

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, November 6, 2025

Abstract

Contents

1	Einleitung - Eine lose Sammlung von Informationen	1
1.1	Look-Ups	1
1.2	Erosion Theorie	1
1.2.1	Physikalische Zerstäubung	2
1.2.2	Formeln Physikalische Zerstäubung	2
1.2.3	Chemische Erosion	6
1.2.4	Formeln Chemische Erosion	6
1.2.5	Berechnung der Absolute Zerstäubungsausbeute und Dicke der Erosionsschicht	10
1.2.6	Langmuir Potential	10
1.2.7	Erosionsrelevante Plasmaereignisse	11
1.2.8	Maßnahmen zur Reduktion von Erosion	12
1.2.9	Einfluss von Unreinheiten im Plasma	13
2	Messungen und Datenzugriff	15
2.1	Diagnostiken	15
2.1.1	Langmuir Sonden	15
2.1.2	Infrarot-Kamerasysteme	17
3	Ergebnisse und Diskussion	19
3.1	Erste Ergebnisse und Vergleiche	19
3.1.1	Vergleich der Oberflächentemperatur des Divertors in OP1.2b und OP2 und Einfluss auf Erosionsprozesse	19
4	Zusammenfassung	21
	Bibliography	21
5	Appendix A: Formelzeichen	24

1 Einleitung - Eine lose Sammlung von Informationen

1.1 Look-Ups

Divertor und Targetmodule, technische Details [1]
(Technische) Details W7-X und Infos zu OP2 [2]

1.2 Erosion Theorie

Plasma interagiert mit den Wandelementen des Plasmagefäßes (Plasma Facing Components, PFCs), zu denen unter anderem die Divertortargets gehören. Seit OP2.2 handelt es sich bei den Targets um High Heat Flux Carbon Fibre-reinforced Carbon (HHF-CFC), der Werkstoff ist demnach Kohlenstoff. Um höheren thermischen Belastungen widerstehen zu können und Hitze effizienter abzuführen, sind die Targets und alle weiteren PFCs durch tieferliegende Wasserleitungen gekühlt (Quelle?).

Vom Plasma werden neben der abgestrahlten Wärme auch schnelle Ionen freigesetzt. Die eigentlich durch Magnetfelder eingeschlossenen geladenen Teilchen können beispielsweise durch Driftbewegungen oder Edge Localized Modes (ELMs) aus dem Core Plasma in die Randbereiche wandern. Dort sind die Magnetfeldlinien nicht mehr zum verdrillten Torus geschlossen, sondern öffnen sich, bis sie auf die Divertor Targets treffen. Die Ionen werden dadurch auf diese Flächen geleitet, wo sie durch ihre hohe Energie und/oder Reaktivität zur Materialabtragung führen.

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].

1.2.1 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 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 \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, 4].

1.2.2 Formeln Physikalische Zerstäubung

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.

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

Table 1.1: Werte für den Parameter Q_y zur Berechnung der physikalischen Zerstäubungsausbeute (Quelle?)

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 1.2: Werte für den Parameter E_{TF} in (eV) zur Berechnung der physikalischen Zerstäubungsausbeute (Quelle?)

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	-

Table 1.3: Werte für die Schwellenenergie der physikalischen Zerstäubung E_{th} zur Berechnung der physikalischen Zerstäubungsausbeute (Quelle?)

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 1.4: Werte für die Sublimationswärme E_s in (eV) zur Berechnung der physikalischen Zerstäubungsausbeute (Quelle?)

Beryllium	Kohlenstoff	Eisen	Molybdän	Wolfram
3.38	7.42	4.34	6.83	8.68

(Tab. 1.1), die Thomas-Fermi-Energie E_{TF} in (eV) (Tab. 1.2), die Schwellenenergie E_{th} (Tab. 1.3) in (eV) und die Sublimationswärme E_s in (eV) (Tab. 1.4).

