

# **Untersuchung eines thermischen Lichtbogentriebwerksystems für die Lunar Mission BW1**

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

vorgelegt von  
**Dagmar Bock**  
aus Neuss

|                             |   |
|-----------------------------|---|
| Hauptberichter:             | Prof. Dr. rer. nat. habil. Hans-Peter Röser |
| Mitberichter:               | Prof. Rolf Henke                            |
| Tag der mündlichen Prüfung: | 03. März 2009                               |

Institut für Raumfahrtsysteme der Universität Stuttgart  
2009



Fry: *Also was ist, wo fliegen wir hin?*  
Leela: *Nichts besonderes. Nur zum Mond.*  
Fry (verwirrt): *Zum Mond? Dem Mond-Mond? ...*

FUTURAMA, *The Series Has Landed*, S01,E02, Matt Groening, Autor: Ken Keeler

# Vorwort

Die vorliegende Arbeit ist während meiner Tätigkeit als wissenschaftliche Mitarbeiterin am Institut für Raumfahrtsysteme der Universität Stuttgart entstanden.

Für die Möglichkeit, diese Arbeit durchzuführen, das Vertrauen in meine Arbeit und die Übernahme des Hauptberichtes möchte ich Herrn Professor Dr. H.-P. Röser sehr herzlich danken. Für die Übernahme des Mitberichtes sowie das Interesse an meiner Arbeit möchte ich Herrn Professor R. Henke herzlich danken.

Ich möchte allen Kolleginnen und Kollegen für ihre Hilfe und die zahlreichen weiterführenden Diskussionen und Anregungen sowie das hervorragende Arbeitsklima herzlich danken. Besonders danken möchte ich meinen Kolleginnen Anuscheh Nawaz und Hannah Böhrk sowie den Kollegen Dr. Stefan Löhle, Sebastian Lein, Christoph Eichhorn und Andreas Knapp für die Hilfe bei der Durchführung der experimentellen Arbeiten. Bei Herrn Michael Lengowski möchte ich mich herzlich für die Ratschläge bei konstruktiven Fragen bedanken. Herrn René Laufer möchte ich herzlich für die stets interessante und produktive Zusammenarbeit im LUNAR MISSION BW1 Projekt danken.

Herrn Manfred Hartling danke ich herzlich für die Hilfe bei allen elektrotechnischen Fragestellungen. Bei Herrn K.-H. Schneider, Herrn Gerd Jaisser sowie den Auszubildenden der mechanischen Werkstatt möchte ich mich für die stets produktive Zusammenarbeit bedanken. Für die Durchsicht des Manuskriptes und die fachliche Diskussionen danke ich herzlich Herrn Dr. Georg Herdrich.

Ein herzliches Dankeschön an Martin Riehle für die zahlreichen Informationen über vorangegangene Projekte. Frank Herbrig vom *Institut für Industrielle Fertigung und Fabrikbetrieb*, Universität Stuttgart, möchte ich für die Durchführung der optischen Messungen danken. Herrn Dr. Jürgen Brandner, *Institut für Mirkoverfahrenstechnik* des Forschungszentrums Karlsruhe in der Helmholtz-Gemeinschaft, danke ich herzlich für die hervorragende Zusammenarbeit im Bereich der Mikrokanalverdampfer. Für ihr Engagement im Rahmen ihrer Studienarbeiten möchte ich Frau Ursula Bartenschlager und Herrn Oliver Hohn besonders danken.

Frau Professor Dr. Auweter-Kurtz und Herrn Kurtz möchte ich für die fachliche Unterstützung meiner Arbeit danken.

Für die finanzielle Unterstützung bei der Durchführung dieser Arbeit möchte ich der *Landesgraduiertenförderung Baden-Württemberg* danken, die durch Gewährung eines Promotionsstipendiums diese Arbeit maßgeblich unterstützt hat. Des Weiteren möchte ich *Zonta International* für die mir zugedachte Auszeichnung danken.

Ludwigsburg, März 2009

Dagmar Bock

# Inhaltsverzeichnis

|  |             |
|--|-------------|
| <b>Vorwort</b>   | <b>ii</b>   |
| <b>Tabellenverzeichnis</b>   | <b>viii</b> |
| <b>Abbildungsverzeichnis</b>                                       | <b>x</b>    |
| <b>Kurzfassung</b>   | <b>xiii</b> |
| <b>Abstract</b>  | <b>xv</b>   |
| <b>1 Einleitung</b>  | <b>1</b>    |
| <b>2 Theoretische Grundlagen</b>                                   | <b>8</b>    |
| 2.1 Thermisches Lichtbogentriebwerk . . . . .                      | 8           |
| 2.2 Aufbau des Triebwerks . . . . .                                | 12          |
| 2.3 Plasmacharakterisierung . . . . .                              | 13          |
| 2.3.1 Plasmamodelle . . . . .                                      | 15          |
| 2.3.2 Bestimmung der Plasmaparameter . . . . .                     | 16          |
| 2.4 Thermalmodellierung . . . . .                                  | 19          |
| 2.5 Treibstofffördersystem . . . . .                               | 22          |
| <b>3 Entwicklung des Triebwerksystems</b>                          | <b>25</b>   |
| 3.1 Triebwerksoptimierung . . . . .                                | 25          |
| 3.1.1 Identifikation der Haupteinflussparameter . . . . .          | 26          |
| 3.1.2 Experimenteller Aufbau . . . . .                             | 28          |
| 3.1.3 Resultate der Triebwerksoptimierung . . . . .                | 31          |
| 3.1.4 Experimentelle Untersuchung der Anodenerosion . . . . .      | 38          |
| 3.1.5 Untersuchung des Zündverhaltens . . . . .                    | 49          |
| 3.2 Experimente zur Plasmacharakterisierung . . . . .              | 53          |
| 3.2.1 Experimenteller Aufbau . . . . .                             | 53          |
| 3.2.2 Resultate zur Plasmacharakterisierung . . . . .              | 55          |
| 3.2.3 Zusammensetzung des Plasmas . . . . .                        | 59          |
| 3.3 Thermalmodellierung des Triebwerks . . . . .                   | 60          |
| 3.3.1 Durchführung der Experimente . . . . .                       | 61          |
| 3.3.2 Resultate der Thermalmodellierung . . . . .                  | 63          |
| 3.3.3 Vergleich zwischen Thermalmodellierung und Messung . . . . . | 64          |

|          |   |            |
|----------|---|------------|
| 3.4      | Treibstofffördersystem . . . . .  | 65         |
| 3.4.1    | Konzept . . . . .   | 65         |
| 3.4.2    | Aufbau des Systems und Durchführung der Experimente . . . . .             | 67         |
| 3.4.3    | Resultate der experimentellen Untersuchungen . . . . .                    | 67         |
| 3.4.4    | Vergleich der experimentellen Daten mit mathematischen Modellen . . . . . | 69         |
| 3.4.5    | Abschließende Untersuchung unterschiedlicher Verdampferkonzepte . . . . . | 71         |
| <b>4</b> | <b>Diskussion der Ergebnisse</b>  | <b>78</b>  |
| 4.1      | Ergebnisse der Plasmacharakterisierung . . . . .                          | 78         |
| 4.1.1    | Aussagen zum Ionisationsgrad des Plasmas . . . . .                        | 78         |
| 4.1.2    | Spezifische Leitfähigkeit des Ammoniakplasmas . . . . .                   | 79         |
| 4.2      | Ergebnisse der Triebwerksoptimierung . . . . .                            | 82         |
| 4.2.1    | Ergebnisse zur Untersuchung der Anodenerosion . . . . .                   | 84         |
| 4.2.2    | Einordnung des Triebwerks . . . . .                                       | 86         |
| 4.3      | System- und Missionsbetrachtungen . . . . .                               | 87         |
| 4.3.1    | Triebwerkssystem . . . . .  | 88         |
| 4.3.2    | Die Lunar Mission BW1 mit unterschiedlichen Triebwerkssystemen . . . . .  | 89         |
| <b>5</b> | <b>Zusammenfassung</b>  | <b>92</b>  |
|          | <b>Summary</b>  | <b>103</b> |
| <b>A</b> | <b>Fehlerbetrachtungen</b>  | <b>110</b> |
| A.1      | Systematische Fehler . . . . .  | 110        |
| A.2      | Zufällige Messfehler . . . . .  | 111        |
| A.3      | Sensitivitätsanalyse für die spezifische Leitfähigkeit . . . . .          | 112        |
| <b>B</b> | <b>Thermalsimulation</b>  | <b>114</b> |
| <b>C</b> | <b>Technische Angaben zum experimentellen Aufbau</b>                      | <b>117</b> |
|          | <b>Lebenslauf</b>   | <b>118</b> |

# Symbolverzeichnis

|                |                       |                                     |
|----------------|-----------------------|-------------------------------------|
| $A$            | (m <sup>2</sup> )     | Fläche                              |
| $a$            | (m/s)                 | Schallgeschwindigkeit               |
| $a$            | (-)                   | Absorptionszahl                     |
| $a$            | (-)                   | Faktor                              |
| $\alpha$       | (°)                   | Düsenöffnungswinkel                 |
| $\alpha$       | (-)                   | Maß für Strahleinschnürung          |
| $\alpha$       | (-)                   | Ionisationsgrad                     |
| $\alpha_{1/2}$ | (-)                   | Halbbreite                          |
| $B$            | (T)                   | Magnetfeld                          |
| $b$            | (-)                   | Faktor                              |
| $\beta$        | (-)                   | Plasmaparameter                     |
| $c$            | (m/s)                 | Lichtgeschwindigkeit                |
| $c_e$          | (m/s)                 | effektive Austrittsgeschwindigkeit  |
| $d$            | (m)                   | Durchmesser                         |
| $\Delta$       | (-)                   | Differenz                           |
| $\delta$       | (m)                   | Wanddicke                           |
| $\partial$     | (-)                   | partielle Ableitung                 |
| $E$            | (J)                   | Energie                             |
| $E_k$          | (J)                   | Anregungsenergie                    |
| $\varepsilon$  | (-)                   | Emissionkoeffizient                 |
| $F$            | (N)                   | Schubkraft                          |
| $F_0$          | (V/m)                 | Feldstärke                          |
| $f$            | (-)                   | Oszillatorstärke                    |
| $\phi$         | (-)                   | Korrekturfaktor                     |
| $\Phi$         | (V)                   | Anodenfallspannung                  |
| $g$            | (m/s <sup>2</sup> )   | Gravitationsbeschleunigung der Erde |
| $g$            | (-)                   | statistisches Gewicht               |
| $H$            | (J)                   | Verdampfungsenthalpie               |
| $h$            | (Js)                  | PLANCKSCHEES Wirkungsquantum        |
| $h$            | (J/kg)                | Enthalpie                           |
| $\eta_F$       | (%)                   | Schubwirkungsgrad                   |
| $\eta_{th}$    | (%)                   | thermischer Wirkungsgrad            |
| $I$            | (A)                   | Strom                               |
| $I$            | (W/m <sup>2</sup> sr) | Intensität                          |
| $I_s$          | (s)                   | spezifischer Impuls                 |

|           |                                    |                                       |
|-----------|------------------------------------|---------------------------------------|
| $j$       | (A/m <sup>2</sup> )                | Stromdichte                           |
| $k$       | (J/K)                              | BOLTZMANN-Konstante                   |
| $\kappa$  | (-)                                | Isentropenexponent                    |
| $l$       | (m)                                | Länge                                 |
| $\lambda$ | (nm)                               | Wellenlänge                           |
| $\lambda$ | (W/(m K))                          | Wärmeleitfähigkeit                    |
| $\bar{M}$ | (mol)                              | molare Masse                          |
| $\bar{M}$ | (mol)                              | mittlere molare Masse                 |
| $Ma$      | (-)                                | Machzahl                              |
| $m$       | (kg)                               | Masse                                 |
| $m_0$     | (kg)                               | Satellitenmasse zum Startzeitpunkt    |
| $m_b$     | (kg)                               | Satellitenmasse nach Brennschluss     |
| $m_t$     | (kg)                               | Treibstoffmasse                       |
| $\dot{m}$ | (kg/s)                             | Massenfluss                           |
| $\mu_0$   | (H/m)                              | Permeabilität des Vakuums             |
| $N_A$     | (1/mol)                            | AVOGADRO-Konstante                    |
| $n$       | (1/m <sup>3</sup> )                | Teilchendichte                        |
| $\nu$     | (1/s)                              | Frequenz                              |
| $\nu$     | (1/m <sup>3</sup> )                | spezifisches Volumen                  |
| $P$       | (W)                                | elektrische Leistung                  |
| $p$       | (Pa)                               | Druck                                 |
| $Q$       | (W)                                | Wärmeleistung                         |
| $\dot{Q}$ | (W)                                | Leistung                              |
| $\dot{Q}$ | (W)                                | Wärmestrom                            |
| $R$       | (J/mol K)                          | universelle Gaskonstante              |
| $R$       | ( $\Omega$ )                       | elektrischer Widerstand               |
| $R$       | (m)                                | Radius                                |
| $r$       | (J/kg)                             | Verdampfungsenthalpie                 |
| $\rho$    | (kg/m <sup>3</sup> )               | Dichte                                |
| $\sigma$  | (S/m)                              | spezifische elektrische Leitfähigkeit |
| $\sigma$  | (W/m <sup>2</sup> K <sup>4</sup> ) | Stefan-Boltzmann Konstante            |
| $t$       | (s)                                | Zeit                                  |
| $T$       | (°C)                               | Temperatur                            |
| $T_0$     | (K)                                | Brennkammertemperatur                 |
| $U$       | (V)                                | Spannung                              |
| $v$       | (m/s)                              | Geschwindigkeit                       |
| $z$       | (m)                                | Ortskoordinate                        |

## Abkürzungen

|      |   |
|------|---|
| ATOS | Arcjet Triebwerk auf Oscar Satellit   |
| AZ50 | Aerozin 50 (50 % N <sub>2</sub> H <sub>4</sub> + 50 % N <sub>2</sub> H <sub>2</sub> (CH <sub>3</sub> ) <sub>2</sub> ) |



|          |  |
|----------|--|
| CCD      | Charge-coupled Device  |
| CRE      | Collisional Radiational Equilibrium<br>(Kollisions-Strahlungs Gleichgewicht) |
| EPU      | Electronic Power Unit<br>(geostationärer Erdorbit)                           |
| GTO      | Geostationary Transfer Orbit<br>(geostationärer Transferorbit)               |
| HDR      | Hinterdruckregler  |
| iMPD     | instationäres magnetoplasmadynamisches Triebwerk                             |
| IRS      | Institut für Raumfahrtsysteme  |
| La       | Lanthan  |
| LERC     | Lewis Research Center  |
| LIF      | Laserinduzierte Fluoreszenz  |
| LTE      | Local Thermal Equilibrium<br>(Lokales thermisches Gleichgewicht)             |
| NASA     | National Aeronautics and Space Administration                                |
| NASDA    | National Space Development Agency of Japan                                   |
| NTO      | Stickstofftetroxid   |
| PEPL     | Plasmadynamics and Electric Propulsion Laboratory                            |
| PCDU     | Power Control and Distribution Unit  |
| PPT      | Pulsed Plasma Thruster   |
| Re       | Rhenium  |
| RIT      | Radiofrequenz-Ionentriebwerk   |
| SIMP-LEX | Stuttgart Impulsing Magneto-Plasmadynamic<br>Thruster for Lunar Exploration  |
| TALOS    | Thermal Arcjet for Lunar Orbiting Satellite                                  |
| Th       | Thorium  |
| TZM      | Titan-Zirkon-Molybdän  |
| W        | Wolfram  |
| WL10     | Wolfram-Legierung mit 1% Lanthanoxid dotiert                                 |
| WT20     | Wolfram-Legierung mit 2% Thoriumoxid dotiert                                 |
| W5Re     | Wolfram-Legierung mit 5% Rhenium dotiert                                     |

# Tabellenverzeichnis

|      |   |    |
|------|---|----|
| 1.1  | Vergleich des Entwicklungsstands thermischer Lichtbogentriebwerke unterschiedlicher Leistungsklassen . . . . .      | 5  |
| 2.1  | Annahmen und Werte zur Berechnung der magnetischen Kraft . . . . .  | 12 |
| 3.1  | Auflistung der untersuchten Massenfluss- und Leistungsbereiche für die unterschiedlichen Düsengeometrien . . . . .  | 32 |
| 3.2  | Resultate der Experimente für einen Massenfluss von 20 mg/s . . . . .   | 35 |
| 3.3  | Resultate der Experimente für einen Massenfluss von 25 mg/s . . . . .   | 36 |
| 3.4  | Resultate der Experimente für einen Massenfluss von 30 mg/s . . . . .   | 37 |
| 3.5  | Rekristallisationstemperatur der verschiedenen Wolframlegierungen . . . . .   | 39 |
| 3.6  | Materialdaten der Legierungsbestandteile . . . . .  | 40 |
| 3.7  | Gemessener Düsenhalsdurchmesser für W5Re . . . . .  | 45 |
| 3.8  | Gemessener Düsenhalsdurchmesser für WL10 . . . . .  | 48 |
| 3.9  | Vergleich von Strom, Spannung und Leistung während des stationären Betriebs . . . . .                               | 52 |
| 3.10 | Elektronendichte unter Berücksichtigung von STARK-, DOPPLER- und Apparateverbreiterung . . . . .                    | 58 |
| 3.11 | Elektronendichte unter Berücksichtigung von STARK- und Apparateverbreiterung . . . . .                              | 58 |
| 3.12 | Betriebszustände für Thermalmodellierung . . . . .  | 62 |
| 3.13 | Resultate der Massenflussregelung im Treibstoffördersystem . . . . .  | 68 |
| 3.14 | Vergleich des berechneten und gemessenen Massenflusses bei einem Blendendurchmesser von 420 $\mu\text{m}$ . . . . . | 70 |
| 3.15 | Enthalpiewerte zur Berechnung der erforderlichen Verdampferleistung . . . . .                                       | 74 |
| 3.16 | Experimente zur Charakterisierung der Verdampfer-Konzepte . . . . .   | 75 |
| 4.1  | Vergleich der Ionisationsgrade . . . . .  | 79 |
| 4.2  | Parameter zur Berechnung der spezifischen Leitfähigkeit . . . . .   | 80 |
| 4.3  | Sensitivitätsanalyse der spezifischen Leitfähigkeit . . . . .   | 82 |
| 4.4  | Spezifischer Impuls und spezifische Leistung der untersuchten Düsengeometrien . . . . .                             | 86 |
| 4.5  | Spannungsanstieg während der Experimente . . . . .  | 87 |
| 4.6  | Vergleich und Einordnung der Ergebnisse zu anderen Triebwerken . . . . .  | 88 |
| 4.7  | Eingangsparameter der Orbit simulation für die LUNAR MISSION BW1 . . . . .  | 89 |

|     |   |     |
|-----|---|-----|
| 4.8 | Missionsdaten für LUNAR MISSION BW1 bei Verwendung verschiedener Triebwerke . . . . . | 91  |
| A.1 | Angaben zur Genauigkeit der Messsensoren . . . . .                                    | 110 |

# Abbildungsverzeichnis

|      |  |    |
|------|--|----|
| 2.1  | Prinzipskizze zur Treibstoffaufheizung und -expansion in einem thermischen Lichtbogentriebwerk . . . . .             | 9  |
| 2.2  | Explosionszeichnung des untersuchten Triebwerks . . . . .  | 13 |
| 2.3  | An- und Abregung eines Wasserstoffatoms . . . . .  | 14 |
| 2.4  | Aus Faltung des GAUSS- und Dispersionsprofils resultierendes VOIGT-Profil, [Hertel und Schulz, 2008] . . . . .       | 19 |
| 2.5  | Triebwerkstruktur für Thermalmodellierung . . . . .  | 21 |
| 2.6  | Qualitativer Verlauf der Wärmebelastung der Anode . . . . .  | 22 |
| 2.7  | Strömungszustand im Bereich der Blende innerhalb des Rohres . . . . .  | 22 |
| 3.1  | Schnittzeichnung des thermischen Lichtbogentriebwerks . . . . .  | 26 |
| 3.2  | Zeichnung der Düse und Tabelle der untersuchten Düsenvariationen . . . . .   | 27 |
| 3.3  | Vakuumkammer . . . . .   | 28 |
| 3.4  | Triebwerk in Teststand integriert . . . . .  | 29 |
| 3.5  | Schematischer Aufbau der Vakuumtestanlage . . . . .  | 30 |
| 3.6  | Triebwerk während des Betriebs mit Ammoniak . . . . .  | 31 |
| 3.7  | Schub in Abhängigkeit der Triebwerksleistung . . . . .   | 32 |
| 3.8  | Austrittsgeschwindigkeit $c_e$ in Abhängigkeit der spezifischen Triebwerksleistung $P/\dot{m}$ . . . . .             | 33 |
| 3.9  | Schubwirkungsgrad $\eta_F$ in Abhängigkeit der Austrittsgeschwindigkeit $c_e$ . . . . .                              | 34 |
| 3.10 | Veränderung des Düsenhalses über eine Betriebsdauer von 30 Stunden – Material WT20 . . . . .                         | 41 |
| 3.11 | Veränderung des Düsenhalsdurchmessers im Verlauf der Experimente – Material WT20 . . . . .                           | 42 |
| 3.12 | Veränderung der Betriebsparameter im Verlauf der Experimente – Material WT20 . . . . .                               | 42 |
| 3.13 | Veränderung des Düsenhalses über eine Betriebsdauer von 11 Stunden – Material W5Re . . . . .                         | 43 |
| 3.14 | Veränderung der Betriebsparameter und des Düsenhalsdurchmessers im Verlauf der Experimente – Material W5Re . . . . . | 44 |
| 3.15 | Düsenhals nach 11 Stunden Betrieb . . . . .  | 46 |
| 3.16 | Veränderung des Düsenhalses über eine Betriebsdauer von 11 Stunden – Material WL10 . . . . .                         | 46 |
| 3.17 | Veränderung der Betriebsparameter und des Düsenhalsdurchmessers im Verlauf der Experimente – Material WL10 . . . . . | 47 |

|      |  |    |
|------|--|----|
| 3.18 | Injektoren zur Treibstoffeinspritzung, <i>links</i> : Drall-Injektor, <i>rechts</i> : Geradliniger-Injektor . . . . .  | 49 |
| 3.19 | Vergleich der gemessenen Schubwerte für den Ringspalt-Injektor und den Drall-Injektor . . . . .  | 50 |
| 3.20 | Exemplarischer Schub- und Spannungsverlauf für Ringspalt-Injektor . . . . .  | 51 |
| 3.21 | Exemplarischer Schub- und Spannungsverlauf für Injektor mit Drall . . . . .  | 52 |
| 3.22 | Exemplarischer Schub- und Spannungsverlauf für Geradlinigen-Injektor . . . . .   | 53 |
| 3.23 | Schematischer Versuchsaufbau für die Emissionsspektroskopie . . . . .  | 54 |
| 3.24 | Versuchsaufbau für Emissionsspektroskopie . . . . .  | 54 |
| 3.25 | Aufgenommenes Spektrum im Wellenlängenbereich von $H_{\alpha}$ ohne Filter . . . . .   | 56 |
| 3.26 | Aufgenommenes Spektrum im Wellenlängenbereich von $H_{\alpha}$ mit Filter . . . . .  | 57 |
| 3.27 | Elektronendichte über axialer Position . . . . .   | 59 |
| 3.28 | Aufgenommenes Spektrum des Plasmastrahl im Wellenlängenbereich 330 nm bis 344 nm und 362 nm bis 390 nm . . . . .   | 60 |
| 3.29 | Methodik der Thermalanalyse . . . . .  | 61 |
| 3.30 | CID-Kamera Messaufbau . . . . .  | 62 |
| 3.31 | Gemessener Temperaturverlauf an der Düsenoberfläche . . . . .  | 63 |
| 3.32 | Temperaturverlauf in der Düse bei einer Triebwerksleistung von 800 W . . . . .   | 64 |
| 3.33 | Vergleich des gemessenen und berechneten Temperaturverlaufs der Düsenoberfläche . . . . .  | 65 |
| 3.34 | Schematischer Aufbau des Treibstofffördersystems . . . . .   | 66 |
| 3.35 | Aufbau des Labormodells zur Treibstoffförderung . . . . .  | 67 |
| 3.36 | Massenfluss, Blendenvordruck und Zuleitungsdruck des Triebwerks als Funktion der Zeit . . . . .  | 68 |
| 3.37 | Zeitlicher Verlauf bei Wechsel der Betriebsbedingungen . . . . .   | 69 |
| 3.38 | Resultate der Experimente in p-v-Diagramm dargestellt . . . . .  | 70 |
| 3.39 | Massenfluss als Funktion des Blendenvordrucks . . . . .  | 71 |
| 3.40 | Für die Systemtests verwendeter Verdampfer im Einbauzustand ( <i>links</i> ) und im Schnitt ( <i>rechts</i> ) . . . . .  | 72 |
| 3.41 | Verdampferkonzepte, <i>links</i> : Konzept 1 von außen beheiztes Rohr, <i>rechts</i> : Konzept 2 mit Heizkutsche von innen beheiztes Rohr . . . . .                | 73 |
| 3.42 | Temperaturverlauf des Ammoniakgases bei $\dot{m} = 25 \text{ mg/s}$ , <i>links</i> Konzept 1 und <i>rechts</i> Konzept 2 . . . . .                                 | 75 |
| 3.43 | Bild des Mikrokanalverdampfers . . . . .   | 76 |
| 4.1  | Spezifische Leitfähigkeit des Ammoniaks in Abhängigkeit des Quotienten aus Massenfluss und Düsenhalsquerschnitt mit der Triebwerksleistung als Parameter . . . . . | 81 |
| 4.2  | Effektive Austrittsgeschwindigkeit als Funktion des Schubwirkungsgrads . . . . .   | 82 |
| 4.3  | Spezifischer Impuls als Funktion der spezifischen Leistung für Düsengeometrie 1 . . . . .  | 84 |
| 4.4  | Spezifischer Impuls als Funktion der spezifischen Leistung für Düsengeometrie 3 . . . . .  | 85 |

|     |   |     |
|-----|---|-----|
| 4.5 | Photographie des divergenten Düsentails – Material WT20 . . . . . | 87  |
| 4.6 | Schema der Elektronik des Triebwerksystems . . . . .              | 89  |
| 4.7 | Entwurf des Triebwerksystems . . . . .                            | 90  |
| B.1 | PLANE77 Geometrie . . . . .                                       | 114 |

# Kurzfassung

Die Verwendung von thermischen Lichtbogentriebwerksystemen in der 1 bis 2 kW-Klasse mit Hydrazin als Treibstoff zur Lageregelung auf geostationären Satelliten ist heutzutage Stand der Technik.

In der vorliegenden Dissertation wird ein thermisches Lichtbogentriebwerkssystem mit Ammoniak als Treibstoff für die Anwendung als eines der Haupttriebwerke der universitären Kleinsatellitenmission LUNAR MISSION BW1 des Instituts für Raumfahrtssysteme der Universität Stuttgart untersucht und charakterisiert. Hierzu wird eine experimentelle Optimierung des Triebwerks hinsichtlich der Missionsanforderungen durchgeführt und die Erosion der Triebwerksdüse, die einen lebensdauerbegrenzenden Faktor darstellt, für unterschiedliche Düsenmaterialien ermittelt. Mit Hilfe einer Thermalanalyse des gesamten Triebwerks wird der Temperaturverlauf innerhalb der Düse bestimmt.

Ergebnisse dieser Untersuchung zeigen, dass nur eines der Düsenmaterialien die thermischen Belastungen über eine Betriebsdauer größer als 30 Stunden aushält. Es konnte nachgewiesen werden, dass die durch Erosion bedingte geometrische Veränderung der Düse im Bereich des engsten Querschnitts sich für dieses Material nicht signifikant auf das Betriebsverhalten des Triebwerks auswirkt. Dabei steigt die Triebwerksleistung während der ersten Betriebsstunden um 14 % an und läuft nach 15 Stunden in eine Sättigung.

Für die Treibstoffförderung an Bord des Satelliten wird ein neues Konzept entwickelt. Randbedingung hierfür ist insbesondere ein robustes System niedriger Komplexität, um die Ausfallwahrscheinlichkeit gering zu halten, da ein Versagen der Treibstoffförderung unweigerlich einen Komplettausfall des Triebwerksystems bewirkt. Die Treibstoffförderung wird mittels einer Druckförderung in einem Leitungssystem realisiert. Die Regelung des Massenstroms erfolgt dabei über den bleibenden Druckverlust, der durch das Durchströmen einer Blende entsteht. Im Rahmen dieser Arbeit wird ein Labormodell der Treibstoffförderung aufgebaut und funktionellen Experimenten unter Vakuumbedingungen unterzogen. Die Ergebnisse zeigen, dass der Massenstrom in dem für den Triebwerksbetrieb erforderlichen Bereich zuverlässig regelbar ist.

Eines der wesentlichen Bauteile des Treibstoffördersystems, der Verdampfer, wird im Rahmen dieser Arbeit konzeptioniert. Es werden verschiedene Konzepte zur Realisierung des Phasenübergangs von flüssigem Ammoniak in den überhitzten Dampf untersucht und evaluiert. Ergebnis dieser Experimente ist, dass ein Mikrokanalverdampfer als am besten geeignet für die vorliegende Anwendung beurteilt wird.

Als vorbereitende Maßnahme für die weitere Entwicklung des Triebwerks wird die Untersuchung des Ammoniakplasmas mittels Emissionsspektroskopie durchgeführt.

Dadurch können Aussagen über die Zusammensetzung, die Elektronendichte und den Ionisationsgrad des Plasmas getroffen werden. Diese Methode der Plasmacharakterisierung hat sich als geeignet für das untersuchte Triebwerk erwiesen und erlaubt Aussagen über die spezifischen Leitfähigkeit des Ammoniakplasmas.

Abschließend wird in System- und Missionsbetrachtungen ein Vergleich zu anderen Triebwerkssystemen durchgeführt und die Bedeutung der Verwendung für die LUNAR MISSION BW1 untersucht. Die Verwendung eines anderen elektrischen Triebwerkssystems ist aus missionstechnischer Sicht möglich, bringt allerdings sowohl Nachteile bezüglich der Kosten, da in diesem Fall Xenon statt Ammoniak als Treibstoff verwendet wird, als auch der Missionsdauer, da das Vergleichstriebwerk ein deutlich niedrigeres Schubniveau besitzt.

Die Weiterentwicklung des Triebwerkssystems hin zu einem flugfähigen Modell erscheint als der nächste konsequente Schritt.



# Abstract

The use of thermal arcjets as attitude control thruster for geostationary satellites is nowadays state-of-the-art. The power level of these thrusters is between 1 and 2kW using hydrazine as propellant.

The subject of this thesis is the development and investigation of a thermal arcjet thruster used as one of the main propulsion systems for the LUNAR MISSION BW1 of the Institute of Space Systems, Universität Stuttgart. Therefore, an experimental optimization of the thruster with regard to the mission requirements is accomplished. Particularly, the investigation of nozzle erosion effects for different nozzle materials is carried out, as this is one of the life limiting factors. By use of a thermal analysis of the thruster the temperature distribution inside the nozzle is determined.

Results of the experimental investigations are, that only one nozzle material sustains the thermal loads during a thruster operation time of 30 hours. However, the geometrical changes in nozzle throat diameter due to erosion do not effect thruster performance significantly. The electric power of the thruster increases by 14% over the first 15 hours of operation and after that it stays constant.

To get an appropriate propellant feed system for use onboard the satellite, providing gaseous ammonia to the thruster, a new concept is developed. Requirements for the propellant feed system are robustness and a low complexity to minimize the failure probability as the failure of the propellant feed system will lead to a failure of the complete thruster system. The feeding is realized by the pressure difference between the tank and the nozzle exit. Mass flow regulation is conducted by use of a flow aperture and the pressure loss over the flow aperture. Experiments with the laboratory model of the propellant feed system are conducted under vacuum conditions. The main result is that the mass flow is adjustable in the required range.

As one of the main propellant feed system parts is the vaporizer different concepts for vaporizing the ammonia are investigated. The most suitable concept is found to be a micro channel vaporizer.

The investigation of the ammonia plasma by using emission spectroscopic devices allows the determination of the electron density, the species inside the plasma and the ionization degree. This is done in preparation for further development of the thruster. By use of the experimental data gained the specific conductivity of the ammonia plasma is calculated.

Finally, some considerations about mission design using other thruster types instead of the thermal arcjet thruster are presented, resulting in the conclusion that LUNAR MISSION BW1 is also possible by using another electric propulsion system, but the disadvantage of this concept would be the increase in cost, because the alternative

thruster system uses Xenon as propellant as well as an increase in mission duration due to the lower thrust level of the alternative thruster. Further development of the thruster system to get a flight ready system will be one of the next steps. The reader is kindly referred to page 103, where a comprehensive summary of the present thesis is provided in English.

# 1 Einleitung

Im Rahmen des »Stuttgarter Kleinsatelliten-Programms« des Instituts für Raumfahrtssysteme (IRS) der Universität Stuttgart sind vier Satellitenmissionen in Vorbereitung: Ein Erdbeobachtungssatellit (FLYING LAPTOP), ein Satellit mit dem Antriebsmodul des Mondsatelliten zur Technologieerprobung (PERSEUS), ein Wiedereintrittsfahrzeug (CERMIT) und ein Mondsatellit (LUNAR MISSION BW1) [Lauer et. al., 2006]. Ziel des letztgenannten Projektes ist es, einen Kleinsatelliten mit einer Kantenlänge von ungefähr einem Meter und einer Masse von etwa 200 kg in eine niedrige polare Mondumlaufbahn von etwa 100 km Höhe zu bringen.

Ein Kleinsatellitenprogramm einer Universität hat gegenüber einem vergleichbaren Programm einer Agentur die Vorteile, dass kleinere Teams, weniger Dokumentation und flachere und direktere Managementstrukturen den Preis eines solchen Programms senken und es so erst für eine Universität möglich machen. Dazu kommt noch eine höhere Risikobereitschaft, welche gleichzeitig die Möglichkeit technischer Innovationen gibt. Der Ausbildungsaspekt, Studenten im Rahmen ihrer Arbeiten in ein solches Projekt einzubinden, bringt eine hohe Motivation und Identifikation mit dem Kleinsatellitenprogramm mit sich.

Ein technisches Ziel bei der Mondmission ist der Einsatz und die Weltraumqualifikation eines am Institut für Raumfahrtssysteme in der Entwicklung befindlichen Antriebsmoduls, welches unterschiedliche Triebwerksysteme beinhaltet: Einen Cluster von instationär gepulsten magnetoplasmadynamischen Triebwerken (iMPD Triebwerke SIMP-LEX)<sup>1</sup> [Nawaz] und ein thermisches Lichtbogentriebwerk TALOS<sup>2</sup>. Die Mission gliedert sich in unterschiedliche Phasen:

- Start und Aussetzen des Satelliten in einen Geotransferorbit (GTO),
- die Perigäumserhöhung im GTO über den VAN-ALLEN-Gürtel,
- eine etwa zweijährige Flugphase zum Mond mit anschließendem Einschuss in eine elliptische Mondumlaufbahn bei Erreichen des lunaren Gravitationsfeldes,
- das schrittweise Absenken des Mondorbits auf eine stabile Umlaufbahn und
- die Betriebsphase am Mond von mindestens sechs Monaten Dauer, die mit einem gezielten Absturz des Mondorbiters endet.

---

<sup>1</sup>SIMP-LEX: Stuttgart Impulsing Magneto-Plasmadynamic Thruster for Lunar Exploration

<sup>2</sup>TALOS: Thermal Arcjet for Lunar Orbiting Satellite

Zur Perigäumserhöhung und für den Einschuss in die Mondumlaufbahn wird wegen des im Vergleich zu den iMPD Triebwerken höheren Schubs das thermische Lichtbogentriebwerk verwendet. Dies verringert die Verweildauer des Satelliten im Bereich des VAN-ALLEN-Gürtel. Auf diese Weise wird die Wahrscheinlichkeit möglicher Strahlungsschäden an den Solarpaneelen und der Elektronik sowie den Sensoren signifikant reduziert. Während der anderen Missionsphasen ist der Schubbedarf niedriger und ausschließlich die iMPDs werden als Antriebe verwendet. Als Treibstoff für die iMPDs wird der Feststoff Polytetrafluorethylen, auch bekannt als Teflon, verwendet.

Die Anforderungen an das thermische Lichtbogentriebwerk hinsichtlich der Leistungsdaten sind ein Schubniveau von 100 mN bei einem Massenfluss zwischen 20 und 30 mg/s. Die maximale an Bord des Satelliten verfügbare Eingangsleistung für das Triebwerksystem – Triebwerk, Treibstoffförderung und Leistungsversorgung – beträgt 1 kW. Für die Lebensdauer des Triebwerks werden 700 Stunden gefordert.

Die Entwicklung thermischer Lichtbogentriebwerke – ursprünglich als Plasmaquellen für Materialtests und Wiedereintrittssimulation verwendet – hat bereits mit Studien und ersten Experimenten in den 1950er Jahren begonnen, zunächst bei einzelnen staatlichen Forschungseinrichtungen und Industrieunternehmen, und ist nach Gründung der NASA intensiviert fortgeführt worden. Aufgrund der unzureichend vorhandenen Energieversorgung an Bord der Satelliten ist Ende 1960 eine Entwicklungspause erfolgt. Im Jahr 1980 ist dann ein zweites Programm aufgenommen worden, in dessen Verlauf besonders die Entwicklung von Triebwerken der 0,5 bis 3 kW Klasse intensiviert worden ist. [Butler und Cassady, 1996; Curran und Haag, 1988; Morren, 1991; Wallner und Czika Jr., 1965]

Parallel dazu hat auch am IRS die Entwicklung thermischer Lichtbogentriebwerke unterschiedlicher Leistungsklasse begonnen. Es ist eine ganze Triebwerksfamilie aus Labor- und Ingenieurmodellen in der 0,5 bis 1,5 kW Klasse entstanden [Riehle et. al., 1997], welche die Ausgangsbasis für die Entwicklung des thermischen Lichtbogentriebwerks der Mondmission bilden.

Thermische Lichtbogentriebwerke der 1 bis 2 kW Klasse mit Hydrazin als Treibstoff sind heute Stand der Technik als Lageregelungstriebwerke auf geostationären Satelliten [Stephenson, 1995]. Der Einsatz von Hydrazin basiert zum einen auf der historischen Entwicklung thermischer Lichtbogentriebwerke als Weiterentwicklung der widerstandsbeheizten Triebwerke (Resistojets) und zum anderen auf der Verwendung von Hydrazin als Treibstoff für den chemischen Apogäumsmotor zum Beispiel bei geostationären Satelliten.

Ein thermisches Lichtbogentriebwerk als Haupttriebwerk auf einem Satelliten zu benutzen, ist eine neue Anwendung; diesem Ziel dient auch die vorliegende Arbeit. Die Auswahl von Ammoniak als Treibstoff für das thermische Lichtbogentriebwerk beruht auf der Forderung nach einer möglichst hohen effektiven Austrittsgeschwindigkeit und somit einem hohen spezifischen Impuls. Da der spezifische Impuls direkt proportional zum Kehrwert der molekularen Masse des Treibstoffs ist, sollte ein Treib-

---

stoff mit hohem Wasserstoffanteil verwendet werden. Damit die Entwicklung und Qualifikation des thermischen Lichtbogentriebwerks in den Laboren des IRS erfolgen kann, scheidet Hydrazin auf Grund seiner Explosivität als Treibstoff aus. Durch das Aufspalten des Hydrazins im Zersetzer, welcher dem Triebwerk vorgeschaltet ist, entsteht ein bedeutender Anteil von Ammoniak (etwa 11 % [Stone et. al., 1988]). Daher scheint ein Erreichen ähnlicher Leistungsdaten bei Verwendung von Ammoniak statt Hydrazin als realistisch.

Die Treibstoffauswahl für das thermische Lichtbogentriebwerk der LUNAR MISSION BW1 ist ein Kompromiss aus der Forderung nach einer möglichst hohen Austrittsgeschwindigkeit des Triebwerks, was einem hohen Schubwirkungsgrad entspricht, und der Möglichkeit, alle Entwicklungsschritte des Triebwerkssystems bis hin zur Flugqualifikation vollständig am IRS durchführen zu können.

Thermische Lichtbogentriebwerke können im Allgemeinen als »robuste« und »einfache« Technologie bezeichnet werden. Die Anforderungen hinsichtlich der Lebensdauer bei einem Einsatz als Haupttriebwerk auf einer Mission zum Mond stellen allerdings eine besondere Herausforderung an die Abstimmung des Systems hinsichtlich der Leistungsparameter dar. [Curran und Haag, 1988; Lichon und Sankovic, 1996] Verglichen mit kommerziellen chemischen Triebwerkssystemen – Kaltgastriebwerken, Einstoff- und Zweistoffsystemen – bieten thermische Lichtbogentriebwerke einen deutlichen Vorteil im Bereich des erreichbaren spezifischen Impulses und damit der benötigten Treibstoffmasse bei einer gegebenen aufzubringenden Geschwindigkeitsbedarf. [Ziolkowski, 1903]

Zum Betrieb des thermischen Lichtbogentriebwerks werden ein Treibstofffördersystem sowie eine Leistungsversorgungseinheit benötigt. Die Entwicklung und Qualifikation des Treibstofffördersystems ist Teil der vorliegenden Arbeit, während die Leistungsversorgungseinheit anhand von Spezifikationen von einem externen Partner aufbegaut wird.

Die Verwendung von Ammoniak als Treibstoff bringt auf Grund der thermodynamischen Zustandseigenschaften einige Herausforderungen mit sich: das gilt insbesondere für die Ammoniaklagerung im Treibstofftank nahe des Tripelpunktes. Für die einwandfreie Funktion des Triebwerks zu jedem Zeitpunkt der Mission ist die Einstellung eines konstanten Massendurchsatzes gasförmigen Ammoniaks obligat. Daher muss speziell der Treibstoffregelung und Treibstoffförderung an Bord des Satelliten ein besonderes Augenmerk gewidmet werden. Wichtiges Kriterium bei der Auslegung des Treibstofffördersystems ist dabei das Vorliegen von Ammoniak in gasförmiger Phase bei der Einspritzung in das Triebwerk.

Auch bei der Entwicklung des Treibstofffördersystems wird auf die Erfahrungen aus einem früheren am IRS durchgeführten Projekt zurückgegriffen. [Zube, 1995]

Das Konzept des Treibstofffördersystems sieht einen robusten und simplen Aufbau vor, wodurch die Fehleranfälligkeit vermindert werden soll. Wegen der speziellen Anforderungen der Ammoniakförderung kann hier nicht auf ein kommerzielles Treibstofffördersystem zurückgegriffen werden – zumal die kommerziell verfügbaren thermischen Lichtbogentriebwerkssysteme Hydrazin als Treibstoff verwenden.

Der Grund für die Entwicklung des kompletten Triebwerksystems liegt in der Erfahrung, dass ein Abstimmen der Anforderungen der einzelnen Komponenten aufeinander von Beginn an notwendig ist. Besonders die Leistungsversorgung wurde in der Vergangenheit oft nicht ausreichend in den Entwicklungsprozess einbezogen.

Die typische Betriebsdauer für thermische Lichtbogentriebwerke in der 1,5 kW Klasse mit Hydrazin als Treibstoff für die Nord-Süd Lageregelung auf geostationären Satelliten wird in der Literatur zwischen 870 Betriebsstunden mit einem nominalen Betriebszyklus von einer Stunde Betrieb und einer halben Stunde Pause [Smith und Roberts, 1990], 1650 Stunden mit 900 Zündungen [Deining et. al., 1993] und bis zu 1700 Stunden [Stephenson, 1995] angegeben. Für das ATOS<sup>3</sup> Triebwerk, das mit Ammoniak betrieben wird, ist eine Lebensdauerqualifikation von 1000 Stunden durchgeführt worden. [Auweter-Kurtz et. al., 1996] Daher wird die für die LUNAR MISSION BW1 erforderliche Lebensdauer von mindestens 700 Stunden mit einem Betriebszyklus von einer Stunde Betrieb und einer Stunde Unterbrechung als realisierbar angesehen.

