

# BEITRAG ZUR NUMERISCHEN SIMULATION SELBSTERREGTER STRÖMUNGSPHÄNOMENE IM AXIALVERDICHTERGITTER

M. Teich, M. Lawerenz, Universität Kassel, Institut für Thermische Energietechnik,  
Fachgebiet Strömungsmaschinen, Kurt-Wolters-Straße 3, 34109 Kassel, Deutschland

## Zusammenfassung

In dieser Arbeit stellen die Autoren stationäre RANS und umfangreiche instationäre URANS-, DES- und DDES-Rechnungen einer hochbelasteten Verdichter-Stator Kaskade vor, die Bestandteil eines Ringgitterwindkanals (RGWK) ist und für die das Phänomen der Rotierenden Instabilität (RI) experimentell nachgewiesen wurde. Das Ziel dieser Arbeit ist die Identifikation einer Kombination aus Turbulenzmodellierungsmethode (URANS, DES, DDES), Rechengitter und Zeitschritt, welche geeignet ist das Phänomen der RI numerisch abzubilden. Nach aktuellem Kenntnisstand steht die RI in Zusammenhang mit subtilen Scherschichtinstabilitäten und daraus entstehenden Wirbelsystemen, welche in Umfangsrichtung transportiert werden. Um zu prüfen, ob eine Simulation in der Lage ist solche Effekte abzubilden, wird das Kolmogorov-Energiespektrum herangezogen. Dabei handelt es sich um ein analytisches Modell, welches den Energietransfer von turbulenten Strukturen beschreibt und bestimmte Charakteristiken besitzt. Zunächst wird untersucht inwieweit die verwendeten Rechengitter das Modellspektrum, einzig bedingt durch die räumliche Diskretisierung, theoretisch abbilden können. Basierend auf anschließenden instationären Rechnungen werden im RI-relevanten Bereich (Schaufelvorderkante) Energiespektren berechnet und mit dem analytischen Modell verglichen. Für die Berechnung der Energiespektren werden innerhalb der Simulationen Autoleistungsspektren der Geschwindigkeitsfluktuationen an mehreren Positionen in alle drei Raumrichtungen bestimmt. Dabei ist insbesondere die Wiedergabe einer  $-5/3$ -Geraden, welche dem Zerfallsprozess von Wirbeln entspricht sowie eine einzuhaltende Cut-Off Frequenz von Bedeutung und wird als Beurteilungskriterium herangezogen. Erste Ergebnisse zeigen deutlich den Unterschied zwischen den Methoden RANS und DES bzw. DDES. Ebenfalls ist der Einfluss der Zeitschrittweite anhand des Spektrums eindeutig festzustellen.

## 1. EINLEITUNG

Dreidimensionale, instationäre Strömungsvorgänge haben einen entscheidenden Einfluss auf die Stabilität und den Betrieb von Turbomaschinen und sind seit langer Zeit Gegenstand umfangreicher theoretischer und experimenteller Untersuchungen [1]. Einerseits führen die durch Sekundärströmungen induzierten Verluste zu einem höheren Energieverbrauch und somit zu einem schlechteren Wirkungsgrad der Maschine. Andererseits können Schwingungen ausgelöst werden, welche zur Schädigung einzelner Komponenten führen oder den Ausfall einer ganzen Anlage einleiten. Aus sicherheitstechnischen Gründen wird daher in der Praxis ein großer Abstand zur Stabilitätsgrenze eingehalten. Gerade dieser Sicherheitsabstand zwischen Pumpgrenze und Arbeitslinie bietet jedoch ein oft ungenutztes Potential. Neben bekannten Instabilitätsphänomenen wie Rotierende Ablösung [2] und Verdichterpumpen existiert bereits im stabilen Betrieb ein subtiler Effekt, der als Rotierende Instabilität (RI) bezeichnet wird.