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 α_{max} in (rad). Die reduzierte Energie ϵ , der nukleare Wirkungsquerschnitt s_n , der kinetmatische Faktor γ_k , der Yamamura Parameter f_y sowie die Zerstäubungsausbeuten Y sind einheitslos.

$$\epsilon = \frac{E}{E_{TF}} \quad (1.1)$$

$$s_n(\epsilon) = \frac{0.5 \ln(1 + 1.2288\epsilon)}{\epsilon + 0.1728\sqrt{\epsilon} + 0.008\epsilon^{0.1504}} \quad (1.2)$$

$$Y(E, \alpha = 0^\circ) = Q_y s_n(\epsilon) \left(1 - \left(\frac{E_{th}}{E}\right)^{2/3}\right) \left(1 - \frac{E_{th}}{E}\right)^2 \quad (1.3)$$

$$f_y = \sqrt{E_s} \left(0.94 - 0.00133 \frac{M_2}{M_1}\right) \quad (1.4)$$

$$a_L = \frac{0.04685 \cdot 10^{-9}}{(Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3})^{1/2}} \quad (1.5)$$

$$\gamma_k = \frac{4M_1 M_2}{(M_1 + M_2)^2} \quad (1.6)$$

$$\alpha_{max} = \frac{\pi}{2} - \frac{a_L n^{1/3}}{\sqrt{2\epsilon \sqrt{E_s} / (\gamma_k E)}} \quad (1.7)$$

$$Y(E, \alpha) = \frac{Y(E, \alpha = 0^\circ)}{\cos(\alpha)^{f_y}} \exp\left(f_y \left[1 - \frac{1}{\cos(\alpha)}\right] \cos(\alpha_{max})\right) \quad (1.8)$$

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: $Y(0)$ [5, 6, 7], sn , ϵ , a_L [8], $Y(\alpha)$ [9], γ , f_y , α_{max} 168

Selbsterstäubung von Kohlenstoffbasierten Werkstoffen

Behrisch und Eckstein schlagen einen abweichenden Ansatz zur Berechnung der physikalischen Zerstäubungsausbeute vor. Er kann auf Selbsterstäubung 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. 1.4) 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 $Y0(E)$. Die Abhängigkeit von der Ionenenergie E in (eV) ist für sie alle gegeben, sie sind in Tab. 1.5, 1.6 zu finden. α_0 ist ein einheitsloser Korrekturfaktor, α_{max} wieder der Einfallswinkel der maximalen physikalischen Zerstäubung in (rad).

Table 1.5: Werte für die Fitparameter für die Fitfunktionen f , b und c zur Berechnung der physikalischen Zerstäubungsausbeute mit

$$Fitfunktion = y0 + \sum A_i \cdot \exp\left(-\frac{E-x0}{t_i}\right) \text{ (Quelle?)}$$

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 1.6: Werte für den Fitparameter $Y0$ zur Berechnung der physikalischen Zerstäubungsausbeute in Abhängigkeit der Teilchenenergie E in (eV) mit $E_{min} \ll E \leq E_{max}$ (Quelle?)

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	∞	0

$$\alpha_0 = \pi - \arccos \left(\sqrt{\frac{1}{1 + E/E_s}} \right) \quad (1.9)$$

$$\alpha_{max} = \frac{2\alpha_0}{\pi} \cdot \arccos \left(\frac{b}{f} \right)^{1/c} \quad (1.10)$$

$$Y(E, \alpha) = Y(E, \alpha = 0^\circ) \left(\cos \left[\left(\frac{\pi\alpha}{2\alpha_0} \right)^c \right] \right)^{-f} \exp \left(b \left[1 - \frac{1}{\cos \left[\left(\frac{\pi\alpha}{2\alpha_0} \right)^c \right]} \right] \right) \quad (1.11)$$

$$(1.12)$$

In dieser Arbeit wird die obige Gleichung zur Berechnung der Selbstzerstäubung von Kohlenstoff genutzt [10] p.101.

1.2.3 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 (Quelle?).

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, 11].

Allgemein gilt für chemische Erosion: Je höher die Oberflächentemperatur des Targets (eigentlich Maximum bei 600 K...) und der Teilchenfluss, desto höher die Erosionsrate. Außerdem spielt die chemische Struktur des Targets eine Rolle: Je weniger geordnet die Struktur, desto höher die Abtragung [4].

1.2.4 Formeln Chemische Erosion

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 in hier kurz vorgestellt werden.

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 Iontemperatur oder der Ionenflussdichte. Die Literatur setzt daher eine konstante Zerstäubungsausbeute von 0.7 an (Quelle?).

