

Modellierung, Regelung und Simulation des Betriebsverhaltens eines SOFC/GT-Hybridkraftwerks

Vom Fachbereich Maschinenbau
der Helmut-Schmidt-Universität / Universität der Bundeswehr Hamburg
zur Erlangung des akademischen Grades eines Doktor-Ingenieurs
genehmigte

Dissertation
vorgelegt von

Christian Wächter
aus Herford

Hamburg 2008

Tag der mündlichen Prüfung: 14. April 2008

Erster Gutachter: Univ.-Prof. Dr.-Ing. Franz Joos, Helmut-Schmidt-Universität

Zweiter Gutachter: Univ.-Prof. Dr.-Ing. Dr.-Ing. E.h. Reinhart Lunderstädt

Vorwort

Die vorliegende Arbeit ist während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Laboratorium für Strömungsmaschinen der Helmut-Schmidt-Universität entstanden.

Besonders möchte ich mich bei Herrn Prof. Dr.-Ing. Franz Joos bedanken, der aufgrund seines mir entgegengebrachten Vertrauens und seiner fortwährenden Unterstützung wohl den größten Anteil am Gelingen dieser Arbeit hatte.

Ebenso danke ich Herrn Prof. Dr.-Ing. Dr.-Ing. E.h. Reinhart Lunderstädt für sein kontinuierliches Interesse an dieser Arbeit, für seine Antworten auf regelungstechnische Fragestellungen und sein motivierendes Feedback.

Weiterer Dank gilt Herrn Prof. Dr.-Ing. Ralf-Gunther Schmidt sowie Herrn Prof. Dr. Benno Lammen von der Fachhochschule Osnabrück, die den Grundstein für diese Arbeit legten und mir den Weg nach Hamburg zeigten.

Vielen Dank auch an Herrn Dr.-Ing. Reinhard Jaschke für seine Hilfe beim Verstehen der Leistungselektronik.

Ein großes Dankeschön an alle Kollegen und Mitarbeiter/-innen des Laboratoriums, darunter insbesondere an meine Schreibtisch- bzw. Büronachbarn Sebastian Harder, Tjark Eisfeld, Manuel Clari, Sebastian Ulmer und Andreas Bartold, die immer ein offenes Ohr für mich haben mussten und mehr als Kollegen geworden sind. An die gute Zusammenarbeit und die vielen gemeinsamen Aktivitäten werde ich gerne zurückdenken.

Meinen Eltern danke ich für alles, was nur sie für selbstverständlich halten; meiner Schwester für ihre Mithilfe bei der Korrektur des Manuskripts.

Hiddenhausen, April 2008

Christian Wächter

Kurzfassung

In letzter Zeit betrachtet die Energieindustrie Brennstoffzellen als eine viel versprechende Technologie, die sowohl hohe Wirkungsgrade als auch niedrige Schadstoffemissionen garantiert. Folglich ist der in allen Bereichen dieser vergleichsweise neuen Technologie aufgebrauchte Entwicklungsaufwand groß: in der Materialforschung, der Geometriefestlegung, der Fertigung, der Brennstoffaufbereitung, der Simulation, der Systemintegration und der Regelung.

Das Thema der vorliegenden Arbeit ist die Analyse des stationären sowie des transienten Betriebsverhaltens eines SOFC/GT Hybridkraftwerks mit dem Ziel, notwendige Anforderungen an ein geeignetes Regelungskonzept abzuleiten. Die Untersuchungen werden mit einem regelungsorientierten, nulldimensionalen Modell eines 20 MWe Hybridkraftwerks durchgeführt, welches auf einer veröffentlichten Konzeptstudie basiert. Als Besonderheit werden die Auswirkungen einer in der Gasturbinenkammer erfolgenden Zusatzfeuerung untersucht.

Nach der Definition eines Arbeitspunktes wird das stationäre Betriebsverhalten ermittelt und in dreidimensionalen Kennfeldern dargestellt. Die unabhängigen Parameter sind die Stromdichte, die Gasturbinendrehzahl und die Turbineneintrittstemperatur. Unter Berücksichtigung von kritischen Betriebsgrößen wie der Stacktemperatur, dem Pumpgrenzenabstand sowie dem Differenzdruck zwischen Anode und Kathode wird eine geeignete Betriebslinie festgelegt, welche einen Lastbereich zwischen 40 % Teillast und 105 % Überlast abdeckt.

Die Untersuchungen des transienten Betriebsverhaltens erfolgen anhand von fünf Testfällen. Während in den ersten vier jeweils nur eine Eingangsgröße verändert wird, simuliert der fünfte eine Laständerung entsprechend der stationären Betriebslinie, wozu alle Eingangsgrößen anzupassen sind. Die Ergebnisse geben Aufschluss über die Wirkprinzipien innerhalb des Systems und Hinweise für die Entwicklung der Regelung.

Zuletzt wird ein Regelungskonzept vorgeschlagen. Es besteht im Wesentlichen aus einer proportionalen Ausgangsrückführung, welche den MIMO-Charakter des analysierten Systems berücksichtigt sowie aus 3 dezentralen PI-Reglern, die einen geforderten Lastpunkt auf der Betriebslinie einstellen. Die Parametrierung der Regler basiert auf der linearen Regelungstheorie. Das Regelungskonzept wurde anhand von drei verschiedenen Testszenarien verifiziert.

Inhaltsverzeichnis

Nomenklatur	iii
1 Einleitung	1
1.1 Hintergrund	1
1.2 Aufgabenstellung und Vorgehensweise.....	3
2 Festoxid-Brennstoffzelle	8
2.1 Anfänge.....	8
2.2 Funktionsprinzip	8
2.3 Betriebsverhalten.....	9
2.4 Materialien, Fertigung und Designs.....	16
2.5 Kraftwerkssysteme	20
2.6 Modellierung	27
2.7 Entwicklungstendenzen	32
3 Modellierung des Hybridsystems	34
3.1 Modellsystem und Annahmen.....	34
3.2 Wärmeübertragung im Hybridsystem.....	37
3.3 Gasdynamik	41
3.4 Struktur der Komponentenmodelle.....	44
3.5 Turbokomponenten	46
3.6 Wärmeübertrager.....	48
3.7 Brennstoffzelle	49
3.8 Ejektor.....	56
3.9 Reformer	59
3.10 Verbrennungsplenum	60
3.11 Gasturbinenbrennkammer	61
3.12 Brennstoffzufuhr	63
3.13 Hybridsystemmodell	63
4 Modellierung der elektrischen Betriebsmittel	65
4.1 Modellierungsansatz und Annahmen.....	65

4.2	Drehstromnetz	66
4.3	Wechselrichter	71
4.4	Doppeltgespeiste Asynchronmaschine	75
4.5	Konventionelles Wärmekraftwerk	79
5	Betriebsverhalten des Hybridsystems	83
5.1	Stationäres Betriebsverhalten	83
5.2	Dynamisches Betriebsverhalten	100
6	Systemanalyse und -optimierung	121
6.1	Linearisierung	121
6.2	Systemanalyse	126
6.3	Reglerentwurf	149
7	Zusammenfassung und Ausblick	168
	Literaturverzeichnis	172
	Anhang	184

Nomenklatur

Formelzeichen, lateinische Buchstaben

Symbol	Einheit	Bedeutung
<i>A</i>		Symbol für chemische(s) Verbindung (Element)
<i>A</i>	m ²	Fläche
<i>A</i>		Amplitudengang
A		Systemmatrix
B		Eingangs- oder Steuermatrix
C		Ausgangs- oder Beobachtungsmatrix
<i>C</i>	F	elektrische Kapazität
<i>C</i>	m ⁻¹	Konstante zur Auslegung des Wärmeübertragers
<i>C_D</i>	F	Doppelschichtkapazität
D		Durchgangsmatrix
<i>D</i>	m ² s ⁻¹	Diffusionskoeffizient
E		Hilfsmatrix beim Verfahren nach Litz
<i>E</i>	J	innere Energie
<i>E_{Akt}</i>	J mol ⁻¹	Aktivierungsenergie
<i>E_μ</i>	V	induzierte Spannung
<i>F</i>	C mol ⁻¹	Faraday-Konstante
F	N	Kraftvektor
F		Hilfsmatrix
F		Rückführdifferenzmatrix
<i>G</i>	J	Gibbs-Funktion
<i>G</i>	S	elektrischer Leitwert
<i>G_(s)</i>		Übertragungsfunktion
G_(t)		Gewichtungsfunktionsmatrix
$\Delta^R G$	J mol ⁻¹	molare Reaktions-Gibbs-Funktion
<i>H</i>	J	Enthalpie

$\Delta^R H$	J mol^{-1}	molare Reaktionsenthalpie
$I_{(\mu)}$	A	(Magnetisierungs-)Strom
I		Einheitsmatrix
l	kg m s^{-1}	Impulsvektor
i	kg m s^{-2}	Impulsstrom
<i>J</i>	kg m^2	Massenträgheitsmoment
<i>J</i>		Gütefunktional
J		Jacobimatrix
<i>K</i>	J	kinetische Energie
<i>K</i>		verschiedene Konstanten
K_{opt}		Optimalreglermatrix
<i>K_P</i>		Gleichgewichtskonstante
K_y		Ausgangsrückführung
<i>L</i>	m	Länge
<i>L</i>	H	Induktivität
L		Hilfsmatrix
<i>M</i>	kg mol^{-1}	molare Masse
<i>M</i>	-	Machzahl
<i>M</i>	Nm	Moment
M_k, \hat{M}_k		Gesamtdominanzmaße
<i>Mu</i>	-	Modulationsgrad
<i>Nu</i>	-	Nusselt-Zahl
<i>P</i>	W	(Wirk)Leistung
<i>P</i>		Rosenbrocksystemmatrix
P		Lösung der Ljapunow- oder Riccatigleichung
<i>Q</i>	VAR	Blindleistung
<u><i>Q</i></u>	Ω	Kontaktphasenelement
\dot{Q}	W	Wärmestrom
Q, R		Wichtungsmatrizen
<i>R</i>	$\text{J mol}^{-1} \text{K}^{-1}$	allgemeine Gaskonstante
<i>R</i>	Ω	elektrischer Widerstand

R_D	Ω	Durchtrittswiderstand
Re	-	Reynoldszahl
R_E	Ω	Elektrolytwiderstand
$R_F // C_P$	Ω	Polarisationsimpedanz
S		Empfindlichkeitsmatrix
S	J	Entropie
\underline{S}	VA	Scheinleistung
S_κ, \hat{S}_κ		Gesamtdominanzmaße
SM	%	Pumpgrenzenabstand (engl. surge margin)
$\Delta^R S$	$J \text{ mol}^{-1} \text{ K}^{-1}$	molare Reaktionsentropie
T	K	Temperatur
$T_{(m)}$	s	(elektromechanische) Zeitkonstante
T	$N \text{ m}^{-2}$	Spannungstensor
T		Transformationsmatrix
U	V	Spannung
U_D	V	Durchtrittsüberspannung
U_{Diff}	V	Diffusionsüberspannung
U_{Kl}	V	Klemm- oder Zellspannung
U_L	V	Induktionsspannung
U_{Ohm}	V	ohmscher Spannungsabfall
\underline{U}_P	V	Polradspannung
U_{Reak}	V	Reaktionsüberspannung
V	m^3	Volumen
V		Eigenvektormatrix
W		Wichtungsmatrix
$\underline{W}_B, \underline{W}_s$		gramsche Beobacht-, Steuerbarkeitsmatrix
X	Ohm	Reaktanz
X_d	Ohm	Synchronreaktanz
X_μ	Ohm	Magnetisierungsreaktanz
X_σ	Ohm	Streureaktanz
Y	S	Admittanzmatrix

Z		extensive Zustandsgröße
\underline{Z}	Ω	Impedanz
\underline{Z}_{Diff}	Ω	Diffusionsimpedanz
a	$m\ s^{-1}$	Schallgeschwindigkeit
c	$mol\ m^{-3}$	Konzentration
C_{ikj}		Verstärkung eines Übertragungspfads
c_p	$J\ mol^{-1}\ K$	spezifische isobare Wärmekapazität
c_v	$J\ mol^{-1}\ K$	spezifische isochore Wärmekapazität
d_h	m	hydraulischer Durchmesser
d_{ij}, \hat{d}_{ij}		Dominanzkenngrößen
e	$J\ kg^{-1}$	massenbezogene innere Energie
f	Hz	Netzfrequenz
g	$J\ mol^{-1}$	molare Gibbs-Funktion
g	$\Omega\ s$	Verteilungsfunktion
h	$J\ mol^{-1}\ K^{-1}$	molare Enthalpie
i	A	Wechselstrom
i	$A\ m^{-2}$	Stromdichte
i_0	$A\ m^{-2}$	Austauschstromdichte
j		imaginäre Einheit
k		verschiedene Konstanten (mit Index)
k_p		Verstärkungsfaktor
k_R	-	Reibungskoeffizient
k_w	-	Wicklungsfaktor
\mathbf{k}	$N\ kg^{-1}$	massenbezogene Kraft
m	-	Modulationsfunktion
m	kg	Masse
m	-	Anzahl der Systemeingänge (= $dim(u)$)
\dot{m}	kg/s	Massenstrom
n	$U\ min^{-1}$	Drehzahl
n	-	Polytropenexponent
n	mol	Stoffmenge

n	-	Systemordnung
\dot{n}	$\text{mol s}^{-1} (\text{m}^{-2})$	Molenstrom(dichte)
\mathbf{n}		Normaleneinheitsvektor
p	bar	Druck
ρ	-	Polpaarzahl
q	J mol^{-1}	Wärme
\dot{q}	J kg^{-1}	volumenbezogener Wärmestrom
r	m	Radius
r_{ij}, \hat{r}_{ij}		Dominanzkenngrößen
s		Laplace Variable
S	$\text{J mol}^{-1} \text{K}^{-1}$	molare Entropie
S	-	Schaltfunktion
s	-	Schlupf
t	s	Zeit
\mathbf{t}	N m^{-2}	Spannungsvektor
U	V	Wechselspannung
u	m s^{-1}	Geschwindigkeit
\mathbf{u}		Eingangsvektor
\ddot{u}	-	Windungszahlverhältnis
w	J mol^{-1}	molare Nutzarbeit
w	-	Windungszahl
x	-	Stoffmengenanteil
x	m	Ortskoordinate
$\Delta \mathbf{x}$		Lösungsvektor
\mathbf{x}		Zustandsvektor
\mathbf{y}		Ausgangsvektor
z	-	Anzahl der pro Reaktionsumsatz ausgetauschten e ⁻
Z	-	Reaktionsumsatz
\dot{z}	mol s^{-1}	Reaktionsumsatzrate

Formelzeichen, griechische Buchstaben

Symbol	Einheit	Bedeutung
Φ	-	Fugazitätskoeffizient
Ψ	-	Durchflussfunktion
Ω_R	rad s ⁻¹	Winkelgeschwindigkeit der Asynchronmaschine
α	-	Durchtrittsfaktor
α	W m ⁻² K ⁻¹	Wärmeübergangskoeffizient
γ	s ⁻¹	Verteilungsfunktion
δ	rad	Polradwinkel
$\delta(t)$		Impulsfunktion
ε		Fehler
η	-	Wirkungsgrad
$\eta_{BZ,CH4}$	-	Brennstoffnutzungsgrad der Brennstoffzelle
η_C	-	Carnot-Faktor
η_d	Pa s	dynamische Viskosität
η_p	-	polytroper Wirkungsgrad
η_{rev}	-	idealer Wirkungsgrad der Brennstoffzelle
η_s	-	isentropen Wirkungsgrad
χ	-	Isentropenexponent ($c_p c_v^{-1}$)
λ	W m ⁻¹ K ⁻¹	Wärmeleitfähigkeit
λ		Eigenwert
μ	J mol ⁻¹	chemisches Potential
$\mu = \delta + j\omega$	rad s ⁻¹	komplexe Frequenz
μ_i		Definition s. Gl. (6.40)
ν	-	stöchiometrischer Koeffizient
π	-	(Total-)Druckverhältnis
ρ	kg m ⁻³	Dichte
σ	S m ⁻¹	spezifischer Leitwert
σ	W m ⁻² K ⁻⁴	Stefan-Boltzmann-Konstante
τ	s	Zeit oder Zeitkonstante

φ	rad	Umfangswinkel
ϕ	rad	Phase
ω	rad s ⁻¹	Winkelgeschwindigkeit
ω_s	rad s ⁻¹	Schnittfrequenz

Mathematische Operatoren und Symbole

Symbol	Bedeutung
D/Dt	materielle Zeitableitung
$d(...)$	Differential von
d/dx	Ortsableitung
$f(...), g(...)$	Funktionen
$\Delta(...)$	Differenz von
$\partial/\partial t, \partial/\partial x$	partielle Zeit-, bzw. Ortsableitung
∇	Gradient
$\bar{\dots}$	Mittelwertbildung
$\ \dots \ _1$	Summennorm
$\text{Re}\{\dots\}$	Realteil von
$\text{Im}\{\dots\}$	Imaginärteil von
*	konjugiert komplex
$\dim(...)$	Dimension von
\dots^T	transponiert

Vektoren sind durch fette Kleinbuchstaben (**s**, **x**, **a**) dargestellt.

Matrizen sind durch fette Großbuchstaben (**S**, **A**, **X**) dargestellt.

Komplexe Variablen sind unterstrichen (S, U) dargestellt.

hoch- und tiefgestellte Indices, Abkürzungen

Symbol	Bedeutung
0	Umgebungs-, oder Referenzzustand
0	Gaskanal
1, 2, ...	Indices bzw. vorher und nachher
*	Dreiphasengrenze

ˆ	Leitungsbelag oder transformierte(r) Spannung (Strom)
∧	Amplitude
∩	transformiert
∪	balancierte Zustandsraumdarstellung
A	anodisch bzw. Anode (vgl. Bild 3.1 , Nr. 7)
AC	Wechselstrom
AFC	Alkalische Brennstoffzelle
AP	Auslegungspunkt
ASM	doppeltgespeiste Asynchronmaschine
BHKW	Blockheizkraftwerk
Bk	Brennkammer (vgl. Bild 3.1 , Nr. 10)
Br	Brennstoff
BS	Red. mit balancierten Zustandsraummodellen mit Durchgriff
BSS	Red. mit balancierten Zustandsraummodellen ohne Durchgriff
BZ	Brennstoffzelle
DC	Gleichstrom
DT	Dampfturbine
DMFC	Direktmethanol-Brennstoffzelle
Diff	Diffusor
DR	Dampfreformierung
DT	Dampfturbine
Ejek	Ejektor (vgl. Bild 3.1 , Nr. 5)
GM	Gesamtmodell
GT	Gasturbine
HS	Hybridsystem
I	Integral
K	kathodisch bzw. Kathode (vgl. Bild 3.1 , Nr. 8)
L	Verfahren nach Litz
LP	Linearisierungspunkt
M	Verfahren nach Marshall
MCFC	Schmelzelektrolyt-Brennstoffzelle

MIMO	Multi Input Multi Output
NF	Nickelfilz
OS	Oberspannungsseite (eines Transformators)
PAFC	Phosphorsaure Brennstoffzelle
PEMFC	Polymerelektrolyt-Brennstoffzelle
Prim	primär
R	Rotor
Rb	Randbedingung
Ref	Reformer (vgl. Bild 3.1 , Nr. 6)
S	Stoß
S	Stator
Sek	sekundär
SG	Synchrongenerator
SISO	Single Input Single Output
SOFC	Festoxid-Brennstoffzelle
SP	Singuläre Perturbation
STCR	Wasser/Kohlenstoff-Verhältnis
Turb	Turbine (vgl. Bild 3.1 , Nr. 11)
U, V, W	Phasen des Dreiphasensystems
US	Unterspannungsseite (eines Transformators)
Ver	Verbrennungsplenum (vgl. Bild 3.1 , Nr. 9)
Verd	Verdichter (vgl. Bild 3.1 , Nr. 2)
WGS	(Wassergas-)Shiftreaktion
Wr	Wechselrichter
WT	Wärmeübertrager (vgl. Bild 3.1 und Bild 3.2)
YSZ	yttriumstabilisiertes Zirkoniumdioxid
b	bezogen
i, j, k	Indices
eff	effektiv
f	Fluid
izgF	invers zeitgewichteter Fehler

krit	kritisch
max	maximal
min	minimal
n	nach
oSGeh	oberes Stackgehäuse (vgl. Bild 3.2)
qF	quadratischer Fehler
r	Bemessungsgröße
red	reduziert
rev	reversibel
s	stationär
t	total
ü	Übergangsverhalten
uSGeh	unteres Stackgehäuse (vgl. Bild 3.2)
v	vor
w	Wand
zgF	zeitgewichteter Fehler

1 Einleitung

1.1 Hintergrund

Grundlage für eine moderne Industrie und für eine wirtschaftliche sowie technische Entwicklung und damit auch für eine Verbesserung des Lebensstandards ist eine zuverlässige, bedarfsgerechte Versorgung mit elektrischer und thermischer Energie. Der kontinuierlich steigende Energiebedarf der Gesellschaft verbunden mit der Emission großer Mengen des Klimagases CO_2 und der Schadstoffe NO_x , SO_2 , CO , C_xH_y verursacht jedoch nicht zu unterschätzende Probleme, die schon heute unsere Umwelt beeinflussen. Beispiele sind die globale Erderwärmung, stärkere Naturkatastrophen sowie das Zurückgehen der Waldgebiete durch Abholzung und Waldsterben.

Neben diesen ökologischen Problemen erfordern auch neue politische Rahmenbedingungen, die begrenzte Verfügbarkeit fossiler Energieträger und technische Faktoren einschneidende Veränderungen in der Energieversorgung, die bis heute durch große, zentrale Kraftwerke mit ausgedehnten Verteilungsnetzwerken gekennzeichnet ist. Technische Faktoren sind z. B. eine begrenzte Ausbaufähigkeit der Übertragungsnetze und eine Verbesserung der Energiequalität, d. h. konstante Frequenz und Amplitude, geringer Oberschwingungsgehalt und Symmetrie der Wechselspannung im Dreiphasensystem. Die politische Einflussnahme besteht beispielsweise aus der Diskussion der Kernenergie (in Deutschland), der Deregulierung der Strommärkte und der Erschließung regenerativer Energien.

Die notwendigen Veränderungen betreffen somit den gesamten Bereich der Energietechnik von der Energiewandlung über die Energieverteilung bis hin zum Endverbraucher. Während der Endverbraucher durch einen verantwortungsbewussten Umgang mit der Energie einen Beitrag leisten kann, ist die Umstellung von fossilen zu regenerativen Primärenergieträgern für eine klimaneutrale und nachhaltige Energieversorgung von entscheidender Bedeutung. Infolgedessen werden neue bzw. andere Energiewandler mit zumeist kleineren Anlagengrößen erforderlich, sodass bei der Energieverteilung ein Trend zu dezentralen Strukturen vorteilhaft und bereits zu erkennen ist. Diese zeichnen sich durch eine große Anzahl kleinerer, räumlich verteilter Energiewandler aus, die verbrauchernah elektrische wie thermische Energie bereitstellen, um so die Leitungsverluste und -belastung zu minimieren. Dennoch ist diese Entwicklung umstritten, denn außer verbindlichen Normen für den Netzanschluss werden ebenso neue Steuerungs- und Regelungskonzepte, wie z. B. das Zusammenschließen mehrerer Generatoren zu einem sogenannten virtuellen Kraftwerk notwendig, um die Anzahl dezentraler Anlagen erhöhen zu können. Noch wichtiger sind neue

Energiewandlungstechnologien, die auch bei kleinen Anlagengrößen ökologisch vertretbar sind bzw. hohe Wirkungsgrade ermöglichen. Neben Mikrogasturbinen, Windkraft- und Solaranlagen bieten hier besonders Brennstoffzellen große Vorteile.

Die Entdeckung des Brennstoffzellenprinzips durch Sir William Grove erfolgte schon 1839. Materialprobleme sowie der Bau des ersten Dynamos durch Werner von Siemens 1866 verhinderten jedoch die großtechnische Anwendung der neuen Technik. Im folgenden Zeitalter der Industrialisierung dominierte der Generator als technische Umsetzung des elektrodynamischen Prinzips die Energiewandlung. Auch heute spielt die Brennstoffzelle nur eine Außenseiterrolle. Bis in die jüngste Vergangenheit kam sie aufgrund hoher Kosten und vergleichsweise geringer Lebensdauer nur in einigen Spezialgebieten zum Einsatz, so z. B. im U-Boot-Bau oder in der Raumfahrt.

In naher Zukunft scheint sich dieses Bild indessen zu wandeln. Langjährige, weltweite Entwicklungsarbeiten diverser Industriezweige und Forschungseinrichtungen führten zu entscheidenden Verbesserungen der Brennstoffzellentechnologie und steigendem öffentlichen Interesse. Die Anstrengungen konzentrierten sich dabei auf 6 Zelltypen, die sich im Zellmaterial, in der Betriebstemperatur sowie im verwendeten Brennstoff unterscheiden. Zu den Niedertemperaturbrennstoffzellen mit Betriebstemperaturen um 100°C gehören die alkalische Brennstoffzelle (AFC), die Polymerelektrolyt-Brennstoffzelle (PEMFC) und die Direktmethanol-Brennstoffzelle (DMFC). Die Phosphorsaure Brennstoffzelle (PAFC) ist bei einer Betriebstemperatur von ca. 200°C eine Mitteltemperaturbrennstoffzelle. Die Schmelzelektrolyt-Brennstoffzelle (MCFC) und die Festoxid-Brennstoffzelle (SOFC) arbeiten bei ca. 650 bzw. 1000°C und sind damit Hochtemperaturbrennstoffzellen. Während einige Typen sich noch in der Demonstrationsphase befinden (DMFC, MOFC, PEMFC, SOFC), werden andere (AFC, PAFC) mit einigem Erfolg bereits kommerziell vertrieben. Obwohl einzelne Brennstoffzellentypen aufgrund ihrer spezifischen Eigenschaften bevorzugte Anwendungsgebiete sowohl im mobilen als auch im stationären Bereich haben, sind ihre prinzipbedingten Vorteile gleich.

In der Brennstoffzelle wird die chemisch gebundene Energie des Brennstoffes direkt und ohne die Zwischenstufen thermische und mechanische Energie in elektrische Energie gewandelt. Der Prozess unterliegt daher nicht der Begrenzung durch den Carnot-Wirkungsgrad und weist auch im Teillastbereich hohe elektrische Wirkungsgrade auf. Die Brennstoffzelle emittiert verglichen mit konventioneller Verbrennung praktisch keine Schadstoffe, arbeitet ohne bewegte Teile sehr geräuscharm und verfügt über einen modularen Aufbau. Zudem sind die MCFC und die SOFC wegen der hohen Betriebstemperaturen für die Kraft-Wärme-Kopplung gut geeignet und ermöglichen zur Wirkungsgradoptimierung eine Koppelung mit Gas- und/oder Dampfturbi-

nen. Alle Brennstoffzellen erlauben die Verstromung einer Vielzahl von Brennstoffen, angefangen von Erdgas und Kohle über Kraftstoffe aus Biomasse bis hin zu reinem Wasserstoff. Dies erfordert zwar z. T. aufwändige Verfahren zur Gaserzeugung und -aufbereitung (Wasserstoffgewinnung, Entschwefelung, CO- und Gasfeinreinigung), aber damit verknüpfen sie „die überkommene Nutzung fossiler Rohstoffe mit der dringend gebotenen Erschließung nachwachsender und regenerativer Quellen“ [54] in idealer Weise.

1.2 Aufgabenstellung und Vorgehensweise

Trotz der beachtlichen Entwicklung auf dem Gebiet der Brennstoffzellentechnologie in den letzten zwei bis drei Jahrzehnten sind die Brennstoffzellen im Vergleich zu konventioneller Technik noch immer nicht konkurrenzfähig. Mit dem Gesetz zum Vorrang erneuerbarer Energien (April 2002) bzw. dessen Novellierung (Juli 2004) und der Selbstverpflichtung zur Reduktion der Treibhausgase erleichtert die Politik in Deutschland den Einstieg in die neue Technik; aber erst bei anhaltendem Anstieg der Energiekosten oder weiterem technologischen Fortschritt wird sie sich durchsetzen können. Dabei sind so unterschiedliche Fachgebiete gefordert wie die Thermodynamik, die Werkstoffforschung, die Verfahrens-, Elektro-, Fertigungs- und die Regelungstechnik. Die größten Probleme betreffen weiterhin die Kosten und die Lebensdauer; Zielvorgaben sind ca. 1000 US-Dollar/kWe und 40000 Betriebsstunden [104].

Einen Entwicklungsschwerpunkt stellen Hybridsysteme dar. Sie bestehen aus der Kombination einer Brennstoffzelle und einer Gasturbine. Je nach Komplexitätsgrad sind Wirkungsgrade bis zu 65 % möglich [70], [117]. Die Nutzung dieses Potentials sowie einen sicheren Betrieb der Hybridsysteme gewährleisten jedoch erst eine gründliche Komponentenentwicklung, eine sorgfältige Bestimmung von Arbeitspunkten im Hinblick auf ökonomische und sicherheitstechnische Vorgaben sowie eine effektive Regelung.

Die ersten beiden Punkte bilden die Konzeptionsphase und müssen vor Inbetriebnahme der Anlage abgeschlossen sein. Dabei ist in Hybridsystemen die Abstimmung der einzelnen Komponenten (Wärmeübertrager, Gasturbine und Brennstoffzelle) besonders wichtig, da diese in ihrem Zusammenwirken das Betriebsverhalten entscheidend beeinflussen [11], [66], [75], [117]. Ebenso bedeutsam sind Untersuchungen des stationären Verhaltens von Hybridsystemen bei Nenn- und Teillast. Sie geben Aufschluss über Dimensionierung, konstruktive Gestaltung, Betriebsgrenzen und Effizienz jeder Komponente sowie des Gesamtsystems. Ferner lassen sich optimale Betriebspunkte bestimmen und Vorgaben für die Führungsgrößen in einer Regelung ableiten, die im Betrieb aktiv ist.

Die Notwendigkeit einer Regelung ergibt sich aus der allgemeingültigen Definition der Regelungsaufgabe: *Eine messbare Größe (Regelgröße) eines dynamischen Systems (Regelstrecke) muss einem durch die Führungsgröße vorgegebenen zeitlichen Verlauf nachgeführt werden. Dazu ist das System von außen über eine Stellgröße in Abhängigkeit der messbaren Größe zu beeinflussen.* Die Definition ist nicht auf jeweils eine Größe beschränkt; in Regelungen für Mehrgrößensysteme gibt es mehrere Regel-, Führungs- und Stellgrößen. Speziellere Aufgaben wie z. B. die Unterdrückung von Störungen, die Verbesserung der Systemdynamik oder die Stabilisierung von instabilen Systemen sind bereits in der allgemeinen Definition enthalten.

Übertragen auf Hybridsysteme hat der Regler einen vorgegebenen Lastpunkt unter dem Einfluss von Störungen beizubehalten. Dabei kann der Lastpunkt durch die Leistungsabgabe, die elektrische Spannung oder den elektrischen Strom festgelegt werden. Mögliche Störungen sind die Umgebungsbedingungen (Druck und Temperatur) und die elektrische Last. Darüber hinaus muss der Regler zu jeder Zeit einen ausreichenden Abstand zu den Betriebsgrenzen sicherstellen, um Schäden an der Anlage oder ein Abschalten zu vermeiden. Dies erfordert Regeleingriffe noch vor dem Überschreiten einer kritischen Grenze. Typische Betriebsgrenzen in Hybridsystemen sind z. B. Maximaltemperaturen, der Pumpgrenzenabstand im Verdichter oder ein minimales Wasser/Kohlenstoff-Verhältnis im Reformier. Der Erfolg einer Regelung macht sich in einem guten Wirkungsgrad, großen Wartungsintervallen und einer hohen Lebensdauer bemerkbar. Die Integration der Hybridsysteme in dezentrale Energieversorgungsnetze erfordert jedoch einen Kompromiss zwischen den dynamischen Netzanforderungen und den oben genannten Zielsetzungen.

Neben der Kenntnis des stationären Betriebsverhaltens setzt die Entwicklung einer geeigneten Regelungsstrategie und insbesondere die anschließende Parametrisierung der Regler ein fundiertes Wissen über das dynamische Systemverhalten voraus. Die Analyse der Systemdynamik liefert nicht nur Informationen zu Stabilitäts- und Dämpfungseigenschaften, sondern auch über die Systemstruktur und kritische Betriebszustände, die im stationären Betrieb nicht möglich sind, von der Regelung aber trotzdem berücksichtigt werden müssen.

Modelle erlauben die Simulation des Betriebsverhaltens und vermitteln so die benötigten Informationen. Die Modelle können einerseits mit den Methoden der Systemidentifikation erstellt werden, wobei dieser Weg allerdings aufwändige Messungen an ausgeführten Anlagen erfordert und daher z. B. in der Planungs- und Konzeptionsphase nicht durchführbar ist. Bei der theoretischen Modellbildung gibt es diese Einschränkungen nicht. Ausgehend von den physikalischen Wirkprinzipien wird ein Differentialgleichungssystem aufgestellt, welches ggf. mit algebraischen Gleichungen

zu ergänzen ist. Je nach Verwendungszweck werden unterschiedliche Anforderungen an die Modelle gestellt. Ein qualitativ richtiges Modell genügt zur Festlegung der Reglerstruktur; die Bewertung von Aktuatoren hinsichtlich Stellgrößenbereich und Dynamik sowie die eigentliche Parametrisierung der Regler kann dagegen nur mit quantitativ genauen Modellen erfolgen. Dann können die Simulationsergebnisse auch bei der Dimensionierung und der Konstruktion einzelner Komponenten berücksichtigt werden. Für zwei weitere Anwendungen ist zusätzlich Echtzeitfähigkeit gefordert. Als Beobachter wird das Modell zu einem Teil des Reglers und berechnet im Betrieb notwendige Messgrößen. Der Messaufwand sinkt, und damit die Kosten und die Fehleranfälligkeit. In Hardware-in-the-Loop Prüfständen [61] simulieren Modelle das reale System, um die realisierten Regler zu prüfen.

In den letzten 10 Jahren wurden in der Fachliteratur eine Reihe von Modellen zur Simulation des dynamischen Betriebsverhaltens und für regelungstechnische Untersuchungen von Hybridsystemen veröffentlicht. Andere Beiträge wiederum behandeln die Einbindung von Brennstoffzellen-Systemen in das elektrische Energieversorgungsnetz, wobei ebenso dynamische Modelle zur Anwendung kommen (Kap. 2.6). Die meisten der vorliegenden Veröffentlichungen können somit zwei Kategorien zugeordnet werden: die zur ersten Kategorie gehörenden Arbeiten sind durch eine eher thermodynamisch motivierte Herangehensweise charakterisiert und betrachten die Vorgänge innerhalb des Hybridsystems ausführlicher. Die Festlegung des Betriebspunktes erfolgt sehr oft durch Vorgabe der Zellspannung als Randbedingung. Die Arbeiten der zweiten Kategorie bestimmen stark elektrotechnisch geprägte Lösungsansätze. Die Brennstoffzelle wird als reale Spannungsquelle in einem elektrischen Netzwerk behandelt. Quellspannung und Innenwiderstand der Spannungsquelle sind variabel und dynamisch mit der Belastung bzw. mit dem Betriebszustand der Brennstoffzelle verknüpft.

Das Thema der vorliegenden Arbeit ist die Entwicklung dynamischer Modelle von Hybridsystemen in dezentralen Energieversorgungsnetzen sowie die Untersuchung und Optimierung des transienten Betriebsverhaltens des Gesamtsystems mit diesen Modellen. Im Unterschied zu vielen früheren Arbeiten (siehe oben) werden dabei das Hybridsystem, aber auch elektrische Betriebsmittel berücksichtigt; die Energieversorgungskette Wandlung, Verteilung und Verbrauch wird als ein System betrachtet.

Es geht in dieser Arbeit jedoch nicht darum, ein spezielles System möglichst genau zu modellieren und zu analysieren. Der Nutzen einer derartigen Aufgabenstellung wäre gering, solange keine ausgeführte, reale Anlage und damit keine Konstruktionsunterlagen für eine Bestimmung der Modellparameter und keine umfassenden Messdaten für eine Validierung verfügbar sind. Vielmehr soll die bei der Modellbildung und

Analyse verwendete Vorgehensweise flexibel auf verschiedene Hybridsysteme angewendet werden können. Eine Anpassung des Modells durch Variation von Modellkonstanten, Zelltyp und Struktur lässt sich dabei aber nicht vermeiden, da das Betriebsverhalten eines Systems nicht auf andere übertragbar ist.

Im Vordergrund steht daher die Anwendung allgemeingültiger theoretischer Methoden auf den speziellen Fall eines Hybridsystems. Dies gilt nicht nur für die auf physikalischen Wirkprinzipien basierende Modellbildung, sondern auch für die Systemanalyse und die Entwicklung der Regelung, die in dieser Arbeit ausschließlich mit Verfahren der linearen Regelungstechnik erfolgt. Die verwendeten Verfahren (z. B. die Dominanzanalyse, die Systemreduktion oder der Optimalreglerentwurf) basieren alle auf linearen Modellen, was eine Linearisierung des nichtlinearen physikalischen Modells erforderlich macht. Die Gültigkeit der linearen Modelle ist nur in einer kleinen Umgebung um einen Arbeitspunkt gegeben, sodass zur Untersuchung des Teillastverhaltens mehrere Linearisierungen notwendig sind, um die Nichtlinearitäten des Hybridsystems berücksichtigen zu können. Mit vergleichsweise geringem Mehraufwand ist daraus ein quasi-lineares Modell (ein lineares Modell mit zeitabhängigen Koeffizienten) zu entwickeln, das wegen des geringen Rechenzeitbedarfs Validierungsrechnungen beschleunigt und gewisse Echtzeitanforderungen erfüllt. Diese Ausführungen zeigen, dass es auch ohne die Möglichkeit experimenteller Arbeiten genügend theoretische Ansatzpunkte für interessante Untersuchungen gibt.

Aus der Vielzahl denkbarer Kreisprozesse für Hybridsysteme (Kap. 2.5.3) wird exemplarisch ein Anlagendesign betrachtet. Dieses entspricht der 300 kWe Anlage, die die Siemens Westinghouse Power Corporation zu Demonstrationszwecken bei der RWE in Essen und bei der Edison S.P.A. in Italien konstruiert, gebaut und betrieben hat [63], [119]. Bzgl. der Leistungsklasse lehnt sich das untersuchte Modell an das in [66] vorgeschlagene 25 MWe Kraftwerk an. Die Brennstoffzelle des Typs SOFC befindet sich darin zwischen dem Verdichter und der Brennkammer der Gasturbine. Sie wird somit wirkungsgraderhöhend bei dem Verdichteraustrittsdruck betrieben. Das Hybridsystem ist über einen elektrischen Kondensator, eine doppeltgespeiste Asynchronmaschine und einen Wechselrichter an ein Modellnetz mit drei Verbraucherknoten und einem konventionellen Kraftwerk angeschlossen.

Aus der beschriebenen Themenstellung ergeben sich Teilaufgaben, die den Aufbau der vorliegenden Arbeit bestimmen. Kapitel 2 gibt einen Überblick über den Stand der Technik bei der SOFC-Entwicklung und basierend auf ausgesuchten Veröffentlichungen der letzten Jahre über die Modellierung von SOFC und Hybridsystemen sowie von Brennstoffzellen in elektrischen Verteilungsnetzen. Kapitel 3 und 4 beschreiben die Modellbildung für das Hybridsystem bzw. für die elektrischen Betriebsmittel.

Ausgehend von den physikalischen Grundlagen werden allgemeingültige Gleichungen mit sinnvollen Annahmen vereinfacht und die modellierten Gleichungen abgeleitet. In Kapitel 5 wird das erstellte Modell zur Simulation des Betriebsverhaltens der betrachteten Anlage verwendet. Dabei werden Angaben zu den Betriebsgrenzen gemacht. Die Anwendung von Verfahren aus der linearen Systemtheorie zur weiteren Analyse und Optimierung des Betriebsverhaltens erfolgt in Kapitel 6. Nach der Linearisierung und der Erstellung des quasi-linearen Modells wird eine Eigenwert- und Dominanzuntersuchung durchgeführt und daran anschließend die Reduktion der Systemordnung sowie der Reglerentwurf. Das 7. Kapitel fasst die wichtigsten Punkte und Ergebnisse dieser Arbeit zusammen. Weiterführende Arbeiten zu dem Thema werden vorgeschlagen.

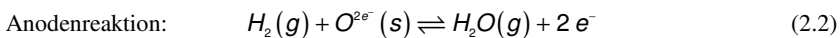
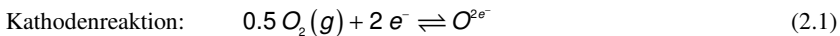
2 Festoxid-Brennstoffzelle

2.1 Anfänge

Die Entwicklung der SOFC begann 1897, als W. Nernst eine Glühlampe mit einem Glühkörper (dem Nernst-Stift) aus yttriumstabilisiertem Zirkoniumdioxid (YSZ) erfand. Das damals Nernstmasse genannte Material war der erste Sauerstoffionen leitende Festkörper. 1935 hatte der Nernst-Schüler W. Schottky bei Siemens die Idee einer Brennstoffzelle mit einem Elektrolyten aus YSZ. Zwei Jahre später bauten Baur und Preis die erste SOFC. Ab 1958 bestimmte die Westinghouse Electric Corp. (heute Siemens Westinghouse) den technologischen Fortschritt der SOFC mit ihrem Röhrenkonzept. In den achtziger Jahren des vorigen Jahrhunderts entstanden das Monolith-(US-Argonne National Lab.) und das Flachzellenkonzept (Siemens, Dornier, u. a.). Seit 1992 arbeitet Rolls-Royce Fuel Cell Systems an einem weiteren Konzept, der Integrated Planar SOFC. [1], [54], [57], [88]

2.2 Funktionsprinzip

Brennstoffzellen und damit auch SOFC sind galvanische Elemente ohne direkte Verbrennung und offene Flamme. Der Verbund aus Anode, Elektrolyt und Kathode trennt den Brennstoff vom Sauerstoff, sodass die Reduktion (Gl. 2.1) und die Oxidation (Gl. 2.2) separat an Kathode und Anode ablaufen.



Beide Elektrodenreaktionen sind heterogene Reaktionen. Die Wasser- und Sauerstoffmoleküle aus der Gasphase werden an der Oberfläche der porösen Elektroden adsorbiert und dissoziieren. Aus den Wasser- und Sauerstoffatomen entstehen dann durch Elektronenübertragung zwischen Atom und Elektrode Ionen, und die Elektroden laden sich elektrisch auf. Das elektrische Potential der Elektroden ist unterschiedlich und ergibt sich aus den dynamischen Gleichgewichten zwischen Ad- und Desorption. Eine elektronenleitende Verbindung zwischen Anode und Kathode ermöglicht einen Ladungsausgleich und stört so die Gleichgewichte. Dann diffundieren die Sauerstoffionen in den gasdichten aber ionenleitenden Elektrolyten und migrieren – angetrieben von der Potentialdifferenz – zur Anode, wo sie mit den Wasserstoffionen zu Wasser reagieren; der Stromkreis ist geschlossen. Zuletzt erfolgt die Desorption der

Wassermoleküle in die Gasphase. Neben Wasserstoff kann in der SOFC an der Anode auch Kohlenmonoxid zu Kohlendioxid aufoxidiert werden. Damit die beschriebenen Schritte tatsächlich ablaufen, sind Drei-Phasen-Grenzen zwischen dem Elektrolyten, jeweils einer elektronenleitenden Elektrode und der Gasphase erforderlich. **Bild 2.1** zeigt das Funktionsprinzip der Brennstoffzelle am Beispiel der SOFC.

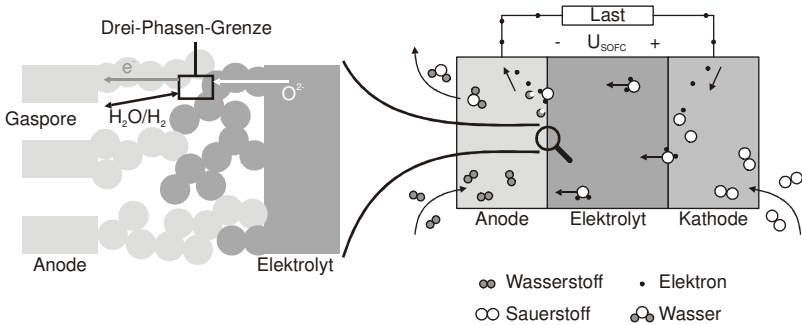


Bild 2.1: Funktionsprinzip

Die chemisch gebundene Energie wird durch den Elektronenstrom im äußeren Stromkreis direkt in elektrische Leistung umgewandelt. Der Wert des elektrischen Widerstandes erlaubt zudem eine Kontrolle der Umsatzrate nach Gl. (2.3). Die Reaktion endet erst, wenn der Stromkreis unterbrochen oder ein thermodynamisches Gleichgewicht erreicht wird. Um dies zu verhindern, sind der Brennstoffzelle kontinuierlich Brenn- und Sauerstoff zu- und die Produkte abzuführen.

2.3 Betriebsverhalten

Dieses Kapitel macht keine quantitativen Angaben zum Betriebsverhalten von SOFC, dazu sei auf Kapitel 5 verwiesen. Stattdessen stehen die grundlegenden physikalischen Eigenschaften von Brennstoffzelle im Vordergrund. Es wird aufgezeigt, wie diese ermittelt, dargestellt und mathematisch beschrieben werden können.

2.3.1 Idealer Wirkungsgrad und Strom-Spannungs-Kennlinie

Konventionelle Verbrennungs- und Wärmekraftanlagen wandeln Primärenergie von chemischer über thermische und mechanische in elektrische Energie. Sie basieren auf thermodynamischen Kreisprozessen, in denen ein aufgenommener Wärmestrom \dot{Q} in mechanische Nutzleistung P überführt wird. Aus dem ersten und zweiten Hauptsatz der Thermodynamik folgt der Carnot-Faktor, der den Anteil von P aus \dot{Q} begrenzt:

$$\eta_C = \frac{P}{\dot{Q}} = 1 - \frac{T_0}{T}. \quad (2.4)$$

In Brennstoffzellen gibt es mit dem idealen oder reversiblen Wirkungsgrad eine vergleichbare Beziehung, die im Folgenden hergeleitet wird. Sie bestimmt den Anteil der chemisch gebundenen Energie, der sich bei reversibler Prozessführung maximal in Nutzarbeit umwandeln lässt. Dazu betrachtet man die Brennstoffzelle als ein offenes System, in das ein Stoffstrom im Umgebungszustand ein- und aus dem ein Stoffstrom anderer Zusammensetzung im Umgebungszustand wieder austritt. Schreibt man ferner Gl. (2.3) als allgemeine Reaktionsgleichung der Form:

$$0 = \sum_i \nu_i A_i, \quad (2.5)$$

wobei ν_i die stöchiometrischen Koeffizienten (bei Produkten positiv und Edukten negativ) und A_i die chemischen Symbole ersetzen, liefert der erste Hauptsatz die Reaktionsenthalpie

$$\Delta^R H = \sum_i \nu_i h_i = w_{rev} + q_{rev}. \quad (2.6)$$

Diese entspricht der Summe aus der Wärme q_{rev} und der Nutzarbeit w_{rev} , die bei der beschriebenen Prozessführung über die Systemgrenze zu oder abzuführen sind. Eine Entropiebilanz (zweiter Hauptsatz) ergibt die Reaktionsentropie sowie q_{rev} :

$$T \Delta^R S = T \sum_i \nu_i s_i = q_{rev}. \quad (2.7)$$

Die Differenz der beiden letzten Gleichungen ist die Reaktions-Gibbs-Funktion $\Delta^R G$ und identisch mit der maximalen Nutzarbeit pro Reaktionsumsatz:

$$\Delta^R G = \Delta^R H - T \Delta^R S = w_{rev}. \quad (2.8)$$

Das Verhältnis von $\Delta^R G$ zu $\Delta^R H$ definiert den idealen Wirkungsgrad einer Brennstoffzelle und damit das Gegenstück zu Gl. (2.4):

$$\eta_{rev} = \frac{w_{rev}}{\Delta^R H} = \frac{\Delta^R G}{\Delta^R H} = 1 - \frac{T \Delta^R S}{\Delta^R H}. \quad (2.9)$$

Im Gegensatz zu η_C sinkt η_{rev} in der SOFC mit steigender Prozess-temperatur, da sich die Stoffmenge bei den Zellreaktionen verkleinert und die Reaktionsentropie sowie die -enthalpie negativ sind. Daher weist der Carnot-Faktor bei den für SOFC typischen Betriebstemperaturen von ca. 1000°C sogar größere Werte auf als der ideale Wirkungsgrad (77 zu 71 %). Trotzdem übersteigt der effektive Wirkungsgrad der SOFC den konventioneller Energiewandler, da die im realen Prozess unvermeidbaren Verluste dort größer sind.

Die bisher vernachlässigte Temperatur-, Druck- und Gaszusammensetzungsabhängigkeit von $\Delta^R G$ folgt aus der Gibbsschen Hauptgleichung [8]:

$$dG = -SdT + Vdp + \sum_i \mu_i dn_i . \quad (2.10)$$

Konstante, aber beliebige Werte für Temperatur und Druck ($dT=dp=0$), Einsetzen der stöchiometrischen Bedingung $dn_i=v_i dz$, die die molaren Stoffmengenänderungen dn_i mit dem Reaktionsumsatz dz verknüpft und anschließendes Ableiten nach dz führt zu einer Definition der Reaktions-Gibbs-Funktion mit den chemischen Potentialen μ_i :

$$\Delta^R G = \sum_i \nu_i \mu_i . \quad (2.11)$$

Das chemische Potential einer Gasmischungskomponente μ_i kann der Gibbs-Funktion des reinen Gases gleichgesetzt werden, wenn beide an einer gedachten semipermeablen Membran im (stofflichen) Gleichgewicht stehen, d. h.

$$\mu_i(T, p, \{x_j\}) = g_i(T, x_i, p) = h_i(T) - T s_i(T, x_i, p) \quad \text{mit} \quad (2.12)$$

$$h_i(T) = h_{0,i}(T_0) + \int_{T_0}^T c_{p,i}(T) dT \quad \text{und} \quad (2.13)$$

$$s_i(T, x_i, p) = s_{0,i}(T_0, p_0) + \int_{T_0}^T \frac{c_{p,i}(T)}{T} dT - R \ln \frac{x_i p}{p_0} \quad (2.14)$$

als spezifische Enthalpie h_i bzw. Entropie s_i der Komponente i . Gl. (2.12) gilt nur für die in Brennstoffzellen zulässige Annahme idealer Gase; zur Berücksichtigung des Realgasverhaltens ist der Partialdruck mit dem Fugazitätskoeffizienten Φ zu multiplizieren [6]. Einsetzen von Gl. (2.12) in Gl. (2.11), Sortieren und Zusammenfassen führt zu der temperatur-, druck- und gaszusammensetzungsabhängigen Reaktions-Gibbs-Funktion:

$$\Delta^R G(T, p, \{x_j\}) = \Delta^R G(T, p_0) + RT \ln \left(\prod_i \left(\frac{x_i p}{p_0} \right)^{\nu_i} \right) . \quad (2.15)$$

Durch Vorzeichenumkehr, Division mit der Faraday-Konstanten F und der pro Reaktionsumsatz ausgetauschten Elektronenzahl z wird daraus die Nernst-Gleichung. Sie gibt für eine Gaszusammensetzung $\{x_j\}$ und den Zustand (T, p) die theoretisch maximale mögliche Spannungsdifferenz zwischen den Elektroden an:

$$U_{rev} = -\frac{\Delta^R G(T, p_0)}{zF} - \frac{RT}{zF} \ln \left(\prod_i \left(\frac{x_i p}{p_0} \right)^{\nu_i} \right) . \quad (2.16)$$

Angewendet auf die SOFC-Zellreaktion (Gl. 2.3) und für eine konstante Gaszusammensetzung $\{x_j\}$ zeigt **Bild 2.2a** die Temperatur- und Druckabhängigkeit dieser auch Nernst-Spannung genannten Spannung.

Ruhepotential oder Ruhespannung sind weitere Bezeichnungen von U_{rev} , da sie nur im stromlosen Zustand gemessen werden kann. Kommt es durch eine elektronenleitende Verbindung der Elektroden zu einem Stromfluss und gibt die SOFC Nutzarbeit in Form von elektrischer Energie ab, verringert sich diese Spannung. Der Spannungsverlust hängt nichtlinear vom elektrischen Strom ab und ist auf eine Reihe von unterschiedlichen Effekten zurückzuführen, die nachfolgend einzeln erläutert werden. Daraus resultiert eine für Brennstoffzellen bzw. SOFC typische Strom-Spannungs-Kennlinie, die mit Gleichstrommessungen ermittelbar und in **Bild 2.3** darstellt ist. Analog zu anderen, realen Spannungsquellen wird ein Innenwiderstand eingeführt, der die Leerlaufspannung bei Stromfluss auf die Klemmspannung reduziert, in der Brennstoffzelle aber eine Abhängigkeit vom Strom aufweist. **Bild 2.2b** veranschaulicht die durch die oben beschriebenen Effekte induzierte Potentialänderung einer Ladung (Elektron/Ion) bei der Migration durch die Elektroden und den Elektrolyten.

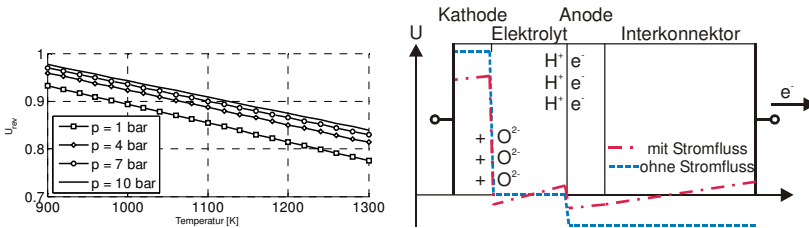


Bild 2.2: (a) Temperatur- und Druckabhängigkeit der Nernst-Spannung (links)
(b) Qualitativer Potentialverlauf in einer Brennstoffzelle (rechts)

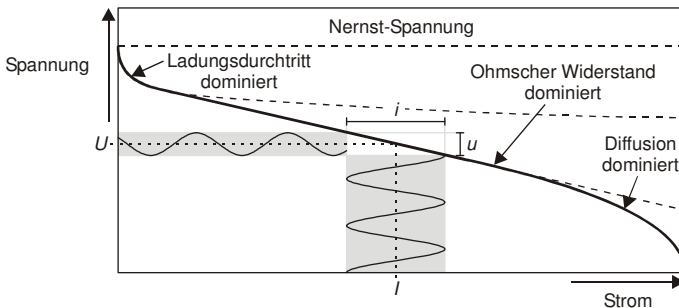


Bild 2.3: Strom-Spannungs-Kennlinie

Durchtrittsüberspannung

An den Dreiphasengrenzen geben adsorbierte Atome, Ionen oder Moleküle, im Folgenden kurz Teilchen genannt, Elektronen ab, die durch eine elektrische Doppel-

schicht in die Elektrode übertreten. Parallel findet die Umkehrreaktion statt, bei der adsorbierte Teilchen Elektronen aus der Elektrode aufnehmen. Der Elektronenstrom in die Elektrode aufgrund der Oxidation wird dabei als anodische Stromdichte i_A , der entgegen gesetzte Strom aufgrund der Reduktion als kathodische Stromdichte i_K bezeichnet. Bei einer durch die Elektrodenreaktionen definierten Potentialdifferenz in der elektrischen Doppelschicht sind beide Stromdichten gleich der sogenannten Austauschstromdichte i_0 . Die resultierende Stromdichte i ist Null, und es fließt kein äußerer Strom. Diesen ermöglicht erst eine Änderung der Potentialdifferenz in Höhe der Durchtrittsüberspannung U_D . Den quantitativen Zusammenhang zwischen U_D und i beschreibt die Butler-Volmer-Gleichung mit Hilfe des Durchtrittsfaktors α :

$$i = i_A - i_K = i_0 \left(e^{\frac{(1-\alpha)zF}{RT}U_D} - e^{-\frac{\alpha zF}{RT}U_D} \right) \text{ mit } 0 < \alpha < 1. \quad (2.17)$$

Eine positive Überspannung begünstigt die Oxidation, der anodische Strom überwiegt und die betrachtete Elektrode wird zur Anode; demgegenüber machen negative Überspannungen die Elektrode zur Kathode. Die Durchtrittsüberspannungen bestimmen bei geringen Stromdichten die Spannungsverluste (Aktivierungsbereich) und bleiben bei höheren Stromdichten fast konstant (**Bild 2.3**).

Diffusionsüberspannung

Um die Zellreaktion als Voraussetzung für einen elektrischen Strom im äußeren Stromkreis aufrechtzuerhalten, ist ein kontinuierlicher Massentransport von Edukten und Produkten zwischen den Dreiphasengrenzen und den Gaskanälen notwendig. Dieser erfolgt jedoch senkrecht zur Hauptströmungsrichtung in den Kanälen und daher ausschließlich durch Diffusionsprozesse. In der Folge entstehen Konzentrationsgradienten, und die Gaszusammensetzung $\{x_i^*\}$ an der Dreiphasengrenze unterscheidet sich von der im Gaskanal $\{x_i^0\}$. Berücksichtigt man, dass ohne äußeren Stromfluss beide identisch sind, lässt sich die Diffusionsüberspannung als Differenz zwischen den Nernst-Spannungen ohne und mit Stromfluss definieren:

$$U_{Diff} = \frac{RT}{zF} \ln \left(\prod_i \left(\frac{x_i^*}{x_i^0} \right)^{\nu_i} \right). \quad (2.18)$$

Die Diffusionsüberspannungen bestimmen bei hohen Stromdichten die Spannungsverluste (**Bild 2.3**), wobei das endliche Konzentrationsgefälle die Stromdichte begrenzt und damit eine Grenzstromdichte festlegt (Grenzstrombereich).

Reaktionsüberspannung

Die Reaktionsüberspannung U_{Reak} wird ebenfalls mit Gl. 2.18 beschrieben. Die Ursache für die unterschiedlichen Gaszusammensetzungen und damit für die Nernst-Spannungen mit und ohne äußeren Stromfluss liegt jedoch nicht im Massentransport,

sondern in den chemischen und Oberflächen-Reaktionen (Adsorption, Kristallisation) vor und nach dem Ladungsdurchtritt bzw. der eigentlichen Zellreaktion. Analog zum endlichen Konzentrationsgefälle können auch endliche Reaktionsgeschwindigkeiten Grenzstromdichten bestimmen. Die Summe aus Diffusions- und Reaktionsüberspannung ergibt die Konzentrationsüberspannung.

Ohmsche Verluste

Die ohmschen Verluste entstehen durch den Elektronenstrom in den Elektroden und durch den Ionenstrom in dem Elektrolyten. Die endlichen, temperaturabhängigen Leitfähigkeiten für Elektronen in den Elektroden bzw. für Ionen im Elektrolyten verursachen dabei den Spannungsabfall

$$U_{Ohm} = \sum_i \frac{i_j \cdot A_i}{G_i} = \sum_i \frac{i_j \cdot L_i}{\sigma_i}, \quad (2.19)$$

der die Strom-Spannungskennlinie bei mittleren Stromdichten (**Bild 2.3**) bestimmt (Arbeitsbereich).

2.3.2 Effektiver Wirkungsgrad und Leistung

Die theoretisch maximal mögliche elektrische Leistung errechnet sich mit dem Brennstoffmolenstrom \dot{n} zu

$$P_{rev} = -\dot{n} \Delta^R G(T, p) = I_{max} U_{rev}. \quad (2.20)$$

Im realen Betrieb liegt jedoch nicht nur die tatsächliche Zellspannung unter U_{rev} (Kap. 2.3.1). Auch der maximale Strom kann nicht erreicht werden, da ein vollständiger Brennstoffumsatz einen Wasserstoffpartialdruck von Null zur Folge hätte und die Nernst-Spannung minus unendlich würde. Unbeabsichtigte chemische bzw. elektrochemische Nebenreaktionen können ebenso einen Teil des Brennstoffes beanspruchen und damit der eigentlichen Zellreaktion entziehen. Praktische Brennstoffnutzungsgrade liegen zwischen 70 und 90 % [84]. Die reale Strom-Leistungs-Kennlinie ergibt sich aus der Strom-Spannungs-Kennlinie in **Bild 2.3** durch Multiplikation mit dem jeweiligen Strom und hat die Form einer Parabel mit einem Maximum im Arbeitsbereich. Die effektiven Wirkungsgrade einer SOFC betragen abhängig vom eingesetzten Brennstoff und von der Prozessführung zwischen 55 und 65 % [54].

2.3.3 Impedanzspektrum und Ersatzschaltbilder

Die Impedanzspektroskopie ermöglicht die Untersuchung sowie die Beschreibung der Kinetik von Elektrodenvorgängen, deren Zeitkonstanten eine Bandbreite von über 15 Größenordnungen aufweisen können. Zur Aufnahme von Impedanzspektren wird der Brennstoffzelle in einem definierten Betriebszustand (I, U) ein Wechselstrom i kleiner Amplitude aufgeprägt und die daraus resultierende Wechselspannung u gemessen

(Bild 2.3). Variation der Frequenz und Division der Laplace-Transformierten beider Wechselgrößen ergibt die oft als Ortskurve in der komplexen Ebene dargestellte frequenzabhängige Impedanz $\underline{Z}(\omega)$ (Bild 2.4a), die sich bei sehr kleinen Frequenzen dem differentiellen Innenwiderstand der Brennstoffzelle annähert (Kap. 2.3.1).

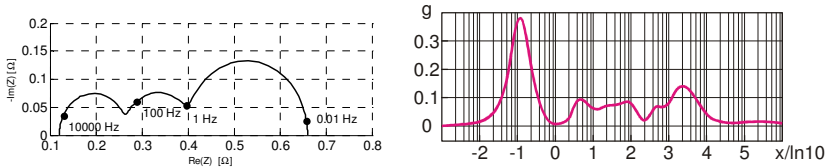


Bild 2.4: (a) Impedanzspektrum einer SOFC (links)

(b) Beispiel einer Verteilungsfunktion $g(y-x)=\gamma(\tau)\tau$, $x=\ln(\omega/2/\pi)$, $y=\ln(\omega\tau)$ (rechts)

Spezielle Elektrodenkonfigurationen mit einer nicht vom Strom durchflossenen Referenzelektrode lassen dabei sogar die Bestimmung der Überspannung einer Elektrode zu. Messtechnische Faktoren begrenzen jedoch die minimale Spannungsamplitude (Signal-Störabstand) sowie den erfassbaren Frequenzbereich nach oben (Induktivitäten und Kapazitäten der Verkabelung) und nach unten (Betriebspunkt drift). Daher bleiben die sehr langsamen thermischen Ausgleichs- und Degradationsprozesse unberücksichtigt.

Das Impedanzspektrum der SOFC hat im Allgemeinen zwar drei Kurvenbögen, den Elektrolytbogen bei hohen, den Elektrodenbogen bei mittleren und den Stofftransportbogen bei kleinen Frequenzen; es gelingt aber nicht, in der Ortskurve einzelne dynamische Prozesse und deren Zeitkonstanten zu identifizieren, da sie miteinander gekoppelt sind und z. T. parallel ablaufen. Dies ermöglichen erst zwei weiterführende Analyseverfahren. Mit bereits existierendem Wissen über die physikalischen Vorgänge in Brennstoffzellen oder rein empirisch werden elektrische Ersatzschaltbilder erstellt. Die Bestimmung der Parameter stellt ein komplexes nichtlineares Ausgleichsproblem dar, das z. B. mit der Methode der kleinsten Fehlerquadrate lösbar ist. Die Nachteile dieser Methode sind die nicht vorhandene Eindeutigkeit der Ersatzschaltbilder sowie die geringe Auflösung, d. h. es können nur Prozesse eindeutig identifiziert werden, deren Zeitkonstanten sich um mehrere Größenordnungen unterscheiden. **Bild 2.5** zeigt als Beispiel ein Ersatzschaltbild einer SOFC, in dem \underline{Z}_{Diff} die Diffusionsprozesse, C_D die Doppelschichtkapazität, R_D den Durchtrittswiderstand, $R_P//C_P$ die Elektrodenvorgänge und R_E den Elektrolytwiderstand abbilden sollen. Neben Widerständen und Kapazitäten werden auch sogenannte Konstant-Phasen Elemente $\underline{Q} = K_1 (j\omega)^{-K_2}$ verwendet, mit denen sich Vorgänge mit räumlich verteilten Parametern beschreiben lassen, z. B. Diffusionsprozesse mit einer Konzentrationsver-

teilung. Darüber hinaus erzeugen R||C-Glieder in der komplexen Ebene die in gemessenen Impedanzspektren häufig auftretenden deformierten Halbkreise, R||C-Glieder dagegen nur exakte Halbkreise.

Die zweite Methode verspricht ein besseres Auflösungsvermögen, indem eine Serienschaltung aus unendlich vielen R||C-Elementen zugrunde gelegt und die Verteilung ihrer Impedanz-Anteile γ als Funktion der Zeitkonstanten τ berechnet wird:

$$\underline{Z}(\omega) = R \int_0^{\infty} \frac{\gamma(\tau)}{1 + j\omega\tau} d\tau, \quad \int_0^{\infty} \gamma(\tau) d\tau = 1. \quad (2.21)$$

Jeder Peak in der Verteilungsfunktion charakterisiert dabei einen Prozess mit einer Zeitkonstanten (**Bild 2.4b**). Eine abschließende physikalische Interpretation der Ergebnisse und die Ableitung dynamischer, mathematischer Modelle erfolgt über die Variation einzelner Betriebsparameter der Brennstoffzelle, wiederholte Aufnahme und Analyse der Impedanzspektren und Korrelation mit den auftretenden Änderungen in der Verteilungsfunktion (Peak-Höhe und zugehörige Zeitkonstante). Weiterführende Informationen zu diesem Thema findet der Leser in [48], [54].

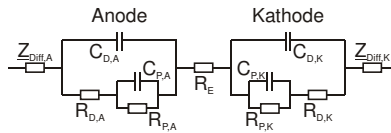


Bild 2.5: Elektrisches Ersatzschaltbild einer SOFC

2.4 Materialien, Fertigung und Designs

2.4.1 Elektrolyt

Das Elektrolytmaterial muss gasdicht, gut ionenleitend und schlecht elektronenleitend sein. Ferner sollte es über eine ausreichende mechanische Stabilität und eine hohe Beständigkeit unter oxidierenden und unter reduzierenden Bedingungen verfügen. Obwohl es heute verschiedene ionenleitende Festkörper wie z.B. dotiertes Lanthan-gallat oder seltenerdmetalldotiertes Cerdioxid mit z. T. besseren Eigenschaften gibt, bietet mit 8mol% Y_2O_3 dotiertes Zirkoniumdioxid (ZrO_2) immer noch den besten Kompromiss. Durch die Dotierung mit Y_2O_3 werden im Fluoritgitter des ZrO_2 anstatt zwei Zr^{4+} - und vier O^{2-} -Ionen zwei Y^{3+} - und drei O^{2-} -Ionen eingebaut. Dadurch entstehen Oxidfehlstellen (unbesetzte Gitterplätze), die den O^{2-} -Ionen transport ermöglichen. Die Leitfähigkeit zeigt eine starke Abhängigkeit von Verunreinigungen, Mikrostrukturen und dem Herstellungsprozess und erreicht erst bei Temperaturen von über $700^\circ C$ akzeptable Werte. [54], [57]

2.4.2 Kathode

Das Kathodenmaterial muss den stark oxidierenden Bedingungen standhalten, für die O_2 -Reduktion als Katalysator wirken und trotz der für einen schnellen Gastransport zur Dreiphasengrenze notwendigen Porosität ($> 30\%$) eine gute Leitfähigkeit für Elektronen aufweisen. Entscheidend ist zudem ein thermischer Ausdehnungskoeffizient, der dem von YSZ ähneln muss, um mechanische Spannungen klein zu halten. Diese Anforderungen erfüllt z. Zt. mit Strontium dotiertes Lanthanmanganat (LSM, $La_{1-x}Sr_xMnO_3$, $x=0.1\dots0.15$) am besten. Als p-Halbleiter leitet das Material auch bei hohen Temperaturen Elektronen gut, und die durch Stöchiometrie und Korngrößen bestimmte thermische Ausdehnung übertrifft die von YSZ nur geringfügig, bietet aber Raum für Verbesserungen. [54], [57]

2.4.3 Anode

Wie das Kathoden- muss auch das Anodenmaterial einen geringen elektrischen Widerstand, ungefähr den gleichen thermischen Ausdehnungskoeffizient wie YSZ und eine Porosität größer als 30% besitzen, um den Gastransport zur und von der Dreiphasengrenze zu ermöglichen. Zudem ist eine gute Stabilität unter reduzierenden Bedingungen wichtig. Neben der Zellreaktion muss das Material gleichzeitig die Dampfreformierung von Methan katalysieren. Ein Gefüge aus Nickel und YSZ, das sogenannte Nickel-Zirkonium-Cermet (keramisches Metall) wird den aufgeführten Ansprüchen am besten gerecht. Dabei kommt dem YSZ die Aufgabe zu, die Dreiphasengrenze zu vergrößern, die mechanische Stabilität zu erhöhen, ein Zusammensintern der Nickelanteile zu verhindern und den thermischen Ausdehnungskoeffizienten von reinem Nickel zu verkleinern und dem des YSZ anzupassen. Das Nickel dient als Katalysator für die Anodenreaktionen und gewährleistet eine gute Elektronenleitfähigkeit, wofür jedoch aufgrund der Perkolationstheorie ein Mindestanteil von 30% Nickel notwendig ist. Nur dann entstehen in der Anode durchgängige elektronenleitende Pfade. [32], [54], [57]

2.4.4 Interkonnektor

Der Interkonnektor verbindet die Anoden mit den Kathoden aufeinanderfolgender Einzelzellen. Dadurch entsteht eine Serienschaltung, mit der sich die Spannung einer Zelle ($< 1V$) auf praktisch nutzbare Werte erhöhen lässt. Daraus ergibt sich folgendes Anforderungsprofil für das eingesetzte Material: Gasdichtheit, Beständigkeit bei reduzierenden und oxidierenden Bedingungen, thermische Ausdehnung wie YSZ sowie eine gute Leitfähigkeit für Elektronen. Stand der Technik ist mit Strontium oder Magnesium dotiertes Lanthanchromat ($La_{1-x}Mg_xCrO_3$, $x=0.02\dots0.1$), wobei die Dotierung die Leitfähigkeit des p-Halbleiters und Perowskits (Oxide des Typs ABO_3) $LaCrO_3$ entscheidend erhöht. [54], [57]

Eine tabellarische Übersicht über die beschriebenen Materialien mit den wichtigsten Eigenschaften und einigen Zahlenwerten befindet sich im Anhang A1, weiterführende Informationen z. B. in [57].

2.4.5 Fertigungstechniken

Die Elektroden, der Elektrolyt und der Interkonnektor werden als möglichst dünne Schichten ausgeführt, um erstens einen schnellen Stofftransport sicherzustellen und zweitens die ohmschen Verluste, den Materialaufwand und die Kosten gering zu halten. Je nach Zelldesign und -komponente kommen unterschiedliche Fertigungsverfahren aus der Beschichtungstechnik zum Einsatz. Bei der chemischen und der elektrochemischen Dampfabscheidung reagieren Metallhalogenide mit Wasser zu Metalloxiden. Dazu werden die Edukte durch die zu beschichtende, poröse Unterlage getrennt zugeführt. Im ersten Verfahren stoppt die Reaktion und damit die Abscheidung, wenn die Metalloxide die Poren verschließen. Leiten die Metalloxide dagegen O^{2-} -Ionen, kann die Reaktion elektrochemisch weiter ablaufen und die Schicht wachsen (z. B. die YSZ-Schicht auf der Kathode der Siemens Westinghouse Zelle). In einem weiteren Verfahren wird Keramikpulver durch Flamm- oder Plasmaspritzen auf einem Substrat abgelagert (z. B. der Interkonnektor auf der Kathode der Siemens Westinghouse Zelle). Die nächsten Verfahren erfordern eine mehr oder weniger flüssige Masse aus Keramikpulver, Binder u. a. Beim Bandgießen wird diese auf eine Polymerunterlage aufgestrichen (z. B. bei planaren Zellkomponenten). Beim Kalandrieren pressen sie zwei Walzen zu einer Folie (z. B. beim Monolithkonzept). Die Tauchbeschichtung erfolgt durch Eintauchen eines Trägers in die Masse, die dabei allerdings sehr dünnflüssig sein muss, damit die Schichtdicke nach dem Tauchen gleichmäßig ist (z. B. die Anode der Siemens Westinghouse Zelle). Beim Siebdruck wird die Masse durch ein Sieb, dessen Dicke und Netzweite die Schichtdicke bestimmen, auf eine Unterlage gedrückt (z. B. beim Monolithkonzept). Die so erzeugten Schichten müssen im Anschluss noch trocknen und gesintert werden. Dabei legen Temperatur und Dauer die Porosität der entstehenden Schichten fest. Die mechanisch stabilen und daher dickeren Trägergeometrien werden häufig durch Extrudieren hergestellt (z. B. die Kathode der Siemens Westinghouse Zelle oder der Träger der Integrated Planar SOFC). [1], [54]

2.4.6 Zell- und Stackdesign

Im Laufe der Jahre entstanden begünstigt durch die Tatsache, dass alle Zellkomponenten fest sind, vier unterschiedliche Zellkonfigurationen (**Bild 2.6**).

Röhrenkonzept

Bei der Siemens Westinghouse Zelle ist die Kathode als poröse, einseitig geschlossene Röhre und tragende Struktur mit einer Elektrolyt- und einer Anodenschicht sowie einem Streifen als Interkonnektor ausgeführt. Luft gelangt durch eine im Inneren konzentrisch angeordnete Röhre vorgewärmt zur Kathode. Dann strömt die Luft innen an der Kathode und der Brennstoff (Erdgas, Methan oder H_2) parallel dazu außen an der Anode entlang, wobei die elektrochemische Reaktion stattfindet. Ein Bündel setzt sich aus drei mal acht in Serie geschalteten Röhren zusammen, ein typischer Substack wiederum aus 6 Reihen mit je 4 Bündeln. Die elektrische Verbindung der einzelnen Röhren gewährleisten Nickelfilzstege zwischen Anode und Interkonnektor bzw. zwischen Anode und Anode. Vorteilhaft ist der niedrige Dichtungsaufwand ("seal less design") und die vergleichsweise hohe Stabilität gegenüber thermischen Spannungen. Die Nachteile bilden der wegen der dicken Tragstruktur hohe Material- und Kostenaufwand sowie die aufgrund der langen Ladungsträgerwege niedrige Leistungsdichte (bezogen auf die aktive Zelloberfläche, das Volumen oder das Gewicht). Diese zu mildern ist das Ziel einer Weiterentwicklung von Siemens Westinghouse. Eine abgeflachte Röhre verfügt über breitere Interkonnectoren und drei elektronenleitende Stege im Inneren. Dadurch verkürzen sich die Ladungsträgerwege und die strukturelle Stabilität nimmt zu, so dass die Kathode insgesamt dünner ausfallen kann. Zudem übernehmen die durch die Stege gebildeten Kammern die Luftzuführung und machen das Luftzuführungsrohr überflüssig. Daraus resultiert ein geringerer Material- und Kostenaufwand bei gleichzeitig verbesserter Leistungsdichte. [12], [54], [57], [104]

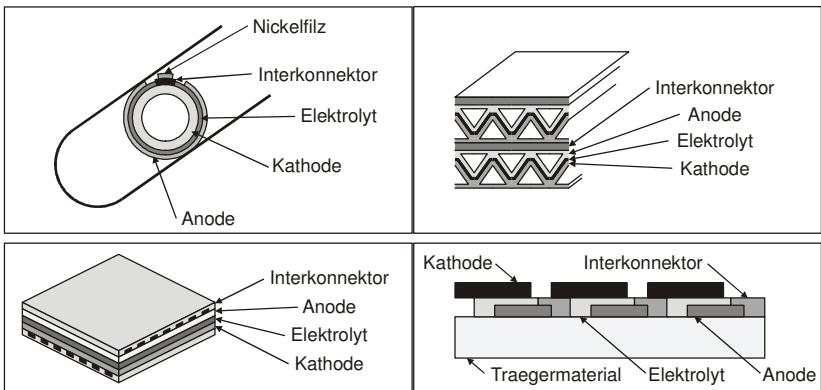


Bild 2.6: (a) röhrenförmige Zelle (oben links), (b) monolithische Zelle (oben rechts), (c) planare Zelle (unten links) und (d) multi-cell membrane electrode assemblies

Flachzellenkonzept

In der planaren Zelle sind Kathode, Elektrolyt und Anode als ebene Schichten aufeinander angeordnet. Stapelt man viele dieser Dreierverbunde getrennt durch eine bipolare Platte übereinander, entsteht ein Stack. Die bipolare Platte übernimmt durch integrierte Kanäle die Gasversorgung und als Elektronenleiter die Verbindung zwischen Anode und Kathode. Vorteilhaft ist die höchste auf die aktive Oberfläche bezogene Leistungsdichte und die einfache Fertigung, problematisch dagegen der große Dichtungsaufwand und die Empfindlichkeit gegenüber thermischen Spannungen. [54]

Monolithkonzept

Bei diesem Konzept haben die Dreierverbunde eine wellblechförmige Struktur. Sie sind aber mittels ebener bipolarer Platten zu einem Stack übereinander gestapelt. Die Länge der Ladungsträgerwege liegt in etwa zwischen den beiden vorigen Geometrien. Die volumenbezogene Leistungsdichte ist sehr hoch, die Fertigung jedoch schwierig, da der Dreierbund zusammen gesintert werden muss. [57]

Integrated Planar Design

Mit der Integrated Planar SOFC versucht der Entwickler Rolls Royce Fuel Cells Systems den geringen Dichtungsaufwand der Röhrenform mit der hohen Leistungsdichte und der einfachen Fertigung der planaren Geometrie zu vereinen. Viel Wert wird ferner auf eine effektive Materialausnutzung und eine gute Kostenbilanz gelegt. Auf einem einfachen, ebenen, keramischen Trägermaterial befinden sich 20 kleine, in Serie geschaltete Einzelzellen, deren Anordnung **Bild 2.6d** verdeutlicht. Damit liefert bereits eine dieser multi-cell membrane electrode assemblies genannten Module eine hohe Spannung und der Materialeinsatz für die so dünn wie möglich ausführbaren Zellkomponenten ist minimiert. Diese Module (≈ 50 W) werden erst zu Bündeln (≈ 500 W), dann zu Streifen (≈ 3 kW) und letztendlich zu Blöcken (≈ 50 kW) und Stacks (≈ 800 kW) zusammengebaut. [1], [35], [70], [104]

Zum Vergleich der einzelnen Konzepte sind in Anhang A2 entscheidende Parameter zusammengefasst.

2.5 Kraftwerkssysteme

Neben der eigentlichen Brennstoffzelle gehören zu einem Brennstoffzellen-Kraftwerk weitere Komponenten (balance of plants), um eine kontinuierliche Stromerzeugung aufrechtzuerhalten. Darunter sind Anlagen zur Brenngaserzeugung und -aufbereitung, zur Förderung der Gasströme und solche zur Regelung des Wärmehaushalts der Brennstoffzelle. Eine Anlagensteuerung und -regelung sowie leistungselektronische Bauteile zum Anschluss an die Last sind ebenso unerlässlich. Nach einem Kapitel über die Brenngaskonditionierung werden beispielhaft das SOFC-Generatormodul

von Siemens Westinghouse sowie darauf aufbauende Kraftwerke beschrieben, da sie technisch am weitesten entwickelt und Vorlage für die in dieser Arbeit erstellten Modelle sind.

2.5.1 Brenngaserzeugung und –aufbereitung

Die in SOFC genutzten Energieträger H_2 und CO sind keine Primärenergieträger und müssen daher erzeugt werden. Die H_2 -Gewinnung durch Wasserelektrolyse mit elektrischer Energie ist machbar, z. Zt. jedoch weder ökonomisch noch ökologisch sinnvoll. Daher wird auf chemischem Wege aus wasserstoffreichen fossilen Brennstoffen wie Erdgas oder Benzin, aber auch aus Biogas, fermentierter Biomasse und Kohle ein geeignetes Brenngas gewonnen, wobei in stationären Anlagen dem Erdgas wegen der geringen CO_2 -Emissionen (hohes H/C-Verhältnis) und der guten Infrastruktur die größte Bedeutung zukommt.

Dampfreformierung von Methan

Bei der Dampfreformierung reagieren CH_4 und Wasserdampf endotherm und katalytisch an Gruppe VIII Metallen, insbesondere an Nickel zu CO und H_2 (**Tabelle 2.1**). Die höchsten H_2 -Gehalte (72 %) im Synthesegas werden bei niedrigen Drücken und Temperaturen von $680^\circ C$ erreicht [54]. Neben der externen ist in SOFC die interne Reformierung möglich und vorteilhaft. Die direkte interne Reformierung erfolgt an der Ni-Anode, bei der indirekten gibt es separate Zonen innerhalb der Brennstoffzellenstacks. In beiden Fällen liefert die durch die Irreversibilität der Zellreaktionen freiwerdende Wärme die zur Dampfreformierung benötigte Energie. Diese ansonsten abzuführende Energie wird in Primärenergie gewandelt und eine externe Wärme- und Dampfzufuhr entfällt.

Tabelle 2.1: Chemische Reaktionen bei der Brenngaserzeugung

Reaktion	Reaktionsgleichung	$\Delta^R H^0$ [kJ/mol]
Dampfreformierung	$CH_4 + H_2O \rightleftharpoons CO + 3 H_2$	+ 206
Wassergasshiftreaktion	$CO + H_2O \rightleftharpoons CO_2 + H_2$	- 41
Partielle Oxidation	$CH_4 + 0.5 O_2 \rightleftharpoons CO + 2 H_2$	- 36
Autotherme Reformierung	$2 CH_4 + 0.5 O_2 + H_2O \rightleftharpoons 2 CO + 5 H_2$	+ 170
Pyrolysereaktion	$CH_4 \rightleftharpoons C + 2 H_2$	+ 75
Boudouardreaktion	$2 CO \rightleftharpoons C + CO_2$	- 172

Verunreinigungen der Ausgangsgase und Ruß, der unter den Bedingungen der internen Reformierung durch Pyrolyse ($> 650^\circ C$), die Boudouardreaktion ($< 700^\circ C$) oder durch Reduktion von CO bzw. CO_2 mit H_2 entsteht (**Tabelle 2.1**), deaktivieren den

Katalysator und reduzieren die Umsatzraten. Vor allem der in verschiedenen Verbindungen enthaltene Schwefel adsorbiert an der Katalysatoroberfläche und verkleinert so die aktive Fläche [104]. Daher ist eine Entschwefelung der Ausgangsgase erforderlich. Schwefelwasserstoff (H_2S), Thiole (R-SH) und Kohlenstoffoxidsulfid (COS) können mit Aktivkohlefiltern oder an Zinkoxid unschädlich gemacht, Thiophene (heterozyklische Schwefelverbindungen, z.B. $\text{C}_4\text{H}_4\text{S}$) müssen vorher katalytisch in H_2S umgesetzt werden (Hydrosulfurierung) [54]. Der Ruß lagert sich an die poröse Anodenoberfläche an und erschwert die Diffusionsprozesse. Zudem bildet sich NiC_3 , dessen Schmelzpunkt bei der Zelltemperatur erreicht und teilweise sogar überschritten wird, sodass sich die Anode langsam auflöst. Gegenmaßnahmen sind eine Vorreformierung von ca. 30 % durch indirekte interne Reformierung und ein hoher Dampfüberschuss (Wasser/Kohlenstoff-Verhältnis > 2.5) [54].

