

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

**Bachelorarbeit**

E3 - Stellarator-Heizung und Optimierung

am

Max-Planck-Institut für Plasmaphysik Greifswald

Autor  
Lisa Steiniger

Betreuer  
Laura Dittrich

Greifswald, December 8, 2025

# Abstract

# Contents

<b>1</b>	<b>Einleitung in die Plasmaphysik an Wendelstein 7-X</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Theorie und Berechnung der Erosion</b>	<b>6</b>
2.1	Physikalische Zerstäubung . . . . .	6
2.1.1	Wasserstoff- und Sauerstoffionen auf Kohlenstoffbasierten Werkstoffen . . . . .	7
2.1.2	Selbstzerstäubung von Kohlenstoffbasierten Werkstoffen . . . . .	9
2.2	Chemische Erosion . . . . .	10
2.2.1	Sauerstoffionen auf Kohlenstoffbasierten Werkstoffen . . . . .	10
2.2.2	Flussdichten Berechnen . . . . .	11
2.2.3	Wasserstoffionen auf Kohlenstoffbasierten Werkstoffen . . . . .	11
2.3	Warum diese Formeln? . . . . .	13
2.4	Berechnung der Absoluten Zerstäubungsausbeute und Dicke der Erosionsschicht . . . . .	15
2.5	Langmuir Potential . . . . .	16
2.6	Erosionsrelevante Plasmaereignisse . . . . .	17
2.7	Maßnahmen zur Reduktion von Erosion . . . . .	17
2.7.1	Einfluss der Wiederablagerung . . . . .	18
2.7.2	Einfluss von Verunreinigungen im Plasma . . . . .	19
<b>3</b>	<b>Messungen und Datenzugriff</b>	<b>20</b>
3.1	Diagnostiken . . . . .	20
3.1.1	Langmuir Sonden . . . . .	20
3.1.2	Infrarot-Kamerasysteme . . . . .	22
3.2	Spektroskopie . . . . .	23
<b>4</b>	<b>Berechnung</b>	<b>25</b>
4.1	Inputparameter . . . . .	25
4.1.1	Messdaten . . . . .	25
4.1.2	Ionentemperatur . . . . .	25
4.1.3	Einfallswinkel der Ionen . . . . .	26
4.1.4	Dichte des Divertortargets . . . . .	26
4.1.5	Plasmazeit . . . . .	27
4.2	Fehlende Messdaten . . . . .	27
4.2.1	Fehlende Zeitpunkte innerhalb einer Entladung . . . . .	28
4.2.2	Fehlende Entladung . . . . .	28
4.2.3	Fehlende Entladungen innerhalb einer Konfiguration . . . . .	28
4.2.4	Fehlende Daten für ganze Konfigurationen . . . . .	29

<b>5</b>	<b>Ergebnisse und Diskussion</b>	<b>30</b>
5.1	Zusammensetzung der Kampagnen . . . . .	30
5.2	Erste Ergebnisse und Vergleiche . . . . .	30
5.2.1	Vergleich der Oberflächentemperatur des Divertors in OP1.2b und OP2 und Einfluss auf Erosionsprozesse . . . . .	30
5.2.2	Erosionsraten in OP1.2 . . . . .	31
5.3	Abschätzung der Dicke der Erosionsschicht . . . . .	31
<b>6</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>33</b>
	<b>Bibliography</b>	<b>33</b>
<b>7</b>	<b>Appendix A: Formelzeichen</b>	<b>37</b>

# 1 Einleitung in die Plasmaphysik an Wendelstein 7-X

Fusion bezeichnet das Verschmelzen von zwei Atomkernen zu einem schweren Atomkern. Handelt es sich um leichte Atomkerne, wie bei der Fusion der Wasserstoffisotope Deuterium und Tritium zu Helium, wird dabei Energie freigesetzt. Der Grund dafür liegt in der Umwandlung eines Teils der Masse in Energie nach der Formel  $E = mc^2$ , da die Edukte in Summe schwerer sind als die Produkte der Fusionsreaktion. Deshalb strahlen beispielsweise Sterne Energie ab. Allerdings sind für den Ablauf von Fusionsreaktionen extreme Bedingungen notwendig, um die Abstoßung zwischen den positiv geladenen Atomkernen zu überwinden. Die dafür nötige Energie erhalten die Atomkerne durch hohe Temperaturen, wobei hohe Dichten und lange Einschlusszeiten 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. Dennoch wird aufwendige Forschung betrieben, um dieses Problem zu lösen [1].

Fusionskraftwerke haben den Vorteil, sicher im Betrieb zu sein und kein Kohlenstoffdioxid oder andere klimaschädliche Gase freizusetzen. Ein weiterer positiver Aspekt besteht in der Unabhängigkeit von seltenen Ressourcen, da die Treibstoffe weltweit verfügbar sind. Deuterium ist im Meerwasser enthalten, während Tritium zum Beispiel durch die Bestrahlung von Lithium mit schnellen Neutronen gewonnen werden kann [1]. Außerdem wird durch Fusion kein stark radioaktiver Abfall produziert, wie es bei Kernkraftwerken der Fall ist.

Trotzdem ist dazu anzumerken, dass durch den Kontakt mit schnellen Teilchen Material im Reaktor verstrahlt wird. Weiterhin ist Tritium als Treibstoff der Fusionsreaktion radioaktiv [2]. Die Halbwertszeiten der in Fusionsreaktoren auftretenden radioaktiven Isotope liegen jedoch nur in der Größenordnung einiger Jahre [2, 1]. Es soll an dieser Stelle ebenfalls noch erwähnt werden, dass die ausreichende Verfügbarkeit von Ressourcen nicht für die Materialien gilt, aus denen der Reaktor selbst besteht. Die Produktionskapazitäten für supraleitende Kabel sind beispielsweise knapp [3].

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 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]. Dabei stellt sich die Herausforderung, dass Plasmen auf der Erde  $100 \times 10^6 \text{ °C}$  [2] erreichen müssen, damit es zur Fusion kommt. Diesen Temperaturen hält allerdings kein Material stand. Akzeptable thermische Lasten liegen nur im Bereich von  $10 \text{ MW/m}^2$  [3], der Plasmaeinschluss muss demnach anders gestaltet werden. Dazu gibt es mehrere Konzepte, unter anderem Inertialeinschluss und Einschluss durch ein magnetisches Feld [1]. Letztere Möglichkeit soll hier genauer erläutert werden.

Der Einschluss von Plasma durch ein Magnetfeld beruht auf der Eigenschaft des Plasmas, aus geladenen Teilchen zu bestehen. Das gilt per Definition für jedes Plasma, da Plasmen dadurch entstehen, dass ein Gas soweit erhitzt wird, dass sich seine Atome in positiv geladene Plasmaionen und Elektronen aufspalten. Die Ladung der Plasmateilchen führt dann dazu, dass elektrische und magnetische Felder Kräfte auf sie ausüben. Im Fall von Magnetfeldern handelt es sich dabei um die Lorentzkraft, die bewirkt, dass Ionen und Elektronen um die Magnetfeldlinie kreisen, entlang derer sie sich bewegen. Diese Bewegung wird Gyration genannt. Der Radius ist masseabhängig, die Richtung wird durch das Vorzeichen der Ladung vorgegeben. Elektronen beschreiben daher enge Spiralen oder Kreise in eine Richtung, Ionen weitere Spiralen oder Kreise in entgegengesetzter Richtung. Dadurch sind die Teilchen an die nähere Umgebung der Magnetfeldlinien gebunden [1].

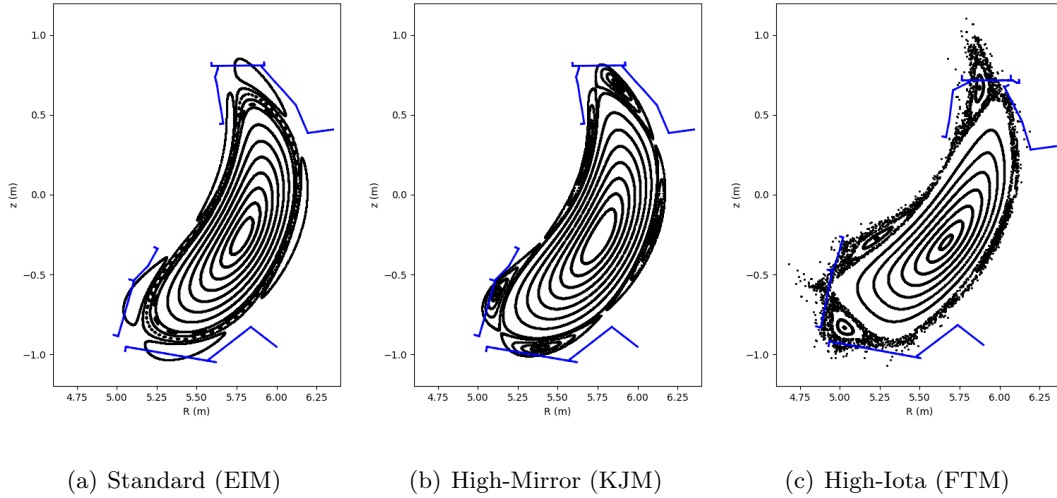
Um die Plasmateilchen von der Wand des Plasmagefäßes fernzuhalten, muss ein entsprechend geformtes Magnetfeld aufgebaut werden. Dieses ist toroidal geschlossen und poloidal verdrillt, das Maß der Verdrillung wird durch die Kenngröße der Rotationstransformation (iota) ausgedrückt [1]. Die toroidale Feldkomponente garantiert parallelen Einschluss, 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 [3, 1] näher erläutert. Ein solches Magnetfeld kann auf unterschiedliche Art erzeugt werden, die beiden vielversprechendsten Konzepte sind der Tokamak und der Stellarator [1].

Tokamaks weisen eine einfache Geometrie der Spulen zur Erzeugung des Magnetfelds auf, da diese nur den toroidalen Teil erzeugen müssen. 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 Schwankungen 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. Das ermöglicht aber ein vollständig durch externe Spulen erzeugtes Magnetfeld, sodass kein Plasmastrom nötig ist. Somit ist der kontinuierliche Betrieb gewährleistet und auch die Instabilität durch den Plasmastrom fällt weg [1].

