

Die Entwicklung thermischer Lichtbogentriebwerkssysteme

Von der Fakultät für Luft- und Raumfahrttechnik und Geodäsie der Universität Stuttgart zur
Erlangung der Würde eines Doktors der Ingenieurwissenschaften (Dr.-Ing.)
genehmigte Abhandlung

Vorgelegt von
Birk Lennart Wollenhaupt
aus Rostock

Hauptberichter: Priv. Doz. Dr. Ing. Georg Herdrich
Mitberichter: Prof. Dr. Ing. Stefanous Fasoulas
2. Mitberichter: Prof. Dr. Ing. Jochen Schein
Tag der mündlichen Prüfung: 11.12.2017

Institut für Raumfahrtssysteme
der Universität Stuttgart
2018

Inhaltsverzeichnis

Inhaltsverzeichnis	2
Abbildungsverzeichnis.....	4
Symbolverzeichnis.....	10
Abkürzungsverzeichnis	14
Kurzfassung.....	16
Abstract	18
1. Kapitel - Einleitung und Grundlagen	20
1.1. Der Antriebsbedarf.....	20
1.2. Das thermische Lichtbogentriebwerk	21
1.3. Funktionsprinzip	22
2. Kapitel – Historischer Hintergrund.....	25
2.1. Allgemeine Entwicklung	25
2.2. US amerikanische Lichtbogentriebwerksentwicklungen	27
2.3. Russische Lichtbogentriebwerksentwicklung	34
2.4. Europäische Lichtbogentriebwerksentwicklung.....	35
2.5. Japanische Lichtbogentriebwerksentwicklung	38
2.6. Chinesische Lichtbogentriebwerksentwicklung	41
2.7. Übersicht.....	42
3. Kapitel – Triebwerksdesign und Leistungsfähigkeit	43
3.1. Der Schubwirkungsgrad - eine Leistungsbilanz	43
3.2. Die thermischen Verluste	44
3.3. Die chemischen Verluste - Verluste durch die eingefrorene Strömung.....	63
3.4. Düsenverluste	79
3.5. Absolute Leistungsgrenzen - Das VELARC (Very Low Power Arcjet) Triebwerk .	82
3.6. Vergleich der theoretischen Grenzen mit realen Messwerten	91
4. Kapitel - Designparameter zur Lebensdauer und Zuverlässigkeit.....	97
4.1. Missionsanforderungen	97
4.2. Grundlagen	99
4.3. Injektorstudie	104
4.4. Stabilitätsverbesserung während der Transition durch Treibstoffpulse	113
4.5. Materialwahl	119
5. Kapitel – Das Treibstofffördersystem.....	122
5.1. Aufbau und Komponenten eines Treibstofffördersystems.....	122
5.2. Massenstromregler	123
5.3. Verdampfer	130
5.4. Treibstofflagerung.....	137
5.5. Redundanzkonzepte für Treibstofffördersysteme	141
6. Kapitel – Die Triebwerkselektronik.....	147
6.1. Zündmechanismen	147
6.2. Zündspannungen	148
6.4. Aufbau der Zündspannung	151
6.5. Experiment zur Konstantspannungszündung	154
6.6. Stromregelung.....	156
6.7. Systemgrößen und Optimierungsmöglichkeiten.....	160
7. Kapitel - Plasmadiagnostik.....	162
7.1. Versuchsgrundlagen.....	162
7.2. Ergebnisse der FPI Messungen.....	170

7.3. Vergleich mit Vorgängerarbeiten	187
8. Kapitel – Zusammenfassung und Ausblick.....	190
Quellenverzeichnis	192
9. Anhang	201
9.1. Leistungsfähigkeit ausgewählter Wasserstofftriebwerke	201
9.2. Leistungsfähigkeit ausgewählter Ammoniaktriebwerke	203
9.3. Leistungsfähigkeit ausgewählter Hydrazinlichtbogentriebwerke.....	204
9.4. Leistungsfähigkeit ausgewählter Heliumlichtbogentriebwerke	206
9.5. Leistungsfähigkeit von VELARC mit Wasserstoff, Ammoniak und Argon betrieben 207	
Lebenslauf	210

Abbildungsverzeichnis

Abbildung 1-1 – Schnitt durch ein thermisches Lichtbogentriebwerk (IRS TALOS) [4].....	22
Abbildung 1-2 – Schema des Lichtbogens in einem thermischen Lichtbogentriebwerk [5]...	22
Abbildung 2-1 - Elektrothermisches Triebwerk von Glushko (1929) [7]	25
Abbildung 2-2 – GSC 141-400 30 kW Wasserstoff Lichtbogentriebwerk [23]	27
Abbildung 2-3 - AVCO 30 kW Wasserstoff-Lichtbogentriebwerk [26].....	28
Abbildung 2-4 - AVCO X2 SF-MPD Triebwerk	29
Abbildung 2-5 – 1 kW Triebwerk des Arcjet Technology Development (ATD) Programms [27].....	30
Abbildung 2-6 - 2 kW Hydrazin-Lichtbogentriebwerk MR-510 [17].....	31
Abbildung 2-7 - ESEX Flugtriebwerk mit Strahlungsschirm und Wärmestromwiderstand [35]	32
Abbildung 2-8 - Beispiele für die vier am IRS entwickelten Leistungsklassen.....	35
Abbildung 2-9 - Erweitertes Labormodell mit optimiertem Thermaldesign [1].....	38
Abbildung 2-10 - SAGAMI-I [56]	40
Abbildung 2-11 - BICE 1 kW Lichtbogentriebwerk	42
Abbildung 3-1 - Thermische Verluste an Kathode und Anode.....	45
Abbildung 3-2 - Wärmekapazitäten diverser Treibstoffe bei konstantem Druck (1 bar) [9] ..	47
Abbildung 3-3 - Schwerteilchentemperatur über spezifischer Energie für verschiedene Gase (1 bar) [9]	48
Abbildung 3-4 - Schwerteilchentemperatur über spezifischer Energie für Wasserstoff bei verschiedenen Drücken [63].....	48
Abbildung 3-5 - Einfluss des Treibstoffes auf die thermischen Wirkungsgrade für das TT-30-IRS bei 300 mg/s [6].....	49
Abbildung 3-6 - Plasmatemperatur abhängig von der maximalen Austrittsgeschwindigkeit (1 bar) [9]	50
Abbildung 3-7 - ATOS Düse mit Graphitkegel (dünn schraffiert) [5]	51
Abbildung 3-8 – Strom-Spannungs-Charakteristik und Einfluss der Stromstärke auf den Schubwirkungsgrad bei konstanter spezifischer Energie (100 MJ/kg, Wasserstoff 10 - 20 mg/s, NASA Lewis Arcjet) [65].....	54
Abbildung 3-9 - Einfluss Elektrodenabstandes auf den Schubwirkungsgrad bei konstanter spezifischer Energie (100 MJ/kg, Wasserstoff 10 - 20 mg/s), NASA Lewis Arcjet) [65]	54
Abbildung 3-10 Segmentierte Düse zur Steuerung des Lichtbogenansatzes [66]	55
Abbildung 3-11 - Poröse Düse für regenerative Kühlung [43].....	57
Abbildung 3-12 - Messung der stationären Temperaturverteilung der festen ARTUS Düse bei 22 mg/s [21]	59
Abbildung 3-13 - Simulation der Temperaturverteilung in der Düse für 800 W und 22 mg/s [21].....	59
Abbildung 3-14 - Temperaturmesspunkte am Gehäuse	60
Abbildung 3-15 Entwicklung der regenerativen Kühlungsverfahren an der IRS MARC Triebwerksreihe [42][43]	61
Abbildung 3-16 - Entwicklung des Schubwirkungsgrades der IRS MARC Triebwerksreihe mit Wasserstoff als Treibstoff [43][42][67]	62
Abbildung 3-17 - Dissoziation- und Ionisationsenergiebereiche von Wasserstoff bei 1 bar [26]	64
Abbildung 3-18 - Eingefrorener Wirkungsgrad verschiedener Treibstoffe bei 1 bar [9][26] .	65
Abbildung 3-19 - Druckabhängigkeit des chemischen Wirkungsgrades für Wasserstoff [9] .	66

Abbildung 3-20 - Abhängigkeit des Schubwirkungsgrades vom Massenstrom und vom Düsenhalsdurchmesser für das NASA Lewis RC Lichtbogentriebwerk (500 W – 1 kW) [32]	68
Abbildung 3-21 - Abhängigkeit des Schubwirkungsgrades vom Massenstrom bei konstanter spezifischer Energie für 2,54 mm Düsenhalsdurchmesser (10-40 kW bei 30-180 mg/s Wasserstoff) [72]	68
Abbildung 3-22 - Abhängigkeit des Schubwirkungsgrades vom Massenstrom bei konstanter spezifischer Energie für 1,78 mm Düsenhalsdurchmesser (10-40 kW bei 30-180 mg/s Wasserstoff) [72]	69
Abbildung 3-23 - Abhängigkeit des Schubwirkungsgrades vom Massenstrom bei konstanter spezifischer Energie für 2,54 mm Düsenhalsdurchmesser und 10 ° bzw. 20 ° Öffnungswinkel (10-40 kW bei 30-180 mg/s Wasserstoff) [72]	69
Abbildung 3-24 - Abhängigkeit des Schubwirkungsgrades vom Massenstrom und vom Düsenhalsdurchmesser für das TALOS Triebwerk mit Ammoniak [21] (Massenstrom nachträglich korrigiert, siehe Kapitel 5.2.2)	70
Abbildung 3-25 - Abhängigkeit des Schubwirkungsgrades vom Massenstrom für das ARTUS IM2 und IM3 Triebwerk [48]	71
Abbildung 3-26 - Abhängigkeit des Schubwirkungsgrades vom Massenstrom für das ATOS 2 Triebwerk bei 0,5 mm Düsenhalsdurchmesser [43]	71
Abbildung 3-27 - Abhängigkeit des Schubwirkungsgrades vom Massenstrom für das HIPARC R1 Triebwerk bei 3 mm Düsenhalsdurchmesser [43]	72
Abbildung 3-28 - Schema einer Düse mit Unterschalllichtbogenansatz [29]	73
Abbildung 3-29 - Beispiel für ein Triebwerksdesign mit Unterschalllichtbogenansatzes [23]	73
Abbildung 3-30 - Schema einer Düse mit Doppelkonus (oben) und Rekombinationskammer (unten) [28]	74
Abbildung 3-31 - Beispiel für den Einsatz einer Rekombinationskammer (MARC 6, IRS) [43]	74
Abbildung 3-32 - Austrittsgeschwindigkeit und Temperaturverlauf für eine Entladungskammertemperatur von 3800 K für Ammoniak (berechnet mit CEA)	75
Abbildung 3-33 - Mögliche Treibstoffe für Lichtbogentriebwerke (grün – bereits erfolgreich getestet, gelb – nur theoretisch interessant, rot – inkompatibel (Ruß/Erosion), grau – irrelevant) [74]	77
Abbildung 3-34 - Stalagmitförmige Ablagerungen an der Kathode beim Betrieb mit Kohlenwasserstoffen [37]	78
Abbildung 3-35 - Schubwirkungsgrad abhängig vom Düsenöffnungshalbwinkel bei verschiedenen Massenströmen (AVCO 30 kW, Wasserstoff, 3,8 mm Düsenhals, 32 mm Düsenlänge) [26]	81
Abbildung 3-36 - Design des VELARC Triebwerkes basierend auf dem ARTUS LM 3	82
Abbildung 3-37 - Injektordesign des VELARC Triebwerkes basierend auf Injektor 3 des TALOS Triebwerks	83
Abbildung 3-38 - VELARC Düsen (oben: Düse 2, unten Düse 3 mit Doppelkonus)	83
Abbildung 3-39 - Schubwirkungsgrade des VELARC Triebwerks für die Düse 2 (Einfacher Konus) und Düse 3 (Doppelkonus) mit Ammoniak bei einer Leistung von 230 – 660 W	83
Abbildung 3-40 – Vergleich der Schubwirkungsgrade des VELARC Triebwerks mit dem NASA LeRC Triebwerk und dem ISAS Triebwerk bei unterschiedlichen Ammoniak-Massenströmen (grün: VELARC bei annähernd gleichem Massenstrom, rot: LPADs von LeRC bzw. SAGAMI-III von ISAS bei annähernd gleichem Massenstrom)	84
Abbildung 3-41 - Minimale Leistung des VELARC Triebwerks mit einfacher Düse (Düse 2) und Doppelkonus (Düse 3) mit Wasserstoff (1,7-7,4 mg/s), Ammoniak (5-20 mg/s) und Argon (11-30 mg/s) (siehe auch Tabelle 3-10 und Tabelle 9-7)	85

Abbildung 3-42 - Stromlimit des VELARC Triebwerks (siehe auch Tabelle 3-10 und Tabelle 9-7).....	86
Abbildung 3-43 - Erster Testlauf mit Helium im VELARC Triebwerk.....	87
Abbildung 3-44 – Betrieb des VELARC Triebwerk mit Helium im High-Voltage-Mode (rechts) und Low-Voltage-Mode (links).....	88
Abbildung 3-45 - Strom-Spannungs-Charakteristik für Helium im VELARC Triebwerk (stabile Punkte).....	89
Abbildung 3-46 - Austrittsgeschwindigkeiten und Schubwirkungsgrade für Helium im VELARC Triebwerk (stabile Punkte).....	89
Abbildung 3-47 - Schubwirkungsgrade für Helium über der spezifischen Energie (stabile Punkte).....	90
Abbildung 3-48 – Vergleich realer Triebwerksparameter mit theoretischen Grenzwerten von Wasserstoff (Tabelle der detaillierten Triebwerksparameter siehe Anhang 9.1).....	92
Abbildung 3-49 - Vergleich realer Triebwerksparameter mit theoretischen Grenzwerten von Ammoniak (Tabelle der detaillierten Triebwerksparameter siehe Anhang 9.2).....	93
Abbildung 3-50 – Vergleich realer Triebwerksparameter von Hydrazin-Triebwerken mit theoretischen Grenzwerten von Ammoniak (Tabelle der detaillierten Triebwerksparameter siehe Anhang 9.3).....	94
Abbildung 3-51 – Vergleich der Leistungsfähigkeit realer Helium-Lichtbogentriebwerke mit theoretischen Grenzwerten (Tabelle der detaillierten Triebwerksparameter siehe Anhang 9.4).....	95
Abbildung 4-1 – Durch einseitigen Ansatz im Low-Voltage-Mode entstandene gravierende Erosion des Düsenhalses, links: konvergenter Bereich, rechts: divergenter Bereich.....	100
Abbildung 4-2 - Im Low-Voltage-Mode entstandene Rinnsale geschmolzenen Materials im Düsenhals (Blickrichtung stromabwärts).....	101
Abbildung 4-3 – Spannungsaufzeichnung während der Transition vom Low-Voltage-Mode (<60 V) zum High-Voltage-Mode (<90 V) für das TALOS Triebwerk bei 800 W, 22 mg/s Ammoniak und By-Pass-Regelung	101
Abbildung 4-4 - HIPARC-W des IRS mit Segmentierter Düse zur Strom- und Wärmeflussmessung [67].....	102
Abbildung 4-5 - Aufschmelzung der Kathodenspitze, rechts mit Kraterbildung	103
Abbildung 4-6 - Untersuchte Injektoren (oben-links: Injektor 1, oben rechts: Injektor 3, unten-links: Injektor 4 und unten-rechts: Injektor 5a und 5b)	105
Abbildung 4-7 - Paschenkurve [83].....	108
Abbildung 4-8- Spannungssprünge durch Flackern des Plasmastrahls [81].....	109
Abbildung 4-9 - Spannungssignal bei Rotation des Lichtbogens durch Gaswirbel von Injektor 5b [81].....	110
Abbildung 4-10 - Links – Transitionsspur mit starken Aufschmelzungen, Rechts: Transitionsspur für Injektor 5a [81].....	111
Abbildung 4-11 - Stromverteilung/Anodenansatz für das HIPARC-W Triebwerk (links: ohne Wirbel, rechts: mit Wirbel)	111
Abbildung 4-12 – Beispiel für Brennflecken durch einseitigen Lichtbogenansatz an Düse und Kathode des TALOS Triebwerks	112
Abbildung 4-13 – Beispiel einer Instabilität mit Injektor 1 (Versuch 146).....	114
Abbildung 4-14 – Transition und Stabilität mit Injektor 3 – Verbessertes Herausblasen (Versuch 208).....	114
Abbildung 4-15 - Transition und Stabilität mit Injektor 1 [69].....	115
Abbildung 4-16 - Transition und Stabilität mit Injektor 3 [69].....	115
Abbildung 4-17 - Transitionstests mit Treibstoffpuls, Injektor 3 und frischer Düse (Erste Versuche)	116

Abbildung 4-18 - Transitionstests mit Treibstoffpuls, Injektor 3 und frischer Düse (100 Zündungen)	117
Abbildung 4-19 - Konvergenter Bereich der Düse vor den Tests und nach 20 Transitionen (TALOS, 800 W, 22 mg/s Ammoniak, Injektor 3)	118
Abbildung 4-20 - Düsenhals und konvergenter Bereich der Düse (oben links: vor den Tests, oben rechts: 20 Transitionen, unten links: 60 Transitionen, unten rechts: 100 Transitionen) (TALOS, 800 W, 22 mg/s Ammoniak, Injektor 3)	118
Abbildung 4-21 - Düsenhals und divergenter Bereich der Düse nach 20, 60 und 100 Transitionen (TALOS, 800 W, 22 mg/s Ammoniak, Injektor 3)	119
Abbildung 4-22 - Zündversuche pro Zündung für das ATOS Triebwerk während des Lebensdauertests [5]	119
Abbildung 4-23 - Zuwachsen des Düsenhalses durch thermische Zyklen für ATOS 1 bei geringen spezifischen Energien und Wolframdüse [5].....	120
Abbildung 4-24 - Zuwachsen des Düsenhalses durch thermische Zyklen für MR-510 mit hohen spezifischen Energien für verschiedene Düsenmaterialien [14].....	120
Abbildung 4-25 - Entwicklungsprozess der Graphitdüsen des IRS HIPARC [44].....	121
Abbildung 5-1 - Grundkomponenten des Treibstofffördersystems (ohne Zersetzer)	122
Abbildung 5-2 - Grundprinzip eines thermischen Massenstromreglers [85].....	124
Abbildung 5-3 - Abhängigkeit des Druckes und der Wärmekapazität entlang der Ammoniaktaulinie [75].....	124
Abbildung 5-4 - Treibstofffördersystem des ATOS Triebwerks auf der AMSAT P3D Mission [5].....	125
Abbildung 5-5 - Treibstofffördersystem mit dynamischem Druckregler und Blende	127
Abbildung 5-6 - Treibstofffördersystem mit By-Pass-Ventil	127
Abbildung 5-7 – Konzept zur Transitionsbeschleunigung [86]	128
Abbildung 5-8 – Aufbau und Massenstromregelgenauigkeit des Druckreglers mit flüssigem Ammoniak (oben: Messstellen im Treibstofffördersystem)	129
Abbildung 5-9 –links: Eigenbau des IRS, rechts: Mikrokanalverdampfer des Forschungszentrum Karlsruhe (FZK) [21]	130
Abbildung 5-10 - Mikrokanallagen des Verdampfers [88].....	131
Abbildung 5-11 - Temperaturverlauf während der Wirkungsgradbestimmung des Verdampfers für flüssiges Ammoniak.....	132
Abbildung 5-12 - Messpunkte für die Wirkungsgradbestimmung des Verdampfers.....	133
Abbildung 5-13 - Beispiel für Temperaturspitzen in der Heizkartusche durch Gasblasen ...	135
Abbildung 5-14 - TALOS Triebwerk mit aufgeflanschem Verdampfer	135
Abbildung 5-15 - Abhängigkeit der Gasaustrittstemperatur vom Gasmassenstrom bei reiner kapazitiver Heizung des Gases (TALOS)	136
Abbildung 5-16 - Befüllung und Isolation des Treibstofftanks	141
Abbildung 5-17 – Filter und Verdampfer	142
Abbildung 5-18 - Redundanzkonzept für einheitliche Massenstromregelung für vier Triebwerke	143
Abbildung 5-19 - Redundanzkonzept für individuelle Massenstromregelung	143
Abbildung 5-20 - Treibstofffördersystem für ein Dual Mode System mit Lichtbogentriebwerken [22].....	145
Abbildung 5-21 - MR-510 Design [17]	146
Abbildung 6-1 - Townsend-Mechanismus [99]	147
Abbildung 6-2 – Paschenkurve [99]	149
Abbildung 6-3 – Stoßkennlinie mit Streu- und Aufbauzeit bei steilem Spannungsanstieg [99]	150

Abbildung 6-4 - Stoßkennlinien mit Durchschlagsspannungen bei konstanter Spannungszeitfläche [99]	150
Abbildung 6-5 - Ersatzschaltbild eines Sperrwandlers [101]	151
Abbildung 6-6 - Zündspannung bei verschiedenen Kondensatorkapazitäten (TALOS bei einem Elektrodenabstand von 0,6 mm mit Argon bei 20 mg/s) [101]	152
Abbildung 6-7 - Funktionsprinzip der Hochspannungskaskade [103]	153
Abbildung 6-8 - Hochspannungskaskade für ein Cube-Sat PPT [102]	153
Abbildung 6-9 - Doppelpuls Verfahren[100]	154
Abbildung 6-10 – Beispiel für eines Spannungszeitflächendiagramms	155
Abbildung 6-11 - Blockschaltbild der IRS Laborelektronik [101]	156
Abbildung 6-12 - Primärschaltung der IRS - Laborelektronik [101]	157
Abbildung 6-13 - Sekundärschaltung der IRS – Laborelektronik [101]	157
Abbildung 6-14 – Stromverlauf und Pulsweitenmodulation kurz nach der Zündung (TALOS mit Ammoniak, AMSAT Flugelektronik, 6,5 A) [101]	158
Abbildung 6-15 - Stromverlauf im stationären Betrieb (TALOS mit Ammoniak, AMSAT Flugelektronik, 6,5 A) [101]	158
Abbildung 6-16 - Spannungssprünge durch kurzfristiges Ausschalten des Lichtbogens [81]	159
Abbildung 6-17 - Wirkungsgrad der Elektronik (Labormodell) [101]	161
Abbildung 7-1 - Apparateverbreiterung einer Laserspektrallinie in Pikometern	165
Abbildung 7-2 - Gaußprofil einer $H\alpha$ Linienverbreiterung (Versuchsbedingung #5)	166
Abbildung 7-3 - FPI mit zwei nach innen verspiegelten Glasplatten [106]	168
Abbildung 7-4 - FPI Messaufbau [105]	169
Abbildung 7-5 – Beispiel für die Verbreiterung der $H\alpha$ Linie für Ammoniak (Test # 5, Halbwertsbreite 28,4 pm)	171
Abbildung 7-6 – Beispiel für die Verbreiterung der $H\beta$ Linie für Ammoniak (Test # 5, Halbwertsbreite 14,9 pm)	172
Abbildung 7-7 – Radialprofil der Schwerteilchentemperatur für den Ammoniakplasmastrahl bestimmt aus der Dopplerverbreiterung des $H\alpha$ Profils (Versuchsbedingung #6, in der Düsenaustrittsebene)	173
Abbildung 7-8 - Intensitätsprofil der radialen Messungen (ohne Zentrierungskorrektur) (Versuchsbedingung #5, #6 und #7)	173
Abbildung 7-9 - Schwerteilchentemperaturprofil an unterschiedlichen axialen Positionen (nachträglich zentriert um radiale Nullposition) (Versuchsbedingung #5, #6 und #7)	174
Abbildung 7-10 - Entabelltes Radialprofil der Schwerteilchentemperatur (Versuchsbedingung #6, in der Düsenaustrittsebene)	175
Abbildung 7-11 - Axialprofil der Schwerteilchentemperatur (Versuchsbedingung #8)	176
Abbildung 7-12 - Anregungstemperaturen an unterschiedlichen, axialen Positionen (Versuchsbedingung #5, #6 und #7)	177
Abbildung 7-13 - Position der Schwerteilchentemperaturmaxima für die Versuche #5, #6, #7 und #8	178
Abbildung 7-14 –Unterexpansion (links) und Überexpansion (rechts) einer konvergent / divergenten Düse [109]	178
Abbildung 7-15 - Radialprofil des Massenstroms im Plasma eines Wasserstofflichtbogentriebwerks von AVCO [9][26]	179
Abbildung 7-16 - Radialprofil der Druckverteilung im Plasma eines Wasserstofflichtbogentriebwerks von AVCO [9][26]	180
Abbildung 7-17 – Schwerteilchen- und Anregungstemperatur beim Übergang von Wasserstoff (0%) auf Ammoniak (100%) (Versuchsbedingung #9, in der Düsenaustrittsebene)	181

Abbildung 7-18 - Radialprofil des Wasserstoffplasmastrahls des TALOS-Triebwerks bei der Versuchsbedingung #10 (in der Düsenaustrittsebene)	183
Abbildung 7-19 - Axialprofil des Wasserstoffplasmastrahls des TALOS-Triebwerks bei der Versuchsbedingung #10.....	183
Abbildung 7-20 - Bestimmung des Doppler- und Starkverbreiterungsanteils über den Vergleich der Verhältnisse zwischen der Hα und der Hβ Verbreiterung	184
Abbildung 7-21 - Radialprofil der Elektronendichte nach Zube [112]	189
Abbildung 7-22 - Axialprofil der Elektronendichte und Anregungstemperatur nach Zube [112].....	189
Abbildung 9-1 - IRS Lichtbogentriebwerksentwicklungsgeschichte	209

Symbolverzeichnis

a	Ionenstromanteil an Gesamtstrom (-)
A	Oberfläche oder Querschnittsfläche (m ²)
A_{div}	Fläche des divergenten Bereichs der Düse (m ²)
A_{LB}	Lichtbogenquerschnittsfläche (m ²)
A_{reg}	Regenerativ wirksame Fläche (m ²)
c	Lichtgeschwindigkeit (m/s)
c_e	Effektive Austrittsgeschwindigkeit (m/s)
c_p	Wärmekapazität (W/kgK)
C	Blendenform-Korrekturfaktor (-)
d	Abstand bzw. Durchmesser (m)
d_{Hals}	Düsenhalsdurchmesser (m)
d_{Blende}	Blendendurchmesser (m)
e	Elektronenladung (C)
E	Energie (J)
E_D	Dissoziationsenergie (J)
E_{Ion}, E_I	Ionisationsenergie (J)
E_k	Anregungsenergie (J)
E_n	Energie eines Elektronenniveaus (J)
f	Oszillatorstärke (-)
F	Schub (N)
F_0	Holtmark Feldstärke (m ^{-2/3})
g	Statisches Gewicht (-)
h	Planck'sches Wirkungsquantum (Js)
h_0	massenspezifische Energie (J/kg)
h_{fl}	massenspez. Enthalpie in einer Flüssigkeit (J/kg)
h_{gas}	massenspez. Enthalpie in einem Gas (J/kg)
$H_{alpha}, H_{beta}, H_{gamma}$	Spezielle Spektrallinien des Wasserstoffs (nm)
i	flächenspezifische Stromdichte (A/m ²)
i_{An}	Anodenstromdichte (A/m ²)
i_e	Elektronenstromdichte (A/m ²)
i_{Ion}	Ionenstromdichte (A/m ²)
I	elektrische Stromstärke (A) bzw. Intensität (W/m ²)
I_{sp}	Spezifischer Impuls (s)
I_{sp}	Reduzierter spezifischer Impuls (s)
k_B	Boltzmannkonstante (J/K)

l	Länge (m)
l_{div}	Lichtbogenlänge im divergenten Bereich (m)
l_{gap}	Lichtbogenlänge im konvergenten Bereich (m)
l_{Hals}	Düsenhalslänge (m)
l_{LB}	Lichtbogenlänge (m)
m	Masse (kg)
m_0	Startmasse (kg)
m_b	Brennschlussmasse(kg)
m_L	Nutzlast-und Plattformmasse(kg)
m_{Tr}, m_P	Treibstoffmasse (kg)
m_{Tank}	Tankmasse (kg)
m_W	Triebwerks- und Leistungsversorgungsmasse (kg)
$\dot{m}$	Massenstrom (kg/s)
M_{eff}	Effektive Molmasse (kg/mol)
n	Brechungsindex (-)
n_e	Elektronendichte (1/m ²)
p	Druck (Pa)
p_e, p_2	Austrittsdruck (Pa)
p_0, p_1	Eintrittsdruck (Pa)
p_{EK}	Entladungskammerdruck (Pa)
P	Leistung (W)
P_{Chem}	Chemische Verlustleistung (W)
$P_{Düse}$	Düsenverlustleistung (W)
P_{el}	Elektrische Leistung (W)
$P_{el,ges}$	Elektrische Systemleistung inkl. PCU und TFS (W)
P_{kin}, P_{jet}	Kinetische Leistung (W)
P_{konv}	Thermische Verluste durch Konvektion (W)
P_{PCU}	Leistung der PCU (W)
P_{reg}	Regenerativer Rückgewinn therm. Verluste (W)
P_{str}	Thermische Verluste durch Strahlung (W)
P_{TFS}	Leistung des Treibstofffördersystems (W)
$P_{thermal}$	Thermische Verlustleistung (W)
$\dot{q}$	Massenspezifischer Wärmestrom (W)
Q	Wärmeenergie (J)
Q_{verd}	Verdampfungswärme (J)
Q_{heiz}	Heizwärme (J)
$\dot{Q}$	Wärmestrom (W)
$\dot{Q}_{reg}$	Regenerativer Wärmestrom (W)
$\dot{Q}_{reg,max}$	Maximal erreichbarer reg. Wärmestrom (W)
$\dot{Q}_{reg,rad}$	Regenerativer Wärmestrom in einem Strahlungsgekühlten Triebwerk (W)

s	Länge (m)
Δs	Gangunterschied (m)
r	Reaktionsenergie (J)
r_D	Verdampfungsenergie (J)
r_s	Schmelzenergie (J)
$\Re$	allgemeine Gaskonstante ($\text{kg m}^2/\text{s}^2 \text{ mol K}$)
t	Zeit (s)
t_b	Brennzeit des Triebwerks (s)
T	Temperatur (K)
T_{aus}, T_{nach}	Ausgangstemperatur des Gasgenerators (K)
T_e	Elektronentemperatur (K)
T_{ein}, T_{vor}	Eingangstemperatur des Gasgenerators (K)
T_{ex}	Anregungstemperatur (K)
T_{Gas}	Kaltgastemperatur (K)
$T_{heiß}$	Regenerativ aufgeheizte Gastemperatur (K)
T_{im}	Temperatur im Gasgenerator (K)
T_{Ion}	Ionentemperatur (K)
T_{Plasma}	Gemittelte Plasma-Schwerteilchentemperatur (K)
T_S	Schwerteilchentemperatur (K)
T_{Wand}	Düsenwandtemperatur (K)
T_R	Transportrate (kg/s)
U	Spannung (V)
U_{An}	Anodenfallspannung (V)
U_{Kath}	Kathodenfallspannung (V)
U_{LBS}	Spannung in der Lichtbogensäule (V)
v	Geschwindigkeit (m/s)
v_C	Charakteristische Geschwindigkeit (m/s)
Δv	Antriebsbedarf (m/s)
Δv_{CP}	A. für chemische Hochschubmanöver (m/s)
Δv_{EP}	A. für elektrische Niederschubmanöver (m/s)
$\dot{V}$	Volumenstrom (m^3/s)

Griechische Symbole

α	Wärmeübergangskoeffizient ($\text{W/m}^2\text{K}$) bzw. massenspez. Leistung der Energieversorgung (W/kg)
α_I	Ionisationsgrad (-)
α_D	Dissoziationsgrad (-)
$\alpha_{1/2}$	Reduzierte Wellenlänge ($m^{5/3}$)
ϵ	Emissionskoeffizienz (-)

κ	Isentropenexponent (-)
λ	Wärmeleitungsfähigkeit (W/mK) bzw. Wellenlänge (m)
$\Delta\lambda$	Halbwertsbreite einer Wellenlängen (m)
$\Delta\lambda_S$	Starkverbreiterung (m)
$\Delta\lambda_D$	Dopplerverbreiterung (m)
$\Delta\lambda_A$	Apparateverbreiterung (m)
$\Delta\lambda_F$	freier Spektralbereich (m)
μ_L	Nutzlastverhältnis (inklusive Plattformmasse) (%)
μ_{Prop}	„Treibstoffmasse zu Gesamtmasse“-Verhältnis (%)
$\mu_{Power}, \mu_{Reaktor}$	„Leistungsversorgungsmasse zu Gesamtmasse“- Verhältnis (%)
η	Wirkungsgrad (%)
η_{heiz}	Heizerwirkungsgrad (%)
η_j	Schubwirkungsgrad (%)
η_{PPU}	Triebwerkselektronikwirkungsgrad (%)
η_{verd}	Verdampfungswirkungsgrad (%)
ϕ	Wirkungsquerschnitt (1/m ²)
ϕ_{EE}	Eintrittsenergie (J)
ϕ_{AE}	Austrittsenergie (J)
$\Delta\phi$	Phasendifferenz (-)
ρ	Dichte (kg/m ³)
ρ_1	Dichte vor der Blende (kg/m ³)
ρ_2	Dichte hinter der Blende (kg/m ³)
ρ_{Atm}	Atmosphärische Dichte (kg/m ³)
π	Kreiskonstante Pi (-)
σ	Stefan-Boltzmann-Konstante (J/K) bzw. Leitfähigkeit (A/Vm)
σ_{LBS}	Leitfähigkeit in der Lichtbogensäule (A/Vm)
τ	Freie Weglänge (m)
ν	Frequenz (Hz)

Abkürzungsverzeichnis

ADS	Airbus Defense and Space
AF-MPD	Fremdfeld („Applied Field“) Magnetoplasmadynamisches Triebwerk
ARC	Arcjet
ARTUR	Arcjet Thruster Universität Stuttgart – Regenerativ gekühlt
ARTUS	Arcjet Thruster Universität Stuttgart
ATD	Arcjet Technology Development Program
ATOS	Arcjet Thruster for Oscar Satellite
BICE	Beijing Institute of Control Engineering
BIPROP	Chemisches Zweistofftriebwerk (Bipropellant)
BPD	Bombrini-Parodi-Delfino
BW 1	Lunar Mission Baden Württemberg 1
CGT	Kaltgastriebwerk (Cold Gas Thruster)
CP	Chemische Antriebe (Chemical Propulsion)
CSSAR	Center for Space Science and Applied Research of CAS
DCT	Diverging Cusp Thruster
DLR	Deutsches Zentrum für Luft und Raumfahrttechnik
EP	Elektrische Antriebe (Electric Propulsion)
EPL	Electric Propulsion Laboratory
ESA	European Space Agency
ESEX	Electric Propulsion Space Experiment
ERNO	Entwicklungsring Nord
Flux	Strahlungsfluss auf den Satelliten während des Transfers
FZK	Forschungszentrum Karlsruhe
GEO	Geostationärer Orbit
GIT	Gitterionentriebwerk
GSC	Giannini Scientific Corporation
GTO	Geotransferorbit
HEMPT	High Efficient Multistage Plasma Thruster
HET	Hall-Effekt Triebwerk
HIPARC	High Power Arcjet
HIPEP	High Power Electric Propulsion
HYB	Hybridtriebwerk
IHI	Ishikawajima-Harima Heavy Industries
IRA	Institut für Raumfahrtantriebe
IRS	Institut für Raumfahrtsysteme
ISAS	Institute of Space and Astronautic Science
ITT	Invitation to Tender
JAXA	Japan Aerospace Exploration Agency
JPL	Jet Propulsion Laboratory
LAE	Chemisches Haupttriebwerk (Liquid Apogee Engine)
LEO	Niederer Erdborbit (Low Earth Orbit)
LeRC	NASA Lewis Research Center

LPADS	Low Power Arcjet Development
MARC	Medium Power Arcjet
MELCO	Mitsubishi Electric Corporation
MIT	Massachusetts Institute of Technology
MLI	Multi Layer Isolation
MMH	Mono Methyl Hydrazin
MON	Mixed Oxides of Nitrogen
MONO	Chemisches Einstofftriebwerk (Monopropellant)
MOSFETS	Metall-Oxid-Halbleiter-Feldeffekttransistor
MPD	Magnetoplasmadynamisches Triebwerk
NASA	(US) National Aeronautics and Space Administration
NASDA	(JP) National Space Development Agency
NLA	Niederleistungsarcjet
NNSFC	National Natural Science Foundation of China
NSSK	North South Station Keeping
NSTAR	NASA Solar Technology Application Readiness
NTO	Distickstofftetroxid (Nitrogen Tetroxid)
PCU	Triebwerkselektronik (Power Control Unit)
PMD	Propellant Management Device
PPT	Gepulstes Plasmatriebwerk (Pulsed Plasma Thruster)
PPU	Triebwerkselektronik (Power Processing Unit)
PWM	Pulsweitenmodulation
RAT	Radiation cooled Arcjet Thruster
RCT	Lageregelungstriebwerk (Reaction Control Thruster)
RJ	Resistojet
RIT	Radiofrequenzionentriebwerk
RRC	Rocket Research Company
SERT	Space Electric Rocket Test
SF-MPD	Eigenfeld (Self Field) Magnetoplasmadynamisches Triebwerk
SMAD	Space Mission Analysis and Design Handbook
SPT	Stationäres Plasmatriebwerk
SSTL	Surrey Satellite Technology Ltd
TALOS	Thermal Arcjet for Lunar Orbiting Satellite
TFS	Treibstofffördersystem
TIHTUS	Thermal-Inductively Heated Thruster of the University of Stuttgart
TLT	Thermisches Lichtbogentriebwerk
USAF-RC	US-Air Force Research Center
VASIMR	Variable Specific Impulse Magnetoplasma Rocket
VELARC	Very Low Power Arcjet
XIPS	Xenon Ion Propulsion System

Kurzfassung

Für einen treibstoffsparenden Transfer von Raumflugkörpern sind hohe Treibstoffaustrittsgeschwindigkeiten nötig. Bei chemischen Triebwerken ist die nötige Energie zum Erreichen der Austrittsgeschwindigkeiten im Treibstoff gespeichert. Damit ist die maximale spezifische Energie durch die Treibstoffkombination festgelegt und kann nicht darüber hinaus gesteigert werden. Im Fall von elektrischen Triebwerken kann die spezifische Energie im Rahmen der verfügbaren elektrischen Leistung, die von außen in den Treibstoff eingekoppelt wird, und der möglichen stabilen Betriebspunkte des Triebwerks frei gewählt werden.

Ein Typ von elektrischen Triebwerken ist das Lichtbogentriebwerk. Dieses heizt den Treibstoff mit der elektrischen Leistung eines Lichtbogens und entspannt den Treibstoff zur Schuberzeugung in einer Düse. Lichtbogentriebwerke sind seit 1993 erfolgreich im Orbit im Einsatz und sind die leistungstärksten, elektrischen Triebwerke, die bisher im Orbit getestet wurden.

In der vorliegenden Arbeit werden die Parameter zur Entwicklung eines thermischen Lichtbogentriebwerksystems vom Labormodell zum flugtauglichen Triebwerkssystem dargelegt. Dabei werden viele Designentscheidungen objektiv bewertet und darüber hinaus anhand von experimentellen Daten, sofern möglich, begründet. Im Zuge dessen werden sowohl im Rahmen dieser Arbeit erzielte experimentelle Resultate als auch Ergebnisse der letzten Jahrzehnte einbezogen. Diese umfassende, detaillierte Darstellung ist weltweit einmalig und die gewonnenen Erkenntnisse können als Basis für den Entwurf von Lichtbogentriebwerken herangezogen werden und Designentscheidungen erleichtern.

Zunächst werden in Kapitel 2 die weltweiten Entwicklungen auf dem Gebiet der thermischen Lichtbogentriebwerke beleuchtet. Ausgewählte Verbesserungspotentiale werden im Anschluss in Kapitel 3 näher betrachtet und die Theorie mit den erzielten Ergebnissen aus der Praxis verglichen. Dazu gehören der Einfluss der Strom-Spannungs-Charakteristik des Lichtbogens, die regenerative Kühlung der Düse, die Optimierung der Düsenhalsgeometrie und des Öffnungswinkels, die Implementation von Rekombinationskammern oder Doppelkonusdüsen sowie die Untersuchung alternativer Treibstoffe. Anhand einer umfassenden Triebwerksdatenbank interner und internationaler Triebwerke wird die erreichte Leistungsfähigkeit mit dem theoretischen Maximum verglichen. Zudem wurde erstmalig in Europa mit dem neuen IRS-VELARC Triebwerk der für Kleinsatelliten wichtige Bereich kleiner Leistungen bis unter 300 W charakterisiert und erste Schritte zur Optimierung durchgeführt.

Welche Hürden für die Entwicklung eines einfachen Labormodells zum zuverlässigen Flugsystem zu nehmen sind, wird in Kapitel 4 dargelegt. Zuverlässigkeit der Zündung, Stabilität im Betrieb und hohe Lebensdauer durch minimierte Erosion der Elektroden sind die Anforderungen, die erfüllt werden müssen. Insbesondere in diesem Bereich konnten für das IRS-TALOS Triebwerk durch die Wahl des geeigneten Injektors und durch eine neue, beschleunigte Transitionsprozedur deutliche Verbesserungen erreicht werden.

Im weiteren Verlauf der Kapitel 5 und 6 werden Systemaspekte dargestellt und erörtert. Dabei werden sowohl das Treibstofffördersystem, die Lagermöglichkeiten des Treibstoffs als auch die Elektronik zum Betrieb des Triebwerks diskutiert. Weitere Untersuchungen konzentrierten sich auf die Verbesserung der Zündung sowie auf ein Konzept zur weiteren Reduktion der Verdampfungsverluste durch die erstmalige, regenerative Wärmeeinkopplung in den flüssigen Treibstoff.

Im Kapitel 7 erfolgt ein Exkurs in die Plasmadiagnostik. Die Herangehensweise sowie die Ergebnisse einer Fabry-Perot-Interferometrie-Messung (FPI) am Lichtbogentriebwerksplasma werden dargestellt und erneut in den Zusammenhang mit bereits bekannten Erkenntnissen gebracht. Die sehr genaue Methode erweitert die bisherigen Messergebnisse größerer Emissionsspektroskopie und mit Hilfe der Radial- und Axialprofile konnten bisher nicht messbare Details herausgearbeitet werden. Die gewonnenen Daten können als Basis für eine vertiefte Analyse mit numerischen Mitteln dienen.

Abstract

For a propellant saving transfer of a spacecraft high propellant exit velocities are required. For chemical thrusters the required energy to achieve high exit velocities is stored in the propellant. Therefore, the maximum specific energy is limited by the propellant combination and can't be increased above this value. In the case of electric propulsion this specific energy can be chosen freely within the limits of the available electric power and the feasible operation points of the thruster.

A thermal arcjet is a type of electric thruster that is heating the propellant with the electrical power of an electric arc. The propellant is then expanded in a nozzle to generate thrust. Arcjets have been successfully operated in space since 1993 and demonstrated the highest power of an electric thruster in space. They have been developed at the Institute of Space Systems at the Universität Stuttgart since the late 1980s and are considered as main propulsion system for the Lunar Mission BW1.

This thesis presents the parameters involved in the developing of a thermal arcjet thruster. Thereby, it assesses several design decisions and tries to justify these with experimental data. Test results received in the frame of this thesis are integrated into this process as well as results of the last decades. The obtained findings of this unique comprehensive summary can be used as basis for the design of a thermal arcjet system and are intended to facilitate design decisions.

In chapter 2 a thorough review of the international development since the early 1960s is presented. Subsequently, selected design enhancements are investigated in chapter 3 and the respective theory is compared with experimental results. These include the impact of the current-voltage-characteristic of the electric arc, the regenerative cooling of the nozzle, the optimisation of the nozzle geometry, the implementation of recovery chambers and dual cone nozzles, and the investigation of alternative propellants. On basis of a large thruster database of internal and international thrusters the achieved performance is compared with the theoretical optimum. In addition, the operation area of low power i.e. below 300 W, which is important for small satellites, has been characterised in Europe for the first time with the new_IRS-VELARC Thruster and early steps for optimisation have been performed.

The requirements and prerequisites needed for the transition of a laboratory model to a flight model are assessed and described in chapter 4. Reliability of the ignition, stability in operation and high life time achieved by reduced erosion of the electrodes are exemplary requirements, which have to be fulfilled. Especially in this topic several enhancements were achieved for the investigated IRS-TALOS thruster by selection of a suitable injector head and the implementation of a new adequate transition procedure.

The system aspects are presented in chapter 5 and 6. Thereby, the propellant feed and storage system is examined in detail to increase in-orbit reliability. In chapter 6 the power control and ignition electronics are discussed. Further investigation concentrates on the enhancement of the

transition from ignition to stable operation by a suitable feed system design and the reduction of losses by a new regenerative evaporation of the liquid propellant.

An excursion to plasma diagnostic is done in chapter 7. The test preparation and results for Fabry-Perot-Interferometry measurements of the arcjet plasma are presented and again compared to earlier work. This very accurate method extends currently available coarse emission spectroscopy results and with the radial and axial profiles up to now not measurable details have been made visible. These can be used as a database for further analysis with numerical tools.

1. Kapitel - Einleitung und Grundlagen

1.1. Der Antriebsbedarf

Viele Satellitenmissionen benötigen nach dem Einschuss durch die Raketenoberstufe eigene Triebwerke zur Lageregelung oder für aufwendige Bahnänderungen, egal ob nun für den niedrigen Erdorbit, den geostationären Orbit oder für interplanetare Missionen. Dabei ist oft das Nutzlastverhältnis der entscheidende Faktor für die Wirtschaftlichkeit, wenn nicht sogar für die Umsetzbarkeit der Mission. Für die meisten Missionen werden dabei noch chemische Triebwerke eingesetzt. Diese weisen jedoch nur geringe Austrittsgeschwindigkeiten von 2200 m/s für einfache Einstoffsysteme bis 3300 m/s für komplexere Zweistoffsysteme [2] auf. Für eine Mission mit einem Antriebsbedarf Δv von 1500 m/s [3], wie z.B. die direkte Bahnänderung mittels Hohmann-Manöver vom Geo-Transfer-Orbit (GTO) in den geostationären Orbit (GEO), ergibt dies nach der Raketengleichung von Ziolkowski (1.1)[6] bereits einen Treibstoffbedarf von mindestens 36 % der Gesamtmasse des Raumfahrzeugs.

$$\Delta v = c_e \ln \left(\frac{m_0}{m_0 - m_{tr}} \right) \quad 1.1$$

Hierin sind c_e die Austrittsgeschwindigkeit, m_0 die Startmasse und m_{Tr} die Treibstoffmasse. Eine Anhebung der Austrittsgeschwindigkeiten auf 5, 10 oder 20 km/s würde den Treibstoffbedarf deutlich reduzieren, wie beispielhaft in Tabelle 1-1 angegeben.

Austritts- geschwindigkeit in m/s	Treibstoffbedarf
2200	49 %
3300	36 %
5000	26 %
10000	14 %
20000	7 %

Tabelle 1-1 - Treibstoffbedarf für den Transfer aus dem GTO in den GEO

Solche Geschwindigkeiten sind mit chemischen Triebwerken nicht zu erreichen, denn dafür sind sehr hohe massenspezifische Energien nötig. Bei chemischen Triebwerken ist die nötige Energie im Treibstoff gespeichert. Damit ist die maximale spezifische Energie durch die Treibstoffkombination festgelegt und kann nicht darüber hinaus gesteigert werden.

Im Fall von elektrischen Triebwerken ist die spezifische Energie nicht durch den Treibstoff begrenzt und kann im Rahmen der verfügbaren elektrischen Leistung, die von außen in den Treibstoff eingekoppelt wird, und der möglichen stabilen Betriebspunkte des Triebwerks gewählt werden. Der Schubwirkungsgrad η beschreibt das Verhältnis zwischen der gewonnenen Schubleistung P_{kin} und der elektrisch eingekoppelten Leistung P_{el} [6]. Diese Größe ist entscheidend zum Verständnis der Leistungsgrenzen von elektrischen Triebwerken.

$$\eta = \frac{P_{kin}}{P_{el}} = \frac{\dot{m}c_e^2}{2P_{el}} \quad 1.2$$

$$\eta = \frac{c_e F}{2P_{el}} \quad 1.3$$

$$2 P_{el} > c_e F \quad 1.4$$

Hierbei ist $\dot{m}$ der Treibstoffmassenstrom. Auf Systemebene ist Gleichung 1.4 zudem ein Maß dafür, welche Austrittsgeschwindigkeiten im optimalen Fall bei einem Wirkungsgrad von 100 % möglich sind, wenn ein bestimmter Schub gefordert und eine bestimmte Leistung gegeben sind. Dies macht klar, dass auch das beste elektrische Triebwerk nicht gleichzeitig Schübe im Newton-Bereich und Austrittsgeschwindigkeit von mehreren 10 km/s erreichen kann, solange die bereitgestellte Leistung nicht ausreichend hoch ist. Kapitel 3 wird die Faktoren beschreiben, die Einfluss auf den Schubwirkungsgrad haben, und Möglichkeiten darstellen, mit denen dieser gesteigert werden kann.

1.2. Das thermische Lichtbogentriebwerk

Thermische Lichtbogentriebwerke (TLT) haben gegenüber chemischen Triebwerken den Vorteil, dass deutlich höhere massenspezifische Energien (10 - 100 MJ/kg für Hydrazin und Ammoniak und bis zu 700 MJ/kg für Wasserstoff) und damit deutlich höhere Austrittsgeschwindigkeiten durch die Einkopplung elektrischer Leistung in den Treibstoff erreicht werden. Das Schubprinzip thermischer Lichtbogentriebwerke basiert, ähnlich dem Prinzip chemischer Triebwerke, auf der Aufheizung eines Treibstoffs in einer Entladungskammer mit einer anschließenden Entspannung in einer Düse. Nach dem Newton'schen Reaktionsprinzip führt das Ausstoßen des Treibstoffs durch die Impulserhaltung zu einem Schub auf das Raumfahrzeug in entgegengesetzter Richtung. Im Gegensatz zum chemischen Triebwerk wird allerdings im Lichtbogentriebwerk der Treibstoff nicht durch Verbrennung aufgeheizt, sondern durch die ohmsche Heizung eines Lichtbogens. Dieser brennt in der Entladungskammer zwischen einer stabförmigen Kathode und der coaxial Düse, die als Anode geschaltet ist. Der Aufbau ist in Abbildung 1-2 dargestellt. Begrenzt wird die spezifische Enthalpieerhöhung des Gases durch die thermische Widerstandsfähigkeit der Entladungskammermaterialien und die auf dem Raumfahrzeug verfügbare elektrische Leistung. Während letzteres eher eine Frage der Missions- und Systemauslegung ist, stellt die thermische Widerstandsfähigkeit des Triebwerks hohe Anforderungen an die Triebwerksentwicklung.

1.3. Funktionsprinzip

Im Folgenden wird ein kurzer Einblick in die Funktionsweise eines thermischen Lichtbogentriebwerks gegeben, um grundlegendes Verständnis für die folgenden Kapitel zu vermitteln. Die Hauptkomponenten des thermischen Lichtbogentriebwerks, wie in Abbildung 1-1 dargestellt, sind eine als Anode geschaltete Düse sowie eine dazu koaxial angeordnete Kathode im konvergenten Bereich der Düse. Ein stromaufwärts positionierter Injektor bläst den Treibstoff gerichtet in die Entladungskammer ein. Ein kurzer Spannungspuls von 2000 - 5000 V bewirkt einen Paschen-Durchbruch im Gas. Darauf bildet sich zwischen Kathodenspitze und Düsenhals ein Lichtbogen, wie in Abbildung 1-2 dargestellt. Der Treibstoff wird an dem Lichtbogen vorbeigeführt und durch ohmsche Heizung auf mehrere tausend Grad aufgeheizt, bevor er dann durch Entspannung im divergenten Teil der Düse auf hohe Austrittsgeschwindigkeiten beschleunigt wird.

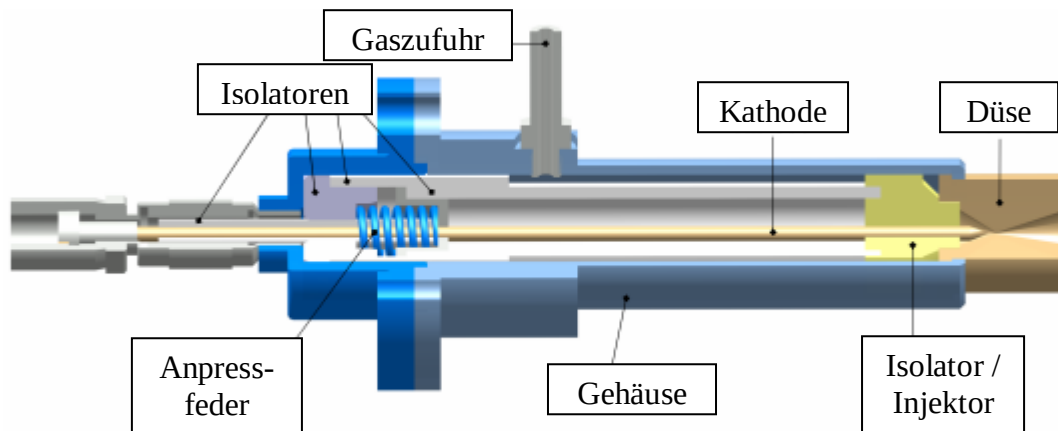


Abbildung 1-1 – Schnitt durch ein thermisches Lichtbogentriebwerk (IRS TALOS) [4]

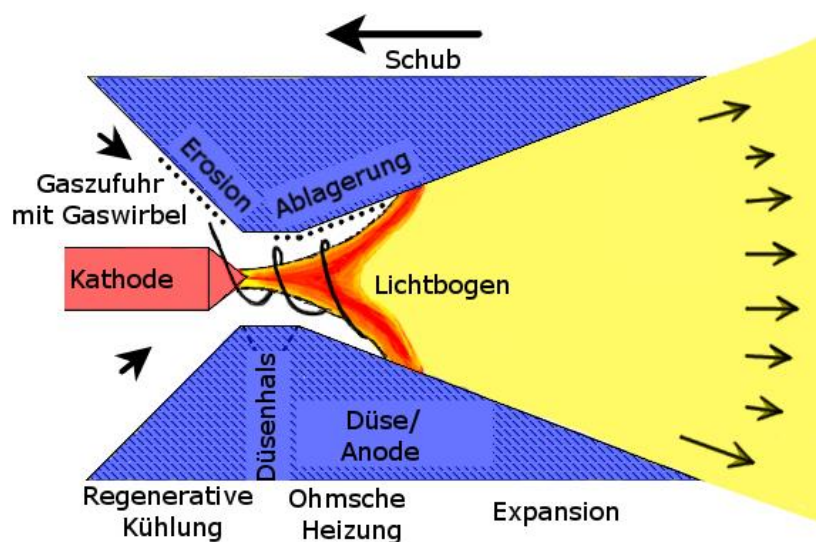


Abbildung 1-2 – Schema des Lichtbogens in einem thermischen Lichtbogentriebwerk [5]

Direkt nach der Zündung setzt der Lichtbogen noch mit ca. 20-50 V punktförmig im konvergenten Bereich der Düse an. Dieser Zustand wird als „Low-Voltage-Mode“ bezeichnet. Ein zu langer Aufenthalt in dieser Zone erzeugt Aufschmelzungen im Düsenhals und erhöhte Erosion. Nach einer kurzen Transition (wenige Millisekunden bis Sekunden) stabilisiert sich der Lichtbogen abhängig vom verwendeten Gas bei ca. 70 - 140 V diffus im divergenten Bereich der Düse. Der Lichtbogen geht durch den Düsenhals hindurch und kann das vorbeiströmende Gas optimal erhitzen. Dieser Modus wird als „High-Voltage-Mode“ bezeichnet und zeigt aufgrund des diffusen Lichtbogenansatzes nur minimale Erosion.

Die Werkstoffe der Anode, der Kathode und des Isolators zwischen beiden Elektroden müssen während des Betriebs hohen thermischen Lasten widerstehen können und sind daher aus hochschmelzenden Metallen wie Wolfram bzw. im Falle des Isolators zwischen den Elektroden aus Bornitrid gefertigt. Zusätzlich wird durch den Injektor ein Gaswirbel erzeugt, der einen Kaltgasmantel um den Lichtbogen begünstigen soll, wodurch die thermische Belastung des Düsenhals weiter reduziert wird. Gekühlt wird das Triebwerk durch die Wärmeabstrahlung der Düse (Strahlungskühlung) und durch Führung des kalten Treibstoffs entlang heißer Strukturen (regenerative Kühlung). Die Größe des Gehäuses hängt entsprechend davon ab, auf welcher Strecke die Temperaturen, die bei der Düse noch zwischen 1000 und 2000 K betragen, auf ein angemessenes Maß für die Satellitenschnittstellen reduziert werden können.

Die Austrittsgeschwindigkeit eines thermischen Triebwerks kann aus der Gastemperatur in der Entladungskammer abgeschätzt werden[21].

$$c_e = \sqrt{\frac{2\kappa}{\kappa - 1} \frac{\Re T_0}{M_{eff}}} \sqrt{1 - \left(\frac{p_e}{p_0}\right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}} \sim \sqrt{\frac{T_0}{M_{eff}}} \quad 1.5$$

Dabei sind T_0 und p_0 die Temperatur und der Druck in der Entladungskammer, p_e ist der Austrittsdruck am Ende der Düse. M und κ sind die molare Masse und der Adiabatenkoeffizient der Treibstoffkomponenten und $\Re$ ist die universelle Gaskonstante. Unter Vernachlässigung des Einflusses des Adiabatenkoeffizienten und mit der Annahme vollständiger Expansion ($p_e = 0$) kann Gleichung 1.5 auf die zwei größten Einflüsse, die Entladungskammertemperatur und die molare Masse reduziert werden. Wichtig für nachfolgende Betrachtungen ist, dass theoretisch mit allen Treibstoffen hohe Austrittsgeschwindigkeiten möglich sind, aber bei leichteren Treibstoffen schon geringere Entladungskammertemperaturen ausreichen, um dies zu erreichen. Da die Entladungskammertemperatur durch die Materialien des Triebwerks beschränkt ist, kommen hier vor allem Wasserstoff (bis 20 km/s, [6]), Helium und wasserstoffhaltige Verbindungen wie Ammoniak (8 km/s, [6]) und Hydrazin in Frage. Sind die Austrittsgeschwindigkeiten irrelevant, da der Treibstoff als Abfallprodukt vorliegt (z.B. Abgase der Raumstation), können auch schwerere Treibstoffe verwendet werden. Jedoch ist hier die Kompatibilität mit den Elektroden zu berücksichtigen. Da Sauerstoff die Elektroden angreifen kann und Kohlenstoff zur Rußbildung neigt, ist ein Betrieb mit CO_2 nur mit erhöhtem technischem Aufwand möglich.

Thermische Lichtbogentriebwerke können in vier Leistungsklassen mit 100 - 300 W, 500 - 2000 W, 5 - 20 kW und 30 - 200 kW unterteilt werden. Tabelle 1-2 gibt einen Überblick über übliche Leistungsparameter der verschiedenen Klassen. Von erhöhtem Entwicklungsinteresse waren insbesondere die Triebwerke der 1 kW Klasse, da Leistungsbedarf und Schub den Anforderungen der meisten zeitgenössischen Satelliten am nächsten kommen.

	Schub in mN	Leistung in kW	spez. Impuls in s	Schubwirkungsgrad in %
Very Low Power Arcjet (z.B. IRS VELARC)	1-50	0,02-0,3	250-850	25-40
Low Power Arcjet (z.B. IRS TALOS)	80-300	0,5-2	420-1000	25-40
Medium Power Arcjet (z.B. IRS MARC)	400-1200	5-15	600-1300	25-50
High Power Arcjet (z.B. IRS HIPARC)	1500-7000	30-200	800-2200	25-50

Tabelle 1-2 – Typische Parameter der vier Leistungsklassen

2. Kapitel – Historischer Hintergrund

2.1. Allgemeine Entwicklung

2.1.1. Die ersten elektrischen Antriebe

Bereits 1903 hat Tsiolkovsky die Raketengleichung, die Basis aller bisherigen Raumfahrtantriebe, hergeleitet. Nur drei Jahre später schrieb Goddard über die Möglichkeit elektrischer Raketen und Oberth und Tsiolkovsky griffen später denselben Gedanken auf [7]. Im Jahr 1929 demonstrierte Glushko im Gasdynamik Laboratorium in Leningrad erstmalig das Funktionsprinzip eines gepulsten elektrothermischen Triebwerks, siehe Abbildung 2-1. Dabei wurden feste und flüssige Treibstoffe über eine hohe Stromentladung verdampft.

In der Apolloära hat Stuhlinger die Thematik wieder aufgegriffen und es folgten umfangreiche Forschungs- und Entwicklungsprogramme für elektrostatische und elektrothermische Triebwerke. Dazu gehörte das SERT (Space Electric Rocket Test) Programm. Im Jahr 1960 wurde das erste Iontriebwerk (SERT 1) am NASA Lewis Research Center betrieben, welches vier Jahre später den ersten suborbitalen Erprobungsflug hatte [7]. Zeitgleich flog das erste elektrische Triebwerk, ein russisches PPT, auf der interplanetaren Marsmission Zond 2 [7] mit.

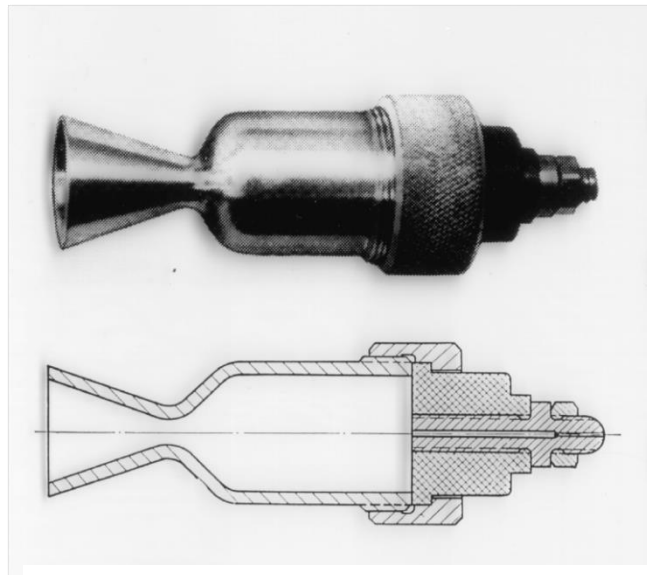


Abbildung 2-1 - Elektrothermisches Triebwerk von Glushko (1929) [7]

2.1.2. Erste Entwicklungswelle – 1960er Jahre

Eine erste Welle der Lichtbogentriebwerksentwicklung begann in den 1960er Jahren [9], als die Raumfahrtförderung im Laufe des Wettlaufs zum Mond ihren Höhepunkt erreichte. Mit vorangetrieben wurden diese Untersuchungen durch die gleichzeitige Entwicklung des Nuklearreaktors SNAP-8 [9], welcher ausreichend Leistung im Orbit bereitstellen sollte.

Unter der Förderung der NASA wurden Lichtbogentriebwerke von der Giannini Scientific Corporation (GSC) und AVCO entwickelt. Schwerpunkt waren Wasserstofflichtbogentriebwerke mit 30 kW elektrischer Leistung. Da die Entwicklung der Nuklearreaktoren [10], die für die hohe Leistung nötig waren, aufgegeben wurde, wurde auch die Entwicklungsanstrengung der Triebwerke aufgrund fehlender Anwendungsmöglichkeiten eingestellt. Die Reaktoren waren zu schwer und zu teuer, während zeitgleich die Solarzellentechnologie noch nicht ausreichend Leistung lieferte. Im kleinen Leistungsbereich erlebten die Hall-Effekt-Triebwerke

[11] ihren ersten Einsatz auf den Meteor-Satelliten der Sowjetunion. Diese Serie kurzlebiger Satelliten ist seit Anfang der 1970er Jahre bis heute im Einsatz und sorgte mit der hohen Zahl der Satelliten für die große Einsatzerfahrung der russischen SPT Triebwerke.

2.1.3. *Zweite Entwicklungswelle – 1980er und 1990er Jahre*

In den 1980er Jahren wurde erneut die Entwicklung von Kernreaktoren (SP-100) mit Leistungen bis 100 kW aufgegriffen [12]. Dementsprechend wurden auch die Forschungen und Entwicklungen an leistungsstarken Lichtbogentriebwerken fortgesetzt. Im Zuge dessen wurden erstmalig in Europa (insbesondere Deutschland und Italien) mit Unterstützung der ESA elektrische Triebwerke untersucht [13]. Lag der Fokus hier zuerst auf den MPD Triebwerken, so verschob sich dieser bald zu den thermischen Lichtbogentriebwerken. In den USA führten diese Entwicklungen 1993 zum ersten westlichen, kommerziellen Einsatz von elektrischen Antrieben auf dem Telstar-401 Kommunikationssatellit [14]. Dabei kamen die MR-508 Lichtbogentriebwerke von Primex (heute Aerojet Rocketdyne) zum Einsatz [15][16]. Seit 1996 erhielten sie ein Leistungsupgrade (MR-510) und flogen fortan auf den A2100 Satelliten von Lockheed Martin [17]. Seit 1997 stießen auch die Gitterionentriebwerke (XIPS) von Boeing mit einigen Startschwierigkeiten auf den Markt der Kommunikationssatelliten (PanAmSat 5) [18][19]. Kurz darauf erreichten die elektrischen Triebwerke mit dem Test des amerikanischen ESEX Triebwerks ihren Höhepunkt. Für dieses Lichtbogentriebwerk wurde Ammoniak als Treibstoff verwendet. Mit 27 kW ist es bis heute das leistungsstärkste jemals im Orbit getestete elektrische Triebwerk [20].

Jedoch war auch nach der zweiten Entwicklungswelle der Durchbruch für Lichtbogentriebwerke wie allgemein für elektrische Antriebe nicht so schnell gekommen wie erhofft. Geringe Schübe, hohe Entwicklungskosten und Fehler im Orbit bremsen die Euphorie, so dass die Anstrengungen reduziert wurden. Die meisten Satelliten flogen weiterhin mit chemischen Triebwerken bzw. benutzten die elektrischen Triebwerke nur für zeitunkritische Orbitkorrekturen (Nord-Süd-Korrektur).

2.1.4. *Aktuelle Entwicklung*

Der westliche Markt der Kommunikationssatelliten mit elektrischen Triebwerken besteht heute aus den Lockheed Martin Satelliten und Orbital Science Corporation Satelliten mit Lichtbogentriebwerken und Resistojets von Aerojet, den Boeing Satelliten mit den Ionentriebwerken von L3-ETI, den SSL (Space Systems Loral) Satelliten mit den Hall-Effekt-Triebwerken von Fakel sowie den Airbus, Thales und OHB Satelliten mit den Hall-Effekt-Triebwerken von Fakel und Snecma. Die Weiterentwicklung thermischer Lichtbogentriebwerke wurde seitdem nahezu eingestellt. Kleine Ausnahmen bilden hierbei Aktivitäten in Deutschland, China und Japan. So wurde im Jahr 2000 das vom IRS entwickelte Ammoniaktriebwerk ATOS auf dem Amateurfunkersatelliten AMSAT P3D gestartet, während die amerikanischen Lichtbogentriebwerke noch auf den japanischen Satelliten DRTS und WINDS eingesetzt wurden. Durch das Kleinsatellitenprojekt des IRS mit einem konkreten Missionskonzept für eine Anwendung der

Triebwerke zur Orbitanhebung der Mondmission BW1 [4][21] wurde die Entwicklung am IRS 2005 neu begonnen.

Seit vor wenigen Jahren von Boeing, OHB und weiteren namhaften Plattformanbietern angekündigt wurde, Kommunikationssatelliten vollständig mit elektrischen Antrieben zu entwickeln, scheint eine neue Welle aufzukommen, in deren Rahmen auch die Lichtbogentriebwerke neue Anwendungsgebiete erfahren können. Erste Aufträge zur Untersuchung von Lichtbogentriebwerken für die veränderten Rahmenbedingungen wurden bereits von der ESA ausgeben [22]. Genauso gut kann allerdings durch den Wegfall des hydrazinbasierten chemischen Haupttriebwerksystem ein entscheidender Vorteil der Lichtbogentriebwerke, die gemeinsame Nutzung des Treibstofffördersystems, schwinden und damit der Markt vollständig an andere elektrische Triebwerkstypen übergehen.

2.2. US amerikanische Lichtbogentriebwerksentwicklungen

Die größten Anstrengungen und Erfolge in der Entwicklung der Lichtbogentriebwerkstechnologie wurden in der USA erzielt. In den 1960er Jahren trieben insbesondere GSC (Giannini Scientific Corporation) und AVCO im Auftrag der NASA bis zum Ende der ersten Lichtbogentriebwerkswelle die Entwicklung voran. Diese werden im Folgenden näher beschrieben

2.2.1. GSC (1955-1965)

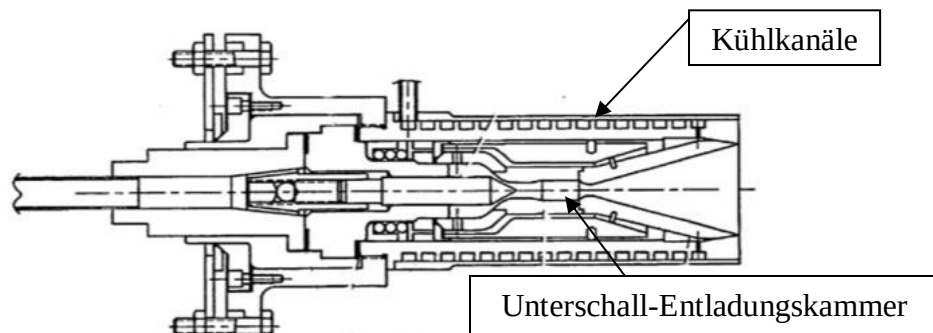


Abbildung 2-2 – GSC 141-400 30 kW Wasserstoff Lichtbogentriebwerk [23]

GSC entwickelte in der Apolloära wasserstoffbetriebene Triebwerke im Bereich von 2 kW und 30 kW. Dabei verfolgten sie ein heute unkonventionelles Design (Abbildung 2-2) mit einem Lichtbogenansatz in einem langen leicht divergierenden Unterschallbereich vor dem engsten Querschnitt. Des Weiteren setzte GSC auf aufwendige regenerative Kühlung, welche den thermischen Wirkungsgrad weiter erhöhen sollte.

Die Hochleistungstriebwerke erreichten hohe Schubwirkungsgrade von über 50 % bei Austrittsgeschwindigkeiten von über 1000 s. Sie wurden einem Lebensdauertest von 500 h unterzogen. Obwohl die Leistungsdaten zeitgleich von LeRC und MAC überprüft wurden,

konnte allerdings ein späterer Nachbau des Triebwerkes in den 1980er Jahren durch LeRC diese Daten nicht mehr bestätigen [10][24].

Für das 2 kW Triebwerk wurde die Technologie der Kontaktzündung untersucht und bereits ein Treibstofffördersystem für flüssigen Wasserstoff entworfen [25], bevor das Programm eingestellt wurde.

Modell	Leistung (W)	Schub (mN)	Austritts- geschwindigkeit (m/s)	Schubwirkungs- grad (%)	Treib- stoff	Ref.
141- 400	30.000	2.500	10.000	50	H ₂	[23]
-	2.000	131	9.170	30	H ₂	[9]

Tabelle 2-1 – GSC Lichtbogentriebwerke

2.2.2. AVCO (1955-1965)

AVCO entwickelte als direkter Konkurrent von GSC im Auftrag der NASA ebenfalls 30 kW Wasserstofflichtbogentriebwerke. AVCO setzte dabei auf ein eher einfaches Design ohne allzu komplexe Kühlkanäle (Abbildung 2-3). Trotzdem erreichten diese Triebwerke sehr hohe Wirkungsgrade auch bei höchsten Austrittsgeschwindigkeiten. Auch das mit

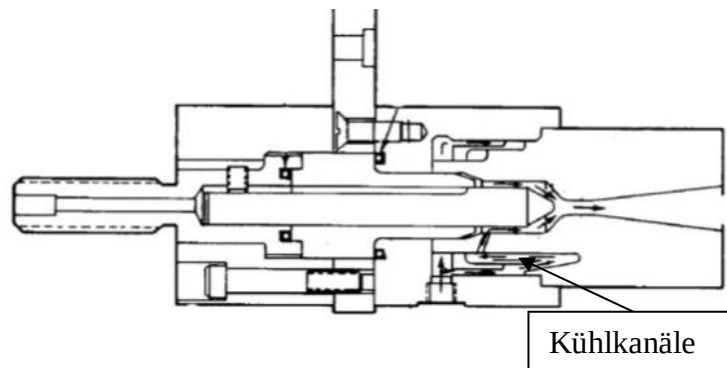


Abbildung 2-3 - AVCO 30 kW Wasserstoff-Lichtbogentriebwerk [26]

Ammoniak betriebene Triebwerk AVCO R-3 erreichte bis zu 1000 s spezifischen Impuls bei 37 % Schubwirkungsgrad. Der erreichte, spezifische Impuls und das hohe Schub-Leistungsverhältnis mit einem günstigen und gut lagerfähigen Treibstoff machte dieses Triebwerk für viele Missionen interessant. Deshalb sollte es in der zweiten Entwicklungswelle der 1980er Jahre unter NASA LeRC und Primex als Basis für die Entwicklung des ELITE/ESEX Triebwerkes dienen. Aber auch die Schubwirkungsgrade dieses Triebwerkes konnten nicht mehr reproduziert werden. Das ESEX Triebwerk erreichte nur noch 800 s bei unter 30 % Schubwirkungsgrad [20]. Hintergrund war ein systematischer Fehler in der Massenstrombestimmung bei AVCO und eine Überschätzung Einflusses des Vakuumkammerdruckes und damit zu hohe Nachkorrektur der Schubwerte [10]. Dies ist umso bedauerlicher, da dieses Triebwerk stark von NASA und USAF gefördert wurde und eine gute Chance als Lastenträgertriebwerk gehabt hätte.

Ein weiterer Meilenstein war die Entwicklung des AVCO X2 Triebwerkes. Trotz Wasserkühlung erreichte dieses Triebwerk angeblich 7400 s spezifischen Impuls bei moderatem Schubwirkungsgrad von über 35 %. Dabei wurden 200 kW elektrischer Leistung auf 16 mg/s Wasserstoff eingekoppelt. Allerdings kann bei derart hohen spezifischen Energien (7,5 GJ/kg) und Stromstärken

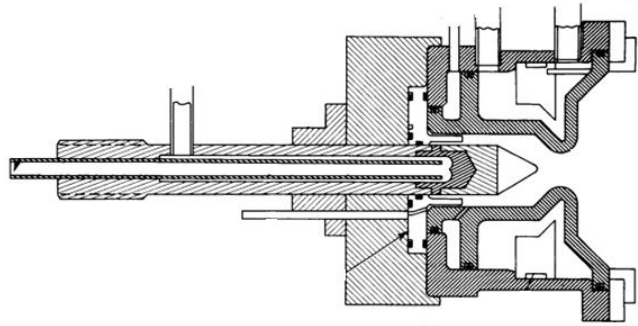


Abbildung 2-4 - AVCO X2 SF-MPD Triebwerk

über 3000 A davon ausgegangen werden, dass der magnetische Eigenfeldanteil einen deutlichen Einfluss auf den Schub hatte, insbesondere, da der Wasserstoff bereits vollständig ionisiert war. Damit muss dieses Triebwerk eher in die Reihe der Eigenfeld (SF)-MPD-Triebwerke als die der reinen thermischen Lichtbogentriebwerke eingeordnet werden.

Modell	Leistung (W)	Schub (mN)	Austritts- geschwindigkeit (m/s)	Schubwirkungs- grad (%)	Treib- stoff	Ref.
R-4 M3	30.000	1.760	14.700*	43*	H ₂	[26]
R-3	30.530	2.370	9.930*	39*	NH ₃	[26]
X-1	216.000	7.090	21.600	36	H ₂	[26]
X-2	153.000	1.315	48.850	31	H ₂	[26]
X-2	196.000	1.900	73.000	35	H ₂	[26]

Tabelle 2-2 – AVCO Lichtbogentriebwerke und SF-MPDs (* - Fehlerhafte Messung durch AVCO)

2.2.3. NASA Lewis RC – (1955-1965 & 1980-1998)

Das NASA Lewis Forschungszentrum (heute NASA Glenn) war bereits in den 1960ern als Auftraggeber für AVCO und GSC aktiv. In den 1980er Jahren erfolgten viele Grundlagenuntersuchungen für 1-2 kW Lichtbogentriebwerke (ATD), insbesondere zur Elektronik, Zündung und Lebensdauer. Der erste 1000 h Lebensdauertest an einem Labormodell (Abbildung 2-5) wurde 1988 erfolgreich abgeschlossen [27]. Die industrielle Fertigung wurde dann an Primex (heute Aerojet) übergeben. Auch die Entwicklungen des ESEX Triebwerks wurden von NASA Lewis betreut.

NASA Lewis entwickelte die ersten amerikanischen Lichtbogentriebwerke sehr geringer Leistungsklasse (< 500 W, LPADS) für mittlere bis kleine Satelliten, welche dann für Lage- und Bahnkontrolle eingesetzt werden sollten. Auch in diesem Bereich wurde intensiv mit Primex kooperiert und nach einem Marktbedarf gesucht. Bei diesen kleinen Triebwerken war insbesondere die Untersuchung der Einflüsse des Expansionsverhältnisses und der Düsenlänge aufgrund der zunehmenden Viskositätseffekte bei geringen Düsengrößen entscheidend. Danach wurde das Doppelkonusdesign [28] eingeführt, um das Zuwachsen der Grenzschichten in der

divergenten Düse zu vermeiden (siehe Abschnitt 3.4). Die Entwicklung wurde nach einem erfolgreichen Dauertest von 250 Stunden Mitte der 1990er Jahre eingestellt.

Neben den grundlegenden Entwicklungen hat NASA Lewis auch unkonventionelle Ansätze untersucht. Dazu gehört der Betrieb eines 1 kW Triebwerks mit Lichtbogenansatz im Unterschallbereich [29], was üblicherweise aufgrund der erhöhten Erosionsgefahr vermieden wird. Dieses Triebwerk lief sehr instabil, insbesondere bei hohen Massenströmen, und erreichte im Gegensatz zum GSC Triebwerk nur mäßige Leistungsdaten. In Kooperation mit der Aerospace Corporation aus Los Angeles wurden Untersuchungen mit Helium durchgeführt, bei denen erstmals die hohen Schubwirkungsgrade von Helium demonstriert wurden [30].

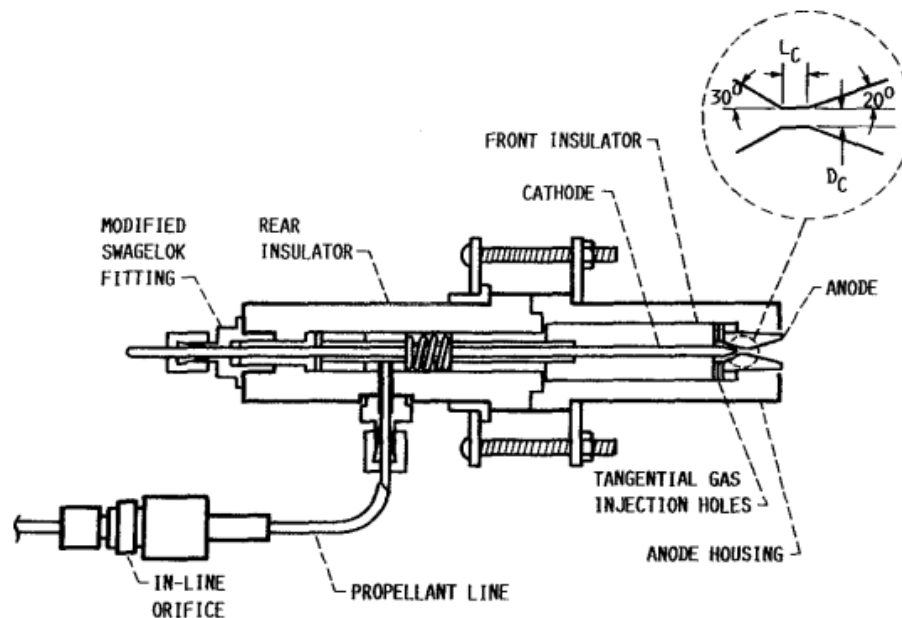


Abbildung 2-5 – 1 kW Triebwerk des Arcjet Technology Development (ATD) Programms [27]

Modell	Leistung (W)	Schub (mN)	Austritts- geschwindigkeit (m/s)	Schubwirkungs- grad (%)	Treibstoff	Ref.
LPADS	295	43	4.600	34	NH ₃	[28]
LPADS	500	84	4.700	39	2NH ₃ + N ₂ *	[31]
ATD	675	151	4.750	53	He	[30]
ATD (Sub Sonic Arc)	980	66	6.600	22	H ₂	[29]
ATD	1025	203	4090	41	N ₂ +2H ₂ *	[32]
ATD	1369	221	4450	36	N ₂ +2H ₂ *	[27]

Tabelle 2-3 – LeRC Lichtbogentriebwerke (* - Gasgemisch zur Simulation zersetzten Hydrazins)

2.2.4. Rocket Research Company / Aerojet – (1985 – heute)

Die Abteilung für Lichtbogentriebwerke in der heutigen Firma Aerojet Rocketdyne war vor 20 Jahren unter den Namen Rocket Research Company (RCC), Primex oder auch Olin bekannt. Die Firma übernahm von NASA LeRC die in den 1980er Jahren entwickelten Labormodelle der hydrazinbasierten 1-2 kW Lichtbogentriebwerke und entwickelte sie zur Flugreife weiter. Umfassende Tests zur Verbesserung der Lebensdauer und die anschließende Qualifikation der Triebwerke wurden Anfang der 1990er Jahre durchgeführt. Dies mündete in der Entwicklung der MR-508 Triebwerke, die erstmalig 1993 auf den Telsat Satelliten von Lockheed Martin erfolgreich zur Nordsüdkorrektur eingesetzt wurden [16].

In Folge dessen wurden diese Triebwerke in der Version MR-510 (Abbildung 2-6) von 500 s auf 600 s spezifischen Impuls verbessert und sind seitdem auf den A2100 Satelliten von Lockheed Martin (LMC) im Einsatz. Über 100 Triebwerke auf über 30 Satelliten sind seit dem aktiv [17][33]. Der Vorteil dieser Triebwerke, welcher ihre Anwendung schließlich stark begünstigte, besteht darin, dass sie ihren Triebstoff mit dem chemischen Dualmode-Antriebssystem teilen und somit keine zusätzlichen Tanks und Druckregler nötig sind.

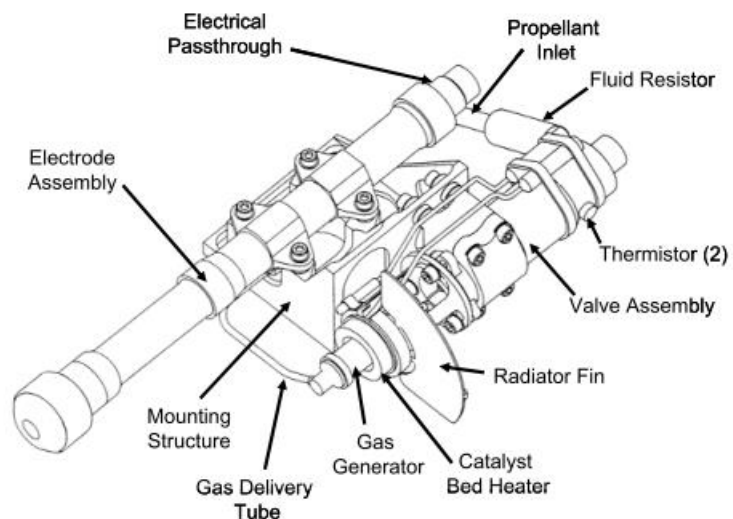


Abbildung 2-6 - 2 kW Hydrazin-Lichtbogentriebwerk MR-510 [17]

Wichtigstes Element der Entwicklung der MR-510 Triebwerke war die Qualifikation für eine hohe Zyklenzahl. Durch die erhöhten spezifischen Energien des MR-510 kam es bei den Anfahrprozessen zu einer schleichenden Verengung der Düse. Nach einer längeren Untersuchungsreihe wurde Wolfram-Rhenium-Hafnium-Carbid-Legierung (W-4Re-HfC) als Düsen-einsatzmaterial [14] mit ausreichend hoher thermischer Stabilität eingesetzt, um diesen Vorgang zu minimieren.

Modell	Leistung (W)	Schub (mN)	Austritts- geschwindigkeit (m/s)	Schubwirkungs- grad (%)	Treib- stoff	Ref.
MR-509A	1.620	246	4.925	37	N ₂ H ₄	[16]
MR-510	2.000	222	5.890	33	N ₂ H ₄	[34]

Tabelle 2-4 – RRC Lichtbogentriebwerke

2.2.5. US.AFRL und TRW (1990-2002)

Die Forschungseinrichtung der amerikanischen Airforce war Auftraggeber für das ESEX Projekt [20], welches ursprünglich mit dem Nuklearreaktor SP-100 hätte fliegen sollen. Trotz Beendigung der Entwicklung des Nuklearreaktors wurde das Triebwerk im Jahr 1999 über große, solarelektrisch aufgeladene Batterien für mehrere Minuten im Orbit betrieben. Damit war ESEX das leistungsstärkste elektrische Triebwerk, das bis heute im Orbit getestet wurde. Bei diesem Technologiedemonstrationsflug konnten wichtige Daten über die Kompatibilität eines Hochleistungslichtbogentriebwerks mit der Satelliteninfrastruktur gesammelt werden. So konnten unter anderem Aussagen über die Kontamination von Solarzellen, Erosion und Ablagerung auf dem Satelliten sowie EMC Belastung gemacht werden. Zudem konnte die Zuverlässigkeit des Ammoniaktreibstofffördersystems gezeigt werden, welches bis zu 250 mg/s gasförmiges Ammoniak förderte. Das ESEX Triebwerk ist auf der Basis des AVCO-R3 entwickelt worden, die damaligen Leistungsdaten konnten jedoch nicht reproduziert werden konnten.

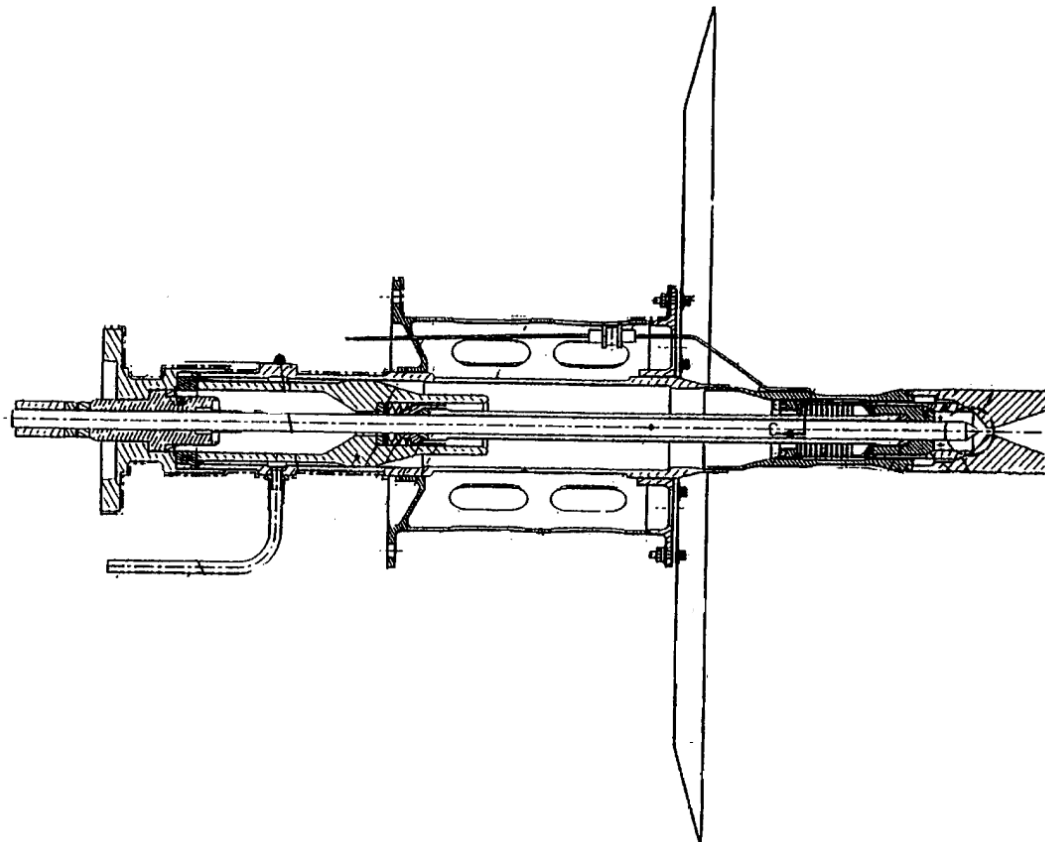


Abbildung 2-7 - ESEX Flugtriebwerk mit Strahlungsschirm und Wärmestromwiderstand [35]

Modell	Leistung (W)	Schub (mN)	Austritts- geschwindigkeit (m/s)	Schubwirkungs- grad (%)	Treib- stoff	Ref.
ESEX	27.870	1.930	7.710	27	NH ₃	[20]

Tabelle 2-5 - ESEX

2.2.6. *Electric Propulsion Laboratory (EPL)*

EPL legte den Fokus auf innovative Konzepte zur Schubwirkungsgradverbesserung insbesondere für Lichtbogentriebwerke der 10 kW Klasse. So wurde die regenerative Kühlung durch exzessive Nutzung von Kühlkanälen erweitert, um die hohe Wärmekapazität von Wasserstoff auszunutzen. Der Vorteil der 10 kW Geräte lag dabei in der Größe der Düse und der damit einfacheren Fertigung komplexerer Geometrien. Doppelkonusdüsen und Düsen mit Rekombinationskammern im divergenten Bereich der Düse [36] wurden entwickelt, um die chemischen Verluste zurückzugewinnen. Auch der Gaswirbel zur Stabilisierung des Lichtbogens gegen einseitiges Ansetzen (Brennflecke) und für den Aufbau eines Kaltgasmantels wurde genauer untersucht. Auch Nebenstromdüsen wurden in den heißen Düsenmantel eingebracht, welche nach Bedarf zugeschaltet wurden, um so den Schub bei reduziertem spezifischem Impuls weiter zu erhöhen, ohne den stabilen Betrieb des Lichtbogentriebwerks zu beeinträchtigen. Damit wurde das Triebwerk zu einem Hybrid aus Resistojet und Lichtbogentriebwerk.

Leistung (W)	Schub (mN)	Austritts- geschwindigkeit (m/s)	Schubwirkungs- grad (%)	Treib- stoff	Ref.
10.000	650	11.770	38	H ₂	[36]
10.000	940	7.850	37	NH ₃	[36]

Tabelle 2-6 – EPL Lichtbogentriebwerke

2.2.7. *Jet Propulsion Laboratory*

Am Jet Propulsion Laboratory (JPL) wurde auf der Basis des ESEX Triebwerks ein 10 kW Ammoniak Lichtbogentriebwerk entwickelt [36]. Dieses Triebwerk konnte dann für 1462 h erfolgreich im kontinuierlichen Betrieb getestet werden. Ursache für den Abbruch des Tests war dabei nicht einer der üblichen Erosionsmechanismen der Elektroden sondern ein Versagen des Isolators an der Kathodenzufuhr. Allerdings handelte es sich bei dem Test noch nicht um einen für eine Qualifikation gültigen Dauertest, da das Triebwerk für die Zündung mit Argon vorgezündet wurde.

Leistung (W)	Schub (mN)	Austritts- geschwindigkeit (m/s)	Schubwirkungs- grad (%)	Treib- stoff	Ref.
10.000	1084	6.380	36	NH ₃	[36]

Tabelle 2-7 - JPL Lichtbogentriebwerke

2.2.8. *Massachusetts Institute of Technology (MIT) und Busek*

Auch das MIT setzte eher auf unkonventionelle Designs, um alle Möglichkeiten der Verbesserung der Leistungsfähigkeit von Lichtbogentriebwerken der kleinen und mittleren Leistungsklasse auszuloten. Dabei wurden insbesondere alternative Treibstoffe wie Methan untersucht [37]. Durch den großen Wasserstoffanteil sollten hohe Austrittsgeschwindigkeiten mit dem zersetzten Gas möglich sein. Allerdings litt das Triebwerk unter starken Ablagerungen des Kohlenstoffs an den Elektroden. Ähnlichen Problemen unterlag Busek [38] bei dem Versuch die Treibstoffkombination MMH/NTO, wie sie von chemischen Triebwerken eingesetzt wird, in einem Lichtbogentriebwerk zu verarbeiten. Diese Entwicklung wurde später mit thermischen, induktiven Triebwerken fortgesetzt, um das Problem der Elektrodenerosion durch den Sauerstoffanteil zu umgehen.

Ein weiterer Vorschlag des MIT [39] zur Reduktion der chemischen Verluste bestand im Betrieb von Wasserstofflichtbogentriebwerken mit einer Zugabe von Alkalimetallen wie Cäsium. Diese Untersuchungen gingen allerdings nie über erste Studien hinaus.

2.3. Russische Lichtbogentriebwerksentwicklung

Auch in Russland wurden die thermischen Lichtbogentriebwerke bereits zur Apollo-Ära untersucht [40]. Dabei war die Untersuchung von Lichtbogentriebwerken eher ein Nebenprodukt der MPD-Entwicklung. So wurden erfolgreiche Tests mit Hohlkathoden bei MPD-Triebwerken auch auf thermische Lichtbogentriebwerke angewandt. Dies sollte die Elektronenemission erhöhen, die thermische Belastung reduzieren und damit die Lebensdauer der Kathode verlängern [41]. Auch der Einfluss von magnetischen Feldern zum Umtreiben und zur Stabilisierung des Lichtbogens wurde untersucht. Diese Technik kommt heute insbesondere bei Plasmawindanlagen mit thermischen Lichtbogentriebwerken als Plasmaquelle zur Anwendung.