Aufgrund der vergleichsweise guten Schwefeltoleranz (90 ppm bei 1000°C) [54], der CO-Verträglichkeit und der internen Reformierung eignet sich die SOFC besonders für die Nutzung von Synthesegas. Eine externe Reformierung und eine CO-Reinigung (durch Shiftreaktion, katalytische Methanisierung, selektive katalytische Oxidation, Druckwechseladsorption, Membrandiffusion) ist nicht notwendig.

Wassergasshiftreaktion (Konvertierung)

Die leicht exotherme Wassergasshiftreaktion konvertiert H_2O mit CO in H_2 und CO_2 (**Tabelle 2.1**). Sie wird bei niedrigen Temperaturen im Anschluss an die Dampfreformierung zur Reduzierung des CO-Gehalts im Synthesegas verwendet. Die Reduktion erfolgt in zwei Stufen: von ca. 10 % auf < 3 % bei 350°C an $\text{Fe}_2\text{O}_3/\text{Cr}_2\text{O}_3$ -Katalysatoren und von < 3 % auf < 0.3 % bei 225°C an CuO/ZnO -Katalysatoren [54], [55]. Bei hohen Temperaturen ($> 800^\circ\text{C}$) läuft die Reaktion ohne Katalysator parallel zur Dampfreformierung sehr schnell bis zum Gleichgewicht ab [88], das dann auf der Eduktseite liegt.

Partielle Oxidation

Die partielle Oxidation nutzt O_2 anstatt H_2O als Oxidationsmittel (**Tabelle 2.1**) und läuft mit oder ohne ($> 1200^\circ\text{C}$, 30-40 bar) Katalysator ab [54]. Zur Vermeidung von vollständiger Aufoxidierung zu CO_2 und H_2O darf der O_2 -Gehalt im Ausgangsgas aber nicht zu hoch sein. Die Zumischung eines kleinen Anteils O_2 ins Anodengas hat dagegen einen positiven Effekt [25]. Die bei der partiellen Oxidation freiwerdende Wärme verhindert starke, lokale Auskühlungen aufgrund des Wärmebedarfs der direkten internen Reformierung und führt damit zu einer gleichmäßigeren Temperaturverteilung in der Brennstoffzelle. Nachteilig wirkt sich die verglichen mit der Dampfreformierung geringere Umsatzrate und das kleinere H_2/CO -Verhältnis aus.

Autotherme Reformierung

Die autotherme Reformierung ist eine Kombination aus Dampfreformierung und partieller Oxidation (**Tabelle 2.1**). Bei einem bestimmten Verhältnis zwischen beiden Reaktionen wird die resultierende Reaktionsenthalpie Null und die Reaktion kann in einem adiabaten Reaktor ablaufen [83]. Die H_2 -Ausbeute beträgt bis zu 65 %. Nach [83] sind die Dampfreformierung, die partielle Oxidation und die autotherme Reformierung auch bei höheren Kohlenwasserstoffen C_xH_y anwendbar.

2.5.2 SOFC-Generatormodul von Siemens Westinghouse

Die Grundeinheit der SOFC-Kraftwerke von Siemens Westinghouse bildet der Substack mit 576 senkrecht angeordneten Zellen (Kap. 2.4.6). **Bild 2.7** zeigt eine Außenansicht mit den Hauptabmessungen und ein vereinfachtes Funktionsschema mit allen Komponenten sowie deren Anordnung.

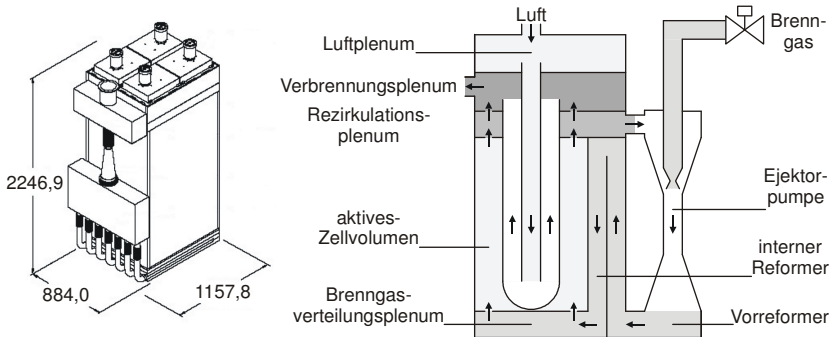


Bild 2.7: Substack: (a) Außenansicht [118] (links), (b) Funktionsschema (rechts)

Die Zufuhr von entschwefeltem Erdgas erfolgt durch eine Ejektorpumpe, wobei der Eintrittsdruck ungefähr dem vierfachen Stackdruck entspricht. Dort wird H_2O -reiches Anodenabgas angesaugt und mit dem Erdgas gemischt. Dadurch entsteht der für die Reformierung benötigte Dampfüberschuss. Dann strömt das Gasgemisch in den adiabaten Vorreformer, der die höheren Kohlenwasserstoffe und einen kleinen Teil des Methans umsetzt. Der Rest reagiert in den internen Reformern, die sich jeweils zwischen zwei Zellbündelreihen befinden, katalytisch unter Ausnutzung der Zellwärme zu H_2 und CO . Über das Brenngasverteilungsplenium gelangt das ca. $700^\circ C$ heiße Synthesegas ins Zellvolumen, wo zusammen mit Luft die elektrochemische Reaktion stattfindet. Dabei erhitzen sich Rohrbündel und Gasströme auf 950 bis $1000^\circ C$. Im Rezirkulationsplenium teilt sich das abgereicherte Brenngas; der größte Teil rezirkuliert und der Rest erreicht das Verbrennungsplenium, wo er von Luftsauerstoff voll-

ständig aufoxidiert wird. Die freiwerdende Reaktionswärme erwärmt die mit ca. 600°C in das Luftplenum eingeleitete Luft. Diese strömt dann durch die Luftzuführungsröhren zur Kathode und von dort ebenfalls ins Verbrennungsplenum. Die Verbrennungsabgase verlassen mit ca. 850°C den Stack und können anschließend in Wärmeübertragern zur Frischluftvorwärmung und Wärmeauskopplung genutzt werden [55], [38].

2.5.3 SOFC-Kraftwerksanlagen

Wie konventionelle Kraftwerke lassen sich Brennstoffzellenanlagen durch zusätzliche Anlagenkomponenten verbessern. Dabei steigt der Aufwand und die Wirkung mit der Anlagengröße. In [55] werden drei Kategorien genannt. Einfachen Blockheizkraftwerken (BHKW) mit Leistungen zwischen 0.1 und 1 MW und eher niedrigen Stromkennzahlen (bis 1.5) stehen dezentrale Anlagen zur Stromversorgung mit 0.5 bis ca. 10 MW gegenüber. Höhere elektrische Wirkungsgrade und Stromkennzahlen (bis 2.5) ergeben sich durch Anhebung des Stackdrucks (**Bild 2.2**) und Nutzung der im Abgas enthaltenen Energie. Beides ermöglicht die Kombination mit einer Gasturbine. Bei noch höheren Leistungen lohnen sich weitere Maßnahmen zur Wirkungsgradsteigerung, z. B. die Integration eines Dampfkreislaufs. Im Folgenden wird nun ein Überblick über verschiedene Anlagen gegeben.

Bereits 1997 hat Siemens Westinghouse eine Demonstrationsanlage eines SOFC-BHKW an die EDB/Elsam in den Niederlanden geliefert [38], zu der neben zwei seriell verschalteten Substacks (Kap. 2.5.2) zwei Rekuperatoren, ein Luftgebläse und ein System zur Wärmeauskopplung gehören. Zusätzliche Komponenten wie z. B. elektrische Luftherhitzer oder regelbare Bypässe dienen zum Hochfahren der Anlage und zur Regulierung des Wärmehaushalts. Bis Mitte 1999 produzierte die bei atmosphärischem Druck betriebene Anlage fast 6000 h lang bis zu 127 kWe DC bei 250 V und AC-Wirkungsgraden von max. 46 %.

Auf den gleichen zwei Substacks basiert das erste realisierte SOFC/GT-Hybridkraftwerk [117], [119]. Darin befindet sich die SOFC zwischen der Verdichter- und der Turbinensektion der rekuperativen, zweiwelligen Gasturbine. Sie übernimmt also die Funktion der Brennkammer und erzeugt dabei elektrische Energie. Trotz nicht optimaler Abstimmung zwischen Gasturbine und SOFC wurden zwischen 2000 und 2002 während der insgesamt 1737 Betriebsstunden am National Fuel Cell Research Center in Irvine, Kalifornien AC-Wirkungsgrade von über 52 % erreicht. Der auf ca. 3 bar angehobene Betriebsdruck steigert die Stackleistung von 127 auf 175 kWe DC; 22 kWe trägt zusätzlich die Arbeitsturbine der Gasturbine bei.

Eine Weiterentwicklung stellt die PH300 Anlage dar, die Siemens Westinghouse für die RWE Energie in Essen entwickelt hat. Die zweiwellige Gasturbine ist durch eine

einwillige ersetzt und die Zellzahl auf 1704 erhöht worden. Damit steigt die Leistung der SOFC auf max. 254 kWe AC, die der Gasturbine auf 57 kWe AC; der AC-Wirkungsgrad liegt bei fast 56 % [119]. Das Projekt wurde nach 500 Betriebsstunden aufgrund eines Spannungseinbruchs in einer Zellbündelreihe gestoppt [63].

Die zweite realisierte Hybridanlage wurde bei der FuelCell Energy, Inc. entwickelt und gefertigt [40], [56]. Das Direct FuelCell/Turbine[®] System nutzt zwar eine planare MCFC mit interner Reformierung, es sei hier als Entwicklungsschritt der Hybridtechnologie trotzdem aufgeführt. Im Gegensatz zum Siemens Westinghouse-System wird die Brennstoffzelle nach der Gasturbine durchströmt, der Stackdruck liegt somit auf Umgebungsniveau. Die Erwärmung der Luft auf die Turbineneintrittstemperatur erfolgt ausschließlich in zwei Rekuperatoren. Der MCFC-Stack produzierte über 6800 h fast 223 kWe DC. Im kombinierten Betrieb lieferte die Gasturbine über 2900 h zusätzliche 9.5 kWe und steigerte den AC-Wirkungsgrad auf fast 52 %.

Bei Rolls Royce entsteht derzeit mit mehreren Projektpartnern (Universitäten von Genua und Cambridge, u. a.) ein weiteres Hybridsystem [1], [2], [3], [31] mit einer speziell dafür entwickelten Gasturbine [11]. Die Brennstoffzellenstacks sind im Integrated Planar Design mit interner Reformierung gestaltet und wie im Siemens Westinghouse-System arbeitet die Brennstoffzelle unter hohem Druck zwischen Verdichter und Turbine. Im Unterschied zu den bisher vorgestellten Systemen verzichtet Rolls Royce auf teure Hochtemperaturwärmeübertrager zur Luftvorwärmung und rezirkuliert stattdessen durch einen zweiten Ejektor einen Teil der heißen Brennstoffzellenabgase. In 2006 sollen erste Tests des Generatormoduls mit 250 kWe erfolgen, aus dem 2007 ein 1 MW Kraftwerk zusammengebaut wird. Die erwarteten Wirkungsgrade erreichen fast 55 %.

In der Literatur werden weitere Systemkonfigurationen vorgeschlagen und analysiert, die sich im Wesentlichen in der Reformierungsmethode (intern oder extern) und im Druckniveau des Brennstoffzellenstacks (aufgeladen oder atmosphärisch) unterscheiden. Aus den obigen Beschreibungen folgt, dass sich eine aufgeladene SOFC immer zwischen Verdichter und Turbine befinden muss und dass das heiße Brennstoffzellenabgas direkt in die Turbine strömt. In atmosphärischen Anlagen wird die SOFC dagegen nach der Expansion in der Turbine angeordnet, sodass der Stackdruck nahezu dem Umgebungsdruck entspricht. Dabei muss das Brennstoffzellenabgas den Gasstrom durch die Turbine über einen Wärmeübertrager auf die Turbineneintrittstemperatur bringen. In beiden Fällen ist eine Temperaturerhöhung durch eine Zusatzfeuerung möglich. (**Bild 2.8**)

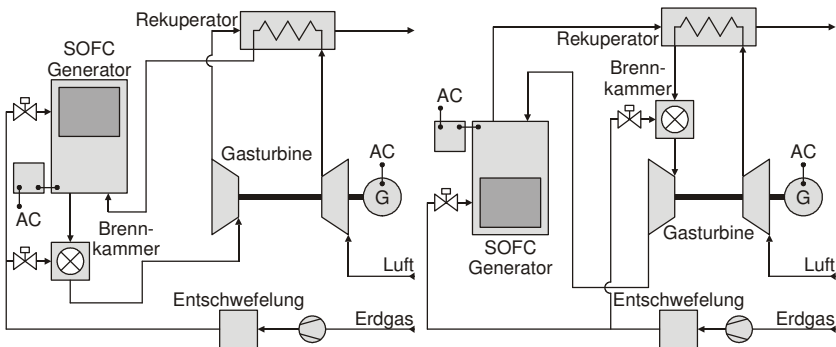


Bild 2.8: Hybridsysteme (a) aufgeladenes SOFC/GT-System [66] (links)
(b) atmosphärisches SOFC/GT-System [63] (rechts)

Die Autoren von [117] vergleichen vier verschiedene Systemkonfigurationen. Variante eins und zwei sind einfache atmosphärische bzw. aufgeladene SOFC/GT-Systeme. In Variante drei macht der Verzicht auf einen Generator die Gasturbine zu einem einfachen Turbolader, während Variante vier über zwei aufgeladene SOFC mit unterschiedlichem Druckniveau verfügt. Die gleichen Autoren stellen nach den mit zwei Demonstrationsanlagen (s. o.) gemachten Erfahrungen in [63] fest, dass aufgeladene SOFC/GT-Hybridssysteme zu groß, zu schwer, zu komplex und zu teuer seien und untersuchen daraufhin fünf atmosphärische SOFC/GT-Anlagen. Sie unterscheiden sich darin, wie sich kommerzielle Gasturbinen integrieren lassen, ohne die zulässige Eintrittstemperatur des Wärmeübertragers zu überschreiten: (1) Reduktion der Turbineneintrittstemperatur, (2) Wärmetransport vom Turbinen- zum Verdichteraustritt, (3) Dampferzeugung, (4) Dampferzeugung mit Reformer und (5) Wärmeauskopplung am Turbinenaustritt.

Cocco und Tola untersuchen aufgeladene SOFC/GT-Systeme mit interner und externer Reformierung von Methanol [22]. Yang et al. analysieren vier weitere Reformierungskonfigurationen für aufgeladene SOFC/GT-Anlagen [121]. Konfiguration A und B verfügen über eine externe Zufuhr von Dampf, während dieser in C aus der Anode kommt. Die benötigte Reaktionswärme bezieht der Reformer in Konfiguration A von einem eigenen Brenner und in B und C von einem Wärmeübertrager am Kathodenaustritt. Konfiguration D ist schließlich die klassische interne Reformierung.

Vier etwas komplexere Anlagen mit externer Reformierung werden in [74] untersucht. Die ersten beiden sind atmosphärische SOFC/GT-Systeme mit nachgeschalteten Dampfkreisläufen. Die Anordnung der einzelnen Wärmeübertrager ist verschieden und im ersten Layout ist eine Zusatzfeuerung zur Erhöhung der Turbineneintrittstemperatur möglich. Die beiden anderen Anlagen sind aufgeladene SOFC/GT-Systeme

mit Zusatzfeuerung nach der Turbine und nachgeschalteten Dampferzeugern. In Layout drei wird der produzierte Dampf in einem Dampfkreislauf verwendet, in Layout vier dagegen vor der Turbine eingedüst.

Milewski et al. ersetzen in einem von Siemens Westinghouse vorgeschlagenen Hybridsystem den Ejektor durch ein Gebläse und zeigen Vor- und Nachteile auf [77].

2.6 Modellierung

In den meisten Fällen können mathematische Modelle nicht die ganze physikalische Wirklichkeit abbilden. Das gilt insbesondere für Brennstoffzellen. Die darin ablaufenden Vorgänge unterscheiden sich nicht nur in ihren Zeitskalen um mehrere Größenordnungen (Kap. 2.3.3); auch räumlich ist eine hohe Auflösung notwendig, da sich viele Prozesse auf molekularer Ebene abspielen. Unter Berücksichtigung des Verwendungszwecks des Modells ist es daher sinnvoll, einige Effekte zu vernachlässigen bzw. mit geeigneten Annahmen zu vereinfachen. Folglich gibt es sowohl stationäre als auch transiente Brennstoffzellenmodelle. Zudem weisen sie unterschiedliche Dimensionalitäten, Längen- und Zeitskalen auf. Der folgende allgemein gehaltene Überblick über die Modellierung von SOFC und deren Anwendung zeigt die Vielseitigkeit des Themas.

2.6.1 Stationäre Modelle

Selimovic unterteilt die Brennstoffzellenmodelle nach räumlichem Auflösungsvermögen [104]. Modelle auf Molekular- (nm) und Elektrodenoberfläche (mm) betrachten die chemischen und elektrochemischen Reaktionen sowie deren Kinetik und die Ladungs- und Massentransportvorgänge innerhalb der Elektroden-Elektrolyt-Struktur. Sie tragen damit zur Werkstoff- und Strukturverbesserung bei. Mit Zell- (mm), Stack (cm) und Systemmodellen (m) lässt sich das Betriebsverhalten untersuchen und in Kombination mit anderen Komponenten, z. B. elektrotechnischen Anlagen auch deren gemeinsames Verhalten. Mit mehrdimensionalen Zell- bzw. Stackmodellen, die auf der Lösung von verkoppelten partiellen Differentialgleichungen beruhen, können räumliche Verteilungen wichtiger Betriebsgrößen vorhergesagt und visualisiert und damit kritische Betriebszustände identifiziert werden.

Rechenauer und Achenbach erstellten 1994 ein 3D-Modell eines planaren SOFC-Stacks mit interner Reformierung [88]. Reus erweiterte das Modell, um die Druckverteilung im Stack berechnen zu können und untersuchte damit die Auswirkungen ungleichmäßiger Strömungsverhältnisse [90]. Basierend auf Erhaltungs- und Stoffgesetzen entwickelten Ferguson et al. ein auf sämtliche Zellgeometrien anwendbares 3D-Modell und benutzten es als Design-Werkzeug [28]. In mehreren Arbeiten wurden

rotationssymmetrische, quasi-2D-Modelle für die Röhrengometrie von Siemens Westinghouse vorgestellt [19], [32], [69], [107]. Magistri et al. [70] und Costamagna et al. [26] erstellten 1D-Modelle der Integrated Planar SOFC von Rolls Royce. Ein 3D-Modell für Integrated Planar und planare Zellen erstellte Selimovic [104].

Vergleichsweise einfache, stationäre 0D-Modelle werden zur Bestimmung des Betriebsverhaltens der Brennstoffzelle im Arbeitspunkt und unter Teillast verwendet. Die Kombination mit anderen Komponentenmodellen, z. B. solchen von Turbomaschinen oder Wärmeübertragern ermöglicht zudem eine Leistungsvorhersage sowie die Berechnung des Betriebsverhaltens kompletter Hybridsysteme. Costamagna et al. untersuchen mit ihrem Zellgeometrie-unabhängigen Modell zuerst das Verhalten eines SOFC-Generators allein und dann das eines aufgeladenen SOFC/GT-Systems in einem weiten Betriebsbereich [24]. Mit ähnlichen Modellen arbeitet Campanari, um zuerst den SOFC-Generator und dann ein aufgeladenes SOFC/GT-System zu analysieren [15], [16], [18]. Neben Betriebsparametern variiert er in seinen Parameterstudien jedoch auch Komponentenparameter, z. B. Wirkungsgrade. Für Luft- und Raumfahrtanwendungen entwickelten Freeh et al. ein 0D-Modell für eine SOFC und validierten es anhand experimenteller Daten einer Siemens Westinghouse-Röhrenzelle [34]. Doch auch mehrdimensionale Modellen lassen sich zur Analyse des Hybridsystemverhaltens nutzen. Hildebrandt et al. vergleichen mit 1D-Modellen aufgeladene SOFC/GT-Anlagen mit ein- und zweiwelligen Gasturbinen [44] und ermitteln Betriebsgrenzen aufgrund technischer Einschränkungen [49].

Ein weiteres Anwendungsgebiet für Brennstoffzellenmodelle liegt in der Untersuchung von SOFC/GT-Kraftwerken mit CO_2 -Abtrennung. Franzoni et al. [33] und Campanari [17] machen für verschiedene Anlagenlayouts Angaben zu Wirkungsgraden, Abtrennungsgraden und Kosten.

Andere Autoren ermitteln den Einfluss alternativer Brennstoffe wie Kohlesynthesegase und Biogase auf das Leistungsverhalten von SOFC-BHKW und SOFC/GT-Systemen [64], [72].

2.6.2 Dynamische Modelle

Neben stationären haben auch transiente Modelle einen großen Anwendungsbereich. Sie komplettieren die Erkenntnisse über das Betriebsverhalten durch Vorhersage des Übergangsverhaltes. Dies ist wichtig, da dabei u. U. Zustände jenseits des zulässigen Betriebsbereichs auftreten, die von stationären Modellen nicht berechnet werden können. Ebenso wichtig ist ihre Verwendung zur Entwicklung von effektiven Regelungsstrategien. Ähnlich Selimovic' räumlicher Klassifizierung lassen sich Brennstoffzellenmodelle auch nach zeitlichem Auflösungsvermögen einteilen, wobei die

jeweils nicht aufgelösten physikalischen Prozesse als stationär betrachtet werden. Eine Übersicht über die verschiedenen Prozesse gibt **Tabelle 2.2**.

Eine erste Klasse von dynamischen Modellen berücksichtigt ausschließlich die langsamen, thermischen Ausgleichsvorgänge, indem sie die Elektroden-Elektrolyt-Struktur als Wärmespeicher modellieren [49], [88]. Mit den Modellen werden Aufheizvorgänge und Laständerungen simuliert. Die dabei berechneten Temperaturgradienten weisen auf mechanische Spannungen hin und bestimmen die Gefahr von Rissbildungen.

Die zweite Klasse bezieht zusätzlich die Volumendynamik ein, wozu Druck-, Impuls- und Temperatúrausgleichsprozesse in den Gasvolumina gehören. Oft werden die beiden letzten vernachlässigt, da sie sehr schnell abklingen. Zur Begrenzung des Rechenaufwands handelt es sich meistens um 0D-Modelle. Hildebrandt et al. führen transiente Simulationen von Hybridsystemen durch und legen dabei den Schwerpunkt auf das Verhalten des Verdichters an der Pumpgrenze [44]. Liese et al. erstellten 1999 ein transientes 1D-Modell einer planaren SOFC [60], mit dem 2000 u. a. das Zünden und Löschen einer Zelle [37] und 2006 das Übergangsverhalten eines aufgeladenen SOFC/GT-Systems [96] untersucht wurde. 2002 ermöglichte eine Erweiterung des Modells transiente Simulationen von atmosphärischen MCFC/GT-Hybridsystemen [59], [93], [94], [95]. In [61] wird ein echtzeitfähiges 0D-SOFC/GT-Systemmodell entwickelt und für einen Hardware-in-the-Loop-Prüfstand genutzt. Roberts et al. simulieren mit einem dynamischen 0D-Modell die Demonstrationsanlage von Siemens Westinghouse in Irvine, Kalifornien. Sie integrieren zusätzlich die instationären Erhaltungsgleichungen für alle Gaskomponenten und validieren ihr Modell anhand experimenteller Daten [92]. Magistri et al. erstellten ebenfalls ein 0D-Modell für ein einwelliges SOFC/GT-System. Sie berücksichtigen die Brennstoffzufuhr mit einem instationären Ejektormodell und simulieren eine Laständerung mit konstanter Drehzahl [71].

Die letzte Klasse umfasst abgesehen von den schleichenden Prozessen im Langzeitbetrieb und beim Startvorgang (**Tabelle 2.2**) alle physikalischen Prozesse. In ihrem 0D-SOFC-Modell modellieren Kopasakis et al. neben der Volumendynamik in den Gaskanälen die Dynamik der Gasdiffusion in den porösen Elektroden und die Dynamik des Ladungsübergangs [52]. Dazu werden instationäre Transportgleichungen ohne Konvektions- und mit Diffusionsterm für die porösen Elektroden und an den Dreiphasengrenzen jeweils Mehrschrittreaktionsmechanismen mit Oberflächenreaktionen verwendet. Durch Linearisierung erhalten die Autoren ein Ersatzschaltbild (s. **Bild 2.5**) und können damit eine Brennstoffzellen-Impedanz definieren. Es ist

beabsichtigt, damit Stabilitätsuntersuchungen von SOFC/GT-Systemen in elektrischen Energieverteilungsnetzen im Kurzzeitbereich durchzuführen.

Tabelle 2.2: *Physikalische Prozesse in einer Brennstoffzelle und ihre Zeitkonstanten [48], [71]*

Physikalischer Prozess		Zeitkonstante
Korrosion, Interdiffusion, Agglomeration	Degradation	30 min – 40000 h
Elektrodenformation, Adsorption von Gasverunreinigungen, mikrostrukturelle Änderungen	Start	30 min – 900 h
Wärmespeicherung		min
Massentransport		ms – s
Energietransport		ms – s
Impulstransport	Betrieb	ms
Ladungstransport, Elektronen- und Ionenleitung, Adsorption, Dissozi- ation, Ionisierung, Gasdifffusion		1 μ s – 1 min

Mit einigen der aufgeführten Modelle wurden Regelungskonzepte für Hybridanlagen entworfen und getestet. Liese et al. regeln in einem atmosphärischen MCFC/GT-Anlagenmodell die Drehzahl der Gasturbine und damit den Kathodenmassenstrom, um die Kathodeneintrittstemperatur konstant zu halten [59]. Mit dem gleichen Ziel werden in [93] zwei Regelungskonzepte untersucht. Das erste nutzt neben einer Variation der Gasturbinendrehzahl zusätzlich die des Brennstoffstroms, damit sich der Brennstoffnutzungsgrad nicht ändert. Das zweite variiert dagegen ausschließlich den Brennstoffstrom. Die gleichen Autoren testen in [94] ein weiteres Konzept, in dem die Regelung des Brennstoffnutzungsgrads erhalten bleibt, die Regelung der mittleren Stacktemperatur aber über eine Kaskade mit drei PI-Reglern und der Gasturbinendrehzahl als Stellgröße erfolgt. Obwohl diese Konzepte in MCFC/GT-Modelle implementiert wurden, ist ihre Verwendung in SOFC/GT-Systemen ebenso möglich. Roberts et al. schlagen in [96] eine dezentrale Regelungsstruktur mit vier Reglern für ein aufgeladenes SOFC/GT-System vor, um die Systemleistung bei sich ändernden Umgebungsbedingungen konstant zu halten bzw. einem vorgegebenen typischen Lastprofil nachzuführen. Der erste Regler regelt die Systemleistung durch Anpassung des Zellstroms, aus dem ein P-Regler wiederum den Brennstoffstrom berechnet. Ein Kaskadenregler führt im inneren Kreis die Gasturbinendrehzahl einer Sollgröße nach, die durch einen äußeren Kreis zur Regelung der Stacktemperatur und zusätzlich in Abhängigkeit von der Systemleistung angepasst wird. Der vierte Regler ermöglicht

über einen Bypass zwischen Turbinen- und Rekuperatoraustritt eine parallele Temperaturregelung. Ferrari et al. [30] entwickeln ebenfalls eine dezentrale Regelung für eine aufgeladene SOFC/GT-Anlage und überprüfen diese an dem Modell in [71]. Im Gegensatz zu [96], wo die Gasturbinendrehzahl direkt über die angelegte Generatorlast geregelt wird, verwenden die Autoren in [30] einen Bypass vom Verdichteraustritt zum Turbineneintritt mit einem regelbaren Ventil für den gleichen Zweck. Die Generatorlast ergibt sich hier aus der Differenz zwischen angeforderter System- und aktueller Brennstoffzellenleistung.

Die bisher vorgestellten Arbeiten zum Thema Regelung basieren auf vergleichsweise detaillierten Modellen der Brennstoffzellensysteme und betrachten die Systemgrößen, die während des Betriebs der Anlage aufgrund technologischer Beschränkungen nicht oder nur kurzzeitig überschritten werden dürfen, da die Anlage ansonsten Schaden nehmen kann. Beispiele kritischer Systemgrößen sind die Zelltemperatur oder das Wasser/Kohlenstoff-Verhältnis. Die Eingangsgröße der Regelkreismodelle ist die geforderte Systemleistung, manchmal aber auch die Spannung oder der Strom. Die nun folgenden Arbeiten konzentrieren sich dagegen eher auf die Frequenz- und Spannungshaltung im Mittel- (s) und Langzeitbereich (min) in Energieversorgungsnetzen mit Brennstoffzellen.

Für ein Softwarepaket zur Simulation von elektrischen Energiesystemen erstellen Padullés et al. [84] ein aus einfachen Übertragungsfunktionen bestehendes Brennstoffzellenmodell. Basierend auf der Nernstgleichung und drei instationären Erhaltungsgleichungen für die Partialbrüche von H_2 , H_2O und O_2 erfolgt die Ableitung einfacher Übertragungsfunktionen. Die Überspannungen werden mit einem ohmschen Widerstand simuliert. Sedghisigarchi et al. [100] leiten ihr Modell davon ab und untersuchen damit ein Modellnetz mit Brennstoffzelle, Inverter, u. a. Sie zeigen, dass nach einer Störung durch schnelle Regelung der Phase der Inverterausgangsspannung entweder die Brennstoffzellenleistung konstant gehalten oder die Netzstabilität verbessert werden kann. Zwei Jahre später erweitern die gleichen Autoren [101], [102] das Modell zur Berücksichtigung der Temperaturdynamik und um eine detailliertere Berechnung der Überspannungen. Sie simulieren zwei Modellnetze mit mehreren verteilten Generatoren nach dem Auftreten einer Störung. Netz eins verfügt nur über Gasturbinen und die Systemantwort ist aufgrund der Massenträgheit der Gasturbinenwellen vergleichsweise langsam und geprägt von geringer Dämpfung. Netz zwei hat neben den Gasturbinen zwei Brennstoffzellen, deren Inverter durch zwei schnelle Regelkreise mit den Stellgrößen Phase und Amplitude der Ausgangsspannung ein besseres Übergangsverhalten ermöglichen. Ähnliche Untersuchungen führen Sedghisigarchi et al. in [103] nach Laständerungen durch, wobei sie jedoch die Brennstoffzelle um einen Regelkreis ergänzen, um durch Variation der H_2 -Zufuhr den Brenn-

stoffnutzungsgrad konstant zu halten. Mit dem gleichen Brennstoffzellenmodell simulieren Al-Hinai et al. [5] das Verhalten eines weiteren Modellnetzes mit Brennstoffzellen und Gasturbinen nach Netzfehlern im Kurzzeitbereich und stellen Gegenmaßnahmen vor. Ro et al. [91] betrachten ebenfalls ein Modellnetz mit Synchrongenerator, Brennstoffzelle und Inverter. Darin wird die Brennstoffzelle mit einer stationären Strom-Spannungskennlinie modelliert und über einen Kondensator im Gleichspannungskreis an den Inverter angeschlossen. Auch sie kommen zu dem Ergebnis, dass eine schnelle Regelung des Inverters und damit der Brennstoffzelle das Systemverhalten bei Laständerungen verbessern kann.

Sakhare et al. [97] verwenden das Modell aus [100] und entwerfen für die aus Gleichstromsteller und DC/AC-Wandler bestehende Schnittstelle zwischen Brennstoffzelle und Wechselstromnetz zwei Fuzzy-Regler. Kim und Kim [50] untersuchen ebenfalls einen Fuzzy-Regler für einen Gleichstromsteller. Sie modellieren die Brennstoffzellenanlage dagegen mit zwei Verzögerungsgliedern erster Ordnung für Reformier und Zellstack und betrachten nur eine Gleichstromlast.

Huang et al. [47] entwickeln ein Konzept, mit dem die Gasturbine eines SOFC/GT-Systems mit nur einer Synchronmaschine gestartet werden kann und weisen die Realisierbarkeit mittels Simulation nach. Die Synchronmaschine arbeitet dabei zuerst als Motor und dann als Generator.

2.7 Entwicklungstendenzen

Die Entwicklung der SOFC-Technologie ist nicht abgeschlossen. Das Hauptaugenmerk gilt den verwendeten Materialien. Der Interkonnektor weist nach dem Elektrolyten die geringste elektrische Leitfähigkeit auf, sodass Alternativen wünschenswert sind. Großes Potential haben Elektrodenmaterialien, die sowohl elektronen- als auch ionenleitend sind. Sie vergrößern die Dreiphasengrenze und verringern dadurch die Überspannungen deutlich [57]. Genauso wichtig ist eine bessere Anpassung der thermischen Ausdehnungskoeffizienten der Elektrolyt- und Elektrodenmaterialien zur Senkung der mechanischen Spannungen und damit zur Verbesserung der Lebensdauer. Das gleiche Ziel verfolgen Untersuchungen der Alterungs- und Degradationsprozesse in der SOFC [46]. Soweit bekannt handelt es sich dabei um mikrostrukturelle Änderungen und Diffusionsvorgänge in der Elektroden-Elektrolyt-Struktur, wobei in der Anode Ni agglomeriert und zwischen Elektrolyt und Kathode Sekundärphasen entstehen [54]. Zudem vergrößern sich die Kontaktwiderstände und es kann zur Delaminierung zwischen Komponenten kommen [46]. Einen Einfluss auf die Zellalterung haben Temperaturzyklen, sehr große Überspannungen [46] und möglicherweise auch hochfrequente, von Wechselrichtern hervorgerufene Stromschwankungen [36].

Darüber hinaus werden große Anstrengungen unternommen, um die hohen Betriebstemperaturen von derzeit 950-1000°C auf 550-850°C in Nieder- und Mitteltemperatur-SOFC absenken zu können [57]. Dies hat aufgrund der geringeren Materialanforderungen geringere Kosten zur Folge. Ferner ist neben einem flexibleren Zelldesign die Nutzung von metallischen Interkonnektoren möglich [104], die zumindest in planaren Zellen wegen der besseren thermischen Leitfähigkeit die Temperaturverteilung vergleichmäßigen und die Leistungsdichte erhöhen [85]. Allerdings erfordert die niedrigere Zelltemperatur entweder besonders dünne Elektrolytschichten [104] oder neue Materialien [57]. In planaren Zellen kommt den Dichtungen besondere Bedeutung zu; die heute verwendeten Materialien, Zement, Glas oder Glas-Keramik-Mischungen müssen sehr sorgfältig verarbeitet werden.

Auch die Fertigungsprozesse und die Zellgeometrien unterliegen Veränderungen. So wird die teure elektrochemische Dampfabscheidung bei der Röhrenzelle heute nur noch für die Elektrolytschicht angewendet [39] und bei der Integrated Planar Zelle überhaupt nicht [1]. Die Entwicklungen des Integrated Planar Designs und der flachen Röhrenzelle zeigen, dass die perfekte Geometrie noch nicht gefunden wurde. Primäre Entwicklungsziele sind geringere Kosten und höhere Leistungsdichten.

Zusätzliche Potentiale bieten die Hochtemperaturwärmeübertrager, die Reformierung und die Erhöhung des Brennstoffnutzungsgrads. Neue Katalysatoren mit höherer Schwefelverträglichkeit und adiabatische Vorreformer ermöglichen Wasser/Kohlenstoff-Verhältnisse kleiner als eins [104] und die Serienschaltung mehrerer Zellstacks höhere Brennstoffnutzungsgrade [105]. Letzteres funktioniert ohne Erniedrigung der Nernstspannung, da bei konstantem globalen Brennstoffnutzungsgrad der erste Stack mit geringerem Brennstoffnutzungsgrad arbeitet und daher mit höherer Spannung.

Neben den stationären Anwendungen in unterschiedlichen Leistungsklassen erfordern beispielsweise BMW und Delphi Automotive Systems den Einsatz von SOFC in mobilen Anwendungen, d. h. zur Energieversorgung von Kraftfahrzeugen [54]. Zukunftsvision ist das „All-Electric Vehicle“.

3 Modellierung des Hybridsystems

In diesem Kapitel wird das physikalische Modell des Hybridsystems beschrieben. Die Programmierung erfolgt in MATLAB[®] und SIMULINK[®] unter Verwendung der MATLAB M Sprache. Die Aufgabenstellung (Kap. 1.2) und das daraus folgende Anforderungsprofil bestimmen die Struktur des zu entwickelnden Modells. Es ist ein Stack- bzw. Systemmodell zu erstellen, welches das stationäre und transiente Betriebsverhalten eines gesamten Hybridsystems bei Nenn- und Teillast simulieren kann. Da die Untersuchungen sich auf den regulären Betriebsbereich beschränken sollen, bleiben Start- und Abschaltvorgänge sowie Lastabwurfszenarien unberücksichtigt. Dies ist Schwerpunkt anderer Arbeiten, z. B. [49].

Ausgehend vom betrachteten Hybridsystem und den getroffenen Annahmen wird die Modellierung komponentenweise erläutert. Die ersten Abschnitte beschreiben das Wärmeübertragungsmodell, die Gasdynamik und die allgemeine Struktur der Komponentenmodelle.

3.1 Modellsystem und Annahmen

Bei dem in dieser Arbeit betrachteten Modellsystem (**Bild 3.1**) handelt es sich um eine aufgeladene SOFC/GT-Anlage, die bzgl. Dimensionierung und Layout einer von Siemens Westinghouse und Caterpillar erstellten Konzeptstudie entspricht [66]. Im Rahmen eines US Forschungsprogramms ging es darum, ein mit fossilen Brennstoffen befeuertes Kraftwerk mit hohen Wirkungsgraden und niedrigen Stromerzeugungskosten darzustellen. Die Kraftwerksstudie besteht aus zwei unabhängigen Blöcken mit je 80 Substacks und einer Mercury 50 Advanced Turbine Systems Gasturbine von Solar Turbines, dessen Primary Surface Rekuperator zur Vorwärmung der in die Brennstoffzelle eintretenden Luft verwendet wird. Jeder Block leistet 12.7 kWe AC, von denen die Gasturbine 4.8 kWe AC liefert.

Bild 3.1 enthält ein Funktionsschema des in dieser Arbeit modellierten Gesamtsystems. Dessen Komponenten sind: der Verdichter (2) mit der Luftseite des Wärmeübertragers (3), die Brennstoffzufuhr (4), die Ejektorpumpe bestehend aus zwei konzentrisch angeordneten Düsen, einer Mischzone und einem Diffusor (5), der Reformer (6), die Brennstoffzelle mit Anode (7) und Kathode (8), das Verbrennungsplenum (9), die Gasturbinenbrennkammer (10) und schließlich die Turbine (11) mit der Gasseite des Wärmeübertragers (12). Der Auslegungspunkt des Modellsystems basiert auf den Angaben in [66] und ist durch die in **Tabelle 3.1** und in **Bild 3.1** gegebenen Parameter und Daten definiert. Letztere weichen leicht von den Originaldaten ab; die Differen-

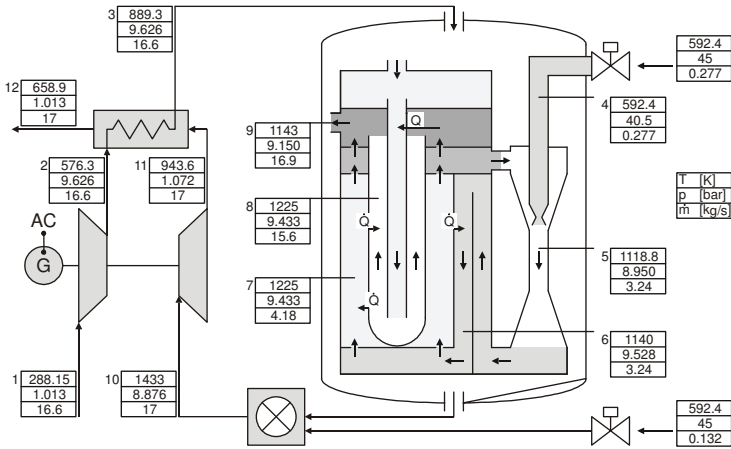


Bild 3.1: Modellsystem eines Generatorblockes mit Prozessdaten im Auslegungspunkt

Tabelle 3.1: Prozessdaten im Auslegungspunkt eines Generatorblockes

SOFC		Ejektor	
Brennstoffnutzungsgrad	0.85 (0.62) ^{*1}	Krit. Querschnitt, Lavaldüse	59 mm ²
Sauerstoffnutzungsgrad	0.24	Austrittsquerschnitt, Lavaldüse	82 mm ²
Stromdichte	2960 A/m ²	Austrittsquerschnitt, Sek.düse	6963 mm ²
Zellspannung	0.742 V	Polytr. Wirkungsgrad, Sek.düse	92 %
Aktive Fläche	3843 m ²	Polytr. Wirkungsgrad, Diffusor	88 %
Leistung, DC	8.4 MWe	Rekuperator	
		Effektivität	85.2 %
Gasturbine		ΔT_{\min}	54.3° C
Isentr. Wirkungsgrad, Verd.	87.5 %		
Isentr. Wirkungsgrad, Turb.	87.6 %	Gesamtsystem	
Mech. Wirkungsgrad	98.7 %	Leistung, AC ^{*2}	12.9 MWe
Leistung	5.3 MW	Wirkungsgrad ^{*2}	62.4 %
Drehzahl	14000 U/min	^{*2} Eigenbedarf: 0.3 MW; Wirkungsgrad von	
Brennstoffmassenstrom	0.132 kg/s	Inverter und Generator: 94 bzw. 97 %	

^{*1} Der größere Nutzungsgrad wird globaler Brennstoffnutzungsgrad bzw. einfach nur Brennstoffnutzungsgrad genannt und bei stationären Betrachtungen verwendet; seine Berechnung erfolgt mit dem dem Zellstack zugeführten Brennstoffstrom. Der kleinere Nutzungsgrad wird mit effektiver Brennstoffnutzungsgrad bezeichnet und bei dynamischen Betrachtungen angewendet, da diesem immer die tatsächlich am Anodeneintritt vorhandene Brennstoffmenge zugrunde liegt, die aufgrund der Rezirkulation die dem Zellstack zugeführte Brennstoffmenge übertrifft.

zen betreffen die Gasturbinenleistung (5.3 statt 4.8 MWe AC), die Abgastemperatur (386 statt 360°C), die Brennstoffmassenströme (0.277 bzw. 0.132 statt 0.31 bzw. 0.14 kg/s) und letztlich auch den Systemwirkungsgrad (62.4 statt 59.9 %). Die Unterschiede sind für diese Arbeit jedoch von untergeordneter Bedeutung (Kap. 1.2) und darauf zurückzuführen, dass bei der Berechnung der Auslegungspunktdaten mit dem vorliegenden Modell fehlende Angaben z. B. zu Druckverlusten oder zum verwendeten Brennstoff durch geeignete Annahmen kompensiert werden mussten (Kap. 3).

Neben diesen den Auslegungspunkt bestimmenden Annahmen legen andere unter Berücksichtigung der Aufgabenstellung die Modellstruktur, die Modellgenauigkeit und den Rechenaufwand fest. Im Folgenden werden die entscheidenden, dem Modell zugrunde liegenden Annahmen aufgelistet und ggf. erläutert:

- Das Modellsystem besteht aus den oben genannten acht Komponenten, für die jeweils ein separates Modell erstellt wird. Die Interaktion der Teilmodelle erfolgt über definierte Ein- und Ausgänge. Damit ist die geforderte Modularität gewährleistet.
- Es werden ausschließlich die instationäre Wärmespeicherung in den Festkörpern und die Gasdynamik modelliert, welche sich aus Massen-, Impuls- und Energietransportvorgängen zusammensetzt. Alle anderen dynamischen Prozesse, speziell die in der Brennstoffzelle (**Tabelle 2.2**), sind entweder sehr langsam oder sehr schnell, sodass man sie im Hinblick auf den interessierenden Zeitbereich als stationär betrachten kann. Dazu gehören auch die chemischen Reaktionen.
- Alle Komponentenmodelle sind 0D-Modelle. Die räumliche Verteilung der Betriebsparameter innerhalb der Komponenten wird vernachlässigt und das Betriebsverhalten über mittlere Größen beschrieben. Die für dynamische Systemsimulationen wünschenswerte Begrenzung des Rechenaufwandes ist somit bei gleichzeitig aussagekräftigen Ergebnissen möglich. Magistri et al. [69] geben jedoch die Grenzen des 0D-Ansatzes an, indem sie am Beispiel einer SOFC ein stationäres 0D- mit einem stationären quasi-2D-Modell vergleichen und die Konsequenzen aufzeigen.
- Ein Wärmeübertragungsmodell berücksichtigt die Wärmespeicherfähigkeit verschiedener Anlagenbauteile und zugleich den Wärmeaustausch zwischen einzelnen Bauteilen, der für die korrekte Funktion des Hybridsystems und speziell der Brennstoffzelle unerlässlich ist (Kap. 3.2).
- Die betrachteten Gase werden als ideal angenommen. Den Brennstoffeintrittsdruck ausgenommen rechtfertigt das geringe Druckniveau von kleiner 10 bar in allen Komponenten diese Annahme.

- Die Temperaturabhängigkeit der Wärmekapazitäten aller Gaskomponenten wird über Polynome dritten Grades mit Koeffizienten aus [79], [89] berücksichtigt. Die gleichen Polynome erlauben auch die Berechnung der temperaturabhängigen Enthalpien, Entropien und freien Enthalpien gemäß Gl. (2.12), (2.13) und (2.14).
- Für die betrachteten Gasgemische gilt das Stoffmodell des idealen Gasgemisches, d. h. alle Mischungsgrößen sind null und eine beliebige extensive Zustandsgröße der Gasmischung Z (Volumen, Enthalpie, Entropie, Gibbs-Funktion) ergibt sich aus $Z(T, p, \mathbf{x}) = \sum n_i Z_i(T, p)$.
- Die Berechnung der Gaszusammensetzung \mathbf{x} , worunter in den weiteren Ausführungen das chemische System $\{\text{O}_2, \text{N}_2, \text{H}_2, \text{H}_2\text{O}, \text{CO}, \text{CO}_2, \text{CH}_4\}$ zu verstehen ist, erfolgt vereinfacht über stationäre Erhaltungsgleichungen für alle 7 Gaskomponenten. Dieses Vorgehen ersetzt die ansonsten notwendige Lösung von bis zu sechs zusätzlichen Differentialgleichungen je Komponente, ist aber nur in stationären Zuständen genau; transiente Bedingungen führen zu Fehlern. Untersuchungen mit einem dynamischen Brennstoffzellenmodell ohne und mit instationären Erhaltungsgleichungen zeigten jedoch, dass die auftretenden Fehler zumindest für die Zellspannung vernachlässigbar sind [101].
- Die Temperaturabhängigkeit der Wärmeleitfähigkeiten bzw. der dynamischen Viskositäten der einzelnen Gaskomponenten wird über Polynome dritten bzw. zweiten Grades mit Koeffizienten aus [89], [14] berechnet. Für Gasmischungen lassen sich die entsprechenden Gaseigenschaften mit den [13] entnommenen und im Anhang A3 angegebenen Bestimmungsgleichungen ermitteln.
- Die Gasgeschwindigkeiten in den meisten Komponenten sind gering. Daher werden die Strömungsverhältnisse im Stack als laminar betrachtet [32] und die Unterschiede zwischen den statischen und totalen Drücken bzw. Temperaturen vernachlässigt. Ausnahmen bilden die Turbokomponenten und der Ejektor (Kap.3.5, 3.8).

Alle übrigen Annahmen betreffen nur einzelne Komponenten und werden daher bei der Beschreibung der jeweiligen Komponentenmodelle erwähnt.

3.2 Wärmeübertragung im Hybridsystem

Wie bereits erwähnt ist die Übertragung von Wärme zwischen einzelnen Hybridsystemkomponenten Voraussetzung sowohl für das Funktionieren des Systems in der beschriebenen Konfiguration als auch für eine effiziente Betriebsweise. Daher ist eine Modellierung der Wärmetransportvorgänge notwendig. Im Hinblick auf die Erstellung eines Systemmodells sind dabei jedoch zur Begrenzung des Rechenaufwandes stark

vereinfachende Annahmen zu treffen, die ausgehend von der Beschreibung einer analytischen Herangehensweise erläutert werden sollen.

3.2.1 Allgemeine Beschreibung der Wärmeübertragung

Am Wärmetransport sind feste Wände und strömende Fluide beteiligt. Bei der Wärmeübertragung zwischen einem bewegten Fluid und einer festen Wand spricht man von Wärmeübergang, welchen I. Newton mit einem Wärmeübergangskoeffizienten α , der mittleren Fluidtemperatur T_f und der Oberflächentemperatur der Wand T_w beschreibt (3.1). Zur Wärmeübertragung kommt es zudem durch Leitung (Gl. 3.2), Konvektion (Gl. 3.3) und Strahlung (Gl. 3.4).

$$\dot{Q} = \alpha A (T_w - T_f) \quad (3.1)$$

$$\dot{Q} = \lambda A \frac{dT}{dx} \quad (3.2)$$

$$\dot{Q} = \dot{m} h \quad (3.3)$$

$$\dot{Q} = k \sigma (T_2^4 - T_1^4) \quad (3.4)$$

Während die Konstante k von der Geometrie und den Emissionskoeffizienten abhängt, σ die Stefan-Boltzmann-Konstante darstellt, und die Wärmeleitfähigkeit λ eine Stoffeigenschaft ist, hängt der Wärmeübergangskoeffizient α von der Wärmeleitfähigkeit λ , der Geometrie und vor allem von den vorherrschenden Strömungsverhältnissen ab, d. h. von der Geschwindigkeits- und der Temperaturschicht. Damit erfordert die Bestimmung von α jedoch die Lösung der in Kap. 3.3 vorgestellten Grundgleichungen der Strömungsmechanik. Um dies zu vermeiden, stellte E. W. Nußelt die Ähnlichkeitstheorie des Wärmeübergangs auf und definierte die dimensionslose Nusselt-Zahl

$$\text{Nu} = \frac{\alpha L}{\lambda}, \quad (3.5)$$

aus der sich der Wärmeübergangskoeffizient α ergibt und die für eine Vielzahl unterschiedlicher Strömungskonfigurationen entweder im Experiment oder durch Lösung der gültigen Differentialgleichungen bestimmt worden sind (z. B. [20] oder [65]). Dabei zeigt die Nu-Zahl eine Abhängigkeit von der Prandtl-, der Reynolds- und von der Grashof-Zahl, wobei letztere nur bei freier Strömung eine Rolle spielt.

3.2.2 Wärmeübertragungsmodell

Die Berechnung der Wärmeströme mittels Gl. (3.1) erfordert geeignete Oberflächentemperaturen der betroffenen Anlagenbauteile, welche sich unter Annahme mittlerer Bauteiltemperaturen aus Wärmebilanzen ermitteln lassen, die durch Verwendung eines instationären Terms die Wärmespeichereigenschaft der Bauteile berücksichtigen:

$$m_{\text{Bauteil}} c_p \frac{dT_w}{dt} = \sum_i \dot{Q}_i. \quad (3.6)$$

Die Annahme von mittleren Bauteiltemperaturen ist aber nur bei sehr großen Wärmeleitfähigkeiten und sehr kleinen Biot-Zahlen zutreffend. Dass dies in der Realität keineswegs der Fall ist, zeigen schon quasi-2D-Modelle der Siemens Westinghouse Zelle, die über der Röhrenlänge z. T. große Temperaturänderungen vorhersagen [19, [32], [69], [107]. In einem 0D-Modell gibt es jedoch keine andere Möglichkeit, die Wärmeübertragung zu beschreiben. Die Abschätzung der Oberflächentemperatur mittels der Biot-Zahl in [58] stellt auch keine Alternative dar, da die Temperaturänderung in Strömungsrichtung vermutlich größer ist, als senkrecht zur Bauteiloberfläche. Gl. (3.6) weist PT_1 -Verhalten auf, da die aufsummierten Wärmeströme \dot{Q}_i nach Gl. (3.1) linear von der Bauteiltemperatur T_w abhängen.

Bei den in Gl. (3.1) einzusetzenden Fluidtemperaturen handelt es sich um das arithmetische Mittel aus den jeweiligen Ein- und Austrittstemperaturen.

Zur Bestimmung der Wärmeübergangskoeffizienten α mit Gl. (3.5) werden in mehrdimensionalen Modellen die Strömungen in dem SOFC-Generator auf einfache Modellströmungen reduziert und entsprechende Nu-Zahlen definiert, z. B. für die laminare Rohr- bzw. Kreisringströmung in der Röhrenzelle und das quer angeströmte Rohrbündel im Verbrennungsplenum [19], [32]. In einem 0D-Modell gestaltet sich die Anwendung der Nu-Korrelationen jedoch schwierig, da die über die Nu-Zahlen berechneten Temperaturniveaus im Stack im Allgemeinen nicht mit den in der Literatur angegebenen übereinstimmen. Daher wird hier der umgekehrte Weg beschritten. Nach Vorgabe der Bauteil- und Gastemperaturen entsprechend [54], [66], [107] erfolgt in einer Auslegungsrechnung die Bestimmung der Nu-Zahlen, die dann wegen der laminaren Strömungsverhältnisse im Stack in den instationären Simulationen als konstant angenommen werden [14]. Ausnahmen sind der Wärmeübertrager (Kap. 3.6) und das Verbrennungsplenum (Kap. 3.10).

Zusätzliche Vereinfachungen sind die Vernachlässigung des Wärmetransports durch Strahlung sowie (wegen der großen Péclet-Zahlen [88]) der Wärmeleitung innerhalb der Gasströme. Des weiteren wird das Gesamtsystem als adiabat betrachtet.

Für das vorliegende Modell werden die verschiedenen Anlagenbauteile zu drei Baugruppen zusammengefasst und durch jeweils eine mittlere Temperatur beschrieben. Diese Baugruppen sind die Wärmeübertragermatrix, das obere Stackgehäuse inklusive dem oberen Teil der Luftzuführungsröhren und das untere Stackgehäuse mit der Elektroden-Elektrolyt- und der Reformierstruktur. Die Annahme gleicher Temperaturen in den zuletzt genannten Komponenten ist dadurch gerechtfertigt, dass beide Teile im Stack direkt nebeneinander und somit in intensivem Strahlungsaustausch stehen. Die

Wärmespeicherung in den übrigen Bauteilen, dem Ejektor und den Turbokomponenten bleibt unberücksichtigt, da deren Massen im Vergleich zu der des Stacks vernachlässigbar sind. Nach Magistri et al. [71] hat jedoch zumindest die Wärmeübertragung im Ejektor eine gewisse Bedeutung für das transiente Verhalten.

Mit dieser Konfiguration lassen sich die entscheidenden Wärmeströme im Hybridsystem über die Gl. (3.1) berechnen. Sie sorgen für eine Vorwärmung des Luftmassenstroms im Wärmeübertrager und in den Luftzuführungsröhren, für eine Wärmeabfuhr aus der Elektroden-Elektrolyt-Struktur, für das Aufrechterhalten der endothermen Dampfreformierungsreaktion im Reformier und für die Nutzung der Abwärme im Verbrennungsplenum und im Wärmeübertrager. Neben den über Gl. (3.1) beschriebenen, überwiegend durch Wärmeübertragung zwischen Wand und Fluid bedingten Wärmeströmen gibt es auch solche, die auf einem stofflichen Austausch zwischen Wand und Fluid beruhen. Zu diesem kommt es im Reformier und an der Elektroden-Elektrolyt-Struktur, da die Zellreaktionen und die Dampfreformierung Oberflächenreaktionen sind. Diesen Wärmeströmen liegt die Modellvorstellung zugrunde, dass die Edukte den Gasstrom mit der Enthalpie des Gases verlassen und die Produkte in diesen mit einer der Bauteiltemperatur entsprechenden Enthalpie eintreten. Während diese Vorgänge in den Massen- und Energiebilanzen der Gase (Gl. 3.11 und 3.20) direkt über die Massenströme bzw. über die massenstromgebundenen Enthalpieströme berücksichtigt werden, ist in die Bauteilbilanz (Gl. 3.6) ein weiterer Wärmestrom \dot{Q}_i mit entsprechendem Betrag, umgekehrtem Vorzeichen und um die Reaktionsenthalpie korrigiert aufzunehmen.

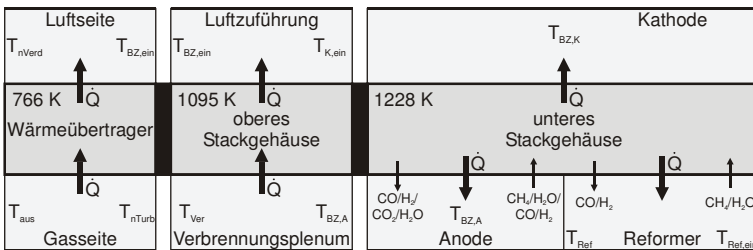


Bild 3.2: Schema des Wärmeübertragungsmodells

Bild 3.2 gibt eine Übersicht über das Wärmeübertragungsmodell mit allen berücksichtigten Wärmeströmen; es enthält zudem die Temperaturen der drei Baugruppen im Auslegungspunkt. Die bei der Wärmeübertragung verwendeten Modellparameter, zu denen u. a. die Nu-Zahlen, die wärmeübertragenden Flächen sowie die Bauteilmassen gehören, sind im Anhang A4 zusammengestellt. Zusätzlich werden die Wärmeüber-

gangskoeffizienten im Auslegungspunkt und Nu-Zahlen für einfache, mit den Strömungsverhältnissen im Zellstack vergleichbare Modellströmungen angeben.

3.3 Gasdynamik

Dynamische Systeme sind auf Speicher zurückzuführen und lassen sich mit Erhaltungsgleichungen beschreiben. In Strömungen speichert ein räumliches Volumen Masse, Impuls und Energie. Im Vergleich zu anderen mechanischen oder elektrischen Systemen sind die Erhaltungsgleichungen dort für infinitesimal kleine Fluidteilchen in differentieller Form oder für endliche Kontrollvolumen in integraler Form definiert; die Überführung von einer Form in die andere gelingt mit Hilfe des Gaußschen Integralsatzes. Folglich ist jede Strömung ein System mit räumlich verteilten Parametern; bei den Erhaltungssätzen handelt es sich um gekoppelte, nichtlineare, partielle Differentialgleichungen [109]. Diese müssen zunächst so vereinfacht werden, dass sich daraus einfache Bilanzgleichungen ergeben, die letztlich zu einem 0D-Modell mit konzentrierten Parametern führen.

3.3.1 Massenerhaltung

Die Erhaltungsgleichung für die Masse in Integralform lautet:

$$\frac{Dm}{Dt} = 0 = \frac{D}{Dt} \iiint_{(V(t))} \rho dV = \iiint_{(V)} \frac{\partial \rho}{\partial t} dV + \iint_{(A)} \rho(\mathbf{u} \cdot \mathbf{n}) dA. \quad (3.7)$$

Sie besagt, dass die zeitliche Änderung der Masse m eines ortsfesten Kontrollvolumens V der pro Zeiteinheit über die Bilanzgrenze strömenden Masse entspricht. Durch Vorziehen der zeitlichen Ableitung vor das Integral, bei Annahme von (a) einer mittleren, im Kontrollvolumen konstanten Dichte ρ , (b) ebenen und gleich großen Ein- und Austrittsflächen A und (c) mittleren, über diese Flächen konstanten Geschwindigkeitsvektoren \mathbf{u} und Ausführen der Integrationen ergibt sich die einfache Bilanzgleichung

$$V \frac{\partial \rho}{\partial t} = \dot{m}_{ein} - \dot{m}_{aus}. \quad (3.8)$$

Das gleiche Ergebnis erhält man, wenn die differentielle Form der Massenerhaltung

$$\frac{D\rho}{Dt} + \rho \nabla \cdot \mathbf{u} = \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0 \quad (3.9)$$

eindimensional aufgeschrieben und anschließend an einem Ort diskretisiert wird:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u)}{\partial x} = 0 \Rightarrow \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{A} \frac{\dot{m}_{aus} - \dot{m}_{ein}}{L} = 0. \quad (3.10)$$

Wenn alle Irreversibilitäten gesondert berücksichtigt werden (Kap. 3.4), ist hier die Annahme isentroper Strömung zutreffend, womit sich unter Verwendung der Definition der Schallgeschwindigkeit $a^2 = \partial p / \partial \rho = \kappa RT$ mit Gl. (3.8) auch direkt der Druck p berechnen lässt:

$$\frac{\partial p}{\partial t} = \frac{\kappa RT}{V} (\dot{m}_e - \dot{m}_a). \quad (3.11)$$

3.3.2 Impulserhaltung

Die Integralform der Impulserhaltung lautet:

$$\frac{d\mathbf{I}}{dt} = \mathbf{F} = \frac{D}{Dt} \iiint_{(V(t))} \rho \mathbf{u} dV = \iiint_{(V)} \frac{\partial(\rho \mathbf{u})}{\partial t} dV + \iint_{(A)} \rho \mathbf{u} (\mathbf{u} \cdot \mathbf{n}) dA = \iiint_{(V)} \rho \mathbf{k} dV + \iint_{(A)} \mathbf{t} dA \quad (3.12)$$

Diese Vektorgleichung besagt, dass die zeitliche Änderung des Impulses \mathbf{I} eines ortsfesten Kontrollvolumens identisch ist mit der Summe aus den pro Zeiteinheit über die Bilanzgrenze tretenden Impulsströmen, den Volumenkräften und den Oberflächenkräften. Zusätzlich zu den bisherigen Annahmen müssen für die Ableitung einer einfachen Bilanzgleichung des Impulses weitere getroffen werden. Die Strömung sei eindimensional und die Oberfläche des Kontrollvolumens bestehe neben gleich großen Eintritts- und Austrittsflächen aus einer Randfläche, durch die kein Fluid fließt. Damit greift an den Ein- und Austrittsflächen nur die Druckkomponente und an der Randfläche aufgrund der Reibung nur die entgegen der Strömung gerichtete Schubspannungskomponente des Spannungsvektors \mathbf{t} an. Da diese Komponente jedoch an anderer Stelle in die Berechnung einfließt (Kap. 3.4), entfällt sie hier ebenso wie die wegen der geringen Gasdichte vernachlässigbare massenbezogene Volumenkraft \mathbf{k} . Analog zur Dichte und Geschwindigkeit wird die tatsächliche Druckverteilung durch eine über der Ein- und Austrittsfläche gemittelte Größe ersetzt. Diese Annahmen ermöglichen eine einfache Berechnung der Integrale in Gl. (3.12), sodass sich die einfache Bilanzgleichung

$$L \frac{\partial \dot{m}}{\partial t} = \dot{m}_{ein} u_{ein} - \dot{m}_{aus} u_{aus} + (p_{ein} - p_{aus}) A \quad (3.13)$$

ergibt. Die Diskretisierung der eindimensionalen Formulierung der differentiellen Impulsgleichung führt unter Vernachlässigung der genannten Terme zu dem gleichen Ergebnis mit f_R als der auf das Kontrollvolumen bezogenen Reibungskraft:

$$\frac{\partial(\rho \mathbf{u})}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u} \cdot \mathbf{u}) = \rho \mathbf{k} + \nabla \cdot \mathbf{T}, \quad (3.14)$$

$$\frac{\partial(\rho u)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u^2)}{\partial x} = \rho k_x - \frac{\partial p}{\partial x} - f_R \Rightarrow \frac{1}{A} \frac{\partial \dot{m}}{\partial t} + \frac{1}{A} \frac{\dot{m}_a u_a - \dot{m}_e u_e}{L} = -\frac{p_a - p_e}{L}. \quad (3.15)$$

3.3.3 Energieerhaltung

Der Erhaltungssatz der Energie in seiner integralen Form

$$\begin{aligned} \frac{D(E+K)}{Dt} = P + \dot{Q} = \frac{D}{Dt} \iiint_{(V(t))} \left(e + \frac{\mathbf{u} \cdot \mathbf{u}}{2|\mathbf{u}|^2} \right) \rho dV = \iiint_{(V)} \frac{\partial}{\partial t} \left[\left(e + \frac{\mathbf{u} \cdot \mathbf{u}}{2|\mathbf{u}|^2} \right) \rho \right] dV \\ + \iint_{(A)} \left(e + \frac{\mathbf{u} \cdot \mathbf{u}}{2|\mathbf{u}|^2} \right) \rho (\mathbf{u} \cdot \mathbf{n}) dA = \iiint_{(V)} \mathbf{u} \cdot \mathbf{k} \rho dV + \iint_{(A)} \mathbf{u} \cdot \mathbf{t} dA - \iint_{(A)} \mathbf{q} \cdot \mathbf{n} dA \end{aligned} \quad (3.16)$$

setzt die zeitliche Änderung der kinetischen und inneren Energie eines ortsfesten Kontrollvolumens der Summe aus den pro Zeiteinheit über die Bilanzgrenze tretenden inneren und kinetischen Energien, der Leistung der Oberflächen- und Volumenkräfte sowie der Wärmezufuhr gleich. Zusammen mit den Annahmen der letzten beiden Abschnitte und nach Einführung einer mittleren Temperatur bzw. inneren Energie im Kontrollvolumen kann mittels einfacher Integration die vereinfachte Bilanzgleichung

$$m \frac{\partial (c_v T_t)}{\partial t} + c_v T_t V \frac{\partial \rho}{\partial t} = \dot{m} c_v T_t|_{\text{ein}} - \dot{m} c_v T_t|_{\text{aus}} + \dot{m} \left(\frac{p}{\rho} \right) \Big|_{\text{ein}} - \dot{m} \left(\frac{p}{\rho} \right) \Big|_{\text{aus}} + \dot{Q} \quad (3.17)$$

hergeleitet werden. Darin ersetzt das Produkt aus spezifischer isochorer Wärmekapazität c_v und der Totaltemperatur T_t die Summe aus spezifischer innerer und kinetischer Energie. Erwartungsgemäß stimmt diese Gleichung mit der überein, die aus der Diskretisierung der eindimensionalen Form der differentiellen Energieerhaltungsgleichung folgt (mit \dot{q} als auf das Kontrollvolumen bezogenem Wärmestrom):

$$\frac{\partial}{\partial t} \left[\left(e + \frac{\mathbf{u} \cdot \mathbf{u}}{2|\mathbf{u}|^2} \right) \rho \right] + \nabla \cdot \left[\left(e + \frac{\mathbf{u} \cdot \mathbf{u}}{2|\mathbf{u}|^2} \right) \rho \mathbf{u} \right] = \mathbf{u} \cdot \mathbf{k} \rho + \nabla \cdot (\mathbf{T} \cdot \mathbf{u}) - \nabla \cdot \mathbf{q}, \quad (3.18)$$

$$\begin{aligned} \rho \frac{\partial (c_v T_t)}{\partial t} + c_v T_t \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial (c_v T_t \rho u)}{\partial x} = u k \rho - \frac{\partial (\rho u)}{\partial x} + u f_R - \dot{q} \\ \Rightarrow \rho \frac{\partial (c_v T_t)}{\partial t} + c_v T_t \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\dot{m} c_v T_t|_{\text{aus}} - \dot{m} c_v T_t|_{\text{ein}}}{A \cdot L} = - \frac{\dot{m} p|_{\text{aus}}}{A \cdot L} - \frac{\dot{m} p|_{\text{ein}}}{A \cdot L} - \dot{q} \end{aligned} \quad (3.19)$$

Mit der Definition der totalen Enthalpie $h_t = 0.5u^2 + e + p/\rho$, durch Herausziehen der spezifischen Wärmekapazität aus dem Differentialquotienten und Substitution der Masse des Kontrollvolumens ergibt sich aus Gl (3.17) die in dem vorliegenden Modell verwendete Gleichung

$$\frac{Vp}{RT} c_v \frac{\partial T_t}{\partial t} + c_v T_t V \frac{\partial \rho}{\partial t} = \dot{m} h_t|_{\text{ein}} + \dot{m} h_t|_{\text{aus}} + \dot{Q}. \quad (3.20)$$

3.4 Struktur der Komponentenmodelle

Dieses Kapitel beschreibt den grundsätzlichen Aufbau der Komponentenmodelle und erläutert den Signalfluss innerhalb der Komponenten und untereinander. Die Ausführungen folgen dem Vorgehen von Klotz [51].

Jeder Komponente wird ein Kontrollvolumen zugeordnet, welches so beschaffen ist, dass die in Kap. 3.2 hergeleiteten, einfachen Bilanzgleichungen darauf anwendbar sind. Da diese vereinfachten Bilanzen das komponentenspezifische Betriebsverhalten jedoch nicht mehr vollständig beschreiben können, führt Klotz [51] vor dem Kontrollvolumen eine virtuelle Ebene ein, in der sämtliche Gleichungen zur Berechnung des stationären Betriebsverhaltens (Leistungszufuhr, Druckverlust, u. a.) ausgewertet werden. **Bild 3.3** enthält das sich daraus ergebende, auf die wichtigsten Bestandteile reduzierte Blockschaltbild des Komponentenmodells. Die Trennung in einen für alle Komponenten gültigen dynamischen Teil, der durch die Gl. (3.11), (3.13) und (3.20) bestimmt ist, und in einen stationären, komponentenspezifischen Teil genügt der Bedingung, dass durch die Modellierung der Gasdynamik das stationäre Verhalten unverändert bleibt. Umgekehrt bleibt auch das dynamische Verhalten unverändert, wenn z. B. eine in der virtuellen Ebene berechnete Leistungszufuhr P_{zu} erst in Gl. (3.20) und damit im dynamischen Teil berücksichtigt wird. Anstelle des Enthalpiestroms $\dot{m}_{ein}h'$ ist dann aber der in die Komponente eintretende Enthalpiestrom $\dot{m}_{ein}h(T_{tein})$ in Gl. (3.20) einzusetzen, da $\dot{m}_{ein}h' = \dot{m}_{ein}h(T_{tein}) + P_{zu}$ gilt. Entsprechendes gilt für den durch Reibung induzierten Druckverlust in der Impulsgleichung, sowie bei der Bilanzierung mehrerer Massen-, Impuls- oder Enthalpieströme am Ein- oder Austritt, die entweder im stationären Teil oder in den instationären Erhaltungsgleichungen erfolgen kann.

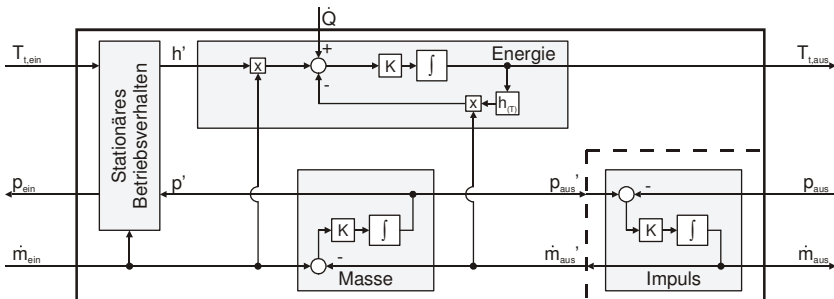


Bild 3.3: Schaltbild der Komponentenmodelle

In **Bild 3.3** fällt auf, dass der statische Eintrittsdruck p_{ein} keine Eingangs- und der statische Austrittsdruck p_{aus} keine Ausgangsgröße ist. Bei vorgegebenem Totalzu-

stand am Eintritt muss dies jedoch so sein, da dann der statische Zustand vom Massenstrom abhängt und umgekehrt. Infolgedessen ist der Druck im ersten Teil des Kontrollvolumens konstant, der Massenstrom dagegen im zweiten. Vertauschen von Impuls- und Kontinuitätsgleichung ermöglicht umgekehrte Verhältnisse.

Da die Differenz zwischen ein- und austretenden Impulsströmen im Allgemeinen vernachlässigbar ist, und da sich die Impulsbilanz sehr schnell ausgleicht, kann darauf zur Reduzierung des Rechenaufwandes verzichtet werden, „sofern ein kausaler Signalfluss erhalten bleibt“ [51]. Letztlich kann aber nur eine Validierung von Simulationsergebnissen mit Vergleichsdaten diese Vereinfachung rechtfertigen. Wie in **Bild 3.3** angedeutet wird der statische Druck dann zur Ausgangs- und der austretende Massenstrom zur Eingangsgröße. Dies hat zur Folge, dass der stationäre Teil der Komponente statt aus dem Druck p' und dem Massenstrom \dot{m}_{ein} den Eintrittsdruck p_{ein} aus dem Druckverhältnis den Massenstrom berechnen muss. Dies ist besonders bei den Turbokomponenten von Vorteil, da es sich dort bei der den Zusammenhang zwischen den Größen p_{ein}, p', \dot{m}, n auswertenden Abbildung $p_{ein} = f(p', \dot{m}_{ein}, n)$ um keine Funktion handelt, bei der inversen Abbildung $\dot{m}_{ein} = f(p_{ein}, p', n)$ im Allgemeinen schon.

Aufgrund der genannten Vorteile werden die Komponentenmodelle des Hybridsystems mit zwei Ausnahmen ohne die Impulsgleichung modelliert. Im Ejektormodell ist die instationäre Impulsgleichung notwendig, um ein instabiles, nicht physikalisches Verhalten zu vermeiden (Kap. 3.8). Auch für die letzte Komponente des Hybridsystems, die sich aus der Turbine und der Gasseite des Wärmeübertragers zusammensetzt, bedeutet der Verzicht auf die Impulsgleichung einen Widerspruch, denn der statische Druck am Ausgang ist durch den Umgebungsdruck vorgegeben und damit eine Eingangsgröße. Um den geforderten kausalen Signalfluss sicherzustellen, wird vereinfachend ganz auf die Modellierung der Gasdynamik verzichtet. Das Komponentenmodell besteht daher ausschließlich aus dem stationären Teil.

Für die konkrete Auswertung der instationären Erhaltungsgleichungen werden jeder Komponente charakteristische Werte für Volumen, Fläche und Länge zugeordnet, wobei die Fläche und Länge nur für die Impulsgleichung notwendig sind. Diese Größen repräsentieren einen Trägheitsterm und beeinflussen daher entscheidend das dynamische Verhalten. Die auf Basis von [32], [66], [39] abgeschätzten und verwendeten Werte enthält Anhang A4 (vgl. auch **Bild 2.7a**). Die damit berechnete Leistungsdichte von 0.068 kW/kg stimmt recht gut mit den in [57] angegebenen 0.1 kW/kg überein. Des Weiteren sind für die Größen am Komponentenausgang die Zustandsgrößen im Kontrollvolumen einzusetzen, d. h. die Ausgangsgrößen entsprechen den jeweiligen mittleren Größen im Kontrollvolumen.

Abschließend soll nicht unerwähnt bleiben, dass durch die Verwendung der 0D-Erhaltungsgleichungen die reale Ausbreitungsgeschwindigkeit von Störungen, die bekanntlich der Schallgeschwindigkeit entspricht, in dem modellierten System verfälscht wird. Ggf. können zusätzliche Totzeitglieder diesen Effekt kompensieren.

Die folgenden Abschnitte beschreiben ausschließlich das spezifische, stationäre Betriebsverhalten der einzelnen Komponenten. Dazu gehört im Wesentlichen die Berechnung der Gaszusammensetzungen und der funktionalen Zusammenhänge zwischen Massenstrom und Druckverhältnis bzw. –abfall. Auf die Berechnung der Wärmeströme und der Gasdynamik wird nur in einzelnen, die allgemeinen Aussagen in Kap. 3.2 und 3.3 ergänzenden Punkten eingegangen.

3.5 Turbokomponenten

Die Turbokomponenten des Hybridsystems sind die Verdichter- und die Turbinensektion der Mercury 50 Gasturbine sowie der Brenngasverdichter. Eine Modellierung des Brenngasverdichters findet jedoch nicht statt; ein vereinfachtes Modell der Brennstoffzufuhr wird in Kap. 3.12 beschrieben.

Der Verdichter und die Turbine der Mercury 50 sind mehrstufige, axiale Turbokomponenten. Eine theoretische Modellbildung dieser Komponenten erfordert genaue Kenntnisse über die geometrischen Verhältnisse und bedeutet einen hohen Rechenaufwand. Daher werden zur Beschreibung des stationären Betriebsverhaltens Ähnlichkeitskennfelder verwendet. Diese geben den funktionalen Zusammenhang zwischen den interessierenden Größen Totaldruckverhältnis π , Drehzahl n , Massenstrom \dot{m} und Isentropenwirkungsgrad η_s unter Verwendung von reduzierten Größen wieder, um die Machzahlähnlichkeit zu nutzen:

$$\left(\dot{m}_{red} = \frac{\dot{m}\sqrt{T_{t,1}}}{\rho_{t,1}}, \eta_s \right) = f \left(\pi = \frac{p_{t,2}}{\rho_{t,1}}, n_{red} = \frac{n}{\sqrt{T_{t,1}}} \right). \quad (3.21)$$

Damit ergibt sich die Ausgangstemperatur $T_{t,2}$ und die Komponentenleistung P zu

$$T_{t,2} = T_{t,1} + T_{t,1} \left[\pi^{\frac{\beta}{\gamma_p}} - 1 \right] \frac{1}{\eta_{s,Verd}} \quad (\text{bzw. } \eta_{s,Turb}), \quad (3.22)$$

$$P = \dot{m} c_p (T_{t,2} - T_{t,1}). \quad (3.23)$$

Da die richtigen Kennfelder nicht zur Verfügung stehen, werden als Ersatz entsprechende Kennfelder für Turbokomponenten ähnlicher Größe aus der Bibliothek des Programmpakets GasTurb [53] verwendet und auf den Auslegungspunkt skaliert. Die Skalierungsfaktoren befinden sich in Anhang A5.

Die Kennfelddaten liegen diskretisiert in Tabellenform vor; das Auswerten der Daten entsprechend Gl. (3.21) ist daher nur mittels Interpolation möglich. Die lineare Interpolation ist jedoch nicht stetig differenzierbar, was besonders im Hinblick auf eine spätere Linearisierung des Hybridsystemmodells von Bedeutung ist. Daher werden die Kennfeldinformationen mit Hilfe von nichtlinearen, analytischen Gleichungen modelliert, deren Parameter in Ausgleichsrechnungen bestimmt wurden:

$$\dot{m}_{red} = \dot{m}_{max} \left(1 - e^{k_1 \left(\frac{\pi}{\pi_{max}} - 1 \right)} \right), \quad (3.24)$$

$$\eta_s = k_2 (\pi / n_{red,b})^2 + k_3 (\pi / n_{red,b}) + k_4 \quad (3.25)$$

mit

$$[\dot{m}_{max} \quad k_1 \quad \pi_{max}]^T = \sum_{i=0}^n [k_{\dot{m},i} \quad k_{\dot{m},i} \quad k_{\dot{m},i}]^T n_{red,b}^i, \quad (3.26)$$

$$[k_2 \quad k_3 \quad k_4]^T = \sum_{i=-1}^n [k_{\eta,i} \quad k_{\eta,i} \quad k_{\eta,i}]^T n_{red,b}^i. \quad (3.27)$$

In den angegebenen Gleichungen stellt $n_{red,b}$ die auf die reduzierte Drehzahl im Auslegungspunkt bezogene reduzierte Drehzahl dar. Weiter ist anzumerken, dass nicht alle Koeffizienten in den letzten beiden Gleichungen ungleich null sind. Den Grad der Polynome bestimmen die Genauigkeitsanforderungen.

Die Fehler, die bei Anwendung der vorgestellten Methode im Vergleich zu den originalen Kennfelddaten gemacht werden, betragen im vorwiegend genutzten Betriebsbereich der Turbokomponenten einige Prozent. Das gilt sowohl für die Massenstrom- als auch die Wirkungsgradberechnung und für das Verdichter- sowie das Turbinenkennfeld. Nur im unteren Kennfeldbereich, bei niedrigen Drehzahlen erreichen die Fehler teilweise über zehn Prozent. Einschränkend ist weiterhin zu sagen, dass die höchste Drehzahllinie des Verdichterkennfeldes bei der Modellierung unberücksichtigt geblieben ist, da sie zu großen Fehlern gerade im Arbeitsbereich des Verdichters geführt hätte. Im Rahmen der gestellten Aufgabe (Kap. 1.2) sind die Fehler jedoch als akzeptabel zu bewerten. **Bild 3.4** stellt die mit den Gl.(3.24) – (3.27) berechneten Kennfelder dar. Zum Vergleich sind punktiert auch die nicht interpolierten Drehzahl-linien sowie die Pumpgrenze eingetragen.

Das beschriebene Verfahren basiert auf der Methode von Jensen und Kristensen [80], [87]. Moraal et al. untersuchen in [87] weitere Verfahren, u. a. neuronale Netze. Hörl [45] verwendet zweidimensionale Polynomansätze für die Kennfeldmodellierung.

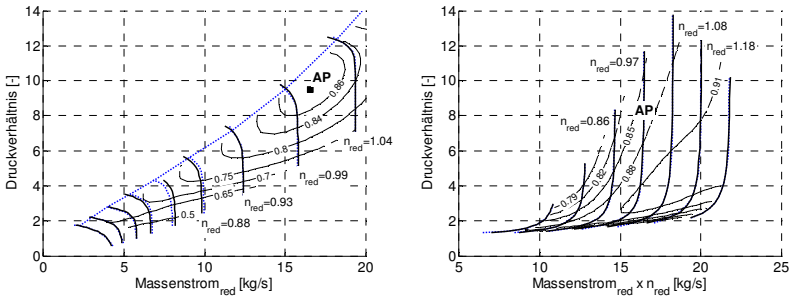


Bild 3.4: (a) Verdichterkennfeld, (b) Turbinenkennfeld

3.6 Wärmeübertrager

Bei dem in der Mercury 50 eingesetzten Wärmeübertrager handelt es sich um einen Primary Surface Rekuperator des Typs Cross Wavy, dessen Konstruktion sich in mehreren Gasturbinentypen bewährt hat und eine Reihe von Vorteilen aufweist: sie ist modular, robust und wegen fehlender innerer Schweißverbindungen unempfindlich gegenüber thermischen Spannungen [66].

