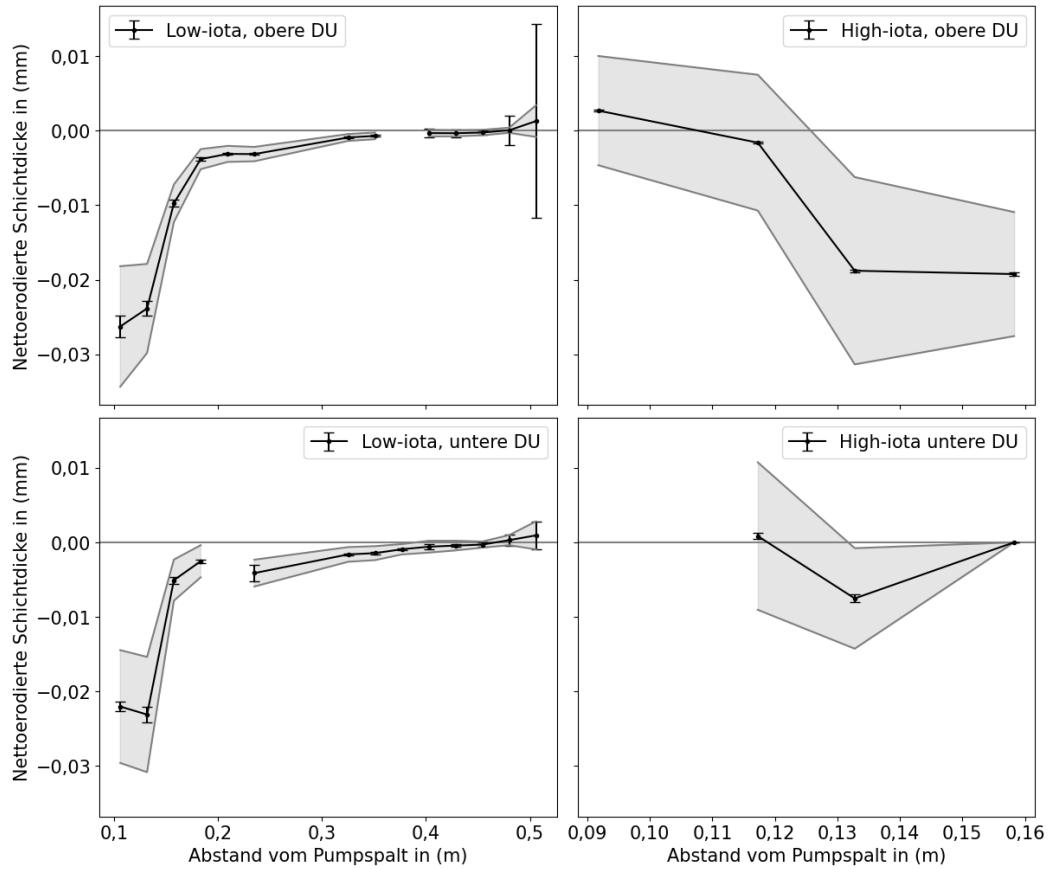


Abbildung 6.4: Erodierte/deponierte Schichtdicke von Kohlenstoff am Divertor für OP2.2 in Abhängigkeit vom Abstand vom Pumpspalt für low-iota und high-iota Bereiche der oberen und unteren Divertoreinheit (DU) mit Grenzwerten bei niedrigerer und höherer Kohlenstoffkonzentration

Werden diese Werte mit den hier berechneten Nettoerosionsraten von $(1,29 \pm 0,03) \text{ nm s}^{-1}$ (obere Divertoreinheit) beziehungsweise $(1,12 \pm 0,01) \text{ (untere Divertoreinheit)}$ für OP2.2 und $(0,65 \pm 0,02) \text{ nm s}^{-1}$ (oben) beziehungsweise $(0,83 \pm 0,04) \text{ nm s}^{-1}$ (unten) für OP2.3 verglichen, so kann für OP2.2 und OP1.2b eine gute Übereinstimmung festgestellt werden. Die beibehaltenen, regelmäßigen Borierungen, die seit OP1.2b stattfinden, haben für beide Kampagnen die Nettoerosion gegenüber OP1.2a gesenkt. Das gilt auch für OP2.3, welche allerdings niedrigere Nettoerosionsraten als OP1.2b und OP2.2 aufweist. Der Grund dafür könnte in der weniger stark ausgeprägten Präsenz der Standardkonfiguration liegen, wodurch an der Position ihrer Strikeline weniger Material abgetragen wurde. Sie nahm nur 51,06 % der Plasmazeit ein, ein Anteil, der in den anderen beiden Kampagnen überboten wird.

Experimentelle Bestimmungen der Erosionsraten in OP1.2a, OP1.2b und OP2.1 liefern außer den quantitativen Ergebnissen im Bereich der Strikeline auch Informationen zum qualitativen Verlauf. Die stärkste Nettoerosion fand im Bereich der Strikeline von EIM statt (0,1 m bis 0,2 m vom Pumpspalt entfernt). Netto-Wiederablagerung wurde in

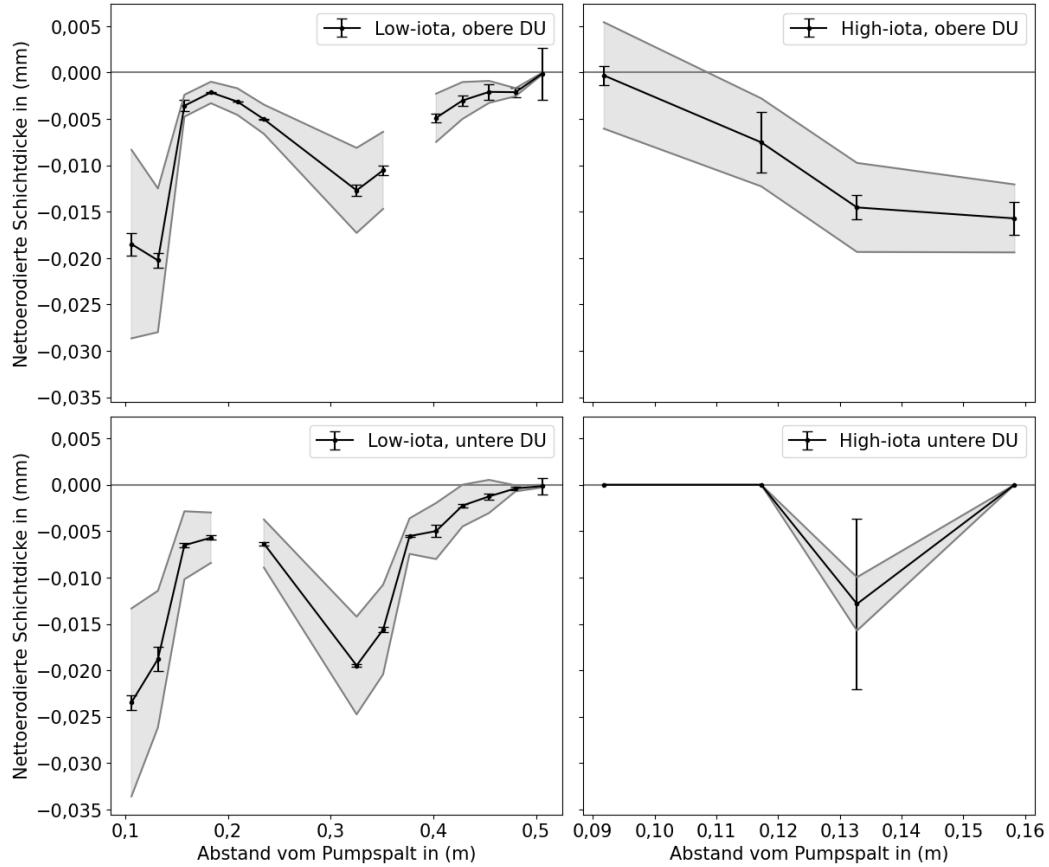


Abbildung 6.5: Erodierte/deponierte Schichtdicke von Kohlenstoff am Divertor für OP2.3 in Abhängigkeit vom Abstand vom Pumpspalt für low-iota und high-iota Bereiche der oberen und unteren Divertoreinheit (DU) mit Grenzwerten bei niedrigerer und höherer Kohlenstoffkonzentration

unmittelbarer Nähe der Strikeline, aber auch an den anderen PFC Oberflächen festgestellt. Dabei wurde eine gewisse Asymmetrie zwischen den Divertoreinheiten beobachtet, sowohl bei toroidal symmetrischen Einheiten miteinander, als auch beim Vergleich der unteren und oberen Divertoreinheit eines Moduls. Diese folgt der Asymmetrie der Oberflächentemperaturen der Divertortargets [25, 26, 47]. Bei der Betrachtung der erodierten Oberflächen ist auffällig, dass diese in ihrer Struktur glatter sind als nicht erodierte Bereiche des Divertors. Das hat Einfluss auf den Einfallswinkel von Ionen und damit auf die Erosion, welche auf glatten Oberflächen höher ist [25, 26].

Der hier berechnete Verlauf der Nettoerosion reproduziert annähernd die experimentelle Ergebnisse aus OP1.2b [26]. Dort war die stärkste Nettoerosion im Abstand von 0,16 m beobachtet worden, dann folgte ein Bereich mit Nettodeponierung zwischen 0,2 m und 0,25 m. Ab 0,25 m ist geringfügige Nettoerosion, ab 0,4 m schwache Nettodeponierung beobachtet worden. Das zeigt Abb. 6.6.

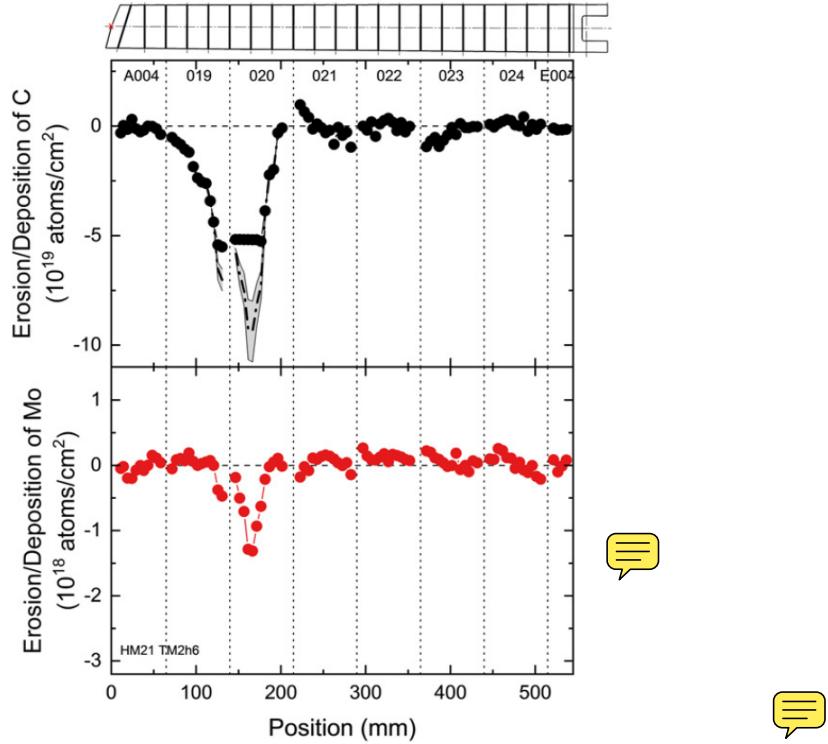


Abbildung 6.6: Erodierte/deponierte Schichtdicke von Kohlenstoff am Divertor für OP1.2b in Abhängigkeit vom Abstand vom Pumpspalt für low-iota Bereich des Divertors [26]. Die Marker stellen Messdaten dar, während die Punktstrichlinie eine Extrapolation repräsentiert. Diese Extrapolation kompensiert den Umstand, dass die Kohlenstoffschicht der untersuchten Divertorziegel vollständig abgetragen wurde. Die darunter liegende Molybdänschicht wurde ebenfalls erodiert. Die Extrapolation rechnet die Erosion dieser Mo-Schicht um auf die zu erwartende erodierte Schichtdicke bei Kohlenstoff anstelle von Molybdän.

Diese Arbeit fand für OP2.2 und OP2.3 die stärkste Nettoerosion bei 0,1 m beziehungsweise 0,13 m und damit minimal verschoben im Vergleich zu OP1.2b. Nettodeponierung wurde neben der Strikeline von EIM nicht beobachtet, wohl aber eine niedriger Nettoerosion bei einer oder mehrerer der Messpositionen zwischen 0,18 m bis 0,24 m im Vergleich zu den benachbarten Langmuir Sonden. Im mittleren Teil des Divertors bis etwa 0,35 m war die Nettoerosion dann wieder erhöht, ehe am weitesten vom Pumpspalt entfernten Teil des Divertors sehr niedrige Nettoerosion und teilweise sogar schwache Nettodeponierung beobachtet wurde. Das entspricht prinzipiell dem Verlauf aus OP1.2b. Allerdings ist in dieser Untersuchung der Einfluss der Wiederablagerung geringer eingeschätzt worden als im Experiment beobachtet. Es kann daher kaum Nettodeponierung beobachtet werden.

Um die Verläufe quantitativ an allen Positionen vergleichen zu können, muss die in atoms/cm^2 gegebene Nettoerosion in mm umgerechnet werden. Das gelingt durch Division der Nettoerosion durch die atomare Dichte des Divertors von OP1.2b, welche bei $9,43 \text{ atoms}/\text{m}^3$ liegt [48]. Zusätzlich muss noch mit der Plasmazeit der Kampagnen

(OP1.2b: 9054 s [26], OP2.2: 20 371 s, OP2.3: 28 329 s nach Tab. 11.10) gewichtet werden, was einer Multiplikation mit dem Faktor 20 371 s/9054 s für OP2.2 beziehungsweise 28 329 s/9054 s für OP2.3 entspricht. 1×10^{20} atoms/cm² entsprechen also 0,024 mm in OP2.2 oder 0,033 mm in OP2.3.



Insgesamt sind die Abweichungen von [26] zu den hier gefundenen Ergebnissen tolerierbar. Sie könnten durch die andere Zusammensetzung der Plasmazeit von OP1.2b (deutlich mehr EIM) verursacht worden sein oder auch durch den Austausch des Divertors von feinkörnigem, ungekühlten Graphitkacheln zum wassergekühlten HHF-CFC Divertor. Ebenso sind die Unsicherheiten durch die vielen abgeschätzten Inputparameter eine mögliche Ursache für Abweichungen zwischen den Ergebnissen dieser Arbeit und denen aus OP1.2b.

6.5.2 Berechnung der erodierten Schichtdicke aus der Menge an Staub

Anhand der in OP1.2b aufgetretenen Abtragungen wurde durch Hochrechnungen die Menge an Staub ermittelt, die nach OP2.2 beziehungsweise OP2.3 im Plasmagefäß zu erwarten wäre. Dieser Staub hat die Masse des nettoerodierten Materials des Divertors. Das Ergebnis der Berechnung liegt bei 48,9 g für OP2.2 und bei 66,7 g für OP2.3 [26, 49].

Um aus der Dichte der nettoerodierten/-deponierten Schicht eine Masse berechnen zu können, wird wie folgt vorgegangen. Zunächst wird der Querschnitt der erodierten Fläche im low-iota Bereich über die ganze Kampagne durch Integration der nettoerodierten Schichtdicke über den Abstand vom Pumpspalt bestimmt. Im Anschluss wird diese Fläche mit der Länge der Strikeline l multipliziert, um das Volumen des abgetragenen Materials zu berechnen. l ergibt sich aus A m zu 10 m bei einer angenommenen Breite der das Plasma berührenden Fläche von 0,1 m. Über die Dichte des Divertormaterials ρ ergibt sich dann die Masse des erodierten Materials. Sie kann mit der Masse des Staubs verglichen werden.

$$m = \rho V = \rho l \int_{0,106}^{0,506} \Delta_{ero,net}(x) dx$$

Die Integrationsgrenzen entsprechen der ersten beziehungsweise letzten Position der Langmuir Sonden im low-iota Bereich des Divertors. Wie x sind sie definiert als der Abstand vom Pumpspalt. Diese Berechnung wird für die obere und untere Divertoreinheit durchgeführt. Anschließend werden beide Werte gemittelt. Das Ergebnis dieser Rechnung ist $(32,21 \pm 5,71)$ g für OP2.2 und $(54,55 \pm 10,25)$ g für OP2.3. Die Unsicherheiten sind gegeben durch die Massen, die bei der Berechnung mit den anderen beiden Ionenkonzentrationssets (Tab. 4.1) erzeugt werden. Beide Massen sind unter Ausschluss der Peaks bei 0,21 m (untere Divertoreinheit) und 0,37 m (obere Divertoreinheit) berechnet worden. Die Ergebnisse liegen somit nahe an den Hochrechnungen aus OP1.2b, wenn auch für beide Kampagnen niedriger als die Schätzungen. Die Begründung für die Abweichung kann erneut in den im vorangegangenen Abschnitt genannten Punkten gesucht werden.

Die für OP2.2 berechnete Masse an Kohlenstoffstaub ist bedeutend niedriger als die für OP2.3 berechnete, obgleich die maximal nettoerodierte Schichtdicke in OP2.2 mit $(0,0260 \pm 0,0005)$ mm geringfügig höher war als in OP2.3 ($(0,0240 \pm 0,0003)$ mm). Die Begründung dafür ist, dass es sich um die maximale nettoerodierte Schichtdicke handelt. Wird der gesamte Verlauf der Schichtdicken betrachtet, so wird klar, dass in OP2.3 auch im mittleren Bereich der low-iota Region des Divertors starke Nettoerosion stattfand. Sie war ähnlich ausgeprägt wie die im Bereich der Strikeline von EIM beobachtbare Nettoerosion. In OP2.2 hingegen war die Strikeline der Standardkonfiguration die einzige Region hoher Nettoerosion. In größerem Abstand zum Pumpspalt fiel die Nettoerosion deutlich geringer aus.

6.6 Einfluss der Einfallswinkel und der Oberflächentemperatur auf Erosionsprozesse am Divertor

Wenn Parameter angenommen oder mit einer gewissen Ungenauigkeit gemessen werden, ist es wichtig zu untersuchen, welchen Effekt (geringfügige) Abweichungen dieser Werte auf die anschließenden Rechnungen haben. In dieser Arbeit sind der Einfallswinkel der Ionen auf die Targetoberfläche α , der Einfallswinkel der Magnetfeldlinien auf die Targetoberfläche ζ sowie der Defaultwert der Oberflächentemperatur des Divertors abgeschätzt worden. Variationen dieser Parameter werden in diesem Abschnitt in Form einer Parameterstudie betrachtet.

6.6.1 Variation des Einfallswinkels der Ionen auf den Divertor α

Der Einfallswinkel der Ionen auf die Divertortargets ist schwer zu bestimmen, da er unter anderem vom lokalen Einfallswinkel der Magnetfeldlinien, der Rauigkeit der Oberfläche und der Gyration des Ions abhängt [43, 44]. Die Literaturrecherche ergab, dass α sich für im Bereich von 15° bis 50° bewegen kann, wenn Einfallswinkel der Magnetfeldlinien auf den glatten Divertor um Neigung des realen rauen Divertors nach [26, 45, 36] angenommen werden. Gerechnet wurde schlussendlich mit $\alpha = 40^\circ$, wobei von der Oberflächennormale des Targets aus gemessen wird.

Die Wirkung einer anderen Annahme von Abb. 6.7 zeigt. Je größer der Einfallswinkel der Ionen, desto höher die Zerstäubungsausbeute für alle Ionen. Daraus resultiert auch die zunehmend starke Bruttoerosionsrate, wobei der Einfluss einer Änderung um mit steigendem α wächst. Da die Deponierung vom Ioneneinfallswinkel unabhängig ist, steigt mit der Bruttoerosion auch die Nettoerosion.

Für die Grenzen des Intervalls möglicher α Werte liegt der Betrag der Nettoerosionsrate bei etwa $0,2 \text{ nm s}^{-1}$ (15°) beziehungsweise $1,0 \text{ nm s}^{-1}$ (50°). Das bedeutet für die 20371 s lange OP2.2 eine Nettoabtragungsschicht zwischen 0,004 mm und 0,020 mm und für die 28329 s lange OP2.3 zwischen 0,006 mm und 0,028 mm. Für $\alpha = 40^\circ$ liegt die Nettoerosionsrate bei $0,6 \text{ nm s}^{-1}$ mit einer entsprechenden Nettoerosionsschicht von 0,012 mm (OP2.2) beziehungsweise 0,017 mm (OP2.3).

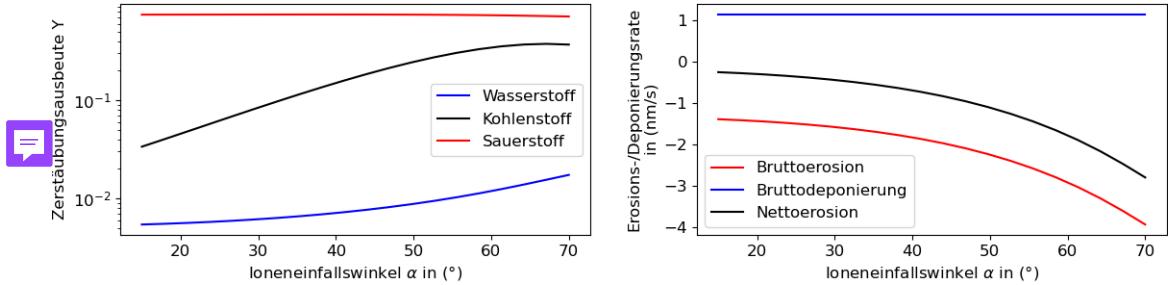


Abbildung 6.7: Zerstäubungsausbeuten der Ionenspezies Wasserstoff- (H^+), Kohlenstoff- (C^{2+}) und Sauerstoffionen (O^{3+}) und durch alle drei verursachte Erosionsrate sowie Deponierungsrate von Kohlenstoff in Abhängigkeit des Einfallswinkels der Ionen auf den Divertor (gemessen von der Oberflächennormalen des rauen Divertors). Dabei ist $n_e = 1 \times 10^{19}/m^3$, $T_e = 15\text{ eV}$, $T_s = 320\text{ K}$ und $\zeta = 2^\circ$ angenommen worden. Die Konzentrationen sind $f_H = 0,93$, $f_C = 0,02$ und $f_O = 0,01$.