Wendelstein 7-X (W7-X) ist ein vom Max-Planck-Institut für Plasmaphysik Greifswald durchgeführtes Experiment vom Typ Stellarator. Es ist seit 2015 in Betrieb und gehört mit einem durchschnittlichen Innendurchmesser von 0.5 m und einem durch-

schnittlichen Außendurchmesser von 5.5 m [4] zu den größten und am weitesten entwickelten Anlagen dieser Art [5, 6, 7]. In Greifswald wird an Wasserstoff- und Heliumplasmen geforscht, Fusionsreaktionen finden nicht statt. Derzeit werden vornehmlich Wasserstoffplasmen untersucht bei denen Ionentemperaturen von 2.8 keV, Einschusszeiten von 250 ms und linienintegrierte Elektronendichten von  $1.6 \times 10^{20}/\text{m}^3$  erreicht werden [8]. Ziel ist es, Entladungen über 30 min bei einer Heizleistung von 10 MW zu realisieren [9]. Wendelstein 7-X besteht aus fünf identischen Modulen, die in sich jeweils eine  $180^\circ$  Punktsymmetrie aufweisen [4].

Das Magnetfeld von W7-X wird durch 50 nicht-planare und 20 planare Spulen erzeugt, Trimspulen erlauben kleinere Anpassungen im laufenden Betrieb [4]. Das Magnetfeld spiegelt die fünffaltige toroidale Symmetrie der Anlage wieder und kann in verschiedenen Magnetfeldkonfigurationen auftreten. Die gängigsten sind die Standardkonfiguration (EIM), die High-Iota Konfiguration (FTM) und die High-Mirror Konfiguration (KJM) [4]. Je nach Konfiguration hat das eingeschlossene Plasma eine andere Form. Allgemein ist der Aufbau jedoch der folgende: 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 Anzahl und Position der magnetischen Inseln hängt dabei von der Magnetfeldkonfiguration ab wie Abb. 1.1 zeigt. [4].



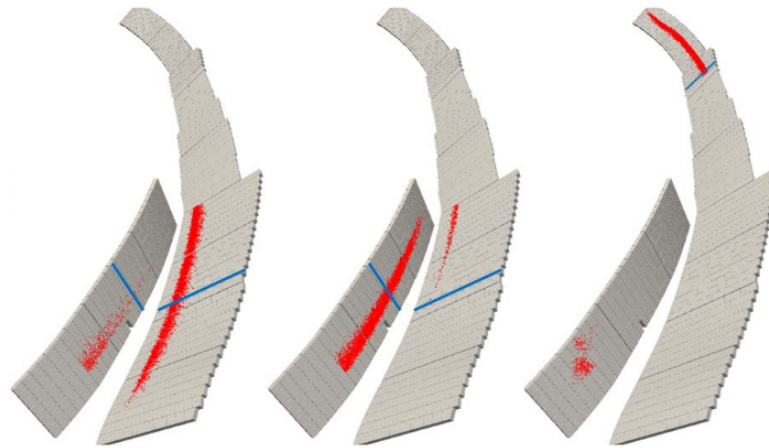
**Figure 1.1:** Poincare Plots zur Darstellung der Plasmastruktur mit den magnetischen Inseln für verschiedene Magnetfeldkonfigurationen. Die blauen Strukturen stellen die Oberfläche von Divertor- und anschließenden Bafflemodulen dar. Die toroidale Position liegt im low-iota (EIM, KJM) beziehungsweise im high-iota (FTM) Bereich des Divertors und ist in 1.2 durch die blaue Linie markiert.

Die offenen 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. Sie alle sind wassergekühlt, um Wärme schneller abführen zu können [10].

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 sogenannten Carbon Fibre Composite High Heat Flux (CFC-HHF) Divertor mit einer maximalen zulässigen thermischen Last von  $10 \text{ MW/m}^2$  [11]. Er wird als Inseldivertor bezeichnet, da seine Funktionsweise auf der Existenz der magnetischen Inseln beruht. Seine Aufgabe besteht darin, den Partikelaustritt (Particle exhaust) und damit die Plasmadichte der Anlage zu kontrollieren sowie die Energie auftreffender Teilchen abzuleiten [4, 2].

Der Divertor besteht aus zehn Divertoreinheiten, jeweils eine untere und eine obere pro Modul. Diese Einheiten setzen sich ihrerseits aus einer vertikalen und einer horizontalen Komponente zusammen, welche durch den Pumpspalt getrennt sind und jeweils aus mehreren Targetmodulen (TMs) aufgebaut sind. Die Targetmodule bestehen wiederum aus Targetelementen (TEs), welche auch als Finger bezeichnet werden [11]. Grob unterschieden wird der low-iota Bereich des Divertors vom high-iota Bereich. Die Zone höchster thermischer Last wird als Strikeline bezeichnet und liegt in Abhängigkeit der Magnetfeldkonfiguration in verschiedenen Regionen des Divertors. Im Fall von EIM und KJM ist sie im low-iota Sektor des Divertors, bei FTM im high-iota Bereich - jeweils dort, wo die Magnetfeldlinien auftreffen [4]. Dargestellt wird der Kontaktbereich zwischen Plasma und Divertortargets für die gängigsten Magnetfeldkonfigurationen in Abb. 1.2.



**Figure 1.2:** Kontaktbereich zwischen Plasma und Divertortargets für die Magnetfeldkonfigurationen Standard, High-Mirror und High-Iota (von links nach rechts) [12]



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.

## 2 Theorie und Berechnung der Erosion

Grundsätzlich werden zwei Hauptprozesse der Erosion unterschieden, wenn W7-X betrachtet wird. Einerseits gibt es die physikalische Zerstäubung, die auf Impulsübertrag und dem Herausschlagen von Wandmaterial durch Stöße basiert. Sie ist der dominante Prozess bei Targetoberflächentemperaturen 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. Ist die Targetoberflächentemperatur noch höher, setzt strahlungsbedingte Sublimation und schließlich thermische Evaporation ein. Beide Prozesse spielen für die Untersuchung der Erosionsraten in W7-X jedoch keine übergeordnete Rolle [3].

### 2.1 Physikalische Zerstäubung

Physikalische Zerstäubung ist auf energetische Teilchen zurückzuführen, die durch Kollision mit den Targetatomen zu deren Emission führen. 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. Die Eindringtiefe und der erodierende Effekt hängen dabei mit der Ionenmasse und -größe sowie der Teilchenenergie zusammen. Kleine, leichte Teilchen dringen tiefer ein als große, schwere Ionen, da es zu weniger Interaktion mit dem Targetmaterial kommt.

Niederenergetische und leichte Teilchen führen nur wenige Stöße aus, bis sie gestoppt werden. Demnach müssen nur Stöße erster und zweiter Ordnung betrachtet werden. Das bedeutet, nur jene Targetatome, die direkt vom Projektil getroffen wurden, und solche, welche von diesen gestoßen wurden, haben die Möglichkeit, emittiert zu werden. Aus diesem Grund finden alle zugehörigen Prozesse in den obersten Schichten des Targetmaterial statt (ca.  $5 \text{ \AA}$ ). 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 [3, 13].

**Table 2.1:** Werte für den Parameter  $Q_y$  zur Berechnung der physikalischen Zerstäubungsausbeute [3]

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	0.2	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	0.1	0.2	33.47	-

**Table 2.2:** Werte für den Parameter  $E_{TF}$  in (eV) zur Berechnung der physikalischen Zerstäubungsausbeute [3]

Target/Ion	Wasserstoff	Deuterium	Tritium	Helium	Selbstzerstäubung	Sauerstoff
Beryllium	256	282	308	720	2208	-
Kohlenstoff	415	447	479	1087	5688	9298
Eisen	2544	2590	2635	5517	174122	-
Molybdän	4719	4768	4817	9945	533127	-
Wolfram	9871	9925	9978	20376	1998893	-

Zur Berechnung der Zerstäubungsausbeute durch physikalische Zerstäubung gibt es verschiedene semi-empirische Formeln. Einige sind universell einsetzbar und unterscheiden sich für verschiedene Kombinationen aus Targetmaterial und auftreffendem Ion nur durch die Tabellenwerte der Fitparameter. Andere sind speziell für die Selbstzerstäubung ausgelegt, die den Beschuss eines Materials mit gleichartigen Atomkernen beschreibt. Für diese Arbeit sind zwei Ansätze gewählt worden, je nach Art des Ions, wobei Wasserstoff, Sauerstoff und Kohlenstoff untersucht werden. Für das Auftreffen von H- und O-Ionen wird zur Berechnung eine überarbeitete Version der Bohdansky-Formel angewandt, für die Selbstzerstäubung von kohlenstoffbasierten Targets wird hingegen der Ansatz von Behrisch und Eckstein mit passenden Fitparametern gewählt.

### 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 diverse Kombinationen aus Targetmaterial und Ion ermöglicht. Sie kann für Selbstzerstäubung ebenso angewandt werden wie für unterschiedliche Elemente als Target und Ion, die Parameter müssen nur entsprechend ausgewählt werden. Dazu gehören der einheitslose Tabellenwert  $Q_y$  (Tab. 2.1), die Thomas-Fermi-Energie  $E_{TF}$  in (eV) (Tab. 2.2), die Schwellenenergie  $E_{th}$  in (eV) (Tab. 2.3) und die Sublimationswärme  $E_s$  in (eV) (Tab. 2.4).