Modell	Leistung (W)	Schub (mN)	Austritts- geschwindigkeit (m/s)	Schubwirkungs- grad (%)	Treib- stoff	Ref.
MIKRON	2.000	200	6000	30	Li	[40]
MIKRON	3.000	300	6000	30	Li	[40]

Tabelle 2-8 – Russische Lichtbogentriebwerke [40]

2.4. Europäische Lichtbogentriebwerksentwicklung

Die ESA hat Ende der 1980er Jahre ebenfalls begonnen die Entwicklung von Lichtbogentriebwerken zu fördern. Dadurch begannen Untersuchungen in Italien (BPD und Centropazio) und Deutschland (IRS und ERNO). Dabei kam es auch zu Kooperationen mit der NASA. Am IRS konnte die Entwicklung der Lichtbogentriebwerke auf den Erfahrungen in der Entwicklung von Eigenfeld und Fremdfeld MPD Triebwerken aufbauen. In den 1990er Jahren wurden die Lichtbogentriebwerke dann in Deutschland auch vom DLR gefördert, um eine mögliche industrielle Übernahme voranzutreiben.

2.4.1. Institut für Raumfahrtssysteme (IRS)

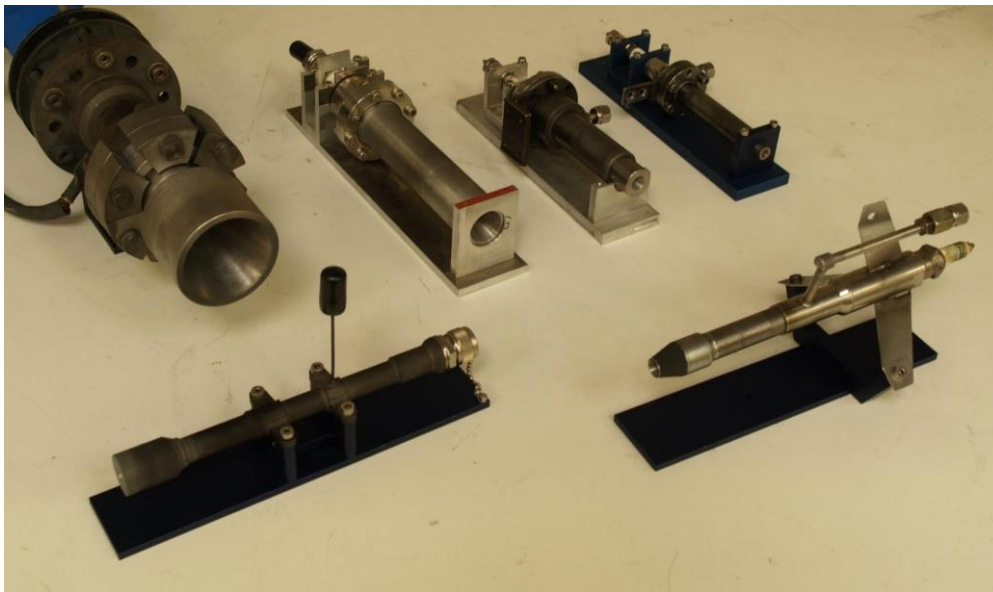


Abbildung 2-8 - Beispiele für die vier am IRS entwickelten Leistungsklassen

*(obere Reihe von links: HIPARC 100kW, MARC 10kW, TALOS 1kW, VELARC 100W;
untere Reihe von links: ARTUS IM 3, ATOS Flug Modell)*

Am IRS wurden sehr breit gefächerte Entwicklungen in allen Leistungsklassen von 100 W bis 100 kW durchgeführt, siehe Abbildung 2-8. Die erste eigene Entwicklung begann mit den Triebwerken niederer Leistungsklasse (NLA). Durch die Kooperation mit der NASA lehnte sich das spätere Design niederer Leistungsklasse (ARTUS) jedoch stark an amerikanisches Design (NASA & Aerojet) an. Kurz darauf begann auch die Entwicklung an 10 kW (MARC) und 100 kW Triebwerken (HIPARC), welche anfänglich noch wassergekühlt betrieben wurden.

Neben vielen grundlegenden Untersuchungen lag ein bedeutender Fokus [42][43] auf der regenerativen Kühlung der Triebwerke. So wurden selbst die kleinen 1-2 kW Triebwerken mit Hilfe von porösen Düsen mit einer regenerativen Kühlung ausgestattet. Bei den größeren Triebwerken wurden aufwändige Kühlkanäle und -rippen entwickelt. Deren Prozess lässt sich insbesondere bei der MARC Reihe klar zurückverfolgen (siehe auch Abschnitt 3.2.7).

Im Verlauf der Schubwirkungsgradoptimierung des 10 kW Triebwerks wurden wie auch am EPL komplexere Düsengeometrien wie Doppelkonusdüsen und Rekombinationskammern untersucht. Die Vorteile und Nachteile dieser Technologien werden im Abschnitt 3.3 behandelt.

Im Bereich der Hochleistungslichtbogentriebwerke bis 100 kW wurde auch das Massenproblem dieser großen Triebwerke angegangen [43][44]. Dabei konnte mit Hilfe von Graphitdüsen die Masse der Düsen von 6 kg auf 0,5 kg reduziert werden.

Eine weitere Möglichkeit der Verbesserung des Schubwirkungsgrades war die Entwicklung des zweistufigen Triebwerks TIHTUS (Thermal-Induktives Hybrid-Triebwerk der Universität Stuttgart) [45]. Dabei erzeugt ein HIPARC-W Lichtbogentriebwerk als erste Stufe das Plasma. Nach der Entspannung sollte eine zweite Stufe, die als eine mit einer Spule umwickelte, zylindrische Kammer ausgeführt ist, die kalte Grenzschicht induktiv heizen und beschleunigen. Die dafür nötige Technik wurde von den induktiven Plasmaquellen des IRS übernommen. Bisher war es jedoch nicht möglich die Leistungsdaten des reinen Lichtbogentriebwerks zu übertreffen. Dafür wurde gezeigt, dass sich die Technik durchaus für industrielle Beschichtungszwecke eignen könnte, da die zusätzliche Beschleunigung der Grenzschicht zu einem homogenen Geschwindigkeitsprofil des Plasmas führte.

Während bei den 10 kW und 100 kW Triebwerken insbesondere die Optimierung auf Schubwirkungsgrad und Masse im Vordergrund stand, wurden die Triebwerke der 1 kW Klasse in Richtung Einsatzreife entwickelt. Über die Amateurfunkervereinigung AMSAT eröffnete sich eine Fluggelegenheit für das ATOS Triebwerk (Arcjet Thruster on Oscar Satellite) [5], welches aus den Labor- und Ingenieurmodellen des ARTUS Triebwerks hervorgegangen war. Während dieser Vorbereitungen wurde der Fertigungsprozess des hydrazinbasierten ARTUS Ingenieurmodells weiterhin optimiert, so dass einer möglichen Verwendung in der Raumfahrtindustrie nichts mehr im Wege stand.

Im Orbit konnte das ATOS Triebwerk allerdings nicht erfolgreich getestet werden. Durch einen Fehler des chemischen Haupttriebwerks war der Satellit in einem ungünstigen Orbit gestrandet, es kam zu Schäden im Satelliten und es stand nicht genug Leistung zur Aktivierung des Triebwerks zur Verfügung. Es folgte ein Orbitkorrekturmanöver, bei dem das ATOS Triebwerk als Kaltgastriebwerk, verwendet wurde. Am Ende dieses Manövers wurde zwar ein günstigerer Orbit erreicht, das Ammoniak zum Betrieb des Lichtbogentriebwerks war allerdings mittlerweile aufgebraucht. Aufgrund dieses fehlgeschlagenen Flugversuches wurde ihm Rahmen der folgenden Arbeiten am IRS das Treibstofffördersystem erneut aufgegriffen und verbessert, wie in Kapitel 5 dargestellt.

Seit 2011 werden am IRS auch Lichtbogentriebwerke noch niedriger Leistungsklasse untersucht, um Triebwerke für Kleinsatelliten anbieten zu können. Das Ziel ist der stabile Betrieb eines Lichtbogentriebwerks bei 100-300 W Leistung. Techniken wie die Doppelkonusdüse wurden hier implementiert, um die Nachteile der erhöhten Viskositätsverluste bei 100 W Triebwerken auszugleichen. Details dazu sind im Abschnitt 3.5 dargestellt.

Während die 10-100 kW Triebwerke nahezu nur mit Wasserstoff betrieben wurden, um die maximal möglichen Austrittsgeschwindigkeiten auszuloten, wurden bei den 100 W bis 1 kW Triebwerken auch andere Treibstoffe untersucht. Insbesondere Ammoniak und Hydrazin wurden aufgrund ihrer guten Lagerfähigkeit untersucht, wobei Hydrazin aufgrund seiner Giftigkeit durch seine Zersetzungsprodukte simuliert wurde. Helium erreichte hohe Schubwirkungsgrade von 50-70 % aufgrund der hohen Ionisationsenergie und fehlender Dissoziationsverluste, allerdings bremsen Instabilitäten im Betrieb die weitere Entwicklung. Im Rahmen dieser Arbeit wurden relevante Treibstoffe erneut untersucht und verglichen (Abschnitt 3.3).

Seit 2004 wurden die Entwicklungen am ARTUS bzw. TALOS Triebwerk in Hinblick auf eine Flugmöglichkeit auf der deutschen Mondmission „Lunar Mission BW1“ fortgeführt. Im Rahmen dieses Projektes sind die vorliegende Arbeit sowie die Arbeit von Bock [21] entstanden. Ziel dieser Arbeiten war dabei unter anderem die Entwicklung eines verlässlichen Ammoniaktreibstofffördersystems und Gasgenerators (Kapitel 5). Dabei wurde im Rahmen dieser Arbeit auch die Verwendung der Triebwerksabwärme für die Verdampfung des Ammoniaks untersucht (Abschnitt 5.3). Auch die Zündelektronik (Kapitel 6) und der Injektor sowie deren Einfluss auf das Verhalten des Triebwerks (Kapitel 4) wurden näher untersucht. Details zu diesen Punkten finden sich in den folgenden Kapiteln.

Modell	Leistung (W)	Schub (mN)	Austritts- geschwindigkeit (m/s)	Schubwirkungs- grad (%)	Treib- stoff	Ref.
VELARC	375	28	5.090	18,7	NH ₃	Hic
VELARC	293	51	5.460	47,4	He	Hic
VELARC	255	69	4.840	65,2	He	Hic
ARTUS IM 1	1510	188	5.370	33,4	2H ₂ +N ₂	[47]
ARTUS IM 2	1030	127	4.870	30,0	2H ₂ +N ₂	[46]
ARTUS IM 3	1025	114	4.890	27,1	2H ₂ +N ₂	[48]
ARTUS IM 3	1860	221	6.130	36,4	NH ₃	[5]
ATOS FM	750	115	4.750	36,7	NH ₃	[5]
ARTUR	1810	124	9.575	33	H ₂	[5]
ARTUS LM 2	1180	270	6.140	70	He	[49]
TALOS	800	108	4.920	33,1	NH ₃	Hic
MARC 2	4.920	430	9.340	40,8	H ₂	[50]
MARC 4	6.045	600	9.251	46,0	H ₂	[50]
MARC 6	5.480	490	10.910	48,9	H ₂	[5]
MARC 6	9.790	566	12.570	36,3	H ₂	[5]
HIPARC R4	30.260	2.125	10.620	37,3	H ₂	[5]
HIPARC R1	49.430	2.680	10.301	27,9	H ₂	[51]
HIPARC R1	107.000	3.000	20.000	28,0	H ₂	[51]
HIPARC R1	100.000	4.000	13.330	26,7	H ₂	[51]

Tabelle 2-9 – IRS Lichtbogentriebwerke

Eine grafische Übersicht der am IRS entwickelten Triebwerksreihen ist am Ende des Anhangs beigelegt (Abbildung 9-1).

2.4.2. BPD und Centropazio

In Italien wurden ebenfalls mit Förderung der ESA Lichtbogentriebwerke für Kommunikationssatelliten untersucht [1]. Das Argument war hier, dass die Lichtbogentriebwerke gegenüber Ionentriebwerken, die ebenfalls in Europa untersucht wurden, eine geringere Trockenmasse und geringere Systemkomplexität aufweisen. Diese Entwicklungen wurden mit Erreichen des erweiterten Labormodells MOD-B im Jahr 1995 eingestellt.

Ähnlich wie bei anderen Labormodellen war das 1-2 kW MOD-B modular aufgebaut, so dass Düseneinsatz, Injektorplatte und Radiatorkappe einfach ausgetauscht werden konnten. Im Gegensatz zum IRS wurde die regenerative Kühlung nicht auf die heiße Düse, sondern auf die Gehäuselänge angewandt. So wurde die Außenseite des Isolators (Abbildung 2-9) mit feinen Kühlkanälen versehen. Die erreichten Triebwerksparameter liegen im Bereich vergleichbarer Triebwerke und sind in Tabelle 2-10 angegeben.

Seit 2013 hat SITAEL/ALTA, die Nachfolgefirma von Centropazio, die Entwicklungen im Auftrag der ESA wieder aufgenommen. Ziel dieser Entwicklungen ist es, die Lichtbogentriebwerke als Sekundärtriebwerke auf rein elektrisch betriebenen Satelliten einzusetzen. Dabei wird auch über unkonventionelle Treibstoffe wie Helium und Xenon nachgedacht [52].

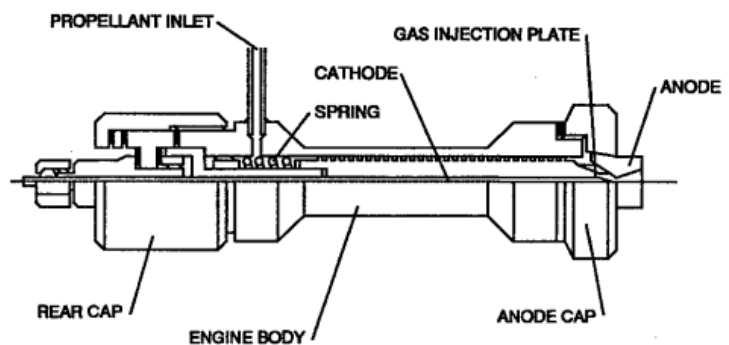


Abbildung 2-9 - Erweitertes Labormodell mit optimiertem Thermaldesign [1]

Modell	Leistung (W)	Schub (mN)	Austritts- geschwindigkeit (m/s)	Schubwirkungs- grad (%)	Treib- stoff	Ref.
MOD-B B/L	1000	160	3.970	32	2H ₂ +N ₂	[1]
MOD-B Geo	1400	176	4.620	29	2H ₂ +N ₂	[1]

Tabelle 2-10 – BPD Lichtbogentriebwerke

2.5. Japanische Lichtbogentriebwerkentwicklung

Das japanische Forschungsprogramm basiert hauptsächlich auf der Arbeit der Universitäten von Osaka und Tokai und dem Institute of Space and Astronautical Science (ISAS) in Yoshinodai. Unterstützt wurden diese durch Mitsubishi Electric Corporation (MELCO) und Ishikawajima-Harima Heavy Industries Corporation (IHI). Auf zwei japanischen Satelliten waren nach 2000 thermische Lichtbogentriebwerke im Einsatz. Allerdings wurde auf die

bewährten, amerikanischen MR-509 Lichtbogentriebwerke zurückgegriffen, nachdem das nationale Entwicklungsprogramm ohne Fluggelegenheit eingestellt worden war.

2.5.1. *Osaka University*

Die ersten Entwicklungen begannen in den frühen 1980er Jahren an der Universität Osaka. Hier sollte in Zusammenarbeit mit IHI ein Lichtbogentriebwerk für Nord-Süd-Korrekturen (NSSK) auf Kommunikationssatelliten entwickelt werden, der mit den Treibstoffen des chemischen Dualmodeantriebssystems kompatibel war. Basis war das hydrazinbasierte Lichtbogentriebwerk RAT (Radiation cooled Arcjet Thruster) im Bereich von 1 kW [53]. Dabei wurden hier ähnliche Entwicklungsprozesse vollzogen wie auch in Amerika und Deutschland.

Für plasmadiagnostische Untersuchungen wurde ab den 1990er Jahren ein wassergekühltes 10 kW Lichtbogentriebwerk aufgebaut [54]. Durch seine segmentierte Düse mit Quarzglas-scheiben ließ sich das Plasma in der Düse mit optischen Messverfahren untersuchen. Ende der 1990er Jahre folgte Osaka dem Trend Triebwerke niedriger Leistungsklasse (< 500 W) zu entwickeln. Wie auch in Amerika und Europa wurden die Entwicklungen nach der Jahrtausend-wende eingestellt.

Seit etwa 2008 gibt es im Rahmen einer Entwicklungsreihe für „Green Propellant“ Treibstoffe für chemische Triebwerke erneute Untersuchungen, ob diese Treibstoffe auch für Lichtbogentriebwerke geeignet sind. Aufgrund des Sauerstoffanteils zeigten bisherige Untersuchungen [55] allerdings sehr starke Erosionen mit Funkenflug und nur sehr geringe Schubwirkungsgrade.

Modell	Leistung (W)	Schub (mN)	Austritts- geschwindigkeit (m/s)	Schubwirkungs- grad (%)	Treib- stoff	Ref.
RAT-VII	1000	111	5.400	30	N ₂ +2H ₂	[53]
RAT-VII	1000	204	4.420	45	N ₂ +2H ₂	[53]

Tabelle 2-11 – Osaka Lichtbogentriebwerke

2.5.2. *Institute of Space and Astronautical Science (ISAS) (Kanagawa) und Tokai University*

Am ISAS wurde seit Ende der 1980er Jahre das 1 kW Triebwerk SAGAMI [56] untersucht. Dieses Triebwerk erreichte mit simuliertem Hydrazin beträchtliche Austrittsgeschwindigkeiten von 6 km/s. Intensive Studien bezüglich verschiedener Düsenhalsgeometrien und regenerativer Kühlung waren dieser Entwicklung vorausgegangen. Die Folge Modelle SAGAMI-II und SAGAMI-III [57] wurden Mitte der 1990er Jahre auf kleinere Leistungen eingestellt, um den vorhandenen Leistungen bestehender Satelliten gerecht zu werden.

An der Tokai Universität [58] wurden Lichtbogentriebwerke bis auf wenige Watt heruntergedrosselt, was heute die Anwendung auf CubeSats ermöglichen würde. Diese Triebwerke können aufgrund der hohen Spannung von 400 V und geringen Strömen eher als Glowjet bezeichnet werden. Trotzdem erreichten diese bei ersten Tests für Stickstoff akzeptable Leistungsdaten. Die Entwicklung wurde eingestellt, ohne dass erfolgsversprechende Treibstoffe wie Ammoniak untersucht wurden.

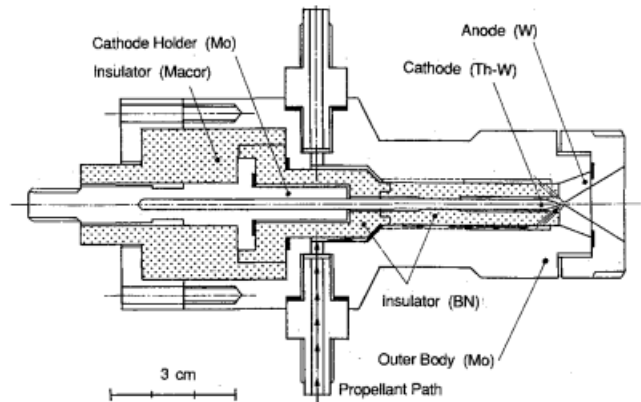


Abbildung 2-10 - SAGAMI-I [56]

Modell	Leistung (W)	Schub (mN)	Austritts- geschwindigkeit (m/s)	Schubwirkungs- grad (%)	Treib- stoff	Ref.
SAGAMI-I	955	134	4.480	31,6	N_2+2H_2	[56]
SAGAMI-I	1950	183	6.090	28,5	N_2+2H_2	[56]
SAGAMI-III	300	47	4.710	34,0	N_2+2H_2	[57]
Mikroarcjet	21	6	2.400	34,0	N_2	[58]

Tabelle 2-12 – ISAS und Tokai Lichtbogentriebwerke

2.5.3. Muroran Institute of Technology

Aktuelle Arbeiten der JAXA in Zusammenarbeit mit dem Muroran Institute of Technology gehen davon aus, dass in den kommenden Jahren die Masse von Solargeneratoren drastisch sinken wird, so dass die bisher vernachlässigbare Triebwerksmasse stärkeren Einfluss auf das Gesamtmassenbudget hat. Daraufhin wurden die thermischen Lichtbogentriebwerke mit elektrischen Leistungen von bis zu 500 kW für Studien ausgewählt. Erste numerische Untersuchungen widmen sich dabei den thermischen Spannungen, die bei solch hohen Leistungen entstehen [59]. Die Studien sind über diesen Stand noch nicht hinaus geschritten.

2.6. Chinesische Lichtbogentriebwerksentwicklung

2.6.1. CSSAR & NNSFC

In China werden seit den 1970er Jahren elektrische Triebwerke entwickelt. Nach ersten Technologieprogrammen für Ionentriebwerke, Hall-Effect-Triebwerke und PPTs, die aufgrund von fehlenden Missionen wieder eingestellt wurden, wurden ab 1992 auch thermische Lichtbogentriebwerke untersucht [60][61]. Federführend waren hier das Center for Space Science and Applied Research of CAS (CSSAR) und die National Natural Science Foundation of China (NNSFC). Im Fokus der Arbeit lagen dabei erneut die 1 kW Lichtbogentriebwerke, die zur Nordsüdkorrektur (NSSK) und Bahnanpassung der neuen chinesischen Kommunikationssatelliten eingesetzt werden sollten.

Die Labormodellreihe DHSL wurde zu Beginn mit Stickstoff und Argon betrieben und diversen Zündungs- und Betriebscharakterisierungen unterzogen. Darunter auch Studien zum Einfluss des Düsenhalsdurchmessers. Dabei war CSSAR für die Entwicklung des Triebwerks zuständig, während NNSFC die Elektronik entwickelte. Viele Erfahrungen aus der Entwicklung von PPTs, wie deren Zündelektronik, wurden für die Triebwerksreihe übernommen. Ab 1997 wurde das Triebwerk mit dem üblichen Stickstoff-Wasserstoff-Gemisch zur Simulation von Hydrazin und Ammoniak betrieben.

2.6.2. BICE

Die aktuellsten Untersuchungen in China werden an dem Beijing Institute of Control Engineering (BICE) durchgeführt. Dabei werden erneut insbesondere die Hydrazinlichtbogentriebwerke aufgrund des gemeinsamen Treibstofffördersystems zusammen mit den chemischen Hydrazintriebwerken in Betracht gezogen [62]. Auch wasserbetriebene Lichtbogentriebwerke wurden untersucht, welche eine akzeptable Austrittsgeschwindigkeit von 5700 m/s erreicht haben. Es ist das Ziel mit Hilfe von regenerativer Kühlung die Schubwirkungsgrade bis auf 50 % zu erhöhen. Die Erosionsprobleme durch den Sauerstoff und Instabilitäten im Wasserverdampfungsprozess konnten bis heute jedoch nicht ausreichend gelöst werden [64].

Leistung (W)	Schub (mN)	Austritts- geschwindigkeit (m/s)	Wirkungs- grad (%)	Treib- stoff	Ref.
1140	131	5.110	29,4	N_2+4NH_3	[62]
700	77	2.580	14,2	N_2	[62]

Tabelle 2-13 – BICE Lichtbogentriebwerke

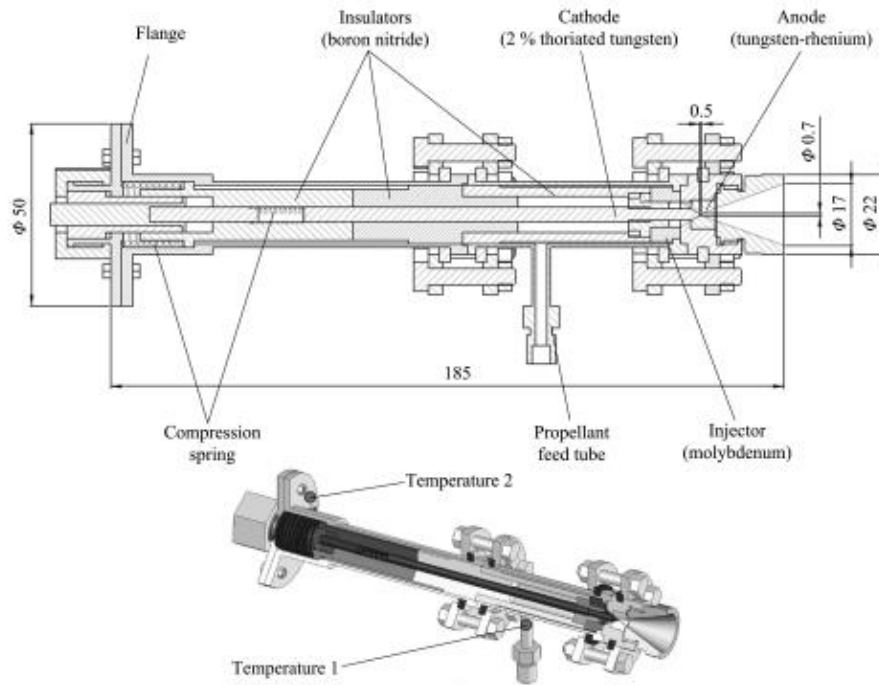


Abbildung 2-11 - BICE 1 kW Lichtbogentriebwerk

2.7. Übersicht

In dieser Arbeit wurden die Erfolg versprechenden Techniken der vorgestellten Institute erneut theoretisch und/oder experimentell nachvollzogen, auf ihre Wirksamkeit untersucht und mit den in der Theorie erreichbaren Grenzen verglichen.

Thematik / Technik	Entwickler / Institut	Kapitel
Strom-Spannungs-Charakteristik	NASA LeRC	3.2.5, 3.2.6
Regenerative Kühlung	GSC, EPL, IRS, BPD, ISAS	3.2.7
Düsenhalsgeometrie	NASA LeRC, IRS, ISAS	3.3.3
Rekombinationskammern, Unterschallansatz und Doppelkonusdüsen	GSC, NASA LeRC, EPL, IRS	3.3.4
Alternative Treibstoffe	NASA LeRC, MIT, IRS, SITAEL	3.3.6, 3.5.3
Öffnungswinkel	AVCO, NASA LeRC	3.4.1
Untere Leistungsgrenze	NASA LeRC, ISAS	3.5.2
Vergleich der erreichten Leistungsfähigkeit mit theoretischem Maximum	Alle	3.6
Zündung, Transition und Lebensdauer	NASA LeRC, RRC, EPL, IRS	4.3, 4.4
Düsenmaterialien	RRC, IRS	4.5
Treibstofffördersystem	RRC, AFRL/TRW, IRS	5
Zündungselektronik	GSC, NASA LeRC, RRC	6
Plasmadiagnostik	AVCO, NASA LeRC, IRS	7

Tabelle 2-14 - Übersicht über die untersuchten Themen

3. Kapitel – Triebwerksdesign und Leistungsfähigkeit

In diesem und dem folgenden Kapitel sollen die Designparameter der Triebwerke weiter vertieft werden. Dafür ist ein kurzer Blick auf die Anforderungen nötig, die nachfolgend aufgeführt sind.

- Stabiler und reproduzierbarer Betrieb
- Ausreichend hohe Austrittsgeschwindigkeit zur Minimierung des Treibstoffbedarfs
- Hoher Gesamtwirkungsgrad des Triebwerksystems, um die Masse und Kosten der Energieversorgung zu reduzieren
- Geringe Triebwerksmasse
- Hohe Lebensdauer für hohes Gesamtantriebsvermögen
- Geringe Wärmedissipation an die Satellitenstruktur
- Vermeidung von Kontamination und elektromagnetischer Interferenz
- Günstiger Preis bei passenden politischen Rahmenbedingungen (z.B. europäischer GEO-Return)

Die Parameter, die die Leistungsfähigkeit repräsentieren, also Austrittsgeschwindigkeit, Schubwirkungsgrad und die Verlustprozesse, werden in diesem Kapitel behandelt. Kapitel 4 nimmt sich der Designparameter, die die Zuverlässigkeit des Systems durch Stabilität und Lebensdauer beschreiben, an.

3.1. Der Schubwirkungsgrad - eine Leistungsbilanz

Die Balance zwischen Austrittsgeschwindigkeit und Schub sowie dem Schubwirkungsgrad sind die wichtigsten Anforderungen an das Triebwerkssystem. Wie in der Einleitung bereits erwähnt, kann die kinetische Leistung des Plasmastrahls eines Triebwerks (und damit das Produkt aus Schub und Austrittsgeschwindigkeit) nicht größer werden als die eingekoppelte elektrische Leistung. In der Realität liegt die Leistungsfähigkeit deutlich unter dieser Grenze. Je nach Triebwerksdesign schwanken die Schubwirkungsgrade zwischen 20 und 60 %.

Im Folgenden werden die Verluste betrachten, welche in einem elektrischen Triebwerkssystem im Allgemeinen und in einem thermischen Triebwerkssystem im Speziellen auftreten können. Von der Antriebssystemseite tragen die Dissipation der Elektronik P_{PCU} und der Energiebedarf des Treibstofffördersystems P_{TFS} für Ventile, Druck- und Massenstromregler, Sensoren und mögliche Verdampfer zu den Verlusten bei.

$$P_{el} = P_{el,ges} - P_{PCU} - P_{TFS} \quad 3.1$$

Auf der Seite des Triebwerks geht wie bei fast allen Energieumwandlungsprozessen ein Teil der Energie als nicht mehr nutzbare Wärmeenergie $P_{Thermal}$ verloren. Dazu kommen bei allen Triebwerken, die den Treibstoff dissoziieren und ionisieren müssen, noch die chemischen

Verluste hinzu, da die in diese Prozesse investierte Energie nur in reduziertem Maße zurückgewonnen werden kann, bevor das Plasma das Triebwerk verlässt. So ist die Verweildauer der Ionen und angeregten Atome in der Düse, durch die hohe Geschwindigkeit und die kleine Baugröße der Düse, deutlich geringer als die Zeit, die zur Rekombination und zur Abregung der Teilchen bei so geringen Dichten nötig wäre. Dadurch kommen die Umwandlungsprozesse in der Plasmaströmung zum Erliegen. Man spricht von den Verlusten der eingefrorenen Strömung P_{Chem} .

Zuletzt muss die Energie, die bei thermischen Triebwerken in die Aufheizung des Gases investiert wurde, in der Düse in ausreichendem Maße in gerichteten Schub umgewandelt werden. Die verbleibende thermische Energie des Abgases nach dem Austritt aus der Düse und die ungerichtete Strömung sind somit sogenannte Düsenverluste $P_{Düse}$. Die Leistungsbilanz für das gesamte Triebwerkssystem sieht mittlerweile wie folgt aus:

$$P_{kin} = P_{el,ges} - P_{PCU} - P_{TFS} - P_{Thermal} - P_{Chem} - P_{Düse} = \frac{1}{2} \dot{m} c_e^2 \quad 3.2$$

Auf die Verluste P_{PCU} und P_{TFS} wird im späteren Abschnitten zur Systemanalyse weiter eingegangen. Im Folgenden sollen die Verluste im Triebwerk selbst näher betrachtet werden.

3.2. Die thermischen Verluste

3.2.1. Einflussfaktoren

Als wesentliche thermische Verluste sollen hier nur die Verluste an den Elektroden betrachtet werden. Verluste durch verbliebene thermische Energie im Plasma nach Verlassen der Düse werden als Anregungsverluste oder chemische Verluste betrachtet. Die thermischen Verluste an Anode und Kathode wurden von Auweter [6] und Bühler [8] wie folgt definiert:

$$P_{An} = I_{el} \left[U_{An} + \frac{5}{2} \frac{k}{e} T_e + \Phi_{EE} \right] + P_{konv} + P_{str} - P_{reg,An} \quad 3.3$$

$$P_{Kath} = I_{Ion} \left[\left(U_{Kath} + \frac{3}{2} k T_{Ion} \right) a + E_{Ion} - \Phi_{EA} \right] - P_{reg,Kath} \quad 3.4$$

U_{An} und U_{Kath} sind die Spannungen, die im Bereich des Anoden- und Kathodenfallgebietes abfallen. Diese Gebiete sind Bereiche um die Anode und Kathode, in denen die Spannung sehr rasch abfällt bzw. ansteigt. Da die Fallgebiete eine sehr geringe Ausdehnung haben (wenige freie Weglängen) und trotzdem bezogen auf die Strecke eine hohe ohmsche Aufheizung vorliegt, wird davon ausgegangen, dass diese Energie nur die Elektroden aufheizt und nur zu geringem Anteil an die Strömung abgegeben und in der Düse entspannt wird [6]. I_{el} ist der Stromanteil, der durch die Elektronen getragen wird, während I_{Ion} dem Strom der Ionen auf die Kathode entspricht. Letzterer ist in der gesamten Plasmasäule üblicherweise deutlich geringer als der Elektronenstromanteil, da aufgrund der geringen Masse und damit hohen Beweglichkeit

der Elektronen der Strom hauptsächlich durch Elektronen getragen wird. An der Kathode jedoch ist der Ionenstrom nicht zu vernachlässigen. Hier entstehen durch Volumenionisation [6] Ionen im Fallgebiet der Kathode, die in Richtung Kathode beschleunigt werden und dort einschlagen. Dabei geben sie ihre Enthalpie $\frac{3}{2}akT_{Ion}$ und die für ihre Ionisation benötigte Energie E_{Ion} wieder an die Kathode ab und tragen somit maßgeblich zur Aufheizung der Kathode bei. Auf dieselbe Weise heizen die im gesamten Lichtbogen erzeugten Elektronen die Anode durch ihre Enthalpie $\frac{5}{2}kT_e$ auf. Die Elektronenaustrittsarbeit Φ_{EA} wird der Kathode entzogen und kühlt diese. Beim Eintritt in die Anode hingegen wird diese zusätzlich durch die Elektroneneintrittsarbeit Φ_{EE} aufgeheizt. Die Eintritts- und Austrittsarbeiten sind vom jeweiligen Material der Anode und Kathode abhängig, können aber in grober Näherung als gleich angenommen werden. Somit ist dies kein direkter Verlust, sondern nur ein Energietransport von der Kathode zur Anode.

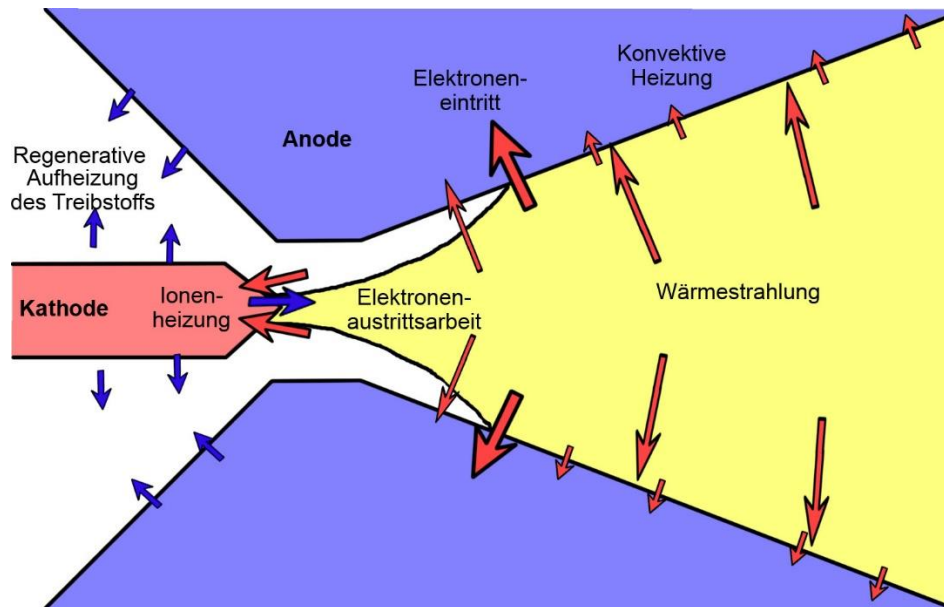


Abbildung 3-1 - Thermische Verluste an Kathode und Anode

Zu diesen beiden stromabhängigen Verlusten kommen noch die Wärmestrahlung P_{str} [21] und die konvektive Wärmeleitung P_{konv} [21] der heißen Plasmaströmung (T_{Plasma}) auf die Anode (T_{Wand}), mit A_{div} , dem divergenten Bereich der Anode. Dem entgegen wirkt die regenerative Aufheizung P_{reg} [21] des kühlen Treibstoffs (T_{Gas}). Dies geschieht in den heißen Strukturen (T_{Wand}) stromaufwärts bzw. in extra dafür gefertigten Kühlkanälen in der Anode. Dabei ist A_{reg} die konvergente Oberfläche der Düse bzw. die Oberfläche der Kühlkanäle.

$$P_{str} = \epsilon \sigma A_{div} (T_{Plasma}^4 - T_{Wand}^4) \quad 3.5$$

$$P_{konv} = \alpha A_{div} (T_{Plasma} - T_{Wand}) \quad 3.6$$

$$P_{reg} = \alpha A_{reg} (T_{Wand} - T_{Gas}) \quad 3.7$$

Diese Gleichungen beschreiben die thermischen Verluste für den stationären, zeitlich isothermen Betrieb nahezu vollständig. Aufgrund der geringen Dichte des Plasmas liegt nur ein geringer Plasmaemissionsgrad vor und die Wärmestrahlung kann zumeist vernachlässigt werden [9]. Im Folgenden soll der Effekt einiger dieser Größen durch den Vergleich mit Experimenten und Literatur näher beleuchtet werden. So wird deutlich, dass die Verluste an der Anode von zwei wesentlichen Größen abhängig sind, der Stromstärke I_{el} und der Plasmatemperatur in der Entladungskammer T_{Plasma} . Entsprechend sollten beide Größen im Sinne der thermischen Verluste möglichst niedrig gehalten werden, was allerdings im Fall der Plasmatemperatur die insgesamt eingekoppelte Energie und damit die Austrittsgeschwindigkeit reduzieren würde.

$$P_{An} = I_{el} \left[U_{An} + \frac{5k}{2e} T_e + \Phi_{EE} \right] + \alpha A_{Düse} (T_{Plasma} - T_{Wand}) + \epsilon \sigma A_{Düse} (T_{Plasma}^4 - T_{Wand}^4) - \alpha A_{reg} (T_{Wand} - T_{Gas}) \quad 3.8$$

3.2.2. *Auswirkungen thermischer Verlusten*

Die thermischen Verluste haben zwei negative Wirkungen. In erster Linie reduzieren sie die für den Schub zur Verfügung stehende Leistung und der Schubwirkungsgrad des Triebwerkes reduziert sich. Hinzu kommt, dass die Entladungskammerwand durch die Wärmeleitung in die Triebwerkstruktur aufgeheizt wird. Wird die Abwärme nicht ausreichend abtransportiert oder in die Strömung zurückgeführt, dann kann die Schmelztemperatur der Entladungskammer überschritten werden und es kommt zu Schäden am Triebwerk. Bereits bei Temperaturen unterhalb der Schmelztemperatur kann es durch die Abnahme der Warmfestigkeit zum Versagen des Triebwerks kommen. Im Umgang mit thermischen Verlusten können nun mehrere Parameter modifiziert werden, die in dem folgenden Abschnitt behandelt werden. Dazu zählen die Wärmeleitung und -abstrahlung der Düse, die regenerative Wärmeaufnahme des Treibstoffs und der Einfluss der Strom-Spannungs-Charakteristik auf die Abwärme.

3.2.3. *Entladungskammertemperatur in Abhängigkeit des Treibstoffs*

Wie in Gleichung 3.8 dargestellt, sind die thermischen Verluste von ausschlaggebenden Parametern der Plasmatemperatur (üblicherweise die der Schwerteilchen) und der Stromstärke abhängig. Zunächst wird auf die Plasmatemperatur näher eingegangen

Um hohe Austrittsgeschwindigkeiten zu erreichen, muss die Enthalpie h im Treibstoff so hoch wie möglich sein und damit einher geht eine hohe Plasmatemperatur. Durch die Wahl eines Treibstoffes mit hoher spezifischer Wärmekapazität c_p (Abbildung 3-2) bzw. niedriger molekularer Masse können die Plasmatemperatur und die sich daraus ergebenden Verluste bei gleicher spezifischer Leistung niedrig gehalten werden. Für Edelgase ist die Wärmekapazität konstant und von der Atommasse abhängig.

$$h = c_p T_{\text{Plasma}}$$

3.9

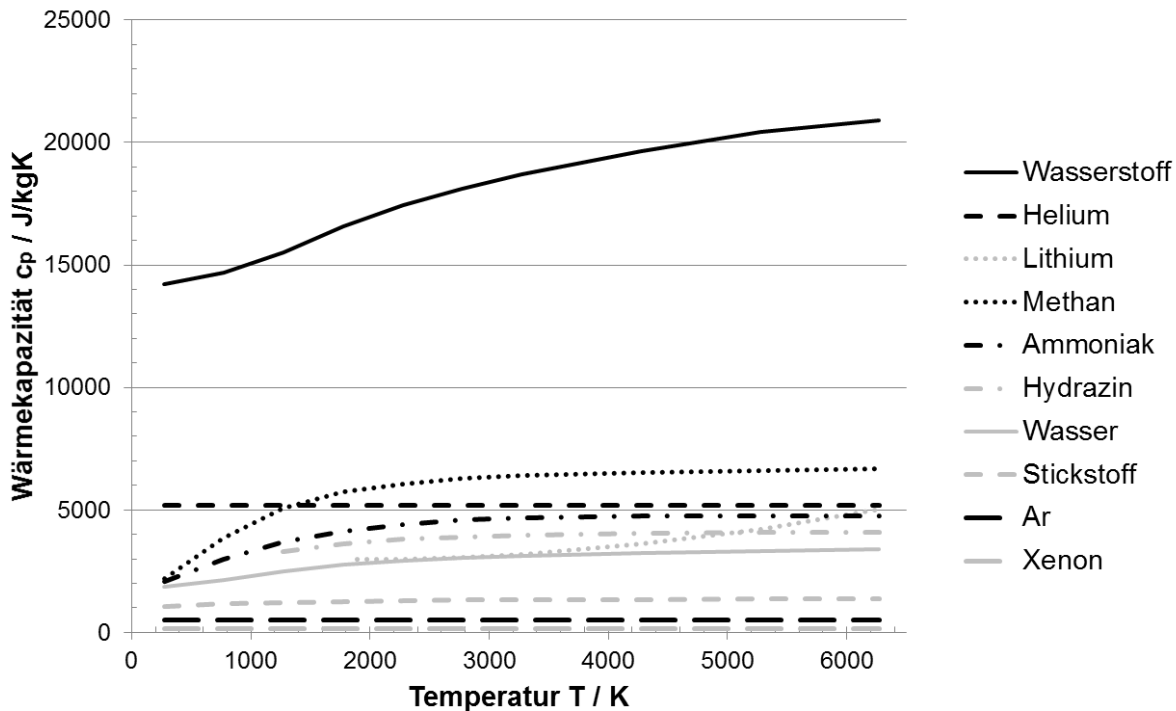


Abbildung 3-2 - Wärmekapazitäten diverser Treibstoffe bei konstantem Druck (1 bar) [9]

Abbildung 3-3 zeigt diese Abhängigkeit für mögliche Treibstoffe [9]. Wasserstoff weist aufgrund seiner hohen Wärmekapazität selbst bei hohen spezifischen Energien die geringsten Temperaturen auf. Stickstoff und Helium hingegen erreichen schnell Temperaturen, die die thermischen Verluste stark erhöhen und die zulässigen Wandtemperaturen der verwendeten Materialien übersteigen. Im Falle von Stickstoff liegt dies an der geringen Wärmekapazität des Gases. Hingegen mag sich dies auf den ersten Blick mit der hohen Wärmekapazität von Helium widersprechen. Allerdings muss für Helium keine Energie in die Dissoziation gesteckt werden, so dass auch schon bei geringeren spezifischen Energien hohe Temperaturen erreicht werden. Die Knicke in den Kurven markieren die Temperaturen bei denen die Dissoziation bzw. Ionisation der Gase verstärkt eintritt und somit große Teile der Energie nicht mehr in die Aufheizung sondern in die Anregung des Treibstoffes geleitet werden. Dies bedeutet allerdings auch, dass zwar die thermischen Verluste für Wasserstoff ab 50 MJ/kg nur noch langsam zunehmen, dafür allerdings die chemischen Verluste den Schubwirkungsgrad minimieren. Wie in Abbildung 3-4 exemplarisch für Wasserstoff dargestellt, ist das Verhältnis zwischen Temperatur und spezifischer Energie abhängig von dem Druck in der Entladungskammer.

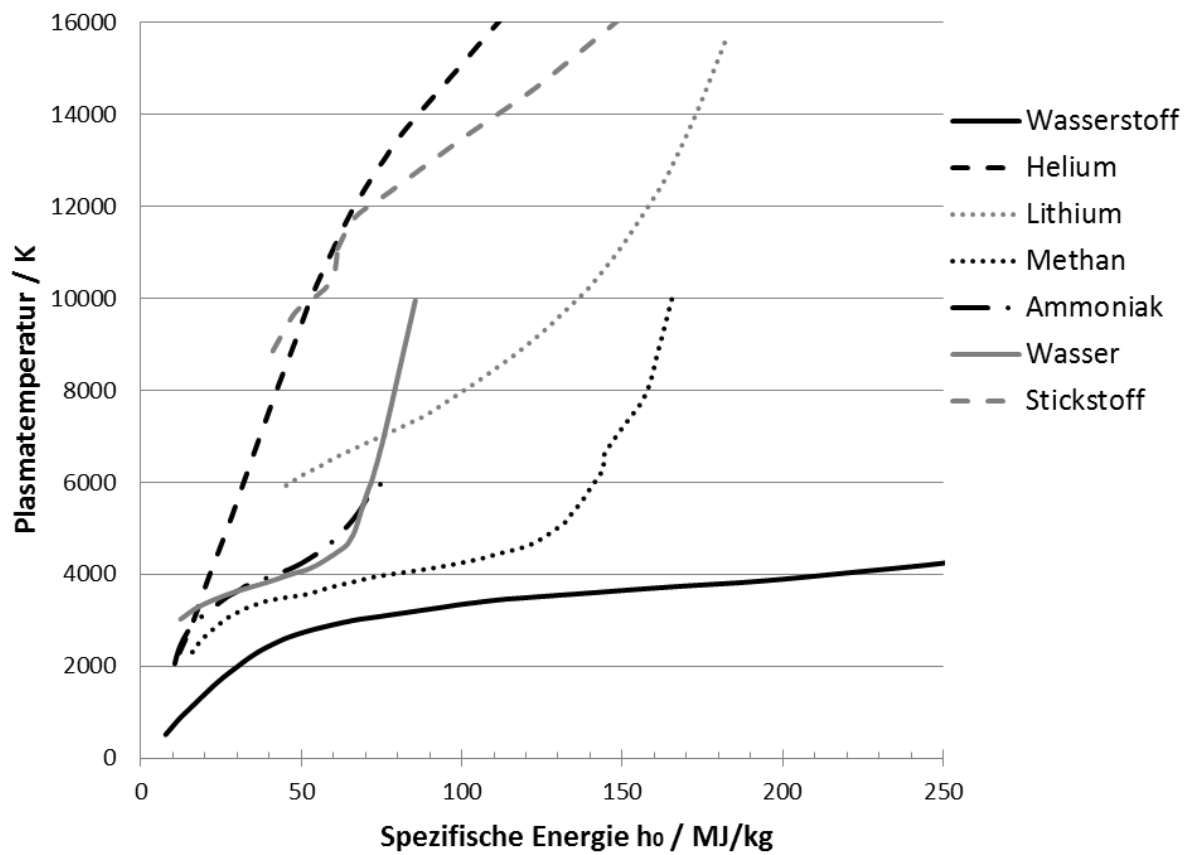


Abbildung 3-3 - Schwerteilchentemperatur über spezifischer Energie für verschiedene Gase (1 bar) [9]

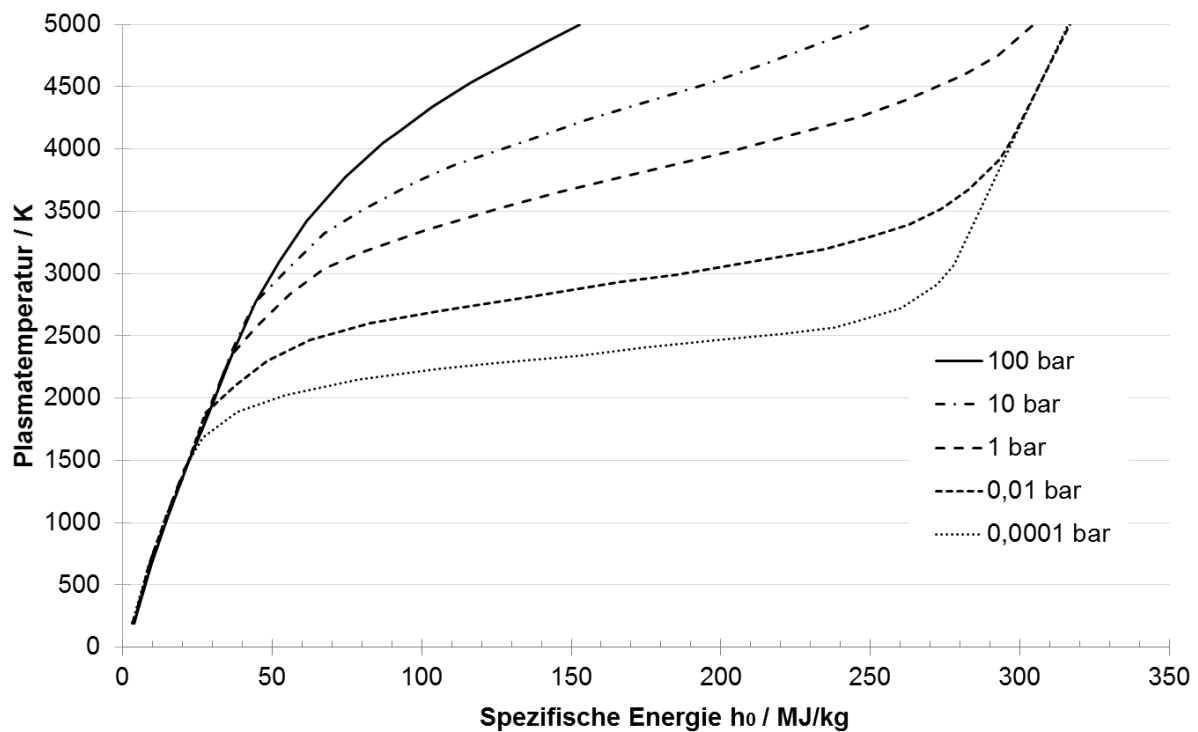


Abbildung 3-4 - Schwerteilchentemperatur über spezifischer Energie für Wasserstoff bei verschiedenen Drücken [63]

Am IRS wurden Anfang der 1990er Jahre zu diesem Sachverhalt experimentelle Untersuchungen an wassergekühlten Lichtbogentriebwerken durchgeführt [6]. Durch die Wasserkühlung konnten die thermischen Verluste anhand der Temperaturerhöhung des Kühlwassers bestimmt werden. Beispielhafte Ergebnisse sind in Abbildung 3-5 dargestellt. Wasserstoff erreicht dabei thermische Wirkungsgrade von bis zu 90 %, während Stickstoff und simuliertes Hydrazin (eine Mischung aus Stickstoff und Wasserstoff) nur zwischen 70 und 80 % erreichen. Zwar sind die thermischen Verluste bei wassergekühlten Triebwerken aufgrund der geringeren Wandtemperatur stets höher als bei strahlungsgekühlten Triebwerken, trotzdem wird die Abhängigkeit hier deutlich.

Mit strahlungsgekühlten Triebwerken kann der Anteil der thermischen Verluste deutlich reduziert werden. Bei diesen ist der Wärmeübergang geringer als bei wassergekühlten Triebwerken, so dass die Triebwerke sehr hohe Temperaturen erreichen bis sich ein thermisches Gleichgewicht einstellt. Wird dabei der kältere Treibstoff durchs Triebwerk geleitet, funktioniert dieses als regeneratives Triebwerk. Zudem reduziert sich aufgrund der höheren Düsentemperatur der Wärmeübergang vom Plasma zur Düse.

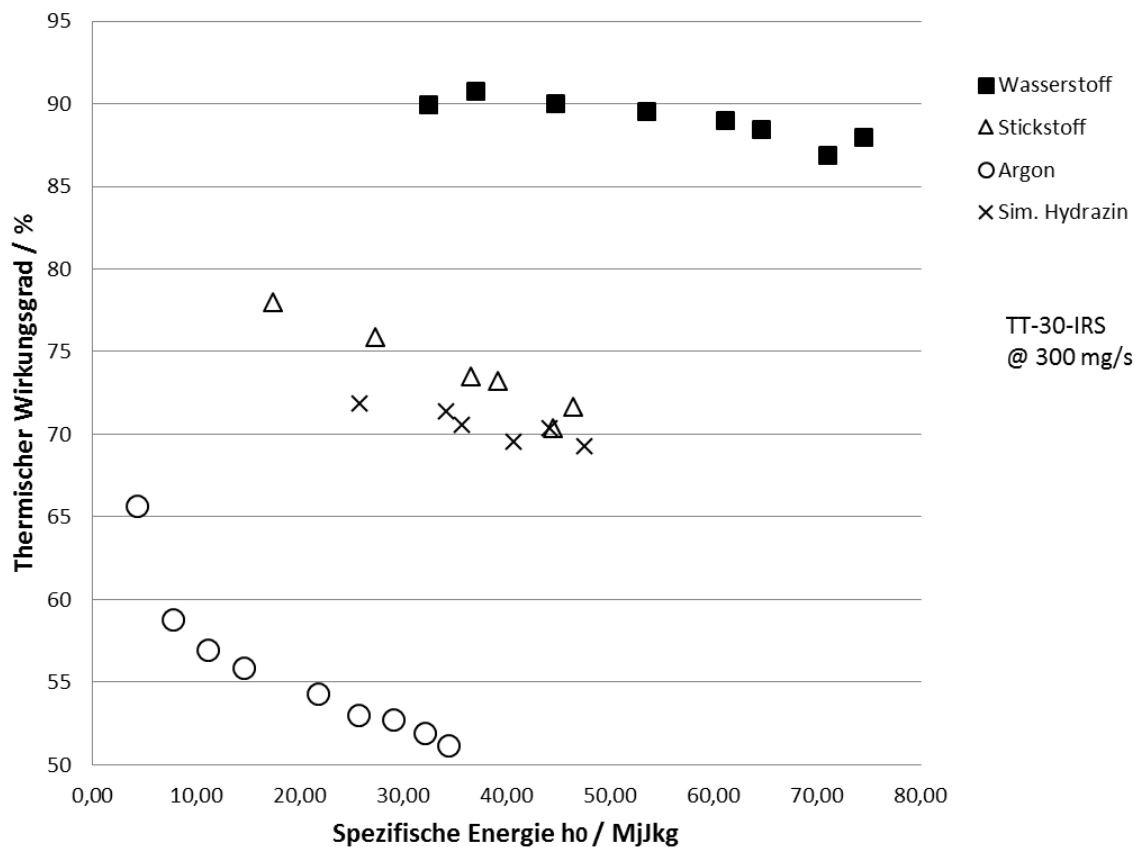


Abbildung 3-5 - Einfluss des Treibstoffes auf die thermischen Wirkungsgrade für das TT-30-IRS bei 300 mg/s [6]

Abbildung 3-6 stellt die Plasmatemperatur über der theoretisch erreichbaren Austrittsgeschwindigkeit nach Wallner [9], Bühler und Auweter dar. Dies folgt aus Abbildung

3-3 über die Formel der theoretischen Austrittsgeschwindigkeit $c_E = 2 * \sqrt{\eta_{chem} h_0}$. Durch diese Darstellung wird deutlich, dass Helium trotz der rasch steigenden Temperatur schon bei moderaten Temperaturen hohe Austrittsgeschwindigkeiten erreicht. Dies liegt an den fehlenden Dissoziationsverlusten des Edelgases und wird in den folgenden Abschnitten weiter erläutert. Im Vergleich mit den real erreichten Austrittsgeschwindigkeiten von 5 - 8 km/s für Ammoniak und 10 – 20 km/s für Wasserstoff zeigt sich, dass die Grenze der Entladungskammertemperatur für die meisten Lichtbogentriebwerke bereits deutlich über der Schmelztemperatur aller verfügbaren Materialien liegt. Dadurch wird deutlich, dass es sich hier nur um vereinfachte Mittelwerte der Plasmatemperatur handelt. Tatsächlich gibt es im Plasmastrahl ein radiales Gefälle der Temperatur. Im vom Lichtbogen direkt geheizten Kern werden deutlich höhere Temperaturen erreicht, während der Düsenhals durch einen Kaltgasmantel geschützt wird.

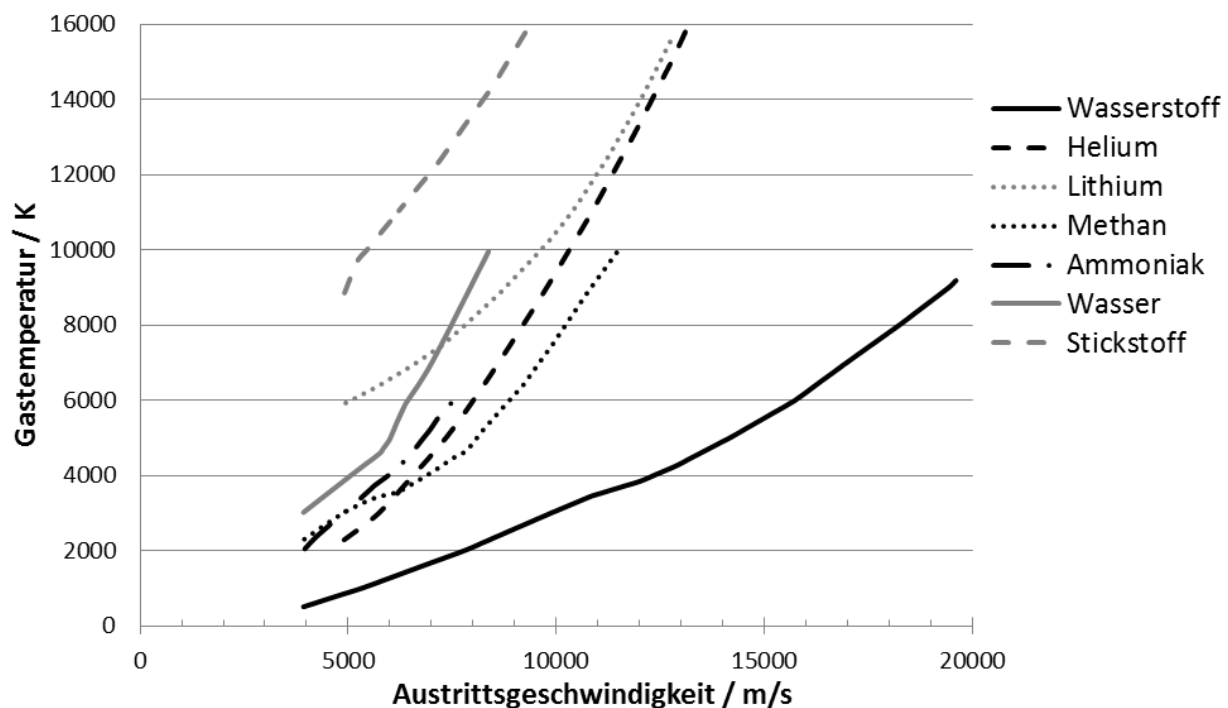


Abbildung 3-6 - Plasmatemperatur abhängig von der maximalen Austrittsgeschwindigkeit (1 bar) [9]

Für moderate Austrittsgeschwindigkeiten von 5 km/s für Ammoniak und 10 km/s für Wasserstoff sind die Materialgrenzen noch von geringer Bedeutung. Erst wenn für den jeweiligen Treibstoff besonders hohe Austrittsgeschwindigkeiten erreicht werden sollen (Ammoniak > 7 km/s), werden die Materialgrenzen entscheidend. Aus diesem Grund kann ein Ammoniaklichtbogentriebwerk nicht mit dem herkömmlichen Aufbau und Materialien auf Austrittsgeschwindigkeiten von 10 bis 15 km/s gebracht werden, unabhängig von der Betrachtung des Schubwirkungsgrades. Hier werden Schwerteilchentemperaturen um 10.000 K erreicht. Auch ein Kaltgasmantel oder die regenerative Kühlung können hier ein Schmelzen der Düse nicht verhindern. Für derartige Austrittsgeschwindigkeiten sind deswegen magnetische Düsen nötig. Da für die magnetische Beeinflussung des Plasmas stark ionisierte Plasmen nötig sind, fällt der Einsatz von magnetischen Düsen allerdings in den Bereich der

magnetoplasmadynamischen Triebwerke (MPDs) und wird daher in dieser Arbeit nicht weiter behandelt.

3.2.4. Wärmestrahlung und Wärmeleitung

Um die thermischen Verluste auch bei hohen Temperaturen zu minimieren, sollten der Emissionskoeffizient der Anodenoberfläche und die Wärmeleitung durch die Anode möglichst gering sein. Polierte Wolframdüsen [68] mit geringem Durchmesser sind hier für die meisten Anwendungsfälle ausreichend ($\epsilon \sim 0,25$). Der Einsatz von thermisch schlecht leitenden Materialien als Düsenmaterial, mit einem elektrisch leitenden Einsatz für den Lichtbogenansatz, ist denkbar, um den Wärmeübergang zwischen Wand und Plasma so gering wie möglich zu halten. Dies wurde allerdings noch nicht getestet. Die Reduktion der Wärmeleitung kann auch durch Kühlkanäle in der Düse bestärkt werden, in denen der Treibstoff zwar einerseits die Wärme aufnimmt, andererseits aber als thermische Barriere gegen die Wärmeleitung dient. Durch diese Verfahren wird zwar der Schubwirkungsgrad erhöht, die maximal mögliche Austrittsgeschwindigkeit allerdings begrenzt, da das Anodenmaterial auf diese Weise schneller an seine thermische Belastungsgrenze stößt. Dies ist nur bei Triebwerken zu empfehlen, die bei geringen Temperaturen arbeiten, sei es durch die Verwendung von Wasserstoff als Treibstoff oder der Einsatz bei geringen spezifischen Energien.

Eine Erhöhung der Wärmeleitung von der Entladungskammerwand zur Düsenoberfläche und eine Erhöhung der Wärmeabstrahlung der Düsenoberfläche haben auf den ersten Blick einen negativen Effekt auf die Leistungsfähigkeit des Triebwerks [43]. Da die Abwärme gut abgeführt wird, wird die Entladungskammerwand auf einer relativ geringen Temperatur gehalten. Entsprechend steigt der Konvektions- und Strahlungswärmestrom vom heißen Plasma an die kühle Entladungskammerwand. Gleichzeitig kann das Triebwerk bei sehr hohen Temperaturen betrieben werden, um bei sehr hohen spezifischen Energien besonders hohe Austrittsgeschwindigkeiten zu erreichen, ohne dass es zum Versagen des Entladungskammermaterials kommt. Dies lässt sich über eine große Anodenoberfläche sowie einen erhöhten Emissionsgrad erreichen.

Um den Emissionsgrad zu erhöhen, wurden unterschiedliche Konzepte verfolgt. Nach Zube wurde im Falle der MR-510 Triebwerke die Oberfläche der Wolframlegierung lediglich aufgeraut. Im Falle der ARTUS IM2 und IM3 Triebwerke wurde die Wolframdüse mit einer dünnen Wolframkarbidschicht versehen, die den Emissionsgrad stark erhöht. Allerdings musste die beschichtete Düse vorsichtig behandelt werden, da die Beschichtung nicht sehr widerstandsfähig ist und leicht abplatzen kann. Für das ATOS Flugmodell wurde die Düse mit einem Graphitkegel ummantelt. Auch hier musste die Fertigung sehr sorgfältig durchgeführt werden, damit der thermische Widerstand durch unzureichenden Kontakt zwischen Düse und Graphitkegel

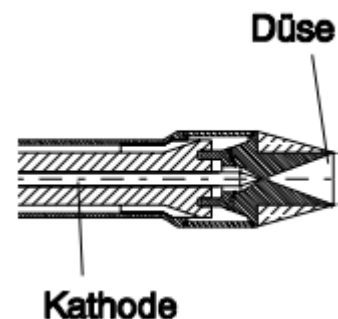


Abbildung 3-7 - ATOS Düse mit Graphitkegel (dünn schraffiert) [5]

(Abbildung 3-7) nicht zu hoch wurde und den Vorteil durch den höheren Emissionsgrad zunichtemacht [5].

Beim Einsatz einer regenerativen Kühlung muss weiterhin berücksichtigt werden, dass die Kühlkanäle nicht so angeordnet sind, dass sie eine Wärmestrombarriere aufbauen. Ist die Leistungszufuhr nicht der Designtreiber der Mission, kann darüber hinaus über einen integrierten Wärmetauscher nachgedacht werden, um Austrittsgeschwindigkeiten zu erreichen, bei denen übliche thermische Triebwerke bereits versagen.

Durch die Wahl des Treibstoffes und die Modifikation der Entladungskammerwandtemperatur kann allerdings nur der Anteil der thermischen Verluste reduziert werden, der durch Strahlung und Konvektion von der Plasmatemperatur abhängt. Die Verluste die direkt im Lichtbogenansatz auftreten und von der Stromstärke abhängig sind, sind davon unabhängig und werden im nächsten Abschnitt behandelt. Die Vor- und Nachteile der regenerativen Kühlung folgen im sich anschließenden Abschnitt.

3.2.5. Einfluss der Strom-Spannungs-Charakteristik auf die thermischen Verluste

Nach den Gleichungen 3.3 und 3.4 steigen die Elektrodenverluste mit der Stromstärke. Demnach sollten thermische Verluste bei gleicher Leistung aber geringerer Stromstärke und höherer Spannung kleiner ausfallen. Die einfachste Möglichkeit zur Veränderung der Strom-Spannungs-Charakteristik ist die Vergrößerung des Massenstroms. Durch die dadurch verringerte massenspezifische Energie verringern sich der Ionisationsgrad α und die Leitfähigkeit σ [6], sodass die Spannung zunimmt. Da die spezifische Energie aber einen hohen Einfluss auf den Dissoziations- und Ionisationsgrad hat, und damit den Einfluss der Stromstärke verfälschen würde, soll bei gleichbleibender absoluter und spezifischer Leistung die Stromstärke verändert werden, um direkt den Einfluss der Stromstärke zu bestimmen. Dafür muss die Lichtbogenlänge variiert werden. Dies ist durch einen längeren Düsenhals l_{Hals} , einen höheren Elektrodenabstand l_{Gap} oder einen weiter in den divergenten Teil der Düse hineinragenden Lichtbogenansatz l_{div} möglich.

$$\sigma = \frac{I \cdot l}{U \cdot A} \quad 3.10$$

$$U_{LBS} = \frac{I l_{LB}}{\sigma A_{LB}} = \frac{I(l_{Gap} + l_{Hals} + l_{div})}{\sigma A_{LB}} \quad 3.11$$

Dabei ist A_{LB} der Lichtbogendurchmesser, σ_{LBS} die Leitfähigkeit und U_{LBS} die Spannung in der Lichtbogensäule. Dabei muss berücksichtigt werden, dass die Gesamtspannung sich aus der Spannung in der Lichtbogensäule und den Anteilen in den Elektrodenfallgebieten zusammensetzt. Die Fallgebiete sind zwar nur wenige freie Weglängen lang, machen aber Spannungsanteile in der Größenordnung der Ionisationsenergien (in eV) aus.

Während die Änderungen des Düsenhalses und des Elektronenabstandes einfache konstruktive Anpassungen sind, muss für die Änderung des Lichtbogenansatzes die Düse segmentiert werden, um dem Lichtbogen durch geschickte Schaltung der Segmente einen bestimmten Ansatzbereich aufzuzwingen.

Wie bekannt, zeigt ein Lichtbogen im Low-Voltage-Mode mit Ansatz im konvergenten Bereich ein deutlich höheres Strom-Spannungsverhältnis als voll ausgebildete Lichtbögen und weist durch die ungünstige Energieeinkopplung geringere Schubwirkungsgrade auf. Bei der folgenden Auswertung von Experimenten zur Verbesserung des Schubwirkungsgrades wird stets von einem ausgebildeten Lichtbogen mit Ansatz im divergenten Düsenhals ausgegangen.

3.2.6. Experimentelle Untersuchungen zum Einfluss der Strom-Spannungs-Charakteristik

Ende der 1980er bis Mitte der 1990er Jahre wurden Experimente durchgeführt, die nun der Theorie geringerer Verluste bei geringerer Stromstärke gegenübergestellt werden sollen.

Von Sankovic [65] wurden unterschiedliche Elektrodenabstände bei konstanter Leistung untersucht. Bei einer Düsenhalslänge von 0,25 mm wurde der Abstand schrittweise auf 1,52 mm erhöht. Die Spannung stieg damit von 97,4 auf 135,5 V und die Stromstärke fiel von 20,5 auf 14,8 A (bei konstant 2 kW und 20 mg/s Wasserstoff), siehe Abbildung 3-8 und Abbildung 3-9. Trotz dieser deutlichen Änderungen und trotz sorgfältigster Messungen blieb der Schubwirkungsgrad nahezu konstant. Die Arbeit basierte auf Untersuchungen aus den 1960er Jahren, welche bei moderaten spezifischen Energien ebenfalls nur geringe Unterschiede nachgewiesen hat. Die damals erzielten Schubwirkungsgradänderungen von bis zu 14 %-Punkten bei hohen spezifischen Energien konnten allerdings von Sankovic nicht reproduziert werden. Da allerdings das Triebwerk der 1960er Jahre bei hohen spezifischen Energien und langen Elektrodenabständen zu instabilem Verhalten neigte, wird vermutet, dass die angeblichen hohen Schubwirkungsgradänderungen durch Messfehler aufgrund des instabilen Verhaltens bewirkt wurden.

Hiermit wurde gezeigt, dass der Schubwirkungsgrad nicht direkt von der Stromstärke abhängig ist. Für den Designprozess des Triebwerks ist diese Aussage ausreichend. Eine Reduktion der Verluste durch Variation der Stromstärke scheint nicht möglich. Ob dieses Ergebnis nun auch für die thermischen Verluste im Einzelnen gültig ist oder eine Überlappung von Änderungen der thermischen Verluste und chemischen Verluste vorliegt, kann aus den Messergebnissen nicht direkt abgelesen werden. Dazu müssen die thermischen Verluste zum Beispiel an einem wassergekühlten Triebwerk getrennt von den übrigen Verlusten untersucht werden, während gleichzeitig die spezifische Energie konstant gehalten wird. In den Versuchen von Auweter [6] wurden zwar die thermischen Verluste an der Anode über der Stromstärke bestimmt, allerdings wurde dabei auch die Leistung variiert. Eine getrennte Aussage ist demnach nicht möglich.

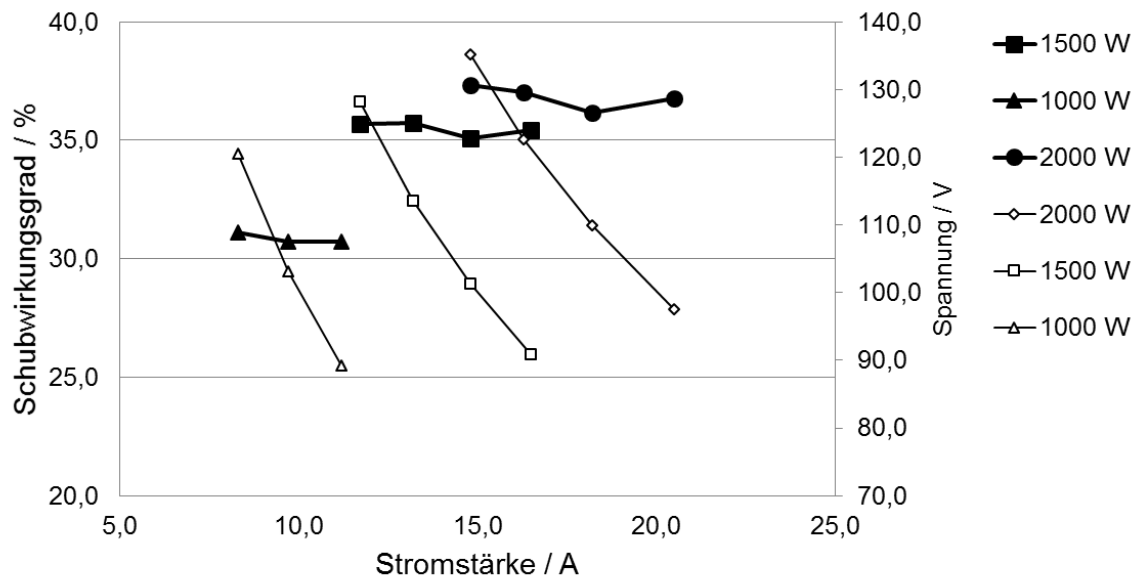


Abbildung 3-8 – Strom-Spannungs-Charakteristik und Einfluss der Stromstärke auf den Schubwirkungsgrad bei konstanter spezifischer Energie (100 MJ/kg, Wasserstoff 10 - 20 mg/s, NASA Lewis Arcjet) [65]

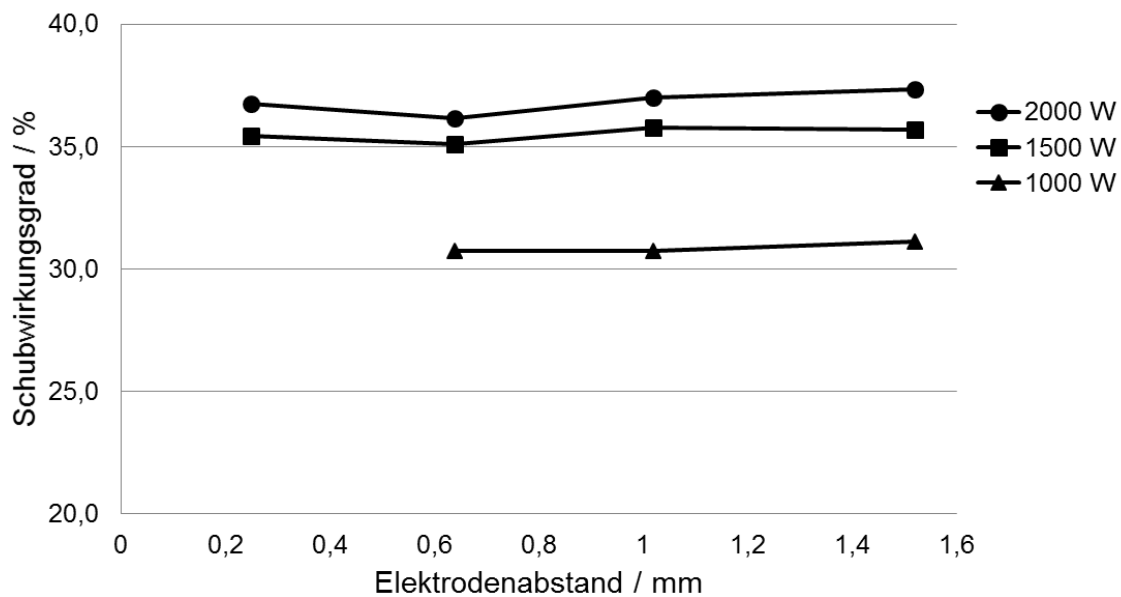


Abbildung 3-9 - Einfluss Elektrodenabstandes auf den Schubwirkungsgrad bei konstanter spezifischer Energie (100 MJ/kg, Wasserstoff 10 - 20 mg/s), NASA Lewis Arcjet) [65]

Zur Variation des Lichtbogenansatzes und damit der Lichtbogenlänge statt des Elektrodenabstandes, wurde von Curran [66] Anfang der 1990er Jahre eine segmentierte Düse eingesetzt (siehe Abbildung 3-10). Dabei hat er drei Fälle unterschieden. Im ersten Fall waren alle fünf Segmente der Düse als Anode geschaltet. Dabei erreichte das Triebwerk die für nicht segmentierte Triebwerke üblichen Schubwirkungsgrade. Durch die Strommessung aller einzelnen Segmente konnte aber gezeigt werden, dass bei relativ hohen Massenströmen (37-45 mg/s bei 2 kW) der Lichtbogen sehr weit im divergenten Bereich ansetzt. So sind zwischen

30 und 50 % des Stromes von dem letzten Segment getragen worden. Im zweiten Fall wurden alle außer dem letzten Segment (stromabwärts am Düsenaustritt) als Anoden geschaltet. Obwohl die Lichtbogenlänge damit gesunken ist, stieg dabei die Spannung leicht von 134 auf 139 V, was versucht wurde über erhöhte Anodenfallspannung zu erklären. Beim dritten Testfall wurde nur das fünfte Segment zugeschaltet. Erneut stieg die Spannung auf etwa 139 V. Dies konnte nun über die erhöhte Lichtbogenlänge erklärt werden. Die Änderungen des Gesamtwirkungsgrades lagen mit einem Prozentpunkt gerade im Bereich der Messgenauigkeit. Auch wenn dieses Experiment deutlich weniger aussagekräftig ist, da die Strom-Spannungs-Charakteristik nur minimal verändert werden konnte, zeigt es, dass auch über die Variation des Lichtbogenansatzes keine nennenswerte Verbesserung des Schubwirkungsgrades erreicht werden kann. Die Verschiebung des Stromansatzes und Wärmestroms konnte auch am IRS mit dem segmentierten HIPARC-W gezeigt werden [67], ein Vergleich der Wirkungsgrade für konstante spezifische Energien bei unterschiedlichen Lichtbogenansätzen konnte allerdings nicht rekonstruiert werden.

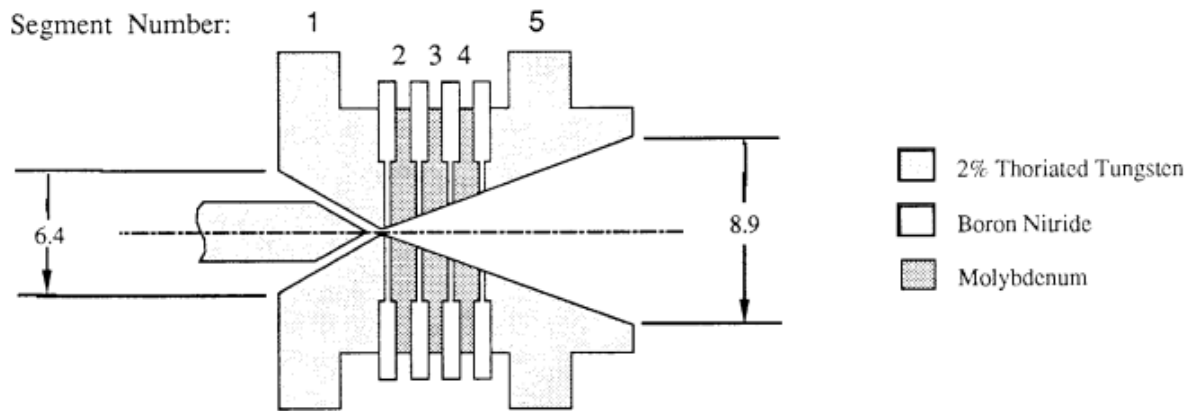


Abbildung 3-10 Segmentierte Düse zur Steuerung des Lichtbogenansatzes [66]

3.2.7. *Regenerative Kühlung*

Am IRS wurden diverse regenerative Kühlungskonzepte untersucht und mit strahlungsgekühlten Triebwerken verglichen. Im Folgenden werden die theoretischen Möglichkeiten abgeschätzt und dann mit den erreichten Daten verglichen.

Theoretische Abschätzung

Um die Entladungskammerwand einerseits durch ausreichende Kühlung vor einem Aufschmelzen zu bewahren und trotzdem die thermischen Verluste nicht weiter zu steigern, kann versucht werden die Abwärme nicht abzuführen, sondern dem kalten Treibstoff zuzuführen. Für diese Art der regenerativen Kühlung wird der Treibstoff üblicherweise durch Kühlkanäle entlang des Gehäuses und durch die Düse geführt.

Zur Abschätzung des Kühlpotentials soll angenommen werden, dass die regenerative Kühlung bei einem rein strahlungsgekühlten Triebwerk vernachlässigt werden kann. Abbildung 3-5 gibt die thermischen Verluste eines wassergekühlten Triebwerks und damit die maximal möglichen Zugewinne eines regenerativ gekühlten Triebwerks an. Danach kann mit einem regenerativen Design nach maximal 10 % der Leistung für Wasserstoff bzw. maximal 20 % der Leistung für Ammoniak zurückgewonnen werden, was den thermischen Verlusten beim Betrieb mit den jeweiligen Treibstoffen entspricht. In der Entladungskammer selbst teilt sich diese zurückgewonnene Leistung wiederum in Schubleistung und Verluste durch Dissoziations- und Ionisationsgrad des Treibstoffs auf. Wie im folgenden Abschnitt näher erläutert, liegt der theoretische Wirkungsgrad der eingefrorenen Strömung bei den üblichen spezifischen Energien für Wasserstoff (100 MJ/kg) bei 56 % und bei Ammoniak (35 MJ/kg) bei 46 %. Entsprechend wäre im günstigsten Fall ein Gewinn von ca. 5-10 Prozentpunkten an Schubwirkungsgrad zu erreichen.

Die tatsächlich über regenerative Kühlung zurückgewinnbare Leistung ist abhängig von der Wärmekapazität (c_p) und dem Massenstrom ($\dot{m}$) des Treibstoffs [21]. Auf welche Temperatur der Treibstoff durch die regenerative Kühlung gebracht werden kann, ist zudem abhängig von der Oberfläche der durchlaufenen Kühlstrecke (A_{reg}) und dem Wärmeübergangskoeffizienten (α).

$$\dot{Q}_{reg} = \dot{m}c_p(T_{heiß} - T_{Gas}) = \alpha A_{reg}(T_{Wand} - T_{Gas}) \quad 3.12$$

Weiter gilt zu beachten, dass das Gas maximal bis zur Wandtemperatur des Triebwerks aufgeheizt werden kann. Mit den Wärmekapazitäten c_p aus Abbildung 3-2 kann damit die Enthalpieerhöhung von der kalten Treibstofftemperatur zur heißen Wandtemperatur bestimmt werden. In Tabelle 3-1 sind die Ergebnisse für gemessene Düsentemperaturen dargestellt.

Wenn diese Energie wieder in die Strömung zurückgeführt wird, wird sie nicht vollständig in Schub umgewandelt, sondern trägt auch zur Ionisation und Dissoziation bei. Entsprechend

muss der Wirkungsgrad für chemische Verluste (< 50 %) berücksichtigt werden. Vereinfacht wird hier von 50 % für beide Treibstoffe ausgegangen. Diese zurückgewonnene spezifische Energie wird ins Verhältnis gesetzt zu der hineingesteckten spezifischen Energie. Die Gleichung für das Rückgewinnungspotential sieht dann wie folgt aus:

$$\eta_+ = \eta_{chem} \frac{\dot{Q}_{reg,max} - \dot{Q}_{reg,rad}}{P_{el}} = \eta_{chem} \frac{c_p \Delta T_{max} - c_p \Delta T_{rad}}{P_{el}/\dot{m}} \quad 3.13$$

Wenn berücksichtigt wird, dass nie die vollständige Wandtemperatur erreicht werden wird und auch strahlungsgekühlte Triebwerke bereits einen geringen regenerativen Anteil haben, schmilzt dieses Potential weiter ab und erreicht eine Größenordnung nahe der Messgenauigkeit.

Treibstoff	Gemessene Düsentemperatur °C	Spezifische Energie MJ/kg	Enthalpieerhöhung MJ/kg	Effektiver Schubwirkungsgradgewinn %-Punkte
Wasserstoff	700	100	< 10,2	5
Ammoniak	900	35	< 2,5	3,5

Tabelle 3-1 - Theoretische Enthalpieerhöhung durch regenerative Kühlung

Das ARTUR Triebwerk

Am IRS wurden Untersuchungen an einem Labormodell der 1 kW Klasse (ARTUR) durchgeführt [43]. Aufgrund der kleinen Abmaße wurde anstelle von gefrästen Kühlkanälen eine poröse Düse verwendet, wie in Abbildung 3-11. Diese wurde durch Sintern von Wolfram hergestellt. Ein gezieltes Einblasen, welches in anderen Düsen durch Injektorbohrungen stattfindet, war hier aufgrund des Fertigungsprozesses nicht möglich.

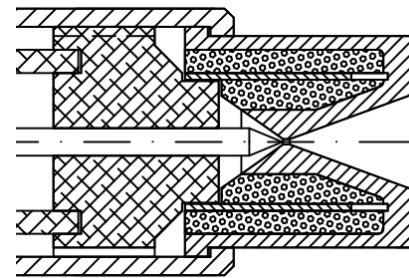


Abbildung 3-11 - Poröse Düse für regenerative Kühlung [43]

Leistung W	Massenstrom mg/s	Spez. Energie MJ/kg	Plasma Temp* K	$c_{e,s}$ s	η_s %	$c_{e,reg}$ s	η_{reg} %	Δc_e s	$\Delta \eta$ %-p	ΔT_{gas} K
1000	13	77	3100	755	35,6	775	37,5	20 s	1,9	180
1000	16	63	3000	685	36,1	695	37,2	10 s	1,1	90
1750	13	135	3600	912	29,7	964	33,2	52 s	3,5	600
1750	16	109	3400	887	34,6	909	36,4	30 s	1,8	250

Tabelle 3-2 – Experimentelle Daten [5] zum Vergleich regenerative Kühlung (ARTUR, reg) und Strahlungskühlung (ARTUS, s) mit Wasserstoff (* - Nach Abbildung 3-3) – Düsentemperatur ca. 650°C für 1000 W und 1200 °C für 1750 W

Tabelle 3-2 zeigt die aus Messwerten bestimmte Zunahme des spezifischen Impulses für zwei verschiedene Massenströme und zwei verschiedene Leistungen des ARTUR Triebwerks gegenüber dem strahlungsgekühlten ARTUS Triebwerks. Dieser liegt bei 1 bis 3,5 %-Punkten. Die Temperaturerhöhung des Gases wurde nach dem weiter oben beschriebenen Prinzip abgeschätzt und liegt bei 100 – 250 K. Nur für den Fall besonders hoher spezifischer Leistung würde die Gastemperatur gegenüber der strahlungsgekühlten Variante um bis zu 600 K ansteigen. Durch den geringen Zugewinn wird deutlich, dass die Wärmeaufnahme in der porösen Düse bei mittleren spezifischen Leistungen entweder sehr gering war oder die strahlungsgekühlte Düse bereits eine hohe Wärmeaufnahme aufweist. Eine regenerative Kühlung scheint demnach erst bei höheren spezifischen Energien für diese Leistungsklasse den Fertigungsaufwand zu rechtfertigen. Des Weiteren kann eine unregelmäßige Einblasung des Treibstoffes über die Poren zu Zünd-, Transitions- und Stabilitätsproblemen führen, wie im Kapitel 4 behandelt.

Ähnlich verhält es sich mit Ammoniak als Treibstoff. Wie in Tabelle 3-3 angegeben, wurde bei geringer spezifischer Energie (27 MJ/kg) keine Schubwirkungsgradverbesserung gemessen, bei mittlerer spezifischer Energie (36 MJ/kg) konnte der Schubwirkungsgrad um ca. 2 % gesteigert werden, was allerdings noch im Rahmen der Wiederholgenauigkeit der Schubwaage liegt. Trotz der geringen Schubwirkungsgradausbeute konnte allerdings in beiden Testläufen gezeigt werden, dass die Düsenaußentemperatur durch die regenerative Kühlung sinkt. Dies wird neben der eigentlichen Aufnahme der Wärme durch das Gas auch auf die geringere Wärmeleitung der porösen Düse zurückgeführt.

Leistung W	Massen- strom mg/s	Spez. Energie MJ/kg	$c_{e,s}$ S	η_s %	$c_{e,reg}$ S	η_{reg} %	Δc_e s	$\Delta \eta$ %
600	22	27	444	37	444	37	0 s	0
800	22	36	494	34	506	36	+ 12 s	+ 2,2

Leistung W	ΔT_{gas} K	Plasma Temp* K	T_{is} °C	T_{ir} °C
600	0	3500	785	708
800	+ 600	3800	960	880

Tabelle 3-3 – Experimentelle Daten zum Vergleich regenerative Kühlung (ARTUR, reg) und Strahlungskühlung (ARTUS/TALOS, s) mit Ammoniak

Temperaturprofil des ARTUR Triebwerks

Die Ergebnisse der zuvor behandelten Schubmessung sollen im Folgenden mit dem theoretischen Potential verglichen werden. Dafür wird die Temperaturverteilung an regenerativ und strahlungsgekühlten Triebwerk ausgewertet und die ins Gas eingekoppelte Leistung abgeschätzt. Um die thermischen Verluste in der Düse zu bestimmen, wurde im Rahmen der

Vorgängerarbeit [21] die Düsenoberflächentemperaturverteilung mit Hilfe einer CID-Kamera vermessen. Mit einer Thermalanalyse wurde daraufhin auf die Leistung geschlossen, die nötig wäre, um dieses Temperaturprofil zu erzeugen. Die Leistung wurde dabei auf 172 W bestimmt, was 21,5 % der Eingangsleistung (800 W bei 22 mg/s gemäß Tabelle 3-3) entspricht. Abbildung 3-12 zeigt das gemessene Temperaturprofil und Abbildung 3-13 das Ergebnis der Thermalanalyse für 172 W Einkopplung in die Düse.

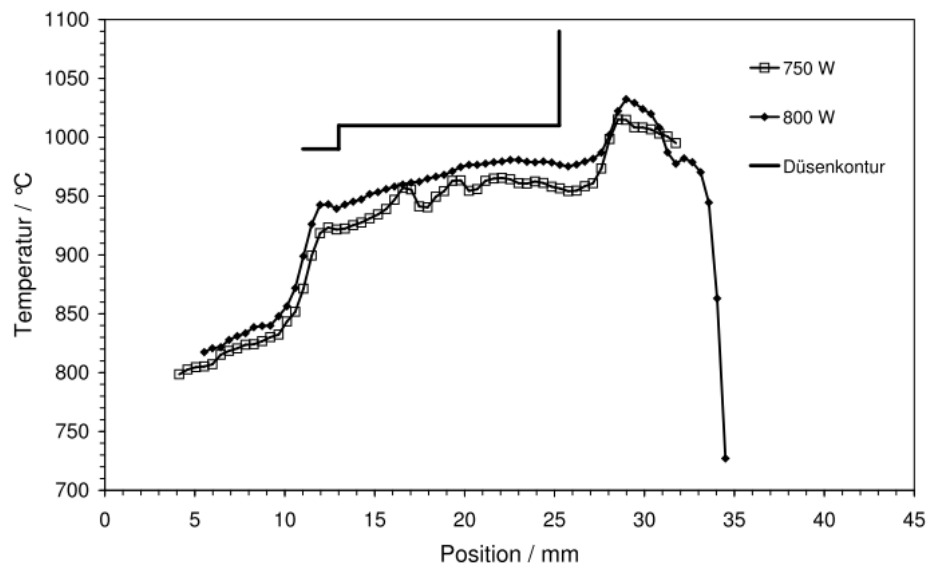


Abbildung 3-12 - Messung der stationären Temperaturverteilung der festen ARTUS Düse bei 22 mg/s [21]

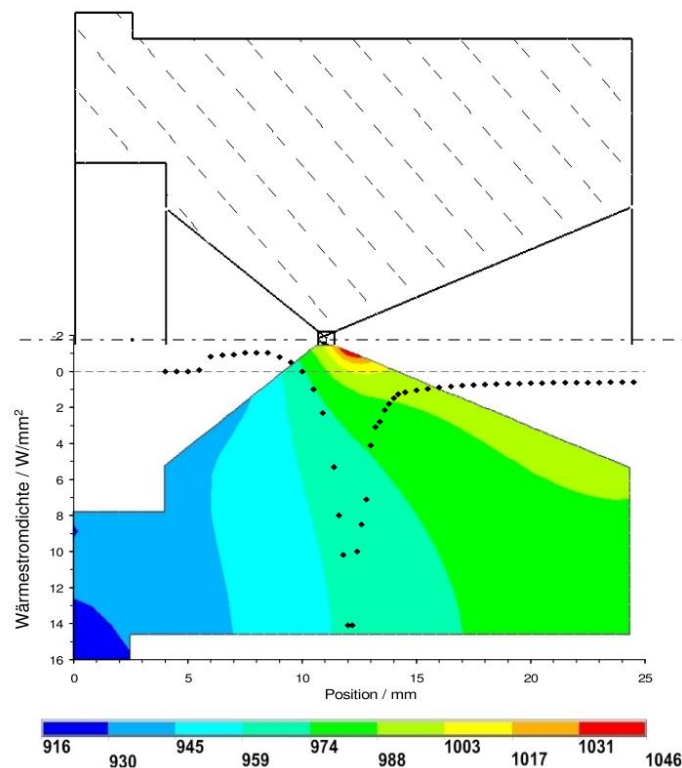


Abbildung 3-13 - Simulation der Temperaturverteilung in der Düse für 800 W und 22 mg/s [21]

Im Rahmen dieser Arbeit wurden diese Daten um Temperaturmessungen entlang des

Triebwerksgehäuses erweitert. Mit Hilfe von zwei Messpunkten am Gehäuse (T2 und T3 in Abbildung 3-14), kann die Wärmeleitung durch Gleichung 3.15 [21] und Abstrahlung vom Gehäuse Gleichung 3.14 [21] abgeschätzt werden. Zusätzlich wurde die Wärmestrahlung der Düse über eine Temperaturmessung an der Düse (T1) bestimmt.

$$P = \epsilon \sigma A T^4 \quad 3.14$$

$$P = \frac{\lambda A}{d} (T_2 - T_3) \quad 3.15$$

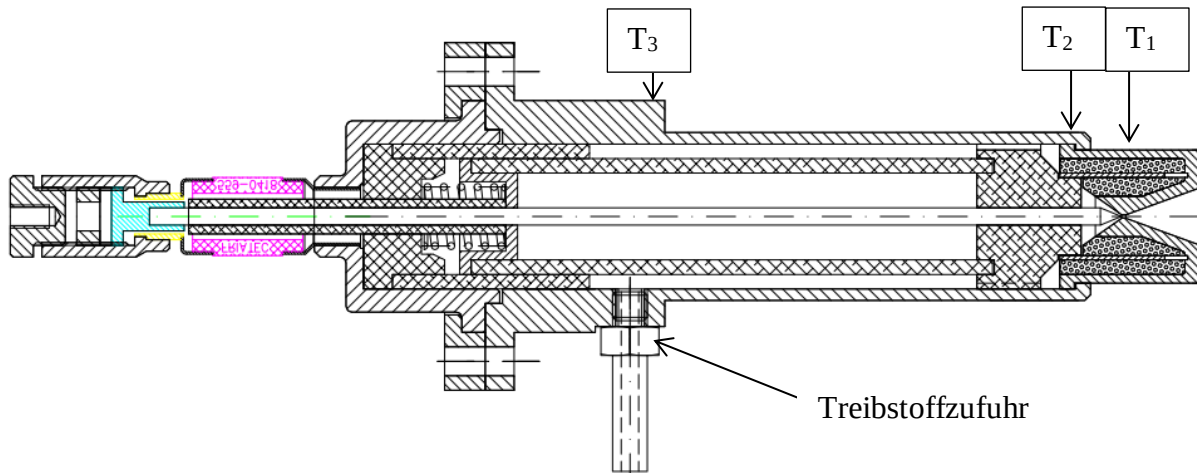


Abbildung 3-14 - Temperaturmesspunkte am Gehäuse

Typ	Düsentemperatur T1 (Pyrometer)	Gehäusetemperatur T2 (Thermoelement)	Gehäusetemperatur T3 (Thermoelement)
Strahlung	960 °C	860 °C	380 °C
Regenerativ	880 °C	740 °C	340 °C

Tabelle 3-4 - Düsentemperatur und stationäre Gehäusetemperaturen für eine strahlungsgekühlte und eine regenerativ gekühlte Düse

Für das strahlungsgekühlte Triebwerk ergibt sich mit der Düsentemperatur von 960 °C, mit einer Düsenlänge von 20 mm, einem Düsendurchmesser von 20 mm und einem Emissionsgrad von Wolfram [68] von 0,25 eine abgestrahlte Leistung von 41 W für die Düse.