Utriainen et al. [115] untersuchen mit 3D-CFD-Rechnungen Wärmeübertrager dieses Typs mit verschiedenen Abmessungen und geben als Ergebnis einfache Korrelationen zwischen der Reynolds-Zahl Re auf der einen und der Nusselt-Zahl Nu sowie dem Reibungskoeffizienten k_R auf der anderen Seite an. Mit Hilfe dieser und ähnlicher Korrelationen anderer Wärmeübertragertypen legen die gleichen Autoren für eine Modellgasturbine verschiedene Wärmeübertrager aus und vergleichen diese [116]. Dabei verwenden sie einen Faktor C , der das Wärmeübertragervolumen V_{WT} mit der wärmeübertragenden Fläche A_{WT} verknüpft und gehen von einer Quaderform aus:

$$V_{WT} = A_{WT} / C, \quad (3.28)$$

$$L_{WT} = V_{WT} / A, \quad (3.29)$$

wobei A die Summe aus den Querschnittsflächen der Luft- und Gasseite ist. Nach dem gleichen Verfahren wird der Wärmeübertrager für das Modellsystem ausgelegt. Für die mit CW3-Z3 bezeichnete Primary Surface Rekuperator-Geometrie ergeben sich die in Anhang A4 gegebenen Daten; C beträgt in diesem Fall 1496 m^{-1} und die Korrelationen lauten:

$$Nu = -0.5256 + 0.2309 Re, \quad (3.30)$$

$$k_R = 206.91 / Re + 1.0096. \quad (3.31)$$

Die Berechnung des Wärmestroms \dot{Q} und des Druckverlustes Δp erfolgt bei der Auslegung und im Modell über die bekannten Gleichungen (3.1) und (3.32).

$$\Delta p = k_R \frac{L_{WT}}{d_h} \frac{\rho}{2} u^2. \quad (3.32)$$

Darin sind die jeweiligen Fluidtemperaturen (Luft- oder Gasseite) sowie alle anderen Fluidzustände bzw. -eigenschaften zwischen den Werten am Ein- und Austritt zu mitteln.

Bei den für die Auslegung gewählten Randbedingungen, d. h. bei einer Reynolds-Zahl auf der Luftseite von 270 und gleichen Querschnitten von Luft- und Gasseite ergibt sich auf letzterer ein Druckverlust von 5 %, der der Annahme in [15] entspricht, während die Verluste auf der Luftseite sehr gering und vernachlässigbar sind. Die Ursache liegt in der geringeren Gasdichte auf der Gasseite. Dass dies u. U. zu Problemen in einer realen Anlage führen kann [116], wird im Modell jedoch ignoriert.

Weder die Luft- noch die Gasseite des Wärmeübertragers sind Komponentenmodelle in dem in Kap. 3.4 beschriebenen Sinn. Die Luftseite ist dem Verdichtermodell zugeordnet, die Gasseite dem Turbinenmodell. Aus den Austrittstemperaturen T_1 bzw. -drücken p_1 der jeweiligen Turbokomponenten werden über die Gleichungen

$$\dot{Q} = \alpha A_{WT} \left(T_{WT} - \frac{T_1 + T_2}{2} \right) = \dot{m} c_p (T_2 - T_1) \quad (3.33)$$

$$p_2 = p_1 - \Delta p \quad (3.34)$$

die Austrittsgrößen der Wärmeübertragerkomponenten T_2 , p_2 berechnet.

3.7 Brennstoffzelle

Die Brennstoffzelle stellt die zentrale Komponente des gesamten Hybridsystems dar. Bei dem höchsten Wirkungsgrad (59 %) findet dort der größte Teil des Leistungsumsatzes des Hybridsystems statt (63 %). Das Komponentenmodell der Brennstoffzelle setzt sich dabei aus zwei Kontrollvolumen, die der Kathode und der Anode zugeordnet sind, zusammen. Für beide Teilkomponenten werden die Gaszusammensetzungen, die Massen-, und die Wärmeströme berechnet. In der Brennstoffzelle hat daneben die Berechnung des elektrischen Zellstroms eine große Bedeutung, da dieser mit der als Eingangsgröße vorgegebenen Zellspannung die erzeugte Nutzarbeit bestimmt.

Die Gaszusammensetzung an der Anode verändert sich mit den Umsatzraten der Dampfpreformierung \dot{z}_{DR} , der Shiftreaktion \dot{z}_{WGS} , sowie der elektrochemischen Wasserstoff- und Kohlenmonoxidoxidation \dot{z}_{H_2} und \dot{z}_{CO} in zwei Schritten:

$$\mathbf{x}_2^* = \frac{\mathbf{x}_1 \dot{m} / M_1 + \mathbf{v}_{DR} \dot{Z}_{DR} + \mathbf{v}_{H_2} \dot{Z}_{H_2} + \mathbf{v}_{CO} \dot{Z}_{CO}}{\|\mathbf{x}_1 \dot{m} / M_1 + \mathbf{v}_{DR} \dot{Z}_{DR} + \mathbf{v}_{H_2} \dot{Z}_{H_2} + \mathbf{v}_{CO} \dot{Z}_{CO}\|_1}, \mathbf{x}_2 = \frac{\mathbf{x}_2^* \dot{m} / M_2^* + \mathbf{v}_{WGS} \dot{Z}_{WGS}}{\|\mathbf{x}_2^* \dot{m} / M_2^* + \mathbf{v}_{WGS} \dot{Z}_{WGS}\|_1}. \quad (3.35)$$

Da mehrdimensionale Modelle der röhrenförmigen SOFC [19], [32] eine verschwindende Methankonzentration am Austritt vorhersagen, wird die Umsatzrate der Dampfreformierung dem in die Anode eintretenden Molenstrom von Methan gleichgesetzt. Aufgrund der bei den hohen Betriebstemperaturen der SOFC schnell ablaufenden Shiftreaktion ist zur Berechnung der Umsatzrate der Shiftreaktion ein Gleichgewichtsansatz zulässig [88]. Mit der temperaturabhängigen Gleichgewichtskonstanten $K_{P,WGS}$ und nach Ersetzen der Partialdrücke durch \dot{Z}_{WGS} und die entsprechenden Stoffmolenströme \dot{n}_i^* , die sich mit \mathbf{x}_2^* aus Gl. 3.35 berechnen lassen, ergibt sich \dot{Z}_{WGS} aus

$$K_{P,WGS} = \frac{(\dot{n}_{CO_2}^* + \dot{Z}_{WGS}) \cdot (\dot{n}_{H_2}^* + \dot{Z}_{WGS})}{(\dot{n}_{CO}^* - \dot{Z}_{WGS}) \cdot (\dot{n}_{H_2O}^* - \dot{Z}_{WGS})}. \quad (3.36)$$

An der Kathode verändert sich die Gaszusammensetzung durch den Abtransport von O^{2-} -Ionen durch die Elektroden-Elektrolyt-Struktur zur Anode gemäß

$$\mathbf{x}_2 = \frac{\mathbf{x}_1 \dot{m} / M_1 + \mathbf{v}_{O^{2-}} \dot{Z}_{O^{2-}}}{\|\mathbf{x}_1 \dot{m} / M_1 + \mathbf{v}_{O^{2-}} \dot{Z}_{O^{2-}}\|_1}, \quad (3.37)$$

wobei die Transportrate $\dot{Z}_{O^{2-}}$ mit den Umsatzraten der elektrochemischen Reaktionen aufgrund der Stöchiometrie über $\dot{Z}_{O^{2-}} = 0.5(\dot{Z}_{H_2} + \dot{Z}_{CO})$ verknüpft ist.

Die aus dem Wärmeübertrager bzw. dem Reformier in die Kathode bzw. Anode eintretenden Massenströme werden jeweils mit der Gleichung

$$\Delta p = p_1 - p_2 = k_R \frac{\eta_{d,1}}{\rho_1} \dot{m}_1 \quad (3.38)$$

ermittelt. Der lineare Zusammenhang zwischen Massenstrom und Druckverlust in Gl. (3.38) folgt nach einigen Umformungen und Definition eines neuen Reibungskoeffizienten k_R aus Gl. (3.32), wenn der dort verwendete Koeffizient als umgekehrt proportional zur Re-Zahl angenommen wird. Dies entspricht laminaren Strömungsverhältnissen. Auf einen linearen Zusammenhang führt jedoch ebenso die Annahme einer Düsenströmung zwischen zwei Kontrollvolumen, wenn man die Durchflussfunktion (Gl. 3.61) bei kleinen Druckverhältnissen linearisiert [87]. Die Reibungskoeffizienten k_R in Gl. (3.38) ergeben sich aus der Vorgabe der Druckverluste im Auslegungspunkt. Diese betragen je nach Quelle [16], [18] in etwa 1 bis 5 %.

Die Berechnung der Wärmeströme in der Brennstoffzelle entspricht weitestgehend dem in Kap. 3.2 beschriebenen Vorgehen. Davon abweichend wird in der Kathode

und der Anode anstatt der zwischen Ein- und Austritt gemittelten Fluidtemperatur in Gl. (3.1) die Temperatur des jeweiligen Kontrollvolumens verwendet (**Bild 3.2**). Damit lassen sich die mit einem 1D-Modell [32] berechneten Temperaturverhältnisse, in denen die Temperatur der Elektroden-Elektrolyt-Struktur nahezu über der gesamten Rohrlänge nur einige Grad größer ist als die von Anode und Kathode, am besten wiedergeben. Zudem sind die sich durch die vorgegebenen Temperaturen ergebenden Nu-Zahlen dann fast identisch mit denen der entsprechenden Modellströmungen. Dagegen übertrifft die im oberen Luftzuführungsrohr verwendete Nu-Zahl den Wert in [19] um ca. 100 %. Gründe dafür sind die Vereinfachungen im Rahmen des 0D-Ansatzes. (vgl. Anhang A4)

Eine zusätzliche Wärmezufuhr \dot{Q} entsprechend Gl. (3.20) stellt die Reaktionswärme der Shiftreaktion dar, die im Gegensatz zur Dampfpreformierung eine Gasphasenreaktion ist und auch als solche simuliert wird.

3.7.1 Berechnung des elektrischen Stroms

Aus der reversiblen Zellspannung (Gl. 2.16), den Verlustspannungen (Gl. 2.17-2.19) und der Klemmspannung U_{kl} lässt sich das elektrische Ersatzschaltbild einer Einzelzelle (**Bild 3.5**) erstellen, das dem vorliegenden Modell als Grundlage dient und mit dem man den elektrischen Strom bestimmen kann. Doch dazu müssen zunächst die Zusammenhänge zwischen den Strömen bzw. Stromdichten und den Spannungstermen im Ersatzschaltbild hergeleitet werden.

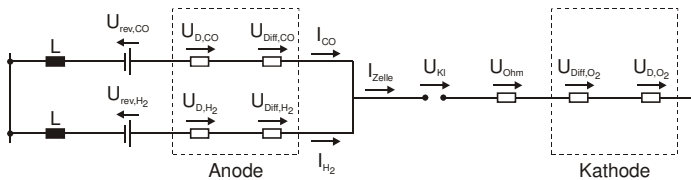


Bild 3.5: Elektrisches Ersatzschaltbild der Modellbrennstoffzelle

Das Modell berücksichtigt neben der Wasserstoffoxidation auch die direkte elektrochemische Oxidation des im Anodengas enthaltenen Kohlenmonoxids. Nach Kawada [88] laufen beide Reaktionen jedoch unabhängig voneinander ab, sodass anodenseitig jeder Reaktion ein elektrischer Strom, ein Ruhepotential, eine Durchtritts- und eine Diffusionsüberspannung zugeordnet werden kann und daraus eine Parallelschaltung resultiert. Der gesamte Zellstrom I_{Zelle} ist dann die Summe der beiden Teilströme I_{H_2} und I_{CO} , die mit den Umsatzraten \dot{z}_{H_2} und \dot{z}_{CO} in Gl. (3.35) über die Faraday-Konstante F und die Anzahl der Zellen eines Generatorblocks verknüpft sind:

$$\dot{z}_i = 46080 \frac{I_i}{zF} \quad i = \text{H}_2, \text{CO} . \quad (3.39)$$

Die Ruhepotentiale U_{rev, H_2} und $U_{rev, \text{CO}}$ ergeben sich aus Gl. (2.16) zu

$$U_{rev, \text{H}_2} = -\frac{\Delta^R G_{\text{H}_2}(T, p_0)}{2F} - \frac{RT}{2F} \ln \frac{x_{\text{H}_2} p_0^{1/2}}{x_{\text{H}_2} x_{\text{O}_2}^{1/2} p_K^{1/2}} , \quad (3.40)$$

$$U_{rev, \text{CO}} = -\frac{\Delta^R G_{\text{CO}}(T, p_0)}{2F} - \frac{RT}{2F} \ln \frac{x_{\text{CO}_2} p_0^{1/2}}{x_{\text{CO}} x_{\text{O}_2}^{1/2} p_K^{1/2}} . \quad (3.41)$$

Mit einem Durchtrittsfaktor von 0.5 [104] und einer einfachen Umformung führt Gl. (2.17) auf eine explizite, nichtlineare Gleichung zur Berechnung der Durchtrittsüberspannungen $U_{D,i}$

$$U_{D,i} = \frac{2RT}{zF} \operatorname{ar} \sinh \left(\frac{i_i}{2i_{0,i}} \right) \quad i = \text{O}_2, \text{H}_2, \text{CO} . \quad (3.42)$$

Gl. (3.42) gilt bei Verwendung der jeweiligen Stromdichten sowohl an der Anode als auch an der Kathode. Der Parameter z gibt die Anzahl der pro adsorbiertem Molekül ausgetauschten Elektronen an und beträgt daher an der Anode jeweils 2 und an der Kathode 4. Die Elektrodenreaktionen einer SOFC sind noch nicht vollständig erforscht; nach einer ausführlichen Literaturrecherche machen Rechenauer et al. [88] jedoch einen Ansatz für die Berechnung eines Durchtrittswiderstandes. Ein Vergleich mit der bei kleinen Stromdichten i gültigen linearisierten Form von Gl. (3.42) liefert die Gleichung für die Austauschstromdichte i_0 , die in diesem Modell verwendet wird:

$$i_{0,i} = k_{1,i} \left(\frac{p_i}{p_0} \right)^{k_{2,i}} e^{-\frac{E_{AK,i}}{RT}} \quad i = \text{O}_2, \text{H}_2, \text{CO} . \quad (3.43)$$

Die Autoren bestimmen die Konstanten so (Anhang A6), dass der kathodische Durchtrittswiderstand bei 1000°C und $p_{\text{O}_2} = 0.21$ bar sowie der anodische für die Wasserstoffadsorption bei 1000°C und $p_{\text{H}_2} = 0.5$ bar jeweils $0.1 \Omega \text{cm}^2$ betragen.

Die ohmschen Verluste U_{Ohm} hängen linear vom Zellstrom ab; der ohmsche Gesamtwiderstand ergibt sich aus der Serienschaltung der Widerstände der einzelnen Zellkomponenten (**Bild 2.6** und Gl. 2.19), da der elektrische Strom nacheinander durch den Nickelfilz, den Interkonnektor, die Kathode, den Elektrolyten und die Anode fließt. Der Widerstand des als quaderförmig angenommenen Nickelfilzes lautet:

$$R_{NF} = \frac{L_{NF}}{\sigma_{NF} A_{NF}} . \quad (3.44)$$

Unter der Annahme, dass der Strom rein radial und gleichmäßig verteilt durch den Interkonnektor und den Elektrolyten fließt, die beide als eine Reihenschaltung infini-

tesimal dünner Widerstandsschichten betrachtet werden können, errechnet sich der Widerstand aus

$$R_i = \frac{1}{\sigma_i \varphi_i L} \ln \frac{r_{\text{au\ss en},i}}{r_{\text{innen},i}} \quad i=\text{Interkonnektor, Elektrolyt} \quad (3.45)$$

mit L als Zelllänge und $r_{\text{au\ss en}}$ bzw. r_{innen} als Außen- bzw. Innenradius der jeweiligen Materialschicht [32]. Die Umfangswinkel φ_i ergänzen sich zu 2π (**Bild 2.6**). Dagegen fließt der Zellstrom in den beiden Elektroden näherungsweise ausschließlich in Umfangsrichtung und daher in zueinander parallelen, infinitesimal dünnen Widerstandsschichten. Der Anoden- bzw. der Kathodenwiderstand ergibt sich dann nach [32] zu

$$R_i = \frac{\varphi_i}{8\sigma_i L \ln \frac{r_{\text{au\ss en},i}}{r_{\text{innen},i}}} \quad i=\text{Anode, Kathode} . \quad (3.46)$$

Der Faktor 8 im Nenner von Gl. (3.46) berücksichtigt, dass pro Ringsegmenthälfte nur der halbe Zellstrom über den halben Umfangswinkel fließt und zudem die Stromdichte über dem Umfang nicht konstant ist, sondern linear ansteigt.

Die von Fischer [32] in der Literatur gefundenen Angaben zur spezifischen, elektrischen Leitfähigkeit von SOFC-Materialien weisen für gleiche Zellkomponenten z. T. recht große Unterschiede auf. Dies liegt zum einen an nicht identischen chemischen Zusammensetzungen, manche Unterschiede sind indes nicht erklärbar. Die in dieser Arbeit verwendeten spezifischen Leitfähigkeiten σ_i der verschiedenen Zellmaterialien sind in Anhang A7 aufgeführt und entsprechen den Angaben in [14]. Davon abweichend wird die Leitfähigkeit der Anode um den Faktor 28.3 erhöht, um die in [66] gegebenen Werte für Zellspannung und -strom erreichen zu können. Trotzdem liegt die Anodenleitfähigkeit damit noch in dem von den Literaturangaben aufgespannten Streubereich. Die Leitfähigkeit des Nickelfilzes wird aufgrund der geringeren Dichte auf 50 % des in [32] gegebenen Wertes reduziert.

Die Bestimmung der Diffusionsüberspannungen nach Gl. (2.18) erfordert die Berechnung der Molenbrüche der an den Zellreaktionen beteiligten Gaskomponenten an der Dreiphasengrenze. Da diese von der Diffusion in den porösen Elektroden abhängen, werden die Molenbrüche analog zu [32] mit dem ersten Fickschen Gesetz in eindimensionaler Form mit dem Radius als Raumkoordinate berechnet:

$$\dot{n}_i = -cD_{i,\text{eff}} \frac{dx_i}{dr} + x_i \dot{n}_{\text{ges}} . \quad (3.47)$$

An der Kathode ist die Molenstromdichte von Sauerstoff \dot{n}_{O_2} gleich der gesamten Molenstromdichte \dot{n}_{ges} und über das Faradaysche Gesetz $\dot{n}_{\text{O}_2} = \dot{i}_{\text{ges}} / 4 / F$ mit der Gesamtstromdichte verbunden, die wegen des ringförmigen Kathodenquerschnitts

eine Funktion des Radius ist. Damit erhält man aus Gl. (3.47) nach Trennen der Variablen, Integration und Umstellen den Sauerstoffmolenbruch an der Dreiphasengrenze

$$x_{O_2}^* = 1 + (x_{O_2}^0 - 1) e^{-\frac{RT}{D_{O_2,eff} p} \frac{i_{Zelle} r_{auBen,K}}{4F} \ln \frac{r_{auBen,K}}{r_{innen,K}}} \quad (3.48)$$

und daraus schließlich nach Einsetzen in Gl. (2.18) die Diffusionsüberspannung an der Kathode

$$U_{Diff,O_2} = -\frac{RT}{4F} \ln \left[\frac{1}{x_{O_2}^0} + \left(1 - \frac{1}{x_{O_2}^0} \right) e^{-\frac{RT}{D_{O_2,eff} p} \frac{i_{Zelle} r_{auBen,K}}{4F} \ln \frac{r_{auBen,K}}{r_{innen,K}}} \right]. \quad (3.49)$$

An der Anode erzeugt jedes transportierte H₂- oder CO-Molekül zwei Elektronen und für jedes dieser zur Dreiphasengrenze diffundierenden Teilchen bewegt sich genau ein H₂O- bzw. CO₂-Molekül in entgegen gesetzter Richtung zurück in den Anodenkanal. Daher ist die gesamte Molenstromdichte gleich null. Das Faradaysche Gesetz lautet

$$\dot{n}_i = -i_i / 2 / F \quad i = H_2, CO \quad \text{bzw.} \quad \dot{n}_i = i_i / 2 / F \quad i = H_2O, CO_2. \quad (3.50)$$

Mit einer gleichen Rechnung wie bei der Kathode ergeben sich die Molenbrüche von Wasserstoff und Kohlenmonoxid zu

$$x_i^* = x_i^0 - \frac{RT}{D_{i,eff} p} \frac{i_i r_{auBen,k}}{2F} \ln \frac{r_{auBen,A}}{r_{innen,A}} \quad i = H_2, CO \quad (3.51)$$

bzw. von Wasser und Kohlendioxid zu

$$x_i^* = x_i^0 + \frac{RT}{D_{i,eff} p} \frac{i_i r_{auBen,k}}{2F} \ln \frac{r_{auBen,A}}{r_{innen,A}} \quad i = H_2O, CO_2. \quad (3.52)$$

Einsetzen dieser Terme in Gl. (2.18) liefert die Diffusionsüberspannungen an der Anode:

$$U_{Diff,i} = \frac{RT}{2F} \ln \frac{1 + \frac{1}{x_j^0} \frac{RT}{D_{j,eff} p} \frac{i_j r_{auBen,k}}{2F} \ln \frac{r_{auBen,A}}{r_{innen,A}}}{1 - \frac{1}{x_i^0} \frac{RT}{D_{i,eff} p} \frac{i_i r_{auBen,k}}{2F} \ln \frac{r_{auBen,A}}{r_{innen,A}}} \quad i = H_2, CO \quad j = H_2O, CO_2. \quad (3.53)$$

Die Berechnung der Diffusionskoeffizienten in den porösen Elektroden entspricht dem Vorgehen in [104]. Dabei wird sowohl die gewöhnliche Diffusion berücksichtigt, die dadurch definiert ist, dass der Porendurchmesser die mittleren freien Weglängen der transportierten Gasmoleküle übertrifft, als auch die Knudsen-Diffusion, bei der die Verhältnisse genau umgekehrt sind. Dies ist notwendig, da nach [32] beide Diffusionsmechanismen die gleiche Größenordnung aufweisen. Die Diffusionskoeffizienten für Knudsen-Diffusion werden mit der Theorie der freien Molekülströmung bestimmt, die für gewöhnliche Diffusion in Zweistoffgemischen mit der kinetischen Theorie von

Chapman-Enskog, aus denen dann die Diffusionskoeffizienten in Mehrstoffgemischen wie dem Anoden- oder Kathodengas folgen. Die verwendeten Gleichungen sind im Anhang A8 angegeben.

Durch Nullsetzen der Gl. (3.48) und (3.51) lassen sich Grenzstromdichten ermitteln, von denen die kleinste den Betriebsbereich nach oben beschränkt. Bei den in Kap. 3.1 gegebenen Betriebsbedingungen betragen sie an der Kathode 11.9 kA/m^2 , an der Anode sind sie mit $361 \text{ bzw. } 71 \text{ kA/m}^2$ erwartungsgemäß deutlich größer, da die als Tragstruktur ausgebildete Kathode besonders dick und der Diffusionskoeffizient von Sauerstoff verhältnismäßig klein ist. Ferner zeigt ein Vergleich der limitierenden Grenzstromdichte mit der Stromdichte im Auslegungspunkt (2.96 kA/m^2), dass der Auslegungspunkt in dem von den ohmschen Verlusten bestimmten Arbeitsbereich liegt. Es ist jedoch zu bedenken, dass diese Betrachtungen mit gemittelten Größen erfolgten und daher u. U. erheblich von den tatsächlichen Bedingungen in der Brennstoffzelle abweichen können, die auf der aktiven Oberfläche stark variieren. Z. B. können bei hohen Brennstoffnutzungsgraden anodische Grenzstromdichten wegen der geringen Brennstoffkonzentration am Ende der Anode der limitierende Faktor sein.

Nach Herleitung der funktionalen Abhängigkeiten zwischen den Spannungstermen und den elektrischen Stromdichten und mit der Zell- bzw. der Klemmspannung als Eingangsgröße des Modells können die elektrischen Stromdichten i_{H_2} und i_{CO} aus den beiden Spannungsbilanzen

$$0 = U_{rev,CO} - U_{D,CO} - U_{Diff,CO} - U_{Kl} - U_{Ohm} - U_{Diff,O_2} - U_{D,O_2}, \quad (3.54)$$

$$0 = U_{rev,H_2} - U_{D,H_2} - U_{Diff,H_2} - U_{Kl} - U_{Ohm} - U_{Diff,O_2} - U_{D,O_2} \quad (3.55)$$

berechnet werden. Die Nichtlinearitäten in den Gl. (3.40) – (3.42), (3.49) und (3.53) machen jedoch eine rechenintensive Iteration erforderlich, zumal auch die Molenbrüche über die Gleichungen (3.35) – (3.37) von den elektrischen Strömen bzw. Stromdichten abhängen. Mit den zwei in das Ersatzschaltbild integrierten Induktivitäten lassen sich die Iterationen vermeiden. Die Bilanzen sind dann um die Induktionsspannungen

$$U_{L,i} = L \frac{di_i}{dt} \quad i = H_2, CO \quad (3.56)$$

zu ergänzen. Dadurch werden Fehler in den Spannungsbilanzen in zeitliche, kontinuierliche Stromänderungen umgewandelt, die den Fehlern entgegenwirken und diese schließlich beseitigen. Da die Induktivitäten in diesem Fall keinen realen, physikalischen Vorgang beschreiben, sondern nur die Berechnungen vereinfachen, muss durch die Wahl des Zahlenwertes für L_i sichergestellt sein, dass die dadurch bedingte zeitliche Verzögerung von der zu modellierenden Dynamik entkoppelt ist.

Sind die Zellströme bekannt, kann man über

$$P_{BZ} = 46080(I_{H_2} + I_{CO})U_{KI} \quad (3.57)$$

die insgesamt von der Brennstoffzelle abgegebene elektrische Leistung P_{BZ} berechnen. Dazu ist die Leistung einer Einzelzelle mit der Anzahl der Zellen eines Generatorblockes zu multiplizieren. Während die in den elektrochemischen Zellreaktionen freiwerdende chemische Energie wie in Kap. 3.2.2 beschrieben positiv in die Wärmebilanz des unteren Stackgehäuses eingeht, bekommt die P_{BZ} in derselben ein negatives. Damit verbleibt die Differenz beider Leistungen im Stack, heizt diesen auf und stellt damit die Verlustleistung der Brennstoffzelle dar.

3.8 Ejektor

Neben dem Diffusor setzt sich der Ejektor aus einer Mischungsstrecke konstanten Querschnitts und einer Düsensektion zusammen, die wiederum aus einer außen liegenden konvergenten und einer inneren, konzentrisch angeordneten konvergent-divergenten Düse besteht. Über diese Lavaldüse wird den SOFC-Generatormodulen der Brennstoff als Primärmassenstrom zugeführt. Aufgrund eines hohen Druckverhältnisses bildet sich dort eine Überschallströmung aus und in der Mischungsstrecke entsteht ein Unterdruck, der über die äußere Düse aus dem Rezirkulationsplenium den Sekundärmassenstrom ansaugt und diesen mit dem frischen Brenngas mischt. Der im Diffusor erzielte Druckanstieg erhält den Rezirkulationskreislauf aufrecht.

Es ist nicht möglich, für eine Lavaldüse den Zusammenhang zwischen Massenstrom und Druckverhältnis explizit nach einer der beiden Größen aufzulösen, da u. U. Verdichtungsstöße auftreten können. Daher wird unter Annahme einer adiabaten, von den Verdichtungsstößen abgesehen isentropen, eindimensionalen Düsenströmung ein Kennfeld erstellt, das folgenden Zusammenhang wiedergibt:

$$\left(\frac{p_2}{p_{t,1}}, \frac{\dot{m}}{\rho_{t,1}}, \frac{j_2}{\rho_{t,1}} \right) = f(\pi, p_{t,1}). \quad (3.58)$$

Bei der Kennfeldberechnung sind drei Fälle zu unterscheiden: reine Unterschallströmung, reine Überschallströmung (im divergenten Teil) und das Auftreten eines Verdichtungsstoßes. Zur Berechnung des ersten Falls reichen die folgenden Gleichungen, die sich nach Vorgabe des Massenstroms iterativ lösen lassen:

$$\dot{m} = \rho_2 A_2 c_2, \quad (3.59a)$$

$$T_1 + 0.5u_1^2 / c_p = T_{t,1} = T_2 + 0.5u_2^2 / c_p, \quad (3.59b)$$

$$p_2 / p_{t,1} = \left(T_2 / T_{t,1} \right)^{\frac{\kappa}{\kappa-1}}. \quad (3.59c)$$

Im zweiten Fall muss zunächst über die Gleichungen

$$T_{krit} = T_{t,1} 2 / (\kappa + 1), \quad (3.60a)$$

$$\rho_{krit} = \rho_{t,1} \left(\frac{2}{\kappa + 1} \right)^{\frac{\kappa}{\kappa - 1}}, \quad (3.60b)$$

$$\dot{m}_{krit} = A_{krit} \rho_{krit} \sqrt{\kappa \rho_{krit} p_{krit}} \quad (3.60c)$$

der kritische Zustand im engsten Querschnitt A_{krit} bestimmt werden. Aufgrund des temperaturabhängigen Isentropenexponenten ist wiederum eine Iteration erforderlich. Die anschließende Zustandsänderung in den Überschallbereich erfolgt – erneut iterativ – mittels

$$\dot{m}_{krit} = \sqrt{2 \rho_{t,1} p_{t,1}} A \psi \quad \text{mit} \quad \psi = \sqrt{\frac{\kappa}{\kappa - 1} \left(\left(\rho_{vS} / \rho_{t,1} \right)^{\frac{2}{\kappa}} - \left(\rho_{vS} / \rho_{t,1} \right)^{\frac{\kappa + 1}{\kappa}} \right)}, \quad (3.61a)$$

$$u_{vS} = \sqrt{\frac{2\kappa}{\kappa - 1} \frac{p_{t,1}}{\rho_{t,1}} \left(1 - \left(\rho_{vS} / \rho_{t,1} \right)^{\frac{\kappa - 1}{\kappa}} \right)}, \quad (3.61b)$$

$$T_1 + 0.5 u_1^2 / c_p = T_{t,1} = T_{vS} + 0.5 u_{vS}^2 / c_p. \quad (3.61c)$$

Zur Berücksichtigung von Verdichtungsstößen müssen diese Gleichungen für alle Querschnitte A zwischen dem kritischen und dem Austrittsquerschnitt A_2 ausgewertet werden. Auf die jeweils berechneten Zustände (Index vS) sind dann die Gleichungen des senkrechten Verdichtungsstoßes

$$\frac{p_{nS}}{p_{vS}} = 1 - \frac{2\kappa}{\kappa + 1} \left(1 - M_{vS}^2 \right), \quad (3.62a)$$

$$\frac{u_{nS}}{u_{vS}} = 1 - \frac{2}{\kappa + 1} \left(1 - \frac{1}{M_{vS}^2} \right), \quad (3.62b)$$

$$\frac{T_{nS}}{T_{vS}} = \left(\frac{\rho_{nS} u_{nS}}{\rho_{vS} u_{vS}} \right) \quad (3.62c)$$

mit der Machzahl M anzuwenden, um den Zustand nach dem Stoß (Index nS) zu ermitteln. Der Austrittszustand (Index 2) kann schließlich wieder mit dem Gleichungssystem (3.59) bestimmt werden. Dabei ist der Zustand 1 durch den Zustand nS zu ersetzen. Der dritte Fall ist als Sonderfall für $A = A_2$ im zweiten Fall enthalten.

Bild 3.6a zeigt den so berechneten Zusammenhang zwischen dem bezogenen Massenstrom, dem bezogenen Austrittsdruck und dem Druckverhältnis der Lavaldüse. Die Entkopplung von Druckverhältnis und Austrittsdruck liegt daran, dass sich kleine Störungen nicht in eine Überschallströmung hinein ausbreiten können. Man spricht von einer über- bzw. unterexpandierenden Lavaldüse. Für das Modellsystem wird die

Ejektorgeometrie so ausgelegt (**Tabelle 3.1**), dass die Lavaldüse im Auslegungspunkt angepasst ist; durch den höheren Eintrittsdruck bei ca. gleichem Brennstoffmassenstrom (pro Substack) ergeben sich dabei andere geometrische Verhältnisse als in [29].

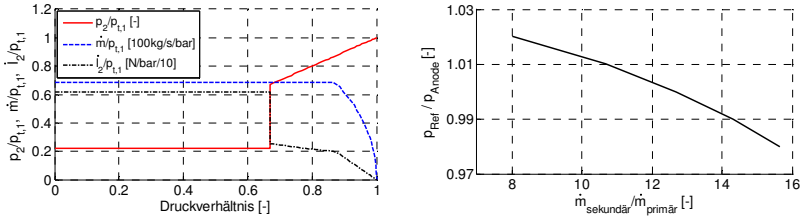


Bild 3.6: (a) Kennfeld der Lavaldüse, (b) Betriebsverhalten des Ejektors

Die Gaszusammensetzung nach der Mischung errechnet sich aus

$$\mathbf{x}_2 = \frac{\mathbf{x}_1 \dot{m}_1 / M_1 + \mathbf{x}_{Br} \dot{m}_{Br} / M_{CH_4}}{\|\mathbf{x}_1 \dot{m}_1 / M_1 + \mathbf{x}_{Br} \dot{m}_{Br} / M_{CH_4}\|_1}. \quad (3.63)$$

Für die Berechnung des sekundären Massenstroms ist die mittels der Stromfadentheorie hergeleitete Gleichung (3.59) ausreichend, da das Druckverhältnis im gesamten Betriebsbereich unter dem kritischen liegt. Im Gegensatz zur Lavaldüse werden die Strömungsverluste in der äußeren Düse jedoch mitberücksichtigt. Dies erfolgt analog zur Diffusorströmung durch die Verwendung eines von Isentropenexponent und Polytropenwirkungsgrad bestimmten Polytropenexponenten (Anhang A9). Für den polytropen Wirkungsgrad wird dabei der in [16] gegebene isentrope angenommen, da sich beide aufgrund der geringen Druckverhältnisse nicht signifikant unterscheiden (nach [113] < 0.5 %).

Der Ejektor ist das einzige Komponentenmodell, in dem die Impulsleichung (Gl. 3.13) nicht vernachlässigt werden darf, da ansonsten kein physikalisches Verhalten möglich ist. Dies hat seinen Grund in dem konträren Betriebsverhalten von Düse und Diffusor und soll an einer einfachen Beispielanordnung aus einem Kontrollvolumen mit Düse bzw. Diffusor erläutert werden. Ausgehend von einem stabilen Anfangszustand führt eine Vergrößerung des eintretenden Massenstroms nach Gl. (3.11) zu einer Zunahme des Drucks im Kontrollvolumen. Dadurch steigt das Druckgefälle in der nachgeschalteten Düse und infolgedessen auch der austretende Massenstrom, so dass sich nach kurzer Zeit ein neuer, stabiler Betriebspunkt einstellen kann. Der Druckanstieg im Diffusor wird jedoch geringer und damit ebenso der Massenstrom durch denselben. Folglich kann das modellierte System im Gegensatz zu einer realen Anordnung keinen neuen, stabilen Betriebspunkt mehr erreichen. Dies gewährleistet nur die Berücksichtigung der Impulserhaltungsgleichung vor dem Diffusor, da dadurch

der größere Massenstrom am Eintritt auch zu einem Anstieg des Austrittsmassenstroms führt. Mit den zwei Düsenströmungen am Eintritt der Mischungsstrecke und der Diffusorströmung am Austritt lautet Gl. (3.13) für den Ejektor

$$L \frac{\partial \dot{m}_{\text{Diff}}}{\partial t} = (\rho A + \dot{m}u) \Big|_{n\text{Düse außen}} + (\rho A + k \dot{m}u) \Big|_{n\text{Düse innen}} - k_R \frac{\dot{m}^2}{\rho} - (\rho A + \dot{m}u) \Big|_{v\text{Diff}}. \quad (3.64)$$

Dabei beschreiben die beiden Faktoren k und k_R die Mischungsverluste beider Düsenströmungen und die Reibungsverluste [71]. Sie werden so gewählt, dass die in **Bild 3.6b** dargestellte Ejektorkennlinie etwas flacher verläuft als die von Ferrari in [29] angegebene. Das im Vergleich dazu höhere Massenstromverhältnis liegt an dem im vorliegenden Modell geforderten höheren Wasser/Kohlenstoff-Verhältnis von 2.5.

Aufgrund der hohen Geschwindigkeiten im Ejektor (905 bzw. 205 m/s an den Düsenaustritten) darf man die mittels Gl. (3.20) berechnete mittlere Totaltemperatur in Gl. (3.11) nicht für die dort benötigte statische Temperatur einsetzen, sodass letztere aus statischem Druck, Totaltemperatur und Gesamtmassenstrom zu berechnen ist.

3.9 Reformer

Die Modellierung des Vor- und internen Stackreformers erfolgt zusammen als ein Komponentenmodell. Dies vereinfacht das Gesamtmodell, bedeutet aber einen Verzicht auf die Berechnung der Temperatur zwischen den Reformern, die im adiabaten Vorreformer aufgrund der endothermen Reformierungsreaktionen von ca. 910°C auf ca. 600°C abfällt [16], [107]. Da besagte Temperatur jedoch keinen besonders kritischen Parameter darstellt, erscheint die Vereinfachung gerechtfertigt.

Der vor dem Vorreformer angeordnete Diffusor ist konstruktionsseitig ein Teil des Ejektors, wegen der Kausalität im Modellablauf und der Struktur der Komponentenmodelle wird er dagegen dem Komponentenmodell des Reformers zugeordnet. Die Gleichungen für die eindimensionale Diffusorströmung lauten:

$$T_1 = T_{t,2} - 0.5 u_1^2 / c_p, \quad (3.65a)$$

$$\rho_1 = \rho_{t,2} (T_1 / T_{t,2})^{\frac{n}{n-1}}, \quad (3.65b)$$

$$\dot{m} = A_1 \rho_1 u_1. \quad (3.65c)$$

Bei den zu berechnenden Größen ρ_1 und T_1 handelt es sich um statische Größen am Diffusoreintritt, die sich aufgrund der hohen Geschwindigkeiten (205 m/s) von den totalen unterscheiden. Der Polytropenexponent n errechnet sich nach Anhang A9 aus dem Isentropenexponent und dem Polytropenwirkungsgrad.

In Übereinstimmung mit der Literatur [24] wird für den Reformer angenommen, dass sich die Dampfreformierung und die Shiftreaktion im Gleichgewicht befinden. Damit

ist die Gaszusammensetzung festgelegt und durch Minimierung der Gibbs-Funktion G des reagierenden Gasgemisches bzgl. der Umsatzraten von Dampfreformierung und Shiftreaktion bestimmbar:

$$\min_{\dot{z}_{DR}, \dot{z}_{WGS}, x_{2,j} > 0} G(T, p, \mathbf{x}_2) \quad \text{mit} \quad (3.66a)$$

$$\mathbf{x}_2 = \frac{\mathbf{x}_1 \dot{m} / M_1 + \mathbf{v}_{DR} \dot{z}_{DR} + \mathbf{v}_{WGS} \dot{z}_{WGS}}{\|\mathbf{x}_1 \dot{m} / M_1 + \mathbf{v}_{DR} \dot{z}_{DR} + \mathbf{v}_{WGS} \dot{z}_{WGS}\|_1}. \quad (3.66b)$$

Gl. (3.66) ist äquivalent zur Minimierung des Differentials von G (Gl. 2.10). Mit beliebigen, aber bei der Minimierung konstanten Werten für Druck und Temperatur und nach Einsetzen der stöchiometrischen Bedingung folgt dann

$$dG = \sum_i \sum_j \mu_i \nu_{ij} dz_j \quad \min_{dz_{DR}, dz_{WGS}, x_{2,j} > 0} \quad (3.67)$$

mit den stöchiometrischen Koeffizienten beider Reaktionsgleichungen ν_{ij} und den chemischen Potentialen μ_j der Gaskomponenten (Gl. 2.12).

Die Berechnung der Wärmeübertragung im Reformier führt unter den in Kap. 3.2 getroffenen Annahmen zu einem sehr kleinen Wärmeübergangskoeffizienten von $1 \text{ W/m}^2/\text{K}$ (**Bild 3.2**). Dieser Wert ist etwa 30mal kleiner als der in [14] für eine laminare Strömung in rechteckigen Querschnitten aufgeführte. Zudem darf die Reformertemperatur 1140°C nicht unterschreiten, da die Nu-Zahl sonst negativ sein müsste. Zum Vergleich: Song et al. ermitteln in [107] eine um ca. 70°C geringere Reformeraustrittstemperatur. Die Ursache dafür liegt an dem hier gewählten 0D-Ansatz mit nur einer mittleren Temperatur für die Elektroden-Elektrolyt-Struktur und den internen Reformier, die die reale Temperaturverteilung im unteren Teil des Stackgehäuses nur unzureichend annähern kann. Auch die Modellierung der Dampfreformierung als Oberflächenreaktion dürfte ein Grund sein, denn dadurch ist ein großer Teil des übertragenen Wärmestroms an den Stoffaustausch mit der Wand gekoppelt.

Analog zur Brennstoffzelle wird die Shiftreaktion als Gasphasenreaktion mit zusätzlicher Wärmezufuhr betrachtet.

3.10 Verbrennungsplenum

Das Verbrennungsplenum befindet sich stromabwärts der Anoden- und Kathodensektion. Es hat die Aufgabe, die aus diesen Sektionen kommenden Gasströme zu mischen, die restlichen nur noch aus Wasserstoff und Kohlenmonoxid bestehenden Brennstoffanteile zu oxidieren und einen großen Teil der dann im Gas befindlichen Energie als Wärme auf die einströmende Luft zu übertragen (Kap. 3.2). Infolgedessen fällt die Temperatur im Verbrennungsplenum trotz der exothermen Reaktionen von 1225 K am Anoden- und Kathodenaustritt [19], [107] auf 1143 K [66] ab.

Die Strömungsverhältnisse im Verbrennungsplenum entsprechen dabei am ehesten dem eines quer angeströmten Rohrbündels. Daher kommt zur Berechnung der Nu-Zahl ein in [9] oder [41] beschriebener Ansatz zur Anwendung (Anhang A4). Um jedoch die im Auslegungspunkt vorgegebene Austrittstemperatur (1143 K) zu erreichen, ist die Nu-Korrelation mit dem Faktor 2.1 zu multiplizieren.

Für die Berechnung der aus Anode und Kathode in das Verbrennungsplenum eintretenden Massenströme wird wie in der Brennstoffzelle jeweils ein linearer Zusammenhang zwischen Druckverlust und Massenstrom vorausgesetzt und somit Gl. (3.38) verwendet. Die Reibungskoeffizienten sind dabei durch die Vorgabe eines Druckverlustes von 3 % im Auslegungspunkt, der mit dem in der Brennkammer übereinstimmt, festgelegt. Eine in [51] vorgeschlagene Alternative ist die Verwendung zweier Impulsgleichungen nach Gl. (3.13) zur Berechnung der beiden Massenströme. Der Druck am Eintritt des Verbrennungsplenums ist dann durch eine Beziehung nach Gl. (3.38) für den gesamten Massenstrom festgelegt.

Nach der Mischung beider Massenströme und mit den chemischen Reaktionen



ergibt sich bei vorausgesetzter vollständiger Oxidation der restlichen Brennstoffanteile die Gaszusammensetzung im Verbrennungsplenum zu

$$\mathbf{x}_2 = \frac{\mathbf{x}_{1,K} \dot{m}_{1,K} / M_{1,K} + (\mathbf{x}_{1,A} + \mathbf{v}_{H_2} x_{1,A}(3) + \mathbf{v}_{CO} x_{1,A}(5)) \dot{m}_{1,A} / M_{1,A}}{\left\| \mathbf{x}_{1,K} \dot{m}_{1,K} / M_{1,K} + (\mathbf{x}_{1,A} + \mathbf{v}_{H_2} x_{1,A}(3) + \mathbf{v}_{CO} x_{1,A}(5)) \dot{m}_{1,A} / M_{1,A} \right\|_1}. \quad (3.70)$$

Dabei kennzeichnen die Indices A, K, 1 und 2 Anode und Kathode sowie Ein- und Austritt des Verbrennungsplenums. Die Vektoren \mathbf{v} enthalten die stöchiometrischen Koeffizienten der Reaktionsgleichungen (3.68) und (3.69).

Die in den Reaktionen freiwerdende Reaktionsenthalpie wird in Gl. (3.20) als äußere Wärmezufuhr \dot{Q} betrachtet.

3.11 Gasturbinenbrennkammer

Die Brennkammer der Mercury 50 wird im Gegensatz zu der anderer Hybridsysteme [118], wo die Brennkammer zusammen mit einem zusätzlichen Lufterhitzer nur beim Startprozess zur Aufwärmung des Stacks zur Anwendung kommt, auch im regulären Betrieb genutzt und zwar um die Leistungsdichte zu erhöhen und um die Brennkammer entsprechend ihren Auslegungsbedingungen betreiben zu können. Dies hat jedoch Stickoxidemissionen zur Folge, die in [66] mit 5 ppmv oder 0.04 kg/MWh angesetzt sind, dem Entwicklungsziel für die Mercury 50, obwohl der Brennstoffmassenstrom

im Hybridsystem wegen der von 620 auf 870°C erhöhten Brennkammereintrittstemperatur und konstanter Turbineneintrittstemperatur von 1160°C statt 0.23 nur noch 0.14 kg/s beträgt.

Die Verbrennung des Brennstoffs zur Erhöhung der Temperatur und ein Druckverlust kennzeichnen das Betriebsverhalten der Brennkammer. Der Druckverlust wird verursacht durch eine erforderliche Verringerung der Strömungsgeschwindigkeit, um das Ausblasen der Flamme zu verhindern, durch eine starke, für eine gleichmäßige Verbrennung beabsichtigte Verwirbelung der Gase und nicht zuletzt auch durch Reibungseffekte. Wie in [51] erfolgt die Modellierung der Druckverluste mit einem staudruckproportionalen Ansatz, als ob diese nur auf Reibung beruhen:

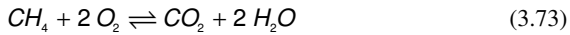
$$\Delta p = p_1 - p_2 = k_R \frac{\dot{m}_1^2}{\rho_1}. \quad (3.71)$$

Den Reibungskoeffizienten k_R in Gl. (3.71) definiert der in [66] angegebene Brennkammerdruckverlust von 3 % im Auslegungspunkt. Die in der Verbrennung freigesetzte, chemisch gebundene Energie wird als äußere Wärmezufuhr

$$\dot{Q} = -\eta_{BK} \dot{m}_{Br} \Delta^R H \quad (3.72)$$

betrachtet und als diese direkt in Gl. (3.20) eingesetzt. Darin ist η_{BK} der Brennkammerwirkungsgrad oder Ausbrand. In der Literatur existieren viele Ansätze, diesen aus verschiedenen Brennkammerparametern wie Aufenthaltszeit, Druck, Temperatur, u. a. zu berechnen [81], [45]. Im Rahmen dieser Arbeit wird der Ausbrand jedoch vereinfacht gleich eins gesetzt [24] und damit ein vollständiger Umsatz des zugeführten Brennstoffs angenommen.

Mit der ausschließlich berücksichtigten Verbrennungsreaktion, der Oxidation von Methan



ergibt sich die Gaszusammensetzung nach der Verbrennung zu

$$\mathbf{x}_2 = \frac{\mathbf{x}_1 \dot{m}_1 / M_1 + (\mathbf{x}_{Br} + \mathbf{v}) \dot{m}_{Br} / M_{CH_4}}{\|\mathbf{x}_1 \dot{m}_1 / M_1 + (\mathbf{x}_{Br} + \mathbf{v}) \dot{m}_{Br} / M_{CH_4}\|_1}. \quad (3.74)$$

Dabei kennzeichnen die Indices Br, 1 und 2 den zugeführten Brennstoffmassenstrom sowie den Ein- und den Austritt der Brennkammer. Der Vektor \mathbf{v} enthält die stöchiometrischen Koeffizienten der chemischen Reaktionsgleichung (3.73).

3.12 Brennstoffzufuhr

Bei dem in dieser Arbeit verwendeten Modellbrennstoff handelt es sich um reines Methan, was die in Kap. 3.1 erwähnten Unterschiede in den Brennstoffmassenströmen erklären könnte. Weiter wird angenommen, dass ein Brenngasverdichter das Methan auf einen Druck von 45 bar komprimiert, der hoch genug ist, um der Brennkammer und der Brennstoffzelle die erforderlichen Massenströme über Ventile geregelt zuzuführen. In der Realität kommt es dabei zu einer Reihe von Verzögerungen, die in einer Regelung zu berücksichtigen sind. Beispiele sind die Ansprechzeiten des Brenngasverdichters und der Ventile, der instationäre Ausbrenngrad der Brennkammer bei einer Änderung des Brennstoffmassenstroms [10] oder der instationäre Druck vor der Lavaldüse des Ejektors, der bei kritischen Verhältnissen über die Dichte am Eintritt den Massenstrom bestimmt. Aufgrund fehlender Daten zu den einzelnen Komponenten (Ventile, Brenngasverdichter, Größe des Volumens vor der Lavaldüse, u. a.), werden diese Effekte vereinfacht mit zwei PT_1 -Gliedern modelliert. Das erste verzögert mit einer Zeitkonstante von 0.3 s den Brennstoffmassenstrom als Eingangsgröße in die Brennkammer, das zweite mit einer Zeitkonstante von ebenfalls 0.3 s den Eintrittsdruck an der Lavaldüse als Eingangsgröße in den Ejektor.

Ergänzend dazu wird die zur Verdichtung des Brennstoffs benötigte Arbeit von 832 kJ/kg als Eigenbedarf des Hybridsystems bei der Berechnung der Anlagenleistung und der Wirkungsgrade berücksichtigt. Der Berechnung der spezifischen Verdichterarbeit liegt dabei die Annahme zugrunde, dass die Kompression isentrop von einem Anfangsdruck von 1 bar erfolgt, obwohl das Druckniveau von Erdgasversorgungsleitungen teilweise deutlich darüber liegen kann [27].

3.13 Hybridsystemmodell

Das gesamte Modell des Hybridsystems setzt sich aus den in den vorangegangenen Kapiteln beschriebenen Komponenten zu einem Modell 22. Ordnung mit sechs Ein- und insgesamt 73 Ausgängen zusammen, dessen schematisiertes Blockschaltbild **Bild 3.7** zeigt. Die Eingangsgrößen lassen sich aus regelungstechnischer Sicht in zwei Gruppen aufteilen. Zu den Störgrößen gehören die Lufttemperatur T_U und der Luftdruck p_U ; Stellgrößen sind die Klemmspannung U_{Kl} , der Brennstoffmassenstrom in die Brennkammer \dot{m}_{CH_4} , der Totaldruck am Eintritt der Lavaldüse des Ejektors p_{t,CH_4} und ebenso die Gasturbinendrehzahl n_{GT} , wobei die Drehzahl und die Spannung im Modell der elektrischen Betriebsmittel weitere Systemzustände darstellen (Kap. 4). Die Ausgangsgrößen des Modells sind zusammen mit den Zuständen und den Eingangsgrößen in tabellarischer Form in Anhang A10 aufgeführt.

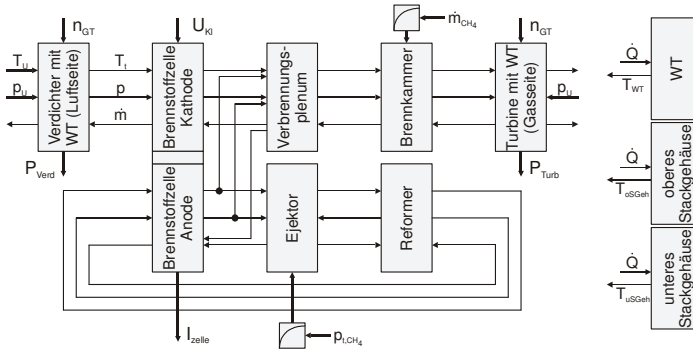


Bild 3.7: Blockschaltbild des Hybridsystems

4 Modellierung der elektrischen Betriebsmittel

Der Brennstoffzelle bieten sich wegen ihrer prinzipbedingten Vorteile zukünftig eine Reihe von Einsatzmöglichkeiten. Mobilen Anwendungen als Batterieersatz, zur Bordstromversorgung oder sogar zur Versorgung ganzer Antriebssysteme steht die stationäre Energieversorgung gegenüber. Den sich daraus ergebenden vielfältigen Belastungsszenarien wird die Untersuchung der Systemantwort auf sprunghafte Änderungen von Spannung, Strom, Leistung, etc. nur teilweise gerecht. Realitätsnähere Belastungen lassen sich mit einer Modellierung des jeweiligen Einsatzgebietes der Brennstoffzelle simulieren.

Im Unterschied zu kleineren, dezentralen Brennstoffzellenanlagen für Wohn-, Büro- und öffentliche Gebäude, die entweder strom-, wärme- oder stromgeführt aber wärmebedarfsgerecht betrieben werden, können größere, stationäre Kraftwerke [99] wie das im vorigen Kapitel beschriebene Hybridsystem zu Systemdienstleistungen wie der Frequenz- und Spannungshaltung beitragen. Zur Simulation der daraus für das Hybridsystem folgenden Randbedingungen sind Modelle elektrischer Komponenten notwendig, die in diesem Kapitel ausgehend von dem Modellierungsansatz bzw. den grundlegenden Annahmen nacheinander erläutert werden. Im Einzelnen handelt es sich bei den Komponenten um ein Drehstromnetz, einen Wechselrichter, eine doppeltgespeiste Asynchronmaschine und ein großes, zentrales Kraftwerk, die zusammen ein Inselnetz bilden.

4.1 Modellierungsansatz und Annahmen

Die Modelle der elektrischen Komponenten basieren dabei auf folgenden grundlegenden Annahmen:

- Die Modelle betrachten nur die Grundschiwingung. Sie vernachlässigen das reale Schwingungsverhalten der Wechselstromgrößen und verwenden stattdessen komplexe Effektivwerte und Zeigerdiagramme. Sie sind daher einer Klassifizierung von Schulz [99] zufolge als Lang- bzw. Mittelzeitmodelle einzuordnen, die im min-Bereich die Langzeitstabilität und die Optimierung der Regelung bzw. im s-Bereich die Stabilität der f-P- und der Q-U-Regelung untersuchen. Die Untersuchung der transienten Stabilität (z. B. bei Netzfehlern) im ms-Bereich mit Kurzzeitmodellen erscheint dagegen wenig sinnvoll, da das in dieser Arbeit vorgestellte Modell des Hybridsystems im Gegensatz zu z. B. dem in [52] die Dynamik sehr schneller Vorgänge ($\ll 1s$) nicht vollständig abbildet.

- Das Drehstromnetz und alle weiteren Komponenten seien vollständig symmetrisch aufgebaut, gespeist und belastet. Daher können einphasige Ersatzschaltungen angewendet werden.
- Die Impedanzen seien konstant. Dies ist gerechtfertigt, da in einem stabilen Drehstromnetz nur geringe Frequenzabweichungen zulässig sind (10-s-Mittelwert in 99.5 % des Jahres max. +/- 1 % [99]).
- Das Drehstromnetz wird als Inselnetz betrachtet.

4.2 Drehstromnetz

Dieses Kapitel beschreibt den Aufbau des elektrischen Drehstromnetzes, die Schnittstellen mit dem Hybridsystem sowie mit den in den weiteren Kapiteln näher erläuterten Komponenten und die Berechnung des Leistungsflusses.

4.2.1 Aufbau des elektrischen Drehstromnetzes

Vorlage für das in dieser Arbeit erstellte Modellnetz ist die elektrische Energieversorgung von Ballungsgebieten (Millionenstädten), für die es zwei Konzepte gibt [82]. Eins ist das Ringkonzept mit Sticleitungen. Dabei umschließt die Stadt ein 380-kV-Ring, über den das Verbundnetz angeschlossen ist. Von mehreren 380/110-kV-Umspannwerken gehen Sticleitungen, sogenannte Hauptverteilerwerke, ins Zentrum, wo diese verzweigen, um zwei bis drei 110/10-kV-Umspannwerke zu speisen. An den

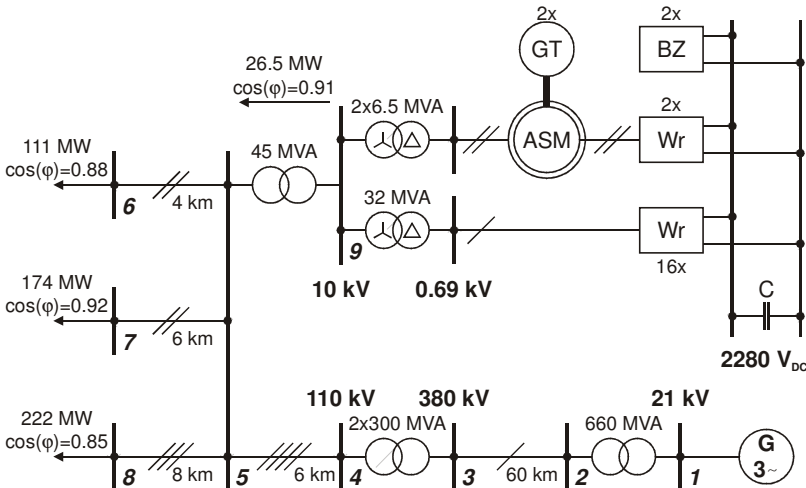


Bild 4.1: Modellnetz mit Hybridsystem und konventionellem Wärmekraftwerk

Verzweigungsknoten können kleinere Kraftwerke mit 110 kV zusätzliche Energie ins Netz einspeisen. Im Außenbereich kommen Freileitungen, innen nur noch Kabel zum Einsatz. Von dieser Struktur bildet das Modellnetz ein Hauptverteilerwerk ab. Das Schaltbild zeigt **Bild 4.1**. Im unteren Teil ist die Stichleitung zu erkennen, ergänzt um eine 60 km lange Freileitung zu einem konventionellen 660-MVA-Kraftwerk (Kap. 4.5), oben das Hybridsystem als kleineres, innerstädtisches Kraftwerk und links die Speisung der Verbraucher. Die Verbraucher werden nicht modelliert; sie stellen jedoch z. B. 63/31.5/31.5-MVA-Dreiwicklungstransformatoren dar, die bei hoher Lastdichte untergeordnete 10-kV-Mittelspannungsnetze versorgen. Der Anschluss des Hybridsystems an das Netz erfolgt über einen Gleichspannungskreis und eine doppeltgespeiste Asynchronmaschine.

4.2.2 Koppelung der Teilmodelle

Die Schnittstellen zum Hybridsystem sind ein Gleichspannungskreis mit einem Kondensator C von 120 mF und der Wellenstrang von Gasturbine und Asynchronmaschine ($J = 287.3 \text{ kgm}^2$), in dem ein Getriebe die Gasturbinendrehzahl (im Auslegungspunkt 14000 U/min) auf die Rotordrehzahl der hier zugrunde gelegten zweipoligen Asynchronmaschine (im Synchronbetrieb 1500 U/min) herabsetzen muss. Aus einer Leistungsbilanz für den Wellenstrang und einer Strombilanz am Kondensator resultieren zwei Differentialgleichungen, mit denen die Winkelgeschwindigkeit des Rotors Ω_R und die Kondensatorspannung U_{DC} als Eingangsgrößen für die Modelle des Wechselrichters (Kap. 4.3) und der Asynchronmaschine (Kap. 4.4) berechnet werden:

$$J \frac{d\Omega_R}{dt} = \frac{P_{Verd} + P_{Turb}}{\Omega_R} + M_{ASM}, \quad (4.1)$$

$$C \frac{dU_{DC}}{dt} = I_{BZ} + I_{DC,Wr} + I_{DC,ASM}. \quad (4.2)$$

Mit dem Übersetzungsverhältnis des Getriebes und der Anzahl der in Serie geschalteten Einzelzellen ergeben sich daraus die Gasturbinendrehzahl und die Klemmspannung als Eingangsgrößen des Hybridsystemmodells. Alle übrigen Größen sind Ausgangsgrößen der einzelnen Teilmodelle: die Verdichter- und Turbinenleistungen P_{Verd} und P_{Turb} , das Moment der Asynchronmaschine sowie die elektrischen Ströme von Wechselrichter und Brennstoffzelle. Letztere sind das Produkt aus dem Zellstrom und der Anzahl der parallel geschalteten Einzelzellen.

Die Koppelung der elektrischen Teilmodelle untereinander macht die Verwendung einfacher Verzögerungsglieder 1. Ordnung erforderlich. Mit diesen müssen die Spannung am Knoten 9 als Ausgangsgröße des Drehstromnetzes sowie die Wirk- und Blindleistung am gleichen Knoten als Ausgangsgröße von Wechselrichter und Asynchronmaschine verzögert werden. Ansonsten käme es zu algebraischen Schleifen, da

die Dynamik der besagten Komponenten nicht modelliert wird (Kap. 4.2.3, 4.3, 4.4) und die Übergabeleistungen dann direkt von der Knotenspannung abhängen und umgekehrt. Für die Zeitkonstanten wird ein Wert von 20 bzw. 25 ms angenommen. Diese berücksichtigen die sehr kurzen Reaktionszeiten von Wechselrichter und Asynchronmaschine sowie die Dauer der Einschwingvorgänge der Effektivwerte von mindestens 20 ms.

Die Ein- und Ausgangsgrößen der elektrischen Teilmodelle sowie alle Zustandsgrößen sind im Anhang A11 in tabellarischer Form aufgeführt. Den Signalfluss zwischen den Teilmodellen verdeutlicht **Bild 4.2**.

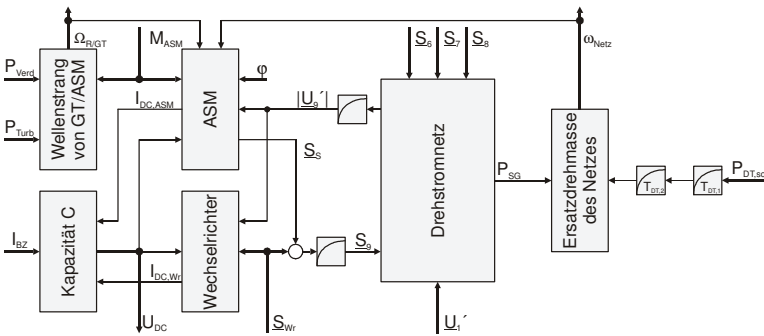


Bild 4.2: Blockschaltbild der elektrischen Komponentenmodelle

4.2.3 Berechnung des Leistungsflusses im Drehstromnetz

Für die Berechnung des Leistungsflusses in vermaschten Netzen gibt es mehrere Verfahren [43], [82]. Sie unterscheiden sich in der Vorgabe der Randbedingungen an den Knoten (Strom, Spannung oder Leistung) und im Lösungsverfahren. Meistens ist eine Lösung nur iterativ möglich. Die Anwendung des Newton-Verfahrens [82] auf das beschriebene Modellnetz soll im Folgenden beschrieben werden.

Voraussetzung dafür sind die Knotenrandbedingungen und die Admittanzmatrix \mathbf{Y} für das Modellnetz, die man durch Bildung der Stromsummen für jeden Knotenpunkt erhält. In Matrixschreibweise ergibt sich:

$$\mathbf{Y}\mathbf{u} = \mathbf{i} . \quad (4.3)$$

Dazu brauchen die Vektoren der Knotenspannungen und –ströme \mathbf{u} und \mathbf{i} , die später die Höhe der eingespeisten bzw. entnommenen Leistung bestimmen, nicht bekannt zu sein, im Gegensatz zu den Zweig- und Queradmittanzen des Netzes. Diese sind den Ersatzschaltbildern der verwendeten Netzelemente zu entnehmen. Für die Kabel und Freileitungen gilt **Bild 4.3a**. Die Grundschaltungselemente werden darin mit auf die

Leitungslänge bezogenen Leitungsbelägen R' , C' und L' beschrieben, die für die jeweiligen Leitungsgeometrien durch Betrachtung der wirkenden elektrischen und magnetischen Felder zu berechnen [43], [82] oder Tabellenwerken zu entnehmen sind. Kabel weisen dabei einen höheren Kapazitäts-, jedoch einen geringeren Induktivitätsbelag auf als Freileitungen. Die Ersatzschaltbilder geben das netzfrequente Verhalten bis zu Leitungslängen von 150 km genau genug wieder. Darüber liegt der interne Pol im Frequenzgang der Leitung zu nah bei 50 Hz. Die Länge von Kabeln ist aufgrund hoher kapazitiver Ladeströme ohnehin auf ca. 30 km beschränkt.



Bild 4.3: (a) π -Ersatzschaltung eines Kabels oder einer Freileitung (links)
(b) Ersatzschaltung eines Transformators (rechts)

Für die Block- und Netztransformatoren wird die Ersatzschaltung nach **Bild 4.3b** verwendet [43], [82]. Unter Vernachlässigung der Hauptreaktanz und des Leerlaufstroms lassen sich die Resistenzen und die Streureaktanzen der Ober- und Unterspannungsseite zu einer resultierenden Impedanz $R+jX$ zusammenfassen. Voraussetzung dafür ist allerdings die Transformation einer Seite auf das andere Spannungsniveau mit dem Windungszahlverhältnis \tilde{u} (Gl. 4.4 - 4.6), welches sich von dem Verhältnis der Nennspannungen der beiden Netzebenen unterscheidet. Um die Spannungsverluste im Transformator zu berücksichtigen, ist es beim Hochtransformieren größer und im umgekehrten Fall kleiner. Die realen Werte für Strom und Spannung auf der transformierten Seite ergeben sich, wenn man die Schaltung dort um einen idealen Umspanner mit dem gleichen Übersetzungsverhältnis ergänzt. Die Kenndaten der verwendeten Netzelemente enthält Anhang A12. Damit ist das Modellnetz vollständig beschrieben und die Admittanzmatrix kann bestimmt werden. Vorher muss jedoch die Umrechnung aller Impedanzen auf ein Spannungsniveau (hier 110 kV) erfolgen.

$$\underline{U}_{OS}' = \underline{U}_{OS} / \tilde{u} \quad (4.4)$$

$$\underline{I}_{OS}' = \underline{I}_{OS} \cdot \tilde{u} \quad (4.5)$$

$$R_{OS}' + jX_{OS}' = (R_{OS} + jX_{OS}) / \tilde{u}^2 \quad (4.6)$$

Als Randbedingungen werden an den Last- oder Verbraucherknotten (6 bis 8) die Scheinleistungen \underline{S}_i vorgegeben, die im regelungstechnischen Sinn die Störgrößen des Gesamtsystems darstellen. Ggf. kann über

$$\underline{S}_i = P_{r,i} \begin{pmatrix} \underline{U}_i \\ \underline{U}_{r,i} \end{pmatrix}^{k_{1,i}} \begin{pmatrix} \underline{f}_i \\ \underline{f}_{r,i} \end{pmatrix}^{k_{2,i}} + jQ_r \begin{pmatrix} \underline{U}_i \\ \underline{U}_{r,i} \end{pmatrix}^{k_{3,i}} \begin{pmatrix} \underline{f}_i \\ \underline{f}_{r,i} \end{pmatrix}^{k_{4,i}} \quad (4.7)$$

eine Spannungs- und Frequenzabhängigkeit berücksichtigt werden. Gl. (4.7) gilt nach [43] zwischen 80 und 120 % der Bemessungsspannung U_r und bedeutet einen Selbstregeleffekt des Netzes. Die Knoten 1 und 9 sind Einspeise- oder Generatorknoten. Da Knoten 9 jedoch als negativer Lastknoten betrachtet wird, ist wieder (s. o.) die Scheinleistung vorzugeben, hier indes als Ausgangsgröße der Teilmodelle des Wechselrichters und der Asynchronmaschine. Daneben gibt es noch zwei weitere Arten von Einspeiseknoten. P-U-Knoten werden für konventionelle Kraftwerke verwendet, in denen die Wirkleistung und der Klemmspannungsbetrag Regelgrößen und somit bekannt sind. Knoten 1 ist hier aber ein Slack-Knoten, an dem Betrag und Phase der Knotenspannung die Randbedingungen darstellen und sich die Scheinleistung frei einstellen kann. Mindestens einen dieser Knoten muss es bei jeder Leistungsflussberechnung geben, da der Scheinleistungsbedarf des Netzes im Voraus unbekannt ist, die eingespeiste Scheinleistung aber der entnommenen entsprechen muss. Die übrigen Knoten sind weder Last- noch Generatorknoten, die Scheinleistungen und Ströme dort somit gleich null.

Nach diesen Vorüberlegungen erhält man durch Einsetzen von Gl. (4.3) in die Leistungsgleichung die von den Netzteilen zu den Knoten transportierten Scheinleistungen

$$\underline{\mathbf{s}} = 3 \operatorname{diag}(\underline{\mathbf{u}}) \underline{\mathbf{i}}^* = 3 \operatorname{diag}(\underline{\mathbf{u}}) \underline{\mathbf{Y}}^* \underline{\mathbf{u}}^*, \quad (4.8)$$

die iterativ an die als Randbedingung vorgegebenen Knotenleistungen $\underline{\mathbf{s}}_{Rb}$ anzupassen sind. Dazu bildet man die Differenz dieser beiden Leistungen und spaltet die komplexe Gleichung in den Real- und Imaginärteil auf:

$$\begin{bmatrix} \operatorname{Re}\{\underline{\mathbf{s}} - \underline{\mathbf{s}}_{Rb}\} \\ \operatorname{Im}\{\underline{\mathbf{s}} - \underline{\mathbf{s}}_{Rb}\} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \Delta \mathbf{p} \\ \Delta \mathbf{q} \end{bmatrix} = 0. \quad (4.9)$$

Dann wird das Newton-Verfahren zur Nullstellenbestimmung verwendet:

$$\begin{bmatrix} \frac{\partial \Delta \mathbf{p}}{\partial \mathbf{x}} \\ \frac{\partial \Delta \mathbf{q}}{\partial \mathbf{x}} \end{bmatrix}_{(i)} \Delta \mathbf{x}_{(i+1)} = \underbrace{\begin{bmatrix} \mathbf{J}_{11} & \mathbf{J}_{12} \\ \mathbf{J}_{21} & \mathbf{J}_{22} \end{bmatrix}}_{\mathbf{J}_{(i)}} \Delta \mathbf{x}_{(i+1)} = - \begin{bmatrix} \Delta \mathbf{p} \\ \Delta \mathbf{q} \end{bmatrix}_{(i)}. \quad (4.10)$$

Dabei stehen im Spaltenvektor $\Delta \mathbf{x}$ die Phasenwinkel der Knotenspannungen und darunter die auf den vorangegangenen Iterationsschritt i bezogenen Spannungsbeträge. Die in jedem Schritt neu zu bestimmende Jacobimatrix $\mathbf{J}_{(i)}$ ergibt sich dann mit der Hilfsmatrix $\underline{\mathbf{S}}_{\mathbf{J}}$ vereinfacht aus

$$\underline{\mathbf{S}}_{\mathbf{J}} = 3 \operatorname{diag}(\underline{\mathbf{u}}) \underline{\mathbf{Y}}^* \operatorname{diag}(\underline{\mathbf{u}}^*), \quad (4.11a)$$

$$\mathbf{J}_{11} = \operatorname{Im}\{\underline{\mathbf{S}}_{\mathbf{J}}\} - \operatorname{diag}(\operatorname{Im}\{\underline{\mathbf{s}}\}), \quad (4.11b)$$

$$\mathbf{J}_{21} = -\operatorname{Re}\{\underline{\mathbf{S}}_J\} + \operatorname{diag}(\operatorname{Re}\{\underline{\mathbf{s}}\}), \quad (4.11c)$$

$$\mathbf{J}_{12} = \operatorname{Re}\{\underline{\mathbf{S}}_J\} + \operatorname{diag}(\operatorname{Re}\{\underline{\mathbf{s}}\} - \mathbf{k}_1 \operatorname{Re}\{\underline{\mathbf{s}}_{Rb}\}), \quad (4.11d)$$

$$\mathbf{J}_{22} = \operatorname{Im}\{\underline{\mathbf{S}}_J\} + \operatorname{diag}(\operatorname{Im}\{\underline{\mathbf{s}}\} - \mathbf{k}_3 \operatorname{Im}\{\underline{\mathbf{s}}_{Rb}\}). \quad (4.11e)$$

Die Terme $\mathbf{k}_1 \operatorname{Re}\{\underline{\mathbf{s}}_{Rb}\}$ bzw. $\mathbf{k}_3 \operatorname{Im}\{\underline{\mathbf{s}}_{Rb}\}$ berücksichtigen darin ggf. die Spannungsabhängigkeit der vorzugebenden Leistungen (vgl. Gl. 4.7). Da am Slack-Knoten die komplexe Spannung bekannt ist, können in Gl. (4.10) die entsprechenden Zeilen und Spalten gestrichen werden. Ist das Verfahren konvergent, sind auch alle anderen Spannungen bekannt und damit über Gl. (4.3) auch alle Knotenströme. Die Ergebnisse im Auslegungspunkt mit den dazugehörigen Randbedingungen sind in **Tabelle 4.1** angegeben. Daraus folgt ein Wirkleistungsverlust im Übertragungsnetz von 6.5 %, der damit in etwa der Angabe in [82] entspricht ($\approx 5\%$). Den größten Verlust verursachen die 380-kV-Leitung und die Transformatoren. Des Weiteren wird die untere Spannungsgrenze in Hochspannungsnetzen von etwa 90 % der Netzennspannung [43] an keinem Knoten unterschritten, und die Leitungsbelastung befindet sich unterhalb der Bemessungswerte (Anhang A12).

Tabelle 4.1: Leistungsfluss im Auslegungspunkt und Randbedingungen

Knoten	Spannung	Strom	Wirkleistung	Blindleistung
1	20.8 kV (0°)	17776 A (144°)	-516 MW	-381 MVAR
2	389.1 kV (-5.7°)	0	0	0
3	374.6 kV (-8.6°)	0	0	0
4	112.4 kV (-12.7°)	0	0	0
5	111.3 kV (-13.6°)	0	0	0
6	110.9 kV (-13.7°)	654 A (-41.7°)	111 MW ^{*1}	59 MVAR ^{*1}
7	110.4 kV (-13.9°)	989 A (-37°)	174 MW ^{*2}	74 MVAR ^{*2}
8	110.1 kV (-13.9°)	1365 A (-45.4°)	222 MW ^{*3}	136 MVAR ^{*3}
9	10.1 kV (-11.2°)	1670 A (144°)	-26.5 MW	-12 MVAR

^{*1} Versorgung eines von Haushalten geprägten Gebiets über 2 Dreiwicklungstransformatoren 63/31.5/31.5 MVA, Leistungsfaktor $\cos\varphi$ von 0.88 [43]

^{*2} Versorgung eines von Haushalten geprägten Gebiets über 3 Dreiwicklungstransformatoren 63/31.5/31.5 MVA, Leistungsfaktor $\cos\varphi$ von 0.92 [43]

^{*3} Versorgung eines stärker industriegeprägten Gebiets über 4 Dreiwicklungstransformatoren 63/31.5/31.5 MVA, Leistungsfaktor $\cos\varphi$ von 0.85 [82]

4.3 Wechselrichter

Der Wechselrichter wandelt den in der Brennstoffzelle erzeugten Gleich- in Wechselstrom und verbindet damit die Brennstoffzelle mit dem Drehstromnetz. Gleichzeitig übernimmt er die Funktion des Leistungsreglers. Durch Betrachtung der Funktions-

weise eines Wechselrichters (nach [108]) sollen die das Betriebsverhalten charakterisierenden Gleichungen angegeben und die Eingangs- und Ausgangsgrößen definiert werden.

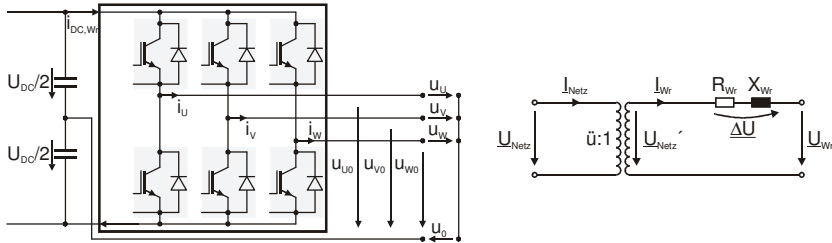


Bild 4.4: (a) Selbstgeführter, dreiphasiger Pulswechselrichter in Zweipunkttechnik (links)
(b) Ersatzschaltung des Netzanschlusses des Wechselrichters (rechts)

Bild 4.4a zeigt einen selbstgeführten, dreiphasigen Pulswechselrichter in Zweipunkttechnik. Die zwei Kondensatoren repräsentieren den Gleichspannungskreis; im Betrieb begrenzen sie die Schwankungen der Gleichspannung. Die sechs z. B. aus Insulated Gate Bipolar Transistoren bestehenden Schalter verbinden den Gleichspannungskreis durch hochfrequente (> 1 kHz), pulsbreitenmodulierte Schaltvorgänge mit dem Drehstromsystem, so dass dort die beabsichtigten Strom- bzw. Spannungsverläufe entstehen. Mit sogenannten Schaltfunktionen s für jeden Brückenweig, die nur die Werte $+1$ oder -1 annehmen können – je nachdem ob der untere oder der obere Transistor sperrt, lassen sich die Ausgangsspannungen in Abhängigkeit der Gleichspannung U_{DC} angeben:

$$u_{i0} = s_i U_{DC} / 2 \quad i = U, V, W. \quad (4.12)$$

Dabei werden die Transistoren unter Vernachlässigung der Verzögerungs- und Schonzeiten, der Kommutierungsvorgänge und der Wirkung der übrigen Bauelemente (Kondensatoren, Dioden, etc.) als ideale Schalter betrachtet. Durch Bildung der Kurzzeit-Mittelwerte, d. h. Mittelung von Gl. (4.12) über eine Schaltperiode, erhält man dann aus der diskontinuierlichen eine zeitkontinuierliche Gleichung, wobei die gemittelten Schalt- Modulationsfunktionen m genannt werden:

$$\bar{u}_{i0} = m_i U_{DC} / 2 \quad i = U, V, W. \quad (4.13)$$

Da die Sollwechselfspannung sinusförmig ist und die Gleichspannung nur schwach und langsam variiert, lautet die Modulationsfunktion m mit der Netzfrequenz f , der Phase φ und dem Modulationsgrad Mu (Gl. 4.15):

$$m_i = Mu_i \sin(2\pi f t + \varphi_i) \quad i = U, V, W. \quad (4.14)$$

$$Mu_i = \frac{2U_{i0, \text{soill}}}{U_{DC}} \quad i = U, V, W \quad (4.15)$$

Um eine Übersteuerung des Modulators und somit eine ungleichmäßige Pulsfrequenz zu vermeiden darf der Modulationsgrad einen Wert von 1 nicht überschreiten. Dies ist bei der Regelung des Hybridsystems zu berücksichtigen. Mit der bei symmetrischer Last ohne Gleichanteil gültigen Sternpunktspannung \bar{u}_0 von

$$\bar{u}_0 = (m_U + m_V + m_W)U_{DC}/6 \quad (4.16)$$

ergeben sich die Phasenspannungen des Drehstromsystems zu

$$\bar{u}_U = \left(m_U - \frac{m_V}{2} - \frac{m_W}{2} \right) \frac{U_{DC}}{3} \quad (\text{analog für } u_V, u_W). \quad (4.17)$$

Nach Einsetzen von Gl. (4.14) folgt daraus aufgrund des als symmetrisch angenommenen Drehstromsystems (d. h. gleiche Modulationsgrade und Phasen von 0, 120° und 240°) ein für alle Leiter identischer Effektivwert der Spannungen:

$$U_U = U_V = U_W = \frac{MuU_{DC}}{2\sqrt{2}}. \quad (4.18)$$

Der Strom den der Wechselrichter dem Kondensator entnimmt, errechnet sich zu

$$I_{DC,wr} = \frac{m_U + 1}{2} \bar{I}_U + \frac{m_V + 1}{2} \bar{I}_V + \frac{m_W + 1}{2} \bar{I}_W. \quad (4.19)$$

Durch Einsetzen von Gl. (4.14) und Ersetzen der Leiterströme durch ein symmetrisches, sinusförmiges Drehstromsystem mit einer Phasendifferenz φ gegenüber den Modulationsfunktionen erhält man aus Gl. (4.19) den Effektivwert der Leiterströme:

$$I_U = I_V = I_W = \frac{4}{3\sqrt{2}} \frac{1}{Mu \cos(\varphi)} I_{DC,wr}. \quad (4.20)$$

Damit ist für die Spannung und den Strom der Zusammenhang zwischen den Gleich- und Wechselgrößen hergestellt. Der Anschluss an das Drehstromnetz erfolgt hier über einen Transformator der Schaltgruppe Yd5. Für die Wechselrichterklammern wird die Dreieckschaltung gewählt. Bei gleichem Modulationsgrad ist $|\underline{U}_W|$ dann um $\sqrt{3}$ größer und $|\underline{I}_W|$ um $\sqrt{3}$ kleiner als die mit Gl. (4.18) bzw. (4.20) berechneten Größen. Die verwendete Ersatzschaltung zeigt **Bild 4.4b** (Kap. 4.2). Zur Minimierung des Oberschwingungsgehalts sind aufwändigere Schaltungen mit anderen Transformator-schaltgruppen und mehreren Wechselrichtern möglich [91].

Zur Einstellung der vom Wechselrichter einzuspeisenden Wirk- und Blindleistung gibt es eine Regelung [7]. Diese bestimmt zunächst mittels einer phasensynchronisierten Schleife (PLL) die Phasenlage von u_{Netz} , mit dem sich dessen Momentanwert in die Park- oder dq0-Komponenten zerlegen lässt. Zusammen mit den Leistungsvorga-

ben ergibt sich daraus der Sollwert des Wechselrichterstroms in dq0-Koordinaten, der anschließend in die Momentanwerte des Sollstroms i_{Soll} zurück zu transformieren ist. Aus der Forderung, dass der Sollstrom innerhalb einer Schaltsequenz Δt erreicht werden soll, folgt aus $u_{Wr} = u_{Netz} + L_{Wr} (i_{Soll} - i_{Wr}) / \Delta t$ die Referenzspannung, mit der im Modulator (z. B. durch Sinus-Dreieck-Vergleich) das Schaltmuster generiert wird. Da der gesamte Regelkreis mit einer Zeitkonstanten von ca. 1.6 ms [4] sehr schnell ist, können im Hinblick auf die Dynamik des Hybridsystemmodells (Kap. 4.1) die realen Ausgleichsvorgänge vernachlässigt werden. Stattdessen wird der Regelkreis mit den in Kap. 4.2.2 eingeführten PT₁-Gliedern modelliert und als stabil betrachtet.

Das damit rein stationäre Modell des Wechselrichters berechnet aus den Leistungsvorgaben und der Netzspannung direkt die Spannung an den Wechselrichterklammern sowie den Strom:

$$\underline{U}_{Wr} = \left(\underline{U}_{Netz} - \frac{P_{Wr} + jQ_{Wr}}{3\underline{U}_{Netz}} (R_{Wr} + jX_{Wr}) \right)^* \tag{4.21}$$

$$\underline{I}_{Wr} = \frac{\underline{U}_{Netz} - \underline{U}_{Wr}}{R_{Wr} + jX_{Wr}} \tag{4.22}$$

zusammen mit den Gl. (4.18) und (4.20) können damit der Gleichstrom sowie der Modulationsgrad des Wechselrichters berechnet werden.