Während es sich bei Rotierender Ablösung um ein stark ausgeprägtes Phänomen handelt, das mittels URANS Simulationen gut reproduziert werden kann [3–6], fehlt die eindeutige Wiedergabe der Rotierenden Instabilität (RI) mittels URANS bisher. Es wird vermutet, dass die Skalen auf denen sich wesentliche Mechanismen ereignen von einer herkömmlichen RANS Simulation nicht ausreichend erfasst werden. Folglich sollten Verfahren, die eine höhere räumliche und zeitliche Auflösung besitzen bessere Ergebnisse liefern. Um diesen Aspekt näher zu beleuchten, werden in der vorliegenden Untersuchung mittels höherwertiger Verfahren aufwendige dreidimensionale instationäre Simulationen eines Verdichters durchgeföhrt, bei welchem experimentell für hohe Inzidenzen die Rotierende Instabili-

tät nachgewiesen werden konnte [7, 8].

Die Simulationen werden mit der CFD-Software Fine<sup>TM</sup>/Turbo bzw. Fine<sup>TM</sup>/Open durchgeföhrt, wobei zur Berücksichtigung turbulenter Strömungen sowohl RANS Gleichungen als auch eine Detached-Eddy (DES) und eine Delayed-Detached-Eddy (DDES) Simulation genutzt werden. Bei den letzten beiden Methoden handelt es sich um ein hybrides Verfahren, welches in wandnahen Bereichen auf eine RANS Formulierung zurückgreift und in der freien Strömung eine Large-Eddy-Simulation (LES) durchföhrt. Folglich sind in den Bereichen einer LES besondere Anforderungen an die räumliche und zeitliche Diskretisierung einzuhalten [9]. Nach [10] kann auf Basis des Kolmogorov-Energiespektrums eine Abschätzung der notwendigen minimalen Zellgröße in der LES-Region hergeleitet werden, wobei diese Abschätzung sowie der gewählte Zeitschritt innerhalb einer Netz- und Zeitschrittstudie überprüft werden.

## NOMENKLATUR

$BP$	Betriebspunkt
$cp_t$	Totaldruckbeiwert
$p$	statischer Druck
$p_t$	Totaldruck
$DES$	Detached-Eddy-Simulation
$DDES$	Delayed-Detached-Eddy-Simulation
$E$	Energiespektrum nach Kolmogorov
$L$	geometrische Länge
$l$	Länge
$l_s$	Sehnenlänge
$l_0$	charakteristische Länge turbulenter Strukturen
$f$	Frequenz
$G_{xx}$	Autospektraldichtefunktion
$i$	Inzidenz, Index

ME <sub>1,2</sub>	Messeebene 1,2
n	Anzahl der Kontrollpunkte
Re	Reynolds-Zahl
RI	Rotierende Instabilität
RGWK	Ringgitterwindkanal
RANS	Reynolds-Averaged-Navier-Stokes
Δt	Zeitschritt
v	Geschwindigkeit
Δx	Zellgröße
κ	Wellenzahl
η	Kolmogorov-Länge
ε	Dissipationsrate

**Indizes**

c	Cutt-Off
x, y, z	karthesische Koordinaten

**2. ROTIERENDE INSTABILITÄT**

Bei der RI handelt es sich um ein selbstinduziertes Strömungsphänomen bei höherer Schaufelbelastung in einem noch stabilen Betriebspunkt, welches sowohl in Rotoren als auch in Statorn von Verdichtern und Turbinen auftritt [7, 11–13]. Verglichen mit der Rotierenden Ablösung und dem Verdichterpumpen handelt es sich hierbei um eine klar davon zu trennende Instabilitätsform, die weiterhin von Bedeutung ist [1].