Mit den Temperaturen des Gehäuseabschnittes lässt sich mit dem Durchmesser von 25 mm, der Länge von 63 mm und dem Emissionsgrad des Gehäusematerials (TZM) [68] von 0,13 eine abgestrahlte Leistung von 30 W sowie eine Wärmeleitung (bei einem Lambda [68] von 105 W/mK) von 61 W bestimmen. Die Wärmeleitung durch die Kathode und den Isolator wird mit 12 W abgeschätzt.

Von der zuvor erwähnten Wärmeeinkopplung von 172 W verbleiben so noch 28 W, die weder abgestrahlt noch abgeleitet werden und somit auch im strahlungsgekühlten Triebwerk wieder direkt in das Gas eingekoppelt werden. Dies entspricht bei einem Massenstrom von 22 mg/s etwa 1,3 MJ/kg und nach der Wärmekapazität aus Abbildung 3-2 für Ammoniak einer

regenerativen Temperaturerhöhung von 450 K. Demnach wird deutlich, dass ein strahlungsgekühltes Triebwerk bereits einen großen regenerativen Anteil enthält.

Diese Messung und Rechnung wurde ebenfalls für den Versuch mit der regenerativen Düse durchgeführt (Tabelle 3-4). Für die Düse wurde dabei eine abgestrahlte Leistung von 31 W abgeschätzt, die Abstrahlung des Gehäuses betrug noch 20 W und die Wärmeleitung durch das Gehäuse 53 W, über Isolator und Kathode etwa 10 W. Damit verbleibt eine Leistung von 60 W, die in den Treibstoff eingekoppelt wird. Dies entspricht 2,6 MJ/kg bzw. einer Gastemperaturerhöhung um 770 K. Gegenüber der strahlungsgekühlten Düse wurden also bis zu 30 W zusätzlich in den Treibstoff eingeleitet und die Treibstofftemperatur um zusätzliche 320 K erhöht. Nach zuvor beschriebenem Prinzip würden die zusätzlich eingekoppelten 30 W zu ca. 50 % zur chemischen Anregung des Plasmas beitragen. Die übrigen 15 W entsprechen einer Schubwirkungsgraderhöhung von maximal 1,8 %-Punkten, was knapp unter der gemessenen Leistungsverbesserung liegt. Die Abschätzung der Leistungsverbesserung über die Temperaturverteilung und die Schubwirkungsgraderhöhung stimmen weitgehend überein. Somit ist der Gewinn durch die regenerative Kühlung für das ARTUR Triebwerk mit Ammoniak im Bereich der Messgenauigkeit.

Das MARC Triebwerk

Abbildung 3-15 zeigt die Entwicklung der regenerativen Kühlung für die MARC Triebwerksreihe [42]. In der Version MARC 2 wurde der Treibstoff durch kleine Injektorbohrungen in der Düse direkt in die Entladungskammer eingeblasen. Für die Version 3 wurde der Treibstoff zur Düsenspitze und anschließend zurück zur Entladungskammer geführt. Um die thermischen Verluste durch zu starke Abkühlung des Düsenhalses zu verringern wurde für MARC 4 zwischen die Kühlkanäle eine thermische Barriere eingebaut. Die Version MARC 6 [43] hatte statt der Kühlkanäle eine Vielzahl von Kühlrippen, über die die Wärmeübertragung auf den Treibstoff stattfinden sollte. Dabei wurde auch die Wärmeleitung nach außen weiter reduziert.

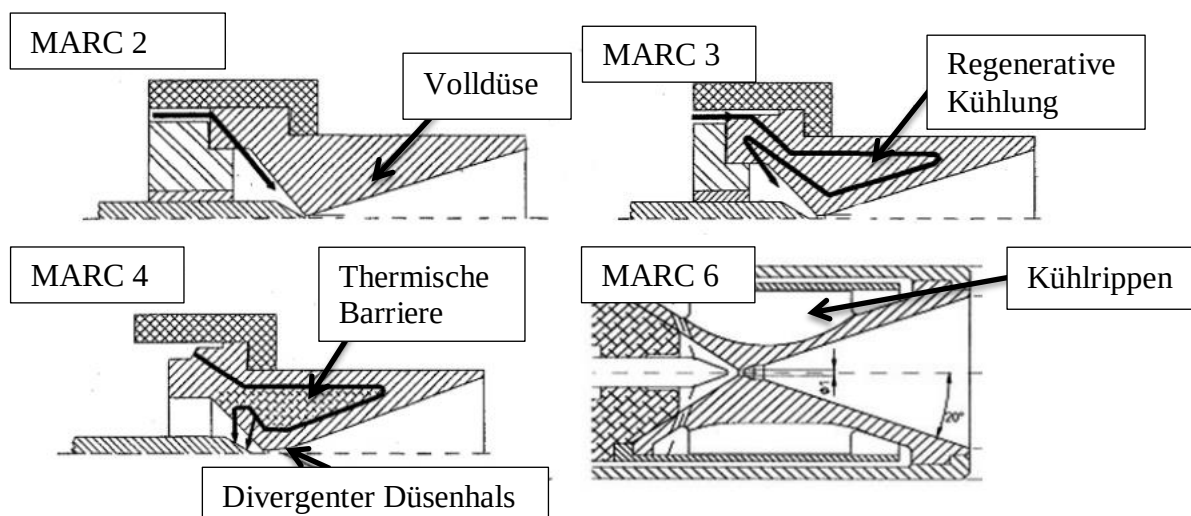


Abbildung 3-15 Entwicklung der regenerativen Kühlungsverfahren an der IRS MARC Triebwerksreihe [42][43]

Die Ergebnisse dieser Verbesserungsmaßnahmen sind in Abbildung 3-16 dargestellt. Bei dem mit TT1 [67] (Thermisches Triebwerk 1 N) bezeichneten Triebwerk handelt es sich um ein frühes wassergekühltes Triebwerk mit entsprechend geringem Schubwirkungsgrad. Der Unterschied zwischen dem strahlungsgekühlten MARC 2 [42] und dem regenerativ gekühlten MARC 3 sind hier noch gering ($< 3\%$). Erst mit MARC 4 konnte der Schubwirkungsgrad deutlich angehoben werden. Allerdings sind bei dieser Version neben der thermischen Barriere auch weitere Maßnahmen (Doppelkonusdüse und optimierter Düsenhalsdurchmesser) angewandt worden, um den Schubwirkungsgrad zu steigern. Eine genaue Zuordnung der Wirkungsgradgewinne zu den Maßnahmen ist dabei nicht möglich. Der deutlich gesteigerte Fertigungsaufwand des MARC 6 Triebwerkes [43] mit einzeln auserodierten Kühlrippen und weiteren Düsenhalsmodifikationen zur Rückgewinnung der chemischen Verluste hat sich nur zum Teil bewährt. Abhängig vom gewählten Massenstrom blieb der Schubwirkungsgrad entweder gleichauf mit dem des MARC 4 (60 mg/s) oder konnte gesteigert werden (45 mg/s). Es scheint, dass die Wahl des geeigneten Massenstroms für die identische Triebwerksgeometrie einen größeren Einfluss auf den Schubwirkungsgrad hat als aufwändige, konstruktive Änderungen für regenerative Kühlung. Entsprechend soll die Fragestellung des optimalen Massenstroms in einem der folgenden Abschnitte nochmal aufgegriffen werden.

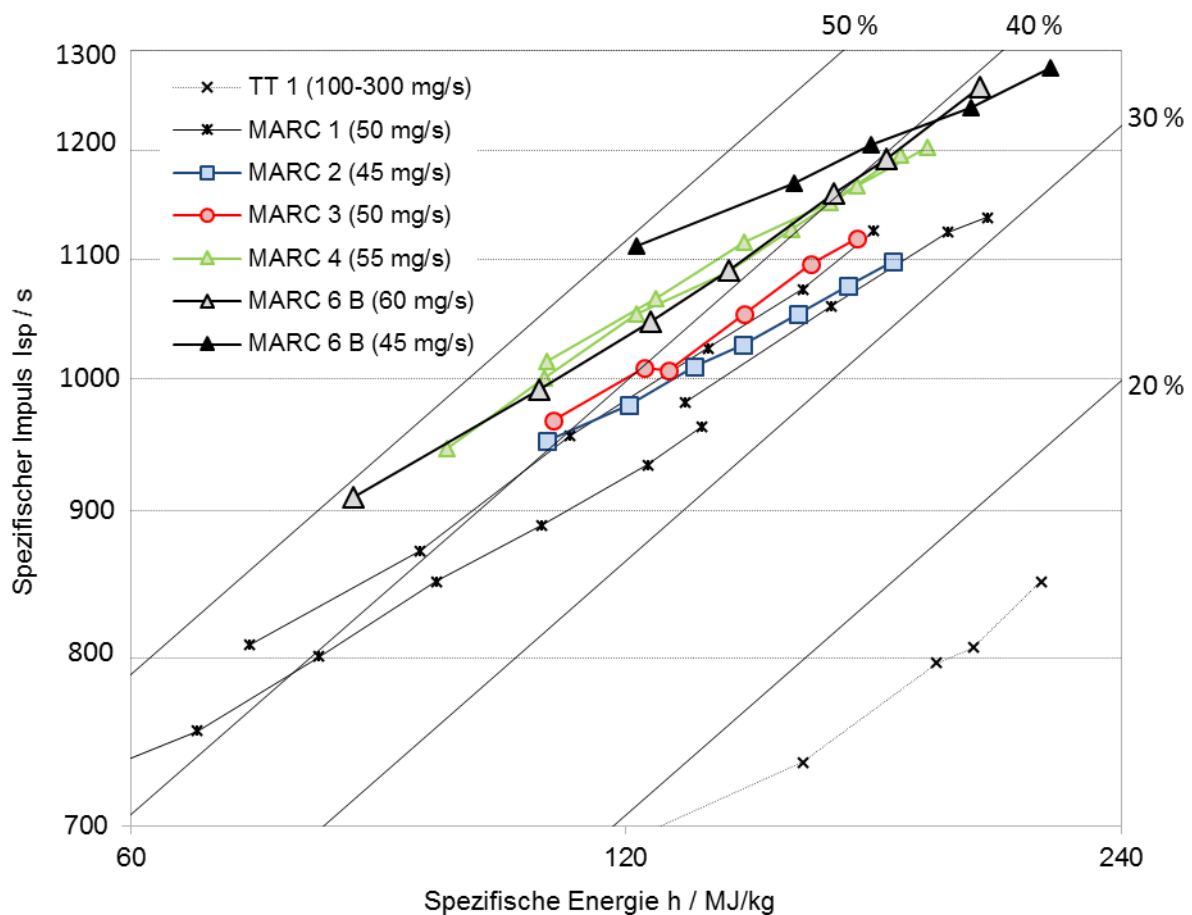


Abbildung 3-16 - Entwicklung des Schubwirkungsgrades der IRS MARC Triebwerksreihe mit Wasserstoff als Treibstoff [43][42][67]

3.2.8. *Verdampfung von flüssigem Ammoniak mittels Triebwerksabwärme*

Eine weitere Möglichkeit der Nutzung der strukturellen Wärme ist die regenerative Verdampfung von Ammoniak. Für den Start des Triebwerks muss das flüssige Ammoniak erst noch über Heizkartuschen verdampft werden. Sobald das Triebwerk aufgeheizt ist, kann die Energiezufuhr der Kartuschen reduziert werden, bis die Verdampfung vollständig durch die Abwärme des Triebwerks erfolgt. Dadurch kann eine bedeutende Menge Energie in das Gas gekoppelt werden, denn für das reine Verdampfen von Ammoniak sind inklusive Heizerverluste etwa 2 MJ/kg nötig [70]. Auch wenn keine Schubsteigerung damit einhergeht, da die Leistung auch im üblichen Betrieb aufgebracht wird, kann somit die Leistungsversorgung des Satelliten entlastet werden. Dies wurde im Rahmen dieser Arbeit untersucht und wird in Kapitel 5 ausführlich behandelt.

3.3. Die chemischen Verluste - Verluste durch die eingefrorene Strömung

3.3.1. *Dissoziation und Ionisation*

Beim Aufheizen des Treibstoffs in der Entladungskammer eines Lichtbogentriebwerks werden Temperaturen erreicht in denen der Treibstoff teilweise dissoziiert und ionisiert. Hinzu kommt, dass zur Aufrechterhaltung des Lichtbogens das Gas im Zentrum der Strömung ionisiert werden muss. Für diese Dissoziation und Ionisation wird je nach Gas ein beträchtlicher Anteil der Leistung aufgewendet. Im Sinne des Gesamtwirkungsgrades ist es erstrebenswert, die investierte Energie über die Länge der Düse wieder in thermische Energie umzuwandeln, damit diese wiederum durch Expansion Schub erzeugen kann. Allerdings sind die Reaktionsraten der Rekombination der Ionen aufgrund der geringen Dichte langsam im Vergleich zur Verweildauer der Ionen in der Düse. So liegt die Verweildauer beispielsweise bei einer 10 mm langen Düse und einer Austrittsgeschwindigkeit von 5000 m/s bei gerade mal 2 μ s. Entsprechend kommt es zu sehr eingeschränkter bis gar keiner Rückreaktion im Plasma, weswegen dieser Zustand als eingefrorene Strömung bezeichnet wird. Für die Verluste der eingefrorenen Strömung wird daher üblicherweise davon ausgegangen, dass alle Energie, die in die Dissoziation und Ionisation des Treibstoffs geflossen ist, nicht zurückgewonnen werden kann. Diese Verluste summieren sich wie folgt [6].

$$\dot{q}_{Anreg} = \alpha_D E_D + \alpha_I E_I + r_D + r_s \quad 3.16$$

Hierin sind α_D und α_I der Dissoziations- und Ionisationsgrad, E_D und E_I die Dissoziations- und Ionisationsenergie (der ersten Stufe), sowie r_D und r_s die Verdampfungs- und Schmelzenergie. Für gasförmig gelagerte Treibstoffe entfallen die letzten beiden Verlustenergien. Für flüssig gelagerte Treibstoffe wie Ammoniak muss die Verdampfungswärme r_D in dem Triebwerk

vorgeschalteten Verdampfer aufgebracht werden. Folgende Tabelle gibt einen Überblick über die aufzubringenden Energien möglicher Treibstoffe [6].

Treibstoff	Dissoziationsenergie MJ/kg	Ionisationsenergie MJ/kg	Verdampfungswärme MJ/kg
Wasserstoff	218,07	1311,3	-
Helium	-	590,5	-
Lithium	-	75,4	21,3
Methan	104,03	395,6	0,6
Ammoniak	69,02	314	1,4
Hydrazin	55,36	251,5	1,3
Wasser	51,46	218,7	2,3
Stickstoff	33,9	100,1	-
Argon	-	38	-
Xenon	-	8,9	-

Tabelle 3-5 - Dissoziations- und Ionisationsenergien von ausgewählten Treibstoffen

Dabei sind dies jeweils die Energien, die für eine vollständige Dissoziation und vollständige Ionisation nötig sind. Bei thermischen Lichtbogentriebwerken werden diese Grenzenenergien jedoch üblicherweise nicht erreicht, im Gegensatz zu magnetoplasmadynamischen Triebwerken (MPD), Hall-Effekt-Triebwerken und Gitterionentriebwerken, bei denen mindestens von vollständiger einfacher Ionisation ausgegangen wird. Daher ist es wichtig sich für thermische Triebwerke den Verlauf der Dissoziation und Ionisation über der eingekoppelten Energie anzusehen, um den optimalen Betriebspunkt zu wählen.

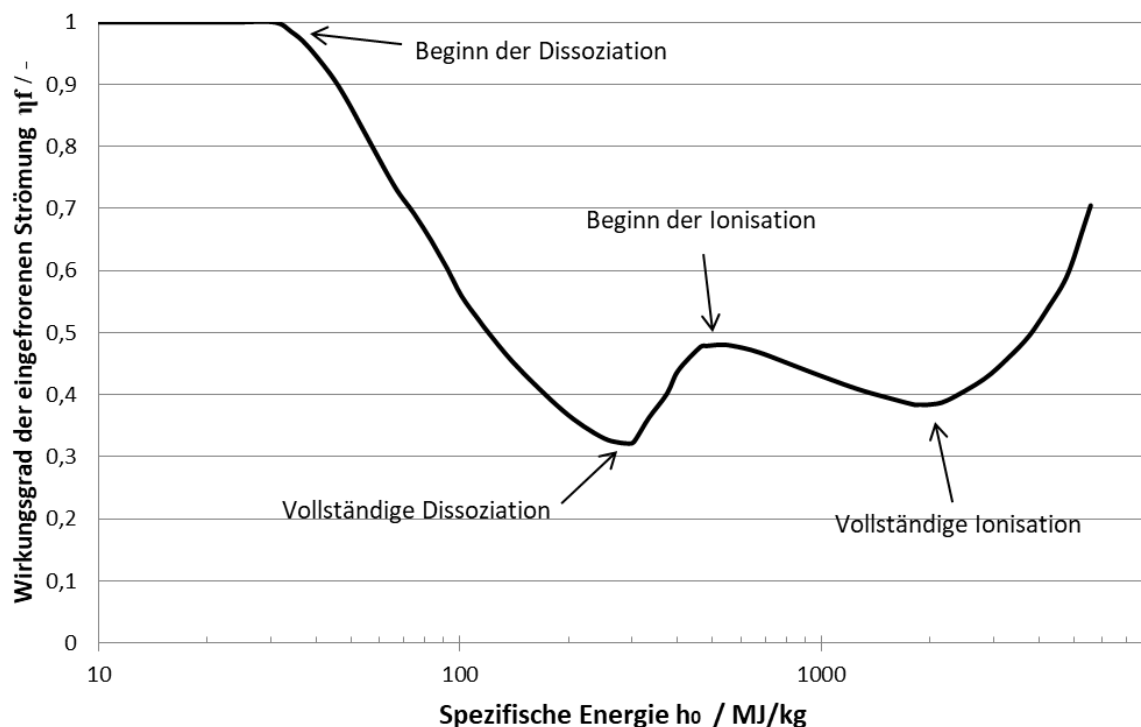


Abbildung 3-17 - Dissoziation- und Ionisationsenergiebereiche von Wasserstoff bei 1 bar [26]

In Abbildung 3-17 ist für Wasserstoff der Wirkungsgrad der eingefrorenen Strömung gegenüber der eingekoppelten spezifischen Energie angegeben. Zu sehen ist der rasche Abfall des Wirkungsgrads mit Beginn der Dissoziation ab 40-50 MJ/kg bis zu einem minimalen Wirkungsgrad von knapp über 30 % bei 300 MJ/kg. Danach steigt der Wirkungsgrad wieder, da die Dissoziation des Treibstoffs nahezu abgeschlossen ist. Ab 500 MJ/kg beginnt der Wirkungsgrad allerdings wieder zu sinken, da hier die Ionisation verstärkt einsetzt. Erst ab über 2000 MJ/kg ist der Wasserstoff vollständig ionisiert, so dass alle zusätzliche Energie nur noch für die thermische Aufheizung des Treibstoffs verwendet wird.

Die folgende Abbildung zeigen diesen Wirkungsgrad der eingefrorenen Strömung für weitere Treibstoffe. Deutlich zu sehen sind die geringen Wirkungsgrade für alle mehratomigen Treibstoffe, bei denen die Dissoziation schon früh beginnt. Hingegen hat Helium als einatomiges Gas und mit einer hohen Ionisationsenergieschwelle sehr hohe Wirkungsgrade für die Aufheizung. Erst bei 70-80 MJ/kg beginnt hier die Ionisation des Treibstoffs.

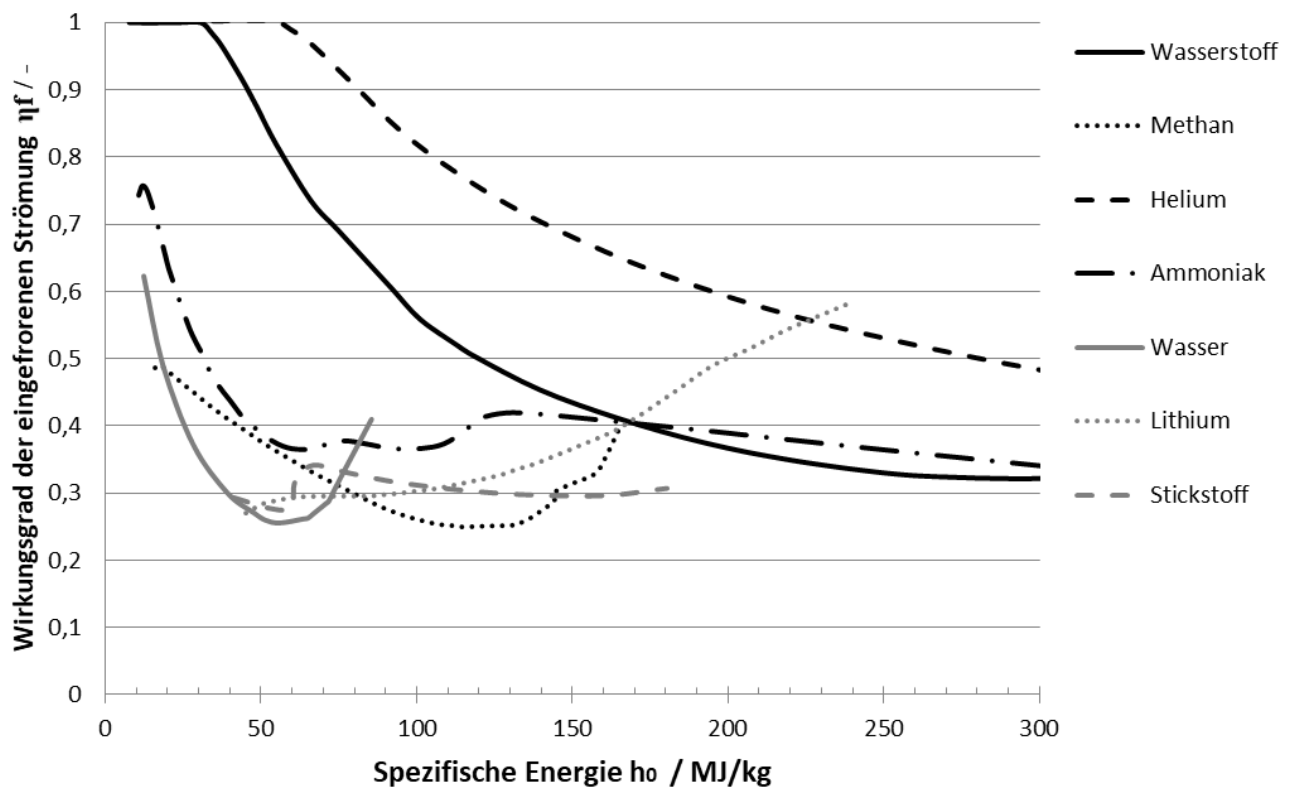


Abbildung 3-18 - Eingefrorener Wirkungsgrad verschiedener Treibstoffe bei 1 bar [9][26]

Bei gleichmäßiger Aufheizung des Treibstoffs in der Entladungskammer, wird damit für jedes Gas bei einer spezifischen eingekoppelten Energie ein Wirkungsgrad angegeben, der alle Verluste der eingefrorenen Strömung umfasst. In einem realen Lichtbogentriebwerk findet die Aufheizung des Plasmas jedoch nicht gleichmäßig über die vollständige Düsenhalsbreite statt. Stattdessen existiert im Bereich der Plasmasäule des Lichtbogens eine hochgradig dissoziierte und ionisierte Strömung. Die Temperatur in der Lichtbogensäule muss dabei hoch genug sein, um ausreichend Ionen und Elektronen für eine hohe Leitfähigkeit des Plasmas zur Verfügung zu stellen. Für Wasserstoff und Stickstoff beginnt die Ionisation bei einem Druck von 1 bar bei

9000 K, entsprechend hoch sind die lokalen, spezifischen Energien in diesem Bereich. Um den Lichtbogen bildet sich ein durch Wärmeleitung und Strahlung stark aufgeheizter Bereich von nur geringer Dissoziation und Ionisation. In Wandnähe wiederum bildet sich ein sogenannter Kaltgasmantel mit deutlich geringerer Temperatur aus. Entsprechend dieser drei Bereiche verschimmt der tatsächliche Wirkungsgrad der eingefrorenen Strömung über einen größeren Abschnitt. Um diesen Einfluss genau zu bestimmen, sind jedoch detaillierte Diagnostiken im Düsenhals und numerische Simulationen nötig, weswegen dieser Einfluss im Folgenden nicht quantitativ berücksichtigt werden kann. Qualitativ kann allerdings ein zum Betrieb nötiger Ionisationsgrad angenommen und mit den tatsächlich erreichten Wirkungsgraden verglichen werden. Darauf wird am Ende dieses Kapitels genauer eingegangen.

3.3.2. Der Einfluss des Drucks auf die chemischen Verluste

Nach Auswahl des Treibstoffs und Betriebspunktes, soll untersucht werden, inwiefern die chemischen Verluste reduziert oder gar zurückgewonnen werden können. Die Geschwindigkeit chemischer Reaktionen ist von der Dichte bzw. dem Druck des Mediums abhängig, in dem die Reaktionen stattfinden. Entsprechend ist der in Abbildung 3-17 dargestellte Verlauf auch vom Druck in der Entladungskammer und Düse abhängig. So wird bei höheren Drücken die Rückreaktion begünstigt und die Verluste werden reduziert. Die Drücke in thermischen Lichtbogentriebwerken variieren im Bereich von 0,5 – 5 bar in der Entladungskammer und wenigen Pascal am Düsenaustritt. Wie in Abbildung 3-19 gezeigt, lässt sich der Abfall des Wirkungsgrades damit für moderate spezifische Energien reduzieren. Bei sehr hohen spezifischen Energien ist die vollständige Dissoziation unabhängig vom Druck erreicht und der damit verbundene Verlust im Wirkungsgrad ist für alle Drücke gleich.

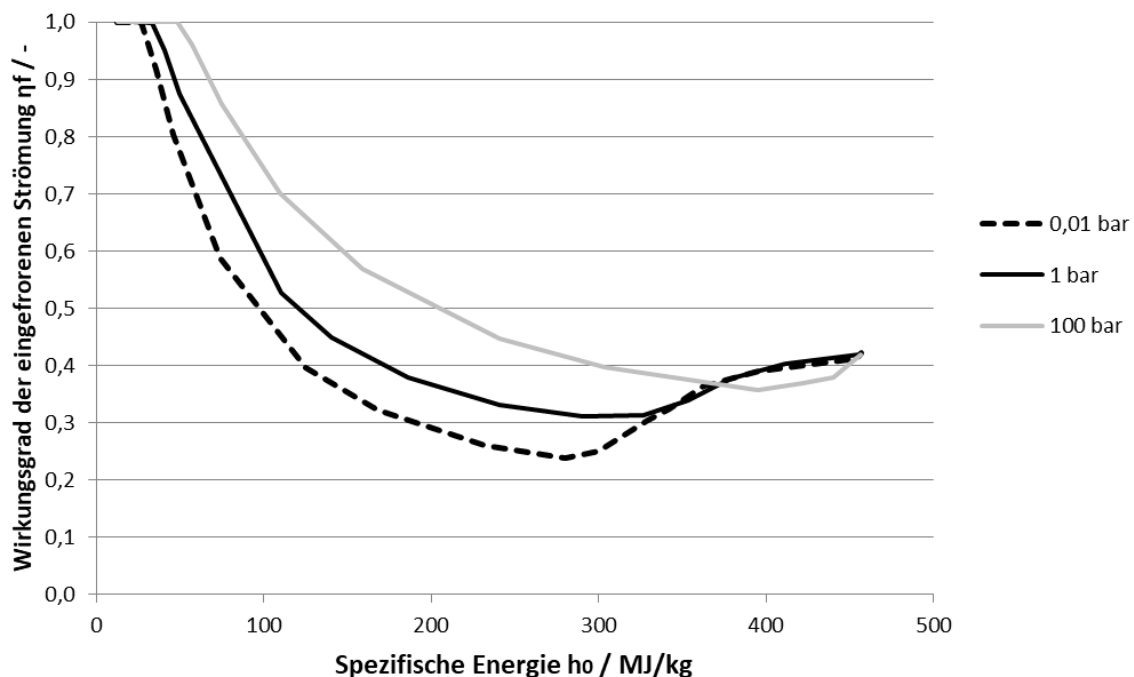


Abbildung 3-19 - Druckabhängigkeit des chemischen Wirkungsgrades für Wasserstoff [9]

3.3.3. Der Düsenhalsdurchmesser und der Massenstrom

Der Entladungskammerdruck p_{EK} wird durch Massenstrom $\dot{m}$, Düsenhalsdurchmesser d_{Hals} und Dichte ρ als Funktion der Temperatur vor dem Düsenhals definiert. Dies begründet sich aus der Gleichung für die Überschallströmung einer Blende (Formel 3.18) [71]. Um den Entladungskammerdruck zu erhöhen und damit gegebenenfalls den Schubwirkungsgrad zu erhöhen, können diese drei Größen variiert werden. Eine Erhöhung der Temperatur kann zwar die Dichte reduzieren und den Entladungskammerdruck erhöhen, hat allerdings auch einen direkt steigernden Einfluss auf den Dissoziations- und Ionisationsgrad. Eine Erhöhung des Massenstromes bei gleichbleibender Temperatur, und damit konstanter spezifischer Energie, erfordert eine erhöhte Leistungseinkopplung ins Triebwerk. Eine Reduktion des Düsenhalsdurchmessers hingegen, ermöglicht bei konstanter spezifischer Energie und konstanter Leistung eine Erhöhung des Entladungskammerdrucks zur Förderung der Rückreaktion. Durch diese Maßnahme muss nur noch die damit erhöhte flächenspezifische Wärmelast auf den Düsenhals unter dem Gesichtspunkt der maximalen Wandtemperatur und Lebensdauer berücksichtigt werden.

$$\dot{m} = \dot{V}^* \rho(T) = v^* A^* \rho(T) = \left(\frac{2}{\kappa + 1} \right)^{\frac{1}{\kappa - 1}} \left(\frac{\kappa}{\kappa + 1} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{2p_{EK}}{\rho(T)} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{d_{Hals}^2 \pi}{4} \rho(T) \quad 3.17$$

$$p_{EK} = \frac{\dot{m}^2}{d_{Hals}^4 \rho(T) \pi^2} \left(\frac{\kappa + 1}{2} \right)^{\frac{2}{\kappa - 1}} \left(\frac{\kappa + 1}{\kappa} \right) \quad 3.18$$

Experimentelle Untersuchungen – NASA Lewis RC

Eine ausführliche Studie zum Einfluss des Düsenhalsdurchmessers und des absoluten Massenstroms auf den Schubwirkungsgrad des Triebwerks wurde Anfang der 1990er Jahre von Curran [32] durchgeführt (Abbildung 3-20). Dabei konnte gezeigt werden, dass der Schubwirkungsgrad mit sinkendem Massenstrom bei gleicher spezifischer Energie abnimmt. Weiter konnte auch gezeigt werden, dass mit größerem Düsenhalsdurchmesser der Schubwirkungsgrad bei gleichem Massenstrom weiter sinkt.

Am deutlichsten zeigte sich dies in Untersuchungen von NASA Lewis RC [72] an einem 30 kW Wasserstofflichtbogentriebwerk. Wie in den folgenden Abbildungen dargestellt gibt es ein Optimum des Massenstroms für jede gegebene Düsenkonfiguration. Dabei hat die spezifische Energie scheinbar keinen direkten Einfluss auf den Punkt des Optimums. In Abbildung 3-21 ist deutlich zu sehen, dass sich mit steigendem Massenstrom der Schubwirkungsgrad nicht an einen optimalen Grenzwert annähert, sondern bei zu hohem Massenstrom auch wieder sinken kann. Nicht ganz ins Schema passen die Daten von Abbildung 3-22. Obwohl der Düsenhalsdurchmesser hier von 2,54 mm auf 1,78 mm reduziert wurde, bleibt der optimale Massenstrom bei etwa 90 mg/s. Nach dem zuvor gezeigten Verhalten, wäre eine deutliche Verschiebung des Optimums zu einem kleineren Massenstroms zu erwarten. Zudem ist eine Erhöhung des Wirkungsgrades über alle spezifischen Energien hinweg sichtbar.

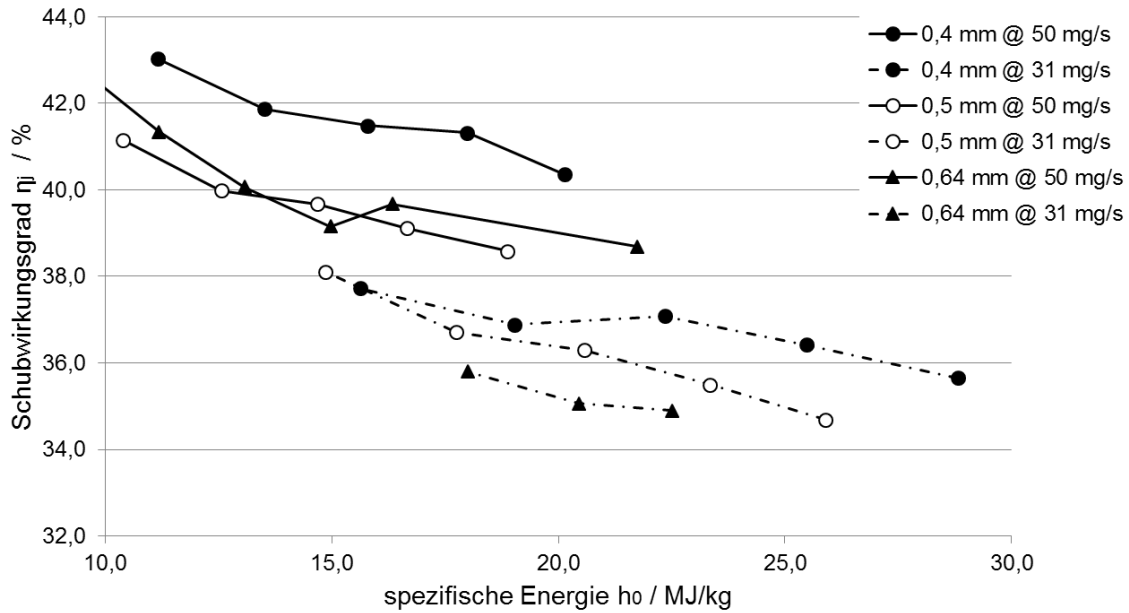


Abbildung 3-20 - Abhängigkeit des Schubwirkungsgrades vom Massenstrom und vom Düsenhalsdurchmesser für das NASA Lewis RC Lichtbogentriebwerk (500 W – 1 kW) [32]

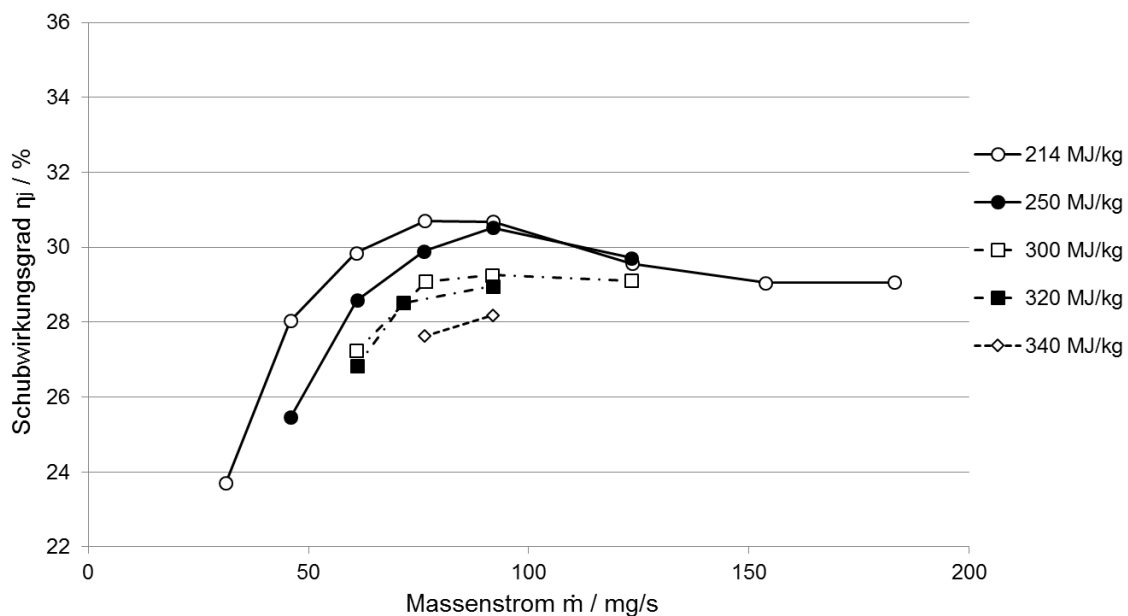


Abbildung 3-21 - Abhängigkeit des Schubwirkungsgrades vom Massenstrom bei konstanter spezifischer Energie für 2,54 mm Düsenhalsdurchmesser (10-40 kW bei 30-180 mg/s Wasserstoff) [72]

Abbildung 3-23 zeigt den optimalen Massenstrom für eine Düse mit 2,54 mm Durchmesser, allerdings mit einem reduzierten Öffnungswinkel von 10° statt wie in den Abbildungen zuvor 20° . Dadurch scheint sich der optimale Massenstrom deutlich zu höheren Massenströmen hin verschoben zu haben. Ursache für die niedrigen Schubwirkungsgrade bei geringen Massenströmen können sich verengende Grenzschichten bei geringeren Massenströmen sein, welche später erneut im Abschnitt über die Düsenverluste im Detail behandelt werden. Bemerkenswert ist allerdings, dass das Maximum des Schubwirkungsgrades sich für den kleineren Öffnungswinkel erhöht hat.

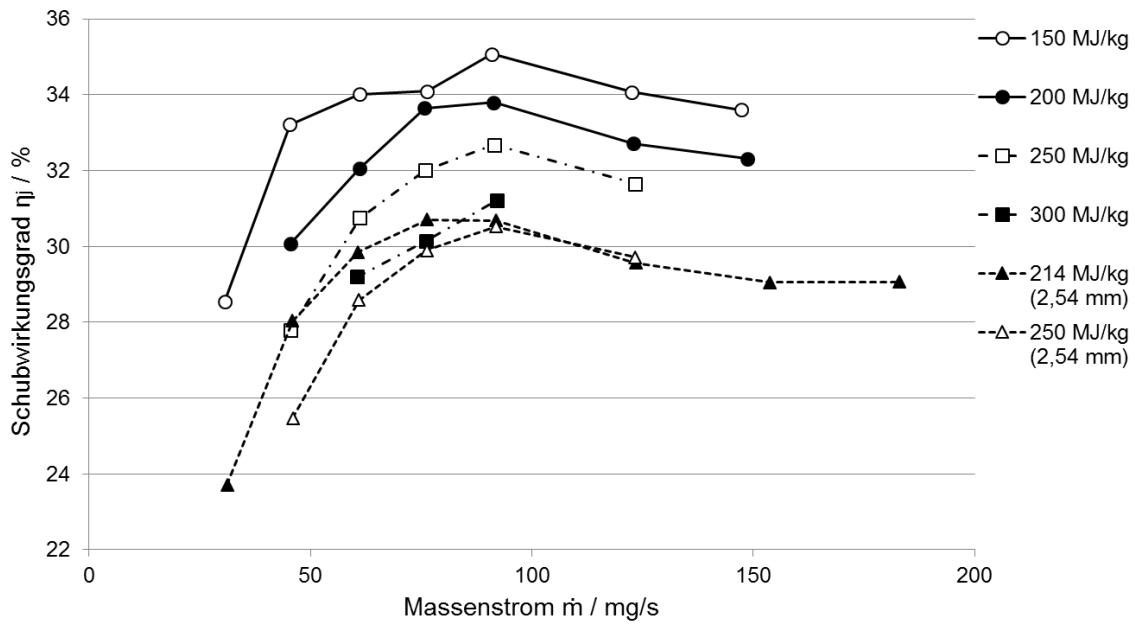


Abbildung 3-22 - Abhängigkeit des Schubwirkungsgrades vom Massenstrom bei konstanter spezifischer Energie für 1,78 mm Düsenhalsdurchmesser (10-40 kW bei 30-180 mg/s Wasserstoff) [72]

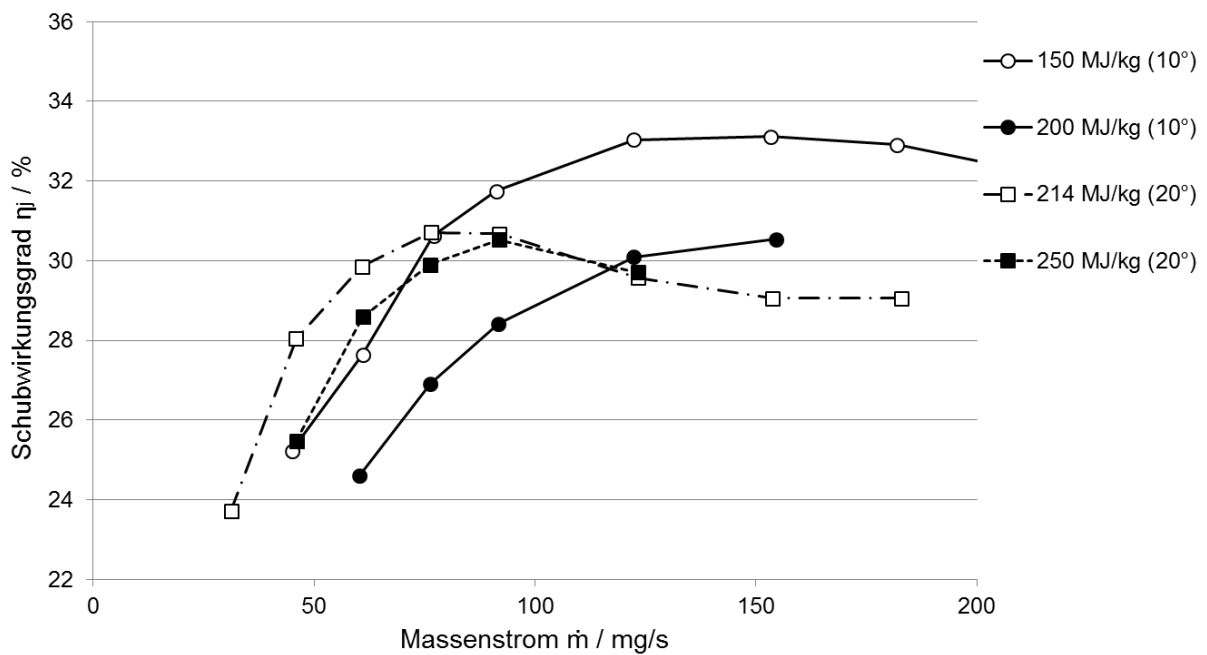


Abbildung 3-23 - Abhängigkeit des Schubwirkungsgrades vom Massenstrom bei konstanter spezifischer Energie für 2,54 mm Düsenhalsdurchmesser und 10 ° bzw. 20 ° Öffnungswinkel (10-40 kW bei 30-180 mg/s Wasserstoff) [72]

Experimentelle Untersuchungen – IRS

Ein Vergleich mit IRS-internen Testreihen kann die obigen Ergebnisse nur teilweise bestätigen. In der Arbeit von Bock [21] wurde das TALOS Triebwerk mit verschiedenen Düsenhalsdurchmessern und Massenströmen untersucht. In Abbildung 3-24 zeigt sich deutlich der Schubwirkungsgradanstieg bei konstantem Massenstrom und sinkendem Düsenhalsdurchmesser (gleiche Symbolfarbe). Der Düsenhalsdurchmesser von 0,6 mm war für den geringen Massenstrom von 17,6 mg/s also zu groß gewählt. Entsprechend müsste für denselben Punkt eine Erhöhung des Massenstroms (gleiche Symbolform) bei konstantem Durchmesser ebenfalls eine Schubwirkungsgraderhöhung bedeuten. Dies ist allerdings nicht der Fall. Diese Tendenzen widersprechen sich, wie in der Abbildung durch rote und grüne Pfeile dargestellt. Der Druck in der Entladungskammer steigt entweder durch sinkenden Düsenhalsdurchmesser oder steigenden Massenstrom. Dass der Schubwirkungsgrad gleichzeitig durch einen druckerhöhenden und einen drucksenkenden Effekt steigt, würde der Erklärung durch die Begünstigung der Rückreaktionsrate durch den höheren Entladungskammerdruckes widersprechen.

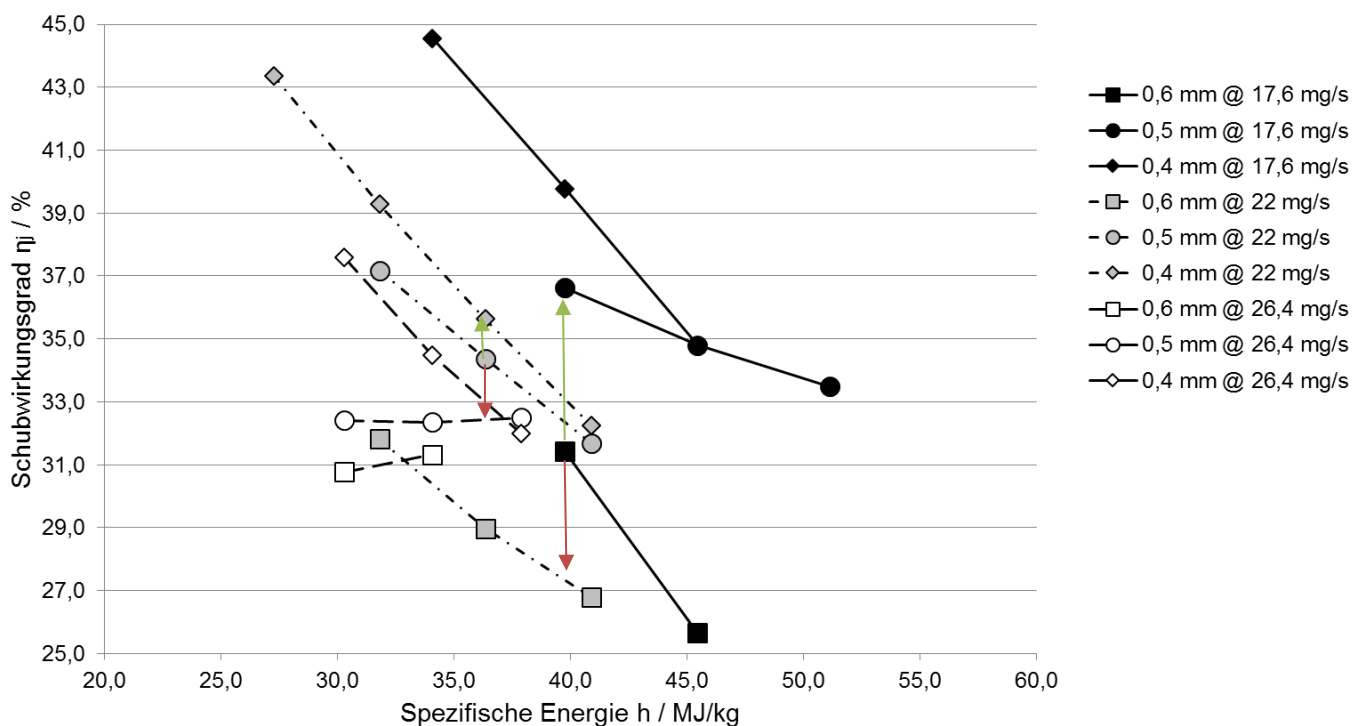


Abbildung 3-24 - Abhängigkeit des Schubwirkungsgrades vom Massenstrom und vom Düsenhalsdurchmesser für das TALOS Triebwerk mit Ammoniak [21] (Massenstrom nachträglich korrigiert, siehe Kapitel 5.2.2)

Abbildung 3-25 zeigt die Abhängigkeit des Schubwirkungsgrades vom Massenstrom für die Triebwerke ARTUS IM2 und ARTUS IM3 mit simuliertem Hydrazin. Im Gegensatz zu den bisher betrachteten Versuchsreihen ändert sich der Schubwirkungsgrad über einem Massenstromunterschied von 25 bis 35 mg/s kaum. Es gibt eine leichte Reduktion des Schubwirkungsgrades bei 35 mg/s, was darauf hindeutet, dass der optimale Massenstrom im Bereich zwischen 25 und 30 mg/s liegt.

Abbildung 3-26 hingegen zeigt eine Messreihe mit dem ARTUS IM3 Triebwerk mit Ammoniak (aufgrund des anderen Treibstoffes als ATOS 2 bezeichnet). Dabei zeigt sich ein sehr starker Unterschied bei unterschiedlich hohen Massenströmen. Auch hier erreicht der Wirkungsgrad nach einem Anstieg von 22 auf 31 mg/s ein Maximum und ein weiterer Anstieg des Massenstroms auf 36 mg/s erzeugt keinen Schubwirkungsgradgewinn.

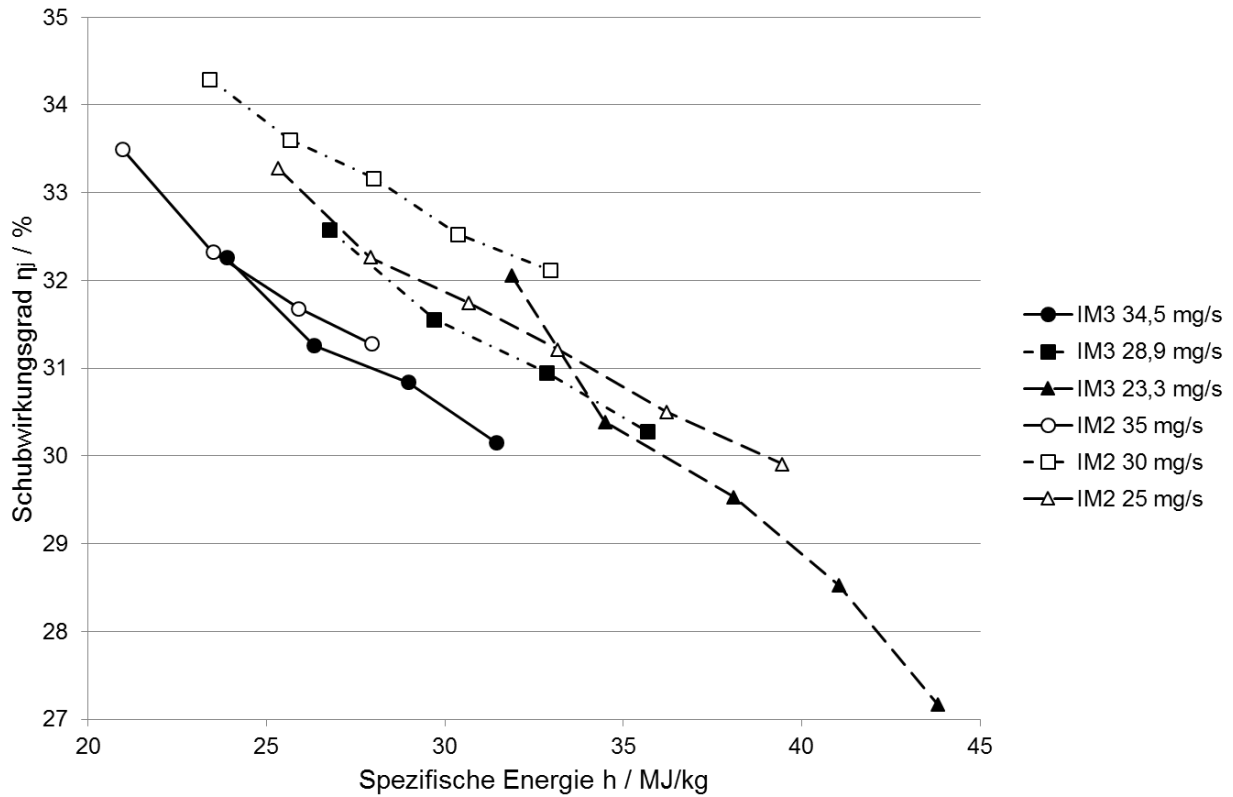


Abbildung 3-25 - Abhängigkeit des Schubwirkungsgrades vom Massenstrom für das ARTUS IM2 und IM3 Triebwerk [48]

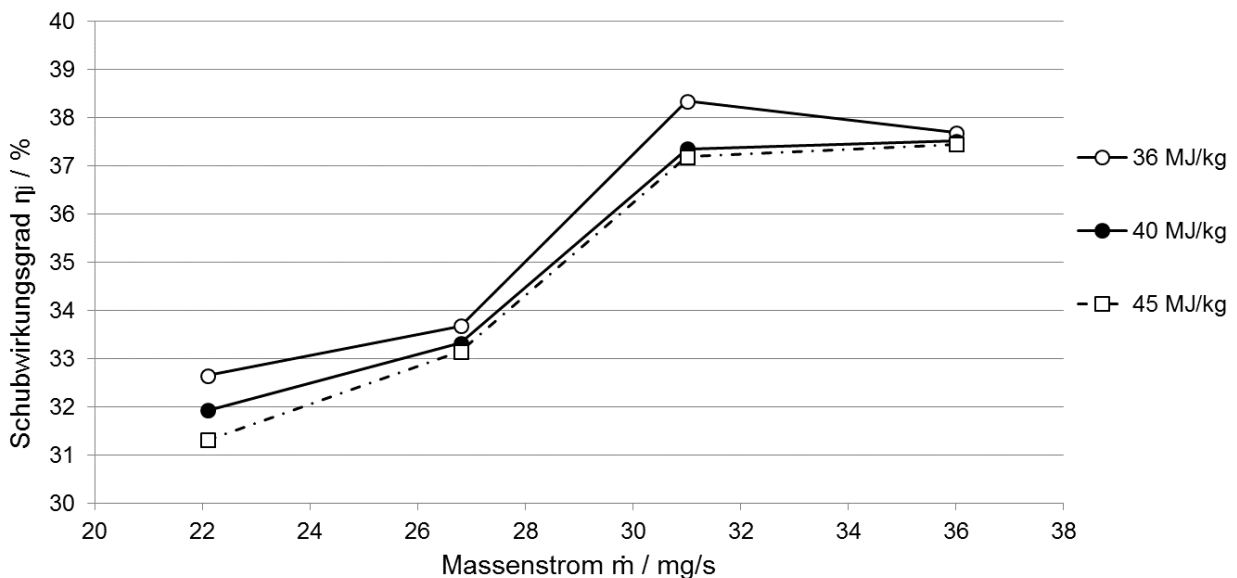


Abbildung 3-26 - Abhängigkeit des Schubwirkungsgrades vom Massenstrom für das ATOS 2 Triebwerk bei 0,5 mm Düsenhalsdurchmesser [43]

Abbildung 3-27 zeigt abschließend die Abhängigkeit des Schubwirkungsgrades vom Massenstrom für das HIPARC Triebwerk bei einem festen Düsenhalsdurchmesser von 3 mm. Auch hier zeigt sich deutlich ein Optimum für den mittleren Massenstrom.

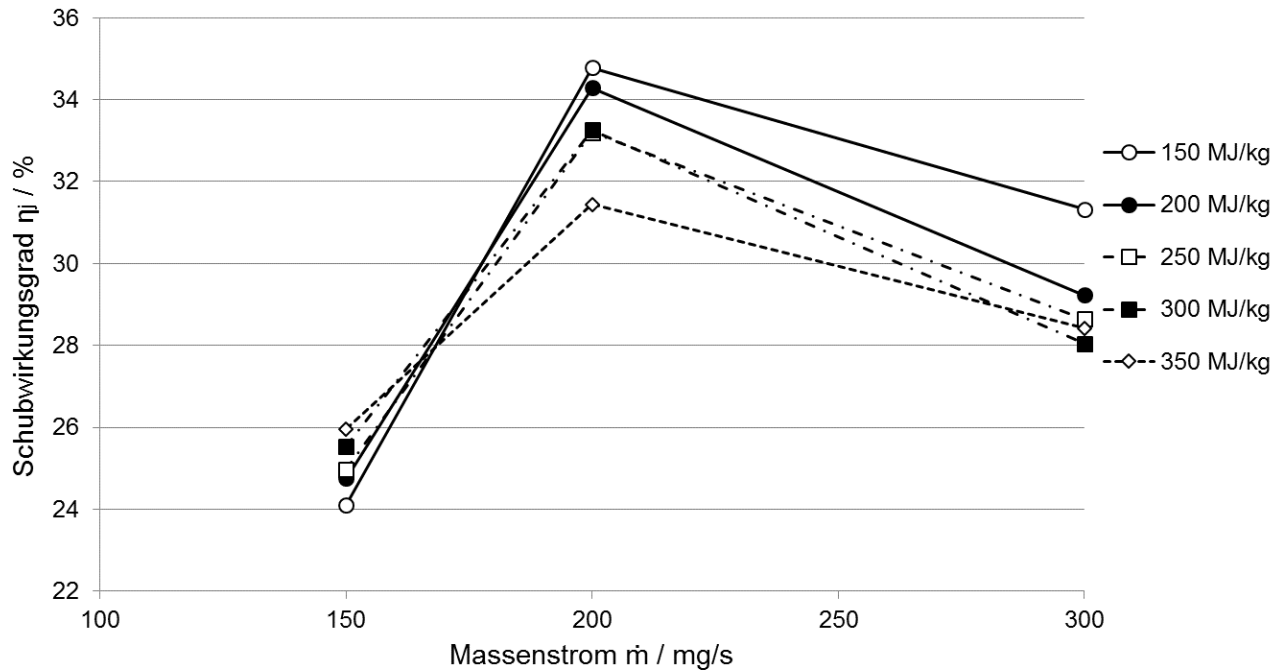


Abbildung 3-27 - Abhängigkeit des Schubwirkungsgrades vom Massenstrom für das HIPARC R1 Triebwerk bei 3 mm Düsenhalsdurchmesser [43]

Insgesamt bleibt die Tendenz, dass hohe Entladungskammerdrücke, also ein hohes Massenstrom zu Düsenhalsdurchmesser Verhältnis, die Schubwirkungsgrade steigern. Zur Orientierung sind in Tabelle 3-6 und Tabelle 3-7 einige der gängigsten Düsenhalsdurchmesser für verschiedene Triebwerksklassen angegeben.

Name	Leistungs- klasse	Massenstrom	Düsenhals- durchmesser
	W	mg/s	mm
Ammoniak			
VELARC	300	5-15	0,3
TALOS	1.000	20-35	0,4-0,6
ARTUS IM	1.000	20-35	0,45
ATOS 2	1.500	20-35	0,5
EPL[36]	10.000	150	2,5
ELITE [114]	10.000	177	3,8
ESEX [114]	30.000	250	3,8

Tabelle 3-6 - Düsenhalsdurchmesser unterschiedlicher Triebwerke und Leistungsklassen (Ammoniak)

Name	Leistungs- klasse	Massenstrom	Düsenhals- durchmesser
	W	mg/s	mm
Wasserstoff			
VELARC	300	2-4	0,3
ARTUR	1.000	10-15	0,6
MARC	10.000	45-65	1
LeRC [72]	30.000	90	1,78 - 2,54
HIPARC	100.000	200	3

Tabelle 3-7 - Düsenhalsdurchmesser unterschiedlicher Triebwerke und Leistungsklassen (Wasserstoff)

3.3.4. Rekombinationskammern

Basierend auf dem Prinzip der Abhängigkeit der Verluste vom Entladungskammerdruck wurden verschiedene konstruktive Methoden entwickelt, um die chemischen Verluste zu minimieren. Bereits in den 1960er Jahren wurden Entladungskammern untersucht, bei denen der Lichtbogen kontinuierlich noch im Unterschallbereich der Düse ansetzen sollte. Dazu wurde der engste Querschnitt deutlich weiter stromabwärts platziert, wie in Abbildung 3-28 und Abbildung 3-29 dargestellt. Im Gegensatz zu den üblichen Triebwerken würde der Druck damit gleich dem Entladungskammerdruck bleiben statt rapide abzufallen. Der Ansatz des Lichtbogens im konvergenten Bereich birgt dabei jedoch Probleme für den Betrieb des Triebwerks. Der Lichtbogen wird aufgrund des hohen Druckes zusammengeschnürt und setzt punktförmig statt diffus an. Der punktförmig konzentrierte Energieeintrag kann lokal zum Aufschmelzen der Entladungskammer führen und so kommt es zu sogenannten Brennflecken. Um diese zu vermeiden, ist ein ständiges Bewegen des Lichtbogens über Kaltgaswirbel oder Magnetfelder nötig.

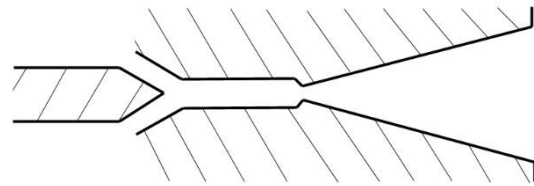


Abbildung 3-28 - Schema einer Düse mit Unterschalllichtbogenansatz [29]

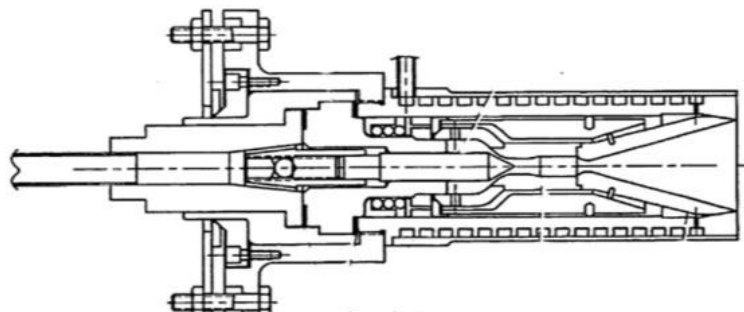


Abbildung 3-29 - Beispiel für ein Triebwerksdesign mit Unterschalllichtbogenansatzes [23]

Weitere Varianten den Druck zu verändern sind die Doppelkonusdüse (dual cone nozzle) und die Rekombinationskammer (recovery chamber). Das Prinzip ist in Abbildung 3-30 dargestellt. Bei der Rekombinationskammer befindet sich wenige Millimeter stromabwärts des Düsenhalses ein Bereich mit konstantem Durchmesser. Aufgrund der fehlenden Expansion des Gases bleibt der Druck in diesem Bereich konstant hoch. Durch diesen höheren Druck können Elektronen und Ionen rekombinieren und die Ionisationsenergie zurückzugewinnen. Um einen messbaren Effekt zu bewirken, muss diese Kammer ausreichend lang sein und sich in einem Druckbereich befinden, der nicht bereits als eingefroren gilt. Eine lange Rekombinationskammer leidet allerdings unter dem Problem der zuwachsenden Strömungsgrenzschichten, da die Düsenverluste im Bereich konstanten Durchmessers steigen (siehe folgender Abschnitt). Hier hilft eine Doppelkonusdüse, die zu Beginn eine langsame aber kontinuierliche Expansion ermöglicht. Bei der Auslegung einer Rekombinationskammer ist zudem wichtig die Kammer ausreichend weit stromabwärts einzubauen, um den eigentlichen Ansatzpunkt des Lichtbogens nicht zu verändern und das Verhalten des Lichtbogens nicht zu beeinflussen. Im Gegensatz zu der zuvor beschriebenen Variante der Unterschallkammer, setzt der Lichtbogen hier diffus an und erzeugt keine schädigende Erosion.

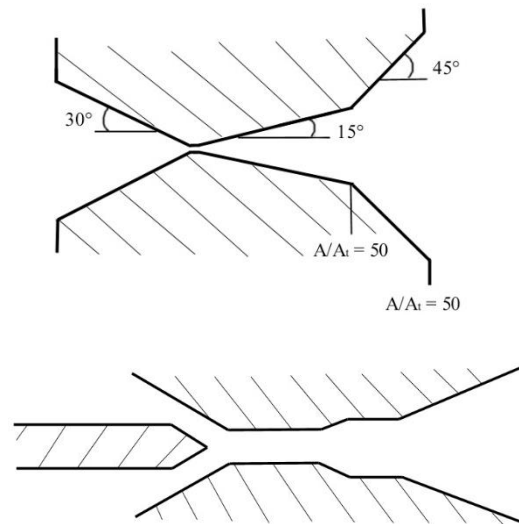


Abbildung 3-30 - Schema einer Düse mit Doppelkonus (oben) und Rekombinationskammer (unten) [28]

Beispiele für Experimente mit Rekombinationskammern sind die Triebwerke von GSC, EPL und IRS. Bei GSC wurden sehr gute Werte in Kombination mit regenerativer Kühlung erreicht. Bei moderaten spezifischen Energien und sehr hohen Leistungen wurden hier für Wasserstoff hohe Gesamtwirkungsgrade erreicht. Auch am IRS wurde die Rekombinationskammer zusammen mit regenerativer Kühlung eingesetzt (Abbildung 3-31) und damit leichte Schubwirkungsgradverbesserungen erreicht. Ein direkter Vergleich eines Triebwerks mit und ohne Rekombinationskammer ohne weitere Designänderungen ist allerdings nicht bekannt. Somit kann bislang nicht definiert werden, welcher Anteil des Gesamtwirkungsgrades durch die Verstärkung der regenerativen Kühlung oder durch die Rekombinationskammer bewirkt wird.

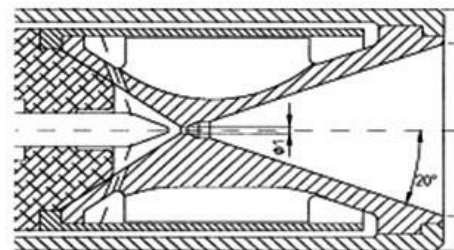


Abbildung 3-31 - Beispiel für den Einsatz einer Rekombinationskammer (MARC 6, IRS) [43]

Theoretische Abschätzung der Rekombinationskammer

In der Düse wird die thermische Energie durch Entspannung in kinetische Energie umgewandelt. Die bekannte Gleichung 1.5 gibt die maximale Austrittsgeschwindigkeit an, die

erreicht wird, wenn die Energien vollständig umgewandelt werden können. Dieser Idealzustand würde eine maximale Entspannung bis zu einer Temperatur von 0 K darstellen. In der Realität ist diese Umwandlung nicht vollständig, da für eine vollständige Entspannung das Expansionsverhältnis unendlich groß sein müsste. Die reale Entspannung nähert sich mit steigendem Expansionsverhältnis dem Grenzwert an ohne diesen zu erreichen. Abhängig davon, ob eine eingefrorene Strömung oder ein thermisches Gleichgewicht angenommen wird, sind die Grenzwerte unterschiedlich und werden verschieden schnell erreicht.

In Abbildung 3-32 ist der Verlauf der Austrittsgeschwindigkeit und der Temperatur über das Expansionsverhältnis angegeben. Der Verlauf wurde mit CEA [73] für Ammoniak bei einer gemittelten Entladungskammertemperatur von 3800 K (~ 36 MJ/kg) bestimmt. Im Falle der eingefrorenen Strömung findet keine Rekombination der Ionen und Elektronen oder der Atome zu Molekülen statt. Die umwandelbare Energie ist begrenzt auf die thermische Energie, die am Düsen Eintritt verfügbar ist. Im thermischen Gleichgewicht hingegen sind die Rückreaktionen unendlich schnell und Anregungsenergie wird zurückgewonnen, die wiederum als thermische Energie zur Verfügung steht. Entsprechend sinkt die Temperatur in diesem Fall langsamer und eine höhere Austrittsgeschwindigkeit kann erreicht werden, wenn eine entsprechend hohe Entspannung vorliegt. Die Rekombinationen finden auch hier nicht vollständig statt, sondern nur bis zu der chemischen Zusammensetzung die im thermischen Gleichgewicht bei der lokalen Temperatur vorliegen könnte. Erst durch weitere Expansion kann weitere Energie aus der Anregung zurückgewonnen werden.

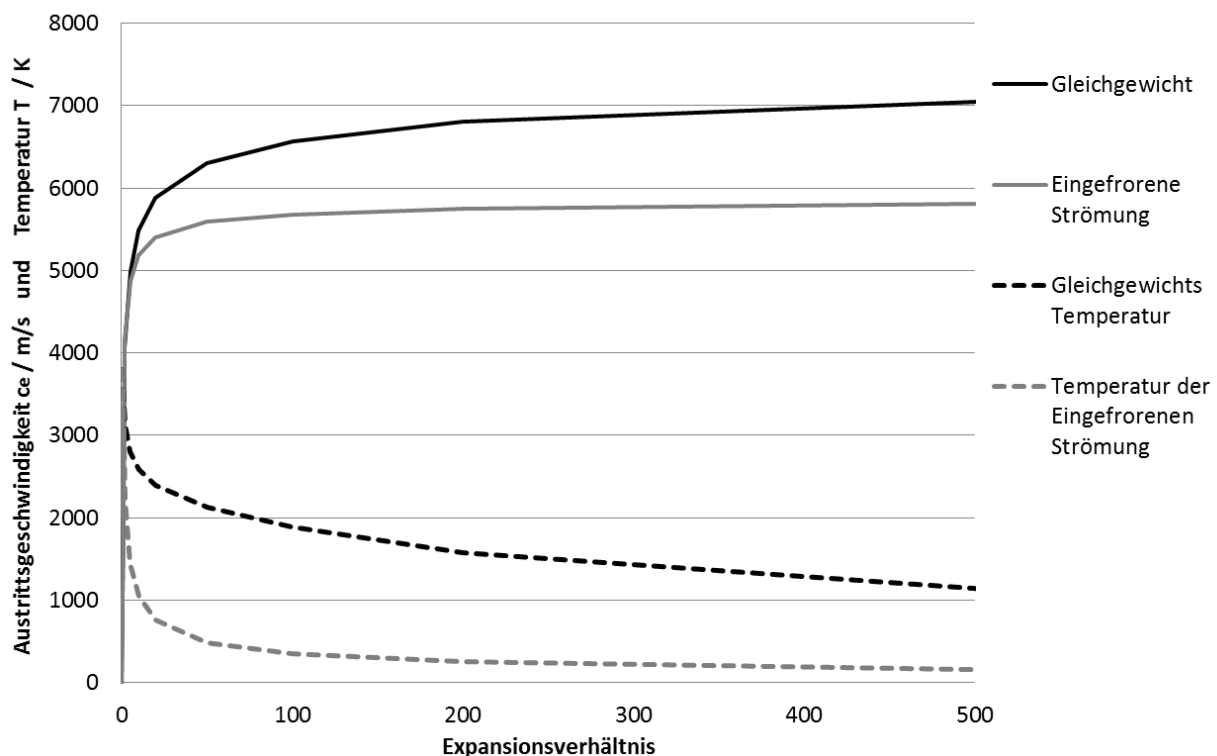


Abbildung 3-32 - Austrittsgeschwindigkeit und Temperaturverlauf für eine Entladungskammertemperatur von 3800 K für Ammoniak (berechnet mit CEA)

Die Rekombinationskammer sollte einerseits möglichst direkt hinter dem Lichtbogenansatz positioniert sein, um die dortigen hohen Drücke ausnutzen zu können. Denn dadurch sind die Rückreaktionsraten deutlich schneller als bei den sehr geringen Drücken stromabwärts der Strömung. Andererseits ist der Effekt einer solchen Kammer direkt hinter dem Düsenhals aufgrund der noch sehr hohen Temperatur des thermischen Gleichgewichtes sehr begrenzt. Es können selbst bei unendlich langer Rekombinationskammer nicht alle Anteile zurückgewonnen werden.

In folgender Tabelle sind die Ergebnisse für eine Abschätzung des Schubwirkungsgradgewinns dargestellt. Dabei wurde bis zu einem bestimmten Expansionsverhältnis thermisches Gleichgewicht angenommen (Bray-Punkt) und von dort eingefroren weitergerechnet. Je weiter stromabwärts dieser Punkt gewählt wird, umso höher ist laut Rechnung der Schubwirkungsgradgewinn. Allerdings steigt damit auch die benötigte Länge der Rekombinationskammer, da weiter Stromabwärts die geringe Dichte und die hohe Geschwindigkeit die Rückreaktion in der Rekombinationskammer ausbremsen. Welche Länge tatsächlich nötig wäre, um das thermische Gleichgewicht zu erreichen, ließe sich nur mit Hilfe einer numerischen Simulation der tatsächlichen Reaktionsraten ermitteln.

Expansionsverhältnis des Bray-Punktes	-	1	3	10	25	Düsenaustritt
Schubwirkungsgradgewinn ($A_e/A_t = 200$)	%	0	12,1	15,6	17,7	18,5

Tabelle 3-8 – Abhängigkeit des Schubwirkungsgradgewinns vom gewählten Bray-Punkt

3.3.5. *Zumischung von leicht ionisierbaren Zusätzen*

Die Möglichkeit einer Zumischung von leicht ionisierbaren Stoffen ist hier nur zur Vollständigkeit erwähnt. Die leicht ionisierbaren Zusätze sollen noch vor dem eigentlichen Treibstoff ionisieren und somit die nötige Leitfähigkeit für den Lichtbogen bereitstellen. Damit sollen die Ionisationsverluste zur Aufrechterhaltung des Lichtbogens soweit wie möglich reduziert werden. Als mögliche Zusätze waren von bisherigen Studien [39] Alkalimetalle wie Cäsium vorgesehen. Bei den vorherrschenden Ionisationsprozessen (Stößen im Lichtbogen) ist nicht garantiert, dass das Cäsium der einzige Träger der Leitfähigkeit sein wird. Spätestens sobald mit dem eigentlichen Treibstoff spezifische Energien erreicht werden, in denen die durchschnittliche spezifische Energie zur Ionisation des Treibstoffs ausreicht, ist ein zusätzlicher Leitfähigkeitsträger nicht mehr nötig. Bisher liegen hierzu allerdings noch keine weiterführenden Untersuchungen vor.

3.3.6. *Alternative Treibstoffe*

Wasserstoff, Wasserstoff-Stickstoffverbindungen und Helium sind die üblichen Gase, die für Lichtbogentriebwerke als Treibstoffe untersucht und angewandt werden. Ihre Vorteile durch die geringe Masse und dadurch hohe Wärmekapazität wurden bereits eingangs erwähnt.

Weitere Alternativen zu den bisher betrachteten Treibstoffen werden in der folgenden Abbildung kurz näher beleuchtet und danach diskutiert. Für hohe Austrittsgeschwindigkeiten thermischer Triebwerke sind Treibstoffe mit hohen spezifischen Wärmekapazitäten und geringen Dissoziationsenergien nötig.

PERIODENSYSTEM DER ELEMENTE
<http://www.periodni.com/de/>

GRUPPE	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18
PERIODEN	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18
1	1 H Wasserstoff																	2 He Helium
2	3 Li Lithium	4 Be Beryllium											5 B Bor	6 C Kohlenstoff	7 N Stickstoff	8 O Sauerstoff	9 F Fluor	10 Ne Neon
3	11 Na Natrium	12 Mg Magnesium											13 Al Aluminium	14 Si Silizium	15 P Phosphor	16 S Schwefel	17 Cl Chlor	18 Ar Argon
4	19 K Kalium	20 Ca Calcium	21 Sc Scandium	22 Ti Titan	23 V Vanadium	24 Cr Chrom	25 Mn Mangan	26 Fe Eisen	27 Co Kobalt	28 Ni Nickel	29 Cu Kupfer	30 Zn Zink	31 Ga Gallium	32 Ge Germanium	33 As Arsen	34 Se Selen	35 Br Brom	36 Kr Krypton

ELEMENTGRUPPEN IUPAC EMPFEHLUNGEN (1985)
ORDNUNGSZAHN
ELEMENTSYMBOL
NAME DES ELEMENTES

ELEMENTGRUPPEN CHEMICAL ABSTRACT SERVICE (1986)
RELATIVE ATOMMASSE (1)
NAME DES ELEMENTES

Abbildung 3-33 - Mögliche Treibstoffe für Lichtbogentriebwerke (grün – bereits erfolgreich getestet, gelb – nur theoretisch interessant, rot – inkompatibel (Ruß/Erosion), grau – irrelevant) [74]

Beryllium (Be) und Bor (B) sind bisher kaum behandelte leichte Elemente mit mäßigen spezifischen Wärmekapazitäten (1200 – 1800 J/kgK). Gleichzeitig liegen diese Elemente als Feststoff vor und es sind Schmelztemperaturen von 1560 (Beryllium) – 2350 K (Bor) nötig, um diese Treibstoffe zu fördern. Da diese Temperaturen über den Schmelztemperaturen der üblichen Gehäusematerialien liegen, sind Bor und Beryllium keine praktikablen Treibstoffe. Zudem liegen die Schmelzenergien bei 34 – 47 MJ/kg sehr hoch. Diese Energie ginge für die Schubgewinnung verloren.

Interessantere Eigenschaften weist Lithium (Li) auf. Zwar muss auch dieses auf 450 K erhitzt werden, bevor es flüssig gefördert werden kann und siedet erst bei 1615 K. Allerdings hat es über den Temperaturbereich von 1600 – 6000 K eine Wärmekapazität von 3000 - 5000 J/(kg*K) [75] und die Verdampfungswärme, inklusive der Heizleistung bis 1600 K, liegt bei < 24 MJ/kg. Die Wärmekapazität sorgt dafür, dass spezifische Energien ähnlich denen von Ammoniak möglich sind, bevor die Materialbelastungsgrenzen der Entladungskammer erreicht werden. Die fehlende Dissoziation ermöglicht moderate Schubwirkungsgrade nachdem die Verdampfungsenergie aufgebracht wurde. Das volle Potential dieses Treibstoffes entfaltet sich allerdings in Triebwerken mit magnetischen Düsen, in denen deutlich höhere spezifische Energien gefahren werden können. Durch eine maximale Ionisationsenergie von weniger als 75 MJ/kg steht so jede weiter zugeführte Energie der thermischen Energie, und damit dem Schub, zur Verfügung (Abbildung 3-18). Aufgrund der geringen Ionisationsenergie wurde Lithium in russischen MPD Triebwerken untersucht [40].

Kohlenwasserstoffverbindungen haben aufgrund des hohen Wasserstoffgehaltes eine hohe Wärmekapazität und können im Gegensatz zum Wasserstoff deutlich einfacher gelagert werden. Da die Entladungskammermaterialien allerdings stets unter der Sublimationstemperatur von Kohlenstoff (3900 K) betrieben werden, führt jeder Kontakt des Kohlenstoffs mit der Entladungskammertemperatur zur Rußbildung. Dies verändert den Betrieb des Lichtbogentriebwerks insbesondere dann, wenn sich der Ruß dauerhaft an den Elektroden

ablagert. Bei Versuchen des MIT [37] hatte sich der Kohlenstoff an der Kathode abgelagert, welche üblicherweise nahe der Schmelztemperatur betrieben wird, und dabei eine künstliche Hohlkathode erzeugt, wie in Abbildung 3-34 dargestellt. Um dem entgegenzuwirken, wurde ein Triebwerk untersucht, das mit umgekehrter Polarität betrieben wurde. Zudem wurde die Kathode dabei als Ring hinter der Düse angebracht, so dass die Ablagerungen leicht wieder abreißen und in den Weltraum geschleudert werden konnten, ohne das Triebwerk zu verstopfen. Das Triebwerk konnte betrieben werden, allerdings wurden damit nur sehr geringe Austrittsgeschwindigkeiten und Schubwirkungsgrade erreicht.



Abbildung 3-34 - Stalagmitförmige Ablagerungen an der Kathode beim Betrieb mit Kohlenwasserstoffen [37]

Eine Verwendung des chemischen Treibstoffes Mono-Methyl-Hydrazin ($\text{N}_2\text{H}_2(\text{CH}_3)_2$) wurde durch Busek untersucht [38]. Bei einer höheren Konzentration von MMH lagerte sich allerdings auch hier Kohlenstoff in der Düse ab und führte zur Verstopfung des Düsenhalses. Bei einer höheren Konzentration des chemischen Oxidators (N_2O_4) löste sich der Kohlenstoff. Dieser Ansatz brachte allerdings neue Probleme, da der Sauerstoff die Elektroden angriff. Es war somit eine sehr feine Steuerung der Menge von MMH und N_2O_4 nötig.

Neben Helium kommen grundsätzlich auch weitere Edelgase als Treibstoff in Frage, da die fehlende Dissoziation die chemischen Verluste minimieren. Allerdings setzt die Ionisation für alle schwereren Edelgase bereits früher ein als es bei Helium der Fall ist, während gleichzeitig die Wärmekapazität sinkt. Damit können diese Gase nur bei geringen spezifischen Energien betrieben werden, um einerseits die Ionisationsverluste gering zu halten und andererseits die Materialgrenzen der Entladungskammer nicht zu überschreiten.

Helium und Wasserstoff sind sowohl aufgrund der theoretischen als auch praktisch gezeigten Leistungsfähigkeit die am meisten Erfolg versprechenden Treibstoffe für thermische Triebwerke. Allerdings bringen beide Treibstoffe aufgrund ihrer geringen Dichte und kleinen Atommasse enorme Probleme in der Lagerfähigkeit mit sich, so dass bisher nur Triebwerke geflogen sind, welche den Wasserstoff in einer Stickstoff-Wasserstoff-Verbindung gespeichert haben (Ammoniak und Hydrazin). Die Details zur Lagerfähigkeit werden im Kapitel 5 näher behandelt.

Da auf vielen aktuellen und künftigen Satelliten Xenon für elektrostatische Triebwerke verwendet wird, soll auch kurz die Nutzung von Xenon als Treibstoff für Lichtbogentriebwerke beleuchtet werden. Grundsätzlich hat Xenon den Vorteil einer hohen Dichte und damit geringen Tankmasse sowie einer einfachen Fördermöglichkeit. Im Folgenden soll die maximale Austrittsgeschwindigkeit in einem üblichen Lichtbogentriebwerk untersucht werden. Die maximale spezifische Energie in einem Lichtbogentriebwerk wird durch die Entladungskammertemperatur bestimmt. In einem 1-2 kW Lichtbogentriebwerk liegen die theoretischen, durchschnittlichen Entladungskammertemperaturen bei ca. 4000 K (siehe Abbildung 3-3). Im Falle von Xenon entsprechen diese Temperaturen einer spezifischen Energie von 0,6 MJ/kg. Nach der Formel 1.5 kann die maximal mögliche Austrittsgeschwindigkeit des Xenons damit auf 1160 m/s abgeschätzt werden. Dabei handelt es sich um

eine verlustfreie Rechnung. Aufgrund der hohen Temperaturen und geringen Wärmekapazität sind thermische Verluste von ca. 20 % sowie Düsenverluste von ca. 5 % zu erwarten. Dazu kommen die Verluste für die Ionisation des Xenons im Lichtbogenkanal. Xenon hat eine sehr geringe Ionisationsenergie von 8,9 MJ/kg. Mit einer angenommenen minimalen Ionisation von 1 % entspricht dies weiteren Verlusten von 0,09 MJ/kg. Mit einem Gesamtwirkungsgrad von ca. 64 % ist die theoretisch maximal erreichbare Austrittsgeschwindigkeit auf 925 m/s begrenzt. Tests mit Argon, einem weiteren schweren Edelgas, lassen jedoch vermuten, dass die realen Schubwirkungsgrade und damit die Austrittsgeschwindigkeiten noch deutlich darunter liegen dürften. Mit Argon wurden im Rahmen dieser Arbeit trotz der fehlenden Dissoziation üblicherweise nur Schubwirkungsgrade von 20 - 30 % erreicht, was auf einen hohen Ionisationsgrad und entsprechend hohe Ionisationsverluste schließen lässt.

Element / Verbindung	Atom- masse	T	c _p	E _s & E _D	E _I
	u	K	J/kgK	MJ/kg	MJ/kg
Lithium	7	450 (m) 1615 (b)	3482		75
Lithium- Hydrid	8 / 4	960 (m) 1250 (b)	4810	186	230
Beryllium	9	1560 (m) 2740 (b)	1825	34	100
Bor	10,8	2350 (m) 4140 (b)	1930		74
Kohlenstoff	12	3900 (s)	1830		91
Methan	16 / 3,2	111 (b) 3900 (s)	2200- 7100	104	396
Ethan	30 / 3,75	184(b) 3900 (s)	1750- 5620		335
Neon	20,2	-	1030	-	104
Argon	40	-	520	-	38
Krypton	83,8	-	248	-	16
Xenon	131	-	158	-	8,9

Tabelle 3-9 - Stoffeigenschaften alternativer Treibstoffe (m – Schmelztemperatur, b – Verdampfungstemperatur, s – Sublimationstemperatur) [75]

3.4. Düsenverluste

Die optimale Düsenform ist insbesondere bei chemischen Antrieben untersucht worden, um die erreichten Austrittsgeschwindigkeiten zu maximieren. Da sich die Austrittsgeschwindigkeiten bei elektrischen Triebwerken durch viele andere Faktoren stärker beeinflussen lassen, wurden für Lichtbogentriebwerke nur sehr einfache Kegeldüsen mit Öffnungshalbwinkeln von ca. 20° und Expansionsverhältnissen von 250 bis 400 untersucht und geflogen. So gibt es nur wenige Untersuchungen mit glockenförmigen Düsen. Nichtsdestotrotz soll hier ein Blick auf die

Verluste und Optimierungsmöglichkeiten durch Variation einfacher Düsengeometrien geworfen werden.

Der Düsenwirkungsgrad kann für zwei Verhältnisse definiert werden. Zum einen das Verhältnis zwischen der thermischen Energie am Düseneingang und der kinetischen Energie am Düsenausgang sowie das Verhältnis zwischen der kinetischen Energie am Ausgang und dem erreichten Schub. Während Ersteres die unvollständige Entspannung charakterisiert, ist Letzteres vom Strömungsprofil abhängig, also den nicht axialen Komponenten der Austrittsgeschwindigkeit und dem Geschwindigkeitsprofil in axialer Richtung.

3.4.1. *Der Öffnungswinkel*

Aufgrund der Haftbedingung an der Düsenwand bilden sich Grenzschichten aus, welche über die Länge der Düse anwachsen. In den Grenzschichten wird die gewonnene kinetische Energie durch Reibung wieder in thermische Verlustenergie umgewandelt. Zudem reduzieren die Grenzschichten das effektive Expansionsverhältnis. Ein zu geringer Öffnungswinkel der Düse kann durch das Anwachsen der Grenzschichten bis zur Düsenmitte die Expansion ersticken. Ein zu großer Expansionswinkel kann hingegen bekanntlich zum Ablösen der Strömung führen. Auch hier ist die effektive Entspannung dann deutlich geringer als die geometrisch mögliche.

Das Zuwachsen der Grenzschichten ist insbesondere bei kleinen Triebwerken niedriger Leistung mit hohen Oberflächen-zu-Volumen-Verhältnissen und geringen Massenströmen relevant. Hier können die Düsenverluste bedeutende Größenordnungen annehmen. Entsprechend muss bei diesen der Öffnungswinkel vergrößert werden, um weiterhin eine ausreichende Entspannung zu gewährleisten. Der Expansionswinkel lässt sich allerdings nicht frei modifizieren ohne zeitgleich auf den Ansatz des Lichtbogens, der im divergenten Teil der Düse stattfindet, Einfluss zu nehmen. Stabile Bedingungen liegen bei 15-20° Öffnungshalbwinkel vor. Um trotzdem den Öffnungswinkel individuell einstellen zu können, wurde von Sankovic [28] das Prinzip der Doppelkonusdüse angewandt, welches bereits zuvor für die Rekombinationskammer behandelt wurde. Demnach wird der Öffnungswinkel erst stromabwärts des Düsenhalses geöffnet. Dabei lagen die Öffnungshalbwinkel bei 15° für den ersten Konus und 45° für den zweiten. Damit konnte der Schubwirkungsgrad laut Sankovic bei geringen Massenströmen (7 mg/s NH₃) von 17 % auf über 30 % erhöht werden.

Aber auch für Triebwerke hoher Leistungsklasse wurde ein Einfluss des Öffnungswinkels und Expansionsverhältnisses auf den Schubwirkungsgrad festgestellt. Eine Versuchsreihe von AVCO [26] (siehe Abbildung 3-35) zeigte dazu, dass für das untersuchte Triebwerk unabhängig vom Massenstrom ein optimaler Öffnungshalbwinkel im Bereich von 7° existierte (entsprechend einem Expansionsverhältnis von 9,3:1). Sowohl kleinere als auch größere Öffnungswinkel haben hier den Wirkungsgrad gravierend reduziert. Bei geringen Öffnungswinkeln spielt hier aber nicht nur ein mögliches Zuwachsen der Grenzschichten sondern auch ein allgemein geringes Expansionsverhältnis die Rolle, da die Länge nicht mit dem Öffnungswinkel variiert wurde. Weiterhin zu untersuchen bleibt, warum sich bei den AVCO Experimenten der höchste Wirkungsgrad bereits bei derart kleinen Winkeln eingestellt

hat, während sich in nachfolgenden Arbeiten für kleinere Triebwerke deutlich größere Winkel etabliert haben.

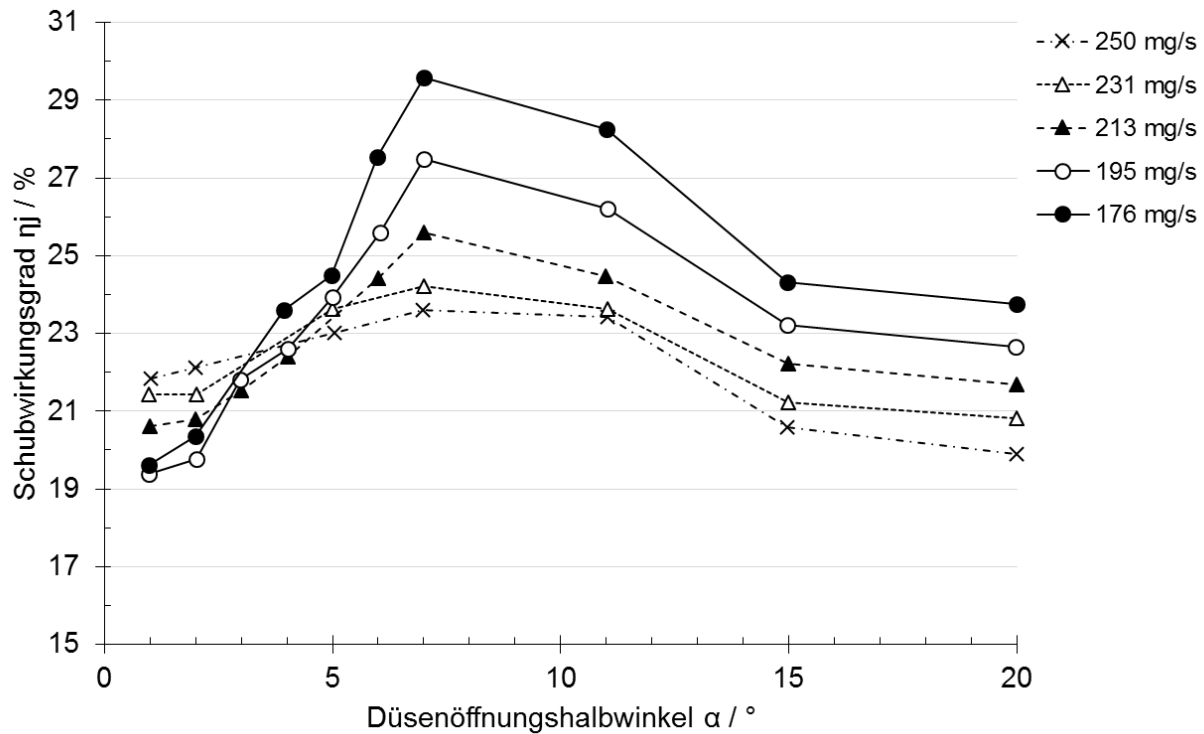


Abbildung 3-35 - Schubwirkungsgrad abhängig vom Düsenöffnungshalbwinkel bei verschiedenen Massenströmen (AVCO 30 kW, Wasserstoff, 3,8 mm Düsenhals, 32 mm Düsenlänge) [26]

3.4.2. Strömungsprofilverluste

Nicht axiale Geschwindigkeitskomponenten und ungleichförmige Geschwindigkeitsprofile reduzieren ebenso den Düsenwirkungsgrad. Solche Geschwindigkeitsprofile wurden von Welle [76] durch Massenspektrometer gemessen. Dabei wurden die Wirkungsgrade für Ammoniak auch getrennt für die einzelnen Komponenten (Stickstoff und Wasserstoff) bestimmt. Der Stickstoffplasmastrahl war dabei fokussierter und erreichte damit höhere Wirkungsgrade. Aus den Messungen konnten Düsenwirkungsgrade im Bereich von 92 % bis 97 % abgeleitet werden. Düsenverluste durch unvollständige Entspannung mit verbleibender thermischer Energie im Plasma wurde hier nicht berücksichtigt. Vereinfacht kann ein durchschnittlicher Strömungsprofilwirkungsgrad von 95 % für alle Kegeldüsen angenommen werden.

Eine Reduktion der Verluste durch nicht axiale Strömungsanteile ließe sich durch eine Düse in Form einer Glockenkurve erreichen. So waren erste Düsen wie das TT1 [77] mit solchen Düsen ausgestattet. Aufgrund der Dominanz der anderen Verluste, des geringen Gewinnpotentials und der erhöhten Fertigungskosten wurde diese allerdings nicht weiter untersucht. Nahezu alle anderen Düsen wurden mit einfachen konischen Formen gefertigt.