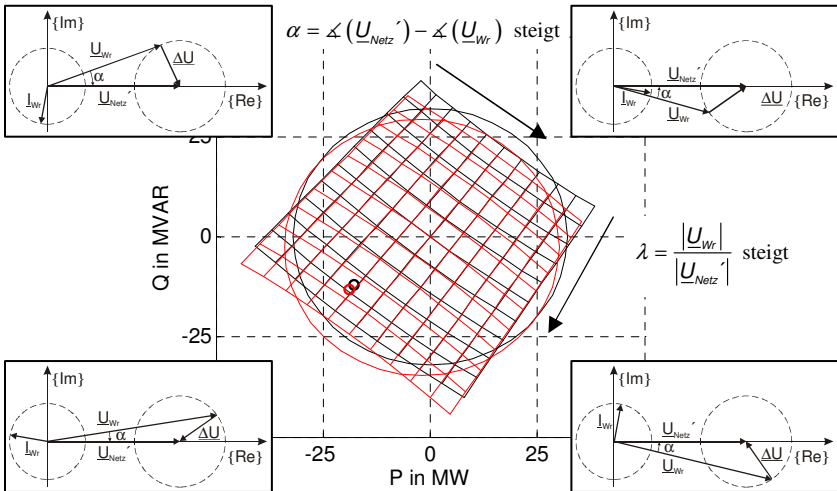


Bild 4.5: Betriebsverhalten des Wechselrichters [98]

Das Betriebsverhalten des Wechselrichters am Netz zeigt **Bild 4.5**. Das Diagramm zeigt den Leistungsumsatz in Abhängigkeit der Parameter λ und α dar, deren Definitionen im Diagramm angegeben sind. Der netzseitige Leistungsumsatz ist in schwarz, der an den Wechselrichterklappen in rot dargestellt. Begrenzt ist der Betriebsbereich nur von der Bemessungsscheinleistung des Wechselrichtertransformators – im Diagramm durch Kreise konstanter Scheinleistung angedeutet. Für die vorliegende Anwendung sind positive Wirkleistungen, d. h. der Gleichspannungskreis nimmt Leistung aus dem Drehstromnetz auf, jedoch zu vermeiden, um Beschädigungen der Brennstoffzelle auszuschließen. Ergänzend ist für jeden Quadranten ein typisches Zeigerdiagramm abgebildet.

Der Auslegungspunkt des Wechselrichters ist in **Bild 4.5** markiert. Der Wechselrichter speist dort eine Wirkleistung von 17.9 MW und eine Blindleistung von 12 MVAR ins Netz ein. Weitere Auslegungspunktangaben, Angaben zur Bemessung des Wechselrichters und zur Berücksichtigung der Verluste sind in Anhang A13 zusammengestellt.

4.4 Doppeltgespeiste Asynchronmaschine

Die Forderung nach einem großen Betriebsbereich des Hybridsystems bei gleichzeitig hohen Wirkungsgraden ist nur über eine Variation der Gasturbinendrehzahl zu erfüllen. Diese Konstellation gleicht der moderner Windkraftanlagen. Diese können dem Wind nur dann die maximal mögliche Energie entnehmen, wenn die Rotordrehzahl als Funktion der Windgeschwindigkeit variabel ist. In beiden Fällen ist die Umwandlung der mechanischen in elektrische Energie also nur mit doppeltgespeisten Asynchrongeneratoren oder mit Synchrongeneratoren möglich, deren Ständerwicklungen nicht direkt an das Netz angeschlossen sind sondern über einen Zwischenkreisumrichter. Dieser entkoppelt die Netzfrequenz von der Läuferdrehzahl, indem der erzeugte Drehstrom erst gleichgerichtet und dann mit einem Wechselrichter in ein netzfrequentes Drehstromsystem umgewandelt wird. Die doppelte Umrichtung der gesamten Leistung verursacht jedoch hohe Stromrichterkosten und vermindert zudem den Anlagenwirkungsgrad. Daher wird in dieser Arbeit die Asynchronmaschine betrachtet, die die Generatorleistung über zwei Strompfade ins Netz speist – den größten Teil verlustarm über den Stator und nur einen kleinen Anteil über einen Zwischenkreisumrichter. Eine umfassende Darstellung der Asynchronmaschine geben z.B. Constantinescu-Simon et al. in [23].

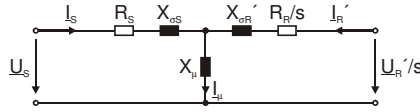


Bild 4.6: Ersatzschaltung der doppeltgespeisten Asynchronmaschine

Das stationäre Betriebsverhalten der Asynchronmaschine ergibt sich aus dem in **Bild 4.6** dargestellten Ersatzschaltbild. Die in vorliegendem Modell für die Wicklungswiderstände R_S , R_R , die Streureaktanzen $X_{\sigma S}$, $X_{\sigma R}$ und die Magnetisierungsreaktanz X_μ verwendeten Zahlenwerte werden von einer 5 MW Asynchronmaschine [106] übernommen und in Anhang A14 angeführt. Für die Windungszahlen w_S , w_R und die Wicklungsfaktoren k_{wS} , k_{wR} genügt die Angabe des Verhältnisses $\tilde{u} = w_S k_{wS} / (w_R k_{wR})$. Die Grundlage für die Ersatzschaltung bilden die Betriebsgleichungen der ASM:

$$\underline{U}_S = R_S \underline{I}_S + jX_{\sigma S} \underline{I}_S - \underline{E}_{\mu S}, \quad (4.23)$$

$$\underline{U}_R = R_R \underline{I}_R + jsX_{\sigma R} \underline{I}_R - \underline{E}_{\mu R}, \quad (4.24)$$

$$\underline{E}_{\mu S} = -jX_\mu \underline{I}_\mu, \quad (4.25)$$

$$w_S k_{wS} \underline{I}_S + w_R k_{wR} \underline{I}_R = w_S k_{wS} \underline{I}_\mu, \quad (4.26)$$

$$s = \frac{\Omega_S - \Omega_R}{\Omega_S}, \quad (4.27)$$

$$\Omega_S = \omega_{\text{Netz}} / p, \quad (4.28)$$

$$\omega_R = s \omega_{\text{Netz}}, \quad (4.29)$$

in denen die Eisenverluste und die Nichtlinearität der Magnetisierungskennlinie unberücksichtigt bleiben. Dabei resultiert Gl. (4.26) aus der vektoriellen Addition von Erreger- und Rückwirkungsfeld unter Beachtung der Proportionalität zwischen Durchflutung und Feld. Der Schlupf s (Gl. 4.27) setzt die Winkelgeschwindigkeit des Erregerfeldes Ω_S , welche über die Polpaarzahl p mit der Netzfrequenz ω_{Netz} zusammenhängt (Gl. 4.28), mit der Winkelgeschwindigkeit des Läufers Ω_R in Beziehung. Damit ergibt sich die elektrische Frequenz im Rotor aus Gl. (4.29). Dividiert man nun Gl. (4.24) durch s , wird der mit Ω_R rotierende Läufer durch einen fiktiven, blockierten Läufer ersetzt, in dem das resultierende Drehfeld eine um $1/s$ höhere Spannung der Frequenz ω_{Netz} induziert. Transformiert man dann alle Rotorgrößen wie im Transformator mit dem Übersetzungsverhältnis \tilde{u} auf die Statorseite (Gl. 4.4 - 4.6), ergibt sich die Spannungsgleichung des blockierten Rotors:

$$\frac{\underline{U}_R'}{s} = \frac{R_R'}{s} \underline{I}_R' + jX_{\sigma R'} \underline{I}_R' - \frac{\underline{E}_{\mu R'}}{s}, \quad (4.30)$$

in der die induzierte Spannung $\underline{E}_{\mu R}'/s$ der im Stator induzierten Spannung $\underline{E}_{\mu S}$ entspricht. Damit lassen sich Gl. (4.23) und Gl. (4.30) zu der Ersatzschaltung in **Bild 4.6** zusammenfassen. Das Belastungsmoment der Asynchronmaschine folgt schließlich aus einer Betrachtung der Wirkleistungen im rotierenden und im blockierten Läufer:

$$M_{ASM} = \frac{3 \underline{E}_{\mu S} \underline{I}_R' \cos(\underline{E}_{\mu S}, \underline{I}_R')}{\Omega_S}. \quad (4.31)$$

Das Betriebsverhalten der Asynchronmaschine wird entscheidend durch einen Zwischenkreisumrichter geprägt, der den Läuferkreis mit dem Drehstromnetz verbindet und aus zwei 4-Quadranten-Umrichtern sowie einem Gleichspannungskreis besteht. Da der Gleichspannungskreis und der netzseitige Umrichter ohnehin für die Netzeinspeisung der Brennstoffzellenleistung vorhanden sein müssen (Kap. 4.2.1), ist zusätzlich nur der läuferseitige Umrichter notwendig. Dieser stellt im Rotorkreis die regelbare Spannungsquelle \underline{U}_R dar, mit der über die oben angegebenen Gleichungen das Moment, der Schlupf, die Rotordrehzahl und sogar die an das Netz abgegebene Blindleistung unabhängig voneinander eingestellt werden können.

Die Steuerung bzw. Regelung moderner Asynchronmaschinen erfolgt feldorientiert [112]. Im Koordinatensystem des resultierenden Drehfeldes wirkt die Längskomponente des Rotorstroms über ein Verzögerungsglied erster Ordnung flussbildend, d. h. sie verändert den Betrag des Flussraumzeigers, während die Querkomponente verzögerungsfrei das Moment der Maschine bestimmt. Die Sollwerte für die Rotorstromkomponenten können z. B. in übergeordneten Regelschleifen für die Drehzahl und den Blindleistungsaustausch mit dem Netz berechnet werden. Damit der läuferseitige Umrichter einen entsprechenden Strom wie in Kap. 4.3 beschrieben in den Läufer einspeisen kann, ist jedoch die Transformation des Rotorstromraumzeigers von den Feld- in die Läuferkoordinaten notwendig. Dies wiederum erfordert die momentanen Lagewinkel von Rotor- und Feldvektor im statorfesten Koordinatensystem. Der Rotorwinkel wird dazu direkt gemessen, der Feldwinkel kann dagegen aus Messungen der Stator- und Rotorströme berechnet werden. Durch die Leistungsfähigkeit moderner Prozessoren, die schnelle Reaktionszeit des Wechselrichters (Kap. 4.3) und die verzögerungslose Momentenbildung in der Asynchronmaschine beträgt die Zeitkonstante dieser Regelung nur einige Millisekunden. Analog zum Wechselrichtermodell wird daher auch der Regelkreis der Asynchronmaschine mit den in Kap. 4.2.2 eingeführten PT₁-Gliedern modelliert und als stabil betrachtet.

Das damit ebenfalls rein stationäre Modell der Asynchronmaschine berechnet aus dem Moment, der Netzspannung, dem Winkel zwischen \underline{I}_S und $\underline{E}_{\mu S}$, der ungefähr dem Lastwinkel am Netzanschlusspunkt entspricht, der Gleichspannung sowie der Netz- und Läuferfrequenz über die oben angegebenen Gleichungen die Spannungen und

Ströme in der Asynchronmaschine. Die über den Stator und den Rotor fließenden Leistungen ergeben sich zu

$$\begin{bmatrix} \underline{S}_S & \underline{S}_R \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 3\underline{U}_S \underline{I}_S^* & 3\underline{U}_R \underline{I}_R^* \end{bmatrix}. \quad (4.32)$$

Für die Berechnung des Gleichstroms und des Modulationsgrades des läuferseitigen Umrichters sind die in Kap. 4.3 angegebenen Gleichung zu verwenden.

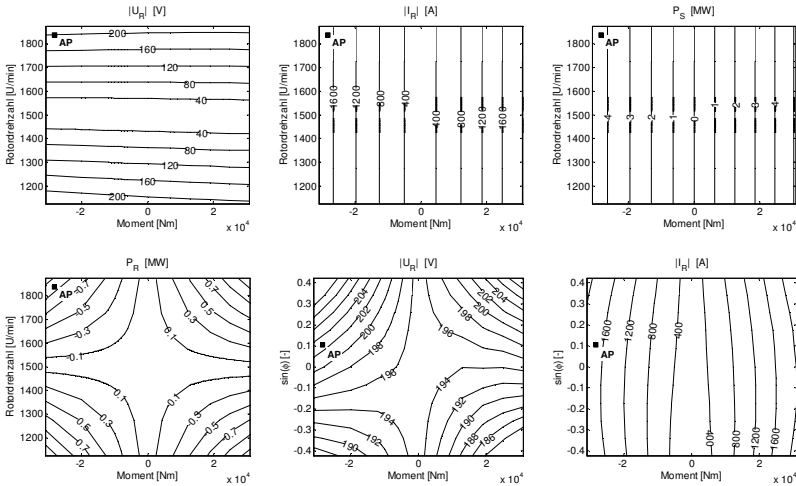


Bild 4.7: Simuliertes Betriebsverhalten der Asynchronmaschine
 (a) Rotorspannungsbetrag (links oben) (b) Rotorstrombetrag (Mitte oben)
 (c) Statorwirkleistung (rechts oben) (d) Rotorwirkleistung (links unten)
 (e) Rotorspannungsbetrag (Mitte unten) (f) Rotorstrombetrag (rechtes unten)

Bild 4.7 veranschaulicht das Betriebsverhalten der Asynchronmaschine, bei dessen Berechnung die Impedanz des Transformators, über den der Stator der Asynchronmaschine mit dem Knoten 9 des Modellnetzes verbunden ist, mitberücksichtigt wurde. Während allen Diagrammen eine konstante Netzfrequenz und -spannung von 50 Hz bzw. 690 V zugrunde liegt, ist der netzseitige Leistungsfaktor in den ersten vier Diagrammen konstant ($\cos \varphi = 1$) und der Schlupf in den letzten zwei ($s = -0.225$). Die Diagramme in **Bild 4.7a, b, e, f** zeigen, wie die Rotorspannung und der Rotorstrom für bestimmte Parameterkombinationen von Moment, Drehzahl und Leistungsfaktor eingestellt werden müssen. Die Statorwirkleistung ist dabei unabhängig vom Schlupf und proportional zum Moment (**Bild 4.7c**). Aus **Bild 4.7d** geht hervor, dass der Umrichter im übersynchronen Generatorbetrieb Leistung in den Gleichspannungskreis einspeist, im untersynchronen Betrieb dagegen in den Läuferkreis. Dabei ist der Leistungsbetrag vom Schlupf abhängig und beträgt maximal ca. 25 % der Statorleistung.

Für möglichst kleine Umrichterbemessungsleistungen sollte die Synchrondrehzahl daher in die Mitte des Drehzahlbereichs gelegt werden, zur Begrenzung des Maximalstroms ist dies mit der verwendeten Asynchronmaschine jedoch nicht möglich. Der Schlupfbereich reicht daher von -3 bis zu -25%.

Im Auslegungspunkt der Asynchronmaschine hat der Rotor bei einem Moment von -28.3 kNm eine Drehzahl von 1840 U/min. Der Schlupf beträgt dabei -22.5 %. Über den Rotor wird eine Leistung von 0.97 MW, über den Stator 4.3 MW in das Netz gespeist. Die statorseitige Blindleistung ist mit 7 kVAR sehr klein. Weitere Betriebs- und Bemessungsdaten der modellierten Asynchronmaschine enthält Anhang A14.

4.5 Konventionelles Wärmekraftwerk

In dem betrachteten Modellnetz ist das konventionelle Wärmekraftwerk mit einer Nennleistung von 560 MW im Vergleich zum Hybridsystem der weitaus größere Energieversorger und kann für die Netzregelung ebenso eine größere Regelleistung bereitstellen. Um beide Kraftwerke in Bezug auf die Netzregelung miteinander vergleichen zu können, wird das konventionelle Kraftwerk zusammen mit der Netzregelung modelliert. Die einzelnen Komponenten sind die Dampfturbine, der Synchrongenerator mit der Spannungsregelung sowie der Primär- und der Sekundärregler. Alle Kenn-, Betriebs- und Bemessungsdaten für das Kraftwerksmodell enthält Anhang A15.

Dampfturbine

Das stark vereinfachte Modell der Dampfturbine besteht aus zwei in Reihe geschalteten Verzögerungsgliedern 1. Ordnung, die mit den Zeitkonstanten des Dampfeinlassventils $T_{DT,1}$ und der Turbine $T_{DT,2}$ das Übertragungsverhalten zwischen dem Sollwert $\Delta P_{DT,soll}$ und dem Istwert $\Delta P_{DT,ist}$ der Turbinenleistung annähern [99] (jeweils als Abweichung vom Auslegungspunkt):

$$G_{DT}(s) = \frac{\Delta P_{DT,ist}}{\Delta P_{DT,soll}} = \frac{1}{T_{DT,1}s + 1} \frac{1}{T_{DT,2}s + 1}. \quad (4.33)$$

Die Frequenzabweichung Δf des Modellnetzes wird aus der modifizierten Bewegungsgleichung für den Dampfturbinenläufer berechnet [82]:

$$P_0 T_m \frac{\Delta \dot{\Omega}_{DT}}{\Omega_{DT,0}} = P_0 T_m \frac{\Delta \dot{f}}{f_0} = \Delta P_{DT,ist} - \Delta P_{SG}. \quad (4.34)$$

Darin ist ΔP_{SG} die Abweichung der am Slack-Knoten berechneten Wirkleistung vom Auslegungspunkt (Kap. 4.2.3), P_0 die Netznennlast, f_0 die Netznennfrequenz und $\Omega_{DT,0}$ die Nennwinkelgeschwindigkeit aller am Netz arbeitenden rotierenden Massen.

Weiter stellt $\Omega_{DT,0}$ die mittlere Winkelgeschwindigkeit dieser Massen dar und T_m die resultierende elektromechanische Zeitkonstante, die definiert ist als

$$T_m = \sum_{i=\text{rot. Massen}} J_i \Omega_{L0}^2 / P_0. \quad (4.35)$$

Diese Modifizierungen sind zulässig, da zum Einen Laständerungen nicht den Synchronlauf stören, sondern nur die gemeinsame Winkelgeschwindigkeit ändern und zum Anderen diese Änderungen im stabilen Netzbetrieb sehr klein sind.

Primärregelung

Die Aufgabe der Primärregelung ist die Vermeidung größerer Frequenzänderungen infolge von Laständerungen oder Kraftwerksausfällen [82]. Sie besteht aus schnellen Proportionalreglern, die in Abhängigkeit der Frequenzabweichung die Turbinenventile mehrerer Kraftwerksblöcke verstellen und damit eine Störung bis maximal 30 s [99] nach deren Auftreten bis auf die stationäre Regelabweichung ausregeln. Diese Regeleingriffe sind jedoch nur bei Kraftwerken mit Fest- oder modifiziertem Gleitdruckbetrieb möglich, da bei reinem Gleitdruckbetrieb die Turbinenventile immer voll geöffnet sind. Zur Schonung der Turbinen sprechen die Primärregler zudem nur bei größeren Frequenzabweichungen ($> 10 - 20$ mHz) an. Die Aufteilung der Regelleistung auf einzelne Kraftwerke gelingt über die Höhe der Proportionalverstärkungen k_{PPr} . Damit lautet die Übertragungsfunktion der P-Regler:

$$G_{Prim}(s) = \frac{\Delta P_{DT,soll,Prim}}{\Delta f} = -k_{Prim}. \quad (4.36)$$

Sekundärregelung

Die Sekundärregelung regelt kleinere Frequenzabweichungen und die verbleibenden Regelabweichungen der Primärregelung im Minutenbereich aus. Verantwortlich dafür sind langsame Regler mit Integralanteil, dessen Ausgang der Führungsgröße (50 Hz) des Primärreglers überlagert werden. Die Sekundärregelleistung stellen speziell dafür vorgesehene Regelblöcke bereit. Die Übertragungsfunktion der Sekundärregler lautet:

$$G_{Sek}(s) = \frac{\Delta P_{DT,soll,Sek}}{\Delta f} = \frac{k_{Sek}}{s}. \quad (4.37)$$

Synchrongenerator

Synchrongeneratoren erzeugen heutzutage den größten Teil der elektrischen Energie. In zweipoligen Maschinen treibt meistens eine Dampfturbine den bei einer Netzfrequenz von 50 Hz mit der synchronen Drehzahl von 3000 U/min rotierenden Läufer an. Wegen der hohen Fliehkräfte werden dafür Vollpolgeneratoren (auch Turbogeneratoren genannt) verwendet. Bei mehrpoligen Maschinen handelt es sich dagegen um Schenkelpolgeneratoren. Die Synchronmaschine verfügt dabei über folgende Wicklungssysteme: die Ständerwicklungen (Drehstromwicklung), die Erregerwicklung und

die Dämpferwicklungen im Läufer. Weitere Angaben zum Aufbau von Synchronmaschinen sowie eine ausführliche Herleitung der das stationäre und nichtstationäre Betriebsverhalten beschreibenden Gleichungen geben z. B. Oeding/Oswald in [82] und Constantinescu-Simon et al. in [23].

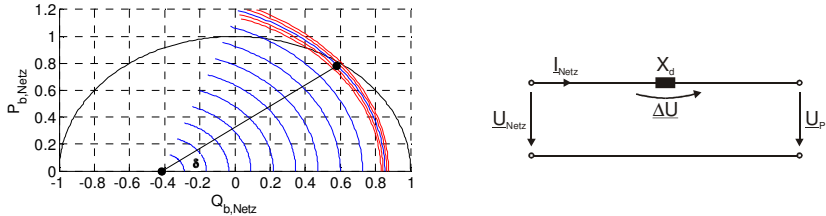


Bild 4.8: (a) simuliertes Leistungsdiagramm eines Vollpolgenerators (links)
(b) stationäre Ersatzschaltung der symmetrischen Synchronmaschine (rechts)

Das aus den Gleichungen für das Luftspaltmoment, die Drehbewegung (Gl. 4.34), den sechs Spannungen und Flussverkettungen bestehende Gleichungssystem der Synchronmaschine lässt sich im stationären Betrieb (d. h. die Änderung der Flussverkettungen und die Ströme in den Dämpferwicklungen sind null) und bei vollständiger Symmetrie soweit vereinfachen, dass das stationäre Betriebsverhalten in **Bild 4.8a** vollständig aus der Ersatzschaltung in **Bild 4.8b** abgeleitet werden kann [82].

Die Ersatzschaltung besteht aus der Synchronreaktanzen X_d und der Polradspannung U_P . Letztere wird durch den Erregerstrom im Läufer in die Statorwicklungen induziert und eilt im Generatorbetrieb der Netz- oder Klemmspannung U_{Netz} um den Polradwinkel δ voraus. Die stationären Gleichungen der Synchronmaschine sind:

$$U_{Netz} = X_d I_{Netz} + U_P, \quad (4.38)$$

$$P_{Netz} = 3 \frac{U_P U_{Netz}}{X_d} \sin \delta, \quad (4.39)$$

$$Q_{Netz} = 3 \frac{U_P U_{Netz}}{X_d} \cos \delta - 3 \frac{U_{Netz}^2}{X_d}. \quad (4.40)$$

Dabei ist zu beachten, dass im Unterschied zu den prinzipiell gleichen Zusammenhängen am Wechselrichter abgegebene Wirk- und Blindleistungen positiv sind und der Polradwinkel von der Netz- zur Polradspannung zeigt.

Das Leistungsdiagramm gibt die auf die Bemessungsscheinleistung von 660 MVA bezogene Wirk- und Blindleistung in Abhängigkeit der Polradspannung (blau) bzw. der Netzspannung (rot) an. Typische Betriebsgrenzen sind die maximale Antriebsleistung der Turbine, die Bemessungswerte der Polradspannung und der Scheinleistung

sowie die Stabilitätsgrenze der Maschine. Diese liegt theoretisch bei $\delta = 90^\circ$ und praktisch bei $\delta = 70^\circ$. Sie kann durch eine Spannungsregelung mit der Erregerspannung als Stellgröße aber künstlich erhöht werden. Die zwei Markierungen zeigen die maximale kapazitive Belastbarkeit der Maschine bei Bemessungsnetzspannung und den Auslegungspunkt, in dem der Generator eine Wirkleistung von 516 MW und eine Blindleistung von 381 MVAR ins Netz speist.

Zu den Aufgaben der erwähnten Spannungsregelung gehört neben einer Erweiterung der Stabilitätsgrenze und dem Einstellen einer Statik (Änderung der Klemmspannung bei leerlaufendem Generator in Abhängigkeit der Scheinleistung) auch das Konstanthalten der Klemmspannung im Netzbetrieb. Die Vorgabe einer konstanten Spannung am Slack-Knoten bei der Leistungsflussberechnung (Kap. 4.2.3) setzt diese Spannungsregelung des Synchrongenerators also implizit voraus.

Auf eine Modellierung des nichtstationären Betriebs des Synchrongenerators, der auch die Spannungsregelung berücksichtigen müsste, wird im Gegensatz zu [100] verzichtet, obwohl Betriebspunktänderungen z. T. mehrere Sekunden andauern und daher nicht mehr von den mit dem Hybridsystemmodell betrachteten Vorgängen entkoppelt werden können. Mit dem dynamischen Modell von Milde [76] durchgeführte Simulationen haben gezeigt, dass sich das Generatormoment nach ca. 2 s an ein geändertes Turbinenmoment anpasst und die Polradspannung sowie der Polradwinkel sogar erst nach etwa 10 s. Die Einschwingzeiten infolge einer Klemmspannungsänderung weisen die gleichen Größenordnungen auf. Die Maschinendaten für die Parametrisierung des Modells wurden dafür anhand der Angaben in [82] für einen 660-MVA-Generator abgeschätzt. Der Grund für die Vernachlässigung der Generatorodynamik ist zum Einen die Komplexität des dafür notwendigen dynamischen Modells höherer Ordnung. Zum Anderen ist für die Untersuchung und Regelung des Hybridsystems die Berechnung der Frequenzabweichung mittels Gl. (4.34) ausreichend. Mit der Modellierung des Synchrongenerators soll lediglich eine Aussage getroffen werden können, in welchem Betriebspunkt bzgl. der statischen Stabilitätsgrenze sich die Maschine befindet.

5 Betriebsverhalten des Hybridsystems

In diesem Kapitel wird das in Kap. 3 beschriebene Hybridsystemmodell mit Literaturdaten verglichen und das Betriebsverhalten des modellierten Hybridsystems untersucht. Dabei liefern die Berechnung und Analyse des stationären Teillastverhaltens in Kap. 5.1 entscheidende Erkenntnisse über das Zusammenwirken der miteinander gekoppelten Komponenten und über den zulässigen Betriebsbereich. Gleichzeitig setzen diese Berechnungen die Randbedingungen für die in Kap. 5.2 durchgeführten Simulationen des dynamischen Betriebsverhaltens des Hybridsystems, mit denen kritische Situationen während Betriebspunktänderungen identifiziert werden. Daraus wiederum lassen sich Anforderungen an ein geeignetes Komponentendesign und vor allem an eine sichere Regelungsstrategie ableiten.

5.1 Stationäres Betriebsverhalten

Für die Berechnung stationärer Betriebspunkte ist aus dem dynamischen Simulationsmodell (Kap. 3) ein iterativer Algorithmus entwickelt worden [21], wobei die Programmierung in MATLAB[®] in der MATLAB M Sprache erfolgte. Dieses stationäre Modell besteht aus mehreren ineinander verschachtelten Iterationsschleifen, die solange durchlaufen werden, bis alle Erhaltungsgleichungen des dynamischen Modells erfüllt sind. Eine Anpassung der Abbruchkriterien sowie Schrittweitensteuerungen für die äußeren Iterationsschleifen verbessern die Konvergenz und verkürzen die Rechenzeiten für einen Betriebspunkt auf ca. 4 Minuten (2.8 GHz Pentium 4 Prozessor mit 2 GB Hauptspeicher). Die Abweichungen zum dynamischen Modell sind vernachlässigbar. Das stationäre hat wie das dynamische Modell zwar ebenfalls sechs unabhängige Eingangsgrößen:

- die elektrische Gesamtstromdichte i in A/m^2 ,
- die Gasturbinendrehzahl n_{GT} in U/min ,
- den Brennstoffnutzungsgrad η_{BZ,CH_4} in %,
- die Turbineneintrittstemperatur TIT in K,
- die Umgebungstemperatur T_U in K und
- den Umgebungsdruck p_U in bar.

Allerdings sind diese im Hinblick auf eine geeignete Darstellung der Ergebnisse anders gewählt (vgl. **Bild 3.7**). Eine Untersuchung des gesamten 6-dimensionalen Betriebsbereiches des Hybridsystems ist jedoch sehr aufwändig und zudem nicht unbedingt notwendig (s. u.). Daher beschränken sich die folgenden Untersuchungen auf die in **Tabelle 5.1** festgelegten Betriebspunkte.

Tabelle 5.1: *Untersuchter Betriebsbereich des Hybridsystems*

Reihe	$[j]$ x $[n_{Gr}]$ x $[\eta_{BZ,CH_4}]$ x $[TIT]$ x $[T_U]$ x $[p_U]$
1	$[1000:100:2900\ 2960\ 3100\ 3200]$ x $[11750:250:14500]$ x $[85]$ x $[T_{Ver}\ 1083:50:1483]$ x $[288]$ x $[1.013]$
2	$[2960]$ x $[14000]$ x $[70\ 81\ 83\ 85\ 87\ 89]$ x $[1433]$ x $[288]$ x $[1.013]$
3	$[2960]$ x $[14000]$ x $[85]$ x $[1433]$ x $[288]$ x $[0.94\ 0.97\ 1.013\ 1.030\ 1.060]$
4	$[2960]$ x $[14000]$ x $[85]$ x $[1433]$ x $[263\ 273\ 283\ 288\ 293\ 303]$ x $[1.013]$

Die erste Untersuchungsreihe deckt einen großen Teil des Betriebsbereichs des Hybridsystems ab, wenn man konstante Umgebungsbedingungen voraussetzt und den Brennstoffnutzungsgrad auch im Teillastbetrieb auf den von Siemens Westinghouse angegebenen 85 % hält. Der damit erfasste Lastbereich reicht von ca. 40 bis 110 %. Unter der Annahme, dass sich Änderungen im Betriebsverhalten infolge von Variationen einzelner Eingangsgrößen in gewissen Grenzen überlagern lassen, vervollständigen die Simulationsreihen 2 bis 4, in denen jeweils nur der Brennstoffnutzungsgrad, der Umgebungsdruck oder die -temperatur variiert werden, die Untersuchung des Betriebsbereichs. Die Variationsbereiche der Umgebungsbedingungen entsprechen dabei den normalen Unterschieden zwischen Sommer und Winter bzw. Tief- und Hochdruckgebieten in Mitteleuropa.

5.1.1 Strom-Spannungs-Verhalten

Trotz der Zusatzfeuerung in der Gasturbinenbrennkammer (Kap. 3.11) erzeugt die Brennstoffzelle in dem Hybridsystem den größeren Anteil an der elektrischen Gesamtleistung und beeinflusst den Wirkungsgrad des Hybridsystems entscheidend. Für ein leichteres Verständnis des Betriebsverhaltens des Hybridsystems wird daher zunächst das Strom-Spannungsverhalten des Brennstoffzellenmodells im Teillastbereich dargestellt und mit Angaben aus der Literatur verglichen. Die Berechnung der Spannungen erfolgte dabei unter folgenden Randbedingungen:

- Gaszusammensetzungen am Kathoden- und Anodeneintritt wie im Auslegungspunkt,
- konstante Nutzungsgrade für Sauerstoff und Brennstoff (24.4 bzw. 85 %),
- Berechnung der Gaszusammensetzung in Kathode und Anode wie Kap. 3.7.1 beschrieben,
- Variation von Temperatur und Druck in der Brennstoffzelle unter Nichtbeachtung der Erhaltungsgleichungen (Gehäuse- und Gastemperaturen sind dabei gleich).

Für eine Zelle zeigt **Bild 5.1a, b** das Strom-Spannungsverhalten des in dieser Arbeit verwendeten Brennstoffzellenmodells in dem genutzten Betriebsbereich. Ebenfalls dargestellt sind darin die stromunabhängigen Ruhespannungen. Wie **Bild 5.1a** oder auch **Bild 2.2** zu entnehmen ist, fällt die Ruhespannung fast linear mit der Temperatur um ca. 40 mV/100 K ab. Dieser Abfall wird jedoch, zumindest bei höheren Stromdichten, durch die mit steigender Temperatur fallenden Verlustwiderstände (**Bild 5.1c**) kompensiert, sodass die Klemmspannungen mit der Temperatur steigen.

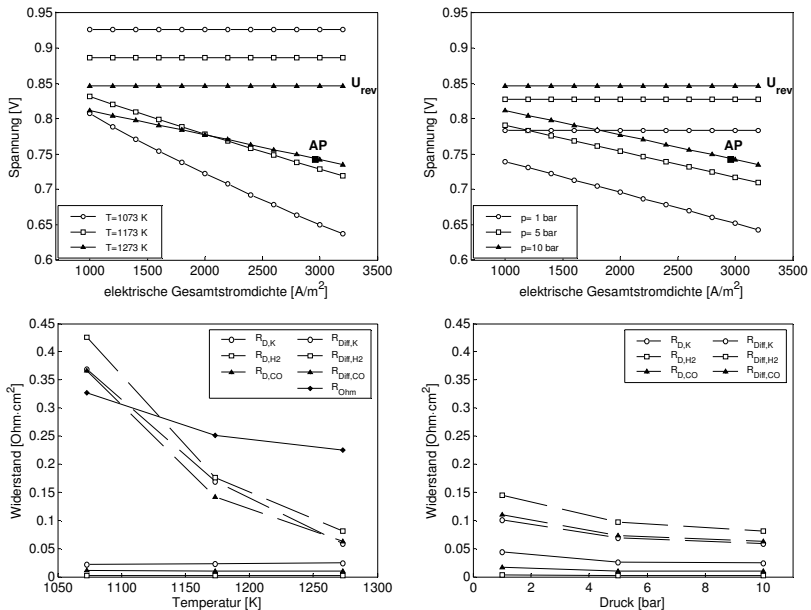


Bild 5.1: (a) Strom-Spannungs-Verhalten bei Variation der Temperatur (links oben)¹
 (b) Strom-Spannungs-Verhalten bei Variation des Druckes (rechts oben)²
 (c) Zellwiderstände bei Variation der Temperatur (links unten)¹
 (d) Zellwiderstände bei Variation des Druckes (rechts unten)²
¹ bei einem Druck von 10 bar ² bei einer Temperatur von 1273 K

Bei der Darstellung der Durchtritts- und Diffusionswiderstände ist zu beachten, dass diese stromabhängig sind, hier aber durch den Quotient aus Spannung und Stromdichte bei einer Stromdichte von 3200 A/m^2 repräsentiert werden. Der lineare Verlauf aller Spannungskennlinien in **Bild 5.1** zeigt jedoch, dass die Stromabhängigkeit in dem betrachteten Betriebsbereich, der dem in Kap. 2.3.1 definierten Arbeitsbereich der Brennstoffzelle entspricht, gering ist. Während die Spannungskennlinien mit

zunehmender Temperatur aufgrund sinkender Widerstände flacher werden, verursacht die Absenkung des Betriebsdrucks eine Parallelverschiebung der Kennlinien auf geringere Spannungsniveaus. Der größte Anteil des Spannungsabfalls bei Druckminderung entfällt somit auf das Ruhepotential (**Bild 5.1b**), die Druckabhängigkeit der Verlustwiderstände ist vergleichsweise gering (**Bild 5.1d**). In beiden Fällen sind die Diffusionsüberspannungen von untergeordneter Bedeutung.

Da die Klemmspannung bei konstantem Brennstoffnutzungsgrad proportional zum Wirkungsgrad der Brennstoffzelle ist, sinkt letzterer zusammen mit der Klemmspannung bei steigenden Stromdichten (**Bild 5.1a, b**). Dies führt zu dem in **Bild 5.2** dargestellten parabelförmigen Verhalten der Leistungsdichte. Daher weist jede Kennlinie, abhängig von Temperatur und Druck, ein Maximum auf, das jedoch nicht in den Bereich guter Wirkungsgrade fällt. Folglich ist jeder Betriebspunkt ein Kompromiss zwischen Leistungsdichte und Effektivität. Allerdings sollte der Betriebsbereich rechts von den Maxima grundsätzlich gemieden werden, da die gleiche Leistungsdichte auch mit geringeren Stromdichten und besseren Wirkungsgraden zu erreichen ist. Aus diesen Überlegungen heraus beschränken sich die Untersuchungen des Hybrid-systems auf einen Bereich von 1000 bis 3200 A/m² mittlerer Stromdichte (**Bild 5.1a, b**). Die Kennlinien enden jeweils mit Erreichen der kathodischen Diffusionsgrenzstromdichte (Kap. 3.7.1).

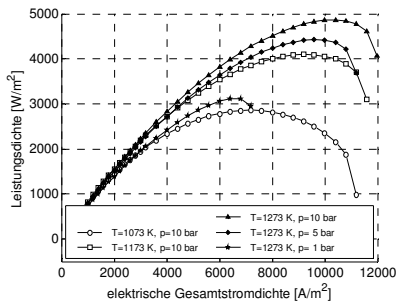


Bild 5.2: Leistungsdichte der Brennstoffzelle bei Variation der Temperatur und des Druckes

Die folgenden zwei Beispiele geben eine Vorstellung des Einflusses der bislang unberücksichtigt gebliebenen Gaszusammensetzungen: bei 3000 A/m², 1273 K und 1 bar verursacht die Änderung des Sauerstoffmolenbruchs von 16.7 auf 14.7 % einen Spannungsabfall von 7 mV/Zelle; eine Verringerung des Wasserstoffanteils von 11.5 auf 9.5 % ergibt einen Abfall von 5 mV/Zelle.

Die anhand des vorliegenden Brennstoffzellemodells herausgestellten Charakteristika sind ebenso in anderen, veröffentlichten Modellen bzw. in experimentell bestimmten

Kennlinien zu finden [24], [32], [19], [34]. Ein genauerer, quantitativer Vergleich weist dagegen einige Unterschiede auf. So differieren nicht nur die Klemmspannungen in dem betrachteten Betriebsbereich um bis zu 60 mV, auch die Steigungen der Spannungskennlinien, also die Verlustwiderstände unterscheiden sich mit $20 \text{ mV}/1000 \text{ A/m}^2$ recht deutlich. Zudem ist die Temperaturabhängigkeit der in **Bild 5.1** gezeigten Kennlinien eher schwach ausgeprägt, besonders im Vergleich zu [24]. Allein die Druckabhängigkeit stimmt gut mit den experimentell bestimmten Werten in [34] überein. Ursachen dafür sind unterschiedliche Modellansätze sowie die große Streuung der in der Literatur zu findenden Angaben zu verschiedenen Modellparametern. Diese dokumentieren Achenbach/Rechenauer [88] und Fischer [32] in ihren Arbeiten am Beispiel von Angaben zur Berechnung der kathodischen Durchtrittsüberspannung und zu den spezifischen Widerstandswerten der Zellmaterialien. Für die hohe Temperaturabhängigkeit der Kennlinien des Modells von Costamagna et al. [24] scheinen zusätzlich andere geometrische Verhältnisse mit ungefähr gleich langen Stromwegen in den drei Komponenten der Dreiphasengrenze verantwortlich zu sein. Denn sowohl in dem hier verwendeten als auch in anderen analysierten Modellen wird der Einfluss des stark temperaturabhängigen spezifischen YSZ-Widerstandes durch kurze Strompfade abgemildert, während lange Ladungsträgerwege in Anode und Kathode den nahezu temperaturunabhängigen Anteil am Gesamtwiderstand verstärken.

Hinsichtlich der Modellansätze vermögen die beispielsweise von Fischer [32] und Campanari [19] entwickelten eindimensionalen Modelle die Zellspannung genauer vorherzusagen als das hier verwendete nulldimensionale Modell. Letztere sind daher im Allgemeinen so angelegt [34], dass deren fehlende Genauigkeit über (halb)empirische Modellierungsansätze kompensiert werden kann. Um bei einer Stromdichte von 2960 A/m^2 eine Zellspannung von 0.742 V zu erreichen – dies sind die in [66] für das modellierte Hybridsystem im Auslegungspunkt gegebenen Werte – ist in vorliegendem Modell der in [14] gegebene Wert der spezifischen Anodenleitfähigkeit durch einen Faktor von 27.4 angepasst worden. Eine weitere Anpassung wäre zwar möglich, aber erst dann sinnvoll, wenn ausführlichere Daten über eine zu simulierende Brennstoffzelle vorliegen, zumal das qualitative Verhalten des verwendeten Brennstoffzellenmodells bereits zufriedenstellend ist. Vor diesem Hintergrund sind die beobachteten Abweichungen (s. o.) als akzeptabel zu bewerten.

5.1.2 Variation von Stromdichte, Drehzahl und Turbineneintrittstemperatur

Das Betriebsverhalten des gesamten Hybridsystems wird durch die in **Tabelle 5.1** definierten Betriebspunkte gut beschrieben (Kap. 5.1). Die Darstellung wichtiger Betriebsparameter der in der ersten Untersuchungsreihe berechneten Betriebspunkte

erfolgt wie in der Arbeit von Stiller et al. [110] in Form von zweidimensionalen Kennfeldern als Funktion der unabhängigen Eingangsgrößen Stromdichte und Gasturbinendrehzahl (**Bild 5.3 - Bild 5.6**). Jeweils zwei dieser Kennfelder werden gegenübergestellt, um zwei verschiedene Betriebsarten für das Hybridsystem vergleichen zu können. Die linken Kennfelder zeigen das Betriebsverhalten für konstante Turbineneintrittstemperaturen (hier 1433 K), wozu eine in dem Kraftwerkskonzept von Siemens Westinghouse und Caterpillar vorgesehene Zusatzfeuerung der Gasturbine notwendig ist. Ohne diese Zusatzfeuerung ist die Turbineneintrittstemperatur von der Stromdichte und der Drehzahl abhängig und nicht konstant. Sie entspricht dann der Temperatur am Austritt des Verbrennungsplenums. Die dazu gehörenden Ergebnisse zeigen die Kennfelder auf der rechten Seite. Auf eine Darstellung des Betriebsverhaltens bei anderen konstanten Turbineneintrittstemperaturen wird an dieser Stelle verzichtet, da es sich qualitativ nur wenig von dem bei 1433 K unterscheidet, und da sich die Auswirkungen geringerer Turbineneintrittstemperaturen ebenso anhand der hier abgebildeten Kennfelder erläutern lassen. Trotzdem sind die Kennfelder für eine Turbineneintrittstemperatur von 1233 K im Anhang A16 abgebildet.

In den oberen linken und unteren rechten Kennfeldbereichen sind teilweise keine Daten vorhanden, da für die jeweiligen Eingangsgrößenkombinationen keine stationären Betriebspunkte berechnet werden konnten bzw. ein Abbruch der Iteration erfolgte, wenn die untere Stacktemperatur (T_{usGeh}) bestimmte Grenzen (950 bzw. 1700 K) überschritten hat.

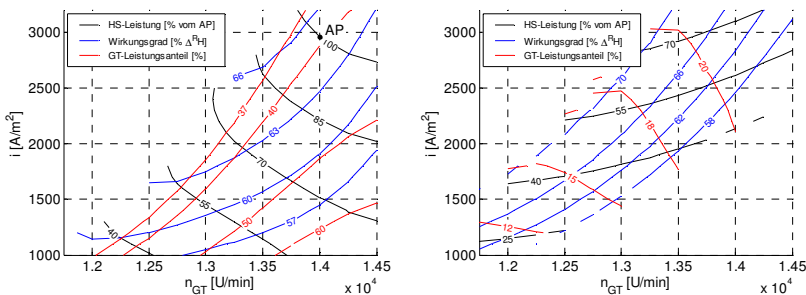


Bild 5.3: Leistung und Wirkungsgrad des Hybridsystems (HS) und Leistungsanteil der Gasturbine (GT) für eine Turbineneintrittstemperatur von 1160° C (links) bzw. für den Betrieb ohne Zusatzfeuerung (rechts)

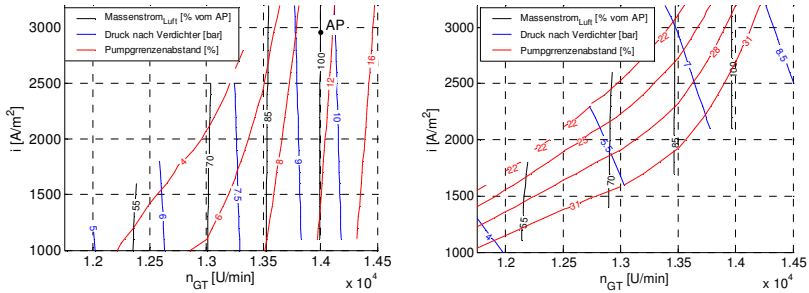


Bild 5.4: Verdichterparameter für eine Turbineneintrittstemperatur von 1160° C (links) bzw. für den Betrieb ohne Zusatzfeuerung (rechts)

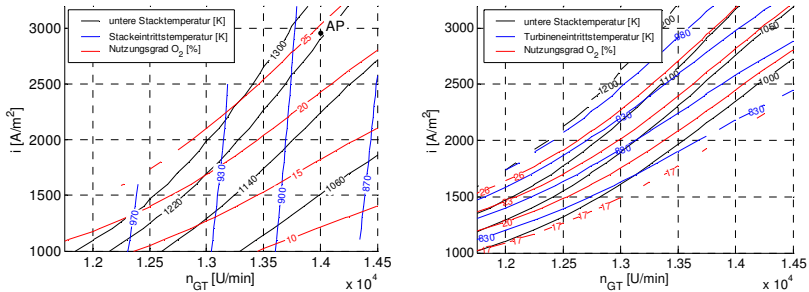


Bild 5.5: untere Stack- und Stackeintrittstemperatur und Sauerstoffnutzungsgrad für eine Turbineneintrittstemperatur von 1160° C (links); untere Stackgehäusetemperatur, Turbineneintrittstemperatur und Sauerstoffnutzungsgrad für den Betrieb ohne Zusatzfeuerung (rechts)

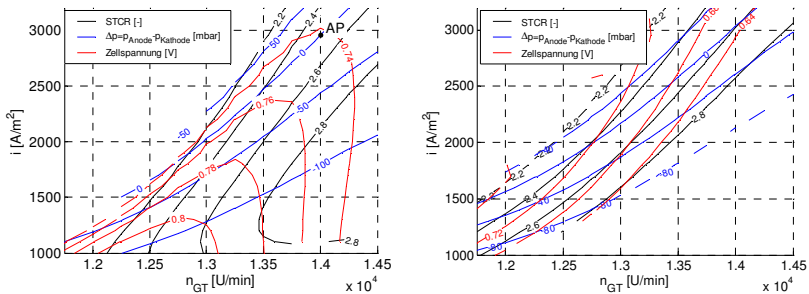


Bild 5.6: Wasser/Kohlenstoff-Verhältnis (STCR), Differenzdruck zwischen Anode und Kathode und Zellspannung für eine Turbineneintrittstemperatur von 1160° C (links) bzw. für den Betrieb ohne Zusatzfeuerung (rechts)

In der folgenden Diskussion des Betriebsverhaltens wird zuerst der Einfluss jeder einzelnen Eingangsgröße auf die Leistung und den Wirkungsgrad des Hybridsystems beschrieben und erläutert. Anschließend wird daraus und unter Berücksichtigung aller kritischen Parameter ein geeignetes Fahrprofil für das simulierte Hybridsystem abgeleitet.

Das Absenken der Turbineneintrittstemperatur vermindert die Leistung des Hybridsystems (**Bild 5.3**, Vergleich beider Kennfelder). Die Wirkung kleinerer Turbineneintrittstemperaturen ist dabei komplex, beruht aber direkt auf einer Verringerung der Gasturbinenleistung. Daneben verursachen kleinere Turbineneintrittstemperaturen jedoch auch geringere Turbinenaustrittstemperaturen und – da der engste Turbinenquerschnitt kritisch durchströmt wird, und da der Verdichter mit der Turbine über den Gasstrom gekoppelt ist – geringere Betriebsdrücke und etwas größere Massenströme (**Bild 5.4**). Letztere kühlen die Brennstoffzelle stärker und verringern das Temperaturniveau im Zellstack (**Bild 5.5**) ebenso wie geringere Brennstoffzelleneintrittstemperaturen, wobei diese eine Folge der kleineren Turbinenaustrittstemperaturen sind, da der Rekuperator den Turbinenausritt mit dem Brennstoffzelleneintritt koppelt. Zusammen mit dem niedrigeren Betriebsdruck kommt es damit zu einer Abnahme der Zellspannung (**Bild 5.1a**, **Bild 5.6**), sodass kleinere Turbineneintrittstemperaturen außerdem die Leistung der Brennstoffzelle herabsetzen.

Das Absenken der Stromdichte vermindert in beiden Betriebsarten die Gesamtleistung (**Bild 5.3**, senkrechte Linien). Allerdings fällt die Reduktion der Hybridsystemleistung im Betrieb mit konstanter Turbineneintrittstemperatur schwächer aus. Die Leistung der Brennstoffzelle sinkt, weil alle berechneten Betriebspunkte auf den linken Parabelästen der in **Bild 5.2** dargestellten Leistungsdichtekurven liegen. Da zugleich auch die aus der Brennstoffzelle abzuführende Verlustleistung kleiner wird und der Luftmassenstrom aufgrund der konstanten Drehzahl nahezu unverändert bleibt, sinken zudem der Sauerstoffnutzungsgrad und die Temperaturen im Zellstack (**Bild 5.5**). Im Betrieb mit konstanter Turbineneintrittstemperatur führt dies dazu, dass sich trotz kleinerer Stromdichte die Spannung in einem großen Bereich nur wenig ändert (**Bild 5.1a**, **Bild 5.6**). Ohne die Zusatzfeuerung weist die Spannung und damit auch die Leistung der Brennstoffzelle jedoch einen stärkeren Abfall auf (**Bild 5.6**), da bei dem insgesamt geringeren Temperaturniveau Temperaturänderungen eine stärkere Auswirkung haben (**Bild 5.1c**). Die Leistung der Gasturbine bleibt im Betrieb mit konstanter Turbineneintrittstemperatur fast konstant, da sich der Betriebspunkt der Gasturbine nicht ändert (**Bild 5.4**). Im Betrieb ohne Zusatzfeuerung sind geringere Zelltemperaturen gleichbedeutend mit geringeren Turbineneintrittstemperaturen (**Bild 5.5**), was die Leistung der Gasturbine reduziert und zusätzlich die im vorigen Abschnitt erläuterten Effekte nach sich zieht.

Bei einer Verminderung der Drehzahl kommt es im Betrieb mit konstanter Turbineneintrittstemperatur zu einer Reduzierung der Hybridsystemleistung, während diese im Betrieb ohne Zusatzfeuerung ansteigt (**Bild 5.3**, waagerechte Linien). Die mit der Drehzahlminderung einhergehenden geringeren Massenströme (**Bild 5.4**) reduzieren die Zellkühlung (höherer Sauerstoffnutzungsgrad) und erhöhen damit das Temperaturniveau im Zellstack (**Bild 5.5**). Die gleiche Wirkung haben die ebenfalls abgesenkten Betriebsdrücke (**Bild 5.4**) und die ohne Kompensation durch die Zusatzfeuerung höheren Turbineneintrittstemperaturen (**Bild 5.5**), da dadurch die Turbinenaustrittstemperaturen ansteigen und folglich auch die Brennstoffzelleneintrittstemperaturen (s. o.). Das Resultat sind höhere Zellspannungen (**Bild 5.6**) und höhere Brennstoffzellenleistungen. Aus dem bereits im vorigen Absatz genannten Grund steigen Spannung und Brennstoffzellenleistung ohne Zusatzfeuerung jedoch stärker. Die negative Wirkung des geringeren Betriebsdrucks auf die Zellspannung wird durch die höheren Temperaturen kompensiert. Der positive Effekt höherer Zelltemperaturen ist allerdings begrenzt, da ab ca. 1250 K die Abnahme der Nernstspannungen die Abnahme der Überspannungen überwiegt (**Bild 5.6**, links). Die geringeren Betriebsdrücke und Massenströme führen bei konstanter Turbineneintrittstemperatur zu einer Verringerung der Gasturbinenleistung. Da dieser Leistungsabfall gegenüber der Zunahme der Brennstoffzellenleistung überwiegt, fällt die Gesamtleistung. Im Unterschied dazu steigt im Betrieb ohne die Zusatzfeuerung wegen der höheren Turbineneintrittstemperatur (**Bild 5.5**) die Gasturbinenleistung und damit insgesamt auch die Hybridsystemleistung.

Der in **Bild 5.3** dargestellte Wirkungsgrad des Gesamtsystems ist wie folgt definiert:

$$\eta_{HS} = \frac{P_{BZ} + P_{GT} - P_{Verd,CH_4}}{\dot{m}_{CH_4} \Delta^R H_{CH_4}}. \quad (5.1)$$

Dabei bleiben die Verluste der Leistungselektronik im Gegensatz zu den mechanischen Verlusten der Gasturbine unberücksichtigt. Mit dem Term P_{Verd,CH_4} wird die zur isentropen Verdichtung des zugeführten Brennstoffs benötigte Verdichterleistung erfasst. Der Massenstrom \dot{m}_{CH_4} berücksichtigt die Brennstoffzufuhr in die Brennstoffzelle und ggf. die in die Gasturbine.

Die Wirkung niedrigerer Turbineneintrittstemperaturen auf den Gesamtwirkungsgrad ist nicht in jedem Betriebspunkt gleich und abhängig von der Größe der Temperaturänderung (**Bild 5.3** und **Bild A0.1**). Die Ursache dafür sind verschiedene Effekte mit z. T. gegensätzlicher Wirkung. Während geringere Turbineneintrittstemperaturen den Wirkungsgrad der Gasturbine und über das geringere Temperaturniveau in der Zelle (s. o.) die Zellspannung bzw. den Wirkungsgrad der Brennstoffzelle reduzieren, hat jede Verringerung des direkt in die Gasturbinenbrennkammer zugeführten Brennstoffs

eine positive Wirkung auf den Gesamtwirkungsgrad, da der Wirkungsgrad der Gasturbine prinzipbedingt sehr viel kleiner ist als der der Brennstoffzelle. Damit hängt der Gesamtwirkungsgrad vom Leistungsanteil der Gasturbine ab: maximale Wirkungsgrade sind nur zu erreichen, wenn auf eine Zusatzfeuerung verzichtet wird. Dieser Zusammenhang ist auch in **Bild 5.3** zu erkennen; in der Betriebsart mit Zusatzfeuerung bleiben die Wirkungsgrade unter 70 %, ohne die Zusatzfeuerung überschreiten sie dagegen diese Schwelle. Wie zusätzliche Berechnungen zeigten, wäre bei weiterer Steigerung der Stromdichte die Nennlast auch ohne Zusatzfeuerung auf diesem Wirkungsgradniveau zu erreichen. Trotzdem beschränken sich diese Untersuchungen auf den hier dargestellten Betriebsbereich für die Konzeptstudie von Siemens Westinghouse und Caterpillar.

Das Absenken der Stromdichte führt in beiden Betriebsarten zu einem kleineren Gesamtwirkungsgrad (**Bild 5.3**, senkrechte Linien). Bei konstanter Turbineneintrittstemperatur ist die Wirkungsgradabnahme zum größten Teil durch die Zunahme des Gasturbinenleistungsanteils begründet (**Bild 5.3**), da die Zellspannung sogar steigt bzw. sich nur wenig ändert (**Bild 5.6**), und da der Betriebspunkt der Gasturbine konstant bleibt (s. o.). Ohne Zusatzfeuerung spielt der Gasturbinenleistungsanteil keine Rolle, stattdessen verursachen niedrigere Stromdichten geringere Turbineneintrittstemperaturen und Zelltemperaturen (s. o.) und wirken damit über kleinere Einzelwirkungsgrade von Gasturbine und Brennstoffzelle negativ auf den Gesamtwirkungsgrad.

Niedrigere Drehzahlen verbessern in beiden Betriebsarten den Gesamtwirkungsgrad (**Bild 5.3**, waagerechte Linien). Bei konstanter Turbineneintrittstemperatur ist dafür größtenteils die Abnahme des Gasturbinenleistungsanteils verantwortlich (**Bild 5.3**), ohne Zusatzfeuerung steigen die Temperaturen am Turbineneintritt und in der Zelle (**Bild 5.5**), sodass beide Einzelwirkungsgrade ansteigen.

Für die Validierung der Ergebnisse wurde das von Stiller et al. in [110] vorgestellte Modell verwendet. Trotz des vergleichsweise einfachen Modellansatzes und eines anderen Modellsystems stimmt das für die Betriebsart ohne Zusatzfeuerung berechnete Betriebsverhalten qualitativ gut mit den dort gegebenen Ergebnissen überein, die quantitativen Unterschiede sind auf die unterschiedlichen Modellannahmen zurückzuführen. Der einzige wesentliche Unterschied betrifft das Verhalten des Gasturbinenleistungsanteils, der mit fallender Stromdichte leicht sinkt anstatt steigt und insgesamt erheblich geringer ist (**Bild 5.3**). Mögliche Gründe sind die anderen Turbokomponenten (axial und mehrstufig statt radial und einstufig) mit sehr steilen Drehzahllinien im Verdichterkennfeld, das höhere Druckverhältnis und die Auslegung auf die Zusatzfeuerung.

Um die Untersuchung des stationären Betriebsverhaltens zu vervollständigen, wird nun der Einfluss des Brennstoffnutzungsgrads sowie der Umgebungsbedingungen diskutiert, dessen Berechnung in den Untersuchungsreihen 2 bis 4 am Beispiel des Auslegungspunkt erfolgte. Diese Betrachtungsweise ist ausreichend, da die grundlegenden Effekte auf der Betriebslinie allgemeingültig sind. Trotzdem ist aufgrund der Nichtlinearität des Systems der Einfluss in den einzelnen Betriebspunkten nicht identisch. So stellen z. B. Stiller et al. in [111] fest, dass die Abhängigkeit zwischen der Zelltemperatur und dem Brennstoffmassenstrom bei niedrigen Lasten besonders groß ist. Zudem sind in der Betriebsart ohne Zusatzfeuerung wegen des Rückkopplungseffekts über den Rekuperator größere Auswirkungen zu erwarten. Anhand der gleichen Parameter wie in der ersten Untersuchungsreihe zeigen **Bild 5.7** bis **Bild 5.9** die Ergebnisse.

5.1.3 Variation des Brennstoffnutzungsgrads

Der mit fallendem Brennstoffnutzungsgrad wachsende Brennstoffpartialdruck verursacht trotz fallender Stacktemperatur (**Bild 5.7d**) höhere Ruhespannungen. Die Überspannungen steigen jedoch weniger stark an und infolgedessen steigt die Zellspan-

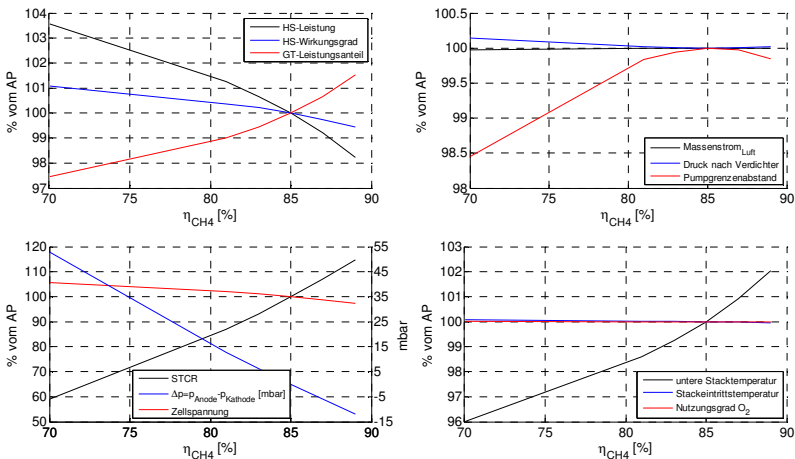


Bild 5.7: Untersuchungsergebnisse 2:

- Leistung und Wirkungsgrad des Hybridsystems (HS) und Leistungsanteil der Gasturbine (GT) (links oben)
- Verdichterparameter (rechts oben)
- Wasser/Kohlenstoff-Verhältnis (STCR), Differenzdruck zw. Anode und Kathode und Zellspannung (rechts unten)
- untere Stackgehäuse- und Stackeintrittstemperatur und Sauerstoffnutzungsgrad

nung (**Bild 5.7c**). Dies wiederum lässt eine geringere Verlustwärme entstehen, die bei nahezu konstanten Werten für Luftmassenstrom (**Bild 5.7b**) und Stackeintrittstemperatur (**Bild 5.7d**) für ein Absinken der Stacktemperatur sorgt. Die größere Menge an zu reformierendem Methan verstärkt diesen Effekt und zieht zudem kleinere Wasser-/Kohlenstoff-Verhältnisse (**Bild 5.7c**) nach sich, da bei konstanter Stromdichte weiterhin die gleiche Menge an Wasserdampf für die Reformierung zur Verfügung steht. Der Gasturbinenleistungsanteil fällt (**Bild 5.7a**), weil bei konstantem Betriebspunkt der Gasturbine (**Bild 5.7b**) die Leistung sowie der Wirkungsgrad des Hybridsystems (**Bild 5.7a**) mit der Zellspannung steigen. Das Verhalten der Druckdifferenz bei verschiedenen Nutzungsgraden wird in Kap. 5.1.6 erläutert. Nachteile von zu großen Brennstoffnutzungsgraden sind die Spannungsverluste sowie zu hohe Temperaturgradienten in der Elektroden-Elektrolyt-Struktur [111]. Aus den genannten Gründen ist der Brennstoffnutzungsgrad also möglichst konstant zu halten. Lediglich in dynamischen Betriebspunkten kann der Brennstoffnutzungsgrad für kurze Zeit zur Beschleunigung des Übergangsverhaltens zwischen ca. 75 % und 90 % variiert werden [111].

5.1.4 Variation des Umgebungsdrucks

Mit dem Umgebungsdruck fällt auch das Druckniveau im Zellstack, obwohl die Kopplung zwischen dem Verdichter und der sperrenden Turbine ein leichtes Ansteigen des Druckverhältnisses bewirkt. Im Verdichterkennfeld wandert der Betriebspunkt auf seiner Drehzahllinie also in Richtung Pumpgrenze und der Luftmassenstrom sinkt (**Bild 5.8b**). Infolgedessen verschlechtert sich die Kühlung und der Sauerstoffnutzungsgrad sowie das Temperaturniveau in der Zelle steigen (**Bild 5.8d**). Die Einflüsse von höherer Temperatur und niedrigerem Druck auf die Zellspannung gleichen sich in etwa aus, sodass letztere zusammen mit der Leistung der Brennstoffzelle fast konstant bleibt (**Bild 5.8c**). Da wegen des sinkenden Luftmassenstroms die Leistung der Gasturbine abnimmt und in der Gasturbinenbrennkammer zudem weniger Brennstoff zugeführt werden muss, um eine Turbineneintrittstemperatur von 1433 K zu erreichen, sinken der Leistungsanteil der Gasturbine und die Gesamtleistung des Hybridsystems, während dessen Wirkungsgrad steigt (**Bild 5.8a**). Der Anstieg der Druckdifferenz ist an den Anstieg des Sauerstoffnutzungsgrads gebunden (Kap. 5.1.6). Der Grund für die Abnahme des Wasser/Kohlenstoff-Verhältnisses ist die Abnahme des rezirkulierten Massenstroms, welcher bei fast konstantem Druckverhältnis in der äußeren Ejektordüse proportional zum Druck in der Anode ist und antiproportional zur Wurzel aus der Temperatur (**Bild 5.8c**). Da aber weder das Wasser/Kohlenstoff-Verhältnis noch die Druckdifferenz kritische Werte erreichen, muss die Anlagenregelung nur der Veränderung der Hybridsystemleistung und der Stacktemperatur entgegenwirken.

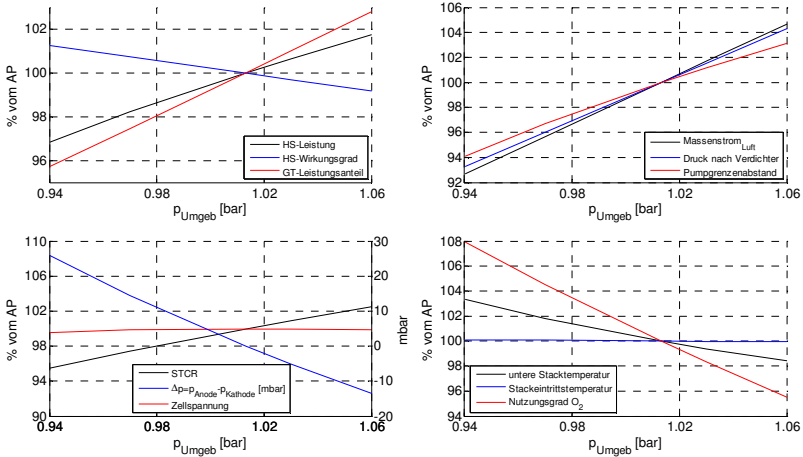


Bild 5.8: Untersuchungreihe 3:
 (a) Leistung und Wirkungsgrad des Hybridsystems (HS) und Leistungsanteil der Gasturbine (GT) (links oben)
 (b) Verdichterparameter (rechts oben)
 (c) Wasser/Kohlenstoff-Verhältnis (STCR), Differenzdruck zw. Anode und Kathode und Zellspannung (rechts unten)
 (d) untere Stackgehäuse- und Stackeintrittstemperatur und Sauerstoffnutzungsgrad

5.1.5 Variation der Umgebungstemperatur

Bei fallender Umgebungstemperatur steigt die reduzierte Verdichterdrehzahl und wegen der sperrenden Turbine auch der Luftmassenstrom, der Druck und der Pumpgrenzenabstand (**Bild 5.9b**). Der höhere Druck bewirkt über das größere Druckverhältnis ein Absinken der Turbinenaustrittstemperatur und damit der Brennstoffzelleintrittstemperatur. Dies verbessert zusammen mit dem höheren Luftmassenstrom die Kühlung, und die untere Stacktemperatur sinkt (**Bild 5.9d**). Während es zunächst noch zu einem Anstieg der Zellspannung von ca. 3 % kommt, da die Ruhespannung mit fallender Temperatur und größerem Druck stärker steigt als die Überspannungen, fällt ab einer Umgebungstemperatur von 293 K die Zellspannung wieder auf 97 % ab (**Bild 5.9c**). Trotz der dazu proportionalen Brennstoffzellenleistung dominiert die mit Massenstrom und Druckverhältnis stark ansteigende Gasturbinenleistung das Leistungsverhalten des Hybridsystems. Die Gesamtleistung steigt ebenso wie der Leistungsanteil der Gasturbine. Der höhere Brennstoffbedarf der Gasturbinenbrennkammer reduziert allerdings den Wirkungsgrad des Hybridsystems um 5.5 % (**Bild 5.9a**). Das Verhalten der Druckdifferenz und des Wasser/Kohlenstoff-Verhältnisses ist dem im vorigen Kapitel beobachteten Verhalten genau entgegengesetzt (**Bild 5.9c**), da der

Sauerstoffnutzungsgrad, der Druck und die Temperatur in der Anode als bestimmende Größen ebenfalls entgegengesetztes Verhalten aufweisen. Im Vergleich zum Brennstoffnutzungsgrad oder zum Umgebungsdruck hat die Umgebungstemperatur den stärksten Einfluss auf das Betriebsverhalten und zwar sowohl auf die Leistungsparameter als auch auf die kritischen Größen wie Stacktemperatur, Differenzdruck und das Wasser/Kohlenstoff-Verhältnis. Daraus folgt, dass speziell bei sich ändernden Umgebungstemperaturen stark von der definierten Betriebslinie abgewichen werden muss.

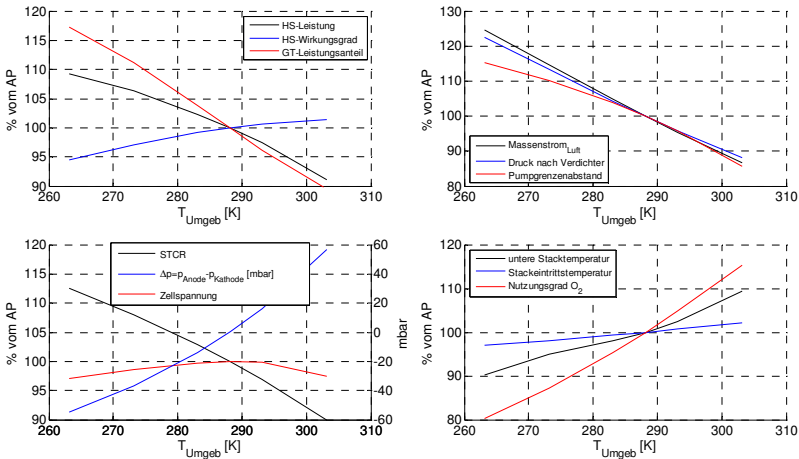


Bild 5.9: Untersuchungsreihe 4:
 (a) Leistung und Wirkungsgrad des Hybridsystems (HS) und Leistungsanteil der Gasturbine (GT) (links oben)
 (b) Verdichterparameter (rechts oben)
 (c) Wasser/Kohlenstoff-Verhältnis (STCR), Differenzdruck zw. Anode und Kathode und Zellspannung (rechts unten)
 (d) untere Stackgehäuse- und Stackeintrittstemperatur und Sauerstoffnutzungsgrad

5.1.6 Festlegung einer Betriebslinie

Zur Definition einer geeigneten Betriebslinie müssen neben Leistung und Wirkungsgrad alle kritischen Betriebsgrößen beachtet werden. Letztere sind unter Angabe der zulässigen Grenzwerte in **Tabelle 5.2** aufgeführt. Der normierte Pumpgrenzenabstand SM ist dabei für flache und steile Drehzahllinien allgemeingültig definiert:

$$SM = (1 - \pi / \pi_{SM} \cdot \dot{m}_{SM} / \dot{m}) / SM_{max} \quad (5.2)$$

Tabelle 5.2: Kritische Betriebsgrößen und Grenzwerte

kritischer Parameter	Auslegung	Minimum	Maximum
Wärmeübertragertemperatur	768 K	-	1000 K [114]
Turbineneintrittstemperatur	1433 K	-	1433 K [74]
Temperatur des unteren Stackgehäuses	1228 K	1073 K [54]	1273 K [54]
Wasserstoff/Kohlenstoff-Verhältnis	2.5	2.0 [74]	-
Pumpgrenzenabstand		10 %	-
∅-Temperaturgradient in Anode/Kathode	85/102 K/1.5m	-	230 K/1.5m [49]
Druckdifferenz zw. Anode und Kathode	0	-	25 mbar [71]

Der Pumpgrenzenabstand wächst mit fallender Turbineneintrittstemperatur und Stromdichte, er sinkt hingegen bei fallender (reduzierter) Drehzahl (**Bild 5.4**), da die Pumpgrenze im Verdichterkennfeld steiler verläuft als die Betriebslinien konstanter Stromdichte. Sie begrenzt dadurch den Betriebsbereich (nur bei höheren Turbineneintrittstemperaturen). Der letzte Punkt ist jedoch nicht allgemeingültig sondern abhängig vom jeweils verwendeten Kennfeld, obwohl die Autoren in [44] zu dem gleichen Ergebnis kommen und daher die Betriebslinien im Verdichterkennfeld durch Vergrößern des Turbinenschluckvermögens ausreichend weit nach rechts schieben. Dies ist in einem System mit Zusatzfeuerung nicht notwendig, da der Pumpgrenzenabstand bei niedrigeren Lasten und Drehzahlen durch Absenken der Turbineneintrittstemperatur (s. o.) nach unten begrenzt werden kann.

Im Hinblick auf akzeptable Zellspannungen, begrenzte Belastungen für sämtliche Bauteile (Elektroden-Elektrolyt-Struktur, Rohrleitungen, Dichtungen, etc.) und eine lange Lebensdauer der Zellmaterialien mit geringer Degradation sollte die untere Stacktemperatur nicht nur zwischen ca. 1070 und 1270 K liegen, sondern auch möglichst konstant sein. Letzteres reduziert zudem die bei Laständerungen wegen der großen thermischen Trägheit ansonsten bis zum Erreichen eines neuen stationären Punktes benötigte Zeit. Wie ein Vergleich der entsprechenden Isolinien in **Bild 5.5** zeigt, ist eine konstante Stackgehäusetemperatur jedoch nur über eine Reduktion des Sauerstoffnutzungsgrads zu erreichen, da bei konstantem Sauerstoffnutzungsgrad, sinkender Drehzahl und sinkendem Systemdruck die Effektivität des Wärmeübertragers, die Turbinenaustrittstemperatur und folglich die Brennstoffzelleneintrittstemperatur steigen. Zu dem gleichen Ergebnis kommen auch Costamagna et al. [24] und Stiller et al. [110]. Verstärkt wird dieser Effekt in vorliegendem Modell dadurch, dass in jedem stationären Betriebspunkt die in das und aus dem oberen Stackgehäuse fließenden Wärmeströme identisch sein müssen (**Bild 3.2**). Die Eliminierung der Bauteiltemperatur aus den Gleichungen für die Wärmeströme (Gl. 3.1) führt zu einer Gleichung für den Wärmestrom, der nur von dem Wärmedurchgangskoeffizienten und der

Temperaturdifferenz zwischen Ein- und Austritt des Zellstacks abhängt. Da diese Temperaturdifferenz bei konstantem Sauerstoffnutzungsgrad ungefähr konstant bleibt, und da der Wärmedurchgangskoeffizient bedingt durch den bei der laminaren Strömung im Luftzuführungsrohr als konstant angenommenen Wärmeübergangskoeffizienten schwächer sinkt als die Massenströme, kommt es zu einem noch stärkeren Anstieg der unteren Stackgehäusetemperatur.

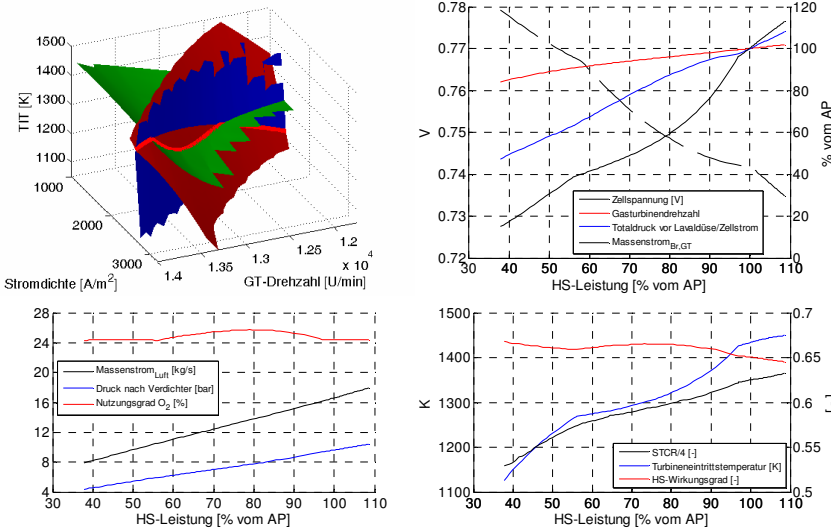


Bild 5.10: (a) Definition der Betriebslinie (rot) mittels der Isoflächen $T_{\text{usGeh}}=1228 \text{ K}$ (rotbraun), $SM=10 \text{ \%}$ (grün) und $\Delta p=0 \text{ mbar}$ (links oben)
 (b) Stellgrößen auf der Betriebslinie (rechts oben)
 (c) Verdichterparameter und Sauerstoffnutzungsgrad (links unten)
 (d) Wasser/Kohlenstoff-Verhältnis, Turbineneintrittstemperatur und Wirkungsgrad des Hybridsystems (HS)

Neben Temperaturgradienten verursachen auch Druckdifferenzen zwischen Anode und Kathode Spannungen in der Elektroden-Elektrolyt-Struktur, die zu Schäden führen können und daher zu begrenzen sind. Die Druckdifferenz nimmt mit sinkendem Sauerstoffnutzungsgrad ab, und zudem verlaufen die Isolinen für beide Größen ziemlich genau parallel (**Bild 5.5** und **Bild 5.6**). Die Ursache dafür liegt in der im Verbrennungsplenum stattfindenden Mischung von anodischem und kathodischem Massenstrom. Da der Druck stromabwärts somit für beide Massenströme identisch ist und mit sinkendem Sauerstoffnutzungsgrad (oder steigendem Brennstoffnutzungsgrad) der aus der Kathode kommende Massenstrom gegenüber dem aus der Anode steigt, steigt

auch der Druck in der Kathode gegenüber dem in der Anode an, sodass der Differenzdruck negativ wird. Dabei ist der Einfluss der Dichte und der Viskosität des kathodischen und anodischen Massenstroms von untergeordneter Bedeutung. Denn deren Werte ändern sich bei nahezu identischen absoluten Werten für Druck und Temperatur in Anode und Kathode in etwa im gleichen Verhältnis. Damit stehen die Forderung nach konstanter unterer Stacktemperatur und einer begrenzten Druckdifferenz im Widerspruch zueinander, da die Isothermen viel steiler verlaufen als die Isolinien des Differenzdruckes (s. o.). Abhilfe schafft auch hier eine Reduzierung der Turbineneintrittstemperatur; die daraus resultierenden geringeren Brennstoffzelleneintrittstemperaturen verbessern die Zellkühlung ebenso wie geringere Sauerstoffnutzungsgrade.

Alle übrigen in **Tabelle 5.2** genannten kritischen Parameter bleiben im stationären Betrieb innerhalb der zugelassenen Wertebereiche. Damit ergibt sich – wie in **Bild 5.10a** dargestellt – die Betriebslinie aus den Schnittkurven derjenigen Isoflächen, auf denen die untere Stackgehäusetemperatur 1228 K, die Druckdifferenz 0 mbar und der Pumpgrenzenabstand 10 % beträgt. Die Isoflächen wurden dafür mit vollständigen, bikubischen Ansatzfunktionen angenähert, sodass sich für die Gleichungen der Schnittkurven Polynome dritten Grades ergeben, deren analytische Lösung mithilfe der Cardanischen Formeln gelingt. Bei niedrigen und hohen ($< 1900 \text{ A/m}^2$ bzw. $> 2900 \text{ A/m}^2$) Stromdichten entspricht die Betriebslinie der Schnittkurve, auf der die Stacktemperatur und die Druckdifferenz konstant sind. Im Bereich mittlerer Stromdichten muss die Turbineneintrittstemperatur gegenüber Betriebspunkten mit verschwindender Druckdifferenz leicht reduziert werden, um den minimalen Pumpgrenzenabstand von 10 % bei weiterhin konstanter unterer Stacktemperatur einhalten zu können. Die durch die Verwendung der Ausgleichsflächen entstehenden Ungenauigkeiten bzgl. Temperatur, Druckdifferenz und Pumpgrenzenabstand entlang der Betriebslinie sind vernachlässigbar. Die Stellgrößen des Hybridsystems auf der Betriebslinie sind in **Bild 5.10b** als Funktion der normierten Hybridsystemleistung aufgetragen, weitere Größen in **Bild 5.10c** und **d**. Dabei weisen die Kurven der Stromdichte und des Brennstoffdrucks p_{t,CH_4} denselben Verlauf auf, weil der Brennstoffnutzungsgrad konstant ist und die Lavaldüse kritisch durchströmt wird. Die auffällige Überhöhung des Gesamtwirkungsgrads im Bereich mittlerer Stromdichten ist durch den mit der Reduzierung der Turbineneintrittstemperatur einhergehenden kleineren Brennstoffmassenstrom bedingt (**Bild 5.10d**). Da mit niedrigeren Turbineneintrittstemperaturen auch die Stackeintrittstemperatur sinkt, sich die Zellkühlung verbessert und zudem die Gasturbinenleistung abfällt, müssen für konstante Stacktemperatur und Hybridsystemleistung der Luftnutzungsgrad und die Stromdichte erhöht werden – erkennbar an den leichten Überhöhungen der entsprechenden Größen in **Bild 5.10b** und **c**. Die Folge davon ist ein leichter, allerdings unkritischer Anstieg

der Druckdifferenz auf max. 17 mbar. Erwähnenswert sind auch die unterschiedlichen Variationsbereiche der einzelnen Größen. Der Stellbereich für die Last reicht von 39 bis 109 %; dabei variiert die Drehzahl zwischen 84 und 102 %, die Stromdichte zwischen 48 und 108 % und der in die Gasturbinenbrennkammer zugeführte Brennstoffmassenstrom zwischen 15 und 114 % (**Bild 5.10b**). Der Hybridsystemwirkungsgrad bleibt auf einem konstant hohen Niveau (**Bild 5.10d**), die Zellspannung verändert sich ebenfalls nur geringfügig (von 0.777 auf 0.735 V bei steigender Last, **Bild 5.10b**). Der Luftmassenstrom und das Druckniveau des Stacks verdoppeln sich etwa (**Bild 5.10c**).

Die hier festgelegte Betriebslinie wird bei der Erstellung des Regelungskonzeptes für das Hybridsystem zur Generierung sekundärer Führungsgrößen verwendet werden, um eine schnelle Umsteuerung in einen neuen Betriebspunkt zu ermöglichen. Denn auf der Betriebslinie ist der Zusammenhang zwischen der elektrischen Gesamtleistung als einziger Ausgangsgröße des Hybridsystems und sämtlichen Betriebsgrößen (**Bild 5.10b**) bekannt.













Die in diesem Kapitel vorgestellten Ergebnisse beziehen sich auf das zugrunde gelegte Modellsystem und beruhen auf den bei der Modellierung (Kap. 3) getroffenen vereinfachenden Annahmen. Sie sind nicht allgemeingültig. Bei der Modellierung eines realen Systems muss das Modell daher anhand von Messergebnissen kalibriert werden. Wie der Vergleich mit ähnlichen Modellen [110] zeigte, wird sich das qualitative Betriebsverhalten realer Hybridsysteme dagegen nicht so sehr von dem hier beschriebenen unterscheiden. Dies betrifft z. B. die entkoppelnde Wirkung konstanter Turbineneintrittstemperaturen, die Möglichkeit, mit der Turbineneintrittstemperatur die Zellkühlung oder den Pumpgrenzenabstand einzustellen oder die Abhängigkeit des Differenzdrucks von den Nutzungsgraden einerseits und die des Betriebsverhaltens von dem Brennstoffnutzungsgrad und den Umgebungsbedingungen andererseits. Wenn die Wirkungsgradeinbuße durch die Zusatzfeuerung akzeptiert wird, ist die hier gezeigte Vorgehensweise bei der Definition der Betriebslinie sowie deren spätere Verwendungsmöglichkeit auf andere Systeme übertragbar.