6.6.2 Variation des Einfallswinkels der Magnetfeldlinien auf den Divertor ζ

Der Einfallswinkel der Magnetfeldlinien auf die Divertortarget ζ variiert lokal und mit den verschiedenen Magnetfeldkonfigurationen wie aus Tab. 11.12 hervorgeht. Drei Sets von ζ Werten an den Positionen der Langmuir Sonden für low-iota, standard-iota und high-iota Konfigurationen tragen für diese Unterschiede Sorge. Durch die vereinfachte Unterteilung nach dem Iota anstelle einer separaten Betrachtung jeder einzelnen Magnetfeldkonfiguration sowie die Ungenauigkeit bei der Bestimmung der Winkel kann es allerdings zur Abweichung der tatsächlichen Winkel von den eingesetzten Winkeln kommen. Diesen Umstand greift dieser Teil der Parameterstudie auf.

Die Änderung von Zerstäubungsausbeuten und Erosions-/Deponierungsrate bei Variation von ζ zeigt Abb. 6.8. Während der Einfluss von ζ auf die Zerstäubungsausbeuten klein ist - nur chemische Erosion durch H wird beeinflusst und sinkt mit steigendem ζ - spiegelt sich eine Erhöhung von ζ in einem Anstieg von Bruttoerosion, Bruttodeponierung und Nettoerosion wieder. Der Einfluss auf die Brutterosion ist dabei geringfügig höher als der auf die Bruttodeponierung.

Die Wert von ζ sind zwar bis auf wenige Zehntel Grad genau, dies gilt jedoch nur für die Magnetfeldkonfiguration, für welche sie berechnet wurden. Für andere Magnetfeldkonfigurationen derselben Iotagruppe stellen sie lediglich eine Näherung dar. Weicht nun das tatsächliche ζ vom eingesetzten um 2° ab, bedeutet das eine ... der Nettoerosionsrate und demnach auch der nettoerodierten Schichtdicke.

6.6.3 Variation der Oberflächentemperatur des Divertors

Wird die Oberflächentemperatur des Divertors variiert, zum Beispiel um die Zustände in OP1.2 zu simulieren oder die Wahl des Defaultwertes für T_s zu begründen, ergibt sich folgendes Bild: Die Zerstäubungsausbeuten von Kohlenstoff und Sauerstoff bleiben unbeeinflusst, wohingegen die von Wasserstoff eine klare Abhängigkeit von T_s zeigt. Für

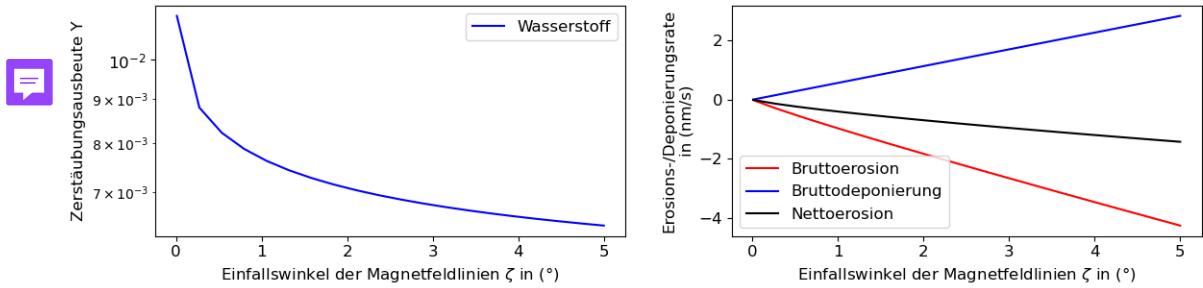


Abbildung 6.8: Zerstäubungsausbeute von Wasserstoffionen (H^+) und durch diese sowie Kohlenstoff- (C^{2+}) und Sauerstoffionen (O^{3+}) verursachte Erosionsrate sowie Deponierungsrate von Kohlenstoff in Abhängigkeit des Einfallwinkels der Magnetfeldlinien auf den Divertor (gemessen von der Oberfläche des glatten Divertors zum Lot hin). Dabei ist $n_e = 1 \times 10^{19} / m^3$, $T_e = 15 \text{ eV}$, $T_s = 320 \text{ K}$ und $\alpha = 40^\circ$ angenommen worden. Die Konzentrationen sind $f_H = 0,93$, $f_C = 0,02$ und $f_O = 0,01$.

Werte unter 700 K Ist Y_H annähernd konstant. Von 700 K bis 900 K steigt die Zerstäubungsausbeute, bevor sie wieder zu sinken beginnt. Das illustriert Abb. 6.9.

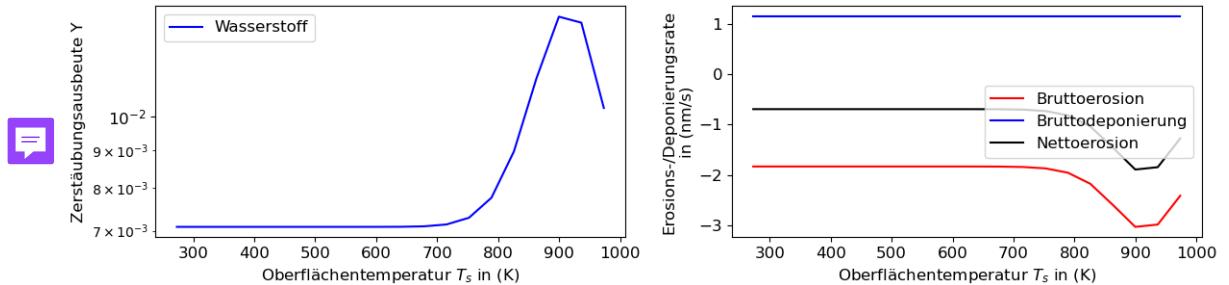


Abbildung 6.9: Zerstäubungsausbeute von Wasserstoffionen (H^+) und durch diese sowie Kohlenstoff- (C^{2+}) und Sauerstoffionen (O^{3+}) verursachte Erosionsrate sowie Deponierungsrate von Kohlenstoff in Abhängigkeit der Oberflächentemperatur des Divertor. Dabei ist $n_e = 1 \times 10^{19} / m^3$, $T_e = 15 \text{ eV}$, $\alpha = 40^\circ$ und $\zeta = 2^\circ$ angenommen worden. Die Konzentrationen sind $f_H = 0,93$, $f_C = 0,02$ und $f_O = 0,01$.

Die daraus resultierende Bruttoerosionsrate zeigt dasselbe Verhalten wie Y_H , während die Bruttodeponierung unbeeinflusst ist von T_s . Demnach ändert sich auch die Nettoerosionsrate genau wie die Bruttoerosionsrate.

In den folgenden Abschnitten sollen konkret typische Werte von T_s für OP1.2 und OP2 ausgewählt werden, da diese sich stark unterscheiden. Das anschließende Rechenbeispiel zeigt dann die Effekte auf die einzelne erosionsbezogenen Größen. Zunächst sollen jedoch die Herkunft der großen Unterschiede in der Temperatur erläutert sowie die mittleren und maximalen Oberflächentemperaturen benannt werden.

7 Zusammenfassung

Wendelstein 7-X ist ein Experiment vom Typ Stellarator, der  Plasmaeinschluss auf einem toroidalen Magnetfeld mit poloidal Verdrillung beruht. Dieses kann in verschiedenen Magnetfeldkonfigurationen auftreten und weist abhängig davon unterschiedlich viele magnetische Inseln mit variierenden Positionen auf. Sie sind vom Core Plasma separiert, ihre Magnetfeldlinien werden vom High Heat Flux Carbon Fibre Composite Divertor geschnitten. Die Position dieser Schnittstelle, der sogenannten Strikeline, hängt - wie die der Inseln selbst - von der Magnetfeldkonfiguration ab. Die Hauptgruppen sind die Low-Iota Konfiguration (DBM), die Standardkonfiguration (EIM) und die High Mirror Konfiguration (KJM) mit einer Strikeline im low-iota Bereich des Divertors sowie die High-Iota Konfiguration (FTM) mit einer Strikeline im high-iota Bereich des Divertors. Die Strikeline ist die Region mit der ausgeprägtesten Wechselwirkung zwischen Plasma und Divertor, da dort die den geschnittenen Magnetfeldlinien folgenden Ionen  auftreffen.

Durch ihre Energie und Reaktivität haben die auftreffenden Ionen einen erodierenden Effekt auf den Divertor. Das abgetragene Material wird zum Teil direkt wieder abgelagert oder gelangt zunächst als Verunreinigung ins Plasma, wo es zur erhöhten Abstrahlung von Energie und zum Plasmakollaps führen kann  Alternativ wird es nach einer Weile in anderen Regionen des Plasmagefäßes wieder abgelagert oder trägt selbst zum Erosionsgeschehen bei. Neben diesen unvorteilhaften Effekten begrenzt die Erosion des Divertors außerdem dessen Lebensdauer.

Das Verständnis der in W7-X ablaufenden Erosionsprozesse  ist daher essentiell zur Optimierung des Divertors und der Kontrolle der Verunreinigungskonzentrationen im Plasma. Diese Arbeit untersucht aus diesem Grund die Erosion durch Wasserstoff, Kohlenstoff und Sauerstoff im low-iota und high-iota Bereich des HHF-CFC Divertors von W7-X in OP2.2 und OP2.3. Dazu werden Bruttoerosion, Bruttodeponierung und Nettoerosion aus den Messwerten der Elektronentemperatur, der Elektronendichte und Oberflächentemperatur des Divertors berechnet, welche von Langmuir Sonden und Infrarot-Kamerasystemen geliefert werden. Zusätzlich zu den Messwerten werden Einfallswinkel der Magnetfeldlinien und Ionen auf den Divertor sowie Ionenkonzentrationen von Wasserstoff H^+ , Kohlenstoff C^{2+} und Sauerstoff O^{3+} abgeschätzt. Durch Hochrechnungen ergibt sich eine nettoerodierte Schichtdicke für die Kampagnen OP2.2 und OP2.3.

Die durchschnittliche Elektronendichte bewegt sich zwischen $(1,12 \pm 0,25) \times 10^{18}/m^3$ und $(2,79 \pm 0,01) \times 10^{19}/m^3$ in OP2.2 und zwischen $(4,58 \pm 0,04) \times 10^{17}/m^3$ und $(8,64 \pm 1,53) \times 10^{13}/m^3$ in OP2.3. Für die mittlere Elektronentemperatur reichen die Werte in OP2.2 von $(5,99 \pm 2,60)$ eV bis $(24,47 \pm 0,30)$ eV und in OP2.3 von $(8,49 \pm 0,21)$ eV bis $(28,42 \pm 2,70)$ eV. Die gemittelte Oberflächentemperatur des Divertors bewegt sich in OP2.2 im Rahmen von 310,03 K bis 436,49 K und von 312,86 K bis 344,64 K in



OP2.3. Die durchschnittlichen Nettoerosionsraten lagen in der gesamten OP2.2 bei maximal $(1,29 \pm 0,03)$ nm/s. Bei einer Plasmazeit von 20 371 s resultiert das in einer nettoerodierten Maximalschichtdicke von $(0,0260 \pm 0,0005)$ mm. In OP2.3 ergaben sich $(0,83 \pm 0,01)$ nm/s als Maximum der durchschnittlichen Nettoerosionsrate der Kampagne, was bei 28 329 s Plasmazeit eine maximal abgetragene Schichtdicke von $(0,0240 \pm 0,0003)$ mm bedeutet. In beiden Kampagnen wurde dieser Maximalabtrag im Bereich der Strikeline der Standardkonfiguration beobachtet, was dem low-iota Bereich des Divertors und einem Abstand von 0,13 m vom Pumpspalt entspricht. Dieser Verlauf spiegelt sich auch in den durchschnittlichen Plasmaparametern der Kampagnen wieder. Wird aus den abgetragenen Schichtdicken auf die Masse des nettoerodierten Kohlenstoffstaubs pro Quadratmeter mit dem Plasma in Kontakt stehender Fläche geschlossen, so wird für OP2.2 ein Wert von $(32,21 \pm 5,71)$ g erreicht. Für OP2.3 sind es $(54,55 \pm 10,25)$ g.

Plasmaparameter und Nettoerosionsraten sind in OP höher, die längere Plasmazeit führt zu einer höheren Abtragung in OP2.3. Die Parameter- Schichtdickenverläufe der Kampagnen werden dominiert von der Standardkonfiguration, spiegeln in OP2.3 aber auch die Low-iota Konfiguration wieder. Das passt zur Zusammensetzung der Plasmazeit, die in OP2.2 zu 56,35 % und in OP2.3 zu 51,06 % aus EIM bestand. DBM ist mit 18,26 % in OP2.3, aber nur 0,48 % in OP2.2 vertreten. KJM und FTM haben weniger Einfluss. Das ist darauf zurückzuführen, dass ihre Strikeline nicht im low-iota Bereich auf dem horizontalen Target liegt, wo die meisten Daten für n_e und T_e erfasst wurden. Die High Mirror Konfiguration hat ihre Strikeline zwar im low-iota Bereich des Divertors, jedoch primär auf dem vertikalen Target. Die High-Iota Konfiguration hat ihre Strikeline hingegen in der high-iota Region des Divertors, deren Erosionsprozesse wegen ihrer schlechteren Datenlage kaum zu analysieren sind.



Der Vergleich der Nettoerosionsraten mit früheren Abschätzungen aus OP1.2b zeigt Übereinstimmungen in Verlauf und Werten (maximal nm/s in OP1.2b). Auch die nettoerodierte Masse an Staub liefert ähnliche Ergebnisse wie andere Hochrechnungen, die 48,9 g in OP2.2 und 66,7 g in OP2.3 prognostiziert haben. Ein Vergleich mit experimentell bestimmten Werten ist nicht möglich, da diese nicht vorliegen.

Generell passen die Ergebnisse dieser Arbeit gut zu den Erwartungen und weichen nur wenig von anderen Abschätzungen ab. Dennoch ist durch die vielen nötigen Annahmen und Intra- sowie Extrapolationen die Unsicherheit in den Ergebnissen groß. Genaue Untersuchungen zur exakteren Festlegung von Inputparametern wie der Ionenkonzentration würden die Belastbarkeit der Ergebnisse erhöhen.

8 Ausblick

Die Ergebnisse, die in dieser Bachelorarbeit erarbeiteten Rechenroutinen liefern, stehen und fallen mit der Qualität der Eingabeparameter. Dazu gehören die Messdaten der Langmuir Sonden genauso wie die der Infrarot-Kamerasysteme. Ebenso spielen aber auch die Annahmen bezüglich des Einfallswinkels der Magnetfeldlinien, des Einfallswinkel der Ionen sowie der Ionenkonzentrationen eine Rolle. Je besser und realitätsnäher diese sind, desto belastbarer sind die Ergebnisse der Rechnungen.

Grundsätzlich lässt sich festhalten, dass eine breite, ausgeglichene Datengrundlage für Elektronendichte, Elektronentemperatur und Oberflächentemperatur des Divertors die Zuverlässigkeit der Hochrechnung erhöht. Sind im ursprünglichen Datensatz hingegen zu viele Ausreißer - sei es wegen des geringen Umfangs des Datensatzes oder wegen seiner Unausgewogenheit - so schlagen diese sich in den extrapolierten Ergebnissen wieder. Das zu vermeiden wäre am einfachsten durch eine vollumfängliche Datenerfassung während aller Entladungen an allen zur Verfügung stehenden Messpunkten möglich. Dies kann allerdings nur für kommende Kampagnen in Betracht gezogen werden.

Für die vergangenen Kampagnen bleibt hingegen die Frage nach der Zuverlässigkeit der Messdaten der Langmuir Sonden. Hier wurden die auf fallende Widerstände gegenüber Gruppen verdächtigten Sonden einfach von der Analyse ausgeschlossen, anstatt nur solche Messdaten auszusortieren, die von diesem Fehler wirklich betroffen waren. Eine systematische Untersuchung aller Messungen aller Langmuir Sonden könnte die Datenlage für die letzten beiden Kampagnen deutlich verbessern und möglicherweise Indizien liefern, wann und warum diese Widerstandsabfälle auftreten. Daraus lassen sich gegebenenfalls auch Strategien ziehen, wie dieses Phänomen verhindert werden kann. Auf jeden Fall liegt dann jedoch ein Analysetool vor, mit dem sich auch zukünftig betroffene Messungen identifizieren lassen.

Die angenommenen Parameter für die Einfallswinkel der Magnetfeldlinien könnten verbessert werden, indem anstatt für low-iota, standard-iota und high-iota Konfigurationen jeweils ein Standardset von Winkeln zu nehmen für jede Konfiguration das für sie passende Set gewählt würde. Dazu müssten nur die Winkeltabellen anhand der Spulenströme dieser Konfigurationen erzeugt werden. Die Ausleseroutine für die benötigten Positionen kann dann auf sie angewandt werden.

Genauere Untersuchungen des Einfallswinkels der Ionen könnten weiterhin den Bereich eingrenzen, indem sich dieser bewegt. Dieser liegt momentan noch zwischen 15° und 50° mit der universellen Annahme von 40° für alle Messpositionen. Diese Annahme könnte lokal konkretisiert werden, da der Einfallswinkel beispielsweise in raueren Bereichen des

Divertors (abseits der Strikeline) niedriger ist als in glatteren Regionen (Bereiche des Divertors mit Plasmakontakt, insbesondere die Strikeline).

Das Auslesen der Messdaten der Ionenkonzentrationen ist zwar mit großem Aufwand verbunden, käme aber der Belastbarkeit der angenommenen Konzentrationen zugute. Die größten Chancen, verwertbare Daten zu erhalten, scheint für CXRS vorzuliegen. Diese Diagnostik misst im Randplasma, sodass das Zurückrechnen auf die an den benötigten Stellen herrschenden Konzentrationen mit weniger Annahmen verbunden ist. Die beschriebene Analyse anzustellen wäre ebenfalls eine mögliche Erweiterung dieser Arbeit.



Neben der Optimierung der Eingabeparametern kann auch eine Verbesserung der Berechnung der nettoerodierten Schichtdicken die Qualität der Ergebnisse fördern. Hier wurde der Bruttoerosion lediglich die Annahme gegenüber gestellt, dass jedes auftreffende Kohlenstoffion haften bleibt und eine zum ursprünglichen Divertor identische chemische Struktur aufbaut. Dies entspricht natürlich nicht der Realität und könnte durch genauere Formeln zur Berechnung der Deponierung ersetzt werden. In diesem Fall ist voraussichtlich eine gründliche Literaturrecherche nötig, um die in die Rechnung eingeschlossenen Materialparameter sinnvoll festzulegen.



Zusätzlich könnte die Betrachtung auf weitere, im Plasma vorkommende Verunreinigungen ausgeweitet werden. Das zu Kontroll- oder Diagnosezwecken eingelassene Helium, Stickstoff, Neon und Argon fanden in dieser Arbeit aufgrund ihrer niedrigen Konzentration keine Beachtung. Dennoch beeinflussen auch sie das Erosionsgeschehen und wären daher in einer Fortführung dieser Arbeit eine sinnvolle Ergänzung zu Wasserstoff, Kohlenstoff und Sauerstoff.

Literatur

- [1] L. M. Imbert-Gerard, E. J. Paul und A. M. Wright. *An Introduction to Stellarators, From magnetic fields to symmetries and optimization*. Society for Industrial und Applied Mathematics Philadelphia, 2024.
- [2] P.K. Kaw und I. Bandyopadhyay. *Fusion Physics*. Hrsg. von M. Kikuchi, K. Lackner und M. Q. Tran. International Atomic Energy Agency, Vienna, 2012.
- [3] D. Naujoks. *Plasma-Material Interaction in Controlled Fusion (Vol. 39 in Springer Series on Atomic, Optical, and Plasma Physics)*. Hrsg. von G. W. F. Drake, Dr. G. Ecker und Dr. H. Kleinpoppen. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2006.
- [4] M. Endler u. a. "Wendelstein 7-X on the path to long-pulse high-performance operation". In: *Fusion Engineering and Design* **167** (2021). 112381.
- [5] C. Beidler u. a. "Physics and engineering design for Wendelstein VII-X". In: *Fusion Technology* **17** (1990). 148–168.
- [6] T. Klinger u. a. "Towards assembly completion and preparation of experimental campaigns of Wendelstein 7-X in the perspective of a path to a stellarator fusion power plant". In: *Fusion Eng. Des.* **88** (2013). 461–5.
- [7] D. Naujoks. *Heat load mitigation studies in the W7-X stellarator experiment*. Vortrag bei internem "TG Edge, Divertor and PWI meeting". Paper Rehearsal. 2025.
- [8] G. Ehrke u. a. "Design and manufacturing of the Wendelstein 7-X cryo-vacuum pump". In: *Fusion Eng. Des.* **146** (2019). 2750–2760.
- [9] A. Puig Sitjes u. a. "Real-Time Detection of Overloads on the Plasma-Facing Components of Wendelstein 7-X". In: *Applied Sciences* **11** (2021). 11969.
- [10] J. Boscary u. a. "Summary of the production of the divertor target elements of Wendelstein 7-X". In: *Fusion Eng. Des.* **124** (2017). 348–351.
- [11] A. Pandey u. a. "Pop-up Langmuir probe diagnostic in the water cooled divertor of Wendelstein 7-X". In: *Rev. Sci. Instrum.* **95** (2024). 043503.
- [12] T. Sunn Pedersen u. a. "First results from divertor operation in Wendelstein 7-X". In: *Plasma Phys. Control. Fusion* **61** (2019). 348–51.
- [13] R. Behrisch und W. Eckstein. *Sputtering by Particle Bombardment (Vol. 110 in Topics in Applied Physics)*. Hrsg. von Dr. C. E. Ascheron. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2007.
- [14] T. Schwarz-Selinger. *Langmuir Sonde*. Vortrag bei "Joint ICTP/IAEA Workshop on Atomic and Molecular Data for Fusion Energy Research in Abdus Salam International Centre for Theoretical Physics, Trieste. 2009.
- [15] J. Bohdansky, J. Roth und H. L. Bay. "An analytical formula and important parameters for low-energy ion sputtering". In: *J. Appl. Phys.* **51** (1980). 2861–2865.