3.5. Absolute Leistungsgrenzen - Das VELARC (Very Low Power Arcjet) Triebwerk

3.5.1. Die Leistungsfähigkeit

In den vorangegangenen Abschnitten sind die Beziehungen stets mit spezifischen Größen definiert worden. Diese erlauben in der Theorie die Skalierung eines Triebwerks von 100 W bis 100 kW und darüber hinaus. In der Praxis haben sich hier jedoch oft Unterschiede gezeigt. Es ist nur begrenzt möglich ein Triebwerk der 100 kW Klasse bei der Bedingung eines Triebwerks der 100 W Klasse zu betreiben. Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein Triebwerk entwickelt, welches den bisherigen Leistungsbereich der IRS Triebwerke in Richtung kleiner Leistungen erweitert soll. Dies ist für den Einsatz auf Kleinsatelliten mit geringer Leistung geeignet. Während der Entwicklung hat sich gezeigt, dass es nicht ohne weitere Veränderungen möglich ist, die Leistung beliebig zu verkleinern, auch wenn der Massenstrom und die Leistung passend zum Düsenhalsdurchmesser gewählt werden.

Das Design des VELARC Triebwerks basiert auf einer massenoptimierten Version des ARTUS Labormodells des IRS, wie in Abbildung 3-36 dargestellt. Der Düsenhalsdurchmesser wurde allerdings an die reduzierte Leistung angepasst. Die dafür verwendeten Durchmesser orientieren sich an der Arbeit von NASA LeRC [28]. Der Düsenhals hat einen Durchmesser von 0,3 mm und eine Länge von 0,15 mm mit einem anschließenden Düsenöffnungswinkel von 20°. Der Injektor (siehe Abbildung 3-37) wurde nach den in Kapitel 4 beschriebenen Erfahrungen zur Zündzuverlässigkeit von Injektoren ausgelegt. Er verfügt über eine kathodennahe Einblasung mit axialer, radialer und tangentialer Komponente, um einen starken Kaltgaswirbel zu erzeugen.

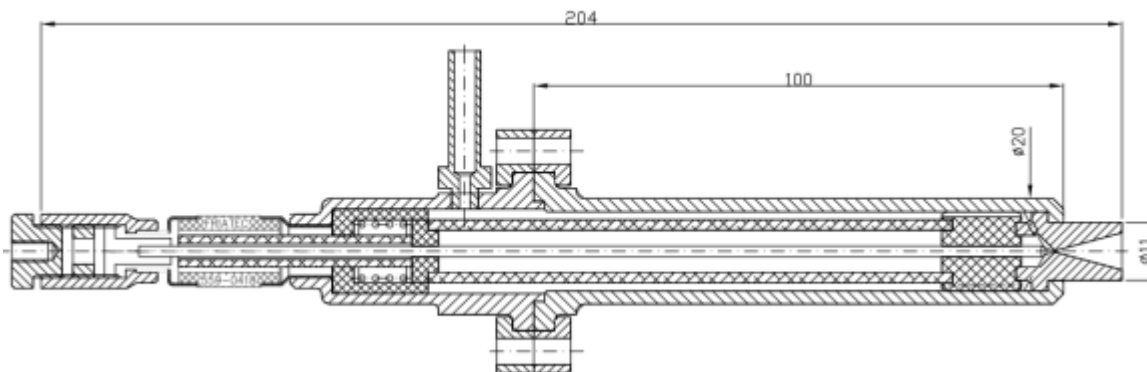


Abbildung 3-36 - Design des VELARC Triebwerkes basierend auf dem ARTUS LM 3

VELARC wurde mit den Treibstoffen Ammoniak, Wasserstoff, Argon und Helium untersucht. Wie in Abbildung 3-39 zu sehen ist, wurden für geringe Massenströme nur sehr geringe Schubwirkungsgrade unter 20 % erreicht, während bei höheren Massenströmen und größeren Triebwerken Schubwirkungsgrade von 30 % und mehr erwartet werden. Diese geringen Werte entsprechen den Schubwirkungsgraden des NASA Triebwerks mit der einfachen Konusdüse. Entsprechend wurde auch am IRS das Prinzip der Doppelkonusdüse angewandt, wie in Abbildung 3-38 dargestellt. Der Zugewinn durch die Doppelkonusdüse (Düse 3) ist ebenfalls in Abbildung 3-39 dargestellt. Entgegen der Erwartungen konnte der Schubwirkungsgrad für kleine Massenströme nur um bis zu 5 % Punkte erhöht werden. Im Vergleich zu den Ergebnissen von Sankovic fällt der Schubwirkungsgrad mit sinkendem Massenstrom stark ab (Abbildung 3-40 sowie Tabelle 9-4, Tabelle 9-5 und Tabelle 9-7 im Anhang). Es wird vermutet, dass die bei VELARC gemessenen geringen Schubwirkungsgrade nicht allein von der Düsenströmung abhängen. Hin und wieder auftretende Undichtigkeiten im Bereich der Düse des Labormodells können den effektiven Massenstrom reduziert haben. Diese Ungenauigkeiten haben bei geringen Massenströmen stets größere Auswirkungen auf die scheinbare Leistungsfähigkeit des Triebwerks als bei vergleichbaren Triebwerken mit großen Massenströmen.

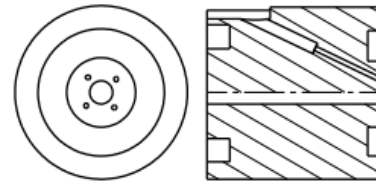


Abbildung 3-37 - Injektordesign des VELARC Triebwerks basierend auf Injektor 3 des TALOS Triebwerks

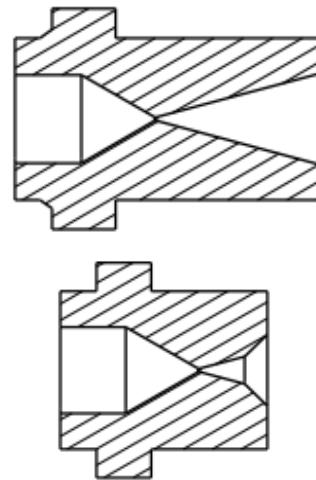


Abbildung 3-38 - VELARC Düsen (oben: Düse 2, unten Düse 3 mit Doppelkonus)

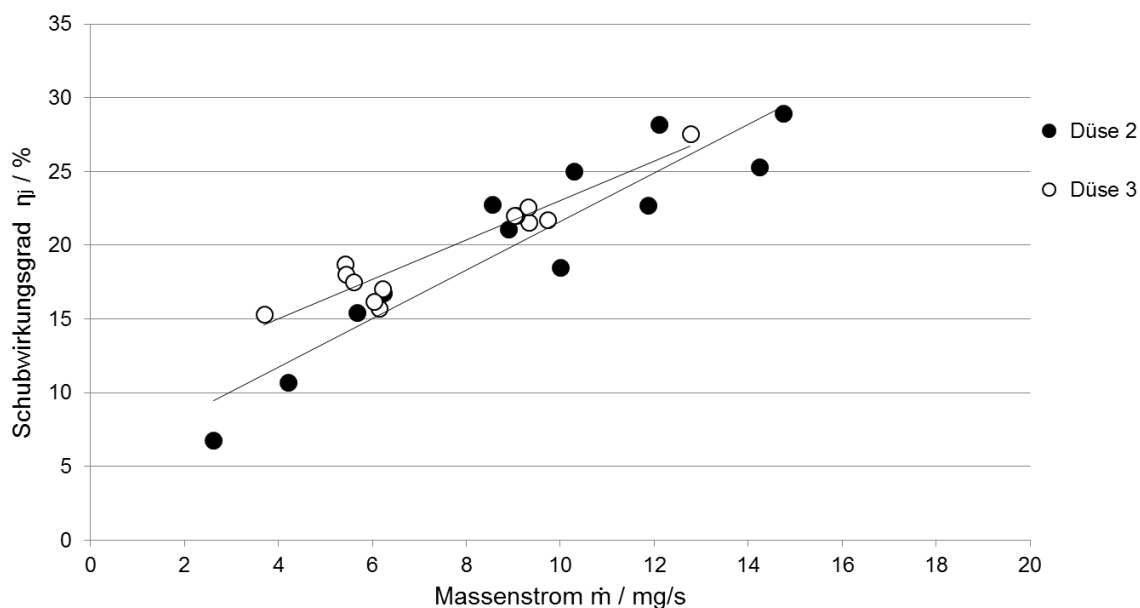


Abbildung 3-39 - Schubwirkungsgrade des VELARC Triebwerks für die Düse 2 (Einfacher Konus) und Düse 3 (Doppelkonus) mit Ammoniak bei einer Leistung von 230 – 660 W

Eine weitere mögliche Ursache für den geringen Schubwirkungsgrad des VELARC Triebwerkes bei geringen Massenströmen kann ein unpassend gewählter Düsenhalsdurchmesser sein. Zwar wurde der Durchmesser passend zum Durchmesser von LeRC gewählt, allerdings können andere Umstände im Triebwerksaufbau das optimale Verhältnis von Massenstrom zu Düsenhalsdurchmesser verändert haben.

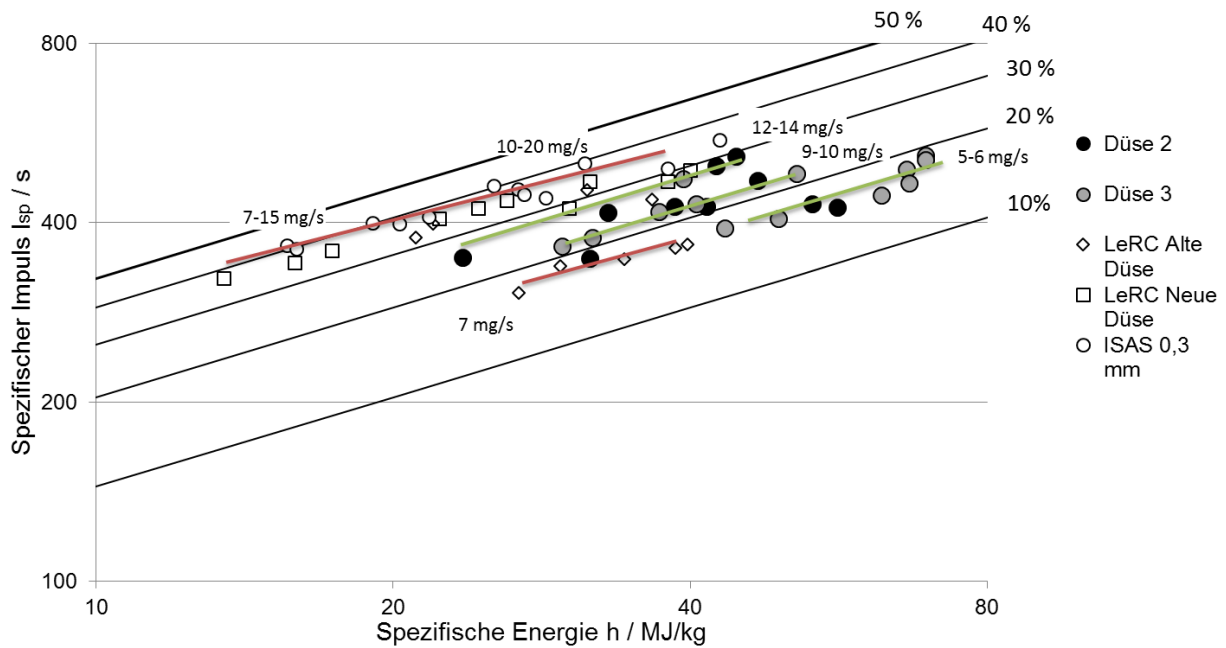


Abbildung 3-40 – Vergleich der Schubwirkungsgrade des VELARC Triebwerkes mit dem NASA LeRC Triebwerk und dem ISAS Triebwerk bei unterschiedlichen Ammoniak-Massenströmen (grün: VELARC bei annähernd gleichem Massenstrom, rot: LPADs von LeRC bzw. SAGAMI-III von ISAS bei annähernd gleichem Massenstrom)

3.5.2. Untere Leistungsgrenze

Bedeutsam an der Untersuchung des VELARC Triebwerkes war der Punkt der minimalen Leistung bei stabilem Betrieb. Ziel der Untersuchung war die Demonstration des Betriebs bei geringen Leistungen. Wie in Abbildung 3-41 darstellt, war es nicht einfach derart geringe Leistungen zu applizieren (siehe auch Tabelle 9-7). Mit Ammoniak erlischt der Lichtbogen spätestens bei einer Leistung von unter 240 W. Durch die unterschiedlichen Spannungen lag dieses Limit bei Wasserstoff etwas höher und bei Argon deutlich niedriger. So konnte das Triebwerk tatsächlich nur mit Argon bei 100 W stabil betrieben werden.

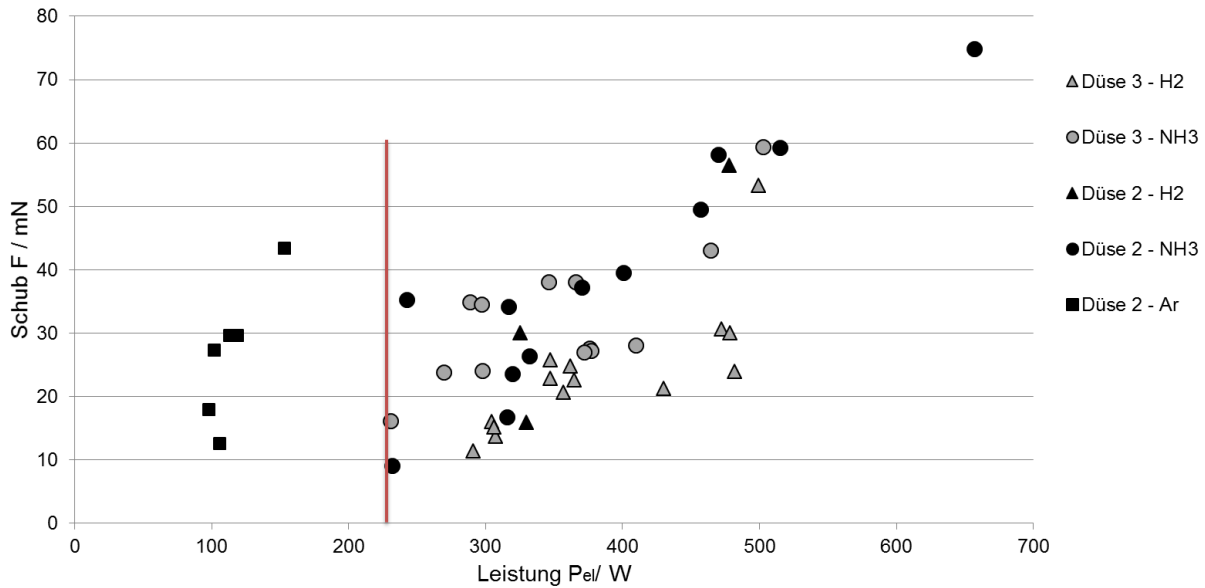


Abbildung 3-41 - Minimale Leistung des VELARC Triebwerks mit einfacher Düse (Düse 2) und Doppelkonus (Düse 3) mit Wasserstoff (1,7-7,4 mg/s), Ammoniak (5-20 mg/s) und Argon (11-30 mg/s) (siehe auch Tabelle 3-10 und Tabelle 9-7)

Wie in Abbildung 3-42 dargestellt, dürfte es sich bei dieser Grenze um eine Strombegrenzung gehandelt haben. So lag für alle drei Treibstoffe der minimale Strom zwischen 3 und 4 A. Eine mögliche Erklärung ist, dass die Triebwerkselektronik nicht dafür ausgelegt sein könnte, solche geringen Ströme zu regeln. Eine andere Möglichkeit besteht darin, dass die für die Aufrechterhaltung des leitfähigen Kanals nötige Ionisation des Treibstoffs bei geringen Strömen nicht mehr erreicht wird. Allerdings muss hier erwähnt werden, dass VELARC zum Teil bei vergleichsweise sehr hohen spezifischen Energien (über 50 MJ/kg mit Ammoniak) betrieben wurde. Gerade bei sehr geringen Massenströmen sollte die Ionisation ausreichend hoch sein, um den leitfähigen Kanal aufrechtzuerhalten. NASA LeRC Triebwerken [28] konnten mit geringeren Strömen betrieben werden, wobei deutlich höhere Spannungen erreicht wurden. Solche Spannungen entstehen entweder über höhere Massenströme oder über größere Elektrodenabstände. Für VELARC wurde ein geringer Elektrodenabstand von nur 0,3 mm gewählt. Dieser entspricht dem Abstand, welcher auch für das NASA LeRC Triebwerk verwendet wurde. Dabei wurde am IRS das gleiche Vorgehen zur Abstandsbestimmung verwendet. Auch erhöhte Abstände von 0,6 und 0,9 mm wurden mit VELARC untersucht. Dabei erhöhte sich zwar die Spannung für Ammoniak auf bis zu 100 V, jedoch setzten bei Stromstärken von 4 A erneut Instabilitäten ein und der Lichtbogen zog sich in den Düsenhals zurück, woraufhin der Lichtbogen kurz später zusammenbrach. Für das VELARC Triebwerk wurden diverse Massenströme von 5 bis 15 mg/s getestet. Die hohen Spannungen und geringen Stromstärken der LeRC Triebwerke konnten allerdings nicht reproduziert werden.

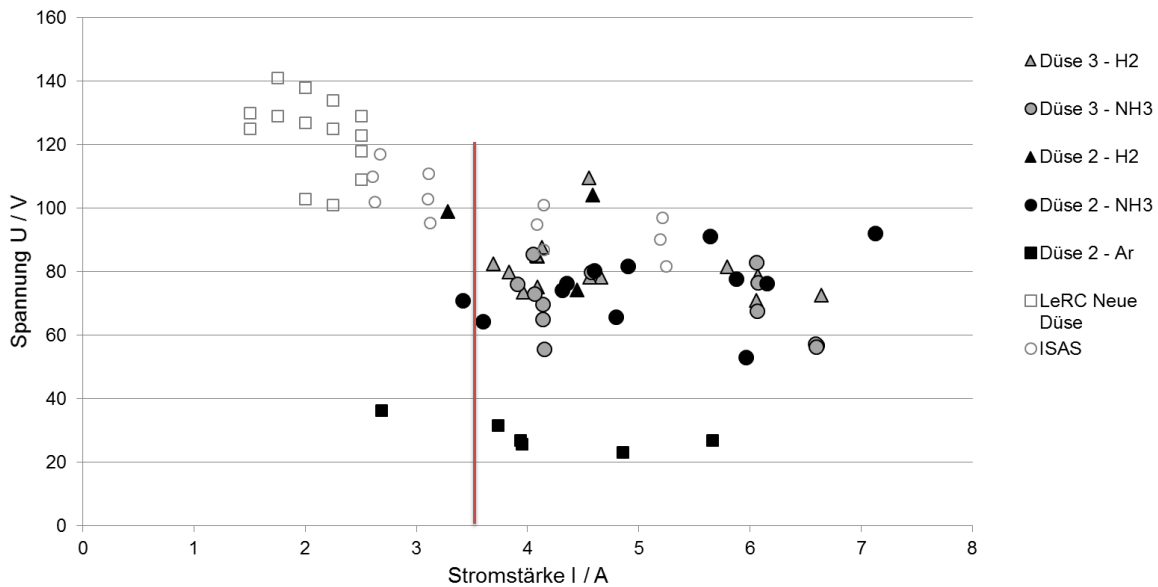


Abbildung 3-42 - Stromlimit des VELARC Triebwerks (siehe auch Tabelle 3-10 und Tabelle 9-7)

Ein stabiler Betrieb bei deutlich geringeren Leistungen wurde von Horisawa [58] erreicht. Dabei war in diesem Fall die Düse vergleichsweise groß gegenüber dem Massenstrom und der Leistung. Eine Auswertung der Stromspannungskennlinie zeigt allerdings, dass dieses Triebwerk bei unverhältnismäßig hohen Spannungen von über 400 V und Strömen von wenigen mA betrieben wurde. Diese Entladungen entsprechen der Charakteristik einer Glimmentladung und fallen nicht mehr direkt in den Bereich der klassischen Lichtbogentriebwerke.

Name	Hersteller	Treibstoff	Leistungsfähigkeit					Ref.
			Leistung (W)	Schub (mN)	Isp (m/s)	Wirkungsgrad (%)	Schub pro Leistung (mN/kW)	
„Glowjet“	Tokai Univers.	N ₂	20	6	2.400	34	285	[58]
Mini LPATS	LeRC	sNH ₃	250 250	30 51	4.610 3.530	28 36	120 205	[28]
Sagami-III	ISAS	sN ₂ H ₄	300	47	4.710	34	155	[57]
VELARC	IRS	Ar	100	27,5	1.670	22,5	275	hic
VELARC	IRS	NH ₃	375 240	27,5 35	5.100 3.430	18,5 25	75 145	hic
VELARC	IRS	H ₂	365 310	22,5 14	8.490 8.040	26 18	60 45	hic
VELARC	IRS	He	255 293	68,7 50,8	4.840 5.460	65 47	270 173	hic

Tabelle 3-10 Leistungsfähigkeit von Lichtbogentriebwerken sehr geringer Leistungsklasse

3.5.3. Leistungsfähigkeit mit Helium

Nach ersten Versuchen am ARTUR Triebwerk mit Helium durch Rybakov [49] wurde im Rahmen dieser Arbeit auch mit dem VELARC Triebwerk der Betrieb mit Helium erneut im Detail untersucht. Aus den Erfahrungen von Rybakov [49] schließend, dass hohe Elektrodenabstände zur Stabilität des Lichtbogens beitragen (damals bis 3 mm Abstand), wurde in den Versuchen mit einem Elektrodenabstand von 0,9 mm begonnen. Alle anderen Einstellungen sind von dem Betrieb mit Ammoniak und Wasserstoff übernommen worden.

Im Kaltgasbetrieb konnte eine Austrittsgeschwindigkeit von ca. 1450 m/s erreicht werden, welche nach Literaturdaten für Helium üblich ist [78][79]. In Abbildung 3-43 sind die Messdaten des ersten Testlaufs mit Helium dargestellt. Es zeigt sich eine geringe, instabile Spannung im Bereich von 30 bis 50 V. Erst mit einer Erhöhung des Massenstroms von 6 - 10 mg/s auf 16 mg/s konnte der Lichtbogen visuell sichtbar herausgeblasen und in einen stabilen Betrieb bei fast 70 V überführt werden. Der Plasmastrahl war während dieser Zeit deutlich heller. Die Stromstärke wurde währenddessen auf 2,6 A heruntergeregelt. Bei diesem Betriebspunkt wurde eine Austrittsgeschwindigkeit von etwas über 4000 m/s und ein Schubwirkungsgrad von bis zu 80 % erreicht.

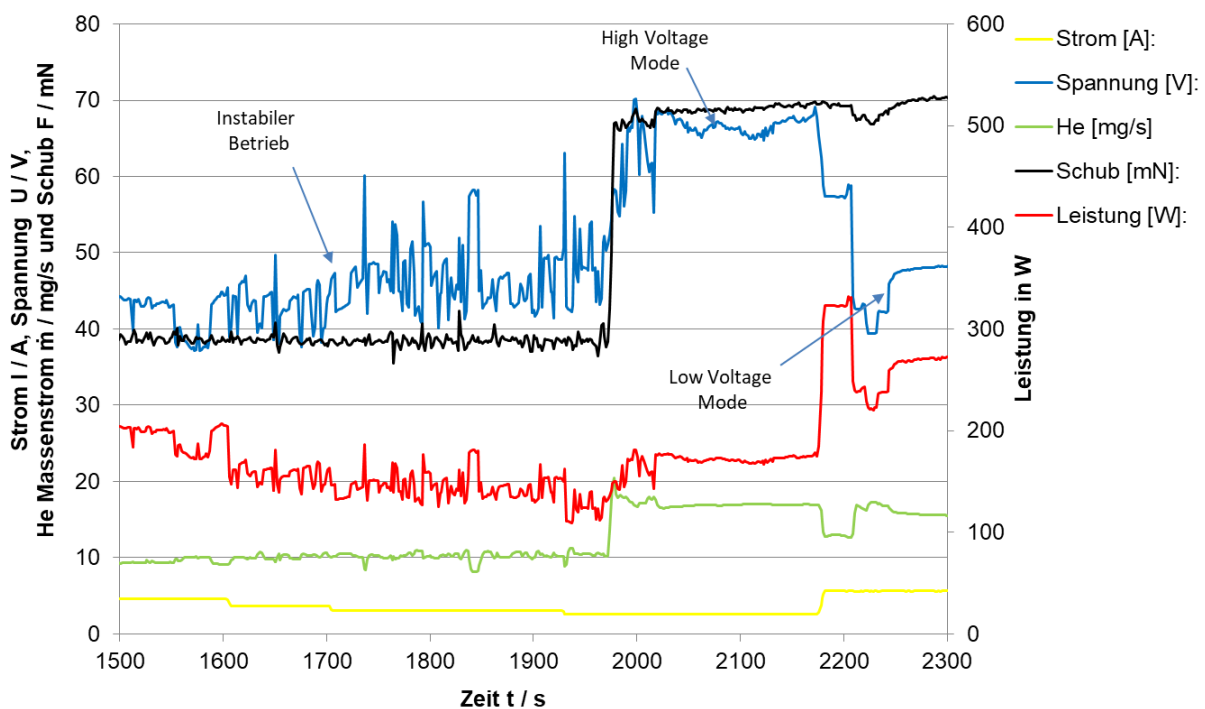


Abbildung 3-43 - Erster Testlauf mit Helium im VELARC Triebwerk

Um die Austrittsgeschwindigkeit zu erhöhen, wurde bei gleichem Massenstrom erneut die Stromstärke erhöht. Dabei fällt der Lichtbogen trotz hohem Massenstrom erneut wieder zurück. Im Gegensatz zum üblichen Low-Voltage-Mode kommt es allerdings zu einem stabilen Betrieb mit reduziertem Schubwirkungsgrad von nur noch fast 60 % bei einer Austrittsgeschwindigkeit von 4500 m/s. Dabei muss allerdings davon ausgegangen werden, dass dieser Modus sich negativ auf die Lebensdauer der Düse auswirkt.

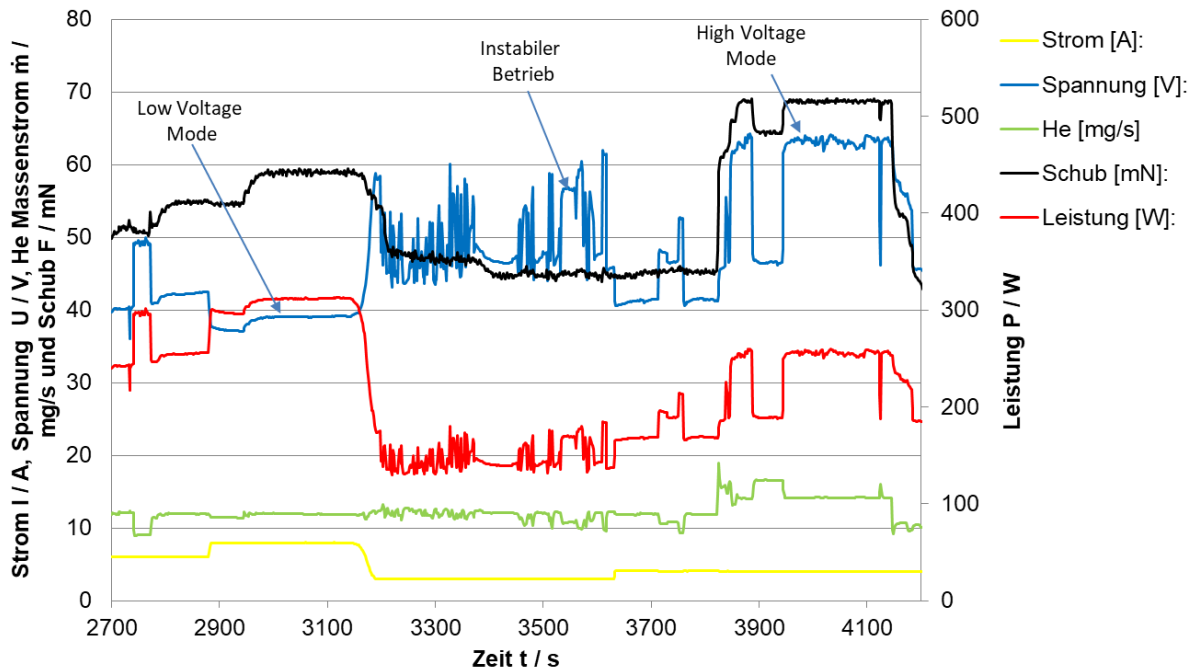


Abbildung 3-44 – Betrieb des VELARC Triebwerk mit Helium im High-Voltage-Mode (rechts) und Low-Voltage-Mode (links)

In weiteren Tests konnten weitere stabile Betriebspunkte bestimmt werden (siehe Abbildung 3-44). Dabei zeigte sich, dass der Lichtbogen meist stabil bei geringer Spannung und schwachem Plasmastrahl brannte. Nur in den Fällen geringer, spezifischer Energien und geringen Strömen konnte der Lichtbogen bei hohen Spannungen betrieben werden, wie in Abbildung 3-45 dargestellt. Trotz dieser geringen Spannungen sind die erreichten Schubwirkungsgrade mit 40 – 60 % im Vergleich zu anderen Treibstoffen sehr hoch, wie in Abbildung 3-46 und Abbildung 3-47 dargestellt. Die Isolinien in dem Diagramm zeigen dabei die erreichbaren Austrittsgeschwindigkeiten bei 25, 50, 75 und 100 % Schubwirkungsgrad nach der Formel $c_e = \sqrt{2\eta h}$. Es zeigt sich allerdings, dass die Schubwirkungsgrade mit zunehmender spezifischer Energie rapide abnehmen und die Austrittsgeschwindigkeit daher bisher nicht über moderate 5000 m/s gesteigert werden können. Mit geeigneter Wahl der Düsen- und Elektrodenkonfiguration, sollte es allerdings möglich sein, auch bei hohen spezifischen Energien das Triebwerk im hocheffektiven High-Voltage-Mode zu betreiben. Damit sind dann höhere Austrittsgeschwindigkeiten erreichbar.

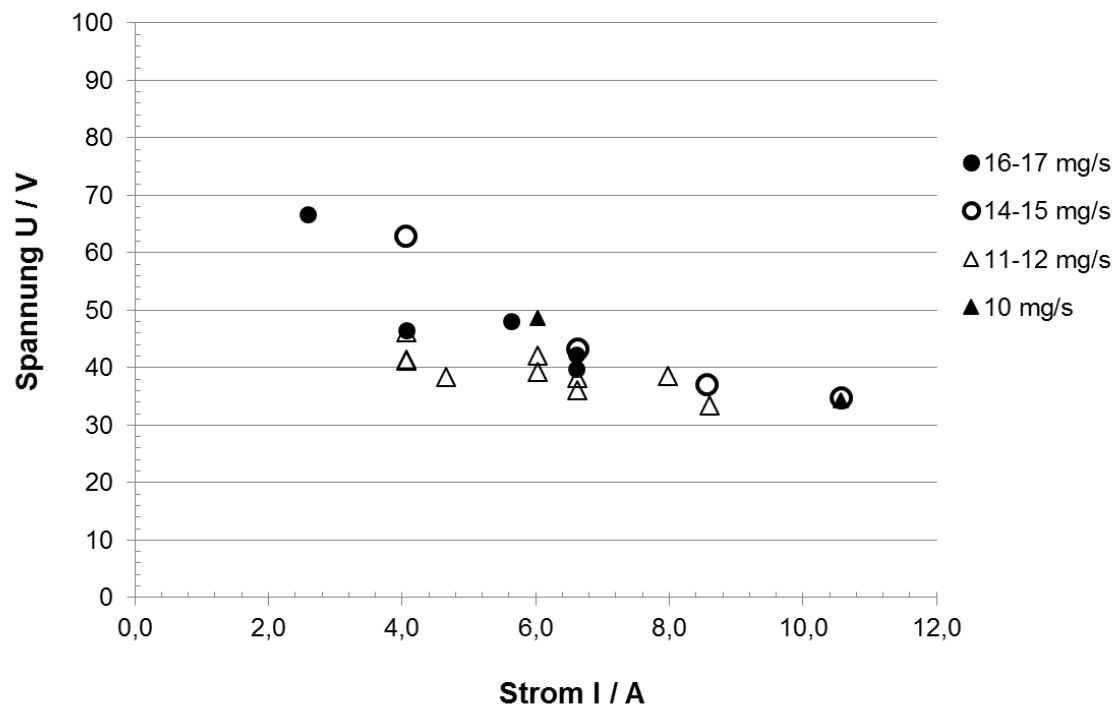


Abbildung 3-45 - Strom-Spannungs-Charakteristik für Helium im VELARC Triebwerk (stabile Punkte)

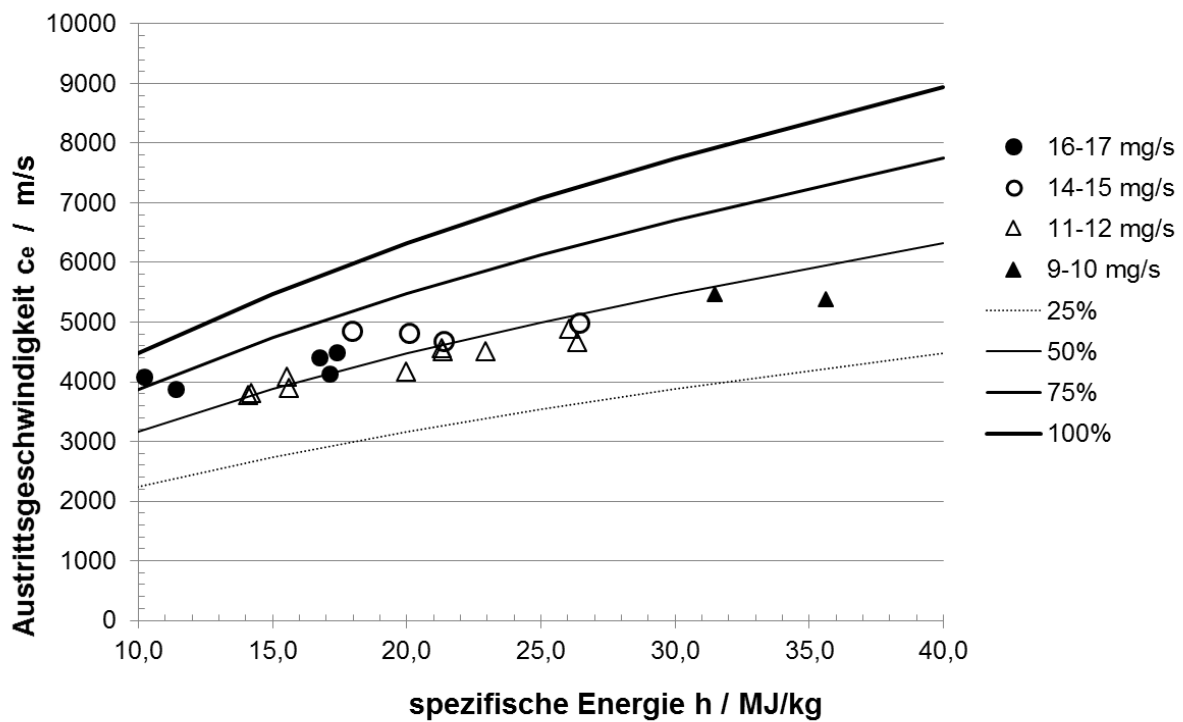


Abbildung 3-46 - Austrittsgeschwindigkeiten und Schubwirkungsgrade für Helium im VELARC Triebwerk (stabile Punkte)

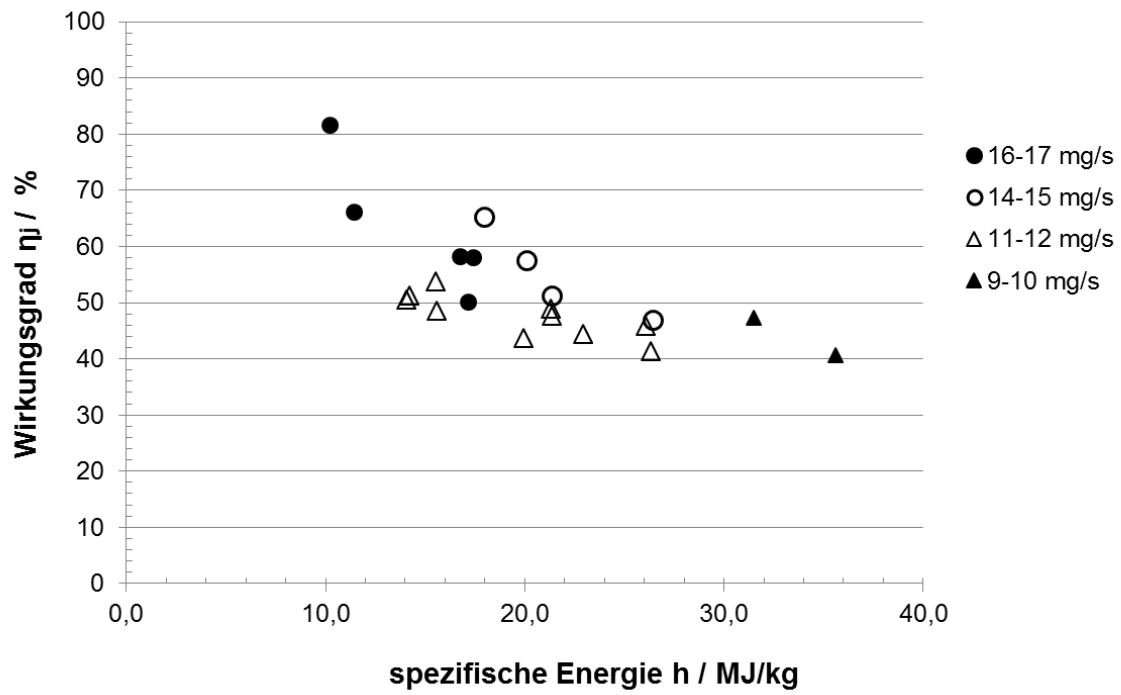


Abbildung 3-47 - Schubwirkungsgrade für Helium über der spezifischen Energie (stabile Punkte)

3.6. Vergleich der theoretischen Grenzen mit realen Messwerten

Im folgenden Abschnitt werden die zuvor dargestellten theoretischen Grenzen mit den real gemessenen Triebwerksdaten verglichen. Dazu wird der Schubwirkungsgrad des Triebwerks über der spezifischen Energie dargestellt. Dieser wird von den chemischen Verlusten dominiert, so dass in grober Näherung die theoretisch erreichbaren Schubwirkungsgrade den chemischen Verlusten gleichgesetzt werden. Zur Darstellung des möglichen Wirkungsgradgewinnes zwischen strahlungsgekühlten und regenerativ gekühlten Triebwerken, sind die thermischen Wirkungsgrade nach Abbildung 3-5 eingetragen.

Zur Vereinfachung wird für die Berücksichtigung der chemischen Verluste von einer homogenen Energieverteilung im Plasma ausgegangen, das heißt das Plasma hat über den Querschnitt hinweg den gleichen Dissoziations- und Ionisationsgrad. Es ist zu erwarten, dass die tatsächlichen Schubwirkungsgrade bei geringen spezifischen Energien deutlich unter dem theoretischen Grenzwert verbleiben, da hier lokal hohe Dissoziation und Ionisation erforderlich sind, um die minimale Leitfähigkeit des Plasmas zu gewährleisten. Der Aufwand für die minimale Ionisation des Treibstoffes wurde in den folgenden Diagrammen durch eine 1 % Ionisationsgrenze angedeutet. Diese Linie symbolisiert dabei die Reduktion des maximalen Wirkungsgrades durch die ein-prozentige Dissoziation und Ionisation des Gases.

3.6.1. *Leistungsfähigkeit von Wasserstoff-Triebwerken*

In Abbildung 3-48 ist dieser Vergleich für Wasserstoff dargestellt. Verglichen wurden Literaturdaten diverser Wasserstofftriebwerke (siehe Anhang 9.1), welche sowohl über unterschiedliche Kühlungen verfügten (Wasserkühlung, Strahlungskühlung und regenerative Kühlung) als auch über unterschiedliche, erweiterte Konzepte (z.B. Rekombinationskammer). Deutlich heben sich die Triebwerke mit regenerativer Kühlung (leere Symbole) von den strahlungsgekühlten Triebwerken (gefüllte Symbole) ab. Ähnlich stark ist der Unterschied zwischen strahlungs- und wassergekühlten Modellen (Kreuze). Es wird allerdings vermutet, dass das Design der hier als regenerativ dargestellten Triebwerke allgemein weiter entwickelt war und andere Verbesserungen mit einschließt, während einfache strahlungsgekühlte Triebwerke oft noch Verluste früher Labormodelle mit sich tragen (undichtes Triebwerk u.ä.). Der Vergleich mit den erreichten Leistungsfähigkeitsdaten zeigt gute Übereinstimmung mit der Theorie. Der Schubwirkungsgrad bleibt für die meisten Triebwerke unter dem chemischen und thermischen Wirkungsgrad. Die regenerativ gekühlten Triebwerke überschreiten teilweise die Grenze des thermischen Wirkungsgrades (90 %) und nähern sich dem theoretischen Grenzwert des chemischen Wirkungsgrades stark an. Dies bedeutet, dass die übrigen Verluste auf ein Minimum reduziert werden konnten. Bis auf zwei Ausnahmen vermag es kein Design den Schubwirkungsgrad über den Grenzwert der chemischen Verluste anzuheben. Bei den beiden Ausnahmen, die deutlich über der theoretischen Grenze liegen, handelt es sich um Daten des Triebwerks R-4 von AVCO aus den 1960er Jahren. Den Aufzeichnungen zu Folge ist der regenerative Aufwand hier jedoch deutlich geringer ausgefallen als bei dem zeitgenössischen Triebwerk von GSC. Die Ergebnisse werden heute angezweifelt. Testergebnisse aus den 1980er

Jahren [10], als NASA LeRC versuchte ein AVCO Triebwerk nachzubauen, lassen vermuten, dass es sich bei den Leistungsdaten von AVCO um Messfehler handelt.

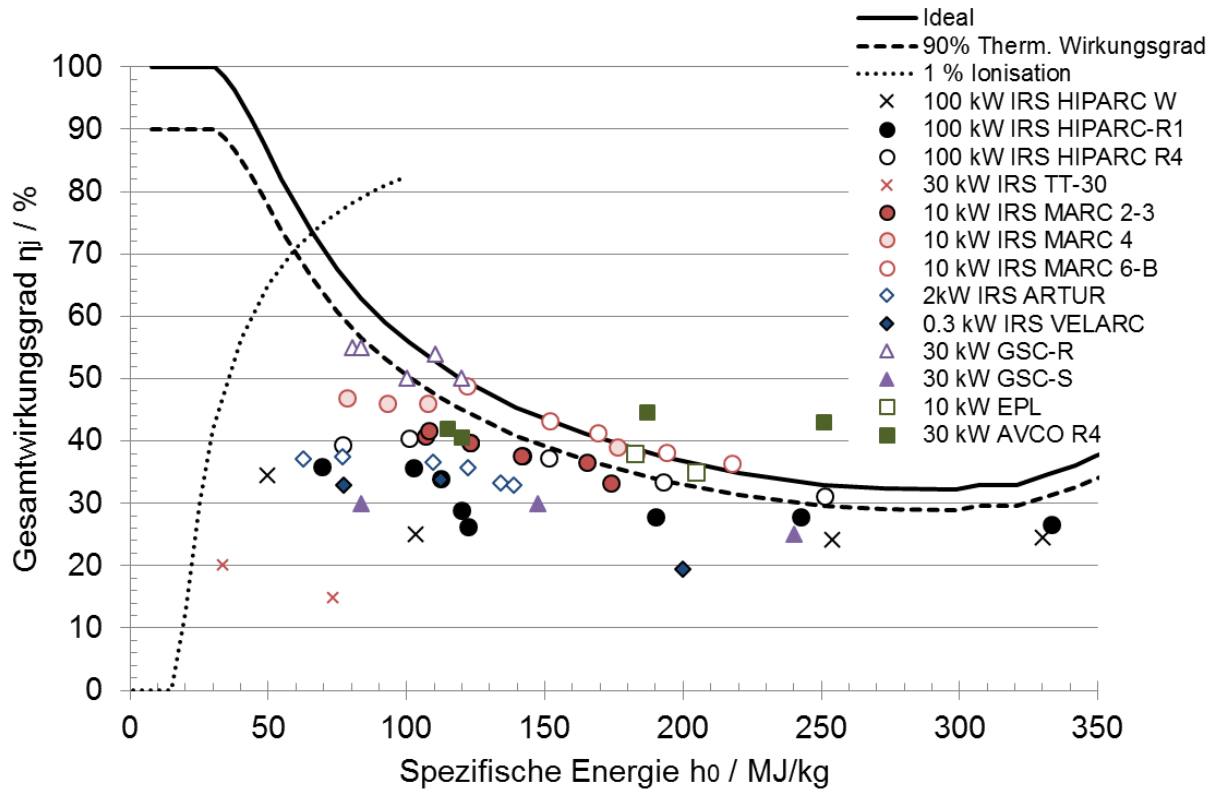


Abbildung 3-48 – Vergleich realer Triebwerksparameter mit theoretischen Grenzwerten von Wasserstoff
(Tabelle der detaillierten Triebwerksparameter siehe Anhang 9.1)

3.6.2. Leistungsfähigkeit von Ammoniak-Triebwerken

In Abbildung 3-49 sind die Ergebnisse und die theoretischen Grenzen für Ammoniak dargestellt. Auch hier schmiegen sich die erreichten Schubwirkungsgrade an die Grenze des Wirkungsgrades der eingefrorenen Strömung ohne diese deutlich zu übersteigen. Aufgrund thermischer Verluste ($> 75\%$ thermischer Wirkungsgrad) liegen die meisten Triebwerke darunter. Die experimentellen Ergebnisse weichen bei geringen spezifischen Energien deutlich von der Kurve der chemischen Verluste ab, noch stärker als dies beim Wasserstoff der Fall ist. Diese Abweichung wird darauf zurückgeführt, dass die Annahme homogener Energieverteilung in der Entladungskammer insbesondere bei niedrigen spezifischen Energien von der Realität abweicht. Es kommt im Kern zu einer stärkeren Ionisation.

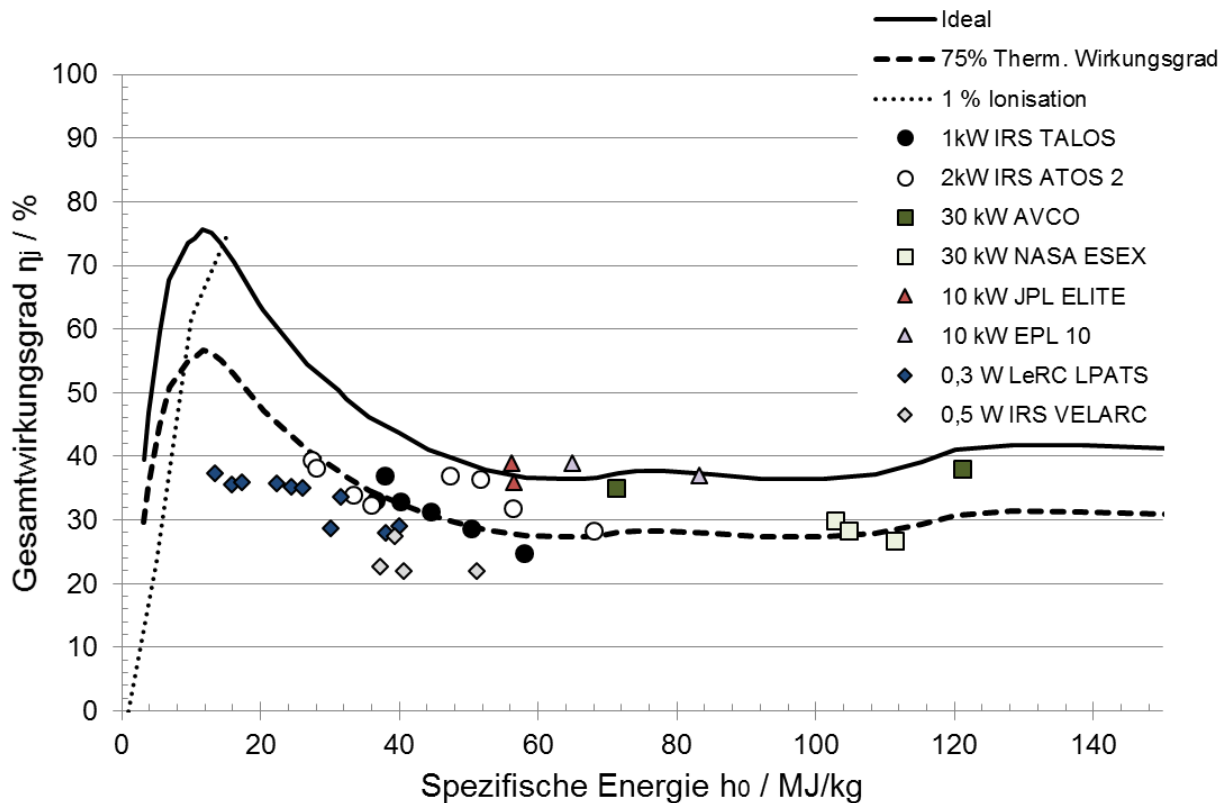


Abbildung 3-49 - Vergleich realer Triebwerksparameter mit theoretischen Grenzwerten von Ammoniak
(Tabelle der detaillierten Triebwerksparameter siehe Anhang 9.2)

Bei den beiden Betriebspunkten knapp oberhalb der theoretischen Grenze handelt es sich um Leistungsdaten von zwei 10 kW Triebwerken des JPL und EPL. Bei dem EPL Triebwerk handelt es sich um das Resultat eines langen Optimierungsprozesses (zu dem Zeitpunkt über 60 verschiedene Konfigurationen). In diesem Fall war das Triebwerk mit einer Doppelkonusdüse und intensiver regenerativer Kühlung ausgestattet und wurde bei hohen Spannungen betrieben. Die JPL Werte wurden hingegen mit dem ESEX Triebwerk am Ende eines fast 1500 h Dauertests erreicht. Dieses Triebwerk weist weder regenerative Kühlkanäle noch eine Doppelkonusdüse auf. Dies führt zu widersprüchlichen Aussagen darüber, ob der hohe Entwicklungs- und Fertigungsaufwand eines EPL Triebwerks gegenüber einfacheren Designs gerechtfertigt werden kann. Vergleichende Messungen verschiedener Triebwerke am selben Teststand sind deswegen heute wie damals nötig, um die tatsächliche Leistung eines elektrischen Triebwerks zu bestimmen und einordnen zu können.

Ebenso verhält es sich mit dem Messpunkt bei 120 MJ/kg. Dieser stammt von dem AVCO Triebwerk aus den 1960er Jahren mit fast 10.000 m/s Austrittsgeschwindigkeit bei fast 40 % Schubwirkungsgrad. Zwar liegt der Punkt noch innerhalb der theoretischen Grenzen, allerdings konnte das ESEX Triebwerk, das diesen Punkt reproduzieren sollte, nie dessen Schubwirkungsgrade erreichen, sondern verblieb bei unter 30 % Schubwirkungsgrad, an der Grenze des mit 75 % abgeschätzten thermischen Wirkungsgrades, was wieder auf die vermuteten Messfehler von AVCO zurückgeführt werden kann.

3.6.3. Leistungsfähigkeit von Hydrazin-Triebwerken

Im folgenden Diagramm werden die Leistungsdaten von hydrazinbasierten Triebwerken dargestellt. Da Hydrazin bereits in Wasserstoff, Stickstoff und Ammoniak zersetzt der Entladungskammer zugeführt wird, sollen die Betriebspunkte der Einfachheit halber mit der theoretischen Kurve des Ammoniaks verglichen werden. Die untersuchten Hydrazintriebwerke wurden üblicherweise auf Marktreife getrimmt. Aufwändige Konzepte wie regenerative Kühlung und Rekombinationskammern wurden hier nicht verwendet. Entsprechend liegen die Triebwerke deutlich unter dem Wirkungsgrad der eingefrorenen Strömung im Bereich des thermischen Wirkungsgrades.

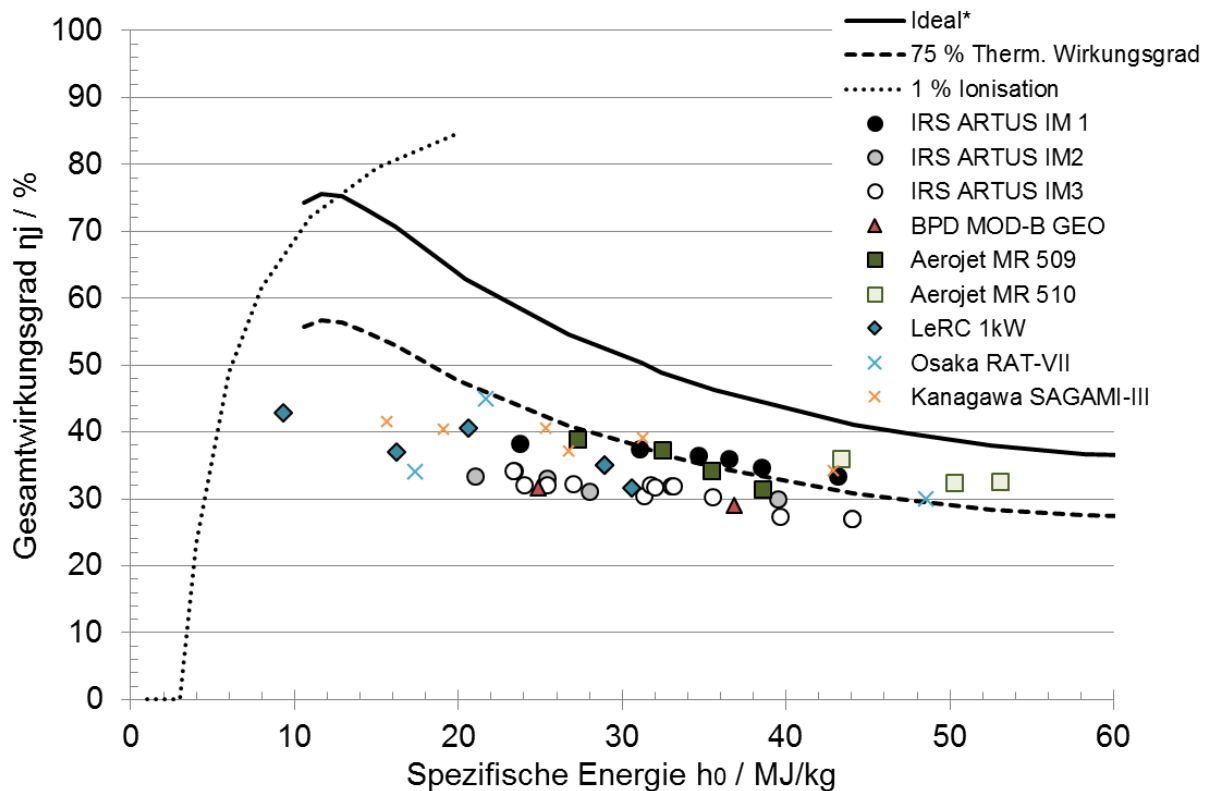


Abbildung 3-50 – Vergleich realer Triebwerksparameter von Hydrazin-Triebwerken mit theoretischen Grenzwerten von Ammoniak (Tabelle der detaillierten Triebwerksparameter siehe Anhang 9.3)

3.6.4. Leistungsfähigkeit von Helium-Triebwerken

Im nächsten Diagramm (Abbildung 3-51) sind die Betriebspunkte von helium-betriebenen Lichtbogentriebwerken dargestellt. Die Annahme der homogenen Verteilung der eingekoppelten Leistung führt bei Helium bei den eingesetzten spezifischen Energien zu einem theoretischen, eingefrorenen Wirkungsgrad von 100 %. Bei Edelgasen ist hingegen der thermische Wirkungsgrad deutlich entscheidender für die Leistungsfähigkeit des Triebwerks. Entsprechend ist hier der thermische Wirkungsgrad von Helium aufgrund fehlender Messdaten mit Argon approximiert (vgl. Abbildung 3-5). Trotz der unterschiedlichen Wärmekapazitäten wird damit das Verhalten des Triebwerkes gut beschrieben, was auf die rasch ansteigende Temperatur von Helium (Abbildung 3-3) zurückgeführt werden kann.

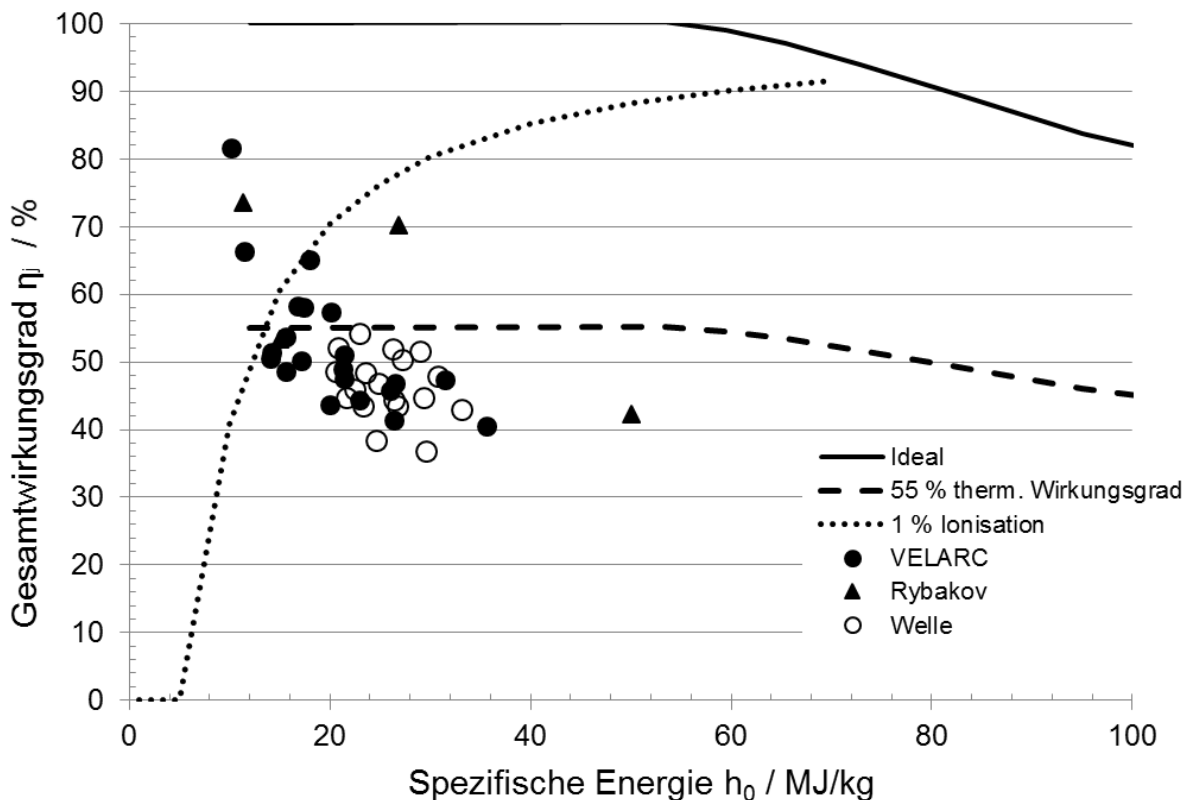


Abbildung 3-51 – Vergleich der Leistungsfähigkeit realer Helium-Lichtbogentriebwerke mit theoretischen Grenzwerten (Tabelle der detaillierten Triebwerksparameter siehe Anhang 9.4)

Deutlich zu sehen sind zudem zwei Stufen des Betriebs bei 40 – 50 % und bei 60 – 80 % Gesamtwirkungsgrad. Wie zuvor beschrieben zeigten Beobachtungen des Testbetriebs des IRS VELARC, dass die hohen Wirkungsgrade bei deutlich höheren Spannungen und stärker sichtbarem Plasma erreicht wurden. Der Lichtbogen wechselte also zwischen den stabilen Punkten mit Ansatz im konvergenten Bereich (Low-Voltage-Mode) und im divergenten Bereich (High-Voltage-Mode). Mit einer geeigneten Elektroden- und Düsenkonfiguration kann es durchaus möglich sein, das Lichtbogentriebwerk kontinuierlich und reproduzierbar bei höheren Spannungen und höheren Wirkungsgraden zu betreiben. Die Betriebspunkte in diesem Bereich zeigen allerdings auch deutlich, dass die Ionisation des Heliums zur Aufrechterhaltung des Lichtbogens bei deutlich unter 1 % liegen muss, da andernfalls der Wirkungsgrad allein für die Ionisation deutlich niedriger liegen dürfte.

3.6.5. Zusammenfassung zur Leistungsfähigkeit

Es konnte gezeigt werden, dass die durch chemische Verluste gegebenen theoretischen Grenzen die maximal technisch möglichen Wirkungsgrade gut beschreiben. Im Fall von Wasserstoff reichen die praktischen Ergebnisse dank regenerativer Kühlung nah an die theoretische Grenze heran, bei Ammoniak und Hydrazin bleiben sie aufgrund des thermischen Wirkungsgrades darunter. Die Versuche die Grenze durch Rekombinationskammern und Doppelkonusdüsen zu

durchbrechen, sind bisher nur eingeschränkt geglückt, was auf die geringen Verweildauern und die langsamen Rückreaktionen der angeregten Teilchen zurückzuführen ist.

Im Vergleich der Treibstoffe ist zu sehen, dass Wasserstoff einen vergleichsweise hohen Wirkungsgrad bei Austrittsgeschwindigkeiten um 10.000 m/s (~ 100 MJ/kg) erreicht, was der hohen Wärmekapazität zuzuschreiben ist. Allerdings fallen für Wasserstoff bei spezifischen Energien größer als 200 MJ/kg die Wirkungsgrade unter den von Ammoniak, da dann die volle Dissoziation wirkt. Es muss jedoch berücksichtigt werden, dass Ammoniak bei diesen spezifischen Energien nicht mehr betrieben werden kann, da aufgrund der geringeren spezifischen Wärmekapazität dabei deutlich höhere Entladungskammertemperaturen erforderlich sind.

4. Kapitel - Designparameter zur Lebensdauer und Zuverlässigkeit

Im folgenden Kapitel soll auf jene Designparameter eingegangen werden, die die Lebensdauer verlängern und die Zuverlässigkeit der Zündung und des Betriebs verbessern. Die Art der Mission hat dabei einen großen Einfluss darauf, welche Erosionstypen für die Lebensdauer entscheidend sind.

4.1. Missionsanforderungen

4.1.1. Anwendungsgebiete

In einer diese Arbeit begleitenden Studie [80], wurden mögliche Anwendungsgebiete der Lichtbogentriebwerke im Detail betrachtet. Dabei wurden die Lichtbogentriebwerke mit anderen Triebwerkstechnologien verglichen. Untersucht wurden dabei die folgenden Anwendungen:

- Transferaufgaben
 - Kleinsatellit zum Mond
 - Kommunikationssatellit in den geostationären Orbit
 - Versorgungsraumschiff zum Mars
- Bahnregelungsaufgaben
 - Bahnregelung eines Kleinsatelliten
 - Orbitabsenkung im niedrigen Erdorbit für Deorbitmanöver
 - Nord-Süd-Korrektur
 - Widerstandskompensation im niedrigen Erdorbit
 - Luftatmende Antriebe zur Widerstandskompensation
- Hybride Nutzung verfügbarer Treibstoffe
 - Heliumnutzung nach Manövern chemischer Haupttriebwerke
 - Xenonnutzung auf Satelliten mit elektrostatischen Haupttriebwerken
 - Wasserstoffnutzung (z.B. Abfall von Lebenserhaltungssystemen)

Dabei zeigte sich ein Vorteil für die thermischen Lichtbogentriebwerke insbesondere für die Nord-Süd-Korrektur auf Satelliten mit chemischen Hydrazintriebwerken, sowie für die Orbitabsenkung von Satelliten im niedrigen Erdorbit zur Vorbereitung eines Deorbitmanövers mit chemischen Hydrazintriebwerken. Besonderer Vorteil ist in beiden Fällen die Mitbenutzung des bereits vorhandenen Treibstofflagerungs- und förderungssystems. Auch für kleine Satelliten mit geringem Antriebsbedarf kann sich ein Lichtbogentriebwerk lohnen, wenn die Kosten und Trockenmassen des Systems niedrig gehalten werden.

Für reine Transferaufgaben mit hohem Antriebsbedarf sind thermische Lichtbogentriebwerke aufgrund ihrer geringen Austrittsgeschwindigkeit und ihres geringen Wirkungsgrades weniger geeignet. Diese Aufgaben können üblicherweise effektiver und kostengünstiger durch elektrostatische Triebwerke wie Hall-Effekt-Triebwerke, Gitterionentriebwerke oder das HEMP Triebwerk erfüllt werden. Der hohe Preis des Xenons spielt dabei im Vergleich zu den hohen Start-, Hardware-, und Energieversorgungskosten eine untergeordnete Rolle.

Widerstandskompensation im niederen Erdborbit ist mit Lichtbogentriebwerken zwar möglich, aufgrund der begrenzten Lebensdauer von unter einem Jahr und des erhöhten Treibstoffbedarfs im Vergleich zu bereits geflogenen elektrostatischen Triebwerken, ist die Missionsdauer hier allerdings begrenzt und der Einsatz würde sich erneut nur bei gleichzeitiger Verwendung eines chemischen Hydrazinantriebssystems lohnen.

Der Einsatz luftatmender Lichtbogentriebwerke ist aufgrund der ungeeigneten Atmosphären-gase Stickstoff und Sauerstoff und der ungeklärten Kompression der eingesammelten Gase nicht empfehlenswert. So sind selbst bei hundertprozentiger Einsammlung aller auftreffenden Teilchen Entladungskammertemperaturen von ca. 19.000 K nötig, um diese schweren Teilchen auf die nötige Austrittstemperatur zu bringen.

Auch die Mitbenutzung des Heliums chemischer Antriebssysteme, des Xenons von elektrostatischen Antriebssystemen oder von Abfallgasen von Raumstationen wurde kurz untersucht. Oft stehen der Aufwand, die Komplexität und die zusätzliche Masse eines zusätzlichen elektrischen Antriebssystems in keinem Verhältnis zu dem erzielten Nutzen. Und wie in Kapitel 3 behandelt, sind die Austrittsgeschwindigkeiten von Xenon in thermischen Lichtbogentriebwerken aufgrund der hohen Masse des Xenons nicht konkurrenzfähig.

4.1.2. Abgeleitete Anforderungen an den Triebwerksbetrieb

Thermische Lichtbogentriebwerke, wie auch die meisten anderen elektrischen Antriebssysteme, werden bisher hauptsächlich für die Nord-Süd-Korrektur von geostationären Satelliten verwendet. Dafür ist es im Falle der Lichtbogentriebwerke nötig die Triebwerke einmal pro Woche für 30 - 90 Minuten zu betreiben [33]. Auf eine Lebensdauer von 15 Jahren hochgerechnet ergibt dies einen Bedarf von etwa 750 Zündungen und ebenso 750 Stunden akkumulierter Betriebsdauer zuzüglich der üblichen Sicherheitsfaktoren. Dies sind im Vergleich zu den ebenfalls eingesetzten elektrostatischen Triebwerken geringe Zyklenzahlen, da jene aufgrund ihres geringeren Schubes zweimal täglich aktiviert werden müssen. Trotzdem stellen diese Zündungen und Transitionen eine Herausforderung an das Triebwerksdesign dar. Bei ungünstigen Bedingungen mit punktförmigem Ansatz des Lichtbogens im konvergenten Bereich, insbesondere während der Transition, kann das Triebwerk schon nach wenigen Zündungen gravierende Schäden aufweisen.

Eine weitere denkbare Missionsanforderung ist der Einsatz als Haupttriebwerk eines Satelliten, wie es für die Mission Lunar Mission BW1 geplant war, oder als Sekundärtriebwerk zur endgültigen Bahnanhebung (Orbit-Topping) und Inklinationsänderung wie für den Satelliten

AMSAT-P3D [5]. Bei diesen Missionen sind ähnliche Missionsdauern wie bei der Nord-Süd-Korrektur erforderlich, die Zahl der Zündungen hängt hier jedoch von der Leistungskapazität der Satelliten ab. Bei kleinen Batterien oder Solarzellenflächen, wie für Kleinsatelliten üblich, reduziert sich die maximale Betriebsdauer eines Zyklus auf unter eine Stunde, wenn die Leistung der Triebwerke relativ groß ist und die Zahl der Zündungen steigt entsprechend. Bei größeren Satelliten bzw. kleineren Triebwerken können diese kontinuierlich betrieben werden, was die Zahl der erforderlichen Zündungen deutlich reduzieren kann. Die Zündungen sind dann nur noch von den Schattenphasen des Transfers abhängig, welche abhängig vom Startorbit in der Größenordnung von einigen hundert bis wenigen tausend Zündungen liegen. Die geforderten Betriebsdauern liegen für elektrische Triebwerke zwischen 1000 h für kurze Orbitanhebungen bis 10.000 h für vollständiges Orbitraising vom LEO zum MEO (wie in der aktuellen ESA Studie zur 2. Generation der Galileokonstellation) oder sogar über 10.000 h für interplanetare Missionen. Weitere Beispiele für die Anwendung thermischer Lichtbogen-triebwerke wurden in der diese Arbeit begleitenden Studie [80] untersucht.

4.2. Grundlagen

4.2.1. *Erosion der Anode*

Die Lebensdauer eines Lichtbogentriebwerks wird vornehmlich durch die Erosion und Deformierung des Düsenhalses und zu einem geringeren Teil von der Sublimation der Kathode bestimmt.

Für den Düsenhals sind zwei Formen der Lebensdauerbeeinträchtigung bekannt. Das Hauptproblem ist das Aufschmelzen des Düsenhalses durch zu hohe Wärmeeinkopplung. Dies kann durch allgemein zu hohe Leistungseinkopplung oder durch punktförmigen Ansatz des Lichtbogens ausgelöst werden. Die Wandtemperatur übersteigt lokal die Schmelztemperatur, wenn die Wärme nicht in ausreichendem Maße abgeführt werden kann. Die nachfolgenden Aufnahmen zeigen Phänomene leichten Aufschmelzens der Oberfläche bis hin zum vollständigen Abtragen großer Bereiche, die dann durch den Düsenhals fließen und im divergenten Bereich wieder aushärten, wie in Abbildung 4-1 dargestellt.

Insbesondere bei der Zündung und der Transition, also dem Übergang in den stabilen Betrieb mit Lichtbogenansatz im divergenten Bereich, können solche punktuellen Überlastungen auftreten. Wird der Zündstrom nicht begrenzt, kann es durch die erhöhte Leistungseinkopplung zur Erosion von Anode und Kathode kommen.

Während des Zündimpulses liegen für einen Bruchteil einer Sekunde (üblicherweise zwischen 1 und 10 μ s) Hochspannungen bis zu 4 kV zwischen den Elektroden an. Sobald die nötige Zündspannung erreicht wird, kommt es zum elektrischen Durchbruch. Die Spannung bricht schlagartig zusammen und ein starker Entladungsstrom fließt von der Kathode zur Anode. Der initiale Zündstrom nach dem Durchbruch des Lichtbogens ist abhängig von der tatsächlich erreichten Zündspannung und liegt mit 30 bis 40 A deutlich über den nominal gewünschten Strömen. Kleinere Kondensatoren und eine passende Induktivität der Spulen können diesen

Strom reduzieren. Dies darf allerdings nicht zu gering ausgelegt werden, damit der Lichtbogen nicht erlischt, bevor die Stromregelung einsetzt. Nachfolgend wird der Strom durch die Spannungsversorgung (Power Control Unit – PCU) geregelt und auf die für den stationären Betrieb nötigen Werte begrenzen. Üblicherweise werden hier Überschwinger von maximal 25 % (10 A bei 8 A Regelstrom) erlaubt [14].

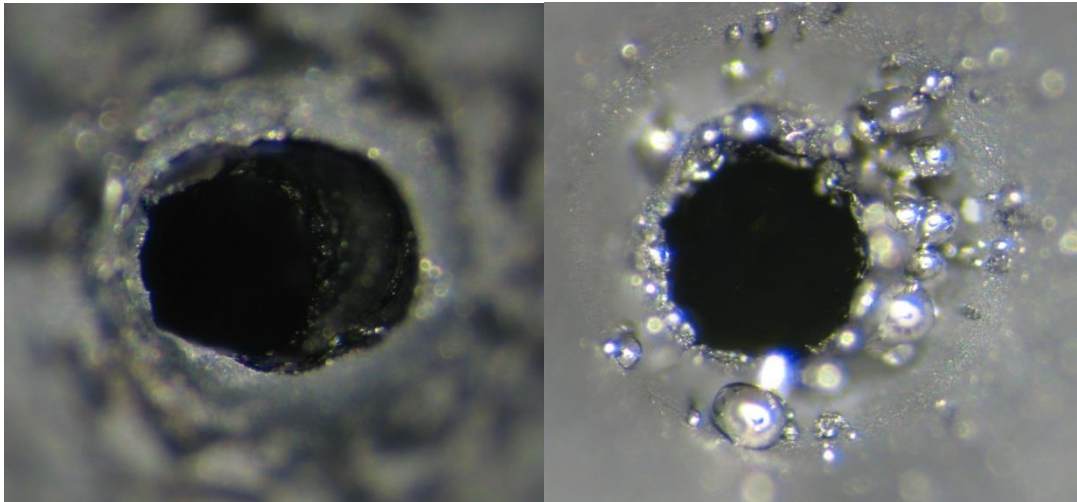


Abbildung 4-1 – Durch einseitigen Ansatz im Low-Voltage-Mode entstandene gravierende Erosion des Düsenhalses, links: konvergenter Bereich, rechts: divergenter Bereich (Triebwerk: TALOS, 800 W, 22 mg/s, nach 10 h Dauertest)

Nach dem Zündungsdurchbruch setzt der Lichtbogen im konvergenten Bereich der Düse stromaufwärts des Düsenhals an. Dies wird aufgrund der geringen Spannung bei einem kurzen Lichtbogen Low-Voltage-Mode genannt. Verbleibt der Lichtbogen länger an dieser Position kann es auch bei nominaler Stromstärke zu erhöhter Erosion in Form von Aufschmelzungen der Anode kommen. Dies ist dadurch begründet, dass der Lichtbogen aufgrund des hohen Treibstoffdruckes zusammengedrückt wird und einen lokalen Brennfleck auf der Anode ausbildet. In diesem Brennfleck wird das Anodenmaterial überhitzt und aufgeschmolzen. Das geschmolzene Material fließt daraufhin stromabwärts und erstarrt erst im oder hinter dem Düsenhals. Es bildet sich entweder ein kleines Rinnsal im Düsenhals bei geringer Aufschmelzung im konvergenten Bereich (Abbildung 4-2) oder mehrere Kugeln und Auswurfmaterial bei starker Aufschmelzung und Verformung des Düsenhalses (Abbildung 4-1).

Um die Aufschmelzung zu minimieren, muss der Lichtbogen so rasch wie möglich mit Hilfe des Gasdrucks des Treibstoffs durch den Düsenhals in den divergenten Teil der Düse geblasen werden und in den stationären Betrieb (dem High-Voltage-Mode) übergehen. Dieser als Transition bezeichnete Übergang dauert je nach Systemkonfiguration zwischen wenigen Millisekunden und einigen Sekunden. In ungünstigen Fällen kann es jedoch auch passieren, dass der Lichtbogen im konvergenten Bereich verbleibt und auch nach Minuten nicht herausgeblasen werden kann. Dies kann wie oben beschrieben zu gravierenden Schäden an der Anode führen.

Die Erosion verändert das Betriebsverhalten des Triebwerks erheblich. Der Lichtbogen setzt bevorzugt an derart unsymmetrischen Strukturen an und kann dann oft nicht mehr herausgeblasen werden, was zu weiterer Erosion und Betrieb im Low-Voltage-Mode führt. Zudem verändert ein aufgeweiteter Düsenhals den Entladungskammerdruck und beeinträchtigt so die Leistungsfähigkeit. Der Übergang vom Low-Voltage-Mode in den High-Voltage-Mode lässt sich sehr gut durch die Messung der Betriebsspannung charakterisieren. Bei den in dieser Arbeit untersuchten Triebwerken mit Ammoniak lagen die Spannungen bei 30 - 60 V für den Low-Voltage-Mode und 70 - 90 V für den High-Voltage-Mode. Entsprechend kann die Güte der Transition durch die Aufzeichnung der Spannung während der ersten Sekunden bestimmt werden. Der Übergang vom Low-Voltage-Mode zum stationären High-Voltage-Mode ist beispielhaft in Abbildung 4-3 dargestellt.

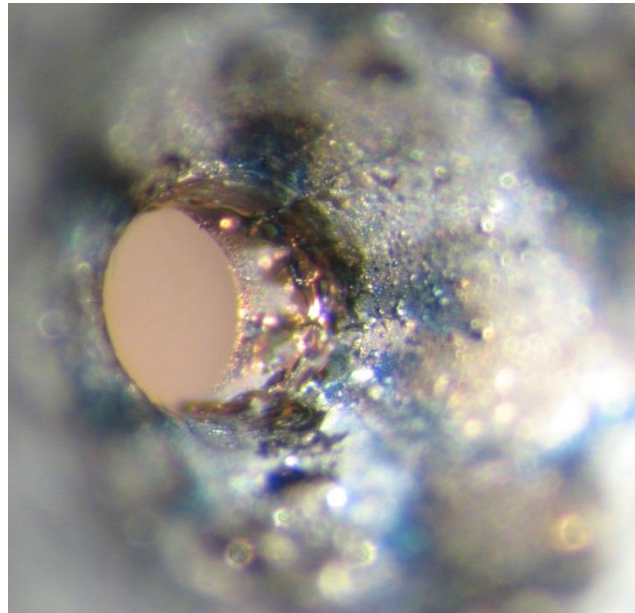


Abbildung 4-2 - Im Low-Voltage-Mode entstandene Rinnsale geschmolzenen Materials im Düsenhals (Blickrichtung stromabwärts)

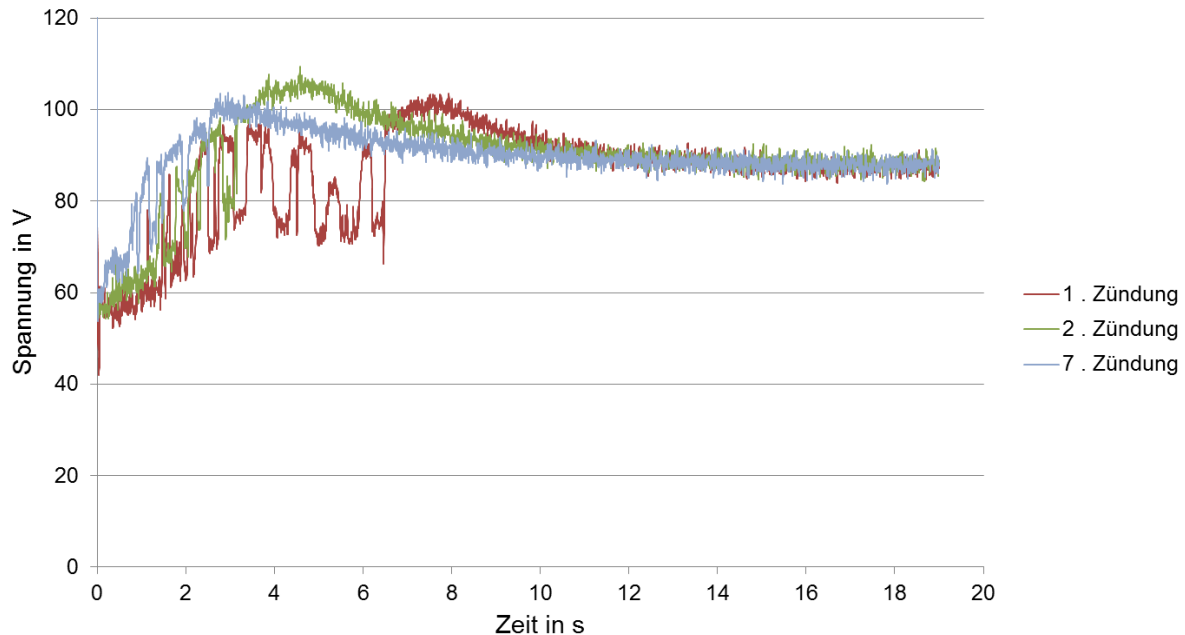


Abbildung 4-3 – Spannungsaufzeichnung während der Transition vom Low-Voltage-Mode (<60 V) zum High-Voltage-Mode (<90 V) für das TALOS Triebwerk bei 800 W, 22 mg/s Ammoniak und By-Pass-Regelung

Der Lichtbogenansatz kann im Fehlerfall durch Unregelmäßigkeiten im Treibstoffstrom auch während des Betriebs wieder in den Düsenhals zurückfallen oder durch einseitiges Einblasen des Treibstoffs konzentriert einseitig statt diffus ansetzen. Beides kann wie bei der Transition

zu erhöhter Erosion im Düsenhals führen. Der Rückfall in den Düsenhals ist sowohl durch einen entsprechenden Spannungsabfall als auch durch geringere Plasmastrahlintensität messbar, während der einseitig ansetzende Lichtbogen nur durch die Beobachtung des Plasmastrahls erkennbar ist.

Eine weitere Form der Lebensdauerbegrenzung tritt durch häufige thermische Zyklen bei besonders hohen spezifischen Energien auf. So wurde sowohl vom IRS [69] als auch von Aerojet [14] eine Verengung des Düsenhalses im Langzeitbetrieb festgestellt. Bei näherer Untersuchung war nicht die Ablagerung von Erosionsmaterial dafür hauptauschlaggebend, sondern um eine thermische Ausdehnung des Anodenmaterials. So dehnt sich das Düsenmaterial beim Aufheizen aus, zieht sich nach dem Betrieb allerdings nicht mehr vollständig in die Ausgangsposition zurück. Mit der Zeit führt dies zum Zuwachsen des Düsenhalses. Dies verändert wiederum durch den steigenden Druck den Betriebspunkt des Triebwerks und reduziert seine Leistungsfähigkeit. Dieser Prozess intensiviert sich mit steigender spezifischer Energie.

Beide lebensdauerbegrenzenden Mechanismen treten insbesondere durch häufiges Anfahren des Triebwerks auf. Beim stationären Betrieb im High-Voltage-Mode hingegen setzt der Lichtbogen stromabwärts hinter dem Ende des Düsenhalses an. Durch die Strommessung an Triebwerken mit segmentierten Düsen, siehe Abbildung 4-4, konnte gezeigt werden, dass der Lichtbogen insbesondere bei erhöhten Massenströmen sehr weit im divergenten Bereich ansetzt. So sind in den Versuchen von Curran [66] und Auweter [67] zwischen 30 und 50 % des Stromes von dem letzten Segment getragen worden.

Aufgrund des expansionsbedingt geringen Treibstoffdrucks setzt der Lichtbogen in diesem Bereich diffus an. Die eigentliche Erosion ist während dessen minimal und bei moderaten spezifischen Energien sind hier keine Aufschmelzungen des Anodenbereichs zu beobachten. Durch Messungen der Oberflächentemperatur und Rückrechnung auf die Düseninnentemperatur konnte zudem gezeigt werden [68], dass die Temperatur am Lichtbogenansatz im stationären Fall noch weit unter den Schmelztemperaturen der verwendeten Materialien (Wolframlegierungen) liegt (Abbildung 3-13). Da nach diesen Ergebnissen auch andere Materialien bei geringen spezifischen Energien möglich wären, wurden im Rahmen dieser Arbeit auch Hochtemperaturlegierungen (Inconel) als mögliches Düsenmaterial untersucht (vgl. Abschnitt 4.5.2).

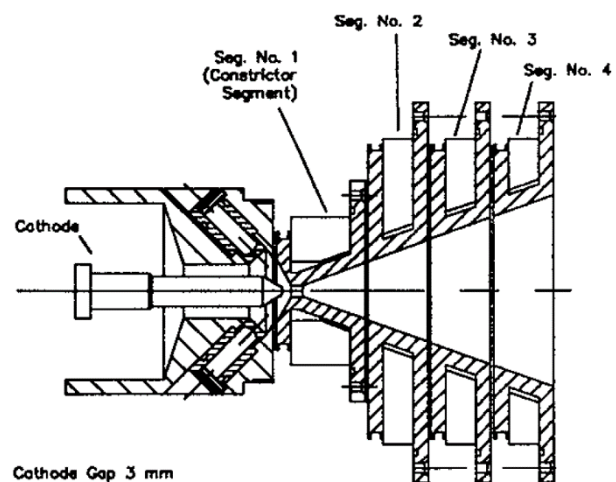


Abbildung 4-4 - HIPARC-W des IRS mit Segmentierter Düse zur Strom- und Wärmeflussmessung [67]

4.2.2. *Erosion der Kathode*

Auch die Kathode erodiert mit der Zeit. Die Kathodenspitze wird während des Betriebs aufgeschmolzen, wie in Abbildung 4-5 dargestellt. Es bildet sich ein Krater an der Kathodenspitze und das Metall sublimiert. Die Sublimationsrate nahe der Schmelztemperatur ist dabei der entscheidende Faktor für die Lebensdauer. Dies ist bei den aktuellen Betriebszeiten von Lichtbogentriebwerken noch von geringer Bedeutung. Sollen diese allerdings deutlich verlängert werden, führt die stetige Sublimationsrate auch bei kontinuierlich laufenden Triebwerken zu einer Verkürzung der Kathode und damit einem ungewollten Anstieg des Elektrodenabstandes, der den Betrieb des Triebwerks beeinflusst.

Die Erosionsrate einer Kathode wurde von Auweter [6] für das wassergekühlte Lichtbogentriebwerk TT-30 bestimmt. Dabei wurde im kontinuierlichen Betrieb für simuliertes Hydrazin eine Erosion von 1,3 ng/C gemessen, während in der Zündphase Erosionsraten von bis zu 36 ng/C festgestellt wurden. Für ein Lichtbogentriebwerk niedriger Leistung mit bis zu 10 A, entspräche dies einer Erosionsrate von 13 ng/s bzw. für Wolfram mit der Dichte von 19,3 g/cm³ einer Volumenabnahme von $6,74 \cdot 10^{-7}$ mm³/s. Nach 3000 Stunden entspricht dies einem Volumenabtrag von 7,27 mm³. Eine 3 mm dicke Kathode des TALOS Triebwerkes würde sich entsprechend in 3000 h um ca. einen Millimeter verkürzen. Diese Änderung würde bei einem nominellen Abstand von 0,6 mm den Betrieb bereits deutlich beeinflussen und eine Nachführung der Kathode erforderlich machen.

Im Rahmen des Lebensdauertests der amerikanischen MR-510 Triebwerke ist nicht über eine derartig hohe Abtragung der Kathode berichtet worden, obwohl bei einer Lebensdauer von über 1500 h und 20 A Stromstärke mit ähnlichen Auswirkungen zu rechnen wäre. Dies lässt schlussfolgern, dass die bisherigen Messergebnisse auf der Basis von Labormodellen hoher Leistung sich nicht im Allgemeinen auf alle Triebwerksklassen übertragen lassen und zusätzliche Untersuchungen nötig sind.

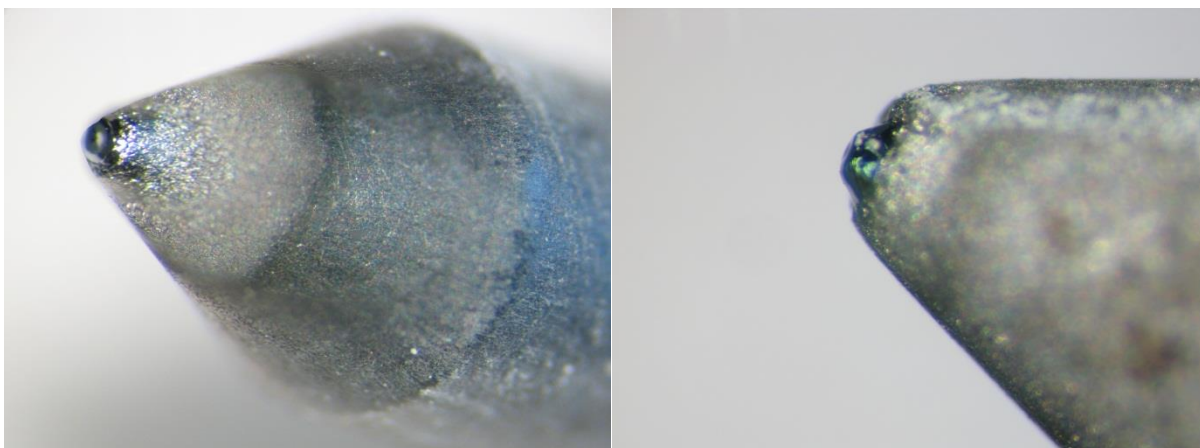


Abbildung 4-5 - Aufschmelzung der Kathodenspitze, rechts mit Kraterbildung

4.3. Injektorstudie

Im Folgenden werden mehrere Designkonzepte beschrieben, die die Lebensdauer und Stabilität des Triebwerks verlängern sollen. Ein besonderer Fokus lag in dieser Arbeit dabei auf der Betrachtung der Zündung und Transition. Dazu gehört eine Injektorstudie, die sich insbesondere mit der besseren Ausprägung des schützenden Kaltgasmantels und einer zuverlässigeren Zündung beschäftigt hat. Darauf folgt die Untersuchung des Einflusses von Treibstoffdruckpulsen auf das Transitionsverhalten des Triebwerks (Abschnitt 4.4). Dazu werden auch die Ergebnisse einer Transitionstestkampagne mit 100 Zündungen präsentiert. Am Ende des Kapitels wird zudem auf die Materialwahl der Elektroden eingegangen (Abschnitt 4.5).

4.3.1. *Untersuchung der Einflüsse von Injektoren auf Zündverhalten und Stabilität*

Der Injektor eines thermischen Lichtbogentriebwerks sorgt bei korrektem Design für eine geregelte Einströmung des Treibstoffs in die Entladungskammer. Je nach Ausgestaltung des Injektors ergeben sich unterschiedliche Strömungs- und Druckgebiete in der Entladungskammer die das Verhalten des Lichtbogens beeinflussen. Der Injektor kann entweder Teil der Anode sein oder in den aus Bornitrid gefertigten vorderen Isolator integriert werden. Ältere Triebwerksmodelle am IRS wurden üblicherweise mit einem in die Anode integrierten Injektor aus Wolfram gefertigt. Für die anschließende, systematische Untersuchung von Injektoren wurde dieser jedoch in den Isolator verlagert, da der Bornitritisolator einfacher und kostengünstiger zu fertigen und zudem leichter auszutauschen ist. Die Führung des Treibstoffs durch eine Hohlkathode wird bei thermischen Lichtbogentriebwerken seltener angewandt und ist eher bei Fremdfeld-MPD Triebwerken (AF-MPD) aufgrund geteilter Kathoden- und Anodenmassenströme verbreitet.

4.3.2. *Untersuchte Injektoren*

Der Aufbau der Injektoren kann sich in Anzahl, Größe, Position und Winkel der Einblasungslöcher unterscheiden. Die Anzahl und Größe der Löcher bestimmt die Querschnittsfläche der Einblasung. Eine große Querschnittsfläche verringert die Druckverluste über den Injektor und reduziert die Strömungsgeschwindigkeit und damit die dynamische Druckkomponente. Eine kleine Querschnittsfläche bei gleichem Massenstrom kann wiederum gezielt hohe Strömungsgeschwindigkeiten bewirken, um damit bestimmte Strömungsfelder zu erzeugen. So kann zum Beispiel zusammen mit einem tangentialen Versatz der Einblasungslöcher ein Wirbel in die Strömung induziert werden oder durch Variation des Einblaswinkels ein erhöhter dynamischer Druck in axialer Richtung erzeugt werden. Diese Strömungsphänomene können unterschiedliche Einflüsse auf die Zündung, Transition und Stabilität des Lichtbogens bewirken.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden die in Abbildung 4-6 gezeigten Injektoren näher untersucht, um den Einfluss auf den Triebwerksbetrieb festzustellen. Die Charakteristiken der unterschiedlichen Injektoren sind in Tabelle 4-1 aufgeführt.