5.2 Dynamisches Betriebsverhalten

In den folgenden Betrachtungen wird das dynamische Betriebsverhalten des Hybridsystems analysiert. Grundlage sind mit dem in Kap. 3 beschriebenen Modell durchgeführte Simulationen. Die Untersuchung des kausalen Ablaufs von Betriebspunktänderungen sowie die Bewertung des Verlaufs kritischer Parameter bilden den Schwerpunkt. Daher werden in den Simulationen keine Regler verwendet. Analog zu der Vorgehensweise des letzten Kapitels erfolgen die Untersuchungen an einigen

charakteristischen Fallbeispielen (**Tabelle 5.3**). In den ersten 8 Simulationen wird jeweils nur eine der vier Stellgrößen entweder vergrößert oder verkleinert, sodass sich die dadurch ausgelösten Zustandsänderungen des Systems unabhängig voneinander analysieren lassen. Abschließend stellen die letzten beiden Fallbeispiele eine Betriebspunktänderung zwischen Punkten auf der in Kap. 5.1.6 festgelegten Betriebslinie dar, wozu eine kombinierte Änderung aller Stellgrößen notwendig ist. Wegen der Rotorträgheit wurde die Drehzahl in den Simulationen nicht sprungförmig wie die übrigen Eingangsgrößen sondern rampenförmig mit einer Änderungsrate von 100 bzw. 25 U/min pro Sekunde variiert.

Tabelle 5.3: Simulierte Betriebspunktänderungen

Ausgangspunkt variierte Eingangsgröße	100 %-Lastpunkt ^{*1} (Auslegungspunkt)	70 %-Lastpunkt ^{*1}
Drehzahl	1  ^{*2} - 500 U/min	2  ^{*2} + 500 U/min
Spannung	3  ^{*3} + 0.02 V	4  ^{*3} - 0.02 V
Brennstoffdruck (vor Ejektorlavaldüse)	5  ^{*3} - 2 bar	6  ^{*3} + 2 bar
Brennkammerbrenn- stoffmassenstrom	7  ^{*3} - 52 g/s	8  ^{*3} + 52 g/s
alle Stellgrößen	9  ^{*4}  ^{*3} → 70 %- Lastpunkt ^{*1}	10  ^{*4}  ^{*3} → 100 %- Lastpunkt ^{*1}

^{*1} ... auf der in Kap. 5.1.6 festgelegten Betriebslinie

^{*2} ... Die Rampe beginnt bei 0.1 s, die Steigung beträgt +/- 100 U/min/s.

^{*3} ... Der Sprung erfolgt bei 0.1 s.

^{*4} ... Die Rampe beginnt bei 0.1 s, die Steigung beträgt +/- 25 U/min/s.

Aufgrund des hohen Rechenzeitbedarfs erfolgt der Simulationsabbruch nach einer Simulationszeit von 7200 s, bevor ein neuer stationärer Zustand erreicht wird. Die wesentlichen Zusammenhänge, die zum Einstellen eines stationären Zustandes führen, werden trotzdem erfasst. Da insbesondere die Vorgänge der Volumendynamik in den ersten Sekunden ablaufen, wird in den abgebildeten Diagrammen für die Zeitachse eine logarithmische Skalierung gewählt. Dies hat allerdings den Nachteil, dass die asymptotisch auf stationäre Werte zulaufenden Verläufe stark gekrümmt werden und dadurch überproportional zu wachsen bzw. zu fallen scheinen.

5.2.1 Variation der Drehzahl

Infolge der rampenförmigen Drehzahlablenkung (Sim. 1, **Tabelle 5.3**) sinkt der in das Verdichterplenium einströmende Massenstrom (**Bild 5.11**, links oben), während der

ausströmende zunächst konstant bleibt. Dadurch sinkt der Druck nach dem Verdichter, allerdings so langsam, dass sich der Pumpgrenzenabstand verkleinert und der Verdichter schließlich ins Pumpen gerät (**Bild 5.11**, rechts oben und unten). Ursache ist ein zu großes Volumen des Verdichterplenums bzw. eine zu hohe Drehzahländerungsrate. Mit absinkendem Verdichterenddruck sinkt das Druckgefälle zum Kathodenplenum und damit der aus dem Verdichterplenum ausströmende und in das Kathodenplenum einströmende Massenstrom, sodass auch dort der Druck fällt. Auf diese Weise pflanzt sich die Massenstromabnahme mit zunehmender zeitlicher Verzögerung über das Verbrennungsplenum, die Brennkammer bis zur kritisch durchströmten Turbine fort (**Bild 5.11**, links oben). Im Anodenkreis bewirkt der Druckabfall im Verbrennungsplenum einen Anstieg des aus dem Anodenplenum ausströmenden Massenstroms, sodass dessen Druckniveau sinkt (**Bild 5.11**, rechts oben). Dadurch steigt der aus dem Reformer ausströmende Massenstrom, der in den Ejektor einströmende, rezirkulierte Massenstrom fällt jedoch ab (**Bild 5.11**, links oben). Letzteres wiederum führt über eine negative Impulsbilanz zu einem etwas schwächer abfallenden Massenstrom durch den Diffusor in das Reformervolumen. Sowohl im Ejektor als auch im Reformer übersteigen damit die ausströmenden Massenströme die einströmenden, worauf die jeweiligen Drücke sinken. Aufgrund der vergleichsweise großen Volumina von Anode und Reformer fallen die entsprechenden Drücke langsamer als die im Kathodenkreis. Daher dauern die beschriebenen Vorgänge solange an (ca. 5 s), wie die Drehzahl sinkt, und es kommt zu einer Druckdifferenz zwischen Anode und Kathode (**Bild 5.11**, rechts unten), die mit maximal 350 mbar sehr hoch ausfällt.

Die weitere Entwicklung ist durch Ausgleichsvorgänge gekennzeichnet. Die Verdichter- und Kathodenmassenströme beginnen zwar wegen der weiter fallenden Drücke leicht zu steigen (entsprechend der Drehzahlkurven im Verdichterkennfeld; **Bild 5.11**, links oben), das Ungleichgewicht der Massenströme und der Druckabfall werden dabei jedoch ebenso geringer wie in den Volumina des Verbrennungsplenums und der Brennkammer. In diesen Komponenten sinken die Massenströme weiterhin, da sich durch den zuerst im Kathodenkreis sinkenden Druckabfall die Verhältnisse im Anodenkreis umkehren und der aus diesem austretende Massenstrom zu sinken beginnt. Die Massenströme durch die Anode und den Reformer sinken ebenfalls, die durch die Sekundärdüse des Ejektors und durch den Diffusor steigen (**Bild 5.11**, links oben). Dabei werden auch im Anodenkreis die Massenstromungleichgewichte und der Druckabfall kleiner. An diese etwa 40 s andauernde Phase des Massenstromausgleichs schließt sich die letzte, mehrere Stunden andauernde und am Simulationende noch nicht abgeschlossene Phase des Temperatenausgleichs an (s. u.), in der wegen des steigenden Temperaturniveaus die einströmenden Massenströme die ausströmenden übertreffen und die Drücke im Kathodenkreis zunehmen. Daher beginnen die Massen-

ströme stromaufwärts der Kathode zu sinken, während sie danach weiterhin abfallen. Zudem sorgt das Brennstoff-Luft-Verhältnis in der Brennkammer für einen Rückkopplungseffekt. Der steigende Druck im Verbrennungsplenum führt auch im Anodenkreis zu steigenden Drücken. Sinkende Dichten verursachen dort sinkende Massenströme (**Bild 5.11**, links oben). Am Simulationsende nach einer Simulationszeit von 2 h sind die Massenströme im Kathodenkreis um ca. 18 %, die im Anodenkreis um ca. 15 % und die Drücke um ca. 12 % gefallen.

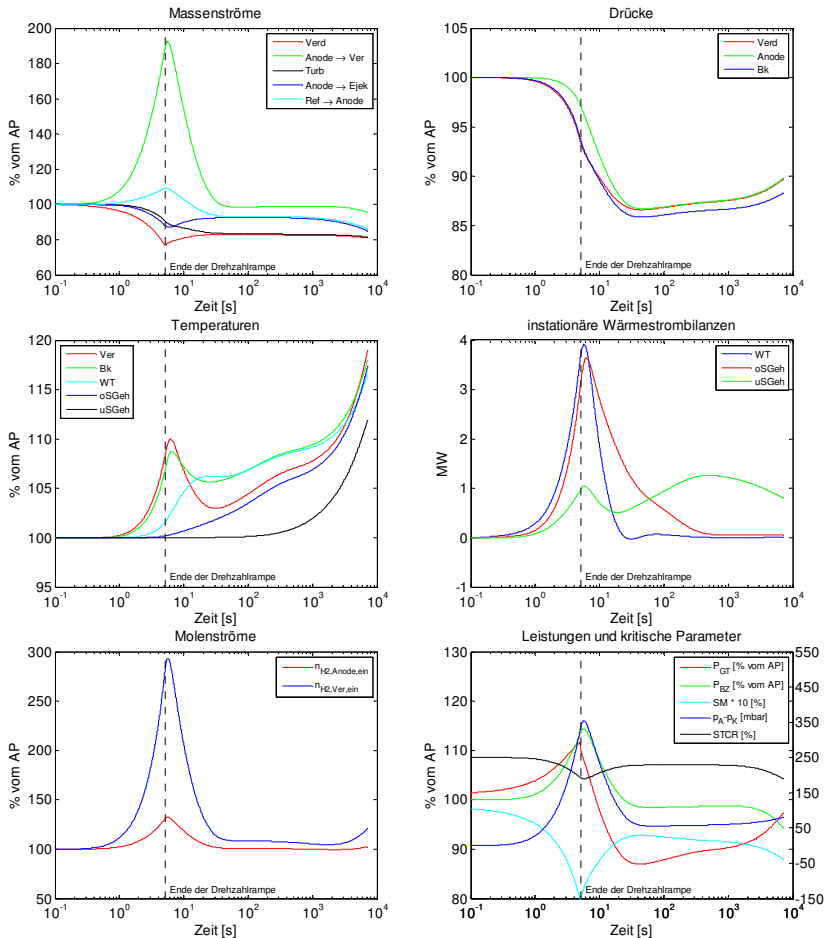


Bild 5.11: Variation der Drehzahl (Sim. 1, Tabelle 5.3)

Die Änderungen des Zellstroms, der Gasstrom- und der Bauteiltemperaturen sind eine Folge der sich ändernden Massenströme. Der größere aus dem Reformer strömende Massenstrom transportiert mehr Wasserstoff und Kohlenmonoxid in die Anode (**Bild 5.11**, links oben und unten), sodass trotz sinkendem Gesamtdruck deren Partialdruck und die Ruhespannung zunehmen. Da der dadurch bedingte Anstieg des Zellstroms den zusätzlichen Brennstoff nur zum Teil nutzt, sinken der effektive Brennstoffnutzungsgrad sowie der Wassergehalt, und der Restbrennstoffgehalt im Anodenabgas steigt. Dies führt zwar im Ejektor und im Reformer zu einem steigenden Brennstoffgehalt und verstärkt somit die Wasserstoffzufuhr in die Anode. Zusammen mit dem sinkenden Sekundärmassenstrom im Ejektor bestimmt der effektive Brennstoffnutzungsgrad jedoch das Wasser/Kohlenstoff-Verhältnis im Reformer, das daher für ca. 4 s unter die kritische Grenze von 2 fällt und somit die Gefahr von Kohlenstoffablagerungen birgt (**Bild 5.11**, rechts unten). Nach Abschluss der Drehzahlab senkung nehmen der Zellstrom und der Wassergehalt im Anodenkreis ab, der Sekundärmassenstrom, der effektive Brennstoffnutzungsgrad sowie das Wasser/Kohlenstoff-Verhältnis zu. Erst ab ca. 45 s, wenn der Sekundärmassenstrom zu sinken beginnt, fällt das Wasser/Kohlenstoff-Verhältnis unterstützt von dem sinkenden Zellstrom (s. u.) wieder und nimmt am Simulationsende mit 1.9 erneut kritische Werte an.

Der Restbrennstoffgehalt im Anodenabgas wird im Verbrennungsplenum vollständig umgesetzt, sodass sich dessen Verlauf in den Temperaturverläufen der Komponenten nach der Brennstoffzelle wiederfindet (**Bild 5.11**, links unten und Mitte links). Als Folge davon nehmen die dem oberen Stackgehäuse und dem Wärmeübertrager zugeführten Wärmeströme zu und deren Wärmestrombilanzen werden positiv (**Bild 5.11**, Mitte rechts). Da in dieser Arbeit eine Wärmestrombilanz als ausgeglichen definiert wird, wenn der Betrag der Wärmestromdifferenz einen bestimmten Prozentsatz des im Auslegungspunkt aus dem jeweiligen Bauteil austretenden Wärmestroms (hier z. B. 2 %) dauerhaft unterschreitet, erreicht der externe Wärmeübertrager mit der im Vergleich zum oberen Stackgehäuse kleineren Masse bereits nach 21 s sein Gleichgewicht zurück (**Bild 5.11**, Mitte rechts), indem die Bauteiltemperatur ansteigt und ein größerer Wärmestrom auf die Luftseite abfließt. Dadurch steigt dessen Temperatur schneller als die des oberen Stackgehäuses, weshalb der daraus abfließende Wärmestrom zunächst sinkt und die Wärmestrombilanz weiter verschiebt. Der Ausgleich zwischen zu- und abfließenden Wärmeströmen beginnt, wenn die Temperatur des Wärmeübertragers annähernd konstant bleibt und die obere Stackgehäusetemperatur stärker steigt als die Brennstoffzelleneintrittstemperatur. Dabei sinkt der aus dem Verbrennungsplenum abfließende Wärmestrom und der in das Luftzuführungsplenum übertragene steigt, ebenso wie beide Gastemperaturen. Nach 435 s ist der Temperaturausgleich erreicht.

Noch länger dauert der Ausgleich der Wärmestrombilanz für das untere Stackgehäuse, welche zunächst aufgrund des steigenden Zellstroms positiv wird. Dann bewirkt die mit der steigenden Brennstoffzelleneintrittstemperatur ansteigende Kathodentemperatur, dass der an die Kathode abgegebene Wärmestrom abnimmt und die Bilanz trotz des sinkenden Zellstroms positiv bleibt. Die Anodentemperatur hat hingegen einen vernachlässigbaren Einfluss auf die Bilanz, da sich die Differenz zur unteren Stackgehäusetemperatur nur geringfügig ändert. Diese starke Kopplung beruht darauf, dass es sich bei dem Anodenkreis um einen geschlossenen Kreislauf handelt, dessen Temperatur nur noch über den verhältnismäßig kleinen Brennstoffmassenstrom beeinflusst werden kann. Der Ausgleich der Wärmestrombilanz beginnt ab ca. 500 s, nachdem die Wärmestrombilanz im oberen Stackgehäuse ausgeglichen ist (**Bild 5.11**, Mitte rechts), da der dadurch bedingte Anstieg der Kathodeneintrittstemperatur dann abgeschlossen ist. Von diesem Zeitpunkt wird die Änderung der Kathodentemperatur allein von der steigenden unteren Stackgehäusetemperatur verursacht, sodass diese schneller steigt als die Kathodentemperatur und der an die Kathode abgegebene Wärmestrom zunimmt. Nach 900 s ist die untere Stackgehäusetemperatur indessen soweit angestiegen, dass nach einer Phase ansteigenden Zellstroms mit der Ruhespannung der Zellstrom und die Wärmefreisetzung im unteren Stackgehäuse erneut sinken (vgl. Kap. 5.1). Dadurch setzt sich der Ausgleich zwar fort, wird jedoch gleichzeitig verzögert, da der an den Kathodengasstrom abgegebene Wärmestrom erneut sinkt. Die Bilanz bleibt bis zum Simulationsende positiv, und mit der unteren Stackgehäusetemperatur steigen nach dem Abklingen aller anderen Phänomene außer der Verdichtertemperatur alle anderen Temperaturen im Hybridsystem (**Bild 5.11**, Mitte rechts). Dabei überschreiten die untere Stackgehäusetemperatur und die Turbineneintrittstemperatur mit 1374 bzw. 1691 K ebenso die kritischen Betriebsgrenzen wie der Pumpengrenzenabstand mit -5 %.

Die elektrische Leistung der Brennstoffzelle ist bei konstanter Spannung direkt proportional zum Zellstrom; beide Größen betragen am Simulationsende 94 % der Ausgangswerte. Die Unstetigkeiten im Verlauf der Gasturbinenleistung sind auf die im Läufer gespeicherte Energie zurückzuführen, welche bei der simulierten Drehzahlreduktion frei wird. Ab 33.6 s sinkt die Gasturbinenleistung mit fallenden Massenströmen um anschließend erneut mit der Turbineneintrittstemperatur bis zum Simulationsende auf 97 % des Ausgangsniveaus zu steigen (**Bild 5.11**, rechts unten).

Ergänzend zu den Ausführungen dieses Abschnitts wird in Anhang A17 das Verhalten infolge einer rampenförmigen Drehzahlerhöhung (Sim. 2, **Tabelle 5.3**) erläutert. Das Fazit beider Simulationen ist, dass zur Vermeidung von Betriebsgrenzenüberschreitungen die Änderungsgeschwindigkeit der Drehzahl begrenzt werden sollte.

5.2.2 Variation der Zellspannung

Der sprungförmige Anstieg der Klemmspannung (Sim. 3, **Tabelle 5.3**) verursacht entsprechend der Strom-Spannungskennlinie (Kap. 5.1.1) einen schnellen Abfall des Zellstroms um 15 A, gefolgt von einem Anstieg um 5 A zwischen 0.1 und 0.15 s (**Bild 5.12**, links unten). Dessen Ursache ist die Rezirkulation im Anodenkreis, da sich der durch den geringeren elektrochemischen Umsatz gestiegene Restbrennstoffgehalt im Anodenabgas zeitverzögert in einem höheren, in die Anode eintretenden Wasserstoffmolenstrom äußert. Gleichzeitig sinken der effektive Brennstoffnutzungsgrad, der Wasserdampfgehalt und somit das Wasser/Kohlenstoff-Verhältnis (**Bild 5.12**, rechts unten). Dieses bleibt hier zwar oberhalb der kritischen Grenze, bei größeren Spannungssprüngen kann es jedoch kleiner als 2 werden. Die veränderte Gasmischung verkleinert zudem die Gasdichte und ist der Grund für den schnellen Abfall der Massenströme im Anodenkreis (**Bild 5.12**, links oben). Bis zum Simulationsende sinkt der Zellstrom mit sinkenden Drücken und Temperaturen (s. u.) auf unter 96 % ab und dadurch auch das Wasser/Kohlenstoff-Verhältnis (auf 2.22). Die Beeinflussung des Kathodenkreises erfolgt unmittelbar über den zum Zellstrom proportionalen Sauerstoffstrom durch die Elektroden-Elektrolyt-Struktur (bis 0.15 s), im Wesentlichen aber über den erhöhten Restbrennstoffgehalt im Anodenabgas, der bis ca. 1.5 s im Verbrennungsplenum und in der Brennkammer für einen Anstieg der Temperatur sorgt (**Bild 5.12**, Mitte links). Da die Strömung in der Turbine kritisch ist, sinken daraufhin die Massenströme, die Strömung staut sich auf und die Drücke steigen (**Bild 5.12**, links und rechts oben). In den nächsten etwa 500 s nimmt die Turbineneintrittstemperatur wegen eines erhöhten Restbrennstoffgehalts und wegen des abnehmenden, aus dem Verbrennungsplenum in das obere Stackgehäuse fließenden Wärmestroms weiterhin zu (**Bild 5.12**, Mitte links), sodass der Turbinenmassenstrom auch zwischen 30 und 430 s sinkt. Zwischen 1 und 30 s und ab 430 s hingegen steigt der Massenstrom, da bis 30 s der aus dem Anodenkreis austretende Massenstrom stark ansteigt (s. u.) und ab 430 s die Turbineneintrittstemperatur nur noch schwach steigt bzw. abfällt. Dieser Massenstromverlauf ist ebenso in den anderen Massenströmen des Kathodenkreises zu finden. Nur der Verdichtermassenstrom sinkt entsprechend dem vorgegebenen Kennfeld bei steigendem Druck und konstanter Drehzahl monoton und deformiert den zeitlichen Verlauf der anderen Massenströme (**Bild 5.12**, links oben). Im Einzelnen bestimmt dabei die Größe der einzelnen Kontrollvolumen die Geschwindigkeit der Ausgleichsvorgänge und somit den genauen Zeitpunkt (bei ca. 500 s), an dem die austretenden Massenströme die eintretenden übertreffen und die Drücke zu fallen beginnen (**Bild 5.12**, rechts oben) und der Verdichtermassenstrom steigt.

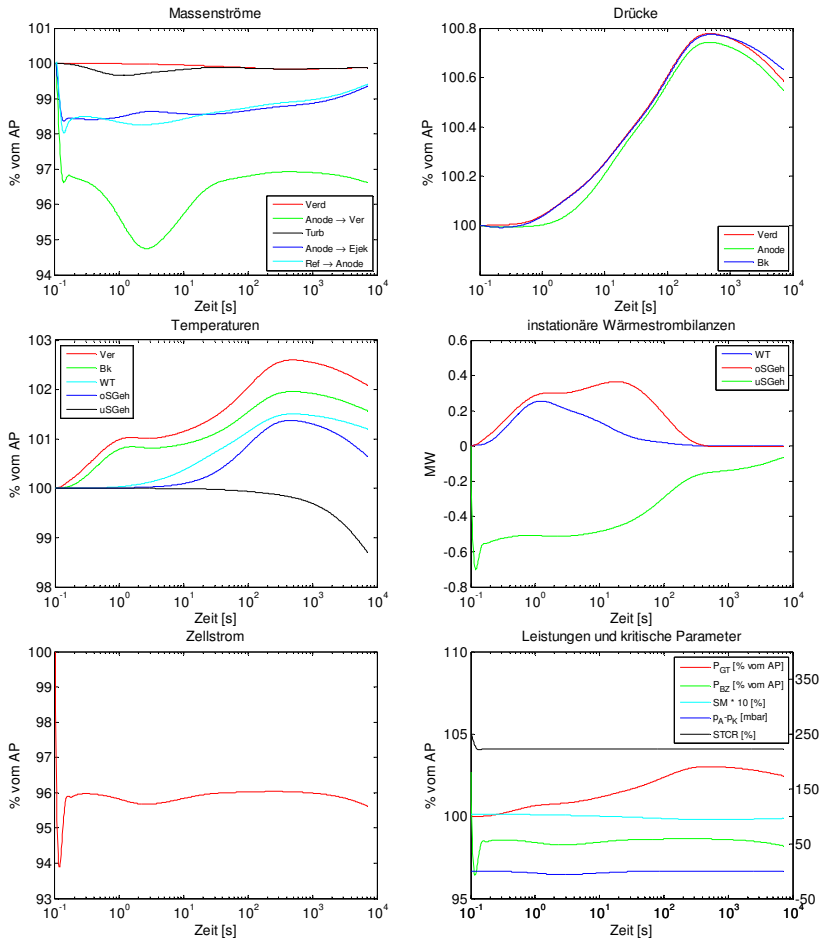


Bild 5.12: Variation der Zellspannung (Sim. 3, Tabelle 5.3)

Der Druckverlauf im Kathodenkreis überträgt sich mit einer Zeitverzögerung von 1 bis 2 s auf den Anodenkreis und verursacht dadurch ein Maximum des in den Ejektor strömenden Massenstroms bei 3.2 s; fast gleichzeitig entstehen Minima in den Verläufen des aus dem Anodenkreis austretenden Massenstroms und des in die Anode strömenden Massenstroms. Letzterer reduziert kurzzeitig den Zellstrom (**Bild 5.12**, links unten). Der den Anodenkreis verlassende Massenstrom steigt dann mit zunehmendem Anodendruck für etwa 500 s an, um dann anders als die Massenströme im Kathodenkreis abzufallen, da während der Ausgleichsvorgänge der Anodendruck stärker ab-

nimmt als der im Verbrennungsplenum (vgl. Sim. 2, **Tabelle 5.3**). Im Gegensatz dazu steigt der Massenstrom durch den Ejektor nach einem Minimum bei ca. 15 s mit dem Massenstrom durch den Reformer kontinuierlich an (**Bild 5.12**, links oben). Der Grund ist die zuerst mit steigendem Druck, dann mit fallender Temperatur zunehmende Dichte in der Anode. Nach der Simulationszeit von 2 h sind die Änderungen der Massenströme sowie der Drücke mit weniger als 1 % sehr gering. Allein der Abfall des aus dem Anodenkreis austretenden Massenstroms ist mit fast 3 % etwas größer.

Das Verhalten der Wärmeströme im Wärmeübertrager und im oberen Stackgehäuse ist in den ersten 500 s mit dem in Kap. 5.2.1 erläuterten vergleichbar. Obwohl die Wärmestromänderungen infolge des Spannungssprungs deutlich geringer ausfallen, ist sowohl der Zeitbedarf bis zum Erreichen des Wärmestromausgleichs (30 bzw. 235 s) als auch das qualitative Verhalten sehr ähnlich (**Bild 5.12**, Mitte rechts), da in beiden Fällen die Gastemperaturen stromabwärts der Brennstoffzelle ansteigen. Die Wärmestrombilanz des unteren Stackgehäuses ist zunächst durch den Abfall des Zellstroms geprägt und wird daher negativ. Mit der steigenden Brennstoffzelleneintrittstemperatur sinkt jedoch der von dem unteren Stackgehäuse an die Kathode übertragene Wärmestrom (vgl. Kap. 5.2.1), sodass die Wärmestromdifferenz im unteren Stackgehäuse bereits während des Wärmestromausgleichs in den beiden anderen Bauteilen kleiner wird, sobald die großen Zellstromänderungen bei ca. 0.2 s beendet sind (**Bild 5.12**, Mitte rechts). Nach dem Ende des Wärmestromausgleichs in den beiden anderen Bauteilen setzt sich der Trend fort, da die Temperatur des unteren Stackgehäuses aus dem im vorigen Kapitel genannten Grund schneller sinkt als die der Kathode und der Wärmestrom zwischen Stackgehäuse und Kathode weiter abfällt. Da die Wärmestromdifferenz bis zum Simulationsende negativ bleibt, sinkt die untere Stackgehäusetemperatur um ca. 1.5 %. Infolgedessen fallen auch die anderen Temperaturen im Hybridsystem ab (**Bild 5.12**, links oben).

Die in **Tabelle 5.2** definierten Betriebsgrenzen werden nicht verletzt – die Turbineneintrittstemperatur ausgenommen, die ihren Grenzwert um beinahe 30 K überschreitet, (**Bild 5.12**, rechts unten und Mitte links). Der Pumpgrenzenabstand bleibt annähernd konstant, die Druckdifferenz zwischen Kathode und Anode beträgt maximal 7 mbar. Die Gasturbinenleistung steigt um 2.5 % und folgt dabei der Turbineneintrittstemperatur; die Leistung der Brennstoffzelle fällt um 2 % (**Bild 5.12**, rechts unten). Vorteilhaft ist dabei die sehr schnelle Systemantwort des Übertragungspfades Spannung – Brennstoffzellenleistung, sodass die Spannung die primäre Stellgröße für eine Leistungsregelung darstellt.

Erläuterungen zum Verhalten nach einem sprungförmigen Spannungsabfall (Sim. 4, **Tabelle 5.3**) finden sich in Anhang A17.

5.2.3 Variation des Brennstoffdrucks vor der Lavaldüse des Ejektors

In dieser Simulation wird mit dem Brennstoffdruck (Sim. 5, **Tabelle 5.3**) der der Brennstoffzelle zugeführte Methanmassenstrom um 5 % gesenkt, da beide Größen aufgrund des kritisch durchströmten engsten Querschnitts in der Lavaldüse proportional zueinander sind. Die Berücksichtigung der Dynamik des Volumens vor der Lavaldüse über ein Verzögerungsglied erster Ordnung bewirkt jedoch, dass der stationäre Endwert erst nach ca. 2 s erreicht wird, in denen die Impulsbilanz im Ejektor wegen des sinkenden Primärmassestroms negativ ist. Infolgedessen sinken die in den Reformer, die Anode und den Ejektor fließenden Massenströme ebenso wie die Drücke im Reformer und in der Anode (**Bild 5.13**, links und rechts oben). Demgegenüber steigt der Ejektordruck, da der aus dem Ejektor austretende Massenstrom bedingt durch die Impulsbilanz stärker sinkt als der eintretende. Im Kathodenkreis verursacht die Stromabnahme (s. u.) für 1 s einen steigenden Kathodendruck, weshalb der in die Kathode eintretende Massenstrom sinkt, der von dort in das Verbrennungsplenum eintretend jedoch zunimmt, sodass der gesamte Austrittsmassenstrom nach ca. 1.1 s den eintretenden übertrifft und der Kathodendruck dann zu sinken beginnt. Die übrigen Drücke im Kathodenkreis beginnen ebenfalls zu sinken (**Bild 5.13**, rechts oben). Dabei steigen die Massenströme durch das Verbrennungsplenum, die Brennkammer und die Turbine unterstützt von den abfallenden Temperaturen (s. u.), obwohl der aus dem Anodenkreis austretende Massenstrom sinkt, da der Druck dort im Gegensatz zu den vorigen Simulationen vor den Drücken im Kathodenkreis abfällt und zudem schneller (**Bild 5.13**, links und rechts oben, Mitte links).

Ab einer Simulationszeit von 2 s dominieren Ausgleichsvorgänge die Volumendynamik. Die Drücke im Kathodenkreis sinken weiter, die Massenstromgleichgewichte nehmen jedoch ab. Bevor die Massenströme bedingt durch die stromabwärts der Brennstoffzelle fallenden Temperaturen (s. u.) im Zusammenhang mit der kritischen Turbinenströmung steigen, kommt es für ca. 43 s zu einem Abfall der Massenströme durch Verbrennungsplenum, Brennkammer und Turbine, welcher durch einen zunächst noch stark sinkenden Massenstrom aus der Anode hervorgerufen wird (**Bild 5.13**, links oben), während der aus der Kathode kommende annähernd konstant bleibt. Daraus folgt ein Anstieg des Differenzdrucks zwischen Anode und Kathode auf ein allerdings unkritisches Niveau von 15 mbar (**Bild 5.13**, rechts unten). Auch im Anodenkreis nehmen die Massenstromgleichgewichte sowie die Drücke weiter ab, inklusive des Ejektordrucks (**Bild 5.13**, rechts oben). Mit den abfallenden Temperaturen sinkt die Gasdichte immer weniger bis sie schließlich ansteigt, sodass der Rezirkulationsmassenstrom ab ca. 220 s ansteigt (**Bild 5.13**, links oben). Am Simulationsende sind die Massenstromänderungen im Kathodenkreis mit nur 0.1 % vernachlässigbar,

im Anodenkreis betragen sie dagegen bis zu 4.5 %, das Druckniveau im Hybridsystem sinkt um weniger als 1 %.

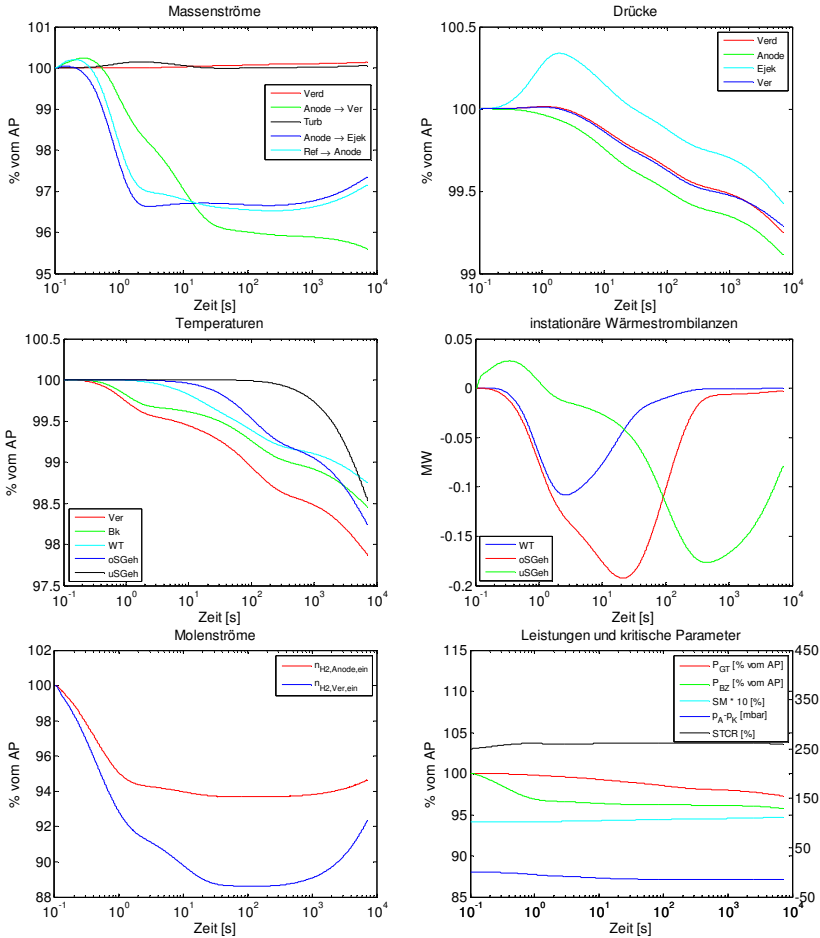


Bild 5.13: Variation des Totaldrucks vor der Lavaldüse des Ejektors (Sim.5, Tabelle 5.3)

Mit den zunächst fallenden Massenströmen im Anodenkreis gelangt weniger Brennstoff in die Anode, die Ruhespannungen nehmen ab und damit auch die Zellströme. Obwohl ab 150 s mit dem kurz danach ansteigenden Rezirkulationsmassenstrom wieder mehr Brennstoff in die Anode transportiert wird, sinkt der Zellstrom weiter und beträgt am Simulationende 96 % des Ausgangswertes, da die untere Stacktempe-

ratur abfällt (s. u.). Das Wasser/Kohlenstoff-Verhältnis steigt wegen der geringeren Brennstoffzufuhr bis 0.9 s auf 2.62 an, folgt danach bis 1200 s dem Sekundärmassenstrom im Ejektor und sinkt bis zum Simulationsende aufgrund des sinkenden effektiven Brennstoffnutzungsgrads auf 2.6 ab (**Bild 5.13**, rechts unten).

Durch die Reduktion des zugeführten Brennstoffstroms gelangt in Kombination mit dem geringeren Zellstrom weniger Restbrennstoff in das Verbrennungsplenum, sodass die Temperaturen stromabwärts der Brennstoffzelle in den ersten 2 s stark abfallen (**Bild 5.13**, Mitte links). Dadurch sinken die an den Wärmeübertrager und das obere Stackgehäuse abgegebenen Wärmeströme, und die Wärmestrombilanzen werden negativ. Deren Ausgleich folgt in den ersten 420 s erneut dem bereits in den letzten beiden Kapiteln beschriebenen Schema, mit dem Unterschied, dass die entsprechenden Bauteiltemperaturen zusammen mit den Gastemperaturen auf der Luftseite fallen. Zudem benötigt der Wärmeübertrager deutlich mehr Zeit bis zum Erreichen des Wärmestromausgleichs (ca. 70 s). Nach einem kurzen positiven Bereich (bis ca. 1.3 s), den der gesunkene Energiebedarf der Reformierungsreaktion verursacht, wird die Wärmestrombilanz des unteren Stackgehäuses durch die schnelle Zellstromabnahme ebenfalls negativ (**Bild 5.13**, Mitte rechts). Bis zu einer Simulationszeit von ca. 420 s, in denen sich das Wärmestromgleichgewicht im oberen Stackgehäuse einstellt, steigt der in die Kathode abfließende Wärmestrom aufgrund der sinkenden Kathodeneintrittstemperatur und die Wärmestrombilanz wird damit noch stärker negativ. Erst danach sinkt die Kathodentemperatur langsamer als die des unteren Stackgehäuses (vgl. Kap. 5.2.1), sodass besagter Wärmestrom abnimmt und sich die Wärmestrombilanz dadurch ausgleicht. Bis zum Simulationsende ist die Wärmestromdifferenz negativ, sodass die untere Stackgehäusetemperatur um ca. 1.5 % abfällt, die wiederum ab 420 s den Abfall der anderen Temperaturen im Hybridsystem verursacht (**Bild 5.13**, Mitte links). Infolgedessen vergrößert sich der Pumpgrenzenabstand um 1 % (**Bild 5.13**, rechts unten).

Da der Abfall der Turbineneintrittstemperatur gegenüber dem Anstieg der Massenströme überwiegt, ist die Gasturbinenleistung am Simulationsende um 3 % gesunken; der Abfall der Brennstoffzellenleistung beträgt wie der des Zellstroms fast 4 % (**Bild 5.13**, rechts unten).

Eine Betrachtung einer sprungförmigen Erhöhung des Brennstoffdrucks (Sim. 6, **Tabelle 5.3**) erfolgt in Anhang A17.

5.2.4 Variation des Brennkammerbrennstoffmassenstroms

Infolge der Reduzierung des der Brennkammer zugeführten Brennstoffmassenstroms (Sim. 7, **Tabelle 5.3**) sinkt die Turbineneintrittstemperatur für ca. 1.2 s und der Turbinenmassenstrom steigt (**Bild 5.14**, links oben und Mitte). Dadurch beginnen die Drü-

cke im Kathodenkreis zu sinken (**Bild 5.14**, rechts oben). Bei sich stabilisierenden Turbineneintrittstemperaturen bewirken fallende Drücke, dass ab 0.8 s der aus der Kathode strömende und ab 2.5 s der aus dem Anodenkreis kommende Massenstrom sinken, sodass ab 1 s auch der Turbinenmassenstrom abfällt. Die übrigen Massenströme im Kathodenkreis haben bis auf den Verdichtermassenstrom ähnliche Verläufe. Dieser steigt durch das Kennfeld vorgegeben aufgrund des abnehmenden Druckniveaus kontinuierlich an, wobei sich der Pumpgrenzenabstand auf über 16 % erhöht (**Bild 5.14**, rechts unten). Zeitgleich beginnen die Ausgleichsvorgänge die Volumendynamik im Kathodenkreis zu bestimmen. Die Massenstrombilanzen gleichen sich aus und das Druckniveau fällt weniger stark. Dabei fangen verursacht durch den steigenden Verdichtermassenstrom ab einer Simulationszeit von 40 s auch die anderen Massenströme im Kathodenkreis an, wieder zuzunehmen (**Bild 5.14**, links oben). Ein erhöhter Restbrennstoffgehalt (**Bild 5.14**, links unten), dessen Ursachen der mit der Stacktemperatur stark sinkende Zellstrom sowie der steigende Rezirkulationsmassenstrom (s. u.) sind, führt ab 4600 s zu einem Temperaturanstieg vom Verbrennungsplenum bis zum Brennstoffzelleneintritt, welcher wiederum bis zum Simulationsende steigende Drücke und im Kathodenkreis sinkende Massenströme verursacht (vgl. Sim. 2, Anhang A17). Am Simulationsende betragen die Temperaturen zwischen 88 und 95 %, die Drücke ca. 95 % der Ausgangswerte. Die Massenstromänderungen im Kathodenkreis sind hingegen mit weniger als 1 % vernachlässigbar.

Mit fallendem Druck im Verbrennungsplenum steigt der aus dem Anodenkreis strömende Massenstrom, worauf der Anodendruck gegenüber dem Kathodenkreis zeitlich verzögert abfällt (**Bild 5.14**, oben). Neben einem Anstieg des Differenzdrucks zwischen Anode und Kathode auf max. 55 mbar (**Bild 5.14**, rechts unten) resultiert daraus einerseits ein zunehmender, aus dem Reformer strömender Massenstrom. Andererseits sinkt dadurch der in den Ejektor fließende Massenstrom. Die Impulsbilanz im Ejektor wird negativ, und der durch den Diffusor in den Reformer eintretende Massenstrom nimmt ebenfalls ab. Durch die veränderten Massenstromverhältnisse fallen nach dem Anoden- auch der Ejektor- und der Reformerdruck. Nach 2.5 s, wenn der Druckabfall im Verbrennungsplenum bereits schwächer wird, kehren sich die Verhältnisse im Anodenkreis um (vgl. Kap. 5.2.1), wobei der Differenzdruck auf unkritische 5 mbar sinkt. Während die Drücke analog zu denen im Kathodenkreis zunächst sinken und dann wieder steigen, sinkt der aus dem Anodenkreis austretende Massenstrom mit dem Druckgefälle bis zum Simulationsende kontinuierlich auf 96 % des Ausgangswertes. Der rezirkulierte Massenstrom fällt für ca. 265 s, bevor er wieder steigt und am Simulationsende fast den Ausgangswert erreicht (**Bild 5.14**, links oben). Die Ursache ist eine zunächst mit dem Druck fallende, dann wegen der sinkenden Temperaturen (s. u.) steigende Gasdichte in der Anode.

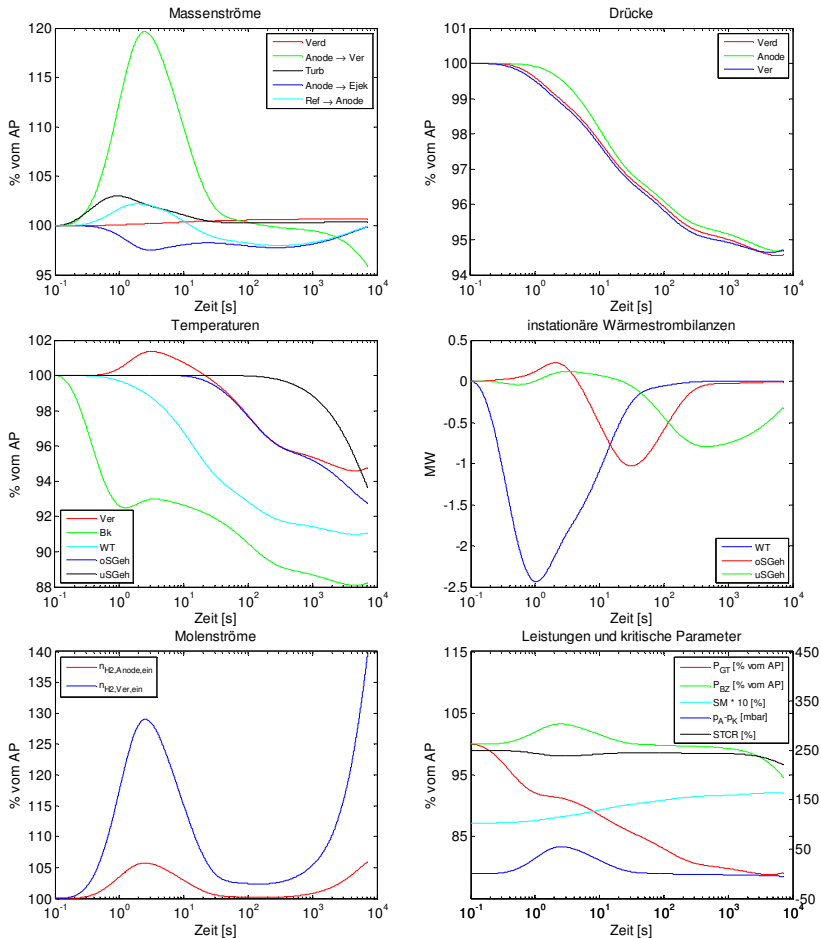


Bild 5.14: Variation des Brennkammerbrennstoffmassenstroms (Sim. 7, Tabelle 5.3)

Das Verhalten des Zellstroms, des effektiven Brennstoffnutzungsgrads sowie des Wasser/Kohlenstoff-Verhältnisses (**Bild 5.14**, rechts unten) ist mit dem in Kap. 5.2.1 vergleichbar: zunächst folgt der Zellstrom (und der Restbrennstoffanteil) dem Verlauf des aus dem Reformer austretenden Massenstroms, wobei sich der effektive Brennstoffnutzungsgrad und das Wasser/Kohlenstoff-Verhältnis entgegengesetzt verhalten. Der weitere Verlauf des Zellstroms ist von einem stetigen Absinken gekennzeichnet, welcher durch eine sinkende untere Stacktemperatur verursacht wird. Infolgedessen sinkt auch das Wasser/Kohlenstoff-Verhältnis. Der Abfall wird aber von einem stei-

genden Rezirkulationsmassenstrom abgeschwächt (vgl. Sim. 2, Anhang A17), sodass das Wasser/Kohlenstoff-Verhältnis unkritisch bleibt. Am Simulationsende ist der Zellstrom um fast 5 % gesunken, das Wasser/Kohlenstoff-Verhältnis beträgt 2.20.

Aufgrund der parallel zur Turbineneintrittstemperatur fallenden Turbinenausstrittstemperatur sinkt der an den Wärmeübertrager übertragene Wärmestrom, was die Wärmestrombilanz dort negativ werden lässt (**Bild 5.14**, Mitte). Deren Ausgleich ist nach ca. 130 s abgeschlossen und erfolgt wie im letzten Kapitel beschrieben durch fallende Bauteil- und Gastemperaturen. Letztere bewirkt einen Anstieg des von dem oberen Stackgehäuse in das Luftzuführungsplenum fließenden Wärmestroms. Vorher steigen jedoch wegen des höheren Restbrennstoffanteils im Anodenabgas die Temperaturen in der Gasturbinenbrennkammer und im Verbrennungsplenum und damit der von dort in das obere Stackgehäuse übertragene Wärmestrom. Daraus resultiert eine anfangs positive und danach negative Wärmestrombilanz, die sich innerhalb von ca. 580 s durch eine fallende obere Stackgehäusetemperatur ausgleicht (**Bild 5.14**, Mitte). Dabei steigt der aus dem Verbrennungsplenum abgeführte Wärmestrom weiter an und verursacht zusammen mit dem fallenden Restbrennstoffanteil ab ca. 3 s stromabwärts und durch den Wärmeübertrager auch vor der Brennstoffzelle fallende Gastemperaturen. Nach einem von dem Stromanstieg hervorgerufenen, etwa 20 s andauernden positiven Bereich wird die Wärmestrombilanz des unteren Stackgehäuses negativ, da die Brennstoffzelleneintrittstemperatur sinkt und dadurch der zwischen unterem Stackgehäuse und Kathode ausgetauschte Wärmestrom steigt. Der Ausgleich der Wärmestrombilanz im unteren Stackgehäuse beginnt wie bereits in Kap. 5.2.1 beschrieben, wenn die Wärmestrombilanz der beiden anderen Bauteile nahezu ausgeglichen ist. Auch in dieser Simulation bleibt die Wärmestromdifferenz bis zum Simulationsende negativ. Die untere Stackgehäusetemperatur sinkt jedoch wegen der insgesamt größeren Wärmestromdifferenzen um 6 % ab.

Gegenüber dem Abfall der Turbineneintrittstemperatur ist der Massenstromanstieg vernachlässigbar, sodass die Gasturbinenleistung bis zum Simulationsende um 21 % abnimmt; der Abfall der Brennstoffzellenleistung beträgt wie der des Zellstroms fast 5 % (**Bild 5.14**, rechts unten).

Eine Erhöhung des Brennkammerbrennstoffmassenstroms (Sim. 8, **Tabelle 5.3**) wird in Anhang A17 untersucht.

5.2.5 Variation der Last

Die Reduktion der Last auf 70 % (Sim. 9, **Tabelle 5.3**) erfolgt über eine gleichzeitige Anpassung aller vier Stellgrößen (Kap. 5.1.6). Das Resultat ist wie in Kap. 5.1.6 vorausgerechnet ein stationärer Arbeitspunkt mit einer unteren Stackgehäusetemperatur von 1228 K, einem Pumpgrenzenabstand von 10 % sowie einem geringen Diffe-

renzdruck zwischen Anode und Kathode, der sich zudem vergleichsweise schnell einstellt (**Bild 5.15**). Das Übergangsverhalten ist dabei von einer Überlagerung der in den letzten 4 Kapiteln beschriebenen Vorgänge gekennzeichnet.

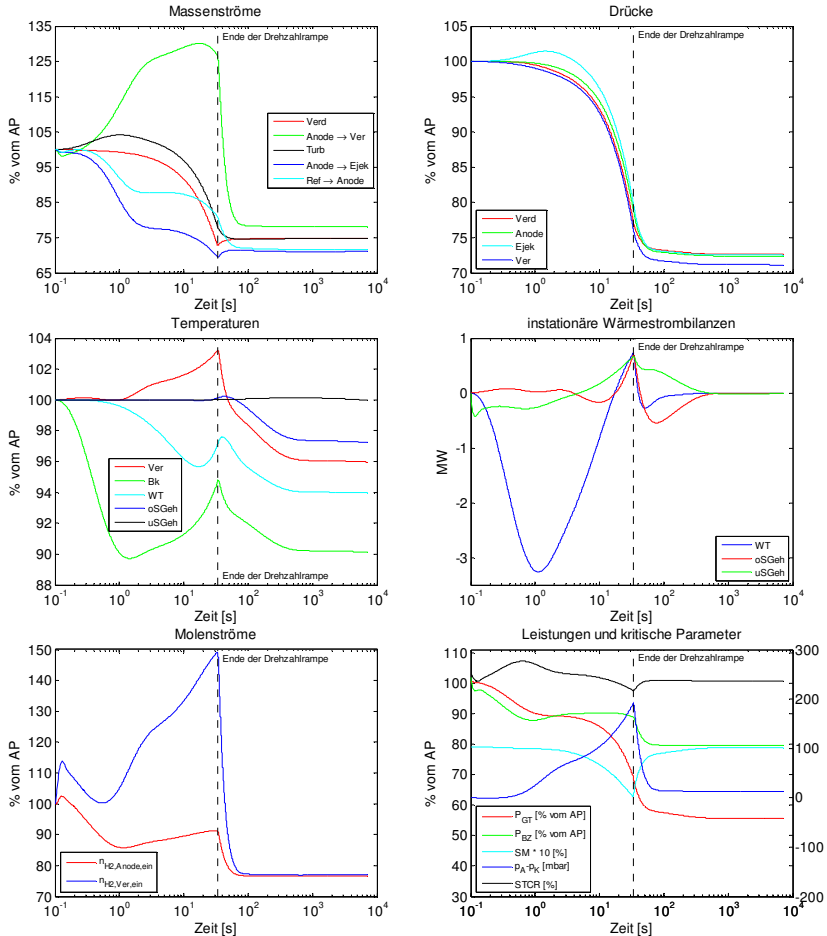


Bild 5.15: Variation der Last (Sim. 9, Tabelle 5.3)

Zunächst beginnt der Verdichtermassenstrom mit der Drehzahl zu sinken. Gleichzeitig steigen die Massenströme stromabwärts des Verdichters wegen der Reduktion des Brennkamm-brennstoffmassenstroms bis zu 1 s lang an, um dann ebenfalls mit der Drehzahl abzufallen (**Bild 5.15**, links oben). Dieser anfängliche Anstieg stellt zusam-

men mit der um 75 % reduzierten Drehzahländerungsrate (25 statt 100 U/min/s) sicher, dass das Druckniveau im Kathodenkreis schnell genug sinkt, um Verdichterpumpzyklen zu vermeiden. Allerdings sinkt der Pumpgrenzenabstand während der Drehzahländerung auf fast 0 % ab, bevor er wieder auf seinen stationären Endwert ansteigt (**Bild 5.15**, rechts unten). Während die Reduktion des Brennkammerbrennstoffmassenstroms unterstützt von der Drehzahlverringern im Kathodenkreis einen Druckabfall bewirkt (Kap. 5.2.1 und 5.2.4), verursacht die Reduzierung des Brennstoffdrucks vor der Lavaldüse im Anodenkreis einen Druckabfall sowie für ca. 2 s eine schnelle Abnahme der Massenströme (Kap. 5.2.3). Dabei überwiegt der Druckabfall im Kathodenkreis, und es kommt zu einem schnellen Anstieg des aus dem Anodenkreis strömenden Massenstroms (bis 2 s). Dieser wird jedoch durch die gegensätzlichen Wirkungen der besagten Stellgrößenänderungen ebenso abgeschwächt wie der Anstieg des Differenzdrucks zwischen Anode und Kathode, welcher kurzzeitig auf 190 mbar ansteigt, danach aber auf 12 mbar abfällt (**Bild 5.15**, rechts unten). In der noch 32 s andauernden Phase des Drehzahlabfalls steigt der aus dem Anodenkreis austretende Massenstrom nur noch leicht an, da die Drehzahländerungsrate klein ist und alle anderen Stellgrößenänderungen abgeklungen sind, bevor er wegen der abnehmenden Dichte sogar sinkt. Gleichzeitig sinken die übrigen Massenströme im Anodenkreis fast linear und parallel; das in Kap. 5.2.1 und 5.2.4 beobachtete anhaltende Auseinanderlaufen der Massenströme tritt nicht auf, da die Drehzahländerungsrate kleiner ist, und da sich die für einen in allen Komponenten etwa gleichen Druckabfall erforderlichen Differenzen zwischen ein- und austretenden Massenströmen bereits in den ersten 2 s ausbilden. Es stellt sich ein von konstanten Änderungsraten geprägter Zustand ein. Dieser endet bei 33,6 s, wenn die Drehzahl wieder konstant ist. Die dann einsetzenden Ausgleichsvorgänge im Kathoden- und Anodenkreis entsprechen denen in Kap. 5.2.1. Es kommt jedoch weder zu einem lang andauernden Anstieg des Temperaturniveaus, noch zu den dadurch hervorgerufenen Änderungen der Massenströme und Drücke. Beiden Größen nähern sich asymptotisch ihren Endwerten, die zwischen 70 und 75 % der Ausgangswerte betragen (**Bild 5.15**, oben).

Infolge der Anhebung der Zellspannung fällt der Zellstrom zwischen 0,1 und 0,16 s von 247 auf 236 A und der Restbrennstoffgehalt steigt (**Bild 5.15**, links unten). Dabei weist der Zellstrom wie in Kap. 5.2.2 ein geringes Überschwingen auf. Der weitere Abfall auf 213 A wird von der Reduktion des Brennstoffdrucks vor der Lavaldüse verursacht, der die in die Anode transportierte Brennstoffmenge herabsetzt (bis 1 s). Bis zum Ende der Drehzahländerung bestimmen der Methangehalt im Ejektor und der Anodendruck den Zellstrom. Ab einer Simulationszeit von ca. 1 s sinkt der Primärmassestrom im Ejektor langsamer als der Sekundärmassestrom, sodass der Methangehalt steigt. Trotz des sinkenden, aus dem Reformer austretenden Massenstroms

gelangt dadurch mehr Brennstoff in die Anode, was den Zellstrom ansteigen lässt. Dieser Anstieg dauert jedoch nur 11 s an, bevor zunächst die mit fallendem Anodendruck steigenden Durchtrittsüberspannungen und danach die mit dem Druck fallenden Ruhespannungen für erneut sinkende Zellströme sorgen. Dieser Abfall der Zellströme setzt sich ab 33.6 s auch bei konstanter Drehzahl fort, bis am Simulationsende der Zellstrom 193 A und der globale Brennstoffnutzungsgrad wieder 85 % beträgt. Die Gründe dafür sind die Verläufe des Sekundär- und des aus dem Reformer austretenden Massenstroms. Während in der Ausgleichsphase ersterer steigt und den Methan-gehalt im Ejektor verringert, sinkt letzterer ab. Beides reduziert die in die Anode transportierte Brennstoffmenge, also den Zellstrom. Das Wasser/Kohlenstoff-Verhältnis (**Bild 5.15**, rechts unten) fällt dabei anfangs mit dem Anstieg der Zellspannung auf 2.35 ab, steigt dann wegen der sinkenden Brennstoffzufuhr in den Ejektor bis 0.6 s auf 2.75 und folgt danach dem Verlauf des Sekundärmassenstroms. Das minimale Wasser/Kohlenstoff-Verhältnis wird am Ende der Drehzahlrampe erreicht und ist mit 2.17 unkritisch.

Die Turbineneintrittstemperatur sinkt zu Beginn infolge der Reduktion des Brennkammerbrennstoffmassenstroms, danach steigen bis 33.6 s sowohl die Turbineneintrittstemperatur als auch die Temperatur im Verbrennungsplenum an, zuerst wegen des schnell ansteigenden, aus dem Anodenkreis austretenden Massenstroms, dann aufgrund eines zunehmenden Restbrennstoffgehalts (**Bild 5.15**, links unten) und sinkender Massenströme im Kathodenkreis. Bei konstanter Drehzahl fallen mit dem Restbrennstoffgehalt beide Temperaturen wieder und betragen am Simulationsende 90 bzw. 96 % der Ausgangswerte. Der an den Wärmeübertrager abgeführte Wärmestrom folgt diesem Verlauf, wird tendenziell aber kleiner. Bis zum Ausgleich der Wärmestrombilanz des Wärmeübertragers vergehen 110 s (**Bild 5.15**, Mitte rechts), in denen die Temperatur des Wärmeübertragers und des Luftmassenstroms sowie der an diesen abgegebene Wärmestrom sinken. Die während des Drehzahlabfalls ansteigenden Temperaturen stören jedoch den Ausgleich und verursachen zwischen 17 und 40 s eine positive Wärmestrombilanz und steigende Temperaturen im Wärmeübertrager und im Gasstrom auf der Luftseite. Neben den Temperaturdifferenzen werden die Wärmeströme dabei auch von Wärmeübertragungskoeffizienten beeinflusst, welche mit abnehmenden Dichten bzw. Massenströmen um bis zu 30 % sinken. Dies trifft auch auf den Wärmeübertragungskoeffizienten im Verbrennungsplenum zu; trotzdem folgt auch der an das obere Stackgehäuse abgeführte Wärmestrom dem Temperaturverlauf im Gasstrom. Der an den Luftmassenstrom abgegebene Wärmestrom ist jedoch maßgeblich von der Brennstoffzelleneintrittstemperatur bestimmt, die infolge der Wärmeübertragung im Wärmeübertrager bis 15 s sinkt, dann steigt und ab 42 s bis zum Simulationsende erneut abfällt (s. o.). Die instationäre Wärmestrombilanz lässt

sich daher in drei große Zonen aufteilen: zwei negative und dazwischen eine positive (**Bild 5.15**, Mitte rechts). Erst ab 80 s, wenn der Temperatenausgleich im Wärmeübertrager abgeschlossen ist, beginnt auch die Wärmestromdifferenz im oberen Stackgehäuse endgültig zu fallen, bis nach weiteren 430 s der Ausgleich erreicht ist und dessen Temperatur mit 97.5 % des Ausgangswertes nahezu ihren Endwert erreicht hat (**Bild 5.15**, Mitte links). Die Wärmestrombilanz im unteren Stackgehäuse wird zunächst für 4 s aufgrund des Zellstromabfalls negativ, bevor der an die Kathode abgegebene Wärmestrom sinkt und die Bilanz positive Werte annimmt. Den sinkenden Wärmestrom verursacht dabei eine Kathodentemperatur, die während des Drehzahlabfalls aufgrund eines sinkenden durch die Kathode strömenden Massenstroms steigt, da die Temperatur am Eintritt kleiner ist als die am Austritt. Ab 33.6 s sind sowohl der sinkende Zellstrom als auch die fallende Brennstoffzelleneintrittstemperatur (s. o.) die Gründe dafür, dass der Temperatenausgleich im unteren Stackgehäuse im Gegensatz zu den bisher analysierten Zustandsänderungen, bei denen der Ausgleich mindestens 2 h benötigte, nach nur 370 s erreicht wird. Folge dieses schnellen Temperatenausgleichs ist eine fast konstante untere Stackgehäusetemperatur. Andere Temperaturen weisen dagegen mit bis zu 10 % größere Änderungen auf (**Bild 5.15**, Mitte links).

Die Gasturbinenleistung sinkt infolge kleinerer Turbineneintrittstemperaturen (-10 %) und Massenströme (-25 %) auf nahezu 56 % ab (**Bild 5.15**, rechts unten), die der Brennstoffzelle beträgt am Ende der Simulation 80 % des Ausgangspunktes. Bei einem Leistungsanteil der Gasturbine von fast 40 % im Auslegungspunkt führt das zu dem beabsichtigten Leistungsabfall von 70 %. Dabei schwankt die Leistungsänderungsrate jedoch recht stark und ist insbesondere in den ersten 35 s verbesserungswürdig.

Anmerkungen zu einer Lasterhöhung (Sim. 10, **Tabelle 5.3**) werden in Anhang A17 gegeben.

5.2.6 Zusammenfassung

Die Untersuchung des dynamischen Betriebsverhaltens zeigt – und bestätigt damit die Erkenntnisse aus Kap. 5.1, dass die Variation von nur einer Stellgröße zu stationären Betriebspunkten führen kann, in denen manche Betriebsparameter (z. B. der Wirkungsgrad) nicht optimal sind und andere kritische Betriebsgrenzen überschreiten. Ob dies tatsächlich geschieht, hängt jedoch vom Ausmaß der Variation ab.

Die Simulation der Zustandsänderungen nach einzelnen Stellgrößenänderungen hat wie beabsichtigt zum Verständnis der in den Sim. 9 und 10 simulierten Laständerungen beigetragen. Denn viele dabei auftretende Effekte sind in ähnlicher Form auch in den ersten acht Simulationen zu beobachten, sodass deren Ursachen eindeutig nachgewiesen werden können. Beispiele sind der Druckanstieg im Ejektor (Sim. 3 und 9),

der aufeinanderfolgende Temperatenausgleich in den drei wärmeübertragenden Bauteilen oder die Kopplungseffekte zwischen Kathoden- und Anodenkreis, welche überwiegend auf den sich im Verbrennungsplenum und in der Anode unterschiedlich schnell verändernden Drücken beruhen. Dies lässt zusammen mit der Beobachtung, dass Zustandsänderungen von zwei verschiedenen Startpunkten aus infolge entgegen gesetzter Stellgrößenvariationen nach einem fast identischen Schema ablaufen, auf lineare Eigenschaften des Hybridsystems schließen, was die Linearisierung und die Anwendung der linearen Regelungstheorie erleichtert (Kap. 6).

Die Untersuchung des dynamischen Betriebsverhaltens zeigt außerdem, dass es auch während Zustandsänderungen zu kritischen Betriebszuständen kommen kann; und zwar nicht nur, wenn nur eine Stellgröße wie z. B. die Drehzahl variiert wird (Kap. 5.2.1), sondern auch, wenn alle vier Stellgrößen zusammen variiert werden, um eine Laständerung auf der in Kap. 5.1.6 festgelegten Betriebslinie durchzuführen (Kap. 5.2.5). In beiden Beispielen nähern sich der Verdichterbetriebspunkt, das Wasser/Kohlenstoff-Verhältnis sowie der Differenzdruck zwischen Anode und Kathode ihren Grenzwerten bzw. überschreiten diese sogar. Im Einzelnen hängt das Verhalten wiederum vom Ausmaß aber zusätzlich noch von der Änderungsgeschwindigkeit der Stellgrößenvariationen ab. Demzufolge ist eine Regelung erforderlich, die die zeitlichen Verläufe der vier Stellgrößen so aufeinander abstimmt, dass auch in dynamischen Betriebszuständen stets ein ausreichender Abstand zu sämtlichen Betriebsgrenzen eingehalten wird.

Dies ist jedoch nur eine Aufgabe der Regelung. Zusätzlich muss sie die Hybridssystemleistung einer als Führungsgröße vorgegebenen Sollleistung möglichst schnell nachführen, da dies durch eine einfache Steuerung nur bedingt möglich ist (Kap. 5.2.5). Die Analyse des kausalen Ablaufs der Zustandsänderungen liefert nun wichtige Hinweise darüber, auf welche Art und Weise die Regelung beide Aufgaben erfüllen kann: Mit der Zellspannung kann die Leistung sehr schnell beeinflusst werden. Parallel sind über die Drehzahl, den Brennstoffdruck und den -massenstrom die für den momentanen Zellstrom richtigen Mengen an Sauerstoff und Brennstoff in die Brennstoffzelle bzw. die Brennkammer zu fördern. Dabei schränkt die Pumpgrenze die Dynamik des Rotors allerdings stark ein, während die Dynamik der beiden Brennstoffströme zwischen derjenigen der Übertragungspfade Spannung \rightarrow Leistung und Solldrehzahl \rightarrow Luftmenge liegt. Zusätzlich lässt sich über die Turbineneintrittstemperatur auch in transienten Betriebszuständen der Abstand zur Pumpgrenze und über die Stackeintrittstemperatur der Kühlluftbedarf und der Differenzdruck beeinflussen.

Da der 0-dimensionale Modellansatz eine recht grobe Vereinfachung darstellt und die meisten der das stationäre und dynamische Verhalten bestimmenden Parameter des

modellierten Hybridsystems (spez. Widerstände, Austauschstromdichten, Volumen, Massen, etc.) nur abgeschätzt und nicht anhand von Messdaten validiert werden konnten, können die Simulationsergebnisse in ihren quantitativen Aussagen weit von den realen Verhältnissen abweichen. Der beschriebene kausale Ablauf der Zustandsänderungen wird dagegen als weitgehend zutreffend bewertet, obwohl die „stationäre“ Modellierung der Gaszusammensetzung (Kap. 3.1) und der Gleichgewichtsansatz im Reformier und in der Brennstoffzelle diesen beeinflussen. Die Gaszusammensetzungen ändern sich dadurch zu schnell, verstärken z. B. den Brennstoffstrom in die Brennstoffzelle und vergrößern den Zellstrom.

6 Systemanalyse und -optimierung

Nachdem in Kap. 5 das Betriebsverhalten des Hybridsystems eingehend und überwiegend physikalisch-technisch untersucht worden ist, erfolgt die weitere Systemanalyse sowie die Optimierung von Zustandsänderungen nun eher theoretisch-mathematisch mit Methoden der linearen Systemtheorie. Dies setzt jedoch die Linearisierung des Hybridsystemmodells und des durch Kopplung mit den Modellen der elektrischen Betriebsmittel entstandenen Gesamtmodells voraus. Zudem wird das lineare Hybrid-systemmodell durch Verwendung zeitvarianter Koeffizienten und Linearisierungspunkte zu einem quasilinearen Modell erweitert, das die Vorteile des Originalmodells (Genauigkeit) mit denen des linearen (Rechenzeit) verbindet und somit anstatt des nichtlinearen Modells zum Testen verschiedener Regler verwendet werden kann (Kap. 6.1). Nach einer Validierung der linearen Modelle wird in Kap. 6.2 eine umfassende Systemanalyse durchgeführt, die eine Eigenwertanalyse sowie die Anwendung verschiedener Verfahren zur Ordnungsreduktion einschließt. Dies ermöglicht bzw. vereinfacht den in Kap. 6.3 vorgestellten Reglerentwurf, zu dem neben der Definition der Führungs-, Regel-, Stell- und Messgrößen die Festlegung der Reglerstruktur und letztendlich die Parametrierung gehört.

6.1 Linearisierung

Jedes nichtlineare Modell kann in vektorieller Form mit dem Eingangsvektor \mathbf{u} , dem Zustandsvektor \mathbf{x} und dem Ausgangsvektor \mathbf{y} als Differentialgleichungssystem erster Ordnung dargestellt werden:

$$\dot{\mathbf{x}} = \mathbf{f}(\mathbf{x}, \mathbf{u}), \quad (6.1a)$$

$$\mathbf{y} = \mathbf{g}(\mathbf{x}, \mathbf{u}). \quad (6.1b)$$

Es wird dann als Zustandsraummodell bezeichnet. Mit den Jacobi-Matrizen der Vektorfunktionen \mathbf{f} und \mathbf{g}

$$[\mathbf{A} \quad \mathbf{B} \quad \mathbf{C} \quad \mathbf{D}] = \left[\begin{array}{cccc} \frac{\partial \mathbf{f}}{\partial \mathbf{x}} & \frac{\partial \mathbf{f}}{\partial \mathbf{u}} & \frac{\partial \mathbf{g}}{\partial \mathbf{x}} & \frac{\partial \mathbf{g}}{\partial \mathbf{u}} \end{array} \right]_{\mathbf{x}=\mathbf{x}_0, \mathbf{u}=\mathbf{u}_0}, \quad (6.2)$$

deren Berechnung entweder analytisch oder numerisch an einem beliebigen, aber durch die Vektoren \mathbf{u}_0 und \mathbf{x}_0 eindeutig definierten stationären Linearisierungspunkt im Zustandsraum erfolgt, ergibt sich das Zustandsraummodell in linearisierter Form:

$$\Delta \dot{\mathbf{x}} = \mathbf{A} \cdot \Delta \mathbf{x} + \mathbf{B} \cdot \Delta \mathbf{u}, \quad (6.3a)$$

$$\Delta \mathbf{y} = \mathbf{C} \cdot \Delta \mathbf{x} + \mathbf{D} \cdot \Delta \mathbf{u}. \quad (6.3b)$$

Die Vektoren $\Delta \mathbf{u}$, $\Delta \mathbf{x}$ und $\Delta \mathbf{y}$, in den weiteren Ausführungen nur noch mit \mathbf{u} , \mathbf{x} und \mathbf{y} , bezeichnet, sind dabei die Abweichungen von dem Linearisierungspunkt; die Matrizen \mathbf{A} , \mathbf{B} , \mathbf{C} und \mathbf{D} heißen System-, Steuer-, Beobachtungs- und Durchgangsmatrix.

Die Linearisierung des Hybridsystemmodells sowie des durch Kombination mit den Modellen der elektrischen Betriebsmittel entstandenen Gesamtmodells (vgl. **Bild 3.7** und **Bild 4.2**) wird in drei Schritten durchgeführt, da die alleinige Verwendung der in SIMULINK[®] enthaltenen Linearisierungsfunktionen zu teilweise abwegigen Ergebnissen führte [120]. Die Ableitung der linearisierten Modelle beginnt mit der numerischen Bestimmung der Jacobi-Matrizen für jedes Komponentenmodell. Bei der Berechnung der Differenzenquotienten hat sich eine relative Auslenkung jedes Eingangs und jedes Zustandes um 0.05 % als geeignet erwiesen. Im zweiten Schritt werden die nichtlinearen Komponentenmodelle durch die linearen ersetzt. Dies erfordert jedoch zusätzlich die Verwendung von Verzögerungsblöcken, da es ansonsten aufgrund von Durchgangsmatrizen, die nicht der Nullmatrix entsprechen, zu algebraischen Schleifen kommt. Damit liegen beide Modelle zwar bereits in linearisierter Form vor, um das Betriebsverhalten jedoch entsprechend Gl. (6.3) mit nur einem Satz von Zustandsraummatrizen beschreiben zu können, werden im letzten Schritt die Jacobi-Matrizen für die zusammengesetzten, linearen Modelle berechnet.

Die Vektoren \mathbf{u} , \mathbf{x} und \mathbf{y} des linearisierten Hybridsystemmodells entsprechen denen des nichtlinearen Modells, welche in Anhang A10 aufgeführt sind. Die Kombination des Hybridsystems mit den elektrischen Betriebsmitteln vergrößert im Gesamtmodell die Anzahl der Eingänge auf 16, die der Zustände auf 30 und die der Ausgänge auf 117 (Anhang A18).

6.1.1 Quasilineares Modell

Die Beschränkung des Gültigkeitsbereichs von linearen Modellen auf die unmittelbare Umgebung des Linearisierungspunkts erweist sich dann als Nachteil, wenn diese zur Reduzierung der Rechenzeit nichtlineare Modelle ersetzen sollen oder statt einer Festwert- eine Folgeregelung vorgesehen ist. Dies gilt insbesondere für Systeme, die wie das Hybridsystem in einem großen Betriebsbereich betrieben werden sollen. Daher wird das lineare Modell des Hybridsystems zu einem quasilinearen Modell weiterentwickelt. Die Entwicklung eines quasilinearen Modells für die elektrischen Komponenten ist dagegen nicht notwendig, da die Modelle weniger komplex sind und zudem der Variationsbereich der meisten Größen (Ausnahmen: Hybridsystemleistung, Gasturbinendrehzahl und Asynchronmaschinenmoment) kleiner ist.

Prinzipiell handelt es sich dabei weiter um ein lineares Modell, dessen Matrizen und Linearisierungspunkte (LP) allerdings als zeitvariant betrachtet werden. Ersetzt man darin die Zeitabhängigkeit durch Abhängigkeiten von allen Zustands- und Eingangs-

größen und berücksichtigt davon nur die wichtigsten (Indices i bzw. j), ergibt sich ein Zustandsraummodell der Form

$$\dot{\mathbf{x}} = \mathbf{A}(x_i, u_j) \cdot (\mathbf{x} - \mathbf{x}_{LP}(x_i, u_j)) + \mathbf{B}(x_i, u_j) \cdot (\mathbf{u} - \mathbf{u}_{LP}(x_i, u_j)), \quad (6.4a)$$

$$\mathbf{y} - \mathbf{y}_{LP}(x_i, u_j) = \mathbf{C}(x_i, u_j) \cdot (\mathbf{x} - \mathbf{x}_{LP}(x_i, u_j)) + \mathbf{D}(x_i, u_j) \cdot (\mathbf{u} - \mathbf{u}_{LP}(x_i, u_j)). \quad (6.4b)$$

Voraussetzung dafür ist jedoch ein Kennfeld von stationären Linearisierungspunkten, das die Abhängigkeiten zwischen den charakteristischen Parametern x_i , u_j einerseits und den Matrizen \mathbf{A} , \mathbf{B} , \mathbf{C} , \mathbf{D} sowie den Vektoren \mathbf{u}_{LP} , \mathbf{x}_{LP} und \mathbf{y}_{LP} andererseits enthält. Die Berechnung erfolgt mittels Interpolation.

Für das quasilineare Modell des Hybridsystems wurde basierend auf dem in Kap. 5.1 berechneten stationären Betriebsverhalten ein dreidimensionales Kennfeld erstellt, in dem die vier Matrizen und die drei Vektoren in Abhängigkeit der drei charakteristischen Parameter untere Stackgehäusetemperatur (1), Turbineneintrittstemperatur (2) und Drehzahl (3) abgelegt sind und das nahezu den ganzen in Kap. 5.1 dargestellten Betriebsbereich abdeckt. Es umfasst 540 Stützpunkte und damit ebenso viele vollständige lineare Modelle an jeweils unterschiedlichen Linearisierungspunkten.

6.1.2 Validierung

Die Validierung der linearen Modelle wird nur für das Modell des Hybridsystems durchgeführt. Sie beruht auf Simulationen der in **Tabelle 5.3** angegebenen Betriebspunktänderungen, wodurch die mit dem nichtlinearen Modell in Kap. 5.2 berechneten zeitlichen Verläufe zum Vergleich herangezogen werden können. Ferner finden dabei im Gegensatz zu [120] hauptsächlich diejenigen Größen Berücksichtigung, die im Betrieb des Hybridsystems zu überwachen bzw. für die Regelung notwendig sind (**Tabelle 6.2**). Auf eine Validierung des instabilen Gesamtmodells (Kap. 6.2) kann dagegen verzichtet werden, da die Nichtlinearitäten der zum Hybridsystem hinzugefügten, elektrischen Teilmodelle vergleichsweise schwach ausgeprägt sind. Dies zeigten Untersuchungen des Betriebsverhaltens der elektrischen Betriebsmittel für den in Kap. 5.1.6 festgelegten Betriebsbereich.

Nach Durchführung der Simulationen und vergleichenden Betrachtungen zeigt sich, dass das lineare und das quasilineare Modell das Verhalten des Hybridsystems hinreichend genau beschreiben, um zur Reglerentwicklung bzw. zum Testen desselbigen eingesetzt zu werden. Dieses grundsätzliche Ergebnis wird von den nachfolgend präsentierten Bildern bestätigt, bei denen es sich aufgrund der großen Anzahl von Simulationen und untersuchten Parametern jedoch nur um eine repräsentative Auswahl handelt. Im Einzelnen weisen sie Besonderheiten auf, die zu einem etwas differenzierteren Ergebnis führen.

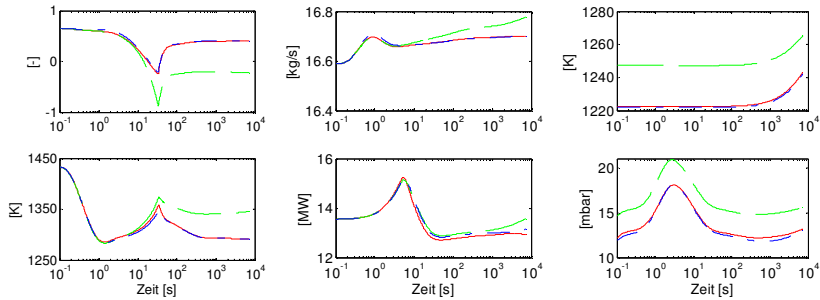


Bild 6.1: Validierung des linearen (grün) und des quasilinearen (blau) anhand des nichtlinearen Hybridsystemmodells (rot)

- (a) Pumpgrenzenabstandsindikator (Sim. 9, **Tabelle 5.3**; links oben)
- (b) Turbineneintrittstemperatur (Sim. 9, **Tabelle 5.3**; links unten)
- (c) Verdichtermassenstrom (Sim. 7, **Tabelle 5.3**; Mitte oben)
- (d) Hybridsystemleistung (Sim. 1, **Tabelle 5.3**; Mitte unten)
- (e) Anodengasttemperatur (Sim. 6, **Tabelle 5.3**; rechts oben)
- (f) Differenzdruck zw. Anode und Kathode (Sim. 4, **Tabelle 5.3**; rechts unten)

Wie erwartet bildet meistens das quasilineare Modell aufgrund der Modellnachführung das Verhalten des Hybridsystems besser ab als das lineare. Während die Abweichungen des quasilinearen Modells (jeweils bezogen auf die aktuellen, absoluten Referenzwerte der betrachteten Größen) selten bzw. nur bei den Größen, deren absolute Werte sehr klein sind, über 3 % liegen, betragen sie für mehrere, von dem linearen Modell berechnete Größen über 5 % (z. B. für die Gasturbinenleistung). Diese Linearisierungsfehler sind dabei umso größer, je weiter der aktuelle Betriebspunkt vom Linearisierungspunkt entfernt ist, da sich insbesondere dann die Nichtlinearitäten des Systems auswirken, von denen das Verdichterkennfeld und das Strom-Spannungs-Verhalten der Brennstoffzelle den größten Einfluss haben. So kommt es bei denjenigen Betriebspunktänderungen zu größeren Abweichungen des linearen Modells, in denen entweder die Drehzahl variiert wird, oder sich die untere Stackgehäuse- bzw. die Turbineneintrittstemperatur deutlich ändern. Beispiele sind die Hybridsystemleistung, der Verdichtermassenstrom, die Turbineneintrittstemperatur oder der Pumpgrenzenabstandsindikator (**Bild 6.1, a-d**). Letzterer sei für den jeweils aktuellen Massenstrom definiert als Differenz zwischen dem momentanen Druckverhältnis und dem Druckverhältnis bei einem Pumpgrenzenabstand von 4 %. Die Abweichung der Hybridsystemleistung lässt sich dabei insbesondere auf den nichtlinearen Zusammenhang zwischen Stacktemperatur und Zellstrom zurückführen, welcher besagt, dass der Strom mit wachsender Temperatur zunächst ansteigt, bevor er wieder absinkt (vgl. Kap. 5). Die festgestellten Abweichungen betreffen jedoch vorwiegend das stationäre Verhalten; das für die Reglerparametrierung wichtigere, durch die Zeitkon-

stanten einzelner physikalischer Phänomene definierte dynamische Verhalten ist dagegen weitgehend identisch und damit unabhängig vom jeweiligen Linearisierungspunkt. Dieses Ergebnis wird durch **Bild 6.1e, f** nochmals bestätigt: Obwohl sich die fehlende stationäre Genauigkeit des linearen Modells bereits zu Simulationsbeginn äußert, da der Startpunkt der Simulation nicht der Auslegungspunkt sondern der 70%-Lastpunkt ist und die Fehler bis zu 21 % betragen, sind die zeitlichen Verläufe der dargestellten Größen in etwa parallel.

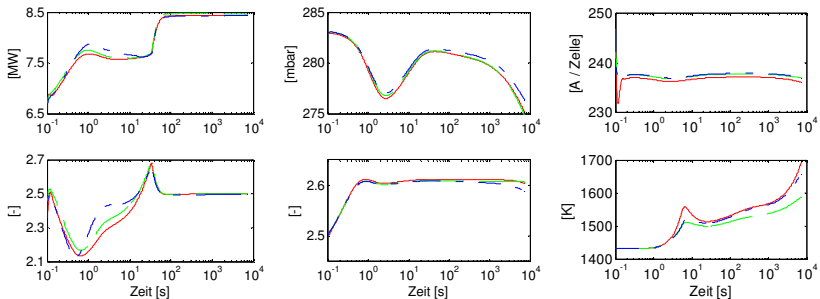


Bild 6.2: Validierung des linearen (grün) und des quasilinearen (blau) anhand des nichtlinearen Modells (rot)

- (a) Brennstoffzellenleistung (Sim. 10, **Tabelle 5.3**; links oben)
- (b) Wasser/Kohlenstoff-Verhältnis (Sim. 10, **Tabelle 5.3**; links unten)
- (c) Differenzdruck zw. Anode und Verbrennungspl. (Sim. 3, **Tabelle 5.3**; Mitte oben)
- (d) Wasser/Kohlenstoff-Verhältnis (Sim. 5, **Tabelle 5.3**; Mitte unten)
- (e) Zellstrom (Sim. 3, **Tabelle 5.3**; rechts oben)
- (f) Turbineneintrittstemperatur (Sim. 1, **Tabelle 5.3**; rechts unten)

Manchmal ist aber auch das lineare Modell genauer. Beispiele lassen sich im Verlauf der Brennstoffzellenleistung finden (**Bild 6.2a**, zw. 0.4 und 20 s), in dem des Wasser/Kohlenstoff-Verhältnisses (**Bild 6.2b**, zw. 0.7 und 10 s bzw. **Bild 6.2d**) oder in dem des Differenzdrucks zwischen Anode und Kathode (**Bild 6.2c**). Dabei können die Fallbeispiele in zwei Gruppen mit unterschiedlichen Erklärungsansätzen unterteilt werden. Zur ersten gehören die Fälle, in denen das quasilineare Modell für einen begrenzten Zeitraum zu Beginn der Simulation ungenauer ist, z. B. während der Drehzahländerung in **Bild 6.2a, b**. Die dort auftretenden Betriebspunkte sind in hohem Maße von dynamischen Vorgängen geprägt (vgl. Kap. 5.2), sodass sie stark von den stationären Punkten abweichen, auf denen das quasilineare Modell basiert. Folglich kann es zu Abweichungen kommen, die unter bestimmten Voraussetzungen die des linearen Modells übertreffen. Eine dieser Voraussetzungen ist dabei, dass der Linearisierungsfehler klein sein und der Betriebspunkt somit in der Nähe des Linearisierungspunkts liegen muss. Zur zweiten Gruppe zählen die Fälle, in denen das quasili-

neare Modell am Simulationsende und u. U. für einen großen Zeitraum ungenauer ist (**Bild 6.2c, d**). Hier liegt die Ursache in der Interpolation der dem quasilinearen Modell zugrunde liegenden linearen Modelle. Definitionsgemäß ist zwar im quasilinearen Modell, d. h. in Gl. (6.4), die Bedingung für stationäre Betriebspunkte $\dot{\mathbf{x}} = \mathbf{0}$ für alle Eingangs- und Zustandsvektoren (\mathbf{x}, \mathbf{u}) erfüllt, die den interpolierten Vektoren $(\mathbf{x}, \mathbf{u})_{LP}$ entsprechen. Im Allgemeinen trifft dies jedoch nicht zu, wenn man dieselben Vektoren in die nichtlineare Beziehung Gl. (6.1) einsetzt, woraus Abweichungen resultieren, die unter bestimmten Voraussetzungen (s. o.) wieder die des linearen Modells übertreffen können. Allerdings werden diese Aussagen dadurch relativiert, dass die absoluten Abweichungen des quasilinearen Modells meistens gering sind (s. o.).