In die Formel müssen die Energie  $E$  in (eV), die molare Masse  $M$  in (u) und die Atomdichte des Targetmaterial  $n$  in ( $1/\text{m}^3$ ) eingesetzt werden. Index 1 bezieht sich auf das Ion, Index 2 auf das Targetatom. Die Lindhard Screening-Länge  $a_L$  wird in (m) berechnet, der Einfallswinkel mit maximaler Zerstäubungsausbeute  $\alpha_{max}$  in (rad). Die

**Table 2.3:** Werte für die Schwellenenergie der physikalischen Zerstäubung  $E_{th}$  in (eV) zur Berechnung der physikalischen Zerstäubungsausbeute [3]

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	-

**Table 2.4:** Werte für die Sublimationswärme  $E_s$  in (eV) zur Berechnung der physikalischen Zerstäubungsausbeute [3]

Beryllium	Kohlenstoff	Eisen	Molybdän	Wolfram
3.38	7.42	4.34	6.83	8.68

reduzierte Energie  $\epsilon$ , der nukleare Wirkungsquerschnitt  $s_n$ , der kinetmatische Faktor  $\gamma_k$ , der Yamamura Parameter  $f_y$  sowie die Zerstäubungsausbeuten  $Y$  sind einheitslos.

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

$$s_n(\epsilon) = \frac{0.5 \ln(1 + 1.2288\epsilon)}{\epsilon + 0.1728\sqrt{\epsilon} + 0.008\epsilon^{0.1504}} \quad (2.2)$$

$$Y(E, \alpha = 0^\circ) = Q_y s_n(\epsilon) \left(1 - \left(\frac{E_{th}}{E}\right)^{2/3}\right) \left(1 - \frac{E_{th}}{E}\right)^2 \quad (2.3)$$

$$f_y = \sqrt{E_s} \left(0.94 - 0.00133 \frac{M_2}{M_1}\right) \quad (2.4)$$

$$a_L = \frac{0.04685 \cdot 10^{-9}}{(Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3})^{1/2}} \quad (2.5)$$

$$\gamma_k = \frac{4M_1 M_2}{(M_1 + M_2)^2} \quad (2.6)$$

$$\alpha_{max} = \frac{\pi}{2} - \frac{a_L n^{1/3}}{\sqrt{2\epsilon \sqrt{E_s} / (\gamma_k E)}} \quad (2.7)$$

$$Y(E, \alpha) = \frac{Y(E, \alpha = 0^\circ)}{\cos(\alpha)^{f_y}} \exp\left(f_y \left[1 - \frac{1}{\cos(\alpha)}\right] \cos(\alpha_{max})\right) \quad (2.8)$$

Diese Formel ist nur anzuwenden für  $E \gg E_{th}$ , andernfalls ist  $Y = 0$ , da die Energie der Ionen nicht ausreicht, um physikalische Zerstäubung zu verursachen. [3] p.80ff, genauere Quellen:  $Y(0)$  [14, 15, 16],  $s_n$ ,  $\epsilon$ ,  $a_L$  [17],  $Y(\alpha)$  [18],  $\gamma_k$ ,  $f_y$ ,  $\alpha_{max}$  [16]

**Table 2.5:** Werte für die Fitparameter für die Fitfunktionen  $f$ ,  $b$  und  $c$  zur Berechnung der physikalischen Zerstäubungsausbeute mit

$$Fitfunktion = y_0 + \sum A_i \cdot \exp\left(-\frac{E-x_0}{t_i}\right) \quad [19]$$

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

**Table 2.6:** Werte für den Fitparameter  $Y_0$  zur Berechnung der physikalischen Zerstäubungsausbeute in Abhängigkeit der Teilchenenergie  $E$  in (eV) mit  $E_{min} \ll E \leq E_{max}$  [19]

E_min	E_max	Y0
$-\infty$	0	0
0	40	$-3.318e-4 + 1.167e-5 \cdot E$
40	50	$-0.00141 + 3.86e-5 \cdot E$
50	70	$-0.0046 + 1.0245e-4 \cdot E$
70	100	$-0.01206 + 2.09e-4 \cdot E$
100	140	$-0.02231 + 3.115e-4 \cdot E$
140	200	$-0.0256 + 3.35e-4 \cdot E$
200	300	$-0.019 + 3.02e-4 \cdot E$
300	500	$0.005 + 2.22e-4 \cdot E$
500	1000	$0.054 + 1.24e-4 \cdot E$
1000	3000	$0.1425 + 3.55e-5 \cdot E$
3000	$\infty$	0

### 2.1.2 Selbstzerstäubung von Kohlenstoffbasierten Werkstoffen

Behrisch und Eckstein schlagen einen abweichenden Ansatz zur Berechnung der physikalischen Zerstäubungsausbeute vor. Er kann auf Selbstzerstäubung angewandt werden, ist aber prinzipiell nicht darauf begrenzt. Sind Target und Ion jedoch aus verschiedenen Elementen, so muss statt der Sublimationswärme  $E_s$  in (eV) (Tab. 2.4) z.B. 1eV eingesetzt werden wie im Fall von Wasserstoffisotopen auf C-Targets.

Fitparameter, die zur Berechnung benötigt werden sind  $f(E)$ ,  $b(E)$ ,  $c(E)$  und  $Y_0(E)$ . Die Abhängigkeit von der Ionenenergie  $E$  in (eV) ist für sie alle gegeben, sie sind in Tab. 2.5, 2.6 zu finden.  $\alpha_0$  ist ein einheitsloser Korrekturfaktor,  $\alpha_{max}$  wieder der Einfallswinkel der maximalen physikalischen Zerstäubung in (rad).

$$\alpha_0 = \pi - \arccos \left( \sqrt{\frac{1}{1 + E/E_s}} \right) \quad (2.9)$$

$$\alpha_{max} = \frac{2\alpha_0}{\pi} \cdot \arccos \left( \left( \frac{b}{f} \right)^{1/c} \right) \quad (2.10)$$

$$Y(E, \alpha) = Y(E, \alpha = 0^\circ) \left( \cos \left[ \left( \frac{\pi\alpha}{2\alpha_0} \right)^c \right] \right)^{-f} \exp \left( b \left[ 1 - \frac{1}{\cos \left[ \left( \frac{\pi\alpha}{2\alpha_0} \right)^c \right]} \right] \right) \quad (2.11)$$

$$(2.12)$$

In dieser Arbeit wird die obige Gleichung zur Berechnung der Selbstzerstäubung von Kohlenstoff genutzt [19] p.101.

## 2.2 Chemische Erosion

Chemische Erosion basiert auf der chemischen Reaktion mit den auftreffenden Ionen. Im Fall von Sauerstoff bildet sich das flüchtige Kohlenstoffmonoxid und in deutlich geringeren Mengen auch Kohlenstoffdioxid .

Wasserstoffisotope reagieren mit den C-Atomen des Graphits zu Kohlenwasserstoff-Molekülen des Typs  $C_xH_y$  wie beispielsweise Methan. 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 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 [3, 20].

Chemische Erosion unterscheidet 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, verhält es sich bei Beschuss mit Wasserstoff-Ionen anders. Hier gibt es mehrere semi-empirische Gleichungen, die die Abhängigkeiten des Prozesses modellieren. Sie sollen hier kurz vorgestellt werden.

### 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. Eine Änderung der Oberflächentemperatur des Target hat ebenso wenig eine signifikante Auswirkung auf  $Y_{chem}$  wie eine Umstellung der Ionentemperatur

oder der Ionenflussdichte. Die Literatur 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 auftreffenden Ionen zeigt, soll der Berechnung von  $Y$  zunächst die Ermittlung von Ionenflussdichten  $\Gamma$  in  $(1/(m^2 s))$  vorangestellt werden. Sie setzt die Kenntnis von Elektronendichte in der last closed flux surface (LCFS)  $n_e^{LCFS}$  in  $(1/m^3)$ , Elektronen- und Ionentemperatur  $(T_e, T_i)$  in (K) sowie der Konzentration  $f_i$  des jeweiligen Ions und seiner Masse  $m_i$  in (kg) voraus. Die Boltzmann-Konstante  $k_B$  ist in (eV/K) einzusetzen,  $q_i$  beschreibt den Ladungszustand des Ions (z.B. 1 für  $H^+$ ). Es gilt

$$n_e^{LCFS} = \sum q_i n_i \quad (2.13)$$

$$n_i = f_i n_e^{LCFS} \quad (2.14)$$

$$1 = \sum f_i q_i \quad (2.15)$$

$$(2.16)$$

für die Konzentrationen und Ionendichten der einzelnen Ionen. Für die zugehörigen Flussdichten ermöglicht folgender Zusammenhang die Berechnung:

$$\Gamma_i = f_i \sqrt{\frac{k_B(T_e + T_i)}{m_i}} n_e^{LCFS}. \quad (2.17)$$

$$(2.18)$$

Vereinfachend wird in der Fusionsforschung oft  $T_e = T_i$  angenommen [1, 3] p.12 und 199f.

### 2.2.3 Wasserstoffionen auf Kohlenstoffbasierten Werkstoffen

Chemische Zerstäubung durch Wasserstoffionen kann mithilfe der folgenden zwei Formeln berechnet werden. Beide sind in ihrer Struktur ähnlich und basieren auf denselben Arbeiten, die ältere Variante wird zuerst vorgestellt.

Der semi-empirische Charakter der Formeln geht mit der Nutzung verschiedenster Fitparameter einher. Zu diesen gehören die tabellarisch gegebenen  $Q_y$ ,  $C_d$  und  $c_i$  Werte (Tab. 2.7, Eq. 2.19), sie sind einheitslos. 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.

**Table 2.7:** 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

2.7), die in die Gleichung in (eV) einzusetzen sind. Diese Einheit ist ebenfalls anzuwenden für die Teilchenenergie  $E$  und die Oberflächentemperatur des Targets  $T_s$ , während die Ionenflussdichte  $\Gamma$  in  $(1/(m^2 s))$  angegeben werden muss.