### **Kommerzielle Lichtbogentriebwerksysteme**

Von der Firma AEROJET, deren Hauptsitz sich in Sacramento, Californien, befindet, werden thermische Lichtbogentriebwerksysteme erfolgreich entwickelt und vertrieben. Als Treibstoff wird hier Hydrazin verwendet, da diese Triebwerke als Lageregelungstriebwerke für geostationäre Satelliten verwendet werden, die für den Apogäumsmotor Hydrazin verwenden. Dadurch ergibt sich eine Synergie im Bereich der Treibstofflagerung und -förderung, die einen enormen Systemvorteil hinsichtlich der erforderlichen Masse und Komplexität des Systems mit sich bringt. Die typische Leistungsklasse dieser Triebwerke liegt bei 1,8 - 2,2 kW bei einem Schub von 210 mN bis 250 mN und einem spezifischen Impuls von 500 s bis 600 s. Die Triebwerke erreichen eine typische Lebensdauer von 1000 bis 1700 Stunden. [Stephenson, 1995]

Die Entwicklung eines thermischen Lichtbogentriebwerksystems der 0,5 bis 1 kW-Klasse von BPD DIFESA I SPAZIO in Zusammenarbeit mit CENTROSPAZIO in Italien konzentrierte sich auf Charakterisierung der Betriebsparameter für Stickstoff, Wasserstoff und Gemische dieser beiden Gase sowie Lebensdauertests. [Deining et. al., 1991; Deining et. al., 1997]

### **Universitäre Projekte**

Auf dem Gebiet der Entwicklung thermischer Lichtbogentriebwerke hat es an der University Illinois im Plasmadynamics and Electric Propulsion Laboratory (PEPL) mit einem 1 kW Triebwerk der NASA Forschungsarbeiten gegeben. [Curran und Haag, 1988] Als Treibstoffe werden Wasserstoff, Stickstoff oder Mischungen aus den beiden Gasen verwendet. Die elektrische Leistung ist 1 kW und der maximale spezifische Impuls 600 s bei einem Schubwirkungsgrad von 20 - 30 Prozent. Hierbei handelte es

---

<sup>3</sup>Atos: Arcjet Triebwerk für Oscar Satellit

sich allerdings um die alleinige Untersuchung des Triebwerks ohne Treibstoffförderung und Leistungsversorgung. [Bufton und Burton, 1997; Burton und Bufton, 1996; Gallimore et. al., 1996; Tiliakos et. al., 1998]

Auch in Japan forscht die OSAKA UNIVERSITY seit mehr als 20 Jahren auf dem Gebiet der thermischen Lichtbogentriebwerke niedriger Leistungsklasse mit Stickstoff, Wasserstoff und simuliertem Hydrazin als Treibstoff. Das Leistungsniveau dieser Triebwerke liegt zwischen 0,5 kW und 3 kW. [Yoshikawa et. al., 1987] Bisher ist aber keine Anwendung als Triebwerk auf einem Satelliten bekannt.

Tabelle 1.1 zeigt einen Vergleich der charakteristischen Triebwerksdaten wie der

| $P$<br>(kW)                 | $I_s$<br>(s) | $F$<br>(N)    | $\eta_F$<br>(%) | Treibstoff    | Lebensdauer<br>(h) |   |
|-----------------------------|--------------|---------------|-----------------|---------------|--------------------|---|
| <b>Labormodell</b>          |              |               |                 |               |                    |   |
| 0,5 – 1                     | 400 – 560    | 0,08 – 0,125  | 28 – 38         | Hydrazin      | k. A.              | 1 |
| 1 – 1,3                     | 417 – 474    | 0,166 – 0,189 | 33 – 34         | sim. Hydrazin | 1004               | 2 |
| 2                           | 935          | 0,134         | 30              | Wasserstoff   | 150                | 3 |
| 30                          | 978          | 2,5           | 38              | Ammoniak      | 50                 | 3 |
| 100                         | 1500         | 3             | 22              | Wasserstoff   | k. A.              | 4 |
| <b>Ingenieurmodell</b>      |              |               |                 |               |                    |   |
| 1                           | 500 – 550    | 0,1 – 0,15    | 28 – 35         | Hydrazin      | 1000               | 5 |
| <b>flugqualifiziert</b>     |              |               |                 |               |                    |   |
| 0,75                        | 480          | 0,114         | 36,2            | Ammoniak      | 1010               | 6 |
| <b>weltraumqualifiziert</b> |              |               |                 |               |                    |   |
| 26                          | 786          | 1,93          | 27              | Ammoniak      | 0,15               | 7 |
| <b>in Betrieb</b>           |              |               |                 |               |                    |   |
| 1,8                         | 502 – 600    | 0,213 – 0,254 | 44              | Hydrazin      | 1050 – 1730        | 8 |

Quelle: <sup>1</sup>[Lichon et. al., 1995], <sup>2</sup>[Curran und Haag, 1988], <sup>3</sup>[Wallner und Czika Jr., 1965], <sup>4</sup>[Auweter-Kurtz et. al., 1996], <sup>5</sup>[Riehle et. al., 1997], <sup>6</sup>[Zube, 1995], <sup>7</sup>[Bromaghim et. al., 2002], <sup>8</sup>[Smith und Roberts, 1990; Smith et. al., 1997]

Tabelle 1.1: Vergleich des Entwicklungsstands thermischer Lichtbogentriebwerke unterschiedlicher Leistungsklassen

elektrischen Leistung  $P$ , dem spezifischen Impuls  $I_s$ , dem Schub  $F$  und dem Schubwirkungsgrad  $\eta_F$  einiger ausgewählter thermischer Lichtbogentriebwerke unterschiedlicher Leistungsklasse. Zusätzlich dazu ist der verwendete Treibstoff sowie die erreichte Lebensdauer der Triebwerke angegeben. Dabei ist auffällig, dass im Bereich der niedrigen Leistungsklasse mit Ausnahme von ATOS, in der Tabelle grau unterlegt, kein anderes Triebwerk existiert, welches mit Ammoniak betrieben wird. ATOS ist in einem vorangegangenen Projekt am IRS entwickelt worden und bildet die Grundlage

für die Entwicklung von TALOS.

Mit Ausnahme der für die Lageregelung der geostationären Satelliten verwendeten Triebwerke mit Hydrazin als Treibstoff gibt es vorwiegend Grundlagenuntersuchungen zu dem Lebensdauerverhalten der Triebwerke und der Charakterisierung des Triebwerksplasmas.

Zur Charakterisierung der Triebwerksplasmen von thermischen Lichtbogentriebwerken ist in der Vergangenheit im Wesentlichen auf zwei Verfahren zurückgegriffen worden:

1. Die Verwendung elektrostatischer Sonden zur Bestimmung der Elektronendichte und Elektronentemperatur des Plasmas [Bufton und Burton, 1997; Burton und Bufton, 1996; Carney und Sankovic, 1989; Sankovic, 1990; Tiliakos et. al., 1998] und
2. Emissionsspektroskopie zur Bestimmung der im Plasma existierenden Spezies, der Elektronentemperatur und der Elektronendichte [Manzella et. al., 1990; Tahara et. al., 1998; Zube, 1995; Zube und Auweter-Kurtz, 1993; Zube und Messerschmid, 1994].

Zusätzlich dazu gibt es Untersuchungen mittels Zwei-Photonen-LIF (Laserinduzierter Fluoreszenz) an einem 1,8 kW Hydrazin Triebwerk, welches mit simuliertem Hydrazin betrieben wird. Bei diesen Messungen wird die Geschwindigkeit der Wasserstoffatome und deren Translationstemperatur bestimmt [Crofton et. al., 1999]. Auch an einem 1 kW Triebwerk mit Ammoniak ist LIF als Messverfahren eingesetzt worden, um die Geschwindigkeit und Temperatur des Plasmas zu bestimmen [Burtner et. al., 1996]. In dieser Arbeit wird Emissionsspektroskopie zur Bestimmung der Elektronendichte und Spezies verwendet.

Ein kurzer Vergleich mit anderen elektrischen Triebwerksarten wie Iontriebwerken, deren Verwendung als Haupttriebwerk nach den Missionen DEEP SPACE 1 [Polk et. al., 1999] und SMART-1 [Koppel et. al., 2000] auch für die LUNAR MISSION BW1 durchaus denkbar wäre, gibt eine Antwort auf die Frage, warum ein thermisches Lichtbogentriebwerk ausgewählt wird.

Iontriebwerke haben einen höheren spezifischen Impuls als thermische Lichtbogentriebwerke, dafür aber bei gleicher Leistung ein niedrigeres Schubniveau. Der niedrigere Schub bedingt eine kleinere Beschleunigung des Satelliten und damit bei der LUNAR MISSION BW1 eine längere Verweilzeit im VAN-ALLAN-Gürtel, die auf Grund der möglichen Schädigung von Satellitenbauteilen durch die hochenergetische Strahlung und Teilchen unerwünscht ist.

Zusätzlich dazu wird bei Iontriebwerken ein Ionenstrahl aus dem Triebwerk heraus beschleunigt, wodurch ein zusätzliches Bauteil erforderlich wird – der Neutralisator, um ein Aufladen des Satelliten zu verhindern. Durch den hohen spezifischen Impuls lässt sich zwar eine deutliche Treibstoffeinsparung erzielen, allerdings ist der für Iontriebwerke im Allgemeinen verwendete Treibstoff wegen seines hohen Gewichts und der leichten Ionisierbarkeit Xenon, was einen erheblichen Kostenfaktor darstellt,



---

ein Argument, welches gerade für eine Universitätsmission ein Ausschlusskriterium darstellt.

Zielsetzung dieser Arbeit ist die Untersuchung und Charakterisierung des thermischen Lichtbogentriebwerks für die LUNAR MISSION BW1. Dazu wird zunächst das Labormodell eines für eine frühere Satellitenmission entwickelten Triebwerks wieder auf den Schubstand gebracht und der Betriebsbereich mit Ammoniak bei Vakuumbedingungen eingehend untersucht. Dabei findet eine Optimierung hinsichtlich der Anforderungen der LUNAR MISSION BW1 statt, die auf einer Variation der Düsengeometrie beruht. Diese Vorgehensweise dient der Festlegung eines Betriebspunktes für die LUNAR MISSION BW1, der die notwendige Lebensdauer erwarten lässt.

Zusätzlich dazu wird ein Konzept für ein geeignetes Treibstofffördersystem für die Verwendung auf dem Satelliten entwickelt, ein Labormodell aufgebaut und erste grundlegende Untersuchungen hinsichtlich der Funktionsweise unter Vakuumbedingungen durchgeführt. Besonders intensiv wird dabei auf die Problemstellung der Verdampfung und Überhitzung des Ammoniaks vor der Injektion in das Triebwerk eingegangen. Dazu findet die Untersuchung und Bewertung neuer Verdampferkonzepte statt.

Zum Verständnis der Dissoziations- und Ionisationsvorgänge im Ammoniakplasma wird die Emissionsspektroskopie als Messverfahren eingesetzt. Auf diese Weise soll zum einen eine Aussage über die im Plasma vorkommenden Spezies und damit die vorherrschenden Reaktionsmechanismen getroffen und zum anderen die Größenordnung der Elektronendichte und Elektronentemperatur im Plasma bestimmt werden.

Die Arbeit beginnt zunächst mit der Darstellung der Grundlagen des Triebwerks und des Treibstofffördersystems sowie des theoretischen Fundaments zur Bestimmung wichtiger Plasmaparameter (Kapitel 2). Kapitel 3 beschreibt die Entwicklung des Triebwerksystems, wobei die Triebwerksoptimierung und Thermalsimulation des Triebwerks, die Charakterisierung des Ammoniakplasmas, die Entwicklung des Treibstofffördersystems sowie die erzielten experimentellen Resultate die Schwerpunkte bilden. Im anschließenden Kapitel 4 werden die daraus abgeleiteten Ergebnisse aufgezeigt und diskutiert. Die Arbeit schließt mit einer alle wesentlichen Teilaspekte berücksichtigenden Zusammenfassung (Kapitel 5) und einem Ausblick auf kommenden Entwicklungsschritte bis hin zum flugfähigen Triebwerksystem.

## 2 Theoretische Grundlagen

In diesem Kapitel werden die physikalischen Grundlagen zum Verständnis des Triebwerksystems erläutert. Dabei werden die Optimierungsmöglichkeiten des Triebwerks in Abhängigkeit von den Haupteinflussparametern diskutiert. Zur Charakterisierung des Triebwerksplasmas wird ein nicht-intrusives Messverfahren verwendet. Die theoretischen Grundlagen zur Auswertung und Interpretation der Resultate dieser Experimente werden hergeleitet und erklärt. Des Weiteren werden die thermodynamischen Grundlagen für die Thermalmodellierung des Triebwerks dargestellt.

Die Funktionsweise des Treibstoffördersystems, das in dieser Arbeit konzipiert wird, wird erläutert. Das für die Berechnung des Massenstroms auf dem Satelliten entwickelte mathematische Modell wird vorgestellt. Eingangsparmeter dieses Modells sind Messdaten wie der Druck und die Temperatur in dem Treibstoffördersystem vor und nach der Blende. Die Verifikation des mathematischen Modell anhand experimenteller Daten wird in Kapitel 3 vorgenommen.

### 2.1 Thermisches Lichtbogentriebwerk

Bei thermischen Lichtbogentriebwerken wird die Stützmasse – der Treibstoff – durch elektrische Aufheizung und anschließende Düsenexpansion in einer LAVAL-Düse<sup>1</sup> beschleunigt. Durch die Düse wird die innere Energie des Treibstoffs in gerichtete kinetische Energie umgewandelt. Eine Prinzipskizze der Treibstoffaufheizung in einem thermischen Lichtbogentriebwerk ist in Abbildung 2.1 gezeigt. Durch das Anlegen einer hohen Spannung zwischen Kathode und Anode kommt es zu einem so genannten PASCHEN-Durchbruch<sup>2</sup> und somit zur Zündung des Triebwerks. Die Aufheizung des Treibstoffs erfolgt mittels eines Lichtbogens, der sich nach erfolgter Zündung zwischen Kathode und Anode bildet. Der Lichtbogen besteht aus ionisiertem Treibstoff und wird durch Elektronenemission der heißen Kathode aufrechterhalten. Im engsten Querschnitt der Düse wird Schallgeschwindigkeit erreicht, so dass die weitere Beschleunigung des Treibstoffs durch die Querschnittserweiterung der Düse und gleichzeitig die Umwandlung der thermischen Energie der Treibstoffheizung in gerichtete kinetische Energie erfolgt.

Thermische Lichtbogentriebwerke sind stromgeregelt und weisen eine fallende Strom-Spannungskennlinie auf. Das bedeutet, dass sich mit höherem Triebwerksstrom eine

---

<sup>1</sup>Carl Gustav Patrik de Laval, 1845-1913, Ingenieur und Erfinder, 1883 Entwicklung der LAVAL-Düse

<sup>2</sup>Friedrich Louis Carl Heinrich Paschen, 1865-1947, *Das Paschen-Gesetz besagt, dass in einem homogenen Feld die Durchschlagspannung eine Funktion des Produktes aus Gasdruck und Schlagweite ist.*

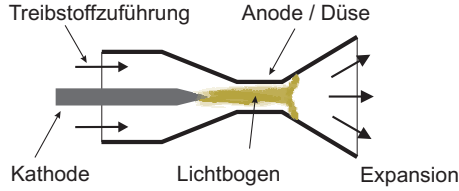


Abbildung 2.1: Prinzipskizze zur Treibstoffaufheizung und -expansion in einem thermischen Lichtbogentriebwerk

niedrigere Triebwerksspannung einstellt.

Bei der Lichtbogenentladung handelt es sich um eine so genannte stromstarke Entladung, bei dem die Entladungsbasis der Kathode sich zu einem kleinen Fleck hoher Stromdichte zusammenzieht – auch Brennfleck genannt. Bei schwer verdampfenden Materialien wie Wolfram oder Wolframlegierungen wird ein wesentlicher Anteil des Stroms durch thermische Emission von Elektronen bereitgestellt. In der Praxis finden für Kathoden vorwiegend Wolfram-Thoriumoxid Legierungen Anwendung, da durch die Legierung des reinen Wolframs mit einem geringen Gewichtsanteil Thoriumoxid die Austrittsarbeit der Elektronen herabgesetzt wird.

Zur Beschreibung der Beschleunigungsmechanismen in einem thermisches Lichtbogentriebwerk wird eine stark vereinfachte eindimensionale Betrachtungsweise herangezogen. In Gleichung (2.1) ist der Zusammenhang zwischen der Geschwindigkeitszunahme in Richtung der Symmetrieachse des Triebwerks in Abhängigkeit der Düsengeometrie und der elektrischen Heizung sowie des magnetischen Feldes dargestellt [Auweter-Kurtz, 1991]

$$\frac{\delta v}{\delta z} = \frac{v}{1 - Ma^2} \left( \frac{\kappa - 1}{\rho a^2 v \sigma} j^2 - \frac{1}{\rho a^2} (\vec{j} \times \vec{B})_z - \frac{1}{A} \frac{\delta A}{\delta z} \right) \quad (2.1)$$

Dabei bezeichnet  $v$  die axiale Geschwindigkeit,  $Ma$  die Machzahl der Strömung,  $\kappa$  den Isentropenexponenten,  $\rho$  die Dichte des Treibstoffs,  $a$  die Schallgeschwindigkeit,  $j$  die Stromdichte,  $\sigma$  die Leitfähigkeit,  $B$  das magnetische Feld,  $A$  die Querschnittsfläche und  $z$  die axiale Koordinate der Düse. Die ohmsche Heizung des Treibstoffs, welche in Gleichung (2.1) repräsentiert wird durch  $(j^2/\sigma)$ , wirkt im Unterschall ( $Ma < 1$ ) beschleunigend und im Überschall abbremsend. Die Lorentzkraft,  $(j \times B)_z$ , hat in einer Unterschallströmung eine abbremsende Wirkung und in Überschallströmungen eine beschleunigende Wirkung. Für thermische Lichtbogentriebwerke hat die Lorentzkraft keinen wesentlichen Beitrag zur Beschleunigung [Auweter-Kurtz, 1991]. Eine Querschnittsverringering wirkt im Unterschallbereich beschleunigend, während

im Überschallbereich eine Querschnittsaufweitung beschleunigend wirkt. Optimaler Weise brennt der Lichtbogen demnach durch den engsten Querschnitt der Düse, den Düsenhals, hindurch und setzt unmittelbar nach dem Düsenhals an der Anode an. Bei dem Ansatz an der Anode handelt es sich um einen diffusen Ansatz, da der Lichtbogen rotiert. Ansonsten würde das Anodenmaterial wegen des hohen Wärmeeintrags schmelzen und so erodieren. Ragt der Lichtbogen – und damit die Beheizung des Treibstoffs – in den divergenten Düsenbereich hinein, kommt es zu einer unerwünschten Abbremsung des Treibstoffs.

Der Schub des thermischen Lichtbogentriebwerks wird nach Gleichung (2.2) berechnet:

$$F = \dot{m} c_e + (p_e - p_a) A_e. \quad (2.2)$$

Dabei ist  $\dot{m}$  der Massenfluss,  $c_e$  die effektive Austrittsgeschwindigkeit,  $p_e$  der Druck am Austrittsquerschnitt der Düse mit der Querschnittsfläche  $A_e$  und  $p_a$  der Umgebungsdruck. Für ein dem Umgebungsdruck angepasstes Triebwerk, wovon bei dem in dieser Arbeit betrachteten Triebwerk ausgegangen wird, entfällt der Druckterm in Gleichung (2.2) und diese lässt sich folgendermaßen vereinfachen:

$$F = \dot{m} c_e. \quad (2.3)$$

Zur Ermittlung der Austrittsgeschwindigkeit eines thermischen Lichtbogentriebwerks kann Gleichung (2.4) herangezogen werden, die für ein an den Betrieb im Vakuum angepasstes Triebwerk gilt

$$c_e = \sqrt{\frac{2\kappa}{\kappa - 1} \frac{RT_0}{M}}. \quad (2.4)$$

Dabei ist  $c_e$  die effektive Austrittsgeschwindigkeit,  $\kappa$  der Isentropenexponent,  $R$  die allgemeine Gaskonstante,  $T_0$  die Temperatur in der Brennkammer und  $M$  die molekulare Masse. Bei dissoziierten und teilweise ionisierten Treibstoffen ist die mittlere molekulare Masse  $\bar{M}$  und der mittlere Isentropenexponent in Gleichung (2.4) einzusetzen. Der Einfluss des Isentropenexponenten ist dabei minimal, so dass als Haupteinflussfaktoren auf die Austrittsgeschwindigkeit die Temperatur in der Brennkammer und das molare Gewicht zu identifizieren sind [Auweter-Kurtz, 1991].

Wird eine Optimierung des Triebwerks anhand der Raketengleichung durchgeführt, wird festgestellt, dass die effektive Austrittsgeschwindigkeit in weiten Bereichen eine lineare Abhängigkeit von der spezifischen Triebwerksleistung ( $P/\dot{m}$ ) hat [Auweter-Kurtz und Kurtz, 2003].

$$c_e = a + b(P/\dot{m}) \quad (2.5)$$

Eine weitere charakteristische Größe ist der Schubwirkungsgrad  $\eta_F$ , welcher das Verhältnis zwischen der Schubleistung und der elektrischen Leistung  $P$  darstellt.

$$\eta_F = \frac{\frac{1}{2} \dot{m} c_e^2}{P} = \frac{F c_e}{2P} \quad (2.6)$$

Bei thermischen Lichtbogentriebwerken kann entweder der Schubwirkungsgrad oder die effektive Austrittsgeschwindigkeit maximiert werden, jedoch nicht beides zugleich. Dies ist durch die auf die Anode wirkende Wärmelast bedingt, die bei verringertem Massenfluss einen nicht zu tolerierenden Wert übersteigt [Butler und Cassady, 1996].

Die Festlegung auf einen Treibstoff geschieht unter dem Gesichtspunkt, eine niedrige molare Masse zu erzielen, weswegen der Treibstoff einen möglichst hohen Wasserstoffanteil aufweisen sollte. Eine weitere Möglichkeit zur Erhöhung der effektiven Austrittsgeschwindigkeit, ist in der Brennkammer eine hohe Temperatur zu erreichen. Diese ist durch die Schmelztemperatur des Düsenwerkstoffs limitiert. Eine Untersuchung unterschiedlicher Wolfram-Legierungen im Rahmen dieser Arbeit soll zeigen, wie die verschiedenen Legierungszusätze die Lebensdauer des Triebwerks verändern. Durch geometrische Veränderung der Düse, insbesondere durch Verringerung des engsten Querschnitts, kann der Druck in der Brennkammer und damit ebenfalls die Temperatur in der Brennkammer erhöht werden.

Der erforderliche Geschwindigkeitsbedarf  $\Delta v$ , der missionsbedingt vorgegeben ist, ist abhängig von der effektiven Austrittsgeschwindigkeit. Bei unveränderter Gesamtmasse  $m_0$  des Satelliten folgt aus der Erhöhung der effektiven Austrittsgeschwindigkeit eine Einsparung an Treibstoffmasse ( $m_t$ ) und damit einhergehend eine Erhöhung der Brennschlussmasse  $m_b$  und der Nutzlastmasse des Satelliten [Ziolkowski, 1903].

$$\Delta v = c_e \ln \left( \frac{m_0}{m_b} \right) = c_e \ln \left( \frac{m_0}{m_0 - m_t} \right) \quad (2.7)$$

**Eine Abschätzung** des Einflusses der selbstinduzierten magnetischen Kräfte auf die Plasmaströmung ergibt, dass diese nicht berücksichtigt werden müssen. Für die Bestimmung des Magnetfeldes am äußeren Rand des stromdurchflossenen Bereichs, also des Lichtbogens, der in diesem Fall als Leiter betrachtet werden kann, wird das Gesetz von AMPERE verwendet:

$$B_{\varphi, max} = \frac{I_z \mu_0}{2 \pi R_0}, \quad (2.8)$$

mit  $B_{\varphi, max}$  als der maximalen magnetische Feldstärke in transversaler Richtung,  $I_z$  als Strom,  $\mu_0$  der Permeabilitätskonstante im Vakuum und  $R_0$  dem Radius des stromdurchflossenen Leiters. Der induzierte magnetische Druck am Rand des Lichtbogens im Triebwerk berechnet sich mit Gleichung (2.8) zu:

$$p_{R_0} = \frac{\mu_0 I_z^2}{8 \pi^2 R_0^2}. \quad (2.9)$$

Die magnetische Kraft lässt sich bestimmen mit Gleichung (2.10), mit  $l$  als der Länge des Lichtbogens. Die für diese Rechnung getroffenen Annahmen sind in Tabelle 2.1 zusammengefasst.

$$F = p_{R_0} 2 \pi R_0 l \quad (2.10)$$

Als Ergebnis der Berechnung erhält man mit diesen Annahmen eine magnetische Kraft von 0.08 mN. Bei einem Schub des Triebwerks von etwa 100 mN sind dies 0,08 % des Gesamtschubs. Der magnetische Einfluss kann also vernachlässigt werden.

| $I_z / (\text{A})$ | $l / (\text{m})$ | $R_0 / (\text{m})$ |
|--------------------|------------------|--------------------|
| 10                 | 0.001            | 0.000125           |

Tabelle 2.1: Annahmen und Werte zur Berechnung der magnetischen Kraft

Eine analoge Aussage lässt sich auch unter Verwendung des in der Fusionstechnik verwendeten Plasmaparameters  $\beta$ , mit dem das Verhältnis zwischen dem Gesamtdruck  $p_{ges}$  und dem magnetischen Druck  $p_{R_0}$  bezeichnet wird, treffen.

$$\beta = \frac{p_{ges}}{p_{R_0}} \quad (2.11)$$

Dabei ist der magnetische Druck gemäß Gleichung (2.9) und der Gesamtdruck mit der Kontinuitätsgleichung und der idealen Gasgleichung wie folgt abschätzig berechnet worden:

$$p_{ges} = \frac{\dot{m} a}{\kappa A_H}. \quad (2.12)$$

Hierbei sind der Massenfluss  $\dot{m}$ , der Isentropenexponent  $\kappa$  und der Düsenhalsquerschnitt  $A_H$  gegeben, während die Schallgeschwindigkeit  $a$  mit einer Temperatur im Lichtbogen von 10000 K berechnet wird. Das Ergebnis liefert einen Plasmaparameter  $\beta \gg 1$ , wodurch der magnetische Druck im Plasma vernachlässigt werden kann.

## 2.2 Aufbau des Triebwerks

Das in dieser Arbeit untersuchte thermische Lichtbogentriebwerk ist in Abbildung 2.2 als Explosionszeichnung dargestellt. Die wesentlichen Bauteile des Triebwerks sind die Kathode und die Anode sowie die Isolatoren zur elektrischen Isolation zwischen Kathode und Anode. Die Düse, die gleichzeitig die Anode des Triebwerks ist, wird durch eine Druckfeder von innen gegen das Triebwerksgehäuse gepresst und mit einer flexiblen Graphitdichtung wird das Triebwerk durch diese Anpresskraft abgedichtet. Durch die Modularität des Labormodells ist bei den in dieser Arbeit durchgeführten Experimenten ein einfacher Austausch der Düse zur Untersuchung unterschiedlicher Düsengeometrien möglich.

Die Länge des Triebwerks ist 200 mm und das Gehäuse hat einen Durchmesser von 29 mm. Als Werkstoff für das Gehäuse wird eine hochtemperaturfeste Titan-Zirkon-Molybdän-Legierung verwendet, TZM. Die Düse hat einen Durchmesser von 23 mm

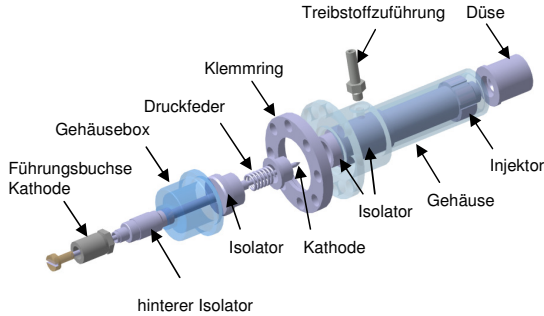


Abbildung 2.2: Explosionszeichnung des untersuchten Triebwerks

und eine Gesamtlänge von 24,5 mm. Als Düsenmaterial werden in dieser Arbeit verschiedene Wolfram-Legierungen verwendet. Die Kathode hat einen Kerndurchmesser von 3 mm und ist aus einer Wolfram-Thoriumoxid-Legierung. Für die Isolatoren im Inneren des Triebwerks werden vorwiegend Aluminiumoxid-Legierungen eingesetzt. Der Injektor ist aus Bornitrid. Die hinteren Bauteile des Triebwerks wie die Kathodenbox oder auch der Klemmring sind weniger hohen Temperaturen ausgesetzt. Für die Kathodenbox wird Edelstahl verwendet und für den Klemmring ebenso wie für die Feder im Inneren des Triebwerks Inconel 625, eine Nickel-Chrom-Molybdän Legierung. Die Treibstoffversorgung erfolgt durch ein Edelstahlrohr, welches mit einer Druckgasflasche verbunden ist.

## 2.3 Plasmacharakterisierung

Das Ammoniak wird innerhalb des Triebwerks in den Plasmazustand versetzt, also teilweise dissoziiert und ionisiert. Dadurch wird vom Ammoniakplasma Strahlung in Form atomarer Spektrallinien, molekularer Spektralbanden und als Kontinuumsstrahlung emittiert. Durch Stossprozesse der Teilchen im Ammoniakplasma kommt es zur Anregung der Moleküle und Atome. Durch Rekombination oder Abregung wird diese Energie wieder freigesetzt. Je nach Art des Vorgangs hat die Strahlung eine bestimmte Energie  $\Delta E$  und damit eine bestimmte Wellenlänge gemäß folgender Gleichung:

$$\Delta E = h\nu = h \frac{c}{\lambda}. \quad (2.13)$$

Dabei ist  $h$  das Plancksche Wirkungsquantum,  $\nu$  die Frequenz,  $c$  die Lichtgeschwindigkeit und  $\lambda$  die Wellenlänge.

Im Falle einzelner Atome können diese gemäß dem BOHRSCHEM Atommodell nur in diskreten Energiezuständen existieren. Wechselt nun ein Elektron von einem angeregten Zustand wieder in seinen Grundzustand, wird Energie in Form von Strahlung einer bestimmten Wellenlänge frei. Dieser Vorgang ist beispielhaft für das Wasserstoffatom in Abbildung 2.3 dargestellt, wobei der Einfachheit halber das BOHRSCHE Atommodell verwendet wird. Für das Wasserstoffatom können diese Vorgänge ma-

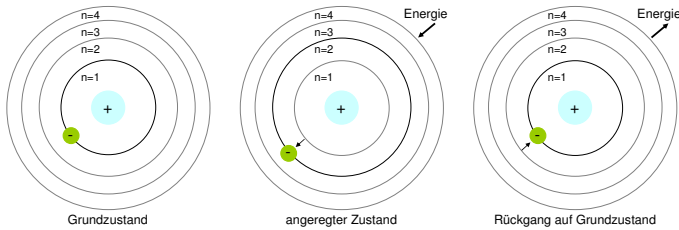


Abbildung 2.3: An- und Abregung eines Wasserstoffatoms

thematisch beschrieben werden. Daher spielen gerade die Übergänge des Wasserstoffatoms der BALMER-Serie in der Plasmaspektroskopie eine zentrale Rolle. Anhand der Verbreiterung und Intensität zweier BALMER-Linien, in dieser Arbeit ist die  $H_{\alpha}$ - und die  $H_{\beta}$ -Linie gewählt worden, kann durch geeignete Auswerteverfahren die Elektronendichte und die Elektronentemperatur bestimmt werden. Da bei TALOS Ammoniak als Treibstoff verwendet wird, dessen chemische Formel  $\text{NH}_3$  ist, kann davon ausgegangen werden, dass im Plasma Wasserstoffatome vorliegen. [Zube, 1995; Zube und Messerschmid, 1994]

Neben der atomaren Strahlung werden auf Grund der nur teilweise erfolgten Dissoziation und Ionisation auch molekulares Ammoniak sowie entsprechende Radikale im Plasma vorkommen. Moleküle besitzen neben den translatorischen auch rotatorische und vibratorische Freiheitsgrade, wodurch deutlich mehr Energiezustände als bei Atomen möglich sind. Diese Energiezustände unterscheiden sich teilweise nur geringfügig voneinander, weswegen die Wellenlängen sehr nah beieinander liegen. Dies führt zu charakteristischen Spektren, den so genannten molekularen Banden. Durch Identifikation dieser molekularen Banden mit Hilfe eines Aufbaus entsprechender Wellenlängenauflösung und eines Abgleichs mit vorhandenen Tabellenwerken können Aussagen über die Zusammensetzung des Ammoniakplasmas getroffen werden [Pearse und Gaydon, 1976].

Von den unterschiedlichen existierenden Linien-Verbreiterungsmechanismen sind bei der emissionspektroskopischen Untersuchung eines Triebwerksplasmas drei als dominant anzusehen:

- die STARK-Verbreiterung,



- die DOPPLER-Verbreiterung und
- die Apparateverbreiterung.

Dabei wird der letztgenannte Verbreiterungsmechanismus ausschließlich durch die Eigenschaften des verwendeten Spektrometeraufbaus bestimmt. Welcher der beiden übrigen Verbreiterungsmechanismen dominant ist, ist im Wesentlichen abhängig von den herrschenden Bedingungen im Plasma bezüglich Temperatur und Elektronendichte.

Durch den DOPPLER-Effekt ergibt sich für jeden Sender, der sich relativ zum Empfänger bewegt, eine Wellenlängenverschiebung. Für die Emissionsspektroskopie relevant ist die thermische Bewegung der Plasmateilchen entsprechend den Gesetzen der molekularen Thermodynamik. Diese Bewegung erfolgt MAXWELL-verteilt und ist eine Funktion der kinetischen Temperatur des Plasmas. Damit bewirkt der DOPPLER-Effekt eine Verbreiterung der Spektrallinien, so dass diese sich einem GAUSS-Profil annähert. [Griem, 1974]

Die STARK-Verbreiterung resultiert aus der Wechselwirkung der geladenen Teilchen, Ionen und Elektronen, im Plasma und führt ebenfalls zu einer Linienverbreiterung. Das dadurch entstehende Profil wird als Dispersionsprofil bezeichnet.

Je nach dominierendem Verbreiterungsmechanismus wird eine unterschiedliche Theorie zur Berechnung der Plasmaparameter herangezogen. Nach Huddlestone [1995] ist die DOPPLER-Verbreiterung der dominierende Mechanismus in Plasmen mit niedriger Elektronendichte und hoher Temperatur, während die STARK-Verbreiterung dominant ist bei entsprechend invertierten Bedingungen.

### 2.3.1 Plasmamodelle

Für die Auswertung der emissionsspektroskopischen Messdaten ist es notwendig, den Zustand des Plasmas im Vorfeld genauer zu charakterisieren. In der Regel handelt es sich bei Triebwerksplasmen um optisch dünne Plasmen, deren Dichte und Temperatur zu gering ist und deren Strömungsgeschwindigkeit zu groß ist, um eine für thermisches und chemisches Gleichgewicht ausreichende Anzahl von Stößen zu erreichen.

Huddlestone [1995] hat in seiner Arbeit drei verschiedene Plasmamodelle eingeführt:

- Das lokale thermische Gleichgewicht (LTE),
- das Korona-Modell und
- das Kollisions-Strahlungs-Gleichgewicht (CRE).

Für das Plasma im lokalen thermischen Gleichgewicht gelten die Annahmen, dass die Temperatur aller Teilchen gleich ist, die Geschwindigkeiten MAXWELL-Verteilung besitzen, das Verhältnis der Teilchen im angeregten Zustand zu der Gesamtzahl nach der BOLTZMANN-Verteilung vorliegt, das chemische Gleichgewicht durch das Massenwirkungsgesetz bestimmt ist und sich ein Ionisations-Rekombinationsgleichgewicht

nach SAHA-EGGERT einstellt.

Das Korona Modell beschreibt die Vorgänge in einem Plasma sehr geringer Dichte. Dadurch herrscht ein Gleichgewicht zwischen der Ionisation durch Stoßvorgänge und der Abregung durch Strahlung.

Der Zustandsbereich zwischen dem Plasma im lokalen thermischen Gleichgewicht und dem Plasma, das mit dem Korona-Modell beschrieben werden kann, wird als Kollisions-Strahlungs Gleichgewicht bezeichnet. Die Anregung erfolgt hier ebenfalls durch Stöße, die Abregung allerdings kann sowohl durch Stöße als auch durch Strahlung erfolgen.

Erfahrungen aus früheren am IRS durchgeführten Projekten mit dem Triebwerk ATOS liefern gute Anhaltspunkte des zu erwartenden Plasmazustandes. Es wird daher anhand der Einteilung in der Literatur erwartet, dass sich das Plasma im Zustand des Kollisions-Strahlungs-Gleichgewichts befindet, d. h. die Abregung der Elektronen sowohl durch Stoßvorgänge als auch durch Strahlung erfolgt [Zube und Messerschmid, 1994].

### 2.3.2 Bestimmung der Plasmaparameter

Die Elektronendichte wird nach Griem [1974, 1994], Huddleston [1995] und Lochte-Holtgreven [1968] aus der STARK-Verbreiterung der  $H_{\alpha}$ - und  $H_{\beta}$ -Linie bestimmt, genauer aus deren Halbwertsbreite (FWHM), also der Breite der Spektrallinie bei der Hälfte ihrer maximalen Intensität. Die Gesamtbreite der Spektrallinien stellt jedoch keine einfache Summierung der in Kapitel 2.3 beschriebenen Mechanismen dar, sondern eine Faltung. [Hertel und Schulz, 2008]

Aus der Überlagerung des GAUSS-Profiles der DOPPLER-Verbreiterung und des Dispersionsprofils der STARK-Verbreiterung ergibt sich ein VOIGT-Profil. Für diese Profile sind bereits viele Daten sowohl in tabellierter als auch graphischer Form vorhanden, anhand derer die Entfaltung erfolgen kann. In dieser Arbeit wird eine Tabelle von Huddleston [1995] verwendet, in welcher für den Quotienten der DOPPLER-Verbreiterung zur Gesamtbreite entsprechende Verhältnisse der STARK-Verbreiterung zur Gesamt- bzw. DOPPLER-Breite angegeben sind.

Aus der Literatur wird für die Ermittlung der Elektronendichte aus einem nur der STARK-Verbreiterung unterliegenden Profil Gleichung (2.14) entnommen [Huddleston, 1995].

$$\Delta\lambda_{S1/2} = 2,5 \times 10^{-9} \alpha_{1/2} n_i^{2/3}, \quad (2.14)$$

mit  $\Delta\lambda_{S1/2}$  als der Verbreiterung der Wellenlänge bei halber Intensität in  $\text{\AA}$ ,  $\alpha_{1/2}$  als der theoretischen Halbbreite und  $n_i$  als der Ionendichte. Der Parameter  $\alpha_{1/2}$  entspricht dabei dem Wert von  $\alpha$ , bei dem das reduzierte STARK-Profil  $S(\alpha)$ , also das auf eine Fläche von eins normierte STARK-Profil, die Hälfte der maximalen Intensität annimmt. Unter Annahme eines quasineutralen Plasmas ist die Elektronendichte  $n_e$  gleich der Ionendichte  $n_i$ . [Huddleston, 1995]

Nach Definition von Griem [1994] ist  $\alpha$  aus Gleichung (2.15) zu berechnen

$$\alpha_{1/2} = \frac{\Delta\lambda_{1/2}}{F_0}. \quad (2.15)$$

Dabei ist  $F_0$  die senkrechte Komponente der Feldstärke nach Gleichung (2.16):

$$F_0 = 1,25 \times 10^{-19} n_i^{2/3}. \quad (2.16)$$

Bei Gleichung (2.14) bis (2.16) ist zu beachten, dass die Zahlenwerte für das cgs-Einheitensystem und nicht für das sonst in dieser Arbeit verwendete SI-Einheitensystem gelten.

Für die Ermittlung des Anteils der DOPPLER-Verbreiterung der Schwerteilchen der Masse  $m$  bei der kinetischen Temperatur  $T_{kin}$  der Teilchen lässt sich folgende Gleichung aus der Literatur entnehmen [Griem, 1994]:

$$\Delta\lambda_{D1/2} = \lambda_0 \sqrt{\frac{8kT_{kin} \ln(2)}{m c^2}} \quad (2.17)$$

Ein weiterer Effekt, der bei der Auswertung berücksichtigt werden muss, ist die Apparateverbreiterung, deren Hauptursache Beugungserscheinungen im Spektrometeraufbau sind. Diese kann näherungsweise aus den Quecksilberlinien bei der Wellenlängenkalibrierung bestimmt werden. Da der Quecksilberdampf in dieser Lampe sehr dünn und kalt ist, unterliegt das Quecksilberplasma keiner DOPPLER- oder STARK-Verbreiterung, und folglich stellt die gemessene Breite dieser Linien die Apparateverbreiterung dar. Es ist nicht bekannt, welcher Form das Profil der Apparateverbreiterung eher zugeordnet werden kann, da die Quecksilberlinien bei der erreichten Auflösung des Spektralapparates lediglich etwa zwei Pixel breit und somit zu schmal sind, um durch die Anpassung eines Dispersions- oder GAUSS-Profiles eine Aussage treffen zu können. Ebenso widersprechen sich die Literaturangaben zu diesem Thema. Die Auswertung wird daher für beide Möglichkeiten durchgeführt.

Wird die Apparateverbreiterung als Dispersionsprofil angenommen, trennt man mit der Entfaltung zunächst nur den DOPPLER-Anteil vom Gesamtprofil und erhält die Breite des Dispersionsprofils  $\Delta\lambda_{SA}$ , das sich wiederum aus der einfachen Addition von STARK- und Apparateverbreiterung zusammensetzt. Die reine STARK-Verbreiterung  $\Delta\lambda_S$  ist daher

$$\Delta\lambda_S = \Delta\lambda_{SA} - \Delta\lambda_A. \quad (2.18)$$

Geht man jedoch davon aus, dass die Apparateverbreiterung wie die DOPPLER-Verbreiterung einem GAUSS-Profil entspricht, so werden diese vorher zusammengefasst zu einem GAUSS-Anteil  $\Delta\lambda_{DA}$ , wobei GAUSS-Profile quadratisch addiert werden:

$$\Delta\lambda_{DA} = \sqrt{\Delta\lambda_D^2 + \Delta\lambda_A^2}. \quad (2.19)$$

Den reinen STARK-Anteil enthält man nun aus der Entfaltung der Gesamtbreite und  $\Delta\lambda_{DA}$ . Da die wahre Apparateverbreiterung weder einem reinen Dispersions- noch einem reinen GAUSS-Profil entspricht, sondern eine Mischung darstellen wird, können die mit diesen beiden Methoden ermittelten Elektronendichten als obere und untere Grenzen betrachtet werden.

Es gibt noch weitere Verbreiterungseffekte, wie etwa den ZEEMANN-Effekt, Absorption im Plasma oder die natürliche Verbreiterung. Der Einfluss dieser Verbreiterungseffekte ist allerdings sehr gering, weswegen sie auch bei der Auswertung nicht weiter berücksichtigt werden.

### Faltung der Verbreiterungen

Wenn das DOPPLER-Profil durch die Funktion  $I'(\Delta\lambda)$  beschrieben wird und das STARK-Profil durch  $I''(\Delta\lambda)$  gegeben ist, so ergibt sich das Profil aus der Überlagerung der beiden Effekte nach Huddleston [1995] aus dem Faltungsintegral, wie in Abbildung 2.4 dargestellt [Hertel und Schulz, 2008].

$$I(\Delta\lambda^*) = \int_{-\infty}^{+\infty} I'(\Delta\lambda)I''(\Delta\lambda^* - \Delta\lambda)d(\Delta\lambda) \quad (2.20)$$

Den Grund dafür, dass sich die einzelnen Verbreiterungseffekte nicht additiv zusammensetzen, ist durch folgendes Gedankenexperiment zu erklären:

In einem Plasma, in dem nur der DOPPLER-Effekt vorhanden ist, würde die Intensität des Profils bei einem Wellenlängenabstand  $\Delta\lambda$  von der Profilmitte durch die DOPPLER-Funktion  $I'(\Delta\lambda)$  gegeben. Fügte man nun die STARK-Verbreiterung hinzu, so würde diese nicht in einem eigenen Wellenlängenbereich dazu addiert, sondern über alle Positionen des Profils verschmiert. Daher ergäbe sich bei einem Wellenlängenabstand  $\Delta\lambda^*$  das Produkt aus dem DOPPLER-Anteil  $I'(\Delta\lambda)$  im Abstand  $\Delta\lambda$  mit dem STARK-Profil  $I''(\Delta\lambda^* - \Delta\lambda)$ , welches um  $\Delta\lambda$  zentriert ist. Das endgültige Resultat für diesen Punkt  $\Delta\lambda^*$  erhält man durch Integration über alle möglichen Beiträge, und kommt so auf Gleichung (2.20).

Für diese Profile sind bereits zahlreiche tabellierte und graphische Daten vorhanden, anhand derer die Entfaltung erfolgen kann.

Für die Auswertung werden zwei Linien der BALMER-Serie mit einem unterem Anregungsniveau ( $n = 2$ ) verwendet, die  $H_\alpha$ -Linie mit dem Übergang von  $n = 3$  nach  $n = 2$ , und die  $H_\beta$ -Linie mit dem Übergang von  $n = 4$  nach  $n = 2$  (Abbildung 2.3).