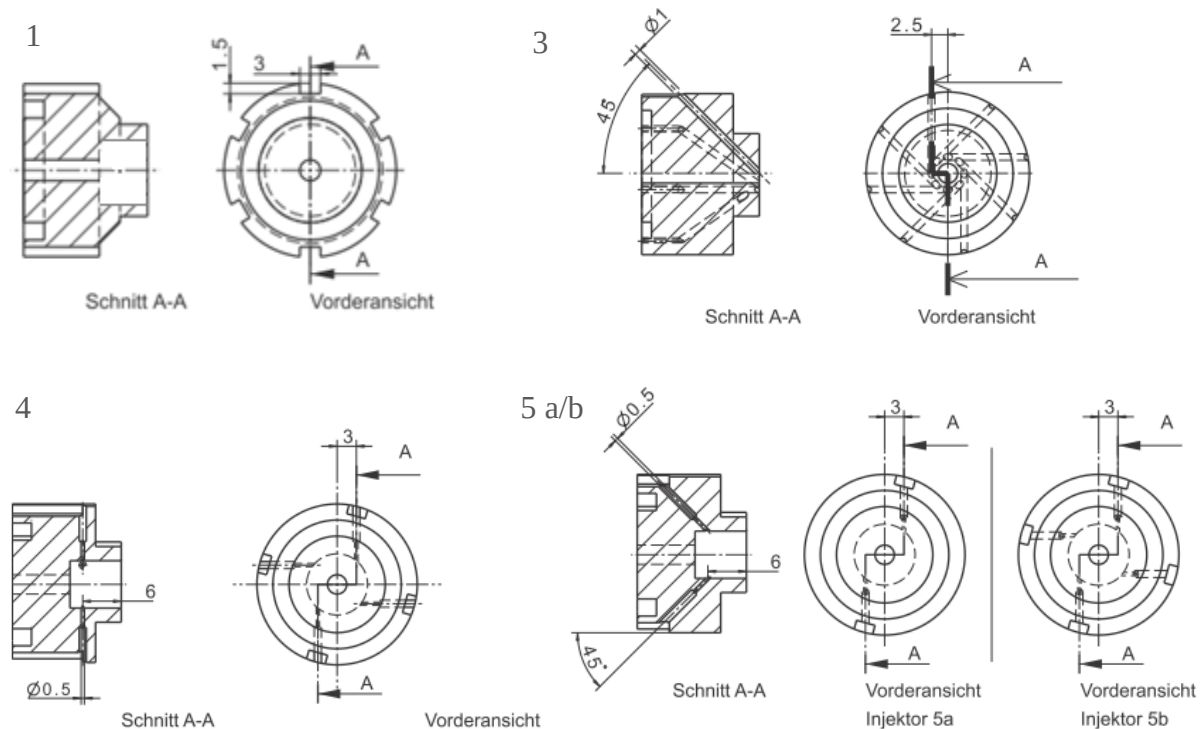


Abbildung 4-6 - Untersuchte Injektoren (oben-links: Injektor 1, oben rechts: Injektor 3, unten-links: Injektor 4 und unten-rechts: Injektor 5a und 5b)

Typ	Injektor #	Lochanzahl	Lochdurchm.	Tangential	Axial
Ringspaltinjektor/ poröse Düse	1	-	-	-	-
Einblaslöcher	3	8	1 mm	Ja	45 °
Einblaslöcher	4	4	0,5 mm	Ja	90 °
Einblaslöcher	5 a/b	2/4	0,5 mm	Ja	45 °

Tabelle 4-1 - Charakteristika der untersuchten Injektoren

Der in Vorstudien durchgehend verwendete Injektor 1 verfügt über keine dedizierten Injektionslöcher. Dies ist seiner ursprünglichen Anwendung für eine regenerative Düse verschuldet, bei der die Einblasung durch die poröse Düse erfolgte. Bei der massiven Düse erfolgt hier die Einblasung entlang der Fertigungsungenauigkeiten der Kathodenführung. Der Injektor 3 verfügt wie auch der Injektor 2 (nicht dargestellt) über acht Injektorlöcher mit axialer und radialer Komponente. Die Injektoren 1 bis 3 waren bereits in einer vorhergehenden Arbeit [21] untersucht worden. Dabei zeigte sich der Injektor 3 mit einer zusätzlichen tangentialen Komponente zur Drallerzeugung dem Injektor 2 ohne tangentiale Komponente als überlegen. Im Betrieb mit Injektor 2 sind dabei deutliche Instabilitäten aufgetreten. So sind zum

Vergleich für diese Messkampagne nur Injektor 1 und 3 übernommen worden. Für Injektor 4 und 5 wurde die Einblasung weiter stromabwärts vorgenommen, um einerseits den Einfluss einer direkten Einblasung auf den Lichtbogen zu untersuchen und um andererseits im Fall von Injektor 4 eine Einblasung ohne axiale Komponente zu ermöglichen. Die Injektoren 5a und 5b unterscheiden sich nur in der Anzahl der Bohrungen.

4.3.3. Schub und Temperatur

Die Versuchsdurchführung und Beobachtungen während der in dieser Arbeit durchgeführten Versuche wurden von Rombach [81] im Detail dokumentiert. Aufgrund von Auswertungsungenauigkeiten sind die Messdaten hier noch einmal ausgewertet und zusammengefasst. Für alle in Tabelle 4-2 präsentierten Messungen wurde das TALOS Triebwerk mit 22 mg/s Ammoniak und 800 W Leistung betrieben. Der Schub liegt bei fast allen Injektoren konstant bei ca. 105 mN. Nur für den Injektor 4 liegt der Schub etwas darunter, was auf die fehlende axiale Komponente zurückgeführt werden könnte. Allerdings ist auch diese Abweichung durch die geringe Anzahl an Versuchen und aufgrund der Messungenauigkeit der Schubwaage nicht eindeutig zuzuweisen.

Injektor	Versuchs ID	Leistung W	Schub mN	Kaltgas-schub mN	Schubwirkungsgrad %	Temperatur °C	Wärmestrahlung W
1	T5_213	805	105,3	21,0	31,3	994	45,9
1	T5_215	812	106,5	22,0	31,7	1006	47,7
3	T5_206	802	105,6	21,0	31,6	983	44,4
3	T5_208	803	106,0	21,8	31,7	951	40,0
4	T5_198	800	101,0	22,3	29,0	939	38,5
4	T5_197	801	102,4	21,5	29,7	946	39,4
5a	T5_194	789	104,7	22,6	31,4	930	37,3
5a	T5_195	762	103,0	20,7	31,5	955	40,5
5b	T5_216	807	108,1	20,7	32,8	910	34,9
5b	T5_217	800	103,0	20,8	30,0	942	38,8

Tabelle 4-2 - Messergebnisse zur Injektorstudie (TALOS mit 22 mg/s Ammoniak)

Deutlich ist hingegen die kühlende Wirkung des Gaswirbels an der Düsenaußentemperatur zu erkennen. Während bei Injektor 1 die Temperatur im thermischen Gleichgewicht am Referenzpunkt, 5 mm stromabwärts des Übergangs vom Gehäuse zur Düse, bei etwa 1000 °C liegt, liegt sie beim Injektor 3 bereits 20-50 °C darunter und bei den Injektoren 4 und 5 sogar unter 950 °C. Betrachtet man nur die Düsenoberfläche A mit einem Durchmesser und einer Länge von 20 mm ($A \sim 0,00126 \text{ m}^2$) und einem Emissionsgrad ϵ von Wolfram von 0,25 kann daraus eine Reduktion der thermischen Verluste mit der Formel 4.1 abgeschätzt werden. Daraus ergibt sich eine Wärmestrahlungsreduktion von bis zu 13 W. Dies entspricht 1,5 % der eingekoppelten Leistung. Diese Änderung ist zu gering, um einen messbaren Schubgewinn zu erzeugen, zumal die zurückgewonnene Energie nicht garantiert in Schub umgewandelt wird,

sondern auch in den chemischen Verlusten verschwindet, wie zuvor im Abschnitt zur regenerativen Kühlung dargelegt.

$$P = \epsilon \sigma A T^4 \quad 4.1$$

4.3.4. Die Paschenkurve

Die Zündung eines Lichtbogens zwischen zwei Elektroden wird durch die Theorie von Paschen erklärt [83]. Details zu diesen Prozessen während der Zündung finden sich im Kapitel 6 über die Triebwerkselektronik. Im Folgenden soll diese Theorie grob auf Lichtbogentriebwerke angewandt werden. Die Paschenkurve, die die Zündspannung (U) zwischen planparallelen Platten abhängig von Druck (p) und Abstand (d) beschreibt, weist ein Minimum auf. Dieses liegt für das Testgas Argon bei 6,5 mbar*mm und ca. 120 V liegt, wie aus Abbildung 4-7 hervorgeht. Ohne Berücksichtigung möglicher Feldüberhöhung und Gasströmung liegt das untersuchte Triebwerk mit einem typischen Elektrodenabstand von 0,6 mm und einem Entladungskammerdruck des Kaltgases von 0,5 bar deutlich oberhalb dieses Minimums. Bei den sich daraus ergebenden 300 mbar*mm würde dies einer Zündspannung für Argon wie für Wasserstoff von 900 V entsprechen. Dies entspricht dem Bereich der üblichen Zündspannungen von Argon, allerdings wurden je nach Strömungsbedingungen auch Zündspannungen von bis zu 2,6 kV für Argon nachgewiesen. Ammoniak hingegen kann in grober Näherung als Gemisch aus Stickstoff und Wasserstoff betrachtet werden. Dabei liegt die nötige Zündspannung nach Paschen zwischen 1000 V (Wasserstoff) und 2000 V (Stickstoff). Derart geringe Zündspannungen werden jedoch bei Ammoniak nur selten bei sehr günstigen und kaum reproduzierbaren Bedingungen erreicht.

Zwei Effekte verändern die Paschenkurve von thermischen Lichtbogentriebwerken im Vergleich zu den Plattenkondensatoren von Paschen. Einerseits treten elektrische Felderhöhungen an der Kathodenspitze sowie am Kegelübergang auf, diese können die benötigte Zündspannung reduzieren. Feldspitzen an Unebenheiten auf der Anode stromaufwärts vom Düsenhals scheinen keine größere Bedeutung für die Zündung oder das Festsetzen des Lichtbogens zu haben. So traten Aufschmelzungen durch das Festsetzen des Lichtbogens im konvergenten Bereich der Anode stets in neuen Bereichen auf und bildeten sich nicht gehäuft über älteren Aufschmelzungen, die Spannungsspitzen begünstigen würden.

Ein weiterer Unterschied zwischen dem klassischen Experimentaufbau von Paschen und der Situation in einem Lichtbogentriebwerk besteht darin, dass der Druck in der Entladungskammer je nach Art des Einblasens nicht gleich verteilt ist. So gibt es Gebiete mit starker Strömung, die die Zündspannung erhöhen, da sie die Bildung eines stationären leitfähigen Kanals erschweren. Allerdings können sich auch sogenannte Totwassergebiete ausbilden, in denen der dynamische Druck vernachlässigbar ist und nur der eigentliche statische Druck vorherrscht. In diesen ist die Zündung dann begünstigt. Aufgrund des fehlenden dynamischen Drucks kann dies allerdings dazu führen, dass der Lichtbogen nicht mehr herausgeblasen werden kann.

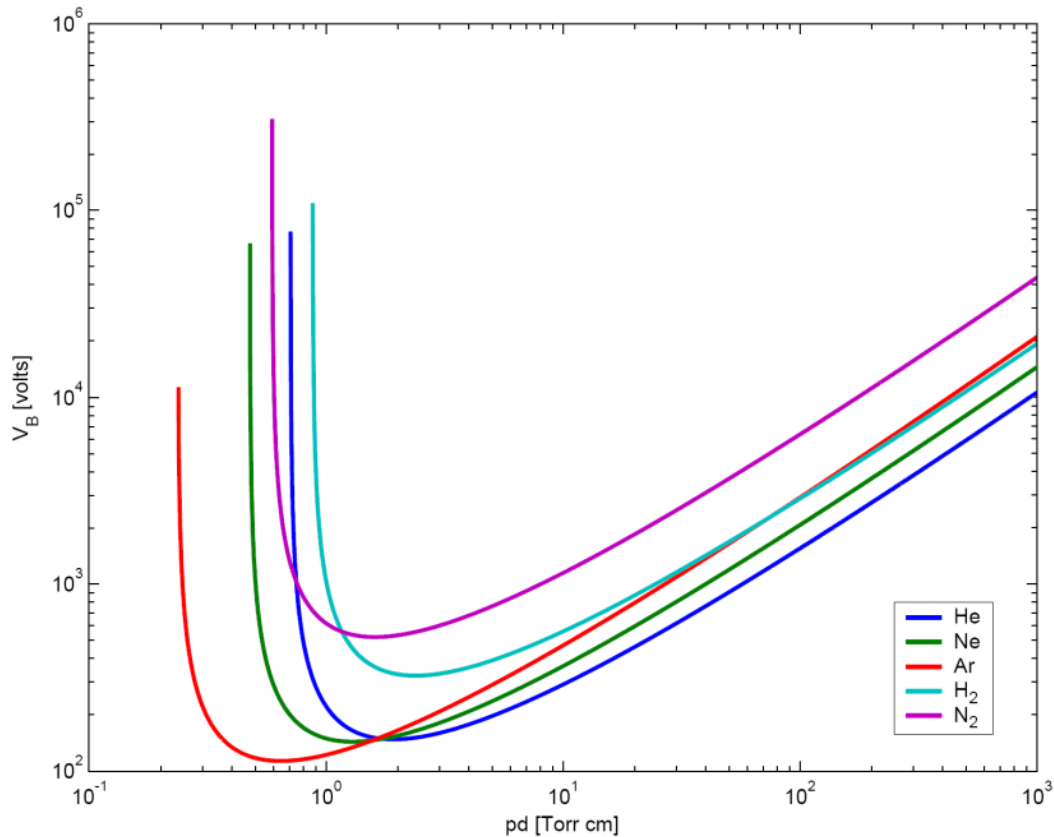


Abbildung 4-7 - Paschenkurve [83]

4.3.5. Zündzuverlässigkeit, Transition und Stabilität

In der ursprünglichen Testreihe [81] wurde die ERNO Laborelektronik verwendet. Diese weist eine begrenzte Zündspannung von maximal 1,8 kV auf. Erst in einer nachfolgenden Testreihe mit der AMSAT Elektronik, dem Schwestermodell der ATOS Flugelektronik, konnte die maximale Zündspannung auf 4 kV erhöht werden. Wie in Kapitel 6 beschrieben, wurde allerdings durch das zeitlich kürzere Anlegen der Zündspannung auch die nötige Mindestzündspannung erhöht. Entsprechend konnte der Einfluss der Injektoren auf die Zündzuverlässigkeit mit beiden Elektroniken nur begrenzt untersucht werden. Nahezu für alle Versuche musste mit Argon vorgezündet werden, bevor dann auf Ammoniak umgestellt wurde. Die Zündung mit Ammoniak war nur in den seltenen Fällen erfolgreich, bei denen zufällig günstige Strömungsbedingungen (Totwassergebiete) oder Spannungsfeldspitzen (umbaubedingte Ablagerungen auf Elektroden) die Zündspannung deutlich senkten.

Injektor 1 war im Allgemeinen schwer zündbar, selbst mit Argon konnte teilweise keine Zündung erreicht werden. Je nach Toleranzen im Einbau konnten in Ausnahmefällen allerdings auch sehr geringe Zündspannungen erreicht werden. Die Transition des Injektors war sehr unzuverlässig. Oft verblieb der Lichtbogen im konvergenten Bereich (Low-Voltage-Mode) und ließ sich auch nicht durch erhöhten Massenstrom ausblasen. Selbst im High-Voltage-Mode verharrte der Lichtbogen oft bei geringeren 60-70 V. Eine Fehlausrichtung (Misalignment) des

Plasmastrahls um ca. 10° von der Triebwerksachse und auch ein plötzliches Zusammenbrechen des Lichtbogens konnte beobachtet werden. Die Zuleitungsdrücke vor dem Injektor erreichten bis zu 6,5 bar, da durch die undefinierte Einspritzung ein sehr hoher Druckabfall über den Injektor auftreten konnte.

Injektor 3 zeigte eine vergleichsweise gute Zündzuverlässigkeit und erlaubte mit der AMSAT Elektronik als einziger Injektor eine zuverlässige Zündung mit Ammoniak (bei 2,6 - 3,1 kV). Trotzdem war auch bei diesem Injektor ein Ausblasen des Lichtbogens durch Erhöhung des Massenstroms nötig. Während dieser bis zu 1 Minute dauernden Transition wurden auch Funken beobachtet, die durch ein lokales Aufschmelzen der Düse bewirkt wurden. Bei diesem Injektor konnte hin und wieder ein sich wiederholendes Flackern (alle 1-2 Minuten) beobachtet werden, welches sich im Spannungssignal durch Spannungssprünge von 2 V ausdrückte, wie in Abbildung 4-8 dargestellt. Dies hatte allerdings keine negativen Auswirkungen auf den weiteren Betrieb. Es wird vermutet, dass dies durch das vom Gaswirbel verursachte Umtreiben des Lichtbogens über die zerklüftete Düse bewirkt wurde. Aufgrund seiner guten Zündeigenschaften, wurde dieser Injektor für die folgenden Messreihen als Standardinjektor ausgewählt.

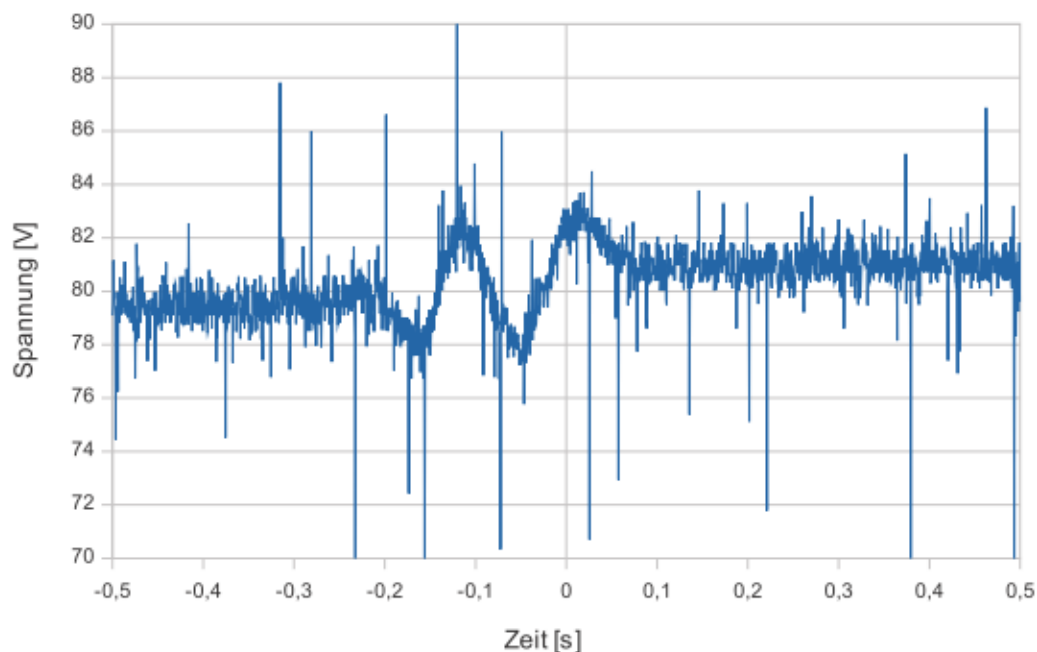


Abbildung 4-8- Spannungssprünge durch Flackern des Plasmastrahls [81]

Für Injektor 4, 5a und 5b war eine Vorzündung mit Argon nötig. Eine Überleitung zu Ammoniak erwies sich bei Injektor 4 allerdings als unproblematisch. Auch hier wurde wie bei Injektor 3 ein kurzes Flackern mit minimalen Spannungssprüngen gemessen. Die Spannung war bei Injektor 4 geringfügig niedriger als für die anderen Injektoren (bei ca. 75 V statt 80 V) was auf den fehlenden axialen Anteil der Injektion zurückzuführen ist.

Injektor 5a ließ keine zuverlässige Zündung zu. Der stationäre Betrieb war sehr stabil, wies allerdings auch das bereits für Injektor 3 und 4 beschriebene Flackern auf. Die Spannung lag

wie bei Injektor 3 über 80 V. Injektor 5b wies neben der fehlenden Zündbarkeit mit Ammoniak auch mit Argon Zündprobleme auf. Zudem zeigten sich häufige, kontinuierliche Rotationen des Plasmastrahls, welche auch im Spannungssignal gemessen wurde (Abbildung 4-9).

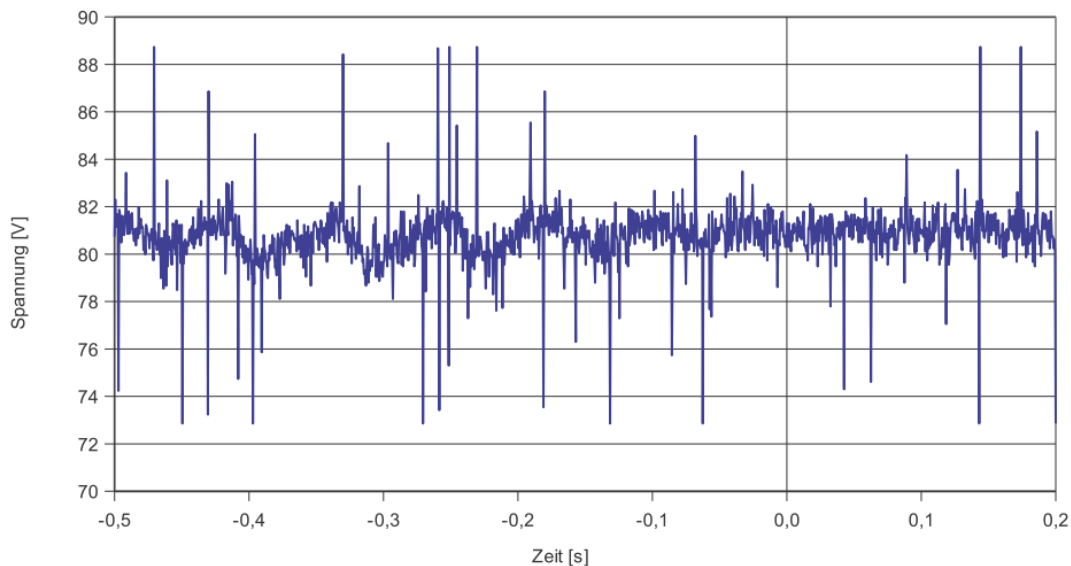


Abbildung 4-9 - Spannungssignal bei Rotation des Lichtbogens durch Gaswirbel von Injektor 5b [81]

4.3.6. Einfluss des Gaswirbels

Der Effekt des Gaswirbels ist umstritten. So wurde von Glocker [84] beschrieben, dass ein Triebwerk auch ohne Gaswirbel stabil und ohne Leistungsverluste betrieben werden kann. Der Einfluss des Gaswirbels wurde von Glocker bezweifelt, da dieser sich gegebenenfalls bereits vor der Düse wieder auflöst und die Strömungsgeschwindigkeit des Gases deutlich niedriger ist als die Geschwindigkeit der Elektronen im Lichtbogen. Auch in den Test in dieser Arbeit mit Injektor 1 wurde gezeigt, dass der Betrieb und die Transition des Lichtbogens im Prinzip ohne Gaswirbel möglich sind.

Während der Versuchsreihe dieser Arbeit wurden allerdings mehrere Hinweise gefunden, die einen Effekt des Gaswirbels bestätigen. Bereits beschrieben worden ist die Reduktion der Wärmelast auf die Düse. Hier konnte für alle wirbelbehafteten Injektoren eine geringere Oberflächentemperatur der Düse gemessen werden. Des Weiteren wurde ein leichtes Rotieren des Plasmas und damit auch des Lichtbogens sowohl visuell als auch am Spannungssignal festgestellt.

Bei längeren Transitionen während der Versuchsreihe ohne ein gesteuertes Ausblasen des Lichtbogens, setzte der Lichtbogen längere Zeit punktförmig im konvergenten Bereich der Düse an und hinterließ eine Brennfleckspur, wie in Abbildung 4-10 dargestellt. Anhand dieser Spur ist erkennbar, dass der Lichtbogen auch während der Transition bei punktförmigem Ansatz umgetrieben wird. Dies verhindert, dass der Lichtbogen sich an einer Stelle festsetzt, und stattdessen langsam in Spiralen aus dem konvergenten Bereich herausgetrieben wird. Diese

Bilder dienen allerdings nur zur Darstellung des Umtreibens des Lichtbogens. Im Flugmodell des Triebwerks muss die Transition ausreichend kurz sein, sodass derartige Spuren nicht mehr auftreten und den Düsenhals somit beschädigen.

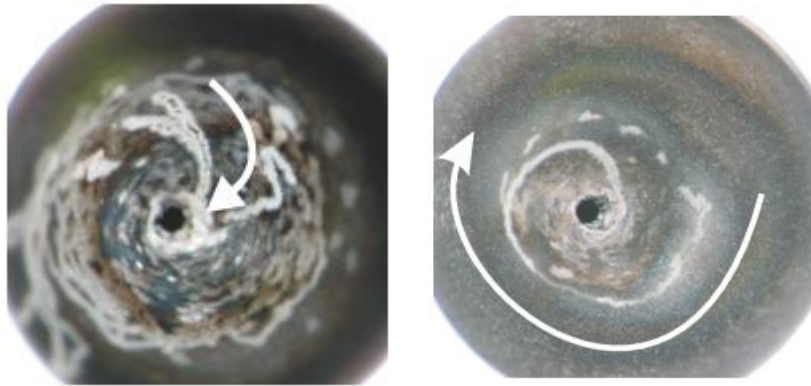


Abbildung 4-10 - Links – Transitionsspur mit starken Aufschmelzungen, Rechts: Transitionsspur für Injektor 5a [81]

Gölz [82] hat zudem mit Hilfe des segmentierten, wassergekühlten HIPARC-W (Abbildung 4-4) gezeigt, dass das Fehlen eines Gaswirbels dazu führt, dass der Lichtbogen unabhängig von der Betriebsbedingung nahe am Düsenhals ansetzt. Nach Abbildung 4-11-links wird ca. 90 % des Stromes über das erste Segment abgeführt. Mit einem Gaswirbel hingegen konnte der Lichtbogenansatz weiter in den divergenten Teil der Düse hinausgetrieben werden (Abbildung 4-11-rechts).

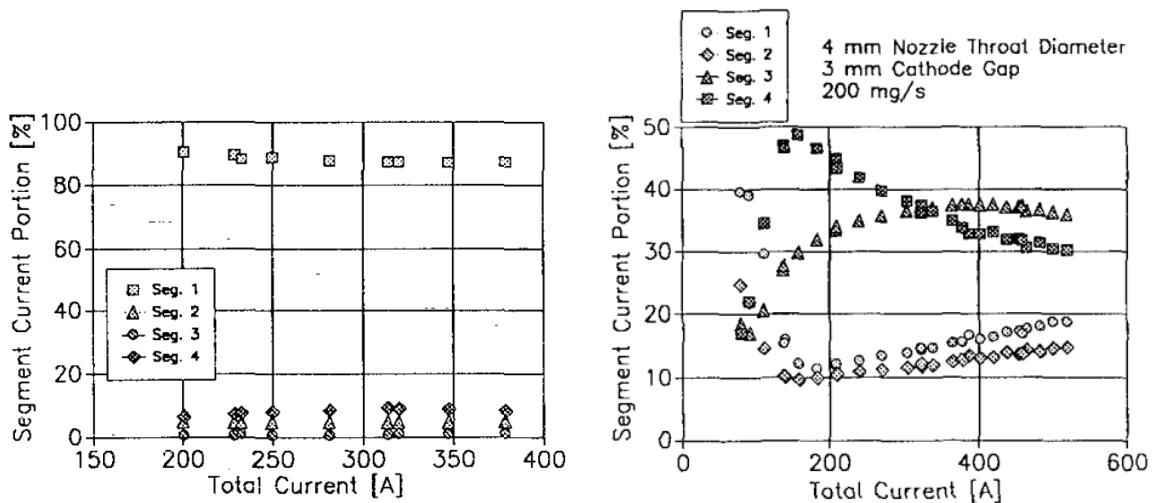


Abbildung 4-11 - Stromverteilung/Anodenansatz für das HIPARC-W Triebwerk (links: ohne Wirbel, rechts: mit Wirbel)

4.3.7. Besonderheit des Ringspaltinjektors (Injektor 1)

Eine Besonderheit des Injektor 1 ist seine undefinierte Einblasung. Dieser Injektor war ursprünglich als reiner Isolator in Kombination mit einer porösen Düse gedacht. Dabei wurde der Treibstoff über die poröse Düse möglichst gleichmäßig in die Entladungskammer eingeblasen. Es hat sich allerdings in vorhergehenden Versuchen gezeigt, dass ein Betrieb auch

ohne poröse Düse möglich ist. Das Gas strömt dabei zwischen Kathode und Isolator hindurch. Je nach Fertigungsgenauigkeit ergeben sich dabei unterschiedliche Strömungsbilder. Da die Kathode von dem Isolator geführt wird und immer eine minimale Abweichung von der optimalen Konzentrität aufweist, ist auch die Strömung um die Kathode nicht gleichmäßig, sondern einseitig. Dabei entsteht auf einer Seite ein Totwassergebiet mit reinem statischen Druck und auf der anderen Seite ein Gebiet starker dynamischer Drücke. Der Lichtbogen baut sich hierbei an dem geeignetsten Ort zwischen minimalem und maximalem dynamischen Druck auf. Liegt der Lichtbogen daraufhin vollständig im Totwassergebiet kann dieser kaum ausgeblasen werden, so dass er längere Zeit im konvergenten Bereich verharrt und auf Anode wie Kathode Brennflecken ausbildet (Abbildung 4-12). Beobachtungen haben gezeigt, dass diese Aufschmelzungen auch am zylindrischen Teil der Kathode auftreten können, obwohl dort ein größerer Abstand überwunden werden muss und keine Spannungsspitzen durch Kanten oder Spitzen vorliegen. Eine ähnliche Problematik liegt bei diesem Injektor vor, wenn der Lichtbogen nach der Zündung in den High-Voltage-Mode übergeht. Durch die einseitige Strömung kann sich auch der Lichtbogen zu einer Seite neigen, was zu einer konzentrierten Leistungseinkopplung auf einer Seite des Düsenhalses und damit zu erhöhter Erosion in diesem Bereich führt. Dies ist auch von außen zu sehen. Der Plasmastrahl hat dann eine eindeutige Neigung in eine Richtung.

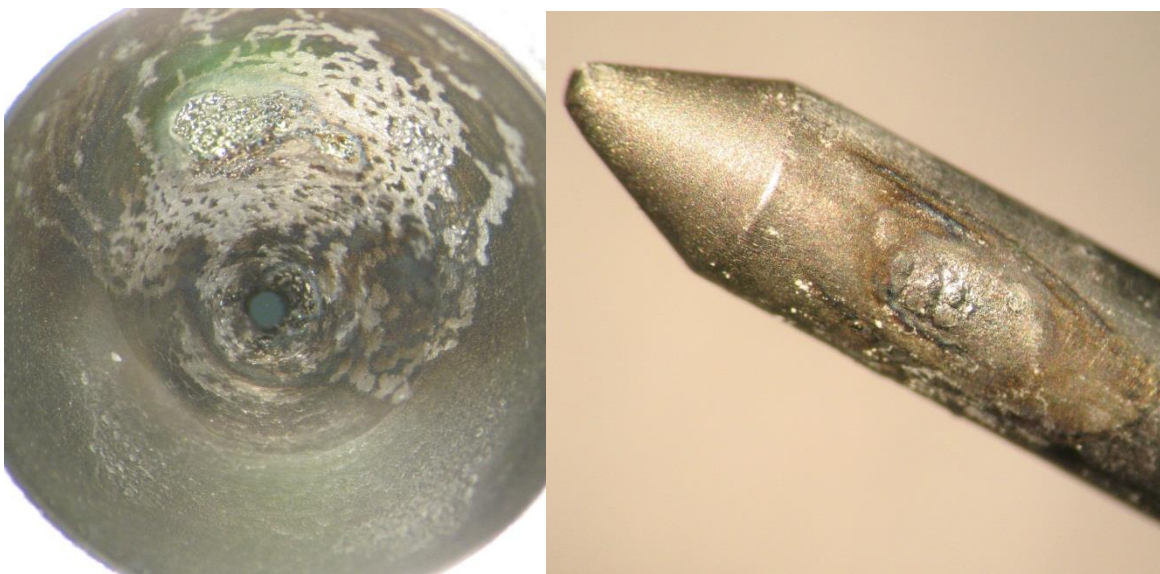


Abbildung 4-12 – Beispiel für Brennflecken durch einseitigen Lichtbogenansatz an Düse und Kathode des TALOS Triebwerks

Basierend auf Injektor 1 mit einer Einblasung des Treibstoffs entlang der Kathodenführung, wurde ein Injektor entworfen, der diese Einblasung kontrolliert begünstigen sollte. Bei diesem Injektor wurde eine gewundene Nut entlang der Kathodenführung in den Injektor gedreht. Entgegen der Hoffnungen ließ sich damit allerdings keine Verbesserung der benötigten Zündspannung oder der Transition herbeiführen und das Design wurde wieder verworfen.

4.3.8. *Fazit zur Injektorstudie*

Durch diese Studie wurde untermauert, dass eine gezielte Einblasung des Treibstoffs für die Stabilität des Betriebs unabdingbar ist. Der Injektor 1 ist somit nicht für den Betrieb des Triebwerks geeignet. Mit der Einblasung in der Nähe der Kathode (Injektor 3) wurden die besten Zündeigenschaften nachgewiesen. Da alle anderen Injektoren nur sehr unzuverlässig (Injektor 1) oder gar nicht zündfähig waren, wurde Injektor 3 für das weitere Projekt als Standard ausgewählt. Warum die direkte Einblasung in der Nähe der Kathode eine geringere Zündspannung erfordert, konnte allerdings noch nicht geklärt werden.

Die Tests mit Injektor 4 lassen vermuten, dass die axiale Komponente der Einblasung einen kleinen Einfluss auf die Spannung und den Schubwirkungsgrad des Triebwerks hat. Hier wurden geringere Schübe und Spannungen gemessen als bei den anderen Injektoren. Für alle Drallinjektoren wurden geringere Düsenoberflächentemperaturen gemessen, was die Theorie der Kühlung der Düse durch den Kaltgaswirbel bestätigt. Dieses Kriterium ist für die untersuchten Leistungsparameter zwar nicht von Bedeutung, kann allerdings bei Triebwerken, die bei höheren spezifischen Energien näher an den thermischen Materialgrenzen arbeiten relevant werden.

Mit zunehmender Ausprägung des Dralls tritt vermehrt eine Rotation des Lichtbogens auf. Dies wurde insbesondere bei Injektor 5b wahrgenommen. Es ist allerdings zu vermuten, dass diese Rotation aufgrund der durch die Tests in Mitleidenschaft gezogenen Düse sich überhaupt erst markant abzeichnete. Hierbei scheint es Wahrscheinlich, dass der Lichtbogen über die unsymmetrische Düse unterschiedlich angesetzt hat, während er durch den Drall herumgetrieben wurde. Spätere Tests mit neuen Düsen und Injektor 3 zeigten einen durchweg stabilen Betrieb ohne Flackern oder Rotation.

4.4. **Stabilitätsverbesserung während der Transition durch Treibstoffpulse**

Sowohl während der Injektoruntersuchungen [81] als auch in der Vorgängerarbeit von Bock [69] ist häufig eine mäßige Stabilität während des Betriebs festgestellt worden. Dies äußerte sich meist durch ein Zurückfallen des Lichtbogens in den Düsenhals. Abbildung 4-13 zeigt einen besonders auffälligen Fall. Die Spannung schwankt zwischen nominalen 85 V und einer niedrigeren Spannung von 60 – 70 V. Dieser Modus bewirkt schwere Schäden an der Düse, wie in den Dauertests der Vorgängerarbeit gezeigt wurde. Aufschmelzungen des Düsenhalses (Abbildung 4-1) und Funkenflug sind dabei zu erwarten. Dazu kommen Fälle in denen es gar nicht gelingt den Lichtbogen durch den Düsenhals zu befördern und dieser mit massiven Aufschmelzungen im konvergenten Bereich der Düse verbleibt.

Zwar ließ sich auch mit Injektor 1 zeitweilig ein stabiler Betrieb des Triebwerkes erreichen, doch dies war wie bereits erwähnt nicht reproduzierbar. Bei geeigneter Wahl des Injektors kann die Stabilität des Triebwerkes im stationären Betrieb deutlich verbessert werden, wie in Abbildung 4-14 dargestellt. Die Spannung bleibt während des Betriebs mit einer Genauigkeit

von 1-2 V stabil. Der Lichtbogen bleibt diffus im divergenten Bereich, der Funkenflug im stationären Betrieb bleibt aus und eine Erosion wird vermieden. Dies wird insbesondere bei der Betrachtung des Düsenhalses unter dem Mikroskop deutlich. Stromabwärts des Düsenhalses zeigen sich keine Aufschmelzungen. Hier können nur Ablagerungen durch vorhergehende Aufschmelzungen stromaufwärts gefunden werden.

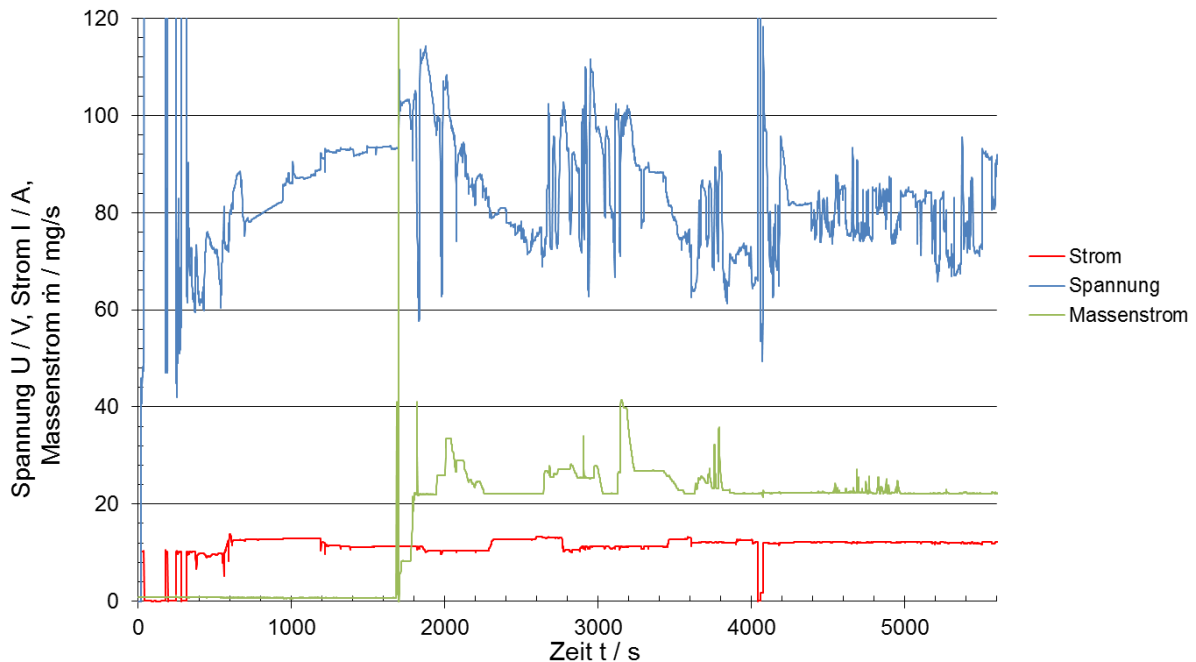


Abbildung 4-13 – Beispiel einer Instabilität mit Injektor 1 (Versuch 146)

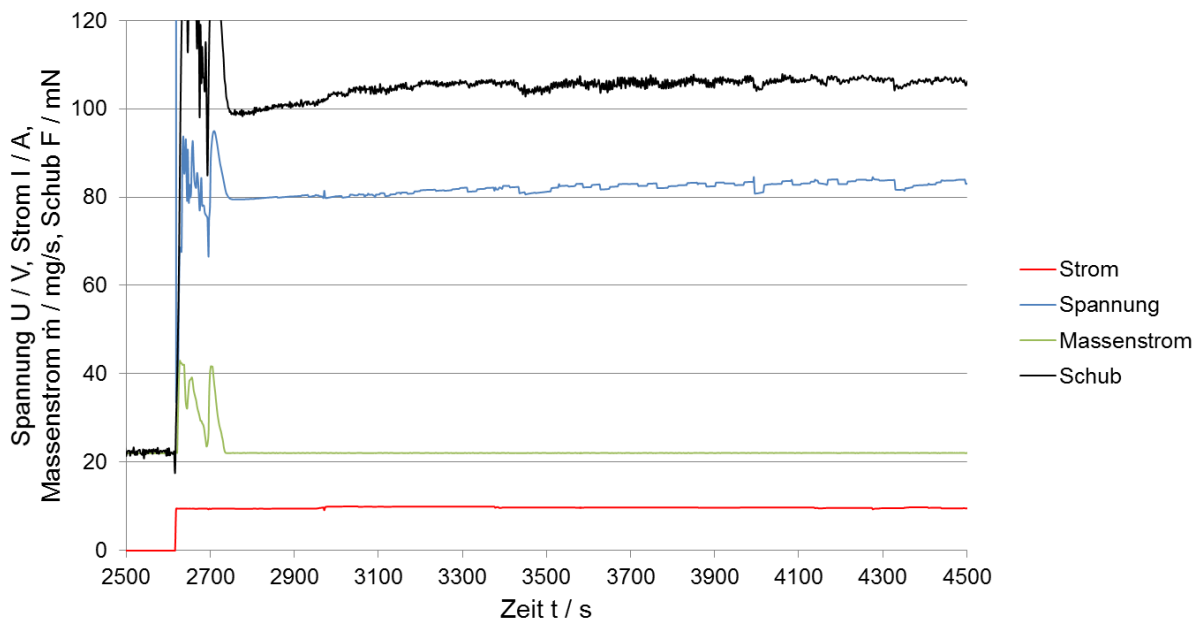


Abbildung 4-14 – Transition und Stabilität mit Injektor 3 – Verbessertes Herausblasen (Versuch 208)

Trotzdem wurde die Transition des Lichtbogens durch den Düsenhals direkt nach der Zündung häufig von Instabilität und Funken begleitet. Diese teilweise über 2 Minuten andauernde

Transitionsinstabilität ist in Abbildung 4-15 und Abbildung 4-16 für Injektor 1 und 3 dargestellt.

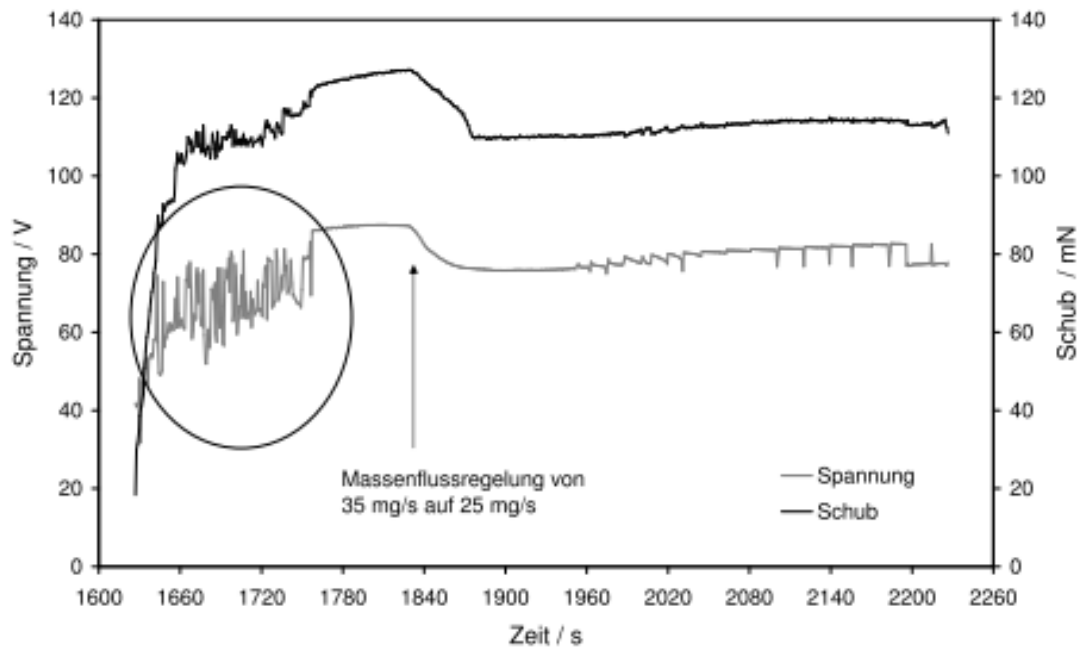


Abbildung 4-15 - Transition und Stabilität mit Injektor 1 [69]

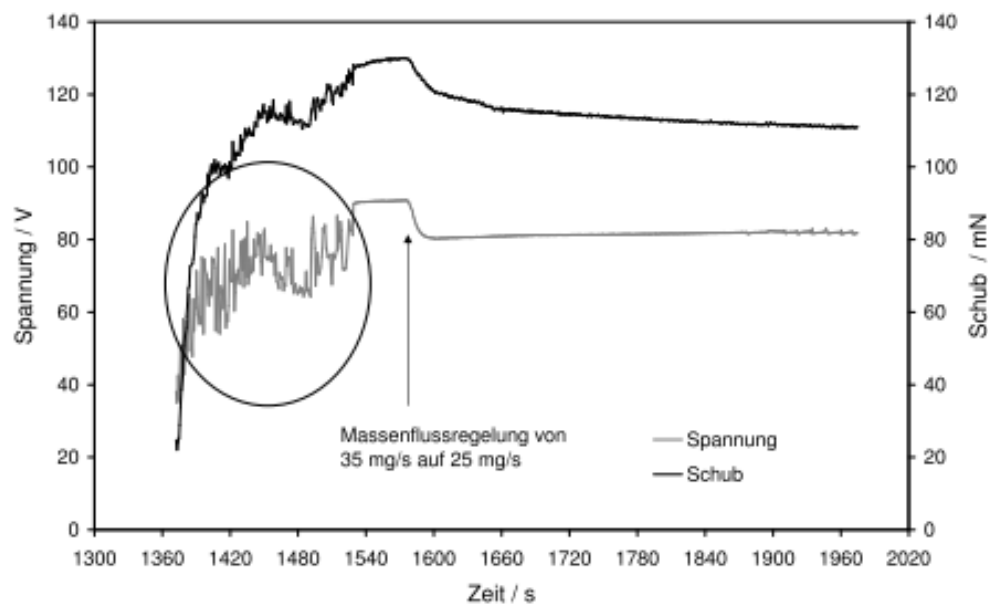


Abbildung 4-16 - Transition und Stabilität mit Injektor 3 [69]

Um die Transition zu beschleunigen wurde während der Tests oft der Massenstrom erhöht, um den Lichtbogen aus dem Düsenhals herauszublasen. Aufgrund der langen Treibstoffzuführung zwischen dem Triebwerk im Vakuumtank und dem Treibstofffördersystem außerhalb des Tanks war die Regelung stark verzögert. Ein direkter Start mit erhöhtem Massenstrom ist hingegen aufgrund der dadurch erhöhten Zündspannung oft unzuverlässig und nur selten

erfolgreich. Zudem kann ein zu hoher Massenstrom zum Abbruch des Lichtbogens führen und muss deswegen zeitnah nach erfolgter Transition reduziert werden.

Um die Steuerung zu präzisieren wurde das TFS in die Vakuumkammer und in unmittelbare Nähe des Triebwerks verlegt. Das schlagartige Erhöhen und Verringern des Massenstromes wurde über ein By-Pass-Ventil gelöst. Die detaillierte Beschreibung zu diesem Aufbau befindet sich im folgenden Kapitel zum Treibstofffördersystem. In den folgenden Tests wurde das Triebwerk bei nominalem Massenstrom gezündet. Nahezu zeitgleich wurde das By-Pass-Ventil geöffnet, um den Massenstrom für die beschleunigte Transition zu verdoppeln. Sobald der Lichtbogen stabil brannte, wurde das By-Pass-Ventil geschlossen. Dies ermöglichte es, die Transitionszeit von zuvor über 1 Minute auf weniger als 4 Sekunden zu reduzieren. Wodurch die Erosion deutlich reduziert wurde.

In Folge dessen wurde eine Testreihe mit 100 Anfahrvorgängen, incl. Zündung, Transition und Abkühlung des Triebwerks, durchgeführt, um die verbesserte Lebensdauer zu demonstrieren. Auf einen längeren Betrieb im stationären Modus wurde aus Zeitgründen verzichtet. Wie bereits zuvor dargestellt, ist dadurch kein zusätzlicher Beitrag zur Erosion der Anode zu erwarten.

Die Abbildung 4-17 und Abbildung 4-18 zeigen ausschnittsweise einige der Transitionsphasen anhand des Spannungsprofils. Da alle Schaltungen von Hand gesteuert wurden, konnte durch ein Schritt für Schritt verbessertes Timing die Transitionszeit von anfänglich 7 Sekunden weiter auf 2-3 Sekunden reduziert werden. Dafür wurde das By-Pass-Ventil kurz (1-2 Sekunden) vor der Zündung geöffnet, um die verbliebene Verzögerung des Leitungssystems auszugleichen. Für spätere Zündungen (ab der 50. Zündung) wurde zudem das Ventil früher geschlossen, um den Überschwinger in der Spannung zu minimieren. Während der gesamten Versuchsreihe wurden keine Erosionseffekte (Funken) beobachtet, wie sie bisher sonst häufig bei Anfahrprozessen aufgetreten waren.

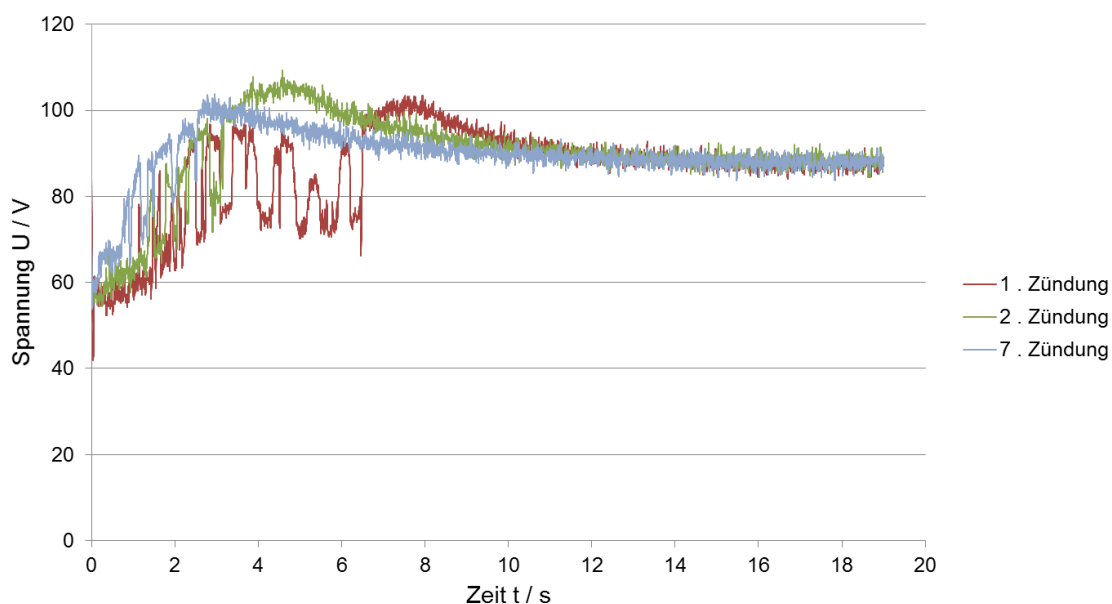


Abbildung 4-17 - Transitionstests mit Treibstoffpuls, Injektor 3 und frischer Düse (Erste Versuche)

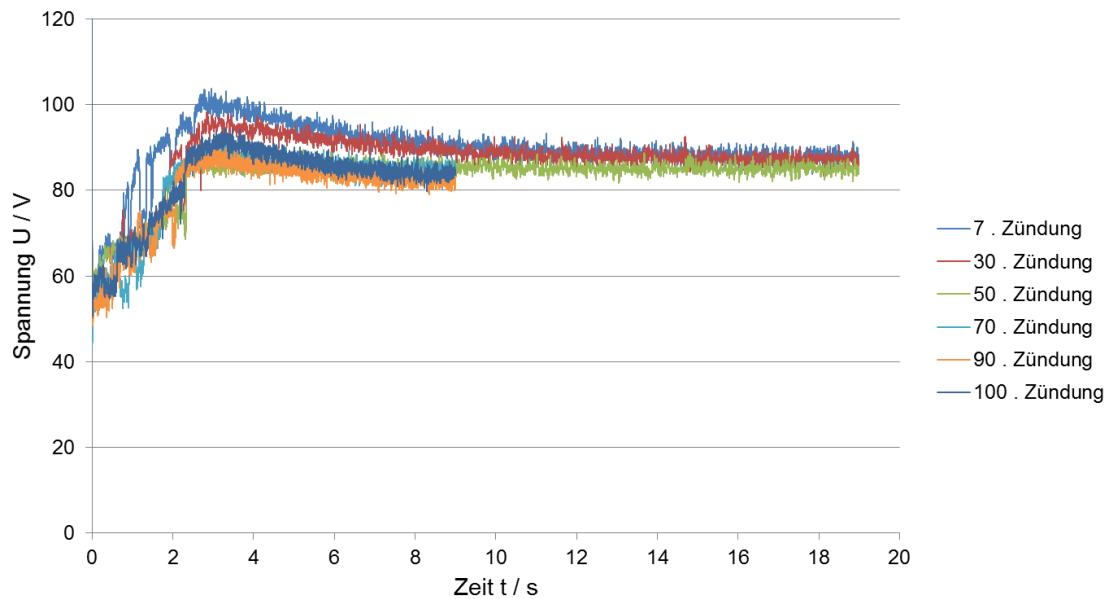


Abbildung 4-18 - Transitiontests mit Treibstoffpuls, Injektor 3 und frischer Düse (100 Zündungen)

Die Abbildungen 4-19 bis 4-21 zeigen die Düse im Urzustand sowie nach 20, 60 oder 100 beschleunigten Transitionen, die wie oben beschrieben durchgeführt wurden. Dabei sind nach mehreren Transitionen minimale Aufschmelzungen stromaufwärts des Düsenhals zu erkennen (Abbildung 4-20). Eine Ablagerung von aufgeschmolzenem Material im divergenten Bereich blieb aus (Abbildung 4-21). Auch die sonst üblichen Rinnsale von geschmolzenem Material im Düsenhals selbst blieben aus. Deutlich zu sehen ist eine Spiralspur des Lichtbogenansatzes im konvergenten Bereich (Abbildung 4-19). Diese wurde bereits nach den ersten 20 Transitionen sichtbar. Es wird vermutet, dass es sich dabei um die Spur der allerersten Zündung handelt, welche auch deutlich länger dauerte als alle folgenden Transitionen (Abbildung 4-17). Aufgrund von Verunreinigungen nach der Fertigung und dem erstmaligen Einbau kann es hier Spannungsspitzen stromabwärts gegeben haben, so dass der Lichtbogen bevorzugt dort angesetzt hat.

Ein Verharren des Lichtbogens im konvergenten Bereich oder eine Schädigung der Düse trat allerdings nicht auf. Mit der hier vorgestellten Methode ist es möglich, auch 1000 Transitionen ohne gravierende Schäden am Triebwerk zu erreichen. Trotzdem besteht noch Verbesserungspotential. Mit dem flugerprobten Triebwerk MR-510 von Aerojet [14] werden Transitionen in wenigen Millisekunden erreicht, was die eigentliche Erosion bis auf Sublimationseffekte nahezu vollständig unterbindet. Weitere Deformationseffekte treten dann erst auf, wenn die spezifischen Leistungen deutlich erhöht werden. In der Versuchsreihe dieser Arbeit lag der Fokus auf der Reduktion der Erosion der Düse, die Kathode war bei den vorhergehenden Labortests kein limitierender Faktor und wurde deswegen nicht untersucht. Es wurde eine bereits durch viele Labortests eingefahrene Kathode verwendet, an der keine offensichtlichen Schäden beobachtet werden konnten.

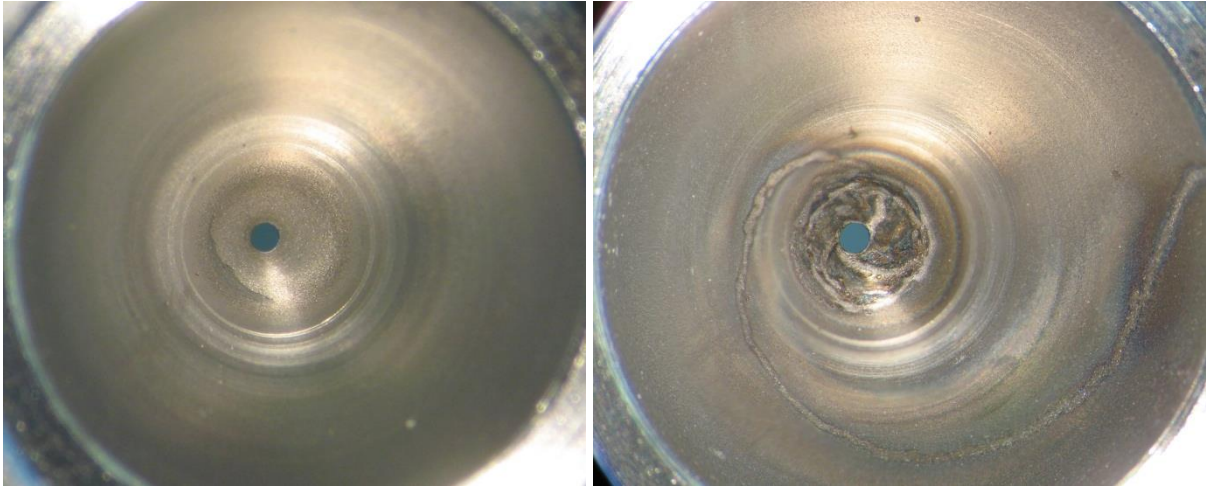


Abbildung 4-19 - Konvergenter Bereich der Düse vor den Tests und nach 20 Transitionen (TALOS, 800 W, 22 mg/s Ammoniak, Injektor 3)

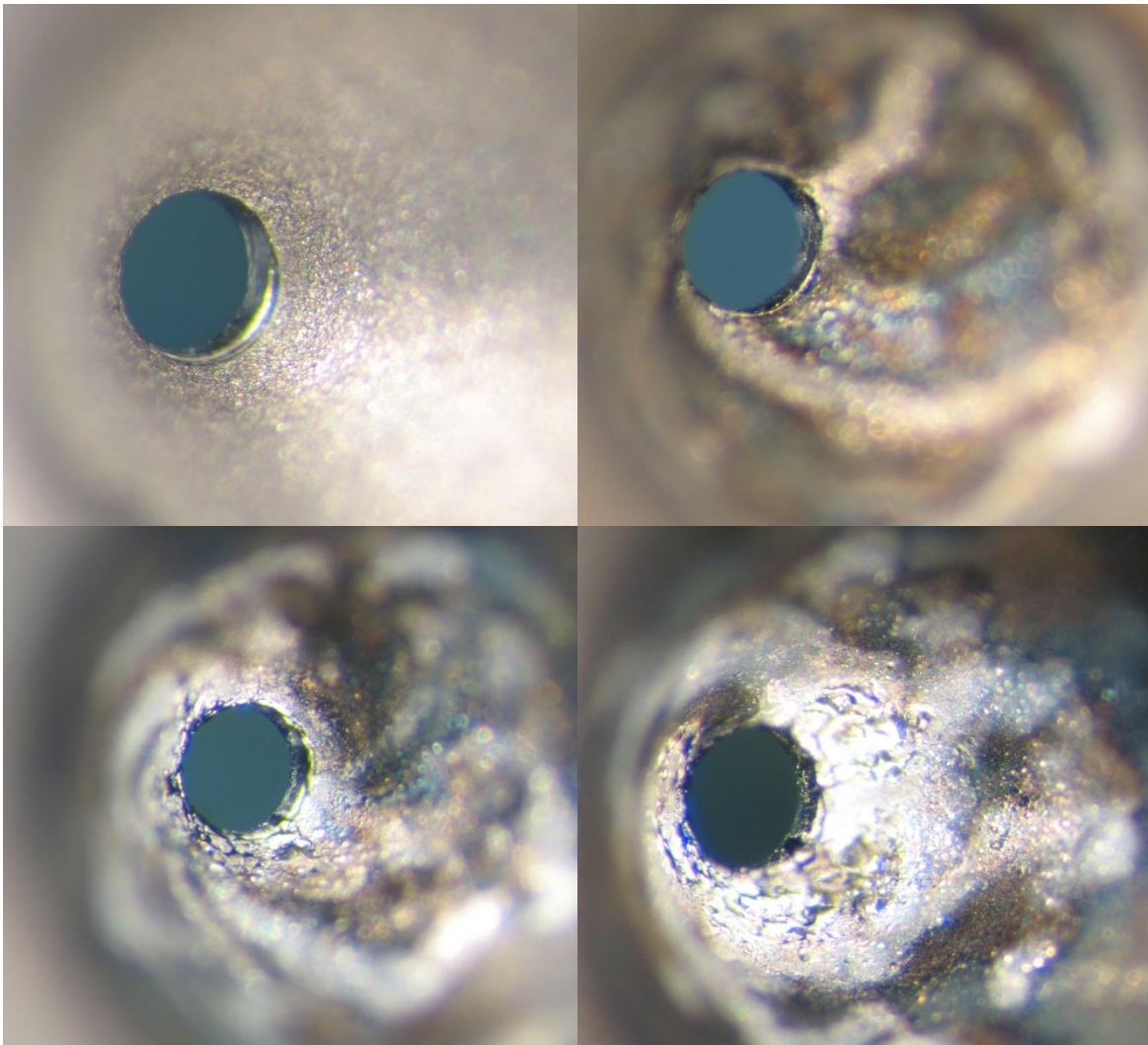


Abbildung 4-20 - Düsenhals und konvergenter Bereich der Düse (oben links: vor den Tests, oben rechts: 20 Transitionen, unten links: 60 Transitionen, unten rechts: 100 Transitionen) (TALOS, 800 W, 22 mg/s Ammoniak, Injektor 3)

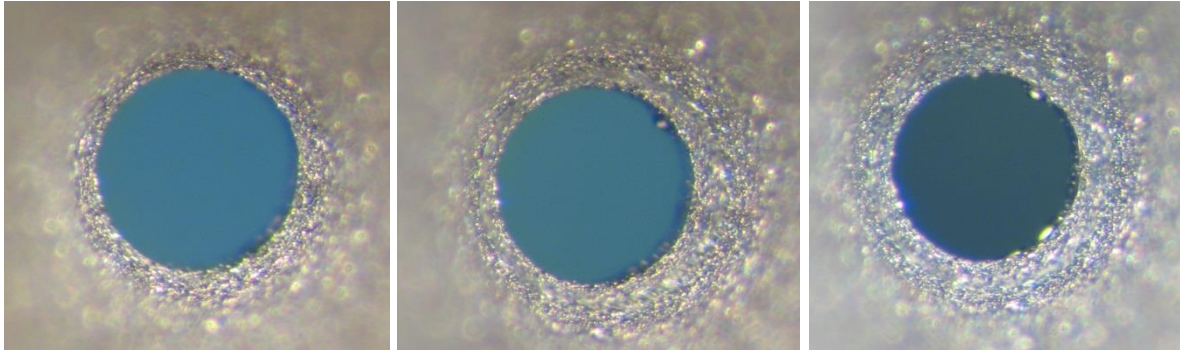


Abbildung 4-21 - Düsenhals und divergenter Bereich der Düse nach 20, 60 und 100 Transitionen (TALOS, 800 W, 22 mg/s Ammoniak, Injektor 3)

Die Zündzuverlässigkeit in der Testreihe war sehr hoch. Nur etwa bei jedem 10. Versuch musste die Zündung wiederholt werden, was unter anderem auch an Fehlern in der Handregelung der Massenstromzufuhr oder Zündungen nach einem Umbau lag. Bei allen anderen Transitionen erfolgte die Zündung bereits beim ersten Versuch. Damit wurde eine bedeutend höhere Zündzuverlässigkeit erreicht als bei dem ATOS Flugmodell, dessen Zündversuchsanzahl über der Zyklenanzahl in Abbildung 4-22 dargestellt sind.

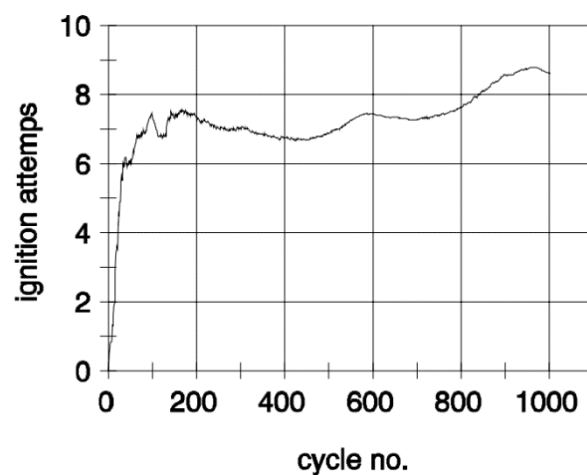


Abbildung 4-22 - Zündversuche pro Zündung für das ATOS Triebwerk während des Lebensdauertests [5]

4.5. Materialwahl

4.5.1. Effekt der Düsenhalsverengung

Wie zu Beginn des Kapitels angesprochen, treten bei hohen spezifischen Leistungen und häufigen thermischen Zyklen des Triebwerks Kriecheffekte des Düsenhalsmaterials auf. Dieses dehnt sich beim Aufheizen nach der Zündung aus. Beim Abkühlen geht die Dehnung allerdings nicht vollständig zurück. Dieser Effekt der schleichenden Düsenhalsverengung wurde von Aerojet [14] und IRS [69] durch die Druckmessung vor der Entladungskammer nachgewiesen. So steigt der Zuleitungsdruck durch die Verengung des Düsenhalses. Da sich dadurch die Betriebsparameter des Triebwerkes über die Lebensdauer änderten, wurden Düsenhalsmaterialien und Designs untersucht, mit denen diese Verengung abgeschwächt werden konnte. Die untersuchten Designs wurden ausführlich von Smith [14] beschrieben. Letztendlich wurde in die Düse ein Einsatz aus einer Wolfram-Rhenium-Legierung mit Hafnium-Carbid eingebaut. Wie in Abbildung 4-24 anhand des Druckanstieges über den Betriebsstunden gezeigt, verlangsamte dieser die Verengung des Düsenhals in ausreichendem Maße, um die benötigte Lebensdauer des MR-510 sicherzustellen. In der Abbildung ist der Druck über der Wurzel des

Massenstroms normalisiert dargestellt, da der absolute Eingangsdruck und damit auch der Massenstrom in den Tests variiert wurde, um zum Beispiel die Bedingungen einer Mission im Blow-Down Betrieb darzustellen.

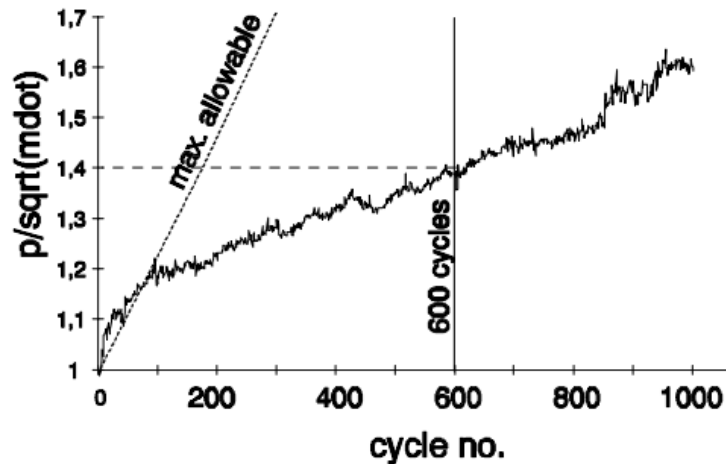


Abbildung 4-23 - Zuwachsen des Düsenhalses durch thermische Zyklen für ATOS 1 bei geringen spezifischen Energien und Wolframdüse [5]

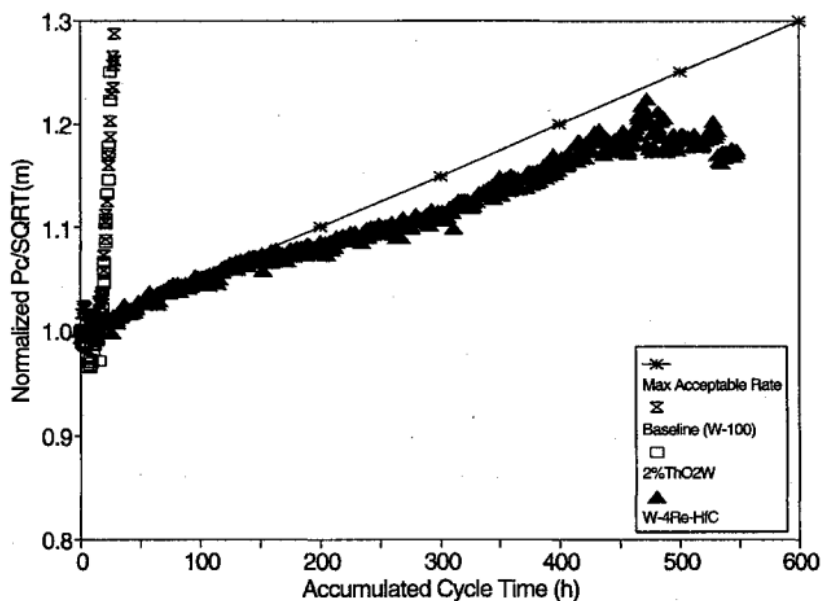


Abbildung 4-24 - Zuwachsen des Düsenhalses durch thermische Zyklen für MR-510 mit hohen spezifischen Energien für verschiedene Düsenmaterialien [14]

4.5.2. Düse aus Nickellegierung (Inconel)

Thermalanalysen am TALOS Triebwerk haben gezeigt, dass bei moderaten Leistungen von 800 W (bei 22 mg/s Ammoniak) die Düseninnentemperatur im stationären Betrieb unter 1100 °C verbleibt, wie bereits zuvor in Abbildung 3-13 dargestellt. Sie liegt damit unter der Schmelztemperatur von Hochtemperaturlegierungen auf Nickelbasis wie z.B. Inconel 600. Diese Legierungen schmelzen erst ab Temperaturen von 1350 °C. Aus diesem Grund wurde im Rahmen dieser Arbeit eine Inconeldüse gefertigt, um zu prüfen ob es möglich ist, das TALOS Triebwerk auch mit einer preisgünstigeren, leichteren und einfacher zu fertigenden Inconeldüse

auszustatten. Um die möglichen Schäden durch Brennflecken im Düsenhals zu minimieren, wurde auch hier versucht eine rasche Transition durch Herausblasen des Lichtbogens zu erreichen.

Allerdings ist es nicht gelungen den Lichtbogen erfolgreich herauszublasen. Beim Ansetzen des Lichtbogens im Düsenhals werden trotz geringerer Leistung (geringe Spannung von 30 - 40 V) deutlich höhere lokale Temperaturen erreicht. Der Düsenhals wurde gravierend aufgeschmolzen und als Funken aus dem Triebwerk herausgeschleudert. Nach Abbruch des wenige Minuten andauernden Tests war der Düsenhalsdurchmesser von zuvor 0,6 mm auf 2 mm angewachsen. Solange der Lichtbogen während der Transition punktförmig im Düsenhals ansetzt und nicht direkt diffus divergenten Bereich der Düse ist eine Inconeldüse nicht möglich.

4.5.3. Graphitdüsen

In der HIPARC R-3 Entwicklung [44] wurden viele Variationen unterschiedlicher Graphit- und Wolframkombinationen für die Düse untersucht (siehe Abbildung 4-25). Angefangen bei reinen Graphit- und reinen Wolframdüsen entstand daraufhin eine optimierte Düse mit einem Wolframeinsatz am Lichtbogenansatz und einer Graphitdüsenerweiterung. Die Masse dieser Düse betrug dadurch nur noch ein Zehntel (ca. 0,5 kg) der vorhergehenden Masse.

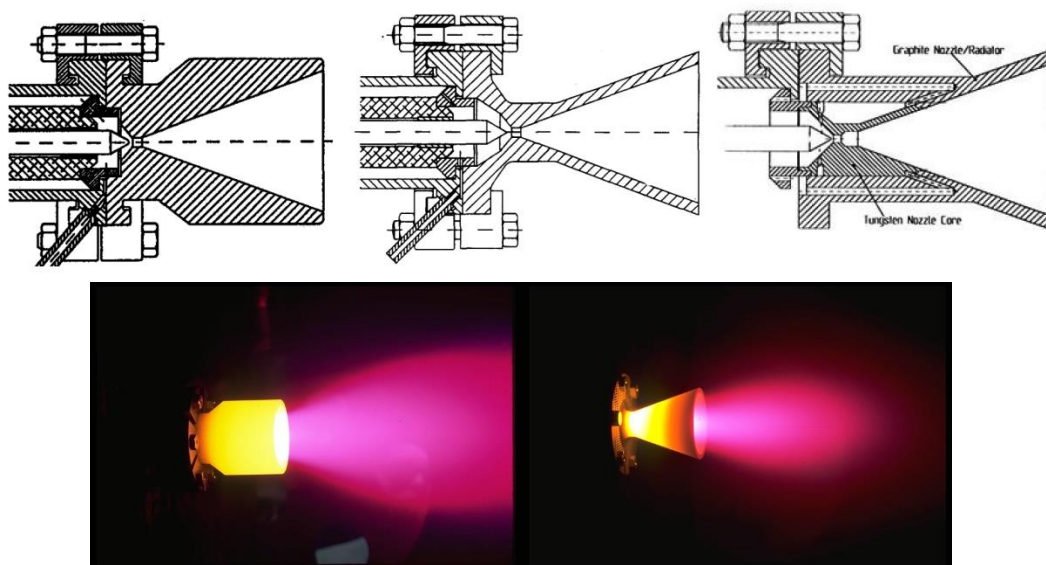


Abbildung 4-25 - Entwicklungsprozess der Graphitdüsen des IRS HIPARC [44]
(oben links: Wolframdüse, mitte: Graphitdüse, rechts: Graphitdüse mit Kühlkanälen und Wolframeinsatz [43], unten links: Wolframdüse im Betrieb, unten rechts: Graphitdüse im Betrieb)

5. Kapitel – Das Treibstofffördersystem

5.1. Aufbau und Komponenten eines Treibstofffördersystems

Der Aufbau des Treibstofffördersystems (TFS) eines thermischen Lichtbogentriebwerks hängt stark vom verwendeten Treibstoff ab. Ein auf Hydrazin basierendes System verwendet einen ähnlichen Aufbau wie ein chemisches Einstoffsystem (Monoprop) mit einem Zersetzer als Vorstufe des Lichtbogentriebwerks, während ein Wasserstoff- oder Heliumlichtbogentriebwerk ein ähnliches Treibstofffördersystem verwenden kann wie xenonbasierte, elektrostatische Antriebe. Die Förderung von Ammoniak hat einige positive wie auch negative Besonderheiten, wie die flüssige Lagerung bei relativ geringen Drücken und die sich daraus ergebende Notwendigkeit den Treibstoff zu verdampfen. Auf mögliche Eigenschaften von Fördersystemen von unüblichen Treibstoffen wie Methan oder Lithium soll hier nicht eingegangen werden.

Die Aufgaben eines Treibstofffördersystems sind:

- Lagerung des Treibstoffs
- Aufprägen eines Druckgefälles für die Förderung
- Herausfiltern von schädigenden Partikeln
- Verdampfung oder Zersetzung des Treibstoffs (im Falle von Ammoniak und Hydrazin)
- Regelung des Massenstroms
- Isolation des Systems bei deaktivierten Triebwerken
- Überwachung des Zustandes und Bestimmung der im Tank verbleibenden Treibstoffmenge

Die dazu nötigen Grundkomponenten sind in Abbildung 5-1 dargestellt.

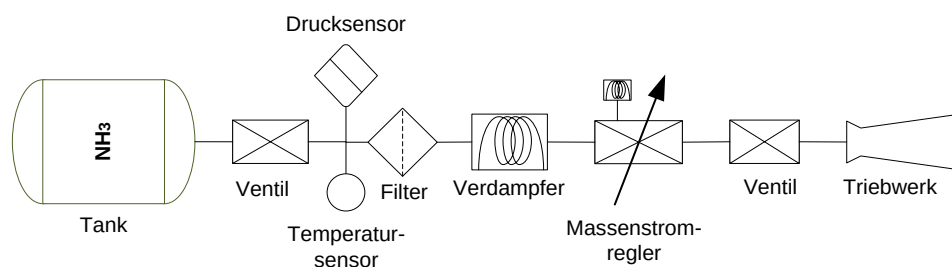


Abbildung 5-1 - Grundkomponenten des Treibstofffördersystems (ohne Zersetzer)

Im Folgenden sollen die einzelnen Komponenten des Treibstofffördersystems anhand des am IRS verwendeten Ammoniakfördersystems beschrieben werden. Auf diesem System lag bei den Untersuchungen am IRS ein besonderer Fokus, da im Jahr 2000 [5] auf der AMSAT P3-D Mission das Treibstofffördersystem versagt hatte. Dabei hatte das TFS beim Kaltgasbetrieb

deutlich mehr Ammoniak gefördert als geplant. Für den eigentlichen Lichtbogentriebwerksbetrieb stand dann kein Treibstoff mehr zur Verfügung. Eine Auswertung der Messergebnisse zeigte, dass der Verdampfer durchgehend bei voller Last arbeitete, obwohl eine Leistung von nur 30 % des Verdampfers ausreichen sollte, um den regulären Massenstrom zu verdampfen. Dies deutet darauf hin, dass größere Mengen flüssigen Ammoniaks den Verdampfer und damit auch den thermischen Massenstromregler passierten. Auf die möglichen Ursachen soll nun im Folgenden eingegangen werden. Zudem werden auch alternative Regelmechanismen diskutiert und soweit vorhanden mit Messergebnissen ergänzt.

5.2. Massenstromregler

5.2.1. *Anforderungen an die Massenstromregelung*

Der Massenstromregler muss während des Betriebs einen konstanten Massenstrom gewährleisten. Ein stabiler Massenstrom verringert die Wahrscheinlichkeit, dass sich der Lichtbogen in die Entladungskammer zurückzieht. Trotzdem ist das Lichtbogentriebwerk im stationären Betrieb nicht anfällig gegen geringere Massenstromänderungen. Es gilt nur zu berücksichtigen, dass ein erhöhter Massenstrom zeitgleich die Spannung erhöht und bei konstant geregelter Strom damit auch die Leistungsaufnahme. Somit schwankt die Leistungsaufnahme des Triebwerks mit dem Massenstrom. Trotz steigender Spannung sinkt die spezifische, eingekoppelte Energie, wodurch der spezifische Impuls bei steigendem Massenstrom sinkt.

Wie in dem vorangegangenen Kapitel bereits erläutert, treten bei der Zündung des Triebwerks zusätzliche Anforderungen an die Massenstromregelung auf. So muss direkt nach der Zündung der Massenstrom rasch erhöht werden, um die Transition des Lichtbogens zu beschleunigen. Gleichzeitig muss dieser erhöhte Massenstrom nach erfolgter Transition rasch reduziert werden, um ein Abreißen des Lichtbogens durch zu hohe Massenströme zu vermeiden. Zeitgleich muss die Massenstromregelung nach erfolgter Zündung in der Lage sein, den Massenstrom auch gegen den nun erhöhten Entladungskammerdruck zu fördern. Andernfalls würde ein sinkender Massenstrom zu einer verlängerten Transitionszeit und einer erhöhten Erosion am Lichtbogenansatz führen.

Die vom Treibstofffördersystem benötigten Drücke sollten unter 6 bar liegen, damit im Falle von Ammoniak das Triebwerk auch bei einer Tanktemperatur von 10 °C betrieben werden kann. Zwar kann das Thermalkontrollsystem des Satelliten auch so ausgelegt werden, dass es mit zusätzlichen Heizern und einer Isolation durch Multi-Layer-Isolation (MLI) eine Tanktemperatur von 20 bis 40 °C bereitstellt, allerdings erhöhen geringe Minstdrücke die Flexibilität des Systems.

Zur Massenstromregelung sollen nun drei verschiedene Systeme betrachtet werden: Thermische Massenstromregler, Druckregler und Coriolis-Massenstromregler.

5.2.2. Thermischer Massenstromregler

Funktionsprinzip

Das Prinzip dieses Reglers basiert auf der Wärmekapazität eines Treibstoffs [85]. Über eine Kombination aus Heizer und Thermoelement wird die Gesamtwärmekapazität des zu regelnden Massenstroms bestimmt. Ein Regelkreis variiert dann die Öffnung eines Proportionalventils, bis der Messwert einem zuvor eingestellten Sollwert entspricht. Diese Methode ist weit verbreitet für diverse Laboranwendungen.

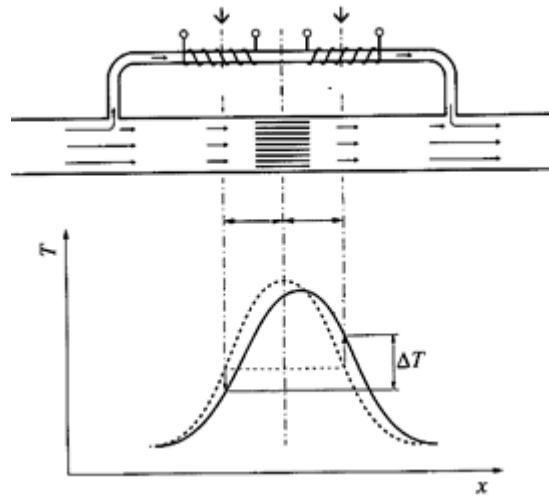


Abbildung 5-2 - Grundprinzip eines thermischen Massenstromreglers [85]

Da die Wärmekapazität von Ammoniak deutlich stärker mit der Temperatur und dem Druck schwankt, als dies für andere Treibstoffe üblich ist, ergibt dies leichte Ungenauigkeiten in der Bestimmung des tatsächlichen Massenstroms. Dies ist in Abbildung 5-3 dargestellt. Um diese Ungenauigkeiten zu minimieren, müssen Druck und Temperatur genau gemessen und entweder der Massenstrom oder Tankdruck und Tanktemperatur nachgeregelt werden. Auch ein Korrekturfaktor für polyatomare Gase darf bei der Umrechnung der Kalibrierdaten des Testgases zu Ammoniak nicht vernachlässigt werden. Dieser liegt nach Herstellerangaben für das IRS-Laborsystem bei 0,88 [47]. Dieser Faktor konnte durch Prüfmessungen mit einer Sartoriuswaage bestätigt werden. Alle Messungen zwischen 2002 und 2008 müssen um diesen Wert korrigiert werden, wodurch die Leistungsdaten des in diesem Zeitraum untersuchten Triebwerks (TALOS) verbessert werden.

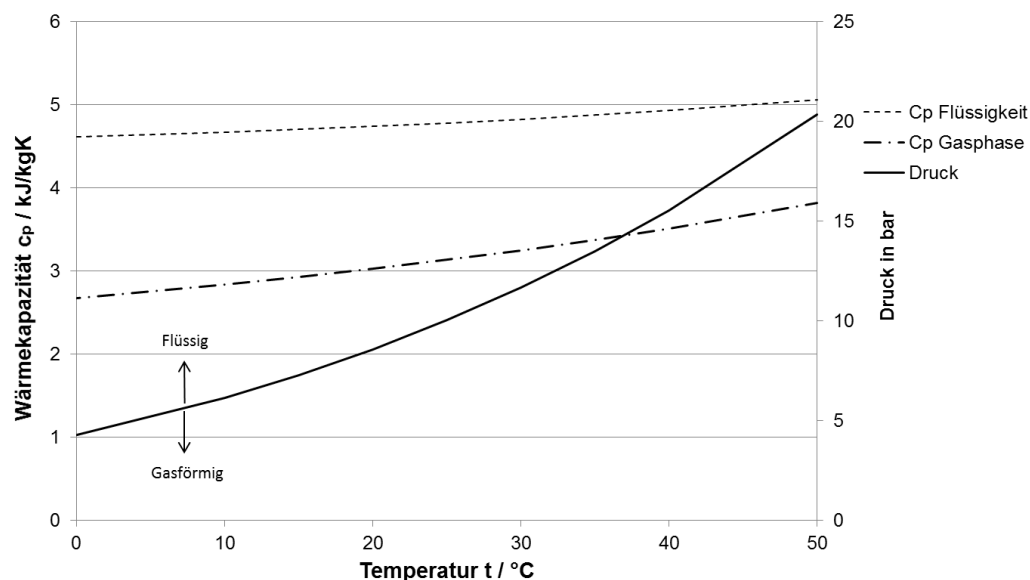


Abbildung 5-3 - Abhängigkeit des Druckes und der Wärmekapazität entlang der Ammoniaktaulinie [75]

Verhalten bei flüssigem Ammoniak

Der thermische Massenstromregler ist ein zuverlässiges und robustes Laborsystem. Dabei bleibt die Frage, wie es zu dem gravierenden Fehlverhalten auf der AMSAT Mission kam.

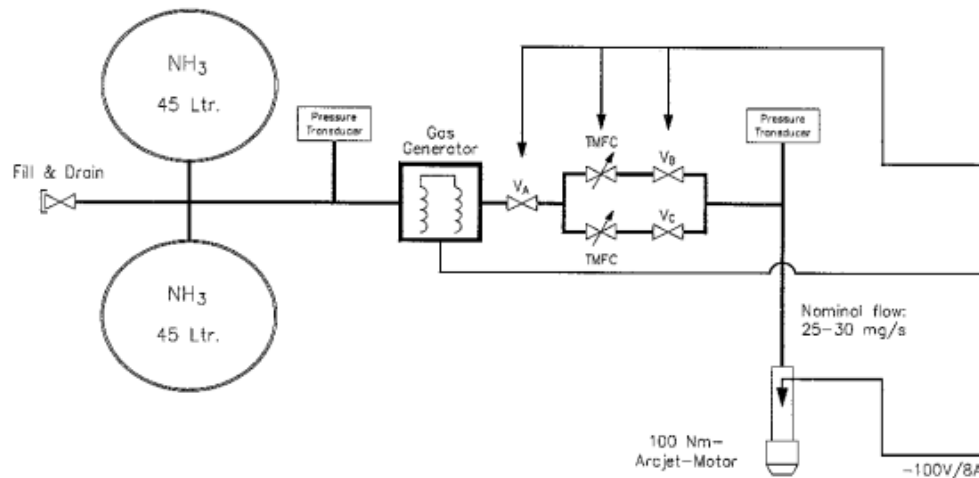


Abbildung 5-4 - Treibstofffördersystem des ATOS Triebwerks auf der AMSAT P3D Mission [5]

Abbildung 5-4 zeigt das Schema des ATOS Treibstofffördersystems. Der Verdampfer befand sich in diesem System zwischen Tank und Isolierventil. Vor seinem Einsatz konnte sich Ammoniak in und nach dem Verdampfer sammeln. Auch wenn der Verdampfer vor dem Öffnen des Ventils vorgeheizt wurde, kann sich flüssiges Ammoniak zwischen Verdampfer und Ventil angesammelt haben. Wenn dieses beim Öffnen des Ventils nicht vollständig durch den schlagartigen Druckabfall verdampft ist, dann stand das flüssige Ammoniak auch kurz später am Massenstromregler an und konnte die Regelung beeinträchtigen.

Die massenspezifische Wärmekapazität von flüssigem Ammoniak ist höher als die von gasförmigem Ammoniak. Da der Regler auf eine feste Wärmekapazität eingestellt ist, sollte er weniger flüssiges Ammoniak durchlassen. Zum Verhalten von thermischen Massenstromreglern wurde deswegen nachträglich am IRS eine Untersuchung durchgeführt. Der Test hat gezeigt, dass es abhängig vom Regelbereich zwei unterschiedliche Verhaltensweisen gibt. Ist der Regler auf einen kleinen Massenstrom eingestellt, so verdampft das Ammoniak noch im Regler. Dabei entstehen Druckstöße, welche den ankommenden Treibstoff abbremsen oder sogar gegen die Förderrichtung zurückbefördern. Der effektiv geregelte Massenstrom ist dabei deutlich niedriger als der Sollwert. Wird der Regler hingegen deutlich weiter geöffnet, kann der Treibstoff nicht mehr im Regler verdampfen. Die Regelung versagt und das Ammoniak passiert den Regler in flüssiger Form. Die Folge ist ein stark erhöhter Massenstrom sowie ein Temperaturabfall in der Leitung. Ein solch hoher Massenstrom kann vom eigentlichen Gasgenerator nicht mehr verdampft werden, so dass der Massenstromregler weiter nur mit flüssigem Ammoniak geflutet wird. Ein derartiges Verhalten kann zum Ausfall der Regelung bei der AMSAT Mission geführt haben.

Durch geschicktes Systemdesign ist es möglich dieses Fehlverhalten zu vermeiden. So kann mit einem Ventil zwischen Tank und Verdampfer verhindert werden, dass flüssiges Ammoniak bereits vor Missionsbeginn in den Leitungen steht. Durch ein kurzes Öffnen des Ventils verdampft etwas Ammoniak am Ventil. So kann das Leitungssystem bedruckt werden, ohne dass die Leitung mit flüssigem Ammoniak geflutet werden. Damit kann der Massenstromregler regulär arbeiten und auch der Gasgenerator muss lediglich den regulären Massenstrom verdampfen.

5.2.3. *Druckregler und Blende*

Aufgrund des Fehlverhaltens des thermischen Reglers wurde in der vorangegangenen Arbeit [21] ein neues System entworfen, basierend auf einem Druckregler-Blende-System, wie es auch für einfache chemische Fördersysteme üblich ist. Durch das Anlegen eines definierten Druckes an einer Blende und der Messung des Druckabfalls über die Blende kann der Massenstrom bei bekanntem Blendendurchmesser und bekannter Gastemperatur bestimmt und geregelt werden. Dieser Regler kann in zwei verschiedenen Modi betrieben werden, abhängig vom Druckgefälle über der Blende.

$$\dot{m} = C \frac{d_{Blende}^2 \pi}{4} \sqrt{2p_1 \rho_1 \frac{\kappa}{\kappa - 1} \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{2}{\kappa}} \left(1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{\kappa - 1}{\kappa}} \right)} \quad 5.1$$

Ist das Verhältnis zwischen Eingangsdruck (Regeldruck des Druckreglers) und Ausgangsdruck ($\sim$ Entladungskammerdruck des Triebwerks) kleiner als 1,89, verbleibt die Strömung im Unterschall. Es gilt die oben angegebene Formel 5.1 [71] mit C als Korrekturfaktor zwischen 1 und 0,95 abhängig von der Blendenform. Der geringe Druckabfall ist von Vorteil, da der Tankdruck dabei geringgehalten werden kann. Allerdings wirken sich Änderungen des Entladungskammerdruckes dabei auch stromaufwärts auf den Massenstrom aus. Da sich der Entladungskammerdruck nach der Zündung des Triebwerks durch die Aufheizung des Gases sehr stark erhöht, fällt der Massenstrom schlagartig ab. Um den Massenstrom nachzuregeln, muss entweder der Druck durch den Druckregler erhöht oder der Blendendurchmesser aufgeweitet werden. Es ist also in jedem Fall eine Nachregelung des Massenstroms erforderlich, was die Komplexität des Systems erhöht.

$$\dot{m} = C \frac{d_{Blende}^2 \pi}{4} \sqrt{2p_1 \rho_1 \frac{\kappa}{\kappa + 1} \left(\frac{2}{\kappa + 1} \right)^{\frac{2}{\kappa - 1}}} \quad 5.2$$

Wird die Düse hingegen mit einem Druckgefälle größer 1,89 im Überschall betrieben, dann ist der Massenstrom nur noch von der Dichte und dem Eingangsdruck vor der Blende abhängig. Es gilt dann die oben angegebene Formel 5.2 [71] mit dem Korrekturfaktor C in Höhe von 0,95 - 1. Mögliche Druckschwankungen im Triebwerk schlagen nicht auf das Treibstofffördersystem zurück, solange das kritische Druckverhältnis nicht unterschritten wird. Somit kann mit einem

mechanischen Druckregler mit einem festen eingestellten Druck ein definierter Massenstrom eingestellt werden. Dies entspricht dem einfachsten möglichen Massenstromregler, da der Massenstrom vor und nach der Zündung nicht nachgeregelt werden muss.

Regelung des Massenstroms

Während des Betriebs des Triebwerks kann es nötig sein, den Massenstrom anzupassen, um z.B. den Schub zu variieren oder die Transition zu beschleunigen. Ist eine Feinregelung des Schubs gewünscht, so ist ein dynamischer Druckregler erforderlich, welcher den Ausgangsdruck überwacht und nachregelt (Abbildung 5-5). Im Labor wurde dafür ein Druckregler verwendet, der eine integrierte Blende in feinen Stufen geöffnet hat, ähnlich der Massenstromregelung im thermischen Massenstromregler. Für Xenon basierte Triebwerke befinden sich insbesondere sogenannte Bang-Bang-Regler im Einsatz. Diese bestehen aus mehreren in Reihe geschalteten Ventilen, die in hoher Frequenz geöffnet und geschlossen werden. Der Massenstrom wird dabei über die Frequenz oder Öffnungszeit der Ventile geregelt.

In Falle einer Massenstromregelung über eine Überschallblende muss allerdings aufgrund des hohen Druckverlustes der maximal mögliche Regeldruck berücksichtigt werden, welcher vom Tankdruck abhängt. Da der Druck im Tank bei Ammoniak von der Treibstofftemperatur abhängig ist, wird durch den geforderten Regeldruck der mögliche Temperaturbereich des Treibstofflagersystems eingeschränkt und muss gegebenenfalls zusätzlich mit Heizern nachgeregelt werden.

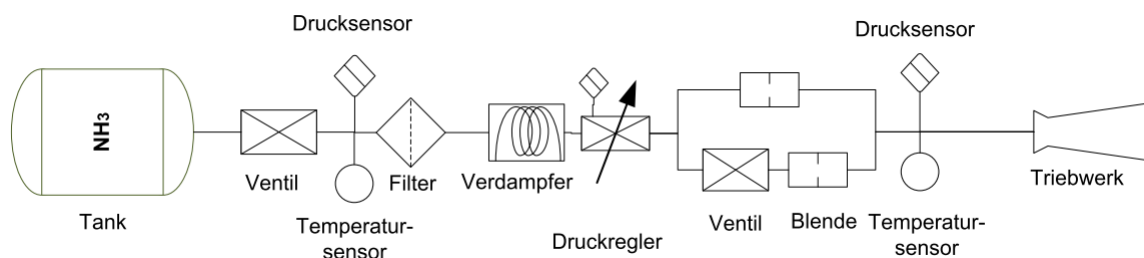


Abbildung 5-5 - Treibstofffördersystem mit dynamischem Druckregler und Blende

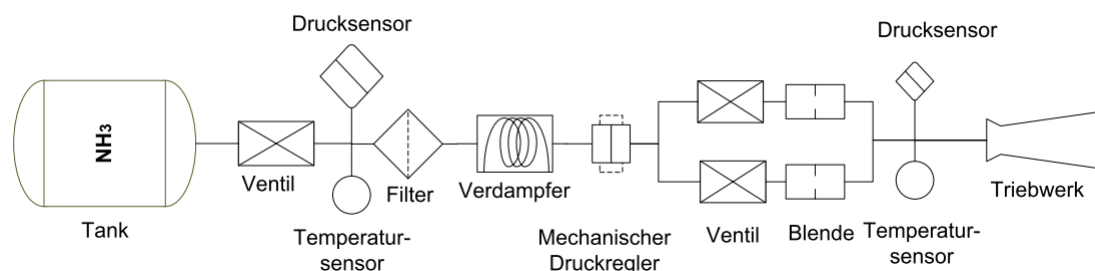


Abbildung 5-6 - Treibstofffördersystem mit By-Pass-Ventil

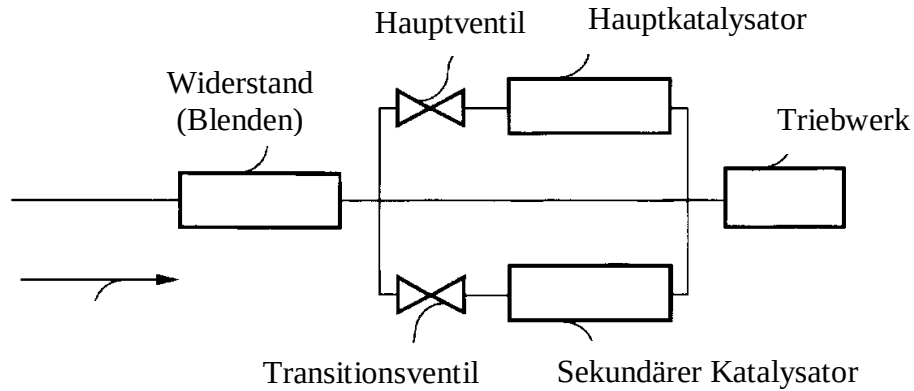


Abbildung 5-7 – Konzept zur Transitionsbeschleunigung [86]

Soll der Massenstrom hingegen nur zwischen zwei definierten Betriebspunkten wechseln, ist es auch möglich den Druck konstant zu halten und stattdessen ein By-Pass-Ventil an der Blende einzubauen. Dazu wird parallel zur Hauptblende eine zweite Blende installiert und mit einem Ventil verschlossen (Abbildung 5-6). Wird das Blendenventil geöffnet, liegt der Regeldruck an beiden Blenden an. Der effektive Querschnitt und Massenstrom wird dabei im Falle gleichgroßer Blenden in etwa verdoppelt. Dies ist insbesondere nützlich, wenn der maximale Regeldruck bereits durch den Tankdruck begrenzt ist, da dann mit dem gleichen Regeldruck ein höherer Massenstrom erreicht wird. Zu berücksichtigen ist hier allerdings, dass durch den erhöhten Massenstrom der Entladungskammerdruck leicht über das kritische Verhältnis steigen kann. Wenn dann beide Blenden im Unterschall arbeiten, muss dann wiederum der Entladungskammerdruck für die Bestimmung des Massenstroms berücksichtigt werden. Dieses System ist für die im Abschnitt 4.4. beschriebenen Transitionstests verwendet worden. Ein ähnliches System wurde auch von Sankovic und Curran [86] für Hydrazinsysteme beschrieben und ist in Abbildung 5-7 dargestellt.