Für fünf Subprozesse der chemischen Erosion wird zuerst das einheitslose  $s_i$  aus  $T_s$  und  $c_i$  sowie  $\Gamma$  berechnet.

$$c_i = [1.865, 1.7, 1.535, 1.38, 1.26]$$

$$s_i = \frac{1}{1 + 3 \cdot 10^7 \exp(-1.4/T_s)}$$

$$\times \frac{2 \cdot 10^{-32} \Gamma + \exp(-c_i/T_s)}{2 \cdot 10^{-32} \Gamma + (1 + 2/\Gamma \cdot 10^{29} \exp(-1.8/T_s)) \exp(-c_i/T_s)}$$

Anschließend wird jeweils  $Y_{surf}$  für thermisch aktivierte Kohlenwasserstoff-Emission sowie  $Y_{damage}$  und  $Y_{therm}$  für Ionen-induzierte Desorption berechnet und zur Gesamtausbeute des Subprozesses zusammengefügt. Dabei ist  $s_n$  der nukleare Wirkungsquerschnitt nach Eq. 2.2 und  $Y(E, \alpha = 0^\circ)$  die physikalische Zerstäubungsausbeute bei senkrechtem Auftreffen der Ionen auf das Target nach Eq. 2.3. Zuletzt werden die einzelnen Subprozesse aufaddiert.

$$Y^{damage} = Q_y s_n(\epsilon) \left( 1 - \left( \frac{E_{thd}}{E} \right)^{2/3} \right) \left( 1 - \frac{E_{thd}}{E} \right)^2$$

$$= 0 \text{ if } E < E_{thd}$$

$$Y_i^{surf} = \frac{s_i Y(E, \alpha = 0^\circ)}{1 + \exp([E - 65]/40)} \text{ MIT ETHS ODER MIT ETH??}$$

$$= 0 \text{ if } E < E_{ths}$$

$$Y_i^{therm} = \frac{0.0439 s_i \cdot \exp(-c_i/T_s)}{2 \cdot 10^{-32} \Gamma + \exp(-c_i/T_s)}$$

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

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



Die berechnete Gesamtausbeute ist eine gute Näherung für niedrige Flussdichten unter  $10^{21} \text{ m}^2/\text{s}$  [3] p.85f, [21].

Alternativ zur obigen Version kann die chemische Erosion durch Wasserstoff auch nach dieser überarbeiteten Gleichung berechnet werden.

$$C = \frac{1}{1 + 10^{13} \exp(-2.45/k_B T_s)} \quad (2.19)$$

$$c^{sp3} = C \cdot \frac{2 \cdot 10^{-32} \Gamma + \exp(-1.7/k_B T_s)}{2 \cdot 10^{-32} \Gamma + \exp(-1.7/k_B T_s) \cdot \exp(-1.8/k_B T_s) \cdot 2 \cdot 10^{29} / \Gamma} \quad (2.20)$$

$$Y^{therm} = c^{sp3} \cdot \frac{0.033 \exp(-1.7/k_B T)}{2 \cdot 10^{-32} \Gamma + \exp(-1.7/k_B T)} \quad (2.21)$$

$$Y^{surf} = c^{sp3} \cdot \frac{Y(E, \alpha = 0^\circ)_{1\text{eV} < E_{th} < 2\text{eV}}}{1 + \exp((E - 90)/50)} \quad (2.22)$$

$$Y_{chem} = Y^{surf} + Y^{therm} \cdot (1 + C_d \cdot Y(E, \alpha = 0^\circ)) \quad (2.23)$$

$$(2.24)$$

Sie ist ebenso semi-empirisch, verzichtet jedoch auf die Unterteilung in Subprozesse abgesehen von thermisch aktivierter Kohlenwasserstoff-Emission und Ionen-induzierter Desorption. Die Teilchenenergie  $E$  ist in (eV) anzugeben, die Ionenflussdichte  $\Gamma$  in ( $1/(\text{m}^2 \text{s})$ ), während die Oberflächentemperatur des Targets  $T_s$  in (K) eingesetzt werden muss. Die Boltzmann-Konstante  $k_B$  ist gegeben in (eV/K), der Tabellenwert  $C_d$  ist einheitslos.  $Y(E, \alpha = 0^\circ)$  ist die physikalische Zerstäubungsausbeute bei senkrechtem Auftreffen der Ionen auf das Target nach Eq. 2.3, wobei statt  $E_{th}$   $E_{ths}$  in (eV) eingesetzt wird (Tab. 2.7). Auch hier gilt wieder, dass die berechnete Gesamtausbeute nur für niedrige Flussdichten unter  $10^{21}/(\text{m}^2 \text{s})$  eine gute Näherung ist [20] Formel(11)ff.

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. In diesem Fall kann durch die folgende Korrekturformel nachgebessert werden. Von hohen Ionenflüssen wird dabei gesprochen, sofern die Teilchenflussdichte bei mindestens  $10^{21}/(\text{m}^2 \text{s})$  liegt.  $\Gamma$  ist in ( $1/(\text{m}^2 \text{s})$ ) einzusetzen[22].

$$Y_{chem}(E, T_s, \Gamma) = \frac{Y_{chem, lowflux}(E, T_s, \Gamma)}{1 + (\Gamma / (6 \cdot 10^{21}))^{0.54}} \quad (2.25)$$

## 2.3 Warum diese Formeln?

Zerstäubungsprozesse zu berechnen ist eine keineswegs triviale Aufgabe. Die dazu notwendigen Formeln auf analytische Art herzuleiten ist in den seltensten Fällen möglich, da dazu die integralen Transportgleichungen gelöst werden müssen. Sigmund hat sich ausführlich damit beschäftigt und für Atom-Atom-Kollisionen unter Vernachlässigung der Energieverluste an Elektronen eine gute Näherung 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 Datensets 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 physikalische Zerstäubung gibt es zwei bekannte Ansätze zur Berechnung. Die Gleichung von Bohdanský ist vielfach überarbeitet worden und stellt gemeinsam mit der Formel von Yamamura die eine Möglichkeit dar, die physikalische Zerstäubungsausbeute zu bestimmen. Auf der anderen Seite haben Behrisch und Eckstein ebenfalls einen Vorschlag zur Berechnung dieser Größe gemacht. Tatsächlich werden in dieser Arbeit beide Ansätze genutzt, die Begründung für dieses Vorgehen soll in diesem Abschnitt dargelegt werden.

Ursprünglich entwickelte Bohdanský 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. Die grundlegende Struktur dieser ersten Version entspricht dabei aber bereits Formel 2.3. 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 2.2. Um nun auch winkelabhängige Zerstäubungsausbeuten berechnen zu können, wird die überarbeitete Bohdanský Gleichung mit Yamamuras Formel verknüpft, wie in Formel 2.8 angegeben.

Die Genauigkeit dieser beiden Gleichungen, einerseits für  $Y_{phys}(E, \alpha = 0^\circ)$ , andererseits für  $Y_{phys}(E, \alpha)$ , ist von W. Eckstein, C. Garcia-Rosales, J. Roth und W. Ottenberger am Max-Planck-Institut für Plasmaphysik in Garching getestet worden. Sie haben verschiedenste Kombinationen von Targetmaterialien und auftreffenden Ionen unterschiedlicher Energien untersucht und dabei sowohl Messdaten als auch Simulationsdaten mit den Fits nach Bohdanský und Yamamura verglichen. Dabei ist durch Begrenzung der Targettemperatur der Abtragungseffekt durch chemische Erosion nach Möglichkeit ausgeschlossen worden [23].

Die Analyse hat ergeben, dass Bohdanskýs Gleichung gute Ergebnisse liefert, solange die Ionenenergien 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 [23].

Daraus folgt für diese Arbeit, dass die Zerstäubung von kohlenstoffbasierten Materialien durch Wasserstoff problemlos durch Bohdanskys und Yamamuras Gleichungen beschrieben werden kann, da  $T_i$  im Bereich von einigen eV liegt und das Masseverhältnis bei  $\approx 12$  liegt. Für Sauerstoff ist der Massequotient  $< 3$ , allerdings kann bei Sauerstoff die Analyse nicht sauber durchgeführt werden, weil chemische Erosion nicht unterbunden werden kann. Deshalb wird Sauerstoff hier noch zu den leichten Elementen gezählt und die durch ihn verursachte physikalische Zerstäubung ebenfalls durch Bohdanskys und Yamamuras Formel 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 2.11 gegeben ist. Sie beruht auf Fits basierend auf den gesammelten Daten in [23].

## 2.4 Berechnung der Absoluten Zerstäubungsausbeute und Dicke der Erosionsschicht

Zur Berechnung der Gesamtausbeute sollen alle Teilchenenergien beachtet werden, wodurch eine Gewichtung der unterschiedlichen Energien notwendig wird. Die Energieverteilung der auftreffenden Teilchen  $g(E)$  wird zu diesem Zweck eingeführt, ihre Herkunft wird in 2.5 näher erläutert. Die Integration der energieabhängigen Zerstäubungsausbeute multipliziert mit  $g(E)$  über alle Energien liefert die Gesamtausbeute, wobei die Ionenflüsse  $\Gamma_i$  in  $(1/(m^2 s))$ , die Ionentemperatur  $T_i$  in (K) sowie die Boltzmann-Konstante  $k_B$  in (eV/K) eingesetzt werden müssen.

$$g(E) = 4 \cdot \left( \frac{1}{2T_i} \right)^2 \exp \left( -\frac{E - 3T_i q}{T_i} \right) (E - 3T_i q) \quad (2.26)$$

$$Y_{i,total} = \int_{3k_B T_i q_i}^{\infty} Y_i(E) g(E) dE \quad (2.27)$$

$$(2.28)$$

Wird die Bruttoerosion betrachtet, die Wiederablagerung also nicht berücksichtigt, so gilt für die Dicke der abgetragenen Schicht  $\Delta_{erosion}$  in (m) sowie die Erosionsrate  $\Delta_{erosion}/t_{discharge}$  in (m/s)

$$\frac{\Delta_{erosion}}{t_{discharge}} = \frac{1}{n_{carbon}} \sum \Gamma_i Y_{i,total} \quad (2.29)$$

$$\Delta_{erosion} = \frac{t_{discharge}}{n_{carbon}} \sum \Gamma_i Y_{i,total} \quad (2.30)$$

$$(2.31)$$

bei eingesetzter Entladungszeit  $t_{discharge}$  in (s) und der Atomdichte  $n_{carbon}$  in  $(1/m^3)$  [3] p.200.

## 2.5 Langmuir Potential

Für Erosionsprozesse ist die Energie der auftreffenden Ionen von zentraler Bedeutung. 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. Auch diese Energie wird durch Stoßprozesse bereitgestellt.