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 Γ 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 Iontemperatur (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

$$n_e = \sum q_i n_i \quad (1.13)$$

$$n_i = f_i n_e \quad (1.14)$$

$$1 = \sum f_i q_i \quad (1.15)$$

$$(1.16)$$

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

$$\Gamma_i = f_i \sqrt{\frac{k_B(T_e + T_i)}{m_i}} n_e^{LCFS}. \quad (1.17)$$

$$(1.18)$$

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

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

Table 1.7: 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 (Quelle?)

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

(Tab. 1.7, Eq. 1.19), 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. 1.7), 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 Γ 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 Γ berechnet.

$$\begin{aligned}
 c_i &= [1.865, 1.7, 1.535, 1.38, 1.26] \\
 s_i &= \frac{1}{1 + 3 \cdot 10^7 \exp(-1.4/T_s)} \\
 &\quad \times \frac{2 \cdot 10^{-32} \Gamma + \exp(-c_i/T_s)}{2 \cdot 10^{-32} \Gamma + (1 + 2/\Gamma \cdot 10^{29} \exp(-1.8/T_s)) \exp(-c_i/T_s)}
 \end{aligned}$$

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. 1.2 und $Y(E, \alpha = 0^\circ)$ die physikalische Zerstäubungsausbeute bei senkrechtem Auftreffen der Ionen auf das Target nach Eq. 1.3. Zuletzt werden die einzelnen Subprozesse aufaddiert.

$$\begin{aligned}
Y^{damage} &= Q_{ys_n}(\epsilon) \left(1 - \left(\frac{E_{thd}}{E} \right)^{2/3} \right) \left(1 - \frac{E_{thd}}{E} \right)^2 \\
&= 0 \text{ if } E < E_{thd} \\
Y_i^{surf} &= \frac{s_i Y(E, \alpha = 0^\circ)}{1 + \exp([E - 65]/40)} \text{ MIT ETHS ODER MIT ETH???} \\
&= 0 \text{ if } E < E_{ths} \\
Y_i^{therm} &= \frac{0.0439 s_i \cdot \exp(-c_i/T_s)}{2 \cdot 10^{-32} \Gamma + \exp(-c_i/T_s)} \\
Y_i &= Y_i^{surf} + Y_i^{therm} (1 + C_d \cdot Y^{damage}) \\
Y_{chem}(E, T_s, \Gamma) &= \frac{Y_1 + Y_2 + Y_3}{4} + \frac{Y_4 + Y_5}{8}
\end{aligned}$$

Die berechnete Gesamtausbeute ist eine gute Näherung für niedrige Flussdichten unter $10^{21} \text{ m}^2/\text{s}$ [3] p.85f, [12].

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

$$C = \frac{1}{1 + 10^{13} \exp(-2.45/k_B T_s)} \quad (1.19)$$

$$c^{sp3} = C \cdot \frac{2 \cdot 10^{-32} \Gamma + \exp(-1.7/k_B T_s)}{2 \cdot 10^{-32} \Gamma + \exp(-1.7/k_B T_s) \cdot \exp(-1.8/k_B T_s) \cdot 2 \cdot 10^{29} / \Gamma} \quad (1.20)$$

$$Y^{therm} = c^{sp3} \cdot \frac{0.033 \exp(-1.7/k_B T)}{2 \cdot 10^{-32} \Gamma + \exp(-1.7/k_B T)} \quad (1.21)$$

$$Y^{surf} = c^{sp3} \cdot \frac{Y(E, \alpha = 0^\circ)_{1\text{eV} < E_{th} < 2\text{eV}}}{1 + \exp((E - 90)/50)} \quad (1.22)$$

$$Y_{chem} = Y^{surf} + Y^{therm} \cdot (1 + C_d \cdot Y(E, \alpha = 0^\circ)) \quad (1.23)$$

$$(1.24)$$

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 Γ 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. 1.3, wobei statt E_{th} E_{ths} in (eV) eingesetzt wird (Tab. 1.7). Auch hier gilt wieder, dass die berechnete Gesamtausbeute nur für niedrige Flussdichten unter $10^{21}/(\text{m}^2 \text{s})$ eine gute Näherung ist [11] 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. Γ ist in $(1/(\text{m}^2 \text{s}))$ einzusetzen[13].