Verhalten bei flüssigem Ammoniak

Eine weitere Besonderheit eines dynamischen Druckreglers besteht darin auch flüssiges Ammoniak regeln zu können. Der dafür nötige Aufbau und die Genauigkeit des Regeldrucks sind in Abbildung 5-8 dargestellt. Durch die dynamische Korrektur des Druckes kann der Regler auftretende Gasblasen durch ein rasches Schließen des Regelventils ausgleichen. Es muss allerdings sichergestellt werden, dass das Ammoniak bis zur Blende verdampft wird, da an der Blende der Massenstrom sonst stark schwankt abhängig davon, ob gerade eine Gas- oder Flüssigkeitsblase eintritt. Zusätzlich muss der Druckregler gegebenenfalls geheizt werden, da das Ammoniak durch den Druckabfall teilweise verdampft und der Umgebung Wärme entzieht. Möglich wäre hier auch ein integrierter Aufbau, der Heizer und Druckregler in einer Baugruppe vereint. Je nach Frequenz des Regelkreises wird es bei Gas- und Flüssigkeitsblasen zu kurzen Druckschwankungen hinter dem Regler kommen. Beim Einsatz eines Plenums oder einem ausreichend großen Leitungssystem haben diese Druckschwankungen einen vernachlässigbaren Einfluss auf die Rauigkeit des Massenstroms und damit auf den Schub.

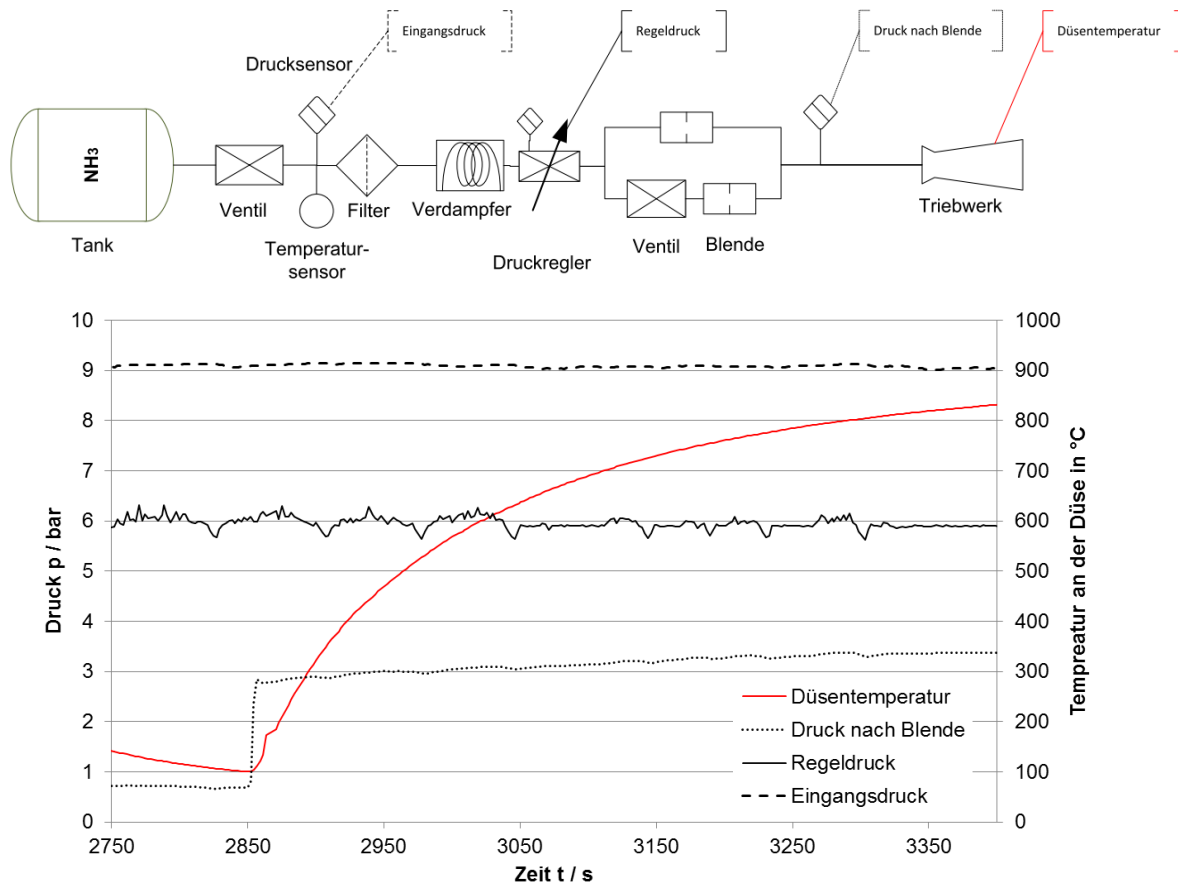


Abbildung 5-8 – Aufbau und Massenstromregelgenauigkeit des Druckreglers mit flüssigem Ammoniak (oben: Messstellen im Treibstofffördersystem)

5.2.4. Coriolismassenstromsensor

Im Gegensatz zu den bisher beschriebenen Systemen misst ein Coriolismassenstromsensor den Massenstrom nicht über treibstoffabhängige Größen wie Wärmekapazität und Dichte, sondern direkt über den Einfluss der Masse des Treibstoffs. In dem Sensor werden eine oder mehrere Leitungsschleifen in Schwingung versetzt [87]. Ohne Massenstrom schwingen diese harmonisch zueinander. Aus der Schwingungsfrequenz lässt sich durch die Trägheit des Treibstoffs dessen Masse bestimmen. Mit angelegtem Massenstrom wird durch die Corioliskraft die Phase der Schwingung auf der Eintrittsseite der Schleife verzögert. An der Austrittsseite wird die Phase entsprechend gegenläufig verschoben. Durch die Messung dieser Phasenverschiebung lässt sich nun der Massenstrom bestimmen. Zur Regelung des Massenstroms ist dann wiederum ein Regelventil nötig, welches dynamisch an den zu regelnden Massenstrom angepasst wird.

Diese Sensoren sind weit verbreitet für hochgenaue Massenstrom- und Dichtemessungen in industriellen Anwendungen mit hohen Massenströmen. Aber auch die Miniaturisierung für den Einsatz im Weltraum für kleinste Massenströme wurde im Rahmen des EU Projekts PRECISE [87] vorangetrieben. Dabei sollen winzige Sensoren die genauen Massenströme für chemische Kleinstantriebe bestimmen. Das Problem der Sensoren liegt darin, dass die Leiterschleifen eine

sehr geringe Steifigkeit und eine hohe Fertigungsgenauigkeit benötigen, um die geringen Corioliskräfte kleiner Massenströme noch bestimmen zu können. Bei dem von Wiegerink [87] vorgestellten Prinzip können die Coriolissensoren Massenströme von 0,3 mg/s mit einer Genauigkeit von 3 µg/s vermessen. Über By-Pass-Ströme wird dies wiederum auf Massenströme von 6-24 mg/s hochskaliert. Diese Sensoren werden bereits für Hydrazin entwickelt, ein Einsatz für thermische Lichtbogentriebwerke ist somit leicht möglich. Leider konnte dieser Sensor nicht im Rahmen dieser Arbeit im Betrieb mit Ammoniak untersucht werden. Insbesondere die Genauigkeit bei Inhomogenität durch auftretende Gas- und Flüssigkeitsblasen wäre hier zu untersuchen.

5.3. Verdampfer

Zur Verdampfung von Ammoniak sind ca. 1,5 MJ/kg nötig. Dies entspricht je nach Betriebspunkt des Lichtbogentriebwerks weniger als 5 % der Gesamtenergie und kann den chemischen Verlusten zugerechnet werden. In dieser sowie der vorangegangenen Arbeit [21] wurden verschiedene Konzepte von Verdampfern untersucht. Wie auch zuvor für die Massenstromregler wurden diese Untersuchungen angestoßen, um mögliche Probleme des ATOS Treibstofffördersystems zu erkennen und zu beheben. Zudem war der russische Hersteller des ursprünglichen Verdampfers nicht mehr am Markt, so dass definitiv ein neuer Verdampfer entwickelt werden musste. Der Fokus dieser Arbeit lag in der Untersuchung des Heizers des Instituts für Mikroverfahrenstechnik des Forschungszentrums Karlsruhe (Abbildung 5-9).

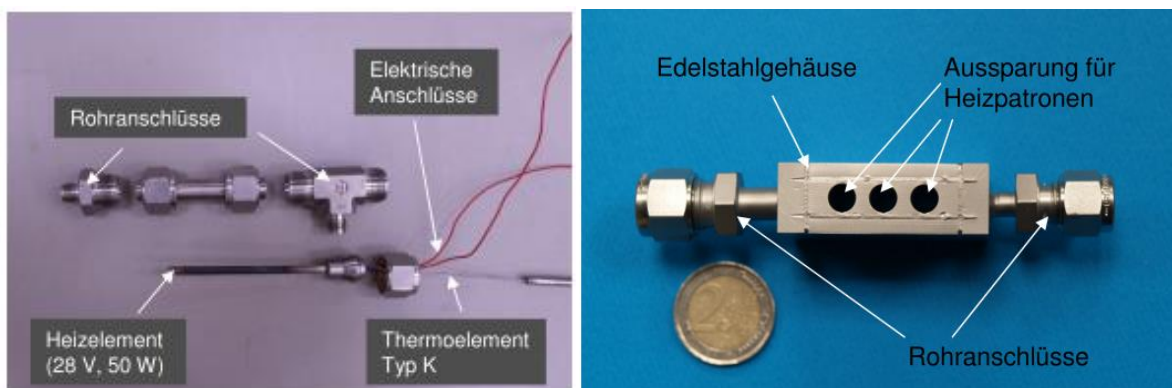


Abbildung 5-9 –links: Eigenbau des IRS, rechts: Mikrokanalverdampfer des Forschungszentrum Karlsruhe (FZK) [21]

Das Funktionsprinzip aller verwendeten Verdampfer ist im Grunde gleich. Ein von Ammoniak durchströmter Körper wird mit einer oder mehreren Heizkartuschen aufgeheizt und gibt diese Wärme an das Ammoniak ab. Das Ammoniak wird dabei verdampft und dessen Temperatur soweit angehoben, dass bei den im Fördersystem vorliegenden Drücken keine Kondensation möglich ist.

Der verwendete Verdampfer besteht aus mehreren miteinander verschweißten Lagen Stahl, in die Mikrokanäle gefräst wurden. In jeder Lage befinden sich 96 Kanäle mit 0,2 mm Breite und

0,05 mm Tiefe (ähnlich Abbildung 5-10). Die Gravitation hat bei den gegebenen Maßen nur geringen Einfluss [21] auf das Strömungs- und Benetzungsverhalten. Entsprechend sind die im Labor durchgeführten Tests auf den Einsatz in Mikrogravitation übertragbar. Eine solche Gleichsetzung der Tests war bei dem bisherigen mit Stahlwolle gefüllten Heizer nicht möglich. Vor einem Einsatz sollte allerdings auch die Verdampfung mit Strömungsrichtung gegen die Gravitation qualifiziert werden. Zwischen den Mikrokanallagen können mehrere Heizkartuschen eingeschoben werden. Im Gegensatz zur einzelnen Heizkartusche des ursprünglichen Heizers ist dadurch die interne Redundanz des Heizers gesichert, da die Heizkartuschen über genug Leistungsvermögen verfügen, um auch bei einem Kurzschluss einer der Kartuschen genug Leistung zum Verdampfen des Ammoniaks zur Verfügung zu stellen.

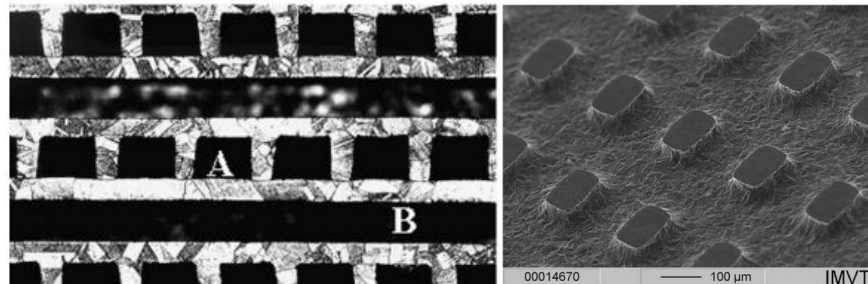


Abbildung 5-10 - Mikrokanallagen des Verdampfers [88]

In der vorhergehenden Arbeit wurde für den am IRS entwickelten Heizer der Wirkungsgrad für das Heizen gasförmigen Ammoniaks bestimmt. Gegenüber einer ersten Version wurde der Wirkungsgrad bereits von 34 % auf 56 % erhöht, indem die Heizkartusche nicht mehr außen am Rohr sondern Innen angebracht wurde. Dafür wurde der Rohrdurchmesser erhöht, die Heizkartusche über ein T-Stück eingeführt und der Wärmeübergang durch Stahlwolle erhöht. Der Heizwirkungsgrad wurde dabei nach der Formel 5.3 bestimmt.

$$\eta_{\text{Heiz}} = \frac{\dot{m}c_p(T_{\text{nach}} - T_{\text{vor}})}{P_{\text{el}}} \quad 5.3$$

Die Tests mit dem neuen Heizer ergaben nun für die Heizung von gasförmigem Ammoniak von 20 °C auf ca. 80 °C bei einer Leistungsaufnahme von 5 W einen Wirkungsgrad von 58 %. Der Wirkungsgrad für die reine Heizung unterscheidet sich also trotz der aufwendigeren Fertigungsweise nur minimal.

5.3.1. Ergebnisse des Verdampfungstests

Nach den Vortests mit gasförmigem Ammoniak wurde der Heizer mit flüssigem Ammoniak getestet. Der Heizer wurde dafür stromabwärts eines Isolationsventils und stromaufwärts des Druckreglers eingebaut. Der Temperaturverlauf des Tests ist in Abbildung 5-11 dargestellt. Nach der Evakuierung des Tanks und des Treibstofffördersystems wurde der Gasgenerator mit 40 Watt vorgeheizt bis eine Temperatur von ca. 100 °C im Gasgenerator erreicht wurde. Danach wurde über den Druckregler ein Massenstrom von 27 mg/s eingestellt. Die

Gasgeneratoraustrittstemperatur stieg in der folgenden halben Stunde bei konstanter eingespeister Leistung bis auf einen stationären Wert von 58 °C. Gleichzeitig fiel die Temperatur der Heizkartuschen mit 60 °C nahezu auf denselben Wert. Um nur die reine Verdampfungsleistung (32,4 W bei 27 mg/s) in den Gasgenerator einzuspeisen und nur einen möglichst geringen Anteil in die wirkungsgradschwächere Heizung des Gases zu stecken, wurde daraufhin die Leistung auf 35,5 W gesenkt. Dabei erreichte die Gasgeneratortemperatur zwar nach einer weiteren halben Stunde einen nahezu stationären Wert bei 39 °C, für die Austrittstemperatur konnte allerdings kein stationärer Wert ermittelt werden, da die Abkühlung zwar stetig aber sehr langsam voranschritt und die Versuchsdauer somit in die Länge gezogen hätte. Zusätzlich stellte sich im 2. Teil des Versuches wieder eine erhöhte Blasenbildung ein, die die Messwerte an der Heizkartusche verfälschte. Nach Versuchsende wurde die Heizleistung nochmals stark erhöht, um das in der Leitung verbliebene Ammoniak rasch zu verdampfen, was den Temperaturanstieg nach 6500 s erklärt.

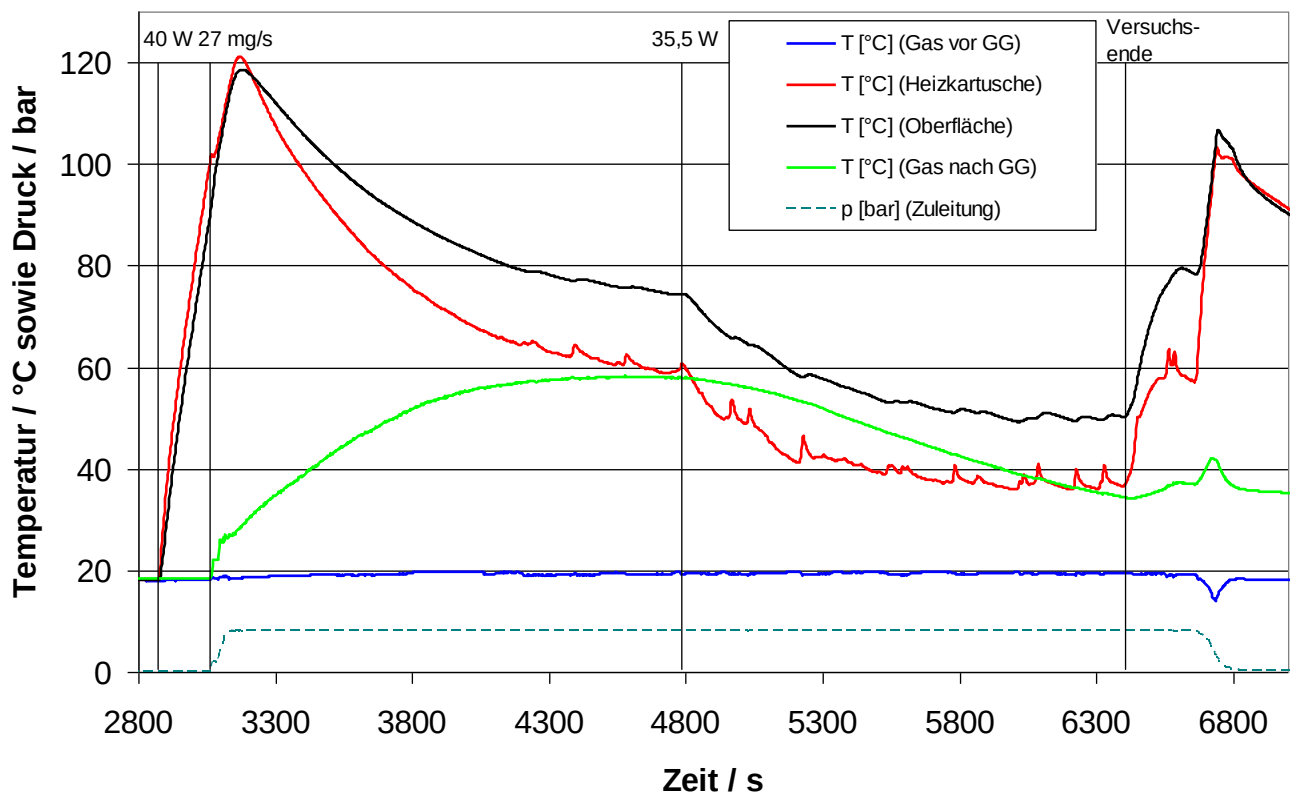


Abbildung 5-11 - Temperaturverlauf während der Wirkungsgradbestimmung des Verdampfers für flüssiges Ammoniak

Aufgrund des instationären Betriebs bei 35,5 W wurde der Wirkungsgrad für den stationären Wert bei 40 W bestimmt. Der Aufbau und die Ergebnisse dieses und der folgenden Tests sind in Tabelle 5-1 sowie Abbildung 5-12 angegeben. Aus der Verdampfungswärme $h_{fl} - h_{gas}$, der Differenz der Enthalpien des Gases bei der Start- und Endtemperatur $\bar{c}_p(T_{nach} - T_{vor})$ sowie der zugeführten Leistung P_{el} (Gleichung 5.4 [21]) kann der Gesamtwirkungsgrad des Heizers bestimmt werden. Bei der gegebenen Eingangstemperatur von 18,5 °C und dem Druck von 8,2 bar ergeben sich spezifische Enthalpien (h) von 0,287 MJ/kg für die Gasphase (h_{gas}) und 1,48 MJ/kg für die Flüssigkeitsphase (h_{fl}). Für die Aufheizung auf 58 °C kann dann

eine mittlere Wärmekapazität c_p von 2772 J/kgK angenommen werden. Damit lässt sich bei einem Massenstrom von 27 mg/s der Gesamtwirkungsgrad zu 88 % bestimmen.

$$\eta_{Heiz+Verd} = \frac{\dot{m}(\bar{c}_p(T_{nach} - T_{vor}) + h_{fl} - h_{gas})}{P_{el}} \quad 5.4$$

Wird nun für die Aufheizung auf 58 °C erneut der bereits bekannte Wirkungsgrad von 58 % angenommen, so liegt der Wirkungsgrad nach Formel 5.5 für die reine Verdampfung bei 92 %.

$$\eta_{verd} = \frac{\dot{Q}_{verd}}{P_{el} - P_{heiz}} = \frac{\dot{Q}_{verd}}{P_{el} - \frac{\dot{Q}_{Heiz}}{\eta_{Heiz}}} \quad 5.5$$

Der deutlich erhöhte Wirkungsgrad gegenüber der reinen Heizung des Ammoniaks liegt an dem deutlich besseren Wärmeübergang und der besseren Benetzung des Heizers durch das flüssige Ammoniak. Außerdem bleiben die Wärmestrahlungsverluste und Wärmeleitungsverluste aufgrund der gleichen Oberflächentemperatur des Heizers konstant, während die umgesetzte Leistung deutlich ansteigt.

Bedingung	P_{el}	$\dot{m}$	T_{ein}	T_{im}	T_{aus}	$T_{stromab}$	T_{Blende}	η
(Versuchsnummer)	W	mg/s	°C	°C	°C	°C	°C	%
Heizung (T5_132)	5	22	28	106	77	-	-	51,2
Isolierte TE, Heizung (T5_292)	7,2	22	25	124	87	30	23	47,7
Verdampfung (T5_218)	32,7	26,7	20	54	32	*	*	92,0
Verdampfung (T5_221)	40,2	27	19	60	58	31	19	87,9
Isolierte TE, Verdampfung (T5_294)	34	22	20	84	66	28	12	85,5
Regenerative Verdampfung (T5_295)	** (32,3)	20,6	22	369	175	27	20	**

Tabelle 5-1 - Wirkungsgrade des Gasgenerators (* Bei Test T5_218 wurde als Vorsichtsmaßnahme hinter dem Verdampfer zusätzlich geheizt, ** bei der regenerativen Verdampfung wurde keine zusätzliche Leistung eingekoppelt)

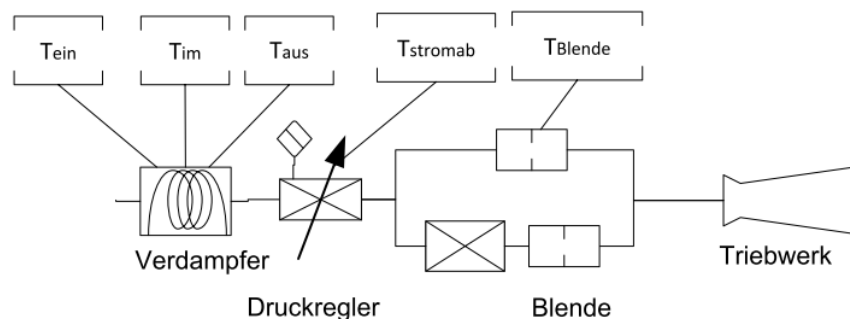


Abbildung 5-12 - Messpunkte für die Wirkungsgradbestimmung des Verdampfers

Während der Versuche wurde ein sehr starker Temperaturabfall stromabwärts des Gasgenerators festgestellt ($T_{stromab}$ in Tabelle 5-1). Es scheint unwahrscheinlich, dass das Gas über so eine kurze Strecke so schnell abkühlt. Stattdessen kann dies darauf zurückgeführt werden, dass die Thermoelemente (TE) nicht hauptsächlich über das Gas (trotz hoher Dichte bei 5 bar) sondern über Wärmeleitung über das Edelstahlrohr direkt durch den Heizer geheizt wurden. Dies würde die Genauigkeit der Wirkungsgradbestimmungen deutlich reduzieren, da nicht mehr davon ausgegangen werden kann, dass tatsächlich auch die Gastemperatur gemessen wurde. Daher wurden in anschließenden Tests die Thermoelemente (TE) über Teflonleitungen vom Heizer isoliert. Wie in Tabelle 5-1 dargestellt reduziert sich der Wirkungsgrad dadurch um wenige Prozentpunkte, der Temperaturabfall stromabwärts bleibt allerdings weiterhin bestehen.

Unabhängig von der Effizienz des Verdampfers muss die Druckregelung in direktem Anschluss stromabwärts geschehen, da sonst das Ammoniak wieder an den Rohrwänden des Leitungssystems abkühlen und kondensieren kann. Erst wenn der Druck soweit abgesenkt ist, dass die Umgebungstemperatur über der Taulinie (Abbildung 5-3) liegt, ist garantiert, dass keine Kondensation stattfindet. Alternativ muss die Strecke zwischen Heizer und Druckregler ebenfalls von der Umgebung isoliert und zusätzlich geheizt werden.

Tritt eine Druckregelung bereits in der flüssigen Phase auf, wird das Ammoniak zum Großteil direkt am Regler verdampfen. Dabei kühlt das Ammoniak allerdings sehr stark ab, so dass der Druckregler gegebenenfalls gezielt geheizt werden muss. Ein anschließender Heizer muss dann lediglich das gasförmige Ammoniak auf die Umgebungstemperatur heizen, um eine Kondensation zu verhindern.

5.3.2. *Besonderheiten im Umgang mit flüssigem Ammoniak*

Problematisch für den Test war ein zu rasches Öffnen der Zuleitung und damit ein schlagartiger Übergang von flüssigem Ammoniak bei 8-9 bar zu Drücken unter 1 bar. Dabei kann es einerseits zu einer schlagartigen Verdampfung des Ammoniaks an der Kontaktstelle kommen, bei der der Umgebung die Verdampfungswärme entzogen wird. Reifbildung auf den Ventilen und Schrumpfung der Dichtung bis zu Undichtigkeiten des Ventils waren die Folge. Sollte bei dieser Öffnung das Ammoniak nicht ausreichend schnell verdampfen, kann andererseits eine erhebliche Menge flüssigen Ammoniaks durch den Gasgenerator fließen. Der dabei auftretende Massenstrom im Gasgenerator liegt dann durch die noch nicht regulierte Massenflussregelung höher als im nominellen Betrieb. In Folge dessen kann flüssiges Ammoniak unverdampft durch den Gasgenerator gelangen. Um diesen Problemen vorzubeugen, wurde einerseits der Gasgenerator des FZK vorgeheizt, andererseits wurde versucht durch sehr langsame Öffnung des Flaschenventils oder kurzfristiges Öffnen des Ventils eine allmähliche Druckangleichung im TFS an die Drücke im Tank (~ 8-9 bar) erreichen, wodurch die Verdampfung am Ventil minimiert wurde.

Während des kontinuierlichen Betriebs des TFS konnte zudem beobachtet werden, dass das flüssige Ammoniak an festen Punkten im Schlauch minimal verdampfte. Dieses Ammoniakgas sammelte sich während des Betriebs zu größeren Blasen zusammen. Erreichte nun eine solche Blase den Gasgenerator sank die Wärmeabgabe an das Fluid und der Volumenstrom nahm drastisch zu, da das Fluid nicht erst verdampft werden musste. Eine schlagartige Aufheizung des Gasgenerators (siehe Abbildung 5-13) und eine rasche Nachförderung durch die Schläuche, sichtbar durch die rasche Wanderung von Blasen durch den Schlauch, waren die Folge. In den ersten beiden Tests trat diese Blasenbildung besonders intensiv auf. Um den tatsächlichen Verdampfungswirkungsgrad zu bestimmen, musste die bei flüssigem Ammoniak eingespeiste Leistung um die bei gasförmigem Ammoniak kapazitiv gespeicherte Wärme korrigiert werden.

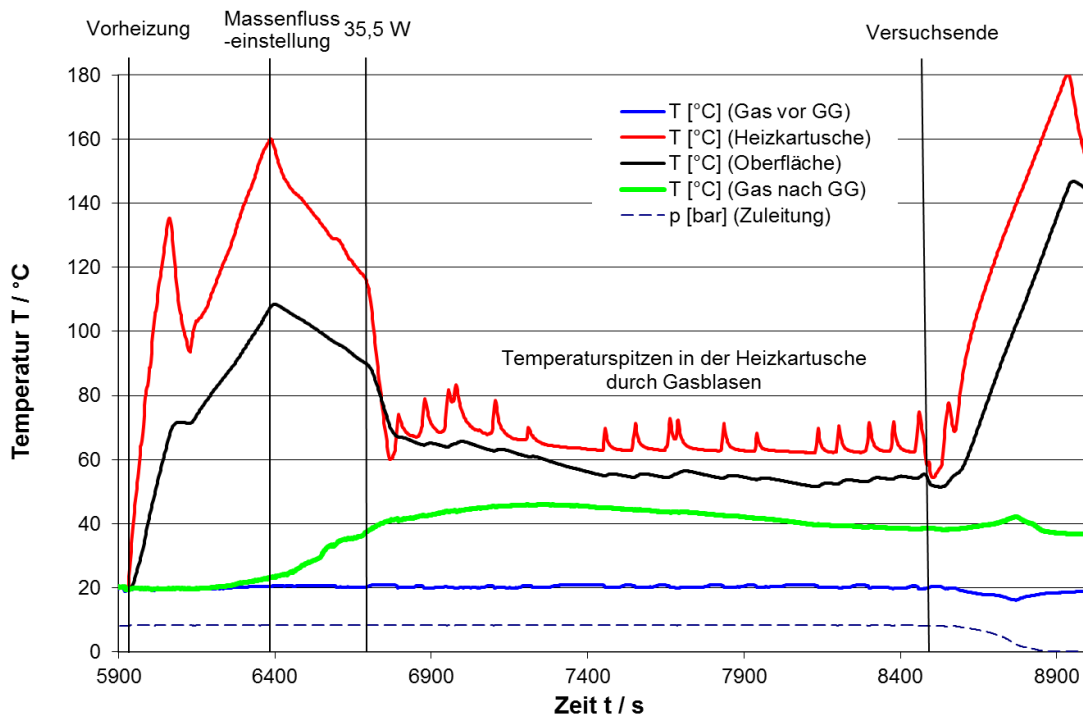


Abbildung 5-13 - Beispiel für Temperaturspitzen in der Heizkartusche durch Gasblasen

5.3.3. Regenerative Verdampfung

Nach den Tests zur Bestimmung des Wirkungsgrades des Heizers wurden Tests für die regenerative Verdampfung des Treibstoffes durchgeführt. Dazu wurde der Heizer über eine Kupferschelle an dem Triebwerkgehäuse befestigt (Abbildung 5-14). Vor dem Start des Triebwerks wurde der Heizer wie üblich mit den integrierten Heizkartuschen vorgeheizt. Sobald das Triebwerk allerdings

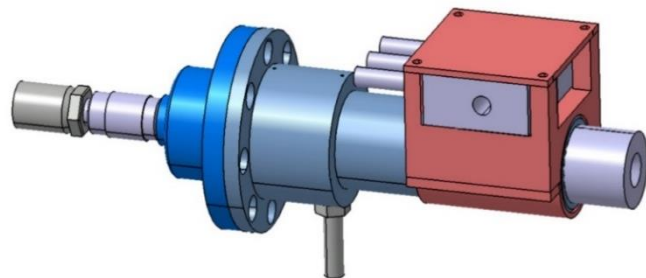


Abbildung 5-14 - TALOS Triebwerk mit aufgeflosschem Verdampfer

erfolgreich gestartet war, wurden die Heizkartuschen deaktiviert. Der Heizer wurde daraufhin nur noch von der Triebwerksabwärme gespeist und somit konnte während des Betriebs die Heizleistung in Höhe von ca. 5 % der Gesamtleistung eingespart werden.

Wie zuvor mit dem eigenständigen Verdampfer wurden auch hier beide Einbaumöglichkeiten vor und nach dem Druckregler getestet. Dabei stellen sich mehrere Herausforderungen. So ist die Temperatur des Heizers nicht mehr direkt über die Heizkartuschen steuerbar. Die Gastemperatur kann je nach Position des Heizers am Triebwerk mehrere hundert Grad Celsius erreichen. Die meisten Komponenten sind für solch hohe Temperaturen nicht ausgelegt. Es können dabei Schäden an den Dichtungen und Ventilsitzen auftreten. Daher sollte der Verdampfer möglichst weit im hinteren Bereich des Triebwerks montiert werden. Wird der Heizer hingegen erst stromabwärts vom Druckregler eingebaut, ist dieser nicht mehr durch die hohen Temperaturen gefährdet. Allerdings erfolgt dann ein Großteil der Verdampfung bereits im und nach dem Druckregler, was den Druckregler abkühlt und die Anforderungen an den Heizer minimiert. In den Tests wurde der Druckregler als Vorsichtsmaßnahme zuerst vor dem Heizer in der flüssigen Phase eingebaut, da die Austrittstemperaturen des Heizers noch unbekannt waren. Da sich die Gastemperaturen hinter dem Heizer wieder rasch abgekühlt haben, wurde in einem zweiten Test der Druckregler auch hinter dem Heizer eingebaut. Beide Tests haben gezeigt, dass der Betrieb in dieser Form grundsätzlich möglich ist. Allerdings ist beim zweiten Test im Betrieb die am Heizer befestigte Teflonleitung geschmolzen, da dessen Maximaltemperatur überschritten wurde. Hier wäre in folgenden Tests eine Stahl- oder Titanleitung notwendig.

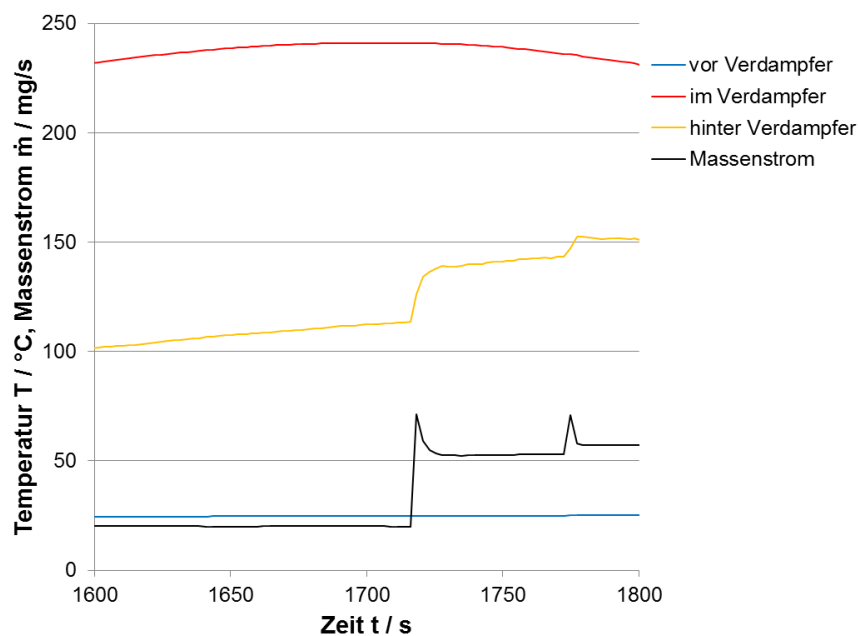


Abbildung 5-15 - Abhängigkeit der Gasaustrittstemperatur vom Gasmassenstrom bei reiner kapazitiver Heizung des Gases (TALOS)

Eine Besonderheit des regenerativen Heizers trat zudem auf, wenn der Massenstrom variiert wurde, wie in Abbildung 5-15 dargestellt. In diesem Fall war das Triebwerk bereits ausgeschaltet und das einströmende Kaltgas wurde nur noch durch die im Triebwerk gespeicherte Wärme aufgeheizt. Wenn der Massenstrom durch den Gasgenerator dabei

reduziert wurde, verringerte sich danach auch die gemessene Temperatur hinter dem Gasgenerator schlagartig. Wenn der Massenstrom erhöht wurde, stieg die gemessene Temperatur. Ein mit einem festen Wärmestrom aus Heizkartuschen gespeister Heizer bewirkt genau das Gegenteil. Hier würde eine Erhöhung des Massenstroms eine geringere Temperatur bewirken, da der Wärmestrom auf eine größere Masse aufgeteilt werden müsste. Bei der regenerativen Heizung hingegen scheint die Wärmekapazität des Triebwerks und des Heizblocks hoch genug zu sein, dass ein erhöhter Massenstrom die Temperatur nicht oder nicht direkt senkt. Stattdessen bewirkt der erhöhte Massenstrom einen verbesserten Wärmeübergang im Heizer. Dadurch steigen der Wirkungsgrad des Heizers und die Austrittstemperatur des Gases.

5.4. Treibstofflagerung

Thermische Triebwerke erreichen mit leichten Treibstoffen die höchsten Austrittsgeschwindigkeiten. Aufgrund der geringen Dichte ist bei diesen Treibstoffen allerdings das Verhältnis zwischen Tankmasse und Treibstoffmasse ungünstiger, so dass die Tankmasse eine entscheidende Rolle spielt. Entsprechend soll im Folgenden auf einige Lagerformen und deren Tankmassen eingegangen werden.

5.4.1. Speicherformen

Druckspeicher

Druckspeicher sind die einfachste Lagermöglichkeit von Treibstoffen. Die üblicherweise gasförmigen Treibstoffe werden unter einem sehr hohen Druck weit über dem Regeldruck in dem Tank gelagert. Für den Rest der Mission arbeitet das Treibstofffördersystem daraufhin im sogenannten Blow-Down Betrieb. Die Tanks bestehen oft aus einem Metallkern mit einem verstärkten Mantel aus gewebten Kohlefasern. In Tabelle 5-2 sind beispielhafte Treibstoffanteile angegeben.

	Druck bar	Treibstoffmasse kg	Tankmasse kg	Treibstoffanteil %	Ref.
Helium	310	4,8	17	22,0	[89]
Argon	310	48	17	73,8	[89]
Stickstoff	310	34	17	66,7	[89]
Xenon	186	110	11,7	90,4	[89]
Xenon	186	450	25	94,7	[90]

Tabelle 5-2 - Treibstoffanteile von gasförmig gelagerten Treibstoffen

Flüssigspeicher mit zusätzlicher Bedruckung

Diese Form der Speicherung ist für Treibstoffe üblich, die bereits bei geringen Drücken flüssig gelagert werden können. Diese Art der Lagerung wird üblicherweise für alle flüssigen chemischen Treibstoffe verwendet, wie MMH, NTO, MON und Hydrazin. Dabei wird der Treibstoff während des Raketenstarts bei Drücken von 6-12 bar gelagert, um die Lasten auf den Tank zu minimieren. Erst im Orbit werden die Tanks mittels eines zusätzlichen Bedruckungssystems aus Heliumtank und Druckregler auf ihren Betriebsdruck von ca. 17 - 20 bar gebracht und durch kontinuierliche Nachbedruckung auf dem Arbeitsdruck gehalten.

Bei einfachen Einstoff-Hydrazinsystemen wird der Tank ohne zusätzliches Bedruckungssystem verwendet. Diese Tanks arbeiten dann in der ganzen Mission im Blow-Down-Betrieb bei Drücken von knapp 30 bar bis 5-10 bar. Damit der Druck über eine große Entnahmemenge hinweg gehalten werden kann, ist ca. ein Viertel des Tankinhaltes mit komprimiertem Helium gefüllt, das sich über die Mission hinweg entspannt. In Tabelle 5-3 sind beispielhafte Treibstoffanteile angegeben.

	Treibstoffmasse kg	Tankmasse kg	Treibstoffanteil %	Ref.
Hydrazin (Blow-Down)	170	17	91	[89]
Hydrazin/Wasser	665	36+14*	93	[22]
MMH+MON	774	36+14*	94	[22]

Tabelle 5-3 – Treibstoffanteile von flüssig gelagerten Treibstoffen (* incl. Gastank.)

Nassdampfspeicherung

Ein entscheidender Vorteil von Ammoniak ist die Möglichkeit diesen Treibstoff im Nassdampfzustand zu lagern. Dabei sinkt der Druck bei Entnahme von Treibstoff nicht. Stattdessen verdampft ein Teil des Treibstoffs bis der Druckausgleich wieder hergestellt wird. Solange die Temperatur des Tanks dabei konstant geregelt wird, bleibt der Druck im Tank konstant. Es sind somit keine zusätzlichen Bedruckungstanks mit Helium nötig und es ist möglich den Treibstoff bei moderaten Drücken bei Raumtemperatur flüssig zu lagern.

Auch beim Ammoniak ist eine Vorbeschleunigung möglich, um bereits im Tank die Flüssigkeitsblase in Richtung Tankausgang oder davon weg zu fördern. Damit ist es je nach Gesamtkonzept möglich entweder nur gasförmiges oder nur flüssiges Ammoniak aus dem Tank zu gewinnen. Im Falle der gasförmigen Entnahme muss dafür der Treibstofftank zusätzlich geheizt werden, um den Druck im Tank aufrecht zu erhalten. Dafür kann ein Heizen des Treibstoffs im Treibstofffördersystem auf ein Minimum zur Vermeidung von Kondensation reduziert werden. In Tabelle 5-4 sind beispielhafte Treibstoffanteile angegeben.

	Treibstoffmasse kg	Tankmasse kg	Treibstoffanteil %	Ref.
Ammoniak	55	11	83	[5]
Ammoniak	420	36	92	[22]

Tabelle 5-4 - Treibstoffanteile von Ammoniak

Kryogene Lagerung

Bei der kryogenen Lagerung werden gasförmige Treibstoffe soweit heruntergekühlt, dass sie auch bei geringen Drücken flüssig gelagert werden können. Damit sind für Helium und Wasserstoff höhere Dichten möglich. Es wird weiterhin unterschieden zwischen aktiven Kühlsystemen, bei denen die Temperatur durch Kryopumpen niedrig gehalten wird, und passiven Systemen. Aktive Systeme lohnen sich erst bei größeren orbitalen Treibstofflagern [91], bei denen die Masse der Pumpe relativ gesehen nicht mehr relevant ist. Bei den passiven Systemen verdampft trotz optimaler Isolation stets ein Teil des Treibstoffs, welcher dann direkt dem Triebwerk zugeführt werden oder ungenutzt abgelassen werden muss, da sonst der Druck im System ansteigt. Ein solche passives System ist z.B. bei den Tanks der Space Shuttles verwendet worden, da die Verluste durch die kurze Launchphase gering waren. Aber auch für Missionen mit kontinuierlich arbeitenden Triebwerken können passive Systeme verwendet werden, wenn der verdampfende Wasserstoff sofort in den Triebwerken verwendet wird und es keine längeren betriebslosen Lagerphasen gibt. In Tabelle 5-5 sind beispielhafte Treibstoffanteile angegeben.

	Treibstoffmasse kg	Tankmasse kg	Treibstoffanteil %	Ref.
Wasserstoff	41,7	103	29	[92]
Wasserstoff	9.200	4.740	66	[91]
Wasserstoff	101.000	13.050	89	[92]

Tabelle 5-5 - Treibstoffanteile von kryogen gelagerten Treibstoffen

5.4.2. Alternative Speichermöglichkeiten für Wasserstoff

Da bisherige, langfristige Speichermöglichkeiten von Wasserstoff eher ungünstige Massenverhältnisse aufweisen oder erst ab gewaltigen orbitalen Strukturen sinnvoll werden, soll im folgenden Abschnitt kurz auf den aktuellen Stand alternativer Speichermöglichkeiten eingegangen werden.

Bei der Metallhydridspeicherung wird Wasserstoff chemisch an Metalle gebunden. Durch Heizung dieser Verbindungen kann der Wasserstoff daraus wieder gelöst werden und steht dann für den Antrieb zur Verfügung. Für einfache Hydride werden allerdings nur Massenverhältnisse von 2 % (Niedertemperatur-Hydride) bis 6,5 % (Hochtemperatur-Hydride) angegeben [93][95]. Für komplexe Hydride werden Massenverhältnisse von 10 % (LiAlH_4) bis 20 % ($\text{Al}(\text{BH}_4)_3$) erreicht. Mit diesen geringen Massenverhältnissen ist diese Technologie nicht für die

Raumfahrt geeignet, sondern wird eher für terrestrische Anwendungen wie wasserstoffbetriebene Autos interessant bleiben, bei denen die Tankmasse eine geringere Bedeutung hat.

Mit Hilfe von Nanofasern aus Graphit soll es möglich sein eine sehr dichte Speicherung von Wasserstoff zu erreichen [93][94][96][97]. Die Betankung des Nanofasergebildes erfolgt dabei bei 136 bar, während der eigentliche Speicherdruck bei 40 – 50 bar liegt. Bisher sind nur 4 - 5 Speicherzyklen möglich, was für die einmalige Anwendung in der Raumfahrt inklusive der Annahmetests am Boden akzeptabel ist. Einer ersten Analyse zu Folge könnten dabei bereits in einem Gramm Kohlenstoff bis zu 30 Liter Wasserstoff (entspricht 2,7 g) gespeichert werden. Dies entspräche einem Wasserstoffmassenanteil von 73 %. Dies wäre ein deutlicher Fortschritt in der Wasserstoffspeicherung [97]. Die ursprüngliche Veröffentlichung hatte bereits 60 % Massenanteil prognostiziert, allerdings wurden in bisherigen Tests anderer Institut nur maximal 20 % erreicht [98]. Seitdem wurden auch die Erfolge aus der ersten Publikation revidiert. Welche Massenanteile endgültig möglich sind, ist somit nicht bekannt.

5.4.3. *Reduzierte Austrittsgeschwindigkeit*

Wie zuvor gezeigt, werden für flüssig gelagerter Treibstoffe Treibstoffanteile von 90 - 95 % erreicht. Auch für Xenon werden aufgrund der hohen Dichte vergleichbare Treibstoffanteile erzielt. Die bevorzugten Treibstoffe für thermische Lichtbogentriebwerke hingegen erreichen deutlich geringere Anteile. Obwohl Ammoniak auch flüssig gelagert werden kann, liegen die Treibstoffanteile aufgrund der geringeren Dichte zwischen 80 und 90 %. Für Helium und Wasserstoff, die nach Kapitel 3 die vielversprechendsten Treibstoffe sind, liegen diese Zahlen hingegen bei nur 20 - 30 %. Auch alternative Speicherungsansätze können die Erwartungen nicht erfüllen.

Bei derart hohen Tankmassen muss dieses Verhältnis in der Leistungsfähigkeitsanalyse berücksichtigt werden. Hierfür kann die Tankmasse näherungsweise als zusätzliche Treibstoffmasse angenommen werden, da sie mit dem Treibstoff skaliert, auch wenn sie nicht ausgestoßen wird. Durch die erhöhte Treibstoffmasse lässt sich eine reduzierte Austrittsgeschwindigkeit nach der Formel 5.6 bestimmen.

$$I_{sp,red} = I_{sp} * \frac{m_{Tr}}{m_{Tr} + m_{Tank}} \quad 5.6$$

Damit ergeben sich für die üblichen Grenzen der Treibstoffe die in Tabelle 5-6 angegebenen, reduzierten Austrittsgeschwindigkeiten. Es zeigt sich, dass mit Berücksichtigung der Tankmasse die Heliumlichtbogentriebwerke eine reduzierte Austrittsgeschwindigkeit unter der von chemischen Einstofftriebwerken erreichen. Die effektive Austrittsgeschwindigkeiten einfacher Wasserstofftriebwerke liegt unter den von chemischen Zweistofftriebwerken verbleiben. Xenonlichtbogentriebwerke mit einer theoretischen Austrittsgeschwindigkeit von gerade mal 1200 m/s, wären bei heutigen Tankmassen einem Heliumtriebwerk überlegen. Die Tabelle ersetzt keine detaillierte Systemanalyse, für die auch die Gesamttrockenmasse der unterschiedlichen Antriebssysteme berücksichtigt werden muss.

Treibstoff	Austritts- geschwindigkeit	Treibstoffanteil	Reduzierte Austrittsgeschw.
	m/s	%	m/s
Hydrazin (Chem)	2160	91	1960
MMH/MON (Chem)	3150	95	2990
Ammoniak	5000	88	4380
Helium	5000	22	1100
Hydrazin (Lichtbogentriebwerk)	6000	94	5640
Wasserstoff	10000	29	2900
Wasserstoff	20000	29	5800
Xenon (Lichtbogentriebwerk)	1200*	95	1130
Xenon (HET)	18000	95	16950
Xenon (GIT)	40000	95	37660

Tabelle 5-6 - Reduzierte Austrittsgeschwindigkeiten für verschiedene Antriebssysteme (* - theoretische abgeschätzte Austrittsgeschwindigkeit)

5.5. Redundanzkonzepte für Treibstofffördersysteme

Der Unterschied zwischen einem Labormodell und einem möglichen Flugmodell liegt insbesondere in der Verlässlichkeit und Fehlertoleranz des Systems. Im Folgenden wird ein Redundanzkonzept für ein Ammoniakfördersystem inklusive Massenzunahme im Vergleich zum Labormodell dargestellt.

Der Tank wird üblicherweise als Fail-Save-Komponente akzeptiert. Ein redundanter Tank ist nicht nötig. Das Isolationsventil zwischen Tank und Treibstofffördersystem hingegen sollte in paralleler Redundanz verwendet werden, wie in Abbildung 5-16 dargestellt, um beim Ausfall eines Ventils immer noch auf den Treibstoff zugreifen zu können. Dabei wird allerdings akzeptiert, dass mit dem zweiten Ventil die Wahrscheinlichkeit eines Leckstroms aus dem Tank über die Isolationsventile steigt. Bei einphasigen Treibstoffen (Stickstoff, Argon, Helium) kann das Ventil als bistabiles Latch-Valve ausgelegt werden, um die Leistungsanforderungen des Fördersystems zu minimieren. Im Fall von Ammoniak sollte allerdings auf ein monostabiles Magnetventil (Solenoid-Valve) zurückgegriffen werden. Damit wird verhindert, dass bei einem Stromausfall das Ventil offen stehen bleibt und damit flüssiges Ammoniak den Verdampfer und die nachfolgenden Massenstromregler flutet. Vor und nach dem Tankisoliationsventil sollte ein Füll- bzw. ein Testventil angeschlossen werden. Zwei redundante Drucksensoren überwachen den Zustand des Treibstoffs im Tank.

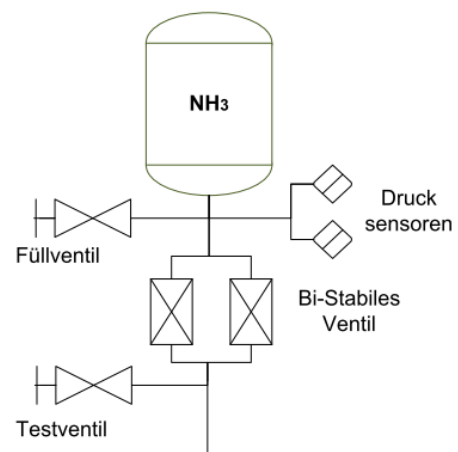


Abbildung 5-16 - Befüllung und Isolation des Treibstofftanks

Der Gasgenerator (Abbildung 5-17) kann mit Hilfe mehrerer Heizkartuschen in sich redundant aufgebaut werden, so dass nur eine Gesamteinheit benötigt wird. Fällt eine der Heizkartuschen des Gasgenerators aus, kann der Rest der Leistung über die verbleibenden Heizkartuschen eingetragen werden. Da der Gasgenerator weder über bewegliche Teile noch über Dichtungen verfügt, besteht keine Gefahr eines Leckstroms. Auch der Filter bedarf keiner Redundanz. Seine Kapazität sollte allerdings ausreichend groß gewählt werden, um bei auftretenden Verunreinigungen einen ausreichend hohen Massenstrom zu gewährleisten.

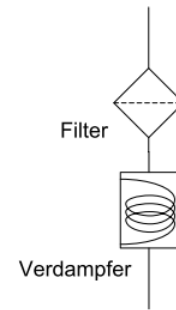


Abbildung 5-17 – Filter und Verdampfer

Im Fall des Massenstrom- oder Druckreglers ist das Vorgehen vom Gesamtregelkonzept abhängig. So besteht die Möglichkeit einer zentralen Massenstromregelung für alle Triebwerke oder die individuelle Massenstromregelung für jedes einzelne Triebwerk.

Bei einem reinen Bahnanhebungsmanöver mit mehreren Triebwerken werden die Triebwerke üblicherweise so ausgerichtet, dass sie bei gleichem Schub insgesamt durch den Schwerpunkt des Satelliten feuern. Da diese Ausrichtung nicht absolut genau ist, werden geringe Störmomente auftreten, welche optimaler Weise direkt über eine Schubregelung der Triebwerke ausgeglichen wird. Bei kleinen Störungen können diese allerdings auch durch die Variation der Leistung an den einzelnen Triebwerken korrigiert werden, ohne dass der Massenstrom angepasst werden muss. Eine An/Aus Modulation wie sie bei chemischen Triebwerken vorkommt, ist für Lichtbogentriebwerke aufgrund der erhöhten Starterosion nicht empfehlenswert. Zudem ist es möglich bei kurzen Manövern und ausreichend kleinen Störmomenten diese von den Reaktionsrädern aufnehmen zu lassen, welche dann am Ende des Manövers durch längere oder kürzere Betriebszeiten der einzelnen Triebwerke entsättigt werden. Wenn hingegen zum Ausgleich der Störmomente der Einsatz zusätzlicher Triebwerke nötig wird, sollte die Verwendung individueller Massenstromregler vorgezogen werden. Bei Bahnkorrekturmanövern wie der Nord-Süd-Korrektur von geostationären Kommunikationssatelliten ist eine individuelle Massenstromregelung nicht dringend nötig, da üblicherweise nur ein Triebwerk gleichzeitig betrieben wird.

Sind alle Triebwerke nur mit einem Isolationsventil angesteuert und greifen auf einen gemeinsamen Massenstromregler zurück, so muss dieser parallel redundant ausgelegt sein und über einen ausreichend breiten Regelbereich verfügen (siehe Abbildung 5-18). Von Vorteil ist hier ein System basierend auf einem einfachen Druckregler, der einen konstanten Druck zur Verfügung stellt. Bistabile Ventile vor und/oder hinter den Druckreglern isolieren diese, falls ein interner Leckstrom im Regler auftreten sollte. Der Massenstrom für die einzelnen Triebwerke stellt sich dann an der Blende vor den Triebwerken ein. Um kurzfristig den Massenstrom für das Ausblasen des Lichtbogens während der Transition zu gewährleisten, ist ein paralleles System aus Blende und monostabilem Ventil vor dem Triebwerk nötig. Erneut überwachen zwei Drucksensoren den Zustand des Systems.

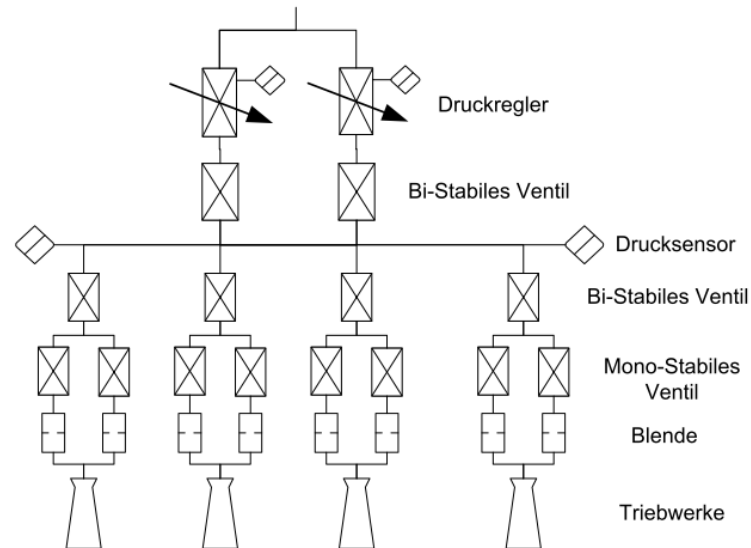


Abbildung 5-18 - Redundanzkonzept für einheitliche Massenstromregelung für vier Triebwerke

Soll der Massenstrom für jedes Triebwerk individuell eingestellt werden können, bedarf jedes Triebwerk eines eigenen Massenstromreglers (siehe Abbildung 5-19). Da die Triebwerke wiederum gegenüber einander redundant ausgelegt sind, ist dann keine weitere Redundanz der Massenstromregler der Triebwerke nötig. Fällt der Massenstromregler eines Triebwerks aus, wird auf das redundante Triebwerk zurückgegriffen. Allerdings sollte der Triebwerksmassenstromregler über zwei Ventile in Reihe (Isolationsventile und Kontrollventile) verfügen, um bei dem Ausfall eines der Ventile im offenen Zustand beziehungsweise mit fehlerhafter Dichtung einen permanenten Leckstrom zu verhindern. Sollten nominale und redundante Triebwerke jeweils in einem Ast (Branch) zusammengefasst sein, kann dieser auch über ein bistabiles Ventil isoliert werden, falls eines der Triebwerke leckt. Dies erspart jeweils das zweite Ventil am Triebwerk, allerdings muss dann im Fall eines Lecks der komplette Ast deaktiviert werden. Ein weiterer Nachteil dieses Systems ist, dass das Leitungssystem zwischen dem Heizer und den Triebwerken sehr gut isoliert oder zusätzlich geheizt werden muss. Andernfalls kann es aufgrund des hohen Leitungsdruckes zur Kondensation von Ammoniak hinter dem Heizer kommen. Dafür ist durch die direkte Massenstromregelung das kurzfristige Einstellen eines höheren Massenstroms für die Transition möglich ohne auf eine zweite Blende zurückgreifen zu müssen.

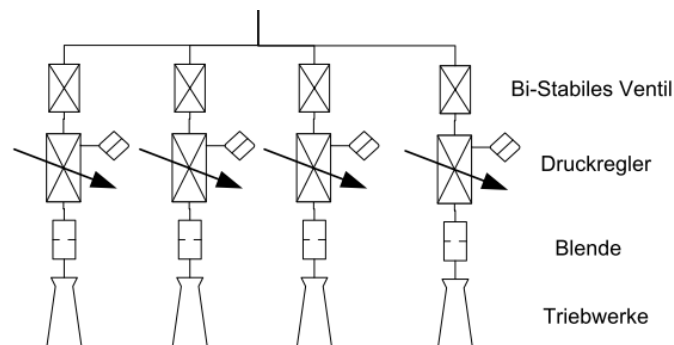


Abbildung 5-19 - Redundanzkonzept für individuelle Massenstromregelung

In Tabelle 5-7 ist beispielhaft für eine Mission mit 4 Ammoniak-Haupttriebwerken und gemeinsamer Massenstromregelung die Masse des Fördersystems angegeben. Die Massen der Komponenten orientieren sich dabei an üblichen Massen für chemische und elektrische Systeme.

Komponente	Anzahl	Masse	Gesamtmasse
		kg	kg
Füllventil	2	0,1	0,2
Drucksensoren	4	0,1	0,4
Tankisoliationsventil	2	0,2	0,4
Filter	1	0,1	0,1
Verdampfer	1	0,3	0,3
Druckregler	2	0,5	1
Druckregler-Isoliationsventil	2	0,2	0,4
Gesamt ohne Triebwerke			2,8
Triebwerks-Isoliationsventil	4	0,2	0,8
Triebwerks-Kontrollventil	8	0,1	0,8
Blenden	8	-	-
Triebwerk	4	0,5	2
Gesamt ohne Tank	-	-	6,4

Tabelle 5-7 - Beispielmassen eines redundanten Treibstofffördersystems für 4 Triebwerke

5.5.1. Hydrazin-Treibstofffördersystem

Das Hydrazin-Treibstofffördersystem ist identisch mit dem von chemischen Antriebssystemen. Zur Förderung des flüssigen Treibstoffs ist entweder ein zusätzlicher Drucktank mit Helium samt eigenem Hochdruckregler erforderlich oder das System muss mit einem anfänglich hohen Druck im Blow-Down Modus, mit abfallendem Druck über die Mission hinweg, betrieben werden. Vor dem Start sind Hochdrucktank und Treibstofftanks über Pyroventile von den Triebwerken isoliert. Im Falle von Helium dient dies der Reduktion der Leckströme zwischen Betankung und erster Bedruckung. Im Falle der Hydrazintanks muss die Gefährdung des Bodenpersonals durch das hoch giftige und explosive Gas nach der Betankung minimiert werden. Durch die Verwendung von Pyroventilen ist auch der Einsatz von Filtern vor allen folgenden Bauteilen zwingend nötig, um mögliche Partikel aufzufangen. Ein für die „Dual-Mode with Electric Propulsion“ Studie der ESA [22] entwickeltes Konzept, das ein chemisches Zweistoffsystem (Hydrazin und NTO) mit Hydrazinlichtbogentriebwerken erweitert, ist in Abbildung 5-20 und Tabelle 5-8 dargestellt und basiert auf dem im Einsatz befindlichen Design wie es auf STAR 2 verwendet wurde.

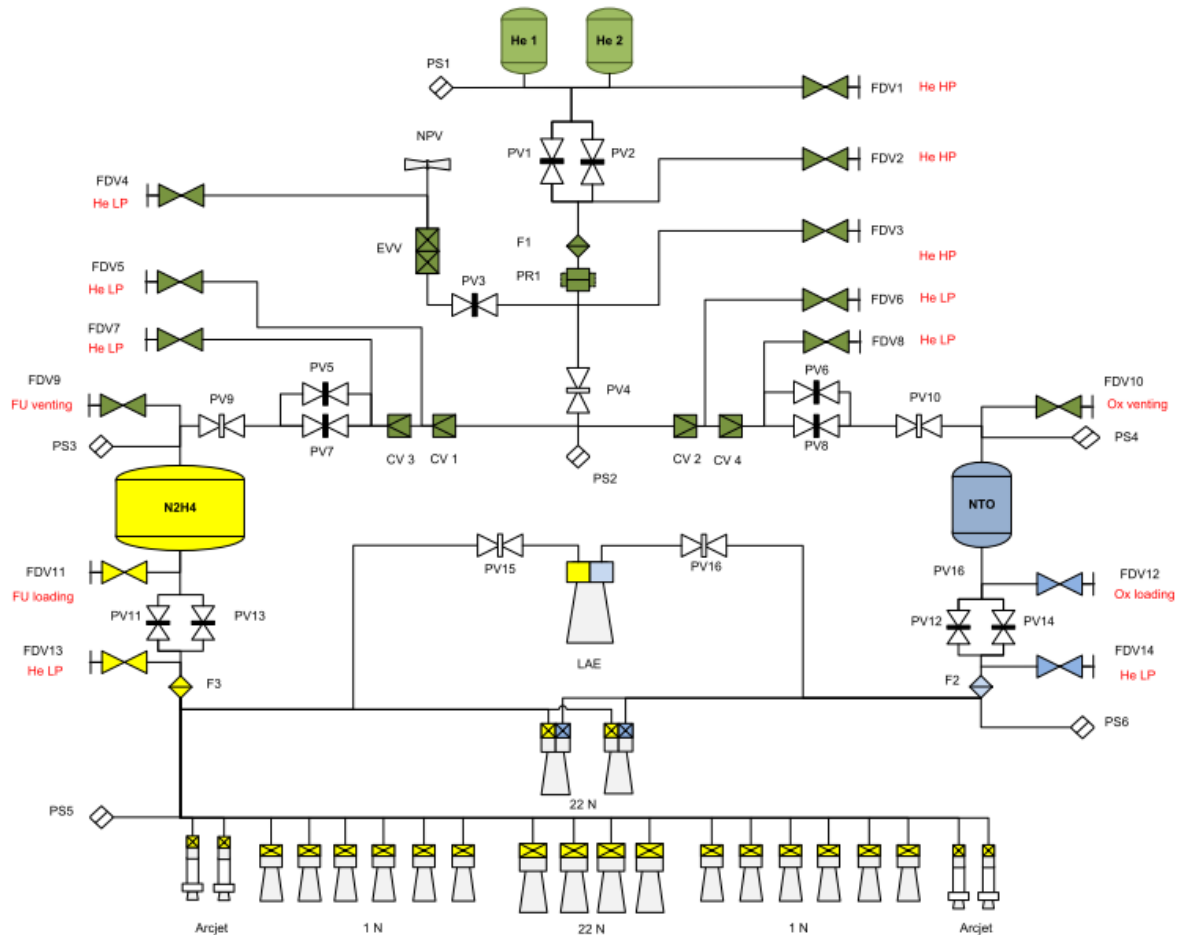


Abbildung 5-20 - Treibstofffördersystem für ein Dual Mode System mit Lichtbogentriebwerken [22]

Ein Beispiel für ein entsprechendes Lichtbogentriebwerksystem ist in Abbildung 5-21 dargestellt. Stromaufwärts des Triebwerks wird das flüssige Hydrazin auf den Betriebsdruck des Lichtbogentriebwerks heruntergedrosselt. Während die chemischen Triebwerke bei 12 - 18 bar betrieben werden, liegt der Einlassdruck hier um den Faktor 6 niedriger, nämlich bei 2 - 3 bar. Danach wird das Hydrazin in einem Katalysator exotherm zersetzt, wodurch sich die Temperatur der Abgase auf 800 K erhöht. Diese Zersetzervorstufe entspricht in etwa der Funktion eines chemischen Einstofftriebwerks bei vergleichsweise geringen Massenströmen. Durch die im Treibstoff gebundene Energie ist im Gegensatz zum Ammoniaklichtbogentriebwerk keine zusätzliche Energie für die Gasgenerierung nötig, mehr noch kann die chemische Energie der elektrischen hinzugefügt werden. Allerdings beschränkt dies auch die regenerativen Kühlmöglichkeiten des Triebwerks. Wie für das Ammoniaklichtbogentriebwerk ist es möglich mit Hilfe von Druckpulsen über ein zweites Ventil die Transition des Triebwerks zu beschleunigen (Abbildung 5-7). Eine ausreichende Dichtigkeit gegen Leckströme muss auch hier durch ein zusätzliches Ventil stromaufwärts sichergestellt sein.

Komponente	Anzahl	Masse kg	Gesamtmasse kg
Helium Tank	2	8,53	17,06
Hydrazin Tank	1	47,95	47,95
Oxidator Tank	1	17,1	17,1
LAE	1	5,44	5,44
LAE Rahmen	1	4,1	4,1
22 N - Biprop	2	0,65	1,3
22 N - Monoprop	4	0,64	2,56
1 N – Monoprop	12	0,33	3,96
Lichtbogentriebwerk	4	1,58	6,32
Gas-Füllventil	10	0,06	0,6
Treibstoff-Füllventil	4	0,08	0,32
Passivierungsventil	1	0,25	0,25
Pyroventil	16	0,16	2,56
Drucksensor	6	0,28	1,68
Gasfilter	1	0,09	0,09
Treibstofffilter	2	0,43	0,86
Checkventil	4	0,09	0,36
Treibstoffleitung	1	4,5	4,5
Halterungen	1	4	4
Heizer und Sensoren	1	3,6	3,6
PPU	1	15,8	15,8
Kabel	1	13,7	13,7
Gesamtmasse			154,1

Tabelle 5-8 - Gesamtmasse eines Dual-Mode-Antriebssystems mit Lichtbogentriebwerken [22]

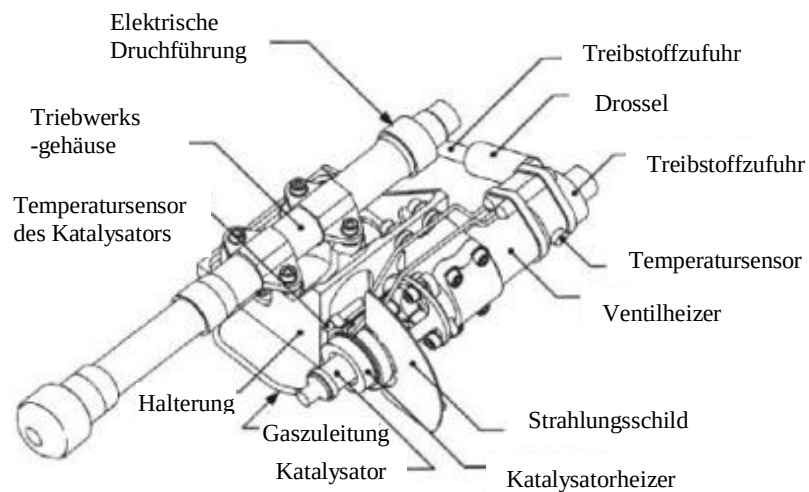


Abbildung 5-21 - MR-510 Design [17]

6. Kapitel – Die Triebwerkselektronik

Das folgende Kapitel gibt einen Überblick über die Funktionsweise und die Anforderungen an die Triebwerkselektronik. Zu Beginn legt ein Exkurs über die elektrischen Gasentladungsmechanismen die Grundlage für die folgende Beschreibung der Komponenten der Elektronik und ihrer Funktion. Abschließend wird auf mögliche Designalternativen und deren Auswirkungen eingegangen. Soweit möglich wird die Argumentation durch Messdaten aus der Fachliteratur oder die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Tests abgerundet.

6.1. Zündmechanismen

Die Zündung des Triebwerks spielt eine entscheidende Rolle für die Lebensdauer und Zuverlässigkeit des Systems. Werden zu geringe Zündspannungen angelegt, müssen entweder viele Zündpulse gestartet werden, bis es zum Durchschlag kommt oder die Zündung des Triebwerks wird ganz unmöglich. Unkontrolliert hohe Zündspannungen mit hohen Zündenergien können hingegen zu erhöhter Erosion während der Zündung führen und auch die Isolationsanforderungen an die Elektronik stark erhöhen. Wann es letztendlich zum Durchbruch des Lichtbogens kommt ist stark von den Randbedingungen der Zündung wie Druck, Elektrodenabstand aber auch Strömungsform abhängig. Zuerst soll jedoch auf den physikalischen Prozess während der Zündung eingegangen werden.

6.1.1. Townsend-Mechanismus

Damit es zum Durchschlag zwischen Anode und Kathode kommt, muss das Gas zwischen den Elektroden teilweise ionisiert werden, um einen leitfähigen Kanal zu bilden, durch den die Ladung der Kathode abfließen kann. Der wahrscheinlichste Mechanismus durch den dieser Kanal bereitgestellt werden kann ist der Townsend-Mechanismus [99] (siehe Abbildung 6-1). Dieser geht davon aus, dass aus einer beliebigen Quelle ein Startelektron zwischen Anode und Kathode zur Verfügung gestellt wird. Dies geschieht üblicherweise durch äußere Strahlung oder Thermoionisation, wodurch eine heiße Kathode diesen Prozess begünstigt. Dieses Elektron wird dann im angelegten elektrischen Feld in Richtung Anode beschleunigt. Ist das Potential groß genug, reicht die kinetische Energie des Elektrons aus, um neutrale Teilchen auf seinem Weg zu ionisieren. Dabei wird ein

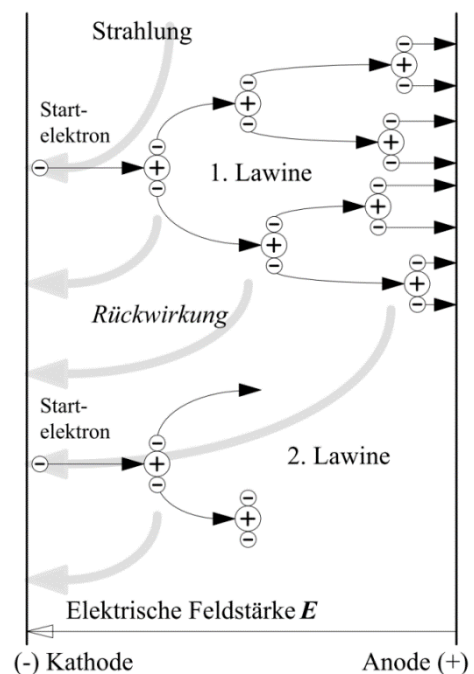


Abbildung 6-1 - Townsend-Mechanismus [99]

weiteres Elektron freigesetzt, welches nun ebenfalls beschleunigt wird. Es entsteht eine Lawine in Richtung Anode.

Diese Lawine alleine würde nun bei Erreichen der Anoden erlöschen. Die erzeugten Ionen reichen nicht aus, um einen leitfähigen Kanal auszubilden. Allerdings schlagen die auf die Kathode auftreffenden Ionen erneut Elektronen aus der Kathode, welche wiederum beschleunigt werden und eine weitere Lawine auslösen. Auch die bei der Rekombination der Ionen freigesetzte Energie kann Startelektronen an der Kathode freisetzen. Solange durch die Rückwirkung einer Lawine stets mehr als ein Elektron freigesetzt wird, verstärkt sich der Prozess bis der Ionisationsgrad und damit die Leitfähigkeit des Gases hoch genug für den Durchbruch des Lichtbogens ist.

6.1.2. *Kanalmechanismus*

Ein zweiter bedeutender Mechanismus ist der Kanal- oder Streamer-Mechanismus [99]. Bei diesem ist nicht die Rückwirkung auf die Kathode zur Erzeugung neuer Lawinen entscheidend, sondern die Größe der ersten Lawine. Wenn das Startelektron durch Stoßionisation eine Wolke von 10^6 bis 10^8 Elektronen erzeugt, was nur bei erhöhten Dichten oder großen Elektrodenabständen möglich ist, werden durch die Rekombinationsstrahlung der Ionen in einem großen Bereich zwischen den Elektroden Neutralteilchen ionisiert und dadurch augenblicklich viele Lawinen erzeugt. Dadurch entwickelt sich dieser Mechanismus deutlich schneller als der Townsend Mechanismus, welcher auf einzeln aufeinanderfolgende Lawinen angewiesen ist.

6.2. Zündspannungen

Die Spannung die nötig ist, um diese Mechanismen anzustoßen, wird für den vereinfachten Fall zweier planparalleler Platten mit stationärer Strömung durch das Paschengesetz beschrieben. Danach ist die Spannung von dem Produkt aus Gasdichte p und Elektrodenabstand d abhängig und kann durch eine Näherungsfunktion angegeben werden (Abbildung 6-2). Die folgende Grafik zeigt den qualitativen Verlauf dieser Funktion.

Die hohe Spannung für hohe pd Werte entsteht dadurch, dass bei hohen Abständen die Feldstärke sinkt bzw. dass bei hohen Dichten die Beschleunigungsstrecke des Elektrons zwischen zwei Stößen nicht ausreicht, um die Neutralteilchen zu ionisieren. Der Anstieg der Durchschlagsspannung für niedrige pd Werte wird dadurch begründet, dass die Ionisationsstöße abnehmen. Dies geschieht entweder dadurch, dass die Elektroden derart nah aneinander sind, sodass das Startelektron schon auf die Anode trifft, bevor es die zur Ionisation nötige Geschwindigkeit erreicht hat, oder dadurch, dass die Gasdichte so gering ist, dass das Elektron auf kein Neutralteilchen trifft bevor es wieder in der Anode aufgenommen wird. Bei sehr geringen pd Werten sind der Theorie nach nicht genug Teilchen für eine Lawine gegeben und somit die Spannung unendlich hoch. Allerdings kann es hier stattdessen zum Vakuumdurchschlag kommen, bei dem die Elektronen beim Aufschlag auf die Anode Metallionen

freisetzen (Metалldampfplasma). Bei einem Kontakt der Elektroden ist der Widerstand natürlich minimal. In einem großen Bereich um die minimalen Zündspannungen ist nur der Townsend-Mechanismus gültig, während der Kanalmechanismus erst ab deutlich höheren Dichten und hohen Zündspannungen an Bedeutung gewinnt.

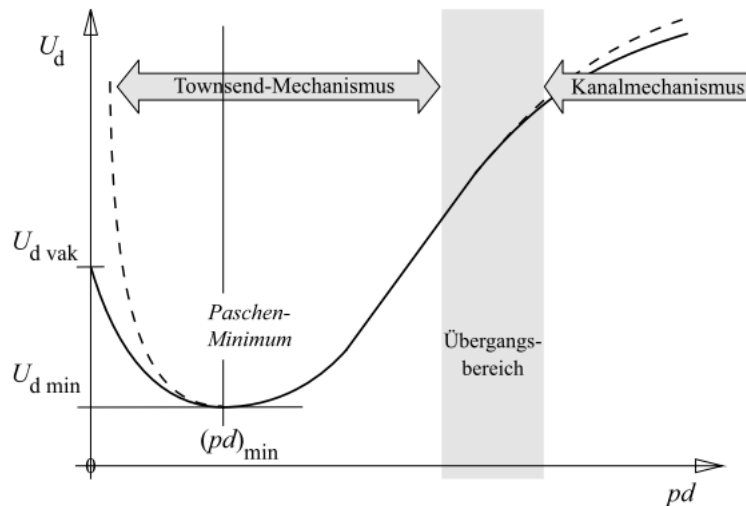


Abbildung 6-2 – Paschenkurve [99]

In einem Lichtbogentriebwerk ist der Zusammenhang nicht mehr direkt gegeben und die Paschentheorie dient nur noch als grobe Abschätzung der zu erwartenden Spannungen. Dies liegt einerseits daran, dass die Form der Elektroden einen Einfluss auf die tatsächliche Spannung hat. Zwar liegen für unterschiedliche Elektrodenformen und –materialien Daten im Sinne einer Paschendurchbruchformulierung in der Literatur vor, diese umfassen allerdings nicht die für Lichtbogentriebwerke besondere Konfiguration. Zusätzlich unterscheiden sich die Bedingungen im Triebwerk von der Theorie durch das Vorhandensein einer Strömung. Diese wird bei Verringern des Elektrodenabstandes verändert und beeinflusst damit die Abhängigkeit zwischen Abstand und Zündspannung. So hat eine Reduktion des Elektrodenabstandes von 0,8 auf 0,2 mm bei Zündtests am TALOS Triebwerk die benötigte Zündspannung ($> 2\text{kV}$) nicht erfolgreich reduziert. Dies wird darauf zurückgeführt, dass durch die Verengung des Querschnittes zwischen den Elektroden die Strömung beschleunigt wird. In einer Untersuchung der Universität Osaka [100] wurde zudem in einem 2D-Triebwerk der Ansatz des Lichtbogens direkt nach der Zündung optisch untersucht. Während ohne Strömung der Durchschlag am Übergang zwischen Kathodenkegel und Kathodenmantel erfolgte, so verlagerte er sich im Beisein der Strömung an die Spitze der Kathode. Zudem hat insbesondere die Ausprägung des Strömungsgebietes um die Elektroden einen starken Einfluss auf die Zündspannung. Entwickeln sich zwischen den Elektroden Rezirkulationsgebiete (Totwassergebiete), in denen nur geringe Strömungsgeschwindigkeiten und entsprechend geringe dynamische Drücke vorherrschen, begünstigt das die Bildung eines stationären leitfähigen Kanals. Der Lichtbogen schlägt bevorzugt in diesen Gebieten durch. Wie bereits im Abschnitt zur Injektorstudie beschrieben, führt ein derartig einseitiger Ansatz zu Schäden am Triebwerk und sollte vermieden werden.

6.3. Die Stoßkennlinie

Wenn die Zündspannung zu kurz anliegt, kann es dadurch zum Erliegen des Lawinenaufbaus kommen, bevor ein leitfähiger Kanal erzeugt wurde und der Lichtbogen durchbricht. Die für die Zündspannung nötigen Zeiten sind in Abbildung 6-3 schematisch dargestellt. Dabei ist U_{d0} die Spannung die theoretisch für die Ionisation des Kanals nötig wäre. Die Zeit bis das Startelektron zur Verfügung gestellt wird, streut stark abhängig von diversen weiteren Umgebungsbedingungen wie der Oberflächenrauigkeit, der Kathodentemperatur und möglicher ionisierender Strahlung und wird mit Streuzeit t_s bezeichnet. Bis ausreichend Lawinen ausgelöst und der leitfähige Kanal aufgebaut wurde, vergeht die Aufbauzeit t_A .

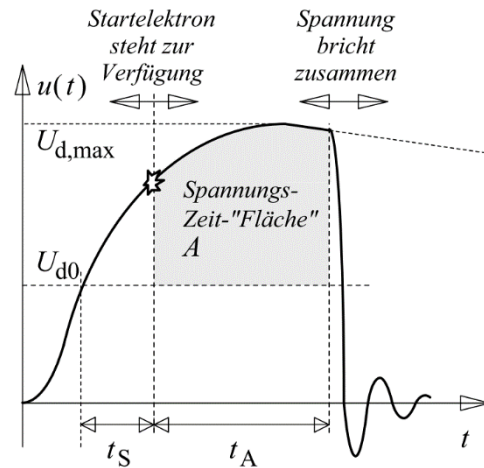


Abbildung 6-3 – Stoßkennlinie mit Streu- und Aufbauzeit bei steilem Spannungsanstieg [99]

Die Aufbauzeit ist wiederum abhängig von dieser Spannungsdifferenz zur minimal nötigen Zündspannung und bildet eine Spannungszeitfläche A . Erst wenn diese Spannungszeitfläche erreicht wird, ist der Kanal aufgebaut. In Abbildung 6-4 ist diese Abhängigkeit für unterschiedliche Spannungsprofile dargestellt. Da die Hochspannung üblicherweise nicht kontinuierlich anliegt, sondern über einen Spannungsimpuls aufgebaut wird, ist die Spannung bis zum Aufbau des Kanals weiter gestiegen, so dass die tatsächliche Durchschlagsspannung weit über der nötigen Zündspannung liegen kann (1). Liegt die Spannung nicht lang genug an kann es sein, dass noch kein leitfähiger Kanal aufgebaut wurde, bevor die Spannung die minimal nötige Spannung wieder unterschreitet (5). Der Durchbruch bleibt aus. Im Folgenden soll auf die Erzeugungsmöglichkeiten derartiger Hochspannungspulse eingegangen werden, um zu überprüfen, wie die zu erzeugenden Zündspannungen verringert bzw. die Zuverlässigkeit der Zündung erhöht werden kann.

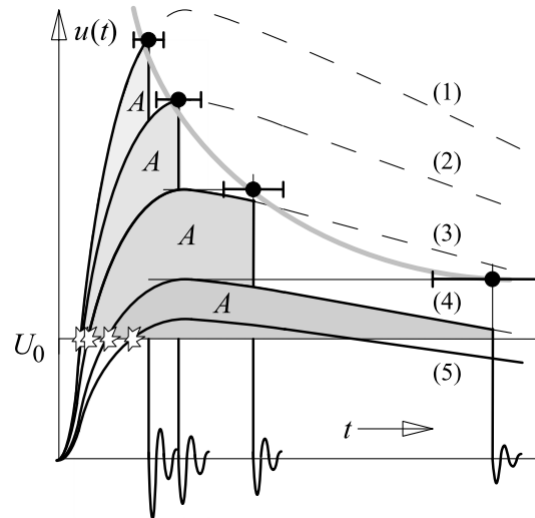


Abbildung 6-4 - Stoßkennlinien mit Durchschlagsspannungen bei konstanter Spannungszeitfläche [99]

6.4. Aufbau der Zündspannung

6.4.1. Sperrwandler

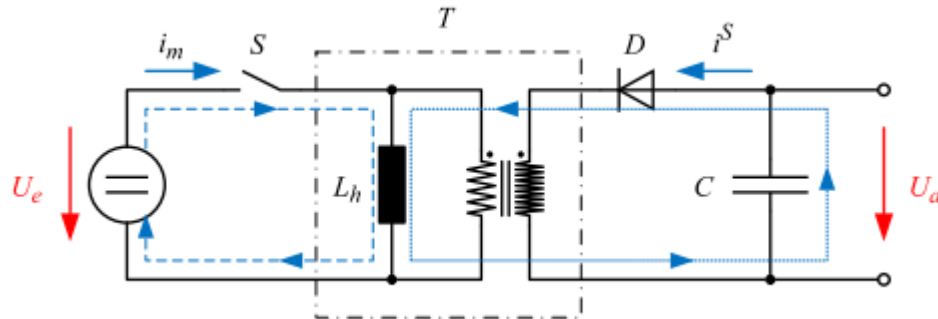


Abbildung 6-5 - Ersatzschaltbild eines Sperrwandlers [101]

Eine Möglichkeit des Aufbaus eines Hochspannungspulses ist die Verwendung eines Sperrwandlers, wie er in Abbildung 6-5 dargestellt ist. Dabei wird über einen abrupten, hohen Stromfluss auf der Primärseite eines Transformators ein Stromfluss auf der Sekundärseite induziert, der abhängig von der Kapazität der Sekundärseite eine hohe Spannung erzeugt. Da auf einem Satelliten nicht ohne weiteres schlagartig Ströme von über 100 A aus der Batterie zur Verfügung gestellt werden können, werden zuvor Kondensatoren auf der Primärseite mit einer Satellitenbussspannung (LEO 28 V, GEO 50 / 100 V) geladen. Mit mehreren parallel geschalteten Hochleistungsschaltern (z.B. Mosfets) wird dann der Kondensator über den Transformator kurzgeschlossen. Sobald der Strom sich ausgebildet hat, wird die Verbindung der Schalter wieder getrennt, so dass der Strom auf der Sekundärseite induziert wird. Die Schaltung wird auf der Primärseite durch zusätzliche Strompfade über einige Widerstände und Kondensatoren gegen die Streuinduktivität des Transformators abgesichert.

Damit die Komponenten auf der Primärseite keine zu hohen Spannungen erfahren, verfügt der Transformator in diesem untersuchten Labormodell über ein Übersetzungsverhältnis von 1:7,5 [101]. Damit liegen die maximalen Spannungen auf der Primärseite bei 333 V, wenn auf der Sekundärseite bis zu 2,5 kV erzeugt werden. Sollen höhere Zündspannungen erreicht werden, muss entweder ein höheres Übersetzungsverhältnis gewählt oder die Komponenten der Primärseite auf höhere Spannungen ausgelegt werden.

Auf der Sekundärseite wird durch den sich ausbildenden Strom sowohl das Triebwerk als auch ein Kondensator geladen. Um die hohen Spannungen unbeschadet zu ertragen, werden hierzu üblicherweise mehrere Kondensatoren in Reihe geschaltet, wodurch jeder Kondensator nur einen Teil der Spannung trägt. In der verwendeten Schaltung wurden 4 Kondensatoren mit jeweils 10 nF zu einem Kondensator mit 2,5 nF zusammengeschlossen. Werden größere Kondensatoren gewählt, sinkt die erreichbare Spannung, da die in der Spule des Transformators gespeicherte Energie gleich bleibt. Entsprechend kann mit kleineren Kondensatoren die Zündspannung deutlich erhöht werden. Im Rahmen einer begleitenden Diplomarbeit [101] wurden Modifikationen an der Zündelektronik vorgenommen, um die Anwendbarkeit dieser Gesetzmäßigkeit für thermische Lichtbogentriebwerke näher zu untersuchen. Die Ergebnisse

sind in Abbildung 6-6 dargestellt und zeigen für einen langsameren Spannungsanstieg, durch größere Kondensatoren, eine geringere benötigte Zündspannung. Dies bestätigt die im vorangegangenen Kapitel dargelegte Theorie zum Aufbau des leitfähigen Kanals.

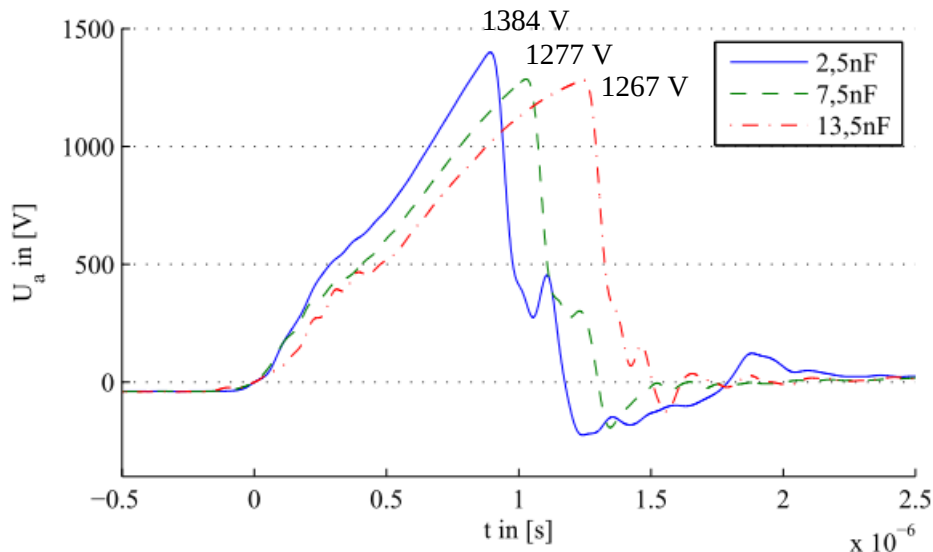


Abbildung 6-6 - Zündspannung bei verschiedenen Kondensatorkapazitäten (TALOS bei einem Elektrodenabstand von 0,6 mm mit Argon bei 20 mg/s) [101]

Kam es nach dem Erreichen der Zündspannung zum Durchbruch des Lichtbogens im Triebwerk, wird die Energie aus dem Kondensator nachgeliefert, um den Lichtbogen aufrecht zu erhalten, bis die stationäre Energieversorgung zugeschaltet wird. Sollte es nicht zu einem Durchbruch nach dem Erreichen der maximalen Spannung kommen, wird die Spannung wieder über den Transformator abgebaut. Ein Aufbau [101] aus hier nicht näher spezifizierten Widerständen, Dioden und Kondensatoren sorgt dafür, dass die übrigen Komponenten des Sekundärkreises nicht die hohen Spannungen und Zündströme ertragen müssen.

6.4.2. Hochspannungskaskade

Eine Alternative zu diesem System ist eine Hochspannungskaskade (siehe Abbildung 6-7), welche in Röhrenfernsehern verbaut sind, aber auch schon für gepulste Triebwerke (PPTs) [102] eingesetzt wurden (siehe Abbildung 6-8). Hierbei wird mittels einer Wechselspannungsquelle über eine Diode ein Kondensator geladen. Beim Umpolen der Quelle kann die Ladung nicht über die Diode abfließen und lädt stattdessen den nächsten Kondensator in der Kaskade. Zwischen diesem und der Quelle liegt nun bereits die doppelte Spannung an. Beim nächsten Umpolen der Quelle setzt sich der Prozess in die höheren Kaskaden fort. Dabei können sehr hohe Spannungen aufgebaut werden, während über jedem einzelnen Bauteil nur ein Bruchteil der Gesamtspannung anliegt. Da jedes einzelne Bauteil nur über eine geringe Spannungsfestigkeit verfügen muss, sind nur geringe Baugrößen von Nöten. Dadurch könnte der massive Transformatorblock aus dem bisherigen Ausbau ersetzt werden. Allerdings sinkt die Gesamtkapazität der Kaskade mit jedem Kondensator, was die endgültige Zündenergie

reduziert. Um ausreichend Zündenergie zur Verfügung zu stellen, damit der Lichtbogen nicht erlischt, bevor die kontinuierliche Spannung zugeschaltet wird, müssen größere Kondensatoren verwendet werden, die gegebenenfalls die Masseneinsparung reduzieren.

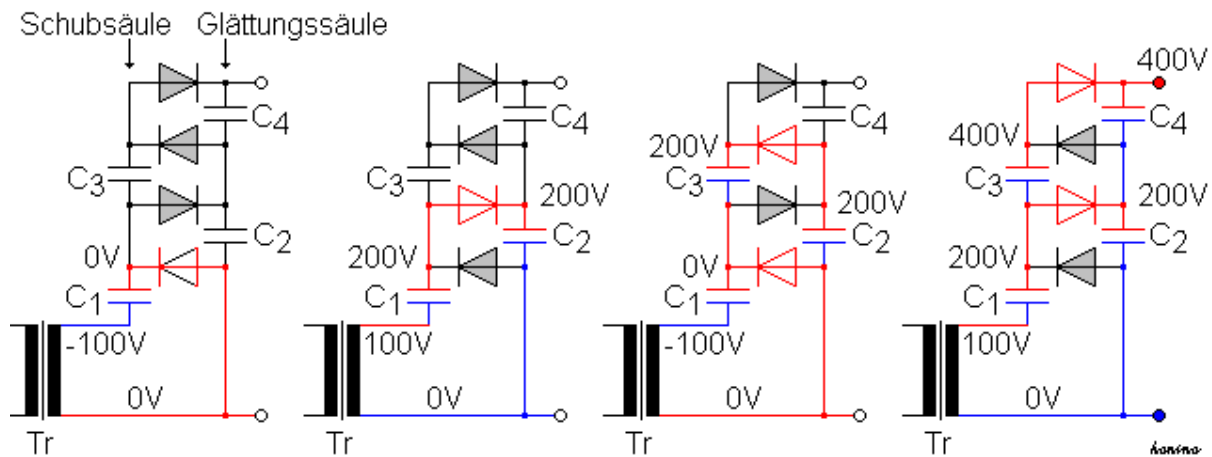


Abbildung 6-7 - Funktionsprinzip der Hochspannungskaskade [103]



Abbildung 6-8 - Hochspannungskaskade für ein Cube-Sat PPT [102]

Ein weiterer Vorteil eines solchen Aufbaus ist, dass die Spannung langsam aufgebaut werden kann und nicht nur als Spannungsspitze vorliegt. Wie in Abbildung 6-3 und 6-4 dargestellt, bewirkt dies, dass der Durchbruch bereits bei deutlich geringeren Spannungen erfolgen kann, da genug Zeit vergehen kann, bis ein Startelektron zur Verfügung steht und bis die Bildung eines leitfähigen Kanals abgeschlossen ist. Ergebnisse entsprechender Versuche in Abschnitt 6.5. beschrieben.