Die Gesamtdichte des Plasmas am Austrittsquerschnitt kann mit Hilfe der eindimensionalen, stationären Kontinuitätsgleichung abgeschätzt werden:

$$\dot{m} = \rho_e c_e A_e \quad (2.21)$$

wobei  $\dot{m}$  der Massenfluss,  $\rho_e$  die Dichte,  $c_e$  die effektive Austrittsgeschwindigkeit und  $A_e$  die Fläche des Austrittsquerschnitts ist. Unter Berücksichtigung des idealen

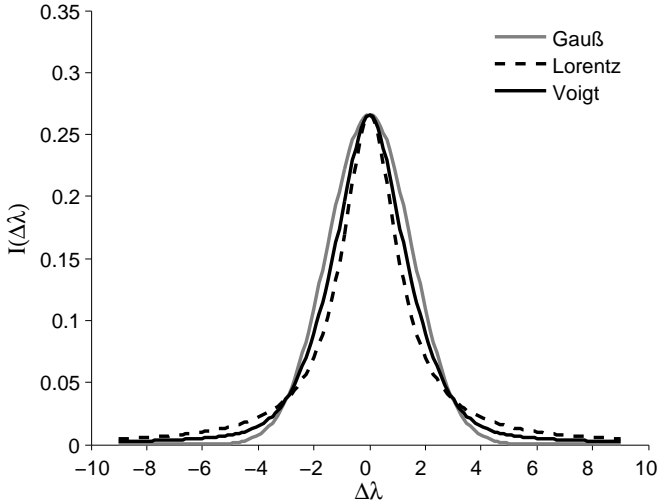


Abbildung 2.4: Aus Faltung des GAUSS- und Dispersionsprofils resultierendes VOIGT-Profil, [Hertel und Schulz, 2008]

Gasgesetzes

$$p = n k T = \rho R T, \quad (2.22)$$

mit  $p$  als dem Druck,  $n$  als der Gesamteilchendichte,  $k$  der BOLTZMANN-Konstante,  $R$  der spezifischen Gaskonstante und  $T$  der Temperatur, kann mit Gleichung (2.23) eine Abschätzung der Gesamteilchendichte am Austrittsquerschnitt unter Verwendung des während der Experimente bestimmten Massenflusses und Schubs sowie der mittleren molaren Masse  $\bar{M}$  und der AVOGADRO-Konstanten  $N_A$  gemacht werden [Zube und Messerschmid, 1994].

$$n = \frac{\dot{m}^2 N_A}{\bar{M} A_e F} \quad (2.23)$$

## 2.4 Thermalmodellierung

Sowohl für die Integration des Triebwerks in den Satelliten und insbesondere die Anbindung der Triebwerkstruktur an die Satellitenstruktur als auch für Lebensdaueruntersuchungen des Triebwerks ist eine Thermalmodellierung des Triebwerks unabdingbar. Die Grundlagen hierfür werden im Folgenden dargestellt.

Bei der Thermalsimulation von TALOS ist zu berücksichtigen, dass die Wärmeübertragung vom Triebwerk weg auf Grund der Umgebungsbedingungen, Vakuum, nur durch Leitung in der Struktur und durch Strahlung erfolgt. Zum anderen ist der Wärmeeintrag in die Triebwerkstruktur durch den Lichtbogen und den Treibstoff nicht bekannt und muss entsprechend durch Simulation und Abgleich mit experimentell bestimmten Daten ermittelt werden.

Für die Lebensdauer des Triebwerks und die Struktur des Satelliten ist vor allem die maximale Thermallast von Bedeutung. Daher wird die Thermalmodellierung nur für einen stationären Betriebszustand durchgeführt.

Das KIRCHHOFFSCHE Gesetz formuliert den Zusammenhang zwischen der von einem Körper emittierten Energie  $E$ , seiner Gesamtemissionszahl  $\varepsilon$  und seiner absoluten Temperatur  $T$  mit Hilfe der STEFAN-BOLTZMANN-Konstanten  $\sigma$ :

$$E = \varepsilon \sigma T^4. \quad (2.24)$$

Der Zusammenhang zwischen der emittierten Strahlungsenergie  $E_S$  und dem Strahlungswärmestrom  $d\dot{Q}_S$  durch ein Flächenelement  $dA$  ist dabei wie folgt gegeben:

$$d\dot{Q}_S = a E_S dA. \quad (2.25)$$

Ist der Emissionsgrad des Körpers gleich eins, spricht man von einem schwarzen Körper, und das KIRCHHOFFSCHE Gesetz geht in das STEFAN-BOLTZMANN Gesetz über. Bei der Thermalmodellierung des Triebwerks ist zu beachten, dass der Emissionsgrad selbst eine Funktion der Temperatur ist ( $\varepsilon(T)$ ).

Neben der emittierten Energie durch Strahlung nach dem KIRCHHOFFSCHEN Gesetz wird ein Teil der Wärme auch durch Wärmeleitung nach dem FOURIERSCHEN Gesetz durch die Struktur des Triebwerks abgeleitet.

$$\dot{Q}_L = \lambda A \frac{T_1 - T_2}{\delta} \quad (2.26)$$

Dabei bezeichnet  $\dot{Q}_L$  den Wärmestrom durch Leitung,  $\lambda$  die stoffabhängige Wärmeleitfähigkeit,  $A$  die Wandfläche,  $T_1$  und  $T_2$  die Temperaturen der Oberflächen und  $\delta$  die Dicke der Wand.

Für die Thermalsimulation des Triebwerks ist insbesondere die Kenntnis des Wärmeübergangs auf die Innenseite der Anode, der durch den Lichtbogen und den Treibstoff hervorgerufen wird, von Bedeutung. Wesentliche Mechanismen dabei sind die Strahlung des Lichtbogens in Richtung der Innenwand der Anode, der Wärmeübergang von dem Treibstoff auf die Anode sowie die Energie, die in Anodenfallbereich und Kathodenfallbereich durch das Austreten und Eintreten der Elektronen und Ionen entsteht. Diese Mechanismen werden für die Thermalberechnungen zu einer Funktion für den Wärmeübergang auf die Anode und einer konstanten Temperatur an der Kathodenspitze zusammengefasst. Die getroffene Annahme wird auf Literaturdaten

zur Thermalmodellierung anderer thermischer Lichtbogentriebwerke gestützt. [Glocker und Auweter-Kurtz, 1992; Jahn, 2006; Riehle et. al., 1996]

Analytisch, lässt sich die Wärmeleistung  $Q_a$  der Anode ausdrücken durch Gleichung (2.27) [Auweter-Kurtz, 1991; Sankovic und Curran, 1991].

$$Q_a = Q_s + k_1 A (h_{pl} - h_a) + I \left[ \frac{5 k T}{2 e} + \Phi + U_{af} \right] \quad (2.27)$$

Dabei repräsentiert der erste Term  $Q_s$  die Strahlung durch das Plasma und die Kathode, der zweite Term ( $k_1 A (h_{pl} - h_a)$ ) den Wärmeübergang zwischen Plasma ( $h_{pl}$ ) und Düsenoberfläche ( $h_a$ ), während der letzte Term ( $I [5 k T / 2 e + \Phi + U_{af}]$ ) durch den Elektronenstrom hervorgerufen wird. Dieser Anteil setzt sich aus der kinetischen Energie der Elektronen am Rand des Anodenfalls, dem Energiegewinn der Elektronen bei Eintritt in das Anodenmaterial und dem Energiegewinn der Elektronen bei Durchlaufen der Anodenfallregion in dieser Reihenfolge zusammen.

In Abbildung 2.5 ist das Strukturmodell des Triebwerks, wie es für die Thermalberechnungen verwendet wird, gezeigt. Auf Grund der Rotationsymmetrie des Trieb-

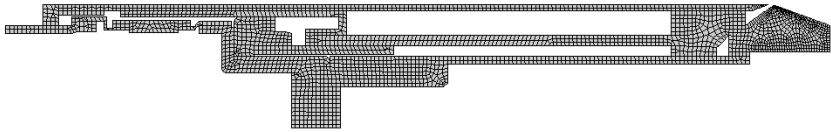


Abbildung 2.5: Triebwerkstruktur für Thermalmodellierung

werks ist die Thermalmodellierung auf den zweidimensionalen Fall reduziert worden. Die Abbildung der Triebwerksstruktur zeigt daher von einem Schnitt durch das Triebwerk nur die Hälfte.

In welche Richtung der Wärmeübergang zwischen Plasma und Düse erfolgt, hängt von der Position innerhalb der Düse ab. Im konvergenten Düsenbereich ist das Plasma im Allgemeinen kälter als die Düse, es wird also Wärme von der Düse in das Plasma übertragen, im divergenten Düsenteil sind die Verhältnisse umgekehrt. Dies ist auch an der für die Thermalsimulation aufgebrauchten Wärmelast, wie in Abbildung 2.6 qualitativ dargestellt, zu erkennen.

Die Vorgehensweise zur Berechnung des Temperaturverlaufs der Triebwerkstruktur ist in Kapitel 3 dargestellt.

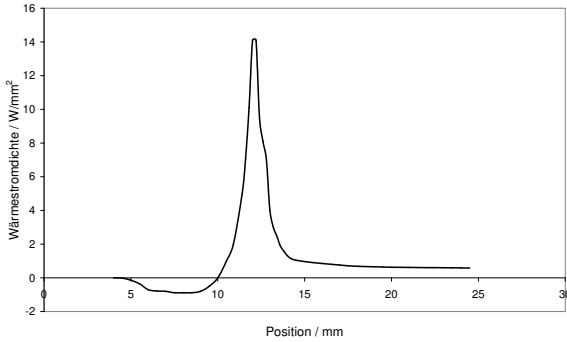


Abbildung 2.6: Qualitativer Verlauf der Wärmebelastung der Anode

## 2.5 Treibstofffördersystem

Die wesentlichen Grundlagen für die Entwicklung des Treibstofffördersystems sind zum einen die Wärmeübertragung auf das Ammoniak im Verdampfer und zum anderen die Massenstromregelung unter Ausnutzung des an der Blende auftretenden Druckverlustes. Der Druckverlust ist ein Maß für den Energieverlust in der Strömung, der an der Blende durch Ablösung der Strömung sowie innere Reibung entsteht. In Abbildung 2.7 sind die Strömungsbedingungen innerhalb des Rohres im Bereich der Blende dargestellt. Dabei bezeichnen  $A_1$  und  $A_3$  die Innenfläche des Treibstoffleitungssystems,  $A_1^*$  die Fläche der Blende und  $A_2$  den engsten Querschnitt der laminaren Strömung.

Für die mathematische Beschreibung des Druckverlustes von inkompressiblen Strö-

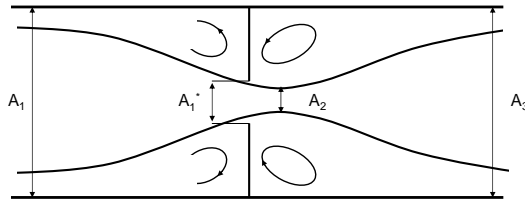


Abbildung 2.7: Strömungszustand im Bereich der Blende innerhalb des Rohres



mungen über eine Blende werden im Allgemeinen die BERNOULLI-Gleichung und der Impulssatz verwendet. Mit diesen beiden Gleichungen ist es möglich, einen Zusammenhang zwischen dem Zustand des Fluids vor der Blende und nach der Blende sowie dem Druckverlust über die Blende herzustellen. [Schröder, 2000, 2. Auflage]

Voraussetzung für diese Art der Berechnung ist die Inkompressibilität des Fluids. Als Entscheidungskriterium hierfür wird die Machzahl verwendet. Ist die Machzahl kleiner 0,3 bis 0,4 kann inkompressibel gerechnet werden. In der Praxis zeigt sich jedoch, dass bis zu einer Machzahl von 0,7, die den transsonischen Strömungszustand kennzeichnet, in guter Näherung mit inkompressiblem Fluid gerechnet werden kann. Eine Abschätzung der Machzahl in der Blende anhand experimenteller Daten für das Treibstofffördersystem für Temperaturen und Drücke in der Treibstoffleitung ergibt, dass hier ein Strömungszustand nahe des Schalldurchgangs herrscht. Eine inkompressible Rechnung ist also nicht zulässig.

Daher wird in dieser Arbeit anhand einer isentropen Zustandsänderung über die Blende ein verlustfreier Idealprozess betrachtet, der als Vergleichsprozess zu dem realen Prozess der Kompression und Expansion durch die Blende dient. Der Übergang zwischen diesem idealen Prozess und dem realen Prozess wird dann durch Angabe eines Verlustbeiwertes hergestellt.

Der Massenstrom über die Blende, wie in Abbildung 2.7 dargestellt, kann mit Hilfe der Energiegleichung (Gl. (2.29)), Isentropenbeziehung (Gl. (2.31)) und Kontinuitätsgleichung (Gl. (2.35)) wie im Folgenden dargestellt hergeleitet werden. Dabei bezeichnet 1 jeweils den Zustand vor und 2 den Zustand hinter der Blende. Die Energiegleichung stellt dabei einen Zusammenhang zwischen der Enthalpie  $h$  und der Strömungsgeschwindigkeit  $v$  her.

$$h_1 + \frac{v_1^2}{2} = h_2 + \frac{v_2^2}{2} \quad (2.28)$$

$$v_2 = \sqrt{2(h_1 - h_2) + v_1^2} \quad (2.29)$$

Daraus folgt unter Berücksichtigung der Isentropenbeziehung, die den Zusammenhang zwischen Druck  $p$  und Dichte  $\rho$  unter Verwendung des Isentropenexponenten  $\kappa$  angibt

$$p(1/\rho)^\kappa = \text{const.}, \quad (2.30)$$

$$\Rightarrow \rho_2 = \rho_1 \left( \frac{p_2}{p_1} \right)^{1/\kappa}, \quad (2.31)$$

Gleichung (2.32)

$$h_1 - h_2 = \frac{\kappa}{\kappa - 1} \frac{p_1}{\rho_1} \left[ 1 - \left( \frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{\kappa - 1}{\kappa}} \right], \quad (2.32)$$

welche einen Zusammenhang der Enthalpiedifferenz der isentropen Zustandsänderung idealer Gase gibt. Die Gleichung für die theoretische erreichbare Strömungsgeschwindigkeit

schwindigkeit  $v_2$ , die wir hier  $v_{2,th}$  nennen wollen, lautet somit:

$$v_{2,th} = \sqrt{2 \frac{\kappa}{\kappa-1} \frac{p_1}{\rho_1} \left[ 1 - \left( \frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \right]} + v_1^2. \quad (2.33)$$

Die mit Gleichung (2.33) berechnete Geschwindigkeit  $v_{2,th}$  berücksichtigt keine Reibungseffekte. Daher wird ein Korrekturfaktor  $\phi$  eingeführt, mit dem die tatsächlich in der Strömung auftretenden Reibungseffekte berücksichtigt werden. Die tatsächliche Geschwindigkeit  $v_2$  lässt sich dann wie folgt bestimmen:

$$v_2 = \phi v_{2,th}. \quad (2.34)$$

Werte für diesen Korrekturfaktor sind von der Art der Mündungsform abhängig. Es wird zwischen scharfkantiger und abgerundeter Mündung beziehungsweise zylindrischem und konischem Ansatzrohr unterschieden [Beitz und Grote, 1997].

Mit Hilfe der Kontinuitätsgleichung kann nun der Zusammenhang zwischen dem Massenfluss und der durch Gleichung (2.34) bestimmten Zustand der Strömung hinter der Blende hergestellt werden.

$$\dot{m} = \rho_1 v_1 A_1 = \rho_2 v_2 A_2 \quad (2.35)$$

Es ergibt sich daraus unter Berücksichtigung von Gleichung (2.31) und (2.33) für den theoretischen Massenstrom folgender Zusammenhang. Da die Geschwindigkeit  $v_1$  sehr klein gegenüber der Geschwindigkeit  $v_2$  ist, kann  $v_1$  im Folgenden zur Berechnung des Massenflusses vernachlässigt werden. Der dadurch entstehende Fehler beträgt etwa 1 %.

$$\dot{m}_{th} = A_2 \sqrt{2 p_1 \rho_1 \frac{\kappa}{\kappa-1} \left( \frac{p_2}{p_1} \right)^{2/\kappa} \left[ 1 - \left( \frac{p_2}{p_1} \right)^{(\kappa-1)/\kappa} \right]}. \quad (2.36)$$

Unter Berücksichtigung der Reibung durch den Korrekturfaktor  $\phi$  sowie der Strahleinschnürung  $\alpha = A_2/A_1^*$ , auch Kontraktionszahl genannt, lässt sich der tatsächliche Massenstrom über die Blende berechnen.

$$\dot{m} = \phi \alpha A_1^* \sqrt{2 p_1 \rho_1 \frac{\kappa}{\kappa-1} \left( \frac{p_2}{p_1} \right)^{2/\kappa} \left[ 1 - \left( \frac{p_2}{p_1} \right)^{(\kappa-1)/\kappa} \right]} \quad (2.37)$$

Damit lässt sich nun ein direkter Zusammenhang zwischen dem Anströmzustand und dem Strömungszustand hinter der Blende herleiten. Für die in dieser Arbeit vorliegenden Strömungsbedingungen handelt es sich um eine abgerundete Mündung, so dass sich ein Wert für  $\phi$  von 0,97 und für die Strahleinschnürung  $\alpha$  ein Wert von 1 ergibt.

## 3 Entwicklung des Triebwerksystems

Die Entwicklung des Triebwerksystems greift auf die Ergebnisse aus vorangegangenen Triebwerksentwicklungen zurück [Auweter-Kurtz et. al., 1996; Riehle et. al., 1997]. Daher konzentriert sich diese Arbeit auf die Anpassung und Optimierung eines bestehenden Labormodells hinsichtlich der Anforderungen der LUNAR MISSION BW1.

Ein besonderer Schwerpunkt bei der Entwicklung des Triebwerks liegt in der Untersuchung verschiedener Wolfram-Legierungen als Werkstoff für die Anode und deren Erosionsraten, die einen Aufschluss hinsichtlich der erwarteten Lebensdauer des Triebwerks geben. Gerade die Zündphase ist wegen der hohen thermischen Belastungen der Anode als einer der kritischen Momente während des Triebwerksbetriebs identifiziert.

Neben den Untersuchungen des Triebwerks wird in diesem Kapitel auch die parallele Entwicklung des Treibstofffördersystems beschrieben. Die Randbedingungen für das Treibstofffördersystem werden vom Triebwerk vorgegeben. Ein besonderer Schwerpunkt bei der Entwicklung des Treibstofffördersystems liegt in der Auswahl eines geeigneten Verdampfers für Ammoniak.

### 3.1 Triebwerksoptimierung

Das existierende Labormodell des Triebwerks, in Abbildung 3.1 im Schnitt dargestellt, ist auf die Verwendung von Wasserstoff als Treibstoff ausgelegt. Für die Verwendung von Ammoniak muss daher zunächst eine Anpassung und Charakterisierung des Betriebszustandes des Labormodells erfolgen. Die Charakterisierung der Betriebsbedingungen erfolgt ausgehend von der existierenden Düsengeometrie des Labormodells für verschiedene Düsengeometrien, um eine Optimierung an die Anforderungen von LUNAR MISSION BW1 zu erzielen. Diese Anforderungen schließen auch eine Lebensdauer von mindestens 700 Betriebsstunden ein. Daher ist es nach einem ersten Optimierungsschritt hinsichtlich der Leistungsparameter des Triebwerks notwendig, eine Untersuchung zur Anodenerosion durchzuführen.

Bei der Optimierung eines Lichtbogentriebwerks hinsichtlich des spezifischen Impulses und des Wirkungsgrads existiert für konstante elektrische Leistung bei abnehmendem Massenfluss ein Punkt, an dem die Wärmelast auf die Anode nicht mehr tolerabel ist. Gleichzeitig ist jede Optimierung des Triebwerks ein Kompromiss zwischen einem maximalen Schubwirkungsgrad und einem maximalen spezifischen Impuls, da nicht beide Parameter gleichzeitig maximiert werden können [Butler und Cassidy, 1996].

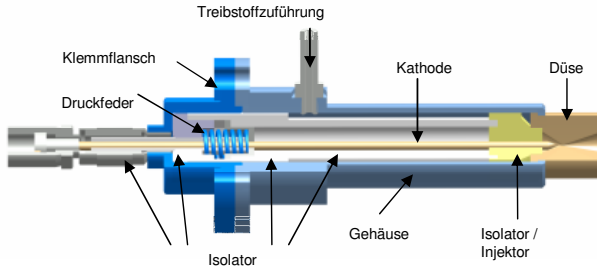


Abbildung 3.1: Schnittzeichnung des thermischen Lichtbogen-triebwerks

Während der Experimente zur Untersuchung der Anodenerosion wurde festgestellt, dass insbesondere während der Zündung und in der Betriebsphase des Triebwerks unmittelbar nach erfolgter Zündung kritische Zustände auftreten. Daher wird zusätzlich zu den Veränderungen an der Düsengeometrie auch eine konstruktive Veränderung des Injektors vorgenommen. Hierdurch soll das Zündverhalten des Triebwerks verbessert werden und insbesondere die Vermeidung der auftretenden Erosion im Düsenhals während der Zündphase und den ersten Minuten Betrieb erreicht werden.

### 3.1.1 Identifikation der Haupteinflussparameter

Für die LUNAR MISSION BW1 ist der Schubwirkungsgrad und der spezifische Impuls, also die effektive Austrittsgeschwindigkeit, zu optimieren. Eine Verbesserung des Schubwirkungsgrades, der wie in Gleichung (2.6), Kapitel 2.1, dargestellt abhängig ist von dem Schub  $F$ , der effektiven Austrittsgeschwindigkeit  $c_e$  und der elektrischen Eingangsleistung des Triebwerks  $P$ , bewirkt eine Einsparung elektrischer Leistung bei gleich bleibender Schubleistung. Wird der Schub optimiert, führt dies zur Erhöhung der Nutzlast einer Mission und Verkürzung der Missionsdauer, wie in Gleichung (2.7), Kapitel 2.1 hergeleitet. Zur Optimierung des Triebwerks ist die Kenntnis der Haupteinflussparameter auf die zu optimierenden Größen notwendig.

Das Quadrat der effektiven Austrittsgeschwindigkeit ist gemäß Gleichung (3.1) direkt proportional zu dem Quotienten aus der Brennkammertemperatur und der mittleren molekularen Masse.

$$c_e \propto \sqrt{\frac{T_0}{M}} \quad (3.1)$$

Eine Erhöhung der Brennkammertemperatur führt demnach zu einer Erhöhung der effektiven Austrittsgeschwindigkeit. Dies kann zum einen durch eine Veränderung des Verhältnisses zwischen elektrischer Leistung und Massenfluss erreicht und zum

anderen durch eine geometrische und damit strömungsmechanische Veränderung im Bereich der Düse erreicht werden. Das Verhältnis zwischen elektrischer Leistung und Massenfluss wird auch als spezifische Leistung bezeichnet.

Durch die geometrische Veränderung, also eine Verringerung des Düsenhalsdurchmessers, kann eine Erhöhung des Drucks in der Brennkammer und damit auch der Temperatur erreicht werden. Hierbei ist besonders auf die damit einhergehende Erhöhung der Wärmelast auf die Anode zu achten, die durchaus zu einer Verringerung der Lebensdauer führen kann. Durch eine Veränderung der Länge des Düsenhalses kann die Länge des Lichtbogens und damit die Strom-Spannungcharakteristik verändert werden. Durch eine Veränderung der Lichtbogenlänge wird der Widerstand des Plasmas geändert und damit der Ionisationsgrad des Plasmas.

Als weiterer wichtiger Einflussparameter für die effektive Austrittsgeschwindigkeit wird das Expansionsverhältnis, das Verhältnis zwischen dem Austrittsquerschnitt der Düse und dem Düsenhalsquerschnitt, identifiziert. Dieser Parameter hat lediglich einen Einfluss auf die Expansion des Treibstoffes und verändert nicht den Zustand in der Brennkammer. Die effektive Austrittsgeschwindigkeit ist für eine an den Umgebungsdruck angepasste Düse maximal.

In Abbildung 3.2 sind die Haupteinflussparameter für die Optimierung des Triebwerks gekennzeichnet. Für eine systematische Untersuchung des jeweiligen Einflusses

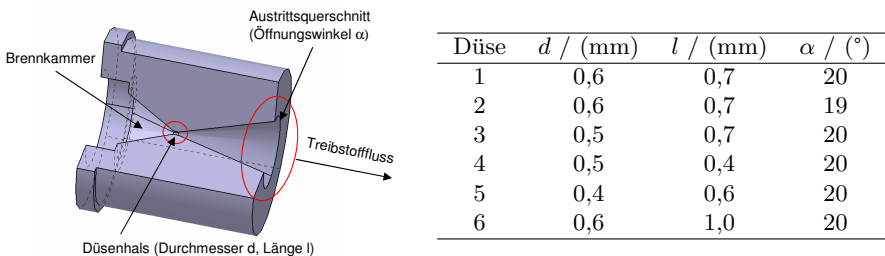


Abbildung 3.2: Zeichnung der Düse und Tabelle der untersuchten Düsenvariationen

der Veränderung eines Parameters auf den Betrieb des Triebwerks wird für jede Parametervariation eine neue Düse verwendet. Die untersuchten Düsenvarianten sind in der Tabelle in Abbildung 3.2 zusammengefasst. Düse 1 bezeichnet eine Düse mit einem Düsenhalsdurchmesser von 0,6 mm, einer Düsenhalslänge von 0,7 mm und einem Öffnungswinkel von 20°. Hierbei handelt es sich um die Düse, welche für das Labormodell in einem früheren Projekt entwickelt wurde. Bei Düse 2 ist gegenüber Düse 1 nur der Öffnungswinkel auf 19° verändert, während bei Düse 3 gegenüber Düse 1 nur der Durchmesser des engsten Querschnitts auf 0,5 mm verringert ist. Düse 4 hat den gleichen Düsenhalsdurchmesser wie Düse 3 aber mit 0,4 mm eine kürzere

Düsenhalslänge. Düse 5 hat mit 0,4 mm den kleinsten Düsenhalsdurchmesser und mit 0,6 mm eine leicht kleinere Düsenhalslänge als die anderen Düsen. Bei Düse 6 ist gegenüber Düse 1 die Länge des Düsenhalses auf 1 mm vergrößert worden.

Für die Festsetzung der Variationsbreite des Düsenhalsdurchmessers, der Düsenhalslänge und des halben Öffnungswinkels der Düse werden Erfahrungswerte aus der Literatur verwendet, die in dem vorgegebenen Massenflussbereich und Leistungsbereich des Triebwerks einen stabilen Betrieb über die geforderte Lebensdauer von etwa 700 Stunden für die LUNAR MISSION BW1 erwarten lassen [Auweter-Kurtz et. al., 1996; Curran et. al., 1989; Kinefuchi et. al., 2001; Morren, 1991]. Als Material für alle Düsen wird eine Wolfram-Lanthanoxid Legierung mit einem Prozent Lanthanoxid als Dotierung verwendet.

#### 3.1.2 Experimenteller Aufbau

Die Experimente werden unter Vakuumbedingungen in der Vakuumkammer des Instituts (Abbildung 3.3) durchgeführt. Die Kammer hat einen Durchmesser von 1,2 m

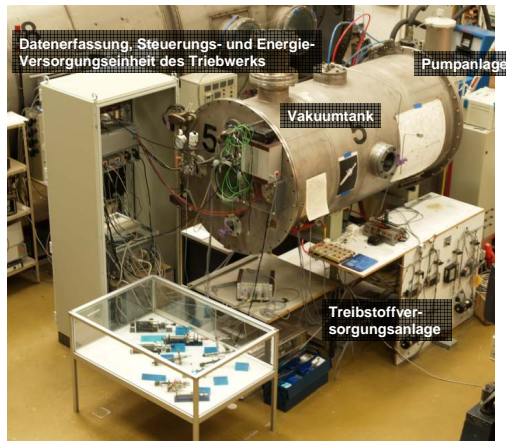


Abbildung 3.3: Vakuumkammer

und eine Länge von 2 m. Das dreistufige Pumpensystem liefert einen Hintergrunddruck von weniger als 0,2 hPa während des Triebwerkbetriebes bei einem Massenfluss von bis zu 50 mg/s Ammoniak. Das Ammoniak wird aus einer Druckgasflasche, die im Lieferzustand mit 6,14 bar bedruckt ist und im blow-down Modus<sup>1</sup> betrieben

---

<sup>1</sup>Unter blow-down Modus versteht man eine reine Druckförderung des Gases, bei der im Laufe der Förderungsdauer der Druck in dem Lagerbehälter, in diesem Fall der Druckgasflasche,

wird, durch die Druckdifferenz zwischen Gasflasche und Druck am Düsenaustritt des Triebwerks gefördert. Die Massenflussregelung erfolgt mit einem thermischen Durchflussregler der Firma TYLAN mit einem Regelbereich zwischen 0 mg/s und 63 mg/s für Ammoniak. Als Treibstoff wird Reinstammoniak der Güte 5.0 mit einer Reinheit größer 99,999 % verwendet, um den im Ammoniakgas vorhandenen Wasseranteil und damit durch Sauerstoff hervorgerufene Erosion an dem Triebwerk zu minimieren. Der vorhandene Restwasseranteil wird vom Hersteller mit kleiner als 1 ppm angegeben. Die Leistungsversorgungseinheit des Triebwerks stellt sowohl die Zündspannung von 2000 V zur Verfügung als auch die Stromregelung während des Betriebs. Der Gleichstrom kann zwischen 0 A und 25 A geregelt werden. In Abbildung 3.4 ist das Triebwerk gezeigt, wie es in den Teststand integriert ist.

In Abbildung 3.5 ist der Aufbau des Teststandes schematisch dargestellt. Während

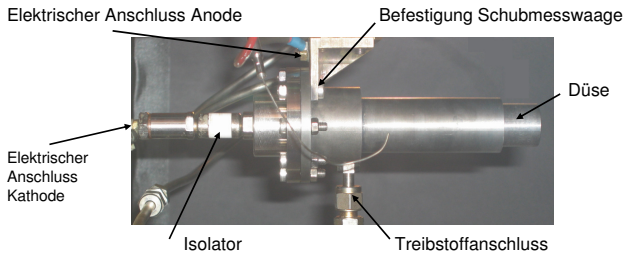


Abbildung 3.4: Triebwerk in Teststand integriert

der durchgeführten Triebwerkstests werden Strom, Spannung, Massenfluss, Zuleitungsdruck, Temperatur eines Punktes der Düsenoberfläche, Schub, der Hintergrunddruck innerhalb der Vakuumkammer und die Dauer des Experimentes aufgezeichnet. Die Datenerfassung erfolgt unter Verwendung eines Analog-Digitalwandlersystems, das bei einer Auflösung von 16 bit eine Messrate von 16 ms hat. Zur Schubmessung ist das Triebwerk am unteren Ende einer Pendelschubmesswaage befestigt, deren Kalibrierung vor jedem Versuch erfolgt. Die Messung erfolgt mittels eines berührungslosen Abstandssensors mit linearem Verhalten, der den Abstand des Pendels misst. Die Kalibrierung erfolgt durch Auflegen von drei unterschiedlichen Gewichten, deren Masse bekannt ist, und einer Korrelation der Sensor-Messwerte hierzu. Zur Absicherung wird diese Referenzmessung viermal wiederholt. Zum Abschluss erfolgt die Bestimmung einer Geradengleichung mit der Methode kleinster Fehlerquadrate, mit der im weiteren Verlauf aus dem Messwert des Sensors der Schub des Triebwerks berechnet wird. Details zur Schubkalibrierung sind im Anhang A dargestellt. Das Triebwerks kann sowohl mit Ammoniak als auch mit Wasserstoff betrieben werden.

---

abnimmt. Hat der Druck im Lagerbehälter das Druckniveau gegen das gefördert wird erreicht kann keine weitere Förderung erfolgen.

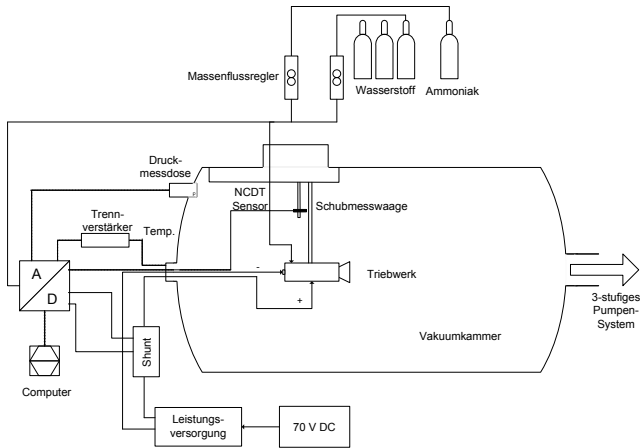


Abbildung 3.5: Schematischer Aufbau der Vakuumtestanlage

Die durchgeführten Experimente zur Untersuchung und Charakterisierung des Triebwerks lassen sich in fünf Hauptgruppen unterteilen:

- Experimente zur Charakterisierung der Betriebszustände unter Verwendung unterschiedlicher Düsengeometrien, Abschnitt 3.1.3,
- Lebensdauerexperimente zur Untersuchung der Düsenerosion, Abschnitt 3.1.4,
- Experimente zur Untersuchung des Zündverhaltens unter Verwendung verschiedener Injektoren, Abschnitt 3.1.5,
- Experimente zur Charakterisierung des Triebwerksplasmas, Abschnitt 3.2, und
- Experimente zur Thermalmodellierung des Triebwerks, Abschnitt 3.3.

Während der Experimente zur Charakterisierung der Betriebspunkte des Triebwerks, Abschnitt 3.1.3, werden Massenfluss und Leistung verändert. Diese Experimente erfolgen für unterschiedliche Düsengeometrien mit demselben Düsenmaterial, einer Wolfram-Lanthanoxid Legierung. Für die Auswertung werden ausschließlich die Daten des stationären Betriebszustandes des Triebwerks verwendet. Dieser ist durch eine konstante Temperatur der Düsenoberfläche charakterisiert. Das Triebwerk ist in Abbildung 3.6 während des Betriebs mit Ammoniak dargestellt.

Die Experimente zur Untersuchung der Lebensdauer des Triebwerks, Abschnitt 3.1.4, bilden in Teilen den Betriebszyklus, wie er bei der LUNAR MISSION BW1 vorgesehen



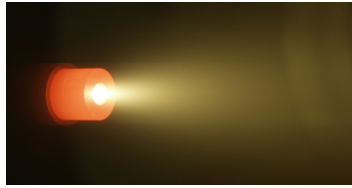


Abbildung 3.6: Triebwerk während des Betriebs mit Ammoniak

ist, für 30 Betriebsstunden nach. Die Betriebsdauer von 30 Stunden wird ausgewählt, da in früheren Untersuchungen anderer Triebwerke vergleichbarer Leistungsklasse festgestellt wurde, dass nach dieser Dauer schon eine zuverlässige Aussage über das weitere Verhalten der Anodenerosion getroffen werden kann [Curran und Haag, 1988; Kinefuchi et. al., 2001; Lichon und Sankovic, 1996].

Die Lebensdaueruntersuchungen werden für eine Triebwerksgeometrie und verschiedene Düsenmaterialien durchgeführt. Das Triebwerk wird dazu in Zyklen von je einer Stunde Betrieb und einer Stunde Unterbrechung untersucht. In regelmäßigen Abständen wird die Erosion des Düsenhalses erfasst. Diese Inspektionen erfolgen nach einer Stunde, fünf Stunden, zehn Stunden, 20 Stunden und 30 Stunden Betrieb. Dies geschieht durch den Ausbau der Düse und eine Untersuchung des Düsenhalsbereiches unter einem Mikroskop. Dabei wird der Durchmesser des Düsenhalses bestimmt und mit dem Ausgangszustand verglichen.

Zur Untersuchung des Zündverhaltens des Triebwerks, Abschnitt 3.1.5, wird eine konstruktive Veränderung des Injektors, der gleichzeitig auch elektrischer Isolator zwischen Kathode und Anode ist, vorgenommen. Die Experimente bestehen aus jeweils fünf aufeinander folgenden Zündungen des Triebwerks. Das Triebwerk wird für zehn Minuten betrieben und zwischen den Zündungen wird eine zehnmünütige Unterbrechung eingeführt, damit sich das Triebwerk vollständig abkühlen kann und erneut die gleichen Zündbedingungen herrschen.

### 3.1.3 Resultate der Triebwerksoptimierung

In Tabelle 3.1 sind die Testbedingungen für die untersuchten Düsengeometrien, die durch die Zahlen 1 bis 5 entsprechend der Tabelle in Abbildung 3.2 benannt sind, aufgelistet. Durch missionsbedingte Vorgaben wird der Massenfluss zwischen 20 mg/s und 30 mg/s variiert, während die Triebwerksleistung auf maximal 1 kW limitiert ist. Die untere Grenze liegt bei 0,6 kW, damit das Triebwerk noch stabil betrieben werden kann. Aus Tabelle 3.1 ist ersichtlich, dass nicht für den gesamten Leistungsbereich zwischen 0,6 kW und 1 kW für alle Düsen und alle Massenflüsse zwischen 20 mg/s und 30 mg/s die Betriebsparameter charakterisiert werden können.

Grund dafür ist, dass einige Düsengeometrien bei sehr niedriger Leistung nicht mehr

| Massenfluss (mg/s) | Triebwerksleistung (kW) |           |           |           |     |
|--------------------|-------------------------|-----------|-----------|-----------|-----|
|                    | 0,6                     | 0,7       | 0,8       | 0,9       | 1,0 |
| 20                 | 1,2,3,4,5               | 1,2,3,4,5 | 1,2,3,4,5 | 2,3,4     | 2   |
| 25                 | 5                       | 1,2,3,5   | 1,2,3,4,5 | 1,2,3,4,5 | 2,3 |
| 30                 | 1,5                     | 1,2,3,5   | 1,2,3,5   | 1,2,3,5   | 3,5 |

Tabelle 3.1: Auflistung der untersuchten Massenfluss- und Leistungsbereiche für die unterschiedlichen Düsengeometrien

stabil betrieben werden können und sich bei der höchsten Leistung von 1 kW eine für längeren Betrieb zu hohe Düsentemperatur eingestellt hat, so dass die Gefahr des Aufschmelzens des Düsenhalses besteht. Düse 6 mit einem Düsenhalsdurchmesser von 0,6 mm und einer Düsenhalslänge von 1 mm ist in der Tabelle nicht aufgelistet. Sie ist für die vorgesehenen Betriebsbedingungen nicht geeignet. Mit dieser Düse war es über den gesamten Massenfluss und Leistungsbereich, wie in Tabelle 3.1 angegeben, nicht möglich, einen stabilen Betriebszustand einzustellen.

### Experimente mit Düse 3

In Abbildung 3.7 ist exemplarisch der bei den Experimenten mit Düse 3 gemessene

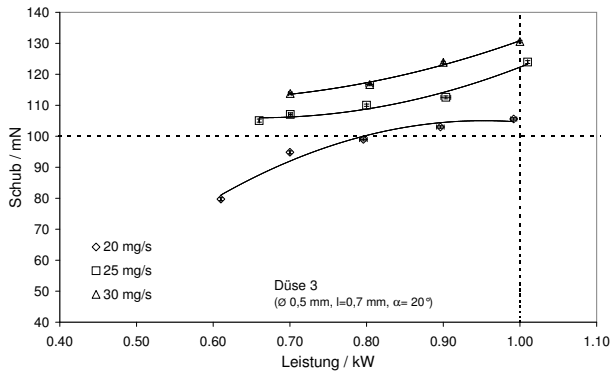


Abbildung 3.7: Schub in Abhängigkeit der Triebwerksleistung

Schub  $F$  in Abhängigkeit der Leistung  $P$  unter Variation des Massenflusses  $\dot{m}$  dargestellt. Man erkennt, dass der Schub für alle drei Massenflüsse mit zunehmender

Leistung steigt. Durch die erhöhte Leistung wird mehr Energie in den Treibstoff eingekoppelt, wodurch die Austrittsgeschwindigkeit und damit auch der Schub ansteigt. Dieses Verhalten wird für alle untersuchten Düsengeometrien beobachtet.

In Abbildung 3.8 ist die effektive Austrittsgeschwindigkeit  $c_e$  des Triebwerks in Ab-

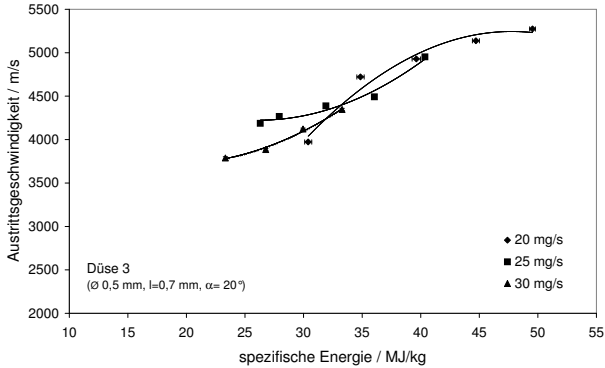


Abbildung 3.8: Austrittsgeschwindigkeit  $c_e$  in Abhängigkeit der spezifischen Triebwerksleistung  $P/\dot{m}$

hängigkeit der spezifischen Energie  $P/\dot{m}$  – das heißt der Energie pro Treibstoffmasse – gezeigt. Die dargestellten Resultate sind wiederum exemplarisch für Düse 3. Hier ist deutlich zu erkennen, dass die effektive Austrittsgeschwindigkeit, welche aus Schubkraft und Massenfluss nach Gleichung (2.3) berechnet wird, mit steigender spezifischer Energie ansteigt. Dies ist ebenfalls durch die steigende Energie im Treibstoff bedingt. Dieses Verhalten ist bei den anderen untersuchten Düsengeometrien qualitativ gleich.

Stellt man den Schubwirkungsgrad in Abhängigkeit der effektiven Austrittsgeschwindigkeit dar, Abbildung 3.9, erkennt man zum einen die nichtlineare Abhängigkeit und zum anderen, dass es in Abhängigkeit des Massenflusses ein Optimum für den Schubwirkungsgrad gibt, welches nicht bei der höchsten Austrittsgeschwindigkeit liegt [Butler und Cassady, 1996]. Dieses Optimum ist nur bei einem Massenfluss von 20 mg/s zu erkennen, da für die anderen untersuchten Massenflüsse auf Grund von auftretenden Triebwerksinstabilitäten und einer Überschreitung der von LUNAR MISSION BW1 maximal zur Verfügung stehenden Leistung nicht das gesamte Kennfeld experimentell bestimmt werden konnte.

Im Folgenden werden zunächst die unterschiedlichen Düsengeometrien bei einem Massenfluss von 20 mg/s, dann bei einem Massenfluss von 25 mg/s und abschließend bei einem Massenfluss von 30 mg/s betrachtet. Massenflüsse in einer Unterteilung von weniger als 5 mg/s werden hier nicht betrachtet, da die verwendete Schrittweite

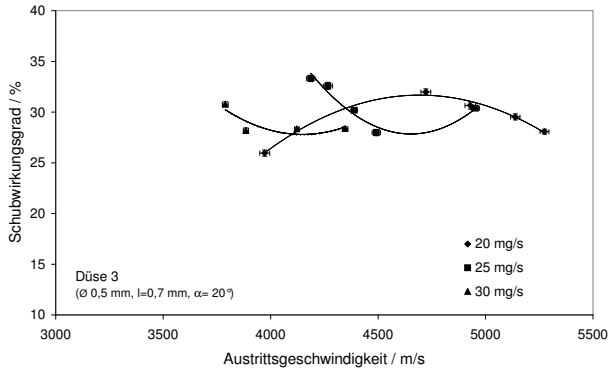


Abbildung 3.9: Schubwirkungsgrad  $\eta_F$  in Abhängigkeit der Austrittsgeschwindigkeit  $c_e$

für die Untersuchung ausreicht.

### Experimente mit einem Massenfluss von 20 mg/s

In Tabelle 3.2 sind die Resultate der Experimente mit einem Massenfluss von 20 mg/s aufgelistet.

Mit Düse 3 wird die höchste effektive Austrittsgeschwindigkeit von 5,2 km/s bei einem Schubwirkungsgrad von 29,5 % und einer Leistungsaufnahme von 0,9 kW erreicht. Der höchste Schubwirkungsgrad von 39 % bei einer effektiven Austrittsgeschwindigkeit von 4,8 km/s ist mit der Düsengeometrie 5 erreicht worden. Die Leistungsaufnahme des Triebwerks beträgt dabei 0,6 kW. Die Resultate von Düse 1 liefern bei 0,7 kW Eingangsleistung eine effektive Austrittsgeschwindigkeit von 4,3 km/s bei einem Schubwirkungsgrad von 27 %.