- [16] J. Bohdansky u. a. "Light ion sputtering of fusion reactor materials in dependance of angle of incidence". In: *Journal of Nuclear Material* **103 and 104** (1981). 339-344.
- [17] J. Bohdansky. "A universal relation for the sputtering yield of monoatomic solids at normal ion incidence". In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B* **2** (1984). 587-591.
- [18] C. Garcia-Rosales, W. Eckstein und J. Roth. "Revised formula for sputtering data". In: *Journal of Nuclear Materials* **218** (1994). 8-17.
- [19] Y. Yamamura, Y. Itikawa und N. Itoh. "Angular dependence of sputtering yields of monoatomic solids". In: *Technical Report IPPJ-AM-26* (1983). Nagoya University.
- [20] W. Eckstein u. a. "Sputtering Data". In: *IPP Report IPP 9/82* (1993). Max-Planck-Institut für Plasmaphysik Garching.
- [21] J. Roth und C. Garcia-Rosales. "Analytic description of the chemical erosion of graphite by hydrogen ions, corrigendum". In: *Nuclear Fusion* **37** (1997). 897.
- [22] J. Roth und C. Garcia-Rosales. "Analytic description of the chemical erosion of graphite by hydrogen ions". In: *Nuclear Fusion* **36** (1996). 1647.
- [23] J. Roth u. a. "Flux dependence of carbon chemical erosion by deuterium ions". In: *Nuclear Fusion* **44** (2004). L21.
- [24] F. Reif. *Statistische Physik und Theorie der Wärme*. Hrsg. von W. Muschnik. Walter de Gruyter New York- Berlin, 1987.
- [25] M. Mayer u. a. "Material erosion and deposition on the divertor of W7-X". In: *Phys. Scr. T171* (2020). 014035.
- [26] M. Mayer u. a. "Carbon erosion/deposition on the divertor of W7-X during the operational period OP 1.2b". In: *Nuclear Fusion* **62** (2022). 126049.
- [27] N. Hershkowitz. *Discharge Parameters and Chemistry (Vol. 1 in Plasma Diagnostics)*. Hrsg. von O. Auciello und D. L. Flamm. Academic Press Inc., 1989.
- [28] *Plasma-Wall Interaction in Magentic Fusion Erosion Mechanisms (Erosion of Carbon by Hydrogen)*. url=<https://wiki.physik.ruhr-uni-bochum.de/fpsowas/index.php/Langmuir-Sonde>. 2009.
- [29] F. F. Chen. *Lecture Notes on Langmuir Probe Diagnostics*. url=<https://www.seas.ucla.edu/ff-chen/Publs/Chen210R.pdf>. accessed: 04.02.2026. 2003.
- [30] T. Barbui u. a. "The He/Ne beam diagnostic for line-ratio spectroscopy in the island divertor of Wendelstein 7-X". In: *Journal of Instrumentation* **14** (2019). C07014.
- [31] F. Siddiki. *Updates on He beam diagnostics in W7-X*. Vortrag bei "TG Edge, Divertor and PWI meeting", Max-Planck-Insitut für Plasmaphysik Greifswald. 2025.
- [32] A. Puig Sitjes u. a. "Wendelstein 7-X Near Real-Time Image Diagnostic System for Plasma-Facing Components Protection". In: *Fusion Science and Technology* **74** (2018). 116–124.

- [33] O. Teider. *Ableitung der Planckschen Strahlungsformel nach Einstein*. https://www.uni-ulm.de/fileadmin/website_uni_ulm/nawi.inst.251/Didactics/quantenchemie/html/AbleitF.html. accessed: 30.01.2026.
- [34] M. Jakubowski u. a. “Infrared imaging systems for wall protection in the W7-X stellarator (invited)”. In: *Rev. Sci. Instrum.* **89** (2018). 10E116.
- [35] *Bolometer*. <https://de.wikipedia.org/wiki/Bolometer>. accessed: 30.01.2026. 2024
- [36] M. Endler u. a. “Managing leading edges during assembly of the Wendelstein 7-X divertor”. In: *Plasma Physics and Controlled Fusion* **61** (2019). 025004.
- [37] O. P. Ford u. a. “Charge exchange recombination spectroscopy at Wendelstein 7-X”. In: *Rev. Sci. Instrum.* **91** (2020). 023507.
- [38] *W7-X Logbook: CXRS (Charge eXchange Recombination Spectroscopy) on NBI*. url=<https://w7x-logbook.ipp-hgw.mpg.de/components?id=QSK>. 2009.
- [39] G. Schlisio u. a. “First results from the implementation of the ITER diagnostic residual gas analyzer prototype at Wendelstein 7-X”. In: *Rev. Sci. Instrum.* **90** (2019). 093501.
- [40] W. Biel u. a. “Design of a high-efficiency extreme ultraviolet overview spectrometer system for plasma impurity studies on the stellarator experiment Wendelstein 7-X”. In: *Rev. Sci. Instrum.* **75** (2004). 3268–3275.
- [41] A. Greiche u. a. “Absolute intensity calibration of the Wendelstein 7-X high efficiency extreme ultraviolet overview spectrometer system”. In: *Rev. Sci. Instrum.* **79** (2008). 093504.
- [42] S. Sereda u. a. “Impact of boronizations on impurity sources and performance in Wendelstein 7-X”. In: *Nucl. Fusion* **60** (2020). 086007.
- [43] R. Chodura. “Numerical Analysis of Plasma-Wall Interaction for an Oblique Magnetic Field”. In: *Journal of Nuclear Materials* **111, 112** (1982). 420-423.
- [44] R. Khaziev und D. Curreli. “Ion energy-angle distribution functions at the plasma-material interface in oblique magnetic fields”. In: *Phys. Plasmas* **22** (2015). 043503.
- [45] J. Boscaro u. a. “Actively water-cooled plasma facing components of the Wendelstein 7-X stellarator”. In: *Fusion Science and Technology* **64** (2013). 263-268.
- [46] G. Pintsuk u. a. “Mechanical and thermo-physical characterization of the carbon fibre composite NB31”. In: *Phys. Scr.* **T128** (2007). 66-71.
- [47] C.P. Dhard et al. *Plasma-wall interaction, exhaust and wall conditioning studies in the stellarator Wendelstein 7-X with actively cooled high heat flux divertor and experiments with tungsten PFCs*. Vortrag bei "8th Asia-Pacific Conference on Plasma Physics", Malacca. 2024.
- [48] SGL Carbon GmbH. *Sigrafine R7710*. url=<https://www.sglcarbon.com/pdf/SGL-Datenblatt-SIGRAFINE-R7710-DE.pdf>. 29.01.2026.
- [49] C. P. Dhard et al. *Plasma-Wall interaction and Wall conditioning*. Vortrag bei "W7-X OP2.4-2.5 Program Workshop", Max-Planck-Institut für Plasmaphysik Greifswald. 2025.



9 Appendix A: Formelzeichen

e – Index für elektronenbezogene Größen

i – Index für ionenbezogene Größen

ero – Index für erosionsbezogene Größen

dep – Index für deponierungsbezogene Größen

c – Lichtgeschwindigkeit im Vakuum

h – Plancksches Wirkungsquantum

k_B – Boltzmann Konstante

N_A – Avogadrozahl

t – Zeit

g – Wahrscheinlichkeitsverteilung der Teilchenenergie

U – Energiedichte

f – Frequenz

λ – Wellenlänge

I – Intensität

l – Länge der Strikeline

A – Fläche des Divertors, die mit dem Plasma in Berührung kommt

M – Molare Masse

Z – Kernladungszahl

m – Masse

n – Teilchendichte

ρ – Materialdichte

f_i – Ionenkonzentration

q_i – Ionisationszustand

T – Temperatur

T_s – Oberflächentemperatur des Targets

Γ – Teilchenflussdichte

Δ – Schichtdicke

Y – Zerstörungsausbeute

Y_{chem} – Ausbeute durch chemische Erosion

Y^{damage} – Zerstörungsausbeute für Bindungsspaltung

- Y^{therm} – Zerstäubungsausbeute durch thermische Sublimation
 Y^{surf} – Zerstäubungsausbeute durch Reaktion schneller Ionen mit Targetatomen
 Y^{self} – Selbstzerstäubungsausbeute
 s_n – Nuklearer Wirkungsquerschnitt (nuclear stopping cross section) für
 Krypton-Kohlenstoff Potential
 s_n^{TF} – Nuklearer Wirkungsquerschnitt (nuclear stopping cross section)
 für Thomas-Fermi Potential
 E – Energie des auftreffenden Ions
 E_{TF} – Thomas-Fermi Energie
 E_{th} – Schwellenenergie für physikalische Zerstäubung
 E_{thd} – Schwellenenergie für Bindungsspaltung
 E_{ths} – Schwellenenergie für Reaktion schneller Ionen mit Targetatomen
 E_s – Sublimationswärme
 ϵ – Reduzierte Energie
 a_L – Lindhard Screening-Länge
 γ_k – Kinematischer Faktor
 α_0 – Korrekturfaktor
 α – Einfallswinkel der Ionen auf den Divertor bezüglich der Flächennormalen
 α_{max} – α mit maximaler physikalischer Zerstäubungsausbeute
 ζ – Einfallswinkel der Magnetfeldlinien auf den glatten Divertor gemessen
 von der Oberfläche zum Lot
 Φ – Toroidaler Winkel
 P_{redep} – Wahrscheinlichkeit der Wiederablagerung
 s – Haftungskoeffizient
 Q_y – Fitparameter
 f_y – Yamamura Parameter
 b, c, f, Y_0 – Fitparameter für Modell nach [13]
 c_i, s_i, C_d – Parameter für chemische Erosion nach [3]
 C, D, c^{sp3} – Parameter für chemische Erosion nach [21]

10 Appendix B: Abkürzungsverzeichnis

W7-X – Wendelstein 7-X

PFC – Plasma Facing Component, Wandkomponente des Plasmagefäßes

HHF-CFC Divertor – High Heat Flux Carbon Fibre Composite Divertor

M – Modul von W7-X

TM – Targetmodul des Divertors

TE – Targetelement des Divertors

LCFS – Last Closed Flux Surface

DBM – Low-Iota Magnetfeldkonfiguration

EIM – Standard Magnetfeldkonfiguration

KJM – High-Mirror Magnetfeldkonfiguration

FTM – High-Iota Magnetfeldkonfiguration

ECRH – Electron Cyclotron Resonance Heating

ICRH – Ion Cyclotron Resonance Heating

NBI – Neutral Beam Injection

ELM – Edge Localized Mode

CXRS – Charge Exchange Recombination Spectroscopy

DRGA – Diagnostic Residual Gas Analyzer

HEXOS – High Efficiency XUV Overview Spectrometer

LOS – Lines of Sight

11 Appendix C: Tabellenwerte

11.1 Parameter zur Berechnung der Zerstäubungsausbeute

Tabelle 11.1: Werte für den Parameter Q_y zur Berechnung der physikalischen Zerstäubungsausbeute [3](S. 81). Die Zeile gibt das Material an, aus welchem das Target besteht, die Spalte das auftreffende Ion.

Target/Ion	Wasserstoff	Deuterium	Tritium	Helium	Selbstzerstäubung	Sauerstoff
Beryllium	0,07	0,11	0,14	0,28	0,67	-
Kohlenstoff	0,05	0,08	0,10	0,20	0,75	1,02
Eisen	0,07	0,12	0,16	0,33	10,44	-
Molybdän	0,05	0,09	0,12	0,24	16,27	-
Wolfram	0,04	0,07	0,10	0,20	33.47	-

Tabelle 11.2: Werte für den Parameter E_{TF} in (eV) zur Berechnung der physikalischen Zerstäubungsausbeute [3](S. 81). Die Zeile gibt das Material an, aus welchem das Target besteht, die Spalte das auftreffende Ion.

Target/Ion	Wasserstoff	Deuterium	Tritium	Helium	Selbstzerstäubung	Sauerstoff
Beryllium	256	282	308	720	2.208	-
Kohlenstoff	415	447	479	1.087	5.688	9.298
Eisen	2.544	2.590	2.635	5.517	174.122	-
Molybdän	4.719	4.768	4.817	9.945	533.127	-
Wolfram	9.871	9.925	9.978	20.376	1.998.893	-

Tabelle 11.3: Werte für die Schwellenenergie der physikalischen Zerstäubung E_{th} in (eV) zur Berechnung der physikalischen Zerstäubungsausbeute [3](S. 81). Die Zeile gibt das Material an, aus welchem das Target besteht, die Spalte das auftreffende Ion.

Target/Ion	Wasserstoff	Deuterium	Tritium	Helium	Selbstzerstäubung	Sauerstoff
Beryllium	13	13	15	16	24	-
Kohlenstoff	31	28	30	32	53	61,54
Eisen	61	32	23	20	31	-
Molybdän	172	83	56	44	49	-
Wolfram	447	209	136	102	62	-

11.2 Daten zu Wendelstein 7-X

Tabelle 11.4: Werte für die Sublimationswärme E_s in (eV) zur Berechnung der physikalischen Zerstäubungsausbeute [3](S. 81)

Beryllium	Kohlenstoff	Eisen	Molybdän	Wolfram
3,38	7,42	4,34	6,83	8,68

Tabelle 11.5: Werte für die Fitparameter für die Fitfunktionen f , b und c zur Berechnung der physikalischen Zerstäubungsausbeute mit

$$Fitfunktion = y_0 + \sum_i A_i \cdot \exp\left(-\frac{E-x_0}{t_i}\right) [13]$$

Parameter/Funktion	f	b	c
y0	4,55878	1,222	0,85257
x0	25,5644	27,59683	37,36542
A1	20,17943	10,24535	-0,10577
t1	29,8123	31,09355	346,95644
A2	12,08692	7,29825	-0,11142
t2	150,66038	185,60025	346,94662
A3	8,99236	4,90847	-0,12915
t3	946,68968	1040,42162	346,92395

Tabelle 11.6: Werte für den Fitparameter Y_0 zur Berechnung der physikalischen Zerstäubungsausbeute in Abhängigkeit der Teilchenenergie E in (eV) mit $E_{min} \ll E \leq E_{max}$ und $E' = E/eV$ [13]

E_{min}	E_{max}	Y_0
$-\infty$	0	0
0	40	$-3,31810^{-4} + 1,16710^{-5} \cdot E'$
40	50	$-0,00141 + 3,8610^{-5} \cdot E'$
50	70	$-0,0046 + 1,024510^{-4} \cdot E'$
70	100	$-0,01206 + 2,0910^{-4} \cdot E'$
100	140	$-0,02231 + 3,11510^{-4} \cdot E'$
140	200	$-0,0256 + 3,3510^{-4} \cdot E'$
200	300	$-0,019 + 3,0210^{-4} \cdot E'$
300	500	$0,005 + 2,2210^{-4} \cdot E'$
500	1000	$0,054 + 1,2410^{-4} \cdot E'$
1000	3000	$0,1425 + 3,5510^{-5} \cdot E'$
3000	∞	0

Tabelle 11.7: Tabellenwerte der Fitparameter Q_y und C_d sowie der Schwellenenergien E_{th} , E_{thd} und E_{ths} in (eV) zur Berechnung der chemischen Zerstäubungsausbeute durch Wasserstoff, Deuterium und Tritium [3]

Parameter/Ion	Wasserstoff	Deuterium	Tritium
Q_y	0.035	0.1	0.12
C_d	250	125	83
E_{th}	31	27	29
E_{thd}	15	15	15
E_{ths}	2	1	1

Tabelle 11.8: Werte für die molaren Ionenmassen M_i in (u), die tatsächliche Masse m_i in (kg) ergibt sich aus $M_i \cdot u = m_i \cdot 10^{-3}/N_A$

Wasserstoff	Deuterium	Tritium	Kohlenstoff	Sauerstoff
1,008	2,012	3,016	12,011	15,999

Tabelle 11.9: Borierung des Plasmagefäßes von Wendelstein 7-X in OP2.2 und OP2.3

Operational Phase	Datum der Borierung
OP2.2	13.09.2024
	18.10.2024
	22.11.2024
OP2.3	14.02.2025
	11.04.2025

Tabelle 11.10: Anteile der wichtigsten Magnetfeldkonfigurationen an der Plasmazeit in OP2.2 und OP2.3 von Wendelstein 7-X

Konfiguration	Iota	OP2.2			OP2.3		
		Entlad- ungen	Plasmazeit		Entlad- ungen	Plasmazeit	
			(s)	(%)		(s)	(%)
DBM	low	17	99	0,48	121	5173	18,26
EIM	standard	989	11478	56,35	1024	14466	51,06
KJM	standard	320	3040	14,92	383	4171	14,72
FTM	high	148	1533	7,52	289	3047	10,76
sonstige	-	328	4220	20,72	526	5173	18,26
alle	-	1802	20371	100	2343	28329	100

Tabelle 11.11: Toroidaler Winkel der Positionen der Langmuir Sonden in (°) [11]

Position	Φ
Untere Divertoreinheit: TM2h07, TM3h01	277,6
Obere Divertoreinheit: TM2h07, TM3h01	298,5
Untere Divertoreinheit: TM8h01	303,2
Obere Divertoreinheit: TM8h01	272,9

Tabelle 11.12: Einfallswinkel ζ der Magnetfeldlinien auf den Divertor von Wendelstein 7-X für low-/standard-/high-iota Konfigurationen an den Positionen der Langmuir Sonden (LS) gemessen von der Targetoberfläche zur Oberflächennormalen. Die Werte von ζ basieren auf den durch M. Endler bereitgestellten Tabellen für *zeta* in DBM000+2520, EIM000+2520 und FTM004+2520. Die Position der Sonden ist durch den Abstand vom Pumpspalt definiert und teilt sich nach Divertorabschnitt (DA) in high- und low-iota auf.

LS	Target	DA	Position in (m)	ζ_{low} in ($^{\circ}$)	ζ_{std} in ($^{\circ}$)	ζ_{high} in ($^{\circ}$)
00	TM2h07	low-iota	0,106	0,420	1,848	3,439
01			0,132	0,157	1,566	3,136
02			0,158	0,157	1,230	2,777
03			0,183	0,416	0,954	2,481
04			0,209	0,673	0,679	2,188
05			0,235	0,928	0,408	1,898
06	TM3h01	low-iota	0,325	1,827	0,547	0,885
07			0,351	2,072	0,805	0,611
08			0,377	2,314	1,061	0,341
09			0,403	2,603	1,365	0,020
10			0,429	2,842	1,616	0,244
11			0,454	3,080	1,866	0,506
12			0,480	3,318	2,115	0,767
13			0,506	3,556	2,364	1,027
14	TM8h01	high-iota	0,092	5,198	5,426	5,684
15			0,117	4,441	4,574	4,725
16			0,133	4,063	4,150	4,246
17			0,158	3,435	3,443	3,449

12 Appendix D: Abbildungen

12.1 Erosions-/Deponierungsarten der ganzen Kampagne OP2.2 und OP2.3

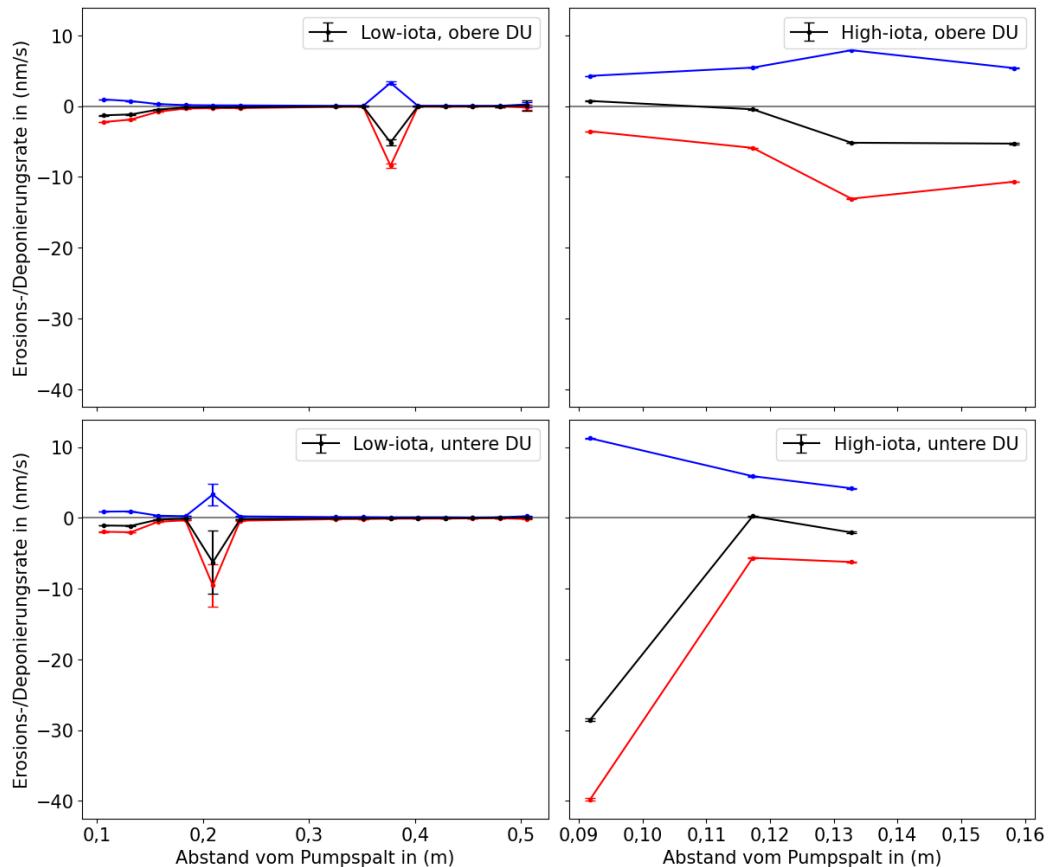


Abbildung 12.1: Durchschnittliche Erosions-/Deponierungsrate von Kohlenstoff am Divertor in OP2.2 in Abhängigkeit vom Abstand vom Pumpspalt für low-iota und high-iota Bereiche der oberen und unteren Divertoreinheit (DU)