Weitere erwähnenswerte Merkmale betreffen beispielsweise den Verlauf der Hybrid-systemleistung infolge einer Spannungsänderung (Sim. 3, **Tabelle 5.3**) oder den Verlauf der Turbineneintrittstemperatur bei einer schnellen Drehzahländerung (Sim. 1, **Tabelle 5.3**). So zeigt **Bild 6.2e** dass weder das lineare noch das quasilineare Modell den in Kap. 5.2.2 erläuterten schnellen Einschwingvorgang des Zellstroms richtig wiedergeben, was möglicherweise an den bei der Linearisierung verwendeten Verzögerungsblöcken liegt. Demgegenüber weist **Bild 6.2f** auf eine dritte Fehlerquelle im quasilinearen Modell hin: bei den zw. 3 und 20 s auftretenden Abweichungen handelt es sich auch beim quasilinearen Modell um Linearisierungsfehler, da im erwähnten Zeitfenster die Turbineneintrittstemperatur außerhalb des durch das Kennfeld abgedeckten Intervalls (1083 bis 1483 K) liegt. Somit ist der verwendete Stützpunkt wie im linearen Modell der Linearisierungspunkt weit vom aktuellen Betriebspunkt entfernt.

6.2 Systemanalyse

Den Untersuchungen in diesem Kapitel werden einige Definitionen und Herleitungen aus der linearen Systemtheorie vorangestellt, welche zur Analyse des dynamischen Systemverhaltens notwendig sind. Daran anschließend erfolgt die Berechnung der systemspezifischen Eigenwerte und Nullstellen, wobei mittels Parametervariationen eine gute Zuordnung zwischen Eigenwerten und physikalischen Vorgängen gelingt. Zuletzt werden mehrere Verfahren zur Reduktion der Systemordnung verglichen.

6.2.1 Systemtheoretische Grundlagen

Die Lösung des Differentialgleichungssystems (6.3) erfolgt analog zu der einfacheren Differentialgleichungen erster Ordnung über die zwei Ansatzfunktionen

$$\mathbf{x}(t) = e^{A t} \mathbf{k}, \quad (6.5a)$$

$$\mathbf{x}(t) = e^{A t} \mathbf{k}(t). \quad (6.5b)$$

Der Ansatz (6.5a) löst das zugehörige homogene Differentialgleichungssystem. Dabei ist die Matrixexponentialfunktion e^{At} durch eine Reihe definiert, dessen Struktur der Reihenentwicklung der e-Funktion entspricht, sodass die Differentiation von e^{At} dann $\mathbf{A}e^{At}$ ergibt. Der Ansatz (6.5b) führt über die Variation der Konstanten zur Lösung der inhomogenen Differentialgleichungen. Nach Einsetzen der beiden Lösungen in Gl. (6.3) erhält man die Bewegungsgleichungen für den Zustand und den Ausgang:

$$\mathbf{x}(t) = e^{At}\mathbf{x}_0 + \int_0^t e^{A(t-\tau)}\mathbf{B}\mathbf{u}(\tau)d\tau, \quad (6.6a)$$

$$\mathbf{y}(t) = \mathbf{C}e^{At}\mathbf{x}_0 + \int_0^t \mathbf{C}e^{A(t-\tau)}\mathbf{B}\mathbf{u}(\tau)d\tau + \mathbf{D}\mathbf{u}(t). \quad (6.6b)$$

Da die Zustandsvariablen in einem Zustandsraummodell nicht eindeutig sind, ist es möglich, diese mittels regulärer Transformationsmatrizen \mathbf{T} zu verändern:

$$\tilde{\mathbf{x}}(t) = \mathbf{T}^{-1}\mathbf{x}(t). \quad (6.7)$$

Daraus resultiert ein transformiertes Zustandsraummodell mit den Systemmatrizen

$$\tilde{\mathbf{A}} = \mathbf{T}^{-1}\mathbf{A}\mathbf{T}, \quad \tilde{\mathbf{B}} = \mathbf{T}^{-1}\mathbf{B}, \quad \tilde{\mathbf{C}} = \mathbf{C}\mathbf{T}, \quad \tilde{\mathbf{D}} = \mathbf{D}, \quad (6.8)$$

welches jedoch weiterhin dasselbe dynamische Verhalten beschreibt. Setzt man eine diagonalisierbare Systemmatrix \mathbf{A} voraus und verwendet für \mathbf{T} die Eigenvektormatrix \mathbf{V} , wird $\tilde{\mathbf{A}}$ zu einer Diagonalmatrix mit den Eigenwerten λ_i auf der Hauptdiagonalen, die sich aus der charakteristischen Gleichung

$$\det(\lambda\mathbf{I} - \mathbf{A}) = \lambda^n + k_{n-1}\lambda^{n-1} + \dots + k_1\lambda + k_0 = 0 \quad (6.9)$$

berechnen lassen. Die Bewegungsgleichungen für diese kanonische Normalform genannte Form des Zustandsraummodells

$$\tilde{\mathbf{x}}(t) = \text{diag} e^{\lambda_k t} \tilde{\mathbf{x}}_0 + \int_0^t \text{diag} e^{\lambda_k(t-\tau)} \tilde{\mathbf{B}}\mathbf{u}(\tau)d\tau, \quad (6.10a)$$

$$\mathbf{y}(t) = \tilde{\mathbf{C}}\text{diag} e^{\lambda_k t} \tilde{\mathbf{x}}_0 + \int_0^t \tilde{\mathbf{C}}\text{diag} e^{\lambda_k(t-\tau)} \tilde{\mathbf{B}}\mathbf{u}(\tau)d\tau + \tilde{\mathbf{D}}\mathbf{u}(t) \quad (6.10b)$$

zeigen, dass die vorher miteinander verkoppelten Differentialgleichungen in $n = \dim(\mathbf{A})$ unabhängige Eigenvorgänge transformiert worden sind, deren zeitliches Verhalten maßgeblich durch die Eigenwerte λ_k bestimmt ist: während komplexe Anteile von λ_k ein schwingendes Verhalten verursachen (Eulersche Formel), bewirken negative Realteile von λ_k ein ab-, positive dagegen ein aufklingendes Verhalten.

Diese Erkenntnis führt im Zusammenhang mit den Definitionen des Stabilitätsbegriffs zu einfachen Stabilitätskriterien: Ein System ist (asymptotisch) stabil, wenn für diagonalähnliche Matrizen \mathbf{A} die Realteile sämtlicher Eigenwerte kleiner gleich (kleiner)

Null sind. Man spricht von (asymptotischer) Zustandsstabilität, wenn bei beschränktem Anfangszustand eine geeignete Norm des Zustandsvektors für $t \rightarrow \infty$ beschränkt bleibt (gegen Null geht). Ein System ist indessen E/A-stabil, d. h. beschränkte Eingangs- erzeugen beschränkte Ausgangssignale, wenn sämtliche Pole der Übertragungsfunktion (s. u.) negative Realteile haben. Weitere Stabilitätskriterien sind z. B. das Hurwitz- und das Routhkriterium, die beide ohne eine Bestimmung der Eigenwerte auskommen.

Eine weitere wichtige Funktion ist die Gewichtsfunktionsmatrix $\mathbf{G}(t)$, welche mit der Systemantwort auf eine impulsförmige Eingangsgröße $\delta(t)$ übereinstimmt und daher bei verschwindendem Anfangszustand \mathbf{x}_0 aus Gl. (6.6b) berechnet werden kann:

$$\mathbf{G}(t) = \mathbf{C}e^{\mathbf{A}t}\mathbf{B} + \mathbf{D}\delta(t). \quad (6.11)$$

Die weiteren Betrachtungen beruhen darauf, dass sich (fast) jede Funktion als Superposition von auf- und abklingenden Sinusfunktionen darstellen lässt. Verwendet man eine solche Elementarfunktion $\mathbf{u}(t) = \hat{\mathbf{u}}e^{\mu t}$ mit der komplexen Frequenz $\mu = \delta + j\omega$ als Eingangssignal und löst das Integral in Gl. (6.10b), ergibt sich für den Ausgang in Indexschreibweise ein Ausdruck mit drei Anteilen:

$$y_i(t) = \underbrace{\sum_{k=1}^n \tilde{c}_{ik} \tilde{x}_{0,k} e^{\lambda_k t}}_{y_{i, frei}} - \underbrace{\sum_{j=1}^m \sum_{k=1}^n \frac{\tilde{c}_{ik} \tilde{b}_{kj} \hat{u}_j}{\mu - \lambda_k} e^{\lambda_k t}}_{y_{i, \hat{u}}} + \underbrace{\left(\sum_{j=1}^m \sum_{k=1}^n \frac{\tilde{c}_{ik} \tilde{b}_{kj}}{\mu - \lambda_k} + \tilde{d}_{ij} \right) \hat{u}_j e^{\mu t}}_{y_{i, s}}. \quad (6.12)$$

Die Anfangsauslenkung \mathbf{x}_0 ruft die freie oder Eigenbewegung \mathbf{y}_{frei} hervor, das Übergangsverhalten \mathbf{y}_{ij} besteht aus den durch den Eingang angeregten Eigenvorgängen und das stationäre Verhalten \mathbf{y}_s ist durch die Dynamik des Eingangssignals festgelegt; die letzten beiden Anteile bilden dabei die erzwungene Bewegung.

Im Gegensatz zum Zustandsraummodell beschreibt die Übertragungsfunktionsmatrix, als Quotient der Laplacetransformierten von Ausgangs- und Eingangsgröße

$$\mathbf{G}(s) = \frac{\mathbf{Y}(s)}{\mathbf{U}(s)} = \mathbf{C}(s\mathbf{I} - \mathbf{A})^{-1}\mathbf{B} + \mathbf{D} \quad (6.13)$$

lediglich das E/A-Verhalten des Systems. Aufgrund der inversen Matrix ist jedes Element in der Übertragungsfunktionsmatrix eine gebrochene rationale Funktion, dessen Nenner mit der charakteristischen Gleichung (Gl. 6.9) übereinstimmt. Folglich sind zwar alle Pole der skalaren Übertragungsfunktionen $\mathbf{G}_{ij}(s)$ Eigenwerte der Systemmatrix \mathbf{A} , aber nicht alle Eigenwerte sind zwangsläufig Pole. Letzteres ist dann der Fall, wenn ein Pol und eine Nullstelle identisch sind und sich die entsprechenden Linearfaktoren kürzen lassen. Mittels der nach Gl. (6.6b) durch Faltung einer Elementarfunktion (s. o.) mit der Gewichtsfunktion $\mathbf{g}_{ij}(t)$ des Übertragungswegs vom Eingang j zum Ausgang i hergeleiteten Beziehung

$$y_{ij}(t) = \left| G_{ij}(\mu = \delta + j\omega) \right| \hat{u}_j e^{\delta t} e^{j\omega t + \arg(G_{ij}(\mu = \delta + j\omega))}, \quad (6.14)$$

die für $\delta \rightarrow 0$ die Definition des Frequenzgangs $G_{ij}(j\omega)$ enthält, gelingt eine anschauliche Interpretation der Übertragungsfunktion: Die Amplitude eines Signals mit der komplexen Frequenz μ wird durch den Betrag von G_{ij} verstärkt bzw. abgeschwächt, während seine Phase durch das Argument von G_{ij} verschoben wird. Zusammen mit Gl. (6.12) zeigt sich in Gl. (6.14) eine weitere Eigenschaft der Eigenwerte bzw. Pole: Signale mit einer komplexen Frequenz, die der eines Pols entspricht, werden unendlich stark verstärkt.

Während die Pole eines Systems ausschließlich von den durch die Matrix \mathbf{A} beschriebenen physikalischen Wirkprinzipien festgelegt werden, werden die im Folgenden zu definierenden und interpretierenden Nullstellen durch die Matrizen \mathbf{B} und \mathbf{C} bestimmt; sie entstehen im Allgemeinen durch die Überlagerung mehrerer Wirkungsketten. Man unterscheidet zwischen Übertragungs-, Entkopplungs- und invarianten Nullstellen. Übertragungsnullstellen sind diejenigen komplexen Frequenzen s_0 , welche das System nicht übertragen kann und sich aus

$$\det \mathbf{G}(s_0) = 0 \quad \text{für } \dim(\mathbf{u}) = \dim(\mathbf{y}), \quad (6.15a)$$

$$\text{Rang} \mathbf{G}(s_0) < \max_s \text{Rang} \mathbf{G}(s) \quad \text{für } \dim(\mathbf{u}) \neq \dim(\mathbf{y}) \quad (6.15b)$$

ergeben. Die invarianten Nullstellen sind ebenfalls durch Gl. (6.15) definiert, wenn die Übertragungsfunktionsmatrix durch die ROSENBRÖCK-Systemmatrix

$$\mathbf{P}(s) = \begin{pmatrix} s\mathbf{I} - \mathbf{A} & -\mathbf{B} \\ \mathbf{C} & \mathbf{D} \end{pmatrix} \quad (6.16)$$

ersetzt wird. Ist eine Frequenz s_0 eine invariante Nullstelle, aber keine Übertragungsnullstelle, handelt es sich um eine Entkopplungsnullstelle. Sie ist dann gleichzeitig Eigenwert von \mathbf{A} und die dazugehörigen Linearfaktoren lassen sich im Gegensatz zu den Übertragungsnullstellen in jedem Element von $\mathbf{G}(s)$ kürzen. Der Eigenvorgang $e^{s_0 t}$ ist dann entweder durch den Eingang nicht steuerbar oder durch den Ausgang nicht beobachtbar.

Der Begriff der vollständigen Steuerbarkeit beschreibt die Eigenschaft, ein System in einem endlichen Zeitintervall von einem beliebigen Anfangszustand \mathbf{x}_0 durch eine geeignete Steuerung \mathbf{u} in einen anderen beliebigen Endzustand \mathbf{x}_{end} überführen zu können. Bei der Eigenschaft, aus über einem endlichen Zeitintervall bekannten Verläufen von Ein- und Ausgang \mathbf{u} bzw. \mathbf{y} den Anfangszustand \mathbf{x}_0 rekonstruieren zu können, wird hingegen von vollständiger Beobachtbarkeit gesprochen. Als Nachweis für die genannten Eigenschaften gibt u. a. Hautus [68] zwei Kriterien an: ein System $(\mathbf{A}, \mathbf{B}, \mathbf{C}, \mathbf{D})$ der Ordnung n ist genau dann vollständig steuerbar bzw. beobachtbar, wenn Gl. (6.17) bzw. Gl. (6.18) für alle Eigenwerte λ_k der Matrix \mathbf{A} erfüllt ist.

$$\text{Rang}([\lambda_k \mathbf{I} - \mathbf{A} \quad \mathbf{B}]) = n \quad (6.17)$$

$$\text{Rang}\left(\begin{bmatrix} \lambda_k \mathbf{I} - \mathbf{A} \\ \mathbf{C} \end{bmatrix}\right) = n \quad (6.18)$$

Ferner ist ein System minimalphasig, wenn es für seinen Amplitudengang die minimal möglich Phase hat und die Realteile aller Übertragungsnullstellen und Pole negativ sind. Ansonsten treten Allpassanteile mit $|G_{ij}(j\omega)| = 1$ auf, deren Übergangsfunktion für kleine Zeiten ein anderes Vorzeichen haben als für große Zeiten.

6.2.2 Eigenwertverteilung

Die Eigenwerte der betrachteten und im Auslegungspunkt abgeleiteten linearen Modelle sind in **Bild 6.3** in der komplexen Ebene dargestellt bzw. in Anhang A19 angegeben; beide Systeme haben keine Nullstellen, sind minimalphasig und zudem steif. Das Verhältnis der Eigenwerte mit dem kleinsten und größten negativen Realteil beträgt für das Hybridsystemmodell 6.8e6 und für das Gesamtsystem 2e7.

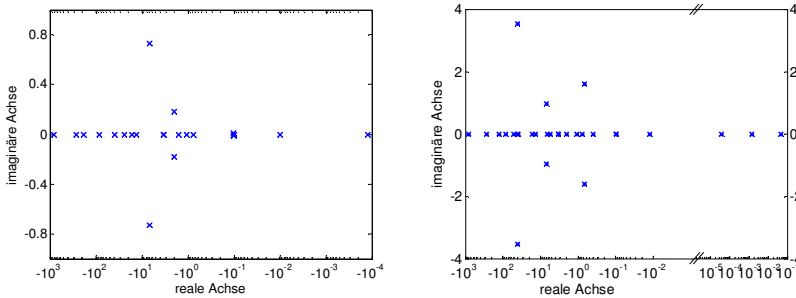


Bild 6.3: (a) PN-Bild des Hybridsystemmodells (links) und (b) des Gesamtmodells (rechts)

Das Hybridsystemmodell hat 22 Pole mit ausschließlich negativen Realteilen; zudem ist die Matrix \mathbf{A} diagonalisierbar. Folglich ist das System asymptotisch stabil. Dieses Ergebnis wird von den in Kap. 5.2 durchgeführten dynamischen Simulationen bestätigt, welche alle ein stabiles Verhalten aufweisen. Die Stabilität ist jedoch auch an der Struktur der verwendeten nichtlinearen Differentialgleichungen zu erkennen, da jede Störung eines beliebigen Zustandes (z. B. einer Temperatur oder eines Druckes) einen entgegen gerichteten Ausgleichsvorgang hervorruft (vgl. Kap. 3.8). Des Weiteren sind sechs Pole konjugiert komplex. Damit hat das System schwingungsfähige Eigenvorgänge, die in den dynamischen Simulationen u. a. den Verlauf des Zellstroms beeinflussen (Kap. 5.2). Allerdings ist die Dämpfung dabei mit über 0.99 sehr hoch, weshalb die Schwingungen nur schwach ausgeprägt sind, die Eigenfrequenzen liegen zwischen 0.10 und 6.7 1/s.

Unter den 30 Polen des Gesamtsystems gibt es zwar ebenfalls drei konjugiert komplexe Polpaare, aufgrund anderer Eigenfrequenzen (41 1/s) und Dämpfungen (0.4) sind jedoch gleiche physikalische Ursachen unwahrscheinlich. Zudem haben drei Pole positive Realteile, welche das System instabil und eine Regelung erforderlich machen. Wie ein Vergleich zeigt, bleibt ein Großteil der Pole bei der Verkopplung zu einem Gesamtsystem aber unverändert.

Für eine physikalische Interpretation der Pole bzw. der Systemdynamik sind weitere Betrachtungen notwendig. Eine einfache Methode, physikalischen Phänomenen charakteristische Zeiten zuzuordnen, ist die Bildung von Quotienten, welche sich im Zähler aus einer die Speicherfähigkeit einer Komponente beschreibenden Größe als Trägheitsparameter und im Nenner aus einer dazugehörigen Flussgröße zusammensetzen. Ein Beispiel ist der Quotient aus Komponentenvolumen und durchfließendem Massenstrom multipliziert mit der Gasdichte. Die so bestimmten Zeiten wurden in [71], [120] zur Festlegung des Zeitschrittes der numerischen Integration verwendet. Da es jedoch zu jeder modellierten Differentialgleichung erster Ordnung eine der obigen Definition entsprechende charakteristische Zeit gibt, können diese Zeiten auch zum Vergleich mit den Polen herangezogen werden. Weil die Ergebnisse jedoch recht unterschiedlich sind, wird auf deren Darstellung verzichtet. Trotzdem sind auf diese Weise folgende, qualitative Aussagen möglich, welche von den durchgeführten Parametervariationen auch bestätigt werden können (s. u.): die schnelle Dynamik wird von der Impulsleichung (Gl. 3.64), der Brennkammer und dem Zellstrom verursacht, während die Wärmespeicherung sowie die Gasdynamik im Reformier (wegen des großen Volumens, s. Anhang A4) die langsamen Pole bestimmen.

Eine zuverlässigere Methode besteht in der Variation der die Dynamik zu einem großen Teil bestimmenden Trägheitsparameter in den Differentialgleichungen. Anschließend werden die sich daraus ergebenden Polverschiebungen analysiert, um damit Verknüpfungen zwischen den Polen, d. h. der Systemdynamik einerseits und den Differentialgleichungen, also den physikalischen Vorgängen andererseits abzuleiten. Die Vorgehensweise umfasst dabei folgende Schritte:

- Halbierung *eines* Trägheitsparameters,
- Durchführung der Linearisierung (Kap. 6.1) und Berechnung der Pole,
- Sortierung der Pole nach absteigendem Realteil unter der Bedingung, dass sich möglichst wenig Pole verändern,
- Berechnung der prozentualen Abweichungen der Realteile.

Die Ergebnisse sind als Balkendiagramme dargestellt, in **Bild 6.4** für das Hybridsystem und in **Bild 6.5** für das Gesamtmodell. Die x-Achse kennzeichnet jeweils den

variieren Trägheitsparameter, die y-Achse den Eigenwert; auf der z-Achse ist die Veränderung des Realteils der Eigenwerte aufgetragen.

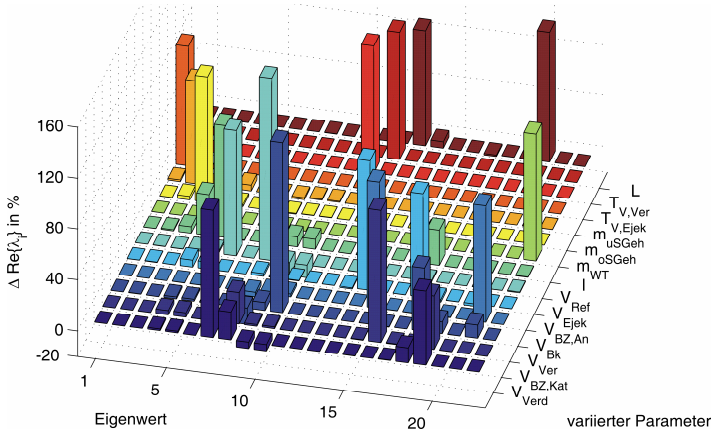


Bild 6.4: Eigenwertveränderung nach Parametervariation für das Hybridsystem

Bild 6.4 zeigt deutlich, dass die Parametervariation eine Zuordnung der Eigenwerte zu einzelnen Differentialgleichungen ermöglicht. Denn jeder Eigenwert wird nur von einzelnen Trägheitsparametern stark beeinflusst und umgekehrt verschieben sich durch die Variation eines Trägheitsparameters nur sehr wenige Eigenwerte deutlich. Obwohl die absolute Höhe der Balken dabei von untergeordneter Bedeutung ist, liegt sie in den meisten Fällen bei ca. 100 % und bestätigt somit zusätzlich die Zuordnungen, da sie analog zu den halbierten Trägheitsgrößen eine Halbierung der Zeitkonstanten bedeuten. Als Beispiel sei die Verknüpfung zwischen dem 22. Eigenwert und der Impulsgleichung (Gl. 3.64) im Ejektor mit der Länge L der Mischungsstrecke als Trägheitsparameter genannt. Weiterhin fällt auf, dass variierte Komponentenvolumen meistens zwei stark abweichende Eigenwerte zur Folge haben, wie z. B. das Brennkammervolumen die Eigenwerte 15 und 21. Dies ist jedoch offensichtlich. Denn jedes Komponentenvolumen beeinflusst nicht nur eine, sondern mit der Kontinuitäts- und der Energiegleichung zwei Differentialgleichungen. Der jeweilige Abstand zwischen den beiden Eigenwerten charakterisiert dabei den Unterschied zwischen der Temperatur- und der Druckdynamik. Dieser kann entweder wie bei der Verdichterdynamik mit einem Verhältnis von 80 sehr groß sein oder wie bei der Ejektordynamik mit einem Verhältnis von 2 eher klein. Einige Eigenwerte hängen aber auch von mehreren Trägheitsparametern ab, was auf Kopplungen zwischen einzelnen Differentialgleichungen hindeutet. Ein Beispiel dafür ist das konjugiert komplexe Polpaar 13/14, in dem sich Einflüsse der Anodengasdynamik und der instationären Spannungsbilanzen (Gl. 3.54

– 3.56) zeigen. Dabei betreffen die Kopplungen nicht nur benachbarte Komponenten, was die Pole 8 bis 10 belegen.

Die im vorigen Abschnitt beschriebenen Beobachtungen sind größtenteils auch für das Gesamtmodell zutreffend (**Bild 6.5**). Auch hier weisen signifikante Polverschiebungen auf Verbindungen zwischen den jeweiligen Eigenwerten und einzelnen Differentialgleichungen hin. Dabei zeigt sich, dass die Kopplung des Hybridsystemmodells mit den Modellen der elektrischen Betriebsmittel nicht nur die Zahlenwerte vieler Pole unverändert lässt, sondern auch die Zuordnungen zu den Differentialgleichungen erhalten bleiben. Ein Beispiel sind die dem Verdichter zugeordneten Pole 7 und 19 bzw. 11 und 27 (**Bild 6.4, Bild 6.5, Anhang A19**).

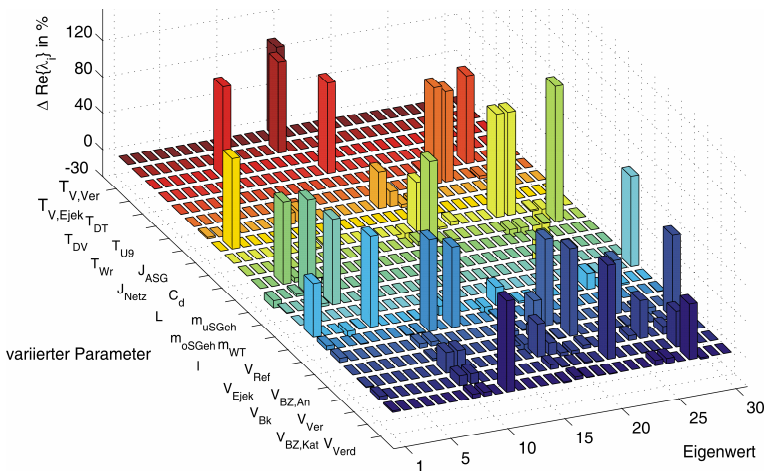


Bild 6.5: Eigenwertveränderung nach Parametervariation für das Gesamtmodell

Auch der zweite Pol des Gesamtmodells, der mit der Ersatzmasse des Netzes verknüpft ist, bleibt bei der Kopplung konstant und damit instabil. Denn eine Variation der Netzfrequenz bewirkt eine gleichgerichtete Änderung der von der Asynchronmaschine direkt ins Netz gespeisten Leistung. Infolgedessen kommt es durch das Netzmodell zu einer Anpassung der Belastung des Synchrongenerators und zu einer Verstärkung der Frequenzänderung, da die Dampfturbinenleistung als Eingangsgröße konstant bleibt.

Durch die Synthese des Gesamtmodells kommen jedoch nicht einfach nur acht weitere Pole hinzu; z. T. entstehen „neue“ Pole, die sowohl von Trägheitsparametern des Hybridsystems als auch von solchen der elektrischen Teilmodelle abhängen. So deutet die Abhängigkeit des konjugiert komplexen Polpaars 24/25 von den Volumen der

Anode und des Verbrennungsplenums sowie der Kapazität C darauf hin, dass besagtes Polpaar aus den Eigenwerten 17 und 18 des Hybridsystems und dem Pol hervorgegangen ist, der in den entkoppelten elektrischen Teilmodellen mit der Strombilanz des Kondensators im Gleichspannungskreis verknüpft und nur dort instabil ist, da eine Spannungsvariation bei konstanten Umrichterleistungen eine entgegen gesetzte Änderung der Stromentnahme bewirkt. Die Stabilisierung dieses Pols im Gesamtmodell erfolgt durch die Rückkopplung der Kondensatorspannung über das Hybridsystem. Ebenfalls neu sind die Pole 16 und 17, welche mit dem Volumen von Verbrennungsplenum und Reformier, mit der Induktivität L und der Kapazität C in Zusammenhang stehen. Beide können zudem mit dem Pol in Verbindung gebracht werden, der in den entkoppelten elektrischen Teilmodellen mit der Momentenbilanz der Gasturbinenwelle zusammenhängt und grenzstabil ist, da sich die Drehzahl dort ausschließlich aus der Integration von zwei Eingangsgrößen ergibt. Wiederum erfolgt eine Stabilisierung, diesmal allerdings durch die Rückkopplung der Drehzahl. Das konjugiert komplexe Polpaar 8/9, auf das die Kathode, das Verbrennungsplenum und die Gasturbinenwelle Einfluss nehmen, ersetzt das Polpaar 9/10 des Hybridsystems. Die Gründe für die etwas geringere Eigenfrequenz (1.75 statt 1.97 1/s) und die deutlich schwächere Dämpfung (0.392 statt 0.996) bleiben unklar.

Weiter fällt auf, dass der Einfluss der Induktivität auf das konjugiert komplexe Polpaar 18/19 des Gesamtmodells verschwindet, obwohl dessen Zahlwerte mit denen des Polpaars 13/14 fast identisch sind. Außerdem ändern die Realteile der Eigenwerte 1 und 4 des Hybridsystems ihr Vorzeichen, wie ein Vergleich der Abhängigkeiten von den Trägheitsparametern zeigt. Die dem unteren Stackgehäuse bzw. dem Reformier zugeordneten Eigenwerte werden somit instabil. Sie entsprechen im Gesamtmodell den Polen 1 und 3. Als Ursachen kommen wiederum nur die Rückkopplungen der Drehzahl und der Kondensatorspannung in Betracht, die im Gesamtmodell keine Eingangsgrößen mehr darstellen sondern neue Systemzustände, welche über den Luftmassenstrom und den elektrochemischen Umsatz den Wärmehaushalt sowie die Volumendynamik des Anodenkreises beeinflussen.

Nach der ausführlichen Analyse der im Auslegungspunkt gültigen Eigenwertverteilung erfolgt abschließend eine Untersuchung der Abhängigkeit der Eigenwerte von verschiedenen Betriebspunkten. Dazu werden zuerst die nichtlinearen Modelle des Hybridsystems sowie des Gesamtsystems an 27 gleichmäßig auf der stationären Betriebslinie verteilten Lastpunkten linearisiert und die Eigenwerte berechnet. Im Anschluss daran wird am Beispiel der in Kap. 5.2.5 durchgeführten Simulation eine zeitliche Veränderung der Pole dargestellt. Der Eigenwertberechnung liegen dabei lineare Zustandsraummodelle zugrunde, die an 50 transienten Betriebspunkten (\mathbf{x}_0 ,

\mathbf{u}_0) berechnet werden. Der nicht dem Nullvektor entsprechende Term $\mathbf{f}(\mathbf{x}_0, \mathbf{u}_0)$ ist dabei als Störung zu betrachten.

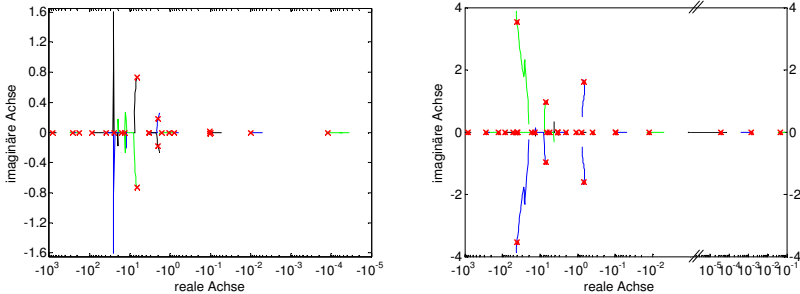


Bild 6.6: (a) Wurzelortskurve des Hybridsystemmodells (links) und (b) des Gesamtmodells (rechts)

Die lastabhängige Verschiebung der Eigenwerte ist zusammen mit der rot gekennzeichneten Eigenwertverteilung im Auslegungspunkt in **Bild 6.6** als Wurzelortskurve dargestellt. Es zeigt sich, dass die Polanordnung und grundlegende Eigenschaften wie Stabilität oder Steifigkeit erhalten bleiben. Eine genauere Betrachtung erfordert dagegen die Auftragung der Polverläufe über der Last bzw. über der Zeit. Die in den folgenden Diagrammen dargestellten, auf die Werte im Auslegungspunkt bezogenen Verläufe repräsentativer Pole zeigen dabei kein einheitliches Bild: Die Realteile einiger Pole fallen mit steigender Last, andere steigen und wieder andere bleiben konstant; ebenso unterschiedlich ist das Ausmaß der Verschiebungen. Trotzdem gelingt in vielen Fällen eine physikalische Deutung. Ein grundsätzliches Problem dabei besteht jedoch in der Zuordnung der veränderten Pole zu denen im Auslegungspunkt. Wenn Pole wie z. B. die Pole 17 - 20 des Gesamtmodells nah beieinander liegen, können sich ihre Verläufe schneiden, sodass für eindeutige Zuordnungen weitere Parametervariationen erforderlich wären. In vorliegendem Fall konnte darauf allerdings verzichtet werden, da bereits Vergleiche verschiedener Zuordnungen plausible Polverläufe ermöglichten.

Die Erklärung für die Verschiebungen der der Gasdynamik zugeordneten Pole beruht auf den dazugehörigen Differentialgleichungen (Gl. 3.11 und 3.20). Demnach sind mit steigenden Temperaturen schnellere Ausgleichsvorgänge für Druck und Temperatur zu erwarten; steigende Drücke sollten dagegen die Temperaturdynamik verlangsamten. Ebenso sind die mit steigender Last steigenden Massenströme zu berücksichtigen. Sie sorgen dafür, dass bei gleichen Trägheitsparametern die Ausgleichsvorgänge schneller ablaufen. Als ein charakteristisches Beispiel zeigt **Bild 6.7** (links oben) die Verläufe der der Brennkammer zugeordneten Pole, deren Realteile mit

steigender Last von ca. 85 % auf knapp über 100 % steigen. Die Ursachen sind steigende Turbineneintrittstemperaturen und Massenströme, wobei die höheren Turbineneintrittstemperatur in der Energieerhaltungsgleichung allein nicht ausreichen, da in vorliegendem System die Druckänderung die Temperaturänderung übertrifft. Ein anderes Beispiel ist die Kathode, da der Realteil eines zugeordneten Pols mit der Last von 200 auf 100 % fällt (**Bild 6.7**, links unten). Ein steigender Druck bei konstanter Gastemperatur sind diesmal die Ursachen. Für eine dritte Kategorie von Polen bestimmt der steigende Massenstrom maßgeblich die Verläufe, so für die Pole 1 bis 3 und 22. Auch der bei nahezu konstanter Gastemperatur in der Anode steigende Verlauf des Realteils von Pol 17 (**Bild 6.7**, Mitte oben), welcher zur Anode gehört, ist darauf zurückzuführen.

Auf ähnliche Weise wie die steigenden Massenströme scheint die mit steigender Last abfallende Zellspannung die Dynamik des Zellstroms zu beeinflussen, da die Realteile der zugeordneten Pole 13/14 und 20 von 120, 200 und 180 auf 100 % sinken (**Bild 6.7**, Mitte unten). Die festen Pole gehören zu den PT_1 -Gliedern, welche strukturell von dem übrigen System entkoppelt sind. Auf eine Darstellung der Imaginärteile der Pole wird verzichtet, da sich die Dämpfungen nur unwesentlich ändern. Dies gilt auch für diejenigen Pole, die in verschiedenen Lastbereichen zu konjugiert komplexen Polpaaren kombinieren.

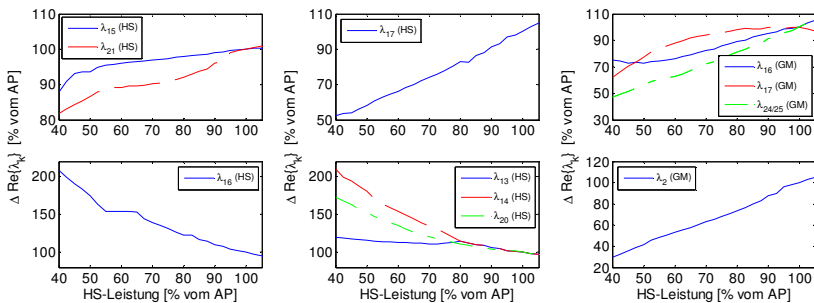


Bild 6.7: Polverschiebungen als Funktion der Last

Die in den vorigen Abschnitten am Beispiel des Hybridsystemmodells aufgezeigten Zusammenhänge gelten ebenso für das Gesamtmodell, sodass dafür nur ergänzende Bemerkungen notwendig sind. Analog zu den Massenströmen vergrößern steigende Gasturbinenmomente und Zellströme die Dynamik der Drehzahl bzw. der Kondensatorspannung im Gleichspannungskreis, weshalb die Realteile der Pole 16 und 17 und 24/25 mit der Last steigen (**Bild 6.7**, rechts oben). Die gleiche Wirkung hat die vom Wechselrichter ins Netz gespeiste Leistung auf den zur Netzfrequenz gehörenden Pol,

dessen Betrag bei steigender Last und damit steigender Leistung wächst (**Bild 6.7**, rechts unten). Zuletzt sollte noch die mit sinkender Last von 0.4 auf 0.85 zunehmende Dämpfung des Polpaars 8/9 erwähnt werden. Als mögliche Ursache kommen mit sinkenden Zustandsgrößen kleiner werdende Anregungen in Betracht.

Bei der Interpretation der zeitlichen Verläufe sind die bereits angeführten Erklärungen ebenfalls anwendbar, sodass sich auch hier eine detaillierte Erläuterung erübrigt. Die Verschiebungen der Hybridsystempole unterliegen jedoch Zeitkonstanten, die in etwa denjenigen der die Pole beeinflussenden Größen entsprechen. Folglich verschieben sich die Pole (z. B. Pol 19, **Bild 6.8**, links) in der betrachteten Simulation innerhalb der ersten 35 s am stärksten, da währenddessen die Drehzahlreduktion die meisten Betriebsgrößen ändert. Am Simulationsende stimmen die betragsmäßigen Poländerungen mit denjenigen überein, die sich mittels der vorherigen Untersuchung vorhergesagt lassen. Sie liegen zwischen 1 % bei dem Polpaar 4/5 und 40 % bei Pol 16. Dabei ist das Übergangsverhalten einiger Pole dadurch gekennzeichnet, dass die Verschiebungen in der Übergangsphase größer sind als am Simulationsende, was u. a. bei den Polen 4/5, 6, 10 oder 22 der Fall ist. So verkleinert sich z. B. der Betrag des 6. Pols zwischen 1 und 10 s um fast 30 %, während er zum Simulationsende wieder auf 97 % ansteigt (**Bild 6.8**, Mitte). Die Ursachen für dieses Verhalten sind im einzelnen schwer zu identifizieren. Vermutlich haben jedoch unterschiedliche Änderungsraten verschiedener Betriebsgrößen einen Einfluss. So korreliert beispielsweise die Betragsverkleinerung des dem Ejektor zugeordneten 6. Pols zwischen 0.3 und 2 s mit dem Abfall des Diffusormassenstroms, die Vergrößerung ab ca. 10 s dagegen mit dem Druckabfall (**Bild 6.8**, rechts).

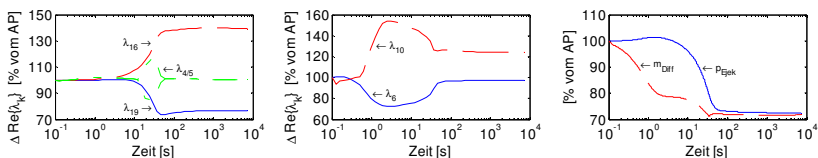


Bild 6.8: Polverschiebung als Funktion der Zeit (Sim. 9, Tabelle 5.3)

Die in diesem Kapitel gewonnenen Erkenntnisse über die Systemeigenwerte, deren physikalische Interpretation und deren Abhängigkeit vom Betriebspunkt ermöglichen ein besseres Verständnis für das System. Sie sind zudem hilfreich bei der Anwendung einiger Ordnungsreduktionsverfahren (Kap. 6.2.3) als auch beim Reglerentwurf (Kap. 6.3), da beide Aufgabenstellungen auf der Kenntnis der Eigenwerte bzw. deren Manipulationsmöglichkeiten beruhen. Die Forderung nach einer Entkopplung der durch die künstlich eingeführte Induktivität (Kap. 3.7.1) bedingten Dynamik von den übrigen dynamischen Vorgängen kann nach alleiniger Betrachtung der Eigenwertverteilung

zwar als nicht erfüllt bewertet werden. Doch obwohl nur ein von der Induktivität beeinflusster Pol zu den drei schnellsten gehört, zeichnen die in Kap. 5.2 angegebenen Simulationsergebnisse ein anderes Bild. Denn dort ist die Dynamik des Zellstroms am schnellsten.

6.2.3 Reduktion der Modellordnung

Hohe Modellordnungen erschweren bzw. verhindern einen erfolgreichen Regelungsentwurf, da es bei der Anwendung verschiedener Entwurfsverfahren aufgrund schlecht konditionierter Matrizen zu numerischen Problemen kommen kann. Zudem ist beispielsweise die Vorgabe sinnvoller Gewichtungsfaktoren bei der optimalen Regelung ebenso problembehaftet wie diejenige geeigneter Eigenwerte für den geschlossenen Regelkreis beim Reglerentwurf zur Polzuweisung. Vor oder bei der Modellbildung lässt sich die Modellordnung begrenzen, indem z. B. bestimmte physikalische Effekte vernachlässigt oder verteilte Parameter durch konzentrierte ersetzt werden. Dies setzt allerdings bereits Systemkenntnisse voraus, um wichtige von vernachlässigbaren Aspekten unterscheiden zu können. Einen anderen Ansatz verfolgen dagegen die in diesem Kapitel angewendeten mathematischen Verfahren, mit denen aus bestehenden, linearen Modellen hoher Ordnung solche geringerer Ordnung abgeleitet werden können, welche das E/A-Verhalten der ersten mit möglichst kleinem Fehler wiedergeben. Dabei lassen sich diese Ordnungsreduktionsverfahren in die hier nicht näher betrachteten Frequenzbereichs- und in die Zeitbereichsverfahren einteilen; bei letzteren unterscheidet man wiederum vier Gruppen [42]:

- Modale Ordnungsreduktion,
- Minimierung des Ausgangs- bzw. des Gleichungsfehlers,
- Singuläre Perturbation und
- Ordnungsreduktion anhand balancierter Zustandsraummodelle.

Im folgenden werden fünf Verfahren vorgestellt, auf das Gesamtmodell angewendet und mittels drei integralen Gütekriterien bewertet. Als Ausgangspunkt und zum Vergleich dient jeweils das originale Zustandsraummodell, in dem die Systemmatrizen wie angegeben partitioniert sind:

$$\begin{bmatrix} \dot{\mathbf{x}}_1 \\ \dot{\mathbf{x}}_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \mathbf{A}_{11} & \mathbf{A}_{12} \\ \mathbf{A}_{21} & \mathbf{A}_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \mathbf{x}_1 \\ \mathbf{x}_2 \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} \mathbf{B}_1 \\ \mathbf{B}_2 \end{bmatrix} \mathbf{u}, \quad (6.19a)$$

$$\mathbf{y} = [\mathbf{C}_1 \quad \mathbf{C}_2] \begin{bmatrix} \mathbf{x}_1 \\ \mathbf{x}_2 \end{bmatrix}^T + \mathbf{D} \mathbf{u}. \quad (6.19b)$$

Das mit dem am besten geeigneten Verfahren abgeleitete reduzierte Modell wird schließlich für den im nächsten Kapitel beschriebenen Reglerentwurf verwendet.

Verfahren nach Marshall

Das Verfahren nach Marshall [73] gehört zu den modalen Ordnungsreduktionsverfahren und bedingt daher die Transformation des Zustandsraummodells in die kanonische Normalform (Kap. 6.2.1). Mittels spezieller Kennzahlen (s. u.) werden dann die für das E/A-Verhalten wesentlichen Eigenbewegungen $\tilde{\mathbf{x}}_{1i}$ ermittelt, deren Anzahl zugleich die Ordnung des reduzierten Systems festlegt. Fasst man diese sowie die übrigen Eigenbewegungen ($\tilde{\mathbf{x}}_{2i}$) zu einem dominanten und einem nichtdominanten Teil zusammen

$$\begin{bmatrix} \mathbf{x}_1 \\ \mathbf{x}_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \mathbf{T}_{11} & \mathbf{T}_{12} \\ \mathbf{T}_{21} & \mathbf{T}_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \tilde{\mathbf{x}}_1 \\ \tilde{\mathbf{x}}_2 \end{bmatrix} \quad (6.20)$$

und berücksichtigt von letzterem im reduzierten Modell nur die stationäre Lösung $\tilde{\mathbf{x}}_{2s} = -\tilde{\mathbf{A}}_{22}^{-1}\tilde{\mathbf{B}}_2\mathbf{u}$, bleibt die stationäre Genauigkeit erhalten. Das System wird dadurch jedoch sprungfähig. Die Systemmatrizen des reduzierten Modells ergeben sich daraus nach einigen Umformungen zu

$$\mathbf{A}_{red} = \mathbf{A}_{11} + \mathbf{A}_{12}\mathbf{T}_{21}\mathbf{T}_{11}^{-1}, \quad (6.21a)$$

$$\mathbf{B}_{red} = \mathbf{B}_1 - \mathbf{A}_{12}(\mathbf{T}_{22} - \mathbf{T}_{21}\mathbf{T}_{11}^{-1}\mathbf{T}_{12})\tilde{\mathbf{A}}_{22}^{-1}\tilde{\mathbf{B}}_2, \quad (6.21b)$$

$$\mathbf{C}_{red} = \mathbf{C}_1 + \mathbf{C}_2\mathbf{T}_{21}\mathbf{T}_{11}^{-1}, \quad (6.21c)$$

$$\mathbf{D}_{red} = \mathbf{D} - \mathbf{C}_2(\mathbf{T}_{22} - \mathbf{T}_{21}\mathbf{T}_{11}^{-1}\mathbf{T}_{12})\tilde{\mathbf{A}}_{22}^{-1}\tilde{\mathbf{B}}_2. \quad (6.21d)$$

Verfahren nach Litz

Das Verfahren nach Litz ist ein weiteres modales Ordnungsreduktionsverfahren; es minimiert den Ausgangsfehler [62]. Während die ersten Schritte noch dem Marshall-Verfahren entsprechen, stellt Litz in seinem reduzierten Modell den Vektor $\tilde{\mathbf{x}}_2$ als Linearkombination der dominanten Eigenbewegungen dar:

$$\tilde{\mathbf{x}}_{2red} = \mathbf{E}\tilde{\mathbf{x}}_1. \quad (6.22)$$

Nach Definition des Fehlers

$$\boldsymbol{\varepsilon}_j(t) = \tilde{\mathbf{x}}_2(t) - \mathbf{E}\tilde{\mathbf{x}}_1(t), \quad (6.23)$$

der mit einer sprungförmigen Anregung des j -ten Eingangs $u_j(t) = u_{j0}\sigma(t)$ berechnet wird, erfolgt die Bestimmung der Matrix \mathbf{E} unter der Vorgabe, das integrale Gütemaß

$$J = \sum_{j=1}^m \int_0^{\infty} \boldsymbol{\varepsilon}_j^T \boldsymbol{\varepsilon}_j dt \quad (6.24)$$

zu minimieren, was stationäre Genauigkeit impliziert. Mehrere Umformungen führen schließlich auf

$$\mathbf{E} = \tilde{\mathbf{A}}_{22}^{-1} \left[\mathbf{B}_{21} + (\tilde{\mathbf{B}}_2 - \mathbf{B}_{21}\mathbf{B}_{11}^{-1}\tilde{\mathbf{B}}_1) (\tilde{\mathbf{B}}_1^T \mathbf{B}_{11}^{-1} \tilde{\mathbf{B}}_1)^{-1} \tilde{\mathbf{B}}_1^{*T} \right] \mathbf{B}_{11}^{-1} \tilde{\mathbf{A}}_{11}, \quad (6.25)$$

$$(\mathbf{B}_{21})_{ij} = -\frac{1}{\lambda_{n_{red}+i} + \lambda_j^*} (\tilde{\mathbf{B}}_2 \mathbf{Q}^2 \tilde{\mathbf{B}}_1^{*T})_{ij} \quad i = 1, \dots, n - n_{red} \quad j = 1, \dots, n_{red}, \quad (6.26)$$

$$(\mathbf{B}_{11})_{ij} = -\frac{1}{\lambda_i + \lambda_j^*} (\tilde{\mathbf{B}}_1 \mathbf{Q}^2 \tilde{\mathbf{B}}_1^{*T})_{ij} \quad i = 1, \dots, n_{red} \quad j = 1, \dots, n_{red}. \quad (6.27)$$

Darin gibt n_{red} die Ordnung des reduzierten und n diejenige des originalen Modells an. Die mit „ $\tilde{}$ “ gekennzeichneten Matrizen sind die analog zu Gl. (6.19) partitionierten Systemmatrizen des auf Diagonalform transformierten Zustandsraummodells und \mathbf{Q}_d ist eine diagonale Gewichtungsmatrix. Mit der Matrix \mathbf{E} lassen sich dann die Systemmatrizen des reduzierten Zustandsraummodells angeben:

$$\mathbf{A}_{red} = \mathbf{F} \tilde{\mathbf{A}}_{11} \mathbf{F}^{-1}, \quad (6.28)$$

$$\mathbf{B}_{red} = \mathbf{F} \tilde{\mathbf{B}}_1, \quad (6.29)$$

$$\mathbf{C}_{red} = (\mathbf{C}_1 + \mathbf{C}_2 \mathbf{L}), \quad (6.30)$$

$$\mathbf{D}_{red} = \mathbf{D}, \quad (6.31)$$

wobei ausgehend von Gl. (6.20) die Matrizen \mathbf{F} und \mathbf{L} wie folgt definiert sind:

$$\mathbf{F} = \mathbf{T}_{11} + \mathbf{T}_{12} \mathbf{E}, \quad (6.32)$$

$$\mathbf{L} = (\mathbf{T}_{21} + \mathbf{T}_{22} \mathbf{E}) \mathbf{F}^{-1}. \quad (6.33)$$

Die ausführliche Herleitung des Verfahrens sowie die Vorgehensweise bei instabilen und konjugiert komplexen Eigenwerten wird in der Originalarbeit [62] behandelt.

Ermittlung der dominanten Eigenwerte

Grundsätzlich gilt: instabile Eigenwerte sind immer dominant. Unter den restlichen Eigenwerten wurden ursprünglich nur die der imaginären Achse am nächsten gelegenen als dominant betrachtet [62], da die entsprechenden Eigenbewegungen am langsamsten abklingen und oft auch die Systemantwort entscheidend beeinflussen. Dies geht aus Gl. (6.12) hervor, in der für sprunghafte Anregungen, d. h. $\mu = 0$, die Eigenwerte im Nenner stehen. Dieser Dominanzbegriff führt jedoch ebenso oft zu schlechten reduzierten Modellen, sodass Litz in [62] folgende aussagekräftigeren Dominanzkenngrößen herleitet:

$$r_{ikj} = |q_{ikj}| / |y_{ij,s}|, \quad (6.34)$$

$$\hat{r}_{ikj} = r_{ikj} A_j(\lambda_k), \quad (6.35)$$

$$d_{ikj} = |q_{ikj} u_{j\max}| / \mu_i, \quad (6.36)$$

$$\hat{d}_{ikj} = d_{ikj} A_j(\lambda_k) \text{ mit} \quad (6.37)$$

$$y_{ij,s} = -\sum_{k=1}^n \text{Re}\{q_{ikj}\}, \quad (6.38)$$

$$A_{ij}(\lambda_k) = |G_{ij}(j|\lambda_k)| / |G_{ij}(0)|, \quad (6.39)$$

$$\mu_i = \max_{j=1, \dots, m} |y_{ij,s} u_{j\max}|, \quad (6.40)$$

indem er durch

$$q_{ikj} = \tilde{c}_{ik} \tilde{b}_{kj} / \lambda_k \quad (\text{vgl. Gl. 6.12}) \quad (6.41)$$

die Ein- und Ausgangsmatrizen \mathbf{B} und \mathbf{C} einbezieht. Hierbei ist r_{ikj} eine obere Schranke für den relativen Fehler, der im Übertragungspfad vom j -ten Eingang zum i -ten Ausgang durch Wegfall der k -ten Eigenbewegung im stationären Endwert entsteht. Da r_{ikj} jedoch keine Aussage darüber macht, welcher Pfad für einen Ausgang y_i wesentlich ist, werden im Kennwert d_{ikj} charakteristische Sprunghöhen $u_{j\max}$ berücksichtigt. Zudem erfolgt eine Normierung mit dem Maximum der stationären Endwerte aller mit dem Ausgang y_i verknüpften Übertragungswege. Die Gewichtung beider Kenngrößen mit dem Amplitudengang A_{ij} (Gl. 6.35 und 6.37) berücksichtigt zudem mögliche Kompensationen unterschiedlicher Eigenbewegungen, die sich aufgrund der Betragsbildung weder in r_{ikj} noch in d_{ikj} , wohl aber in den Übertragungsfunktionen G_{ij} bemerkbar machen. Die Einzelmaße d_{ikj} bzw. \hat{d}_{ikj} fasst Litz dann noch zu Gesamtmaßen zusammen:

$$[M_k, \hat{M}_k] = \max_{i=1, \dots, n} \left(\max_{j=1, \dots, m} [d_{ikj}, \hat{d}_{ikj}] \right) \quad k = 1, \dots, n, \quad (6.42)$$

$$[S_k, \hat{S}_k] = \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^m [d_{ikj}, \hat{d}_{ikj}] \quad k = 1, \dots, n. \quad (6.43)$$

Obwohl diese Maße über einzelne Übertragungspfade keine Informationen mehr beinhalten, lässt sich Litz' Erfahrungen zufolge damit die Dominanz einzelner Eigenbewegungen bezüglich des gesamten Systems zuverlässig bewerten. Dabei sind M_k , S_k ein Maß für die Steuer-/Beobachtbarkeitsdominanz des Eigenwertes λ_k . Aufgrund der Berücksichtigung des Übertragungsverhaltens wird bei \hat{S}_k , \hat{M}_k dagegen von Übertragungsdominanz gesprochen. Ausführlichere Herleitungen sowie weitere Interpretationen der hier vorgestellten Dominanzmaße sind in [62] zu finden.

Methode der singulären Perturbation

Die singuläre Perturbation [42] beruht auf einer Teilung des Ausgangsmodells in ein „langsameres“ und ein „schnelles“ Teilsystem, welche mit den Zustandvektoren \mathbf{x}_1 bzw. \mathbf{x}_2 verknüpft sind (vgl. Gl. 6.19). Voraussetzung dafür ist jedoch ein stabiles System, sodass das Originalsystem ggf. vorher in einen instabilen und einen stabilen Teil zu separieren ist. Vergleichbar mit dem Verfahren von Marshall (s. o.) wird im reduzierten Modell von dem schnellen Teilsystem dann nur die stationäre Lösung

$$\mathbf{x}_{2s} = -\mathbf{A}_{22}^{-1} (\mathbf{A}_{21} \mathbf{x}_1 + \mathbf{B}_2 \mathbf{u}) \quad (6.44)$$

verwendet. Einsetzen in Gl. (6.19) führt auf die Systemmatrizen des reduzierten, stationär genauen und sprungfähigen Zustandsraummodells:

$$\mathbf{A}_{red} = \mathbf{A}_{11} - \mathbf{A}_{12}\mathbf{A}_{22}^{-1}\mathbf{A}_{21}, \quad (6.45a)$$

$$\mathbf{B}_{red} = \mathbf{B}_1 - \mathbf{A}_{12}\mathbf{A}_{22}^{-1}\mathbf{B}_2, \quad (6.45b)$$

$$\mathbf{C}_{red} = \mathbf{C}_1 - \mathbf{C}_2\mathbf{A}_{22}^{-1}\mathbf{A}_{21}, \quad (6.45c)$$

$$\mathbf{D}_{red} = \mathbf{D} - \mathbf{C}_2\mathbf{A}_{22}^{-1}\mathbf{B}_2. \quad (6.45d)$$

Nachteilig wirkt sich aus, dass die verbliebenen Eigenwerte des reduzierten Zustandsraummodells nicht denen des Originalmodells entsprechen und sogar instabil werden können, und dass geringe Abweichungen zwischen reduziertem und originalem Modell nur dann zu erwarten sind, wenn das Verhältnis zwischen den Zeitkonstanten beider Teilsysteme ausreichend groß ist. Ein Verfahren zur Aufteilung des Zustandsvektors \mathbf{x} gibt Klotz in [51] an:

- Berechnung eines Einzel- und des zugeordneten Gesamtmaßes für $\mathbf{C}=\mathbf{I}$ (d_{ikj} , \hat{S}_k bzw. \hat{d}_{ikj} , \hat{S}_{ikj}),
- Anordnung der Eigenwerte nach fallenden Gesamtdominanzmaßen,
- Aufsummierung der Einzelmaße über alle Eingänge j und bis zum jeweiligen Eigenwert k für jeden Ausgang i bzw. jeden Zustand k ,
- Auswahl von k Zustandsgrößen, wenn sämtliche zugehörigen, auf die Gesamtsumme bezogenen Einzelmaßsummen bis zum k -ten Eigenwert annähernd 100 % betragen.

Ordnungsreduktion anhand balancierter Zustandsraummodelle

Die Verfahren dieser Kategorie setzen wie die modalen Verfahren eine Zustandstransformation voraus [42]. Hier wird das Ausgangssystem jedoch in eine balancierte Zustandsraumdarstellung (\mathbf{A} , \mathbf{B} , \mathbf{C} , \mathbf{D}) überführt, welche sich dadurch auszeichnet, dass (1) ihre Zustandsgrößen gleich gut steuer- und beobachtbar, (2) ihre gramische Steuerbarkeitsmatrix \mathbf{W}_S (Gl. 6.46) und ihre gramische Beobachtbarkeitsmatrix \mathbf{W}_B (Gl. 6.47) identisch und (3) diagonal sind. Dabei entsprechen die Diagonalelemente den Wurzeln der Hankel-Singulärwerte, deren Zahlenwerte ein Maß für die Steuer- und Beobachtbarkeit der Zustandsgröße x_i darstellen.

$$\mathbf{W}_S = \int_0^{t_p} e^{\mathbf{A}t} \mathbf{B} \mathbf{B}^T e^{\mathbf{A}^T t} dt \quad (6.46)$$

$$\mathbf{W}_B = \int_0^{t_p} e^{\mathbf{A}^T t} \mathbf{C}^T \mathbf{C} e^{\mathbf{A}t} dt \quad (6.47)$$

Die Kernaufgabe ist die Berechnung der Transformationsmatrix. Jedoch sei dazu auf die Literatur verwiesen; ein Verfahren stellt z. B. Moore in [78] vor. Voraussetzung sind stabile Eigenwerte sowie vollständige Steuer- und Beobachtbarkeit, weshalb das System vorab ggf. in geeigneter Weise zu separieren ist. Ins reduzierte Zustandsraummodell werden nur die gut steuer- und beobachtbaren Zustandsgrößen \mathbf{x}_1 (die mit großen Hankel-Singulärwerten) übernommen, in der Annahme, dass diese das E/A-Verhalten des Systems am stärksten beeinflussen. Die stationäre Genauigkeit des reduzierten Modells lässt sich dann mit zwei unterschiedlichen Verfahren gewährleisten. Beim ersten Verfahren wird wie bei der singulären Perturbation nur der stationäre Anteil der restlichen Zustandsgrößen \mathbf{x}_2 berücksichtigt, sodass die dort angegebene Berechnungsvorschrift auch hier gültig ist. Im Unterschied dazu sind hier jedoch die entsprechend partitionierten Systemmatrizen der balancierten Zustandsraumdarstellung zu verwenden. Die zweite Methode [42] vermeidet, das System durch eine Modifizierung der Durchgangsmatrix evtl. sprungfähig zu machen und sichert die stationäre Genauigkeit nach dem Abschneiden der Zustandsgrößen \mathbf{x}_2 dagegen durch alleinige Modifizierung der Ein- und Ausgangsmatrix:

$$\mathbf{A}_{red} = \tilde{\mathbf{A}}_{11}, \quad (6.48a)$$

$$\mathbf{B}_{red} = -\tilde{\mathbf{A}}_{11}\mathbf{L}_1, \quad (6.48b)$$

$$\mathbf{C}_{red} = \tilde{\mathbf{C}}_1 + \tilde{\mathbf{C}}_2\mathbf{L}_2\mathbf{L}_1^{-1}, \quad (6.48c)$$

$$\mathbf{D}_{red} = \tilde{\mathbf{D}} \quad \text{mit} \quad (6.48d)$$

$$\mathbf{L} = [\mathbf{L}_1 \quad \mathbf{L}_2]^T = -\tilde{\mathbf{A}}^{-1}\tilde{\mathbf{B}}. \quad (6.49)$$

Gütekriterien zur Bewertung der reduzierten Modelle

Für einen objektiven Vergleich verschiedener reduzierter Modelle, d. h. zur quantitativen Beurteilung ihrer transienten Systemantwort werden folgende, auf den Angaben in [42] basierende Integralausdrücke herangezogen:

$$I_{qF} = \sum_{i=1}^r \sum_{j=1}^m \frac{1}{|y_{ij,s}|} \int_0^{\infty} \varepsilon_{ij}(t)^2 dt, \quad (6.50)$$

$$I_{zgF} = \sum_{i=1}^r \sum_{j=1}^m \frac{1}{|y_{ij,s}|} \int_0^{\infty} |\varepsilon_{ij}(t)| t^2 dt, \quad (6.51)$$

$$I_{izgF} = \sum_{i=1}^r \sum_{j=1}^m \frac{1}{|y_{ij,s}|} \int_0^{\infty} |\varepsilon_{ij}(t)| \frac{1}{t^2} dt \quad (6.52)$$

mit

$$\varepsilon_{ij}(t) = y_{ij}(t) - y_{ij,red}(t) \quad (6.53)$$

als Differenz der Ausgangsgrößen von originalelem und reduziertem System, wobei die Division durch den stationären Endwert der jeweiligen Ausgangsgröße $y_{ij,s}$ eine einfache Normierung darstellt. Da die in der vorliegenden Arbeit verwendeten Reduktionsverfahren alle stationär genau sind, existieren die Integrale, andernfalls müssen die stationären Fehler $\varepsilon_{ij,s}$ im Integranden von dem Fehler $\varepsilon_{ij}(t)$ abgezogen werden. Während die quadratische Fehlerfläche I_{qF} die Fehler zu allen Zeiten t gleichmäßig gewichtet, kommt es durch die Multiplikation mit dem Zeitquadrat in der zeitgewichteten Fehlerfläche I_{zgF} zu einer stärkeren Gewichtung der bei großen Zeiten auftretende Fehler. Umgekehrt fallen bei der invers zeitgewichteten Fehlerfläche I_{izgF} die Fehler bei kleinen Zeiten stärker ins Gewicht.

Vergleich der vorgestellten Verfahren

Dem eigentlichen Vergleich sind einige Anmerkungen vorangestellt, welche sich auf die praktische Anwendung der beschriebenen Reduktionsverfahren beziehen:

- Die Verfahren werden nicht auf das im vorigen Kapitel untersuchte Gesamtmodell angewendet sondern auf ein für die Regelungsaufgabe entsprechend modifiziertes Modell. Im Hinblick auf die Regelungsaufgabe genügt es dabei, trotz der fünf Mess- und vier Stellgrößen nur neun Übertragungswege zu berücksichtigen. (vgl. Kap. 6.3.2)
- Die in **Bild 6.9** u. a. dargestellten Gesamtmaße \hat{S}_k deuten inklusive der per Definition dominanten positiven Eigenwerte auf insgesamt neun dominante Eigenwerte hin. Dieses Ergebnis erscheint plausibel, da zu den dominanten Eigenwerten diejenigen gehören, die von mehreren Differentialgleichungen beeinflusst werden und die somit viele Übertragungspfade bestimmen (Kap. 6.2.2). Allerdings verschieben sich durch die Rückführung des Zellstroms (vgl. Kap. 6.3.2) einige Eigenwerte, sodass z. B. die Eigenwerte 10, 11 in **Bild 6.9** den Eigenwerten 8, 9 in **Bild 6.5** entsprechen.
- **Bild 6.10a** zeigt, dass die Dominanzmaßsumme nach Umordnung der Eigenwerte bis zum 7. Eigenwert (exklusive der instabilen) für sieben Zustandsgrößen 90 % und mehr beträgt. Dies führt nach dem von Klotz gegebenen Kriterium bei der Anwendung der singulären Perturbation zu einer Modellordnung von neun. Während die Nummerierung der Eigenwerte dabei weitgehend der im Anhang A19 verwendeten entspricht (s. o.), lassen sich die Zustandsgrößen nicht mehr physikalisch interpretieren, da sie zu dem vom Gesamtmodell abgespaltenen stabilen Modellteil gehören.
- Die in **Bild 6.10b** mit logarithmischer Skalierung dargestellten Wurzeln der Hankel-Singulärwerte weisen u. a. zwischen der 8. und 9. eine größere Lücke

auf, sodass bei der Reduktion der balancierten Zustandsraummodelle reduzierte Modelle 10. Ordnung entstehen (vgl. Kap. 6.3.2).

- Die Berechnung der Sprungantworten jedes Übertragungspfades, welche zur Auswertung der Gütekriterien herangezogen werden, bildet die Grundlage für einen Vergleich der vorgestellten Reduktionsverfahren. Da das Gesamtmodell jedoch instabil ist, werden die Untersuchungen nach einer Separation des Modells in einen entkoppelten instabilen und stabilen Teil nur für den stabilen Modellteil durchgeführt, weshalb die Zahlenwerte der Ausgangsgrößen nicht die physikalische Wirklichkeit wiedergeben. Sie dienen einzig und allein dem quantitativen Vergleich der verschiedenen Modelle. Zudem sind Eingangs-, Zustands- und Ausgangsgrößen auf die Änderungen normiert, die sich beim Lastwechsel von 100 auf 90 % ergeben (siehe Anhang A20).

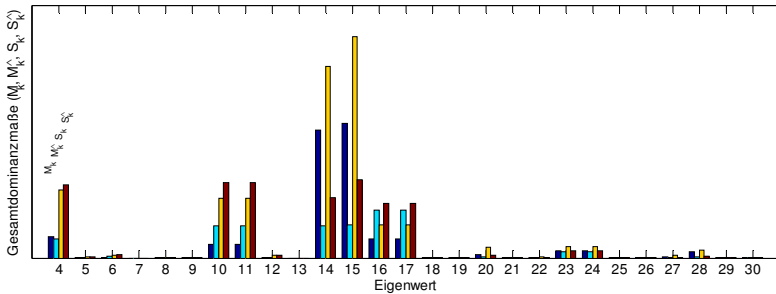


Bild 6.9: Gesamtdominanzmaße M_k , S_k , \hat{M}_k , \hat{S}_k nach Litz [62]

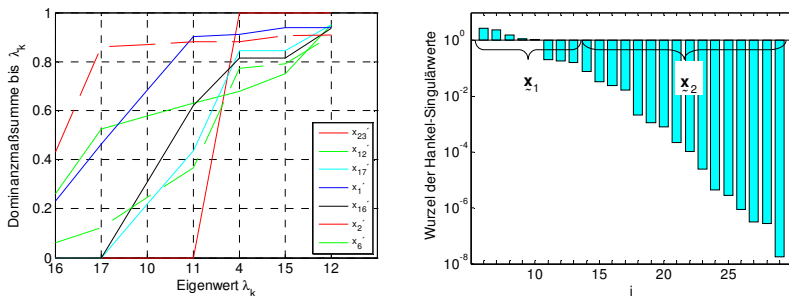


Bild 6.10: Dominanzmaße für die (a) Singulären Perturbation (links)
(b) Ordnungsreduktion anhand balancierter Zustandsraummodelle (rechts)

- Da mehrfache Eigenwerte bei der Diagonalisierung oder bei der Anwendung des Verfahrens von Litz (Invertierbarkeit der Matrix \mathbf{B}_{11}) zu Problemen führen können, sind die die Brennstoffzufuhr in das Hybridsystem beschreibenden Zeitkonstanten (Kap. 3.12) um 2 % verkleinert bzw. vergrößert worden.

Die folgenden fünf Reduktionsverfahren werden auf das Gesamtmodell angewendet und miteinander sowie mit dem Originalsystem verglichen:

- M Verfahren nach Marshall,
- L Verfahren nach Litz,
- SP Singuläre Perturbation,
- BSS Reduktion mit balancierten Zustandsraummodellen – stationär genau durch Berücksichtigung von $\mathbf{x}_{2\infty}$,
- BS Reduktion mit balancierten Zustandsraummodellen – stationär genau durch Modifikation der Ein- und Ausgangsmatrix.

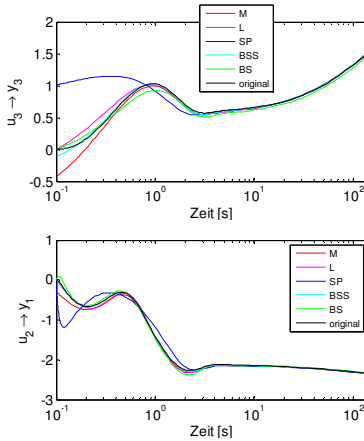
Tabelle 6.1: Gütekriterien, normiert und über alle Übertragungspfade summiert

	\mathbf{I}_{qF}	\mathbf{I}_{zgF}	\mathbf{I}_{izgF}
M	0.443	0	4.558
L	0.245	0.054	0.020
SP	5.008	0.371	8.020
BSS	0.002	0.201	0.927
BS	7.320	9	0.098

In **Tabelle 6.1** sind die drei Gütekriterien für alle fünf Verfahren angegeben. Für eine höhere Aussagekraft sind die Gütekriterien vor der Summenbildung jedoch so normiert worden, dass in jedem Übertragungspfad und Kriterium das beste Verfahren den Wert null und das schlechteste den Wert eins erhält. Demnach ist das Verfahren L mit niedrigen Werten für alle drei Gütekriterien das beste Verfahren, während sich die SP und das Verfahren BS als am wenigsten geeignet herausstellen. Bei der Betrachtung einzelner Gütekriterien sowie der Sprungantworten einzelner Übertragungspfade zeigt sich indessen ein differenzierteres Bild. Anhand ausgewählter Beispiele sollen daher besondere Merkmale der fünf Verfahren herausgestellt werden.

Repräsentativ für alle Übertragungspfade stellt **Bild 6.11a** die recht unterschiedliche Genauigkeit der reduzierten Modelle bei kleinen Simulationszeiten dar. Dort weisen die Verfahren M, SP und BSS die größten Abweichungen auf, da sie mit einer Modifizierung der Durchgangsmatrix arbeiten, um stationäre Genauigkeit gewährleisten zu können. Dabei sind die Verfahren M und SP merklich schlechter als das Verfahren BSS; z. T. sind die Abweichungen sogar so groß, dass in der ersten Sekunde die Dynamik des Systems nicht einmal qualitativ richtig wiedergegeben wird (**Bild 6.11**,

Bild 6.13b). Die Verfahren L und BS, die ohne modifizierte Durchgangsmatrizen auskommen, sind dort erheblich genauer, wie man ferner anhand der zusätzlich angegebenen Gütekriterien I_{IzGF} erkennen kann. Im Einzelfall kann der Verzicht auf eine Veränderung der Durchgangsmatrix jedoch auch zu höheren Anfangsfehlern führen (**Bild 6.11b**).

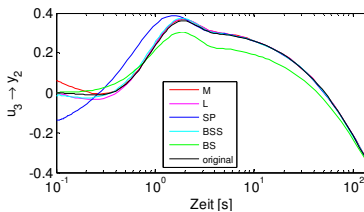


	I_{IzGF}	I_{IzGF}	I_{IzGF}
M	0.022	0	0.420
L	0.016	0.003	0.001
SP	0.570	0.023	1
BSS	0	0.007	0.125
BS	1	1	0

	I_{IzGF}	I_{IzGF}	I_{IzGF}
M	0.079	0	1
L	0.075	0.013	0
SP	1	0.092	0.642
BSS	0	0.026	0.015
BS	0.370	1	0.042

Bild 6.11: Vergleich der Sprungantworten mit Gütekriterien
(a) $u_3 \rightarrow y_3$ (oben), (b) $u_2 \rightarrow y_1$ (unten)

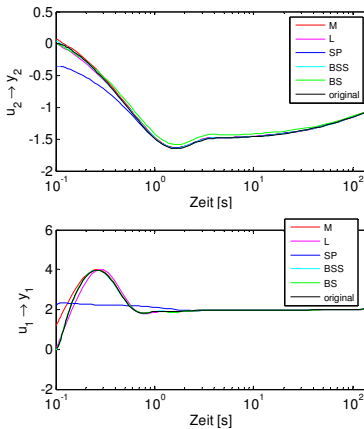
Ein anderes Bild zeigt sich bei der Betrachtung des Verhaltens bei großen Zeiten. Obwohl alle Verfahren den Verlauf des nicht reduzierten Modells ab ca. 2 bis 3 s hinreichend genau wiedergeben (**Bild 6.11** - **Bild 6.13**), geht aus den berechneten Gütekriterien I_{IzGF} (**Tabelle 6.1**) hervor, dass das Verfahren BS für alle Übertragungswege die schlechtesten Ergebnisse liefert. Ein Beispiel dafür ist **Bild 6.12**. Umgekehrt ist das Verfahren M zwar in jedem Fall am genauesten; die Unterschiede zu den übrigen drei Verfahren sind jedoch gering.



	I_{IzGF}	I_{IzGF}	I_{IzGF}
M	0	0	0.443
L	2e-5	0.002	5e-4
SP	0.062	0.023	1
BSS	0.001	0.014	0.128
BS	1	1	0

Bild 6.12: Vergleich der Sprungantworten mit Gütekriterien, $u_3 \rightarrow y_2$

Das dritte Bewertungskriterium weist das Verfahren BSS als das beste aus (**Tabelle 6.1**). Dieses Ergebnis ist anhand der in **Bild 6.11** und **Bild 6.13** dargestellten Sprungantworten sowie der daneben angegebenen Gütekriterien I_{qF} nachvollziehbar. Dessen ungeachtet nähern aber auch die Verfahren M und L für je einen Übertragungspfad das Referenzverhalten am besten an (**Bild 6.12** bzw. **Bild 6.13a**). Die größten Fehler zieht dagegen die Anwendung der Verfahren SP (dreimal) und BS (sechsmal) nach sich. Eine Ausnahme bildet lediglich die in **Bild 6.13b** dargestellte Sprungantwort, für die das Verfahren BS am zweitbesten ist.



	I_{qF}	I_{zqF}	I_{zqF}
M	0.004	0	0.191
L	0	0.002	0.002
SP	0.182	0.003	1
BSS	6e-4	0.070	0.109
BS	1	1	0

	I_{qF}	I_{zqF}	I_{zqF}
M	0.058	0	0.549
L	0.025	0.014	0.011
SP	1	0.096	1
BSS	0	0.009	0.013
BS	0.004	1	0

Bild 6.13: Vergleich der Sprungantworten mit Gütekriterien
(a) $u_2 \rightarrow y_2$ (links), (b) $u_1 \rightarrow y_1$ (rechts)

Die Betrachtung der Sprungantworten ausgewählter Übertragungswege bestätigt die anfangs aus **Tabelle 6.1** gezogene Schlussfolgerung. Ein weiterer Vorteil des Verfahrens von Litz ist, dass ein nicht sprungfähiges System, wie es für die gestellte Regelungsaufgabe vorliegt, auch nach der Ordnungsreduktion nicht sprungfähig bleibt. Dies erleichtert u. U. die Anwendung der Regelungsgesetze. Daher wird das mit dem Verfahren von Litz reduzierte Modell für den im nächsten Kapitel behandelten Reglerentwurf verwendet. Die Reduktion der Modellordnung von 30 auf 9 sollte diesen erheblich vereinfachen, obwohl zu überprüfen bleibt, welchen Einfluss die unvermeidbaren Abweichungen des reduzierten Modells haben.

Die in diesem Kapitel angestellten Bewertungen der verschiedenen Reduktionsverfahren haben keine Allgemeingültigkeit, sodass von Fall zu Fall neu entschieden werden muss, welches Verfahren sich für den jeweiligen Anwendungsfall am besten eignet.

6.3 Reglerentwurf

Die Forderungen nach einem sicheren und effizienten Betrieb des Hybridsystems sowie einem schnellen Lastfolgeverhalten sind nur durch ein geeignetes Regelungskonzept zu erfüllen. Denn die Untersuchung des dynamischen Betriebsverhaltens des Hybridsystems in Kap. 5.2 hat zum Einen gezeigt, dass das unregelmäßige Lastfolgeverhalten verbessert werden sollte. Zum Anderen kommt es bei Betriebspunktänderungen mitunter zu kritischen Zuständen. Diese können sich selbst dann einstellen, wenn die Stellgrößen entsprechend der in Kap. 5.1.6 festgelegten Betriebslinie vorgegeben werden. Ursachen sind zu hohe Änderungsgeschwindigkeiten der Stellgrößen und zeitlich nicht aufeinander abgestimmte Stellgrößenänderungen.

In den folgenden Kapiteln wird zunächst die Regelungsaufgabe genau spezifiziert, bevor die daraus entwickelte Regelungsstruktur beschrieben und erläutert wird. Daran anschließend erfolgt anhand simulierter Betriebspunktänderungen der Nachweis, dass der vorgestellte Regler alle Forderungen hinreichend gut erfüllt.

6.3.1 Regelungsaufgabe

Der zu entwerfende Regler muss als primäre Regelgröße die elektrische Leistung des Hybridsystems, worunter von nun an zusätzlich die Komponenten elektrischer Kondensator, Gasturbinenwelle, Wechselrichter und Asynchronmaschine gemeint sind, einer als Sollwert vorgegebenen Leistung nachführen. Dabei sind folgende Güteanforderungen einzuhalten, welche sich nach Lunze [67] im Wesentlichen in vier unterschiedliche Gruppen einteilen lassen.

Die Stabilitätsforderung muss immer erfüllt sein. Denn ein stabiler Regelkreis bildet die Voraussetzung für alle weiteren Forderungen. Da das Hybridsystem über zwei Eigenwerte mit positivem Realteil verfügt, also instabil ist (Kap. 6.2.2), hat der zu entwerfende Regler vor allem die Regelstrecke zu stabilisieren.

Die zweite Forderung ist die nach Störkompensation und Sollwertfolge. Da sie in elektrischen Energieversorgungsnetzen für die Netzfrequenz gilt, muss sie nicht für die primäre Regelgröße des Hybridsystems sondern nur für die sekundären Regelgrößen der unterlagerten Regelkreise (vgl. Kap. 6.3.2) erfüllt werden. Diese garantieren dann einen sicheren und effizienten stationären Betriebspunkt auf oder bei Störungen, d. h. sich ändernden Umgebungsbedingungen, in der Nähe der Betriebskennlinie. Für beliebige Führungs- und Störsignale kann ein Regler diese Forderung jedoch nicht erfüllen. Da in dieser Arbeit aber angenommen wird, dass die Zeitabstände der Störsignal- oder Sollwertänderungen die maßgebenden Zeitkonstanten des Regelkreises deutlich übertreffen, ist es zulässig, die Forderung auf sprungförmige Signale zu beschränken.

Als drittes sind die Anforderungen an die Dynamik des Führungs- bzw. Störverhaltens zu quantifizieren. Das Übergangsverhalten des Regelkreises lässt sich dabei im Zeitbereich mit Größen wie Einschwingzeit, Überschwingzeit und –weite, Beruhigungszeit und bleibende Regelabweichung beschreiben [67]. Im Frequenzbereich können dazu Angaben zur Resonanzfrequenz, Amplitudenerhöhung, Bandbreite, Schnitt- und Knickfrequenz gemacht werden. Hier jedoch soll als entscheidende Forderung eine zu realisierende Leistungsänderungsrate für das Hybridsystem festgelegt werden. Dazu lassen sich bei Schulz [99], der verschiedene Netzanschluss-Richtlinien (EN 50160, E.ON- und Vattenfall-Richtlinien) zusammengefasst und wesentliche Merkmale bzgl. der Spannungsqualität angegeben hat, Anhaltswerte finden, obwohl diese z. T. nur für den Anschluss von Windkraftanlagen an das elektrische Energieversorgungsnetz gelten. Demnach muss ab einer Netzfrequenz von 50.5 Hz eine Lastreduzierung von 5 % der Nennlast pro Sekunde möglich sein. Vorher reichen jedoch bereits 10 % pro Minute. Für den Leistungsanstieg nach einer Spannungslosigkeit findet sich ein Wert von maximal 10 % pro Minute. Vattenfall fordert dagegen stetige Leistungsänderungen von 2 % pro Minute. Ergänzend soll die Zeitkonstante der Laständerung jedoch auch kleiner sein als die einer 800 MW-Dampfturbinen-Anlage, die in [99] mit 2.5 s angegeben wird. Zudem ist die Dämpfung möglicher komplexer Eigenwerte auf 0.6 und damit die Überschwingweite auf 10 % zu begrenzen.

Die letzte der vier Güteanforderungen betrifft die Robustheit des Reglers bzgl. Parameterunsicherheiten des Streckenmodells. Sie findet hier jedoch nur insofern Berücksichtigung, als dass die Regelung, dessen Entwurf mit dem am 100 %-Lastpunkt linearisierten Modell erfolgte, mit dem quasilinearen Modell nahezu im gesamten Betriebsbereich getestet wird. Eine quantitative Angabe von additiven bzw. multiplikativen Modellunsicherheiten, bei denen die robuste Stabilität weiterhin gewährleistet sein soll, unterbleibt.

Darüber hinaus muss der Regler aber sicherstellen, dass es nicht zu kritischen Betriebszuständen kommt, welche langfristig den Wirkungsgrad und/oder die Lebensdauer insbesondere der Zellkomponenten beeinträchtigen oder unmittelbar zu Schäden der Anlage führen. Demzufolge muss der Verdichterarbeitspunkt diesseits der Pumpgrenze liegen (1), sollte das Wasser/Kohlenstoff-Verhältnis größer als 2 bzw. nur kurzzeitig kleiner sein, um Kohlenstoffablagerungen an den katalytisch aktiven Oberflächen im Zellstack vorzubeugen (2), sind häufige und große Temperaturschwankungen in der Elektroden-Elektrolyt-Struktur zu vermeiden (3), sind die Druckdifferenzen zwischen Anode und Kathode zu beschränken (4) und ist ein positives Druckgefälle zwischen Anode und Verbrennungsplenum zu gewährleisten, um Rückströmungen zu vermeiden (5).

6.3.2 Reglerstruktur

Obwohl in dem Hybridsystem die abgegebene elektrische Leistung die einzige primäre Regelgröße ist, muss das Hybridsystem als Mehrgrößensystem betrachtet werden, das einen Mehrgrößenregler erforderlich macht. Dieser hat die in **Tabelle 6.2** aufgeführten sekundären Regelgrößen mit den Stellgrößen so zu verknüpfen, dass die in Kap. 6.3.1 beschriebene Regelungsaufgabe erfüllt wird.