Die Resultate in Tabelle 3.2 zeigen, dass eine Veränderung der Strom-Spannungscharakteristik zwischen dem Betrieb mit Düse 2 und dem mit Düse 3 stattfindet, bei gleicher Triebwerksleistung ist die Spannung bei Düse 3 höher und der Strom geringer. Bei den Resultaten von Düse 4 ist zu erkennen, dass im Vergleich zu Düse 3 bei gleicher Eingangsleistung vergleichbare Schubwerte und Austrittsgeschwindigkeiten erreicht werden, sich allerdings durch den bei Düse 4 kürzeren Lichtbogen eine veränderte Strom-Spannungscharakteristik ergibt. Zur Vermeidung von Kathodenerosion, die mit zunehmender Stromstärke steigt, ist daher die Verwendung von Düse 3 gegenüber Düse 4 vorzuziehen. Mit Düse 5 werden durch den kleinen Düsenhalsdurchmesser hohe Austrittsgeschwindigkeiten und Schubwirkungsgrade erreicht, da hier der Treibstoff mehr erhitzt wird. Dies geschieht allerdings auf Kosten einer hohen Temperatur der Düsenoberfläche von bis zu 1260°C, die erwarten läßt, dass

|   | $P$ (kW) | $I$ (A) | $U$ (V) | $F$ (mN) | $c_e$ (km/s) | $\eta_F$ (%) |
|---|----------|---------|---------|----------|--------------|--------------|
| 1 | 0,6      | 9,5     | 64      | 78       | 3,8          | 24           |
|   | 0,7      | 10,7    | 65      | 88       | 4,3          | 27           |
|   | 0,8      | 12,2    | 64      | 85       | 4,1          | 22           |
| 2 | 0,6      | 8       | 76      | 80       | 4            | 26           |
|   | 0,7      | 9,7     | 71      | 78       | 3,9          | 22           |
|   | 0,8      | 11,6    | 70      | 79       | 3,9          | 19           |
|   | 0,9      | 13      | 68      | 100      | 4,9          | 27,4         |
| 3 | 0,6      | 7       | 87      | 80       | 4            | 26           |
|   | 0,7      | 8,5     | 83      | 95       | 4,7          | 32           |
|   | 0,8      | 10      | 80      | 99       | 4,9          | 31           |
|   | 0,9      | 11,6    | 77      | 103      | 5,1          | 29,5         |
| 4 | 0,6      | 8,3     | 73      | 82       | 4,1          | 28           |
|   | 0,7      | 10      | 70      | 80       | 4            | 23           |
|   | 0,8      | 12,2    | 67      | 90       | 4,5          | 25           |
|   | 0,9      | 13,7    | 66      | 101      | 5,1          | 28           |
| 5 | 0,6      | 7,8     | 77      | 97       | 4,8          | 39           |
|   | 0,7      | 9,6     | 71      | 99       | 5,0          | 35,7         |
|   | 0,8      | 11,7    | 68      | 99       | 4,9          | 30,5         |

Tabelle 3.2: Resultate der Experimente für einen Massenfluss von 20 mg/s

diese Düsengeometrie bei den untersuchten Betriebspunkten die geforderte Lebensdauer von mehr als 700 Stunden nicht erreicht.

### Experimente mit einem Massenfluss von 25 mg/s

Die Resultate für die Experimente mit einem Massenfluss von 25 mg/s sind in Tabelle 3.3 zusammengefasst. Ein Vergleich der Resultate für Düse 3 und Düse 4 zeigt wie auch schon bei den Ergebnissen für einen Massenstrom von 20 mg/s, dass bei gleicher Eingangsleistung für Düse 3 ein geringerer Strom und eine höhere Spannung vorliegt. Da Düse 4 einen kürzeren Düsenhals hat, ist die Lichtbogenlänge hier kürzer und der Widerstand kleiner. Dadurch steigt bei gleicher Eingangsleistung der Strombedarf des Triebwerks. Die an der Kathode auftretende Erosion kann durch eine niedrige Betriebstemperatur und damit einen niedrigen Triebwerkstrom verringert werden, vgl. [Auweter-Kurtz, 1991]. Daher wird trotz der mit Düse 4 erzielten höheren Austrittsgeschwindigkeiten und Schubwirkungsgrade Düse 3 gegenüber Düse 4 bevorzugt. Der Vergleich der Resultate zwischen Düsengeometrie 3 und 5 zeigt, dass mit dem kleineren Düsenhalsdurchmesser noch ein leicht höherer Schubwirkungsgrad, 33 % für

|   | $P$ (kW) | $I$ (A) | $U$ (V) | $F$ (mN) | $c_e$ (km/s) | $\eta_F$ (%) |
|---|----------|---------|---------|----------|--------------|--------------|
| 1 | 0,7      | 9,6     | 73      | 99       | 3,9          | 28,2         |
|   | 0,8      | 10,8    | 74      | 101      | 4,1          | 26           |
|   | 0,9      | 12,9    | 69      | 103      | 4,1          | 24           |
| 2 | 0,7      | 8,9     | 80      | 82       | 3,3          | 19           |
|   | 0,8      | 10,2    | 77      | 84       | 3,3          | 18           |
|   | 0,9      | 11,9    | 76      | 84,5     | 3,4          | 16           |
|   | 1,0      | 13,6    | 74      | 87,3     | 3,5          | 15           |
| 3 | 0,7      | 7,8     | 89      | 107      | 4,3          | 33           |
|   | 0,8      | 9,3     | 86      | 110      | 4,4          | 30           |
|   | 0,9      | 11,1    | 82      | 112      | 4,5          | 28           |
|   | 1,0      | 12      | 84      | 124      | 4,9          | 30,4         |
| 4 | 0,8      | 10,6    | 75      | 125      | 5            | 39           |
|   | 0,9      | 12,3    | 73      | 127      | 5,1          | 36           |
| 5 | 0,6      | 7,0     | 86      | 107      | 4,4          | 39,5         |
|   | 0,7      | 8,8     | 80      | 110      | 4,4          | 34           |
|   | 0,8      | 10,6    | 76      | 112      | 4,4          | 30,7         |
|   | 0,9      | 12,2    | 74      | 113      | 4,5          | 28           |

Tabelle 3.3: Resultate der Experimente für einen Massenfluss von 25 mg/s

Düse 3 im Vergleich zu 34 % für Düse 4 bei 0,7 kW Leistung und 30 % im Vergleich zu 30,7 % bei 0,8 kW Leistung, erreicht wird, sich die effektive Austrittsgeschwindigkeit und der Schub aber nicht mehr wesentlich unterscheiden. Mit Düse 1 liegt der maximal erreichte Schub bei etwa 100 mN. Die Austrittsgeschwindigkeit erreicht maximal 4,1 km/s und die Schubwirkungsgrade liegen zwischen 24% und 28,2%.

### Experimente mit einem Massenfluss von 30 mg/s

In Tabelle 3.4 sind die Resultate der Experimente zur Variation der Düsengeometrie für vier unterschiedliche Düsenkonfigurationen bei einem Massenfluss von 30 mg/s dargestellt.

Die Resultate für Düse 1 und Düse 2 zeigen bei einem Massenfluss von 30 mg/s eine nahezu unveränderte Strom-Spannungscharakteristik, das bedeutet, dass das Verhältnis zwischen Spannung und Strom bei gleicher Triebwerksleistung gleich bleibt. Der Schub ist für die beiden untersuchten Triebwerksleistungen allerdings bei Düse 2 um etwa 16 % kleiner als bei Düse 1. Dies ist durch den kleineren Öffnungswinkel der Düse 2, 19° gegenüber 20°, und der damit verbundenen geringeren Expansion des Treibstoffs bedingt. Der Druck am Austritt der Düse ist bei Düse 2 größer als bei

|   | $P$ (kW) | $I$ (A) | $U$ (V) | $F$ (mN) | $c_e$ (km/s) | $\eta_F$ (%) |
|---|----------|---------|---------|----------|--------------|--------------|
| 1 | 0,8      | 10,6    | 76      | 114      | 3,8          | 27,4         |
|   | 0,9      | 11,4    | 78      | 122      | 4,1          | 27,8         |
| 2 | 0,8      | 9,6     | 84      | 97       | 3,2          | 19,3         |
|   | 0,9      | 10,9    | 83      | 102      | 3,4          | 19,1         |
|   | 1,0      | 11,9    | 84      | 111      | 3,7          | 20,3         |
| 3 | 0,8      | 8,6     | 94      | 117      | 3,9          | 28,2         |
|   | 0,9      | 9,8     | 91,5    | 124      | 4,1          | 28,4         |
|   | 1,0      | 11      | 91      | 131      | 4,3          | 28,4         |
| 5 | 0,8      | 9,7     | 82      | 126      | 4,2          | 33,8         |
|   | 0,9      | 11,2    | 79      | 128      | 4,3          | 31,2         |
|   | 1,0      | 12,5    | 80      | 130      | 4,3          | 27,7         |

Tabelle 3.4: Resultate der Experimente für einen Massenfluss von 30 mg/s

Düse 1 und bewirkt demzufolge nach Gleichung (2.2) eine Abnahme des Schubs.

Vergleicht man die Resultate hinsichtlich der Strom-Spannungscharakteristik für Düse 1 und Düse 3, ist eine deutliche Veränderung zu erkennen. Es stellt sich bei gleicher Triebwerksleistung eine höhere Lichtbogenspannung ein, so dass ein geringerer Strom fließt. Hierdurch kann von einer geringeren Erosion der Kathode ausgegangen werden [Auweter-Kurtz, 1991].

Der Schub, welcher bei Betrieb der Triebwerks mit Düse 3 gemessen wird, ist höher als der bei den Experimenten mit Düse 1 und Düse 2. Dadurch kann bei gleichem Massenfluss die effektive Austrittsgeschwindigkeit erhöht werden und es stellt sich ein höherer Schubwirkungsgrad des Triebwerks ein.

Die Resultate der Experimente mit Düse 5 weisen den höchsten Schubwirkungsgrad und damit auch den größten Schub und die höchste effektive Austrittsgeschwindigkeit auf. Verglichen mit Düse 3 wird für die gleiche Triebwerksleistung ein höherer Strom benötigt, was zu einer Verringerung der Lebensdauer der Kathode führt. Die Temperatur an der Düsenoberfläche hat im stationären Betrieb maximal 1260 °C erreicht und liegt damit für alle Düsengeometrien am höchsten.

Mit Düse 4, die einen Düsenhalsdurchmesser von 0,5 mm und eine Düsenhalslänge von 0,4 mm hat, ist kein stabiler Betriebszustand bei 30 mg/s möglich.

Bei der Reproduktion der bei den Experimenten erzielten Resultate wurde festgestellt, dass sich im Verlauf der Versuchszeit die Strom-Spannungscharakteristik und die Betriebsparameter wie Schub und Austrittsgeschwindigkeit innerhalb der ersten Betriebsstunden ändern. Dies kann nach genauerer Untersuchung der Düsen auf Veränderungen im Bereich des Düsenhalses, zum Beispiel auf ein Zuwachsen des Dü-

senhales, zurückgeführt werden. Dieses Phänomen wurde auch bei Untersuchungen anderer Triebwerke festgestellt und wird als Einlaufvorgang des Triebwerks bezeichnet [Curran und Haag, 1988; Kinefuchi et. al., 2001; Lichon und Sankovic, 1996]. Für unterschiedliche Düsenmaterialien werden Versuchsreihen bei einem Betriebszustand durchgeführt, um ein mögliches Zuwachsen des Düsenhalses und den Einlaufvorgang genauer zu untersuchen. Die Vorgehensweise und Resultate dieser Versuchsreihe sind im folgenden Abschnitt dargestellt.

Nach der Auswertung aller durchgeführten Experimente zur Optimierung des Triebwerks und unter Berücksichtigung des zu erwartenden Einlaufvorgangs wird die Geometrie der Düse 1 als am besten geeignet für die Mondmission LUNAR MISSION BW1 angesehen, da neben einer hohen Austrittsgeschwindigkeit auch die geforderte Lebensdauer von 700 Betriebsstunden eingehalten werden muss. Der ausgewählte Betriebspunkt sieht einen Massenfluss von 25 mg/s bei einer Triebwerksleistung von 700 W vor. Die effektive Austrittsgeschwindigkeit für diesen Betriebspunkt ist zu 3,9 km/s bei einem Schub 99 mN und einem Schubwirkungsgrad von 28 % bestimmt worden. Eine Veränderung der Betriebsparameter, insbesondere des spezifischen Impulses, während der ersten Stunden Triebwerksbetrieb wird bei Kinefuchi et. al. [2001] und Lichon und Sankovic [1996] berichtet. Die Veränderungen liegen im Rahmen von 6 % bis 9 %. Es wird daher auch bei dem TALOS Triebwerk von Veränderungen der Triebwerksparameter während der ersten Stunden Betrieb ausgegangen, die im Rahmen der Experimente zur Untersuchung der Anodenerosion ermittelt werden. Im Hinblick auf die LUNAR MISSION BW1 wird Düse 1 ausgewählt, da sie der bereits flugqualifizierten Düsengeometrie des ATOS Triebwerks vom Düsenhalsdurchmesser entspricht [Zube et. al., 1995]. Es wird davon ausgegangen, dass eine Lebensdauerqualifikation dieser Düse für LUNAR MISSION BW1 möglich ist, weil bei der ATOS Düse eine vergleichbare Lebensdauer nachgewiesen wurde. [Auweter-Kurtz et. al., 1996]. Hinsichtlich der Düsenoptimierung ist Düse 3 gegenüber Düse 1 zu bevorzugen, da sich hier bei gleicher Leistung eine deutliche Steigerung der effektiven Austrittsgeschwindigkeit und des Schubwirkungsgrads gegenüber Düse 1 zeigt.

#### 3.1.4 Experimentelle Untersuchung der Anodenerosion

Für die Untersuchung der Anodenerosion wird Düsengeometrie 1 verwendet, weil auf Grund der geometrischen Ähnlichkeit zu der flugqualifizierten Düse eines früheren Projektes [Zube et. al., 1995] die erforderliche Lebensdauer zu erwarten ist. Der Parameter, der in dieser Untersuchung verändert wird, ist das Düsenmaterial. Für die Kathode wird im Allgemeinen Wolfram dotiert mit 2% Thoriumoxid verwendet. Dieses Material hat gegenüber reinem Wolfram, W, den Vorteil einer geringeren Elektronenaustrittsarbeit [Auweter-Kurtz, 1991]. Bei den Düsen hat dieser Parameter keinen Einfluss, so dass verschiedene Wolframlegierungen oder reines Wolfram verwendet werden können. Im Allgemeinen werden jedoch wegen der besseren mechanischen Bearbeitbarkeit Wolframlegierungen verwendet. Allerdings ist bei der Auswahl



zu berücksichtigen, dass die verschiedenen Legierungsbestandteile einen Einfluss auf die Materialeigenschaften haben. So erhöht die Legierung mit Rhenium die Duktilität des Werkstoffs gegenüber reinem Wolfram, das heißt die Fähigkeit des Werkstoffs, sich bei starker Belastung plastisch zu verformen, bevor sich Risse bilden, wächst. Des Weiteren wird durch diesen Legierungsbestandteil die Schmelztemperatur herabgesetzt. Dies bringt einen negativen Effekt hinsichtlich der Hochtemperaturfestigkeit des Werkstoffs mit sich, die gerade für die Lebensdauer der Anode essenziell ist. Der Einfluss des Legierungsbestandteils auf die Rekristallisationstemperatur ist von Bedeutung, da die Duktilität und die Bruchzähigkeit mit steigendem Rekristallisationsgrad abnehmen. Durch das Einbringen von kleinen Oxidteilchen bei den Legierungen Wolfram-Lanthanoxid, WL10, und Wolfram-Thoriumoxid, WT20, wird die Rekristallisation zu hohen Temperaturen hin verschoben. Dies bedeutet, dass bei diesen Legierungen eine plastische Verformung der Düse erst bei höheren Temperaturen zu erwarten ist.

In Tabelle 3.5 ist die Rekristallisationstemperatur der verschiedenen Legierungen eingetragen. Durch die Erhöhung der Rekristallisationstemperatur wird die Duktilität der Düse erhöht.

| Material                   | Rekristallisationstemperatur (°C) |
|----------------------------|-----------------------------------|
| Wolfram (W)                | 1350                              |
| Wolfram-Thoriumoxid (WT20) | 1450                              |
| Wolfram-Lanthanoxid (WL10) | 1500                              |
| Wolfram-Rhenium (W5Re)     | 1700                              |

Tabelle 3.5: Rekristallisationstemperatur der verschiedenen Wolframlegierungen

Für die Düsen liegt eine zyklische statische Beanspruchung unter hohen Temperaturen, die so genannte zyklische Zeitstandbeanspruchung, vor. Da die Temperatur der Düsenoberfläche im Düsenhals oberhalb der Kristallerholungstemperatur liegt, muss unter der konstanten Last des Gasdrucks eine zunehmende Verformung, das Kriechen, eintreten [Beitz und Grote, 1997]. Hier müssen zeitabhängige Festigkeitswerte wie die Zeitstandfestigkeit und die Zeitdehngrenze bestimmt werden. Die Schmelztemperatur, elektrische Leitfähigkeit und Art der Kristallstruktur ist für Wolfram und die verschiedenen Legierungsbestandteile in Tabelle 3.6 angegeben. Man erkennt, dass die Legierungsbestandteile die Schmelztemperatur der Legierung unterschiedlich stark senken. Weiterhin verändert sich auch die elektrische Leitfähigkeit des Materials, was einen Einfluss auf das Verhalten des Lichtbogens hat.

Bei Wolfram und Wolfram-Legierungen kann es durch Kontakt mit Ammoniakgas bei Temperaturen oberhalb 1000°C zu Oberflächennitrierung, das heißt einer Diffusion von Stickstoff in die Düsenoberfläche, kommen. Dies führt zu einer Verhärtung der Düsenoberfläche. Welchen Effekt dies auf das Verhalten gegenüber der hohen

thermischen Beanspruchung hat, ist bislang aus der Literatur nicht bekannt.

| Material     | elektrische Leitfähigkeit (S/m) | Schmelztemperatur (°C) | Kristallstruktur            |
|--------------|---------------------------------|------------------------|-----------------------------|
| Wolfram (W)  | $18,9 \times 10^6$              | 3422                   | kubisch<br>raumzentriert    |
| Thorium (Th) | $6,53 \times 10^6$              | 1755                   | kubisch<br>flächenzentriert |
| Rhenium (Re) | $5,42 \times 10^6$              | 3186                   | hexagonal                   |
| Lanthan (La) | $1,26 \times 10^6$              | 920                    | hexagonal                   |

Tabelle 3.6: Materialdaten der Legierungsbestandteile

Um eine Abschätzung hinsichtlich des Verhaltens des Düsenhalses, eines wegen des hohen Wärmeeintrages kritischen Bauteils, über eine längere Betriebsdauer treffen zu können, werden Zyklen (eine Stunde Betrieb gefolgt von einer Stunde Unterbrechung) mit regelmäßiger optischer Kontrolle des Düsenhalses für verschiedene Wolframlegierungen durchgeführt. Die akkumulierte Betriebsdauer für diese Versuchsreihe beträgt 30 Stunden und die optische Inspektion der Düse wird nach einer Stunde, fünf Stunden, zehn Stunden, 20 Stunden und 30 Stunden vorgenommen. Dabei wird jeweils der engste Querschnitt durch einen Kreisquerschnitt angenähert und der Durchmesser dieses Näherungskreises bestimmt. Die Experimente werden mit dem bei der Optimierung des Triebwerks bestimmten Betriebspunkt (700 W, 25 mg/s) für den stationären Betrieb des Triebwerks durchgeführt. Die Zündung wird mit einem Massenstrom von 30 mg/s durchgeführt und nach erfolgter Zündung wird der Massenstrom auf 35 mg/s erhöht. Nach 200 s Triebwerksbetrieb wird der nominelle Massenstrom von 25 mg/s eingestellt. Durch diese Zündprozedur werden die Erosionserscheinungen an der Kathode minimiert. Die Experimente erfolgen stromgeregelt, das heißt, dass der Strom auf einen konstanten Wert geregelt wird.

Nach Lichon und Sankovic [1996] kann die Veränderung der Querschnittsfläche  $A$  des Düsenhalses und damit des Düsenhalsdurchmessers durch den Quotienten aus Zuleitungsdruck  $p_c$  und der Wurzel des Massenflusses  $\sqrt{\dot{m}}$  ausgedrückt werden. Dies ist in Gleichung 3.2 dargestellt:

$$p_c / \sqrt{\dot{m}} \propto 1/A. \quad (3.2)$$

Wird dieser Zusammenhang verwendet, kann das Verhalten des Düsenhalses für Triebwerke unterschiedlicher Geometrie und Leistungsklasse einfach miteinander verglichen werden. Im Rahmen dieser Arbeit wird für alle drei betrachteten Düsenmaterialien der Verlauf dieses Faktors über die Dauer der Experimente untersucht. Für die bessere Vergleichbarkeit der unterschiedlichen Düsengeometrien wird der Faktor

$p_c/\sqrt{\dot{m}}$  für jede Düsengeometrie mit dem Anfangswert normiert. Erhöht sich der Faktor  $p_c/\sqrt{\dot{m}}$  liegt eine Querschnittsverengung vor.

### Wolfram-Thoriumoxid

Die Bilderserie in Abbildung 3.10 zeigt den zeitlichen Ablauf der Veränderung des Düsenhalses angefangen mit dem Zustand vor Beginn der Experimente oben links bis hin zum Zustand nach 30 Stunden Betriebsdauer unten rechts. Es zeigt sich, dass die Düse aus WT20 nach zehn Stunden ihren ursprünglichen Kreisquerschnitt verliert. Außerdem wird der Düsenhals mit zunehmender Betriebsdauer größer. Dies spiegelt sich auch in den Betriebsdaten des Triebwerks wieder: Mit zunehmender Betriebsdauer nimmt der Druck des Treibstoffs in der Zuleitung ab.

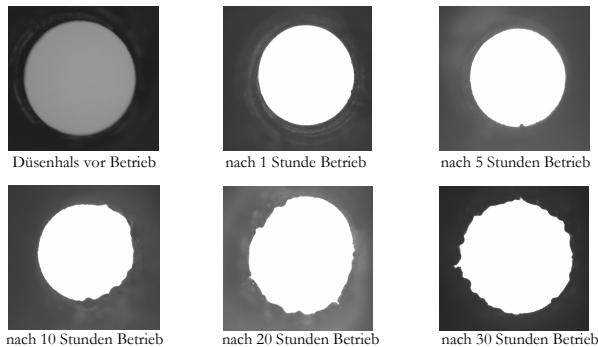


Abbildung 3.10: Veränderung des Düsenhalses über eine Betriebsdauer von 30 Stunden – Material WT20

In Abbildung 3.11 ist der Verlauf des Verhältnisses aus Zuleitungsdruck des Triebwerks und der Wurzel des Massenflusses über die Versuchsreihe aufgezeigt. In der Tabelle neben dem Diagramm sind die bei der Inspektion der Düse gemessenen Werte für den Durchmesser des Düsenhalses angegeben. Man erkennt während der ersten zehn Betriebsstunden keine signifikante Veränderung im Düsenhalsdurchmesser, was auch durch die Bilder in Abbildung 3.10 bestätigt wird. Zwischen der 10. und der 20. Stunde kommt es zu einer erheblichen Veränderung des Düsenhalses, sowohl was den Durchmesser als auch was die Form angeht. Daher ist für den Düsenhals nach 20 Stunden Betrieb auch ein Durchmesserbereich angegeben, da die Veränderung sich nicht entlang der kompletten Länge des Düsenhalses vollzogen hat. Trotz der Vergrößerung des Düsenhalses während des Testzyklus von 0,603 mm auf 0,76 mm, was 26 % des Ausgangswertes entspricht, kann das Triebwerk weiterhin in dem geforderten Betriebspunkt stabil betrieben werden. Der deutliche Ausreißer bei Betriebsstunde 13

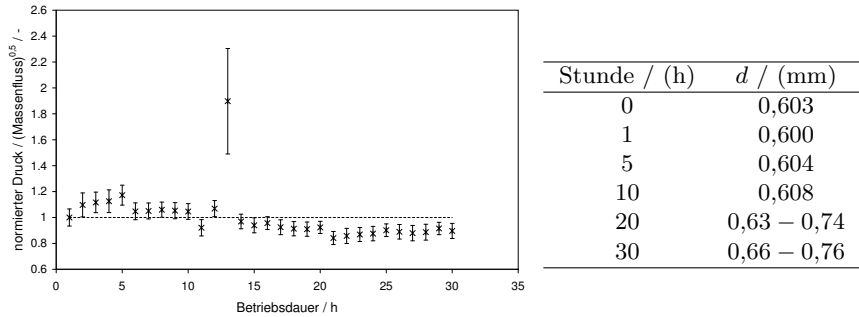


Abbildung 3.11: Veränderung des Düsenhalsdurchmessers im Verlauf der Experimente – Material WT20

ist auf eine Unregelmäßigkeit der Messwertaufnahme des Drucksensors zurückzuführen.

Während der ersten 20 Betriebsstunden wird ein kontinuierlicher Anstieg der Triebwerksleistung bei konstantem Strom beobachtet: im Falle der WT20-Düse von 700 W am Anfang auf 870 W nach 20 Betriebsstunden. Dieser Vorgang wird in der Literatur auch als Einlaufvorgang des Triebwerks beschrieben [Curran und Haag, 1988; Morren, 1991]. Hierbei verändert sich neben dem Düsenhalsdurchmesser auch die Form

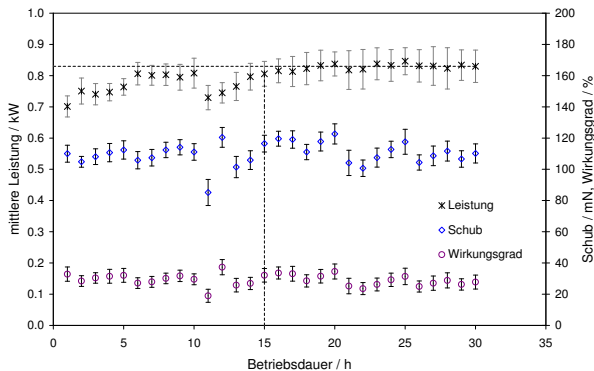


Abbildung 3.12: Veränderung der Betriebsparameter im Verlauf der Experimente – Material WT20

der Kathodenspitze, wodurch sich die Lichtbogengeometrie und damit die Strom-

Spannungscharakteristik des Triebwerks ändert.

In Abbildung 3.12 sind die Verläufe des mittleren Schubs sowie des mittleren Wirkungsgrads über die Dauer der Versuchsreihe aufgetragen. Der Schub liegt bei allen Experimenten zwischen 100 mN und 120 mN. Einzige Ausnahme bildet Betriebsstunde elf, wo der mittlere Schub mit nur 85 mN deutlich niedriger ausfällt als bei den anderen Experimenten. Auch die elektrische Leistung ist mit 0,73 kW hier relativ niedrig. Während des Experiments wurden trotz dieser erheblichen Abweichung keinerlei andere Unregelmäßigkeiten erkannt. Der Schubwirkungsgrad liegt, wenn man die elfte Betriebsstunde vernachlässigt, für diese Versuchsreihe zwischen 25 % und 37 %. Da ab der 15. Betriebsstunde die Leistung des Triebwerks relativ konstant bleibt, sind die Schwankungen im Schubwirkungsgrad auf die Veränderungen im Triebwerksschub zurückzuführen. Die gemittelten Betriebsparameter des Triebwerks über die Dauer von 30 Stunden sind ein Schub von 110 mN und ein spezifischer Impuls von 430 s bei einem Schubwirkungsgrad von 29 %, einer Leistung von 800 W und einem Massenfluss von 26 mg/s.

### Wolfram-Rhenium Legierung

Bei den Experimenten mit einer Wolfram-Rhenium Legierung als Düsenmaterial konnten die 30 Betriebsstunden nicht vollständig erreicht werden. Die Veränderung des Düsenhalses war so immens, dass bei dem geforderten Betriebspunkt nach elf Stunden kein stabiler Betrieb mehr möglich war. Bereits nach fünf Stunden Betrieb ist eine deutliche Änderung der Düsenhalsgeometrie auszumachen, wie in Abbildung 3.13 gezeigt. Nach zehn Stunden Betrieb sind erste Risse im Bereich des Düsenhalses

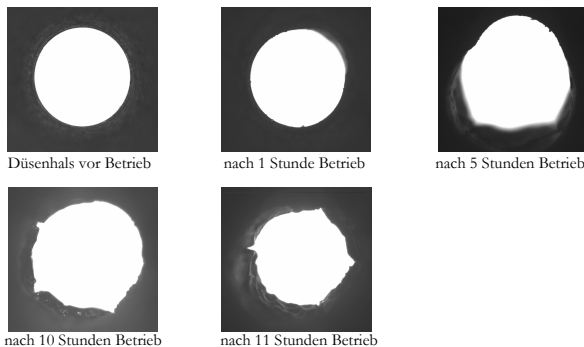


Abbildung 3.13: Veränderung des Düsenhalses über eine Betriebsdauer von 11 Stunden – Material W5Re

zu erkennen. Im unteren linken Bereich des abschließenden Bildes der Serie erkennt man deutlich die plastische Verformung des Materials. Der Durchmesser des Dü-

senhales ist im Verlauf dieser Versuchsreihe von 0,61 mm auf 0,71 mm gewachsen. Damit ist bei dem vorgesehenen Betriebspunkt kein stabiler Betrieb mehr möglich, bei einem anderen Betriebspunkt jedoch schon.

Trägt man die elektrische Leistung des Triebwerks über der Betriebsdauer auf, Abbildung 3.14 *links* obere Kurve, ist ein zu den Ergebnissen des Düsenmaterials WT20 vergleichbarer Verlauf zu erkennen. Die Leistung steigt von einem Anfangswert von

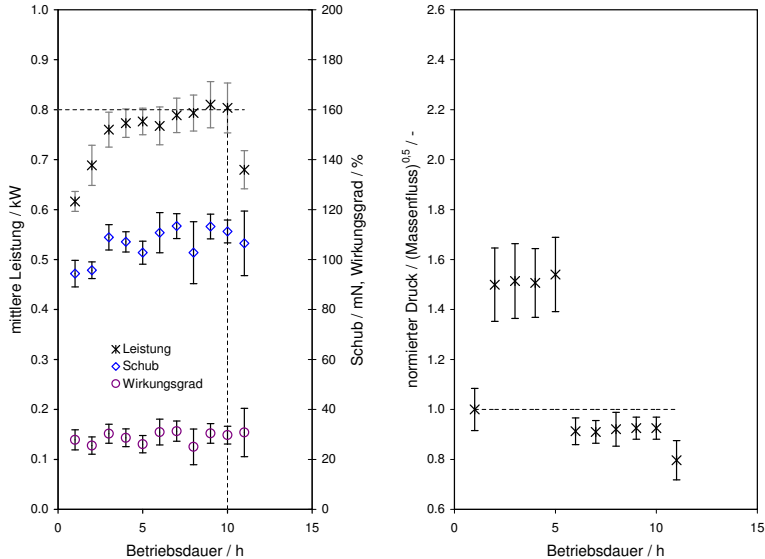


Abbildung 3.14: Veränderung der Betriebsparameter und des Düsenhalsdurchmessers im Verlauf der Experimente – Material W5Re

0,62 kW auf 0,8 kW bei Stunde 10. Danach ist ein drastischer Abfall der Triebwerksleistung auf 0,68 kW zu verzeichnen. Dies ist bedingt durch den Betrieb des Triebwerks im so genannten 'Niedrig-Spannungs' Modus. Dieser ist durch eine Lichtbogen-Spannung kleiner als 50 V gekennzeichnet, die gleichbedeutend mit einem Ansetzen des Lichtbogens im Bereich des konvergenten Düsentails ist. Folge dieses Betriebszustandes ist der Eintrag einer sehr hohen Wärmelast auf die Düse und damit die Gefahr des Schmelzens des Materials.

Der Schub des Triebwerks liegt bei Betrieb mit dieser Düse zwischen 94 mN und 115 mN und liegt im Mittel unter den Schubwerten des Triebwerks mit dem Düsenma-

terial WT20. Er steigt mit zunehmender Betriebsdauer und zunehmender elektrischer Leistung. Der Wirkungsgrad liegt zwischen 25 % und 31 %. Die Betriebsparameter des Triebwerks über die ersten zehn Stunden gemittelt sind ein Schub von 106 mN und ein spezifischer Impuls von 420 s bei einer Triebwerksleistung von 760 W, einem Schubwirkungsgrad von 29 % und einem Massenfluss von 26 mg/s.

In Abbildung 3.14 *rechts* ist die Veränderung des Düsenhalsdurchmessers anhand des Verhältnisses aus Zuleitungsdruck und der Wurzel des Massenfluss nachzuvollziehen. Die Ergebnisse der Vermessung des Düsenhalsdurchmessers sind in Tabelle 3.7 zusammengefasst. Während das Verhältnis aus Zuleitungsdruck und Wurzel des Massenflusses während der ersten Betriebsstunde ansteigt, was einem kleiner werdenden Durchmesser entspricht, findet dann zwischen der fünften und sechsten Betriebsstunde eine spontane Vergrößerung des Düsenhalsdurchmessers statt. Dies ist auch anhand der Vermessung der Düse nachzuvollziehen. Nach einer Stunde Versuch ist der Durchmesser von 0,597 mm gemessen worden, was durch das Aufschmelzen des Düsenmaterials und anschließendes Hineinfließen in den Düsenhalsbereich bedingt ist. Nach fünf Stunden Betrieb wird der Düsenhalsdurchmesser zwischen 0,661 mm und 0,775 mm, je nach Messebene im Düsenhals, bestimmt.

| Stunde / (h) | $d$ / (mm)    |
|--------------|---------------|
| 0            | 0,605         |
| 1            | 0,597         |
| 5            | 0,661 – 0,775 |
| 10           | 0,65 – 0,76   |
| 11           | 0,71          |

Tabelle 3.7: Gemessener Düsenhalsdurchmesser für W5Re

Betrachtet man den Düsenhals von der Brennkammer aus, wie in Abbildung 3.15 *links* dargestellt, ist zu erkennen, dass der Düsenhals seine ursprüngliche Kreisform verloren hat. Hier fehlt also Material, welches durch den Düsenhals durchgeflossen ist und sich im Bereich des divergenten Düsenteils wieder verfestigt hat. Man erkennt bei der Inspektion der Düse auch, dass die Verformung des Düsenhalses nicht über die gesamte Länge gleichförmig ist, sondern sich mit der Länge des Düsenhalses verändert. Dies geben die Werten des Düsenhalsdurchmessers wieder, der für die Vermessung nach Betriebsstunde fünf und zehn nur als Bereich angegeben werden kann. In Abbildung 3.15 *rechts* ist nach elf Stunden Triebwerksbetrieb die Ebene des Düsenhalses vom Austrittsquerschnitt der Düse aus gezeigt. Man erkennt deutlich, dass ein Teil des Düsenmaterials sich kugelförmig erstarrt im Bereich des Expansionsabschnitts angesammelt hat. Dies ist auf die hohen Temperaturen im Düsenhals während der Experimente zurückzuführen. Das Material beginnt zu fließen, wird durch den Treibstofffluss aus dem Düsenhalsbereich herausgetrieben und verfestigt sich im kälteren

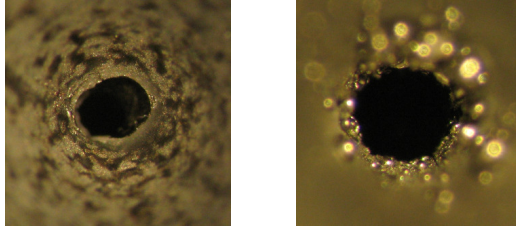


Abbildung 3.15: Düsenhals nach 11 Stunden Betrieb

Expansionsbereich wieder. Dieses Verhalten wird auch von Untersuchungen anderer Triebwerke berichtet [Curran und Haag, 1987, 1988; Curran et. al., 1989; Morren, 1991].

### Wolfram-Lanthanoxid Legierung

Die Untersuchungen der Wolfram-Lanthanoxid Legierung, für welche die Veränderung des Düsenhalses mit der Betriebsdauer in Abbildung 3.16 dargestellt ist, zeigt ebenfalls nach zehn Stunden Betrieb eine drastische Veränderung des Düsenhalses. Während der Versuchsreihe zeigt die elektrische Leistung starke Schwankungen, wie in Abbildung 3.17 zu erkennen.

Der Düsenhalsdurchmesser verengt sich in den ersten Stunden kontinuierlich, wie aus

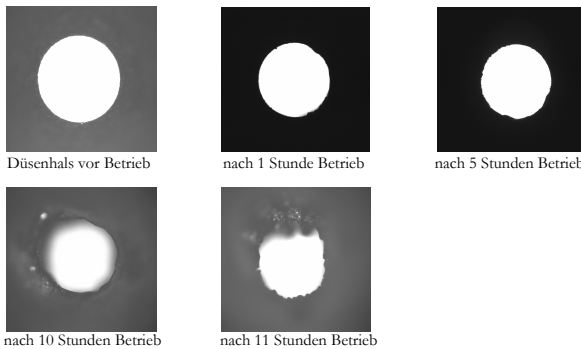


Abbildung 3.16: Veränderung des Düsenhalses über eine Betriebsdauer von 11 Stunden – Material WL10

Abbildung 3.17 *rechts* anhand des Anstiegs des Verhältnisses aus Zuleitungsdruck zu



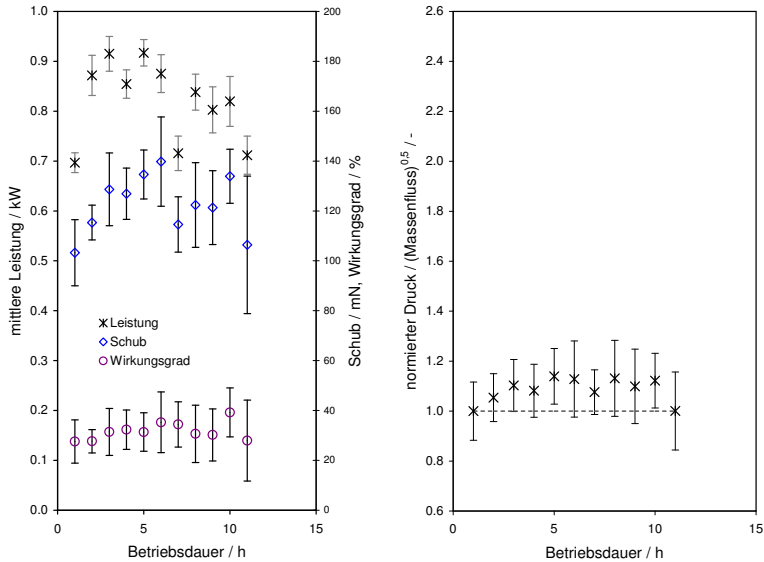


Abbildung 3.17: Veränderung der Betriebsparameter und des Düsenhalsdurchmessers im Verlauf der Experimente – Material WL10

der Wurzel des Massenflusses hervorgeht. Dies kann mit der Vermessung des Düsenhalses bestätigt werden, deren Ergebnisse in Tabelle 3.8 aufgelistet sind. Hier zeigt sich, dass sich der Düsenhalsdurchmesser von einem Anfangswert von 0,61 mm auf 0,60 mm nach einer Stunde, auf 0,59 mm nach fünf Stunden und auf 0,54 mm nach zehn Stunden verringert hat.

Der Verlauf der Leistung während der Versuchsreihe zeigt tendenziell den gleichen Verlauf wie bei den beiden anderen Düsenmaterialien, einen Anstieg der Leistung während der ersten Stunden. Allerdings sind die Schwankungen mit bis zu 17 % des vorherigen Wertes zwischen den einzelnen Experimenten relativ groß. Auffällig ist, dass das Triebwerk mit dieser Düse bei gleichen Betriebsbedingungen wie bei den anderen Experimenten eine deutlich höhere Lichtbogenspannung und damit auch elektrische Leistung hat, wenn es nicht im 'Niedrig-Spannungs'-Modus ist. Dies ist aus den Ergebnissen der Betriebsstunde 2 bis 6 zu erkennen. Die Leistung liegt mit 0,85 kW bis 0,92 kW deutlich höher als bei den entsprechenden Experimenten der WT20-Düse (0,75 bis 0,8 kW) und der W5Re-Düse (0,69 bis 0,79 kW). Dementspre-

chend hoch fällt auch der Schub während dieser Experimente aus, er liegt zwischen 100 mN und 140 mN. Auffällig sind beim Schub die extrem großen Fehlerbalken. Dies ist auf die sehr starken Spannungsschwankungen und damit auch Schubschwankungen während des Betriebs zurückzuführen. Der Wirkungsgrad für diese Experimente erreicht Werte zwischen 27 % und 39 %.

Während der elften Stunde Betrieb trat wiederholt starker Funkenflug auf, da das Triebwerk sich im 'Niedrig-Spannungs' Modus befand, so dass der Wärmeeintrag auf das Material zu groß wurde. Nach der elften Stunde musste auch diese Versuchsreihe abgebrochen werden, da das Triebwerk wie bei den Experimenten mit der W5Re-Düse nicht mehr in dem vorgesehenen Betriebszustand zu betreiben war.

Die über die ersten zehn Betriebsstunden gemittelten Parameter des Triebwerks sind

| Stunde / (h) | $d$ / (mm)    |
|--------------|---------------|
| 0            | 0,612         |
| 1            | 0,604         |
| 5            | 0,594         |
| 10           | 0,544 – 0,624 |
| 11           | 0,640         |

Tabelle 3.8: Gemessener Düsenhalsdurchmesser für WL10

ein Schub von 124 mN und ein spezifischer Impuls von 435 s bei einer Triebwerksleistung von 830 W, einem Schubwirkungsgrad von 32 % und einem Massenfluss von 29 mg/s

In diesen Testsequenzen hat sich insbesondere das Zündverhalten des Triebwerks als kritisch für das Material herausgestellt. Mit Ausnahme eines Tests, bei dem auch während des nominellen Betriebs ein kurzer Funkenflug beobachtet wurde, wurden ausschließlich während der Zündphase Funken, die aus dem Triebwerk austreten, beobachtet. Bei diesen Funken handelt es sich mit hoher Wahrscheinlichkeit um Düsenmaterial. Trotz dieser Tatsache konnte reproduzierbar und mit einer hohen Verlässlichkeit gezündet werden. Das unerwünschte Auftreten der Funken ist ein lebensdauerbegrenzender Faktor, da er zu erheblicher Anodenerosion führt. Zusätzlich zu Funken in der Betriebsphase unmittelbar nach der Zündung trat auch ein Flackern des Lichtbogens auf – sowohl eine Variation der Plasmastrahlausrichtung in Bezug auf die Symmetrieachse des Triebwerks als auch kurzfristige Rückzüge des Lichtbogens in das Düseninnere, zu erkennen an der variierenden Helligkeit des Plasmas. Dieses Phänomen des Zurückziehens des Lichtbogens in das Düseninnere kann zu erheblicher Erosion der Anode und insbesondere des engsten Querschnitts führen. Zusätzlich kann dieser Effekt bewirken, dass die Schubkraft nicht vertikal ausgerichtet ist und der Satellit destabilisiert wird. Somit kann auf dem Satelliten die Notwendigkeit entstehen, während dieser bis zu fünf Minuten dauernden Zündphase den Satelliten permanent nachzuregeln. Dies bedingt hohe Anforderungen an die Lagere-

gelung des Satelliten. Daher wird versucht, vor allem durch konstruktive Veränderung des Einspritzkopfes eine Verbesserung der Zündeigenschaften zu erreichen.

### 3.1.5 Untersuchung des Zündverhaltens

Während der Experimente zur Untersuchung des Betriebsverhaltens des Triebwerks über eine Gesamtdauer von 30 Stunden sind insbesondere Instabilitäten des Lichtbogens während der ersten Minuten nach der Triebwerkszündung aufgetreten. Diese äußern sich zum einen durch einen um die Symmetrieachse des Triebwerks fluktuierenden Lichtbogen und das Flackern des Lichtbogens, welches durch die Veränderung der Lichtbogenlänge und einen damit verbundenen Rückgang der Lichtbogenspannung gekennzeichnet ist. Daher ist eine Versuchsreihe zur Untersuchung und Verbesserung der Zündphase durchgeführt worden.

Untersucht wird bei diesen Experimenten der Einfluss unterschiedlicher Treibstoffeinspritzung in die Brennkammer. Die bisherige Einspritzung erfolgt aus einer Vorkammer über einen Ringspalt in die Brennkammer der Düse, dieser Injektor wird im Folgenden Ringspalt-Injektor genannt.

Bei den beiden neuen Konstruktionen erfolgt die Einspritzung direkt in die Brennkammer, einmal durch geradlinige Bohrungen und einmal durch Bohrungen, die im 45°-Winkel verlaufen und so den Treibstoff mit einem Drall versetzt in die Brennkammer führen. Auf diese Weise soll der Kaltgasmantel um den Lichtbogen und somit auch der Lichtbogen stabilisiert werden [Babu et. al., 1993; Jahn, 2006]. Die beiden neuen Injektoren sind in Abbildung 3.18 dargestellt. Sie werden im Folgenden mit Drall-Injektor und Geradliniger-Injektor bezeichnet.

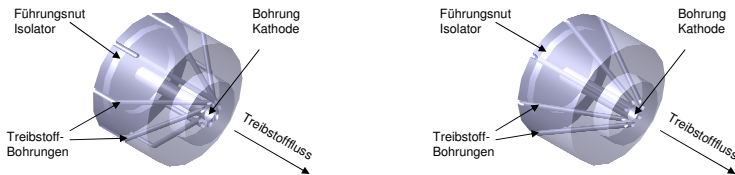


Abbildung 3.18: Injektoren zur Treibstoffeinspritzung, *links*: Drall-Injektor, *rechts*: Geradliniger-Injektor

### Durchführung der Experimente

Zur Untersuchung der drei unterschiedlichen Injektoren wird das Triebwerk jeweils gezündet und für zehn Minuten betrieben. Dann folgt eine zehnmünütige Unterbrechung, damit das Triebwerk abkühlen kann. Ein Testzyklus besteht aus fünf Wiederholungen. Für alle Experimente wird eine Düse aus Wolfram-Lanthanoxid mit einem

Düsenhalsdurchmesser von 0,6 mm und einer Düsenhalslänge von 0,7 mm verwendet. Der halbe Öffnungswinkel des divergenten Düsentails beträgt  $20^\circ$ . Dies entspricht der Düse 1 aus Abbildung 3.2 Die Zündung des Triebwerks erfolgt jeweils mit einem Massenfluss von 28 mg/s. Nach erfolgter Zündung wird der Massenfluss für 200 s auf 35 mg/s erhöht. Anschließend wird der nominelle Massenfluss von 25 mg/s eingestellt. Dies ist die nominelle Zündprozedur, die sich als praktikabel erwiesen hat.