6.4.3. *Kontaktzündung*

Nur in sehr frühen Labormodellen wurde die Kontaktzündung angewandt [25]. Dabei entfiel die Hochspannungselektronik ganz. Stattdessen wurde die Kathode zur Zündung nach vorn

gefahren bis sie die Anode berührte. Dann wurde ein Strom hindurch geleitet und währenddessen die Kathode wieder zurückgefahren. Durch diesen Prozess wurden die Elektroden allerdings stark erodiert, weswegen er schon früh verworfen wurde. Zudem ist für einen Mechanismus, der die Kathode in dem bedruckten Triebwerk verfährt, ein sehr komplexer Aufbau des Triebwerks nötig. Sollte es jedoch möglich sein, die Starterosion in diesem Prozess zu vermeiden, wäre ein solcher Aufbau sinnvoll, wenn er zeitgleich zur Nachführung der Kathode verwendet wird. Denn wie bereits in Kapitel 4 dargelegt, ist bei kontinuierlich betriebenen Triebwerken die Sublimation der Kathode ein entscheidender Faktor der Lebensdauerbegrenzung. Hier wäre ein solcher Mechanismus nötig, um die Kathode so zu verstellen, dass der Elektrodenabstand trotz verkürzter Kathode stets gleich bleibt.

6.4.4. Hochfrequenzzündung und Doppelpulsverfahren

Yoshikawa [100] hat die Form der Hochfrequenzzündung untersucht. Dabei wurde allerdings festgestellt, dass der Lichtbogen aufgrund der Wechselfelder bei dieser Methode hauptsächlich im Übergang zwischen dem zylindrischen und dem konusförmigen Teil der Kathode ansetzen wird. Entsprechend kommt es zur erhöhten Erosion in diesem Bereich sowie im Bereich des Übergangs in den Düsenhals und die Methode wurde als Zündmethode verworfen.

In einigen älteren Elektroniken [100] wurden zwei Hochspannungspulse hintereinander appliziert. Während der erste wie zuvor beschrieben zur Zündung des Triebwerks diente (1 kV für 10 μ s), sollte der zweite Puls, der über eine größere Kapazität gespeist wurde (100 V für 100 ms), den leitfähigen Kanal aufrecht halten, bis die eigentliche Leistungselektronik zugeschaltet wurde (siehe Abbildung 6-9). Dabei handelte es sich dann zumeist um träge Laborspannungsversorgungen mit Zuschaltzeiten von 100 - 200 ms. Dieser Umweg ist mit den hier vorgestellten Methoden nicht mehr nötig und wurde kurz darauf auch eingestellt.

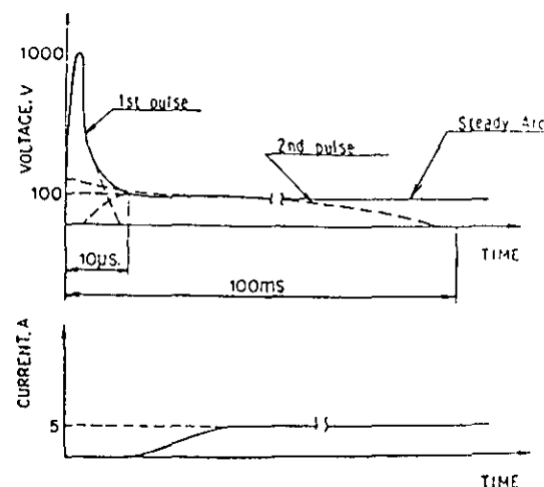


Abbildung 6-9 - Doppelpuls Verfahren[100]

6.5. Experiment zur Konstantspannungszündung

Im Rahmen dieser Arbeit wurde eine Laborelektronik mit Konstantspannungsgenerator verwendet, um die zeitliche Abhängigkeit der Zündung weiter zu belegen. Dabei wurde in einem Testfall mit Argon, die benötigte Spannung mit einer herkömmlichen Sperrwandlerzündung mit einer hohen Spannungsflanke von 1,5 kV/ μ s mit der einer langsam aufbauenden Konstantspannungsanlage verglichen. Der Sperrwandler benötigte bis zu 2 kV Zündspannung, während mit der Konstantspannungsanlage bereits eine minimale Zündspannung von nur 380 V ausreichte. Dabei lag die Spannung von 380 V nahezu konstant an, während im Triebwerk

15 Durchbrüche pro Minute erzeugt wurden. Beim langsamen Hochfahren der Spannungsgrenze erhöhte sich die Zahl der Durchbrüche, bis bei 450 V die eingestellte Spannungsgrenze nicht mehr erreicht werden konnte, da es zuvor stets zum Durchbruch kam. Dabei ereignete sich ein Durchbruch alle 0,25 s was bei einer maximal erreichten Spannung von 450 V einem Spannungsanstieg von 1,8 kV/s entspricht.

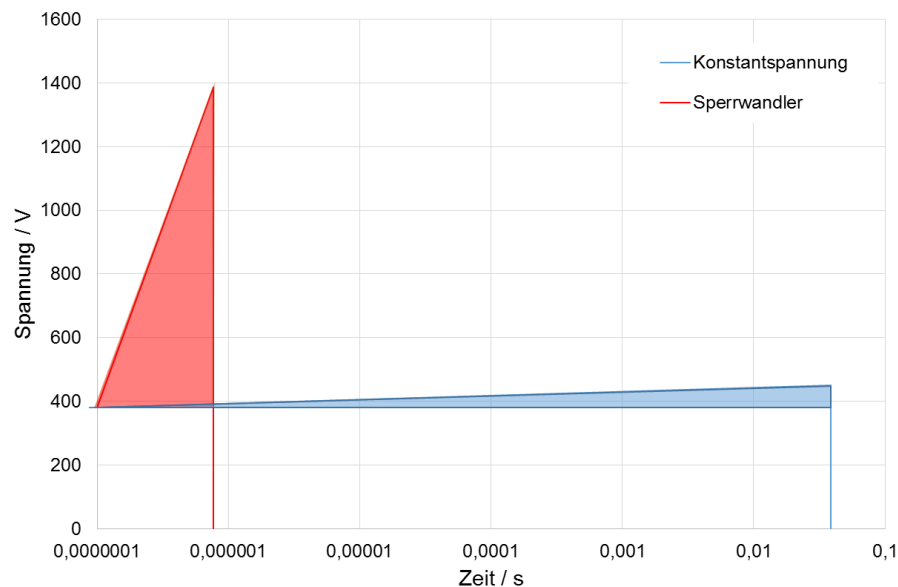


Abbildung 6-10 – Beispiel für eines Spannungszeitflächendiagramms

Aus diesen Informationen lässt sich die Spannungszeitfläche nach Abbildung 6-4 abschätzen. Mit der oben bestimmten minimalen Zündspannung von 380 V, ergibt dies für die Konstantspannungsanlage bei dem gegebenen Spannungsanstieg (1,8 kV/s) eine Spannungszeitfläche von 1,3 Vs (in Abbildung 6-10 blau dargestellt). Mit derselben minimalen Zündspannung und den Messwerten aus Abbildung 6-6 lässt sich eine Spannungszeitfläche von 0,3 mVs ermitteln (in Abbildung 6-10 rot dargestellt). Ein direkter Vergleich über diese verschiedenen Formen und zeitlichen Größenordnungen des Spannungsaufbaus lässt sich nach dem oben beschriebenen Prinzip nicht durchführen.

Zündtests mit Ammoniak konnten nicht durchgeführt werden, da in dem Fall die höhere Spannung Durchbrüche im Bereich der Tankdurchführungen verursachte. Abschließend sei erwähnt, dass es bei diesen Versuchen zu erhöhter Zünderosion im Triebwerk kam, da es sich bei der verwendeten Laboranlage um eine massive Spannungsversorgung mit hohen Kapazitäten handelte. Dadurch lagen die überhöhten Zündströme deutlich länger an, als bei den üblichen Sperrwandlern. Wie oben beschrieben sollte dies bei einer auf minimale Massen ausgelegten Flugelektronik mit einer Hochspannungskaskade nicht mehr der Fall sein.

6.6. Stromregelung

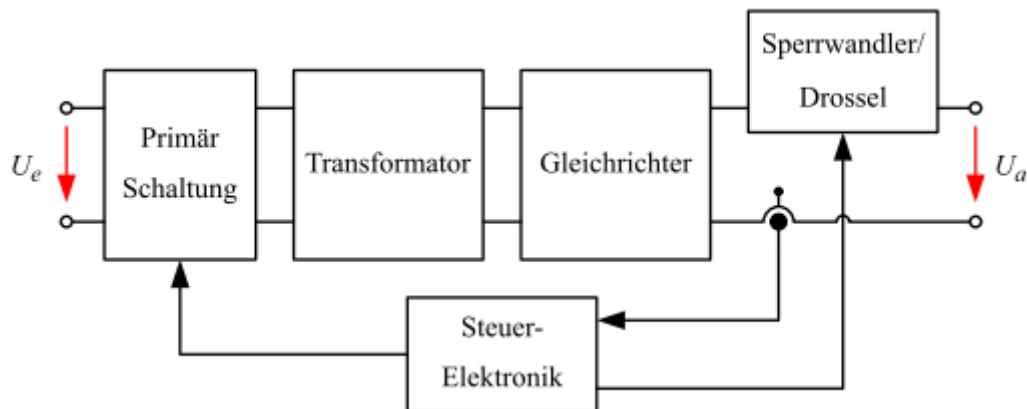


Abbildung 6-11 - Blockschaltbild der IRS Laborelektronik [101]

Im Folgenden wird das Funktionsprinzip der Stromregelung eines thermischen Lichtbogentriebwerks anhand der so genannten AMSAT Laborelektronik [101] beschrieben. Grundprinzip des Aufbaus ist die Pulsweitenmodulation (PWM) eines Durchflusswandlers bestehend aus einer Primärschaltung mit Hochleistungsschaltern (Mosfets), einer Transformerspule und einem Brückengleichrichter als Sekundärschaltung (Abbildung 6-11). In der Primärschaltung (Abbildung 6-12) wird die Leistung abwechselnd durch das Schließen der Leistungsschalter (S1 und S2) in den Transformator gepumpt. Die Höhe der Leistung hängt hier von der Schließzeit der Schalter (bestehend aus 4x 10 A Mosfets) ab. Die weiteren Komponenten der Primärschaltung dienen der Dämpfung gegen Schaltverluste und elektromagnetische Störungen, zur Entladung von Streuinduktivität des Haupttransformators und gegen mögliche asymmetrische Ansteuerung und werden hier nicht weiter spezifiziert. Der Transformator (T1) verfügt über ein Übersetzungsverhältnis von 1:11, welches die Ausgangsspannung (28 V) auf bis zu 300 V erhöht. Diese Spannung muss auf der Sekundärseite (Abbildung 6-13) wieder durch einen Gleichrichter in Gleichspannung transformiert werden. Durch die Mittelabgreifung im Gleichrichter wird die resultierende Spannung am Triebwerk halbiert und beträgt maximal noch 150 V. Von Bedeutung ist, dass dieser Aufbau keinen festen Spannungswert generiert. Vielmehr wird durch das Pumpen von Energie in den Transformator, welche dieser auf der Sekundärseite wieder abgibt, eine feste Leistung übertragen. Eine Steuerelektronik misst daraufhin über einen Shunt-Widerstand den fließenden Strom und korrigiert diesen über die Schaltfrequenz (Pulsweite) der Leistungsschalter.

Das Prinzip wird deutlich beim Blick auf die Regelung direkt nach der Zündung ($\sim 160 \mu\text{s}$). In Abbildung 6-14 ist der zeitliche Verlauf des Triebwerksstromes sowie die Breite der Pulsweitesignale dargestellt. Zu Beginn wird über den Sperrwandler (T3) die Zündspannung aufgebracht. Bei erfolgreicher Zündung wird die im Kondensator (C7) gespeicherte Energie über das Triebwerk entladen und es entstehen Ströme von bis zu 40 A. Kurz darauf setzt das erste PWM Signal ein ($5 \mu\text{s}$). Der Hochleistungsschalter (S1) wird geschlossen, es fließt Strom über den Transformator T1. Beim Öffnen des Schalter S1 wird der Strom durch die Induktivität des Transformators auf der Sekundärseite aufrechterhalten und fließt über Gleichrichter, Sperrwandler und Triebwerk ab. Gleichzeitig wird Schalter S2 geschlossen und kurz darauf

geöffnet, damit der Stromfluss nicht abbricht. Die ersten Signale direkt nach dem Durchbruch des Lichtbogens werden dabei mit voller Pulsweite und damit maximaler Energie betrieben, damit der Lichtbogen nicht abreißt. Dabei steigt der Strom über den zu regelnden Strom auf 20 A. Hier wäre eventuell eine weitere Feinjustierung der Regelung möglich, um diesen Überschwinger zu minimieren. Daraufhin wird die Pulsweitenmodulation ausgeschaltet bis der Strom auf den gewünschten Wert abgefallen ist. Danach wird der Strom durch gezielte Verlängerung oder Verkürzung der PWM Signale auf dem Sollwert gehalten. Durch den Sperrwandler (T3) wird der Strom geglättet. Er erfüllt hier den Zweck einer Drossel. Im stationären Betrieb ist diese Pulsweitenmodulation mit einer Regelfrequenz von 0,2 MHz ebenfalls in der Strommessung erkennbar, wie in Abbildung 6-15 dargestellt. Diese Frequenz ist deutlich höher als die durch die Strömung verursachten Spannungsinstabilitäten. Entsprechend wird davon ausgegangen, dass kein weiterer Optimierungsbedarf an der Stromregelfrequenz besteht. Stattdessen muss dafür gesorgt werden, dass die Einstromung gleichmäßig geschieht.

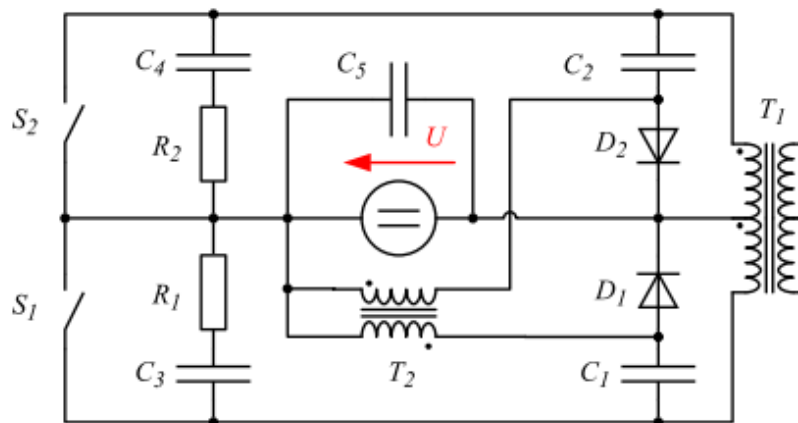


Abbildung 6-12 - Primärschaltung der IRS - Laborelektronik [101]

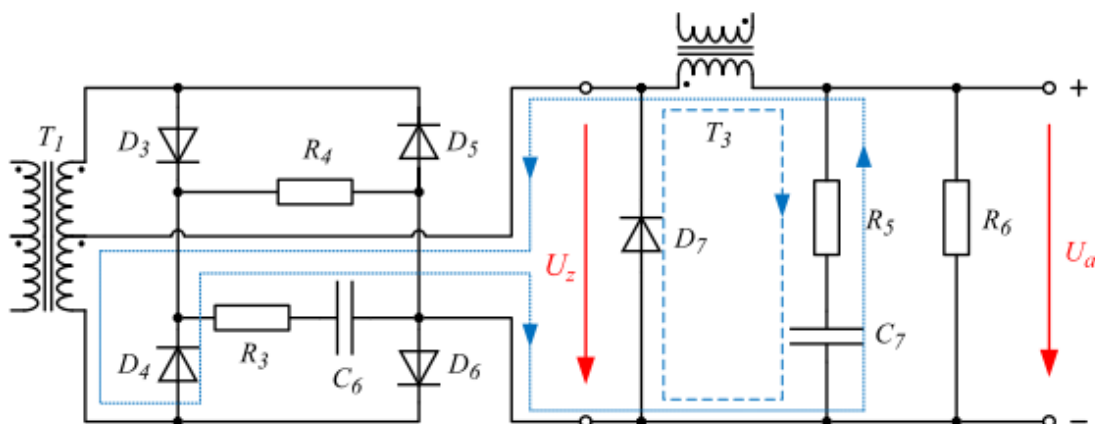


Abbildung 6-13 - Sekundärschaltung der IRS – Laborelektronik [101]

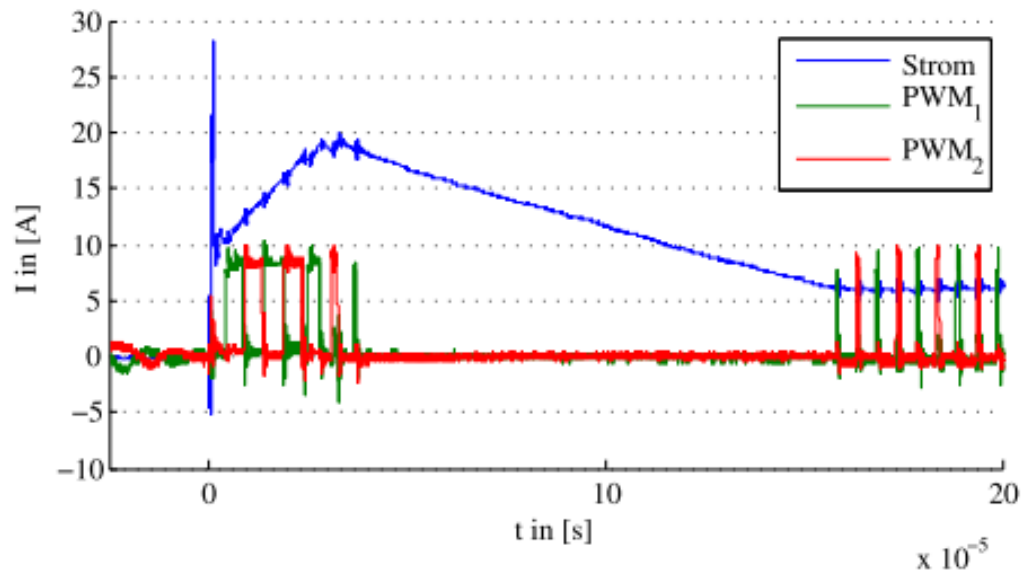


Abbildung 6-14 – Stromverlauf und Pulsweitenmodulation kurz nach der Zündung (TALOS mit Ammoniak, AMSAT Flugelektronik, 6,5 A) [101]

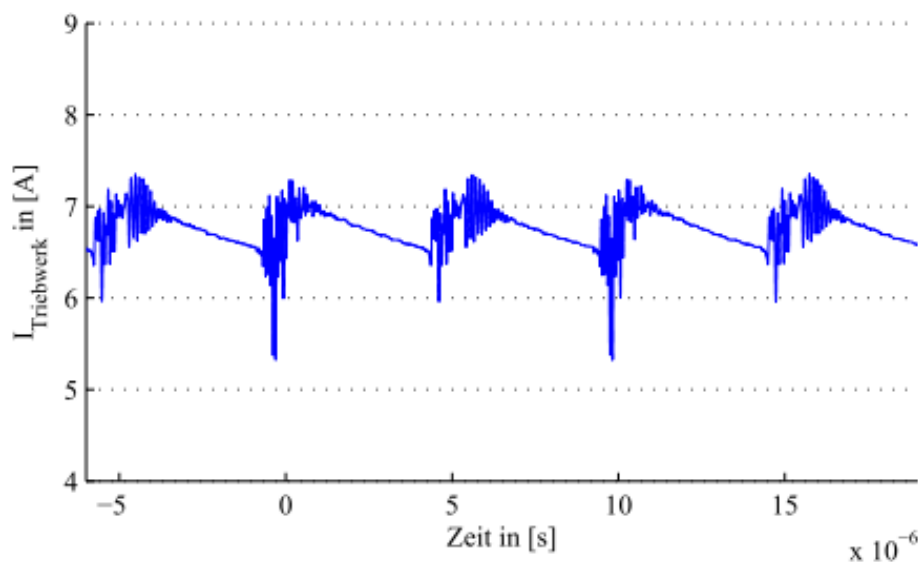


Abbildung 6-15 - Stromverlauf im stationären Betrieb (TALOS mit Ammoniak, AMSAT Flugelektronik, 6,5 A) [101]

6.6.1. Nachzündung

Im Rahmen dieser Arbeit kam es zu einer Beobachtung während der Nutzung einer älteren Laborelektronik der Firma ERNO. In dem Versuch wurde das Triebwerk im Low-Voltage-Mode betrieben und der Lichtbogen ließ sich in den High-Voltage-Mode überführen, da sich der Lichtbogen festgesetzt hatte. Ein behelfsmäßiger Ausschalter, welcher eigentlich als Not-Aus konzipiert war, hat für kurze Zeit die Leistungszufuhr unterbrochen. Als die Leerlaufspannung der Elektronik wieder anlag, hat sich der Lichtbogen wieder ausgebildet und

lag diesmal sofort stromabwärts des Düsenhalses an. Dies konnte in nachfolgenden Tests mit derselben Elektronik wiederholbar demonstriert werden (Abbildung 6-16). Es wurde vermutet, dass die Unterbrechung vielleicht kurz genug war, dass die Ionen und Elektronen nach dem Zusammenbruch des Lichtbogens durch die Strömung gerade aus dem Düsenhals getrieben wurden. Beim erneuten Anlegen der Spannung könnte dies nun eine Ausbildung des Lichtbogens bis in den noch ionisierten divergenten Teil der Düse unterstützen. Bei der Betrachtung der hohen Geschwindigkeiten von Elektronen und Ionen und der vergleichsweise langen Auszeit ist dies allerdings eher unwahrscheinlich. Ein Experiment mit einer späteren Elektronik mit 20 ms Unterbrechungen konnte diese Beobachtung nicht wiederholen. Dabei brach der Lichtbogen zusammen, ohne dass es erneut zur Zündung kam. Gegebenenfalls war die Drossel der ERNO Elektronik groß genug, dass der Lichtbogen länger aufrecht gehalten werden konnte, bis ein Neustart der Anlage eine Spannungsüberhöhung erzeugte. Es wird vermutet, dass es sich dabei um eine besondere Kombination aus dem einseitig ausgeprägten Strömungsfeld des Injektor 1 und thermischer Unterstützung der Zündung handelte, welche diesen Sprung des Lichtbogens durch den Düsenhals bewirkte.

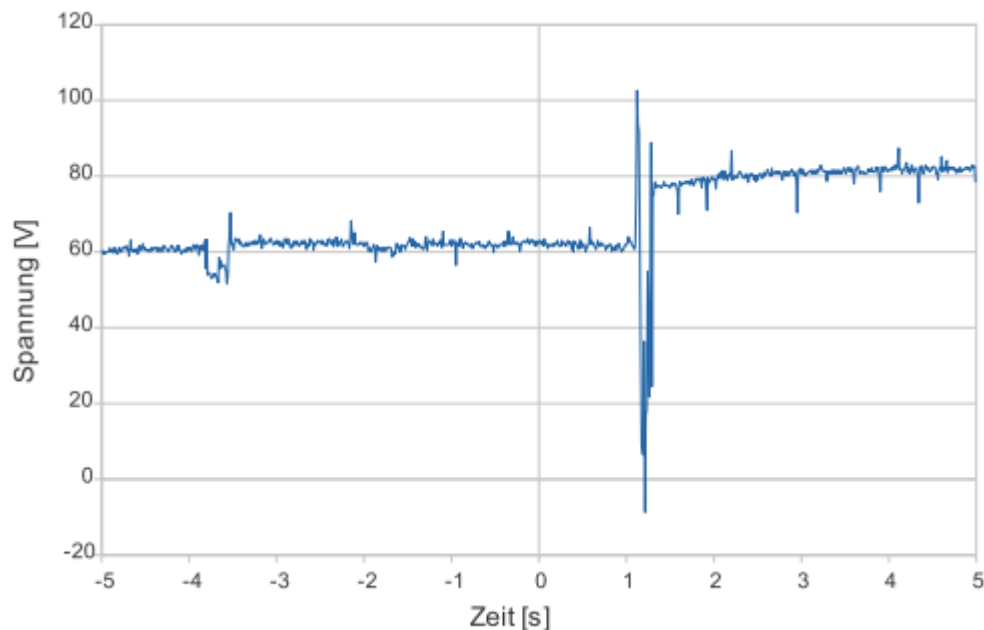


Abbildung 6-16 - Spannungssprünge durch kurzfristiges Ausschalten des Lichtbogens [81]

6.6.2. Direkte Ansteuerung

Bei zukünftigen Hochleistungssatellitenplattformen (Alphabus, Electra) wird Aufgrund der hohen an Bord verfügbaren Leistung ($> 10 \text{ kW}$) die Busspannung von bisher üblichen 50 V auf 100 V erhöht. Damit kann ein Lichtbogentriebwerk nahezu direkt vom Satellitenbus mit unregelter Versorgungsspannung gespeist werden („direct-drive“). Eine solche Spannungswandlung wäre sehr einfach möglich und wurde so auf dem ARGOS Satelliten mit dem ESEX Experiment umgesetzt [35]. Dabei wurde die Triebwerkselektronik aus einer 225 V Batterie gespeist. Damit kann die Masse der Elektronik deutlich reduziert werden. Ein solcher

Aufbau trägt allerdings auch das Risiko in sich, dass sich ein Kurzschluss im Triebwerk über den Satellitenbus in der Spannung des gesamten Satelliten bemerkbar macht. Entsprechende Vorkehrungen wären eine Sicherung über einen großen LCL oder eine galvanische Trennung über einen Sperrwandler.

6.7. Systemgrößen und Optimierungsmöglichkeiten

Die im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Elektroniken auf Basis des Sperrwandlerprinzips erreichen eine maximale Zündspannung von 2 kV (ERNO Labormodell), 2,6 kV (AMSAT Labormodell) und 4 kV (ATOS Flugmodell von AMSAT). Da sich über die Lebensdauer des Triebwerks die Zündbedingungen verändern können, sei es durch Sublimation der Kathode oder Erosion der Anode, ist es ratsam die Zündspannung weiter zu erhöhen, um eine erhöhte Zuverlässigkeit in der Zündung zu erhalten. So sollte die maximal, mögliche Zündspannung beim Doppelten der erwarteten Zündspannung liegen, um diese Effekte und auch statistische Fehler auszugleichen. Dadurch wird die Masse der Elektronik steigen, da größere Transformatoren nötig sind, um diese Spannung einerseits bereit zu stellen und andererseits größere Dioden und mehr in Reihe geschaltete Kondensatoren nötig sind, um einen Durchschlag der Zündspannung in der Elektronik zu verhindern. Möglich wäre es, die nötige Spannung durch einen langsameren Spannungsanstieg zu senken. Wie beschrieben sind dafür größere Kondensatoren parallel zum Triebwerk nötig. Der Transformator muss ebenfalls größer ausgelegt werden, um trotz erhöhtem Kondensator die gleiche Spitzenspannung zu erzeugen. Nur die Dioden und alle anderen Hochspannungsisolationen können durch diese Variante beibehalten werden, da die Spitzenspannung nicht erhöht wird. Da die Triebwerkselektronik allerdings momentan noch deutlich leichter ist, als vergleichbare Elektroniken elektrostatischer Triebwerke, ist dieser Massenzuwachs zum Wohl einer erhöhten Zuverlässigkeit verkraftbar.

Masseneinsparungspotential besteht hingegen auf der Primärseite. Messungen an dem AMSAT Labormodell [101] haben gezeigt, dass die verwendeten Kondensatoren bei der Zündung nur zu 2 % entladen wurden und damit deutlich überdimensioniert sind. Selbst unter der Berücksichtigung der Verschlechterung der Kapazität über die Lebensdauer, sollten hier noch deutliche Einsparungen möglich sein. Die Hochleistungsschalter sind ebenfalls mit 100 % Sicherheit zum nominalen Strom von 120 A während der Zündung noch deutlich überdimensioniert und haben für die Gesamtmasse der Elektronik keine große Bedeutung.

Auch ohne die zuvor angesprochenen potentiellen Masseneinsparnisse, liegt die Masse einer 1 - 2 kW Leistungselektronik bei 3 - 5 kg und damit noch deutlich unter der Masse von 10 - 15 kg, die für vergleichbare elektrostatische Triebwerke (HET & HEMPT) benötigt wird. Viel schwerwiegender sind üblicherweise die Kosten einer Flugelektronik, die oft auf 2 Mio. € (wiederkehrende Kosten) ansteigen können, so dass auf minimale Komplexität der Elektronik geachtet werden sollte. Auch eine übertriebene zusätzliche Redundanz an Komponenten sollte vermieden werden. Da in der Systembetrachtung die Elektronik unabhängig der internen Teilredundanzen als ein möglicher Single-Point-Failure betrachtet wird, sollten die Kosten eher gering genug sein, um ein vollständig redundantes System bestehend aus redundantem Triebwerk und redundanter einfacher Elektronik einbauen zu können.

Die Verluste in der Leistungselektronik des Triebwerkes wurden im Rahmen der Arbeit von Le [101] vermessen und sind in Abbildung 6-17 über der Eingangsleistung dargestellt. Im Durchschnitt wurde ein Wirkungsgrad von 90 % erreicht. Damit ist die Elektronik etwas schlechter als übliche Flugelektroniken mit 93 - 95 % Wirkungsgrad [5]. Diese Verluste teilen sich auf die Mosfets, den Transformator des Durchflusswandlers und die Dioden des Gleichrichters auf und sind abhängig von Strom, Spannung und Schaltfrequenz. Dabei dominieren die Schaltverluste an den Dioden. Schnellere Dioden würden hier die Verluste reduzieren. Alternativ würde eine geringere PWM-Frequenz die Verluste reduzieren. Dafür muss die Masse der Transformatoren und der Drossel steigen, was dann im Endprodukt auf ein Trade-Off zwischen Leistungsanforderung und Masse des Systems hinauslaufen würde. Eine weitere Möglichkeit wäre der Einsatz eines Resonanzwandlers, der die Mosfets während des Nulldurchgangs des Stroms und der Spannung schaltet. Dies reduziert die Verluste deutlich, würde allerdings die Komplexität des Systems insbesondere bezüglich der genauen Dimensionierung steigern.

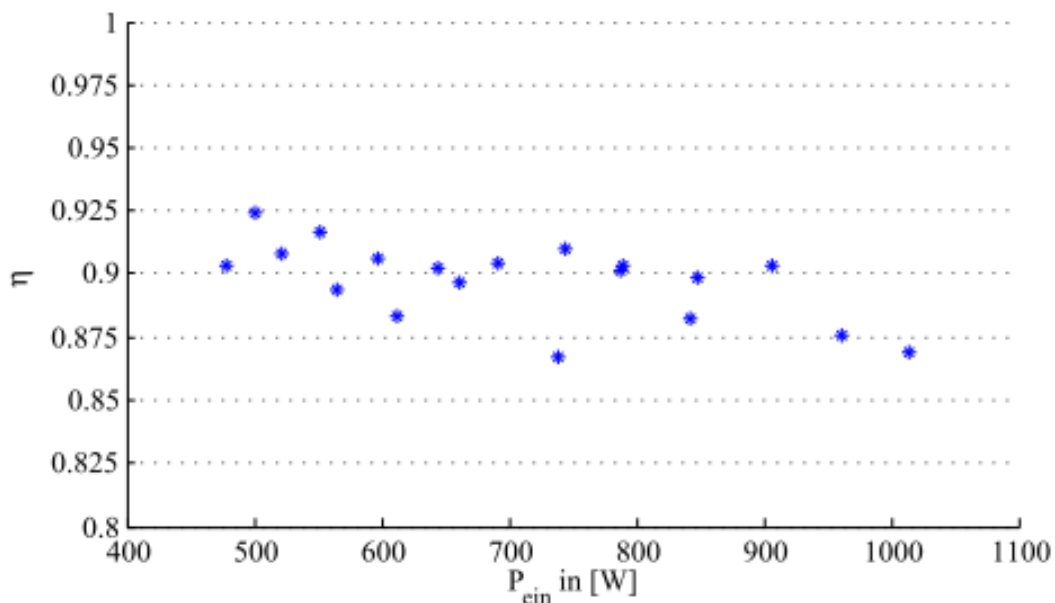


Abbildung 6-17 - Wirkungsgrad der Elektronik (Labormodell) [101]

7. Kapitel - Plasmadiagnostik

Im Folgenden soll die Plasmadiagnostik, welche im Laufe dieser Arbeit durchgeführt wurde, beschrieben werden. Die Ergebnisse können als Datenbasis numerischer Codes dienen, welche wiederum bei der Auslegung und dem Verständnis der Triebwerke hilfreich sind. Folgende Größen waren Ziel dieser Untersuchungen:

- Bestimmung der Austrittstemperaturen der Schwerteilchen zur Abschätzung der chemischen Verluste und Düsenverluste
- Bestimmung der elektrischen Anregungstemperatur und damit Aufschluss über die Prozesse im Entladungskammerplasma
- Bestimmung der Elektronendichte und Gesamtdichte zur Bestimmung des lokalen Ionisationsgrades

7.1. Versuchsgrundlagen

Im Rahmen der Triebwerksuntersuchungen für diese Arbeit ergab sich die Möglichkeit die bestehenden Datensätze durch hochgenaue emissionsspektroskopische Aufnahmen zu erweitern. Zu diesem Zweck wurde das Verfahren der Fabry-Perot-Interferometrie (FPI) angewandt. Dabei handelt es sich um ein optisches und daher berührungsloses Diagnostikverfahren. Im Gegensatz zur artverwandten Emissionsspektroskopie können mit Hilfe dieses Verfahrens deutlich höhere Auflösungen erreicht werden. Allerdings ist es nur möglich kleine Ausschnitte des Spektrums gleichzeitig zu betrachten und die deutlich geringere Intensitätsausbeute schränkt die untersuchbaren Plasmen ein.

7.1.1. Versuchsbedingungen

Alle in diesem Kapitel beschriebenen Versuche wurden noch vor der in Kapitel 4 beschriebenen Injektorstudie durchgeführt. Das TALOS Triebwerk war mit Injektor 1 (ohne Wirbel) und einer Anode mit 0,6 mm Düsenhalsdurchmesser und 0,7 mm Länge ausgestattet. Der Elektrodenabstand wurde auf 0,8 mm eingestellt. Um die Intensitätsausbeute zu erhöhen musste das Triebwerk bei Versuchsbedingungen mit höherer Leistung (Tabelle 7-1) betrieben werden, die von den üblichen Betriebsbedingungen (800 W bei 22 mg/s Ammoniak) abweichen.

Nr.	Test ID	Anmerkung	Gas	Dauer	Spannung	Strom	Massenstrom	Schub
#4	T5_147	Radial Profil	NH ₃	46 min	73 V +/- 1,7 V	13,7 A +/- 0,14 A	22,3 mg/s +/- 0 mg/s	114 mN +/- 1,5 mN
#5	T5_152	Radial Profil	NH ₃	120 min	92V +/- 0,06 V	11 A +/- 0,12 A	22 mg/s	109 mN
#6	T5_155	Radial Profil	NH ₃	127 min	91 V +/- 1,9 V	11,1 A +/- 0,09 A	22,2 mg/s +/-1 mg/s	123 mN +/-3,9 mN
#7	T5_156	Radial Profil	NH ₃	150 min	91 V +/- 2,5 V	11,1 A +/- 0,08 A	22,3 mg/s +/- 1,6 mg/s	-
#8	T5_154	Axial Profil	NH ₃	60 min	89,1 V +/- 0,2 V	11,57 A +/-0,41 A	22 mg/s	-
#9	T5_153	Mischung	H ₂ & NH ₃	100 min	108 V & 89 V	9,3 A & 11,2 A	< 10 mg/s < 22 mg/s	80-110 mN
#10	T5_165	Axial & Radial	H ₂	165 min	78 V +/- 2,7 V	13 A +/- 0,24 A	10 mg/s +/- 0 mg/s	85 mN +/- 0,8 mN

Tabelle 7-1 - Versuchsbedingungen für die FPI Untersuchungen am TALOS Triebwerk

7.1.2. Plasmastrahlung

Um das Prinzip der Fabry-Perot-Interferometrie zu verstehen bedarf es eines kurzen Exkurses zum Thema Plasmastrahlung. Untersucht wird mit dieser Methode die Strahlung aus Atomhüllen, wie sie von angeregten Elektronen freigesetzt wird, die auf niedrigere Energieniveaus zurückspringen. Die Energie der Strahlung entspricht dabei der Differenz der jeweiligen Energieniveaus. Für die Wellenlänge der emittierten Strahlung ergibt sich daraus folgende Beziehung [104]:

$$E_{n2} - E_{n1} = h\nu = \frac{hc}{\lambda} \quad 7.1$$

Hierbei sind h das plancksche Wirkungsquantum, c die Lichtgeschwindigkeit und λ die Wellenlänge des emittierten Lichts. Da nach der Quantentheorie nur klar definierte Energiezustände möglich sind, hat auch die emittierte Strahlung eines Übergangs nur eine klar definierte Wellenlänge. Daraus ergibt sich für jedes Atom ein charakteristisches Spektrum an emittierter Strahlung, welches bei einfachen analytisch fassbaren Atomen wie Wasserstoff mit Serienformeln erfasst werden kann. In den durchgeführten Experimenten waren insbesondere die Linien der Wasserstoff-Balmerserie [104] H_α (656,28 nm) und H_β (486,13 nm) im sichtbaren Spektrum von Interesse. Diese Serie konnte sowohl bei reinem Wasserstoff als auch bei Ammoniak, welches im Lichtbogen zu Wasserstoff und Stickstoff zersetzt wird, untersucht werden.

Nicht untersucht werden können hingegen die Strahlungen, die bei dem Einfangen von Elektronen (Kombinationsstrahlung) oder beim Bremsen von freien Elektronen (Bremsstrahlung) emittierter werden. Da die Energie der freien Elektronen nicht gequantelt ist, tritt diese Strahlung als Kontinuumsstrahlung auf, die bei den Messungen als Hintergrundstrahlung aufgenommen wurde.

7.1.3. Spektrale Linienverbreiterung

Verschiedene physikalische Effekte haben einen Einfluss auf die Wellenlänge der emittierten Strahlung. Dabei kann es entweder zu einer Wellenlängenverschiebung oder einer Verschiebung der Spektrallinien kommen. Sind die Veränderungen und die verursachenden Effekte bekannt, können aus diesen Verschiebungen und Verbreiterungen grundlegende Plasmaeigenschaften, wie Teilchentemperatur und Teilchendichten, bestimmt werden. Im Folgenden sind drei dominierende Effekte näher beschrieben.

Apparateverbreiterung

Die Apparateverbreiterung ist für das Auflösungsvermögen relevant und ist ein Wert für die Qualität des Aufbaus. Sie wird durch den allgemeinen Messaufbau (Lichtwellenleiter, Blenden und Linsen) sowie durch Einstellungen an den Apparaturen (Fabry-Perot-Interferometer und Monochromator) beeinflusst. Durch diese Eigenschaften wird das Licht geringfügig gestreut und das Intensitätsprofil hat demnach die Form eines Lorentzprofils [104] statt einer monochromatischen Spektrallinie mit λ als Halbwertsbreite, ω als Wellenlänge und I als Intensität.

$$I(\omega) = I_0 \frac{\left(\frac{\Delta\lambda}{2}\right)^2}{(\omega - \omega_0)^2 + \left(\frac{\Delta\lambda}{2}\right)^2} \quad 7.2$$

Um die Apparateverbreiterung zu bestimmen, wird der Aufbau mithilfe eines Lasers kalibriert. Dieser sendet im Idealfall eine rein monochromatische Strahlung aus, so dass die gemessene Verbreiterung allein dem Aufbau des FPI entspringt. Allerdings ist diese Verbreiterung auch von der Wellenlänge der passierenden Strahlung abhängig, so dass die Verbreiterung, die mit Hilfe des He-Ne-Lasers bei 633 nm bestimmt wurde, noch wie folgt [104] auf die Wellenlängen der Balmerreihe umgerechnet werden muss:

$$\Delta\lambda_{A1} = \Delta\lambda_{A2} \frac{\lambda_1^2}{\lambda_2^2} \quad 7.3$$

Abbildung 7-1 vergleicht die gemessene Spektrallinienbreite (in Pikometern) des Lasers (blau) mit einem gefitteten Gaußprofil (magenta) und zeigt deutlich wie gut die Verbreiterung dem Gaußprofil folgt. Die Spektrallinie wiederholt sich in der Abbildung nach einem freien Spektralbereich von 270 pm, da danach das selbe Signal eine Interferenzordnung höher erneut gemessen wird.

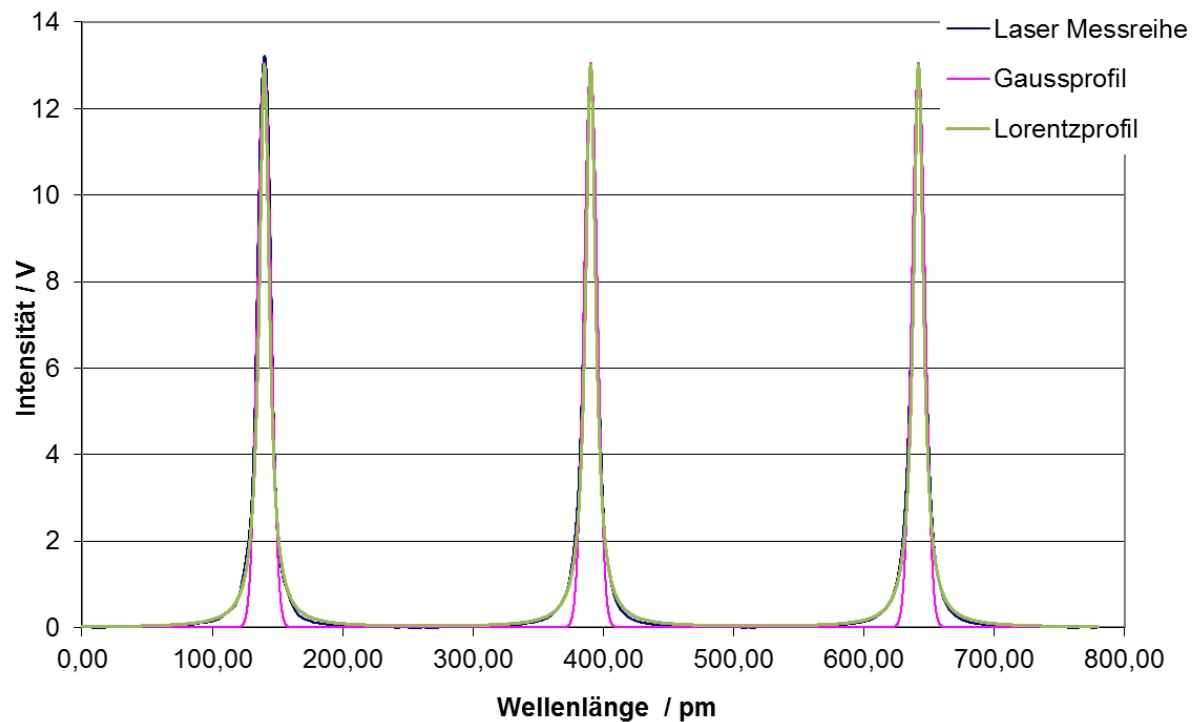


Abbildung 7-1 - Apparateverbreiterung einer Laserspektrallinie in Pikometern

Dopplerverbreiterung

Das Prinzip hinter der Dopplerverbreiterung ist der aus dem Alltag bekannte Dopplereffekt. Dabei kommt es durch Relativgeschwindigkeiten zwischen einem Sender und einem Empfänger zu Wellenlängenverschiebungen in Abhängigkeit vom Verhältnis zwischen der Relativgeschwindigkeit und der Lichtgeschwindigkeit. Dieser Effekt kann innerhalb eines Plasmastrahls durch zwei Möglichkeiten hervorgerufen werden. Durch den Anteil der makroskopischen Geschwindigkeit des Plasmas, die nicht senkrecht zur Betrachtungsrichtung verläuft, entsteht für den Beobachter eine gleichmäßige Verschiebung der Spektrallinie in eine Richtung. Werden nun zwei Messungen aus unterschiedlichen Winkeln verglichen lässt sich damit die Geschwindigkeit der emittierenden Teilchen bestimmen. Allerdings wirkt der Dopplereffekt auch durch die mikroskopische Geschwindigkeit der Teilchen, die sich nach der Maxwell'schen Geschwindigkeitsverteilung aus der Temperatur ergibt. Da die mikroskopische Geschwindigkeit allerdings ungerichtet ist, entsteht dadurch eine allgemeine Verbreiterung der Spektrallinie [104]. Das Intensitätsprofil hat demnach eine Gaußprofilform nach Formel 7.4, wie in Abbildung 7-2 exemplarisch an einer H_α Messung dargestellt.

$$I(\omega) = I_0 e^{b(\omega - \omega_0)^2} \quad 7.4$$

Dabei ist I die Intensität des Signals, I_0 die maximale Intensität des Signals, b der Linienbreitenparameter, ω die Wellenlänge und ω_0 die Position im Messbereich bzw. die Wellenlänge des Signals. Für ein solches Gaußprofil bestimmt sich die charakterisierende Halbwertsbreite $\Delta\lambda$ wie in Formel 7.5 [104] dargestellt.

$$\Delta\lambda = \frac{2\sqrt{\ln\frac{1}{2}}}{b} \quad 7.5$$

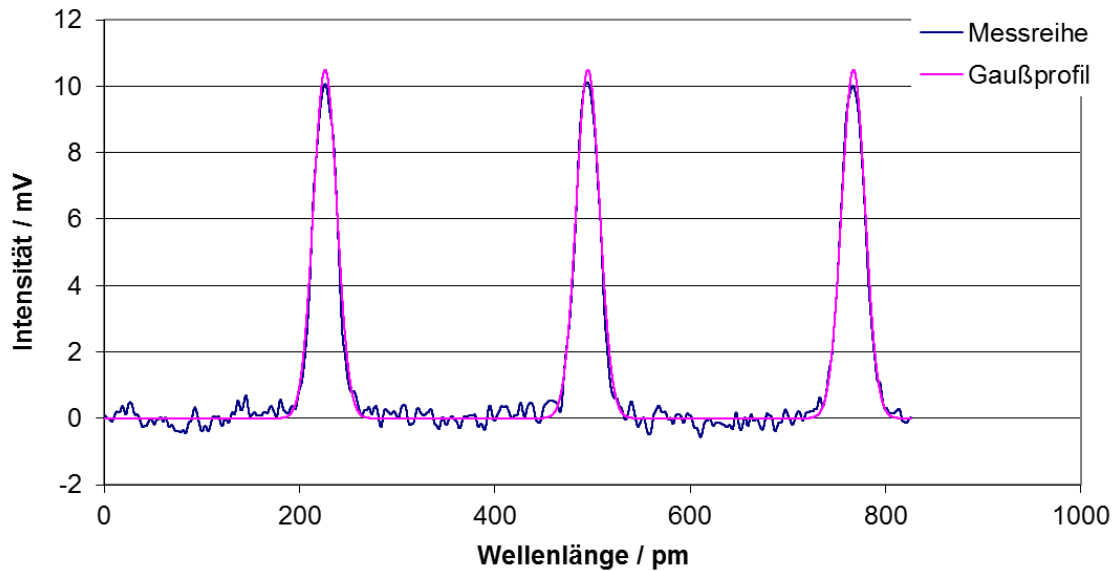


Abbildung 7-2 - Gaußprofil einer $H\alpha$ Linienverbreiterung (Versuchsbedingung #5)

Da die mikroskopische Geschwindigkeit von der Temperatur abhängt, kann aus der Dopplerverbreiterung die Temperatur der emittierenden Teilchen bestimmt werden [104].

$$\Delta\lambda_D = \frac{\lambda_0}{c} \sqrt{\frac{8k_B T_s \ln 2}{m_s}} \quad 7.6$$

Dabei ist k_B die Boltzmannkonstante und T_s sowie m_s sind die Temperatur und die Masse der emittierenden Teilchen. Wenn ein (lokales) thermisches Gleichgewicht unter den Schwer- teilchen angenommen werden kann, entspricht die bestimmte Temperatur der allgemeinen Schwerteilchentemperatur im Plasmastrahl und ist damit ein Indiz für die thermische Restenergie, die nicht in der Düse entspannt wurde.

Starkverbreiterung

Bei hohen Dichten im Plasma kann es zu Wechselwirkungen zwischen dem emittierenden Atom und anderen Teilchen im Plasma kommen, welche sich wiederum auf die Wellenlänge der emittierten Strahlung auswirken. Der Überbegriff für solche Effekte ist die Druckverbreiterung. Dabei gibt es zwei mindere Effekte, welche entweder zwischen Atomen gleicher Art (Resonanzverbreiterung) oder zwischen Atomen oder Molekülen unterschiedlicher Arten (Van- der-Waals-Verbreiterung) wirken und erst bei hohen Dichten an Einfluss gewinnen. Schon bei geringeren Dichten kann die Starkverbreiterung von Bedeutung sein, da diese auf der Wechselwirkung zwischen geladenen Teilchen beruht. Ab einem Ionisationsgrad von ungefähr

1 % kann davon ausgegangen werden, dass die weitreichende Wirkung der Coulombkräfte die anderen Druckverbreiterungen übertrifft. Dabei ist zu berücksichtigen, dass aufgrund der Trägheit der Ionen dieser Effekt hauptsächlich von der Wechselwirkung zwischen den freien und gebundenen Elektronen getragen wird. Entsprechend ist die Starkverbreiterung insbesondere von der Elektronendichte abhängig und lässt sich wie folgt approximieren [104]:

$$\Delta\lambda_s = 2,5 \cdot 10^{-10} \alpha_{1/2} n_e^{2/3} \text{ (in nm)} \quad 7.7$$

Dabei ist n_e die Elektronendichte und $\alpha_{1/2}$ die reduzierte Wellenlänge, welche von der Holtsmark Feldstärke F_0 [104] abhängig ist.

$$\alpha_{\frac{1}{2}} = \frac{\lambda}{F_0} \quad 7.8$$

Die sich daraus ergebenden Profile sind allerdings keine Gaußprofile, sondern Dispersions- bzw. Lorentzprofile [104] wie für die Apparateverbreiterung angegeben.

7.1.4. Bestimmung der Plasmaeigenschaften

In den folgenden Abschnitten wird die Schwerteilchentemperatur nach Abzug der Apparateverbreiterung direkt aus der Dopplerverbreiterung bestimmt, wie sie oben beschrieben wurde. Die Bestimmung der Elektronendichte aus der Starkverbreiterung der Wellenlänge wurde nur für das Wasserstoffplasma durchgeführt, da die Starkverbreiterung für Ammoniak in den untersuchten Fällen einen vernachlässigbaren Einfluss zeigte. Die Anregungstemperatur kann mit der Annahme lokalen thermischen Gleichgewichts aus dem Verhältnis der Linienintensitäten von H_α und H_β nach Formel 7.9 [105] bestimmt werden. g und f sind dabei von der zu untersuchenden Wellenlänge abhängige Konstanten. Diese sind in Tabelle 7-2 für H_α und H_β aufgeführt.

$$T_{ex} = \frac{E_{k1} - E_{k2}}{k \ln \left(\frac{I_2 \lambda_2^3 g_1 f_1}{I_1 \lambda_1^3 g_2 f_2} \right)} \quad 7.9$$

	H_α	H_β
Wellenlänge λ	656,3 nm	486,1 nm
Anregungsenergie E_k	1,9366 E-18 J 97492 cm ⁻¹	2,04252 E-18 J 102824 cm ⁻¹
Statisches Gewicht g_i	2	2
Oszillatorstärke f_{ik}	0,64108	0,11938

Tabelle 7-2 - Konstanten der Balmerreihe zur Bestimmung der Anregungstemperatur [107], [108]

7.1.5. Das Fabry-Perot-Interferometer

Im Folgenden wird das Grundprinzip der Fabry-Perot-Interferometrie (FPI) kurz umrissen. Für eine detailliertere Beschreibung wird auf die begleitende Diplomarbeit [105] verwiesen. Das Grundprinzip des FPI basiert auf der Interferenz von Strahlung. Dabei werden Teilwellen derart überlagert, dass sie sich entweder verstärken, wenn sie mit derselben Phase schwingen, oder abschwächen, wenn sie gegenphasig schwingen. Im Falle des Fabry-Perot-Interferometers entsteht der dafür nötige Gangunterschied Δs bei der Reflexion an zwei planparallelen Spiegeln. Das in das FPI eindringende Licht wird zwischen den Platten mehrfach reflektiert und tritt auf der anderen Seite vielfach überlagert wieder aus, wie in Abbildung 7-3 dargestellt. Dabei verstärken sich die Teilwellen bei einer Phasendifferenz $\Delta\varphi$ um in der Höhe eines Vielfachen (Interferenzordnung m) von 2π und eine vollständige Auslöschung tritt bei einem Versatz von ungeraden Vielfachen von π auf. Das FPI lässt entsprechend jeweils jene Wellenlängen durch, deren Vielfaches dem Plattenabstand d entspricht. Der Abstand zwischen zwei solchen verstärkten Wellenlängen wird freier Spektralbereich genannt und berechnet sich mit dem Brechungsindex $n = 1$ wie in Formel 7.10 dargestellt [105].

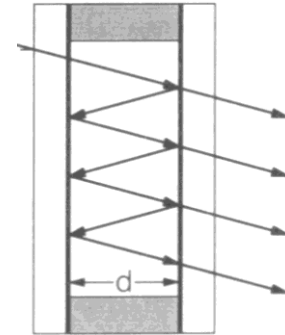


Abbildung 7-3 - FPI mit zwei nach innen verspiegelten Glasplatten [106]

$$\Delta\lambda_F = \frac{\lambda_0^2}{2nd} \quad 7.10$$

Ein Monochromator, eine einfache Form eines Spektrometers, ist hinter dem FPI nötig, um die ungewünschten Wellenlängen einer anderen Interferenzordnung abzuschneiden. Die Auflösung des Spektrometers muss höher sein als der freie Spektralbereich, damit am Ausgang des Spektrometers das Licht einer einzigen Wellenlänge aufgenommen wird. Andernfalls kommt es zur Überlagerung benachbarter Wellenlängen. Um den benachbarten Wellenlängenbereich der untersuchten Wellenlänge betrachten zu können, werden die Spiegelplatten mittels Piezo-Elementen verschoben. Dies geschieht über einen Rampengenerator, der lineare, periodische Translationsbewegungen erzeugt. Eine Lochblende hinter dem FPI sorgt dafür, dass nur paralleles Licht durchgelassen wird, um eventuelles Störlicht aus einem anderen Eintrittswinkel zu minimieren.

Die Apparateverbreiterung kann aus dem freien Spektralbereich und der Finesse abgeschätzt werden, um eine allgemeine Tauglichkeit eines Aufbaus für die geforderte Genauigkeit im Voraus zu bestimmen. Hierzu sei auf die dazu betreute Diplomarbeit [105] verwiesen. Im Versuch wurde die Apparateverbreiterung direkt anhand der Verbreiterung des Lasersignals bestimmt.

7.1.6. Versuchsaufbau des FPI

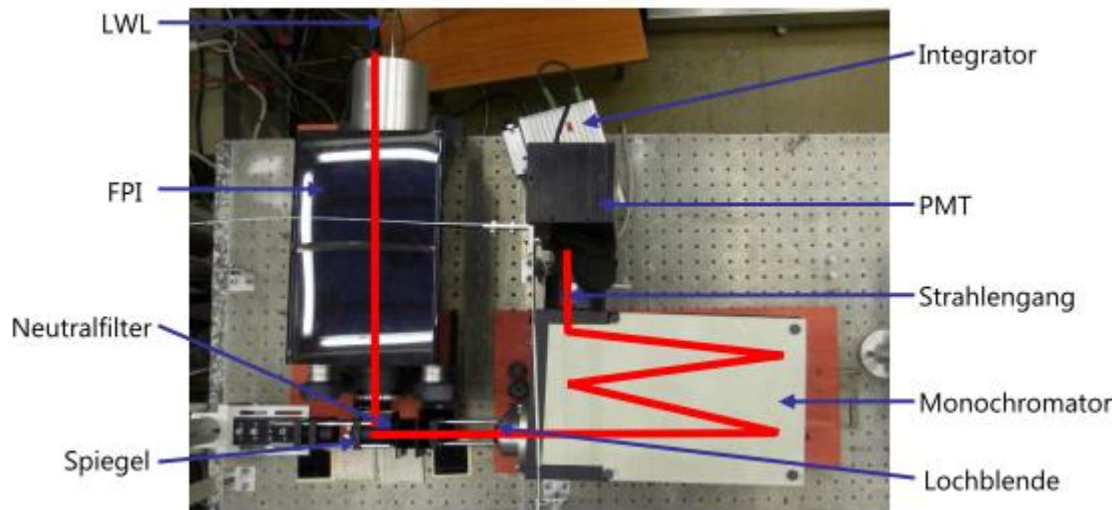


Abbildung 7-4 - FPI Messaufbau [105]

Der Aufbau bestand aus den folgenden Komponenten und ist von Schäfer [105] detaillierter beschrieben:

- 90 ° Umlenkprisma,
- Auf einen Lichtwellenleiter bündelnde Kollimatoroptik mit 5mm Brennweite,
- Lichtwellenleiter mit 7 Fasern á 200µm aus Quarzglas,
- FPI mit angeschlossenem Rampengenerator (Burleigh),
- Monochromator Jobin-Yvon HR320 mit 1200er Gitter und einem Auflösungsvermögen von ± 2 nm,
- Photomultiplier (R928) mit Integrator zur Aufnahme des Signals,
- Oszilloskop (LeCroy W424) zur Darstellung und Speicherung des Signals.

Im Gegensatz zu späteren Aufbauten am IRS wurde der Ausgang des Monochromators von einem Photomultiplier aufgenommen. Damit war es möglich einzelne Punkte sehr scharf darzustellen. Der mittlerweile verwendete optische Chip ermöglicht die Aufnahme eines ganzen Spektrums, um größere Bereiche gleichzeitig zu untersuchen. Da für die Untersuchungen im Rahmen der Arbeit nur vereinzelte Wellenlängen aufgezeichnet werden sollten, war diese Funktion nicht erforderlich.

Um das schwache Ammoniakplasmasignal mit ausreichender Intensität aufnehmen zu können, wurde ein Plattenabstand von 0,8 mm und ein Lochblendendurchmesser von 2 mm verwendet. Bei höheren Intensitäten sind Plattenabstände von 3 mm und deutlich geringere Lochblendendurchmesser üblich. Die Gesamtfinesse lag entsprechend bei 26,6 und der freie Spektralbereich bei 0,269 nm. Daraus lässt sich eine theoretische Apparateverbreiterung von 10,1 pm bestimmen, welche gut mit der mittleren gemessenen Apparateverbreiterung von

11,9 pm übereinstimmt. Das eher mäßige Auflösungsvermögen des Monochromators war ohne Belang, da im Bereich von ± 2 nm um die zu untersuchende Wellenlänge keine Intensitäten erwartet wurden, die herausgefiltert werden mussten. Auch das Oszilloskop wurde mit dem Rampengenerator extern an die Verfahrfrequenz des FPI gekoppelt, um bei ständig verfahrenen Spiegeln ein sich wiederholendes stehenden Signal darstellen zu können. Durch eine Rauschfilterung und einer Signalmittelung über 200 bis 2000 Signale (Sweeps) wurde selbst die Aufnahme der sehr schwachen H_β Ammoniaksignale ermöglicht. Ohne diese Maßnahme waren H_β Signale kaum bis gar nicht zu erkennen. Während zum Vergleich mit Wasserstoff Intensitäten von 5 - 15 W/m²sr gemessen wurden, lagen diese für Ammoniak noch bei 3 - 300 mW/m²sr.

Mit Hilfe des Kalibrierlasers wurde die Ungenauigkeit und Wiederholbarkeit des Aufbaus bestimmt. So konnte eine unsachgemäße Behandlung des Lichtwellenleiters das Signal am FPI stark schädigen. Auch gute Signale variierten noch um bis zu 33 % in der Intensität und bis zu 16 % in der Apparateverbreiterung. Von einem Fehler von mindestens 5 % in der Apparateverbreiterung muss bei den gemessenen Signalen ausgegangen werden. Der Kollimator hatte nur geringen Einfluss auf die Apparateverbreiterung. Hier wurden lediglich 0,1 pm gemessen. Durch einen Test mit einem Heißluftföhn konnte ein Einfluss der hohen Temperatur des Kollimators, wie sie in der Nähe des Triebwerkes auftreten kann, auf die Intensität oder Apparateverbreiterung ausgeschlossen werden.

Langzeittest (ca. 25 min) eines FPI Signals bei durchgehendem Betrieb des Triebwerkes zeigten, dass die Intensität und die Temperatur innerhalb der ersten 15 Minuten um bis zu 50 % anstiegen. Dies ist weit mehr als durch das Ansteigen der Kontinuumsstrahlung des heißer werdenden Triebwerkes erwartet wird. Es wird vermutet, dass diese Unterschiede aus der Instabilität des Triebwerkes insbesondere während der Startphase hervorgingen. Aus diesem Grund wurden die eigentlichen Messungen erst durchgeführt, nachdem das Triebwerk ein thermisches Gleichgewicht erreicht hatte (ca. 30 min).

Um Profile des Plasmas aufnehmen zu können, wurde der Kollimator mit Hilfe von Linearmotoren verfahren. Die Genauigkeit der Verfahrschritte lag bei 0,627 mm auf 100 Schritten. Der Ausgangspunkt der Profile wurde allerdings nicht geometrisch bestimmt. Stattdessen wurde stets vor der eigentlichen Messung der Punkt der höchsten Intensität angefahren. Das Triebwerk wurde mit den in Tabelle 7-1 dargestellten Bedingungen betrieben.

7.2. Ergebnisse der FPI Messungen

Eine erste Betrachtung der Verbreiterung von H_α und H_β für beide Plasmen ermöglicht einen Rückschluss auf den dominierenden Effekt der Verbreiterung (Dopplerverbreiterung oder Starkverbreiterung). Dies ist aus der Form des Profils (Gauß oder Lorentz) ersichtlich. Alle Profile H_α wie H_β für Ammoniak wie für Wasserstoff wiesen Gaußsche Verläufe auf, womit generell eine dominierende Dopplerverbreiterung angenommen werden kann. Zudem kann das

Verhältnis der H_α zur H_β Verbreiterung betrachtet werden, um eine genauere Aussage darüber zu treffen.

In Abbildung 7-5 ist beispielhaft das Profil einer H_α Spektrallinie dargestellt, wie sie für Ammoniak (Test #5) aufgenommen wurde. Zum Vergleich sind zusätzlich ein angepasstes Gauß- und Lorentzprofil eingezeichnet. Die Form der Verbreiterung folgt deutlich dem eines Gaußprofils. Aus der Breite der Spektrallinie (28,4 pm) wurde im ersten Ansatz mit Berücksichtigung der Apparateverbreiterung aber Vernachlässigung der Starkverbreiterung eine Schwerteilchentemperatur von 2920 K ermittelt. Die Abbildung 7-6 zeigt das Beispielpprofil für die Ammoniak H_β Linie. Aufgrund des Hintergrundrauschens kann das Profil sowohl als Gaußprofil als auch als Lorentzprofil mit gleicher Linienbreite approximiert werden. Obwohl in diesem Fall die identische Position und Versuchsbedingung vorlag, deutet die H_β Verbreiterung auf eine deutlich geringere Schwerteilchentemperatur von nur 1440 K hin. Dies lässt vermuten, dass der Einfluss anderer Verbreiterungsmechanismen nicht vernachlässigt werden kann.

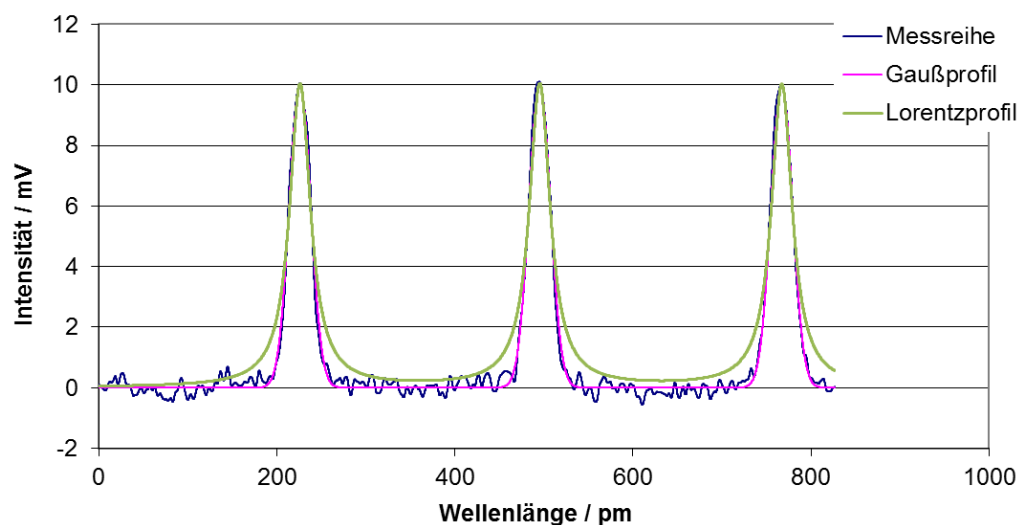


Abbildung 7-5 – Beispiel für die Verbreiterung der H_α Linie für Ammoniak (Test # 5, Halbwertsbreite 28,4 pm)

Nach der bekannten Formel (7.6) sollte das theoretische Verhältnis zwischen der H_α und der H_β Verbreiterung für reine Dopplerverbreiterung bei 1,35 liegen, welches dem Wellenlängenverhältnis entspricht. Aus den Analysen von Griem [104] lässt sich schließen, dass bei einer dominierenden Starkverbreiterung die H_β Linie deutlich stärker verbreitert wäre als die H_α Linie. Verhältnisse zwischen den Verbreiterungen von kleiner 1 wären hier also zu erwarten. Für Ammoniak wurde aus den Messungen ein mittleres Verhältnis von 1,54 bestimmt. Dieses liegt höher als nach den beiden Ansätzen möglich und kann aktuell nicht erklärt werden. Da die H_α Verbreiterung jedoch sehr stark ausgeprägt ist, wird dies als Indiz für eine dominierende Dopplerverbreiterung angenommen. Entsprechend wird im Folgenden aus der Verbreiterung direkt die Schwerteilchentemperatur bestimmt, während eine Elektronendichtebestimmung aufgrund des marginalen Starkeffektes für Ammoniak nicht möglich ist.

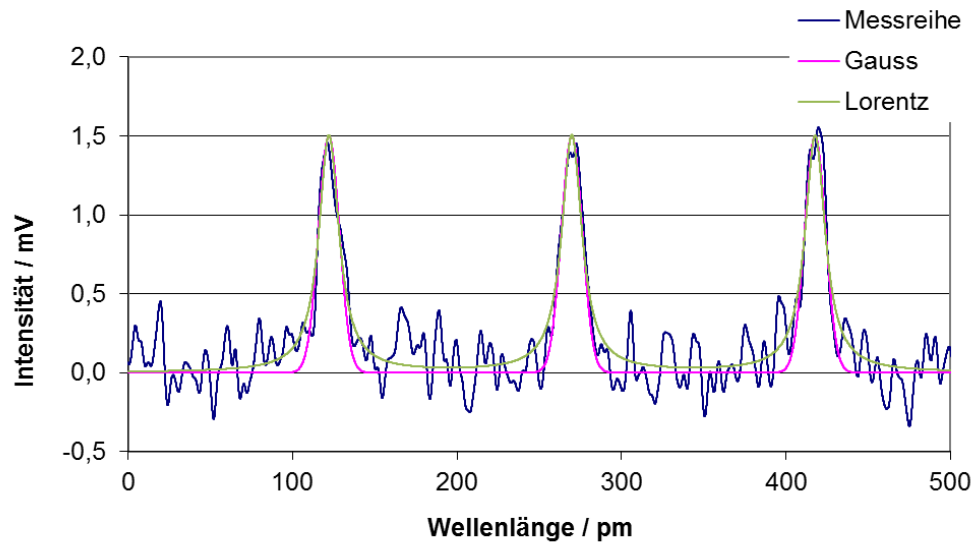


Abbildung 7-6 – Beispiel für die Verbreiterung der H_β Linie für Ammoniak (Test # 5, Halbwertsbreite 14,9 pm)

Eine Fehleranalyse zeigte, dass bei sehr schwachen Signalen, wie sie bei der H_β Linie auftreten, beim Anpassen der Gaußfunktion an die Messwerte Ungenauigkeiten von $\pm 1,2$ pm in der Halbwertsbreite möglich sind. Dies entspricht einer Temperaturdifferenz von bis zu ± 250 K. Allerdings lässt sich damit nicht der gravierende Unterschied von fast 1500 K zwischen den Messungen aus der H_α und H_β Linie erklären. Mögliche Fehler müssen also bereits bei der Messung und nicht bei der Auswertung aufgetreten sein.

Für Wasserstoff wurde nach dem gleichen Prinzip ein Verhältnis von 1,08 bestimmt. Damit liegt im Falle von Wasserstoff eine stärkere Ausprägung des Starkeffektes vor. Die Temperatur kann so bei Wasserstoff nicht direkt aus der Verbreiterung bestimmt werden und die Überlagerung der beiden Effekte muss zuvor entfaltet werden, wie weiter unten beschrieben.

7.2.1. Ammoniakprofile

In der folgenden Auswertung der Ammoniakprofile wurde für die Bestimmung der Schwerteilchentemperatur die H_α Linie verwendet. Die zu geringe H_β Verbreiterung liegt möglicherweise an Messungenauigkeiten bedingt durch die geringe Intensität der H_β Linie, und wird deswegen für die Auswertung nicht berücksichtigt.

Radialprofil

Durch den verwendeten Aufbau mit Schrittmotoren war es möglich Radialprofile und Axialprofile des Plasmastrahls zu vermessen. Abbildung 7-7 zeigt ein solches Radialprofil für Ammoniak. Die axiale Distanz zwischen Messebene und Triebwerksaustrittsebene wurde nicht direkt gemessen. Stattdessen entspricht der Nullpunkt der Messebene dem Punkt der höchsten Intensität im Plasmastrahl und wurde daraufhin als 0 mm Abstand von der Austrittsebene angenommen.

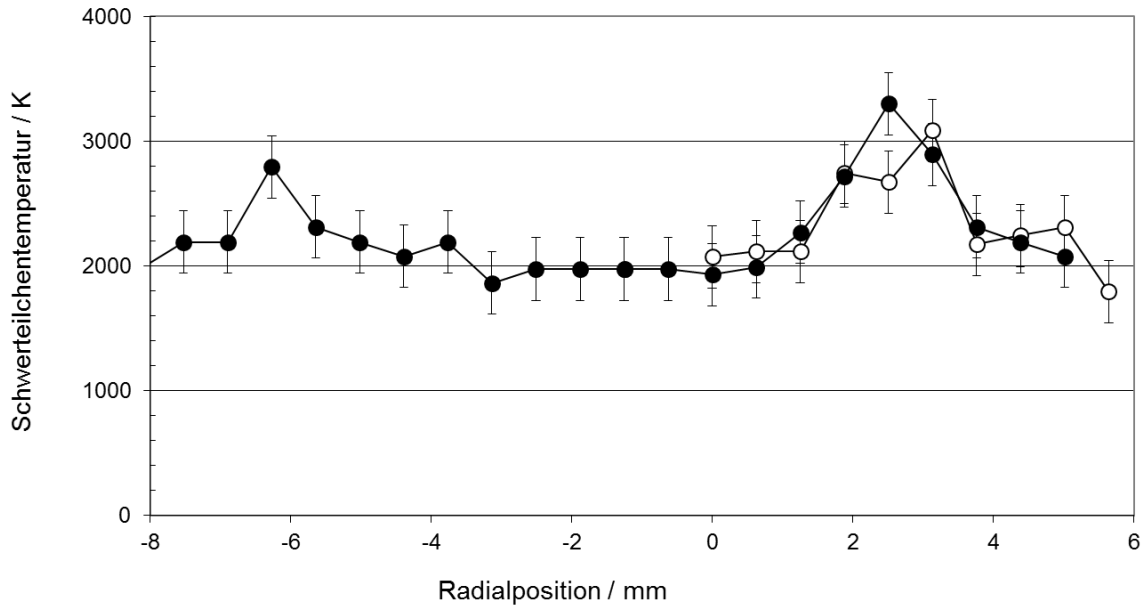


Abbildung 7-7 – Radialprofil der Schwerteilchentemperatur für den Ammoniakplasmastrahl bestimmt aus der Dopplerverbreiterung des H_{α} Profils (Versuchsbedingung #6, in der Düsenaustrittsebene)

Deutlich sichtbar ist eine Art M-Profil für die Temperaturverteilung im Plasmastrahl. Die Erhöhung der Schwerteilchentemperatur spiegelt sich auf der gegenüberliegenden Seite und konnte auch beim zweiten Durchgang wiederholt gemessen werden. Eine Abweichung in der Konzentrität des Profils lässt vermuten, dass trotz der vorhergehenden Suche des intensivsten Punktes die Plasmaachse nicht exakt getroffen wurde. Die fehlende Konzentrität ist auch im Intensitätsprofil (Abbildung 7-8) zu erkennen. Ursache für das M-Profil der H_{α} Linie kann die Ausbildung von Verdichtungsstößen bzw. Expansionsfächern hinter der Düse sein. Eine detaillierte Diskussion der möglichen Ursachen folgt im nächsten Abschnitt.

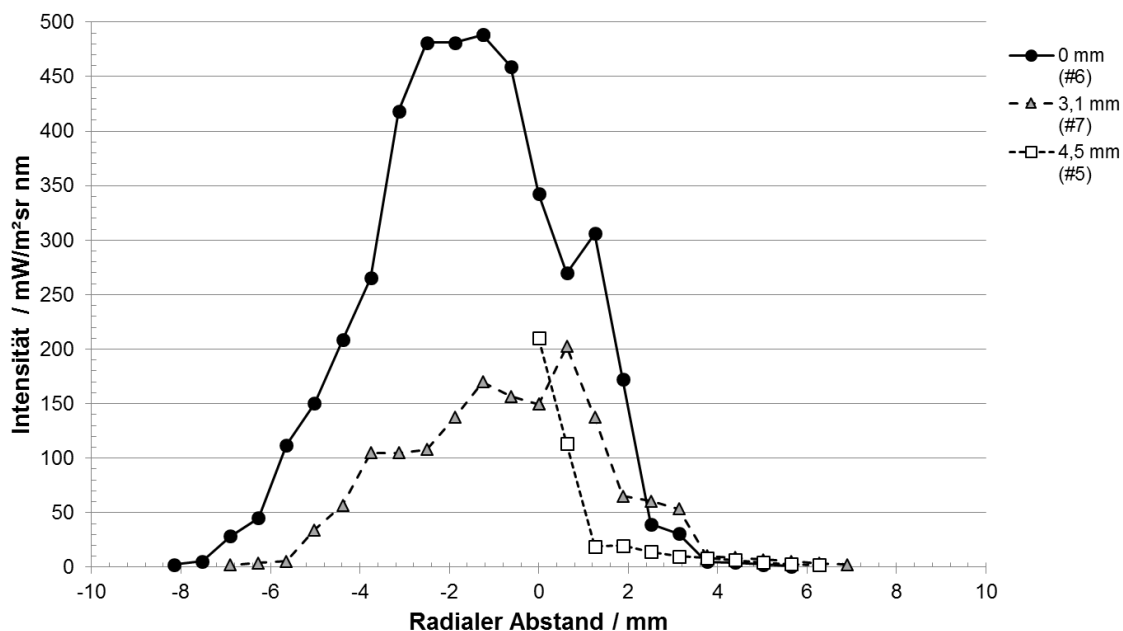


Abbildung 7-8 - Intensitätsprofil der radialen Messungen (ohne Zentrierungskorrektur) (Versuchsbedingung #5, #6 und #7)

Abbildung 7-9 zeigt das Radialprofil der Schwerteilchentemperaturen in unterschiedlichen Entfernungen zum ersten Profil. Während die axiale Position des Profils bei 3,1 mm wieder über die Suche des intensivsten Punktes gefunden wurde, ist der Wert für die axiale Position des Profils bei 1,9 mm nicht gesichert. Bei diesem Messdurchgang war der axiale Motor defekt und der Aufbau verharrte in einer zuvor eingestellten Position. Bei beiden Profilen zeigt sich erneut ein Anstieg der Temperatur abseits der Plasmaachse. Das Temperaturmaximum liegt hier allerdings deutlich näher an der Plasmaachse als zuvor. Zudem ist bei beiden Radialprofilen das M-Profil weniger deutlich ausgeprägt und das Maximum erstreckt sich über einen breiteren Bereich.

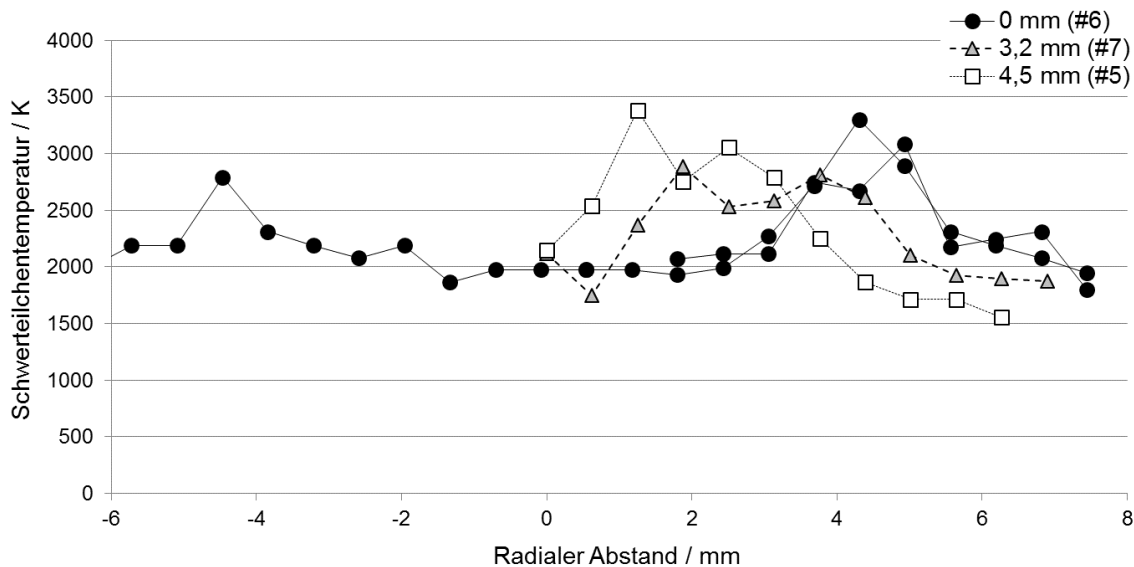


Abbildung 7-9 - Schwerteilchentemperaturprofil an unterschiedlichen axialen Positionen (nachträglich zentriert um radiale Nullposition) (Versuchsbedingung #5, #6 und #7)

Entabelung der Profile

Die zuvor besprochenen Daten sind noch keine endgültigen Schwerteilchentemperaturen, da sich im Plasmastrahl entlang der Beobachtungsachse die Temperaturen der einzelnen radialen Abstände überlagern. Um diesen Effekt herauszurechnen, müssen die Daten entabelt werden. Dabei wird der Plasmastrahl in mehrere radiale Bereiche eingeteilt, für die die Verbreiterung einzeln, beginnend mit dem äußersten Bereich, bestimmt wird. Für die inneren Ringe wird dabei stets der Einfluss der äußeren Ringe herausgerechnet. Der genaue Prozess der Entabelung ist in der begleitenden Diplomarbeit [105] beschrieben. Abbildung 7-10 zeigt das zuvor in Abbildung 7-7 dargestellte Profil im entabelten Zustand.

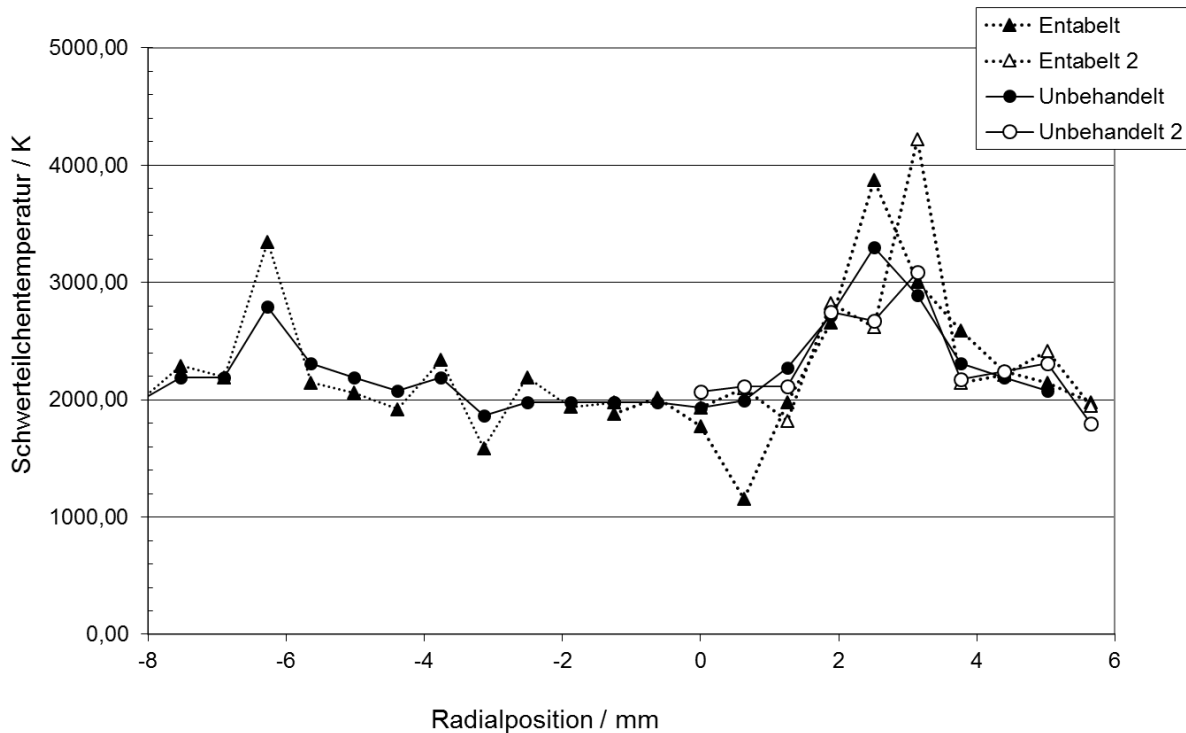


Abbildung 7-10 - Entabeltes Radialprofil der Schwerteilchentemperatur (Versuchsbedingung #6, in der Düsenaustrittsebene)

Dabei treten im Allgemeinen höhere Extremwerte auf, da die vorhergehende Mittelung über die Radien herausgerechnet wurde. Allerdings wurde bei der Entabelung auch deutlich, dass einzelne fehlerbehaftete Messwerte, gerade aus dem äußeren Bereich geringer Intensität und hoher Messgenauigkeit, nun auch das ganze Profil beeinflussen können. Entsprechend wird im Folgenden wieder auf die überlagerten Messwerte zurückgegriffen, um die Fehlervervielfachung zu vermeiden.

Axialprofil

Auch ein Axialprofil konnte für Ammoniak aufgenommen werden. Der Nullpunkt wurde wie zuvor anhand des Punktes mit der höchsten Intensität des Plasmas definiert. Direkt hinter dem Austritt liegt die Temperatur bei 2000 K, wie sie auch für die radialen Profile in der Strahlmitte gemessen wurde. Wie in Abbildung 7-11 dargestellt, zeigt sich, dass die Schwerteilchentemperatur auf der Plasmaachse bei einem Abstand von ca. 6 mm erneut ein Maximum von etwas unter 3500 K ausbildet.

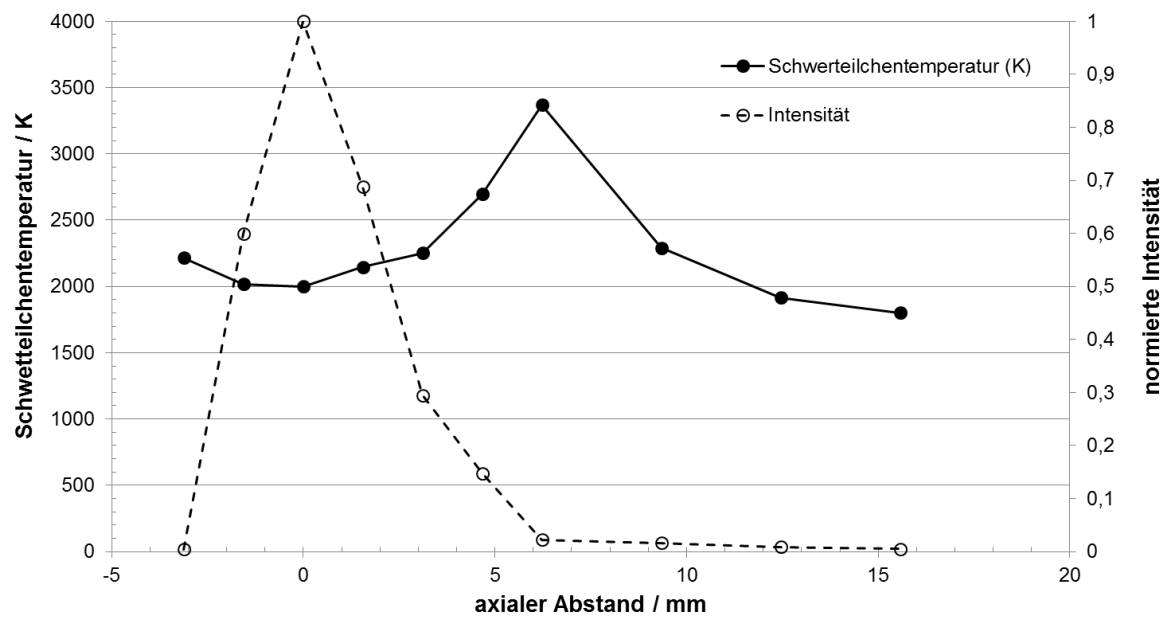


Abbildung 7-11 - Axialprofil der Schwerteilchentemperatur (Versuchsbedingung #8)

Anregungstemperatur

Die Anregungstemperatur des Ammoniakplasmas wurde aus den Intensitätsverhältnissen der H_α und H_β Linie berechnet. Um eine wellenlängenabhängige Intensitätsverfälschung des Messaufbaus herauszurechnen, wurde zuvor die gemessene Spannung mit einer Quarzdampfampe kalibriert, welche bei den untersuchten Wellenlängen eine bekannte Intensität ausstrahlt. In Abbildung 7-12 sind drei radiale Profile überlagert dargestellt. Die Anregungstemperatur liegt dabei sehr niedrig nahe der Schwerteilchentemperatur. Ursache dafür ist die geringe Intensität der H_β Linie. Eine schwach ausgeprägte H_β Linie deutet darauf hin, dass nur wenige Wasserstoffteilchen ausreichend stark angeregt werden, um den H_β Übergang zu ermöglichen. Dass die Anregungstemperatur im Grenzbereich (sowohl radial als auch axial) wieder ansteigt, wird eher auf Ungenauigkeiten in der Intensitätsmessung zurückgeführt und nicht auf einen realen Anstieg der Anregung.

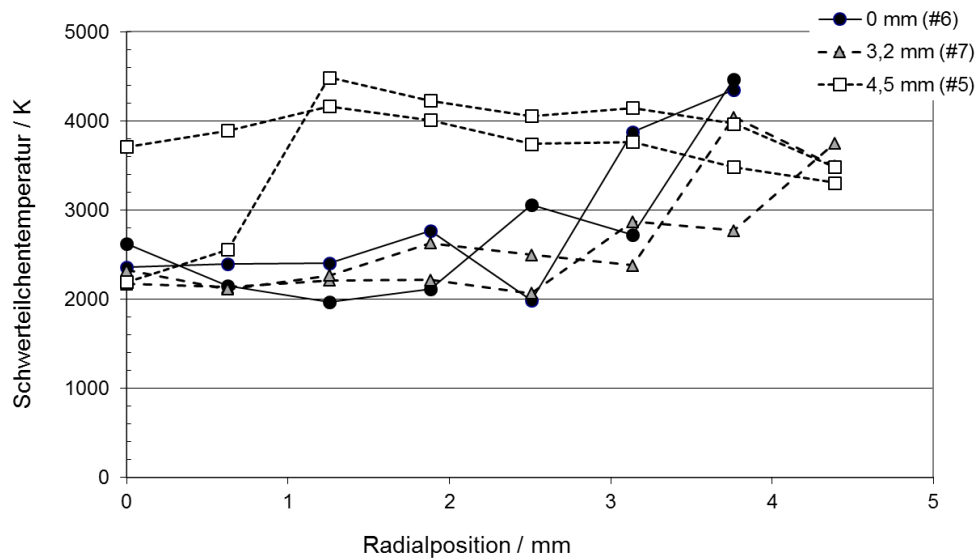


Abbildung 7-12 - Anregungstemperaturen an unterschiedlichen, axialen Positionen (Versuchsbedingung #5, #6 und #7)

7.2.2. Diskussion der Ergebnisse für die Ammoniakschwertteilchentemperatur

Um die Temperaturprofile des Ammoniaks näher zu untersuchen, sind in Abbildung 7-13 die Maxima der Temperatur in radialer und axialer Richtung dargestellt. Für die Profile von Test #5 und Test #7 wurde der Mittelwert der Temperaturmaxima eingezeichnet. Unter Berücksichtigung der Genauigkeit der Messung lässt sich durch die Maxima eine Gerade einzeichnen, die als Stoßlinie interpretiert werden kann. Entlang dieser Linie stößt das dünne Plasma im Inneren des Strahls entweder mit dem Restgas der Umgebung oder dem dichteren Gas des Kaltgasmantels. In beiden Fällen würde durch den Stoß kinetische Energie des Plasmas in thermische Energie umgewandelt werden, was sich als Schwerteilchentemperaturerhöhung messen lässt.

Beim Einzeichnen der Linie wird zudem deutlich, dass der ursprüngliche Abstand von 1,9 mm für Test #5 nicht optimal in das Schema passt. Allerdings konnte, wie zuvor erwähnt, für dieses Radialprofil der axiale Abstand aufgrund des beschädigten Axialmotors nicht exakt bestimmt werden. Das Intensitätsprofil aus Abbildung 7-8 legt nahe, dass dieser Punkt eigentlich weiter stromabwärts gemessen wurde, da die Intensität bei 1,9 mm noch unter der Intensität bei 3,1 mm liegt. Eine mögliche Position des Messwertes wurde in Abbildung 7-13 eingefügt und liegt bei 4,5 mm. Bei einem Abstand von ca. 6 mm wurde zudem das Maximum der Schwerteilchentemperatur des Axialprofils aus Abbildung 7-11 eingezeichnet. Der Düsenaustrittsradius beträgt 5 mm.

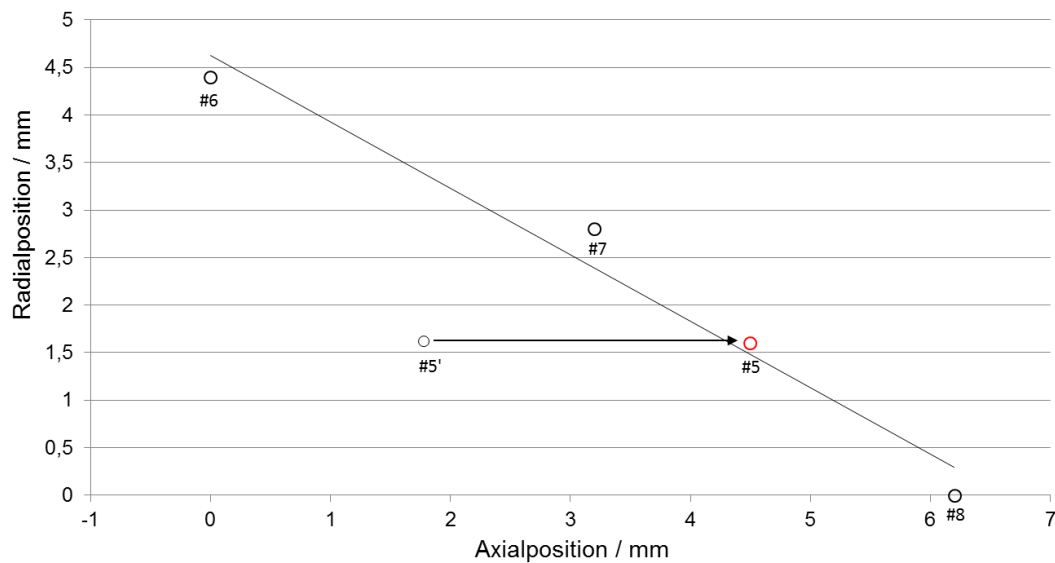


Abbildung 7-13 - Position der Schwerteilchentemperaturmaxima für die Versuche #5, #6, #7 und #8

Folglich soll dargelegt werden, inwiefern eine solche Stoßlinie bei der untersuchten Bedingung auch theoretisch Sinn ergibt. Wie in Abbildung 7-14 dargestellt, treten bei einer Unterexpansion [109] des Plasmas, also einem hohen Plasmadruck gegenüber dem Umgebungsdruck, Expansionsfächer auf. An der Grenze eines Expansionsfächers kommt es jedoch zur Abkühlung des Mediums. Eine Temperaturerhöhung tritt hingegen nur über eine Stoßlinie auf, welche bei einer Überexpansion in der Düse und einem Stoß an der dichteren Umgebung entsteht.



Abbildung 7-14 –Unterexpansion (links) und Überexpansion (rechts) einer konvergent / divergenten Düse [109]

Die Beobachtung des Plasmas zeigte im Fall mit Ammoniak üblicherweise ein stark aufgefächertes Plasma. Sollte im Kern des Plasmastrahls eine Einschnürung wie bei einer Überexpansion stattgefunden haben, so war diese aufgrund der mäßigen Intensitätsunterschiede optisch nicht zu erkennen. Nur bei einem Test mit deutlicher Erhöhung des Umgebungsdruckes von 5 Pa auf bis zu 100 Pa wurde der Plasmastrahl zusammengedrückt und bildete die vorhergesagte Struktur aus.