$$Y_{chem}(E, T_s, \Gamma) = \frac{Y_{chem, lowflux}(E, T_s, \Gamma)}{1 + (\Gamma/(6 \cdot 10^{21}))^{0.54}} \quad (1.25)$$

1.2.5 Berechnung der Absolute 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 1.2.6 näher erläutert. Die Integration der energieabhängigen Zerstäubungsausbeute multipliziert mit $g(E)$ über alle Energien liefert die Gesamtausbeute, wobei die Ionenflüsse Γ_i in $(1/(\text{m}^2 \text{s}))$, die Ionentemperatur T_i in (K) sowie die Boltzmann-Konstante k_B in (eV/K) eingesetzt werden müssen.

$$g(E) = 4 \cdot \left(\frac{1}{2T_i} \right)^2 \exp \left(-\frac{E - 3T_i q}{T_i} \right) (E - 3T_i q) \quad (1.26)$$

$$Y_{i, total} = \int_{3k_B T_i q_i}^{\infty} Y_i(E) g(E) dE \quad (1.27)$$

$$(1.28)$$

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)

$$\frac{\Delta_{erosion}}{t_{discharge}} = \frac{1}{n_{carbon}} \sum \Gamma_i Y_{i, total} \quad (1.29)$$

$$\Delta_{erosion} = \frac{t_{discharge}}{n_{carbon}} \sum \Gamma_i Y_{i, total} \quad (1.30)$$

$$(1.31)$$

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

1.2.6 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.

$$g(E) = 4 \cdot \left(\frac{1}{2T_i} \right)^2 \exp \left(-\frac{E}{T_i} \right) (E) \quad (1.32)$$

$$(1.33)$$

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

$$g(E) = 4 \cdot \left(\frac{1}{2T_i} \right)^2 \exp \left(-\frac{E - 3T_i q}{T_i} \right) (E - 3T_i q). \quad (1.34)$$

$$(1.35)$$

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 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 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].

1.2.7 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 magneto-hydrodynamische 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].

1.2.8 Maßnahmen zur Reduktion von Erosion

Allgemein kann Erosion reduziert werden, indem die Konzentration von Unreinheiten 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 [14, 15].

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].

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 $\Gamma_{redeposition}$, subtrahiert werden. Dieser Effekt kann unter Kenntnis der Wahrscheinlichkeit der Wiederablagerung $P_{redeposition}$, 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 Γ_e in $(1/(m^2 s))$, die Entladungszeit $t_{discharge}$ in (s) und die Atomdichte n_{carbon} in $(1/m^3)$ vorliegen.

$$\Gamma_{redeposition} = s P_{redeposition} \frac{\Gamma_e \sum Y_i f_i}{1 - P_{redeposition}(Y_{self} + 1 - s)} \quad (1.36)$$

$$\Gamma_{erosion,gross} = \frac{\Gamma_e \sum Y_i f_i}{1 - P_{redeposition}(Y_{self} + 1 - s)} \quad (1.37)$$

$$\Gamma_{erosion,net} = \Gamma_{erosion,gross} - \Gamma_{redeposition} \quad (1.38)$$

$$= (1 - s P_{redeposition}) \frac{\Gamma_e \sum Y_i f_i}{1 - P_{redeposition}(Y_{self} + 1 - s)} \quad (1.39)$$

$$= \Gamma_e Y_{eff} \quad (1.40)$$

$$\Delta_{erosion} = \frac{t_{discharge}}{n_{carbon}} \cdot \Gamma_{erosion,net} \quad (1.41)$$

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

1.2.9 Einfluss von Unreinheiten im Plasma

Unreinheiten, 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].

2 Messungen und Datenzugriff

2.1 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.

2.1.1 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 [16]. 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 [17].

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 [16] 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 [18] über dem Divertor außerhalb des nur wenige DEBYE-LÄNGEN (ERKLÄREN ODER ZAHLENWERT, sollte im μm Bereich sein, [3] p.35) 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 [2]. Die Langmuir Sonden sind zwar aus Wolfram und haben daher einen höheren Schmelzpunkt als kohlenstoffbasierte Materialien [18], 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 MW/m^2 bis 200 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 [18].