### Resultate

Vergleicht man die Experimente der drei Injektorausführungen fällt auf, dass der Zuleitungsdruck bei dem Ringspalt-Injektor um etwa 0,4 bar größer ist als bei dem Drall-Injektor. Dies ist auf die Art der Einspritzung zurückzuführen, die bei dem ursprünglichen Injektor durch einen Ringspalt erfolgt. Dieser stellt einen größeren strömungsmechanischen Widerstand dar und sorgt somit für einen höheren Brennkammerdruck. Der gemessene Schub fällt bei Betrieb des Triebwerks mit dem Drall-Injektor leicht höher aus als bei dem Ringspalt-Injektor. Dies ist in Abbildung 3.19 dargestellt. Auffällig sind hier die großen Fehlerbalken, welche durch die starken

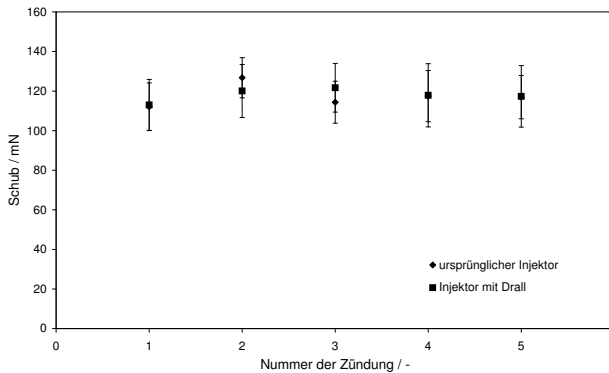


Abbildung 3.19: Vergleich der gemessenen Schubwerte für den Ringspalt-Injektor und den Drall-Injektor

Schub- und Spannungsschwankungen während der ersten Minuten des Triebwerksbetriebs hervorgerufen werden. Eine Veränderung der Lichtbogenspannung bewirkt durch die verringerte Spannung eine verringerte Triebwerksleistung bei konstantem Eingangsstrom. Dadurch wird der Treibstoff weniger aufgeheizt und die mittlere Austrittsgeschwindigkeit des Plasmas sinkt. Dies bewirkt einen Rückgang des Schubs. In den Abbildungen 3.20 und 3.21 sind für den Ringspalt-Injektor beziehungsweise den Drall-Injektor der zeitliche Verlauf des Schubs und der Spannung exemplarisch

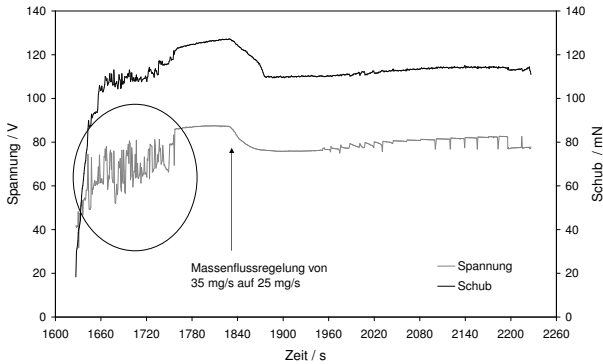


Abbildung 3.20: Exemplarischer Schub- und Spannungsverlauf für Ringspalt-Injektor

für die Dauer einer Zündung aufgetragen. Die Zeitskala beginnt nicht bei Null, da vor der Triebwerkszündung die Schubkalibrierung durchgeführt wird. Die Schwankungen in der Lichtbogenspannung und damit auch dem Triebwerksschub zu Beginn des Triebwerksbetriebs sind deutlich zu erkennen. Auffällig ist auch, dass die Schwankungen nach etwa drei Minuten Betrieb sowohl bei dem Ringspalt-Injektor als auch bei dem Drall-Injektor zurückgehen. Im weiteren Verlauf ist dann zu erkennen, dass bei dem Drall-Injektor während des folgenden stationären Betriebs weniger Spannungsschwankungen auftreten als bei dem Ringspalt-Injektor.

Bei den Experimenten mit dem neuen Geradlinigen-Injektor traten während der gesamten Betriebsdauer sehr starke Schwankungen in der Lichtbogenspannung auf. Dies führt zu starken Fluktuationen des Lichtbogens und damit zu einem sehr instabilen Betriebszustand des Triebwerks. Dies ist in Abbildung 3.22 exemplarisch für eine zehnminütige Testsequenz dargestellt.

Teilt man die durchgeführten Experimente in eine Zündphase und den stationären Betrieb auf, so kann man erkennen, dass bei Verwendung des Drall-Injektors die Schwankungen in der Lichtbogenspannung und damit auch dem Schub des Triebwerks während der stationären Betriebsphase deutlich zurückgehen.

Durch den Injektor mit tangentialer Einspritzung des Treibstoff (Drall-Injektor) wird, wie in Tabelle 3.9 dargestellt, die Lichtbogenspannung bei gleichem Eingangsstrom höher als beim Ringspalt-Injektor. Dadurch verändert sich die Leistungscharakteristik des Triebwerks. Bei gleicher Eingangsleistung ist bei Verwendung des Drall-Injektors ein geringerer Strom erforderlich, was sich positiv auf die Lebensdauer der Kathode auswirkt. Gleichzeitig ist bei dem Drall-Injektor die Temperatur der Düsenoberfläche um etwa  $50^{\circ}\text{C}$  geringer. Daraus kann gefolgert werden, dass durch

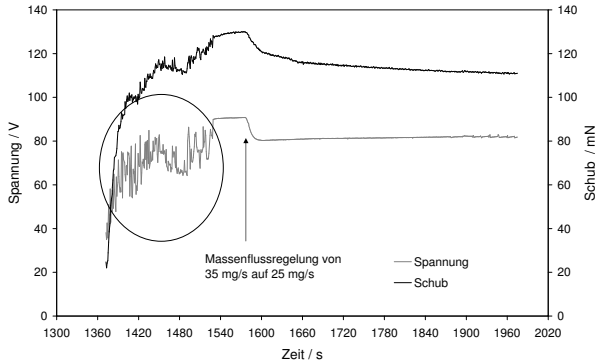


Abbildung 3.21: Exemplarischer Schub- und Spannungsverlauf für Injektor mit Drall

|                    | Strom (A) | Spannung (V) | Leistung (W) |
|--------------------|-----------|--------------|--------------|
| Ringspalt-Injektor | 9,5       | 79           | 750          |
|                    | 9,7       | 80           | 776          |
|                    | 9,9       | 79           | 782          |
| Drall-Injektor     | 9,5       | 82           | 780          |
|                    | 9,7       | 84           | 815          |
|                    | 9,8       | 85           | 833          |

Tabelle 3.9: Vergleich von Strom, Spannung und Leistung während des stationären Betriebs

die tangentielle Einspritzung ein besserer Kaltgasmantel um den Lichtbogen herum entsteht, der die Düse kühlt. Auf diese Weise bleibt mehr thermische Energie im Treibstoff, die anschließend durch die Expansion in kinetische Energie umgewandelt wird.

Die Intention, durch tangentielle Einspritzung die starken Fluktuationen *zu Beginn* des Triebwerkbetriebs zu verhindern, ist nicht erreicht worden. Allerdings ist aus den Schub- und Spannungsdiagrammen zu erkennen, dass durch die tangentielle Einspritzung das Triebwerk im *stationären Betrieb* deutlich weniger Fluktuationen aufweist. Auch eine Reduktion der Düsentemperatur, was vermutlich zu einer Verbesserung des Lebensdauerhaltens führt, ist erreicht worden.

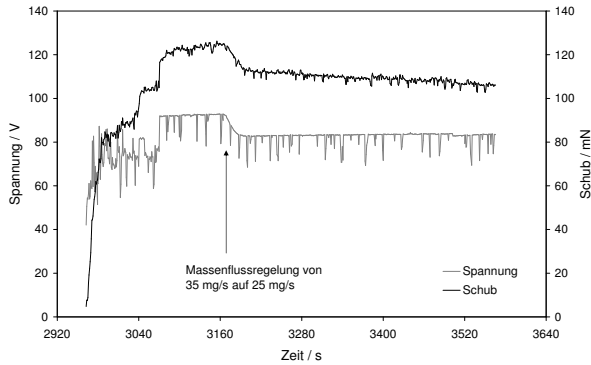


Abbildung 3.22: Exemplarischer Schub- und Spannungsverlauf für Geradlinigen-Injektor

## 3.2 Experimente zur Plasmacharakterisierung

Zur Charakterisierung des Triebwerksplasmas wird Emissionsspektroskopie als ein nicht-intrusives Messverfahren ausgewählt. Hierbei handelt es sich um ein optisches Messverfahren, mit dessen Hilfe die vom Plasma ausgesendete Strahlung untersucht wird. Anhand der detektierten Spektrallinien und deren Form können sowohl Rückschlüsse auf die im Plasma enthaltenen Spezies gezogen werden, als auch quantitative Informationen über den Zustand des Plasma, wie zum Beispiel die Elektronendichte, gewonnen werden.

Messungen an anderen Triebwerken [Tahara et. al., 1998; Zube und Messerschmid, 1994] sowie Voruntersuchungen an TALOS [Bock et. al., 2007] haben die prinzipielle Anwendbarkeit der Emissionsspektroskopie für dieses Triebwerk nachgewiesen. Dazu ist das Triebwerk zunächst mit Wasserstoff gezündet und davon ein Spektrum aufgenommen worden. Im Anschluss daran ist das Triebwerk mit Ammoniak betrieben und hier ebenfalls ein Spektrum aufgenommen worden. Damit konnte ein direkter Vergleich der beiden Spektren durchgeführt werden. Es konnte so einfach das Vorhandensein der für die Auswertung notwendigen BALMER-Linien bestätigt werden.

### 3.2.1 Experimenteller Aufbau

Der schematische Aufbau für die emissionsspektroskopischen Messungen ist in Abbildung 3.23 gezeigt. Ein Aufbau der Optik innerhalb des Vakuumtanks ist notwendig, damit der Plasmastrahl senkrecht zu seiner Symmetrieachse beobachtet werden kann. Nur so ist gewährleistet, dass keine Verbreiterungseffekte durch die Bewegung der Teilchen entlang der Symmetrieachse die detektierten Spektren beeinflussen.

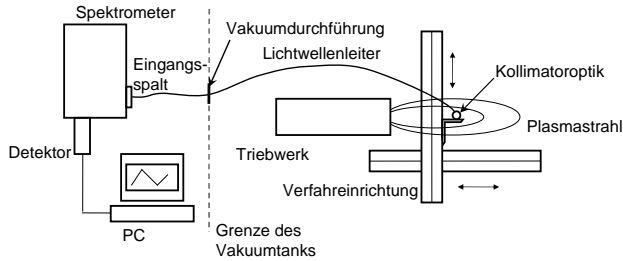


Abbildung 3.23: Schematischer Versuchsaufbau für die Emissionsspektroskopie

Der Aufbau innerhalb des Tanks ist in Abbildung 3.24 dargestellt. Das Triebwerk wird mit einem Massenstrom von 30 mg/s Ammoniak und einer Leistung von 0,82 kW betrieben. Die Messungen für die emissionsspektroskopischen Untersuchungen erfolgten jeweils im Zentrum des Plasmastrahls auf der Symmetrieachse des Triebwerks an zwei axialen Positionen, erstens direkt am Düsenaustrittsquerschnitt, und zweitens 2,5 mm vom Düsenaustrittsquerschnitt entfernt. Für diese Messungen wird eine Wolfram-Lanthanoxid Düse mit einem Düsenhalsdurchmesser von 0,6 mm und einer Düsenhalslänge von 0,7 mm verwendet. Der halbe Öffnungswinkel beträgt 20°. Für die Messungen wird ein Gitterspektrometer vom Typ SpectraPro 2750 von Acton

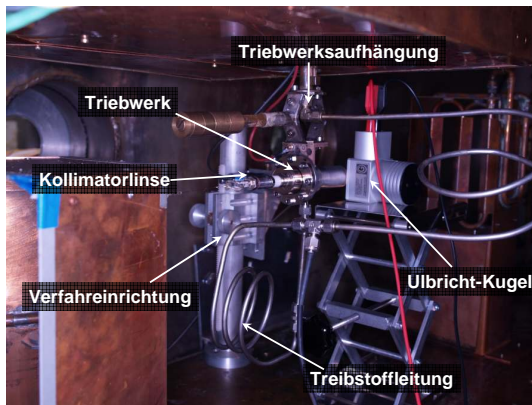


Abbildung 3.24: Versuchsaufbau für Emissionsspektroskopie



Research mit einer Brennweite von 750 mm und einem Gitter mit 1800 Linien/mm verwendet. Als Detektor wird eine Charge-Coupled-Device-Kamera (CCD-Kamera) vom Typ Andor Newton verwendet. Die CCD-Kamera verfügt über ein Array von  $1024 \times 256$  Pixeln der Größe  $26 \mu\text{m} \times 26 \mu\text{m}$ . Die theoretisch erreichbare Auflösung dieses Aufbaus liegt zwischen 7,8 pm und 12 pm. Für die Wellenlängenkalibrierung wird eine Quecksilberlampe verwendet. Diese wird innerhalb des Teststandes an der Stelle platziert, an der während der Experimente der Messpunkt ist. Bei der Kalibrierung wird eine lineare Interpolation für den bei der Kalibrierung betrachteten Bereich angewendet. Die so bestimmte tatsächlich Auflösung liegt zwischen 12,5 pm und 18 pm [Hohn, 2007]. Die Intensitätskalibrierung wird mit Hilfe einer Ulbricht-Kugel, die ebenfalls an dem Brennpunkt des optischen Systems im Teststand steht, durchgeführt. Die Intensitätskalibrierung wird vor jedem Experiment erneut durchgeführt, um Veränderungen in den Beleuchtungsverhältnissen der Umgebung, die sich im Hintergrundrauschen äußern, zu berücksichtigen. Bei der Intensitätskalibrierung ist die Belichtungszeit und Spaltbreite sowie sonstige Einstellungen am Spektrometer etwa bezüglich des Zusammenfassens einzelner Pixel wie bei den Experimenten eingestellt.

Diese sind:

- eine Spaltbreite von  $26 \mu\text{m}$ ,
- eine Temperatur des CCD-Kamera Chips von  $-75^\circ \text{C}$ ,
- ein Zusammenfassen von  $1 \times 16^2$  und
- eine Auslesegeschwindigkeit von 5,6 MHz.

Die Belichtungszeit variiert zwischen 5 s und 30 s und wird je nach betrachtetem Wellenlängenbereich entsprechend angepasst.

### 3.2.2 Resultate zur Plasmacharakterisierung

In Abbildung 3.25 ist das aufgezeichnete Spektrum im Wellenlängenbereich der  $\text{H}_\alpha$ -Linie bei Betrieb des Triebwerks mit Ammoniak gezeigt. Für diese Aufnahme ist kein zusätzlicher Filter verwendet worden. Man erkennt deutlich, dass die  $\text{H}_\alpha$ -Linie von zusätzlichen Linien überlagert wird. Diese werden als Banden zweiter Ordnung der  $\text{N}_2$ - und  $\text{NH}$ -Moleküle identifiziert. Um sicherzustellen, dass diese Linien nicht durch die Überlagerung die Verbreiterung der  $\text{H}_\alpha$ -Linie verändern, wird für die weiteren Messungen ein Kantenfilter in den Strahlengang eingebracht, der die Wellenlängen unterhalb 375 nm herausfiltert, da der Bandenkopf des  $\text{NH}$ -Moleküls bei 336 nm liegt. Abbildung 3.26 zeigt die Aufnahme des gleichen Wellenlängenbereichs unter Verwendung des Kantenfilters.

Ein Vergleich der beiden Spektren zeigt, dass die Intensität der  $\text{H}_\alpha$ -Linie durch den

---

<sup>2</sup>Vertical Binning von 16 der Kamerapixel

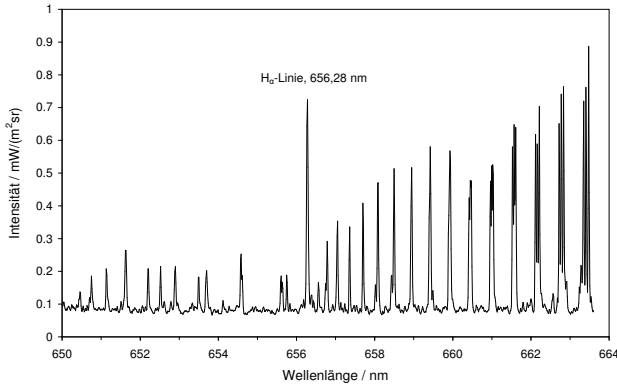


Abbildung 3.25: Aufgenommenes Spektrum im Wellenlängenbereich von  $H_\alpha$  ohne Filter

Kantenfilter leicht abgeschwächt wird. Der Bereich der  $H_\alpha$ -Linie ist dabei in der oberen rechten Ecke des Diagramms vergrößert dargestellt. Eine Untersuchung der Intensitäten der anderen Wasserstofflinien hat gezeigt, dass die Höhe der Abschwächung unabhängig von der Wellenlänge ist und somit das Intensitätsverhältnis von der  $H_\alpha$ -Linie und der  $H_\beta$ -Linie, welches für die Bestimmung der Wasserstoffanregungstemperatur verwendet wird, gleich bleibt.

Mit Gleichung (3.3) wird die Wasserstoffanregungstemperatur aus dem Intensitätsverhältnis der gemessenen  $H_\alpha$ - und  $H_\beta$ -Linien bestimmt, die unter der Bedingung des thermischen Gleichgewichts in guter Näherung der Elektronentemperatur des Plasmas gleichgesetzt werden kann [Glocker, 1993]. Da im vorliegenden Fall kein thermisches Gleichgewicht vorliegt, ist die Elektronentemperatur größer als die kinetische Temperatur der Schwerteilchen. Da die Elektronentemperatur nach Zube [1995] kleiner ist als die Wasserstoffanregungstemperatur wird diese als obere Abschätzung für die kinetische Temperatur zur Berechnung der DOPPLER-Verbreiterung eingesetzt.

$$T_{ex} = \frac{E_{k1} - E_{k2}}{k \ln \left( \frac{I_2 \lambda_2^3 g_1 f_1}{I_1 \lambda_1^3 g_2 f_2} \right)} \quad (3.3)$$

Das Intensitätsverhältnis  $I_2/I_1$  wird dabei aus den durchgeführten Messungen genommen, während die Anregungsenergien  $E_{k1}$  und  $E_{k2}$ , das statistische Gewicht  $g_1$  und  $g_2$  sowie die Oszillatorstärke  $f_1$  und  $f_2$  aus Tabellenwerken entnommen werden [NIST]. Die Indizes 1 und 2 bezeichnen dabei die  $H_\alpha$ - und  $H_\beta$ -Linie in dieser Reihenfolge.

Zur Berechnung der Elektronendichte wird aus einem Diagramm in Huddleston [1995] der Zusammenhang zwischen Elektronendichte und Wellenlängenverbreiterung

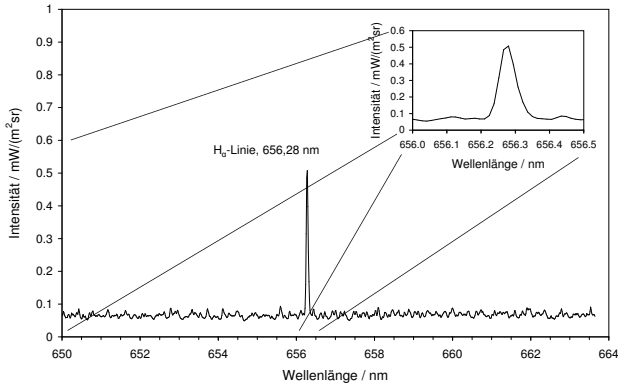


Abbildung 3.26: Aufgenommenes Spektrum im Wellenlängenbereich von  $H_\alpha$  mit Filter

abgeleitet. Das Diagramm ist die Auswertung von Gleichung (2.14), die in Kapitel 2 zur Berechnung der Elektronendichte angegeben ist. Es ergibt sich folgende Gleichung zur direkten Berechnung der Elektronendichte aus der STARK-Verbreiterung der  $H_\beta$ -Spektrallinie.

$$n_e = 10^{14,57} \Delta\lambda^{1,431} \quad (3.4)$$

Dabei ist die Wellenlänge  $\Delta\lambda$  in  $\text{\AA}$  einzusetzen und die Elektronendichte  $n_e$  ergibt sich in  $\text{cm}^{-3}$ .

Die Resultate dieser Untersuchungen sind in Tabelle 3.10 aufgelistet. Die Elektronendichte liegt zwischen  $2,1 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$  und  $4,8 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$  in der Düsenaustrittsebene und zwischen  $6,2 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$  und  $3,6 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$  2,5 mm in axialer Richtung von der Düsenaustrittsebene entfernt. Die Wasserstoffanregungstemperatur liegt bei 4941 K in der Düsenaustrittsebene und 4926 K 2,5 mm davon entfernt.

Da zur Berechnung dieser Elektronendichten die Wasserstoffanregungstemperatur bei der Berechnung des DOPPLER-Anteils als Näherung für die unbekannte kinetische Temperatur der Schwerteilchen verwendet wird, ist die bestimmte DOPPLER-Verbreiterung zu groß. Dies bedingt Elektronendichten, die niedriger sind als die tatsächlich im Plasma vorherrschende Elektronendichte. Um eine Abschätzung der Elektronendichte nach oben hin durchzuführen, werden die Elektronendichten auch für den Fall berechnet, dass ausschließlich die Apparateverbreiterung und die STARK-Verbreiterung, nicht aber die DOPPLER-Verbreiterung, berücksichtigt werden. Die Ergebnisse dieser Berechnungen sind in Tabelle 3.11 dargestellt.

Zwar ist es möglich, mit der Wasserstoffanregungstemperatur die Elektronentemperatur anhand tabellierter Daten zu bestimmen, allerdings liegen für die bestimmten Elektronendichten in der Größenordnung  $1 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$  bis  $1 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$  und die berechneten Wasserstoffanregungstemperaturen keine tabellierten Daten vor. [Park,

| Wasserstoffanregungstemperatur<br>(K)           | Elektronendichte<br>( $\text{m}^{-3}$ ) |
|---|---|
| Apparateverbreiterung als GAUSS-Verbreiterung   |   |
| 4941  | $4,8 \times 10^{19}$                    |
| 4926  | $3,6 \times 10^{19}$                    |
| Apparateverbreiterung als LORENTZ-Verbreiterung |   |
| 4941  | $2,1 \times 10^{19}$                    |
| 4926  | $6,2 \times 10^{18}$                    |

Tabelle 3.10: Elektronendichte unter Berücksichtigung von STARK-, DOPPLER- und Apparateverbreiterung

1972]

| Wasserstoffanregungstemperatur<br>(K)           | Elektronendichte<br>( $\text{m}^{-3}$ ) |
|---|---|
| Apparateverbreiterung als GAUSS-Verbreiterung   |   |
| 4941  | $1,2 \times 10^{20}$                    |
| 4926  | $9,6 \times 10^{19}$                    |
| Apparateverbreiterung als LORENTZ-Verbreiterung |   |
| 4941  | $8,4 \times 10^{19}$                    |
| 4926  | $5,4 \times 10^{19}$                    |

Tabelle 3.11: Elektronendichte unter Berücksichtigung von STARK- und Apparateverbreiterung

Die berechnete Elektronendichte liegt bei dieser zweiten Abschätzung zwischen  $8,4 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$  und  $1,2 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$  in der Düsenaustrittsebene und zwischen  $5,4 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$  und  $9,6 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$  2,5 mm in axialer Richtung von der Düsenaustrittsebene entfernt.

Das Diagramm in Abbildung 3.27 zeigt den axialen Verlauf der oberen und unteren Grenzen der berechneten Elektronendichte. Es ist zu erkennen, dass die Elektronendichte mit zunehmendem axialen Abstand von der Düsenaustrittsebene abnimmt. Dies deutet darauf hin, dass mit zunehmendem Abstand vom Düsenaustritt die Rekombination im Plasma zunimmt. Des Weiteren liegen die berechneten Werte für die Elektronendichte unter Berücksichtigung ausschließlich der STARK- und Apparateverbreiterung wie erwartet über der Elektronendichte, bei deren Berechnung auch die DOPPLER-Verbreiterung berücksichtigt wird. Wird die Apparateverbreite-

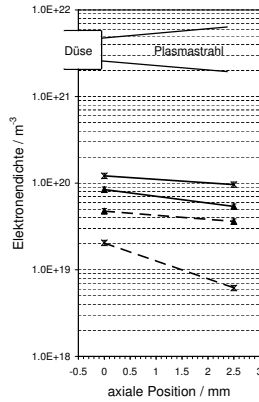


Abbildung 3.27: Elektronendichte über axialer Position

rung als GAUSS-Profil bei der Berechnung einbezogen, ergeben sich jeweils höhere Elektronendichten als für den Fall, dass die Apparateverbreiterung als LORENTZ-Profil angenommen wird. Diese Ergebnisse zu dem TALOS Triebwerk liegen in guter Übereinstimmung mit Literaturdaten für Triebwerke vergleichbarer Betriebsparameter wie Leistung und Massenfluss und Ammoniak als Treibstoff. Bei einem Triebwerk mit einer elektrischen Leistung von 1 kW und einem Massenfluss von 52 mg/s ist die Elektronendichte im Plasmastrahl 32 cm von der Düsenaustrittsebene entfernt zu  $5 \times 10^{15} \text{ m}^{-3}$  bestimmt worden [Carney und Sankovic, 1989]. Bei dem ATOS Triebwerk mit 750 W Leistung und einem Massenfluss von 22,5 mg/s im Plasmastrahl nahe der Düsenaustrittsebene zu  $1 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$  [Zube und Messerschmid, 1994].

### 3.2.3 Zusammensetzung des Plasmas

Für ein besseres Verständnis der Dissoziations- und Ionisationsvorgänge und die daraus resultierende Zusammensetzung des Ammoniakplasmas werden anhand der aufgenommenen Spektren im Plasma vorkommende Spezies bestimmt. In Abbildung 3.28 *links* ist das Spektrum für einen Wellenlängenbereich von 330 nm bis 344 nm gezeigt. Der optische Brennpunkt für dieses Spektrum liegt in der Düsenaustrittsebene. Es ist das auf Grund der zusätzlichen Freiheitsgrade der Rotation und Schwingung bei Molekülen charakteristische Muster für Molekülbanden zu erkennen, welches aus vielen einzelnen nahe beieinander liegenden Linien besteht. Bei einer Wellenlänge von 336 nm ist ein klarer Peak der Intensität zu sehen, der so genannte Bandenkopf. Dieser kann eindeutig dem NH-Molekül zugeordnet werden. Der zweite, bei Weitem nicht so intensive Peak, bei 337,13 nm kann dem Stickstoffmolekül  $\text{N}_2$  zugeordnet werden. Atomarer Stickstoff N oder ionisierter Stickstoff  $\text{N}^+$  kann in diesem Bereich

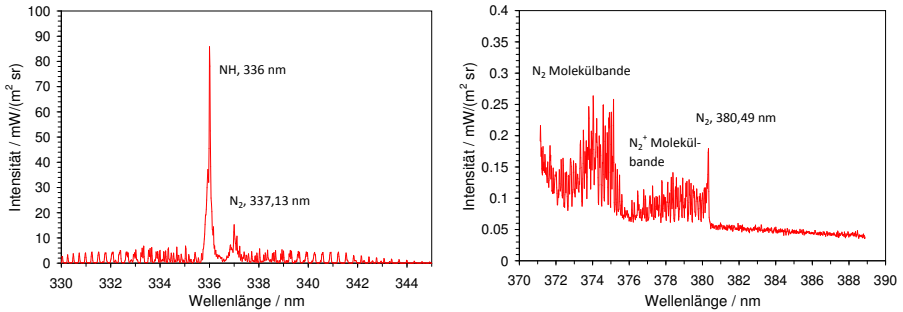


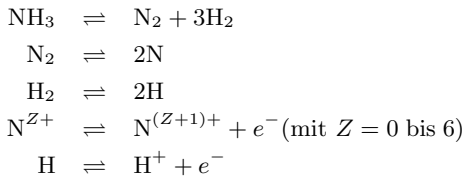
Abbildung 3.28: Aufgenommenes Spektrum des Plasmastrahl im Wellenlängenbereich 330 nm bis 344 nm und 362 nm bis 390 nm

jedoch nicht eindeutig erkannt werden.

In Abbildung 3.28 *rechts* ist das Spektrum am Düsenaustritt für den Wellenlängenbereich zwischen 362 nm und 390 nm gezeigt. Hier sind relativ ausgeprägte N<sub>2</sub>- und N<sub>2</sub><sup>+</sup>-Banden sichtbar. Der Peak bei 380,5 nm ist dabei mit großer Wahrscheinlichkeit N<sub>2</sub> zuzuordnen. Oberhalb dieser Wellenlänge werden keine weiteren Linien mehr detektiert.

Im Gegensatz dazu sind in den Arbeiten von Zube [1990] und Manzella et. al. [1990] im Wellenlängenbereich von 382 nm bis 393 nm weitere sehr stark ausgeprägte Molekülbander aufgezeichnet worden. Allerdings wurden die dort untersuchten Triebwerke mit simuliertem Hydrazin statt Ammoniak betrieben. In dem Wellenlängenbereich von 360 nm bis 380,5 nm ist das in dieser Arbeit gemessene Spektrum dem der oben erwähnten anderen Arbeiten ähnlich, allerdings ist es weniger intensiv.

Der im Ammoniakplasma stattfindende Reaktionsmechanismus wird anhand des folgenden Schemas in der Literatur bei Allison und Mikellides [2006] beschrieben, wobei die Annahme getroffen wird, dass der NH-Anteil im Plasma zu vernachlässigen ist.



### 3.3 Thermalmodellierung des Triebwerks

Für die Thermalmodellierung wird das kommerzielles Finite-Elemente Programm ANSYS®10.0 verwendet. Die Vorgehensweise bei der Thermalmodellierung ist in Ab-

bildung 3.29 dargestellt.

Für die Thermalmodellierung wird die Struktur des Triebwerks in finiten Elementen

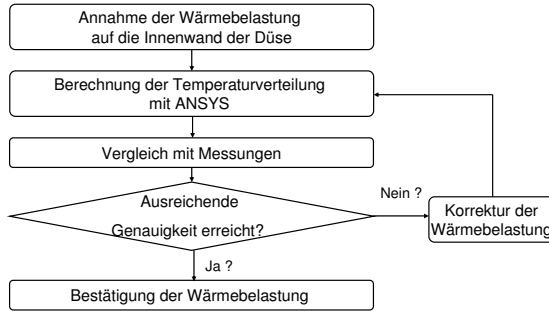


Abbildung 3.29: Methodik der Thermalanalyse

dargestellt. Die Wärmeleistung durch den Lichtbogen und das heiße Plasma wird in Form einer ortsabhängigen Wärmestromdichte auf die Anode aufgebracht. Die Kathode wird mit einer konstanten Temperatur an der Spitze beaufschlagt.

Das Triebwerk wird für die Thermalmodellierung durch Vernachlässigung der Treibstoffzuführung zu einer axial symmetrischen Struktur vereinfacht. Auch die Anbindung an die Schubmesswaage während der Experimente wird vernachlässigt. Für die Thermalanalyse wird der stationäre Triebwerksbetrieb betrachtet. Als Randbedingungen werden neben der Wärmestromdichte auf die Innenkontur der Düse auch eine konstante Temperatur an der Kathodenspitze von 3000 K aufgebracht. Die Abstrahlung erfolgt über die gesamte Triebwerksoberfläche in die Teststandumgebung, für die eine einheitliche Temperatur von 20°C vorgegeben wird.

Da die Wärmestromdichte auf die Innenseite der Düse eine Randbedingung der Thermalmodellierung ist, allerdings analytisch für den vorliegenden Fall nicht bestimmt werden kann, wird für diese Randbedingung eine Annahme getroffen. Mit dieser Annahme wird die Thermalanalyse durchgeführt und anhand der Temperaturverteilung auf der Düsenoberfläche mit Messungen während der Experimente verglichen. Dieser Prozess wird iteriert. Ist eine ausreichende Übereinstimmung zwischen der Rechnung und der Messung vorhanden ( $\pm 10\%$ ), wird die aufgebrachte Wärmebelastung als korrekt angesehen.

### 3.3.1 Durchführung der Experimente

Die Messungen der Temperaturverteilung erfolgen unter Verwendung einer CID-Kamera. Der Aufbau ist in Abbildung 3.30 dargestellt.

Der optische Zugang der CID-Kamera erfolgt durch ein Fenster in der Wand der

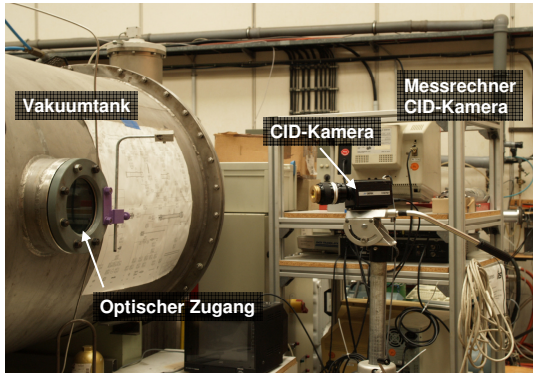


Abbildung 3.30: CID-Kamera Messaufbau

Vakuummkammer. Die CID-Kamera bestimmt die Intensität der Strahlung entlang zweier senkrecht zueinander stehender geometrischer Linien, die frei gewählt werden können. Auf diese Weise kann der Intensitätsverlauf entlang dieser Linien bestimmt werden. Die Kalibrierung der CID-Kamera erfolgte am schwarzen Strahler des IRS, so dass den gemessenen Intensitäten Temperaturen zugeordnet werden können. Die Genauigkeit der durchgeführten Messungen kann mit  $\pm 20\%$  angenommen werden [Herdrich et. al., 1997]. Für alle durchgeführten Messungen ist an der CID-Kamera eine Blende von 5,6 eingestellt worden. Die Messungen werden ausschließlich während des stationären Betriebs des Triebwerks durchgeführt, damit ein Vergleich mit stationären Berechnungen möglich ist.

Die untersuchten Betriebszustände sind in Tabelle 3.12 aufgelistet. In Abbildung 3.31

| Massenfluss<br>(mg/s) | Leistung<br>(W) | Schub<br>(mN) | Schubwirkungsgrad<br>(%) |
|-----------------------|-----------------|---------------|--------------------------|
| 25                    | 750             | 112           | 34                       |
| 25                    | 800             | 113           | 32                       |

Tabelle 3.12: Betriebszustände für Thermalmodellierung

ist der stationäre gemessene Temperaturverlauf über die Düsenkontur für die beiden untersuchten Versuchsbedingungen gezeigt. Die Düsenkontur ist schematisch eingezeichnet. Man erkennt, dass die Temperatur an der Düsenoberfläche bei gleichem Massenfluss mit zunehmender Triebwerksleistung, also auch zunehmender spezifischer Energie, steigt. Der Temperaturverlauf entlang der Düse von der Verbindung



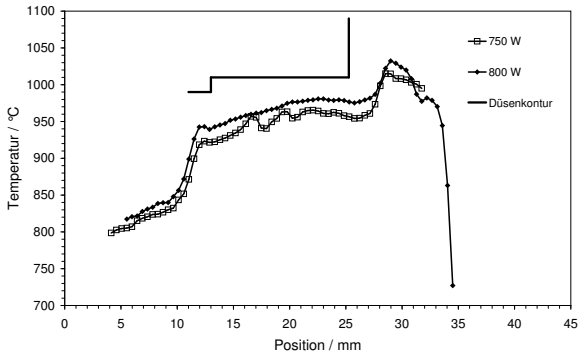


Abbildung 3.31: Gemessener Temperaturverlauf an der Düsenoberfläche

mit dem Gehäuse bis hin zum Austrittsquerschnitt ist ebenfalls steigend. Die maximale Temperatur an der Düsenoberfläche liegt bei 970 °C bei einer Triebwerksleistung von 750 W und 990 °C bei einer Triebwerksleistung von 800 W jeweils am Austrittsquerschnitt der Düse.

### 3.3.2 Resultate der Thermalmodellierung

In Abbildung 3.32 ist der auf die Innenseite der Düse aufgebrachte Wärmestromdichte für die Betriebsbedingung mit 800 W Leistung und einem Massenfluss von 25 mg/s zusammen mit dem Ergebnis der Temperaturberechnung innerhalb der Düse über einen Querschnitt durch die Symmetrieachse dargestellt. Die Wärmestromdichte ist das Ergebnis der in Abbildung 3.29 beschriebenen Vorgehensweise. Die Anfangsbedingung für die Wärmestromdichte ist aus Literatur zur Thermaluntersuchung verschiedener thermischer Lichtbogentriebwerke erstellt worden [Glocker und Auweter-Kurtz, 1992; Tiliakos et al., 1998; Wallner und Czika Jr., 1965]. Die negative Wärmestromdichte im konvergenten Düsenabschnitt ist dadurch begründet, dass hier der Treibstoff im Allgemeinen kälter als die Düse ist, folglich im stationären Betrieb ein Wärmeübergang von der Düse auf den Treibstoff stattfindet. Die Wärmelast steigt im Bereich des Düsenhalses stark an, ist am Ansatzpunkt des Lichtbogens an der Düse maximal und nimmt zum Düsenaustritt hin wieder ab.

Das Ergebnis der Berechnung zeigt, dass innerhalb der Düse im divergenten Düsenteil unmittelbar hinter dem engsten Querschnitt der Düse die höchste Temperatur mit 1050 °C existiert. Dies ist der Bereich des Lichtbogenansatzes. Die Temperatur in der Düse nimmt vom Übergang des Triebwerksgehäuses hin zum Austrittsquerschnitt zu und liegt am Übergang zum Gehäuse bei 920 °C.

Mit diesen Ergebnissen wird eine Abschätzung der von der Oberfläche der Düse

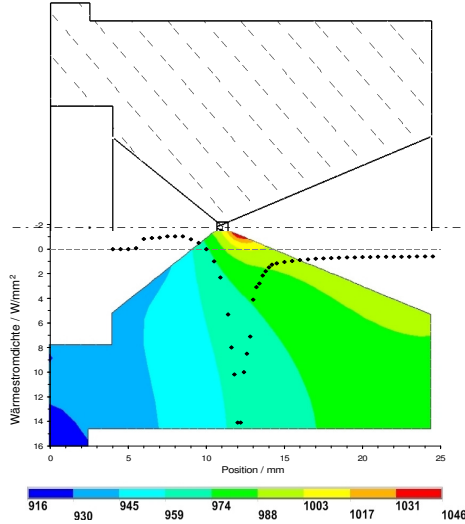


Abbildung 3.32: Temperaturverlauf in der Düse bei einer Triebwerksleistung von 800 W

abgestrahlten Leistung für den stationären Betrieb des Triebwerks bei einer Triebwerksleistung von 800 W anhand Gleichung (2.25) durchgeführt. Der Gesamtemissionsgrad wird dabei gemäß den Werten für die Wolfram-Legierungen in Anhang B für eine Temperatur von  $970^\circ\text{C}$  angenommen. Die abgestrahlte Leistung  $P_{th}$  wird zu 45 W abgeschätzt. Mit der Definition des thermischen Wirkungsgrads des Triebwerks:

$$\eta_{th} = \frac{P - P_{th}}{P} \quad (3.5)$$

wird dieser zu 94 % berechnet.

### 3.3.3 Vergleich zwischen Thermalmodellierung und Messung

Ein Vergleich des experimentell ermittelten Temperaturverlaufs auf der Düsenoberfläche mit dem berechneten Temperaturverlauf ist in Abbildung 3.33 gezeigt. Es ist eine sehr gute Übereinstimmung zwischen dem berechneten und dem gemessenen Temperaturverlauf zu erkennen. Die maximale Abweichung zwischen der gemessenen und der berechneten Temperatur beträgt 3 %. Am Übergang von der Düse zum Gehäuse sind höhere Abweichungen zu erkennen. Diese sind durch die Kontaktmodellierung zwischen der Düse und dem Gehäuse in dem Finite-Elemente Programm begründet.

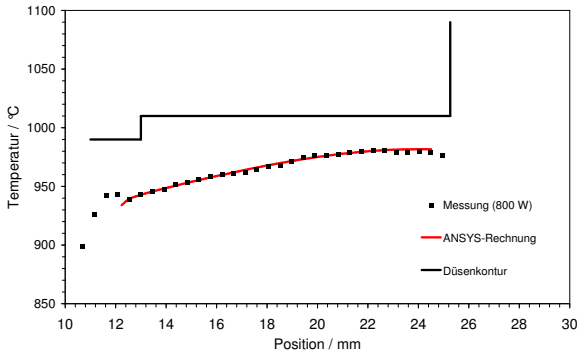


Abbildung 3.33: Vergleich des gemessenen und berechneten Temperaturverlaufs der Düsenoberfläche

## 3.4 Treibstofffördersystem

Für die Treibstoffförderung an Bord des Satelliten wird ein einfaches und fehlertolerantes System gefordert. Die Randbedingungen bezüglich Druckniveau, Massenfluss und Zustand des Betriebsgases ergeben sich aus den Untersuchungen des Triebwerks und dessen nominellen Parametern aus der Missionsanalyse. Die Verwendung eines thermischen Durchflussreglers zur Regelung des Massenflusses hat sich in einem früheren Projekt als ungeeignet erwiesen [Riehle et. al., 1997]. Daher ist in dieser Arbeit ein neues Konzept zur Regelung des Massenflusses erarbeitet worden.

Dieses sieht die Verwendung einer Blende in Kombination mit der aktiven Druckregelung in der Leitung vor der Blende vor. Über den bleibenden Druckverlust, der in der Strömung durch die Blende entsteht, wird der geforderte Massenstrom eingestellt. Erforderlich ist auch die Regelbarkeit des Massenstroms zwischen 20 mg/s und 35 mg/s, da für die Zündung des Triebwerks ein anderer Massenfluss benötigt wird als für den stationären Betrieb. In den Experimenten zur Charakterisierung des Triebwerks hat sich für die Zündung ein Massenstrom von 35 mg/s als gut geeignet erwiesen, während für den stationären Betrieb ein Massenstrom von 25 mg/s benötigt wird. Die Grundlagen zur Dimensionierung der Blende sind in Kapitel 2 hergeleitet.

### 3.4.1 Konzept

Die Aufgabe des Treibstofffördersystems ist das Bereitstellen von gasförmigem Ammoniak und die Regelung des Ammoniakmassenstroms auf einen konstanten Wert. Dadurch kann das Triebwerk bei einem bestimmten, vom Triebwerk vorgegebenen, Zuleitungsdruck, stabil betrieben werden. Die Komponenten des Treibstofffördersystems sind

- der Treibstofftank,
- ein Sperrventil, welches den Treibstofffluss öffnet und unterbricht,
- ein Verdampfer, welcher das Ammoniak in den überhitzten Gaszustand überführt,
- ein Hinterdruckregler, der bei einem variablen Eingangsdruck den Ausgangsdruck auf einen konstanten Wert regelt sowie
- eine Blende, über deren definierte Druckdifferenz die Regelung des Massenflusses erfolgt.

Zur Verhinderung des Verstopfens der Blende werden zwei Edelstahl-Filter unterschiedlicher Porengröße verwendet, wobei der Filter größerer Porengröße sich direkt hinter dem Sperrventil befindet, während der Filter kleinerer Porengröße sich unmittelbar vor der Blende befindet. Das Schema des Treibstofffördersystems ist in Abbildung 3.34 gezeigt.

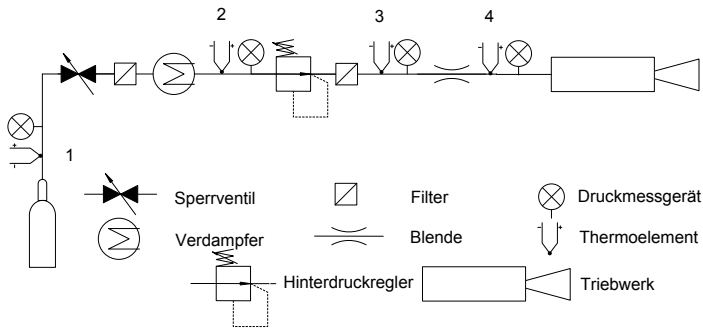


Abbildung 3.34: Schematischer Aufbau des Treibstofffördersystems

Der Hinterdruckregler hat zur Druckmessung einen piezoresistiven Drucksensor, der die Änderung des elektrischen Widerstandes einer in ein Siliziumkristall eingelassenen Membran misst. Der in den Hinterdruckregler integrierte PI-Regler reguliert den Druck am Ausgang des Hinterdruckreglers. Er ist für einen Eingangsdruck von 6 bis 11 bar und ein Ausgangsdruck von 5 bis 7 bar konfiguriert. Damit kann der Massenstrom auf das geforderte Druckniveau nach der Blende geregelt werden.