Grundsätzlich ist die Geschwindigkeitsverteilung der Ionen eine Maxwell-Verteilung und abhängig von der Ionentemperatur. Daraus lässt sich die Energieverteilung  $g(E)$  herleiten, die sich allein durch die thermische Bewegung der Teilchen ergibt und solche Teilchen betrachtet, die sich auf das Target zubewegen.

$$g(E) = 4 \cdot \left( \frac{1}{2T_i} \right)^2 \exp \left( -\frac{E}{T_i} \right) (E) \quad (2.32)$$

$$(2.33)$$

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

$$g(E) = 4 \cdot \left( \frac{1}{2T_i} \right)^2 \exp \left( -\frac{E - 3T_i q}{T_i} \right) (E - 3T_i q). \quad (2.34)$$

$$(2.35)$$

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. 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 Feldes 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 Temperatur 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 [3].

## 2.6 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. Einige werden deshalb in diesem Abschnitt beschrieben.

Die sogenannten ELMs (edge localized modes) bezeichnen bis zu 1 ms lange magnetohydrodynamische Ereignisse, welche durch einen periodischen Ausstoß von Teilchen und thermischer Energie aus dem Core Plasma gekennzeichnet sind. Sie werden unter anderem genutzt, um die Konzentration von Verunreinigungen im Core Plasma zu reduzieren und beispielsweise durch Fusion gebildetes Helium zu entfernen. Gleichzeitig erhöhen die sich entlang der Magnetfeldlinien ausbreitenden ELMs jedoch die Materialabtragung, da eine erhöhte Anzahl schneller Ionen auf die Wandkomponenten trifft. In Folge dessen schmelzen oder evaporieren diese, mitunter stoßen sie auch Tröpfchen flüssigen Materials ab.

Als Hot Spots werden Bereiche von PFCs bezeichnet, die eine deutlich erhöhte Oberflächentemperatur aufweisen. 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 heißt die betroffenen Bereiche zusätzlich auf, es kommt zur Selbstverstärkung des Effekts und einer gesteigerten Abtragung von Wandmaterial.

Zuletzt soll noch die Lichtbogenbildung (arcing) erklärt werden. Sie ist ein in instabilen Plasmas auftretender Effekt, der durch einen Potentialabfall von 10 V - 30 V im Langmuir Sheath entsteht. Es bildet sich eine lokale Entladung mit hohen Strömen, die in Form eines Lichtbogens sichtbar werden. Die Kathode ist dabei die Wandkomponente und die Anode das Plasma. Der Lichtbogen bewegt sich dann zufällig über die Wandoberfläche und erodiert im Schnitt  $10^{17}$  -  $10^{18}$  Atome [3].

## 2.7 Maßnahmen zur Reduktion von Erosion

Allgemein kann Erosion reduziert werden, indem die Konzentration von Verunreinigungen im Plasma reduziert wird. Besonders deutlich wird das am Beispiel von Sauerstoff, der unter anderem von den Wandelementen freigesetzt wird. Sind diese unbehandelt, so kann deutlich mehr Sauerstoff entweichen und anschließend zur Erosion der PFCs beitragen. Wird der Innenraum hingegen regelmäßig boriert, bildet sich also auf den Oberflächen der Wandkomponenten ein dünner Film aus Bor, so ist das Ausgasen von Sauerstoff deutlich geringer. Daraus resultiert eine niedrigere Abtragung von Material. Für W-7X mit ungekühltem Testdivertor ist dieser Effekt als eine Reduktion um 80%

an den Divertortargets datiert worden [24, 25].

Außerdem kann die Nettoerosion reduziert werden, indem abgetragene Teilchen sofort wieder abgelagert werden, im Idealfall genau an der Stelle, wo sie emittiert worden sind. 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. 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 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 [3].

### 2.7.1 Einfluss der Wiederablagerung

Die Berücksichtigung der Wiederablagerung führt zu einer Reduktion der Teilchenflussdichten von Targetatomen  $\Gamma_{erosion,net}$  und reduziert somit die Dicke der Erosionsschicht  $\Delta_{erosion}$ . Dabei werden Bruttoerosion und Wiederablagerung gegengerechnet, indem ihre Teilchenflussdichten,  $\Gamma_{erosion,gross}$  und  $\Gamma_{redemption}$ , subtrahiert werden. Dieser Effekt kann unter Kenntnis der Wahrscheinlichkeit der Wiederablagerung  $P_{redemption}$ , des Haftungskoeffizienten von C-Atomen auf kohlenstoffbasierten Oberflächen  $s$  sowie der Zerstäubungsausbeute  $Y_i$  und der Konzentration  $f_i$  der Fremdionen berechnet werden. Alle diese Größen sind einheitslos. Außerdem müssen die Werte für die Selbstzerstäubungsausbeute  $Y_{self}$  (einheitslos), den Elektronenfluss  $\Gamma_e$  in  $(1/(m^2 s))$ , die Entladungszeit  $t_{discharge}$  in (s) und die Atomdichte  $n_{carbon}$  in  $(1/m^3)$  vorliegen.

$$\Gamma_{redposition} = sP_{redposition} \frac{\Gamma_e \sum Y_i f_i}{1 - P_{redposition}(Y_{self} + 1 - s)} \quad (2.36)$$

$$\Gamma_{erosion,gross} = \frac{\Gamma_e \sum Y_i f_i}{1 - P_{redposition}(Y_{self} + 1 - s)} \quad (2.37)$$

$$\Gamma_{erosion,net} = \Gamma_{erosion,gross} - \Gamma_{redposition} \quad (2.38)$$

$$= (1 - sP_{redposition}) \frac{\Gamma_e \sum Y_i f_i}{1 - P_{redposition}(Y_{self} + 1 - s)} \quad (2.39)$$

$$= \Gamma_e Y_{eff} \quad (2.40)$$

$$\Delta_{erosion} = \frac{t_{discharge}}{n_{carbon}} \cdot \Gamma_{erosion,net} \quad (2.41)$$

$\Gamma$  wird in  $(1/(m^2 s))$  ausgegeben,  $\Delta_{erosion}$  in (m) [3] p. 201f.

Aufgrund der Unkenntnis der Parameter  $P_{redposition}$  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 und eine chemisch identische Struktur zu der des Ursprungsmaterial mit atomarer Dichte  $n_{carbon}$  in  $(1/m^3)$  aufbaut. Daher lautet die Formel zur Abschätzung der Dicke der Wiederablagerungsschicht  $\Delta_{deposition}$  in m nach einer Entladung mit der Dauer  $t_{discharge}$  in s

$$\Delta_{deposition} = \Gamma_C \cdot \frac{t_{discharge}}{n_{carbon}} \quad (2.42)$$

Analog zur Erosionsrate ist die Depositionsrate  $\frac{\Delta_{deposition}}{t_{discharge}}$  in m/s.

## 2.7.2 Einfluss von Verunreinigungen im Plasma

Verunreinigungen, die ins Plasma gelangen, beeinflussen dessen Verhalten. 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 erzeugt, indem Gasstöße ins Randplasma gegeben werden [3].

## 3 Messungen und Datenzugriff

### 3.1 Diagnostiken

In dieser Bachelorarbeit wurde mit der Plasmadichte, der Elektronentemperatur und der Oberflächentemperatur der Divertortargets gerechnet. Die zugehörigen Datensätze stammen aus dem Experimentalbetrieb von Wendelstein 7-X in OP2.2 und 2.3 und wurden mithilfe verschiedener Diagnostiken gesammelt. Zu ihnen zählen die Langmuir Sonden und die Infrarot-Kamerasysteme. Diese Diagnostiken, ihre Funktionsweise und Besonderheiten im entstehenden Datenprofil sollen in diesem Abschnitt kurz vorgestellt werden.

#### 3.1.1 Langmuir Sonden

Langmuir Sonden sind multifunktionale Messgeräte, die im Grunde aus einem einzelnen, nicht isolierten Draht bestehen, welcher ins Plasma gehalten wird. Sie liefern lokale Messdaten für Elektronendichte und Elektronentemperatur, aber auch für Ionenflüsse und das Floating Potential. Letzteres beschreibt das an der Sonde anliegende Potential, bei dem kein Nettostrom mehr gemessen wird [26]. Das dahinterstehende Messprinzip beruht darauf, dass das Einführen der Elektrode ins Plasma zur Wechselwirkung mit eben jenem führt.

Wird die Langmuir Sonde ins Plasma geschoben, so passiert zunächst dasselbe, wie beim Aufbau des Langmuir Potentials über der Divertoroberfläche: Die mobileren Elektronen erreichen die Elektrode zuerst, laden sie negativ auf und stoßen damit weitere Elektronen ab, während Ionen aufgrund ihrer positiven Ladung angezogen werden. Das geschieht bis zur Einstellung eines Gleichgewichts zwischen Ionen- und Elektronenströmen.

Im Gegensatz zum Divertor muss die Langmuir Sonde jedoch nicht neutral geladen sein, 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 Elektronenauflaufstrombereich, solange ihr Potential noch höher ist als das Floating Potential. Es dringen noch Elektronen bis zur Sonde vor, zeitgleich werden aber schon Ionen angezogen und der gemessene Nettostrom sinkt. Ist das Potential der Sonde gleich dem Floating Potential, ist der Nettostrom gleich null, weil Elektronen- und Ionenflüsse sich ausgleichen. Sinkt das Potential noch weiter, 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 Energieverteilung der Elektronen und somit über deren Temperatur sowie die Elektronendichte [27].

Zu Langmuir Sonden ist anzumerken, dass sie nicht nur gewollte Wechselwirkungen mit dem Plasma ausführen. 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 [26] p.114ff.