In [14] konnte dieser Effekt als Ursache eines erhöhten Lärmpegels sowie als anregende Quelle hinsichtlich Schaufelschwingungen [15] identifiziert werden. Die Ausbreitungsrichtung der RI erfolgt dabei von der Saug- zur Druckseite mit einer Geschwindigkeit deutlich unterhalb der Rotationsfrequenz und ist somit nicht an die Drehzahl der Maschine gekoppelt. In experimentellen Untersuchungen von [8, 16] an einer Verdichter-Stator-Kaskade konnte gezeigt werden, dass die RI, anhand von instationären Druckmessungen an der Nabe, als eine breitbandige Amplitudenerhöhung im Frequenzspektrum mit äquidistanten Peaks zu erkennen ist. Dabei entspricht der Abstand der einzelnen Peaks zueinander der Rotationsfrequenz des Phänomens, wobei jeder Peak einer Umfangsmode zugeordnet werden kann. Diese Erkenntnisse sind in Übereinstimmung mit [12, 17]. Mit Hilfe von PIV-Messungen konnte gezeigt werden, dass die RI im Bereich der Vorderkante lokalisiert ist und sich in radialer Richtung bis ca. 30% der Kanalhöhe erstreckt [7, 18, 19]. Derzeit existiert keine Theorie, die die Vorhersage dominanter Frequenzen und zugehöriger Modenordnungen sowie die ursächlichen Mechanismen vollständig erklärt. Allerdings konnte in der Arbeit von [20] die Notwendigkeit eines Radialspaltes für das Auftreten der RI widerlegt werden, so dass die Spaltströmung offensichtlich kein notwendiges Kriterium für RI ist.

Hinsichtlich des Themas RI existieren zahlreiche experimentelle [7, 11, 14, 16, 18, 19, 21, 22] aber nur wenige numerische Arbeiten, die die typischen Charakteristiken eindeutig wiedergeben können. In [18] konnte mittels einer DDES-Rechnung erstmalig experimentell gemessene RI-Charakteristiken im Frequenzspektrum reproduziert werden.

**3. Kolmogorov-Spektrum**

Da für die vorgestellten numerischen Arbeiten auf das Energiespektrum nach Kolmogorov zurückgegriffen wird, erfolgt an dieser Stelle eine kurze Erläuterung. Es basiert auf der Modellvorstellung der Energiekaskaden von Richardson [23] und wird durch Gleichung (1) beschrieben. Dabei wird davon ausgegangen, dass große energiereiche Wirbelsysteme in kleinere hochfrequente energieärmere Strukturen zerfallen und letztlich in Wärme dissipiert werden.

$$E(\kappa) = C\epsilon^{2/3}\kappa^{-5/3}f_{\ell_0}(\kappa, \ell_0)f_{\eta}(\kappa, \eta)$$

$$(1) \quad f_{\ell_0}(\kappa\ell_0) = \left( \frac{\kappa\ell_0}{((\kappa\ell_0)^2 + c_0)^{1/2}} \right)^{5/3+p_0}$$

$$f_{\eta}(\kappa\eta) = e^{-\beta \left( (\kappa\eta)^4 + c_{\eta}^4 \right)^{1/4} - c_{\eta}}$$

mit den Koeffizienten

$$C = 1,5 ; p_0 = 2 ; c_{\eta} = 0,4 ; \beta = 5,2 ; c_0 = 6.78.$$

Hierbei entspricht  $\ell_0$  der charakteristischen Länge großer energiereicher Wirbel und  $\eta$  der Kolmogorov-Länge. In Abbildung 1 ist ein für diesen Prozess typisches Energiespektrum (rot) dargestellt, wobei die Abzisse der Wellenzahl

$$(2) \quad \kappa = \frac{2\pi}{\ell}$$

und die Ordinate dem Energiegehalt  $E(\kappa)$  entspricht. Zusätzlich sind die Funktionen  $f_{\ell_0}$  (grün) und  $f_{\eta}$  (blau) in das Diagramm eingetragen. Für kleine Wellenzahlen ist der Einfluss von  $f_{\ell_0}$  gering und von  $f_{\eta}$  groß, wobei sich dieses Verhalten bei großen Wellenzahlen umdreht.