### 3.4.2 Aufbau des Systems und Durchführung der Experimente

Die Experimente mit dem Treibstoffördersystem wurden unter Vakuumbedingungen im Teststand des IRS durchgeführt, in dem auch die Triebwerksexperimente durchgeführt werden. Dabei wird der Ammoniaktank durch eine Druckgasflasche ersetzt. Die Messung des Massenstroms wird über einen komplett geöffneten Massenstromregler realisiert. Hier wird dasselbe Modell verwendet, wie es auch bei den Experimenten mit dem Triebwerk Anwendung findet. Durch die Messung des Massenstroms erfolgt die Verifikation der Modellierung des Massenstroms über den Druckabfall der Blende, wie in Kapitel 2 hergeleitet. Die Temperaturmessung und Druckmessung des Ammoniaks in der Treibstoffleitung erlaubt eine Überwachung des Zustandes hinsichtlich der vorliegenden Phase des Ammoniaks. Experimentelle Untersuchungen erlauben eine Prüfung der Funktionalität des Treibstoffördersystems.

In Abbildung 3.35 ist der Aufbau des Labormodells des Treibstoffördersystems gezeigt. Zur Untersuchung der Funktionsweise des Labormodells des Treibstofförder-

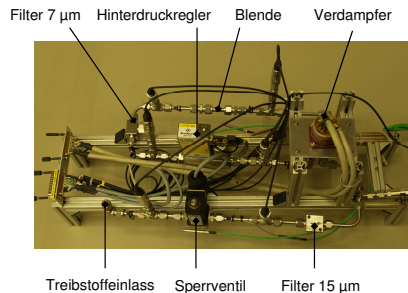


Abbildung 3.35: Aufbau des Labormodells zur Treibstoffförderung

systems wird ein Verdampfer verwendet, der von einem früheren Projekt stammt [Zube, 1995], parallel dazu erfolgt die Entwicklung eines neuen Verdampfers.

### 3.4.3 Resultate der experimentellen Untersuchungen

Während der Experimente konnte ein Massenfluss zwischen zwischen 15 mg/s und 63 mg/s eingestellt werden. Die Resultate der Experimente der für den Betrieb des Triebwerks relevanten Massenflüsse sind exemplarisch in Tabelle 3.13 zusammen mit den gemessenen Werten für den Blendenvordruck, in Abbildung 3.34 mit 3 markiert, und dem Zuleitungsdruck des Triebwerks, in Abbildung 3.34 mit 4 markiert, zusammengefasst.

In Abbildung 3.36 ist exemplarisch für einen Massenfluss von 25 mg/s der Verlauf des Massenflusses sowie des Blendenvordrucks und des Zuleitungsdrucks des Triebwerks über die Zeit aufgetragen. Es ist zu erkennen, dass sowohl der Massenfluss als auch der Zuleitungsdruck nur sehr geringe Fluktuationen aufweisen. Dies ist eine

| Massenfluss (mg/s) | Blendenvordruck (bar) | Zuleitungsdruck (bar) |
|--------------------|-----------------------|-----------------------|
| $16 \pm 0,27$      | 0,72                  | 0,52                  |
| $20 \pm 0,13$      | 0,98                  | 0,57                  |
| $25 \pm 0,11$      | 1,11                  | 0,74                  |
| $32 \pm 0,13$      | 1,42                  | 0,91                  |

Tabelle 3.13: Resultate der Massenflussregelung im Treibstoff-fördersystem

Grundvoraussetzung für den stabilen Betrieb des Triebwerks.

In Abbildung 3.37 ist der zeitliche Verlauf des Massenflusses und des Blendenvordrucks

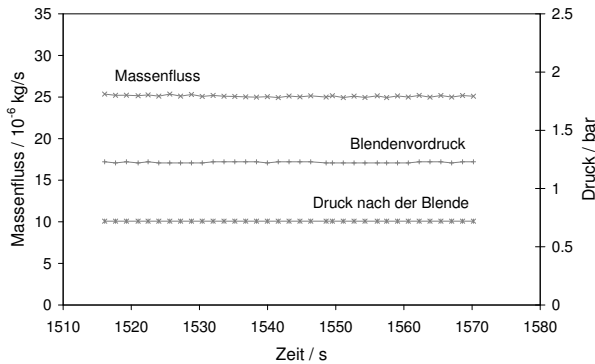


Abbildung 3.36: Massenfluss, Blendenvordruck und Zuleitungsdruck des Triebwerks als Funktion der Zeit

vordrucks sowie des Zuleitungsdrucks für den Übergang von einem Betriebszustand (16 mg/s) in einen anderen Betriebszustand (32 mg/s) gezeigt. Dies ist bei Betrieb des Triebwerks zum Beispiel erforderlich, um nach erfolgter Zündung zum stationären Betriebszustand zu wechseln. Man erkennt deutlich, dass der Übergang quasi instantan erfolgt und es weder beim Massenfluss noch bei den Drücken zu Einschwingvorgängen kommt.

Werden die Resultate der Experimente in einem p-v-Diagramm aufgetragen, so kann leicht erkannt werden, ob sich das Ammoniak nach dem Verdampfer im Zustand des überhitzten Dampfes oder im Nassdampfgebiet befindet. Die Berechnung des spezifischen Volumens erfolgt dabei anhand der experimentell erhaltenen Daten für Druck und Temperatur unter Verwendung der idealen Gasgleichung. In Abbildung 3.38 ist dies für die durchgeführten Experimente erfolgt. Man erkennt, dass das

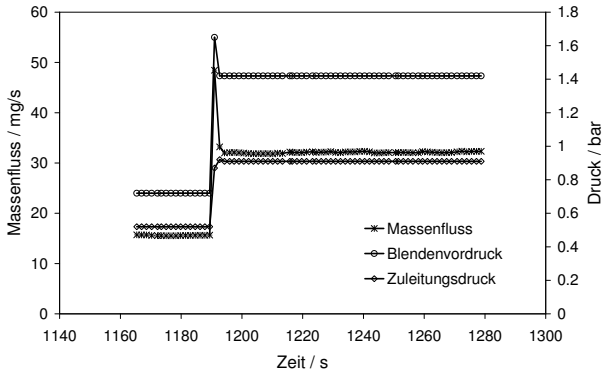


Abbildung 3.37: Zeitlicher Verlauf bei Wechsel der Betriebsbedingungen

Ammoniak nach dem Verdampfer den Zustand des überhitzten Dampfes hat. Allerdings würde ein geringer Druckabfall oder Temperaturrückgang zu einem Übergang in das Nassdampfgebiet führen. Daher ist die Entwicklung eines neuen Verdampfers, der die Temperatur des Ammoniaks weiter erhöht, unabdingbar.

### 3.4.4 Vergleich der experimentellen Daten mit mathematischen Modellen

Ein Vergleich der Berechnungen des Massenflusses nach Gleichung (3.6), wie in Kapitel 2 hergeleitet, mit den experimentell ermittelten Daten zeigt eine gute Übereinstimmung.

$$\dot{m} = \phi \alpha A_1^* \sqrt{2 p_1 \rho_1 \frac{\kappa}{\kappa - 1} \left( \frac{p_2}{p_1} \right)^{2/\kappa} \left[ 1 - \left( \frac{p_2}{p_1} \right)^{(\kappa-1)/\kappa} \right]} \quad (3.6)$$

Für den Reibungsbeiwert  $\phi$  wird dabei ein Wert von 0,97 angenommen [Beitz und Grote, 1997], wie in Kapitel 2 hergeleitet. Für die Berechnung wird ein runder Einlauf der Blende angenommen, wodurch der Faktor  $\alpha$  zu 1 gesetzt werden muss. Für die experimentellen Daten werden die Resultate aus zwei unterschiedlichen Experimenten verwendet, in Abbildung 3.39 mit Experiment 1 und Experiment 2 bezeichnet. Der nominelle Blendendurchmesser beträgt jeweils 350  $\mu\text{m}$ . Die Ergebnisse dieses Vergleichs sind in Abbildung 3.39 dargestellt. Die Berechnung ist für drei unterschiedliche Blendendurchmesser durchgeführt worden: den nominellen Blendendurchmesser von 350  $\mu\text{m}$  und die Durchmesser von 400  $\mu\text{m}$  und 420  $\mu\text{m}$ . Es ist zu erkennen, dass die Ergebnisse bei der Berechnung mit einem Blendendurchmesser von 350  $\mu\text{m}$  mit bis

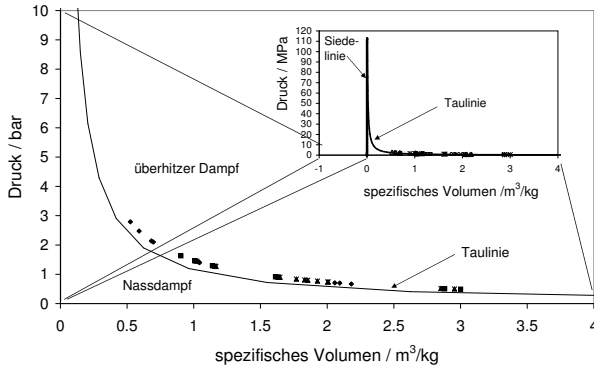


Abbildung 3.38: Resultate der Experimente in p-v-Diagramm dargestellt

zu 35 % stark von den experimentellen Ergebnissen abweichen. Anhand einer Ersatzblende des gleichen Herstellers und der gleichen Produktions-Charge ist eine Messung des tatsächlichen Blendendurchmessers unter einem Mikroskop durchgeführt worden. Das Ergebnis ist ein tatsächlich vorhandener Blendendurchmesser von etwa  $400\ \mu\text{m} \pm 40\ \mu\text{m}$ . Es ist auf Grund dieses Ergebnisses anzunehmen, dass die im Experiment verwendete Blende entgegen ihrer Spezifikation, in der eine Durchmesser-toleranz von  $\pm 5\%$  angegeben ist, einen Durchmesser von etwa  $400\ \mu\text{m} \pm 40\ \mu\text{m}$  hat.

Die Abweichung der experimentellen Daten zu den berechneten Massenflüssen für einen Blendendurchmesser von  $420\ \mu\text{m}$  liegen bei  $-6\%$  für einen Blendenvordruck von  $0,7\ \text{bar}$  und  $5,5\%$  für einen Vordruck von  $2,8\ \text{bar}$ . In Tabelle 3.14 sind die Ergebnisse des Vergleichs aufgelistet.

| Blendenvordruck (bar) | $\dot{m}$ Rechnung (mg/s) | $\dot{m}$ Experiment (mg/s) | Abweichung (%) |
|-----------------------|---------------------------|-----------------------------|----------------|
| 0,7                   | 15,13                     | 16,09                       | +6             |
| 1,4                   | 32,31                     | 31,47                       | -2,7           |
| 2,1                   | 49,62                     | 48,68                       | -2             |
| 2,8                   | 67,02                     | 63,55                       | -5,5           |

Tabelle 3.14: Vergleich des berechneten und gemessenen Massenflusses bei einem Blendendurchmesser von  $420\ \mu\text{m}$



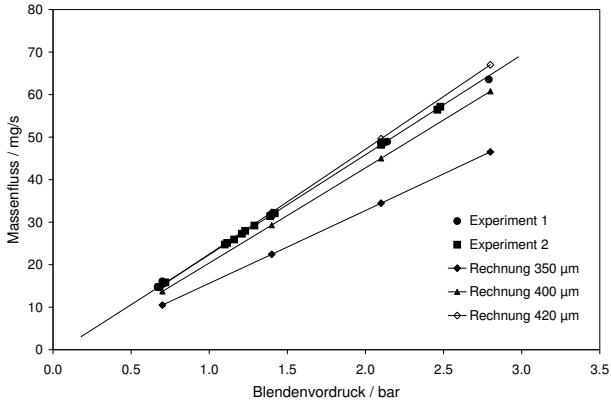


Abbildung 3.39: Massenfluss als Funktion des Blendenvordrucks

### 3.4.5 Abschließende Untersuchung unterschiedlicher Verdampferkonzepte

Für den Verdampfer, das zentrale Bauteil der Treibstoffversorgung, werden im Rahmen dieser Arbeit erste Konzeptvorschläge erarbeitet und umgesetzt. In Abbildung 3.40 ist der für die im vorherigen Unterkapitel beschriebenen Systemtests mit dem Labormodell des Treibstofffördersystems verwendete von einem früheren Projekt [Zube, 1995] vorhandene Verdampfer im Einbauzustand und im Schnitt dargestellt. Man erkennt, dass der zentrale Kern dieses Verdampfers eine Heizeinheit ist, die von einem spiralförmigen Kanal, der Treibstoffleitung, umgeben ist. Der gesamte Verdampfer besteht aus einem massiven Block Metall, der durch das Heizelement im Inneren erhitzt wird. Das Ammoniak fließt durch den spiralförmigen Kanal und wird überhitzt. Der Verdampfer ist durch vier integrierte Thermoelemente temperaturgeregelt und schaltet sich bei einer Temperatur oberhalb von 85°C automatisch ab, da ab dieser Temperatur das Ammoniak garantiert im Zustand des überhitzten Dampfes ist. Durch die Größe des rechteckigen Heizkanals von 0,5 mm × 1 mm besteht die Möglichkeit, dass bei Betrieb in der Mikrogravitation Ammoniaktröpfchen in der Mitte des Kanals vorhanden sind. An diese Tröpfchen findet somit kein idealer Wärmeübergang zwischen der Kanalwand und dem Ammoniak statt. Hierdurch kann es dazu kommen, dass in die Rohrleitung hinter dem Verdampfer noch Ammoniaktröpfchen oder Nassdampf gelangen (vgl. auch die sehr nahe des Naßdampfzustandes liegenden Resultate der Experimente in Abbildung 3.38). Dies könnte zu Instabilitäten bei Betrieb des Triebwerks oder dem Ausfall des Triebwerks führen. Daher werden andere Konzepte zur effizienteren Beheizung des Ammoniaks untersucht.

Bei den untersuchten Konzepten wird die beheizte Fläche und damit die Kontaktfläche zum Ammoniak zur Steigerung der Wärmeübertragung erhöht, indem handelsübliche Edelstahlwolle in das Rohr eingebracht wird. Mit diesem gegenüber dem

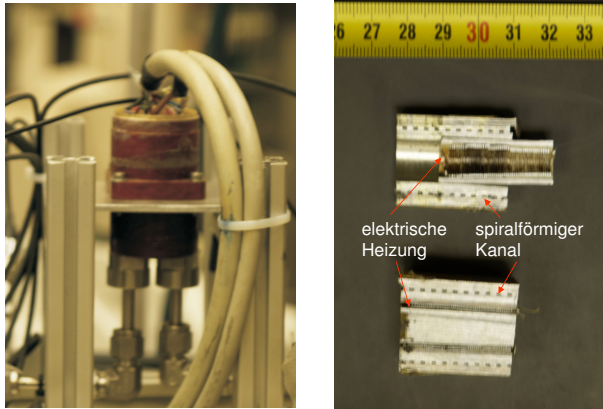


Abbildung 3.40: Für die Systemtests verwendeter Verdampfer im Einbauzustand (*links*) und im Schnitt (*rechts*)

ursprünglichen Verdampfer höheren Fläche-zu-Volumen Verhältnis soll verhindert werden, dass sich in der Mitte des Rohres auf Grund der Mikrogravitation bei Betrieb auf dem Satelliten Ammoniaktröpfen befinden, die nicht beheizt werden.

In Abbildung 3.41 sind zwei Konzepte dargestellt. Wesentlicher Unterschied ist, dass beim ersten Konzept (Abbildung 3.41, *links*) das Rohr von außen beheizt wird, wohingegen bei der zweiten Variante die Beheizung des Ammoniaks innerhalb des Rohres erfolgt. Die Masse dieses Verdampfers beträgt etwa 200 g. Bei Konzept 2 wird das Heizelement, welches hier eine Heizkatusche ist, in das Rohr hineingesteckt. Die Verbindung zwischen der Heizkatusche und dem Rohrleitungssystem erfolgt durch Epoxidharz. Hier liegt die Masse bei etwa 300 g.

Zur Auslegung des Verdampfers ist eine Abschätzung der erforderlichen elektrischen Eingangsleistung erforderlich. Die Ammoniak-Stoffdaten werden dazu der Literatur entnommen [Müller, 1978; VDI, 1994]. Für die Abschätzung werden folgende Annahmen getroffen:

- Das Ammoniak tritt als Flüssigkeit mit einer Temperatur von  $10^{\circ}\text{C}$  in den Verdampfer ein,
- der Druck, mit dem das Ammoniak in den Verdampfer eintritt, liegt zwischen 10 bar und 15 bar und
- das Ammoniak soll im Verdampfer auf  $80^{\circ}\text{C}$  erhitzt werden.

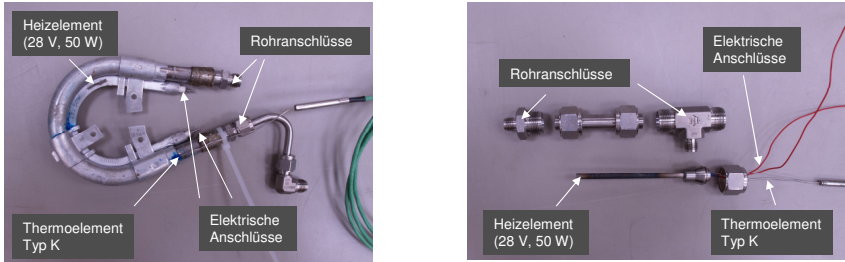


Abbildung 3.41: Verdampferkonzepte, *links*: Konzept 1 von außen beheiztes Rohr, *rechts*: Konzept 2 mit Heizkutsche von innen beheiztes Rohr

Innerhalb des Verdampfers wird das Ammoniak zunächst isobar erwärmt, anschließend verdampft und abschließend in den Zustand des überhitzten Dampfes überführt. Die dafür benötigte elektrische Leistung  $\dot{Q}_V$  lässt sich gemäß Gleichung (3.7) berechnen

$$\dot{Q}_V = \dot{m} \Delta h_V, \quad (3.7)$$

wobei sich die spezifische Enthalpie ( $\Delta h_V$ ) aus dem Anteil der isobaren Erwärmung der Flüssigkeit ( $h_f$ ), der Verdampfungsenthalpie ( $r$ ) und dem Anteil zum Überhitzen ( $h_d$ ) zusammensetzt. Dieser Zusammenhang ist in Gleichung (3.8) wiedergegeben.

$$\Delta h_V = h_f + r + h_d = h_f + (h'' - h') + h_d \quad (3.8)$$

In Tabelle 3.15 sind die der Berechnung zu Grunde gelegten Werte zusammengefasst. Die gesamte erforderliche spezifische Enthalpie zur Verdampfung und Überhitzung des Ammoniaks auf 80°C am Ausgang des Verdampfers beträgt für einen Druck von 10 bar  $\Delta h_V = 1525,06$  kJ/kg und bei einem Druck von 15 bar  $\Delta h_V = 1504,74$  kJ/kg. Damit ergibt sich bei einem Massenfluss von 30 mg/s für beide Druckbereiche eine notwendige Leistung von etwa 45 W. Mit einer Reserve von 10% ergibt sich die Anforderung für den Verdampfer bei einer Spannung von 28 V eine Leistung von 50 W zu entwickeln.

Die Charakterisierung und Evaluierung der beiden Konzepte erfolgt anhand einer Versuchsreihe. Dazu sind beide Verdampfer zunächst wegen der Toxizität von Ammoniak mit Argon auf ihre prinzipielle Funktionsweise unter Umgebungsbedingungen untersucht worden. Anschließend sind zahlreiche Systemtests unter Vakuumbedingungen mit Ammoniak als Treibstoff erfolgt. In Tabelle 3.16 sind die durchgeführten Experimente aufgelistet.

| isobare Erwärmung der Flüssigkeit $h_f = h' - h(10^\circ\text{C})$ |                               |                                  |
|--|-------------------------------|----------------------------------|
| 10 bar   | $h(10^\circ\text{C})$ (kJ/kg) | $h'(24,9^\circ\text{C})$ (kJ/kg) |
|  | 408,7                         | 615,07                           |
| 15 bar   | $h(10^\circ\text{C})$ (kJ/kg) | $h'(24,9^\circ\text{C})$ (kJ/kg) |
|  | 409                           | 680,34                           |
| Verdampfung $r = h'' - h'$   |                               |                                  |
| 10 bar   | $h''$ (kJ/kg)                 | $h'$ (kJ/kg)                     |
|  | 1782,55                       | 615,07                           |
| 15 bar   | $h''$ (kJ/kg)                 | $h'$                             |
|  | 1789,57                       | 680,34                           |
| Überhitzung $h_d = h''(80^\circ\text{C}) - h''$                    |                               |                                  |
| 10 bar   | $h''$ (kJ/kg)                 | $h(80^\circ\text{C})$ (kJ/kg)    |
|  | 1782,55                       | 1933,76                          |
| 15 bar   | $h''$ (kJ/kg)                 | $h(80^\circ\text{C})$ (kJ/kg)    |
|  | 1789,57                       | 1913,74                          |

Tabelle 3.15: Enthalpiewerte zur Berechnung der erforderlichen Verdampferleistung

In Abbildung 3.42 ist der Verlauf der Ammoniaktemperatur vor dem Verdampfer, Zuleitungstemperatur, und nach dem Verdampfer, Ableitungstemperatur, sowie die Temperatur an der Oberfläche des Verdampfers, Temperatur Verdampfer, für beide untersuchten Konzepte über die Zeit aufgetragen. Der Massenfluss beträgt 25 mg/s bei einer elektrischen Eingangsleistung des Verdampfers von 50 W. Es ist zu erkennen, dass mit Konzept 2 eine deutliche Steigerung der Temperatur des Ammoniakgases hinter dem Verdampfer gegenüber Konzept 1 erzielt wird. Der Verlauf der Temperatur des Ammoniaks in der Zuleitung ist vergleichbar. Ein Vergleich der Dauer für die Aufheizung von 30°C auf 80°C für beide Verdampfer zeigt, dass bei Konzept 2 315s zur Aufheizung benötigt werden, während bei Konzept 1 in 136s von 30°C auf 80°C aufgeheizt wird. Da allerdings die Temperatur des Ammoniaks hinter dem Verdampfer bei Konzept 2 mit 70°C für das in Abbildung 3.42 dargestellte Experiment deutlich über der Temperatur des Verdampfers mit Konzept 1 (44°C) liegt, ist anzunehmen, dass die Wärmeübertragung vom Verdampfer in das Ammoniak bei Konzept 2 wirkungsvoller als bei Konzept 1 erfolgt. Dazu wird eine Untersuchung der Wirkungsgrade der zwei Verdampferkonzepte durchgeführt.

Der Wirkungsgrad der Verdampfer ist definiert als das Verhältnis zwischen nutzbarer Leistung und elektrischer Eingangsleistung. Gleichung 3.9 gibt den formelmäßigen

|              | Massenstrom<br>(mg/s) | Leistung<br>(W) | Regelung    | Konfiguration       |
|--------------|-----------------------|-----------------|-------------|---------------------|
| Verdampfer 1 | 25                    | 50              | manuell     |                     |
|              | 25                    | 50              | automatisch | Stahlwolle entfernt |
|              | 20 - 35               | 8               | keine       | Stahlwolle entfernt |
|              | 20 - 35               | 10              | keine       | Stahlwolle entfernt |
|              | 20 - 35               | 12              | keine       | Stahlwolle entfernt |
| Verdampfer 2 | 25                    | 50              | manuell     | mit Kühlwänden      |
|              | 25                    | 50              | manuell     |                     |
|              | 25                    | 50              | manuell     |                     |
|              | 20 - 35               | 8               | keine       |                     |
|              | 20 - 35               | 10              | keine       |                     |
| 20 - 35      | 12                    | keine           |             |                     |

Tabelle 3.16: Experimente zur Charakterisierung der Verdampfer-Konzepte

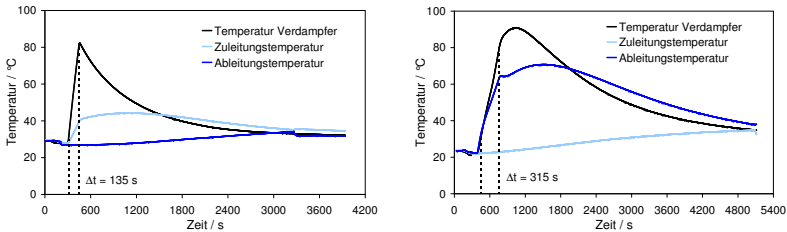


Abbildung 3.42: Temperaturverlauf des Ammoniakgases bei  $\dot{m} = 25 \text{ mg/s}$ , links Konzept 1 und rechts Konzept 2

Zusammenhang wieder.

$$\eta = \frac{\dot{Q}_V}{P_V} = \frac{\dot{Q}_W + \Delta H}{P_V} \quad (3.9)$$

$\dot{Q}_V$  ist die von dem Verdampfer in das Ammoniak übertragene Wärmeleistung, die sich aus der Wärmeleistung  $\dot{Q}_W$  und der Verdampfungsenthalpie  $\Delta H$  zusammensetzt, und  $P_V$  die elektrische Eingangsleistung des Verdampfers. Die Ergebnisse dieser Experimente zeigen, dass Verdampfer 2, das Konzept mit der Heizung im Inneren des Rohres, einen deutlich höheren Wirkungsgrad hat, als das Konzept mit dem Heizelement an der Rohraußenwand. Der Wirkungsgrad für Konzept 1 beträgt bei 8 W Leistung und einem Massenstrom von 35 mg/s 33,5 %, während der Wirkungsgrad

von Konzept 2 bei den gleichen Bedingungen 55,6% beträgt. Dieses Ergebnis ist damit zu erklären, dass die Wärmeübertragung auf das Ammoniak im Falle, dass das Heizelement sich im Rohrrinneren befindet, durch den direkten Kontakt mit dem Fluid gegenüber dem Modell mit der Beheizung der Rohraußenwand, deutlich gesteigert wird. Die Berechnung des Wirkungsgrads ist für eine elektrische Leitung von 8 W erfolgt, da mit dieser Leistung ein stationärer Zustand bezüglich der Fluidtemperatur am Austritt aus dem Verdampfer erreicht wird.

Als kritisches Element bei der Konstruktion von Konzept 2 wird zum einen die Heizkatusche identifiziert, da sie mit der derzeitigen Art der Regelung (an / aus) nicht die geforderte Lebensdauer erreicht. Die typische Lebensdauer unregelter Heizkatuschen liegt im Bereich von 70000 bis 120000 Zyklen, die im Verlauf der LUNAR MISSION BW1 schnell überschritten ist. Abhilfe hierfür verschafft eine Anpassung der Regelung auf eine zur Regelgröße Temperatur korrespondierende Spannungsversorgung der Heizkatusche oder der Einsatz von selbstregulierenden Heizkatuschen. Zum anderen wird die in diesen Experimenten eingesetzte Edelstahlwolle auf Grund von Korrosionserscheinungen ebenfalls nicht die geforderte Lebensdauer erreichen, besser geeignet ist poröses Metallsubstrat oder Nickel-Basis-Legierungswolle. Zusätzlich dazu besteht Gefahr der Bildung einer sehr heißen Stelle – Hot-Spot Bildung –, da ein gewisser Teil des Verdampfers nicht durch den Massenstrom gekühlt wird.

Als nächster Schritt steht hier nun die Untersuchung eines Verdampfermodells des INSTITUTS FÜR MIKROVERFAHRENSTECHNIK des FORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE in der HELMHOLTZ GESELLSCHAFT an, welches vielversprechend für die hier vorgesehene Anwendung ist. In Abbildung 3.43 ist dieser Verdampfer zu sehen. Dieser Mikrowär-

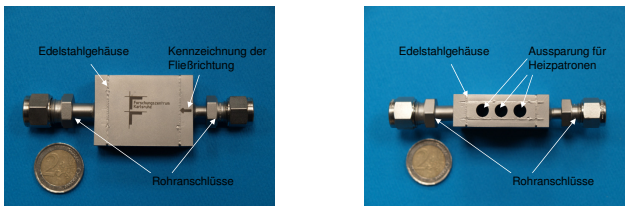


Abbildung 3.43: Bild des Mikrokanalverdampfers

meübertrager hat eine doppelseitig strukturierte Patronenplatte im Inneren. Diese hat eine Breite von 35,2 mm und eine Länge von 35 mm. Darauf befinden sich 96 Kanäle mit einer Kanallänge von 35,2 mm und einer Kanalbreite von 200  $\mu\text{m}$ . Die Kanaltiefe beträgt 50  $\mu\text{m}$  und die Stegbreite zwischen den einzelnen Kanälen 100  $\mu\text{m}$ . In den Mikrowärmeübertrager integriert sind drei Heizpatronen mit jeweils 100 W elektrischer Leistung, in die ein Thermoelement Typ K integriert ist. Die Masse des Verdampfers ohne Thermoelemente liegt bei 192 g. Dieser Mikrowärmeübertrager

wird als besonders geeignet für den Einsatz auf einem Satelliten angesehen, da bei dem hier vorliegenden Verhältnis zwischen Kanalbreite und Kanaltiefe die Gravitation keinen Einfluss auf das Strömungsverhalten hat [Coleman und Garimella, 1999; Revellin und Thome, 2007; Serizawa et. al., 2002]. Daher ist im Gegensatz zu den beiden zuvor untersuchten Verdampfern eine komplette Qualifikation für den Einsatz unter Mikrogravitation in der Thermalvakuumkammer des IRS möglich, weil die Mikrogravitation keine relevante Einflussgröße darstellt.

Das Verhalten von Mikrokanalwärmeübertragern ist für andere Fluide wie Wasser bereits ausführlich untersucht und bei der Beachtung der Beständigkeit der verwendeten Materialien gegenüber Ammoniak ist ein sehr geeignetes Verhalten des Verdampfers zu erwarten. [Brandner und Schubert, 2005; Brandner et. al., 2006; Henning et. al., 2004]

## 4 Diskussion der Ergebnisse

In diesem Kapitel werden die in den Experimenten erzielten Ergebnisse diskutiert und gegenüber anderen Triebwerksystemen eingeordnet. Unter Verwendung der Ergebnisse der Plasmacharakterisierung wird eine Aussage zum Ionisationsgrad des Plasmas in der Düsenaustrittsebene gemacht. Mit Annahmen zur Geometrie des Lichtbogens wird eine Abschätzung der spezifischen Leitfähigkeit des Ammoniakplasmas in Abhängigkeit der Düsengeometrie und der elektrischen Leistung durchgeführt. Abschließend erfolgt eine Bewertung hinsichtlich der Frage, warum ein thermisches Lichtbogentriebwerk für die LUNAR MISSION BW1 anderen Triebwerksarten vorzuziehen ist. Dazu fließen erste Missionsanalysen mit einem Satellitenorbit-Simulationsprogramm ein. Als Vergleichssysteme dienen hier zwei unterschiedliche chemische Triebwerke und das Radiofrequenz-Ionentriebwerk RIT-15 [Leiter et. al., 1999].

### 4.1 Ergebnisse der Plasmacharakterisierung

Mit Hilfe der Elektronendichte als Resultat der Charakterisierung des Ammoniakplasmas durch emissionsspektroskopische Untersuchungen kann eine Aussage zum mittleren Ionisationsgrad am Düsenaustrittsquerschnitt und zur mittleren spezifischen Leitfähigkeit des Ammoniakplasmas getroffen werden. Die Ergebnisse dieser Untersuchung werden abschließend zur Einordnung gegenüber anderen thermischen Lichtbogentriebwerken herangezogen.

#### 4.1.1 Aussagen zum Ionisationsgrad des Plasmas

Die Teilchendichte am Düsenaustritt wird nach der in Kapitel 2 hergeleiteten Gleichung (2.23)

$$n = \frac{\dot{m}^2 N_A}{\bar{M} A_e F},$$

mit  $\dot{m}$  als dem Massenfluss,  $F$  als dem Schub,  $\bar{M}$  der mittleren molekularen Masse,  $A_e$  der Düsenaustrittsfläche und  $N_A$  der AVOGADRO-Konstanten, berechnet. Da der genaue Dissoziations- und Ionisationsgrad des Ammoniaks nicht bekannt ist, wird die mittlere molare Masse  $\bar{M}$  für den Fall des nicht dissoziierten und des vollständig dissoziierten Ammoniaks berechnet. Es ergibt sich eine Teilchendichte zwischen  $n_{nd} = 3 \times 10^{21} \text{ m}^{-3}$  für nicht dissoziiertes und  $n_{vd} = 1,3 \times 10^{22} \text{ m}^{-3}$  für vollständig dissoziiertes Ammoniak.



Mit der Definition des Ionisationsgrades gemäß Gleichung (4.1):

$$\alpha = \frac{n_e}{n}, \quad (4.1)$$

in der  $n_e$  die Elektronendichte und  $n$  die Dichte des Plasmas repräsentiert, kann der Ionisationsgrad des Ammoniakplasmas am Düsenaustritt bestimmt werden. Er liegt für das untersuchte Triebwerk zwischen 0,15 % und 4 % abhängig von dem Dissoziationsgrad des Plasmas.

Ein Vergleich zu einem mit Wasserstoff [Fujita und Arakawa, 1999] und einem mit Hydrazin [Megli et. al., 1998] betriebenen Triebwerk zeigt eine größenordnungsmäßig gute Übereinstimmung der Ergebnisse. Tabelle 4.1 stellt eine Zusammenfassung dieses Vergleichs dar. Der mit 60 % höchste Ionisationsgrad des Hydrazintriebwerks gilt

| Leistung<br>(kW) | Ionisationsgrad<br>(-) | Treibstoff  | Triebwerk            |
|------------------|------------------------|-------------|----------------------|
| 1                | 0,01 – 0,6             | Hydrazin    | NASA-LeRC, NASA 1998 |
| 1,5              | 0,04                   | Wasserstoff | ARTUS-4, IRS 1999    |
| 0,82             | 0,002 – 0,04           | Ammoniak    | TALOS, IRS 2008      |

Tabelle 4.1: Vergleich der Ionisationsgrade

für den Bereich des Lichtbogenansatzes an der Kathode.

### 4.1.2 Spezifische Leitfähigkeit des Ammoniakplasmas

Für die unterschiedlichen Düsengeometrien und Betriebszustände kann die spezifische Leitfähigkeit  $\sigma$  des Ammoniakplasmas bestimmt werden. Sie ist ein Maß für die Anzahl der freien Elektronen im Plasma, also des Ionisationsgrads. Durch Verwendung von Gleichung (4.2) ist eine Beziehung zwischen dem Plasmawiderstand  $R$  und der Geometrie des Lichtbogens, charakterisiert durch die Länge  $l$  und die Fläche  $A$ , und der spezifischen Leitfähigkeit  $\sigma$  gegeben [Auweter-Kurtz, 1991]. Für die Berechnungen werden die folgenden Annahmen getroffen: Die Elektrodenfallgebiete werden vernachlässigt, so dass die spezifische Leitfähigkeit auf der gesamten Länge und Querschnittsfläche des Lichtbogens als konstant angenommen wird. Als Leistung wird die Gesamtleistung des Triebwerks eingesetzt, so dass auf Grund auftretender Verluste im Triebwerk die spezifische Leitfähigkeit eine obere Grenze darstellt.

$$R = \frac{1}{\sigma} \frac{l}{A} \quad (4.2)$$

Diese lässt sich unter Verwendung des OHmschen Gesetzes (Gleichung 4.3)

$$U = RI, \quad (4.3)$$

und dem Zusammenhang  $P = U I$  zu folgender Gleichung umformen:

$$\sigma \leq \frac{1}{R} \frac{l}{A} = \frac{I^2 l}{P A}. \quad (4.4)$$

Die spezifische Leitfähigkeit des Plasmas ( $\sigma$ ) kann mit Hilfe von Gleichung (4.4) anhand experimenteller Daten ermittelt werden. Dabei sind für die Länge des Lichtbogens ( $l$ ) und die Fläche des Lichtbogens ( $A$ ) geeignete Annahmen zu treffen.

Die in dieser Arbeit getroffenen Approximationen basieren auf den Ergebnissen von numerischen Berechnungen, die der Literatur entnommen sind. Bei den Berechnungen wird ein Drei-Kanal Modell für die Simulation des Lichtbogens verwendet. Dabei repräsentiert der elektrisch leitende Teil, der Lichtbogen, den ersten Kanal. Ein Übergangsgebiet, in dem kein Strom fließt, aber Konvektions- und Strahlungsverluste einen Einfluss haben, stellt den zweiten Kanal dar und der so genannte Kaltgasbereich, in dem die Temperatur als konstant angesehen wird, bildet den dritten Kanal (vgl. [Auweter-Kurtz et. al., 1996; Glocker, 1993]).

Die Ergebnisse dieser Berechnungen zeigen einen mittleren Durchmesser des Lichtbogens zwischen 56% und 72% des Düsenhalsdurchmessers je nach vorherrschendem Massenstrom und Eingangsleistung des Triebwerks. Für die Approximation des Lichtbogendurchmessers von TALOS werden 64% des Düsenhalsdurchmessers als Mittelung angenommen. In einer Sensitivitätsanalyse wird dann der Einfluss einer Abweichung der approximierten Werte analysiert.

Unter Berücksichtigung der Geometrie des Triebwerks und der oben beschriebenen Ergebnisse von Berechnungen anderer thermischer Lichtbogentriebwerkssysteme kann die Länge des Lichtbogens zu 2,5 mm bei einer Düsenhalslänge von 0,7 mm und zu 2,4 mm bei einer Düsenhalslänge von 0,6 mm angenommen werden.

In Tabelle 4.2 sind die zur Berechnung der spezifischen Leitfähigkeit verwendeten Werte für den Durchmesser des Lichtbogens und die Lichtbogenlänge zusammengefasst. In Abbildung 4.1 ist die spezifische Leitfähigkeit des Ammoniaks für die un-

| Düsenhalsdurchmesser<br>(mm) | Lichtbogendurchmesser<br>(mm) | Lichtbogenlänge<br>(mm) |
|------------------------------|-------------------------------|-------------------------|
| 0,4                          | 0,256                         | 2,4                     |
| 0,5                          | 0,32                          | 2,5                     |
| 0,6                          | 0,384                         | 2,5                     |

Tabelle 4.2: Parameter zur Berechnung der spezifischen Leitfähigkeit

terschiedlichen Düsengeometrien als Funktion des Quotienten aus Massenfluss und Düsenhalsquerschnitt aufgetragen. Zusätzlicher Parameter dieses Diagramms ist die Triebwerksleistung. Es ist deutlich zu erkennen, dass bei gleichem Verhältnis aus

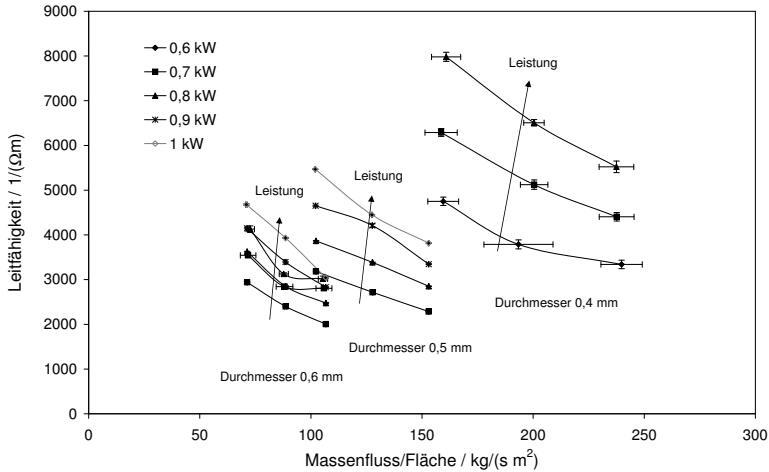


Abbildung 4.1: Spezifische Leitfähigkeit des Ammoniaks in Abhängigkeit des Quotienten aus Massenfluss und Düsenhalsquerschnitt mit der Triebwerksleistung als Parameter

Massenfluss und Düsenhalsquerschnitt die spezifische Leitfähigkeit mit zunehmender Leistung steigt. Dies ist durch die zusätzliche in das Plasma eingebrachte Energie begründet. Dadurch steigt die Ionisation des Plasmas und somit auch die spezifische Leitfähigkeit. Dies spiegelt sich auch in der für thermische Lichtbogentriebwerke typischen sinkenden Strom- Spannungskennlinie wieder. Des Weiteren sinkt mit zunehmendem Düsenhalsdurchmesser bei gleicher Triebwerksleistung die spezifische Leitfähigkeit des Plasmas, was mit einem Anstieg des Plasmawiderstands gleichzusetzen ist. Die Ionisation im Plasma sinkt ab.

Mit Hilfe einer Sensitivitätsanalyse bezüglich der Parameter  $l$  und  $A$  kann eine Aussage über die Fehlertoleranz der spezifischen Leitfähigkeit des Plasmas bezüglich kleiner Abweichungen der Lichtbogenlänge und des Lichtbogendurchmessers getroffen werden. Für diese Analyse wird die in Gleichung (4.4) angegebene Funktion durch eine TAYLOR-Reihenentwicklung, wie in Anhang A.3 hergeleitet, dargestellt. Die Ergebnisse sind in Tabelle 4.3 zusammengefasst. Für die Analyse wird eine Abweichung der Länge des Lichtbogens von  $\pm 0,5$  mm und eine Abweichung des Lichtbogendurchmessers von  $\pm 8\%$  angenommen. Diese Annahmen für die Abweichung basieren auf den für diese Triebwerksgeometrie maximal zu erwartenden Werten. Die so berechne-

| Düsenhalsdurchmesser<br>(mm) | maximale Abweichung der<br>spezifischen Leitfähigkeit<br>(%) |
|------------------------------|--|
| 0,4                          | 16,4   |
| 0,5                          | 6,6  |
| 0,6                          | 6,6  |

Tabelle 4.3: Sensitivitätsanalyse der spezifischen Leitfähigkeit

te maximale Abweichung der spezifischen Leitfähigkeit des Ammoniakplasmas liegt bei der Düse mit dem Düsenhalsdurchmesser von 0,4 mm vor. Sie beträgt 16,4% des berechneten Wertes. Bei den anderen beiden Düsengeometrien wird eine maximale Abweichung von 6,6 % erreicht.

Ein Vergleich der bestimmten spezifischen Leitfähigkeit zu der eines 1 kW Hydrazin Triebwerks (NASA-LeRC) zeigt gute Vergleichbarkeit der Größenordnung. Die spezifische Leitfähigkeit im Lichtbogenbereich liegt bei diesem Triebwerk zwischen  $5000 (\Omega \text{ m})^{-1}$  und  $10000 (\Omega \text{ m})^{-1}$ . [Megli et. al., 1998]

## 4.2 Ergebnisse der Triebwerksoptimierung

In Abbildung 4.2 ist die effektive Austrittsgeschwindigkeit in Abhängigkeit des Schubwirkungsgrads für Düse 3 (Düsenhalsdurchmesser 0,5 mm, Düsenhalslänge 0,7 mm) aufgetragen. Es ist zu erkennen, dass die Austrittsgeschwindigkeit eine nicht-lineare

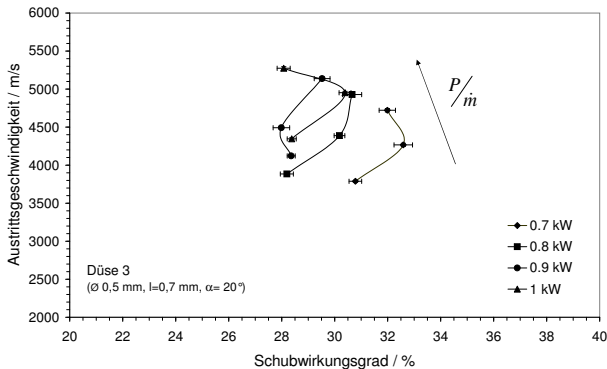


Abbildung 4.2: Effektive Austrittsgeschwindigkeit als Funktion des Schubwirkungsgrads

Abhängigkeit von dem Schubwirkungsgrad hat. Mit zunehmender spezifischer Leistung ( $P/\dot{m}$ ) steigt die Austrittsgeschwindigkeit an wohingegen der Schubwirkungsgrad bis zu einem Optimum zunimmt und anschließend wieder abfällt. Hierbei ist die mit zunehmender spezifischer Leistung zunehmende Wärmelast auf die Anode zu beachten, die in Form einer Betriebsgrenze eine Begrenzung des erreichbaren Schubwirkungsgrads darstellt.