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 [28] über dem Divertor außerhalb des nur wenige Zehntel Millimeter hohen Langmuir Sheaths befinden (Ionen haben Gyrationradius von Langmuir Sheath hat Dicke in der selben Größenordnung). 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  $10 \text{ MW/m}^2$  standhält und somit für lange Entladungen bis 30 min geeignet ist [4]. Die Langmuir Sonden sind zwar aus Wolfram und haben daher einen höheren Schmelzpunkt als kohlenstoffbasierte Materialien [28], sind aber im Gegensatz zum Divertor zu klein, um mit Wasser gekühlt zu werden. Zusätzlich wird durch das Einführen ins Plasma ohnehin eine deutlich höhere Belastung von  $100 \text{ MW/m}^2$  bis  $200 \text{ MW/m}^2$  erwartet. 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 Datenerhebung aller 2 s bis 3 s.

Als interessante Messpunkte 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. Dabei war auch die Möglichkeit, überhaupt Langmuir Sonden montieren zu können, ausschlaggebend, da das Kühlungssystem des Divertors den Raum für Neuinstallationen beschränkt. Auf TM2h06 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 TM2h06. Auf TM8h01 sind vier Sonden befestigt. Die Messpunkte sind in der oberen und unteren Divertoreinheit von Modul 5 an zueinander symmetrischen Positionen, sodass insgesamt 36 Messstellen zur Verfügung stehen. Allerdings sind immer nur die Sonden aktiv, in deren Bereich die Strikeline für die entsprechende Entladung fällt [28].

### 3.1.2 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. Das dient dem Schutz vor lokalen Überhitzungen und den daraus resultierenden Schäden an Bauteile 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. Dieses besagt, dass jeder Körper, in Abhängigkeit seiner Oberflächentemperatur und Emissivität, Lichtspektren mit unterschiedlicher Intensitätsdistribution über die verschiedenen Wellenlängen aussendet. 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 [29].

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

Die Energiedichteverteilung hat ihr Maximum normalerweise im infraroten Spektrum. Wird zusätzlich die Emissivität des Objekts mit einbezogen, so kann aus dem gemessenen Photonenfluss die Oberflächentemperatur errechnet werden [30]. 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 [31]. Oder: Einfallende Photonen treffen auf einen Schirm und heizen ihn auf. Dieser wird durch Infrarotkameras beobachtet, welche nach entsprechender Kalibration eine lokal aufgelöste Messung ermöglichen.

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 abgerundeten Targetmodulkanten führt zum Entstehen von sogenannten Leading Edges und Schattenzonen. Leading Edges sind verstärkt erwärmte Regionen, in denen das von einer Seite kommende Plasma die abgerundete Kante des Targetmoduls mit einem steileren Winkel trifft. Demnach wird die Energie der auftreffenden Teilchen auf eine kleinere Fläche verteilt, die dann höhere Temperaturen erreicht. Zugleich trifft ebenjenes Plasma das zweite, im Schatten liegende Targetmodul an dessen abgerundeter 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 die Mittelposition mit den Langmuir Sonden. 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 Surface Layers. Das sind Ablagerungen von Kohlenstoffatomen auf dem Divertor, wobei sich die entstehende chemische Struktur deutlich vom Rest des Divertors unterscheidet. 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 Divertortemperatur wieder.

## 3.2 Spektroskopie

Borierungen, also das Fluten des Plasmagefäßes mit Borgas, finden in regelmäßigen Abständen statt. Sie dienen der Versiegelung der Oberflächen im Plasmagefäß von W7-X durch einen dünnen Borfilm und reduzieren so das Ausgasen von vor allem Sauerstoff. Dadurch geht die Verunreinigung des Plasmas zurück, was sich positiv auf die Erosion auswirkt. Es ist aus diesem Grund wichtig zu wissen, wie sich die Konzentration von Verunreinigungen am Plasmarand zwischen zwei Borierungen ändert, weil diese in die Berechnung der Erosionsraten einfließen. Da die Datenaufbereitung von Spektroskopiedaten sehr aufwendig ist, werden nur drei Entladungen betrachtet - eine kurz nach einer Borierung, eine mittig zwischen zwei Borierungen und eine kurz vor der nächsten Borierung. Die Werte zu allen Zeiten dazwischen müssen durch Extrapolation ermittelt werden.

In OP2.2 wurde monatlich, in OP2.3 aller zwei Monate boriert. Die konkreten Tage sind in Tab. 3.1 vermerkt. Bei der Auswahl der Entladungen zur Bestimmung der Verunreinigungskonzentrationen sind neben dem zeitlichen Abstand zu den Borierungen jedoch noch weitere Kriterien ausschlaggebend. Die genutzte Diagnostik funktioniert am zuverlässigsten bei Entladungen in der Standardkonfiguration des Magnetfeldes. Außerdem ist sie relativ träge, weil sie sich in größerem Abstand zum Core Plasma befindet (Restgasanalyse) und benötigt für valide Messungen lange Plasmaentladungen

**Table 3.1:** Borierung des Plasmagefäßes von Wendelstein 7-X in OP2.2 und OP2.2

Operational Phase	Datum der Borierung
OP2.1	13.09.2024
	18.10.2024
	22.11.2024
OP2.1	14.02.2025
	11.04.2025

mit stabilen Plasmaparametern. Zusätzlich ist auf besondere Vorkommnisse zu achten, die die Messergebnisse verfälschen könnten. Am 08.05.2025 in Entladung 72 und am 22.05.2025 in Entladung 52 gab es beispielsweise Probleme mit dem Defekt einer Sonde im Plasmagefäß, wodurch die Konzentrationen von Verunreinigungen in den folgenden Entladungen potentiell beeinflusst wurden. Aus diesem Grund sollen keine Entladungen kurz nach diesen Ereignissen zur Analyse der Verunreinigungskonzentration gewählt werden. Zuletzt ist es von Vorteil, wenn für die gewählten Entladungen auch die Daten zu möglichst vielen Zeitpunkten von möglichst vielen Langmuir Sonden und Infrarotkameras vorliegen. Das ermöglicht die direkte Verknüpfung aller Daten für diese Entladung.

Basierend auf diesen Kriterien werden die folgenden Entladungen zur Analyse der Verunreinigungskonzentrationen genutzt: 20241127.009 kurz nach der letzten Borierung von OP2.2, 20250508.071 einen Monat nach der letzten Borierung von OP2.3 und 20250401.013 kurz vor der zweiten Borierung von OP2.3. Die Benennung der Entladungen folgt dem Schema YYYYMMDD.ID, wobei ID die Nummer der Plasmaentladung am jeweiligen Tag ist.

**Table 4.1:** Werte für die molaren Ionenmassen  $M_i$  in (u), die tatsächliche Masse  $m_i$  in (kg) ergibt sich aus  $M_i \cdot u = M_i \times 10^{-3}/N_A$

Wasserstoff	Deuterium	Tritium	Kohlenstoff	Sauerstoff
1.008	2.012	3.016	12.011	15.999

## 4 Berechnung

Zur Berechnung der erosionsbezogenen Größen erfolgt nach den im Abschnitt 2 gegebenen Formeln. In diese Formeln gehen neben Mess- und Schätzwerten auch feste Parameter ein. Diese sind im selben Abschnitt in den entsprechenden Tabellen gegeben. Dazu kommen noch die Ionenmassen der beteiligten Ionenspezies, die sich auf die in Tab. 4.1 befindlichen Werte belaufen.

### 4.1 Inputparameter

#### 4.1.1 Messdaten

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

Die Konzentration der Verunreinigungen wird basierend auf den Messungen von CXRS und DRGA abgeschätzt und durch eine Trendanalyse der HEXOS Daten zeitlich validiert. Den größten erodierenden Effekt haben aufgrund ihrer erhöhten Konzentration und Reaktivität Wasserstoff-, Kohlenstoff- und Sauerstoffionen. 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 N jedoch aufgrund ihres Edelgascharakters zugleich nicht reaktiv.

#### 4.1.2 Ionentemperatur

Zusätzlich müssen weitere Annahmen getroffen werden, um die Berechnungen auszuführen. Dazu gehört die Gleichsetzung von Ionen- und Elektronentemperatur, die eine übliche

Näherung in Fusionsexperimenten darstellt. In Realität ist die Ionentemperatur in W7-X jedoch geringer als die Elektronentemperatur.

#### 4.1.3 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. Hinzu kommt der Umstand, dass die Oberfläche der Divertortargets keineswegs glatt ist, sondern eine zeitlich variierende Rauigkeit aufweist.

Im nicht-exponierten Zustand ist die tatsächliche Oberflächennormale im Mittel um  $38^\circ$  zur theoretischen, glatten Oberflächennormalen geneigt. In Bereichen starker Exponierung und entsprechend hoher Erosion wird sie geglättet, sodass die reelle Oberflächennormale zur theoretischen im Durchschnitt um  $24^\circ$  geneigt ist [25]. Die Magnetfeldlinien selbst fallen in einem Winkel von  $\approx 88^\circ$  auf die Targets [32], 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 [33, 34] untersucht und für die gegebenen Einfallswinkel der Magnetfeldlinien von  $\approx 50^\circ$  bis  $64^\circ$  geben diese Referenzen Ioneneinfallswinkel für heiße Ionen ( $T_e = T_i$ ) von grob  $15^\circ$  bis  $50^\circ$  an. Für glattere, stärker erodierte Oberflächen ist der Ioneneinfallswinkel dabei größer, weshalb für die Berechnung der Zerstäubungsausbeute ein Winkel  $\alpha$  von  $40^\circ$  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.

#### 4.1.4 Dichte des Divertortargets

Neben  $n_e$ ,  $T_e = T_i$ ,  $T_s$ ,  $\alpha$  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  $\rho$ .