Tabelle 6.2: Stell- und Regelgrößen des Regelkreises

Regelgrößen	Stellgrößen
Zellstrom I_{Zelle}	Wechselrichterwirkleistung P_{Wr}
Luftmassenstrom \dot{m}_{Luft}	Lastmoment der Asynchronmaschine M_{ASM}
Anodengastemperatur $T_{BZ,A}$	Brennkammerbrennstoffmassenstrom \dot{m}_{BK,CH_4}
Turbineintrittstemperatur T_{Bk}	Brennstoffdruck p_{i,CH_4}
Brennstoffnutzungsgrad	
Zellspannung U_{Kl}	

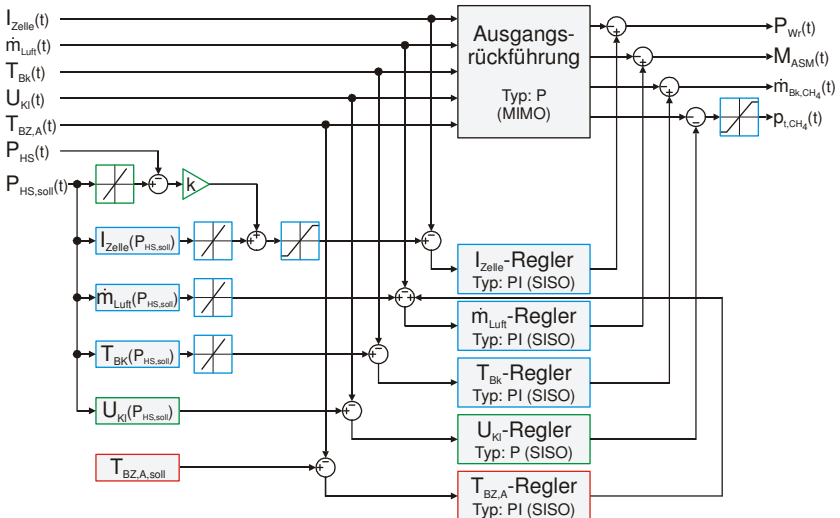


Bild 6.14: Struktur des Reglers

Der unter den gegebenen Gesichtspunkten entwickelte Regler ist in **Bild 6.14** als Blockschaltbild dargestellt. Er wird im Folgenden eingehend erläutert. Das vorgeschlagene Regelungskonzept verwendet die in **Bild 6.14** oben links angegebenen fünf

Messgrößen. Die elektrischen Größen Strom und Spannung lassen sich einfach, genau und mit vernachlässigbaren Zeitkonstanten messen. Die Bestimmung der beiden Temperaturen kann z. B. durch Thermoelemente erfolgen, deren Verzögerungen bei einer praktischen Umsetzung evtl. zu berücksichtigen sind. Des weiteren erfordert eine brauchbare Messung der stark inhomogenen Turbineneintrittstemperatur mehrere Thermoelemente. Eine Bestimmung der mittleren Zelltemperatur wäre noch aufwändiger. Praktikabler ist die Messung der Gastemperatur zwischen Anodenaustritt und Ejektor, so dass diese hier anstatt der mittleren unteren Stackgehäusetemperatur verwendet wird [111]. Allerdings kann von einer konstant gehaltenen Anodenabgastemperatur keinesfalls auf eine konstante mittlere Zelltemperatur noch auf ein konstantes Temperaturprofil in der Brennstoffzelle geschlossen werden. Ggf. ist dann ein Zusammenhang mit mehrdimensionalen Modellen zu ermitteln und anzuwenden [110]. Die Massenstrombestimmung gelingt durch die Messung des Differenzdrucks über einer Blende bzw. Venturidüse.

Obwohl die vier in **Tabelle 6.2** als Stellgrößen bezeichneten Größen hier als solche behandelt werden, sind sie tatsächlich Sollgrößen für hier nicht näher betrachtete unterlagerte Regelungen. Während die Leistungselektronik die ersten beiden Größen einstellt (Kap. 4.3, 4.4), dienen letztere zur Ansteuerung der Brennstoffventile.

Der Regler selbst sowie sein Entwurf lässt sich in vier Teile unterteilen. Zuerst wird die Strecke durch eine aus einer Zustandsrückführung abgeleiteten Ausgangsrückführung stabilisiert. Die Berechnung der Reglermatrizen erfolgt dabei anhand des zur Minimierung von numerischen Problemen auf eine Ordnung von 9 reduzierten, linearen Modells des Gesamtmodells (Kap. 6.2.3). Vorher wurde dieses jedoch modifiziert: Erstens konnte durch Nullsetzen der entsprechenden Zeile und Spalte in der Systemmatrix die Netzfrequenz konstant gesetzt werden, da sie einen vernachlässigbaren Einfluss auf das Hybridsystem hat. Zweitens werden bei der Systemreduktion von den in **Tabelle 6.2** aufgeführten Größen nur der Zellstrom, der Luftmassenstrom und die Turbineneintrittstemperatur sowie die Wechselrichterwirkleistung, das Lastmoment der Asynchronmaschine und der Brennkammerbrennstoffmassenstrom berücksichtigt, da sich die Anodengastemperatur und die Zellspannung auf der Betriebslinie im Vergleich zu anderen Größen nur wenig ändern (**Bild 5.10**). Zudem wird der Zellstrom über einen Proportionalitätsfaktor auf den Brennstoffdruck zurückgekoppelt, um stationär einen konstanten Brennstoffnutzungsgrad zu gewährleisten. Bei der Zustandsrückführung \mathbf{K}_{opt} handelt es sich um einen Optimalregler, da das Reglergesetz

$$\mathbf{u}(t) = -\mathbf{K}_{opt} \mathbf{x}(t) \quad (6.54)$$

durch Lösen des Optimierungsproblems

$$\min_{\mathbf{K}_{opt}} J \quad (6.55)$$

mit dem Gütefunktional

$$J = \int_0^{\infty} [\mathbf{x}^T(t)\mathbf{Q}\mathbf{x}(t) + \mathbf{u}^T(t)\mathbf{R}\mathbf{u}(t)] dt = \int_0^{\infty} [\mathbf{x}^T(t)(\mathbf{Q} + \mathbf{K}_{opt}^T\mathbf{R}\mathbf{K}_{opt})\mathbf{x}(t)] dt \quad (6.56)$$

bestimmt wurde [68]. Einsetzen von Gl. (6.54) in Gl. (6.3), Lösen des dadurch entstandenen homogenen Differentialgleichungssystems, Einsetzen der Lösung in Gl. (6.56) und partielle Integration führt auf die LJAPUNOW-Gleichung

$$(\mathbf{A} - \mathbf{B}\mathbf{K}_{opt})^T \mathbf{P} + \mathbf{P}(\mathbf{A} - \mathbf{B}\mathbf{K}_{opt}) = -(\mathbf{Q} + \mathbf{K}_{opt}^T\mathbf{R}\mathbf{K}_{opt}). \quad (6.57)$$

Durch Ableiten dieser Gleichung nach den Elementen $K_{opt,ij}$ von \mathbf{K}_{opt} ergibt sich eine Bedingung für den Optimalregler \mathbf{K}_{opt}

$$\mathbf{K}_{opt} = \mathbf{R}^{-1}\mathbf{B}^T\mathbf{P}, \quad (6.58)$$

welche zusammen mit Gl. (6.57) auf die algebraische Matrix-Riccatigleichung

$$\mathbf{A}^T\mathbf{P} + \mathbf{P}\mathbf{A} - \mathbf{P}\mathbf{B}\mathbf{R}^{-1}\mathbf{B}^T\mathbf{P} + \mathbf{Q} = \mathbf{0} \quad (6.59)$$

führt. Den Optimalregler \mathbf{K}_{opt} erhält man dann durch Lösen der Gl. (6.59) nach \mathbf{P} und Einsetzen der Lösung in Gl. (6.58). Die beiden letzten Gleichungen sind daher notwendig und symmetrische, positiv definite bzw. semidefinite Wichtungsmatrizen \mathbf{R} und \mathbf{Q} sowie ein vollständig beobachtbares Paar (\mathbf{A}, \mathbf{Q}) mit $\mathbf{Q} = \mathbf{Q}^T$ vorausgesetzt zugleich hinreichend für die Lösung des Optimierungsproblems in Gl. (6.55). Eine weitere Voraussetzung ist die vollständige Steuerbarkeit der Regelstrecke, was hier anhand der in Kap. 6.2.1 angegebenen Formeln überprüft worden ist.

Obwohl das Hauptziel hier auf der Stabilisierung der Strecke liegt, beschränken sich die positiven Eigenschaften eines Optimalreglers, deren Ursache in der Berücksichtigung der inneren Verkopplungen in der Regelstrecke liegt, nicht darauf: Der Betrag der Determinante der Rückführdifferenzmatrix $\mathbf{F}(j\omega) = \mathbf{I} + \mathbf{K}_{opt}\mathbf{G}_{GM}(j\omega)$ ist für alle Frequenzen größer oder gleich 1 (\mathbf{G}_{GM} ist die modifizierte Übertragungsfunktionsmatrix des Gesamtmodells). Daraus folgt für den Regelkreis ein Phasenrand von mindestens 60° und letztendlich eine gute Robustheit gegenüber Modellunsicherheiten. (Der Phasenrand ist definiert als die Differenz zwischen 180° und der Phase der offenen Kette $\mathbf{K}_{opt}\mathbf{G}_{GM}$ bei der Schnittfrequenz ω_s mit $|\mathbf{K}_{opt}\mathbf{G}_{GM}(j\omega_s)| = 1$). Die gleiche Schlussfolgerung liefert eine Analyse der Empfindlichkeitsmatrix $\mathbf{S}(j\omega) = \mathbf{F}(j\omega)^{-1}$. Da sie für alle Frequenzen kleiner oder gleich 1 ist, verringert der Optimalregler die Empfindlichkeit des geschlossenen Regelkreises gegenüber Parameterunsicherheiten und Störungen am Streckenausgang im Vergleich zur nominal gleichartigen Steuerkette im gesamten Frequenzbereich. Zuletzt macht der Optimalregler die Strecke auch schneller, d. h. die Eigenwerte des geschlossenen Regelkreises sind betragsmäßig „im Mittel“ [68] größer als die der unregelten Strecke. Zudem lässt sich über die Wich-

tungsmatrix \mathbf{R} die notwendige Stellenergie des Reglers dahingehend beeinflussen, dass es nicht zum Überschreiten von Stellgrößenbeschränkungen kommt. Dies stellt im Vergleich mit einer anderen Methode zur Bestimmung des Reglergesetzes, der Polplatzierung, einen wesentlichen Vorteil dar. Hier lieferte die Verwendung von Einheitsmatrizen für \mathbf{R} und \mathbf{Q} bereits ein gutes Ergebnis.

Die Übertragung des Reglergesetzes von dem reduzierten auf das nicht reduzierte Modell erfolgt durch die Beziehung

$$\mathbf{K}_{opt,original} = \mathbf{K}_{opt,red} \begin{bmatrix} \mathbf{I}_{n_{red} \times n_{red}} & \mathbf{0} \end{bmatrix} \mathbf{T}^{-1} \quad (6.60)$$

mit n_{red} als Ordnung des reduzierten Systems. So bleiben nach Litz [62] die Eigenwerte des geregelten, reduzierten Systems ebenso erhalten wie die bei der Ordnungsreduktion abgeschnittenen nicht-dominanten Eigenwerte, wodurch auch die Stabilität des geregelten, nicht reduzierten Modells garantiert ist.

Da nicht alle Zustandsgrößen messbar sind, kann der Regler die reale Strecke nur dann regeln, wenn zur Rekonstruktion des Zustandvektors ein Beobachter eingesetzt wird. Einfacher gestaltet sich dagegen die Annäherung der Zustands- durch eine Ausgangsrückführung [68] nach

$$\mathbf{K}_y = \mathbf{K}_{opt,original} \mathbf{T} \mathbf{W} (\mathbf{C} \mathbf{T} \mathbf{W})^T \left((\mathbf{C} \mathbf{T} \mathbf{W}) (\mathbf{C} \mathbf{T} \mathbf{W})^T \right)^{-1}. \quad (6.61)$$

Darin ist \mathbf{C} die Ausgangsmatrix, \mathbf{W} eine diagonale Wichtungsmatrix und \mathbf{T} die Eigenvektormatrix des mit der Zustandsrückführung geregelten, nicht reduzierten Systems. Da die so bestimmte Ausgangsrückführung auf weniger Informationen über den Streckenzustand zurückgreifen kann, verändert sich jedoch das Regelkreisverhalten, sodass die Approximationsgenauigkeit einzelner Eigenwerte durch die Einträge von \mathbf{W} anzupassen ist. **Tabelle 6.3** enthält die Eigenwerte der mit den Reglern der drei beschriebenen Entwicklungsstufen geschlossenen Regelkreise. Anhand der negativen Realteile sowie der großen Dämpfungen aller Eigenwerte erkennt man die erfolgreiche Stabilisierung der Strecke sowie deren gutes dynamisches Verhalten. Die mittels der angegebenen Gleichungen berechnete Reglermatrix \mathbf{K}_y hat die Dimension 3×5 ; berücksichtigt man jedoch die schon vorher festgelegte Rückführung des Zellstroms auf den Brennstoffdruck durch eine zusätzliche Zeile, ergibt sich die endgültige Ausgangsrückführung (Anhang A21) mit der Dimension 4×5 wie in **Bild 6.14**.

Nachdem im ersten Schritt die Stabilisierung der Strecke im Vordergrund stand, konzentriert sich der nächste Schritt auf die Sicherung der Sollwertfolge und die Verbesserung der Dynamik. Dazu werden drei dezentrale PI-Regler eingesetzt (in **Bild 6.14** blau), welche durch Regeln der sekundären Regelgrößen Zellstrom (I_{Zelle}), Luftmassenstrom (\dot{m}_{Luft}) und Turbineneintrittstemperatur (T_{Br}) den gewünschten Betriebspunkt auf der Betriebslinie definieren. Die Sollgrößen werden dafür als Funk-

tion der geforderten Leistung berechnet (**Bild 5.10**, **Bild 6.14**). Der Stromregler wirkt auf den Wechselrichter, der durch Steuerung der Leistungsentnahme aus dem Kopplkondensator die Zellspannung und damit indirekt den Zellstrom beeinflusst. Der Luftmengenregler generiert ein Sollmoment, das von der Leistungselektronik der Asynchronmaschine eingestellt wird, um die Drehzahl der Gasturbine und folglich den Luftmassenstrom zu variieren. Der Turbineneintrittstemperatur-Regler bestimmt den Brennstoffmassenstrom in die Brennkammer und dadurch die Turbineneintrittstemperatur. Neben diesen offensichtlichen Hauptkopplungen gibt es jedoch auch Querkopplungen; so beeinflusst z. B. auch der Luftmassenstrom die Turbineneintrittstemperatur und diese wiederum das Gasturbinenmoment. Weil die dezentrale Struktur der PI-Regler diesen Umstand jedoch unberücksichtigt lässt, wird in dieser Arbeit analog zu [30], [111] eine Entkopplung im Zeitbereich angestrebt.

Tabelle 6.3: Eigenwerte der geschlossenen Regelkreise

1*	-2.20e-4	-1.30e-2	-8.00e-2	-2.35	-2.51±1.13j	-3.77	-5.57
	-52.5						
2*	-2.20e-4	-1.30e-2	-8.00e-2	-9.84e-2	-9.91e-2	-0.4	-0.769
	-1.98	-2.35	-2.51±1.13j	-3.33	-3.77	-5.57	-1.07
	-6.64±0.735j	-13.5	-16.3	-39.1	-39.5±3.57j	-40	
	-50.9	-52.5	-85.2	-133	-268	-819	
3*	-5.54e-4	-7.36e-3±6.61e-3j	-9.84e-2±1.22e-4j	-0.4	-0.769	-1.07	
	-1.73±0.831j	-2.05	-3.33	-3.82	-4.48	-6.63±0.736j	
	-6.70±4.42j	-14.3	-16.3	-38.4±3.49j	-38.7	-40	
	-51.0	-84.6	-148	-268	-819		

* mit Zustandsrückführung geregeltes reduziertes Modell (1); mit Zustandsrückführung geregeltes nicht reduziertes Modell (2); mit Ausgangsrückführung geregeltes Modell (3)

Die Parametrierung der PI-Regler, d. h. die Festlegung der Proportionalitätsfaktoren und der Nachstellzeiten erfolgt unter Verwendung von Frequenzkennlinien der offenen Ketten, zu deren Berechnung das lineare Gesamtmodell jeweils inklusive aller bereits parametrisierten Regelkreise mit konstant gehaltener Netzfrequenz (s. o.) herangezogen wird. Den Frequenzkennlinien kann man die Schnitffrequenz sowie den Abstand zwischen Schnitt- und Knickfrequenz entnehmen, welches Maße für die Einschwingzeit bzw. Dämpfung sind; allerdings gilt dieser Zusammenhang nur, wenn der geschlossene Kreis näherungsweise PT_2 -Verhalten aufweist bzw. die offene Kette IT_1 -Verhalten [67]. Durch eine geeignete Parametrierung der Regler (Anhang A21) können diese Bedingungen für den Strom- sowie den Turbineneintrittstemperatur-Regelkreis erfüllt werden; **Bild 6.15** zeigt für beide Regelkreise die entstandenen Frequenzkennlinien ihrer offenen Ketten. (Zusätzlich sind die Kennlinien der Über-

tragungsfunktionen ohne Regler eingetragen.) Aufgrund der hohen möglichen Dynamik des Zellstroms bzw. der Zellspannung (Kap. 5.1.6) wird die Schnittfrequenz des Stromregelkreises auf 100 rad/s eingestellt, die des Turbineneintrittstemperatur-Regelkreises auf geringere 1 rad/s. Das Einschwingverhalten infolge einer sprungförmigen Änderung der Führungsgröße zeigt die erwarteten Zeitkonstanten von 0.03 s bzw. 3.14 s (**Bild 6.16**). Die Überschwingweite ist ebenfalls in beiden Fällen gut.

Die oben genannten Bedingungen gelten hingegen nicht für die Regelung der Luftmenge, da die Übertragungsfunktion zwischen Führungsgröße und Stellgröße u. U. nichtminimalphasiges Verhalten aufweist (**Bild 6.19**), obwohl sämtliche Übertragungsnulstellen entgegen der in Kap. 6.2.1 gegebenen Definition negative Realteile haben. Um den Luftmassenstrom und damit auch die Drehzahl beispielsweise verringern zu können, muss das Moment der Asynchronmaschine zunächst vergrößert werden (durch den P-Anteil), bevor es im stationären Betriebspunkt (durch den I-Anteil) wieder auf kleinere Werte absinkt. Die auf die Frequenzkennlinien in **Bild 6.15** und die Sprungantwort in **Bild 6.16** führenden Reglereinstellungen (Anhang A21) stellen daher nur einen Kompromiss dar. Denn eine im Hinblick auf den Pumpgrenzenabstand wünschenswerte geringere Drehzahländerungsrate zu Beginn einer Laständerung bedingt gleichzeitig eine größere Überschwingweite, da der Regler dann auch mehr Zeit benötigt, um das in dem angeführten Beispiel zunächst vergrößerte Moment auf den stationären Endwert zu reduzieren.

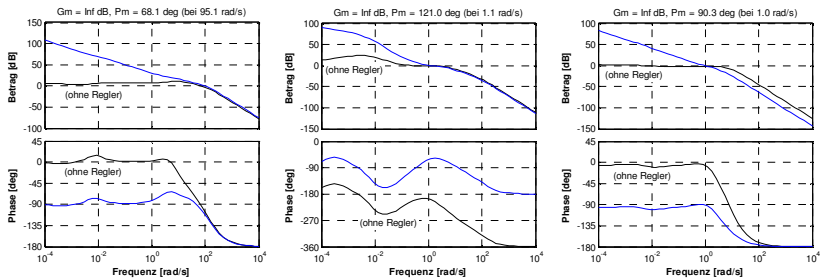


Bild 6.15: Bodediagramme der Übertragungsfunktionen der offenen Ketten

- (a) Sollwert Zellstrom \rightarrow Zellstrom (links)
- (b) Sollwert Luftmassenstrom \rightarrow Luftmassenstrom (Mitte)
- (c) Sollwert Turbineneintrittstemperatur \rightarrow Turbineneintrittstemperatur (rechts)

Folglich wird im Regler die Änderungsgeschwindigkeit der Führungsgröße für die Luftmenge auf 0.1 kg/s^2 begrenzt (**Bild 6.14** links unten). Die Änderungsraten der Sollwerte für den Zellstrom und die Turbineneintrittstemperatur werden ebenso limitiert (auf $\pm 60 \text{ A/s}$ bzw. $\pm 30 \text{ K/s}$). Zum einen beschränkt dies die Abweichung des

Brennstoffnutzungsgrads vom Sollwert, da der in die Anode geförderte Brennstoffmassenstrom sich nicht so schnell ändern kann wie der Zellstrom. Zum anderen fällt die Störung, welche eine sich ändernde Turbineneintrittstemperatur für den Luftmenregler darstellt, geringer aus.

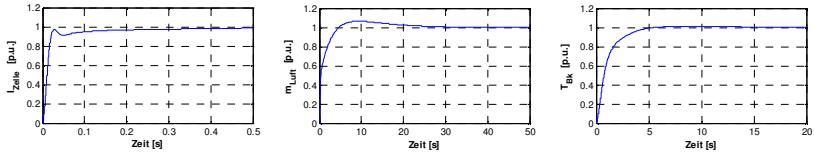


Bild 6.16: Sprungantworten der PI-geregelten Regelkreise

Im dritten Schritt wird ein weiterer PI-Regler eingeführt (in **Bild 6.14** rot), der die Temperatur des Anodenabgases konstant hält (s. o.), indem er auf Basis der Temperaturabweichung die Führungsgröße des Luftmassenstroms korrigiert bzw. anpasst. Die Parametrierung erfolgt wie in den vorigen Abschnitten beschrieben anhand von Frequenzkennlinien (Anhang A21 und **Bild 6.17**). Aufgrund der hohen thermischen Trägheit der Brennstoffzelle wird eine sehr kleine Schnittfrequenz von nur 0.0001 rad/s eingestellt. Das Einschwingverhalten infolge einer sprungförmigen Änderung des Luftmassenstroms dauert entsprechend lange (**Bild 6.17**).

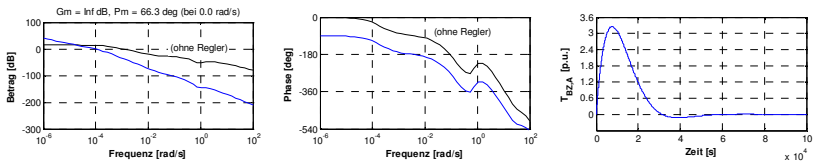


Bild 6.17: Frequenzkennlinien und Sprungantwort (rechts) des Anodentemperaturreglers

Der letzte Schritt des Reglerentwurfs dient der Verbesserung des Lastfolgeverhaltens sowie der Vermeidung kritischer Betriebszustände (in **Bild 6.14** grün). Während der Zellstrom und damit die Leistung der Brennstoffzelle schnell reduziert werden kann – lediglich begrenzt durch die Dynamik der Brennstoffversorgung (s. o.), lässt sich über die Drehzahl der Gasturbine die Leistung derselben nur langsam variieren. Bei einer Reduzierung ist der Pumpgrenzenabstand zu beachten, bei einer Erhöhung indessen ein ausreichender Druckabfall zwischen Anode und Verbrennungsplenum (Kap. 5.2.1). Da die Gasturbine bei einer Laständerung einen entscheidenden Anteil hat (bei einer Reduzierung der Hybridsystemleistung von 100 auf 50 % z. B. 27 Prozentpunkte), verkleinert sie die mögliche Laständerungsrate des Hybridsystems erheblich. In dieser Arbeit wird daher ein zusätzlicher Leistungsregler eingesetzt (in **Bild 6.14** links Mitte), der aus der Abweichung zwischen Soll- und Ist-Leistung einen

Korrekturwert für den Soll-Zellstrom berechnet. (Wenn zusätzlich die Drehzahl gemessen wird, ist die Bestimmung der Ist-Leistung anhand der oben aufgeführten Messgrößen sowie der als bekannt vorausgesetzten Stellgrößen möglich.) Bei kleinen Zeiten kompensiert somit die Brennstoffzellenleistung, welche sich anfangs stärker als für den angestrebten Lastpunkt notwendig ändert, die Trägheit der Gasturbine. Anhand der Einzelleistungen von Gasturbine und Brennstoffzelle sowie der Gesamtleistung verdeutlicht **Bild 6.18a** die beschriebenen Effekte. Simuliert wurde für **Bild 6.18** eine Laständerung von 100 auf 90 % unter Verwendung aller bisher entworfenen Reglerkomponenten. Bei einer Leistungserhöhung ist dieser positive Effekt allerdings begrenzt, da aufgrund der Brenngasverdichterauslegung (Kap. 3.12) der Brennstoffdruck und folglich auch der Zellstrom nach oben begrenzt sind.

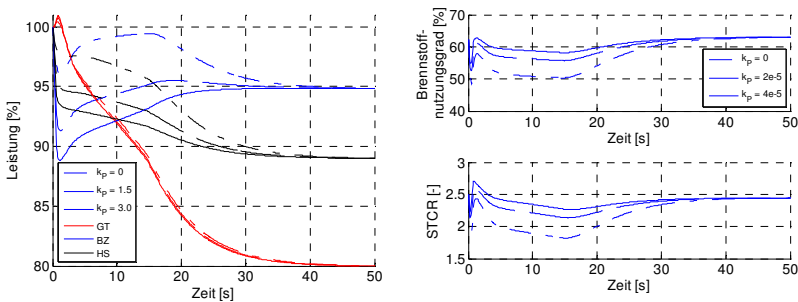


Bild 6.18: (a) Wirkung des P-Reglers zur Beschleunigung des Lastfolgeverhaltens (links)
(b) Wirkung des Spannungsreglers auf das Wasser/Kohlenstoff-Verhältnis (STCR)

Der zweite in **Bild 6.14** grün dargestellte Spannungsregler nutzt die Differenz zwischen Soll- und Ist-Zellspannung, um das Wasser/Kohlenstoff-Verhältnis in instationären Betriebszuständen im unkritischen Bereich zu halten (**Bild 6.18b**). Er beruht auf Erkenntnissen aus Kap. 5.2; dort kam es infolge der Druckabsenkung im Anodenkreis zu einem erhöhten Brennstoffangebot in der Anode, zu einem Anstieg des Zellstroms (wegen konstanter Spannung) sowie zu einer Reduktion von Brennstoffnutzungsgrad und des Wasser/Kohlenstoff-Verhältnisses. Da durch den Stromregler nun der Zellstrom konstant gehalten wird, sorgt das erhöhte Brennstoffangebot während einer geregelten Lastreduktion für eine erhöhte Zellspannung. Dieser wirkt der hier beschriebene Regler durch eine Verminderung des Brennstoffdrucks entgegen, was letztendlich zur gewünschten Anhebung von Brennstoffnutzungsgrad und des Wasser/Kohlenstoff-Verhältnisses führt. Bei einer Lasterhöhung, d. h. einer Druckzunahme verhalten sich die angesprochenen Größen entgegengesetzt.

Damit sich die in den letzten beiden Absätzen erläuterten „Korrektur“-Regler nicht selber kritisch auswirken, muss erstens die Änderungsrate der Führungsgröße Sollleis-

tung des Hybridsystems begrenzt und zweitens der Brennstoffdruck nach unten limitiert werden. Die untere Grenze wird dabei durch das 1.67-fache des Ejektordrucks festgelegt, um jederzeit ein kritisches Druckverhältnis in der Lavaldüse und folglich die Proportionalität zwischen Brennstoffdruck und –massenstrom sicherzustellen. Die Parametrierung der Regler ist im Anhang A21 angegeben. An dieser Stelle darf jedoch nicht unerwähnt bleiben, dass die Simulationsergebnisse die Gaszusammensetzung sowie das Wasser/Kohlenstoff-Verhältnis betreffend und damit der gesamte Spannungsregler aufgrund der bei der Modellierung vernachlässigten Erhaltungsgleichungen für die Gaskomponenten kritisch zu betrachten sind. Vermutlich ändert sich in einer realen Anlage die Gaszusammensetzung sowie das Wasser/Kohlenstoff-Verhältnis nicht so schnell und nicht so deutlich wie hier simuliert, so dass aufgrund kritischer Wasser/Kohlenstoff-Verhältnisse evtl. überhaupt kein Regler notwendig ist.

6.3.3 Reglervalidierung

Die Reglervalidierung erfolgt anhand von drei unterschiedlichen Szenarien, wozu die in Kap. 6.3.1 genannten Anforderungen im Einzelnen zu überprüfen sind. Im ersten wird die Lastforderung an das Hybridsystem zunächst sprunghaft von 100 % auf 50 % reduziert, um sie dann – nach Erreichen eines nahezu stationären Arbeitspunktes – wieder sprunghaft auf 100 % zu erhöhen. Das zweite Szenario simuliert das Störverhalten des Hybridsystems infolge sich ändernder Umgebungsbedingungen (Temperatur und Druck). Erst im dritten Szenario wird das Hybridsystem inklusive der elektrischen Komponenten als Teil eines elektrischen Versorgungsnetzes betrachtet, d. h. die Leistungsanforderung an das Hybridsystem wird durch einen Primär- und Sekundärregler aus der Frequenzabweichung des Netzes berechnet, während der Lastpunkt des konventionellen Wärmekraftwerks konstant bleibt. Dabei initiiert eine sprunghafte Reduktion der Verbraucherleistung am Knoten 6 um 6 MW (vgl. **Bild 4.1**) die Laständerung des Hybridsystems. Zum Vergleich wird mit der gleichen Störung eine weitere Simulation durchgeführt. Diesmal bleibt jedoch die Leistungsabgabe des Hybridsystems konstant und der Primär- sowie der Sekundärregler beeinflussen nur das konventionelle Wärmekraftwerk am Knoten 1 (vgl. **Bild 4.1**). Beide Simulationen umfassen alle in Kap. 3 und 4 beschriebenen Modellteile; zur Minimierung des Rechenzeitbedarfs wird statt des nichtlinearen Hybridsystemmodells in allen drei Szenarien das quasilineare Modell verwendet.

Szenario 1

Um die Leistungsabgabe des Hybridsystems zu verkleinern, reduzieren der Strom- und der P-Regler zusammen den Zellstrom anfangs so stark (**Bild 6.19** oben rechts), dass die Hybridsystemleistung bereits nach 2 s auf 60 % gesunken ist (**Bild 6.19** oben links). Dies erfüllt die Anforderung an die Leistungsminderungsrate klar (s. o). Da-

nach fällt die Last aufgrund der kleinen Änderungsraten von Luftmassenstrom (**Bild 6.19** oben rechts) und Gasturbinendrehzahl nur noch langsam ab, bis bei 100 s der Sollwert von 50 % als stationärer Endwert erreicht ist.

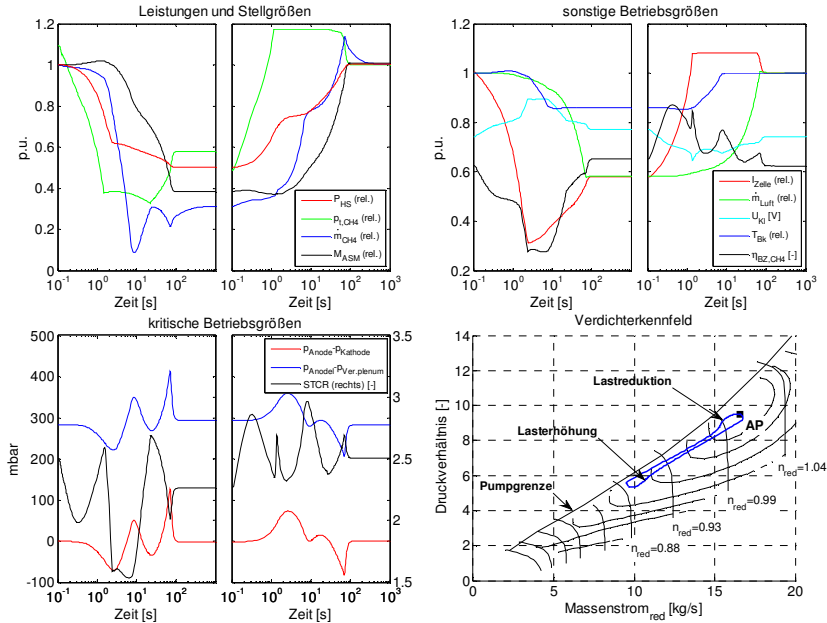


Bild 6.19: Systemantwort Szenario 1 (linke Bildhälften: Lastreduktion; rechts: Lasterhöhung)

Aufgrund der in den Regler integrierten Nichtlinearitäten lässt sich die Systemantwort auf die nachfolgende Lasterhöhung nicht einfach aus der Umkehrung der Verläufe der Lastreduktion rekonstruieren. Während bei der Lastreduktion zwar der Brennstoffdruck durch den Systemdruck nach unten begrenzt wurde, konnte der Zellstrom bei einem stationären Endwert von 58 % bis auf 33 % abfallen (**Bild 6.19** oben). Im Gegensatz dazu kann dieser bei einer Lasterhöhung lediglich auf den Maximalwert von 108 % steigen, was die Leistungsänderungsrate verkleinert; trotzdem wird damit der geforderte Leistungsanstieg von 10 % der Nennlast pro Minute erreicht (**Bild 6.19** oben links). Im Vergleich zu dem bisher angenommenen Wert von 45 bar (Kap. 3.12) muss der maximale Brennstoffdruck jedoch auf 47.5 bar (entspricht den 117 % in **Bild 6.19** oben links) erhöht werden. Denn nur so lässt sich ein weit über 0.8 ansteigender Brennstoffnutzungsgrad vermeiden (**Bild 6.19** oben rechts).

Der untere Teil von **Bild 6.19** zeigt die wichtigsten kritischen Betriebsgrößen. Bei der Lastreduktion wird weder die Pumpgrenze überschritten, noch weist die Differenz zwischen Anoden- und Kathodendruck (< 130 mbar) ähnlich hohe Werte auf wie in Kap. 5.2. Genaue Angaben hinsichtlich tolerierbarer Druckdifferenzen können hier jedoch nicht gegeben werden. Auch das Druckgefälle zwischen Anode und Verbrennungsplenum ist jederzeit groß genug, obwohl es – anders als bei der in Kap. 5.2 simulierten Drehzahlreduktion – sogar kurzzeitig sinkt. Lediglich das Wasser/Kohlenstoff-Verhältnis unterschreitet für ca. 8 s mit 1.5 den unteren Grenzwert. Unter Berücksichtigung der schon mehrfach erwähnten eingeschränkten Genauigkeit der Gaszusammensetzungsberechnung in transienten Betriebspunkten ist dies aber vertretbar, zumal die Abweichungen bei kleineren Laständerungen nicht so gravierend sind (vgl. **Bild 6.18b**). Bei der Lasterhöhung bleibt auch das Wasser/Kohlenstoff-Verhältnis – ebenso wie die anderen kritischen Parameter – außerhalb des kritischen Bereichs (**Bild 6.19** unten). Da die übrigen in **Tabelle 5.2** aufgeführten kritischen Parameter wie im stationären Betriebsbereich alle deutlich innerhalb der zulässigen Wertebereiche bleiben, werden sie hier nicht dargestellt.

An den Verläufen sowohl der Stellgrößen als auch der entsprechenden Regelgrößen (**Bild 6.19** oben) erkennt man deutlich das beabsichtigte, sequentielle Eingreifen der drei PI-Regler: Der Zellstrom mit dem Brennstoffdruck ändert sich am schnellsten, der Luftmassenstrom und das Moment am langsamsten. Die Zeitkonstanten von Turbineneintrittstemperatur und Brennkammerbrennstoffmassenstrom liegen dazwischen. Da die Zeitkonstante der Stackgehäusetemperatur um ein Vielfaches größer ist, wird deren Verlauf hier nicht gezeigt. Zudem betragen die maximalen Abweichungen wegen des zweiten Temperaturreglers nur einige Kelvin.

Erwähnenswert ist außerdem, dass der Regler im Lastbereich von 50 bis 100 % funktioniert, obwohl er ausschließlich an dem im Auslegungspunkt linearisierten Modell entworfen wurde. Folglich ist er robust gegenüber der in Kap. 6.2.2 festgestellten, vom Betriebspunkt abhängigen Veränderung des dynamischen Streckenverhaltens.

Nachdem mit den vorigen Ausführungen die Güte des Reglers nachgewiesen ist, soll an dieser Stelle auf eine weitergehende Analyse des transienten Systemverhaltens ähnlich der in Kap. 5.2 verzichtet werden. Denn die grundlegenden Abläufe innerhalb des Hybridsystems wurden bereits erläutert und ändern sich durch den Regler nicht. So ist z. B. der Zusammenhang zwischen dem Brennkammerbrennstoffmassenstrom, dem Brennstoffnutzungsgrad und dem Wasser/Kohlenstoff-Verhältnis auch in **Bild 6.19** erkennbar. Die Unstetigkeiten bzw. die starken Schwankungen des Brennstoffnutzungsgrads und der in **Bild 6.19** unten links gezeigten Parameter sind dagegen auf die nichtlinearen Komponenten im Regler (Sättigungsglieder, Änderungsraten-

begrenzer) sowie auf die sich schnell ändernden Gaszusammensetzungen zurückzuführen.

Szenario 2

Das Störverhalten des geregelten Hybridsystems wird mittels zweier Simulationen erfasst. Die jeweils linken Bildhälften von **Bild 6.20** zeigen die Systemantwort auf einen 1 h andauernden, rampenförmigen Anstieg der Umgebungstemperatur um 15 K. Rechts sind die Ergebnisse infolge eines ebenfalls 1 h andauernden Anstiegs des Umgebungsdrucks um 50 mbar dargestellt. In beiden Fällen beträgt die maximale Abweichung der Hybridsystemleistung weit weniger als 1 %; abgeschlossen ist das Übergangsverhalten nach ca. einem halben Tag. Die Änderungen aller kritischen Parameter, von denen die Druckdifferenzen, das Wasser/Kohlenstoff-Verhältnis sowie der Pumpgrenzenabstand in **Bild 6.20** unten angegeben sind, sind ebenfalls klein und vernachlässigbar. Nach diesen wesentlichen Ergebnissen werden die Systemantworten nun etwas ausführlicher erläutert, da einige Punkte zunächst unplausibel erscheinen.

Einem Absinken der reduzierten Drehzahl aufgrund der höheren Umgebungstemperatur wirkt der Massenstromregler durch Verringerung des Lastmoments um ca. -4 % entgegen, um damit anfangs den geforderten Luftmassenstrom und später die Stacktemperatur einzuregeln. Dies hat jedoch zur Folge, dass der Leistungsregler den Zellstrom anhebt, um den Leistungsverlust auszugleichen. Den dadurch bedingten Abfall der Zellspannung schwächt der Spannungsregler durch eine überproportionale Erhöhung des Brennstoffdrucks ab, wodurch der Brennstoffnutzungsgrad um 0.3 % abfällt. Dabei kompensieren sich im Zellstack die höhere Wärmefreisetzung aufgrund des höheren Zellstroms und der Energiebedarf für die Reformierung des zusätzlichen Brennstoffstroms. Zudem verschwindet mit dem Ende der Temperaturvariation die Regelabweichung des Massenstromreglers, sodass nach 1 h das Lastmoment und der Zellstrom nahezu konstant bleiben und auch alle anderen Parameter nur noch geringe Änderungen aufweisen. Die besonders im Verlauf des Wasser/Kohlenstoff-Verhältnisses zu beobachtende Unstetigkeit bei ca. 2000 s ist wahrscheinlich auf Interpolationen innerhalb des quasilinearen Modells zurückzuführen. (**Bild 6.20**, linke Bildhälften)

Anders als die Umgebungstemperatur reduziert der ansteigende Umgebungsdruck das Druckverhältnis der Gasturbine, weshalb die Leistungsbilanz am Rotor negative Werte annimmt und die Gasturbinendrehzahl sowie der reduzierte Massenstrom sinken. Der Luftmassenstrom ändert sich daher anfangs nur geringfügig, ebenso wie das Lastmoment. Verglichen mit den Ergebnissen bei der Umgebungstemperaturvariation ist der Leistungsabfall folglich genauso schwächer wie die Anhebung des Zellstroms zu dessen Kompensation. Deshalb sinkt die Zellspannung nicht so stark und die Ab-

nahme des Brennstoffnutzungsgrads fällt zunächst geringer aus. Damit wird eine vorzeitige Kompensation der Energiebilanz im Zellstack (s. o.) verhindert und die untere Stackgehäusetemperatur steigt stärker an. Den erforderlichen Anstieg des Luftmassenstroms bewirkt in der ersten Stunde der Massenstromregler, danach die Ausgangsrückführung. Nach der Druckvariation (nach 1 h) steigt mit dem Druck am Verdichteraustritt das Druckverhältnis. Infolgedessen nehmen die Leistungsabgabe der Gasturbine, das Lastmoment und die Drehzahl zu; der Zellstrom kann wieder sinken. Dabei überschreitet die Zellspannung ihren Ausgangswert, was seinerseits den Brennstoffdruck auf 99,9 % sinken und den Brennstoffnutzungsgrad auf 100,1 % steigen lässt, bis nach etwa einem halben Tag ein neuer stationärer Betriebspunkt erreicht wird. (**Bild 6.20**, rechte Bildhälften)

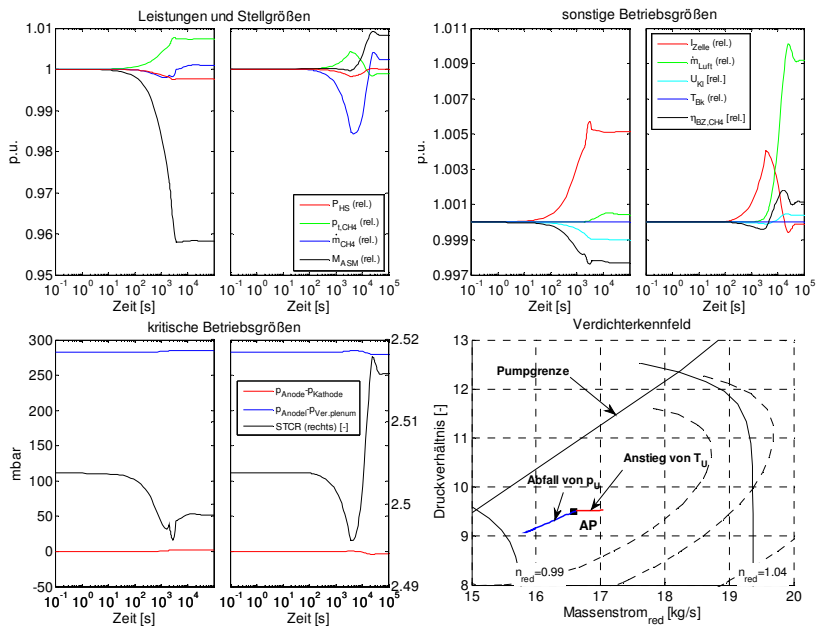


Bild 6.20: Systemantwort Szenario 2 (linke Bildhälften: Anstieg der Umgebungstemperatur; rechts: Abfall des Umgebungsdrucks)

Szenario 3

Zusammen mit der Netzregelung definiert das Leistungsverhalten der Verbraucher die Randbedingungen für das Hybridsystem, wobei die Frequenz- und die Spannungsabhängigkeit der Verbraucher hier vernachlässigt wird. Nach [43], [82] ist dies gerechtfertigt, da die Vernachlässigung dieser einen positiven Selbstregleffekt darstellenden

Abhängigkeiten die Anforderungen an die Netzregelung erhöht und das Spannungsband im regulären Netzbetrieb schmal ist. Folglich ergibt sich eine senkrechte Lastkennlinie. Die Kraftwerkskennlinie wird von der Primärregelung festgelegt und von der Sekundärregelung vertikal verschoben [82]. Die Parametrierung des Primär- und Sekundärreglers, welche den in **Bild 6.21** dargestellten Systemantworten zugrunde liegt, erfolgte in Anlehnung an [99]: Bei einer Leistungszahl von 140 MW/Hz (entspricht k_{Prim} , vgl. Gl. 4.36) verhindert ein Wert von 0.02 für k_{Sek} (vgl. Gl. 4.37) gerade dann ein positives Überschwingen der Netzfrequenz, wenn die Regelleistung ausschließlich von dem konventionellen Wärmekraftwerk aufgebracht wird (**Bild 6.21** rechts oben). Um die Ergebnisse der beiden Simulationen vergleichen zu können, werden die angegebenen Werte auch verwendet, wenn beide Regler auf das Hybridsystem wirken. Allerdings ergibt sich dann mit 0.4 % eine sehr kleine Statik für das Hybridsystem, während die Statik des Wärmekraftwerks 8 % beträgt. (Definiert ist die Statik als Quotient aus der Nennleistung und dem Produkt von Nennfrequenz und Leistungszahl.) Obwohl der Wechselrichter dazu in der Lage wäre (vgl. Kap. 4.3), erfolgt keine Spannungsregelung, da die Knotenspannungen sich um weniger als 1 % verändern.

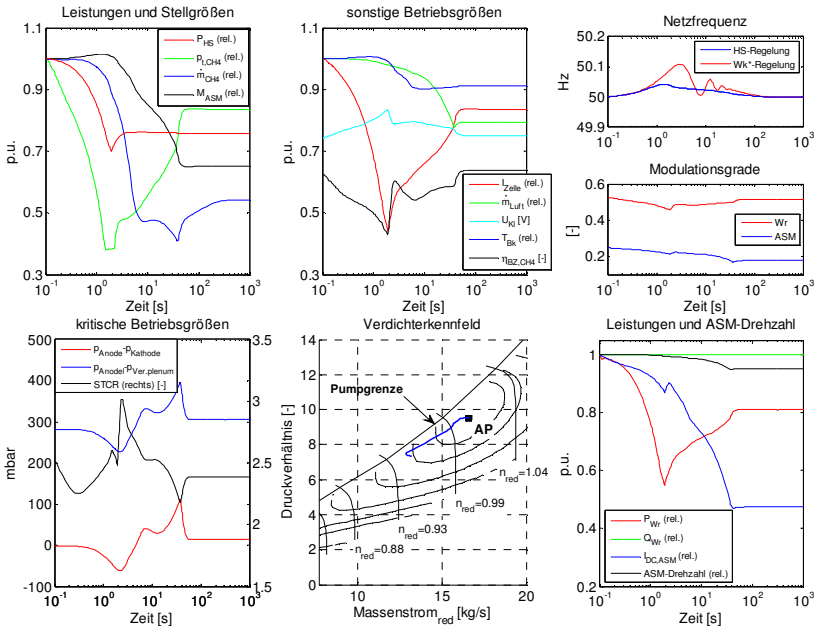


Bild 6.21: Systemantwort Szenario 3 (* ...Wärmekraftwerk)

Stellt das Wärmekraftwerk die gesamte Regelleistung zur Verfügung, beträgt die maximale Frequenzabweichung 108 mHz; der Regelvorgang dauert aufgrund der Zeitkonstanten des verwendeten Kraftwerksmodells (Kap. 4.5 bzw. [99]) ca. 200 s. Bringt dagegen das Hybridsystem die gesamte Regelleistung auf, dauert der Regelvorgang nur etwa 100 s; zudem ist die maximale Frequenzabweichung mit 42 mHz deutlich geringer und die Dämpfung höher (**Bild 6.21** rechts oben). Ursache für diese Verbesserung des Einschwingverhaltens der Netzfrequenz ist die große mögliche Laständerungsrate des Hybridsystems (s. Szenario 1), welche neben den hohen Wirkungsgraden einen weiteren Vorteil darstellt.

In der Simulation, in der das Wärmekraftwerk die Frequenzregelung übernimmt, wird die Betriebspunktänderung des zu dem Wärmekraftwerk gehörenden Synchrongenerators nicht diskutiert, da die untersuchte Laständerung von 6 MW im Vergleich zu der Nennleistung des Wärmekraftwerks (560 MW) vernachlässigbar ist. Ebenso werden die Betriebsgrößen des Hybridsystems nicht dargestellt, da diese wie die vom Hybridsystem erzeugte elektrische Leistung konstant bleiben.

Übernimmt dagegen das Hybridsystem die Netzregelung, wird der Verlauf der in den vier linken Diagrammen von **Bild 6.21** dargestellten Betriebsgrößen des Hybridsystems von der Sollleistung geprägt, welche als Führungsgröße des Hybridsystems von dem Primär- und später auch von dem Sekundärregler aus dem Verlauf der Netzfrequenz berechnet wird. Sowohl der Brennstoffdruck, der Zellstrom als auch die Hybridsystemleistung fallen ca. 2 s lang ab, um dann wieder auf ihren stationären Endwert anzusteigen. Während die Leistung jedoch nur um maximal 30 % sinkt, erreichen der Zellstrom sowie der Brennstoffdruck Minima von ungefähr 40 %, was die sich nur langsam verändernde Gasturbinenleistung kompensiert (s. die Verläufe von Moment und Luftmassenstrom). Die Dynamik des Turbineneintrittstemperatur-Regelkreises liegt wie bereits in Szenario 1 festgestellt dazwischen. Der Zusammenhang zwischen dem Zellstrom, dem Brennstoffdruck, dem Brennstoffnutzungsgrad und dem Wasser/Kohlenstoff-Verhältnis ist ebenfalls gut zu erkennen: Der schnell sinkende Zellstrom wird durch die Reduktion des Brennstoffdrucks nicht schnell genug ausgeglichen, sodass der Brennstoffnutzungsgrad abfällt. Infolgedessen sinkt das Wasser/Kohlenstoff-Verhältnis zunächst, steigt dann jedoch fast 2 s lang an.

Die unten links in **Bild 6.21** gezeigten kritischen Betriebsgrößen sowie der dem Verdichterkennfeld zu entnehmende Pumpgrenzenabstand weisen keine besonderen Auffälligkeiten auf; es werden keine Grenzwerte überschritten. Das gilt ebenso für die hier nicht dargestellten, aber in **Tabelle 5.2** aufgeführten Parameter. Die maximale Druckdifferenz zwischen Anode und Kathode ist mit 110 mbar geringer als in Szenario 1 und das Druckgefälle zwischen Anode und Verbrennungsplenum immer positiv.

Das Wasser/Kohlenstoff-Verhältnis erreicht nach ca. 37 s ein Minimum von 2.2. Zum gleichen Zeitpunkt weisen auch die Druckdifferenzen, der Brennkammerbrennstoff- sowie der Luftmassenstrom Extremwerte auf. Auslöser ist die Gasturbinendrehzahl, deren Änderungsrate dort ihr Vorzeichen wechselt.

Die Diagramme auf der rechten Seite von **Bild 6.21** geben zusammen mit den in Kap. 4 dargestellten Kennfeldern Hinweise zu den Betriebszuständen von Wechselrichter und Asynchronmaschine. Da der Verlauf der Wechselrichterwirkleistung (P_{Wr}) dem des Zellstroms folgt und die Blindleistung (Q_{Wr}) aufgrund der nicht erfolgten Spannungsregelung konstant bleibt, bewegt sich der Betriebspunkt des Wechselrichters im Kennfeld (**Bild 4.5**) auf einer Senkrechten zunächst nach oben und anschließend wieder etwas zurück, wobei er die Leistungsgrenze aber nicht überschreitet. Zudem zeigt der sich lediglich in einem kleinen Band zwischen 0.46 und 0.53 bewegende Modulationsgrad des Wechselrichters, dass der Modulator nicht übersteuert wird (Kap. 4.3). Dies trifft auch auf den Modulator der Asynchronmaschine zu, dessen Modulationsgrad mit Werten zwischen 0.17 und 0.25 jedoch noch niedriger ist. Unter Vernachlässigung der geringen Netzfrequenzabweichung bewegt sich der Betriebspunkt in den Asynchronmaschinenkennfeldern (**Bild 4.7a bis d**) aufgrund des 5 bzw. 35 %igen Abfalls von Asynchronmaschinendrehzahl und -moment nach rechts unten. Dabei nimmt die vom Rotor an den Gleichspannungskreis abgegebene Wirkleistung im Vergleich zur direkt über den Stator ins Netz eingespeisten Wirkleistung überproportional ab (-52 zu -34 %). Die Rotorspannung fällt von 200 auf 145 V, der Rotorstrom von 1700 auf 1150 A. Obwohl auch der Schlupf mit der Asynchronmaschinendrehzahl sinkt, befinden sich die gesamten Trajektorien im übersynchronen Bereich, da die Synchronzahl bei 82 % der Drehzahl im Auslegungspunkt liegt. Im Hinblick auf einen optimalen Wirkungsgrad sollten in einer realen Anlage die Asynchronmaschine und die Getriebeübersetzung jedoch so dimensioniert werden, dass im meistgenutzten Betriebsbereich der Schlupf und damit der Betrag der zweifach umgerichteten Leistung möglichst klein wird. An den prozentualen Änderungen der Statorwirkleistung (s. o.) und der von der Asynchronmaschine und der Brennstoffzelle in den Gleichspannungskreis eingespeisten Ströme (**Bild 6.21** oben Mitte und unten rechts) zeigt sich ein mit sinkender Last abnehmender Anteil der Gasturbine an der Hybridsystemleistung.

Eine abschließende Betrachtung der hier untersuchten Testszenarien zeigt, dass das in Kap. 6.3.2 vorgeschlagene Regelkonzept gemessen an den in Kap. 6.3.1 formulierten Anforderungen korrekt arbeitet. Folglich beeinträchtigt die Verwendung von linearen und z. T. reduzierten Modellen beim Reglerentwurf für das Hybridsystem die Güte des Reglers nicht und ermöglicht zudem ein systematischeres Vorgehen. Ersteres belegt insbesondere das Szenario 1, welches einen Lastbereich von 50 bis 100 %

abdeckt. Trotzdem ist eine weitere Optimierung der Reglerstruktur denkbar: Indem der Brennstoffdruck entsprechend der Betriebslinie eingestellt wird und dabei unter Berücksichtigung eines Proportionalitätsfaktors zeitverzögert als Führungsgröße für den Zellstrom fungiert, könnte der Verlauf des Brennstoffnutzungsgrads verbessert werden. Auf jeden Fall erfordert die Regelung einer realen Anlage jedoch eine umfangreichere Validierung der für die Reglerentwicklung herangezogenen Modelle sowie die Berücksichtigung von zahlreichen weiteren Test- und Sonderfällen. Dazu gehören Startvorgänge und Lastabwürfe ebenso wie verschiedenste Lastprofile, Alterungserscheinungen der Anlagenkomponenten und Mess- und Stellgliedfehler [111].

7 Zusammenfassung und Ausblick

Gegenstand der vorliegenden Arbeit ist die Untersuchung des stationären und transienten Betriebsverhaltens eines SOFC/GT-Kraftwerks sowie die Validierung einer möglichst systematischen, allgemeingültigen Methode für den Entwurf einer geeigneten Regelung. Dazu wurde zunächst ein Beispielsystem modelliert, welches bzgl. Layout und Dimensionierung einer 2003 von Siemens Westinghouse durchgeführten Projektstudie nachempfunden ist. Als Besonderheit gegenüber anderen Untersuchungen sieht diese die Anhebung der Turbineneintrittstemperatur durch die Zufuhr von zusätzlichem Brennstoff in die Gasturbinenbrennkammer vor.

Vor dem Hintergrund eines regelungstechnischen Verwendungszwecks wurde bei der Modellbildung ein 0-dimensionaler Ansatz gewählt. Die Modellbildung für die Brennstoffzelle erfolgte an einer Einzelzelle unter der Annahme, dass sich jede Einzelzelle des gesamten Kraftwerks gleich verhält. Das Strom-Spannungsverhalten ergibt sich dabei aus einer Berechnung der Durchtritts- und Diffusionsüberspannungen sowie der ohmschen Verluste, wobei Abhängigkeiten von der Gaszusammensetzung, der Temperatur, der Stromdichte und der Zellgeometrie berücksichtigt werden. Skalierte, auf der Machzahlähnlichkeit basierende Kennfelder beschreiben das Betriebsverhalten der Turbokomponenten. Die Bestimmung der Wärmeübertragungsvorgänge basiert auf Nusseltzahlkorrelationen; Bilanzgleichungen erfassen die Wärmespeicherfähigkeit bestimmter Anlagenkomponenten. Die Kopplung der verschiedenen Komponenten erfolgt über Kontrollvolumen, für die z. T. alle drei Erhaltungsgleichungen der Strömungsmechanik (Masse, Impuls und Energie) aufgestellt werden. Abhängig von der Berücksichtigung instationärer Terme entsteht entweder ein algebraisches oder ein Differentialgleichungssystem, sodass das entwickelte Modell sowohl die Berechnung des stationären Betriebsverhaltens als auch von dynamischen Betriebspunktänderungen erlaubt.

Um das Verhalten des Hybridsystems unter realistischeren Randbedingungen untersuchen zu können, wurden in dieser Arbeit im Gegensatz zu vielen früheren Arbeiten, die entweder thermodynamische oder elektrotechnische Aspekte in den Vordergrund stellen, zusätzlich vereinfachte Modelle eines Wechselrichters, einer Asynchronmaschine und eines Energieversorgungsnetzes erstellt und verwendet. Sie bestehen im Wesentlichen aus berechneten, stationären Kennfeldern bzw. aus einer Lastflussrechnung. Lediglich ein elektrischer Kondensator und die Welle der Gasturbine sind dynamische Komponenten; sie koppeln den Wechselrichter mit der Brennstoffzelle bzw. die Gasturbine mit der Asynchronmaschine.

Im zweiten Schritt wurde mit dem entwickelten Modell des Beispiel-Hybridsystems dessen stationäres Teillastverhalten simuliert und in Form mehrdimensionaler Kennfelder dargestellt – mit der Stromdichte, der Wellendrehzahl und der Turbineneintrittstemperatur als unabhängigen Parametern und bei konstantem Brennstoffnutzungsgrad. Dabei hat sich gezeigt, dass der mögliche Betriebsbereich bei hohen Stromdichten, großen Turbineneintrittstemperaturen und geringen Drehzahlen sowie bei niedrigen Stromdichten, kleinen Turbineneintrittstemperatur und hohen Drehzahlen durch ein zu großes bzw. ein zu geringes Temperaturniveau in der Zelle beschränkt wird. Zu neuen Erkenntnissen führte die Behandlung der Turbineneintrittstemperatur als zusätzlichem unabhängigen Betriebsparameter. Zwar reduziert sich durch die Zufuhr zusätzlichen Brennstoffs in die Brennkammer der Gasturbine der Gesamtwirkungsgrad der Anlage, doch durch die Möglichkeit, die Turbineneintrittstemperatur frei zu wählen und somit eine Rückkopplung über den externen Wärmeübertrager zu vermeiden, reagiert das Hybridsystem weniger sensibel auf Änderungen von Stromdichte und Drehzahl. Zudem entstehen dadurch Vorteile bei der Definition einer stationären Betriebslinie. Folglich konnte diese basierend auf den berechneten Kennfeldern und als Grundlage für die Regelung so festgelegt werden, dass sie einen Lastbereich von 40 bis 110 % abdeckt und in diesem gleichzeitig so positive Eigenschaften aufweist wie eine konstante Zelltemperatur, einen ausreichenden Pumpgrenzenabstand und eine geringe bzw. verschwindende Druckdifferenz zwischen Anode und Kathode.

Als nächstes erfolgte die Betrachtung des transienten Verhaltens des Hybridsystems. Um die Auswirkungen der vier Eingangsgrößen (Spannung, Brennstoffdruck, Drehzahl und Brennstoffmassenstrom) besser untersuchen zu können, wurde in den ersten Simulationen jeweils nur eine Eingangsgröße sprungförmig (die Drehzahl rampenförmig) erhöht bzw. abgesenkt. Mit zwei weiteren Simulationen wurde schließlich unter Anwendung der vorher festgelegten Betriebslinie das (ungeregelte) Übergangsverhalten infolge zweier Lastvariationen analysiert. Folgende, bei der Regelung zu beachtende Phänomene konnten dabei u. a. identifiziert werden: Im Vergleich zu den übrigen Betriebsparametern ändern sich die Temperaturen im Stack aufgrund dessen hoher Wärmekapazität nur sehr langsam und dominieren das Systemverhalten bei großen Zeiten. Im Hinblick auf kurze Übergangszeiten sind diese daher konstant zu halten. Zu schnelles Reduzieren der Drehzahl kann zu Verdichterpumpen führen, zu schnelles Erhöhen dagegen zu unerwünschtem Sauerstofftransport über das Verbrennungsplenum in die Anode. In beiden Fällen kommt es jedoch durch unterschiedliche Druckänderungsraten in Anoden- und Kathodenkreis zu Druckdifferenzen zwischen Anode und Kathode und damit zu mechanischen Belastungen der Elektroden-Elektrolyt-Struktur, welche zu begrenzen sind. Zudem hat sich gezeigt, dass sich mittels Variation der Spannung der Zellstrom und folglich die Brennstoffzellenleis-

tung sehr schnell ändern lassen. Allerdings ist die Laständerungsrate durch die Anpassung des Brennstofftransports in die Anode beschränkt, dessen Zeitkonstante deutlich größer ist als die des Zellstroms.

Im letzten Teil wurde ein Regelungskonzept entwickelt und dessen Parametrierung vorgestellt. Im Gegensatz zu früheren Arbeiten, in denen mehrere dezentrale PI- bzw. PID-Regler die Regelung des Hybridsystems als Mehrgrößenregelstrecke übernehmen und die Parametrierung zu einem großen Teil auf dem „Versuch-und-Irrtum-Prinzip“ beruhte, wurde in dieser Arbeit ein systematischerer Ansatz auf Basis der linearen Regelungstheorie verfolgt. Als Voraussetzung dafür ließ sich aus dem von zahlreichen Nichtlinearitäten geprägten Streckenmodell (bestehend aus Hybridsystem, Wechselrichter, Asynchronmaschine, Welle und elektrischem Kondensator) ein lineares Modell 29. Ordnung ableiten, dessen ausreichende Genauigkeit vergleichende Simulationen nachweisen konnten.

Eine vor dem Regelungsentwurf mittels des linearen Modells durchgeführte Eigenwertanalyse zeigte, dass es sich bei dem Streckenmodell um ein instabiles und steifes System handelt, obwohl bereits bei der physikalischen Modellbildung die langsamen Alterungsprozesse sowie die sehr schnellen Elektrodenprozesse unberücksichtigt blieben. Zusätzliche Parametervariationen erlaubten zudem eine Zuordnung von physikalischen Vorgängen zu einzelnen Eigenwerten.

Das vorgeschlagene Regelungskonzept besteht im Wesentlichen aus einer proportionalen Ausgangsrückführung, die das System unter Berücksichtigung seines Mehrgrößencharakters stabilisiert und drei PI-Regelkreisen mit unterschiedlichen Zeitkonstanten zur Sicherung der Sollwertfolge derjenigen Betriebsgrößen, welche entsprechend der stationären Betriebslinie den Lastpunkt des Hybridsystems festlegen. Während der Entwicklung dieses Konzeptes mehrere Iterationen notwendig waren, gelang die Parametrierung dank des linearen Streckenmodells und mittels darauf anwendbarer, gebräuchlicher mathematischer Verfahren (Optimalreglerentwurf, Entwurf mittels Frequenzkennlinien) wie beabsichtigt auf eine systematische Art und Weise. Für den Optimalreglerentwurf wurde das lineare Modell zur Vermeidung numerischer Probleme auf ein Modell neunter Ordnung reduziert.

Die abschließend für drei Testszenarien durchgeführte Validierung des Reglers an dem nichtlinearen Streckenmodell verlief erfolgreich und zeigte somit die Anwendbarkeit des vorgestellten Verfahrens: Der vorgestellte Regler regelt sprunghafte Änderungen der einzigen Führungsgröße Sollleistung ebenso aus wie rampenförmige Änderungen der Störungsgrößen Umgebungsdruck und -temperatur, ohne dass es zu Instabilitäten oder nennenswerten Überschreitungen kritischer Betriebsgrenzen kommt. Bei einer Lastreduktion erreichen die Laständerungsraten Werte von bis zu

20 % pro Sekunde, bei einer Lastanhebung immer noch 10 % pro Sekunde. Dies führt im dritten Szenario, in dem das Hybridsystem zusammen mit den elektrischen Betriebsmitteln und dem Energieversorgungsnetz betrachtet und die Führungsgröße für das Hybridsystem durch eine Netzregelung vorgegeben wird, dazu, dass das Hybridsystem eine durch einen Lastabfall eines Verbrauchers induzierte Netzfrequenzabweichung schneller (hier etwa 100 s) ausregeln kann als ein konventionelles Wärmekraftwerk.

Obwohl der vorgestellte Regler in den durchgeführten Simulationen die Anforderungen erfüllen konnte, sind weitere Schritte notwendig, um ihn erfolgreich in einer realen Anlage implementieren bzw. die hier angewendete Vorgehensweise zur Reglerparametrierung endgültig verifizieren zu können. Zunächst ist das für den Reglerentwurf verwendete Modell gewissenhaft anhand von Messdaten der zu regelnden realen Anlage zu validieren, was in der vorliegenden Arbeit aufgrund fehlender Messdaten nicht möglich gewesen ist. Ggf. kann man das Modell dann durch Variation verschiedener Modellkonstanten anpassen. Zudem sollte das Modell um zusätzliche instationäre Bilanzgleichungen für alle Gaskomponenten erweitert werden, um auch in instationären Betriebspunkten die Elementerhaltung gewährleisten zu können. Zum Einen ließe sich damit das – wie die dynamischen Simulationen gezeigt haben – stark von der Gaszusammensetzung abhängige Verhalten der Brennstoffzelle genauer vorhersagen und zum Anderen auch die Dynamik der Reformierungsreaktionen untersuchen. Ein weiterer, aber nicht neuer Ansatzpunkt zur Erhöhung der Genauigkeit ist, die Berechnung des Strom-Spannungsverhaltens durch die Verwendung von gemessenen Kennfeldern zu ersetzen. Ferner ist die Berücksichtigung zusätzlicher dynamischer Vorgänge wie z. B. der Elektrodenvorgänge denkbar, um damit z. B. die Regelung der Leistungselektronik (in Wechselrichter und Asynchronmaschine) weiterzuentwickeln.

Auch der Regler selbst erfordert eine umfangreichere Validierung mit weiteren Test- und Sonderfällen, wozu verschiedene Lastprofile ebenso gehören wie Startvorgänge und Lastabwürfe, Alterungserscheinungen der Anlagenkomponenten und Mess- und Stellgliedfehler. Danach müssen die Regelgesetze auf einem geeigneten Steuergerät implementiert werden, was ebenfalls zu testen ist. Moderne Methoden für diese Aufgaben sind „Rapid Control Prototyping“, „Hardware-In-Loop“-Simulationen sowie automatische Seriercode-Generierung.

Literaturverzeichnis

- [1] AGNEW, G.D.; MORITZ, R.R.; BERNS, C.; SPANGLER, A.; TARNOWSKI, O.; BOZZOLO, M.: A Unique Solution to Low Cost SOFC Hybrid Power Plant. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo 2003 : Power for Land, Sea and Air*. USA, Georgia, Atlanta, 2003. GT2003-38944
- [2] AGNEW, G.D.; TOWNSEND, J.; MORITZ, R.R.; BOZZOLO, M.; BERENYI, S.G.; DUGE, R.: Progress in the Development of a Low Cost 1MW SOFC Hybrid. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo 2004 : Power for Land, Sea and Air*. Austria, Vienna, 2004. GT2004-53350
- [3] AGNEW, G.D.; BOZZOLO, M.; MORITZ, R.R.; BERENYI, S.G.: The Design and Integration of the Rolls-Royce Fuel Cell Systems 1 MW SOFC. In: *Proceedings of GT2005 : ASME Turbo Expo 2005 : Power for Land, Sea and Air*. USA, Nevada, Reno-Tahoe, 2005. GT2005-69122
- [4] ALBRECHT, P.: *Die geregelte doppeltgespeiste Asynchronmaschine als drehzahlvariabler Generator am Netz*. Technische Universität Carolo-Wilhelmina zu Braunschweig, Fakultät für Maschinenbau und Elektrotechnik, Dissertation, 1984
- [5] AL-HINAI, A.; SEDGHISIGARCHI, K.; FELIACHI, A.: Stability Enhancement of a Distribution Network Comprising a Fuel Cell and a Microturbine. In: *IEEE : Power Engineering Society General Meeting*, Vol. 2, 2004, pp. 2156-2161
- [6] ATKINS, P.W.: *Physikalische Chemie*. 3. Auflage. Weinheim : WILEY-VCH, 2001. – ISBN 3-527-30236-0
- [7] AUDRING, D.: *Elektrische Netzeinbindung dezentraler Brennstoffzellenanlagen*. Aachen : Shaker Verlag, 2003. (Berichte aus der Energietechnik) – ISBN 3-8322-2186-7
- [8] BAEHR, H.D.: *Thermodynamik*. 11. Auflage. Berlin, Heidelberg, New York : Springer, 2004. – ISBN 3-540-43256-6
- [9] BAEHR, H.D., STEPHAN, K.: *Wärme- und Stoffübertragung*. 4. Auflage. Berlin, Heidelberg, New York : Springer, 2004. – ISBN 3-540-40130-X
- [10] BAUERFEIND, K.: *Die Berechnung des Übertragungsverhaltens von Turbo-Strahltriebwerken unter Berücksichtigung des instationären Verhaltens der Komponenten*. TH München, Fakultät für Maschinenwesen und Elektrotechnik, Dissertation (Auszug), 1968

-
- [11] BERENYI, S.G.: High Pressure Turbocharger for Solid Oxide Fuel Cells. In: *Proceedings of GT2006 : ASME Turbo Expo 2006 : Power for Land, Sea and Air*. Spain, Barcelona, 2006. GT2006-90222
- [12] BESSETTE, N.F.; BORGLUM, B.P.; SCHICHL, H.; SCHMIDT, D.S.: Toward Commercialization. In: *Siemens Power Journal*, 1/2001, pp. 10-12
- [13] BIRD, R.B.; STEWART, W.E.; LIGHTFOOD, E.D.: *Transport Phenomena*. University of Wisconsin, Department of Chemical Engineering, Madison, Wisconsin, John Wiley & Sons, Inc., 1960
- [14] BOSSEL, U.G.: *Final Report on SOFC Data : Facts and Figures*. The International Energy Agency Programme of R, D&D on Advanced Fuel Cells, Swiss Federal Office of Energy, Operating Agent Task, Berne, 1992.
- [15] CAMPANARI, S.: Full Load and Part-Load Performance Prediction for Integrated SOFC and Microturbine Systems. In: *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, 122 (2000), pp. 239-246
- [16] CAMPANARI, S.: Thermodynamic Model and Parametric Analysis of a Tubular SOFC Module. In: *Journal of Power Sources*, 92 (2001), pp. 26-34
- [17] CAMPANARI, S.: Carbon Dioxide Separation from High Temperature Fuel Cell Power Plants. In: *Journal of Power Sources*, 112 (2002), pp. 273-289
- [18] CAMPANARI, S.: Parametric Analysis of Small Scale Recuperated SOFC/Gas Turbine Cycles. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo 2004 : Power for Land, Sea and Air*. Austria, Vienna, 2004. GT2004-53933
- [19] CAMPANARI, S.; IORA, P.: Definition and Sensitivity Analysis of a Finite Volume SOFC Model for a Tubular Cell Geometry. In: *Journal of Power Sources*, 132 (2004), pp. 113-126
- [20] CERBE, G.; HOFFMANN, H.-J.: *Einführung in die Wärmelehre*. 9. Auflage. München, Wien : Carl Hanser Verlag, 1990. – ISBN 3-446-15952-5
- [21] CLARI, MANUEL: *Sensitivitätsanalyse zur Untersuchung des stationären Betriebsverhaltens eines SOFC-GT-Hybridkraftwerks*. Helmut-Schmidt-Universität Universität der Bundeswehr Hamburg, Energietechnik, Studienarbeit, 2006
- [22] COCCO, D.; TOLA, V.: Comparative Performance Analysis of Internal and External Reforming of Methanol in SOFC-MGT Hybrid Power Plants. In: *Proceedings of GT2006 : ASME Turbo Expo 2006 : Power for Land, Sea and Air*. Spain, Barcelona, 2006. GT2006-90762

- [23] CONSTANTINESCU-SIMON, L.; FRANSUA, A.; SAAL, K.: *Elektrische Maschinen und Antriebssysteme : Komponenten, Systeme, Anwendungen*. Braunschweig, Wiesbaden : Vieweg, 1999. – ISBN 3-528-06426-9
- [24] COSTAMAGNA, P.; MAGISTRI, L.; MASSARDO, A.F.: Design and Part-Load Performance of a Hybrid System Based on a Solid Oxide Fuel Cell and a Micro Gas Turbine. In: *Journal of Power Sources*, 96 (2001), pp. 352-368
- [25] COSTAMAGNA, P.; ARATO, E.; ANTONUCCI, P.L.; ANTONUCCI, V.: Partial Oxidation of CH₄ in Solid Oxide Fuel Cells: Simulation Model of the Electrochemical Reactor and Experimental Validation. In: *Chemical Engineering Science*, Vol. 51, No. 11, pp. 3013-3018
- [26] COSTAMAGNA, P.; SELIMOVIC, A.; DEL BORGHI, M.; AGNEW, G.: Electrochemical Model of the Integrated Planar Solid Oxide Fuel Cell (IP-SOFC). In: *Chemical Engineering Journal*, 102 (2004), pp. 61-69
- [27] E.ON edis AG: *Energielexikon* [online]. Letzte Aktualisierung: 24.06.2005, erhältlich im Internet unter: <http://www.eon-edis.com/html/14178.htm>
- [28] FERGUSON, J.R.; FIARD, J.M.; HERBIN, R.: Three-Dimensional Numerical Simulation for Various Geometries of Solid Oxide Fuel Cells. In: *Journal of Power Sources*, 58 (1996), pp. 109-122
- [29] FERRARI, M.L.: *Modello Dinamico del Ricircolo Anodico di Sistemi Ibridi con Celle ad Ossidi Solidi*. Università di Genova, Facoltà di Ingegneria, Dipartimento di Macchine, Sistemi Energetici e Trasporti, Tesi di Laurea in Ingegneria Meccanica, 2003
- [30] FERRARI M.L.; MAGISTRI, L.; TRAVERSO, A.; MASSARDO, A.F.: Control System for Solid Oxide Fuel Cell Hybrid Systems. In: *Proceedings of GT2005 : ASME Turbo Expo 2005 : Power for Land, Sea and Air*. USA, Nevada, Reno-Tahoe, 2005. GT2005-68102
- [31] FERRARI M.L.; PASCENTI, M.; MASSARDO, A.F.: Experimental Validation of an Unsteady Ejector Model for Hybrid Systems. In: *Proceedings of GT2006 : ASME Turbo Expo 2006 : Power for Land, Sea and Air*. Spain, Barcelona, 2006. GT2006-90447
- [32] FISCHER, K.: *Mathematische Modellierung des stationären Verhaltens einer röhrenförmigen Hochtemperaturbrennstoffzelle (SOFC)*. Leibniz Universität Hannover, Institut f. Turbomaschinen und Fluid-Dynamik, Diplomarbeit, 2002
- [33] FRANZONI, A.; MAGISTRI, L.; TRAVERSO, A.; MASSARDO, A.F.: Thermoeconomic Analysis of Analysis of Hybrid SOFC Fuel Cell Systems with Decarbonization of Natural Gas. In: *Proceedings of GT2006 : ASME Turbo*

- Expo 2006 : Power for Land, Sea and Air*. Spain, Barcelona, 2006. GT2006-90562
- [34] FREEH, J.E.; PRATT, J.W.; BROUWER, J.: Development of a Solid-Oxide Fuel Cell/Gas Turbine Hybrid System Model for Aerospace Applications. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo 2004 : Power for Land, Sea and Air*. Austria, Vienna, 2004. GT2004-53616
- [35] GARDNER, F.J.; DAY, M.J.; BRANDON, N.P.; PASHLEY, M.N.; CASSIDY, M.: SOFC Technology Development at Rolls-Royce. In: *Journal of Power Sources*, 86 (2000), pp. 122-129
- [36] GEMMEN, R.S.: Analysis for the Effect of Inverter Ripple Current on Fuel Cell Operation Condition. In: *Journal of Fluids Engineering*, 125 (2003), pp. 576-585
- [37] GEMMEN, R.S.; LIESE, E.; RIVERA, J.G.; JABBARI, F.; BROUWER, J.: Development of Dynamic Modeling Tools for Solid Oxide and Molten Carbonate Hybrid Fuel Cell Gas Turbine Systems. In: *Proceedings of ASME TurboExpo 2000*. Germany, Munich, 2000. 2000-GT-554
- [38] GEORGE, R.A.: Status of Tubular SOFC Field Unit Demonstrations. In: *Journal of Power Sources*, 86 (2000), pp. 134-139
- [39] GEORGE, R.A.; BESSETTE, N.F.: Reducing the Manufacturing Cost of Tubular SOFC Technology. In: *Journal of Power Sources*, 71 (1998), pp. 131-137
- [40] GHEZEL-AYAGH, H.; DALY, J.M.; WANG, Z.-H.: Advances in Direct Fuel Cell/Gas Turbine Power Plants. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo 2003 : Power for Land, Sea and Air*. USA, Georgia, Atlanta, 2003. GT2003-38941
- [41] GNIELINSKI, V.: Wärmeübertragung bei der Querströmung um einzelne Rohrreihen und durch Rohrbündel. In: *VDI-Wärmeatlas*, Abschn. Gg, 8. Auflage, Berlin : Springer, 1997. ISBN 3-540-62900-9
- [42] HARRER, H.: *Ordnungsreduktion : Vom komplexen Strukturmodell zur vereinfachten Beschreibung technischer Systeme*. München : Richard Pflaum GmbH & Co. KG, 2002. ISBN 3-7905-0847-0
- [43] HEUCK, K.; DETTMANN, K.-D.: *Elektrische Energieversorgung : Erzeugung, Transport und Verteilung elektrischer Energie für Studium und Praxis*. 5. Auflage. Braunschweig, Wiesbaden : Vieweg, 2002. – ISBN 3-528-48547-7
- [44] HILDEBRANDT, A.; GENRUP, M.; ASSADI, M.: Steady-State and Transient Compressor Surge Behavior Within a SOFC-GT-Hybrid System. In: *Proceedings of*

- ASME Turbo Expo 2004 : Power for Land, Sea and Air*. Austria, Vienna, 2004. GT2004-53892
- [45] HÖRL, F.: *Systemtheoretische Methode zur dynamischen Zustandsüberwachung von Gasturbinen*. Technische Universität München, Institut f. Luft- und Raumfahrt, Lehrstuhl f. Flugantriebe, Dissertation, 1987
- [46] HSIAO, Y.C.; SELMAN, J.R.: The Degradation of SOFC Electrodes. In: *Solid State Ionics*, 98 (1997), pp. 33-38
- [47] HUANG, B.; QUI, Y.; LU, B.; WANG, C.; XU, M.; LEE, F.C.; KOPASAKIS, G.: Modeling and Simulation for the Start-Up Process of the Turbo Subsystem in Hybrid SOFC Power Systems. In: *CEPS Conference*, Blacksburg, VA, 2005, pp. 231-236
- [48] IVERS-TIFFÉE, E.; WEBER, A.; SCHICHLIN, H.: Electrochemical Impedance Spectroscopy. In: VIELSTICH, W.; GASTEIGER, A.; LAMM, A. (Hrsg.): *Handbook of Fuel Cells – Fundamentals, Technology and Applications : Volume 2: Electrocatalysis*. John Wiley & Sons, Ltd, 2003. – ISBN 0-471-49926-9
- [49] KEMM, M.; HILDEBRANDT, A.; ASSADI, M.: Operation and Performance Limitations for Solid Oxide Fuel Cells and Gas Turbines in a Hybrid System. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo 2004 : Power for Land, Sea and Air*. Austria, Vienna, 2004. GT2004-53898
- [50] KIM, Y.-H.; KIM, S.-S.: An Electrical Modeling and Fuzzy Logic Control of a Fuel Cell Generation System. In: *IEEE : Transactions on Energy Conversion*, Vol. 14, No. 2, 1999, pp. 239-244
- [51] KLOTZ, R.: *Ein Beitrag zur digitalen Simulation von Turboluftstrahltriebwerken mit Hilfe vereinfachter Modelle*. Technische Universität Carolo-Wilhelmina zu Braunschweig, Dissertation, 1987
- [52] Kopasakis, G.; Brinson, T.; Credle, S.; Xu, M.: A Theoretical Solid Oxide Fuel Cell Model for System Controls and Stability Design. In: *Proceedings of GT2006 : ASME Turbo Expo 2006 : Power for Land, Sea and Air*. Spain, Barcelona, 2006. GT2006-91247
- [53] KURZKE, J.: *GasTurb 9 : A Program to Calculate Design and Off-Design performance of Gas Turbines* [CD-Rom]. 2001. Weitere Informationen unter: <http://www.gasturb.de>
- [54] KURZWEIL, P.: *Brennstoffzellentechnik : Grundlagen, Komponenten, Systeme, Anwendungen*. Wiesbaden : Vieweg, 2003. – ISBN 3-528-03965-5

-
- [55] LEDJEFF-HEY, K.; MAHLENDORF, F.; ROES, J. (HRSG.): *Brennstoffzellen : Entwicklung, Technologie, Anwendung*. Heidelberg : C. F. Müller, 2001. – ISBN 3-7880-7629-1
- [56] LEO, A.J.; GHEZEL-AYAGH, H.; SANDERSON, R.: Ultra High Efficiency Hybrid Direct Fuel Cell/Turbine Power Plant. In: *Proceedings of ASME TurboExpo 2000*. Germany, Munich, 2000. 2000-GT-552
- [57] LI, X.: *Principles of Fuel Cells*. New York : Taylor & Francis, 2006. – ISBN 1-59169-022-6
- [58] LIESE, E.; GEMMEN, R.S.: Transient Modeling Results of a Methane-Steam Reformer. In: *Proceedings of the ASME Advanced Energy Systems Division*, 40 (2000)
- [59] LIESE, E.; GEMMEN, R.S.: Dynamic Modeling Results of A 1 MW Molton Carbonate Fuel Cell/Gas Turbine Power System. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo 2002 : Power for Land, Sea and Air*. The Netherlands, Amsterdam, 2002. GT-2002-30110
- [60] LIESE, E.; GEMMEN, R.S.; JABBARI, F.; BROUWER, J.: Technical Development Issues and Dynamic Modeling of Gas Turbine and Fuel Cell Hybrid Systems. In: *Proceedings of ASME TurboExpo 1999*. USA, Indiana, Indianapolis, 1999. 99-GT-360
- [61] LIESE, E.; GEMMEN, R.S.; SMITH, T.P.; HAYNES, C.L.: A Dynamic Bulk SOFC Model Used in a Hybrid Turbine Controls Test Facility. In: *Proceedings of GT2006 : ASME Turbo Expo 2006 : Power for Land, Sea and Air*. Spain, Barcelona, 2006. GT2006-90383
- [62] LITZ, L.: *Reduktion der Ordnung linearer Zustandsraummodelle mittels modaler Verfahren*. Universität Fridericiana Karlsruhe, Fakultät für Elektrotechnik, Dissertation, 1979. ISBN 3-8107-2058-5
- [63] LITZINGER, K.P.; VEYO, S.E.; SHOCKLING, L.A.; LUNDBERG, W.L.: Comparative Evaluation of SOFC/Gas Turbine Hybrid System Options. In: *Proceedings of GT2005 : ASME Turbo Expo 2005 : Power for Land, Sea and Air*. USA, Nevada, Reno-Tahoe, 2005. GT2005-68909
- [64] LOKURLU, A.: *Simulation der Oxidkeramischen Brennstoffzellen "SOFC" mit nachgeschalteten Gas- und Dampfturbinen-Kombi-Anlagen für verschieden Brenngase*. Universität Duisburg Essen, Technik der Energieversorgung und Energieanlagen, Dissertation, 1999
- [65] LUNDBERG, R.E.; REYNOLDS, W.C.; KAYS, W.M.: Heat Transfer with Laminar Flow in Concentric Annuli with Constant and Variable Temperature and Heat

- Flux. In: Grant (prepared under): *NASA Technical Note D-1972*. Stanford University, Stanford, California, 1972
- [66] LUNDBERG, W.L.; VEYO, S.E.; MOECKEL, M.D.: A High-Efficiency Solid Oxide Fuel Cell Hybrid Power System Using the Mercury 50 Advanced Turbine Systems Gas Turbine. In: *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, 125 (2003), pp. 51-58
- [67] LUNZE, J.: *Regelungstechnik 1: Systemtheoretische Grundlagen Analyse und Entwurf einschleifiger Regelungen*. 5. Auflage. Berlin, Heidelberg, New York: Springer-Verlag, 2006. – ISBN 3-540-28326-9
- [68] LUNZE, J.: *Regelungstechnik 2: Mehrgrößensysteme Digitale Regelung*. 3. Auflage. Berlin, Heidelberg, New York: Springer-Verlag, 2005. – ISBN 3-540-22177-8
- [69] MAGISTRI, L.; BOZZO, R.; COSTAMAGNA, P.; MASSARDO, A.F.: Simplified Versus Detailed SOFC Reactor Models and Influence on the Simulation of the Design Point Performance of Hybrid Systems. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo 2002 : Power for Land, Sea and Air*. The Netherlands, Amsterdam, 2002. GT-2002-30653
- [70] MAGISTRI, L.; BOZZOLO, M.; TARNOWSKI, O.; AGNEW, G.; MASSARDO, A.F.: Design and Off-Design Analysis of a MW Hybrid System Based on Rolls-Royce Integrated Planar SOFC. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo 2003 : Power for Land, Sea and Air*. USA, Georgia, Atlanta, 2003. GT2003-38220
- [71] MAGISTRI, L.; TRASINO, F.; COSTAMAGNA, P.; FERRARI, M. L.; TRAVERSO, A.; MASSARDO, A. F.: Transient Analysis of Solid Oxide Fuel Cell Hybrids Part A-C. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo 2004 : Power for Land, Sea and Air*. Austria, Vienna, 2004. GT2004-53842, -53716, -53845
- [72] MARSANO, F.; MAGISTRI, L.; BOZZOLO, M.; TARNOWSKI, O.: Influence of Fuel Composition on Solid Oxide Fuel Cell Hybrid System Layout and Performance. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo 2004 : Power for Land, Sea and Air*. Austria, Vienna, 2004. GT2004-53853
- [73] MARSHALL, S. A.: An Approximate Method for Reducing the Order of a Linear System. In: *Control* (1966), pp. 642-643
- [74] MASSARDO, A.F.; LUBELLI, F.: Internal Reforming Solid Oxide Fuel Cell-Gas Turbine Combined Cycles (IRSOFC-GT): Part A – Cell Model and Cycle Thermodynamic Analysis. In: *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, 122 (2000), pp. 27-35

-
- [75] MASSARDO, A.F.; McDONALD, C.F.; KORAKIANITIS, T.: Microturbine/Fuel-Cell Coupling for High-Efficiency Electrical-Power Generation. In: *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, 124 (2002), pp. 110-116
- [76] MILDE, F.: *Dynamisches Verhalten von Drehfeldmaschinen : Simulation des Maschinenverhaltens mit TUTSIM*. Berlin, Offenbach, vde-verlag gmbh, 1993. ISBN 3-8007-1937-1
- [77] MILEWSKI, J.; MILLER, A.; MOZER, E.: The Application of μ -Fan Instead of the Ejector in Tubular SOFC Modul. In: *Proceedings of GT2006 : ASME Turbo Expo 2006 : Power for Land, Sea and Air*. Spain, Barcelona, 2006. GT2006-90141
- [78] MOORE, B.: Principal Component Analysis in Linear Systems: Controllability, Observability, and Model Reduction. In: *IEEE Transactions on Automatic Control*, 26 (1981), No.1, pp. 17-32
- [79] MOORE, W.J.: *Physikalische Chemie* / HUMMEL, D.O.; TRAFORA, G. (Bearb.). 4. Auflage. Berlin : de Gruyter, 1986. – ISBN 3-11-010979-4
- [80] MORAAL, P.; KOLMANOVSKY, I.: Turbocharger Modeling for Automotive Control Applications. In: *SAE Paper 1999-01-0908*, 1999
- [81] MÜNZBERG, H.G.; KURZKE, J.: *Gasturbinen – Betriebsverhalten und Optimierung*. Berlin, Heidelberg, New York : Springer-Verlag, 1977. ISBN 3-540-08032-5
- [82] OEDING, D.; OSWALD, B.R.: *Elektrische Kraftwerke und Netze*. 6. Auflage. Berlin, Heidelberg, New York : Springer, 2004. – ISBN 3-540-00863-2
- [83] O'HAYRE, R.; CHA, S.-W.; COLELLA, W.; PRINZ, F.B.: *Fuel Cells Fundamentals*. New York : John Wiley & Sons, 2006. – ISBN 13 978-0-471-74148-0
- [84] PADULLÉS, J.; AULT, G.W.; McDONALD, J.R.: An integrated SOFC plant dynamic model for power systems simulation. In: *Journal of Power Sources*, 86 (2000), pp. 495-500
- [85] PALSSON, J.; SELIMOVIC, A.; HENDRIKSEN, P.: Intermediate Temperature SOFC in Gas Turbine Cycles. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo 2001*. USA, Louisiana, New Orleans, 2001. 2001-GT-0091
- [86] PALSSON, J.; SELIMAVIC, A.: Design and Off-Design Predictions of a Combined SOFC and Gas Turbine System. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo 2001*. USA, Louisiana, New Orleans, 2001. 2001-GT-0379
- [87] PUKRUSHPAN, J.T.; STEFANOPOULOU, A.G.; PENG, H.: *Control of Fuel Cell Power Systems: Principles, Modeling, Analysis and Feedback Design*.