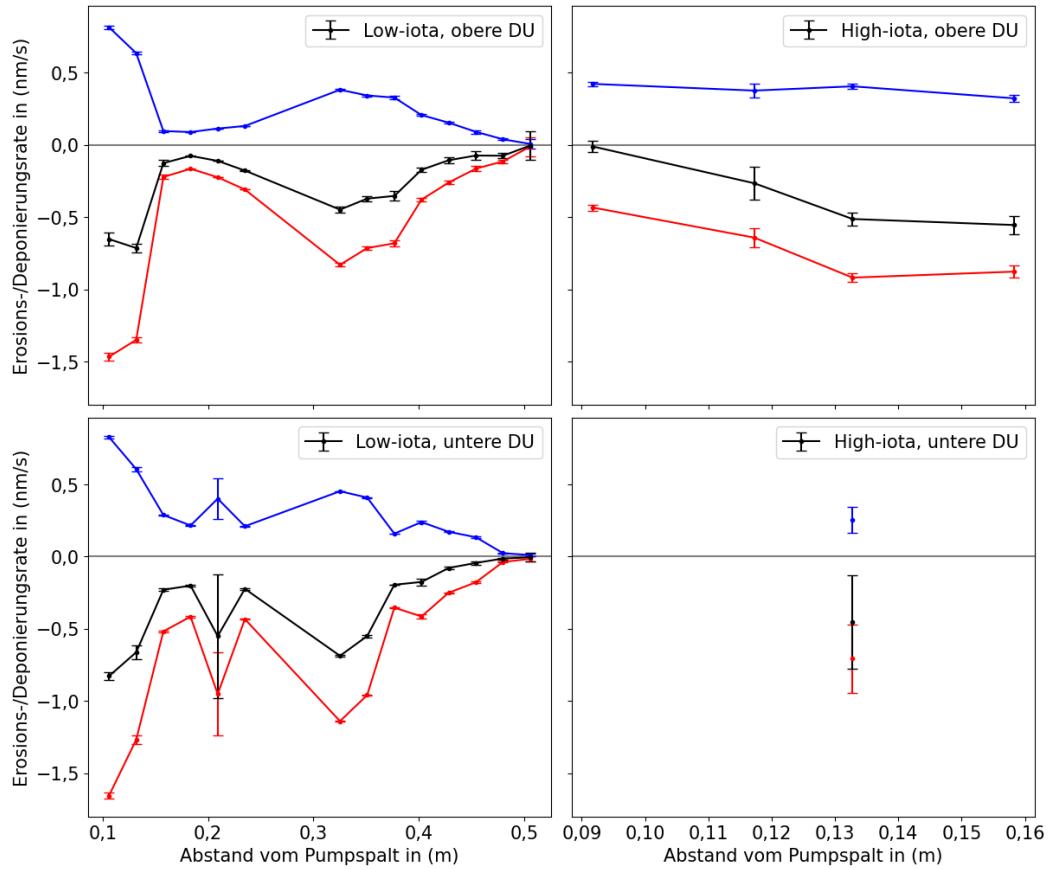


Abbildung 12.2: Durchschnittliche Erosions-/Deponierungsrate von Kohlenstoff am Divertor in OP2.3 in Abhängigkeit vom Abstand vom Pumpspalt für low-iota und high-iota Bereiche der oberen und unteren Divertoreinheit (DU)

12.2 Low-Iota Konfiguration DBM

12.3 Standardkonfiguration EIM



12.4 High Mirror Konfiguration KJM

12.5 High-Iota Konfiguration FTM

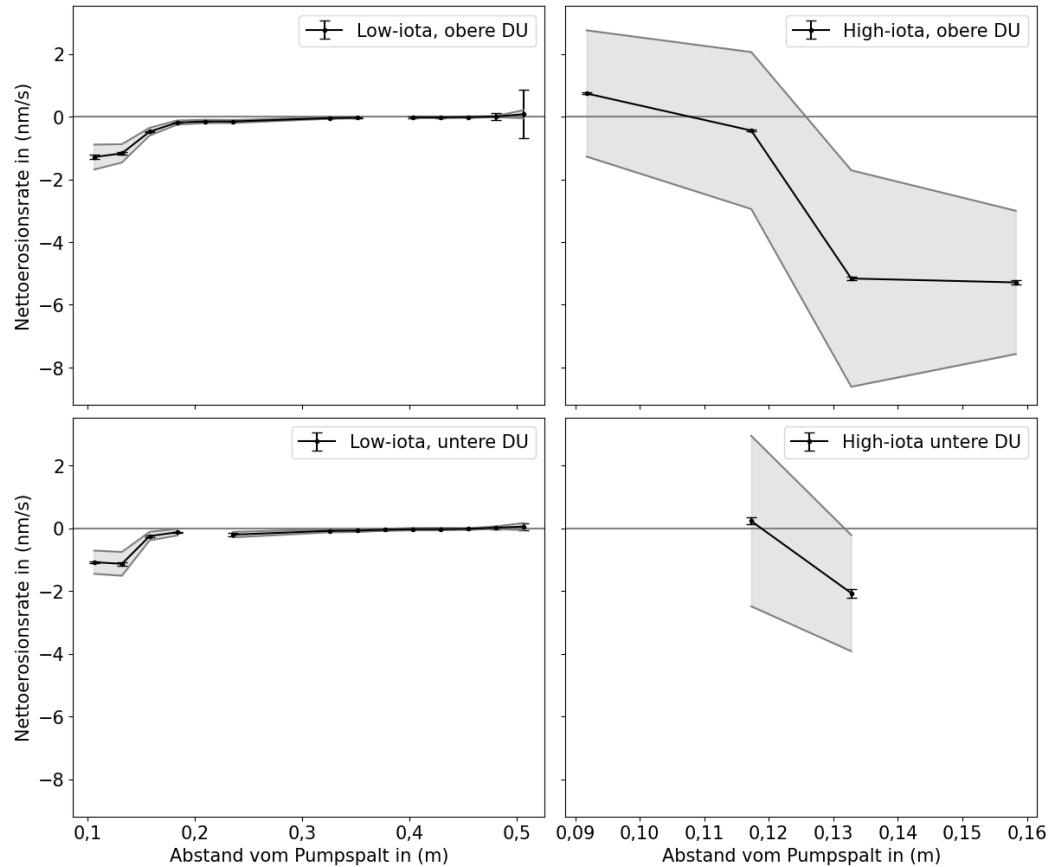


Abbildung 12.3: Durchschnittliche Erosions-/Deponierungsrate von Kohlenstoff am Divertor in OP2.2 in Abhängigkeit vom Abstand vom Pumpspalt für low-iota und high-iota Bereiche der oberen und unteren Divertoreinheit (DU) mit Grenzwerten bei niedrigerer und höherer Kohlenstoffkonzentration

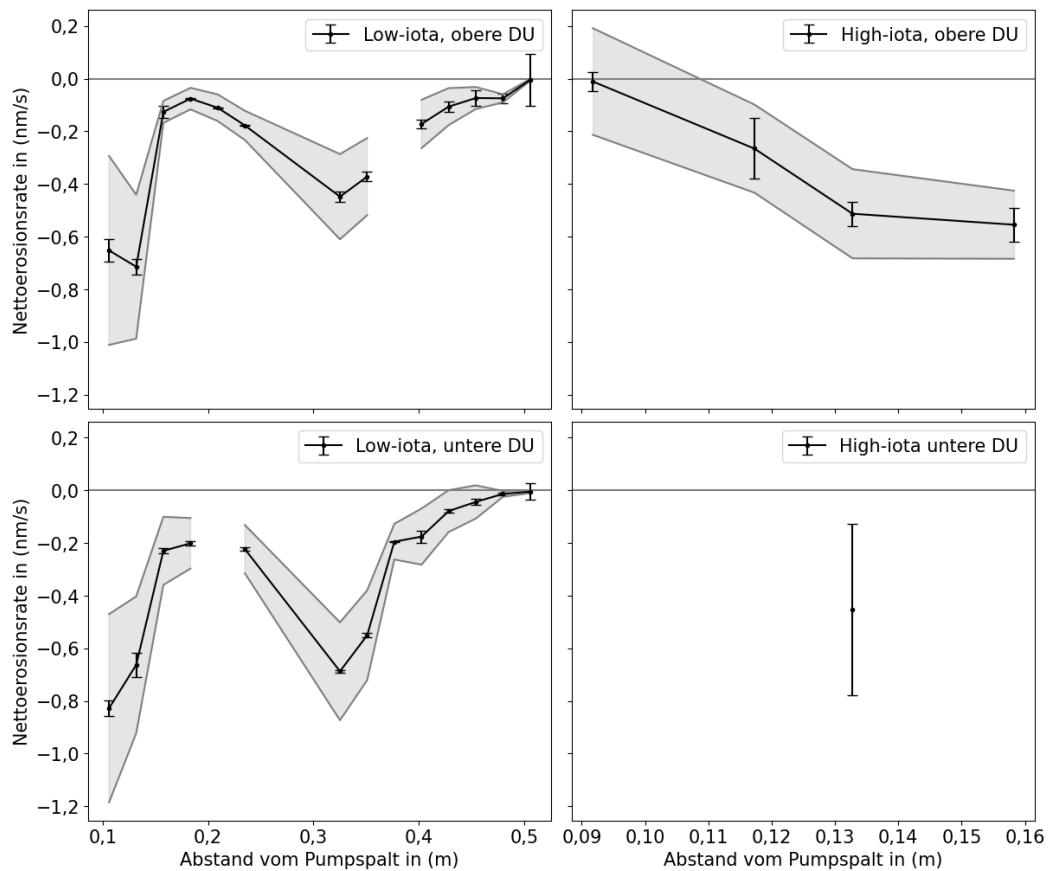


Abbildung 12.4: Durchschnittliche Erosions-/Deponierungsrate von Kohlenstoff am Divertor in OP2.3 in Abhängigkeit vom Abstand vom Pumpspalt für low-iota und high-iota Bereiche der oberen und unteren Divertoreinheit (DU) mit Grenzwerten bei niedrigerer und höherer Kohlenstoffkonzentration

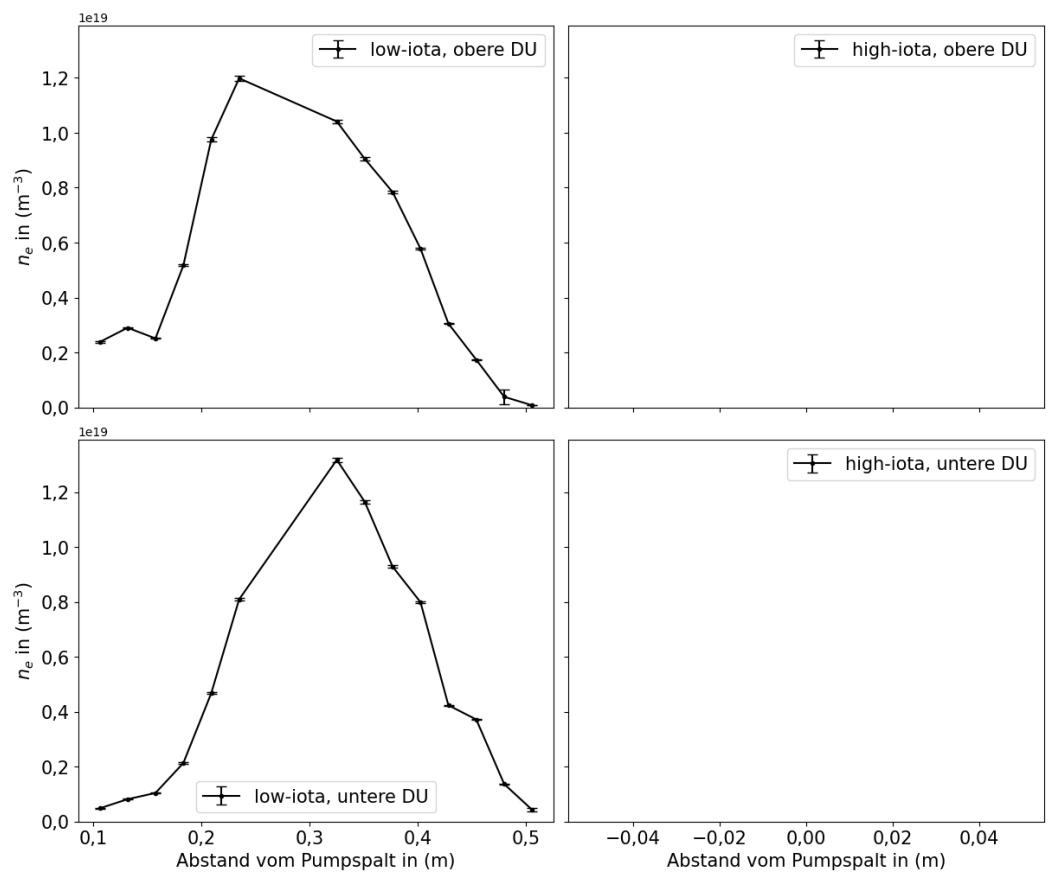


Abbildung 12.5: Durchschnittliche Elektronendichte für DBM Konfigurationen in OP2.2 in Abhängigkeit vom Abstand vom Pumpspalt für low-iota und high-iota Bereiche der oberen und unteren Divertoreinheit (DU)

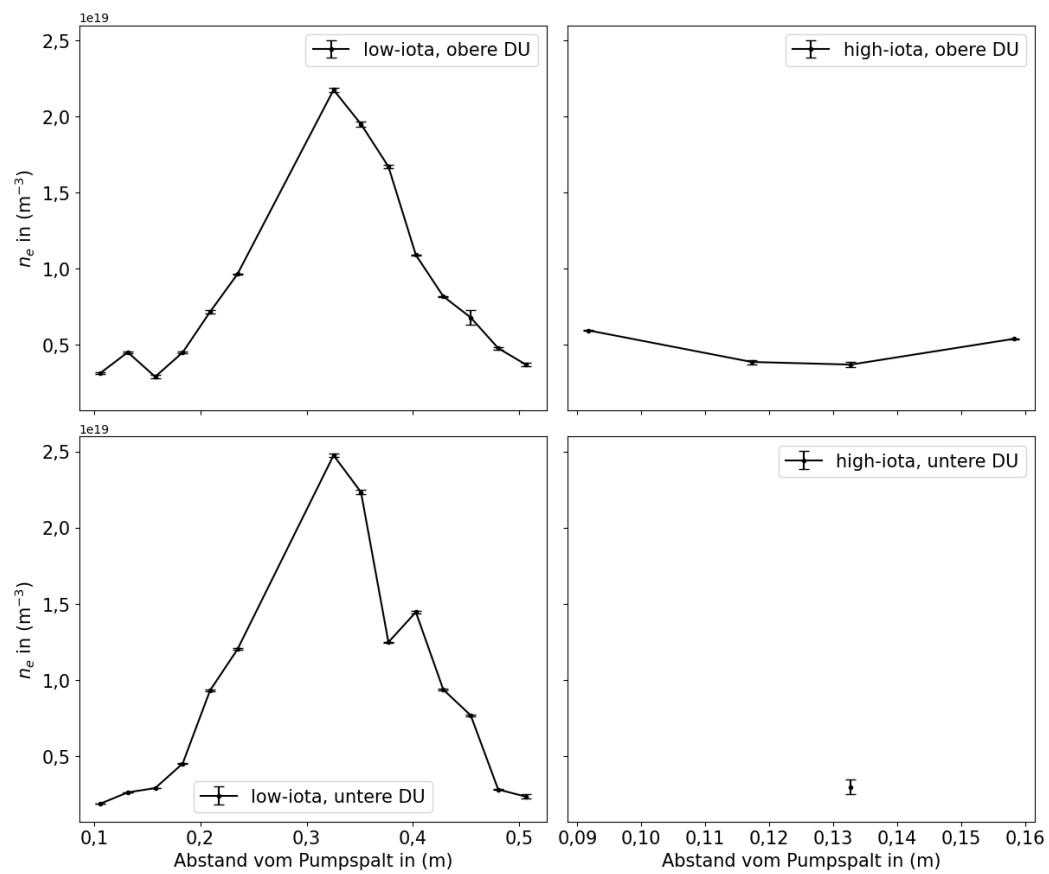


Abbildung 12.6: Durchschnittliche Elektronendichte für DBM Konfigurationen in OP2.3 in Abhängigkeit vom Abstand vom Pumpspalt für low-iota und high-iota Bereiche der oberen und unteren Divertoreinheit (DU)

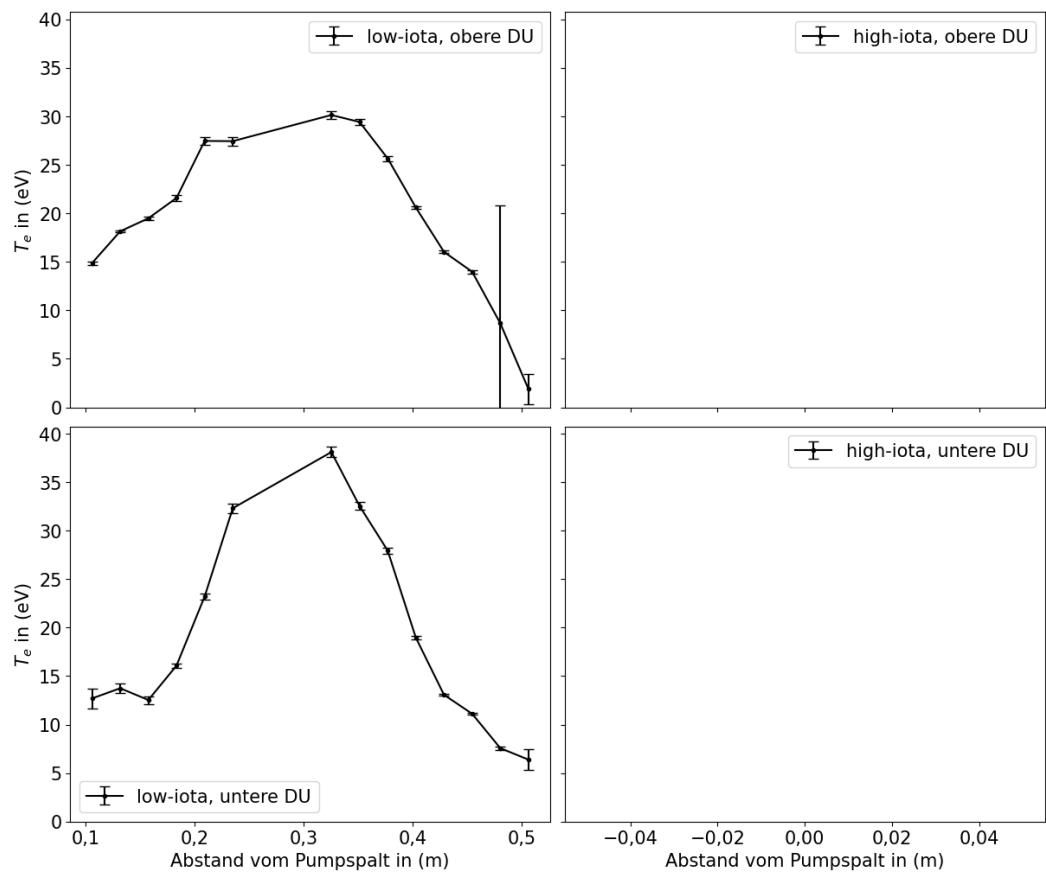


Abbildung 12.7: Durchschnittliche Elektronentemperatur für DBM Konfigurationen in OP2.2 in Abhängigkeit vom Abstand vom Pumpspalt für low-iota und high-iota Bereiche der oberen und unteren Divertoreinheit (DU)

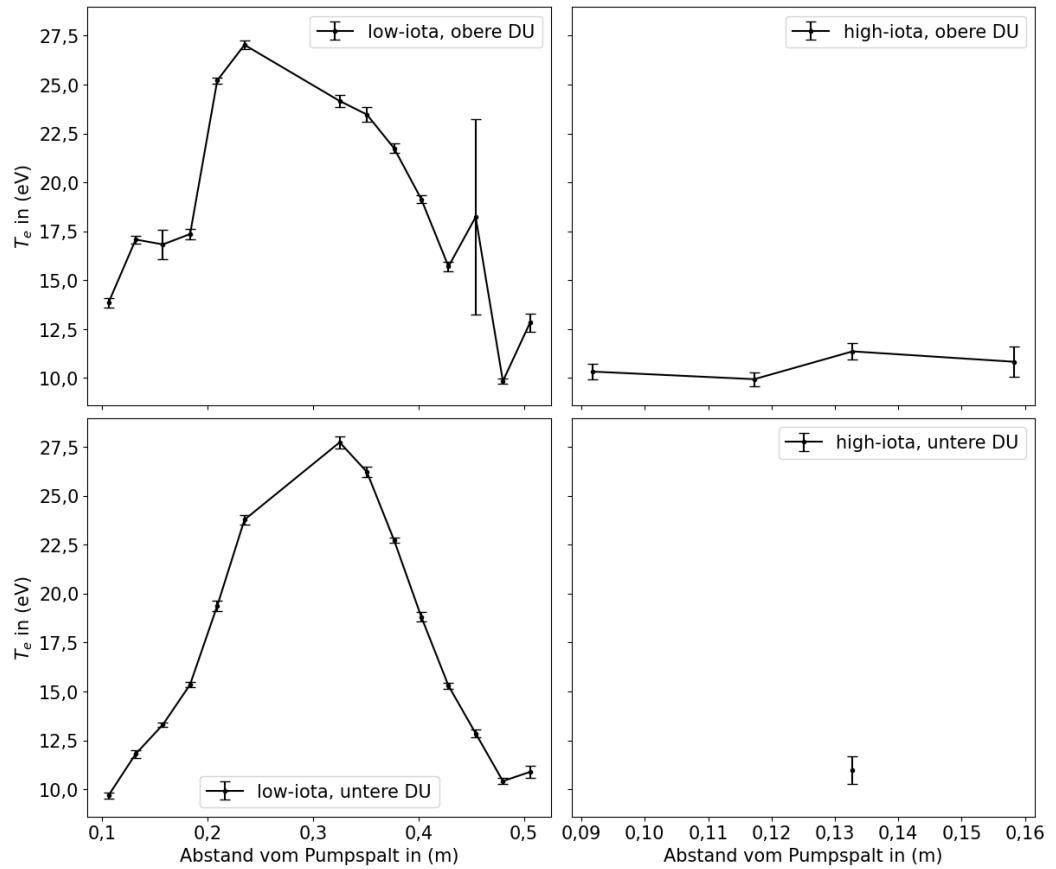


Abbildung 12.8: Durchschnittliche Elektronentemperatur für DBM Konfigurationen in OP2.3 in Abhängigkeit vom Abstand vom Pumpspalt für low-iota und high-iota Bereiche der oberen und unteren Divertoreinheit (DU)