$\rho$  beläuft sich für HHF-CFC Targets auf durchschnittlich  $1.9 \times 10^6 \text{ g/m}^3$ . Daraus ergibt sich eine Teilchendichte  $n_{\text{carbon}}$  von  $9.526 \times 10^{28} / \text{m}^3$  nach der Formel

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

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

#### 4.1.5 Plasmazeit

Die Plasmazeit zu bestimmen, ist wiederum nicht trivial. Zunächst muss identifiziert werden, welche Entladungen überhaupt in Betracht gezogen werden sollen. Grundsätzlich sind Entladungen jeder Konfiguration einzubeziehen. Allerdings können und sollen 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 2.3 ausgelesen und solche, die als "gas valve test", "conditioning" oder "sniffer test" gekennzeichnet sind, herausgefiltert. Sie bezeichnen beispielsweise Tests zur Funktionalität der Gaseinlassventile, sogenannte "pulse trains" zur Reinigung des Plasmagefäßes oder auch Borierungen. Warum sie nicht zur Plasmazeit beitragen dürfen, 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) sind allesamt inbegriffen. Um diese Zeitpunkte zu bestimmen, könnte nun entweder die Daten aller dieser Heizsysteme ausgelesen und geprüft werden. Sie unterliegen jedoch leichten Schwankungen, sodass immer ein Schwellenwert gewählt werden muss, der überschritten werden soll. Dadurch könnten fälschlich Entladungen herausgefiltert werden, die eine zu niedrige Heizleistung aufweisen. Stattdessen wird deshalb auf interne Trigger zurückgegriffen, um die Entladungsdauer zu berechnen.  $t_1$  markiert den Beginn der Entladung, der normalerweise durch das Einsetzen der ECRH bestimmt wird. Für Entladungen, ohne ECRH verschiebt er sich auf das Einsetzen der alternativen Heizquelle. Beendet wird der erosionsrelevante Teil der Entladung durch  $t_4$ , 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  $t_{discharge}$ . Fehlt einer dieser Trigger aus irgendeinem Grund, so wird  $t_{discharge}$  gleich 0 s gesetzt.

## 4.2 Fehlende Messdaten

Nicht für alle Entladungen und alle Zeitpunkte liegen Messdaten von Infrarotkameras vor, teilweise fallen einzelne Langmuir Sonden für ganze Entladungen oder einzelne Messungen 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 überhaupt Messwerte vorliegen oder nicht.

#### 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 ermittelt werden. Dieses Vorgehen wird für Elektronentemperatur und -dichte sowie Oberflächentemperatur angewandt. Das ist gerechtfertigt, weil die Messwerte im Verlauf der Entladung keinen starken Schwankungen unterliegen. Zusätzlich ist durch die Vielfalt an Entladungsformen durch Variation der Experimentalprogramme keine generelle Fitform bestimmbar, die besser geeignet wäre.

#### 4.2.2 Fehlende Entladung

Fehlen für eine Entladung alle Messwerte für  $n_e$  und/oder  $T_e$  an einer Messpositionen, 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 folgender Absatz). 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 gerechtfertigt, dass  $T_s$  einen geringen Einfluss auf die Zerstäubungsausbeute und alle daraus folgenden Größen hat. Das wird im nächsten Kapitel anhand des Vergleichs von OP1.2b mit OP2 deutlich.

#### 4.2.3 Fehlende Entladungen innerhalb einer Konfiguration

Für alle Einzelentladungen einer Konfiguration, 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 Gesamterosion  $\Delta_{erosion,known,config}$  beziehungsweise -deposition  $\Delta_{deposition,known,config}$  erfolgt. Diese Größen bezeichnen 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 ist

$$\Delta_{erosion,total,config} = \Delta_{erosion,known,config} \cdot \frac{t_{total,config}}{t_{erosion,known,config}}$$
$$\Delta_{deposition,total,config} = \Delta_{deposition,known,config} \cdot \frac{t_{total,config}}{t_{deposition,known,config}}$$

mit der gesamten Plasmazeit in dieser Konfiguration  $t_{total,config}$  und der Plasmazeit in dieser Konfiguration, für die Erosion beziehungsweise Deposition berechnet werden



konnte  $(t_{erosion,known,config}, t_{deposition,known,config})$ .

#### 4.2.4 Fehlende Daten für ganze Konfigurationen

Liegen für keine Entladung einer Konfiguration Daten für Erosion und Deposition an einer Position vor, so muss in der Gesamtrechnung für die gesamte Plasmazeit beider Kampagnen abgeschätzt werden, welchen Effekt diese Entladungen gehabt haben. Auch hier greift das oben beschriebene Muster

$$\Delta_{erosion,total} = \Delta_{erosion,known} \cdot \frac{t_{total}}{t_{erosion,known}}$$

$$\Delta_{deposition,total} = \Delta_{deposition,known} \cdot \frac{t_{total}}{t_{deposition,known}}$$

mit der gesamten Plasmazeit aller Konfiguration  $t_{total}$  und der Plasmazeit aller Konfigurationen, für die Erosion beziehungsweise Deposition hochgerechnet werden konnte  $(t_{erosion,known}, t_{deposition,known})$ .  $\Delta_{erosion,known}$  und  $\Delta_{deposition,known}$  sind in diesem Fall die aufaddierten Effekte aller Konfigurationen, für die an dieser Position Daten ermittelt wurden.

# 5 Ergebnisse und Diskussion

## 5.1 Zusammensetzung der Kampagnen

## 5.2 Erste Ergebnisse und Vergleiche

### 5.2.1 Vergleich der Oberflächentemperatur des Divertors in OP1.2b und OP2 und Einfluss auf Erosionsprozesse

Den größten Unterschied zwischen OP1.2b und OP2 in Hinsicht auf die Erosionsprozesse in W7-X stellt der Austausch des Divertors dar. Der Wechsel von ungekühlten, feinkörnigen Graphitkacheln zu wassergekühlten HHF-CFC Divertortargets [24] bringt eine Änderung der Materialeigenschaften ebenso wie eine deutlich geringere Oberflächentemperatur mit sich. Letztere ist auf das Abführen von Wärme durch die tieferliegenden Wasserleitungen zurückzuführen. Hatte sich der Divertor in OP1.2b über den Tag noch deutlich aufgeheizt (von einer Durchschnittstemperatur der TM2h und TM3h von ca. 100 °C auf über 200 °C) und teilweise lokale Werte jenseits von 700 °C erreicht, ist die Temperatur in OP2 zu allen Tageszeiten ähnlich (Durchschnitt von 25 °C bis 40 °C auf TM2h und TM3h). Lokale Maxima in OP2 weisen Temperaturen um 220 °C auf. Wird der Bereich der Strikeline betrachtet, liegt der Standardwert der Oberflächentemperatur bei 550 °C in OP1.2b und 150 °C in OP2. Grob gesagt kann von einer Viertelung der Maximaltemperatur gesprochen werden [35].

Werden die obigen Temperaturen und Standardwerte für Elektronendichte und -temperatur in die Formeln für Zerstäubungsausbeuten und Erosionsraten eingesetzt, so zeigt sich ein geringer Einfluss des Temperaturunterschieds. Unter Nutzung von  $\alpha = 40^\circ$ ,  $n_e = 2.302 \times 10^{19} / \text{m}^3$  und  $T_e = T_i = 13.26 \text{ eV}$  und der Formeln 2.11, 2.17, 2.23, 2.27, 2.29, 2.30 ergibt sich für  $T_{s,OP1} = 550^\circ\text{C}$  und  $T_{s,OP2} = 150^\circ\text{C}$  eine Zerstäubungsausbeute für Wasserstoff von  $Y_{H,OP1} = 0.00390$  für die niedrige Oberflächentemperatur und  $Y_{H,OP2} = 0.00389$  für die hohe. Die Zerstäubungsausbeuten von Kohlenstoff und Sauerstoff sind temperaturunabhängig und haben in beiden Beispielen Werte von  $Y_C = 0.12534$  beziehungsweise  $Y_O = 0.73538$ . Mit diesen repräsentativen Parametern ergibt sich für OP1.2b eine Erosionsrate von  $6.948 \times 10^{-8} \text{ m/s}$ , für OP2 liegt sie bei  $6.947 \times 10^{-8} \text{ m/s}$ . Eine exemplarische Entladung über  $t_{\text{discharge}} = 10 \text{ s}$  würde also eine Schichtdicke von 694.8 nm oder 694.7 nm verlieren. Zu betonen ist, dass dieses Ergebnis die Bruttoerosion beschreibt. Wiederablagerung wurde in diesem Fall nicht betrachtet.

Der Vergleich des Ergebnisses mit einem Rechenbeispiel aus [3] zeigt eine ähnliche Größenordnung. Dort ist für  $n_e = 2.5 \times 10^{20} / \text{m}^3$ ,  $T_e = T_i = 10 \text{ eV}$ , einen Ionenbeschuss mit Deuterium und einer Gesamtausbeute von  $Y = 0.01$  eine Schicht von 0.7 mm abgetragen worden. Die Laufzeit der Entladung ist auf  $t_{\text{discharge}} = 1000 \text{ s}$  gesetzt worden,

sodass die zugehörige Erosionsrate  $7 \times 10^{-7}$  m/s beträgt. Der Unterschied von einer Größenordnung ist auf die verschiedenen Elektronendichten zurückzuführen. Wird  $n_e = 2.302 \times 10^{20}/\text{m}^3$  eingesetzt, so ist die Erosionsrate  $6.692 \times 10^{-7}$  m/s in OP1.2b, für OP2 hat sie den Wert  $6.693 \times 10^{-7}$  m/s.

Interessant ist hierbei, dass eine Erhöhung der Elektronendichte um eine Größenordnung zu einer Umkehr der Erosionsraten führt. War zunächst die Abtragung am heißen Target höher, ist bei  $n_e = 2.302 \times 10^{20}/\text{m}^3$  die des neuen Divertortargets größer. WAS SCHLUSSFOLGERN WIR DARAUS?

### 5.2.2 Erosionsraten in OP1.2

Experimentelle Bestimmungen der Erosionsraten in OP1.2a, OP1.2b und OP2.1 ergaben, dass die stärkste Nettoerosion im Bereich der Strikeline stattfindet. Netto-Wiederablagerung wurde in 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 Einheit eines Moduls. Diese folgt der Asymmetrie der Oberflächentemperaturen der Divertortargets [24, 25, 36].

Während die Erosion sich qualitativ zwischen den verschiedenen Kampagnen wenig unterscheidet, ist der quantitative Unterschied in den Erosionsraten zwischen OP1.2a und OP1.2b sehr ausgeprägt. In OP1.2a ist noch eine Nettoerosion von 5.8 nm/s to 8.4 nm/s aufgetreten, hatte dieser Wert sich in OP1.2b auf 1.1 nm/s to 2.5 nm/s reduziert. Das wird mit dem Einführen regelmäßiger Borierungen begründet, wodurch die Konzentration von Sauerstoff- und Kohlenstoffionen stark verringert wurde [24, 25, 36].