Bei einer Leistung von 0,9 kW ist kein Optimum erkennbar, es scheint so als ob mit zunehmender Triebwerksleistung der Schubwirkungsgrad abnimmt und die Austrittsgeschwindigkeit zunimmt. Es wird angenommen, dass auch für diesen Betriebspunkt mit zunehmender spezifischer Leistung dieses Optimum auftritt. Die spezifische Leistung konnte allerdings während der Experimente zum einen wegen auftretender Lichtbogeninstabilitäten und zum anderen wegen der sehr hohen Wärmelast auf die Anode bei den hierfür erforderlichen Betriebsparametern des Triebwerks nicht eingestellt werden. Wird das Triebwerk mit 1 kW statt 0,9 kW betrieben, ist erneut ein Optimum aus Schubwirkungsgrad und effektiver Austrittsgeschwindigkeit zu erkennen. Für diese Düsengeometrie wird die höchste Austrittsgeschwindigkeit 5,3 km/s bei einer Leistung von 1 kW, einem Schubwirkungsgrad von 28 % und einer spezifischen Leistung von knapp 50 MJ/kg erreicht. Der höchste Schubwirkungsgrad von 32,6 % wird bei einer Leistung von 700 W, effektiven Austrittsgeschwindigkeit von 4,3 km/s und einer spezifischen Leistung von 30 MJ/kg erreicht.

Zusammenfassend kann gesagt werden, dass zur Bestimmung eines geeigneten Betriebspunktes ein Kompromiss aus hoher Austrittsgeschwindigkeit und hohem Schubwirkungsgrad gefunden werden muss, da nicht beide Bedingungen gleichzeitig erfüllt werden können [Butler und Cassidy, 1996].

In Abbildung 4.3 ist der spezifische Impuls als Funktion der massespezifischen Triebwerksleistung für Düse 1 (Düsenhalsdurchmesser 0,6 mm, Düsenhalslänge 0,7 mm) aufgetragen. Mit zunehmender Triebwerksleistung steigt bei gleicher spezifischer Leistung der spezifische Impuls. Er liegt für die untersuchten Massenflüsse zwischen 340 s und 440 s. Mit sinkendem Massenfluss steigt wegen des größeren Energieeintrags in den Treibstoff der spezifische Impuls.

Das gleiche Verhalten ist auch für Düse 3 (Düsenhalsdurchmesser 0,5 mm, Düsenhalslänge 0,7 mm) zu beobachten, wie in Abbildung 4.4 dargestellt. Der spezifische Impuls liegt bei Düse 3 zwischen 390 s bei einer Eingangsleistung von 0,7 kW und 540 s bei einer Eingangsleistung von 1 kW. Die erreichten spezifischen Leistungen liegen zwischen 20 MJ/kg und 50 MJ/kg.

Mit Düse 3 kann eine höhere spezifische Leistung erreicht werden als mit Düse 1, da das Triebwerk auch bei niedrigem Massenfluss (20 mg/s) stabil betrieben werden kann. Dies ist mit Düse 1 nicht möglich. Für beide Düsen ist in Übereinstimmung mit Gleichung (2.5) eine lineare Abhängigkeit des spezifischen Impulses von der spezifischen Leistung zu erkennen.

Ein Vergleich für alle untersuchten Düsen ist in Tabelle 4.4 zusammengefasst. Der höchste spezifische Impuls ist bei Düsengeometrie 3 erreicht worden. Er beträgt 538 s bei einer spezifischen Leistung von 50 MJ/kg. Mit Düsengeometrie 2 wird der nied-

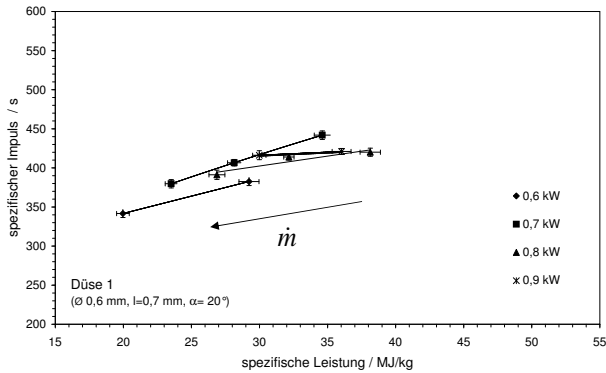


Abbildung 4.3: Spezifischer Impuls als Funktion der spezifischen Leistung für Düsengeometrie 1

rigste spezifische Impuls erreicht, 318 s bei einer spezifischen Leistung von 23 MJ/kg.

#### 4.2.1 Ergebnisse zur Untersuchung der Anodenerosion

Während der Experimente zur Untersuchung der Anodenerosion ist für alle drei untersuchten Materialien ein Anstieg der Lichtbogenspannung im Verlauf der Betriebsdauer beobachtet worden. Der Spannungsanstieg ist für die drei untersuchten Materialien unterschiedlich. Um die Materialien vergleichen zu können, wird der mittlere Spannungsanstieg pro Stunde während der ersten zehn Stunden Betrieb berechnet. Dabei ist der Gradient des Spannungsanstiegs über die Zeit nicht konstant. Die Ergebnisse sind in Tabelle 4.5 aufgelistet. Für die Düse aus Wolfram-Thoriumoxid und Wolfram-Lanthanoxid ist der Spannungsanstieg während der ersten Stunden mit etwa 1,3 V/h und 1,2 V/h vergleichbar, während er für die Wolfram-Rhenium Düse mit 1,84 V/h deutlich höher ausfällt.

In der letzten Zeile der Tabelle ist auch der Spannungsanstieg pro Stunde während der ersten 30 Stunden Betrieb unter Verwendung der Wolfram-Thoriumoxid Düse angegeben. Man erkennt, dass der Anstieg nicht linear mit der Betriebsdauer ist, sondern mit zunehmender Betriebsdauer kleiner wird. Dieser Vorgang ist in der Literatur als Einlaufvorgang des Triebwerks beschrieben [Curran und Haag, 1987, 1988]. Vergleichswerte für andere Triebwerke liegen nur für eine Betriebsdauer von 100 Stunden oder mehr vor und sind wegen des nicht linearen Spannungsanstiegs über die Zeit, der in eine Sättigung geht, dementsprechend geringer. Für ein Triebwerk mit einer Leistung zwischen 1 kW und 2 kW und simuliertem Hydrazin als Treibstoff wird während der ersten 100 Stunden Betrieb ein Anstieg von 35 mV/h festgestellt. [Morren, 1991] Ein Triebwerk der NASA mit einer Eingangsleistung von 1,2 kW und

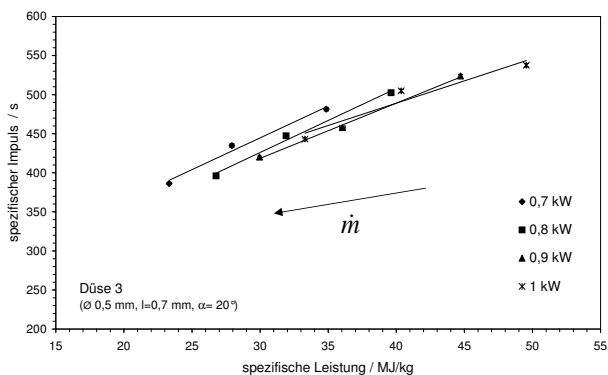


Abbildung 4.4: Spezifischer Impuls als Funktion der spezifischen Leistung für Düsengeometrie 3

simuliertem Hydrazin als Treibstoff zeigt das gleiche Verhalten wie bei TALOS beobachtet. Der Anstieg der Spannung nimmt im Laufe des Triebwerksbetriebs ab. So ist während der ersten 288 Stunden ein Anstieg von 65 mV/h zu beobachten, während über die Gesamtdauer des Experiments von 1004 Betriebsstunden der stündliche Spannungsanstieg auf 22 mV/h abnimmt. [Curran und Haag, 1988]

Dieser Effekt wird allerdings nicht nur bei Triebwerken niedriger Leistung, sondern auch bei einem Triebwerk in der 10 kW-Klasse mit Ammoniak als Treibstoff beobachtet. Auch hier ist der Spannungsanstieg während der ersten 100 Stunden Betrieb mit 4 mV/h größer als über die Gesamtdauer des Experiments von 700 Stunden betrachtet (1,9 mV/h). [Polk et. al., 1992]

Während der Experimente zur Untersuchung der Anodenerosion bei verschiedenen Düsenmaterialien ist bei allen untersuchten Materialien eine Veränderung des Düsenhalsdurchmessers aufgetreten. Bei der Düse aus WL10 und W5Re ist die Erosion so erheblich gewesen, dass die Experimente nach 11 Betriebsstunden abgebrochen werden mussten. Bei der Düse aus WT20 konnten die 30 Betriebsstunden wie geplant durchgeführt werden. In Abbildung 4.5 ist entsprechend der links gezeigten Blickrichtung der divergente Teil der Düse nach den 30 Stunden Betrieb zu sehen. Man erkennt deutlich, dass sich kugelförmiges Material im divergenten Düsenbereich verfestigt hat. Diese Beobachtung wird übereinstimmend bei allen Triebwerken in der Literatur berichtet, bei denen Lebensdaueruntersuchungen durchgeführt worden sind. Ebenso wie bei den in dieser Arbeit durchgeführten Experimenten mit der WT20 Düse wird berichtet, dass sich durch die Erosion der Düse keine wesentliche Veränderung der Triebwerksparameter ergeben hat [Kinefuchi et. al., 2001; Morren, 1991].

| Düse                  | Leistung<br>(kW) | spezifischer Impuls |     |     | spezifische Leistung |      |      |
|-----------------------|------------------|---------------------|-----|-----|----------------------|------|------|
|                       |                  | (s)                 | 25  | 30  | (MJ/kg)              | 25   | 30   |
| Massenfluss<br>(mg/s) |                  | 20                  |     |     | 20                   |      |      |
| 1                     | 0,7              | 442                 | 407 | 380 | 34,6                 | 28,1 | 23,5 |
|                       | 0,8              | 420                 | 414 | 391 | 38,1                 | 32,2 | 26,9 |
|                       | 0,9              |                     | 421 | 416 |                      | 36   | 30   |
| 2                     | 0,7              | 396                 | 335 | 318 | 34,2                 | 28,3 | 22,9 |
|                       | 0,8              | 399                 | 341 | 355 | 39,8                 | 31,7 | 26,6 |
|                       | 0,9              | 504                 | 344 | 346 | 44,7                 | 36   | 30   |
|                       | 1,0              | 515                 | 355 | 374 | 49,8                 | 40,3 | 33,1 |
| 3                     | 0,7              | 481                 | 435 | 386 | 34,9                 | 28   | 23,3 |
|                       | 0,8              | 502                 | 447 | 396 | 39,6                 | 31,1 | 26,8 |
|                       | 0,9              | 524                 | 458 | 420 | 44,7                 | 36,1 | 30   |
|                       | 1,0              | 538                 | 505 | 443 | 49,5                 | 40,4 | 33,3 |
| 4                     | 0,8              | 457                 | 508 |     | 41                   | 32   |      |
|                       | 0,9              | 517                 | 516 |     | 45,5                 | 35,8 |      |
| 5                     | 0,7              | 506                 | 446 | 425 | 34,5                 | 27,9 | 23,5 |
|                       | 0,8              | 500                 | 452 | 430 | 39,5                 | 32   | 26,4 |

Tabelle 4.4: Spezifischer Impuls und spezifische Leistung der untersuchten Düsengeometrien

### 4.2.2 Einordnung des Triebwerks

In Tabelle 4.6 sind die Werte anderer elektrischer Triebwerke für den erreichten spezifischen Impuls und die spezifische Leistung im Vergleich zu den gemittelten Werten des 30-Stunden Experiments von TALOS angegeben. Mit zunehmender elektrischer Leistung der Triebwerke werden im Allgemeinen höhere spezifische Impulse erreicht. Man erkennt, dass das in dieser Arbeit untersuchte Triebwerk sich mit dem erreichten spezifischen Impuls von 430s bei einer spezifischen Leistung von 31 MJ/kg sehr gut im Vergleich zu den anderen Triebwerksentwicklungen einordnet. Das Verhältnis aus Schub und Leistung ( $F/P$ ), der auf die Leistung des Triebwerks normierte Schub, ist in der letzten Spalte von Tabelle 4.6 angegeben. Es liegt bei thermischen Lichtbogentriebwerken hoher Leistung unter 0,1 N/kW und bei Triebwerken kleiner bis mittlerer Leistung zwischen 0,1 N/kW und 0,2 N/kW.

Im Vergleich zwischen thermischen Lichtbogentriebwerken und dem Radiofrequenz-Ionentriebwerk (RIT-15) ist zu erkennen, dass bei vergleichbarer Triebwerksleistung mit Ionentriebwerken sowohl ein deutlich höherer spezifischer Impuls als auch eine entsprechend höhere spezifische Leistung erzielt wird [Leiter et. al., 1999]. Dahingegen



| Düsenmaterial       | Spannungsanstieg<br>(V/h) | Betriebsdauer<br>(h) |
|---------------------|---------------------------|----------------------|
| Wolfram-Thoriumoxid | 1,29                      | 10                   |
| Wolfram-Lanthanoxid | 1,24                      | 10                   |
| Wolfram-Rhenium     | 1,83                      | 10                   |
| Wolfram-Thoriumoxid | 0,53                      | 30                   |

Tabelle 4.5: Spannungsanstieg während der Experimente



Abbildung 4.5: Photographie des divergenten Düsentails – Material WT20

ist der mit RIT-15 erreichte Schub und das Verhältnis Schub zu elektrischer Eingangsleistung deutlich geringer als bei thermischen Lichtbogentriebwerken,  $0,036 \text{ N/kW}$  im Vergleich zu  $0,14 \text{ N/kW}$  bei TALOS. Inwieweit sich dieses Verhältnis auf die konkrete Satellitenmission und deren Missionsauslegung auswirkt, ist im nächsten Abschnitt erläutert.

### 4.3 System- und Missionsbetrachtungen

In dieser Arbeit wird nicht nur das thermische Lichtbogentriebwerk, sondern das gesamte Triebwerksystem bestehend aus dem Triebwerk, der Treibstoffförderung und der Leistungsversorgungseinheit betrachtet. Diese Betrachtungsweise ist aus Sicht einer Satellitenmission essenziell, da nur durch eine frühzeitige Abstimmung der Systemkomponenten aufeinander eine optimale Funktion des Systems erreicht werden kann.

| spezifischer Impuls<br>(s)             | spezifische Leistung<br>(MJ/kg) | Leistung<br>(kW) | Schub/Leistung<br>(N/kW) |   |
|--|---------------------------------|------------------|--------------------------|---|
| <b>Talos</b>                           |                                 |                  |                          |   |
| 430                                    | 30,6                            | 0,8              | 0,14                     |   |
| <b>thermische Lichtbogentriebwerke</b> |                                 |                  |                          |   |
| 350                                    | 19                              | 0,48             | 0,18                     | 1 |
| 480                                    | 31                              | 0,75             | 0,13                     | 2 |
| 418 – 484                              | 23,2 – 39,8                     | 0,7 – 1          | 0,14 – 0,17              | 3 |
| 408 – 474                              | 20,5 – 32                       | 0,95 – 1,4       | 0,14 – 0,2               | 4 |
| 497 – 522                              | 32,6 – 37                       | 1,6              | 0,14 – 0,15              | 5 |
| 575                                    | 54                              | 1                | 0,10                     | 6 |
| 675                                    | 72                              | 2                | 0,095                    | 6 |
| 786                                    | 105                             | 26               | 0,074                    | 7 |
| <b>RIT-15</b>                          |                                 |                  |                          |   |
| 2600                                   | 645,4                           | 0,9              | 0,036                    | 8 |

Quelle: <sup>1</sup>[Kinefuchi et. al., 2001], <sup>2</sup>[Zube et. al., 1995], <sup>3</sup>[Riehle et. al., 1997], <sup>4</sup>[Curran und Haag, 1988], <sup>5</sup>[Zube et. al., 1998], <sup>6</sup>[Lichon und Sankovic, 1996], <sup>7</sup>[Fife et. al., 2002], <sup>8</sup>[Leiter et. al., 1999]

Tabelle 4.6: Vergleich und Einordnung der Ergebnisse zu anderen Triebwerken

### 4.3.1 Triebwerksystem

In Abbildung 4.6 ist das Kommunikations- und Leistungsschema des Triebwerksystems skizziert. Die Leistungsversorgung (**E**lectronic **P**ower **U**nit) hat sowohl die Aufgabe, das Triebwerk mit der notwendigen Zündspannung von etwa 2000 V und Betriebsspannung zwischen 70 V und 100 V bei einem Strom zwischen 7 A und 11 A zu versorgen, als auch die Komponenten des Treibstoffördersystems mit einer Spannung von 24 V und einem Strom entsprechend ihrer Leistungsaufnahme. Für die Regelung des Massenstroms mittels des Druckabfalls über die Blende ist zusätzlich die Ansteuerung des Hinterdruckreglers, welcher Bestandteil des Treibstoffördersystems ist, notwendig. Dies erfolgt über Steuerkommandos, die ebenfalls die Leistungsversorgungseinheit (EPU) übernimmt. Die Leistungsversorgungseinheit ist Bindeglied zwischen der Power Control and Distribution Unit (PCDU) des Satelliten und dem Triebwerksystem.

In Abbildung 4.7 ist der Entwurf eines Flusschemas für das Triebwerksystem gezeigt. Das Treibstoffördersystem und das Triebwerk werden aus Redundanzgründen jeweils doppelt vorhanden sein.

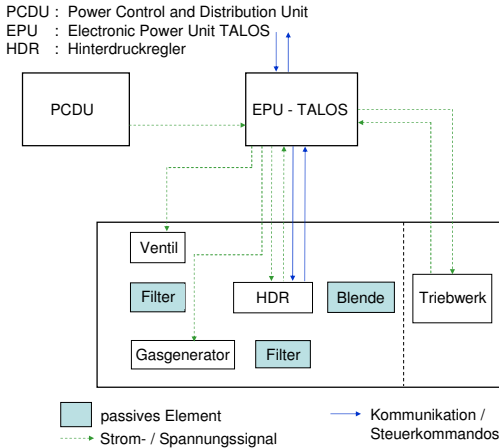


Abbildung 4.6: Schema der Elektronik des Triebwerksystems

### 4.3.2 Die Lunar Mission BW1 mit unterschiedlichen Triebwerksystemen

Für den Vergleich der Eignung unterschiedlicher Triebwerksarten für die Mondmission LUNAR MISSION BW1 wird eine Orbitsimulation mit dem kommerziellen Programm SATELLITE TOOL KIT 8.1.3<sup>®</sup> durchgeführt. Die Eingangsparameter der Simulation sind in Tabelle 4.7 kurz zusammengefasst. Startorbit ist jeweils der Geotransferorbit ( $180 \times 36000$  km) mit einer Inklination von  $19,2^\circ$ . Zielorbit ist eine Mondbahn mit einem Radius von  $384\,000$  km im geozentrischen Koordinatensystem. Als

|                 |                          |
|-----------------|--------------------------|
| Startorbit      | GTO ( $i = 19,2^\circ$ ) |
| Zielorbit       | Mondbahn ( $384000$ km)  |
| Trockenmasse    | 150 kg                   |
| Treibstoffmasse | 200 kg                   |
| Startzeitpunkt  | 1. Januar 2011           |

Tabelle 4.7: Eingangsparameter der Orbitsimulation für die LUNAR MISSION BW1

Trockenmasse des Satelliten werden 150 kg angenommen, die Treibstoffmasse wird für eine erste Analyse auf 200 kg gesetzt. Die Treibstoffmasse wird so hoch angesetzt, um die Möglichkeit zur nachträglichen Bahnoptimierung zu bieten. Eine ausführliche Erläuterung ist bei Laufer [Laufer] zu finden.

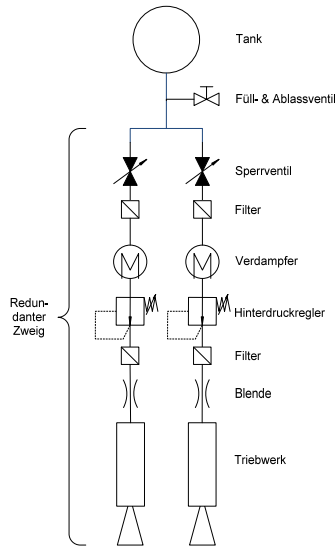


Abbildung 4.7: Entwurf des Triebwerksystems

Als Orbitpropagator wird *Earth J2* mit Sonne und Erde jeweils als Punktmasse verwendet. Für die Berechnung mit chemischen Antrieben werden zwei HOHMANN-Übergänge gerechnet, während bei den elektrischen Triebwerken ein kontinuierlicher Wechsel zwischen einer Stunde Schubphase und einer Stunde Pause simuliert wird. Die Daten für die chemischen Triebwerke entsprechen typischen Daten für diese Art Triebwerk und sind einschlägigen Werken entnommen [Messerschmid und Fasoulas, 2000, 1. Auflage]. Als typischer Vertreter für Iontriebwerke wird das RIT-15 verwendet [Leiter et. al., 1999].

Die Ergebnisse der Simulationen zeigen, wie in Tabelle 4.8 aufgelistet, dass der Treibstoffbedarf bei den chemischen Triebwerken mit 481 kg und 279 kg je nach verwendetem Triebwerk für einen Kleinsatelliten in der 200 kg Klasse deutlich zu hoch ist. Hierbei ist bereits eine Optimierung hinsichtlich der Treibstoffmasse vorgenommen worden, was bei den Berechnungen für die elektrischen Triebwerke nicht der Fall ist. Für die letzten beiden Zeilen bezieht sich die angegebene Treibstoffmasse nur auf TALOS und RIT-15. Die Treibstoffmasse für die SIMP-LEX Triebwerke ist nicht aufgelistet. Man sieht, dass TALOS mit 192 kg Treibstoff zwar deutlich unter dem Treibstoffbedarf der chemischen Triebwerke liegt allerdings noch mehr Treibstoff als die vorgesehenen maximal 150 kg benötigt.

| Triebwerk           | Gesamt-<br>masse (kg) | Zündungen<br>(-) | Ankunft        | Treibstoff-<br>masse (kg) |
|---------------------|-----------------------|------------------|----------------|---------------------------|
| chem. Hydrazin      | 631                   | 4                | 7.Januar 2011  | 481                       |
| chem. NTO/AZ50      | 429                   | 4                | 7.Januar 2011  | 279                       |
| TALOS               | 350                   | 2049             | 21.Juni 2011   | 192                       |
| TALOS (+ SIMP-LEX)  | 350                   | 1394             | 25.August 2013 | 130                       |
| RIT-15 (+ SIMP-LEX) | 350                   | 5360             | 3.März 2014    | 26                        |

Tabelle 4.8: Missionsdaten für LUNAR MISSION BW1 bei Verwendung verschiedener Triebwerke

Bei Verwendung von TALOS und einem Cluster von SIMP-LEX Triebwerken werden für das thermische Lichtbogentriebwerk bei einer Startmasse des Satelliten von 350 kg 130 kg der vorher angenommenen 150 kg Treibstoff für die Mission benötigt. Dies bedeutet, dass bei der Ankunft am Mond noch Treibstoff vorhanden ist, der die Betriebsdauer am Mond verlängert. Der  $\Delta v$ -Bedarf für diese Mission liegt bei 1,97 km/s bei einer Anzahl von 1394 Zündungen mit einer Stunde Betriebsdauer. Die Flugzeit bei Verwendung dieser Triebwerkskombination liegt bei etwa zweieinhalb Jahren.

Wird stattdessen das RIT-15 Triebwerk in Kombination mit der gleichen Anzahl von SIMP-LEX Triebwerken verwendet, reduziert sich die Treibstoffmasse auf 26 kg. Allerdings wird die Mission um zwei Jahre verlängert. Zusätzlich dazu ist der Preis für Xenon mit etwa 1000 €/kg deutlich höher als für Ammoniak (etwa 80 €/kg), wodurch erhebliche Mehrkosten bei Verwendung des RIT-15 Triebwerks entstehen. Die erforderliche Lebensdauer für das RIT-15 Triebwerk von 5360 Stunden stellt kein Problem dar, da diese Triebwerke schon bis zu 30000 Stunden in Lebensdauerexperimenten betrieben worden sind [Leiter et. al., 1999]. Die Verwendung von TALOS in Kombination mit einem Cluster von SIMP-LEX Triebwerken ist für die LUNAR MISSION BW1 als sinnvoll anzusehen.

## 5 Zusammenfassung

In dieser Arbeit ist ein thermisches Lichtbogentriebwerksystem zum Einsatz als eines der Haupttriebwerke für den Kleinsatelliten LUNAR MISSION BW1 untersucht worden. Das Triebwerkssystem besteht aus dem Triebwerk TALOS, dem Treibstoffördersystem und der Leistungsversorgungseinheit.

Die Charakterisierung von TALOS erfolgte durch Experimente zur Variation sowohl der Düsengeometrie als auch des Massenflusses und der Leistung hinsichtlich der Missionsanforderungen. Dabei hat sich Düse 3 mit einem Düsenhalsdurchmesser von 0,5 mm, einer Düsenhalslänge von 0,7 mm und einem halben Öffnungswinkel von 20 textdegree als optimal erwiesen. Mit dieser Düsengeometrie werden bei einem Massenfluss von 25 mg/s eine Austrittsgeschwindigkeit von bis zu 5,2 km/s und Schübe von 107 mN bis 124 mN bei Schubwirkungsgraden zwischen 28 % und 32 % erreicht. Gegenüber den anderen Düsengeometrien fließen bei dieser Düsengeometrie kleinere Ströme, was sich positiv auf die Kathodenerosion und die Lebensdauer des Triebwerks auswirkt. Düse 1 ist für die weiteren Experimente ausgewählt worden, da für diese Geometrie auf Grund der Ähnlichkeit der Düsengeometrie und der Lebensdauer eines flugqualifizierten Triebwerks [Auweter-Kurtz et. al., 1996] die geforderte Lebensdauer von 700 Stunden erwartet wird. Sie hat einem Düsenhalsdurchmesser von 0,6 mm, eine Düsenhalslänge von 0,7 mm und einem halben Öffnungswinkel der Düse von 20°. Bei einem Massenfluss von 25 mg/s und einer elektrischen Leistung von 700 W wird eine Austrittsgeschwindigkeit von 3,9 km/s und ein Schub von 99 mN erreicht. Der Schubwirkungsgrad beträgt 28,2%. Für die Zukunft sollte Düsengeometrie 3 hinsichtlich des Langzeitverhaltens untersucht werden, um eine Einschätzung hinsichtlich der Lebensdauer dieser Düsengeometrie treffen zu können. Durch die Verwendung anderer Düsenmaterialien oder spezieller Kühlkonzepte könnte diese Düsengeometrie vielversprechend für die Anwendung an Bord von LUNAR MISSION BW1 sein.

Für Düsengeometrie 1 sind Langzeitexperimente zur Simulation der Betriebszyklen während der Mission durchgeführt worden, um die Erosion der Düse und den Einfluss auf das Betriebsverhalten zu untersuchen. Dazu sind drei unterschiedliche Wolfram-Legierungen verwendet worden: Wolfram-Thoriumoxid, Wolfram-Lanthanoxid und Wolfram-Rhenium. Das Triebwerk ist mit Zyklen von jeweils einer Stunde Betrieb und einer Stunde Pause getestet worden. Der Düsenhals ist nach einer Stunde, fünf Stunden, zehn Stunden, 20 Stunden und 30 Stunden unter einem Mikroskop hinsichtlich möglicher Veränderungen untersucht worden.

Das Ergebnis dieser Experimente ist, dass nur die Düse aus Wolfram-Thoriumoxid über die geplante Dauer von 30 Stunden bei dem geforderten Betriebspunkt sta-

---

bil betrieben werden konnte. Die Experimente mit den anderen beiden Wolfram-Legierungen mussten jeweils nach elf Stunden Betrieb wegen der immensen Erosion des Düsenhalses und damit verbundener Triebwerksinstabilität vorzeitig beendet werden. Alle Düsen zeigen nicht das in der Literatur für thermische Lichtbogenriewerke vergleichbarer Leistungsklasse berichtete Zuwachsen des Düsenhalses, sondern eine Vergrößerung des Düsenhalses, bei der Düse aus Wolfram-Thoriumoxid hat sich der Düsenhalsdurchmesser von anfänglich 0,6 mm auf maximal 0,76 mm nach 30 Stunden vergrößert. Ebenso wie bei anderen Triebwerksentwicklungen thermischer Lichtbogentriebwerke beschrieben sind kugelförmige Materialablagerungen im divergenten Düsenteil zu finden, die vermutlich vom Treibstoff aus dem Düsenhalsbereich dorthin transportiert werden und dort auf Grund der niedrigeren Temperatur wieder verfestigen.

Bei allen untersuchten Düsengeometrien ist ein nicht linearer Anstieg der elektrischen Spannung während der Experimentdauer beobachtet worden, der auf dem Einlaufvorgang des Triebwerks beruht. Je nach Düsenmaterial fällt dieser Anstieg unterschiedlich aus. Er ist mit 1,8 V/h gemittelt über die ersten zehn Betriebsstunden bei der Wolfram-Rhenium Legierung am größten. Dadurch verändert sich auch die Leistung des Triebwerks. Bei der Wolfram-Thoriumoxid Düse steigt die Leistung von 0,7 kW auf 0,82 kW. Dieser Leistungsanstieg ist ebenfalls nicht linear und stagniert ab Stunde 15 der Experimente.

Die durchgeführte Thermalmodellierung des Triebwerks zeigt eine sehr gute Übereinstimmung der Ergebnisse mit den experimentell ermittelten Temperaturen auf der Düsenoberfläche. Für die Thermalmodellierung wird eine Wolfram-Lanthanoxid Düse mit einem Düsenhalsdurchmesser von 0,6 mm, einer Düsenhalslänge von 0,7 mm und einem halben Öffnungswinkel von 20° verwendet. Die höchste Temperatur in der Düse ist am Lichtbogenansatzpunkt hinter dem engsten Querschnitt. Sie beträgt 1050°C. Dies liegt zwar weit unterhalb der Schmelztemperatur aller in dieser Arbeit untersuchten Düsenmaterialien, da jedoch eine zyklische statische Beanspruchung unter hohen Temperaturen für die Düse vorliegt, kommt es schon bei dieser niedrigeren Temperatur zum Kriechen des Materials. Diese Ergebnisse machen eine systematische Lebensdaueruntersuchung über die gesamte Betriebsdauer des Triebwerks unbedingt erforderlich.

Die Charakterisierung des Ammoniakplasmas mittels Emissionsspektroskopie ist durchgeführt worden, um die Elektronendichte im Plasma zu bestimmen. Das Ergebnis dieser Untersuchung ist eine Elektronendichte zwischen  $2,1 \times 10^{19}$  und  $1,2 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$  in der Düsenaustrittsebene und  $6,2 \times 10^{18}$  und  $9,6 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$  im Freistrah 2,5 mm von der Austrittsebene entfernt. Die Elektronendichte nimmt erwartungsgemäß im Freistrah ab. Mit Hilfe der Elektronendichte sind erste Aussagen zum Ionsationsgrad des Triebwerks abgeleitet worden. Er liegt zwischen 0,2% und 4%. Die spezifische Leitfähigkeit im Lichtbogenbereich des Ammoniakplasmas ist für unterschiedliche Leistungen, Triebwerksgeometrien und Massenflüsse abgeschätzt worden. Sie liegt zwischen  $2000 \text{ 1}/(\Omega\text{m})$  und  $8000 \text{ 1}/(\Omega\text{m})$ . Die im Ammoniakplasma vorkom-

menden Spezies sind zu Wasserstoff, Stickstoffionen und NH-Molekülen bestimmt worden.

Die Ergebnisse der Charakterisierung des Ammoniakplasmas erfordern noch weitere Validierung mittels anderer Messverfahren. Dabei ist insbesondere an FABRY-PEROT-Interferometrie oder den Einsatz von elektrostatischen Sonden zu denken. Durch ein verbessertes Verständnis der Vorgänge im Ammoniakplasma kann voraussichtlich die Lebensdauer des Triebwerks weiter erhöht werden.

Im Rahmen dieser Arbeit ist ein Treibstofffördersystem für Ammoniak konzipiert und ausgelegt worden. Die Massenstromregelung erfolgt hierbei über den Druckabfall, der in der Strömung durch den Einbau einer geeigneten Blende entsteht. Anhand von Experimenten mit einem Labormodell des Treibstofffördersystems ist nachgewiesen worden, dass die Regelung des Massenstrom zwischen 16 mg/s und 63 mg/s erfolgen kann, was die Missionsanforderungen erfüllt.

Als zentrales Bauteil der Treibstoffförderung wird der Verdampfer angesehen, der den Phasenübergang des Ammoniaks von der flüssigen Phase in den Zustand des überhitzten Gases realisiert. Im Rahmen dieser Arbeit sind zwei neuartige Konzepte zur Ammoniakverdampfung untersucht worden. Das eine Konzept heizt das Ammoniak mittels einer Heizkapsel, die in das Fluid eingebracht wird, und das andere Konzept besteht aus einem Rohr mit elektrischer Heizung der Rohrwand. Dabei hat sich das Konzept mit Heizkapsel im Fluid als vorteilhaft bezüglich der Wärmeübertragung gezeigt.

Mikrokanalverdampfer bringen im Vergleich zu den in dieser Arbeit untersuchten Konzepten allerdings den Vorteil, dass in Mikrokanälen Gravitationskräfte keinen Einfluss auf das Strömungsverhalten und die Wärmeübertragung haben, wodurch sich für die Anwendung an Bord von LUNAR MISSION BW1 enorme Vorteile ergeben. Daher ist in Zukunft die Charakterisierung der Mikrokanalverdampfer für die Anwendung im Treibstofffördersystem durchzuführen, um eine Flugqualifizierung zu erzielen.

Abschließende System- und Missionsbetrachtungen haben ergeben, dass die LUNAR MISSION BW1 auch unter Verwendung anderer Triebwerkssysteme wie insbesondere eines Radiofrequenz-Ionentriebwerks (RIT-15) möglich ist. Nachteil dieser Variante sind allerdings die hohen Kosten, die durch die Verwendung von Xenon als Treibstoff entstehen. Chemische Triebwerke scheiden für einen Kleinsatelliten wie LUNAR MISSION BW1 aus, da die benötigte Treibstoffmasse deutlich über der Masse des Gesamtsatelliten liegt.

Für die Zukunft steht die Weiterentwicklung des thermischen Lichtbogentriebwerkssystems hin zu einem flugfähigen Modell an. Hierzu sind insbesondere die Lebensdaueruntersuchungen des Triebwerks als auch die Erprobung des Mikrokanalverdampfers von Bedeutung. Am Ende dieser Entwicklung ist der Test des Triebwerkssystems an Bord des Kleinsatelliten PERSEUS geplant, der ein Teil des Kleinsatelliten-Programms des IRS ist.



## Literaturverzeichnis

- [Allison und Mikellides 2006] ALLISON, D. L. ; MIKELLIDES, P. G.: A High-Temperature, Thermal Non-Equilibrium Equation of State for Ammonia. In: *International Journal of Thermophysics* Vol. 27, No. 3 (2006), S. 794–819
- [Auweter-Kurtz 1991] AUWETER-KURTZ, M.: *Lichtbogentriebwerke für Weltraumaufgaben*. B.G. Teubner, 1991
- [Auweter-Kurtz et al. 1996] AUWETER-KURTZ, M. ; GLOCKER, B. ; GÖLZ, T. ; KURTZ, H. ; MESSERSCHMID, E. W. ; RIEHLE, M. ; ZUBE, D. M.: Arcjet Thruster Development. In: *Journal of Propulsion and Power* Vol. 12, No. 6 (1996), S. 1077–1083
- [Auweter-Kurtz und Kurtz 2003] AUWETER-KURTZ, M. ; KURTZ, H.: Optimization of Electric Thrusters for Primary Propulsion Based on the Rocket Equation. In: *Journal of Propulsion and Power* Vol. 19, Nr. 3 (2003), S. 413 – 423
- [Babu et al. 1993] BABU, V. ; AITHAL, S. ; SUBRAMANIAM, V. V.: On the Effects of Swirl in Arcjet Thruster Flows. In: *IEPC-1993-183, International Electric Propulsion Conference*, 1993
- [Beitz und Grote 1997] BEITZ, W. ; GROTE, K.-H.: *Doppel Taschenbuch für den Maschinenbau*. 19. Auflage. 1997
- [Bock et al. 2006] BOCK, D. ; AUWETER-KURTZ, M. ; KURTZ, H. ; RÖSER, H.-P.: Experimental Investigations on Thermal Arcjet Thruster Development for a Science Mission to the Moon. In: *Proceedings of the 57th International Astronautical Conference, IAC-06-C4.4.03*, 2006
- [Bock et al. 2007] BOCK, D. ; HERDRICH, G. ; LEIN, S. ; RÖSER, H.-P. ; AUWETER-KURTZ, M.: Overview of Emission Spectroscopic Measurement of an Ammonia Arcjet Plasma Plume. In: *Proceedings of the 2nd European Conference for Aerospace Sciences, 5.SP.57*, 2007
- [Brandner und Schubert 2005] BRANDNER, J. ; SCHUBERT, K.: Fabrication and Testing of Microstructure Heat Exchangers for Thermal Applications. In: *Proceedings of the 3rd International Conference on Microchannels and Minichannels*, 2005

- [Brandner et. al. 2006] BRANDNER, 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. In: *Journal of Experimental Thermal and Fluid Science* Vol. 30, Nr. 8 (2006), S. 801 – 809
- [Bromaghim et. al. 2002] BROMAGHIM, D.R. ; LEDUC, J. R. ; SALASOVICH, R. M. ; SPANJERS, G. G. ; FIFE, J. M. ; DULLIGAN, M. J. ; SCHILLING, J. H. ; WHITE, D.C. ; JOHNSON, L. K.: Electric Propulsion Space Experiment (ESEX) On-Orbit Results. In: *Journal of Spacecrafts and Rockets* Vol. 39, No. 2 (2002), S. 177–186
- [Bronstein et. al. 1999] BRONSTEIN, I. N. ; SENENDJAEV, K. A. ; MUSIOL, G. ; MÜHLIG, H.: *Taschenbuch der Mathematik*. Harri Deutsch, 1999
- [Bufton und Burton 1997] BUFTON, S. A. ; BURTON, R. L.: Velocity and Temperature Measurements in a Low-Power Hydrazine Arcjet. In: *Journal of Propulsion and Power* Vol. 13, No. 6 (1997), S. 768–774
- [Burtner et. al. 1996] BURTNER, D. ; KEEFER, D. ; RUYTEN, W.: Low-Power Ammonia Arcjet: Numerical Simulations and Laser-Induced Fluorescence Measurements. In: *Journal of Propulsion and Power* Vol. 12, No. 6 (1996), S. 1123 – 1128
- [Burton und Bufton 1996] BURTON, R. L. ; BUFTON, S. A.: Exit-Plane Electrostatic Probe Measurements of a Low-Power Arcjet. In: *Journal of Propulsion and Power* Vol. 12, No. 6 (1996), S. 1099–1106
- [Butler und Cassady 1996] BUTLER, G. W. ; CASSADY, R. J.: Directions for Arcjet Technology Development. In: *Journal of Propulsion and Power* Vol. 12, No. 6 (1996), S. 1026–1034
- [Carney und Sankovic 1989] CARNEY, L. M. ; SANKOVIC, J. M.: The Effect of Arcjet Operation Condition and Constrictor Geometry on the Plasma Plume. In: *Proceedings of the 25th International Electric Propulsion Conference, AIAA-1989-2723*, 1989
- [Coleman und Garimella 1999] COLEMAN, J. ; GARIMELLA, S.: Characterization of Two-Phase Flow Patterns in Small Diameter and Rectangular Tubes. In: *Journal of Heat and Mass Transfer* Vol. 42, Nr. 15 (1999), S. 2869–2881
- [Crofton et. al. 1999] CROFTON, M. W. ; MOORE, T. A. ; BOYD, I. D. ; MASUDA, I. ; GOTOH, Y.: Near-Field Measurement and Modeling Results for a Flight-Type Arcjet: Hydrogen Atom. In: *Proceedings of the 26th International Electric Propulsion Conference, IEPC-1999-048*, 1999
- [Curran und Haag 1987] CURRAN, F. M. ; HAAG, T. W.: Arcjet Component Conditions Through a Multistart Test. In: *Proceedings of the 19th International Electric Propulsion Conference, AIAA-1987-1060*, 1987

- [Curran und Haag 1988] CURRAN, F. M. ; HAAG, Th. W.: An Extended Life and Performance Test of a Low-Power Arcjet. In: *Proceedings of the 24th Joint Propulsion Conference, AIAA-1988-3106*, 1988
- [Curran et. al. 1989] CURRAN, F. M. ; SOVIE, A. J. ; HAAG, T. W.: Arcjet Nozzle Design Impacts / NASA. 1989. – Forschungsbericht
- [Deiningner 1991] DEININGER, W. D.: Review of Arcjet Technology Development at BPD. In: *Proceedings of the 27th Joint Propulsion Conference, AIAA-1991-1992*, 1991
- [Deiningner et. al. 1993] DEININGER, W. D. ; ATTILI, M. ; VULPIANI, M. ; DETOMA, E.: Low Power Arcjet System Requirements Definition for North-South Station Keeping. In: *Proceedings of the 29th Joint Propulsion Conference, AIAA-1993-2223*, 1993
- [Deiningner et. al. 1997] DEININGER, W. D. ; GAETANO, De L. ; ATTILI, M.: Integration of an Arcjet System on the Modular 'STB' Lightsat Platform. In: *ESA SP-398, 2nd European Spacecraft Propulsion Conference*, 1997
- [Fife et.al. 2002] FIFE, J. M. ; BROMAGHIM, D. R. ; CHART, D. A. ; HOSKINS, W. A. ; VAUGHAN, C. E. ; JOHNSON, L. K.: Orbital Performance Measurements of Air Force Electric Propulsion Space Experiment Ammonia Arcjet. In: *Journal of Propulsion and Power* Vol. 18, No. 4 (2002), S. 749 – 753
- [Fujita und Arakawa 1999] FUJITA, K. ; ARAKAWA, Y.: Performance Computation of a Low-Power Hydrogen Arcjet. In: *Journal of Propulsion and Power* Vol. 15, Nr. 1 (1999), S. 144 – 150
- [Gallimore et.al. 1996] GALLIMORE, A. D. ; KIM, S.-W. ; FOSTER, J. E. ; B., King L. ; S., Gulczinski F.: Near- and Far-Field Plume Studies of a One-Kilowatt Arcjet. In: *Journal of Propulsion and Power* Vol. 12, Iss. 1 (1996), S. 105–111
- [Glocker 1993] GLOCKER, B.: *Experimentelle und theoretische Untersuchungen zur Entwicklung eines thermischen Lichtbogentriebwerks der mittleren Leistungsklasse*, Institut für Raumfahrtssysteme, Universität Stuttgart, Dissertation, 1993
- [Glocker und Auweter-Kurtz 1992] GLOCKER, B. ; AUWETER-KURTZ, M.: Radiation Cooled Medium Power Arcjet Experiments and Thermal Analysis. In: *Proceedings of the 28th Joint Propulsion Conference, AIAA-1992-3834*, 1992
- [Griem 1974] GRIEM, H. R. ; MASSEY, K. A. (Hrsg.): *Spectral Line Broadening by Plasmas*. 1. Auflage. New York Academic Press, 1974
- [Griem 1994] GRIEM, H. R.: *Plasma Spectroscopy*. McGraw-Hill Book Company, 1994

- [Henning et. al. 2004] HENNING, T. ; BRANDNER, J. J. ; SCHUBERT, K.: Characterisation of Electrically Powered Micro-Heat Exchangers. In: *Chemical Engineering Journal* Vol. 101, Nr. 1-3 (2004), S. 339 – 345
- [Herdrich et. al. 1997] HERDRICH, G. ; AUWETER-KURTZ, M. ; HABIGER, H. ; HARTLING, M.: Multi-Channel Temperature Measurements on Ceramic Heat Shields. In: *Proceedings of the 48th International Astronautical Congress, IAF-97-I.5.06*, 1997
- [Hertel und Schulz 2008] HERTEL, I. V. ; SCHULZ, C.-P.: *Atome, Moleküle und optische Physik 1*. Springer, 2008
- [Hohn 2007] HOHN, O.: *Charakterisierung des Ammoniakplasmas eines thermischen Lichtbogentriebwerks der 1 kW-Klasse für die Mondmission BW1*, Institut für Raumfahrtssysteme, Universität Stuttgart, Studienarbeit, 2007
- [Huddleston 1995] HUDDLESTONE, R. H.: *Plasma Diagnostic Techniques*. Academic Press, 1995
- [Jahn 2006] JAHN, R. G.: *Physics of Electric Propulsion*. Bd. Abdruck der 1. Auflage (1968). Dover Publications, 2006
- [Kinefuchi et. al. 2001] KINEFUCHI, K. ; FUNAKI, I. ; TOKI, K.: Multi-hour Test of Tungsten Anodes for Low Power DC Arcjet. In: *Proceedings of the 27th International Electric Propulsion Conference, IEPC-01-192*, 2001
- [Koppel et. al. 2000] KOPPEL, C. ; LYSZYK, M. ; VALENTIAN, D. ; SACCOCCIA, G. ; ESTUBLIER, D.: PPS 1350 with Variable Power Features for SMART 1. In: *Proceedings of the 36th Joint Propulsion Conference, AIAA-2000-3427*, 2000
- [Laufer ] LAUFER, R.: *Lunar Mission BW1: Scientific Objectives and Small Satellite Concept / Lunar Mission BW1: Wissenschaftliche Zielsetzung und Kleinsatellitenkonzept*, Institut für Raumfahrtssysteme, Universität Stuttgart, Dissertation. – noch nicht veröffentlicht
- [Laufer et. al. 2004] LAUFER, R. ; AUWETER-KURTZ, M. ; LENGOWSKI, M. ; NAWAZ, A. ; RÖSER, H.-P. ; SCHÖNERMARK, M. ; H., Wagner: An All Electrical Small Satellite for a Technology Demonstration and Science Mission to the Moon. In: *Proceedings of the 55th Congress of the International Astronautical Federation, IAC-04-IAF-Q.2.b.05*, 2004
- [Laufer et. al. 2006] LAUFER, R. ; RÖSER, H.-P. ; LUNAR MISSION PROJECT TEAM the: Lunar Mission BW1 – A Small Lunar Exploration and Technology Demonstration Satellite. In: *EPSC2006-A-00488P*, 2006