Es wurde eine eindimensionale Rechnung der Düsenexpansion mit dem CEA Tool der NASA [73] durchgeführt. Die als Eingabe benötigte Entladungskammertemperatur wurde dabei anhand der spezifischen Energie von 1000 W bei 22 mg/s mit grob 4000 K abgeschätzt. Die Rechnungsergebnisse zeigen, dass das Plasma am Düsenende bei vollständiger Entspannung mit dem Verhältnis 278:1, bei 10 mm Austrittsdurchmesser und 0,6 mm Düsenhalsdurchmesser, nur noch eine Schwerteilchentemperatur von 200 K aufweisen dürfte.

Dabei würde das Plasma einen Druck von 12 Pa erreichen. Da für den Vakuumtank ein Hintergrunddruck von 5 Pa gemessen wurde, würde dies immer noch einer Unterexpansion mit nachfolgenden Expansionsfächern bedeuten, wie der aufgefächerte Plasmastrahl auch vermuten lässt.

In Strahlvermessungen von AVCO [9][26], in denen mit Proben die radialen Druck- und Massenstromprofile eines Wasserstofflichtbogentriebwerks aufgenommen wurden, zeigt sich ein deutliches M-Profil im Massenstrom (Abbildung 7-15) des Plasmastrahls. Daraus wurde eine sehr geringe Dichte (Abbildung 7-16) und hohe Geschwindigkeiten im Zentrum des Plasmastrahls abgeleitet.

Dies lässt darauf schließen, dass der Stoß keine Interaktion des Plasmas mit dem Restvakuum im Tank darstellt, sondern eine Interaktion der schnellen, überexpandierten Schwerteilchen im Kern des Plasmas mit den langsameren und dichten Schwerteilchen des Kaltgasmantels. Während die Teilchen im Kern des Plasmas aufgrund der geringen Dichte und der gerichteten Strömung kaum aneinanderstoßen, wandeln sie im Übergangsbereich zwischen Kern und Kaltgasmantel ihre hohe kinetische Energie erneut durch Stöße in thermische Energie um, was sich in den gemessenen Temperaturprofilen widerspiegelt.

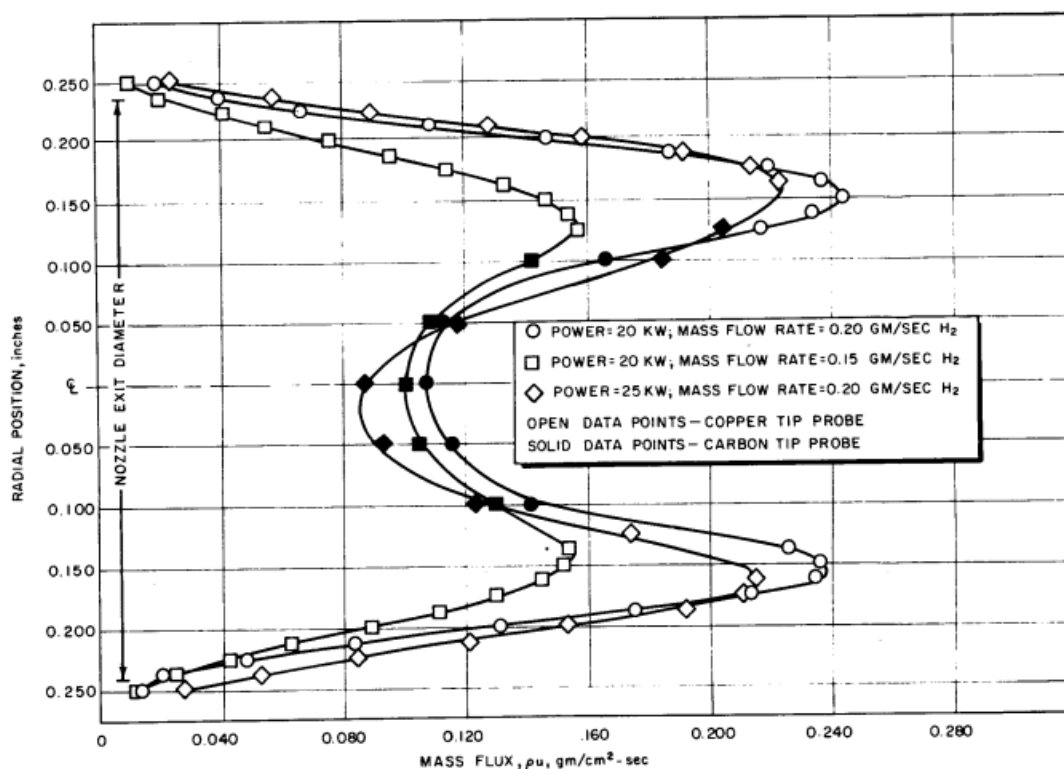


Abbildung 7-15 - Radialprofil des Massenstroms im Plasma eines Wasserstofflichtbogentriebwerks von AVCO [9][26]

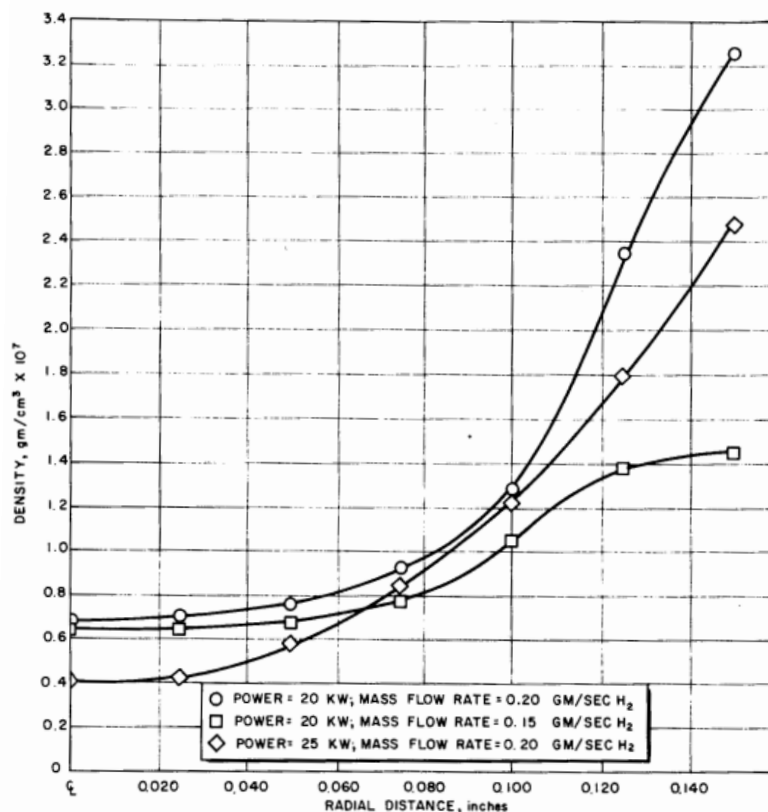


Abbildung 7-16 - Radialprofil der Druckverteilung im Plasma eines Wasserstofflichtbogentriebwerks von AVCO [9][26]

7.2.3. Ammoniak mit Wasserstoffbeimischung

Ein Mischungstest mit Wasserstoff und Ammoniak wurde nach der Messung mit reinem Ammoniak durchgeführt. Dabei wurde der Lichtbogen konstant bei 1000 W betrieben. Der Massenstrom wurde von 10 mg/s Wasserstoff zu 25 mg/s Ammoniak variiert. Dabei wurde jeweils prozentual der Wasserstoffanteil reduziert, während der Ammoniakanteil erhöht wurde. Gemessen wurde kurz hinter dem Plasmaaustritt am Punkt höchster Intensität.

Diese Tests zeigen deutlich die unterschiedlichen Verbreiterungen und Intensitäten bei unterschiedlichen Konzentrationen. In Abbildung 7-17 sind die Schwerteilchen- und Anregungstemperaturen beim Übergang von Wasserstoff (0 %) auf Ammoniak (100 %) dargestellt. Die Anregungstemperatur sinkt rapide bei der Zufuhr von Ammoniak von über 9500 K auf geringe 2000 K. Es zeigt sich auch hier deutlich der Unterschied in der Schwerteilchentemperatur bei der Berechnung aus der H_α oder H_β Linienverbreiterung. Die scheinbar steigende Temperatur für H_β bei hohem Wasserstoffgehalt lässt darauf schließen, dass die Verbreiterung hier nicht allein von der Temperatur herrührt, sondern der Starkeffekt einen zunehmenden Einfluss auf die Verbreiterung hat.

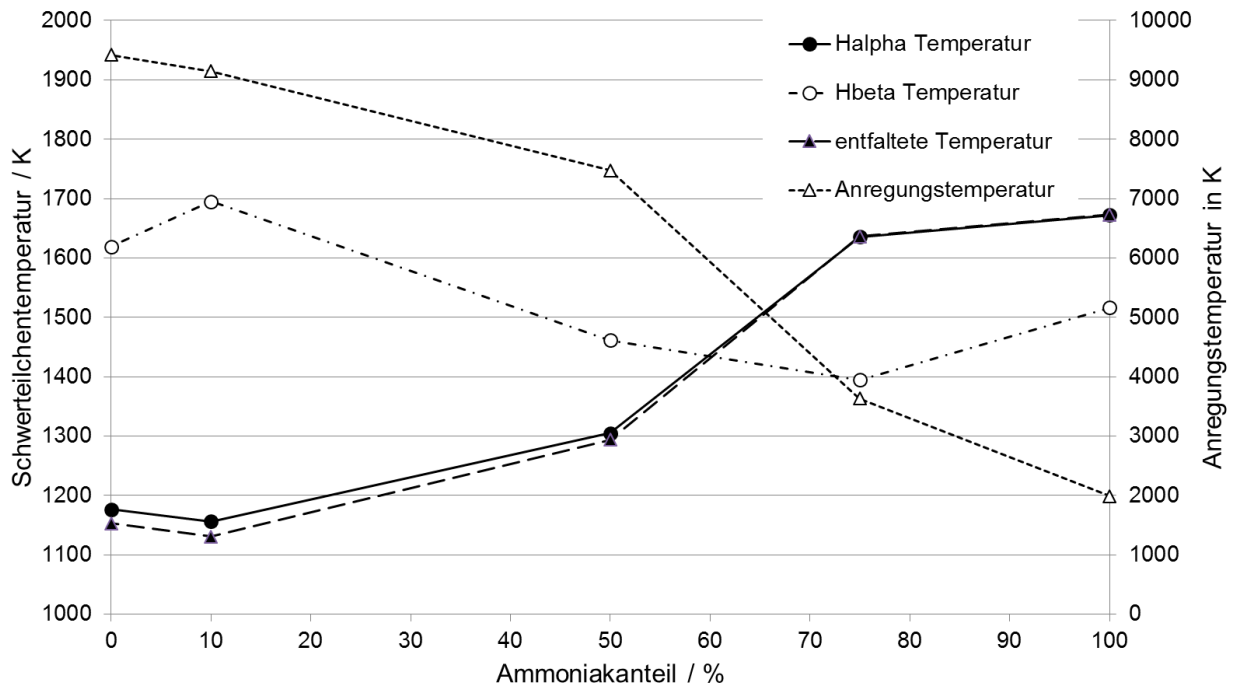


Abbildung 7-17 – Schwerteilchen- und Anregungstemperatur beim Übergang von Wasserstoff (0%) auf Ammoniak (100%) (Versuchsbedingung #9, in der Düsenaustrittsebene)

Mit der in Abschnitt 7.2.4 beschriebenen Methode wurde versucht die Einflüsse der Stark- und Dopplerverbreiterung voneinander zu trennen. Dies reduziert die aus H_α und H_β gewonnene Temperatur auf die als „entfaltet“ bezeichnete Temperatur im obigen Diagramm. Aus dem Starkverbreiterungsanteil und der Formel 7.7 lässt sich eine Abschätzung der Elektronendichte gewinnen. Aufgrund der fehlenden Profilinformation konnte eine Entabelung nicht durchgeführt werden. In Tabelle 7-3 sind die Gesamtverbreiterungen vor der Entfaltung ($\lambda_{H\alpha}$ und $\lambda_{H\beta}$), die Einzelverbreiterungen für den Doppleranteil ($\lambda_{H\alpha,D}$ und $\lambda_{H\beta,D}$) und Starkanteil ($\lambda_{H\alpha,S}$ und $\lambda_{H\beta,S}$) sowie die sich daraus ergebenden Temperaturen und Elektronendichten angegeben. Während für hohe Ammoniakanteile die Elektronendichte lediglich mit $< 1 \cdot 10^{17}/\text{m}^3$ angegeben werden kann, kann diese für hohe Wasserstoffanteile aus der Starkverbreiterung zu ca. $1,6\text{-}1,8 \cdot 10^{18}/\text{m}^3$ bestimmt werden.

NH ₃ %	$\lambda_{H\alpha}$ in pm	$\lambda_{H\alpha,S}$ in pm	$\lambda_{H\alpha,D}$ in pm	$\lambda_{H\beta}$ in pm	$\lambda_{H\beta,S}$ in pm	$\lambda_{H\beta,D}$ in pm	T _s in K	T _{ex} in K	n _e in 1/m ³
100	19,15	0	19,15	13,51	0	14,18*	1670	1990	<1 E17
75	18,94	0	18,94	12,95	0	14,03*	1635	3660	<1 E17
50	16,91	0,21	16,84	13,26	1,15	12,47	1300	7620	4,3 E17
10	15,92	0,55	15,74	14,28	2,97	11,66	1130	9370	1,8 E18
0	16,06	0,50	15,90	13,96	2,73	11,78	1150	9660	1,6 E18

**Tabelle 7-3 - Verbreiterungen vor und nach der Entfaltung des Voigtprofils
(* nach dem Dopplerverhältnis an H_α Verbreiterung angepasst)**

Aus der Anregungstemperatur und der Elektronendichte lässt sich der Partialdruck (Formel 7.11) [110] der Elektronen bestimmen. Zusammen mit dem Gesamtdruck im Plasma ist daraus der Ionisationsgrad berechenbar [6].

$$P = k \sum_i^i n_i T_i \quad 7.11$$

Mit einer Anregungstemperatur von 9660 K, einer von Elektronendichte $1,6 \cdot 10^{18} \text{ 1/m}^3$ und der Boltzmannkonstante ergibt sich daraus ein Elektronendruck von 0,2 Pa für 100 % Wasserstoff. Für Ammoniak lässt sich aufgrund des ungünstigen Verbreiterungsverhältnisses die Elektronendichte nicht bestimmen. Nach der obigen Tabelle liegt sie bei maximal 10^{17} 1/m^3 . Daraus ergibt sich ein maximaler Elektronenpartialdruck von 0,003 Pa. Der Tankdruck lag bei dem Versuch bei 5 Pa für reines Ammoniak und 15 Pa für reinen Wasserstoff. Der Ionisationsgrad lässt sich daraus wie folgt berechnen:

$$n_0 = \frac{p - 2p_e}{kT_s} \quad 7.12$$

$$i = \frac{n_e}{n_0} \quad 7.13$$

Für Ammoniak liegt der berechnete Ionisationsgrad damit bei 0,05 %, für Wasserstoff bei 0,17 %. Obwohl der Partialdruck der Elektronen bei Wasserstoff aufgrund der höheren Dichte und der hohen Elektronentemperatur deutlich höher ist, liegt der scheinbare Ionisationsgrad nahe dem von Ammoniak, da die Schwerteilchentemperatur von Wasserstoff sehr gering ist, welche in die Schwerteilchendichte eingeht.

Nach Park [110] entspricht die Elektronentemperatur nicht direkt der Anregungstemperatur, sondern muss abhängig von der Elektronendichte korrigiert werden. So kann die Elektronentemperatur noch einmal deutlich niedriger liegen, bei unter 70 % für die gegebenen Elektronendichten. Entsprechend müsste auch der berechnete Ionisationsgrad weiter reduziert werden.

7.2.4. Wasserstoffprofile

Für Wasserstoff wurden ebenfalls Radial- und Axialprofile aufgenommen. Die aus den H_α Verbreiterungen abgeleiteten Schwerteilchentemperaturen sind in Abbildung 7-18 und Abbildung 7-19 dargestellt. Die Temperaturen liegen für Wasserstoff aufgrund der hohen Wärmekapazität trotz der höheren spezifischen Energie im Vergleich zum Ammoniak bei eher geringen Temperaturen von 600 - 1000 K. Die H_β Verbreiterung wurde in diesem Test nicht aufgenommen. Entsprechend kann die Elektronendichte und Anregungstemperatur nicht bestimmt werden. Aufgrund der fehlenden Entfaltung der Verbreiterung in Doppler- und Starkverbreiterung stellen die hier dargestellten Temperaturen nur Maximalwerte für die Schwerteilchentemperaturen dar. Mit dem Abzug des Anteils der Starkverbreiterung sollten diese noch weiter sinken, wie in Abbildung 7-17 für entfaltete Messwerte bereits dargestellt. Auch für Wasserstoff sind leichte M-Profile durch Stöße des heißen Kernplasmas am Kaltgasmantel erkennbar, allerdings nicht so deutlich ausgeprägt wie für Ammoniak.

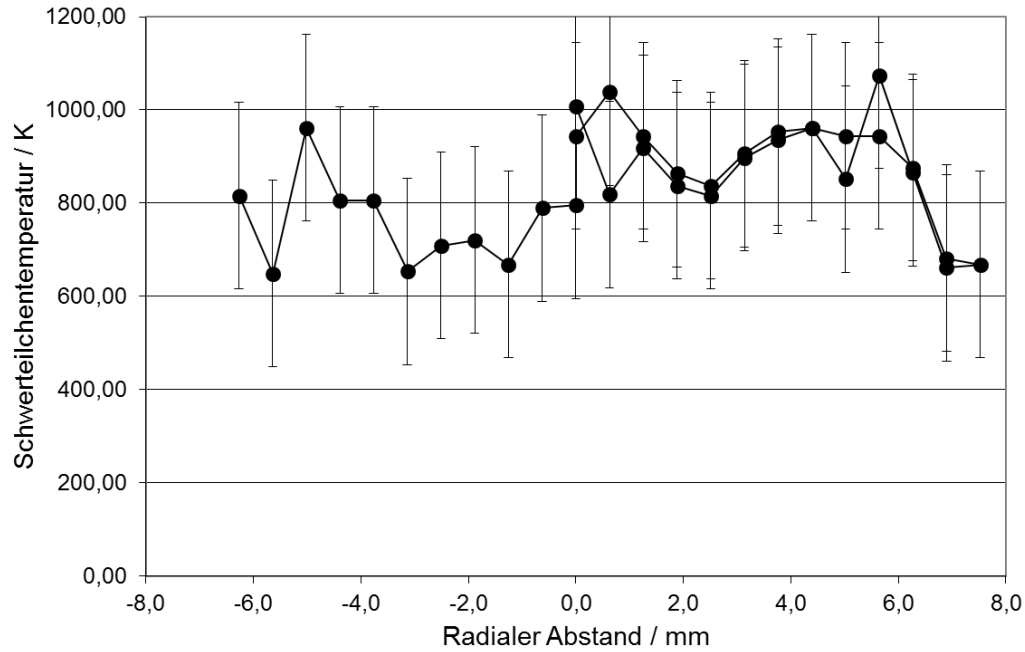


Abbildung 7-18 - Radialprofil des Wasserstoffplasmastrahls des TALOS-Triebwerks (Versuchsbedingung #10, in der Düsenaustrittsebene)

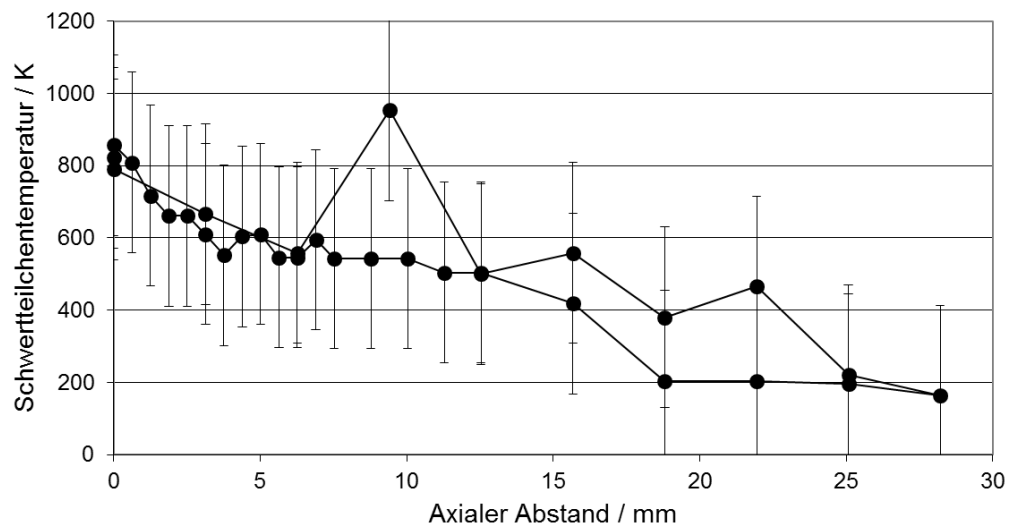


Abbildung 7-19 - Axialprofil des Wasserstoffplasmastrahls des TALOS-Triebwerks bei der Versuchsbedingung #10

7.2.5. Entfaltung des doppler- und starkverbreiterten Profils

Die Doppler- und die Starkverbreiterung sind unabhängig voneinander, weswegen sie als Superposition eines Gauß- und eines Lorentzprofils betrachtet werden können. Die sogenannte Voigtprofilüberlagerung folgt entsprechend folgender Formel [111].

$$I(\Delta\lambda^*) = \int I'(\Delta\lambda) I''(\Delta\lambda^* - \Delta\lambda) d(\Delta\lambda) \quad 7.14$$

Dabei ist $I'(\Delta\lambda)$ die Dopplerintensität (Gaußprofil), $I''(\Delta\lambda)$ die Starkintensität (Lorentzprofil) und $I(\Delta\lambda)$ die Gesamtintensität. Statt der Auswertung des Integrals kann die Tabelle 7-5 [111] verwendet werden. Darin sind Verhältnisse zwischen den drei Verbreiterungen (Voigt, Gauß und Stark) angegeben, so dass bei zwei bekannten Verhältnissen das dritte Verhältnis abgelesen werden kann. Diese Tabelle soll für das folgende Verhältnisverfahren zur Entfaltung der Profile verwendet werden, welches zuvor anhand der vorläufigen, vereinfachenden Annahme linearer Addition der Verbreiterungen erklärt wird.

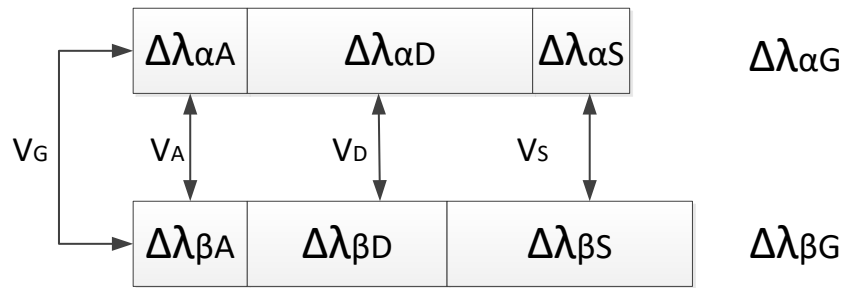


Abbildung 7-20 - Bestimmung des Doppler- und Starkverbreiterungsanteils über den Vergleich der Verhältnisse zwischen der $H\alpha$ und der $H\beta$ Verbreiterung

Im Experiment wird die Gesamtverbreiterung ($\Delta\lambda$) der $H\alpha$ Linie und der $H\beta$ Linie gemessen. Diese setzt sich aus der Überlagerung des Anteils der Apparateverbreiterung $\Delta\lambda_A$, der Dopplerverbreiterung $\Delta\lambda_D$ und der Starkverbreiterung $\Delta\lambda_S$ zusammen, wie in Abbildung 7-20 für eine lineare Annahme dargestellt. Die Apparateverbreiterung wird vor dem Versuch mit Hilfe der Laserkalibrierung gemessen und kann von den Gesamtverbreiterungen abgezogen werden. Zur Bestimmung des Doppler- und Starkverbreiterungsanteils werden nun die Verhältnisse der Verbreiterung zwischen $H\alpha$ und $H\beta$ hinzugezogen. Das Verhältnis für die Dopplerverbreiterungen kann dabei direkt aus der Formel zur Bestimmung der Verbreiterung [104] ermittelt werden und ist abhängig von den beobachteten Wellenlängen.

$$\Delta\lambda_D = \sqrt{\frac{8Tk \ln(2)}{mc^2}} \lambda_0 \quad 7.15$$

Mit den Wellenlängen $\lambda_\alpha = 656,3 \text{ nm}$ und $\lambda_\beta = 486 \text{ nm}$ ist das Verhältnis $V_D = 1,35$. Das Verhältnis der Starkverbreiterung kann nicht derart exakt aus einer einzelnen Formel gewonnen werden. Nach der vereinfachten Formel von Griem [104] kann die Verbreiterung aus der Elektronendichte bestimmt werden.

$$\Delta\lambda_S = 2,5 \cdot 10^{-10} \alpha_{1/2} n_e^{2/3} \quad (\Delta\lambda \text{ in nm und } n_e \text{ in } \text{cm}^{-3}) \quad 7.16$$

Der Faktor $\alpha_{1/2}$ wurde von Griem abhängig von der Wellenlänge für verschiedene Temperaturen und Dichten bestimmt. In Tabelle 7-4 sind diese Faktoren für eine Temperatur von 5000 K angegeben.

Exponent der Elektronendichte (m^{-3})	$\alpha_{1/2,H\alpha}$	$\alpha_{1/2,H\beta}$	$\Delta\lambda_\alpha/\Delta\lambda_\beta$
20	-	7,62E-2	-
21	9,69E-3	7,87E-2	0,123
22	1,49E-2	8,08E-2	0,184
23	1,89E-2	7,65E-2	0,247

Tabelle 7-4 - Faktoren zur Elektronendichtebestimmung nach Griem [104]

Die Randbedingung von 5000 K weicht leicht für die während der Versuche betrachteten Plasmen ab, allerdings soll sie in Ermangelung besserer Werte in erster Näherung verwendet werden. Bei den gemessenen Verbreiterungen von ca. 20 pm beträgt die Elektronendichte maximal $10^{20} m^{-3}$ falls der Doppleranteil vernachlässigbar wäre. Aus der Tabelle von Griem muss daher das Verhältnis von $V_S = 0,123$ für $10^{21} m^{-3}$ als nächst mögliche Näherung verwendet werden. Aus diesen zwei Verhältnissen und den Gesamtverbreiterungen können nun für den linearen Fall die einzelnen Verbreiterungen nach folgenden Formeln bestimmt werden.

$$\Delta\lambda_{\alpha D} + \Delta\lambda_{\alpha S} = \Delta\lambda_{\alpha g} - \Delta\lambda_{\alpha A} \quad 7.17$$

$$\Delta\lambda_{\beta D} + \Delta\lambda_{\beta S} = \Delta\lambda_{\beta g} - \Delta\lambda_{\beta A} \quad 7.18$$

$$\Delta\lambda_{\alpha S} = \frac{(\Delta\lambda_{\beta g} - \Delta\lambda_{\beta A}) - \frac{\Delta\lambda_{\alpha g} - \Delta\lambda_{\alpha A}}{V_D}}{\frac{1}{V_S} - \frac{1}{V_D}} \quad 7.19$$

Dabei ist $\lambda_{\alpha g}$ die Gesamtverbreiterung der H_α Linie, $\lambda_{\alpha D}$ die Dopplerverbreiterung usw. V_S und V_D sind die zuvor bestimmten Verhältnisse zwischen der Stark- und Dopplerverbreiterung der H_α und H_β Linie.

Nicht lineare Überlagerung

Da sich die Profile, wie eingangs erwähnt, nicht linear überlagern, müssen sie auf anderem Wege entfaltet werden. Die Apparateverbreiterung des verwendeten Lasers wurde quadratisch von der Gesamtverbreiterung abgezogen, wie in Formel 7.20 gezeigt.

$$\Delta\lambda_{g-A} = \sqrt{\Delta\lambda_g^2 - \Delta\lambda_A^2} \quad 7.20$$

Das sich ergebende Profil kann über das oben angegebene Integral entfaltet werden. Die Auflösung der Gleichung bedarf allerdings einiger aufwendiger Fouriertransformationen. Stattdessen kann hier die Tabelle 7-5 [111] verwendet werden. Dafür wird eine virtuelle Dopplerverbreiterung der H_α Linie $\Delta\lambda_{\alpha D}^* = 1$ und eine virtuelle Dopplerverbreiterung der H_β

Linie $\Delta\lambda_{\beta D}^* = \frac{1}{v_D}$ angenommen. Für diese wurden nun iterativ Stark-zu-Doppler-Verhältnisse angenommen, bis das Verhältnis der virtuellen Gesamtbreiten dem der realen Gesamtbreiten entspricht. Sobald dies der Fall ist, können aus den zugehörigen Verhältnissen und den realen Gesamtverbreiterungen die einzelnen Verbreiterungen für H_α und H_β bestimmt werden. Dadurch können bei vorhandenen Messwerten für H_α und H_β Temperatur und Elektronendichte gleichzeitig aus den Messdaten bestimmt werden.

$\Delta\lambda_{1/2}^S/\Delta\lambda_{1/2}^D$	$\Delta\lambda_{1/2}^S/\Delta\lambda_{1/2}$	$\Delta\lambda_{1/2}^D/\Delta\lambda_{1/2}$
∞	1	0
12,01	0,993	0,083
6,01	0,972	0,162
4	0,941	0,235
3	0,904	0,301
2,7	0,886	0,327
2,4	0,863	0,359
1,8	0,794	0,441
1,5	0,742	0,494
1,2	0,672	0,559
1,14	0,655	0,574
1,08	0,637	0,589
1,02	0,618	0,605
0,96	0,597	0,622
0,90	0,575	0,639
0,84	0,552	0,656
0,78	0,527	0,675
0,72	0,500	0,694
0,66	0,472	0,715
0,60	0,442	0,736
0,54	0,410	0,758
0,48	0,375	0,780
0,42	0,338	0,804
0,36	0,299	0,829
0,30	0,257	0,855
0,24	0,212	0,882
0,18	0,164	0,910
0,12	0,113	0,939
0,05	0,050	0,984
0	0	1

Tabelle 7-5 – Verhältnisse zwischen dem Gauß-, Lorentz- und Voigtprofil [104]

Das oben beschriebene Modell basiert auf diversen Annahmen. Die Apparateverbreiterung wird quadratisch von der Gesamtverbreiterung abgezogen. Da das Laserprofil sich allerdings einer Lorentzfunktion annähert, geht dies verfälschend in die Auswertung ein. Es wird eine vereinfachte Formel für die Bestimmung der Elektronendichte verwendet. Außerdem wird bei sehr geringem Starkanteil die Entfaltungstabelle des Voigtprofils am Ende der unteren Skala verwendet und muss dort linear zu den Werten 0 und 1 interpoliert werden. Dies führt zu zusätzlichen Ungenauigkeiten in der Auswertung.

7.3. Vergleich mit Vorgängerarbeiten

Im Folgenden sollen die in dieser Arbeit gewonnenen Ergebnisse mit den Daten aus den Vorgängerarbeiten zum ATOS und TALOS Triebwerk verglichen werden (Tabelle 7-6). So zeigt sich direkt, dass die Linienbreiten die mit dem FPI bestimmt wurden sehr schmal sind im Vergleich zu den Linienbreiten, die mit Hilfe der gröberen Emissionsspektroskopie gemessen wurden (Hohn [110] und Zube [112]). So lag die Verbreiterung in dieser Arbeit im Schnitt bei ca. 20 pm, während in der Arbeit von Hohn die Verbreiterungen erst bei 50 pm begannen und bis zu einer Breite von über 100 pm anstiegen. Entsprechend passen auch die davon abgeleiteten Plasmaparameter nur bedingt zueinander. Nach Abzug der Verbreiterung der Schwerteilchentemperatur in der Größenordnung von 3000 K, blieb bei Hohn und Zube noch eine ausreichende Verbreiterung, die auf eine intensive Starkverbreiterung zurückgeführt werden konnte. Entsprechend galt die Starkverbreiterung in beiden Arbeiten als dominierender Einfluss. Bei den in der vorliegenden Arbeit bestimmten Breiten war die Starkverbreiterung hingegen vernachlässigbar und konnte nur für Wasserstoff überhaupt von der Dopplerverbreiterung getrennt werden.

So liegen die in dieser Arbeit bestimmten Elektronendichten um 2-3 Größenordnungen unter den Dichten, die von Zube und Hohn bestimmt wurden. Bei den Anregungstemperaturen zeigte sich in dieser Arbeit ein starker Unterschied zwischen Wasserstoff mit hohen Anregungstemperaturen bis knapp 10.000 K und Ammoniak mit 2000 – 3500 K. Dabei liegen die Ammoniaktemperaturen deutlich unter den von Zube bestimmten Werten. Die Anregungstemperaturen von Hohn sind hingegen für Wasserstoff und Ammoniak nahezu identisch. Da bei Wasserstoff deutlich höhere spezifische Energien erreicht werden, wird allerdings davon ausgegangen, dass sie die Anregungstemperaturen stark unterscheiden sollten.

Die Schwerteilchentemperaturen wurden von Hohn und Zube nicht bestimmt. Hier wurden diese mit den Anregungstemperaturen gleichgesetzt. In dieser Arbeit konnte allerdings gezeigt werden, dass sich die Schwerteilchentemperaturen gerade von Wasserstoff fast um eine Größenordnung von den Anregungstemperaturen unterscheiden. Bei Ammoniak hingegen scheint diese Annahme in erster Näherung gültig zu sein.

Bedeutsam in den Messungen von Zube ist, dass in den bestimmten Radialprofilen ein leichtes M-Profil wieder zu erkennen ist, wie es weiter oben bereits beschrieben wurde. Da die Schwerteilchentemperatur nicht bestimmt wurde ist dieses Profil nur in der Elektronendichte zu sehen (Abbildung 7-21). Es zeigt sich in dem Axialprofil (Abbildung 7-22), dass das Maximum der Anregungstemperatur und Elektronendichte erst weiter stromabwärts des Düsenaustritts auftritt, wie ebenfalls in dieser Arbeit gezeigt. Dies bestärkt die in dieser Arbeit getroffene These eines Stoßes zwischen Kaltgasmantel und Plasmakern stromabwärts des Austritts.

Treibstoff	P kW	h MJ/kg	T _s K	N _e m ⁻³	T _{ex} K	Methode, Position	Ref.
NH ₃	1	45	2000	<1 E17	3200	FPI, r=0mm, x=0 mm	Hic
NH ₃	1	45	3300	<1 E17	3000	FPI, r~4mm, x = 0 mm	Hic
NH ₃	1	45	3300	<1 E17	-	FPI, r=0mm, x=6mm	Hic
NH ₃	1	45	1670	<1 E17	1990	FPI, Düsenende	Hic
H ₂ +NH ₃ (50+50%)	1	63	1300	4,3 E17	7470	FPI, Düsenende	Hic
H ₂ +NH ₃ (90+10%)	1	87	1130	1,8 E18	9150	FPI, Düsenende	Hic
H ₂	1	100	1150	1,6 E18	9500	FPI, Düsenende	Hic
NH ₃	0,82	31	-	6,1 E19 1,3 E21	4050	EMS, Düsenende	Hohn[110]
NH ₃	0,8	31	-	2,9 E20 3,5 E21	4550	EMS, x = 2,5 mm	Hohn[110]
H ₂	0,87	87	-	5,5 E19 1,1 E21	4350	EMS, Düsenende	Hohn[110]
H ₂	0,88	88	-	2,1 E20 3,4 E21	4350	EMS, x = 2,5 mm	Hohn[110]
N ₂ +2H ₂	1,4	28	-	1,4 E20	5700	EMS, r=0mm, x = 0 mm	Zube [112]
N ₂ +2H ₂	1,4	28	-	1,0 E20	4500	EMS, r=5mm, x = 0 mm	Zube [112]
N ₂ +2H ₂	1,4	28	-	7,0 E19	8000	EMS, r=0mm, x = 10 mm	Zube [112]
N ₂ +2H ₂	1,7	34	-	1,3 E20	6400	EMS, r=0mm, x = 0 mm	Zube [112]
N ₂ +2H ₂	1,7	34	-	1,2 E20	4500	EMS, r=5mm, x = 0 mm	Zube [112]
N ₂ +2H ₂	1,7	34	-	9,0 E19	10000	EMS, r=0mm, x = 10 mm	Zube [112]

Tabelle 7-6 - Vergleich der Messergebnisse der Vorgängerarbeiten

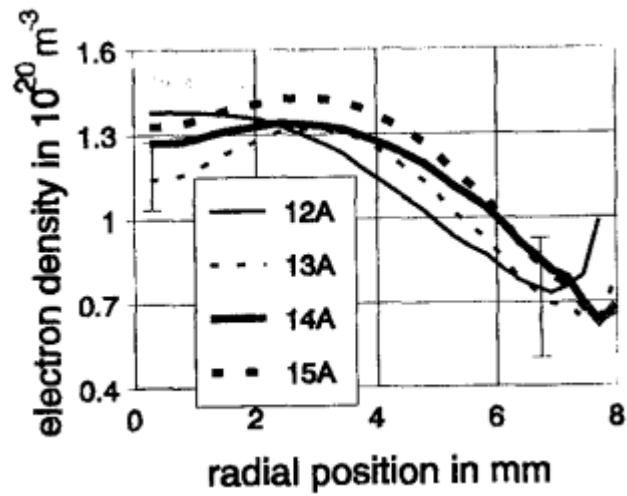


Abbildung 7-21 - Radialprofil der Elektronendichte nach Zube [112]

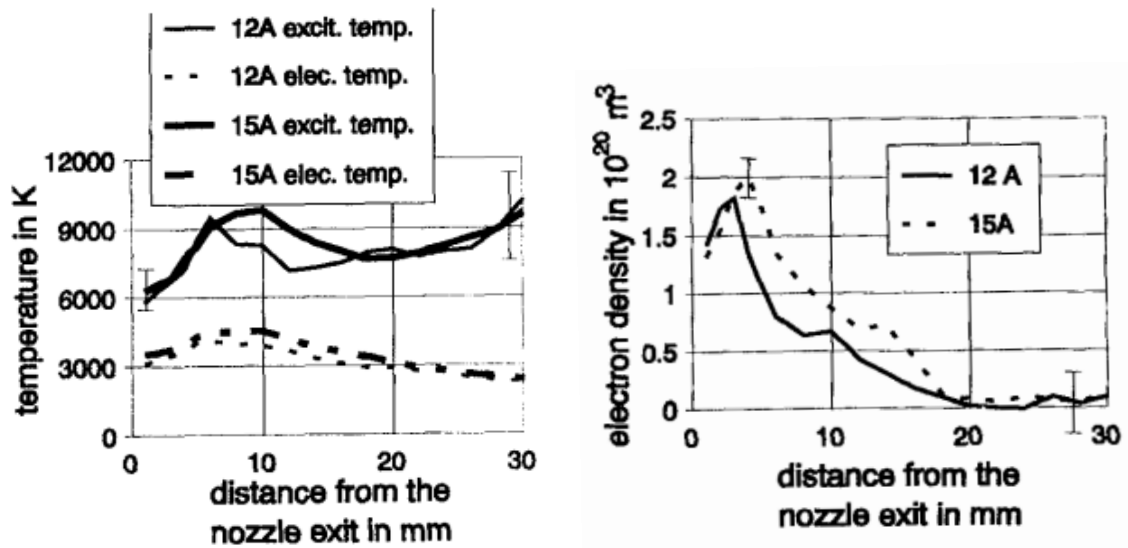


Abbildung 7-22 - Axialprofil der Elektronendichte und Anregungstemperatur nach Zube [112]

8. Kapitel – Zusammenfassung und Ausblick

Lichtbogentriebwerke werden seit über 60 Jahren untersucht, erforscht und entwickelt. Insbesondere Kapitel 2 hat die Anstrengungen einer Vielzahl verschiedener Institutionen auf verdeutlicht. Fast jede Möglichkeit zur Schubwirkungsgradsteigerung, zur Maximierung der Austrittsgeschwindigkeit und zur Verwendung alternativer Treibstoffe wurde bereits mindestens einmal theoretisch und/oder experimentell untersucht. In Kapitel 3 wurden einige der erfolgsversprechenden Ideen näher betrachtet und die Theorie mit den erzielten Ergebnissen der Praxis und den Ergebnissen der Versuche dieser Arbeit verglichen. In dieser neuen, umfassenden Darstellung zeigte sich, dass die erhofften Erfolge zur Verbesserung der Triebwerke häufig ausblieben und sich die Zugewinne im Rahmen der Messgenauigkeit aufhalten.

Die deutlichste Grenze in dieser Entwicklung stellen dabei die chemischen Verluste dar. Bisher ist es keinem der existierenden Triebwerke gelungen, diese Grenze zu überwinden. Bei den wenigen, abweichenden Ausnahmen handelte es sich um Messfehler. Zwar zeigt Helium von allen Treibstoffen die geringsten chemischen Verluste und ermöglicht damit die effizientesten Triebwerke, aber aufgrund der uneffektiven Lagerung in schweren Tanks, bleibt es als Treibstoff ungeeignet. Das gleiche gilt für Wasserstoff mit dem zwar beträchtliche Austrittsgeschwindigkeiten von bis zu 20 km/s gemessen wurden, was sich aufgrund der heutigen Tanktechnologien allerdings nicht als praktikabel erweist.

Doch auch wenn die Schubwirkungsgrade nur von mäßiger Konkurrenzfähigkeit sind, wurden die Triebwerke bis zum Flugeinsatz weiterentwickelt. Welche Hürden unter anderem dafür zu nehmen sind, wurde in Kapitel 4 dargelegt. Zuverlässigkeit der Zündung, Stabilität im Betrieb und hohe Lebensdauer durch minimierte Erosion der Elektroden sind die Anforderungen, die erfüllt werden müssen. Insbesondere in diesem Bereich konnten für das institutseigene Triebwerk einige deutliche Verbesserungen durch neue Änderungen in der Zünd- und Transitionsprozedur erreicht werden.

Die Systemaspekte wurden in Kapitel 5 und 6 dargestellt. Während Hydrazintriebwerke von der Handhabung ähnlich der chemischen Triebwerke sind und damit keine allzu großen Anpassungen bereits bestehender Systeme erfordern, brauchen Ammoniaktriebwerke zur Verdampfung des Treibstoffs erhöhte Aufmerksamkeit, um eine Wiederholung des Fehlschlages des ATOS Triebwerksystems zu vermeiden. Weitere Untersuchungen dieser Arbeit konzentrierten sich auf die Verbesserung der Transition durch geeignetes Treibstoffförder-systemdesign, sowie auf ein Konzept zur weiteren Reduktion der Verdampfungsverluste durch eine neuartige, regenerative Wärmeeinkopplung ins flüssige Ammoniak. Dabei zeigte sich, dass beides möglich ist, allerdings der Gewinn zu einer deutlichen Erhöhung der Systemkomplexität führt.

Zur Unterstützung der numerischen Analyse und Optimierung der Triebwerke wurden mit der hoch genauen Fabry-Perot-Interferometrie die bisherigen Messungen gröberer

Emissionsspektroskopie erweitert. Mit Hilfe der Radial- und Axialprofile konnten bisher nicht messbare Details herausgearbeitet werden, die in Kapitel 7 dargestellt sind.

In der diese Arbeit begleitenden Anwendungsstudie [80] wurde gezeigt, dass die Lichtbogentriebwerke in den relevanten Anwendungsfeldern hinter anderen Triebwerkstypen zurückbleiben. Dies begründet sich insbesondere dadurch, dass Lichtbogentriebwerke die Nachteile der chemischen und elektrischen Triebwerke vereinen, ohne in ausreichendem Maße von den Vorteilen zu profitieren. Zu den Nachteilen der elektrischen Triebwerke gehören lange Transferzeiten und reduzierte Manöverwirkungsgrade durch die geringen Schübe sowie hohe Kosten für die komplexe Elektronik und die zusätzlichen Anforderungen an die Leistungsgeneratormasse. Zudem sind die Austrittsgeschwindigkeiten der bisher geflogenen Lichtbogentriebwerkssysteme nur knapp über denen von chemischen Antriebssystemen, so dass damit die Nachteile kaum aufgewogen werden können. Das Argument des höheren Schubes gilt nur im Vergleich zu anderen elektrischen Triebwerken und kann einem Vergleich mit den kostengünstigen und schubstarken chemischen Systemen selten standhalten.

Kleine Verbesserungen werden die Lichtbogentriebwerke nicht voranbringen und der große technologische Sprung ist bisher nicht in Sicht. So werden Lichtbogentriebwerke auch weiterhin nur für jene Anwendungen eingesetzt werden, die durch ganz besondere Randbedingungen ein Einsatzgebiet für Lichtbogentriebwerke schaffen. Dies können Hybridsysteme mit der Mitbenutzung existierender Treibstofffördersysteme und hoher Leistungen sein oder ganz besondere Einsätze, die mögliche Lichtbogentriebwerkstreibstoffe als Systemabfallprodukte zur Verfügung stellen. Ein aktuelles Beispiel dafür ist ESA Clean-Sat-Studie zum Einsatz von Lichtbogentriebwerken für die Bahnabsenkung von Satelliten, welche ein chemisches Hauptantriebssystem am Bord haben. Für diese Satelliten mit kleinerer Leistung wurde im Rahmen dieser Arbeit erstmalig mit Hilfe des neuen IRS-VELARC Triebwerks der Bereich geringer Leistungen bis unter 300 W charakterisiert und erste Schritte zur Optimierung durchgeführt.

Aber erst wenn die längerfristige Lagerfähigkeit von Wasserstoff oder Helium massentechnisch in den Bereich der bislang genutzten Treibstoffe rückt, kann das Lichtbogentriebwerk als per se konkurrenzfähiges Produkt erneut an Relevanz gewinnen. Bis dahin können Lichtbogentriebwerke nur konkurrenzfähig sein, wenn akzeptiert wird, dass sie technisch nicht überlegen sind, allerdings im Falle einer Mission mit weniger kritischen Masse- und Zeitanforderungen gegebenenfalls die kostengünstigere Alternative sind. Damit muss es das Ziel weiterer Lichtbogentriebwerksforschung und Entwicklung sein die Komplexität und Kosten des Antriebssystems und insbesondere dessen Triebwerkselektronik auf ein Minimum zu reduzieren und die Marktreife für einen direkten, kostengünstigen Einsatz zu maximieren.

Quellenverzeichnis

- [1] Deininger, W.D.: „*Performance Comparisons of Low-Power Arcjets*“, AIAA-23982-688, AIAA Journal of Propulsion, Vol. 11, No. 6, 1995
- [2] Airbus Defense and Space, „*Bipropellant Apogee Motors*“, Webseite: <http://cs.astrium.eads.net/sp/home-lam.html>, 204
- [3] Duchemin, O.B., Caratge, A., Comu, N., Sannino, J.-M.: „*Ariane 5-ME and Electric Propulsion : GEO Insertion Options*“, AIAA-2011-6084, 47th Joint Propulsion Conference and Exhibit, San Diego, USA, 2011
- [4] Bock, D., Auweter-Kurtz, M., Kurtz, H.L.: „*1 kW Ammonia Arcjet System Development for a Science Mission to the Moon*“, IEPC-2005-075, 29th IEPC, Princeton, USA, 2005
- [5] Riehle, M.: „*ATOS – Arcjet Flugexperiment auf dem Amateurfunksatelliten AMSAT-P3-D*“, Abschlussbericht, DARA FKZ TT 50 TT 9404, Stuttgart, Deutschland, 2001
- [6] Auweter-Kurtz, M.: „*Lichtbogentriebwerke für Weltraumaufgaben*“, B.G. Teubner, Stuttgart, Germany, 1992
- [7] Palaszewski, B., „*Electric Propulsion for Future Space Missions Part I*“, Digital Learning Network, NASA Glenn Research Center, Webseite: www.grc.nasa.gov, 2014
- [8] Bühler, R.D.: „*Arc Thermal Propulsion – Advances in Space Propulsion*“, UCLA Short Course, USA, 1961
- [9] Wallner, L.E., Czika, J.: „*Arcjet Thrustor for Space Propulsion*“, NASA TN D-2868, 1965
- [10] Sankovic, J.M., Hamley, J.A., Haag, T.W., Sarmiento, C.J., Curran, F.M.: „*Hydrogen Arcjet Technology*“, IEPC-91-018, 22nd IEPC, Viareggio, Italien, 1991
- [11] „*Hall Effect Thruster*“, Website: http://en.wikipedia.org/wiki/Hall_effect_thruster, 2014
- [12] Buden, D., Verga, R., Caveny, L.H.: „*SP-100 Projected Flight Experiments*“, AIAA-89-2590, 25th Joint Propulsion Conference, Monterey, USA, 1989
- [13] Ghislanzoni, L., Petagna, C., Trippi, A.: „*The Application of Arcjet Propulsion Systems for Geostationary Satellites*“, AIAA-90-2548, 21st International Electric Propulsion Conference, Orlando, USA, 1990
- [14] Smith, R.D., Aadland, R.S., Roberts, C.R.: „*Flight Qualification of a 2,2 kW*

- MR-510 Hydrazine Arcjet System***", IEPC-97-082, 25th International Electric Propulsion Conference, Cleveland, USA, 1997
- [15] Zube, D.M., Messerschmid, E.W., Dittmann, A.: "***System Verification and Integration of the 'ATOS' Ammonia Arcjet***", AIAA-1996-2716, 32nd JPCE, Buena Vista, USA, 1996
- [16] Smith, R.D., Yano, S.E., Armbruster, K., Roberts, C.R.: "***Flight Qualification of a 1,8 kW Hydrazine Arcjet System***", IEPC-93-007, 23th IEPC, Seattle, USA, 1993
- [17] Lichtin, D.A., Chillelli, N.V., Bailey, J.A., Roberts, C.R., Zube, D.M., Fisher, J.R.: "***AMC-1 (GE-1) Arcjets at 12-plus Years On-Orbit***", AIAA-2009-5364, 45th Joint Propulsion Conference and Exhibit, Denver, USA, 2009
- [18] Tighe, W.G., Chien, K.-R., Spears, R.: „***XIPS Ion Thrusters for Small Satellite Applications***“, SSC07-III-11, 21st Annual AIAA/USU Conference on Small Satellites, Utah, USA, 2007
- [19] Silverstein, S.: "***In-Orbit Failures, Manufacturing Problems Haunt Boeing***", Space News 2003, Webseite: <http://www.freerepublic.com/focus/f-news/951952/posts>, 2014
- [20] Bromaghim, D.R., LeDuc, J.R., et. al.: "***An Overview of the On-Orbit Results from the ESEX Flight Experiment***", AIAA-99-2706, 35th Joint Propulsion Conference & Exhibit, Los Angeles, USA, 1999
- [21] Bock, D.: "***Untersuchung eines thermischen Lichtbogentriebwerksystems für die Lunar Mission BWI***", Doktorarbeit, IRS, University Stuttgart, Deutschland, 2009
- [22] Gamgami, F., et.al.: "***A Dual-Mode Propulsion System with Arcjets as an Alternative Propulsion System for the SGEO Platform***", 3125075, Space Propulsion Conference 2016, Rom, Italien, 2016
- [23] Todd, J., Sheets, R.E.: "***Development of a Regeneratively Cooled 30-kW Arcjet Engine***", AIAA-2797-398, AIAA Journal, Vol. 3, No.1, p.122, Januar 1965
- [24] Haag, T.W.: "***Recent Testing of 30 kW Hydrogen Arcjet Thrusters***", AIAA-93-1902, 29th Joint Propulsion Conference & Exhibit, Monterey, USA, 1993
- [25] Ducati, A.C., Humpal, H., Meltzer, J., Muehlberger, E., Todd, J.P., Waltzer, H.: "***1-kw Arcjet-Engine System-Performance Test***", Journal of Spacecraft Vol. 1 No. 3, Giannini Scientific Corporation, Santa Ana, California, USA, 1964
- [26] AVCO Corporation: "***Thirty Kilowatt Plasmajet Rocket Engine Development***", NASA CR – 54079, RAD-TR-64-42, Summary Report, Juli 1964
- [27] Curran, F.M., Haag, T.W.: "***An Extended Life and Performance Test of a Low***

- Power Arcjet***", AIAA-88-3106, 24th Joint Propulsion Conference, Massachusetts, USA, 1988
- [28] Sankovic, J.M., Hopkins, J.B.: „***Miniaturized Arcjet Performance Improvement***“, AIAA-96-2962, 32nd Joint Propulsion Conference and Exhibit, Juli, 1996
- [29] Sankovic, J.M., Bern, D.: „***Performance of a Low-Power Subsonic-Arc-Attachment Arcjet Thruster***“, AIAA-93-1898, 29th Joint Propulsion Conference and Exhibit, Monterey, USA, 1993
- [30] Welle, R.P.: „***Space propulsion applications of helium arcjets***“, AIAA-97-0794, 35th Aerospace Science Meeting, Reno, USA, 1997
- [31] Lichon, P.G., Tilley, D.L., Anderson, R., Sankovic, J.M.: „***500-Watt Arcjet System Development and Demonstration***“, IEPC-97-088, 25th International Electric Propulsion Conference, Cleveland, USA, 1997
- [32] Curran, F.M., Sarmiento, C.J.: „***Low Power Arcjet Performance***“, AIAA-90-2578, 21st International Electric Propulsion Conference, Florida, USA, 1990
- [33] Zube, D., Lichon, P.G., Cohen, D., et. al.: „***Initial On-Orbit Performance of Hydrazine Arcjets on A2100 Satellites***“, AIAA-99-2272, 35th Joint Propulsion Conference & Exhibit, Los Angeles, USA, 1999
- [34] Zube, D.M., Cohen, D.: „***Improvements to Hydrazine Arcjet System Performance and Operational Robustness Against Gas Ingestion***“, AIAA-2001-3901, 37th Joint Propulsion Conference & Exhibit, USA, 2001
- [35] Kriebel, M.M.: „***30 kW Class Arcjet Advanced Technology Transition Development (ATTD)***“, AFRL-PR-ED-TR-1999-0034, Final Report, USA, 1999
- [36] Aston, G., Aston, M.B., Kolts, J.B., Miller, T.M., Seaworth, G.B.: „***5-15 kW High Performance Hydrogen and Ammonia Arcjets***“, AIAA-94-2871, 30th Joint Propulsion Conference, Indianapolis, USA, 1994
- [37] Hruby, V., Kolencik, J., Martinez-Sanchez, M., Dvorn, D., Annen, K.D., Brown, R.C.: „***Methan Arcjet Development***“, IEPC-97-014, 25th International Electric Propulsion Conference, Cleveland, USA, 1997
- [38] Hohman, K., Brogan, T., Hruby, V., et. al.: „***Two Kilowatt Bipropellant Arcjet Developments***“, IEPC-2003-122, 28th International Electric Propulsion Conference, Toulouse France, 2003
- [39] Robertson, D., Martinez-Sanchez, M.: „***A Design Study of an Alkali Seeded Arcjet***“, AIAA-2001-3904, 37th Joint Propulsion Conference and Exhibit, Salt Lake City, USA, 2001

- [40] Arhipov, B.A., Vinogradov, V.N., et. al.: "***Development and Application of Electric Thrusters at EDB "Fakel"***", IEPC-97-004, 25th International Electric Propulsion Conference, Cleveland, USA, 1997
- [41] Vaulin, E.P., Obukahov, V.A., et. al.: "***Application of Hollow Cathode in Arcjet Propulsion at Low and Average Power***", IEPC-95-201, 24th IEPC, Moscow, Russia, 1995
- [42] Riehle, M., Kurtz, H.L., Auweter-Kurtz, M.: „***Investigations of Advanced Medium Power Hydrogen Arcjets***“, AIAA-95-2507, 31st Joint Propulsion Conference, SanDiego, USA, Juli 1995
- [43] Riehle, M., Laux, T., Huber, F., Kurtz, H.L., Auweter-Kurtz, M.: „***Performance Evaluation of Regeneratively Cooled 1, 10 & 100 kW Arcjets***“, IEPC-99-027, 26th International Electric Propulsion Conference, Kitakyushu, Japan, 1999
- [44] Riehle, M., Kurtz, H.L., Hammer, F., Auweter-Kurtz, M.: „***Graphite Nozzle Performance Investigation with High Power Arcjets***“, IEPC-97-085, 25th International Electric Propulsion Conference, Ohio, USA, August 1997
- [45] Boehrke, H.: "***Zur induktiven Nachheizung einer Überschallwasserstoffströmung***", Doktorarbeit, IRS, University Stuttgart, Deutschland, 2009
- [46] Riehle, M.: "***Entwicklung eines 1 kW Hydrazin Triebwerks***", 5. Fortschrittsstreifen Phase D4/D5, DARA FKZ 50-TT-9401, Trauen, Februar 1997
- [47] Riehle, M., Glocker, B., Auweter-Kurtz, M., Kurtz, H.: "***Development of a High Specific 1,5 - 5 kW Thermal Arcjet***", IRS-93-P7, Zwischenbericht Nr. 2, Stuttgart, 1993
- [48] Riehle, M.: „***Entwicklung eines 1-2 kW Arcjet Hydrazin Triebwerks zur Nord-Süd-Kontrolle von geostationären Satelliten***“, Zwischenbericht D4/D5, DARA FKZ 50-TT-9401, 1997
- [49] Rybakov, A.: „***Investigations of a 1 kW Class Arcjet Thruster with Helium as Propellant***“, AIAA-2002-3659, 38th Joint Propulsion Conference & Exhibit, Indianapolis, Juli 2002
- [50] Auweter-Kurtz, M., Glocker, B., Gözl, T., Kurtz, H.L., Messerschmid, E.W., Riehle, M., Zube, D.M.: „***Arcjet Thruster Development***“, AIAA-24146, Journal of Propulsion and Power, Vol. 12, No. 6, 1996
- [51] Auweter-Kurtz, M., Gözl, T., Habiger, H., Hammer, F., Helmut, K., Riehle, M. und Sleziona, C.: „***High Power Hydrogen Arcjet Thrusters***“, AIAA-5339, Journal of Propulsion and Power, Vol. 14, No. 5, 1998

- [52] Passaro, A., ***“Development and Testing of a 1 kW Arcjet Propulsion System”***, 2969415, Space Propulsion Conference 2014, Köln, Deutschland, 2014
- [53] Hiratsuka, S., Onoe, K., Tahara, H., et.al.: ***“Thrust Performance and Thermal Analysis of a Low Power Arcjet Thruster”***, IEPC-99-033, 26th International Electric Propulsion Conference, Kitakyushu, Japan, 1999
- [54] Tahara, H., Yonezawa, T., Andoh, Y., Onoe, K., Yoshikawa, T.: ***“Spectroscopic Measurement and Numerical Analysis of Medium-Power Hydrogen/Nitrogen-Mixture Arcjet Flowfields”***, IEPC-97-087, 25th International Electric Propulsion Conference, Cleveland, Ohio, 1997
- [55] Tahara, H., Okamachi, Y., Nakagawa, S.: ***“Compatibility Study of Low Toxicity Propellant Decomposed Gas for DC Arcjet Thrusters”***, IEPC-2009-257, 31st International Electric Propulsion Conference, Michigan, USA, 2009
- [56] Yamada, T., Shimizu, Y., Toki, K., Kuriki, K.: ***“Thrust Performance of a Regeneratively Cooled Low-Power Arcjet Thruster”***, AIAA-23528, Journal of Propulsion and Power, Vol. 8, No. 3, 1992
- [57] Ogiwara, K., Hosoda, S., et.al.: ***“Development and Testing of a 300 W class Arcjet”***, IEPC-95-17, 24th International Electric Propulsion Conference, Moskau, Russland, 1995
- [58] Horisawa, H., Kimura, I.: ***“Study of Very Low-Power DC Plasma-Jet Microthrusters”***, IEPC-01-231, 27th International Electric Propulsion Conference, Pasadena, USA, 2001
- [59] Nakata, D., Kinefuchi, K., Kuninaka, H.: ***“Thermal Stress Analysis of Several Hundred kW Radiation Cooled Arcjet”***, IEPC-2011-253, 32nd International Electric Propulsion Conference, Wiesbaden, Deutschland, 2011
- [60] Wu, H., Li, A., ***„An Overview of Electric Propulsion Activities in CSSAR”***, IEPC-99-10, 26th International Electric Propulsion Conference, Kitakyushu, Japan, 1999
- [61] Wu, H.J., Feng, X.Z.: ***“The Selection for NSSK Control System of Geosynchronous Satellites”***, IEPC 93- 018, 23rd International Electric Propulsion Conference, Seattle, USA, 1993
- [62] Hai-bin, Tang, Xin-ai, Z., Yu, L., Hai-xing, W., Chen-bo, S.: ***“Experimental Study of Startup Characteristics and Performance of a Low-Power Arcjet”***, AIAA-47380, Journal of Propulsion and Power, Vol. 27, No. 1, 2011
- [63] Jahn, R.G., ***“Physics of Electric Propulsion”***, McGraw-Hill, New York, 1968
- [64] Hai-bin, Tang, Yu, L., Wuye, D.: ***„Experiments and Numerical Simulations in Low***

- Power Arcjets*“, AIAA 2001-3905, 37th Joint Propulsion Conference and Exhibit, Salt Lake City, USA, Juli 2001
- [65] Pencil, E.J., Sankovic, J.M., Sarmiento, C.J., Hamley, J.A.: “*Dependence of Hydrogen Arcjet Operation on Electrode Geometry*“, AIAA 92-3530, 28th Joint Propulsion Conference and Exhibit, Nashville, USA, Juli 1992
- [66] Curran, F.M., Manzella, D.H., Pencil, E.J.: “*Performance Characterization of a Segmented Anode Arcjet Thruster*“, AIAA-90-2582, 21st International Electric Propulsion Conference, Orlando, USA, Juli 1990
- [67] Gölz, T.M., Auweter-Kurtz, M., Kurtz, H.L., Schrade, H.O.: „*High Power Arcjet Thruster Experiments*“, AIAA-91-072, 22nd International Electric Propulsion Conference, Viareggio, Italien, 1991
- [68] Traverso, D.: „*Thermalmodellierung des thermischen Lichtbogentriebwerks TALOS der 1 kW-Klasse für die Mondmission BW1*“, IRS-08-S14, Diplomarbeit, IRS, Universität Stuttgart, Deutschland, 2008
- [69] Zube, D.: „*Von Laboruntersuchungen zum Entwurf und Bau eines flugtauglichen thermischen Lichtbogentriebwerks für Kleinsatelliten*“, Doktorarbeit, IRS, Universität Stuttgart, 1995
- [70] A. F. Holleman, E. Wiberg, N. Wiberg: „*Lehrbuch der Anorganischen Chemie*“, 102. Auflage. de Gruyter, Berlin 2007, ISBN 978-3-11-017770-1, S. 665.
- [71] „*Düsenströmung*“, Webseite: <https://de.wikipedia.org/wiki/Düsenströmung>, 2014
- [72] Haag, T.W., Curran, F.M.: “*High Power Hydrogen Arcjet Performance*“, AIAA-1991-2226, 27th Joint Propulsion Conference, 1991
- [73] Glenn Research Center, “*Chemical Equilibrium with Applications*“, NASA TOOL CEA, Webseite: <http://www.grc.nasa.gov/WWW/CEAWeb>, 2014
- [74] „*Periodensystem der Elemente*“, Webseite: <http://www.periodni.com/de/download.html>, 2014
- [75] NIST – National Institute of Standards and Technology: “*Chemistry Webbook*“, Webseite: <http://webbook.nist.gov/chemistry/>, 2014
- [76] Welle, R., Pollard, J., Janson, S., Crofton, M., Cohen, R.: „*One Kilowatt Hydrogen and Helium Arcjet Performance*“, AIAA-1991-2229, 27th Joint Propulsion Conference, USA, 1991
- [77] Kurtz, H., Auweter-Kurtz, M., Glocker, B., Merke, W., Schrade, H.O.: „*A 15 kW Experimental Arcjet*“, IEPC-88-107, 20th International Electric Propulsion Conference, Garmish-Partenkirchen, Deutschland, 1988

- [78] Mueller, J.: *“Thruster Options für Microspacecraft: A Review and Evaluation of State-of-the-Art and Emerging Technologies”*, AIAA-97-3058, Seattle, USA, 1997
- [79] Prokein, D., Winter, D., Neffgen, J., Bogenfeld, R., Schöneich, V., Ehresmann, M., Wollenhaupt, B., Syring, C., Herdrich, G.: *„ESMO Cold Gas Propulsion System“*, Space Propulsion Conference 2012, Bordeaux, Frankreich, 2012
- [80] Wollenhaupt, B.: *“Einsatz thermischer Lichtbogentriebwerksysteme“*, IRS-2016-IB03, Interner Bericht zur Studie, Institut für Raumfahrtssysteme, IRS, 2016
- [81] Rombach, T.: *„Untersuchung des Einflusses der Injektorgeometrie auf das Verhalten des thermischen Lichtbogentriebwerks TALOS“*, Studienarbeit, IRS, Universität Stuttgart, Deutschland, 2009
- [82] Gölz, T.M., Auweter-Kurtz, M., Kurtz, H.L.: *„100 kW Hydrogen Arcjet Thruster Experiment“*, AIAA-92-3836, 28th Joint Propulsion Conference and Exhibit, Nashville, USA, 1992
- [83] *„Paschenkurve“*, Website: http://commons.wikimedia.org/wiki/File:Paschen_Curves.PNG, 2014
- [84] Glocker, B.: *„Experimentelle und theoretische Untersuchungen zur Entwicklung eines thermischen Lichtbogentriebwerks der mittleren Leistungsklasse“*, Doktorarbeit, IRS, Universität Stuttgart, Deutschland, 1993
- [85] Grohmann, S.: *“Vorrichtung und Verfahren zur Bestimmung des Massenstroms eines Fluids“*, DE102011120899 A1, Patent, 2013
- [86] Sankovic, J.M., Curran, F.M.: *“Method and apparatus for pressure pulse arcjet starting”*, US Patent 5689951, 1994
- [87] Wiegerink, R.J., Lammerink, T.S.J., Groenesteijn, J., Dijkstra, M., Lötters, J.C.: *“Micro Coriolis Mass Flow Sensor for Chemical Micropropulsion Systems”*, 1st International Conference on Microfluidic Handling Systems, MFHS, Netherlands, 2012
- [88] Brander, J.J., Anurjew, E., Bohn, L., Hansjosten, E., Henning, T., Schygulla, U., Wenka, A., Schubert, K.: *„Concepts and realization of microstructure heat exchangers for enhanced heat transfer“*, Experimental Thermal and Fluid Science 30, Elsevier, 2006
- [89] MT-Aerospace, *“Produktkatalog 2013”*, Augsburg, 2013
- [90] Brophy, J.R., Marcucci, M.G., Ganapathi, G.B., Garner, C.E.: *“The Ion Propulsion System for Dawn”*, AIAA-2003-4542, 39th Joint Propulsion Conference and Exhibit, Huntsville, USA, 2003

- [91] Schweikle, S.: „*Konzeptioneller Entwurf von orbitalen Lagerungs- und Kühlsystemen für kryogene Treibstoffe*“, IRS-11-S12, Diplomarbeit, Institut für Raumfahrtssysteme, Universität Stuttgart, 2011
- [92] United Space Alliance: „*Shuttle Crew Operations Manual*“, OI-33, USA007587 Rev. A CPN-1, 2008
- [93] „*Die Brennstoffzelle*“, Webseite: www.diebrennstoffzelle.de/wasserstoff/speicherung.shtml, 2011
- [94] „*Wasserstoffspeicherung*“, Webseite: <http://de.wikipedia.org/wiki/Wasserstoffspeicherung>, 2011
- [95] Ott, A., Hubert, M.: „*Wasserstoffspeicherung in Metallhydriden*“, HERA – Hydrogen Storage Systems, Webseite: www.h2hh.de/downloads/HERA.pdf, 2011
- [96] Internationales Wirtschaftsforum Regenerative Energien: „*Wasserstoff*“, Webseite: www.iwr.de/wasserstoff/wasserstoffspeicherung/wasserstoffspeicherung.html, 2011
- [97] TU-Berlin, ILSE „*Wasserstoff-Speicherung und Transport*“, Webseite: www.user.tu-berlin.de/h.gevrek/ordner/ilse/Brennstoffzelle/WasserstoffSpeichTrans.htm, 2011
- [98] Ströbel, R.: „*Wasserstoffspeicherung an Kohlenstoffmodifikationen*“, Dissertation, TU Freiberg, 2005
- [99] Küchler, A.: „*Hochspannungstechnik, Grundlagen – Technologie – Anwendungen*“, 3. Auflage, Fachhochschule Würzburg Schweinfurt, Springer-Verlag, 2009
- [100] Yoshikawa, T., Onoe, K., Ohba, T., Yoshida, H., Suzuki, H., Morimoto, S.: „*Development of a Low Power DC Arcjet for Space Propulsion*“, AIAA-87-1058, 19th International Electric Propulsion Conference, Colorado, USA, 1987
- [101] Le, Q.H.: „*Untersuchung der Steuerungs- und Zündelektronik eines thermischen Lichtbogentriebwerks*“, IRS-11-W, Diplomarbeit, IRS, Universität Stuttgart, Deutschland, 2011
- [102] Shaw, P., Lappas, V.J., Underwood, C.I.: „*Development of the μ PPT propulsion module for STRaND a 3U CubeSat*“, 1st AIAA Conference on University Satellites, Missions and CubeSat Workshop in Europe, Italien, 2011
- [103] „*Hochspannungskaskade*“, Webseite: <http://de.wikipedia.org/wiki/Hochspannungskaskade>, 2014
- [104] Griem, H.: „*Spectral Line Broadening by Plasmas*“. 1. Aufl. New York und London: Academic Press, 1974

- [105] Schäfer, R.: *“Charakterisierung des Ammoniakplasmas des thermischen Lichtbogentriebwerks TALOS”*, Diplomarbeit, IRS-08-S52, IRS, Universität Stuttgart, Deutschland, 2008
- [106] Loitz, S.: *„Interferometrie“*, Universität Kaiserslautern, Webseite: <http://www.loitz79.de/Physik%20Praktikum/Interferometrie.htm>, 2014
- [107] Manzella, D., Curran, F., Myers, R., Zube, D.: *“Preliminary Plume Characteristics of an Arcjet Thruster”*, NASA Technical Memorandum 103241, AIAA-90-2645, 21st International Electric Propulsion Conference, Florida, USA, 1990
- [108] NIST - National Institute of Standards and Technology: *“Atomic Spectra Database”* Webseite: <http://www.nist.gov/pml/data/asd.cfm>, 2014
- [109] Oertel, H., Böhle, M., Dohrmann, U.: *„Strömungsmechanik Grundlagen“*, 5. Auflage, Springer-Verlag, 2009
- [110] Hohn, O.: *“Charakterisierung des Ammoniakplasmas eines thermischen Lichtbogentriebwerks der 1 kW Klasse für die Mondmission BWI”*, IRS-07-S 37, Studienarbeit, IRS, Universität Stuttgart, 2007
- [111] Wiese, W.L., Paquette, D.R., Solarski, J.E.: *“Profiles of Stark-Broadened Balmer Lines in a Hydrogen Plasma”*, National Bureau of Standards, Washington, USA, 1963
- [112] Zube, D., Auweter-Kurtz, M.: *“Spectroscopic Arcjet Diagnostic Under Thermal Equilibrium and Nonequilibrium Conditions”*, AIAA 93-1792, 29th Joint Propulsion Conference and Exhibit, Monterey, USA, 1993
- [113] Hoskins, W.A., Butler, G.W., Kull, A.E.: *„A Comparison of Regenerative and Conventional Arcjet Performance“*, AIAA-94-3124, 30th Joint Propulsion Conference, Indianapolis, USA, June 1994
- [114] Polk, J.E., Goodfellow, K.D.: *“Results of a 1462 hour ammonia arcjet endurance test”*, AIAA-92-3833, 28th Joint Propulsion Conference and Exhibit, Nashville, USA, 1992

9. Anhang

9.1. Leistungsfähigkeit ausgewählter Wasserstofftriebwerke

9.1.1. *Regenerativ gekühlt*

Name	Institut	Leistung	Austritts- geschwindigkeit	Schub	Schubwirk- ungsgrad	Schub pro Leistung	Ref.
		W	m/s	mN	%	mN/kW	
ARTUR	IRS	1003	6828	109	37,2	109,0	[5]
ARTUR	IRS	999	7593	99	37,5	98,8	[5]
ARTUR	IRS	1753	8957	143	36,6	81,7	[5]
ARTUR	IRS	1957	9359	150	35,8	76,5	[5]
ARTUR	IRS	1744	9452	123	33,3	70,5	[5]
ARTUR	IRS	1806	9575	124	33,0	68,9	[5]
2kW	GSC	2000	9172	131	30,0	65,4	[9]
MARC 3	IRS	4965	9476	436	41,6	87,8	[50]
MARC 3	IRS	6158	9888	494	39,7	80,3	[50]
MARC 3	IRS	7076	10330	516	37,7	73,0	[50]
MARC 3	IRS	7600	10997	506	36,6	66,6	[50]
MARC 4	IRS	9690	11723	645	39,0	66,5	[50]
MARC 4	IRS	11892	11792	766	38,0	64,5	[50]
MARC 4	IRS	5083	8574	557	47,0	109,6	[50]
MARC 4	IRS	6045	9251	601	46,0	99,5	[50]
MARC 4	IRS	5926	9967	548	46,1	92,5	[50]
MARC 6-B	IRS	5477	10906	491	48,9	89,6	[43]
MARC 6-B	IRS	6836	11468	516	43,3	75,5	[43]
MARC 6-B	IRS	7605	11831	532	41,4	70,0	[43]
MARC 6-B	IRS	8730	12184	548	38,3	62,8	[43]
MARC 6-B	IRS	9788	12573	566	36,3	57,8	[43]
10 kW	Olin	10000	10791	723	39,0	72,3	[113]
HIPARC-R 4	IRS	19942	7779	2023	39,5	101,4	[43]
HIPARC-R 4	IRS	20200	9035	1807	40,4	89,5	[43]
HIPARC-R 4	IRS	30260	10624	2125	37,3	70,2	[43]
HIPARC-R 4	IRS	50154	11360	2954	33,4	58,9	[43]
HIPARC-R 4	IRS	50200	12518	2504	31,2	49,9	[43]
30 kW	GSC	25000	9400	2926	55,0	117,0	[6]
30 kW	GSC	25000	9574	2872	55,0	114,9	[6]
30 kW	GSC	30000	10000	3000	50,0	100,0	[6]
30 kW	GSC	30300	9908	2725	54,0	89,9	[9]
30 kW	GSC	30000	10000	2500	50,0	83,3	[6]
R-4 Mod 1	AVCO	30000	9883	2471	40,7	82,4	[26]
R-4 Mod 2	AVCO	29898	12911	2066	44,6	69,1	[26]
R-4 Mod 3	AVCO	30090	14685	1762	43,0	58,6	[26]

Tabelle 9-1 – Leistungsfähigkeit regenerativ gekühlter Wasserstofflichtbogentriebwerke

9.1.2. Strahlungsgekühlt

Name	Institut	Leistung	Austritts- geschwindigkeit	Schub	Schubwir- kungsgrad	Schub pro Leistung	Ref.
		W	m/s	mN	%	mN/kW	
VELARC D2	IRS	325	7143	30	33,0	92,3	Hic
VELARC D3	IRS	348	8710	27	33,8	77,6	Hic
VELARC D3	IRS	300	8800	13	19,4	44,0	Hic
ATD	LeRC	820	5729	57	20,0	69,8	[29]
ATD	LeRC	981	6612	66	22,4	67,8	[29]
MARC 2	IRS	4917	9339	430	40,8	87,4	[50]
MARC 2	IRS	5542	9888	445	39,7	80,3	[50]
MARC 2	IRS	6381	10340	465	37,7	72,9	[50]
MARC 2	IRS	7994	10742	494	33,2	61,8	[50]
10 kW – Rad	Olin	10000	10153	680	34,5	68,0	[113]
5 kW	GSC	5714	10000	400	35,0	70,0	[6]
10 kW	EPL	10000	11772	646	38,0	64,6	[36]
10 kW	EPL	10000	11968	585	35,0	58,5	[36]
HIPARC-R 1	IRS	18044	7063	1836	35,9	101,8	[43]
HIPARC-R 1	IRS	20480	8564	1713	35,8	83,6	[43]
HIPARC-R 1	IRS	22500	8750	1750	34,0	77,8	[51]
HIPARC-R 1	IRS	36000	8333	2500	28,9	69,4	[51]
HIPARC-R 1	IRS	18300	8000	1200	26,2	65,6	[51]
HIPARC-R 1	IRS	49426	10301	2678	27,9	54,2	[43]
HIPARC-R 1	IRS	48460	11625	2325	27,9	48,0	[43]
HIPARC-R 1	IRS	100000	13333	4000	26,7	40,0	[51]
HIPARC-R 1	IRS	100000	17800	3560	31,7	35,6	[51]
HIPARC-R 1	IRS	107000	20000	3000	28,0	28,0	[51]
30 kW	GSC	25000	7071	2121	30,0	84,9	[6]
30 kW	GSC	30000	7071	2121	25,0	70,7	[6]
30 kW	GSC	25000	9400	1596	30,0	63,8	[6]
30 kW	GSC	30000	10000	1250	25,0	41,7	[6]
AVCO-R	AVCO	30000	9810	2569	42,0	85,6	[9]
X-1	AVCO	150000	15646	6462	33,7	43,1	[26]
X-1	AVCO	216000	21687	7092	35,6	32,8	[26]

Tabelle 9-2 – Leistungsfähigkeit strahlungsgekühlter Wasserstofflichtbogentriebwerke

9.1.3. Wassergekühlt

Name	Institut	Leistung	Austritts- geschwindigkeit	Schub	Schubwir- kungsgrad	Schub pro Leistung	Ref.
		W	m/s	mN	%	mN/kW	
TT30	IRS	10000	3667	1100	20,2	110,0	[6]
TT30	IRS	22000	4667	1400	14,8	63,6	[6]
TT-1	IRS	8234	5973	597	21,7	72,5	[67]
HIPARC-W	IRS	9900	5850	1170,00	34,6	118,2	[6]
HIPARC-W	IRS	31000	7200	2160,00	25,1	69,7	[6]
HIPARC-W	IRS	76200	11100	3330,00	24,3	43,7	[6]
HIPARC-W	IRS	66000	12700	2540,00	24,4	38,5	[6]
X-2	AVCO	72000	19571	979	13,3	13,6	[26]
X-2	AVCO	196000	72953	1897	35,3	9,7	[26]

Tabelle 9-3 – Leistungsfähigkeit wassergekühlter Wasserstofflichtbogentriebwerke

9.2. Leistungsfähigkeit ausgewählter Ammoniaktriebwerke

Name	Institut	Leistung	Austritts- geschwindigkeit	Schub	Schubwir- kungsgrad	Schub pro Leistung	Ref.
		W	m/s	mN	%	mN/kW	
ATOS 1	IRS	750	4222	95	26,7	126,7	[69]
ATOS 1	IRS	750	4750	115	36,7	153,3	[5]
ATOS 2	IRS	983	4640	167	39,4	170,0	[5]
ATOS 2	IRS	868	4630	144	38,3	165,4	[5]
ATOS 2	IRS	892	4758	128	34,0	142,9	[5]
ATOS 2	IRS	796	4836	107	32,5	134,3	[5]
ATOS 2	IRS	1463	5915	183	37,1	125,3	[5]
ATOS 2	IRS	1858	6131	221	36,4	118,8	[5]
ATOS 2	IRS	1512	6004	161	32,0	106,4	[5]
ATOS 2	IRS	1503	6200	137	28,3	91,2	[5]
TALOS	IRS	800	4688	105	30,8	131,3	Hic
TALOS	IRS	800	4767	103	30,5	128,1	Hic
TALOS	IRS	800	4915	108	33,1	134,7	Hic
TALOS	IRS	796	5297	111	37,0	139,7	Hic
TALOS	IRS	800	5140	103	32,9	128,2	Hic
TALOS	IRS	800	5278	95	31,3	118,6	Hic
TALOS	IRS	800	5366	85	28,6	106,7	Hic
TALOS	IRS	800	5356	74	24,8	92,5	Hic
VELARC	IRS	502	4655	59	27,5	118,3	Hic
VELARC	IRS	464	4746	43	22,0	92,7	Hic
VELARC	IRS	346	4103	38	22,7	110,4	Hic
VELARC	IRS	366	4228	38	22,0	104,2	Hic
LPATS	LeRC	195	3169	46	37,3	235,4	[28]
LPATS	LeRC	188	3365	40	35,6	211,6	[28]
LPATS	LeRC	250	3532	51	36,0	203,9	[28]
LPATS	LeRC	323	3993	58	35,8	179,3	[28]
LPATS	LeRC	226	4150	38	35,3	170,1	[28]
LPATS	LeRC	308	4277	50	35,1	164,1	[28]
LPATS	LeRC	206	4159	28	28,7	138,0	[28]
LPATS	LeRC	295	4611	43	33,6	145,7	[28]
LPATS	LeRC	250	4611	30	28,0	121,5	[28]
LPATS	LeRC	273	4817	33	29,0	120,4	[28]
10kW ELITE	JPL	10000	6377	1129	36,0	112,9	[114]
10kW ELITE	JPL	10000	6622	1178	39,0	117,8	[114]
30 kW	JPL	32004	7500	2475	29,0	77,3	[114]
AVCO-R	AVCO	30000	7063	2973	35	99,1	[9]
AVCO-R3	AVCO	29998	9594	2376	38	79,2	[9]
ESEX	NASA	27868	7711	1930	26,7	69,3	[20]
ESEX	NASA	26200	7848	2000	30,0	76,3	[20]
10 kW	EPL	10000	7112	1097	39,0	109,7	[36]
10 kW	EPL	10000	7848	943	37,0	94,3	[36]

Tabelle 9-4 – Leistungsfähigkeit von Ammoniaklichtbogentriebwerken

9.3. Leistungsfähigkeit ausgewählter Hydrazinlichtbogentriebwerke

Name	Institut	Leistung	Austritts- geschwindigkeit	Schub	Schubwir- kungsgrad	Schub pro Leistung	Ref.
		W	m/s	mN	%	mN/kW	
SAGAMI-III	ISAS	319	3551	71	39,5	222,4	[57]
SAGAMI-III	ISAS	312	3600	72	41,5	230,5	[57]
SAGAMI-III	ISAS	305	3914	59	37,7	192,7	[57]
SAGAMI-III	ISAS	286	3924	59	40,4	205,9	[57]
SAGAMI-III	ISAS	434	4012	80	37,0	184,4	[57]
SAGAMI-III	ISAS	285	4326	43	32,7	151,4	[57]
SAGAMI-III	ISAS	408	4375	66	35,2	161,1	[57]
SAGAMI-III	ISAS	267	4464	45	37,2	166,9	[57]
SAGAMI-III	ISAS	506	4532	91	40,6	179,1	[57]
SAGAMI-III	ISAS	379	4846	48	30,9	127,7	[57]
SAGAMI-III	ISAS	469	4944	74	39,1	158,1	[57]
SAGAMI-III	ISAS	429	5415	54	34,2	126,3	[57]
RAT-VII	Osaka	607	3434	120	34,0	198,0	[53]
RAT-VII	Osaka	1000	4415	204	45,0	203,9	[53]
RAT-VII	Osaka	1000	5396	111	30,0	111,2	[53]
1kW	LeRC	462	2825	140	42,9	303,8	[32]
1kW	LeRC	402	3463	86	37,0	213,8	[32]
1kW	LeRC	1024	4091	203	40,6	198,6	[32]
1kW	LeRC	759	4395	109	31,6	143,6	[32]
1kW	LeRC	1177	4500	183	35,0	155,6	[6]
1kW	LeRC	1438	4500	224	35,0	155,6	[6]
Artus IM1	IRS	1642	5133	231	36,1	140,7	[50]
Artus IM1	IRS	1511	5371	188	33,4	124,4	[50]
Artus IM1	IRS	1396	4267	192	38,4	179,8	[50]
Artus IM1	IRS	1068	5029	176	36,5	145,1	[50]
Artus IM1	IRS	1213	5171	181	34,7	134,3	[50]
Artus IM1	IRS	1348	5371	188	33,4	124,4	[50]
Artus IM2	IRS	735	3747	131	33,4	178,4	[46]
Artus IM2	IRS	702	4002	120	34,2	171,0	[46]
Artus IM2	IRS	660	4101	107	33,1	161,4	[46]
Artus IM2	IRS	980	4179	146	31,2	149,3	[46]
Artus IM2	IRS	990	4591	138	31,9	139,1	[46]
Artus IM2	IRS	1027	4866	127	30,0	123,2	[46]
Artus IM3	IRS	700	4000	120	34,3	171,4	[48]
Artus IM3	IRS	828	3924	135	32,1	163,5	[48]
Artus IM3	IRS	660	4038	105	32,1	159,1	[48]
Artus IM3	IRS	780	4179	121	32,3	154,8	[48]
Artus IM3	IRS	1080	4365	151	30,4	139,5	[48]
Artus IM3	IRS	739	4513	105	32,1	142,4	[48]
Artus IM3	IRS	746	4513	105	31,8	141,0	[48]
Artus IM3	IRS	993	4600	138	32,0	139,0	[48]
Artus IM3	IRS	1026	4640	134	30,3	130,7	[48]
Artus IM3	IRS	1030	4654	121	27,3	117,5	[48]
Artus IM3	IRS	1025	4885	114	27,1	111,0	[48]
Artus IM3	IRS	1025	4885	114	27,1	111,0	[48]
MOD-B Geo	BPD	1000	3973	160	31,7	159,6	[1]

Name	Institut	Leistung	Austritts- geschwindigkeit	Schub	Schubwir- kungsgrad	Schub pro Leistung	Ref.
		W	m/s	mN	%	mN/kW	
MOD-B Geo	BPD	1400	4621	176	29,0	125,5	[1]
MR-509 – A	Aerojet	1620	4925	246	37,4	151,9	[16]
MR-509 – A	Aerojet	1620	4925	225	34,2	138,9	[16]
MR-509 – B	Aerojet	1620	4611	274	39,0	169,1	[16]
MR-510	Aerojet	2000	5592	258	36,1	129,0	[14]
MR-510	Aerojet	2200	5709	250	32,4	113,6	[14]
MR-510	Aerojet	2000	5886	222	32,7	111,0	[14]

Tabelle 9-5 – Leistungsfähigkeit von (simuliertem) Hydrazinlichtbogentriebwerken

9.4. Leistungsfähigkeit ausgewählter Heliumlichtbogentriebwerke

Name	Institut	Leistung	Austritts- geschwindigkeit	Schub	Schubwirkungsgrad	Schub pro Leistung	Ref.
		W	m/s	mN	%	mN/kW	
VELARC	IRS	293	498	51	47,4	173	Hic
VELARC	IRS	362	537	55	40,6	151	Hic
VELARC	IRS	187	459	47	48,6	250	Hic
VELARC	IRS	168	444	45	51,3	269	Hic
VELARC	IRS	168	441	45	50,6	268	Hic
VELARC	IRS	179	461	47	53,7	263	Hic
VELARC	IRS	237	487	50	43,7	209	Hic
VELARC	IRS	254	534	54	48,9	214	Hic
VELARC	IRS	238	493	50	47,6	211	Hic
VELARC	IRS	253	489	50	44,5	197	Hic
VELARC	IRS	308	567	58	45,9	188	Hic
VELARC	IRS	288	501	51	41,4	177	Hic
VELARC	IRS	255	674	69	65,2	269	Hic
VELARC	IRS	287	673	69	57,4	239	Hic
VELARC	IRS	318	682	70	51,2	219	Hic
VELARC	IRS	368	680	69	46,9	188	Hic
VELARC	IRS	172	676	69	81,6	400	Hic
VELARC	IRS	189	632	64	66,3	341	Hic
VELARC	IRS	271	688	70	58,1	259	Hic
VELARC	IRS	263	680	69	58,2	264	Hic
VELARC	IRS	279	662	68	50,1	242	Hic
ARTUS	IRS	500	4091	180	73,6	360	[49]
ARTUS	IRS	300	4000	80	53,3	267	[49]
ARTUS	IRS	1180	6136	270	70,2	229	[49]
ARTUS	IRS	1000	6500	130	42,3	130	[49]
1kW	L.A.	645	4655	144	52,1	224	[30]
1kW	L.A.	710	4982	154	54,2	217	[30]
1kW	L.A.	812	5219	162	52,0	199	[30]
1kW	L.A.	845	5238	162	50,4	192	[30]
1kW	L.A.	575	4469	125	48,6	218	[30]
1kW	L.A.	628	4540	127	46,0	203	[30]
1kW	L.A.	657	4766	133	48,4	203	[30]
1kW	L.A.	695	4824	135	46,9	194	[30]
1kW	L.A.	811	5464	153	51,5	189	[30]
1kW	L.A.	540	4391	110	44,7	203	[30]
1kW	L.A.	614	4341	109	38,4	177	[30]
1kW	L.A.	668	4821	121	43,5	180	[30]
1kW	L.A.	732	5115	128	44,7	175	[30]
1kW	L.A.	769	5426	136	47,8	176	[30]
1kW	L.A.	513	4505	99	43,5	193	[30]
1kW	L.A.	580	4835	106	44,3	183	[30]
1kW	L.A.	650	4663	103	36,8	158	[30]
1kW	L.A.	728	5336	117	43,0	161	[30]

Tabelle 9-6 – Leistungsfähigkeit von Heliumlichtbogentriebwerken

9.5. Leistungsfähigkeit von VELARC mit Wasserstoff, Ammoniak und Argon betrieben

Treibstoff	Leistung	Austritts- geschwindigkeit	Schub	Schubwirkungsgrad	Schub pro Leistung
	W	m/s	mN	%	mN/kW
NH3	657	5078	75	28,9	113,9
NH3	515	4895	59	28,2	115,2
NH3	401	4614	40	22,8	98,6
NH3	332	4223	26	16,8	79,4
NH3	316	3998	17	10,6	53,3
NH3	320	4171	24	15,4	74,0
NH3	232	3466	9	6,8	39,2
NH3	317	3419	34	18,5	108,0
NH3	242	3431	35	25,0	145,8
NH3	470	4086	58	25,3	123,8
NH3	457	4182	50	22,7	108,5
NH3	370	4189	37	21,1	100,6
NH3	288	3591	35	21,7	121,0
NH3	297	3702	35	21,5	116,3
NH3	270	3847	24	17,0	88,6
NH3	231	4368	16	15,3	70,0
NH3	376	5094	28	18,7	73,5
NH3	377	5002	27	18,1	72,2
NH3	372	4820	27	17,5	72,7
NH3	502	4655	59	27,5	118,3
NH3	464	4752	43	22,0	92,7
NH3	410	4577	28	15,7	68,6
NH3	346	4098	38	22,6	110,3
NH3	366	4228	38	22,0	104,3
NH3	297	3985	24	16,2	81,1
H2	478	7608	56	44,9	118,2
H2	325	7130	30	33,0	92,6
H2	330	6520	16	15,7	48,3
H2	365	8508	23	26,4	62,1
H2	347	8091	26	30,1	74,3
H2	307	8035	14	18,0	44,7
H2	472	8621	31	28,0	65,0
H2	304	7271	16	19,2	52,8
H2	482	8414	24	21,0	49,8
H2	479	8671	30	27,2	62,7
H2	430	8456	21	20,9	49,5
H2	357	7845	21	22,8	58,1
H2	499	7136	53	38,2	107,0
H2	347	7294	23	24,0	65,7
H2	291	6475	11	12,7	39,4
H2	362	7150	25	24,5	68,5

Treibstoff	Leistung	Austritts- geschwindigkeit	Schub	Schubwirkungsgrad	Schub pro Leistung
	W	m/s	mN	%	mN/kW
H2	306	6900	15	17,1	49,6
Ar	153	1414	44	20,1	284,8
Ar	119	1584	30	19,8	250,3
Ar	98	1523	18	14,0	184,3
Ar	113	1636	30	21,5	263,1
Ar	102	1659	27	22,4	269,9
Ar	106	1562	13	9,3	119,3

Tabelle 9-7 – Leistungsfähigkeit des IRS-Velarc Triebwerks

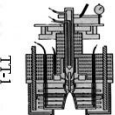
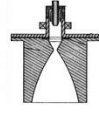
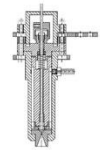
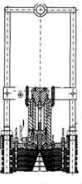
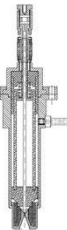
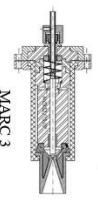
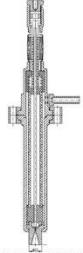
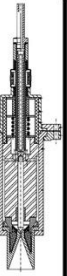
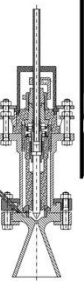
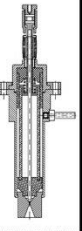
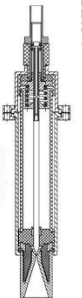
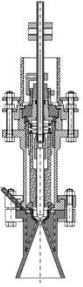
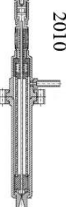
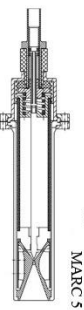
Labormodelle 0,1-0,5 kW		Labormodelle 0,7 - 2 kW		Ingenieurmodelle 0,7 - 2 kW		Flugmodelle 0,7 kW		Labormodelle 5- 15 kW		Labormodelle 20 - 100 kW	
1988											
1990											
1995											
2000											
2005											
2010											

Abbildung 9-1 - IRS Lichtbogentriebwerksentwicklungsgeschichte

Lebenslauf

Name	Birk Wollenhaupt
Geburtstag	31.08.81
Geburtsort	Rostock

Ausbildung:

2002-2007	Studium der Luft- und Raumfahrttechnik an der Universität Stuttgart	Stuttgart
2004-2005	Praktikumssemester im Konstruktionsbüro des DLR Göttingen	Göttingen
2006-2007	Studienarbeit zur Vertiefungsrichtung Raumfahrtsysteme am IRS mit dem Thema „Voruntersuchung der magnetischen Beeinflussung von Plasmen mit Permanentmagneten“ (experimentell)	Stuttgart
2007	Diplomarbeit zur Vertiefungsrichtung Thermodynamik am DLR Göttingen in der Abteilung für Raumfahrzeuge mit dem Thema: „Turbulenzmodellierung mit Tau“ (numerisch)	Göttingen
2007	Diplom Luft- und Raumfahrttechnik an der Universität Stuttgart	Stuttgart

Berufliche Tätigkeiten

2008-2012	Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Raumfahrtsysteme der Universität Stuttgart mit Carl-Zeiss-Stipendium	Stuttgart
Seit 2012	Antriebssystemingenieur bei OHB System, Verantwortlich für elektrische und chemische Antriebssysteme	Bremen