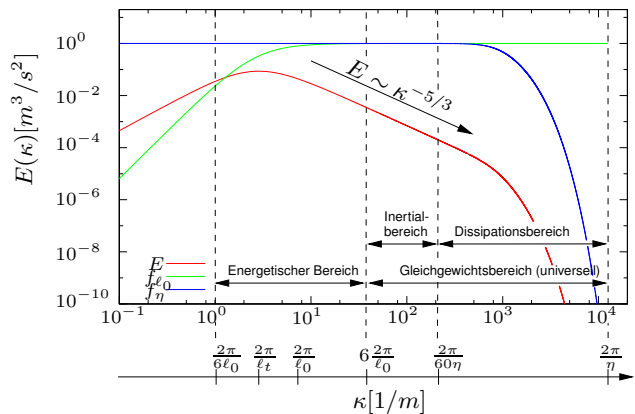


BILD 1: Energiespektrum (rot) nach dem Modell von Kolmogorov für  $\epsilon = 1$ ,  $\ell_0 = 1$  und  $\eta = 0,0005$ . Zusätzlich ist in grün der Verlauf der Korrekturfunktion  $f_{\ell_0}$  sowie in blau der Verlauf der Korrekturfunktion  $f_{\eta}$  dargestellt. Die Reynolds-Zahlen betragen  $Re = 83994,7$ ,  $Re_{\ell_0} = 25198$  und  $Re_{\lambda} = 409,87$ . Darstellung i.A.a. [9].

Nach [10] wird das Spektrum in einen energetischen Bereich

$$(3) \quad 2\pi/6\ell_0 < \kappa < 6 \cdot 2\pi/\ell_0$$

und in einen universellen Gleichgewichtsbereich

$$(4) \quad 6 \cdot 2\pi/\ell_0 < \kappa < 2\pi/\eta$$

eingeteilt, wobei bei letzterem nochmals zwischen einem Inertial- und Dissipationsbereich unterschieden wird. Anhand des Energiespektrums kann durch die Wahl von  $\ell_0$ ,  $\eta$  und  $\epsilon$  das Spektrum berechnet und eine notwendige räumliche Diskretisierung abgeschätzt werden.

Ausgehend von der Proportionalitätsbeziehung (5) zwischen den klein- und großskaligen Abmessungen, kann in Abhängigkeit von  $Re_{\ell_0}$  und einer charakteristischen Länge der turbulenten Strukturen ( $\ell_0$ ) eine Kolmogorov-Länge ( $\eta$ ) abgeschätzt werden:

$$(5) \quad \eta \approx Re_{\ell_0}^{-3/4} \ell_0.$$

$\ell_0$  entspricht einem turbulenten Längenmaß, dass anhand der Größenordnung geometrischer Abmessungen  $L$  bestimmt werden kann. In Anlehnung an [10] gilt hier der Zusammenhang  $\ell_0 = 0,75 L$ .  $Re_{\ell_0}$  kann durch die Beziehung (6) approximiert werden, da  $Re$  der Reynolds-Zahl der Freistromung entspricht und sich anhand der Daten des Betriebspunktes berechnet lässt.

$$(6) \quad Re_{\ell_0} \approx \frac{3}{10} Re$$

Demnach ergibt sich ein Zusammenhang zwischen der Reynolds-Zahl der Freistromung und einer geometrischen Länge, um die Kolmogorov-Länge zu approximieren. Die Dissipationsrate  $\epsilon$  ist nach Gleichung 7

$$(7) \quad \epsilon = f(L, \nu, v)$$

eine Funktion einer geometrischen Abmessung  $L$ , der kinematischen Viskosität  $\nu$  des Fluids und der mittleren Geschwindigkeit der Freistromung  $v$ . Diese Größen sind alle bekannt, so dass das Spektrum vollständig definiert ist.

Nach [10] sollte für eine DES bzw. DDES-Rechnung die Cut-Off Wellenzahl  $\kappa_c$  so bestimmt werden, dass ca. 80 bis 90% des Energiespektrums aufgelöst werden. Aus dem Kehrwert der Grenzwellenzahl  $\kappa_c$  kann mit Hilfe der Beziehung (2) die Cut-Off Länge  $\ell_c$  bestimmt werden, wobei die Hälfte dieser Länge der einzuhaltenden durchschnittlichen Zellgröße  $\Delta x$  entspricht.

Zur Validierung der Methode zur Abschätzung einer Zellweite in Abhängigkeit des Anteils aufgelöster Turbulenz wurde die Vorgehensweise auf den Fall einer Zylinderstumpfumströmung angewandt [24], bei der die einzuhaltende mittlere Zelllänge im LES relevanten Bereich mit  $\Delta x = 0,0012$  m angegeben wird. Diesen Wert konnten die Autoren mit der hier vorgestellten Methode bestätigen. Um 90% aufgelöste Turbulenz zu gewährleisten, muss ein Wert von  $\Delta x = 0,00111$  m eingehalten werden.