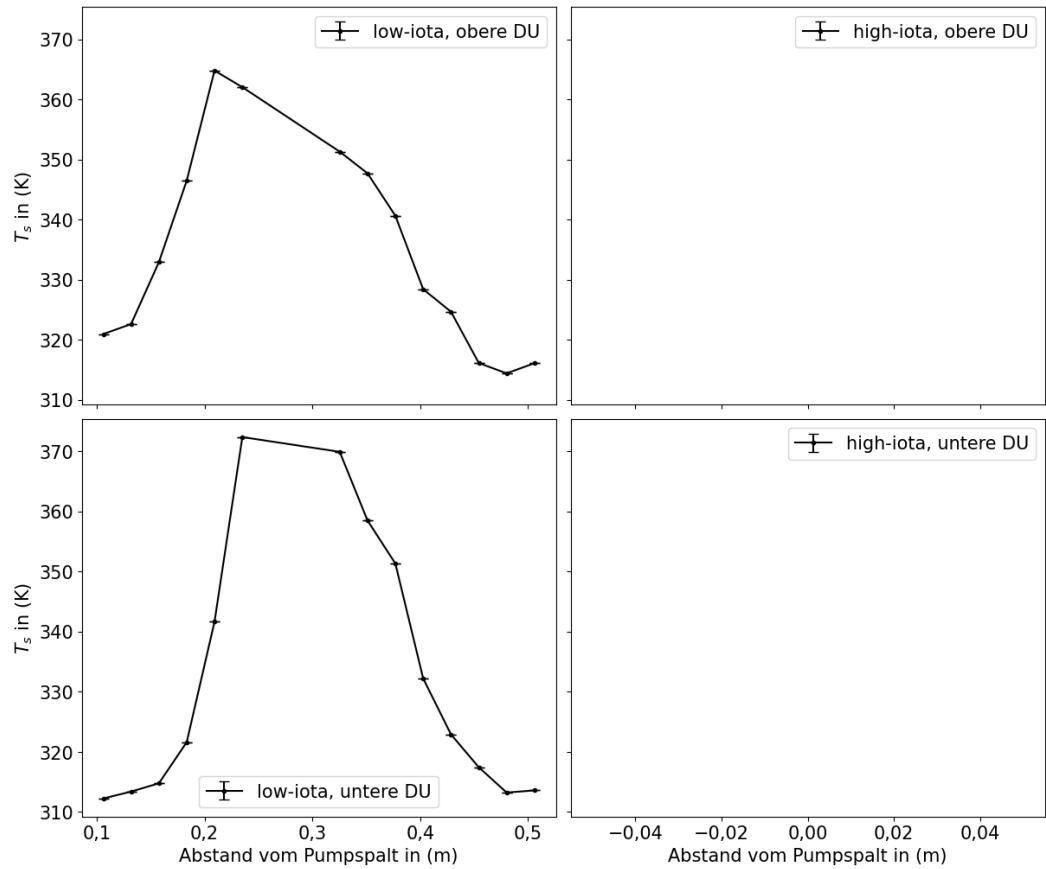


Abbildung 12.9: Durchschnittliche Oberflächentemperatur des Divertors für DBM Konfigurationen in OP2.2 in Abhängigkeit vom Abstand vom Pumpspalt für low-iota und high-iota Bereiche der oberen und unteren Divertoreinheit (DU)

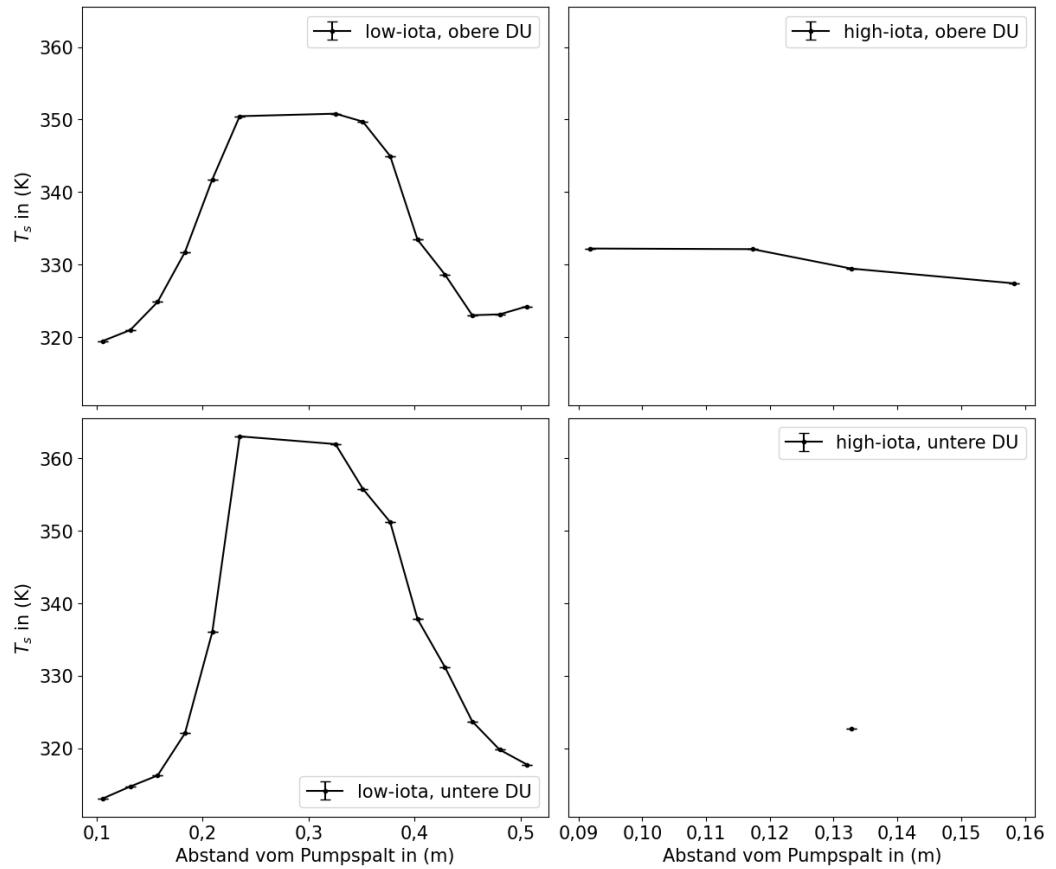


Abbildung 12.10: Durchschnittliche Oberflächentemperatur des Divertors für DBM Konfigurationen in OP2.3 in Abhängigkeit vom Abstand vom Pumpspalt für low-iota und high-iota Bereiche der oberen und unteren Divertoreinheit (DU)

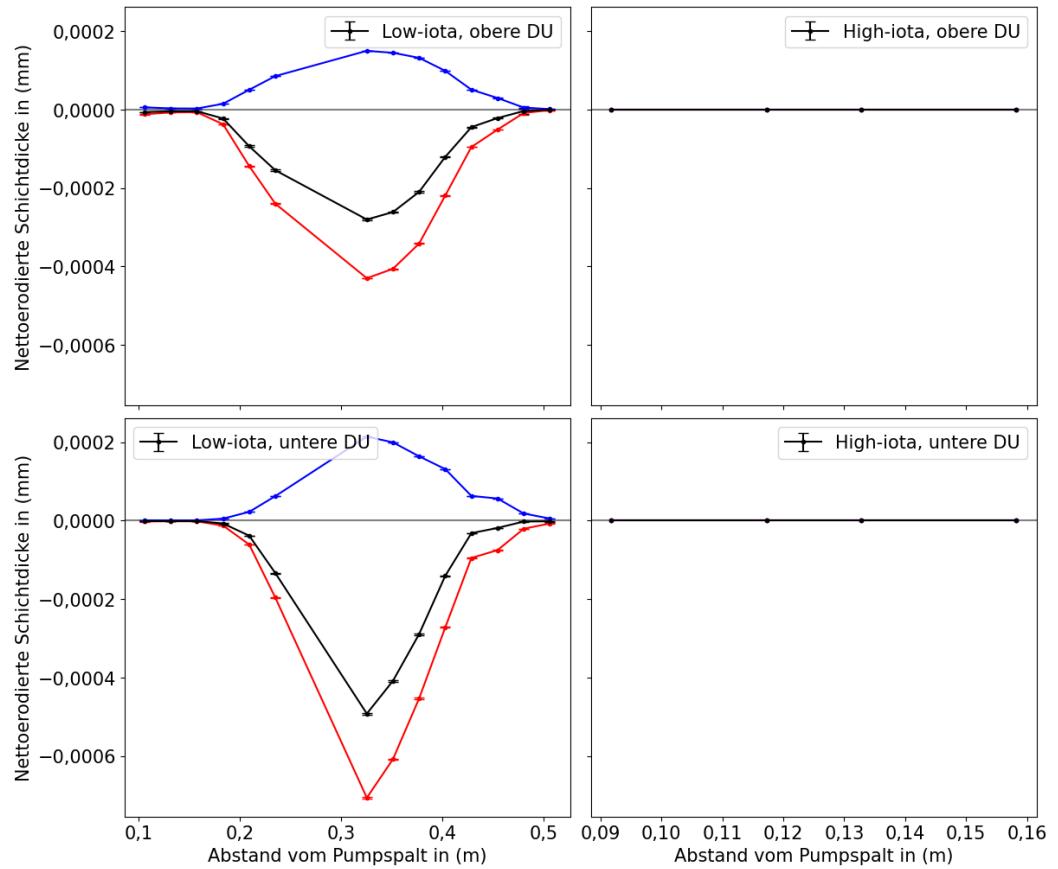


Abbildung 12.11: Erodierte/deponierte Schichtdicke von Kohlenstoff am Divertor für OP2.2 DBM Konfigurationen in Abhängigkeit vom Abstand vom Pumpspalt für low-iota und high-iota Bereiche der oberen und unteren Divertoreinheit (DU)

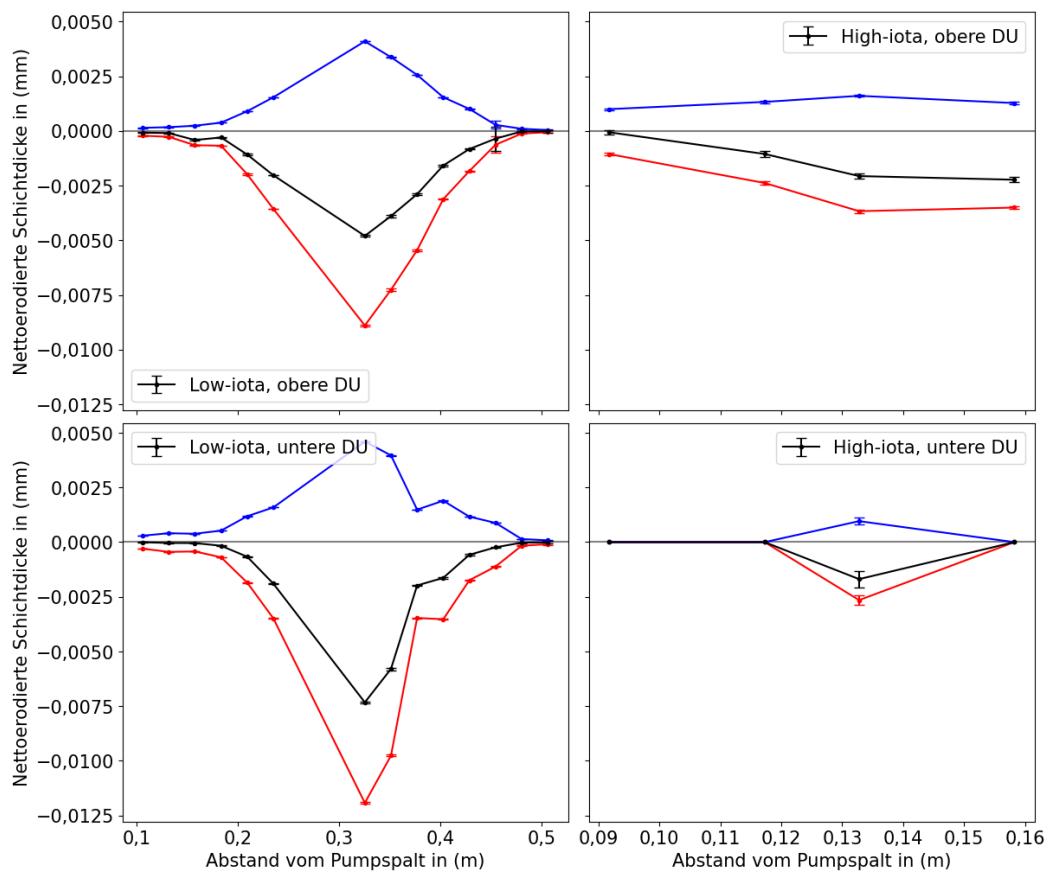


Abbildung 12.12: Erodierte/deponierte Schichtdicke von Kohlenstoff am Divertor für OP2.3 DBM Konfigurationen in Abhängigkeit vom Abstand vom Pumpspalt für low-iota und high-iota Bereiche der oberen und unteren Divertoreinheit (DU)

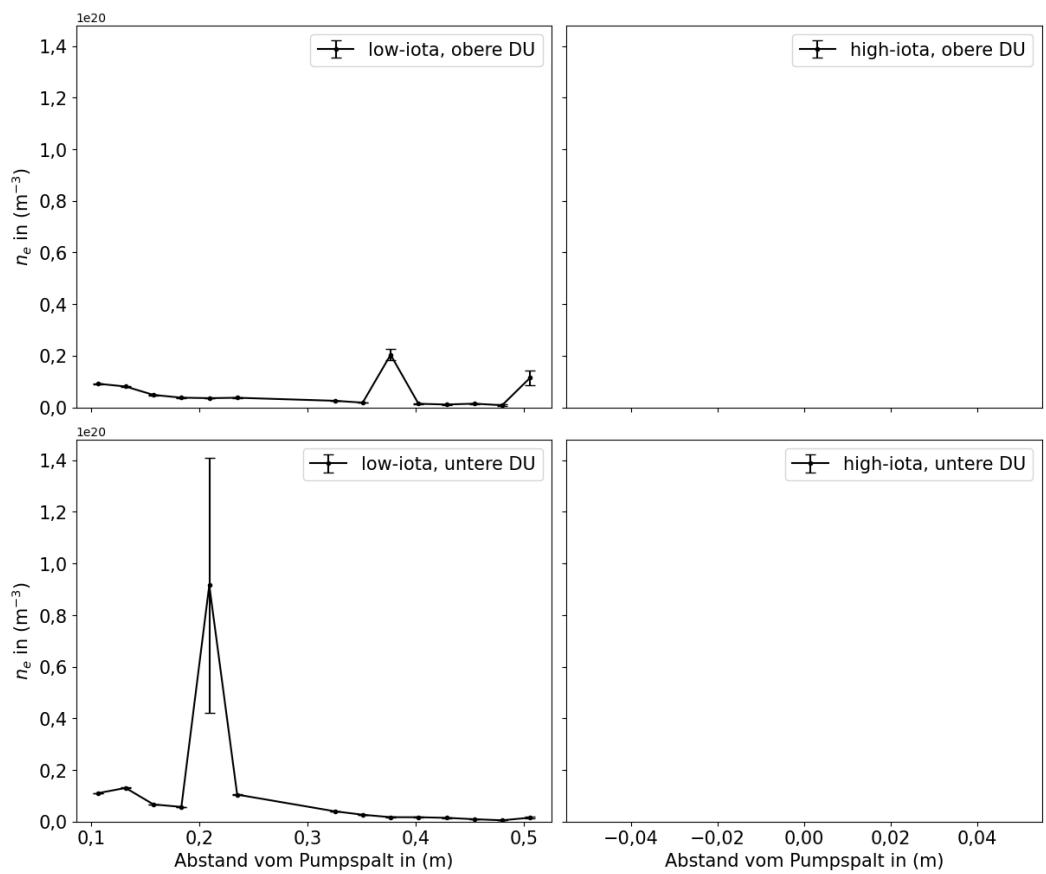


Abbildung 12.13: Durchschnittliche Elektronendichte für EIM Konfigurationen in OP2.2 in Abhängigkeit vom Abstand vom Pumpspalt für low-iota und high-iota Bereiche der oberen und unteren Divertoreinheit (DU)

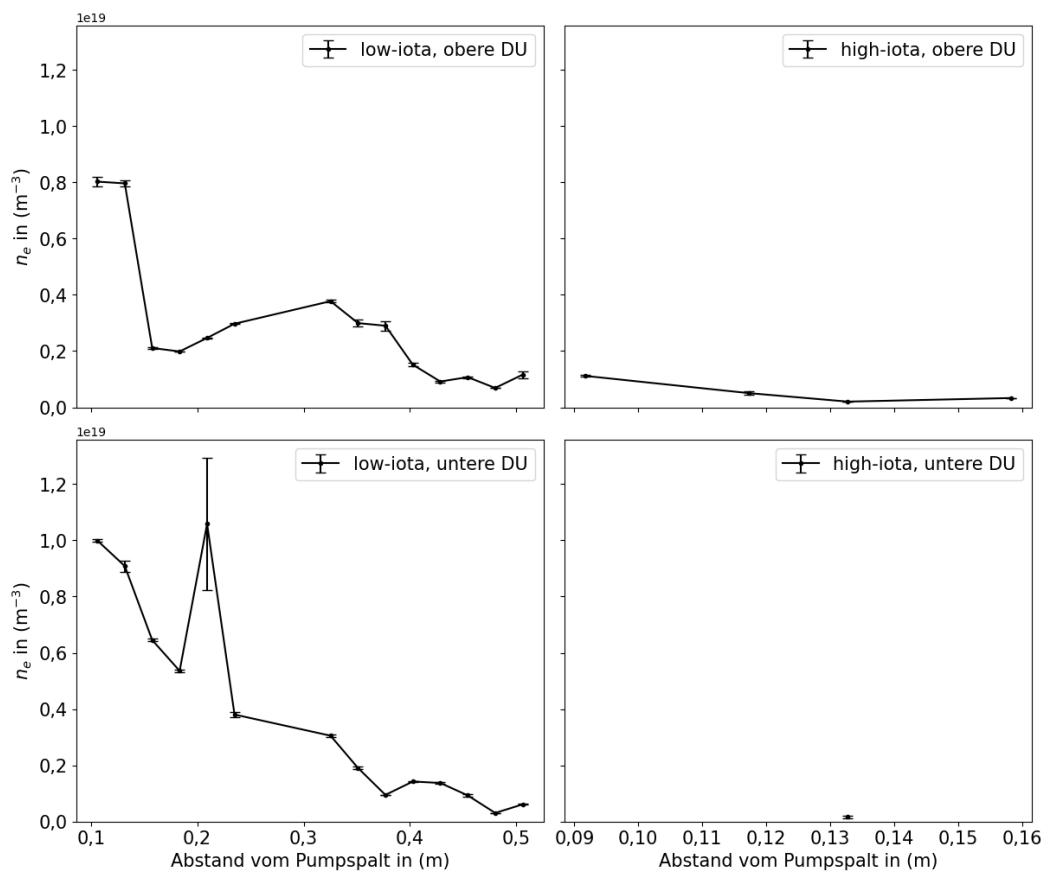


Abbildung 12.14: Durchschnittliche Elektronendichte für EIM Konfigurationen in OP2.3 in Abhängigkeit vom Abstand vom Pumpspalt für low-iota und high-iota Bereiche der oberen und unteren Divertoreinheit (DU)

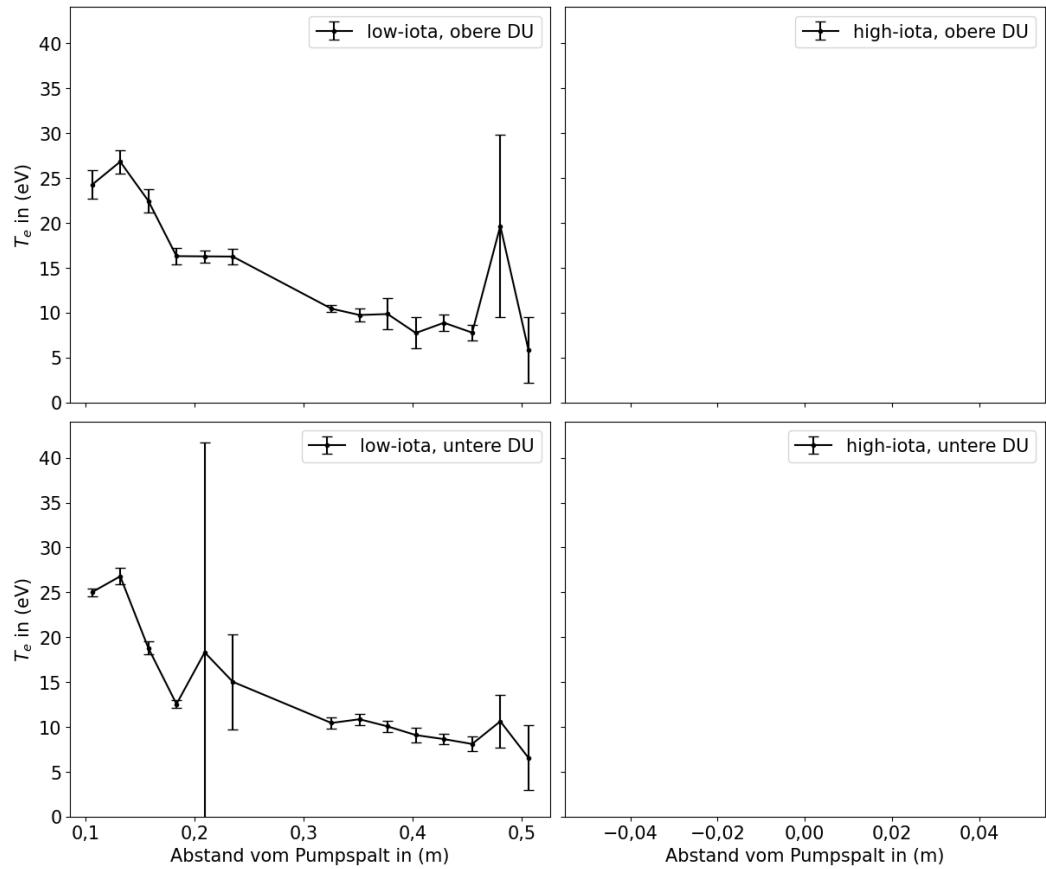


Abbildung 12.15: Durchschnittliche Elektronentemperatur für EIM Konfigurationen in OP2.2 in Abhängigkeit vom Abstand vom Pumpspalt für low-iota und high-iota Bereiche der oberen und unteren Divertoreinheit (DU)