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 [24, 25].

## 5.3 Abschätzung der Dicke der Erosionsschicht

Um einschätzen zu können, in welcher Größenordnung sich die Dicke der erodierten Schicht bewegen sollte, wird hier einmal der Vergleich mit anderen Abschätzungen vorgenommen. Zunächst ist festzuhalten, dass nicht mehr erodiert werden kann, als an Kohlenstoff auf die Kacheln aufgetragen war. Dabei ist die Kohlenstoffschicht der Divertortargets von W7-X zwischen 5 mm und 8 mm dick [32]. Durch die Borierung wird zudem eine dünne Schicht von einigen  $10 \mu\text{m}$  aus einer Mischung von Kohlenstoff, Bor und Sauerstoff darauf abgelagert [11, 25].

Die mit dem Plasma in Berührung kommende Fläche des Divertors ist proportional zur Heizleistung (durch ECRH) und erreichte in OP1.2b ihr Maximum von  $1.5 \text{ m}^2$  bei  $P_{ECRH} = 5 \text{ MW}$  [24, 12]. Obgleich in OP2.3 höhere Heizleistungen gefahren wurden,

soll im Folgenden mit diesem Schätzwert von  $A = 1.5 \text{ m}^2$  gearbeitet werden. Zusätzlich spielt das Ergebnis der Berechnung der Menge des zu erwartenden Staubs eine Rolle, es liegt bei  $m = 111 \text{ g}$  für OP2.3 . Wird die Dichte des Kohlenstoffs  $\rho$  von  $1.9 \times 10^6 \text{ g/m}^3$  hinzugenommen und die Annahme einer gleichmäßigen Abtragung im gesamten Bereich der Strikeline, so kann die abgetragene Schichtdicke  $\Delta_{erosion}$  berechnet werden als

$$\Delta_{erosion} = \frac{V}{A} = \frac{m}{\rho A}.$$

Es ergibt sich  $\Delta_{erosion} \approx 4 \times 10^{-5} \text{ m}$ .

## **6 Zusammenfassung**

# Bibliography

- [1] L. M. Imbert-Gerard, E. J. Paul, and A. M. Wright. *An Introduction to Stellarators, From magnetic fields to symmetries and optimization*. Society for Industrial and Applied Mathematics Philadelphia, 2024.
- [2] P.K. Kaw and I. Bandyopadhyay. *Fusion Physics*. Ed. by M. Kikuchi, K. Lackner, and M. Q. Tran. chapter 1. 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)*. Ed. by G. W. F. Drake, Dr. G. Ecker, and Dr. H. Kleinpoppen. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2006.
- [4] M. Endler et al. “Wendelstein 7-X on the path to long-pulse high-performance operation”. In: *Fusion Engineering and Design* **167** (2021). 112381.
- [5] C. Beidler et al. “Physics and engineering design for Wendelstein VII-X”. In: *Fusion Technology* **17** (1990). 148–68.
- [6] T. Klinger et al. “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] M. Fujiwara et al. “Overview of LHD experiments”. In: *Nucl. Fusion* **41** (2001). 1355.
- [8] D. Naujoks. *Heat load mitigation studies in the W7-X stellarator experiment*. Vortrag bei internem ”TG Edge, Divertor and PWI meeting”. Paper Rehearsal. 22.10.2025.
- [9] G. Ehrke et al. “Design and manufacturing of the wendelstein 7-X cryo-vacuum pump”. In: *Fusion Eng. Des.* **146** (2019). 2750–2760.
- [10] A. Puig Sitjes et al. “Real-Time Detection of Overloads on the Plasma-Facing Components of Wendelstein 7-X”. In: *Applied Sciences* **11** (2021).
- [11] J. Boscary et al. “Summary of the production of the divertor target elements of Wendelstein 7-X”. In: *Fusion Eng. Des.* **124** (2017).
- [12] T. Sunn Pedersen et al. “First results from divertor operation in Wendelstein 7-X”. In: *Plasma Phys. Control. Fusion* **61** (2019). 348–51.
- [13] 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.
- [14] J. Bohdanský, J. Roth, and H. L. Bay. “An analytical formula and important parameters for low-energy ion sputtering”. In: *J. Appl. Phys.* **51** (1980). 2861–2865.

- [15] J. Bohdansky et al. “Light ion sputtering of fusion reactor materials in dependence of angle of incidence”. In: *Journal of Nuclear Material* **103 and 104** (1981). 339-344.
- [16] J. Bohdansky. “A universal relation for the sputtering yield of monoatomic solids at normal ion incidence”. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research* **B2** (1984). 587-591.
- [17] C. Garcia-Rosales, W. Eckstein, and J. Roth. “Revised formula for sputtering data”. In: *Journal of Nuclear Materials* **218** (1994). 8-17.
- [18] Y. Yamamura, Y. Itikawa, and N. Itoh. “Angular dependence of sputtering yields of monoatomic solids”. In: *Technical Report IPPJ-AM-26* (1983). Nagoya University.
- [19] R. Behrisch and W. Eckstein. *Sputtering by Particle Bombardment (Vol. 110 in Topics in Applied Physics)*. Ed. by Dr. C. E. Ascheron. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2007.
- [20] J. Roth and C. Garcia-Rosales. “Analytic description of the chemical erosion of graphite by hydrogen ions, corrigendum”. In: *Nuclear Fusion* **37** (1997). 897.
- [21] J. Roth and C. Garcia-Rosales. “Analytic description of the chemical erosion of graphite by hydrogen ions”. In: *Nuclear Fusion* **36** (1996). 1647.
- [22] J. Roth et al. “Flux dependence of carbon chemical erosion by deuterium ions”. In: *Nuclear Fusion* **44** (2004). L21.
- [23] w. Eckstein et al. “Sputtering Data”. In: *IPP Report IPP 9/82* (1993). Max-Planck-Institut für Plasmaphysik Garching.
- [24] M. Mayer et al. “Material erosion and deposition on the divertor of W7-X”. In: *Physica Scripta* **T171** (2020). 014035.
- [25] M. Mayer et al. “Carbon erosion/deposition on the divertor of W7-X during the operational period OP 1.2b”. In: *Nuclear Fusion* **62** (2022). 126049.
- [26] N. Hershkowitz. *Discharge Parameters and Chemistry (Vol. 1 in Plasma Diagnostics)*. Ed. by O. Auciello and D. L. Flamm. Academic Press Inc., 1989.
- [27] *Plasma-Wall Interaction in Magnetic Fusion Erosion Mechanisms (Erosion of Carbon by Hydrogen)*. url=<https://wiki.physik.ruhr-uni-bochum.de/fpsowas/index.php/Langmuir-Sonde>. 2009.
- [28] A. Pandey et al. “Pop-up Langmuir probe diagnostic in the water cooled divertor of Wendelstein 7-X”. In: *Rev. Sci. Instrum.* **95** (2024). 043503.
- [29] Olga Teider. *Ableitung der Planckschen Strahlungsformel nach Einstein*. [https://www.uni-ulm.de/fileadmin/website\\_uni\\_ulm/nawi\\_inst.251/Didactics/quantenchemie/html/AbleitF.html](https://www.uni-ulm.de/fileadmin/website_uni_ulm/nawi_inst.251/Didactics/quantenchemie/html/AbleitF.html). [Online; accessed 09-July-2025].
- [30] A. Puig Sitjes et al. “Wendelstein 7-X Near Real-Time Image Diagnostic System for Plasma-Facing Components Protection”. In: *Fusion Science and Technology* **74** (2018).
- [31] *Bolometer*. <https://de.wikipedia.org/wiki/Bolometer>. [Online; accessed 30-June-2025]. 2024.

- [32] J. Boscary et al. “Actively water-cooled plasma facing components of the Wendelstein 7-X stellarator”. In: *Fusion Science and Technology* **64** (2013).
- [33] R. Chodura. “Numerical Analysis of Plasma-Wall Interaction for an Oblique Magnetic Field”. In: *Journal of Nuclear Materials* **111, 112** (1982). 420-423.
- [34] R. Khaziev and D. Curreli. “Ion energy-angle distribution functions at the plasma-material interface in oblique magnetic fields”. In: *Phys. Plasmas* **22** (2015).
- [35] G. Motojima et al. “In-vessel colorimetry of Wendelstein 7-X first wall components after OP2.1”. In: *Nuclear Materials and Energy* **43** (2025). 101934.
- [36] 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. 3.-8.11.2024.





## 7 Appendix A: Formelzeichen

$e$	– Index für elektronenbezogene Größen
$i$	– Index für ionenbezogene Größen
$k_B$	– Boltzmann Konstante
$M$	– Molare Masse
$Z$	– Kernladungszahl
$m$	– Masse
$n$	– Teilchendichte
$T_s$	– Oberflächentemperatur des Targets
$\Gamma$	– Teilchenflussdichte
$f_i$	– Ionenkonzentration
$q_i$	– Ionisationszustand
$Y$	– Zerstäubungsausbeute
$Y_{chem}$	– Ausbeute durch chemische Erosion
$Y^{damage}$	– Zerstäubungsausbeute 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)
$E$	– 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
$\epsilon$	– Reduzierte Energie
$a_L$	– Lindhard Screening-Länge
$\gamma_k$	– Kinematischer Faktor
$\alpha$	– Einfallswinkel der Ionen bezüglich der Flächennormalen
$\alpha_{max}$	– $\alpha$ mit maximaler physikalischer Zerstäubungsausbeute
$P_{redeposition}$	– Wahrscheinlichkeit der Wiederablagerung
$s$	– Haftungskoeffizient
$Q_y$	– Fitparameter
$f_y$	– Yamamura Parameter
$b, c, f$	– Fitparameter für Modell nach [19]
$c_i, s_i, C_d$	– Parameter für chemische Erosion nach [3]
$C, D, c^{sp3}$	– Parameter für chemische Erosion nach [20]