- [Leiter et al. 1999] LEITER, H. J. ; LÖB, H. W. ; SCHATNER, K.-H.: RIT15S and RIT15LP – The Development of High-Performance Mission Optimized Ion Thrusters. In: *Proceedings of the 35th Joint Propulsion Conference, AIAA-1999-2444*, 1999
- [Lichon et al. 1995] LICHON, P. G. ; MCLEAN, C. H. ; VAUGHAN, C. E. ; SANKOVIC, J. M.: Development of a 500 Watt Class Arcjet Thruster System. In: *Proceedings of the 24th International Electric Propulsion Conference, IEPC-1995-237*, 1995
- [Lichon und Sankovic 1996] LICHON, P. G. ; SANKOVIC, J. M.: Development and Demonstration of a 600-Second Mission-Average Isp Arcjet. In: *Journal of Propulsion and Power* Vol. 12, Nr. 6 (1996), S. 1018–1025
- [Lochte-Holgreven 1968] LOCHTE-HOLGREVEN, W. ; LOCHTE-HOLGREVEN, W. (Hrsg.): *Plasma Diagnostics*. North-Holland Publishing Company, 1968
- [Manzella et al. 1990] MANZELLA, D. H. ; CURRAN, F. M. ; MYERS, R. M. ; ZUBE, D. M.: Preliminary Plume Characteristics of an Arcjet Thruster. In: *Proceedings of the 21st International Electric Propulsion Conference, AIAA-1990-2645*, 1990
- [Megli et al. 1998] MEGLI, T. W. ; LU, J. ; KRIER, H. ; BURTON, R. L.: Modeling Plasma Processes in 1-Kilowatt Hydrazine Arcjet Thrusters. In: *Journal of Propulsion and Power* Vol. 14, Nr. 1 (1998), S. 29 – 36
- [Messerschmid und Fasoulas 2000, 1. Auflage] MESSERSCHMID, E. ; FASOULAS, S.: *Raumfahrtsysteme*. Springer, 2000, 1. Auflage
- [Müller 1978] MÜLLER, C. F.: *Thermodynamische Eigenschaften von Ammoniak: (R717)*. Keller, G. M., 1978
- [Morren 1991] MORREN, F. M.: Preliminary Performance and Life Evaluations of a 2-kW Arcjet. In: *Proceedings of the 27th Joint Propulsion Conference, AIAA-1991-2228*, 1991
- [Nawaz ] NAWAZ, A.: *Aufbau, Charakterisierung und Optimierung eines gepulsten instationären MPD Triebwerks*, Institut für Raumfahrtsysteme, Universität Stuttgart, Dissertation. – noch nicht veröffentlicht
- [NIST ] NIST: *National Institute of Standards and Technology – Atomic Spectra Database*. URL: [http://physics.nist.gov/PhysRefData/ASD/lines\\_form.html](http://physics.nist.gov/PhysRefData/ASD/lines_form.html). – Aktualisierungsdatum: Sept. 2007
- [Park 1972] PARK, C.: Hydrogen Line Ratios as Electron Temperature Indicators in Nonequilibrium Plasmas. In: *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer* Vol. 12, Nr. 3 (1972), S. 323–370

- [Pearse und Gaydon 1976] PEARSE, R. W. ; GAYDON, A. G.: *The Identification of Molecular Spectra*. Chapman and Hall, 1976
- [Polk et. al. 1992] POLK, J. E. ; GOODFELLOW, K. D. ; PLESS, L. C.: Ammonia Arcjet Engine Behaviour in a Cyclic Endurance Test at 10 kW. In: *Proceedings of the 43rd Congress of the International Astronautical Federation, IAF-1992-0612*, 1992
- [Polk et. al. 1999] POLK, J. E. ; KAKUDA, R. Y. ; ANDERSON, J. R. ; BROPHY, J. R. ; RAWLIN, V. K. ; J., Patterson M. ; SOVEY, J. ; HAMLEY, J.: Validation of the NSTAR Ion Propulsion System on the Deep Space One Mission - Overview and Initial Results. In: *Proceedings of the 35th Joint Propulsion Conference, AIAA-1999-2274*, 1999
- [Revellin und Thome 2007] REVELLIN, R. ; THOME, J. R.: Experimental Investigation of R-134a and R-245fa Two-Phase Flow in Microchannels for Different Flow Conditions. In: *Journal of Heat and Fluid Flow* Vol. 18, Nr. 1 (2007), S. 63 – 71
- [Riehle et. al. 1996] RIEHLE, M. ; HABIGER, H. ; AUWETER-KURTZ, M. ; KURTZ, H.: Thermal Analysis and Optimisation of Advanced Medium Power Arcjets. In: *Proceedings of the 32nd Joint Propulsion Conference, AIAA-1996-2701*, 1996
- [Riehle et. al. 1997] RIEHLE, M. ; KURTZ, H. ; AUWETER-KURTZ, M. ; VIERTEL, Y.: 1 kW Hydrazine Arcjet System Development. In: *Proceedings of the 25th International Electric Propulsion Conference, IEPC-97-008*, 1997
- [Sankovic 1990] SANKOVIC, J. M.: Investigation of the Arcjet Plume Near Field Using Electrostatic Probes / NASA Technical Memorandum 103638, JANNAF Propulsion Meeting. 1990. – Forschungsbericht
- [Sankovic und Curran 1991] SANKOVIC, J. M. ; CURRAN, F. M.: Arcjet Thermal Characteristics. In: *Proceedings of the 27th Joint Propulsion Conference, AIAA-1991-2456*, 1991
- [Schröder 2000, 2. Auflage] SCHRÖDER, W.: *Fluidmechanik*. 2. Auflage. Wissenschaftsverlag Mainz, 2000, 2. Auflage
- [Serizawa et. al. 2002] SERIZAWA, A. ; FENG, Z. ; KAWARA, Z.: Two-Phase Flow in Microchannels. In: *Journal of Experimental Thermal and Fluid Science* Vol. 26, Nr. 6 - 7 (2002), S. 703 – 714
- [Smith und Roberts 1990] SMITH, R. D. ; ROBERTS, C. R.: Development and Demonstration of a 1.8 kW Hydrazine Arcjet Thruster. In: *Proceeding of the 21st International Electric Propulsion Conference, AIAA-90-2547*, 1990

- [Smith et. al. 1997] SMITH, R. D. ; ROBERTS, C. R. ; AADLAND, R. S.: Flight Qualification of the 1.8 kW MR-509 Hydrazine Arcjet System. In: *Proceeding of the 25th International Electric Propulsion Conference, IEPC-97-081*, 1997
- [Stephenson 1995] STEPHENSON, R. R.: An Assessment of Electric Propulsion Research, Development and Application in the United States / JPL. 1995. – Forschungsbericht
- [Stone et. al. 1988] STONE, James R. ; BYRES, David C. ; KING, David Q.: The NASA Electric Propulsion Program / NASA Technical Memorandum 101324 (IEPC-88-002). 1988. – Forschungsbericht
- [Tahara et. al. 1998] TAHARA, H. ; YONEZAWA, T. ; ANDOH, T.: Emission Spectroscopic Measurement of Ammonia or Mixture of Nitrogen and Hydrogen Plasma in a Direct-Current Arc Jet Generator with an Expansion Nozzle. In: *IEEE Transactions on Plasma Science* Vol. 26, No. 4 (1998), S. 1307–1313
- [Tiliakos et. al. 1998] TILIAKOS, N. T. ; BURTON, R. L. ; KRIER, H.: Arcjet Anode Plasma Measurements Using Electrostatic Probes. In: *Journal of Propulsion and Power* Vol. 14, No. 4 (1998), S. 560–567
- [VDI 1994] VDI ; CHEMIEINGENIEURWESEN (GVC), Verein Deutscher Ingenieure VDI Gesellschaft V. und (Hrsg.): *VDI Wärmeatlas*. VDI Verlag, 1994 (7. Auflage)
- [Wallner und Czika Jr. 1965] WALLNER, L. E. ; CZIKA JR., J.: Arc-Jet Thrustor for Space Propulsion / NASA. 1965. – Forschungsbericht
- [Yoshikawa et. al. 1987] YOSHIKAWA, T. ; ONOE, K. ; OHBA, T. ; YOSHIDA, H. ; SUZUKI, H. ; MORIMOTO, S.: Development of a Low Power DC Arcjet for Space Propulsion. In: *Proceedings of the 19th International Electric Propulsion Conference, AIAA-87-1058*, 1987
- [Ziolkowski 1903] ZIOLKOWSKI, K.: Eine Rakete in den kosmischen Raum. 1903. – Forschungsbericht
- [Zube 1990] ZUBE, D.: *Emission Spectroscopic Experiments in a Low Power Arcjet Nozzle*. Diplomarbeit. 1990
- [Zube et. al. 1998] ZUBE, D. ; MASUDA, I. ; GOTOH, Y.: Low Bus Voltage Hydrazine Arcjet System for Geostationary Satellites. In: *Proceedings of the 34th Joint Propulsion Conference, AIAA-1998-3631*, 1998
- [Zube et. al. 1995] ZUBE, D. ; MESSERSCHMID, E. ; DITTMANN, A.: Project ATOS – Ammonia Arcjet Lifetime Qualification and System Components Test. In: *Proceedings of the 31st Joint Propulsion Conference, AIAA-1995-2508*, 1995

[Zube 1995] ZUBE, D. M.: *Von Laboruntersuchungen zum Entwurf und Bau eines flugtauglichen thermischen Lichtbogentriebwerks für Kleinsatelliten*, Institut für Raumfahrtsysteme, Universität Stuttgart, Dissertation, 1995

[Zube und Auweter-Kurtz 1993] ZUBE, D. M. ; AUWETER-KURTZ, M.: Spectroscopic Arcjet Diagnostic Under Thermal Equilibrium and Nonequilibrium Conditions. In: *Proceedings of the 29th Joint Propulsion Conference, AIAA-93-1792*, 1993

[Zube und Messerschmid 1994] ZUBE, D. M. ; MESSERSCHMID, E. W.: Spectroscopic Temperature and Density Measurement in a Low Power Arcjet Plume. In: *Proceeding of the 30th Joint Propulsion Conference, AIAA-94-2744*, 1994



## Summary

### Untersuchung eines thermischen Lichtbogentriebwerksystems für die Lunar Mission BW1 Investigation of a Thermal Arcjet Thruster System for the Lunar Mission BW1

#### Introduction

The Institute of Space Systems (IRS), Universität Stuttgart, has launched its own «Small Satellite Program» containing four different satellite missions. The first satellite mission is an earth-sensing satellite (FLYING LAPTOP). The second one (PERSEUS) is a satellite for technology demonstration of electric propulsion systems developed and qualified at IRS, the third satellite a re-entry demonstration mission (CERMIT) and the last one an *all electrical satellite* mission to the moon (LUNAR MISSION BW1) [Laufer et. al., 2004].

In this context, *all electrical satellite* refers to the propulsion systems on board LUNAR MISSION BW1 – a cluster of pulsed magnetoplasmadynamic thrusters (iMPDs, SIMP-LEX) [Nawaz], also referred to as PPTs, and a thermal arcjet thruster TALOS. The thermal arcjet thruster system will consume about 1 kW of electric input power in total using ammonia as propellant. Both thruster systems are being developed and qualified at IRS at present.

The flight to the moon is expected to last about two years and is divided into four different mission phases: Phase one begins after insertion into geostationary transfer orbit (GTO) and ends after the spacecraft's perigee is raised above the outer van-Allen-belt. The second flight phase lasts until the moon's sphere of influence is reached. The third phase ends with the insertion into a stable elliptical lunar capture orbit and during the final mission phase the satellite is injected into a circular polar orbit around the moon at an altitude of about 100 km.

The thrust demands during mission phases one and three are higher than during the other mission phases. Therefore, the arcjet thruster as the higher thrust unit will be used during these phases. During the other mission phases solely the iMPD cluster will be used for propulsion.

As thermal arcjet thrusters have been only in use for north-south station-keeping with hydrazine as propellant on geostationary satellites for more than one decade, the use of a thermal arcjet thruster as one of the main engines for an interplanetary and university led mission is a new approach.

The objective of this thesis is the investigation and characterization of the thermal arcjet thruster TALOS used as main propulsion system for the LUNAR MISSION BW1. First, an existing laboratory model of the thruster is characterized under vacuum conditions with ammonia as propellant. Subsequently, the optimization of the thruster under consideration of the mission requirements is accomplished. Furthermore, the propellant feed system is developed and investigated under vacuum conditions. Special focus is placed on the process of vaporizing the ammonia. Therefore, different vaporizer concepts are developed and investigated.

For characterization of the plasma, i. e. the determination of the electron number density and the ionization degree, emission spectroscopy is used. This way, the species inside the plasma are determined.

## **Thruster System Development**

### **Thruster Optimization**

The thruster system development includes the characterization and optimization of the thermal arcjet thruster according to the requirements of the LUNAR MISSION BW1. Therefore, five different nozzle geometries are investigated. Theoretical studies show that the nozzle throat diameter and length as well as the expansion ratio of the nozzle are the geometrical parameters having the most impact on thruster performance. Furthermore, the electric input power of the thruster is varied between 0.6 kW and 1 kW and the mass flow rate is varied between 20 mg/s and 30 mg/s for optimization purposes. [Bock et. al., 2006]

The results of the optimization procedure are that a nozzle design with a nozzle throat diameter of 0.5 mm reaches the highest specific impulse and thrust efficiency. To achieve a lower temperature inside the nozzle, a design with 0.6 mm as nozzle throat diameter is chosen. Thus, the lifetime of the thruster is expected to be higher.

Next, lifecycle experiments using different tungsten alloys as nozzle material with the same nozzle geometry (throat diameter 0.6 mm, throat length 0.7 mm and expansion half-angle 20°) are conducted. The nozzle materials are tungsten-thoriumoxide, tungsten-lanthanumoxide and tungsten-rhenium. The experiments are done using the operating condition planned for the LUNAR MISSION BW1: one hour on, one hour off.

### **WT20-nozzle**

The results of these experiments are that only the thruster with the tungsten-thoriumoxide nozzle withstands the duration of 30 hours accumulated operation time. The thruster shows an increase in thruster voltage and thus power during the first 15 hours of operation. After that time, thruster power remains constant. This effect is referred to as 'burn-in' period in literature. [Curran und Haag, 1988; Morren, 1991] Investigations of the nozzle throat diameter show an increase from 0.6 mm prior to the

experiments to 0.66-0.76 mm after 30 hours of operation. Furthermore, the change in nozzle throat diameter is not constant over the nozzle throat length. In the diverging part of the nozzle, solidified material is deposited. This effect is consistently reported in literature.[Curran und Haag, 1987, 1988; Curran et. al., 1989; Morren, 1991]

The thruster characteristics averaged over the total operation time of 30 hours are a thrust of 110 mN and a specific impulse of 430 s at a thrust efficiency of 29 %. The input power is 800 W at a mean mass flow of 26 mg/s.

### **WL10 and W5Re-nozzle**

Using the other two tungsten alloys, experiments had to be aborted after 11 hours of operation, because at that time the thruster operated only in 'low-voltage' mode, leading to massive damage inside the nozzle due to high temperatures. For the tungsten-rhenium alloy the same trend as for the tungsten-thoriumoxide alloy is deposited, an increase of power during the first 10 hours of operation. During this time the nozzle throat diameter changes from 0.6 mm to 0.71 mm, again non-uniformly over the constrictor length. Averaged values for the first 10 hours of operation are a thrust of 106 mN, a specific impulse of 420 s at 760 W power, 26 mg/s mass flow rate and 29 % thrust efficiency.

For the tungsten-lanthanumoxide nozzle, the diameter changes from 0.61 mm prior to experiment to 0.64 mm after 11 hours of operation. During these experiments severe fluctuation in mass flow rate and thruster performance occurred, leading to a very unstable thruster operation. Averaged values for the first 10 hours of operation are a thrust of 124 mN, a specific impulse of 435 s at 830 W power, 29 mg/s mass flow rate and 32 % thrust efficiency.

### **Thruster Ignition**

As during the lifecycle experiments thruster ignition is identified as one of the main reasons for nozzle erosion, experiments for the investigation of the thruster ignition using different injectors are accomplished. Two new injector designs, one with straight holes and one with tangential holes for propellant injection are investigated and compared to the present design. The tangential injection is leading to a swirl inside the gas. This is introducing a cold gas layer inside the nozzle throat leading to a reduced thermal load. It is supposed to increase thruster efficiency and operation stability as well as to decrease erosion of the nozzle throat. [Babu et. al., 1993; Jahn, 2006]

The results are an increased stability of thruster operation by inducing swirled gas. Furthermore, a minor change in the current-voltage characteristic of the thruster is deposited, but no significant effect on thruster performance is observed.

### Thermal Modeling

By thermal modeling of the thruster, the temperature distribution inside the nozzle is calculated and compared to experimental measurements. The thermal analysis is accomplished by applying a thermal load corresponding to the heat implied by the plasma and the electric arc to the inside of the nozzle. The results are a maximum nozzle temperature about 1 mm downstream of the nozzle throat, the electric arc attachment region. The temperatures calculated are below the melting temperature of the nozzle material. The calculations are done for different operating conditions, a mass flow rate of 25 mg/s at an electrical power of 750 W and 800 W. The maximum temperature of 990°C occurs at 800 W.

### Plasma Characterization

Emission spectroscopy is performed to determine the electron number density inside the ammonia plasma. Furthermore, the species inside the plasma are specified. This is accomplished by using two of the BALMER-lines present inside the ammonia plasma, the  $H_{\alpha}$ - and  $H_{\beta}$ -line. By comparison of the two line intensities, the electron excitation temperature is determined. [Park, 1972]

Doing so, the contribution of different line broadening effects, STARK- and DOPPLER-broadening, are calculated using methods of Huddlestone [1995] and Griem [1994]. The measurements are conducted at the exit plane of the thruster and 2.5 mm downstream. The spectrometer used has a focal length of 750 mm leading to an overall resolution of up to 18 pm.

Results are electron densities between  $2.1 \times 10^{19}$  and  $1.2 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$  at the nozzle exit plane and between  $6.2 \times 10^{18}$  and  $9.6 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$  in the plasma 2.5 mm downstream. The detected species are NH-molecules, H-ions and  $N_2$ -molecules.

### Propellant Feed System

The propellant feed system is developed and experiments are conducted under vacuum conditions. For mass flow regulation a flow aperture with a diameter of 350  $\mu\text{m}$  is used. The pressure in front of the flow aperture is adjustable by use of a pressure regulator. Impurities are filtered out by two t-type filters with a pore size of 15  $\mu\text{m}$  and 7  $\mu\text{m}$ , respectively.

Experiments under vacuum conditions are done for investigation of the propellant feed system. The mass flow can be regulated between 16 mg/s and 63 mg/s.

For evaporation of the ammonia a vaporizer is used. Within the laboratory model of the propellant feed system the vaporizer of a former project is applied. [Zube et. al., 1995] Concurrently, different vaporizer concepts have been developed and evaluated. The vaporizer that is suited best for this project is a microchannel-type vaporizer. [Brandner und Schubert, 2005; Brandner et. al., 2006; Henning et. al., 2004]

## Discussion of the results

The ionization degree of the ammonia plasma is calculated by use of the electron density determined. Doing so, the ionization at the nozzle exit plane is found to be between 0.2 % and 4 %. This corresponds well to the results of two other thrusters, the hydrazine thruster NASA-LERC (1 % to 60 %) and the hydrogen thruster ARTUS-4 (4 %). [Fujita und Arakawa, 1999; Megli et. al., 1998] The relatively high ionization degree of 60 % for the hydrazine thruster occurs at the arc attachment at the cathode tip.

The specific conductivity of the ammonia plasma is calculated for the different nozzle geometries and operating conditions. The results are an increase in specific conductivity as result of an increase in thruster power at the same specific mass flow rate (mass flow divided by nozzle throat area). Furthermore, an increase in nozzle throat diameter leads to a decrease in specific conductivity at the same thruster power. This is a result of the decrease in ionization degree.

A sensitivity analysis regarding to the electric arc diameter and length showed an uncertainty of maximum 16.4 % for these calculations. The specific conductivity is between 2000 S/m and 8000 S/m, compared to a 1 kW hydrazine arcjet thruster (NASA-LERC), where the specific conductivity is calculated to be between 5000 1/( $\Omega$ m) and 10000 1/( $\Omega$ m), which is in good agreement. [Megli et. al., 1998]

The result of the thruster optimization process is an increase in effective exhaust velocity with increasing specific power. For 700 W, 800 W and 900 W an increase in power results in an increased thrust efficiency. From 900 W to 1 kW, the thrust efficiency decreases. The effect of increasing the effective exhaust velocity by increasing specific power is limited by the heat load onto the nozzle. [Butler und Cassady, 1996] The specific impulse increases with increasing power of the thruster at constant mass flow as well as for decreasing mass flow at constant power, i. e. increasing specific power. The specific impulse is maximum for nozzle geometry 3, diameter 0.5 mm and length 0.7 mm, at 1 kW power and 49.5 MJ/kg specific power. For nozzle 1 the maximum specific impulse is reached at 0.7 kW power at a specific power of 34.6 MJ/kg. Investigations on the voltage increase over the anode erosion experiments show a comparable voltage increase of 1.3 V/h and 1.2 V/h for tungsten-thoriumoxide and tungsten-lanthanumoxide. The voltage increase for the tungsten-rhenium nozzle is 1.8 V/h, and thus, slightly higher. The average of 30 hours for the tungsten-thoriumoxide nozzle is 0.5 V/h. These two effects, an increase in voltage over the first hours of thruster operation as well as a decrease of this effect over time has been reported during other thruster developments, too. [Curran und Haag, 1988; Morren, 1991; Polk et. al., 1992]

The experiments for the investigation of the nozzle erosion showed that in all nozzles solidified material downstream the nozzle throat is deposited. This is identified to be melted material of the nozzle throat, which is taken away by the propellant stream and solidifies at the relatively cold diverging part of the nozzle. For the tungsten-

thoriumoxide nozzle the erosion has no significant effect on thruster performance. Similar effects are reported by Kinefuchi et. al. [2001] and Morren [1991].

TALOS with a specific impulse of 430 s and 30.6 MJ/s specific power at 0.8 kW power input fits well to the performance of other thermal arcjet thrusters. [Curran und Haag, 1988; Kinefuchi et. al., 2001; Riehle et. al., 1997; Zube, 1995] The thrust to power ratio of TALOS is 0.14 N/kW and comparable to those of the other low power arcjet thrusters. For thermal arcjet thrusters the thrust to power ratio decreases with increasing power, e. g. for ESEX with 26 kW input power to 0.074 N/kW.

Compared to another type of electric thruster, RIT-15, TALOS reaches a much lower specific impulse, 430 s compared to 2600 s, at similar electrical power, but a higher thrust to power ratio, 0.14 N/kW compared to 0.036 N/kW. [Leiter et. al., 1999]

For the LUNAR MISSION BW1 these two thruster systems are compared by simulating the mission orbit with SATELLITE TOOL KIT 8.1.3<sup>®</sup>. The input parameters for simulation are a geostationary transfer orbit with an inclination of 19.2°, the target orbit is at 384000 km altitude.

The results are that by use of the thermal arcjet and a cluster of SIMP-LEX for LUNAR MISSION BW1 the propellant mass for TALOS is 130 kg leading to a duration of two years and three months till the target orbit is reached. By use of the thruster RIT-15 and a cluster of SIMP-LEX the propellant mass is only 26 kg but at cost of prolonging the mission for another two years.

## Summary

The development of the thruster system for LUNAR MISSION BW1 includes the thermal arcjet, an appropriate propellant feed system and the power control unit. Characterization and optimization of the thruster by variation of the nozzle geometry as well as the mass flow and input power were conducted. A probably suitable nozzle design for a lifecycle of more than 700 hours as needed for LUNAR MISSION BW1, which has a nozzle throat diameter of 0.6 mm and length 0.7 mm, has been found. The performance data using this nozzle are: 3.9 km/s effective exhaust velocity, 99 mN thrust, 28.2% thrust efficiency at 700 W power and 25 mg/s mass flow.

Furthermore, investigation of erosion effects for this nozzle design and different nozzle materials, tungsten-lanthanumoxide (WL10), tungsten-rhenium (W5Re) and tungsten-thoriumoxide (WT20) were conducted. The total duration of the experiments was 30 hours, with operation as on LUNAR MISSION BW1, one hour on / one hour off.

During the experiments, failure of the W5Re-nozzle and WL10-nozzle occurred after 11 hours of operation due to erosion of the nozzle throat. The WT20-nozzle withstands 30 hours of operation. No significant effect of the deposited nozzle erosion – from 0.6 mm prior to the experiment to 0.76 mm after 30 hours – on thruster performance was found. The average values for 30 hours are: 430 s specific impulse, 110 mN thrust, 29% thrust efficiency at 800 W power and 26 mg/s mass flow.

Thermal modeling of the thruster for different operating conditions was conducted to obtain the temperature distribution inside the nozzle. The highest temperature is reached about 1 mm downstream of the nozzle throat. This is where the electric arc attaches. Although the highest temperature is significantly lower than the melting temperature of the material, nozzle material starts to yield inside the nozzle throat due to the cyclic static load.

Characterization of the ammonia plasma has been conducted by emission spectroscopy. The electron density at the exit plane and 2.5 mm downstream in the plasma flow has been determined. The results give an electron density between  $2.1 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$  and  $1.2 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$  at the exit plane and  $6.2 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$  and  $9.6 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$  in the plasma 2.5 mm downstream. The decreasing electron density indicates an adjusted nozzle.

The propellant feed system is developed and experiments for characterization under vacuum conditions are conducted. Mass flow regulation is accomplished by use of a pressure regulator in combination with a flow aperture. The mass flow is adjustable between 16 mg/s and 63 mg/s. One of the main components, the vaporizer, is investigated and two new concepts are developed and characterized. The concept thought to be suited best for this application is a micro channels vaporizer developed by the INSTITUTE FOR MICRO PROCESS ENGINEERING, Forschungszentrum Karlsruhe in der Helmholtzgesellschaft.

For mission analysis, calculations for the LUNAR MISSION BW1 are conducted using TALOS and a cluster of SIMP-LEX as well as for reasons of comparison RIT-15 and a cluster of SIMP-LEX. The results show that using the thermal arcjet the flight duration is about two years shorter than using the RIT-15 thruster having the disadvantage of the need of 130 kg propellant mass compared to 26 kg. An accurate analysis concerning all aspects of mission design, especially the propellant mass, system costs and flight duration, needs to be accomplished.

In future, further development of the thruster system to get a flight ready system has to be done. Special interest has to be placed on full-scale lifecycle experiments as well as possible interactions between the propellant feed system and the thruster and vice versa.

# A Fehlerbetrachtungen

Grundsätzlich wird zwischen systematischen Fehlern und zufälligen Fehlern unterschieden. Während systematische Fehler vorhersagbar sind, zum Beispiel durch die Herstellerangabe zur Genauigkeit eines Sensors, lassen sich Aussagen über die zufälligen Fehler nur in Form von Wahrscheinlichkeiten treffen.

## A.1 Systematische Fehler

In Tabelle A.1 sind die Angaben der Hersteller zur Genauigkeit der in dieser Arbeit verwendeten Sensoren angegeben.

| Messwert                            | Genauigkeit  |
|-------------------------------------|--|
| Pyrometer                           | $\pm 0,2\%$  |
| Massenflussregler                   | $\pm 1\%$ des maximalen Messwertes                         |
| Abstandssensor Schubmessung         | $\pm 0,25\%$   |
| Strom- / Spannungsmessung           | $\pm 1\%$  |
| Drucksensor Zuleitung               | $\pm 0,3\%$ des Messwertes                                 |
| Drucksensoren Treibstoffördersystem | $\pm 0,25\%$ des maximalen Messwertes                      |
| Thermoelemente Typ K                | $\pm 1,5^\circ\text{C}$ oder $0,4\%$ des gemessenen Wertes |

Tabelle A.1: Angaben zur Genauigkeit der Messsensoren

### A.1.1 Schubkalibrierung

Für die Schubkalibrierung werden vor jedem Experiment drei unterschiedliche Gewichte, deren Masse bekannt ist, je einem Ausgangssignal des Abstandssensors zugeordnet. Die Messung des Sensorsignals für jedes Gewicht wird aus insgesamt 60 Messwerten, die mit einer Frequenz von 1 Hz aufgenommen werden, gemittelt. Misst der Sensor ein Signal, welches mehr als 3 % vom vorherigen Wert abweicht, wird dieser Messwert als Ausreißer betrachtet und nicht zur Bildung des Mittelwertes herangezogen. Diese gesamte Messung wird viermal durchgeführt und mit den vier gemittelten Werten für jedes Gewicht wird anhand der Methode der kleinsten Fehlerquadrate eine Geradengleichung der Form

$$y = a + bx \tag{A.1}$$



bestimmt, wobei  $x$  das Ausgangssignal des Sensors in Volt repräsentiert und  $y$  den Schub. Die Regressionskoeffizienten  $a$  und  $b$  lassen sich entsprechend Gleichung (A.2 - A.3) bestimmen.

$$b = \frac{\sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})(y_i - \bar{y})}{\sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2} \quad (\text{A.2})$$

$$a = \bar{y} - b\bar{x} \quad (\text{A.3})$$

Die Mittelwerte des Sensorsignals und des Schubs werden dabei entsprechend Gleichung (A.4 - A.5) gebildet.

$$\bar{x} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n x_i \quad (\text{A.4})$$

$$\bar{y} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n y_i \quad (\text{A.5})$$

Die Streuung wird dann mit folgender Gleichung bestimmt

$$\sigma^2 = \frac{n-1}{n-2} s_y^2 (1 - r_{korr}^2), \quad (\text{A.6})$$

wobei  $s_y^2$  nach Gleichung (A.7) und der Korrelationskoeffizient gemäß Gleichung (A.8) bestimmt werden.

$$s_y^2 = \frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n (y_i - \bar{y})^2 \quad (\text{A.7})$$

$$r_{korr} = \frac{\sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})(y_i - \bar{y})}{\sqrt{\sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2 \sum_{i=1}^n (y_i - \bar{y})^2}} \quad (\text{A.8})$$

Die Korrelation ist ein Maß für die Streuung der einzelnen Messwerte um die Geradengleichung. Der Wert variiert zwischen minus eins und plus eins ( $-1 \leq r_{korr} \leq 1$ ). Damit steht eine Korrelation von  $r_{korr} = |1|$  für eine perfekte Linearisierung der Datenpunkte, während ein Wert von  $r_{korr} = 0$  keinerlei Korrelation zwischen der Geradengleichung und den Datenpunkten bedeutet. Die berechnete Korrelation für die durchgeführten Schubkalibrierungen liegt zwischen 0,95 und 0,99.

## A.2 Zufällige Messfehler

Die Angabe der zufälligen Messfehler für direkt gemessene Größen erfolgt anhand der üblichen Methoden der Fehlerrechnung zur Bestimmung des Mittelwertes und der Standardabweichung. Die Methodik zur Bestimmung der entsprechenden Größen bei abgeleiteten Messgrößen ist im folgenden Abschnitt erläutert.

### A.2.1 Fehlerfortpflanzung

Bei den berechneten Größen wie beispielsweise der effektiven Austrittsgeschwindigkeit und dem Schubwirkungsgrad des Triebwerks wird das GAUSSSCHE-Fehlerfortpflanzungsgesetz zur Anwendung gebracht. Der Fehler  $\Delta f$  kann, wenn er klein ist, durch den Linearanteil der TAYLOR-Entwicklung der Funktion  $f(x_1, x_2, \dots, x_k)$  beschrieben werden.

$$\Delta f \approx df = \frac{\delta f}{\delta x_1} dx_1 + \frac{\delta f}{\delta x_2} dx_2 + \dots + \frac{\delta f}{\delta x_k} dx_k \quad (\text{A.9})$$

Daraus ergeben sich die Streuung und die Standardabweichung zu:

$$\sigma_f^2 = \left( \frac{\delta f}{\delta x_1} \right)^2 \sigma_{x_1}^2 + \left( \frac{\delta f}{\delta x_2} \right)^2 \sigma_{x_2}^2 + \dots + \left( \frac{\delta f}{\delta x_k} \right)^2 \sigma_{x_k}^2 \quad (\text{A.10})$$

Die effektive Austrittsgeschwindigkeit wird aus den Messwerten für den Massenfluss  $\dot{m}$  und den Schub  $F$  nach Gleichung (A.11) bestimmt:

$$c_e = \frac{F}{\dot{m}}. \quad (\text{A.11})$$

Damit wird für die Berechnung der Standardabweichung die partielle Ableitung nach  $F$  und  $\dot{m}$  benötigt. Sie lauten wie folgt:

$$\frac{\delta c_e}{\delta F} = \frac{1}{\dot{m}} \quad (\text{A.12})$$

$$\frac{\delta c_e}{\delta \dot{m}} = \frac{F}{-\dot{m}^2}. \quad (\text{A.13})$$

Die Standardabweichung errechnet sich dann zu:

$$\sigma_{c_e} = \sqrt{\left( \frac{1}{\dot{m}} \right)^2 \sigma_F^2 + \left( \frac{F}{-\dot{m}^2} \right)^2 \sigma_{\dot{m}}^2} \quad (\text{A.14})$$

Analog wird auch die Standardabweichung für die anderen berechneten Größen wie beispielsweise den Schubwirkungsgrad und die Leistung bestimmt.

### A.3 Sensitivitätsanalyse für die spezifische Leitfähigkeit

Für die Analyse der Empfindlichkeit der Ergebnisse der spezifischen Leitfähigkeit auf kleine Abweichungen bei den Annahmen für  $l$  und  $A$  wird eine TAYLOR-Reihenentwicklung durchgeführt.

$$\begin{aligned} f(x, y) &= f(a, b) + \frac{\delta f(x, y)}{\delta x} \Big|_{(x, y)=(a, b)} (x - a) \\ &+ \frac{\delta f(x, y)}{\delta y} \Big|_{(x, y)=(a, b)} (y - b) + R_1 \end{aligned} \quad (\text{A.15})$$

Dabei ist  $(a,b)$  die Entwicklungsstelle, in diesem Fall also die approximierten Werte für die Parameter  $l$  (Lichtbogenlänge) und  $A$  (Querschnittsfläche des Lichtbogens), und  $R_1$  das Restglied. Mit der Annahme, dass das Restglied zu vernachlässigen ist, kann die Reihenentwicklung für den Widerstand des Plasmas folgendermaßen geschrieben werden (vgl. Gleichung 4.4 in Kapitel 4):

$$\sigma = \frac{I^2}{P} \frac{\bar{l}}{\bar{A}} + \frac{I^2}{P} \frac{1}{\bar{A}} (x - \bar{l}) + \frac{I^2}{P} \frac{1}{(-1) \bar{A}^2} (y - \bar{A}) \quad (\text{A.16})$$

Hierbei stehen  $\bar{l}$  und  $\bar{A}$  jeweils für die approximierten Werte der Länge und der Querschnittsfläche des Lichtbogens;  $I$  ist die Stromstärke und  $P$  die elektrische Leistung.

Für die Ermittlung des absoluten Fehlers  $|\Delta\sigma|$  dieser Berechnung folgt aus der Entwicklung der TAYLOR-Reihe, dass  $|d\sigma|$  in erster Näherung eine Approximation für den absoluten Fehler darstellt. [Bronstein et. al., 1999]

Mit Gleichung (A.17) lässt sich der absolute Fehler der Leitfähigkeitsbestimmung des Plasmas berechnen:

$$\Delta\sigma = \frac{I^2}{P} \frac{1}{\bar{A}} (\Delta l) + \frac{I^2}{P} \frac{1}{(-1) \bar{A}^2} (\Delta A) \quad (\text{A.17})$$

## B Thermalsimulation

Im Folgenden sind die Randbedingungen und Materialdaten, wie sie für die Thermalmodellierung des Triebwerks verwendet wurden, angegeben.

Für die geometrische Modellierung des Triebwerks wird der Finite-Element Typ PLANE77 verwendet. Dabei handelt es sich um ein Element mit acht Knoten und einem Freiheitsgrad, der Temperatur. Es eignet sich sowohl für ebene Strukturen als auch axial symmetrische Ringelemente mit stationärer oder transientser Wärmeleitung. Als Last kann die Wärmeleitung oder Wärmestromdichte und die Strahlung aufgeprägt werden. Die Geometrie des Elements ist in Abbildung B.1 gezeigt.

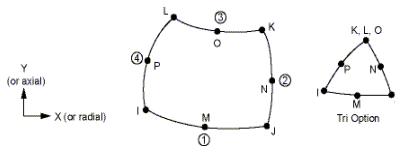


Abbildung B.1: PLANE77 Geometrie

Für die unterschiedlichen Materialien des Triebwerks werden die Materialeigenschaften temperaturabhängig in Tabellenform für die Thermalmodellierung eingegeben. Zwischen den einzelnen Werten wird linear interpoliert. Die folgenden Tabellen listen die verwendeten Werte für die Wärmeleitfähigkeit und den Gesamtemissionsgrad der Materialien mit Zuordnung der Triebwerksbauteile zu den Materialien.

| Aluminiumoxid (Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> ) – Isolatoren innerhalb des Triebwerks |                              |                   |                      |
|---|------------------------------|-------------------|----------------------|
| Temperatur<br>(K)   | Wärmeleitfähigkeit<br>(W/mK) | Temperatur<br>(K) | Emissionsgrad<br>(-) |
| 500   | 24,2                         | 500               | 0,73                 |
| 600   | 18,9                         | 1000              | 0,53                 |
| 773   | 10,9                         | 1500              | 0,4                  |
| 1273  | 6,2                          |                   |                      |

---

| Bornitrid – Injektor |                              |                   |                      |
|----------------------|------------------------------|-------------------|----------------------|
| Temperatur<br>(K)    | Wärmeleitfähigkeit<br>(W/mK) | Temperatur<br>(K) | Emissionsgrad<br>(-) |
| 293                  | 50                           | 293               | 0,8                  |
| 673                  | 40                           |                   |                      |
| 973                  | 30                           |                   |                      |
| 1273                 | 20                           |                   |                      |

---

| Inconel 625 – Gehäusebox |                              |                   |                      |
|--------------------------|------------------------------|-------------------|----------------------|
| Temperatur<br>(K)        | Wärmeleitfähigkeit<br>(W/mK) | Temperatur<br>(K) | Emissionsgrad<br>(-) |
| 293                      | 9,8                          | 293               | 0,3                  |
| 1088                     | 27,8                         |                   |                      |

---

| Steatite – hinterer Isolator im Triebwerk |                              |                   |                      |
|---|------------------------------|-------------------|----------------------|
| Temperatur<br>(K)                         | Wärmeleitfähigkeit<br>(W/mK) | Temperatur<br>(K) | Emissionsgrad<br>(-) |
| 293                                       | 3                            | 293               | 0,3                  |

---

| Titan-Zirkon-Molybdän Legierung (TZM) – Triebwerksgehäuse |                              |                   |                      |
|---|------------------------------|-------------------|----------------------|
| Temperatur<br>(K)   | Wärmeleitfähigkeit<br>(W/mK) | Temperatur<br>(K) | Emissionsgrad<br>(-) |
| 293   | 127                          | 293               | 0,13                 |
| 773   | 112                          |                   |                      |
| 1273  | 98                           |                   |                      |
| 1773  | 88                           |                   |                      |
| 2273  | 75                           |                   |                      |

---

| VA 1.4301 – Klemmring, Führungsbuchse Kathode |                              |                   |                      |
|---|------------------------------|-------------------|----------------------|
| Temperatur<br>(K)                             | Wärmeleitfähigkeit<br>(W/mK) | Temperatur<br>(K) | Emissionsgrad<br>(-) |
| 373   | 14,2                         | 293               | 0,3                  |
| 573   | 18                           |                   |                      |
| 773   | 21,3                         |                   |                      |
| 973   | 24,3                         |                   |                      |
| 1173  | 27,2                         |                   |                      |
| 1700  | 34,8                         |                   |                      |

| WL10-WT20 – Düse, Kathode (WT20) |                              |                   |                      |
|----------------------------------|------------------------------|-------------------|----------------------|
| Temperatur<br>(K)                | Wärmeleitfähigkeit<br>(W/mK) | Temperatur<br>(K) | Emissionsgrad<br>(-) |
| 300                              | 178                          | 500               | 0,17                 |
| 600                              | 139                          | 1500              | 0,24                 |
| 900                              | 124                          | 2000              | 0,28                 |
| 1200                             | 115                          |                   |                      |
| 1600                             | 107                          |                   |                      |
| 2000                             | 100                          |                   |                      |
| 2400                             | 95,7                         |                   |                      |
| 2800                             | 92,4                         |                   |                      |
| 3000                             | 91,3                         |                   |                      |

## **C Technische Angaben zum experimentellen Aufbau**

Im Folgenden sind technische Informationen der Bauteile des Treibstofffördersystems angegeben.

### **Sperrventil**

Hersteller BÜRKERT GmbH

Typ 2/2 Wege Durchgangsventil, direktwirkend, stromlos geschlossen

Versorgungsspannung  $24\text{ V} \pm 10\%$  DC

Leistungsaufnahme 7 W

Maximaldruck 7 bar absolut

Gewicht 285 g

Nennweite 2 mm

### **Drucksensoren**

Hersteller IST SENSORTECHNIK

Maximaldruck 6 bar absolut

Versorgungsspannung 9,5 – 27 V DC

Leistungsaufnahme  $< 27\text{ mW}$

Gewicht ohne Kabel  $< 30\text{ g}$

### **Hinterdruckregler**

Hersteller BRONKHORST

Versorgungsspannung 24 V DC, stromlos geschlossen

Sollwertvorgabe Analog 0 – 10 V, Digital RS232

Leistungsaufnahme 8,4 W

Vordruck 6 – 11 bar absolut

Hinterdruck 5 – 7 bar absolut

### **Blende**

Hersteller LEE

Innendurchmesser 350  $\mu\text{m}$

# Lebenslauf

Dagmar Bock, geb. 17.04.1979 in Neuss

## Ausbildung:

|                   |  |
|-------------------|--|
| 1985 – 1989       | Geschwister-Scholl-Grundschule, Neuss-Norf   |
| 1989 – 1998       | Gymnasium Norf, Neuss-Norf   |
| 1998              | Allgemeine Hochschulreife  |
| 10/1998 – 02/2004 | Studium des Maschinenbaus an der RWTH-Aachen<br>Vertiefungsrichtung Raumfahrttechnik   |
| 10/2001 – 02/2002 | Studienarbeit, Institut für Luft- und Raumfahrt,<br>RWTH-Aachen, <i>Manuelle Optimierung<br/>der Randbögen eines schief fliegenden Flügels</i>                                       |
| 03/2003 – 06/2003 | Studienarbeit, Astrodynamics & Satellite Systems,<br>TU Delft, Niederlande<br><i>The Modelling of Atmospheric Pressure Loading<br/>Correction of SLR Ground Stations</i>             |
| 08/2003 – 02/2004 | Diplomarbeit, Institut für Leichtbau, RWTH-Aachen<br><i>Planung und Auslegung von Raumfahrzeugen für<br/>eine Mission mit Kopplungsmanöver und<br/>kontrolliertem Wiedereintritt</i> |
| 02/2004           | Abschluss: Diplom-Ingenieurin Maschinenbau   |

## Berufliche Tätigkeiten:

|                   |  |
|-------------------|--|
| 05/2004 – 09/2004 | Wissenschaftliche Hilfskraft am Institut für Leichtbau,<br>RWTH-Aachen                     |
| seit 10/2004      | Wissenschaftliche Mitarbeiterin am<br>Institut für Raumfahrtsysteme, Universität Stuttgart |
| seit 08/2007      | Projektleiterin der Kleinsatellitenmission PERSEUS am IRS                                  |

## Auszeichnungen:

|                   |  |
|-------------------|--|
| 10/2005 – 09/2008 | Stipendiatin der Landesgraduiertenförderung<br>Baden-Württemberg |
| 2006              | Auszeichnung mit dem Amelia Earhart Award 2006                   |