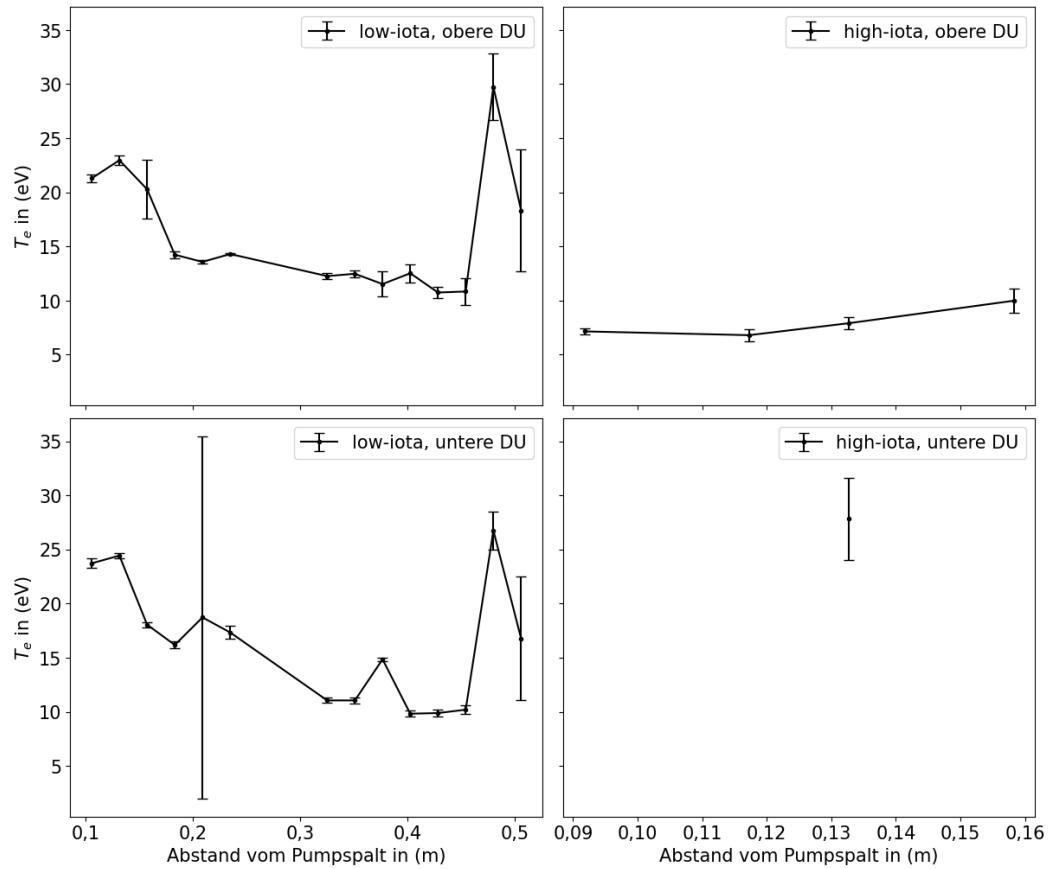


Abbildung 12.16: Durchschnittliche Elektronentemperatur für EIM Konfigurationen in OP2.3 in Abhängigkeit vom Abstand vom Pumpspalt für low-iota und high-iota Bereiche der oberen und unteren Divertoreinheit (DU)

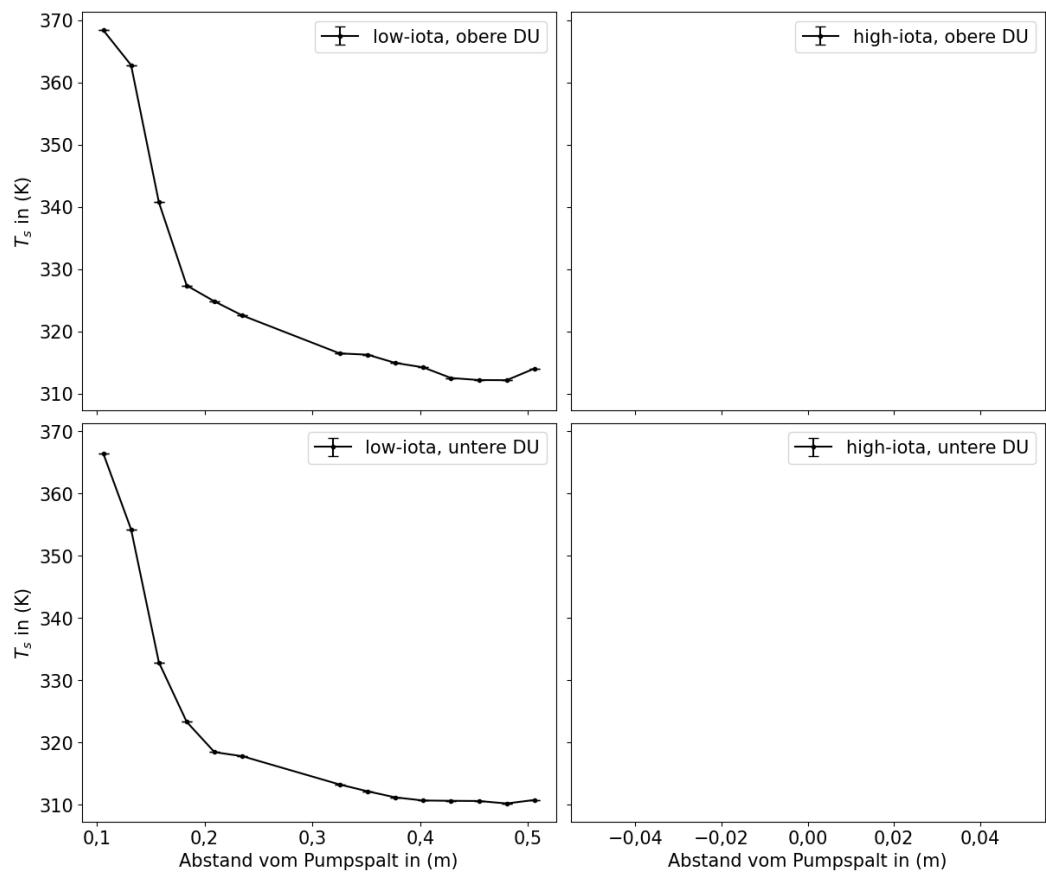


Abbildung 12.17: Durchschnittliche Oberflächentemperatur des Divertors für EIM Konfigurationen in OP2.2 in Abhängigkeit vom Abstand vom Pumpspalt für low-iota und high-iota Bereiche der oberen und unteren Divertoreinheit (DU)

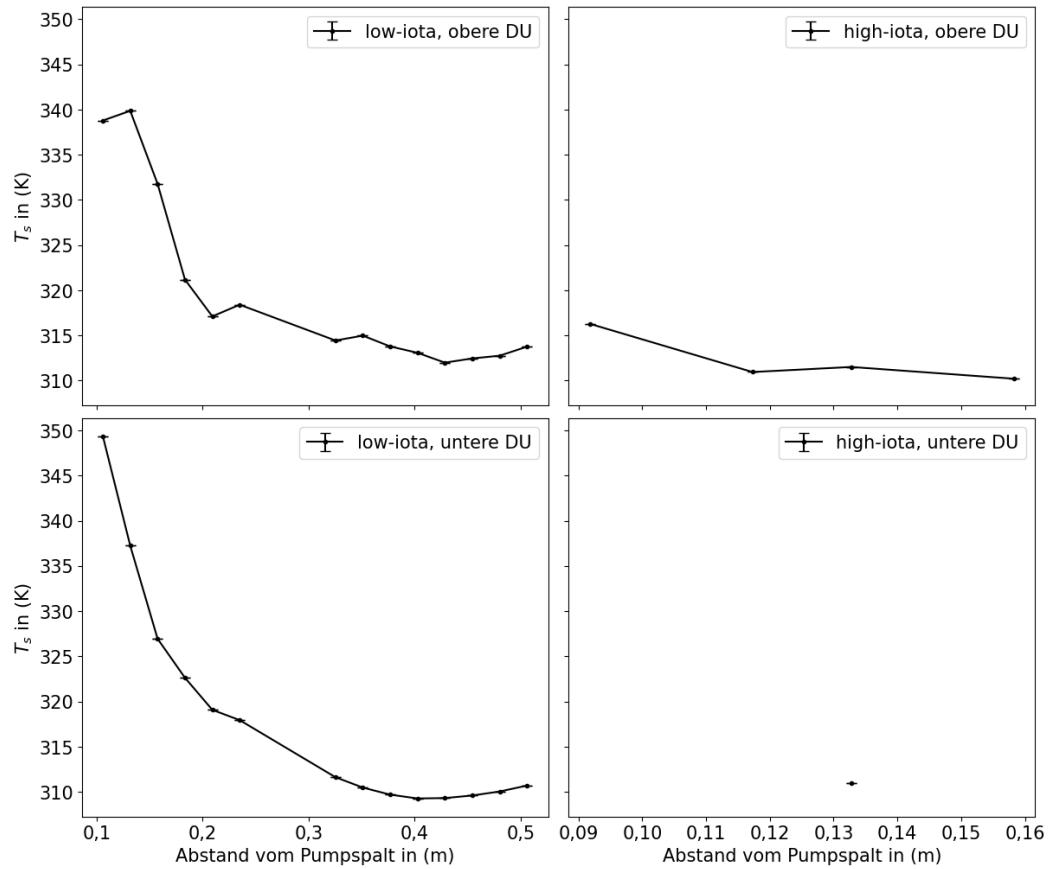


Abbildung 12.18: Durchschnittliche Oberflächentemperatur des Divertors für EIM Konfigurationen in OP2.3 in Abhängigkeit vom Abstand vom Pumpspalt für low-iota und high-iota Bereiche der oberen und unteren Divertoreinheit (DU)

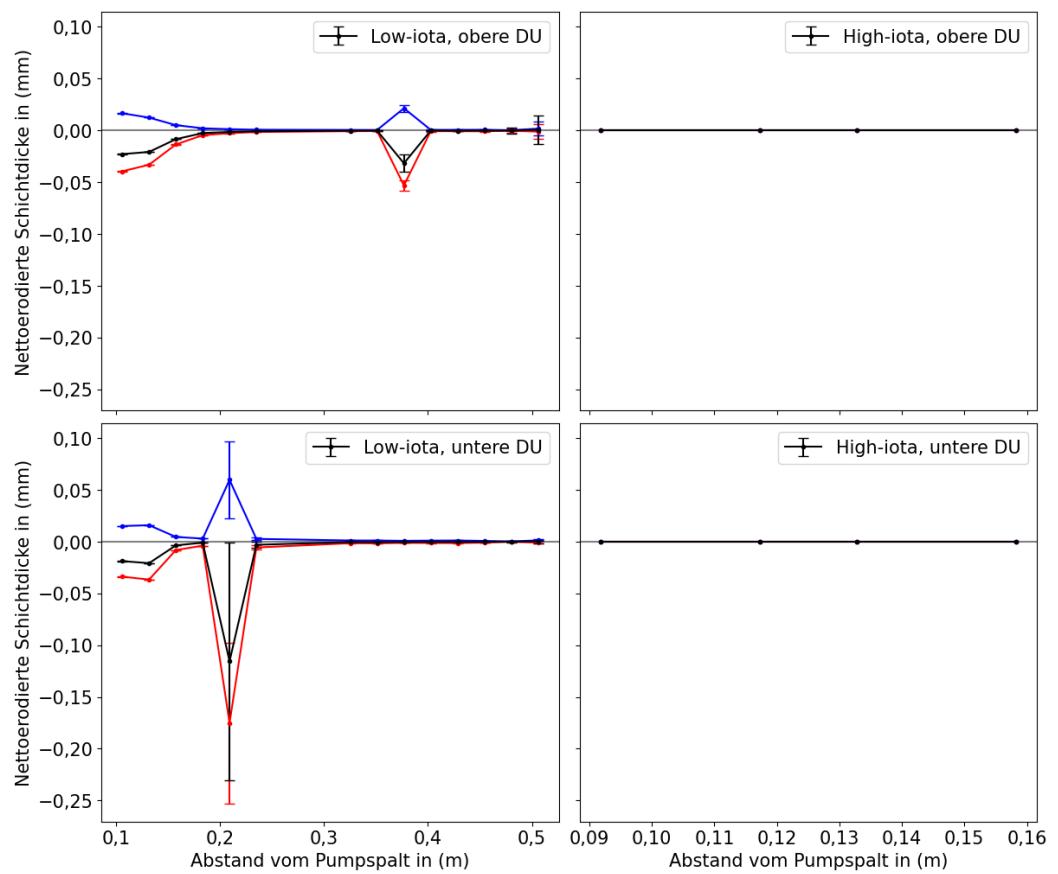


Abbildung 12.19: Erodierte/deponierte Schichtdicke von Kohlenstoff am Divertor für OP2.2 EIM Konfigurationen in Abhängigkeit vom Abstand vom Pumpspalt für low-iota und high-iota Bereiche der oberen und unteren Divertoreinheit (DU)

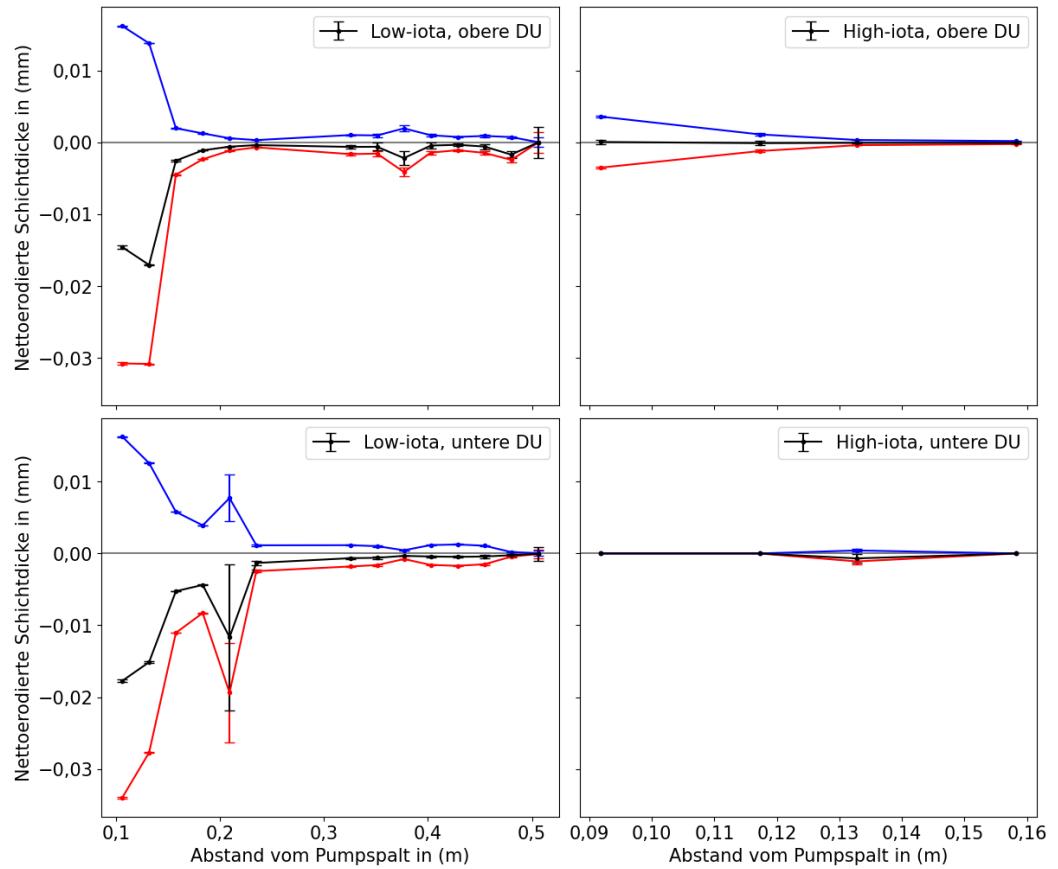


Abbildung 12.20: Erodierte/deponierte Schichtdicke von Kohlenstoff am Divertor für OP2.3 EIM Konfigurationen in Abhängigkeit vom Abstand vom Pumpspalt für low-iota und high-iota Bereiche der oberen und unteren Divertoreinheit (DU)

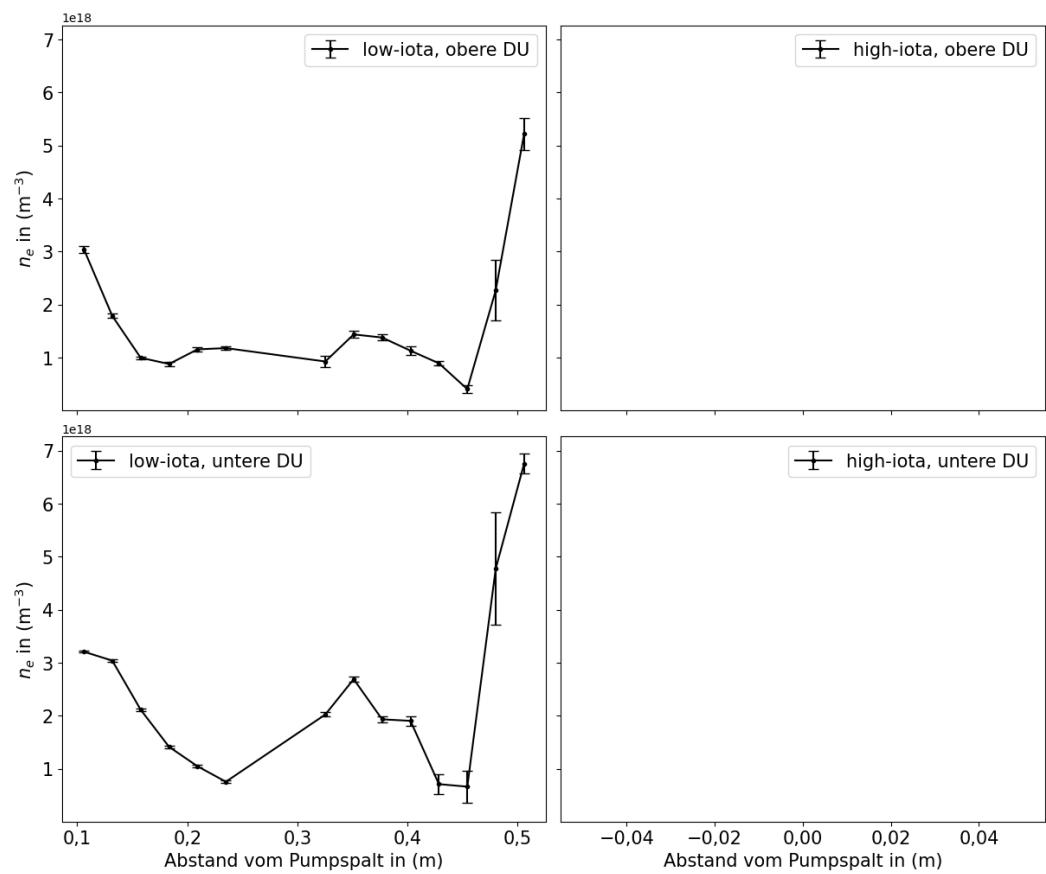


Abbildung 12.21: Durchschnittliche Elektronendichte für KJM Konfigurationen in OP2.2 in Abhängigkeit vom Abstand vom Pumpspalt für low-iota und high-iota Bereiche der oberen und unteren Divertoreinheit (DU)

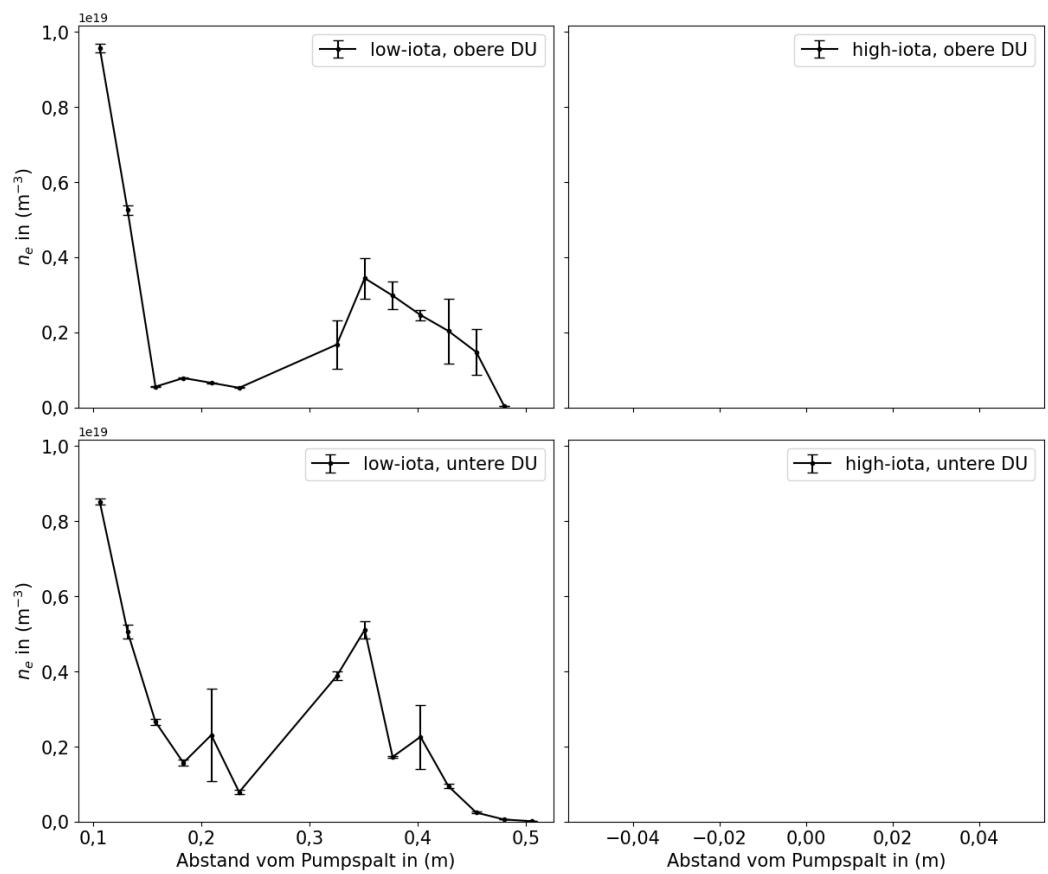


Abbildung 12.22: Durchschnittliche Elektronendichte für KJM Konfigurationen in OP2.3 in Abhängigkeit vom Abstand vom Pumpspalt für low-iota und high-iota Bereiche der oberen und unteren Divertoreinheit (DU)