2.1.2 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. 2.1 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 [19].

$$U(f, T) = \frac{8\pi h f^3}{c^3 \cdot \left(\exp\left(\frac{hf}{k_B T_s}\right) - 1 \right)} \quad (2.1)$$

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 [20]. 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 [21]. 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.

2.2 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 durchgeführt werden kann. Das Vorgehen unterscheidet sich dabei je nachdem, ob die Daten einer ganzen Entladung fehlen oder nur einzelne Messzeiten.

2.2.1 Fehlende Zeitpunkte

Sind von allen Diagnostiken 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. Nur zu Beginn und zum Ende der Entladung muss anders verfahren werden, da sich die Plasmaparameter in diesen Zeitintervallen ändern.

2.2.2 Fehlende Entladung

3 Ergebnisse und Diskussion

3.1 Erste Ergebnisse und Vergleiche

3.1.1 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 (Quelle?) zu wassergekühlten HHF-CFC Divertortargets 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 [22].

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 1.11, 1.17, 1.23, 1.27, 1.29, 1.30 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 $7 \times 10^{-7} \text{ m/s}$ 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 $6.692 \times 10^{-7} \text{ m/s}$ in OP1.2b, für OP2 hat sie den Wert $6.693 \times 10^{-7} \text{ m/s}$.

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?

4 Zusammenfassung

Bibliography

- [1] J. Boscary et al. “Actively water-cooled plasma facing components of the Wendelstein 7-X stellarator”. In: *Fusion Science and Technology* **64** (2013).
- [2] M. Endler et al. “Wendelstein 7-X on the path to long-pulse high-performance operation”. In: *Fusion Engineering and Design* **167** (2021). 112381.
- [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] 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.
- [5] 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.
- [6] J. Bohdanský et al. “Light ion sputtering of fusion reactor materials in dependence of angle of incidence”. In: *Journal of Nuclear Materials* **103 and 104** (1981). 339–344.
- [7] J. Bohdanský. “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.
- [8] C. Garcia-Rosales, W. Eckstein, and J. Roth. “Revised formula for sputtering data”. In: *Journal of Nuclear Materials* **218** (1994). 8–17.
- [9] Y. Yamamura, Y. Itikawa, and N. Itoh. “Angular dependence of sputtering yields of monoatomic solids”. In: *Technical Report IPPJ-AM-26* (1983). Nagoya University.
- [10] 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.
- [11] J. Roth and C. Garcia-Rosales. “Analytic description of the chemical erosion of graphite by hydrogen ions, corrigendum”. In: *Nuclear Fusion* **37** (1997). 897.
- [12] J. Roth and C. Garcia-Rosales. “Analytic description of the chemical erosion of graphite by hydrogen ions”. In: *Nuclear Fusion* **36** (1996). 1647.
- [13] J. Roth et al. “Flux dependence of carbon chemical erosion by deuterium ions”. In: *Nuclear Fusion* **44** (2004). L21.
- [14] M. Mayer et al. “Material erosion and deposition on the divertor of W7-X”. In: *Physica Scripta* **T171** (2020). 014035.

- [15] 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.
- [16] N. Hershkowitz. *Discharge Parameters and Chemistry (Vol. 1 in Plasma Diagnostics)*. Ed. by O. Auciello and D. L. Flamm. Academic Press Inc., 1989.
- [17] *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.
- [18] 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.
- [19] 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. [Online; accessed 09-July-2025].
- [20] 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).
- [21] *Bolometer*. <https://de.wikipedia.org/wiki/Bolometer>. [Online; accessed 30-June-2025]. 2024.
- [22] 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.

5 Appendix A: Formelzeichen

e	– Index für elektronenbezogene Größen
i	– Index für ionenbezogene Größen
k_B	– Boltzmann Konstante
M	– Molare Masse
Z	– Kernladungszahl
n	– Teilchendichte
T_s	– Oberflächentemperatur des Targets
Γ	– 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
ϵ	– Reduzierte Energie
a_L	– Lindhard Screening-Länge
γ_k	– Kinematischer Faktor
α	– Einfallswinkel der Ionen bezüglich der Flächennormalen
α_{max}	– α 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 [10]
c_i, s_i, C_d	– Parameter für chemische Erosion nach [3]
C, D, c^{sp3}	– Parameter für chemische Erosion nach [11]