- London : Springer-Verlag, 2004. (Advances in Industrial Control) – ISBN 1-85233-816-4
- [88] RECHENAUER, CH.; ACHENBACH, E.: *Dreidimensionale mathematische Modellierung des stationären und instationären Verhaltens oxidkeramischer Hochtemperatur-Brennstoffzellen*. Forschungszentrum Jülich, Institut f. Energieverfahrenstechnik, Dissertation, 1993
- [89] REID, R.C.; PRAUSNITZ, J.M.; POLING, B.E.: *The Properties of Gases and Liquids*. New York : McGraw-Hill, 1987. – ISBN 0-07-051799-1
- [90] REUS, U.: *Mathematische Simulation einer Hochtemperatur-Brennstoffzelle*. Forschungszentrum Jülich, Institut f. Energieverfahrenstechnik, Dissertation, 1996
- [91] RO, K.; RAHMAN, S.: Control of Grid-Connected Fuel Cell Plants for Enhancement of Power System Stability. In: *Renewable Energy*, 28 (2003), pp. 397-407
- [92] ROBERTS, R.A.; BROUWER, J.: Dynamic Simulation of a Pressurized 220 kW Solid Oxide Fuel-Cell-Gas-Turbine Hybrid System: Modeled Performance Compared to Measured Results. In: *Journal of Fuel Cell Technology and Science*, 3 (2006), pp. 18-25
- [93] ROBERTS, R.A.; BROUWER, J.; LIESE, E.; GEMMEN, R.S.: Dynamic Simulation of Carbonate Fuel Cell-Gas Turbine Hybrid Systems. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo 2004 : Power for Land, Sea and Air*. Austria, Vienna, 2004. GT2004-53653
- [94] ROBERTS, R.A.; BROUWER, J.; LIESE, E.; GEMMEN, R.S.: Development of Controls for Dynamic Operation of Carbonate Fuel Cell-Gas Turbine Hybrid Systems. In: *Proceedings of GT2005 : ASME Turbo Expo 2005 : Power for Land, Sea and Air*. USA, Nevada, Reno-Tahoe, 2005. GT2005-68774
- [95] ROBERTS, R.A.; JABBARI, F.; BROUWER, J.; GEMMEN, R.S.; LIESE, E.A.: Inter-Laboratory Dynamic Modeling of a Carbonate Fuel Cell for Hybrid Application. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo 2003 : Power for Land, Sea and Air*. USA, Georgia, Atlanta, 2003. GT2003-38774
- [96] ROBERTS, R.A.; BROUWER, J.; SAMUELSEN, G.S.: Fuel Cell/Gas Turbine Hybrid System Control for Daily Load Profile and Ambient Condition Variation. In: *Proceedings of GT2006 : ASME Turbo Expo 2006 : Power for Land, Sea and Air*. Spain, Barcelona, 2006. GT2006-90741
- [97] SAKHARE, A.R.; DAVARI, A.; FELIACHI, A.: Control of Solid Oxide Fuel Cell for Stand-Alone and Grid Connection Using Fuzzy Logic Technique. In: *IEEE*, 2004, pp. 551-555

-
- [98] SCHETTLER, F.: *Selbstgeführte Pulswechselrichter mit Gleichspannungskreis für den Einsatz in Hochspannungsnetzen zur Sicherung der Energiequalität mittels Wirk- und Blindleistung*. Düsseldorf : VDI-Verlag, 2004. (VDI Reihe 21, Nr. 361) – ISBN 3-18-336121-3
- [99] SCHULZ, D.: *Integration von Windkraftanlagen in Energieversorgungsnetze : Stand der Technik und Perspektiven für die dezentrale Stromerzeugung*. Berlin : VDE-Verlag, 2006. (Forschungs-Report) – ISBN 3-8007-2949-0
- [100] SEDGHISIGARCHI, K.; FELIACHI, A.: Control of Grid-Connected Fuel Cell power Plant for Transient Stability Enhancement. In: *IEEE : Power Engineering Society Meeting*, Vol. 1, 2002, pp. 383-388
- [101] SEDGHISIGARCHI, K.; FELIACHI, A.: Dynamic and Transient Analysis of Power Distribution Systems with Fuel Cells – Part I: Fuel-Cell Dynamic Model. In: *IEEE : Transactions on Energy Conversion*, Vol. 19, No. 2, 2004, pp. 423-428
- [102] SEDGHISIGARCHI, K.; FELIACHI, A.: Dynamic and Transient Analysis of Power Distribution Systems with Fuel Cells – Part II: Control and Stability Enhancement. In: *IEEE : Transactions on Energy Conversion*, Vol. 19, No. 2, 2004, pp. 429-434
- [103] SEDGHISIGARCHI, K.; FELIACHI, A.: Impact of Fuel Cells on Load-Frequency Control in Power Distribution Systems. In: *IEEE : Transactions on Energy Conversion*, Vol. 21, No. 1, 2006, pp. 250-256
- [104] SELIMOVIC, A.: *Modelling of Solid Oxide Fuel Cells Applied to the Analysis of Integrated Systems with Gas Turbines*. Sweden, Lund University, Department of Heat and Power Engineering, Division of Thermal Power Engineering, Doctoral Thesis, 2002
- [105] SELIMOVIC, A.; PALSSON, J.: Networked Solid Oxide Fuel Cell Stacks Combined with a Gas Turbine Cycle. In: *Journal of Power Sources*, 4663 (2002), pp. 1-7
- [106] SINELNIKOVA, E.: *Design und optimale Betriebsführung doppelt gespeister Asynchrongeneratoren für die regenerative Energieerzeugung*. Technische Universität Chemnitz, Fakultät für Elektrotechnik und Informationstechnik, Dissertation, 2004
- [107] SONG, T.W.; SOHN, J.L.; KIM, J.H.; KIM, T.S.; RO, S.T.; SUZUKI, K.: Parametric Studies for a Performance Analysis of a SOFC/MGT Hybrid Power System Based on a Quasi-2D Model. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo 2004 : Power for Land, Sea and Air*. Austria, Vienna, 2004. GT2004-53304

- [108] SPECIOVIUS, J.: *Grundkurs Leistungselektronik : Bauelemente, Schaltungen und Systeme*. Wiesbaden : Vieweg, 2003. – ISBN 3-528-03963-9
- [109] SPURK, J.H.: *Strömungslehre : Einführung in die Theorie der Strömungen*. 4. Auflage. Berlin, Heidelberg, New York : Springer, 1996.–ISBN 3-540-61308-0
- [110] STILLER, C.; THORUD, B.; BOLLAND, O.: Safe Dynamic Operation of a Simple SOFC/GT Hybrid System. In: *Proceedings of GT2005 : ASME Turbo Expo 2005 : Power for Land, Sea and Air*. USA, Nevada, Reno-Tahoe, 2005. GT2005-68481
- [111] STILLER, C.; THORUD, B.; BOLLAND, O.; KANDEPU, R.; IMSLAND, L.: Control Strategy for a Solid Oxide Fuel Cell and Gas Turbine Hybrid System. In: *Journal of Power Sources*, 158 (2006), pp. 303-315
- [112] SUCHANEK, J.: Untersuchung einer doppeltgespeisten Asynchronmaschine mit feldorientierter Steuerung zur elektrischen Windenergieerzeugung bis 20 kW. Technische Universität Berlin, Fachbereich Elektrotechnik, Dissertation, 1985
- [113] TRAUPEL, W.: *Thermische Strömungsmaschinen : Erster Band : Thermodynamisch-strömungstechnische Berechnung*. 3., neubearbeitete und erweiterte Auflage. Berlin, u.a. : Springer, 1988. ISBN 3-540-07939-4
- [114] UTRIAINEN, E.; SUNDEN, B.: Recuperators in Gas Turbine Systems. Presented at: *International Gas Turbine & Aeroengine Congress & Exhibition*. Stockholm, Sweden, 1998. 98-GT-165
- [115] UTRIAINEN, E.; SUNDÉN, B.: A Numerical Investigation of Primary Surface Rounded Cross Wavy Ducts. In: *Heat and Mass Transfer*, 38 (2002), pp. 537-542
- [116] UTRIAINEN, E.; SUNDÉN, B.: Evaluation of the Cross Corrugated and Some Other Candidate Heat Transfer Surfaces for Microturbine Recuperators. In: *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, 124 (2002), pp. 550-560
- [117] VEYO, S.E.; LUNDBERG, W.L.; VORA, S.D.; LITZINGER, K.P.: Tubular SOFC Hybrid Power System Status. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo 2003 : Power for Land, Sea and Air*. USA, Georgia, Atlanta, 2003. GT2003-38943
- [118] VEYO, S.E.; SHOCKLING, L.A.; DEDERER, J.T.; GILLET, J.E.; LUNDBERG, W.L.: Tubular Solid Oxide Fuel Cell/Gas Turbine Hybrid Cycle Power Systems – Status. In: *Proceedings of ASME TurboExpo 2000*. Germany, Munich, 2000. 2000-GT-550
- [119] VEYO, S.E.; VORA, S.D.; LITZINGER, K.P.; LUNDBERG, W.L.: Status of Pressurized SOFC/Gas Turbine Power System Development at Siemens Westing-

-
- house. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo 2002 : Power for Land, Sea and Air*. The Netherlands, Amsterdam, 2002. GT-2002-30670
- [120] WÄCHTER, C.; LUNDERSTÄDT, R.; JOOS, F.: Dynamic Model of a Pressurized SOFC/Gas Turbine Hybrid Power Plant for the Development of Control Concepts. In: *Journal of Fuel Cell Science and Technology*, 3 (2006), pp. 271-279
- [121] YANG, W.J.; KIM, T.S.; KIM, J.H.; SOHN, J.L.; RO, S.T.: Comparative Performance Assessment of Pressurized Solid Oxide Fuel Cell/Gas Turbine Hybrid Systems Considering Various Design Options. In: *Proceedings of GT2005 : ASME Turbo Expo 2005 : Power for Land, Sea and Air*. USA, Nevada, Reno-Tahoe, 2005. GT2005-68533

Anhang

A1 Materialeigenschaften

Quelle: [14], [32], [57]

Komponente	Anode	Elektrolyt	Kathode	Interkonnektor
Material	$\text{Ni}_{0.35}(\text{ZrO}_2)_{0.65}$	$(\text{Y}_2\text{O}_3)_{0.08}(\text{ZrO}_2)_{0.92}$	$\text{La}_{0.84}\text{Sr}_{0.16}\text{MnO}_3$	$\text{La}_{0.84}\text{Sr}_{0.16}\text{CrO}_3$
Dichte	6950 kg/m ³	5900 kg/m ³	6580 kg/m ³	6600 kg/m ³
Porosität	> 30 %	0	> 30 %	0
elektrische Leitfähigkeit ^{*1}	> 30000 S/m	≈ 10 S/m	≈ 10000 S/m	100 – 3000 S/m
thermische Ausdehnung ^{*2}	11.7e-6 K ⁻¹	9.9e-6 K ⁻¹	9.3 – 10.1e-6 K ⁻¹	9.6e-6 K ⁻¹
Umgebungsbedingungen	reduzierend	reduzierend/ oxidierend	oxidierend	reduzierend/ oxidierend
Austauschstromdichte ^{*3}	4580 A/m ² (H ₂)/ 5860 A/m ² (CO)	-	2610 A/m ²	-

^{*1} bei 1000° C

^{*2} bei 800-1000° C

^{*3} mit Gl. (3.43) im Auslegungspunkt berechnet

A2 Zellkonzeptvergleich (SOFC)

Konzept	Röhren-	Flachzellen-	Monolith-	Integrated Planar-
Stromführung	Gleichstrom	Gleich-/Gegen- /Kreuzstrom	Gleich/ Gegenstrom	Gegenstrom
elektrischer Stromfluss	in Elektrodenenebene	quer zur Elektrodenenebene	in Elektrodenenebene	in Elektrodenenebene
Leistungsdichte	0.1 kW/kg ^{*1}	-	8.08 kW/kg [*]	-
	140 kW/m ^{3*}	-	4000 kW/m ^{3*}	-
	1.8 kW/m ² (1 bar) [54]	4.8 kW/m ² (Luft/H ₂) [*]	-	2 kW/m ² [104]
Stromdichte	2000/3200 A/m ² bei 1/3 bar [38]	-	-	5700 A/m ² (1 bar) [70]

^{*1} aus [57]

A3 Wärmeleitfähigkeit und dynamische Viskositäten von Gasmischungen

Für eine Gasmischung mit n chemischen Komponenten mit den Indices i bzw. j ergeben sich nach [13] mit

$$\Phi_{ij} = \frac{1}{\sqrt{8}} \left(1 + \frac{M_i}{M_j} \right)^{-1/2} \left[1 + \left(\frac{\mu_i}{\mu_j} \right)^{1/2} \left(\frac{M_j}{M_i} \right)^{1/4} \right]^2 \quad (\text{A1})$$

die dynamische Viskosität η_m und die thermische Leitfähigkeit λ_m der Mischung zu

$$\left[\eta_{d,m} \quad \lambda_m \right]^T = \sum_{i=1}^n \frac{x_i \left[\eta_{d,i} \quad \lambda_i \right]^T}{\sum_{j=1}^n x_j \Phi_{ij}}. \quad (\text{A2})$$

A4 Geometrische Daten zum Modellsystem

Wärmeübertragungsmodell

Komponente	wärmeübertragende Fläche ^{*1}	Nu-Zahl	d	α [W/m ² /K]	Nu-Zahl f. Modellströmung
Wärmeübertrager, Luftseite	797.1 m ²	5.71	1.642 mm	181.3	-
Luftzuführung	296 m ²	22.42	8.66 mm	168.2	4 [32]/11 [19]
Kathode, unterer Teil	9152.1 m ²	5.55	5.66 mm	72.7	5.5 [19]
Anode	6598.5 m ²	3.80	8.88 mm	51.0	3.3 [32]/4.2 [19]
Reformer	1352 m ²	0.24	39 mm	1.0	> 8 [14]
Verbrennungsplenum	296 m ²	41.77	18.32 mm	168.4	20.24 [9], [41] ^{*2}
Wärmeübertrager, Gasseite	797.1 m ²	5.66	1.642 mm	193.8	-
	Masse ^{*1}	geschätzte Wärmekapazität			
Wärmeübertrager	1275 kg	500 J/kg/K			
oberes Stackgehäuse	6000 kg	500 J/kg/K			
unteres Stackgehäuse	123840 kg	400 J/kg/K			

Wärmeübergang bei der Querströmung durch Rohrbündel [9], [41]

Die mittlere Nu-Zahl NU_m des Rohrbündels beträgt

$$Nu_m = f_A \left(0.3 + \sqrt{Nu_{m,lam}^2 + Nu_{m,turb}^2} \right) \quad (A3)$$

mit dem Anordnungsfaktor f_A

$$f_A = 1 + 0.7(b/a - 0.3) / \left(\varepsilon^{3/2} (b/a + 0.7)^2 \right), \quad (A4)$$

der Nu-Zahl bei laminarer Strömung $Nu_{m,lam}$

$$Nu_{m,lam} = 0.664 Re^{1/2} Pr^{1/3} \quad (A5)$$

sowie der bei turbulenter Strömung $Nu_{m,turb}$

$$Nu_{m,turb} = \frac{0.037 Re^{0.8} Pr}{1 + 2.443 Re^{-0.1} (Pr^{2/3} - 1)}. \quad (A6)$$

In Gleichung (A4) geben a bzw. b das Verhältnis des Rohrabstandes in Quer- bzw. Längsrichtung zum Rohrdurchmesser an. Für $b \geq 1$ gibt $\varepsilon = 1 - \pi / (4a)$ den Hohlraumanteil an, mit dem aus der Anfangsgeschwindigkeit u nach $u_m = u / \varepsilon$ die mittlere Geschwindigkeit zu berechnen ist. Gleichung (A4) gilt für $10 < Re < 10^6$ und $0.6 < Pr < 10^3$ und für mehr als 10 Rohrreihen.

Gasdynamik

Komponente	Volumen ^{*1}	Komponente	Volumen/Länge ^{*1}
Verdichter mit Wärmeübertrager	3.66 m ³	Reformer	35.28 m ³
Brennstoffzelle Kathode	17.73 m ³	Verbrennungsplenum	7.28 m ³
Brennstoffzelle Anode	14.96 m ³	Brennkammer (mit Wärmeübertrager und Turbine)	0.72 m ³
Ejektork (inkl. Diffusor)	2.86 m ³	Mischungsstrecke des Ejektors	0.285 m

*1 je Generatorblock

*2 quer angeströmter Rohrbündelwärmeübertrager

A5 Skalierungsfaktoren der Turbokomponentenkennfelder

Verdichter	Faktor	Turbine	Faktor	Definition lt. [53]
Massenstrom	0.194	Massenstrom	0.152	\dot{m} / \dot{m}_{Kf}
Druckverhältnis	1.604	Druckverhältnis	1.262	$(\pi - 1) / (\pi_{Kf} - 1)$
Drehzahl	1.038	Drehzahl	1.075	n / n_{Kf}
Wirkungsgrad	1.022	Wirkungsgrad	0.981	$\eta_s / \eta_{s,Kf}$

A6 Parameter zur Berechnung der Austauschstromdichten

Elektrodenreaktion	$K_{1,i}$	$K_{2,i}$	$E_{Akt,i}$
$O_2 + 4 e^- \rightleftharpoons 2 O^{2-} (ad)$	1.49e10 A/m ²	0.25	160000 J/mol
$H_2 \rightleftharpoons 2 H^+ (ad) + 2 e^-$	0.213e9 A/m ²	0.25	110000 J/mol
$CO \rightleftharpoons CO^{2+} (ad) + 2 e^-$	0.298e9 A/m ² *1	0.25	110000 J/mol

*1 Wenn der CO-Partialdruck ebenfalls 0.5 bar beträgt, ist der anodische Durchtrittswiderstand für die CO-Adsorption damit um 29 % kleiner als der für die H₂- Adsorption.

A7 Elektrische Leitfähigkeiten

Komponente	Material	Formel ^{*1}	σ^{*2} [S/m]
Elektrolyt	(ZrO ₂) _{0,92} (Y ₂ O ₃) _{0,08}	$\sigma = 85 \cdot 10^3 \exp(-11000/T)$	15.02
Kathode	La _{0,84} Sr _{0,16} MnO ₃	$\sigma = 42 \cdot 10^6 / T \exp(-1200/T)$	12850
Anode	Ni _{0,35} (ZrO ₂) _{0,65}	$\sigma = 95 \cdot 10^6 / T \exp(-1150/T)$	30240
Interkonnektor	La _{0,84} Sr _{0,16} CrO ₃	$\sigma = 9.3 \cdot 10^5 / T \exp(-1100/T)$	3080

(Nickelfilz $2.7 \cdot 10^6$ S/m, unter Berücksichtigung einer Porosität von 50 % [32])

*1 aus [14] *2 bei 1000°C

A8 Berechnung der Diffusionskoeffizienten

Der Knudsen-Diffusionskoeffizient D_K einer Gaskomponente lässt sich mit dem Porendurchmesser r_P und der mittleren Molekülgeschwindigkeit \bar{u}

$$\bar{u} = \sqrt{\frac{8RT}{\pi M}} \quad (A7)$$

aus

$$D_K = \frac{2}{3} r_P \bar{u} \quad (A8)$$

berechnen.

Die kinetische Theorie von Chapman-Enskog gibt für den Diffusionskoeffizienten in Zweistoffgemischen D_{12} folgende Gleichung

$$D_{12} = 0.018583 \frac{\sqrt{T^3 \left(\frac{1}{M_1} + \frac{1}{M_2} \right)}}{\rho \Omega_{D,12} \sigma_{12}^2} \quad (A9)$$

an. Dabei ist $\Omega_{D,12}$ eine dimensionslose Funktion der Temperatur und des zwischenmolekularen Potentials der Moleküle 1 und 2, welches mit dem Lennard-Jones-Potential V_{12}

$$V_{12} = 4\varepsilon_{12} \left[\left(\frac{\sigma_{12}}{r} \right)^{12} - \left(\frac{\sigma_{12}}{r} \right)^6 \right] \quad (\text{A10})$$

angenähert werden kann. Die Lennard-Jones-Parameter σ_{12} bzw. ε_{12} geben den Nullpunkt des Potentials an bzw. modellieren die Tiefe der Potentialmulde. Die Funktion $\Omega_{D,12}$ ist in Abhängigkeit von $\kappa T/\varepsilon_{12}$ in [13] ebenso gegeben wie der Parameter σ_{12} . Bei zwei verschiedenen Molekülen sind ε_{12}/κ und σ_{12} zuvor über

$$\varepsilon_{12} = \sqrt{\varepsilon_1 \varepsilon_2} \quad \text{und} \quad (\text{A11a})$$

$$\sigma_{12} = 0.5(\sigma_1 + \sigma_2) \quad (\text{A11b})$$

anzunähern. Da die Temperaturabhängigkeit der Funktion $\Omega_{D,12}$ bei den Betriebsbedingungen einer SOFC jedoch vernachlässigbar sind [32], wird $\Omega_{D,12}$ für alle möglichen Molekülpaare bei 1000° C berechnet und dann als Konstante betrachtet.

Mit den aus Gl. (A9) bestimmten binären Diffusionskoeffizienten ergibt sich schließlich der Diffusionskoeffizient einer Gaskomponente i in einem Mehrstoffgemisch aus

$$\frac{1}{D_{i,m}} = \frac{\sum_j \frac{1}{D_{ij}} (x_j \dot{n}_i - x_i \dot{n}_j)}{\dot{n}_i - x_i \sum_j \dot{n}_j}. \quad (\text{A12})$$

Die Kombination aus Knudsen- und molekularer (gewöhnlicher) Diffusion zu einem effektiven Diffusionskoeffizienten einer Gaskomponente i erfolgt mit

$$\frac{1}{D_{i,\text{eff}}} = \frac{\tau}{\varepsilon} \left(\frac{1}{D_{i,m}} + \frac{1}{D_{\kappa,i}} \right), \quad (\text{A13})$$

in der zudem mit dem Faktor ε die Porosität der Elektroden und mit der Tortuosität τ die Diffusionslänge durch die verwinkelte Elektrodenstruktur erfasst werden kann [32]. Die in dieser Arbeit verwendeten Werte für die Porosität ε , die Tortuosität τ und den mittleren Porendurchmesser r_P betragen 0.5, 50 % und 1 μm .

Die folgende Tabelle enthält die mit den vorstehenden Gleichungen berechneten effektiven Diffusionskoeffizienten von Sauer- und Wasserstoff, Wasser, Kohlenmonoxid und -dioxid:

Diffusionskoeffizient [m^2/s]			
$D_{\text{O}_2,\text{eff}}$	$3.64 \cdot 10^{-6} \text{ *1}$	$D_{\text{H}_2\text{O},\text{eff}}$	$9.94 \cdot 10^{-6} \text{ *2}$
$D_{\text{H}_2,\text{eff}}$	$13.9 \cdot 10^{-6} \text{ *2}$	$D_{\text{CO},\text{eff}}$	$3.91 \cdot 10^{-6} \text{ *2}$
		$D_{\text{CO}_2,\text{eff}}$	$4.10 \cdot 10^{-6} \text{ *2}$

*1 bei $T = 1228 \text{ K}$, $p = 9.4 \text{ bar}$,

$$x_{\text{O}_2} = 0.167, x_{\text{N}_2} = 0.833$$

*2 bei $T = 1228 \text{ K}$, $p = 9.4 \text{ bar}$,

$$x_{\text{H}_2} = 0.118, x_{\text{H}_2\text{O}} = 0.549, x_{\text{CO}} = 0.082, x_{\text{CO}_2} = 0.251, x_{\text{CH}_4} = 0$$

A9 Definition des Polytropenexponenten

Traupel [113] leitet den Zusammenhang zwischen dem Polytropenexponent n , dem Isentropenexponent κ und dem Polytropenwirkungsgrad η_p her und erhält für adiabatische Bedingungen als Ergebnis

$$\frac{n}{n-1} = \eta_p \frac{\kappa}{\kappa-1} \quad \text{bei Verdichtung,} \quad (\text{A14})$$

$$\frac{n}{n-1} = \frac{1}{\eta_p} \frac{\kappa}{\kappa-1} \quad \text{bei Expansion.} \quad (\text{A15})$$

Dabei ist der polytrope Wirkungsgrad einer ideellen Polytrope $\bar{\eta}_p$ definiert als

$$\bar{\eta}_p = \frac{v dp}{dh} \quad \text{bei Verdichtung,} \quad (\text{A16})$$

$$\bar{\eta}_p = \frac{dh}{v dp} \quad \text{bei Expansion.} \quad (\text{A17})$$

Mit dem isentropen Wirkungsgrad η_s hängt dieser über

$$\eta_s = \frac{1}{1 + \bar{f}_\infty} \bar{\eta}_p \quad \text{bei Verdichtung,} \quad (\text{A18})$$

$$\eta_s = (1 + \bar{f}_\infty) \bar{\eta}_p \quad \text{bei Expansion.} \quad (\text{A19})$$

zusammen. Der Ausdruck $(1 + \bar{f}_\infty)$ ist immer größer als eins und heißt bei einer Expansion Rückgewinn- und bei einer Verdichtung Erhitzungsverlustfaktor, da der isentrope Wirkungsgrad einmal größer und einmal kleiner als der polytrope Wirkungsgrad ist. Er kann in beiden Fällen aus Gl. (A20) berechnet werden.

$$1 + \bar{f}_\infty = \frac{\int_{p_1}^{p_2} v_1 \left(\frac{p_1}{p} \right)^{1/n} dp}{\int_{p_2}^{p_1} v_1 \left(\frac{p_1}{p} \right)^{1/\kappa} dp} \quad (\text{A20})$$

A10 Eingänge, Zustände und Ausgänge der Hybridsystemkomponenten

Eingänge		Zustände	Ausgänge	
<i>Integratoren</i>				
1	$\dot{Q}_{WT, Luft} + \dot{Q}_{WT, Gas}$	1	$-(cmT)_{WT}$	1 1 T_{WT}
2	$\dot{Q}_{oS Geh, BZ} + \dot{Q}_{oS Geh, Ver}$	2	$-(cmT)_{oS Geh}$	2 2 $T_{oS Geh}$
3	$\dot{Q}_{uS Geh, BZ} + \dot{Q}_{uS Geh, Ref}$	3	$-(cmT)_{uS Geh}$	3 3 $T_{uS Geh}$
<i>Verzögerungsglieder (1. Ordnung)</i>				
3	1 $p_{t, CH4}$	4	$0.3 p_{t, CH4}$	4 1 $p_{t, CH4}$
4	2 \dot{m}_{CH4}	5	$0.3 \dot{m}_{CH4}$	5 2 \dot{m}_{CH4}
<i>Verdichter</i>				
5	1 T_U	21	$T_{t, Verd}/1e3$	6 1 $T_{t, Verd}$
6	2 p_U	22	$p_{Verd}/1e6$	7 2 p_{Verd}
	3 $\dot{m}_{BZ, K}$			8 3 \dot{m}_{Verd}
	4-5 $[X_{O2} X_{H2O}]_{Luft}$			9 4 P_{Verd}
2	6 n_{GT}			10 5 $SM_{4\%}$
<i>Wärmeübertrager (Luftseite)</i>				
1	$T_{t, Verd}$			11 1 $T_{t, WT, Luft}$
2	p_{Verd}			12 2 $\dot{Q}_{WT, Luft}$
3	$\dot{m}_{BZ, K}$			
4-5	$[X_{O2} X_{H2O}]_{Luft}$			
6	T_{WT}			
<i>Brennstoffzelle</i>				
1	$T_{t, WT, Luft}$	15	$T_{t, BZ, K}/1e3$	13 1 $T_{t, BZ, K}$
2	p_{Verd}	16	$p_{BZ, K}/1e6$	14 2 $p_{BZ, K}$
3	$\dot{m}_{Ver, K}$	17	$T_{t, BZ, A}/1e3$	15 3 $\dot{m}_{BZ, K}$
4	$T_{t, Ref}$	18	$p_{BZ, A}/1e6$	16 4 $T_{t, BZ, A}$
5	p_{Ref}	19	$I_{H2}/1e2$	17 5 $p_{BZ, A}$
6	$\dot{m}_{Ver, A}$	20	$I_{CO}/1e2$	18 6 $\dot{m}_{BZ, A}$
7-8	$[X_{O2} X_{H2O}]_{Luft}$			19-20 7-8 $[X_{O2} X_{H2O}]_{BZ, K}$
9-12	$[X_{H2} X_{H2O} X_{CO} X_{CH4}]_{Ref}$			21-24 9-12 $[X_{H2} X_{H2O} X_{CO} X_{CH4}]_{BZ, A}$
	13 $T_{oS Geh}$			25 13 $Q_{oS Geh, BZ}$
	14 $T_{uS Geh}$			26 14 $Q_{uS Geh, BZ}$
1	15 U_{Kl}			27 15 I_{H2}
				28 16 I_{CO}
				29 17 $T_{K, ein}$

				30	18	P_{BZ}
<i>Ejektor</i>						
1	$T_{t,BZ,A}$	7	$T_{t,Ejek}/1e3$	31	1	$T_{t,Ejek}$
2	$p_{BZ,A}$	8	$p_{Ejek}/1e6$	32	2	p_{Ejek}
3	$T_{t,CH4}$			33	3	$\dot{m}_{Ejek, Sek}$
4	$p_{t,CH4}$			34	4	$\dot{m}_{Ejek, Prim}$
5	\dot{m}_{Diff}			35-38	5-8	$[X_{H2} X_{H2O} X_{CO} X_{CH4}]_{Ejek}$
6-9	$[X_{H2} X_{H2O} X_{CO} X_{CH4}]_{BZ,A}$			39	9	ΣF_{Ejek}
				40	10	H ₂ O/C-Verhältnis
<i>Diffusor</i>						
1	$T_{t,Ejek}$	6	\dot{m}_{Diff}	41	1	\dot{m}_{Diff}
2	p_{Ref}					
3-6	$[X_{H2} X_{H2O} X_{CO} X_{CH4}]_{Ejek}$					
7	ΣF_{Ejek}					
<i>Reformer</i>						
1	$T_{t,Ejek}$	9	$T_{t,Ref}/1e3$	42	1	$T_{t,Ref}$
2	\dot{m}_{Diff}	10	$p_{Ref}/1e6$	43	2	p_{Ref}
3	$\dot{m}_{BZ,A}$			44	3	$\dot{Q}_{USGeh, Ref}$
4-7	$[X_{H2} X_{H2O} X_{CO} X_{CH4}]_{Ejek}$			45-48	4-7	$[X_{H2} X_{H2O} X_{CO} X_{CH4}]_{Ref}$
8	T_{USGeh}					
<i>Verbrennungsplenum</i>						
1	$T_{t,BZ,K}$	13	$T_{t,Ver}/1e3$	49	1	$T_{t,Ver}$
2	$p_{BZ,K}$	14	$p_{Ver}/1e6$	50	2	p_{Ver}
3	$T_{t,BZ,A}$			51	3	$\dot{m}_{Ver, K}$
4	$p_{BZ,A}$			52	4	$\dot{m}_{Ver, A}$
5	\dot{m}_{BK}			53-58	5-10	$[X_{O2} X_{H2} X_{H2O} X_{CO} X_{CO2} X_{CH4}]_{Ver}$
6-7	$[X_{O2} X_{H2O}]_{BZ,K}$			59	11	$\dot{Q}_{oSGeh, Ver}$
8-11	$[X_{H2} X_{H2O} X_{CO} X_{CH4}]_{BZ,A}$					
12	T_{oSGeh}					
<i>Brennkammer</i>						
1	$T_{t,Ver}$	11	$T_{t,BK}/1e3$	60	1	$T_{t,BK}$
2	p_{Ver}	12	$p_{BK}/1e6$	61	2	p_{BK}
3	\dot{m}_{Turb}			62	3	\dot{m}_{BK}
4	\dot{m}_{CH4}			63-68	4-9	$[X_{O2} X_{H2} X_{H2O} X_{CO} X_{CO2} X_{CH4}]_{BK}$

5	$T_{t,CH4}$
6-11	$[X_{O_2} X_{H_2} X_{H_2O} X_{CO} X_{CO_2} X_{CH_4}]_{Ver}$

Turbine mit Wärmeübertrager (Gasseite)

1	$T_{t,Bk}$	69	1	$T_{t,WT,Gas}$
2	ρ_{Bk}	70	2	\dot{m}_{Turb}
6	ρ_U	71	3	P_{Turb}
4-9	$[X_{O_2} X_{H_2} X_{H_2O} X_{CO} X_{CO_2} X_{CH_4}]_{Bk}$	72	4	$\dot{Q}_{WT,Gas}$
2	10	73	5	$T_{t,Turb}$
11	T_{WT}			

A11 Eingänge, Zustände und Ausgänge der elektrischen Teilmodelle

Integratoren

Eingänge		Zustände	Ausgänge	
1	$P_{DT}(2) + P_{SG}$	1 ω_{Netz}	1	ω_{Netz}
2	$\eta_{mechanisch} (P_{Verd} + P_{Turb}) + \Omega_R M_{ASM}$	2 Ω_R	2	Ω_R
3	$46080(I_{H_2} + I_{CO}) - I_{DC,Wr} - I_{DC,ASM}$	3 U_{DC}	3	U_{DC}

Verzögerungsglieder 1. Ordnung

1	$ \underline{U}_9 $	4	0.020 $ \underline{U}_9 $	4	$ \underline{U}_9 $
2	P_9	5	0.025 P_9	5	P_9
3	Q_9	6	0.025 Q_9	6	Q_9
4	P_{DT}	7	$P_{DT}(1)$	7	$P_{DT}(1)$
5	$P_{DT}(1)$	8	$P_{DT}(2)$	8	$P_{DT}(2)$

Drehstromnetz/Synchrongenerator

Eingänge		Ausgänge			
1	\underline{U}_1	1	$ \underline{U}_p $	11	$Re\{\underline{U}_4\}$
2	P_6	2	$ \underline{U}_g $	12	$Im\{\underline{U}_4\}$
3	Q_6	3	P_{SG}	13	$Re\{\underline{U}_5\}$
4	P_7	4	$\angle(U_p)$	14	$Im\{\underline{U}_5\}$
5	Q_7	5	$\angle(U_g)$	15	$Re\{\underline{U}_6\}$
6	P_8	6	Q_{SG}	16	$Im\{\underline{U}_6\}$
7	Q_8	7	$Re\{\underline{U}_2\}$	17	$Re\{\underline{U}_7\}$
8	P_9	8	$Im\{\underline{U}_2\}$	18	$Im\{\underline{U}_7\}$
9	Q_9	9	$Re\{\underline{U}_3\}$	19	$Re\{\underline{U}_8\}$
		10	$Im\{\underline{U}_3\}$	20	$Im\{\underline{U}_8\}$

Eingänge		Wechselrichter				Ausgänge	
1	U_{DC}	1			$I_{DC,WR}$		
2	$ U_{gl} $	2			MU_{WR}		
3	P_{WR}	3			λ (vgl. Bild 4.5)		
4	Q_{WR}	4			α (vgl. Bild 4.5)		

Eingänge		Doppeltgespeiste Asynchronmaschine				Ausgänge	
1	M_{ASM}	1	P_S	8	$\text{Re}\{U_R\}$		
2	$\angle(I_S) - \angle(E_\mu)$	2	Q_S	9	$\text{Im}\{U_R\}$		
3	$ U_{gl} $	3	$I_{DC,ASM}$	10	$\text{Re}\{U_S\}$		
4	ω_{Netz}	4	$\text{Re}\{I_S\}$	11	$\text{Im}\{U_S\}$		
5	Ω_R	5	$\text{Im}\{I_S\}$	12	Q_R		
6	U_{DC}	6	$\text{Re}\{I_R\}$	13	$\text{Re}\{E_\mu\}$		
		7	$\text{Im}\{I_R\}$	14	MU_{ASM}		

A12 Kenndaten der verwendeten Netzelemente

Transformatoren

Knoten	Typ	\bar{u}^{*1}	Anzahl	S_r^{*2}	u_{kr}^{*3}	u_{Rr}^{*3}	U_{OS}/U_{US} [kV]
1 – 2	Blocktransformator	20.4	1	660 MVA	0.13	0.02	380/21
3 – 4	Netztransformator	3.1	2	300 MVA	0.12	0.03	380/110
5 – 9	Netztransformator	11.6	1	45 MVA	0.10	0.04	110/10

*1 Übersetzungsverhältnis

*2 Bemessungsscheinleistung

*3 Aus der Bemessungskurzschlussspannung u_{kr} und dem bezogenen ohmschen Spannungsabfall u_{Rr} (Angaben aus [82]) ergibt sich die Transformatorersatzimpedanz zu:

$$\underline{Z}_{TUS} = R_{TUS} + jX_{TUS} = \left(u_{Rr} + j\sqrt{u_{kr}^2 - u_{Rr}^2} \right) \frac{U_{US}^2}{S_r}.$$

Leitungen

Knoten	Typ	Länge	Anzahl	R' [Ω/km]	X' [Ω/km]	C' [nF/km]
2 – 3	380-kV-Freileitung ^{*1}	60 km	1	0.027	0.260	14.08
4 – 5	110-kV-Freileitung ^{*2}	6 km	4	0.033	0.266	13.65
5 – 6	110-kV-Kabel ^{*3}	4 km	2	0.112 ^{*4}	0.191	144
5 – 7	110-kV-Kabel ^{*3}	6 km	2	0.112 ^{*4}	0.191	144
5 – 8	110-kV-Kabel ^{*3}	8 km	3	0.112 ^{*4}	0.191	144

- *1 Teilleiter im Bündel: 4, Teilleiterquerschnitt Al/St: 265/35 mm², natürliche Leistung: 596 MW, thermische Grenzleistung: 1790 MVA, Übertragungsleistung bei 1A/mm²: 694 MAV [82]
- *2 Teilleiter im Bündel: 2, Teilleiterquerschnitt Al/St: 435/55 mm², natürliche Leistung: 48 MW, thermische Grenzleistung: 343 MVA, Übertragungsleistung bei 1A/mm²: 165 MAV [82]
- *3 Kabeltyp: N2XS(FL)2Y 1x300 RM/35 64/110 kV, Anordnung: nebeneinander, Bemessungsstrom: $I_n=580$ A, natürliche Leistung: 179 MVA (15.2°) [43]
- *4 Wechselstromwiderstand bei 90°C

A13 Bemessung des Wechselrichters und Betriebsdaten im Auslegungspunkt

Bemessungsdaten des Wechselrichters und des Transformators

Bemessungsscheinleistung	S_{rWr}^{*1}	32 MVA
Bemessungskurzschlussspannung	U_{Kr}	0.09 % ^{*2}
ohmscher Spannungsabfall	U_{Rr}	0.04 % ^{*2}
Bemessungsspannung OS ^{*3}	$U_{OS,Wr}$	10 kV
Transformatorimpedanz	$R_{Wr} + j X_{Wr}$	0.00279 Ω + j 0.00360 Ω ^{*4}
Übersetzungsverhältnis	\ddot{u}	8.42

Betriebsdaten im Auslegungspunkt

Scheinleistung	$P + j Q$	-17.9 MW - j 12.0 MVAR
netzseitige Spannung ^{*3}	U_{Netz}'	690 V
Wechselrichterspannung ^{*3}	U_{Wr}	735 V
Modulationsgrad	MU_{Wr}	0.527
Strom im Gleichspannungskreis	$I_{DC,Wr}$	8266 A
Spannung im Gleichspannungskreis	U_{DC}	2280 V
Spannungsverhältnis	λ	1.07
Phasendifferenz $\angle(U_{Netz}') - \angle(U_{Wr})$	α	-1.17°

- *1 Lt. [99] gibt es Wechselrichter mit Insulated Gate Bipolar Transistoren im Leistungsbereich bis 2 MW bei Schaltfrequenzen von 2 bis 5 kHz, Sperrspannungen von 6.5 kV und Maximalströmen von 1200 A bei 3.3 kV, sodass bei der oben angegebenen Bemessungsscheinleistung 16 Umrichter gleich- und wechsellspannungsseitig über Drosseln parallel zu schalten wären. In der Simulation werden diese jedoch wie ein großer Umrichter behandelt.
- *2 Angaben aus [82]
- *3 Leiter-Leiter Spannung
- *4 Die Resistanz wird um 0.001 Ω größer angesetzt, um die Verluste des Wechselrichters zu berücksichtigen; der Wirkungsgrad der Leistungskonditionierung beträgt damit 4.5 %.

A14 Bemessung des Asynchrongenerators und Betriebsdaten im Auslegungspunkt

Maschinenparameter der Asynchronmaschine

Nennleistung	$P_{N,ASM}$	6 MW
Statorwicklungswiderstand bei 120° C	R_S	0.00104 Ω
Rotorwicklungswiderstand bei 120° C	R_R	0.00251 Ω
Magnetisierungsreaktanzen	X_μ	2.54 Ω
Statorstreureaktanz	$X_{\sigma S}$	0.026 Ω
Rotorstreureaktanz	$X_{\sigma R}$	0.019 Ω
Übersetzungsverhältnis der Asynchronmaschine	$\ddot{u} = w_S k_{wS} / (w_R k_{wR})$	0.8
Übersetzungsverhältnis des Getriebes	$\ddot{u} = n_{GT} / n_R$	7.6

Maschinenparameter des Netztransformators

Bemessungskurzschlussspannung	u_{Kr}	0.07 % ^{*1}
ohmscher Spannungsabfall	u_{Rr}	0.05 % ^{*1}
Bemessungsspannung OS ^{*2}	$U_{OS,ASM}$	10 kV
Transformatorimpedanz	$R_{T,ASM} + j X_{T,ASM}$	0.0110 $\Omega + j 0.0108 \Omega$
Übersetzungsverhältnis	\ddot{u}	8.42

Betriebsdaten im Auslegungspunkt

Statorscheinleistung	$P + jQ$	-4.3 MW
Rotorwirkleistung	P	-1 MW
Induzierte Spannung	E_μ	719 V $\angle 180^\circ$
Statorspannung ^{*2}	\underline{U}_S	690 V $\angle -6^\circ$
Statorstrom	\underline{I}_S	2076 A $\angle 174^\circ$
Rotorspannung	\underline{U}_R	200 V $\angle -178^\circ$
Rotorstrom	\underline{I}_R	1700 A $\angle -14^\circ$
Drehmoment	M_{ASM}	-28340 Nm
Strom im Gleichspannungskreis	$I_{DC,ASM}$	430 A
Modulationsgrad	MU_{ASM}	0.25

*1 Angaben aus [82]

*2 Leiter-Leiter Spannung

A15 Kenndaten des Kraftwerksmodells

Kraftwerksmodell

Zeitkonstante des Turbinenventils	$T_{DT,1}$	0.3 s^{*1}
Zeitkonstante der Dampfturbine	$T_{DT,2}$	2.5 s^{*1}
Elektromechanische Zeitkonstante	T_m	10.6 s
Bezugsnetzlast	P_0	560 MVA
Proportionalverstärkung des Primärreglers	k_{Prim}	140 MW/Hz
Konstante des Sekundärreglers	k_{Sek}	0.02 W

*¹ Daten aus [99]

Synchrongenerator

Bemessungsscheinleistung	S_r	660 MVA
Bemessungsklemmspannung	U_r	21 kV^{*2}
Bezogene Synchronreaktanz	x_d	2.4^{*2}
Synchronreaktanz	X_d	1.6
Scheinleistung im Auslegungspunkt	\underline{S}_{SG}	$-561 \text{ MW} - j 348 \text{ MVAR}$
Polradspannung im Auslegungspunkt	\underline{U}_P	37 kV
Klemmspannung im Auslegungspunkt	\underline{U}_{Netz}	$12.1 \text{ kV} \angle 48^\circ$
Strom im Auslegungspunkt	\underline{I}_{Netz}	$18.1 \text{ kA} \angle -164^\circ$

*² Daten aus [82]

A16 Stationäre Kennfelder des Hybridsystems für eine Turbineneintrittstemperatur von 910° C

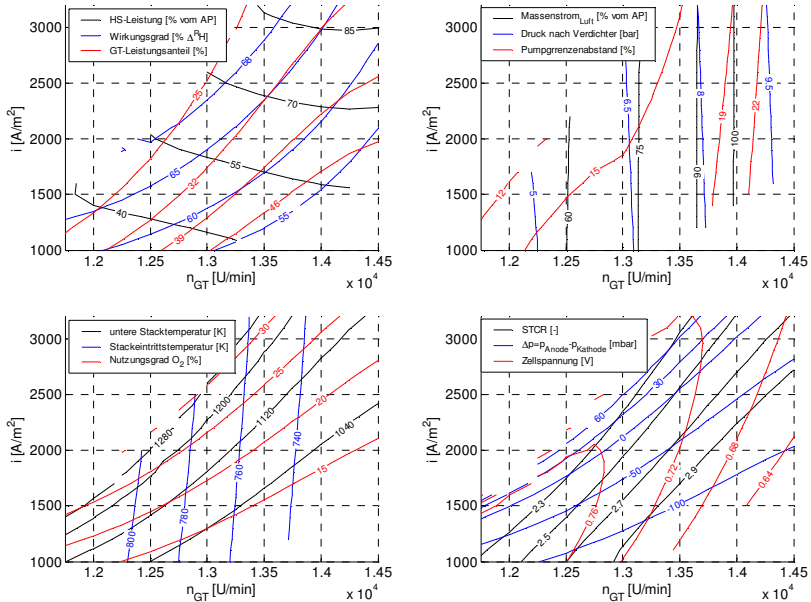


Bild A0.1: (a) Leistung und Wirkungsgrad des Hybridsystems (HS) und Leistungsanteil der Gasturbine (GT) für eine Turbineneintrittstemperatur von 910° C (links oben)
 (b) Verdichtparameter für eine Turbineneintrittstemperatur von 910° C (rechts oben)
 (c) untere Stackgehäuse- und Stackeintrittstemperatur und Sauerstoffnutzungsgrad für eine Turbineneintrittstemperatur von 910° C (links unten)
 (d) Wasser/Kohlenstoff-Verhältnis (STCR), Differenzdruck zwischen Anode und Kathode und Zellspannung für eine Turbineneintrittstemperatur von 910° C (rechts unten)

A17 Dynamisches Betriebsverhalten

Die Ausführungen im Hauptteil ergänzend werden hier die Simulationen 2, 4, 6, 8 und 10 (**Tabelle 5.3**) analysiert.

Variation der Drehzahl (Sim. 2, **Tabelle 5.3**)

Die Vorgänge infolge einer rampenförmigen Drehzahlerhöhung weisen größtenteils den in Kap. 5.2.1 beschriebenen kausalen Ablauf auf, wobei alle Änderungen jedoch in die entgegen gesetzte Richtung erfolgen (**Bild A0.2**). Daher werden nun nur die

davon abweichenden Effekte erläutert. Die stark sinkende untere Stackgehäusetemperatur (**Bild A0.2**, Mitte links) bewirkt eine starke Reduktion des Zellstroms; zudem steigt der Rezirkulationsmassenstrom. Beides führt zu einem höheren Restbrennstoffanteil im Anodenabgas (**Bild A0.2**, links unten), welcher vom Verbrennungsplenum bis zum Brennstoffzelleneintritt ab ca. 4200 s für steigende Temperaturen sorgt. Damit im Zusammenhang stehen die gegen Simulationsende steigenden Drücke, die leicht abfallenden Massenströme im Kathodenkreis, die zunehmende Gasturbinenleistung und der sinkende Pumpgrenzenabstand (**Bild A0.2**). Zudem wird dadurch der von dem unteren Stackgehäuse an die Kathode abgegebene Wärmestrom geringer und die Wärmebilanz gleicht sich schneller aus (**Bild A0.2**, Mitte rechts). Das Wasser/Kohlenstoff-Verhältnis fällt wegen des sinkenden Zellstroms (durch den steigenden Rezirkulationsmassenstrom jedoch abgeschwächt) bis zum Simulationsende hin ab (**Bild A0.2**, rechts unten). Auch der aus dem Anodenkreis strömende Massenstrom fällt. Denn mit Beginn des Druckabfalls bei 50 s ändert sich der Anodendruck stärker als der im Verbrennungsplenum. Dieses auch in anderen Simulationen zu beobachtende Verhalten ist insofern unerwartet, als der Ursache (hier: der Druckabfall im Verbrennungsplenum) eine größere Wirkung (hier: größerer Druckabfall in der Anode) folgt. Es kann jedoch als eine Art Überschwingen der instationären Massenstrombilanz gedeutet werden, das in der Komponente mit dem größeren Volumen (der Anode) größer ausfällt. Ein bereits von Stiller et al. [110] aufgezeigtes Problem ergibt sich durch den schnellen Druckanstieg im Verbrennungsplenum, der das Druckgefälle zur Anode stark verkleinert (hier: min. 40 mbar). Bei höheren Änderungsraten der Drehzahl kann der Ejektor daher einen Teilstrom aus dem Verbrennungsplenum ansaugen und somit der Anode Sauerstoff zuführen. Exotherme chemische Reaktionen und Beschädigungen des Stacks sind die Folge.

*Variation der Zellspannung (Sim. 4, **Tabelle 5.3**)*

Das simulierte Verhalten nach einem sprungförmigen Spannungsabfall entspricht bis auf das Vorzeichen in den meisten Punkten dem in Kap. 5.2.2 beschriebenen Ablauf (**Bild A0.3**). Davon abweichend beginnen der Zellstrom und die Brennstoffzellenleistung wegen der steigenden unteren Stacktemperatur ab 4300 s zu sinken (vgl. **Bild 5.1**). Dadurch verringert sich die molare Masse des aus der Anode strömenden Gases und der aus dem Anodenkreis austretende Massenstrom beginnt ebenfalls zu fallen. Außerdem sinkt ab 30 s das Wasser/Kohlenstoff-Verhältnis, was jedoch auf den abnehmenden Rezirkulationsmassenstrom zurückzuführen ist.

*Variation des Brennstoffdrucks vor der Lavaldüse des Ejektors (Sim. 6, **Tabelle 5.3**)*

Die durch eine sprungförmige Druckerhöhung verursachte Zustandsänderung läuft weitestgehend wie in Kap. 5.2.3 beschrieben ab; die Änderungen der Betriebsgrößen haben allerdings umgekehrte Vorzeichen (**Bild A0.4**). Die von dieser Beobachtung

abweichenden zeitlichen Verläufe betreffen wie bei der Variation der Spannung den Zellstrom, den aus dem Anodenkreis austretenden Massenstrom und das Wasser/Kohlenstoff-Verhältnis (Kap. 5.2.2).

Variation des Brennkammerbrennstoffmassenstroms (Sim. 8, Tabelle 5.3)

Bei einer Erhöhung des der Brennkammer zugeführten Brennstoffmassenstroms ergibt sich der in Kap. 5.2.4 beschriebene Ablauf; entscheidende Unterschiede bestehen dabei zunächst nur in den Vorzeichen der Änderungen der Betriebsgrößen (**Bild A0.5**). Ein Teil der von dieser allgemeinen Aussage abweichenden Beobachtungen sind auf den Zellstrom zurückzuführen, der ausgelöst durch die steigende untere Stacktemperatur (vgl. Sim. 1) ab 690 s wie in Sim. 7 zu sinken beginnt: Die molare Masse in der Anode sinkt und verstärkt den Dichteabfall, sodass der aus dem Anodenkreis austretende Massenstrom trotz steigenden Druckgefälles ab 780 s fällt. Zudem verlangsamt die geringere Wärmefreisetzung in der Elektroden-Elektrolyt-Struktur den Anstieg der unteren Stackgehäusetemperatur im Vergleich zu der Kathodentemperatur, wodurch der an den Kathodengasstrom abgegebene Wärmestrom kleiner wird und die Wärmebilanz länger positiv bleibt. Das Wasser/Kohlenstoff-Verhältnis ist dagegen überwiegend durch den Sekundärmassestrom bestimmt, sinkt daher etwas stärker, bleibt aber ebenfalls noch unkritisch. Der andere Teil der Abweichungen betrifft die Massenströme im Kathodenkreis, die Temperaturen, die Drücke und die Gasturbinenleistung. Diese Betriebsgrößen weisen im Gegensatz zu einer Mehrzahl der entsprechenden Größen in Sim. 7 zwischen 4000 und 6000 s keinen Vorzeichenwechsel ihrer zeitlichen Ableitungen auf, da es nicht zu einer entscheidenden Änderung der im Verbrennungsplenum freigesetzten chemischen Energie kommt, wie sie in Sim. 7 von einem sich ändernden Restbrennstoffgehalt im Anodenabgas verursacht wird. Anders als in Sim. 7 überschreiten in Sim. 8 der Pumpgrenzenabstand, die Turbineneintrittstemperatur und die untere Stacktemperatur ihre jeweiligen Betriebsgrenzen mit 1 %, 1625 bzw. 1330 K recht deutlich.

Variation der Last (Sim. 10, Tabelle 5.3)

Die Zustandsänderung, bei der die Last von 70 auf 100 % angehoben wird, folgt im Wesentlichen dem in Kap. 5.2.5 diskutierten Ablaufschema; sämtliche Betriebsgrößen ändern sich allerdings in die entgegen gesetzte Richtung (**Bild A0.6**). Der nach 280 s erreichte stationäre Betriebspunkt entspricht damit dem Auslegungspunkt

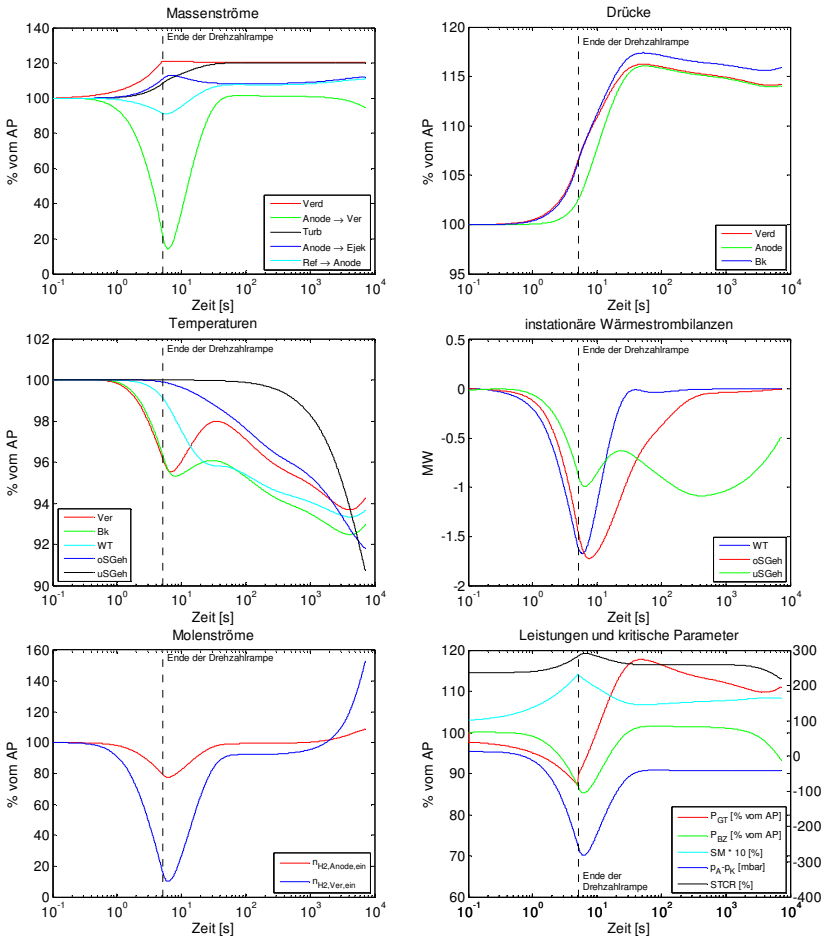


Bild A0.2: Variation der Drehzahl (Sim. 2, Tabelle 5.3)

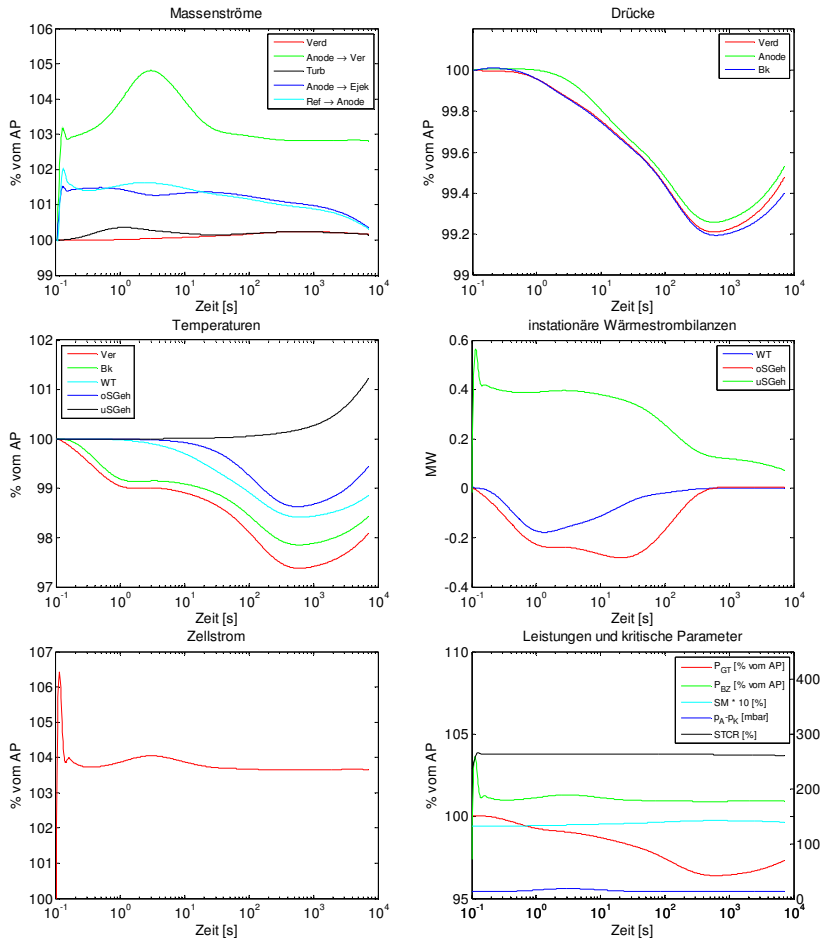


Bild A0.3: Variation der Zellspannung (Sim. 4, Tabelle 5.3)

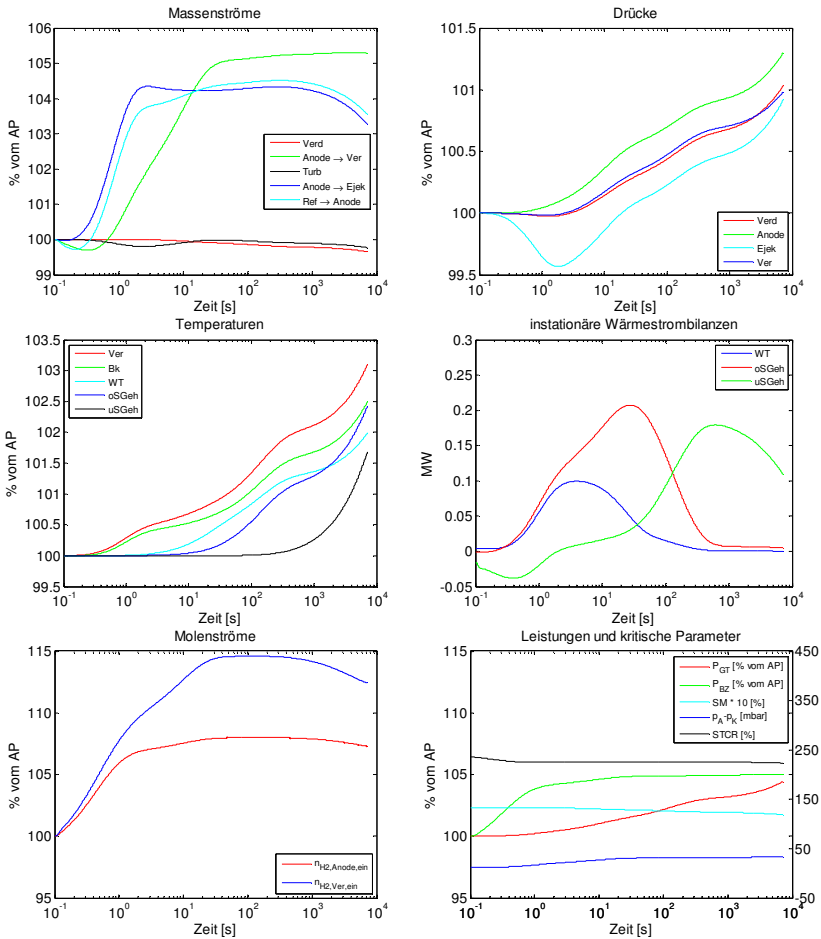


Bild A0.4: Variation des Totaldrucks vor der Lavaldüse des Ejektors (Sim. 6, Tabelle 5.3)

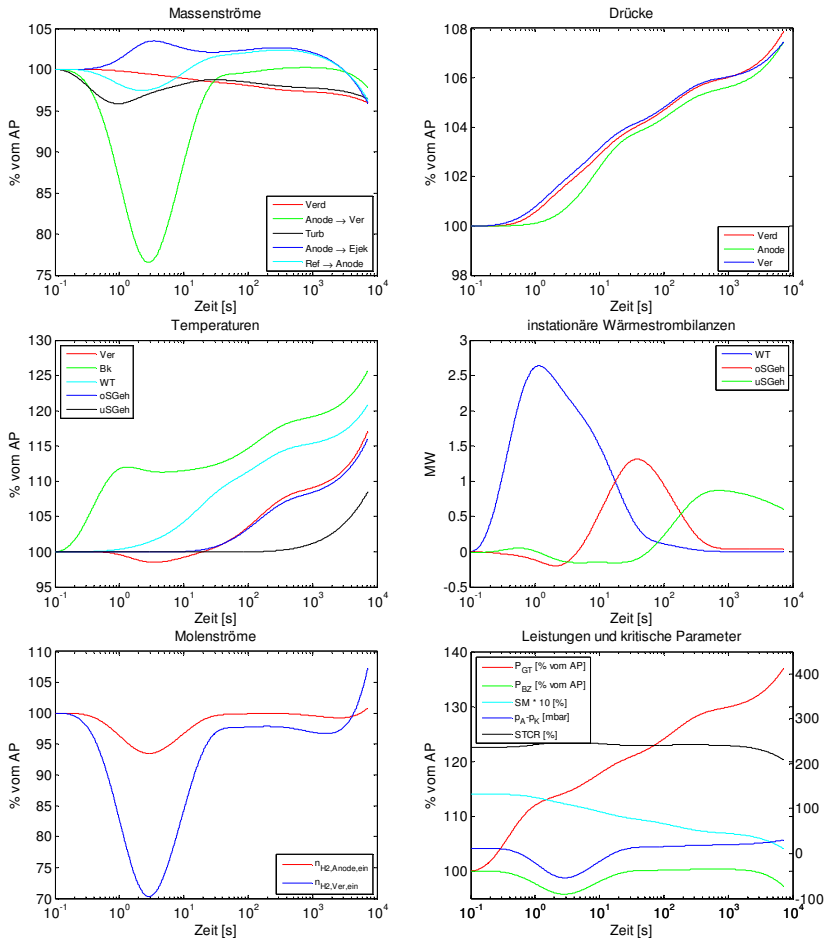


Bild A0.5: Variation des Brennkammerbrennstoffmassenstroms (Sim. 8, Tabelle 5.3)

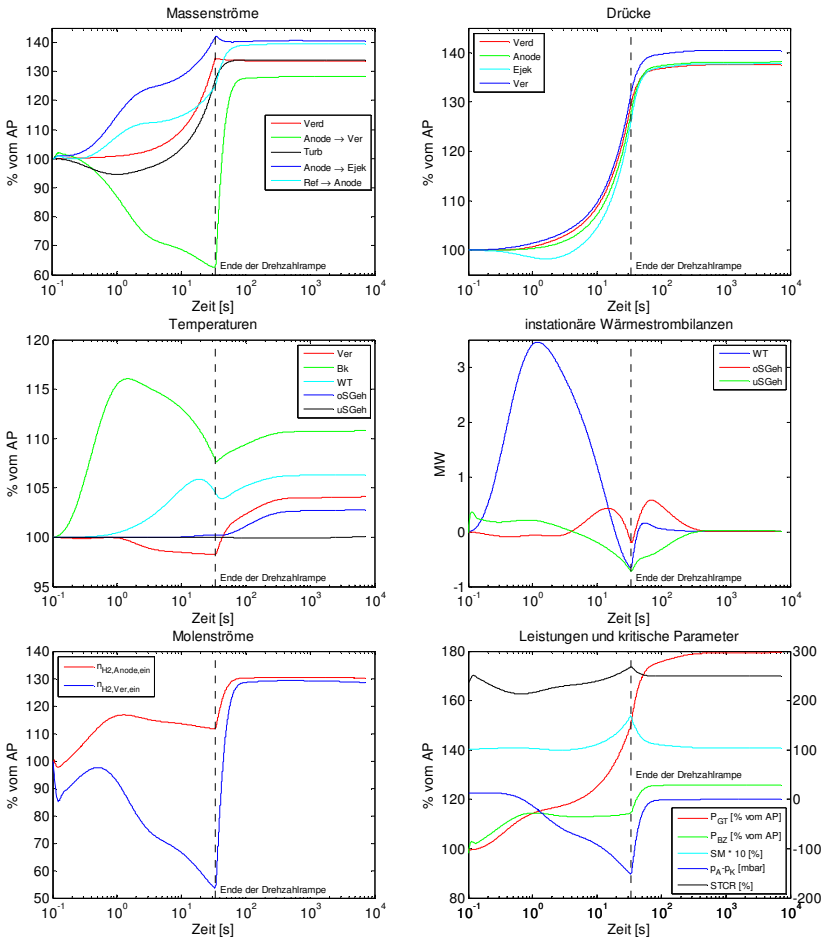


Bild A0.6: Variation der Last (Sim. 10, Tabelle 5.3)

A18 Eingangs-, Zustands- und Ausgangsgrößen des Gesamtmodells

Eingänge		Zustände		Ausgänge	
		1	ω_{Netz}	1	ω_{Netz} (Integrator)
		2	Ω_R	2	Ω_R (Integrator)
		3	U_{DC}	3	U_{DC} (Integrator)
		4	$ \underline{U}_g $	4	\underline{U}_g (PT ₁ -Glied)
		5	P_g	5	P_g (PT ₁ -Glied)
		6	Q_g	6	Q_g (PT ₁ -Glied)
1	P_{DT}	7	$P_{DT}(1)$	$P_{DT}(1)$	(PT ₁ -Glied)
		8	$P_{DT}(2)$	$P_{DT}(2)$	(PT ₁ -Glied)
2	\underline{U}_t				
3-4	$P_6 + j Q_6$			7-26	Drehstromnetz/ Synchrongenerator* ¹
5-6	$P_7 + j Q_7$				
7-8	$P_8 + j Q_8$				
9-10	$P_{Wr} + j Q_{Wr}$			27-30	Wechselrichter* ¹
11	M_{ASM}			31-44	Doppelgespeiste Asynchronmaschine* ¹
12	$\angle(I_s) - \angle(E_{\mu})$				
		9	$-(cmT)_{WT}$	45	T_{WT} (Integrator)
		10	$-(cmT)_{oSGeh}$	46	T_{oSGeh} (Integrator)
		11	$-(cmT)_{uSGeh}$	47	T_{uSGeh} (Integrator)
13	$p_{t,CH4}$	12	$0.3 p_{t,CH4}$	48	$p_{t,CH4}$ (PT ₁ -Glied)
14	\dot{m}_{CH4}	13	$0.3 \dot{m}_{CH4}$	49	\dot{m}_{CH4} (PT ₁ -Glied)
15	T_U	29	$T_{t,Verd}/1e3$	50-54	Verdichter* ²
16	p_U	30	$p_{Verd}/1e6$		
				55-56	Wärmeübertrager (Luftseite)* ²
		23	$T_{t,BZ,K}/1e3$		
		24	$p_{BZ,K}/1e6$		
		25	$T_{t,BZ,A}/1e3$	57-74	Brennstoffzelle* ²
		26	$p_{BZ,A}/1e6$		
		27	$I_{H2}/1e2$		
		28	$I_{CO}/1e2$		
		15	$T_{t,Ejek}/1e3$	75-84	Ejektor* ²
		16	$p_{Ejek}/1e6$		
		14	\dot{m}_{Diff}	85	Diffusor* ²

	17	$T_{t,Ref}/1e3$	86-92	Reformer ^{*2}
	18	$p_{Ref}/1e6$		
	21	$T_{t,Ver}/1e3$	93-103	Verbrennungsplenum ^{*2}
	22	$p_{Ver}/1e6$		
	19	$T_{t,Bk}/1e3$	104-112	Brennkammer ^{*2}
	20	$p_{Bk}/1e6$		
			113-117	Turbine mit Wärmeübertrager (Gasseite) ^{*2}

*1 Auflistung der einzelnen Ausgänge in Anhang A11

*2 Auflistung der einzelnen Ausgänge in Anhang A10

A19 Eigenwertverteilung der linearen Modelle

Hybridsystemmodell			Gesamtmodell		
Nr.	Wert	Zuordnung	Nr.	Wert	Zuordnung
4	-0.103+0.0105j	Ref	1	+0.0459	Ref
			2	+1.50e-3	Netzbilanz
1	-1.21e-4	uSGeh	3	+4.08e-5	uSGeh
2	-9.78e-3	oSGeh	4	-0.0125	oSGeh
3	-0.0985	WT	5	-0.0974	WT
5	-0.103-0.0105j	Ref	6	-0.0977	Ref
			7	-0.400	$T_{DT,2} (PT_1)$
9	-1.96+0.184j	Ver/Ejek/Ref	8	-0.685+1.61j	Ver/Kathode/M-Bil. ^{*1}
10	-1.96-0.184j	Ver/Ejek/Ref	9	-0.685-1.61j	Ver/Kathode/M-Bil.
6	-0.769	Ejek	10	-0.767	Ejek
7	-1.07	Verd	11	-1.07	Verd
8	-1.60	Verd/Ver/Ejek	12	-2.05	Ejek
11	-3.33	$T (p_{t,CH_4}, PT_1)$	13	-3.33	$T (p_{t,CH_4}, PT_1)$
12	-3.33	$T (\dot{m}_{CH_4}, PT_1)$	14	-3.33	$T (\dot{m}_{CH_4}, PT_1)$
			15	-3.33	$T_{DT,1} (PT_1)$
			16	-5.55	Ver/M-Bil./I-Bil. ^{*2}
17	-23.9	Anode/Ref	17	-6.70	Ref/U-Bil. ^{*3} /M-Bil./I-Bil.
13	-6.65+0.732j	U-Bil. ^{*3}	18	-6.83+0.973j	Anode
14	-6.65-0.732j	Anode	19	-6.83-0.973j	Anode
15	-13.3	Brennkammer	20	-13.7	Brennkammer
16	-16.3	Kathode	21	-16.3	Kathode
			22	-39.1	$T (P_9, PT_1)$
			23	-40.0	$T (Q_9, PT_1)$

18	-39.5	Ver	24	-40.8+3.53j	Ver/Anode/Ref/I-Bil.
			25	-40.8-3.53j	Ver/Anode/Ref/I-Bil.
			26	-50.9	T (U_B , PT _i)
19	-85.6	Verd/Kathode	27	-85.1	Verd/Kathode
20	-183	U-Bil.	28	-129	U-Bil./I-Bil.
21	-268	Brennkammer	29	-268	Brennkammer
22	-819	Impulserhaltung (Ejek)	30	-819	Impulserhaltung (Ejek)

*1 Momentenbilanz an der Gasturbinenwelle

*2 Strombilanz am Kondensator im Gleichspannungskreis

*3 Spannungsbilanz an der künstlich eingeführten Induktivität

A20 Normierung von Eingangs-, Zustands- und Ausgangsvektors

Eingänge			17	$T_{t,Ref}/1e3$	0.4/1e3 K
1	P_{Wr}	1.3 MW	18	$p_{Re}/1e6$	-0.97/1e6 bar
2	M_{ASM}	4587 Nm	19	$T_{t,Bk}/1e3$	-62.9/1e3 K
3	$p_{t,CH4}$	-2.19 bar	20	$p_{Bk}/1e6$	-0.96/1e6 bar
4	\dot{m}_{CH4}	-0.0317 kg/s	21	$T_{t,Ver}/1e3$	-16.8/1e3 K
Zustände			22	$p_{Ver}/1e6$	-0.99/1e6 bar
1	ω_{Netz}	$4\pi \text{ rad/s}^{*1}$	23	$T_{t,BZ,K}/1e3$	1.3/1e3 K
2	Ω_R	-3.9 rad/s	24	$p_{BZ,K}/1e6$	-0.98/1e6 bar
3	U_{DC}	6.74 V	25	$T_{t,BZ,A}/1e3$	1.3/1e3 K
4	$ \underline{U}_g $	3000 V^{*1}	26	$p_{BZ,A}/1e6$	-0.97/1e6 bar
5	P_g	1.3 MW	27	$I_{H2}/1e2$	-6.3/1e2 A
6	Q_g	-0.5 MVAR ^{*1}	28	$I_{CO}/1e2$	-7.0/1e2 A
7	$P_{DT}(1)$	-25.8 MW ^{*1}	29	$T_{t,Verd}/1e3$	-14.8/1e3 K
8	$P_{DT}(2)$	-25.8 MW ^{*1}	30	$p_{Verd}/1e6$	-0.99/1e6 bar
9	$-(cmT)_{WT}$	14.5 MJ	Ausgänge		
10	$-(cmT)_{oSGeh}$	39.8 MJ	1	I_{BZ}	-13.3 A
11	$-(cmT)_{uSGeh}$	-55.1 MJ	2	$\dot{m}_{BZ,K}$	-1.47 kg/s
12	$0.3 p_{t,CH4}$	-0.668 bar	3	T_{Bk}	-62.9 K
13	$0.3 \dot{m}_{CH4}$	-0.0094 kg/s	4	U_{DC}	6.74 V
14	\dot{m}_{Diff}	-0.278 kg/s	5	$T_{BZ,A}$	10 K ^{*1}
15	$T_{t,Ejek}/1e3$	-2.3/1e3 K	6	P_{HS}	-0.98 MW ^{*2}
16	$p_{Ejek}/1e6$	-0.94/1e6 bar			

*1 Werte sind nicht durch den 90 %-Lastpunkt auf der Betriebslinie festgelegt.

*2 Wert entspricht der Änderung der Gasturbinenleistung.

A21 Reglerparametrierung

Ausgangsrückführung

-0.19141	-0.1927	7.5363e-6	-0.35018	-0.020559
0.051287	-0.44904	-1.7003e-6	-0.032515	0.003718
-1	0	0	0	0
0.10336	0.042632	-3.316e-6	0.26175	-5.4805e-4

Stromregler (Typ: PI)

Verstärkung k_p	1.4	Nachstellzeit T_I	0.1 s
-------------------	-----	---------------------	-------

Luftmengenregler (Typ: PI)

Verstärkung k_p	-0.78	Nachstellzeit T_I	1 s
-------------------	-------	---------------------	-----

Turbineneintrittstemperatur-Regler (Typ: PI)

Verstärkung k_p	0.123	Nachstellzeit T_I	0.1 s
-------------------	-------	---------------------	-------

Stacktemperaturregler (Typ: PI)

Verstärkung k_p	2e-7	Nachstellzeit T_I	0.01 s
-------------------	------	---------------------	--------

Leistungsregler (Typ: P)

Verstärkung k_p	3
-------------------	---

Spannungsegler (Typ: P)

Verstärkung k_p	4e-5
-------------------	------

Lebenslauf

Name: Christian Wächter
geboren am: 10. Februar, 1976
in: Herford
Staatsangehörigkeit: deutsch

Schulbildung

1982 – 1986 Grundschule Schweicheln
1986 – 1995 Ravensberger Gymnasium, Herford

Hochschulbildung

10/1996 – 09/1997 Universität Bielefeld, Physik
09/1997 – 02/1999 Fachhochschule Bielefeld
Maschinenbau
Abschluss: Vordiplom
03/1999 – 08/2001 Fachhochschule Osnabrück
Fahrzeugtechnik
Abschluss: Diplom-Ingenieur (FH)
10/2003 – 09/2004 Helmut-Schmidt-Universität /
Universität der Bundeswehr Hamburg
Maschinenbau
Abschluss: Zulassung zur Promotion

Berufstätigkeit

09/2001 – 08/2003 Wissenschaftlicher Mitarbeiter
im Labor für Regelungstechnik und Digitale Signal-
verarbeitung
der Fachhochschule Osnabrück
10/2003 – 02/2008 Wissenschaftlicher Mitarbeiter
am Laboratorium für Strömungsmaschinen
der Helmut-Schmidt-Universität /
Universität der Bundeswehr Hamburg
seit 03/2008 Applikationsingenieur bei der dSPACE digital signal
processing and control engineering GmbH, Paderborn