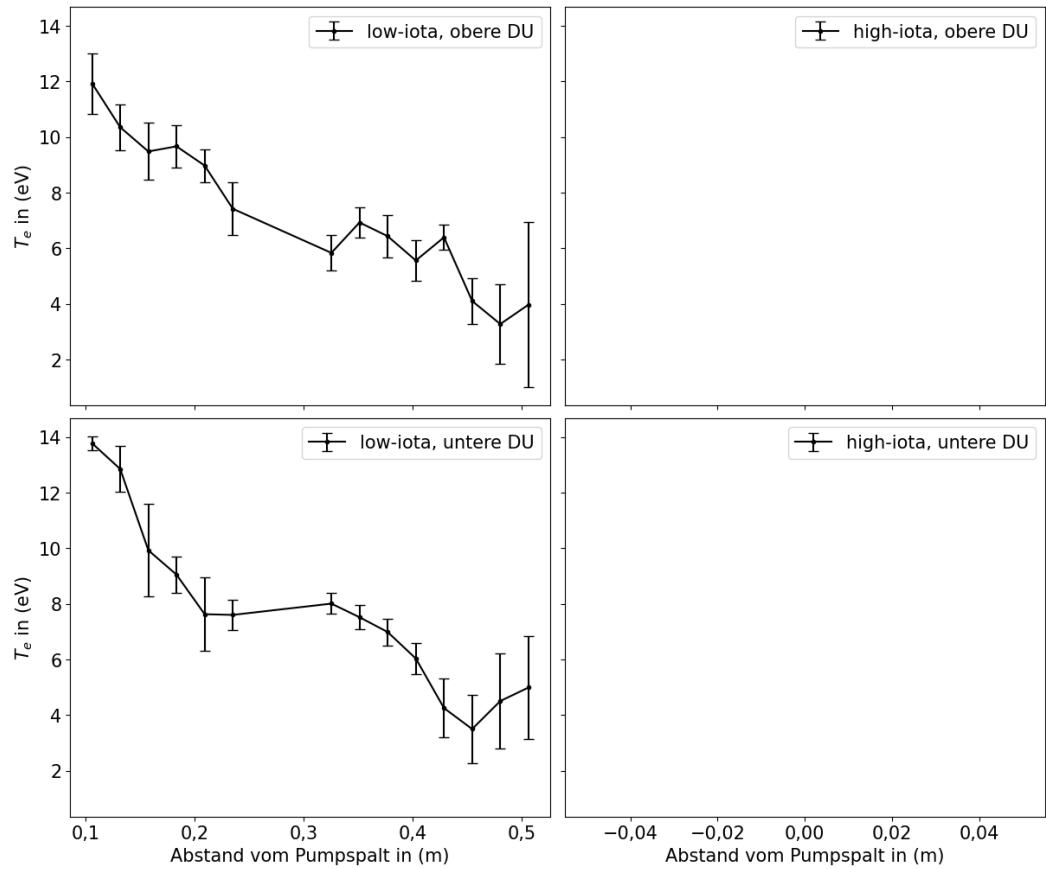


Abbildung 12.23: Durchschnittliche Elektronentemperatur für KJM Konfigurationen in OP2.2 in Abhängigkeit vom Abstand vom Pumpspalt für low-iota und high-iota Bereiche der oberen und unteren Divertoreinheit (DU)

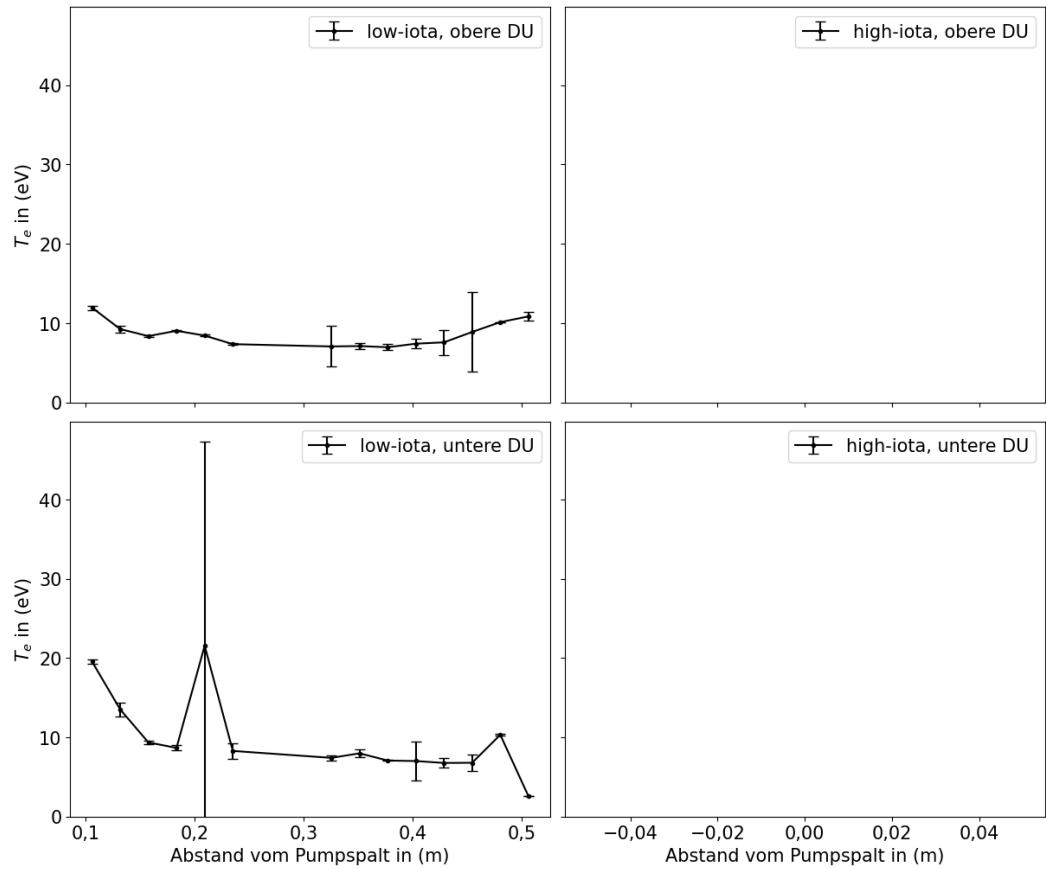


Abbildung 12.24: Durchschnittliche Elektronentemperatur für KJM Konfigurationen in OP2.3 in Abhängigkeit vom Abstand vom Pumpspalt für low-iota und high-iota Bereiche der oberen und unteren Divertoreinheit (DU)

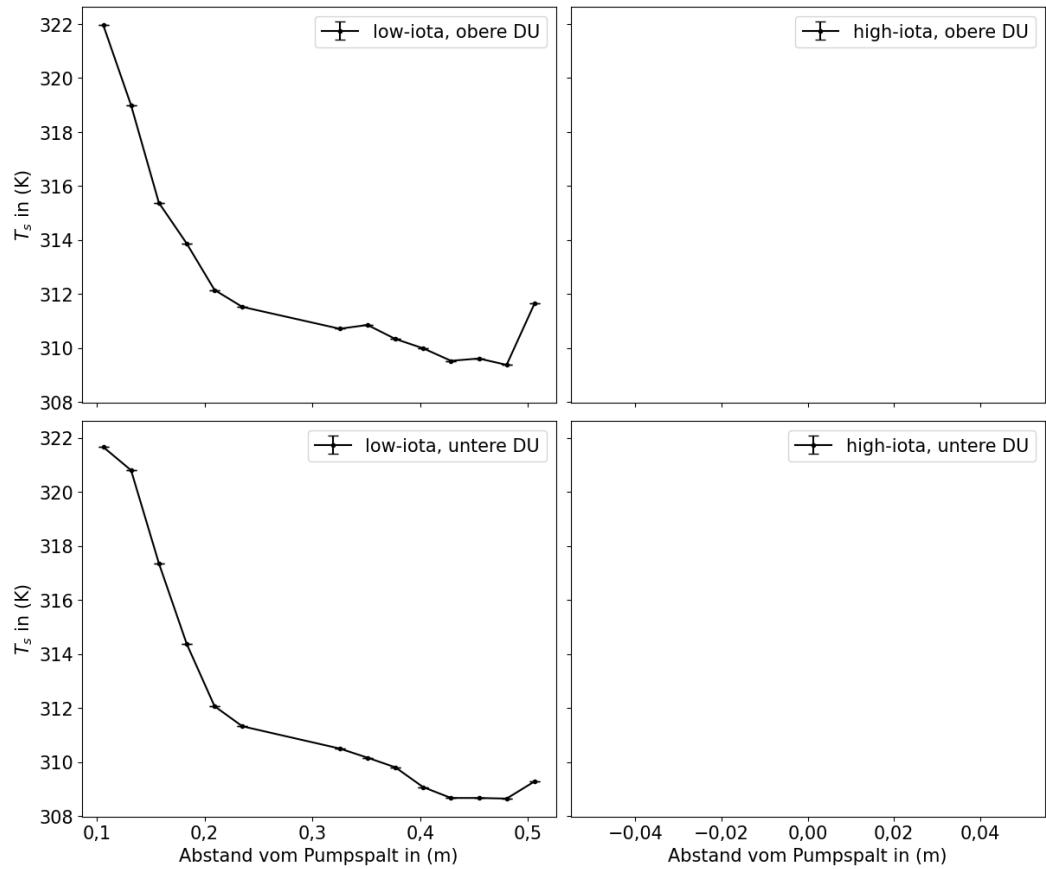


Abbildung 12.25: Durchschnittliche Oberflächentemperatur des Divertors für KJM Konfigurationen in OP2.2 in Abhängigkeit vom Abstand vom Pumpspalt für low-iota und high-iota Bereiche der oberen und unteren Divertoreinheit (DU)

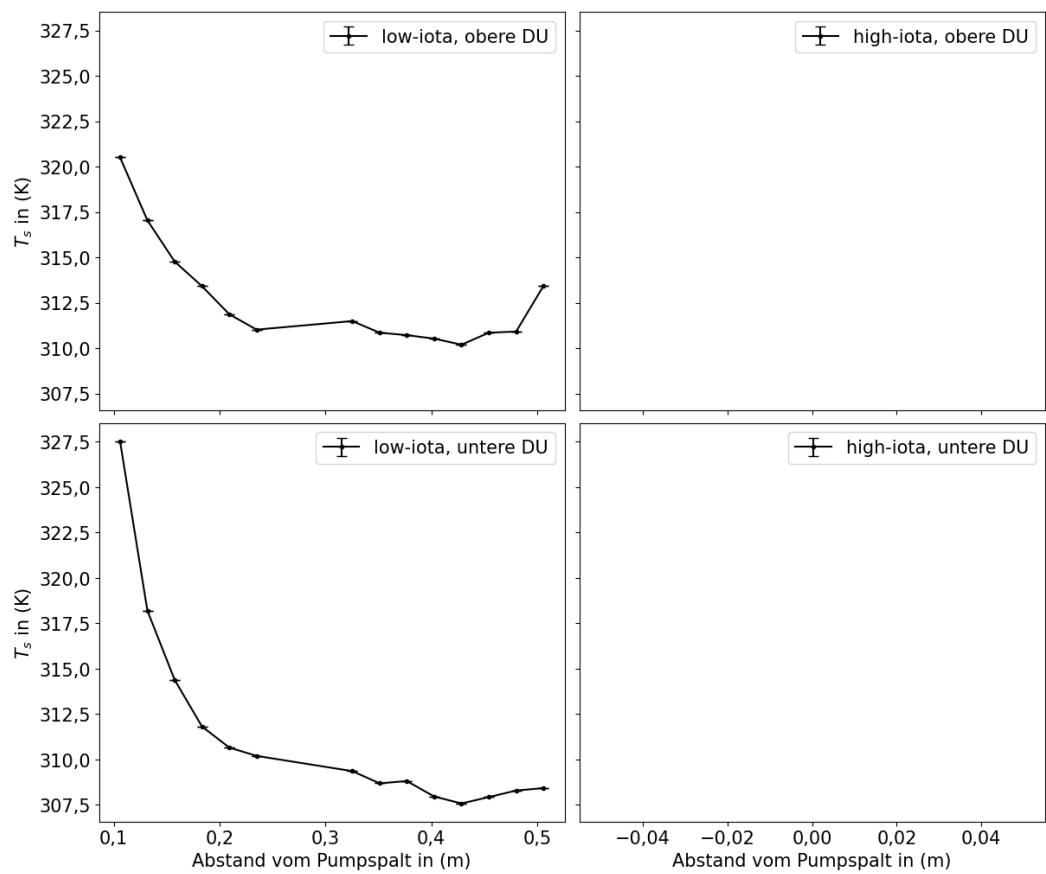


Abbildung 12.26: Durchschnittliche Oberflächentemperatur des Divertors für KJM Konfigurationen in OP2.3 in Abhängigkeit vom Abstand vom Pumpspalt für low-iota und high-iota Bereiche der oberen und unteren Divertoreinheit (DU)

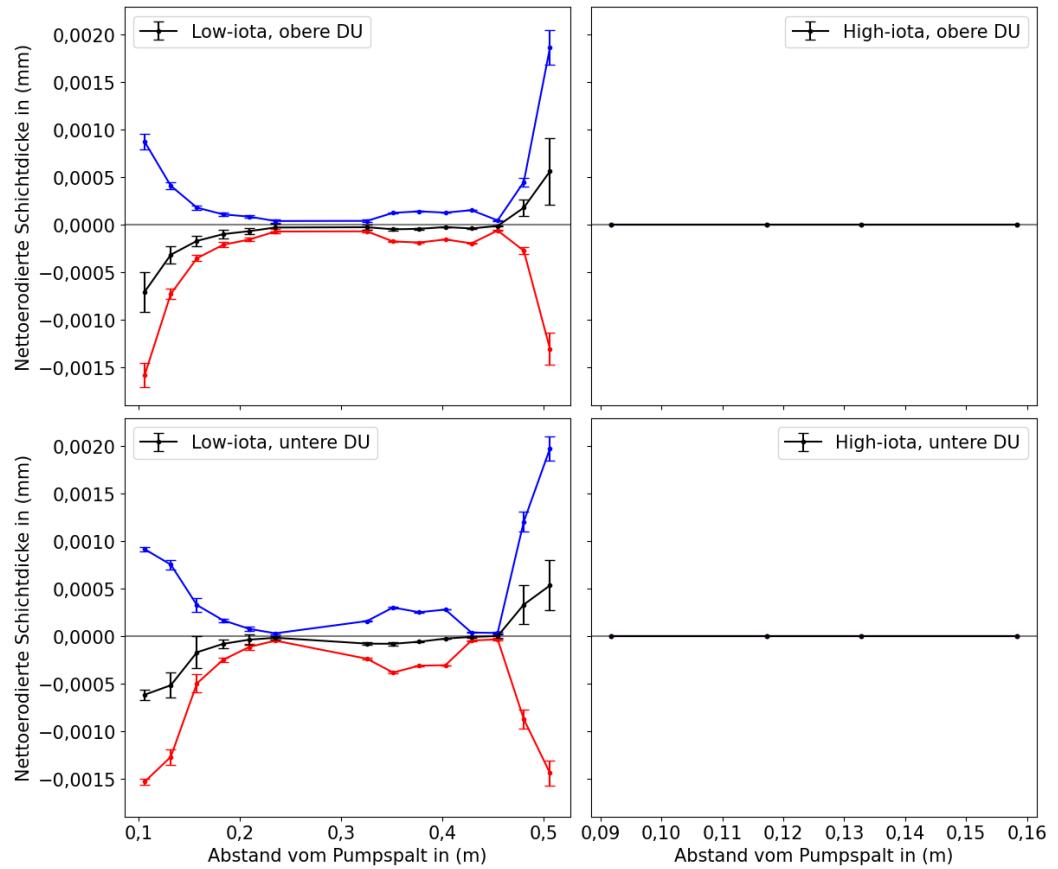


Abbildung 12.27: Erodierte/deponierte Schichtdicke von Kohlenstoff am Divertor für OP2.2 KJM Konfigurationen in Abhängigkeit vom Abstand vom Pumpspalt für low-iota und high-iota Bereiche der oberen und unteren Divertoreinheit (DU)

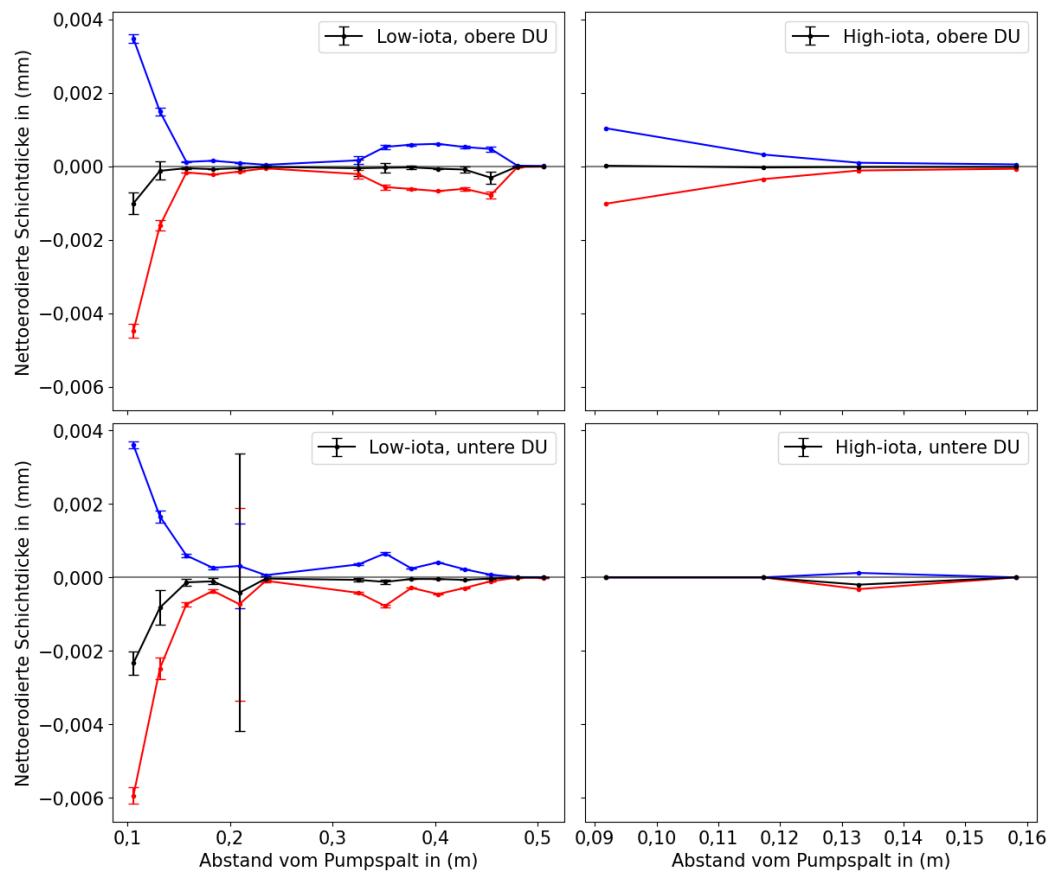


Abbildung 12.28: Erodierte/deponierte Schichtdicke von Kohlenstoff am Divertor für OP2.3 KJM Konfigurationen in Abhängigkeit vom Abstand vom Pumpspalt für low-iota und high-iota Bereiche der oberen und unteren Divertoreinheit (DU)

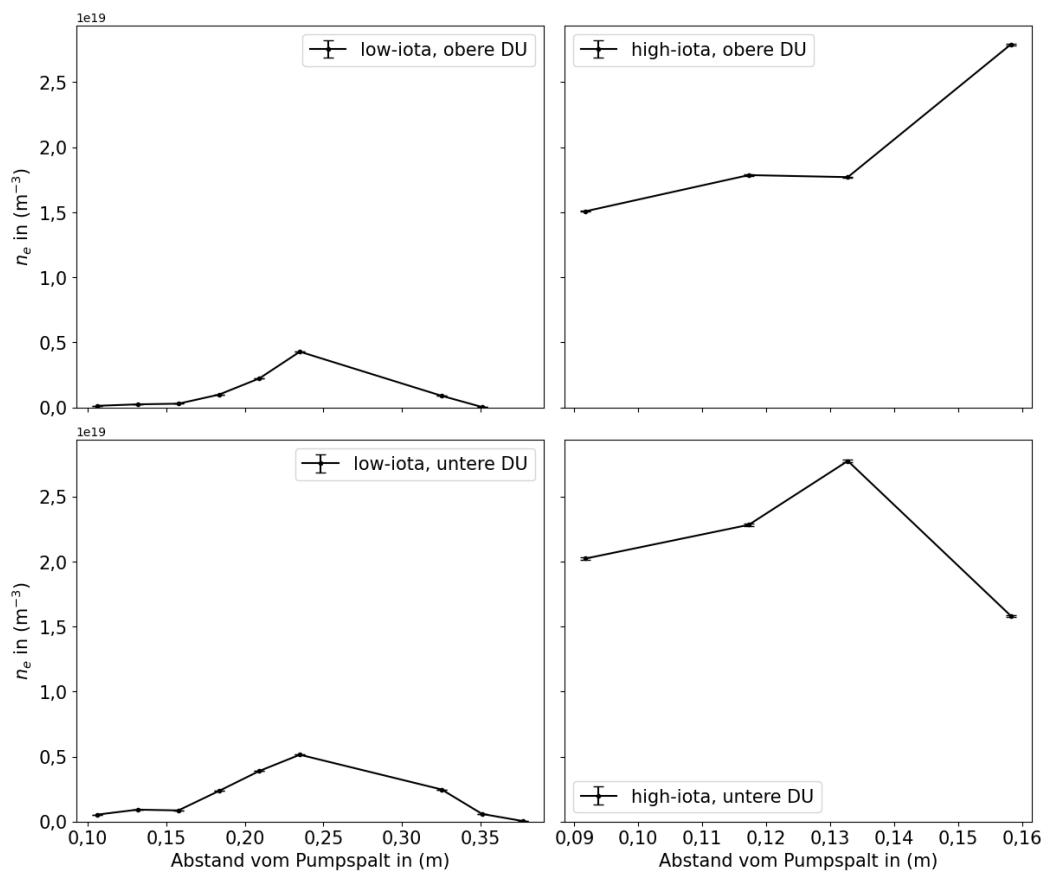


Abbildung 12.29: Durchschnittliche Elektronendichte für FTM Konfigurationen in OP2.2 in Abhängigkeit vom Abstand vom Pumpspalt für low-iota und high-iota Bereiche der oberen und unteren Divertoreinheit (DU)

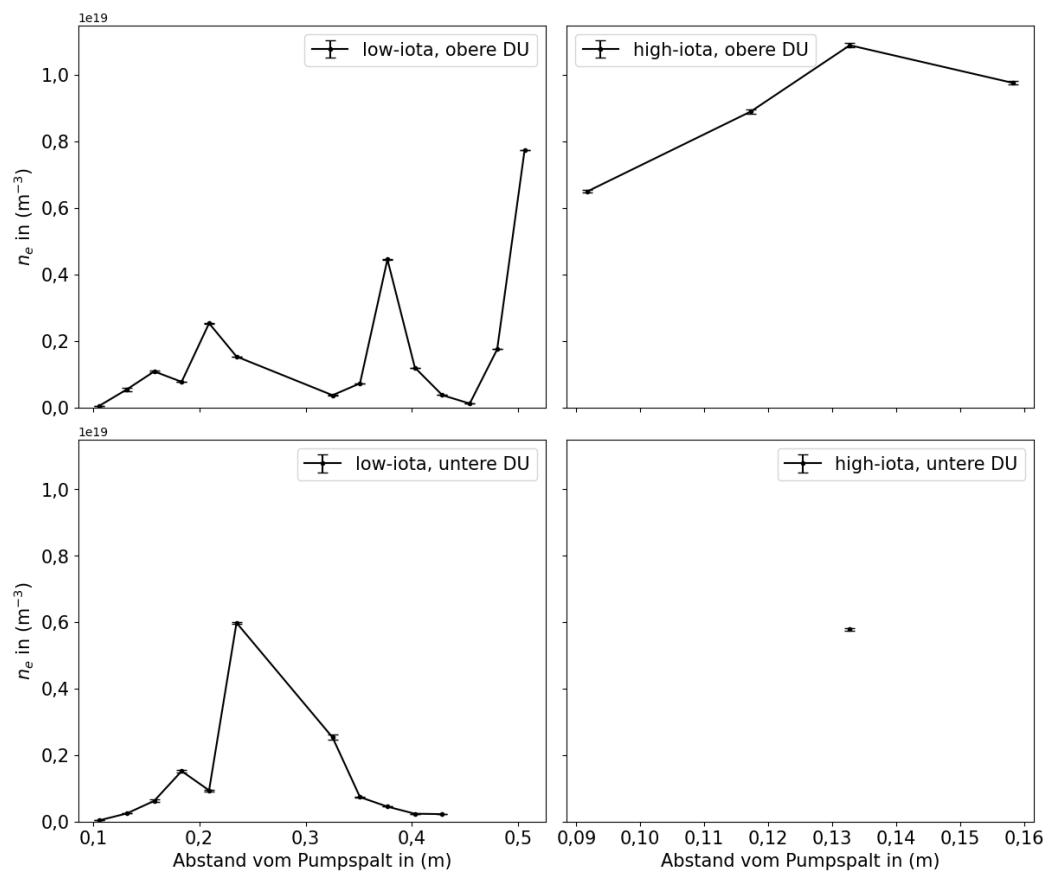


Abbildung 12.30: Durchschnittliche Elektronendichte für FTM Konfigurationen in OP2.3 in Abhängigkeit vom Abstand vom Pumpspalt für low-iota und high-iota Bereiche der oberen und unteren Divertoreinheit (DU)

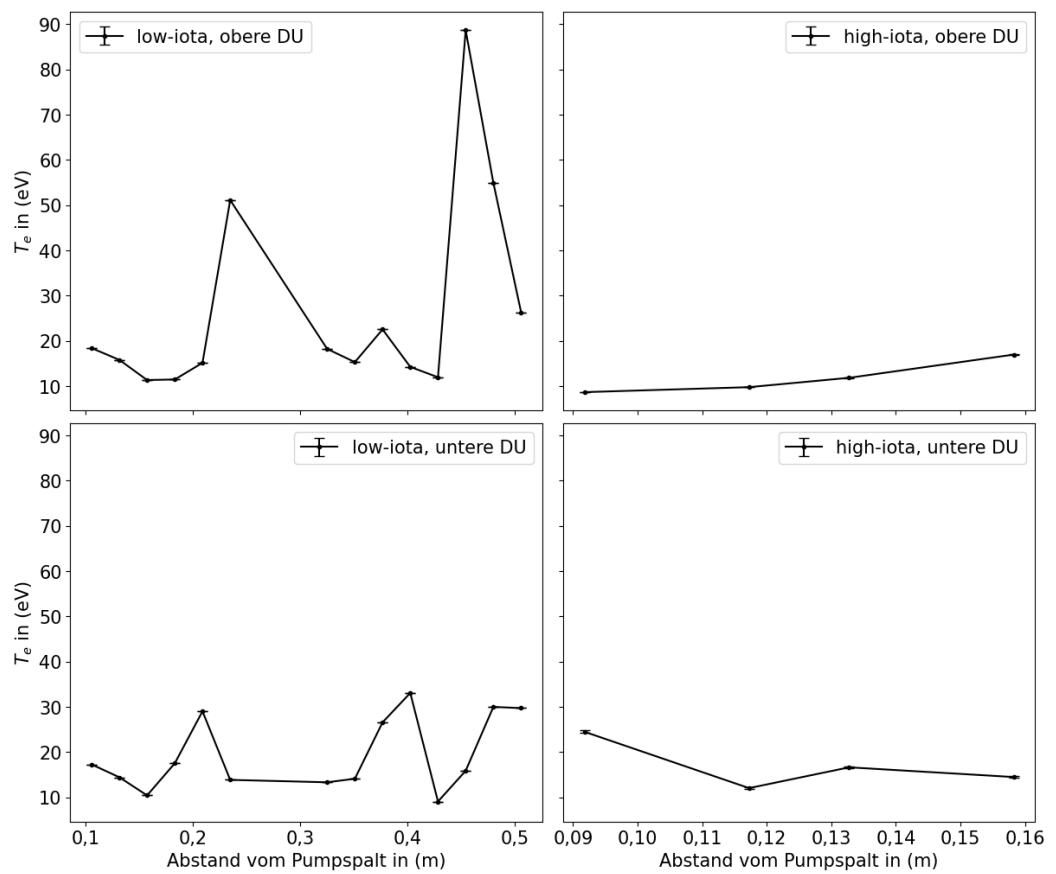


Abbildung 12.31: Durchschnittliche Elektronentemperatur für FTM Konfigurationen in OP2.2 in Abhängigkeit vom Abstand vom Pumpspalt für low-iota und high-iota Bereiche der oberen und unteren Divertoreinheit (DU)

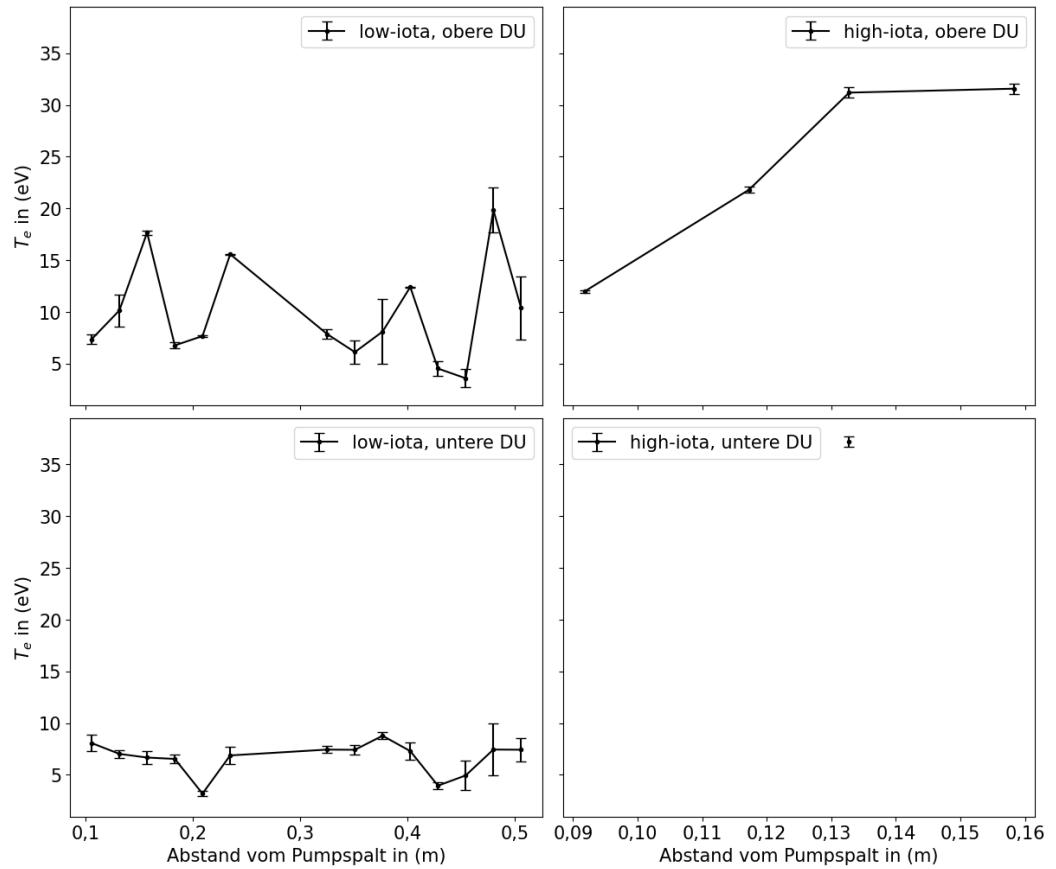


Abbildung 12.32: Durchschnittliche Elektronentemperatur für FTM Konfigurationen in OP2.3 in Abhängigkeit vom Abstand vom Pumpspalt für low-iota und high-iota Bereiche der oberen und unteren Divertoreinheit (DU)

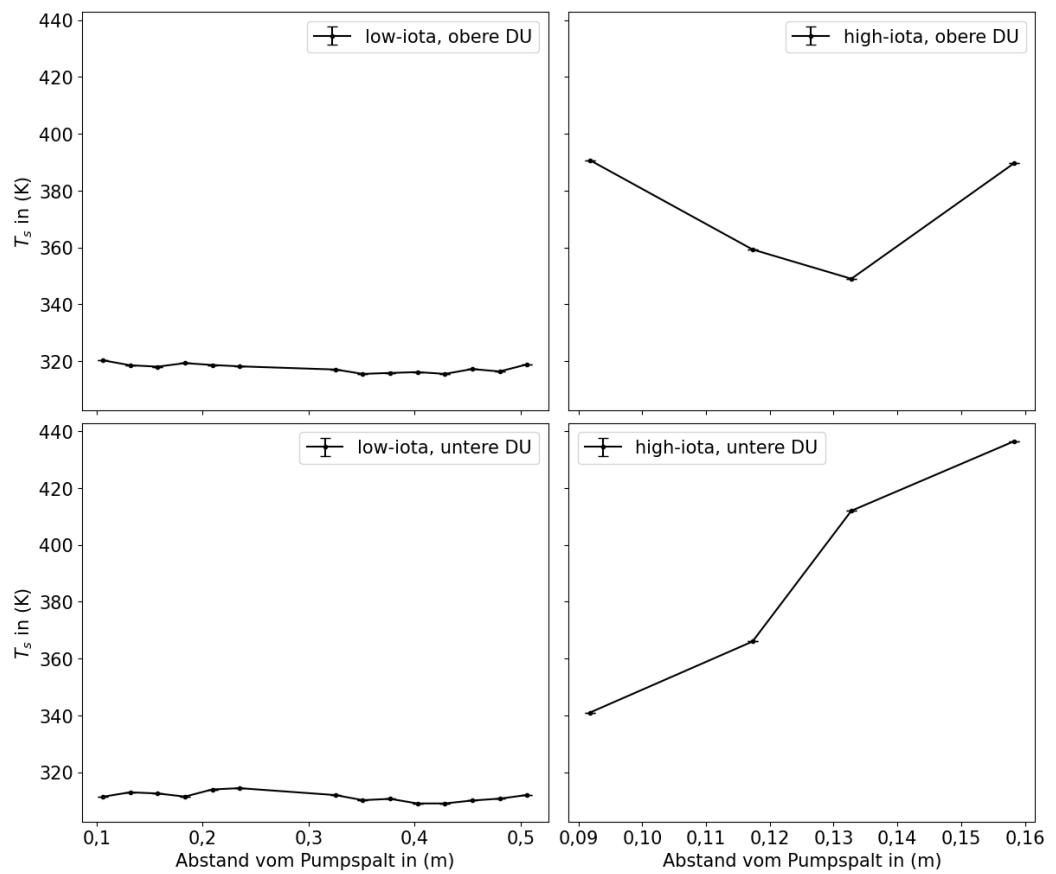


Abbildung 12.33: Durchschnittliche Oberflächentemperatur des Divertors für FTM Konfigurationen in OP2.2 in Abhängigkeit vom Abstand vom Pumpspalt für low-iota und high-iota Bereiche der oberen und unteren Divertoreinheit (DU)

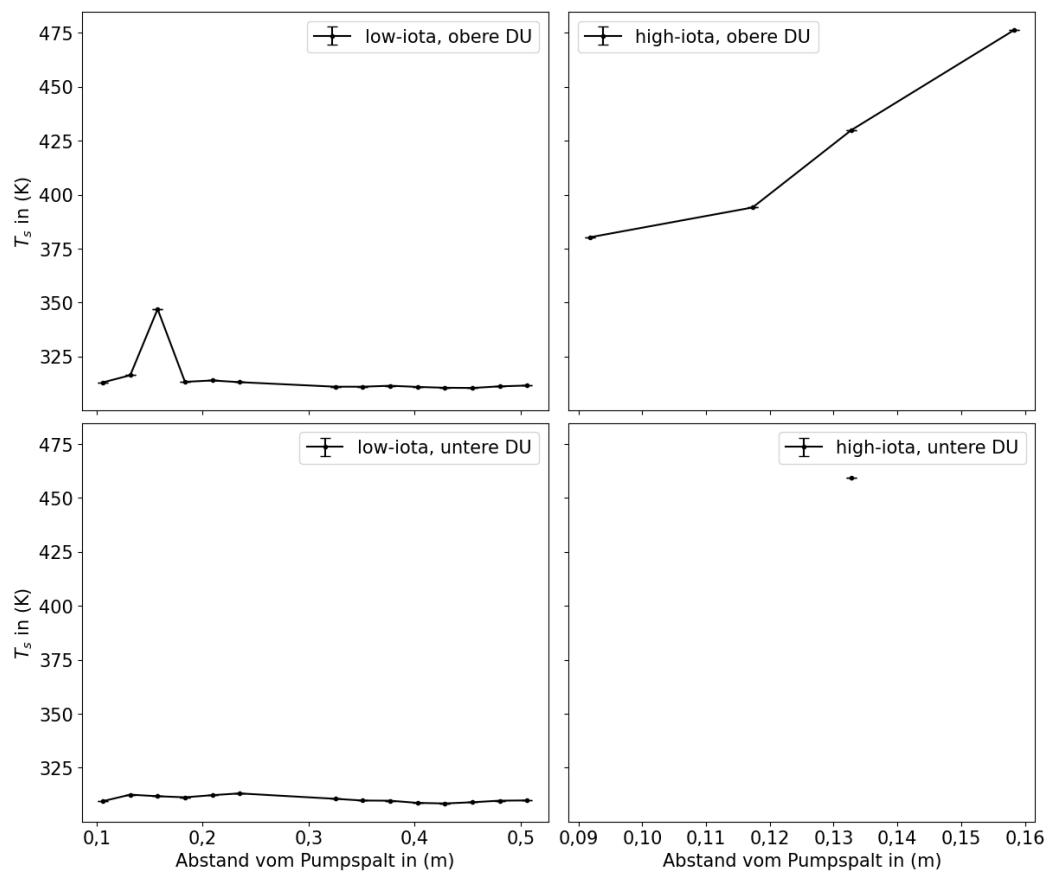


Abbildung 12.34: Durchschnittliche Oberflächentemperatur des Divertors für FTM Konfigurationen in OP2.3 in Abhängigkeit vom Abstand vom Pumpspalt für low-iota und high-iota Bereiche der oberen und unteren Divertoreinheit (DU)

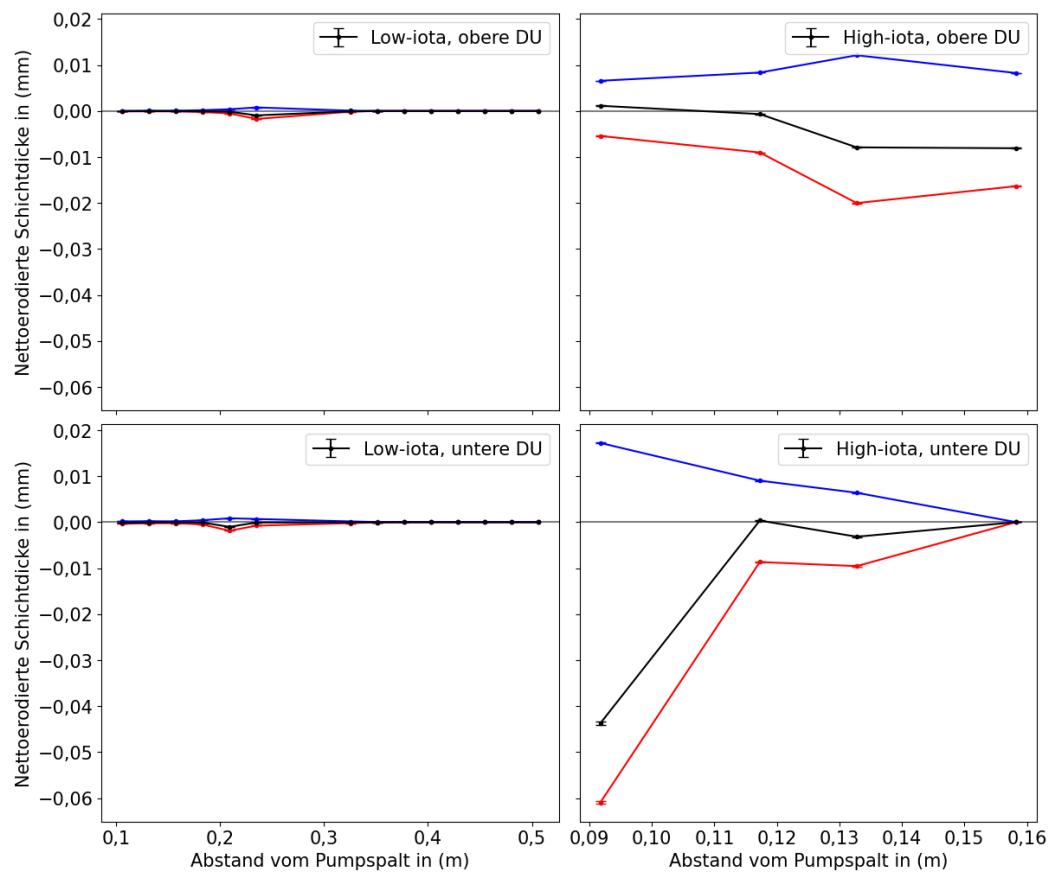


Abbildung 12.35: Erodierte/deponierte Schichtdicke von Kohlenstoff am Divertor für OP2.2 FTM Konfigurationen in Abhängigkeit vom Abstand vom Pumpspalt für low-iota und high-iota Bereiche der oberen und unteren Divertoreinheit (DU)

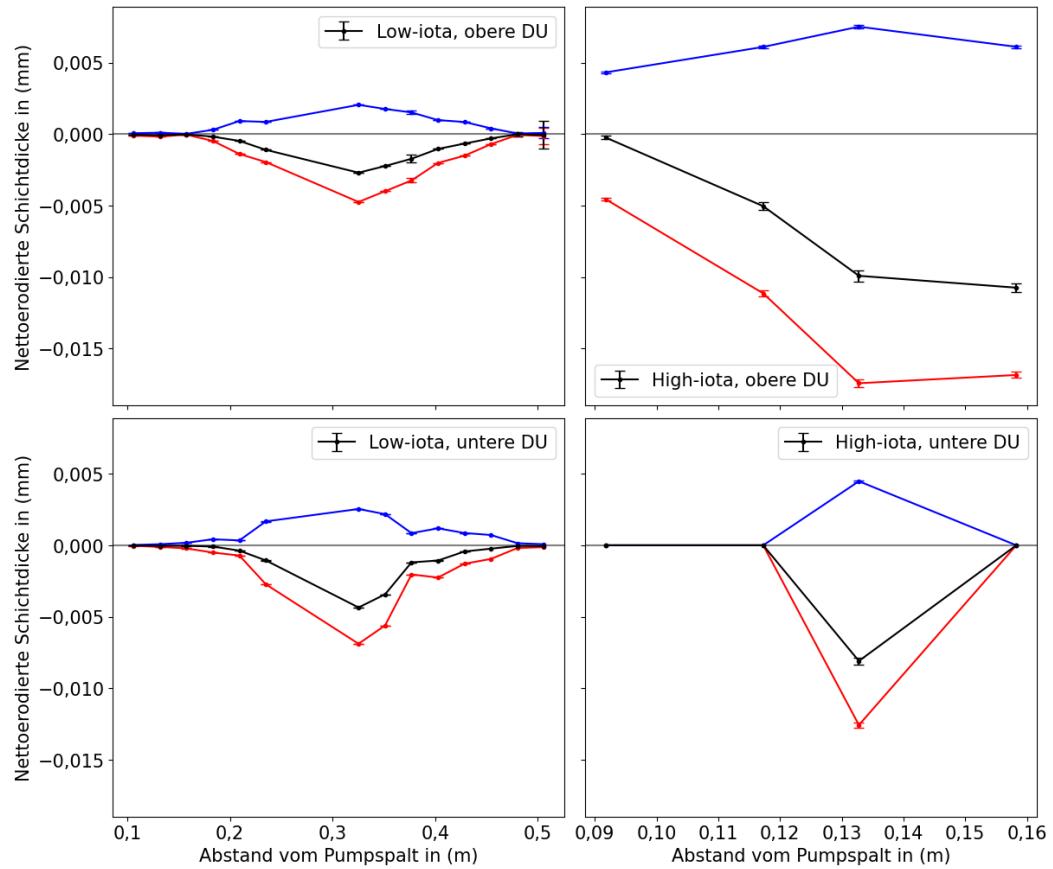


Abbildung 12.36: Erodierte/deponierte Schichtdicke von Kohlenstoff am Divertor für OP2.3 FTM Konfigurationen in Abhängigkeit vom Abstand vom Pumpspalt für low-iota und high-iota Bereiche der oberen und unteren Divertoreinheit (DU)