#### 4. Prüfstand

Die vorliegenden Untersuchungen wurden am RGKW der Universität Kassel im Fachgebiet Strömungsmaschinen durchgeführt.

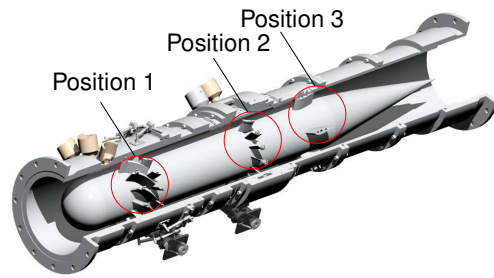


BILD 2: CAD-Modell des Ringgitterwindkanals am Fachgebiet Strömungsmaschinen der Universität Kassel

Im Wesentlichen besteht das Ringgitter aus drei Bereichen, welche in Bild 2 dargestellt sind. An der ersten Position befindet sich ein Beschleunigungsgitter bestehend aus 15 Schaufeln, das eine Umlenkung von  $55^\circ$  bewirkt. Stromab folgen 15 variable Klappen mit NACA0020-Profilierung, welche eine Variation des Zuströmwinkels um  $\pm 20^\circ$  ermöglichen. Diese beiden Gitter erzeugen Drall und simulieren somit die Abströmung eines Rotors. Das Ringgitter, das im Fokus der Untersuchungen steht, besteht aus 17 Schaufeln, die als Statoren am Gehäuse befestigt sind und einen Nabenspalt von 0,4 mm aufweisen. Die Schaufeln des Stators basieren auf einer skalierten Version von prismatischen Schaufeln, welche von Gallus und Mertens [25] untersucht wurden. Tabelle 1 sind die geometrischen Größen des Gitters zu entnehmen.

Sehnenlänge	50 mm
Metallwinkel im Gittereintritt	$43^\circ$
Metallwinkel im Gitteraustritt	$21^\circ$
Staffelungswinkel	$26^\circ$
Schaufelanzahl	17
Verhältnis Höhe zu Sehnenlänge	1,1
relative Teilung bei 50% Kanalhöhe	1,01
Verhältnis Radialspalt zu Sehnenlänge	0,008

TABELLE 1: Daten der Ringgitterbeschaufelung

Stromab des Messgitters befinden sich an der dritten Position sechs Stützrippen, die zur Lagerung der Nabe im Prüfstand dienen und einer NACA0020 nachempfunden sind.

#### 5. Vorgehensweise

Das Ziel der numerischen Untersuchungen ist die Bereitstellung einer geeigneten Kombination aus Rechengitter, Zeitschritt und numerischem Verfahren, um RI wiederzugeben. Um den Aufwand möglichst gering zu halten wird für diese Voruntersuchungen nur eine Passage des RGWks berücksichtigt. Insgesamt werden basierend auf stationären Rechnungen, welche als Startlösung für die nachfolgenden instationären Simulationen dienen, vier Rechengitter, vier Zeitschritte und drei Modellierungsmethoden (URANS, DES und DDES) untersucht und miteinander verglichen,

wobei die folgenden Zeitschrittweiten genutzt werden:

$$\Delta t_1 = 2,5 \cdot 10^{-6} \text{ s}$$

$$\Delta t_2 = 5,0 \cdot 10^{-6} \text{ s}$$

$$\Delta t_3 = 10,0 \cdot 10^{-6} \text{ s}$$

$$\Delta t_4 = 20,0 \cdot 10^{-6} \text{ s}$$

Die Gegenüberstellung der stationären Simulationen mit experimentellen Daten anhand von fünf untersuchten Betriebspunkten, welche sich hinsichtlich der Inzidenz unterscheiden, soll die grundsätzliche Eignung der verwendeten Software aufzeigen. Hierbei handelt es sich um die in Tabelle 2 aufgelisteten Punkte.

Name	BP <sub>1</sub>	BP <sub>2</sub>	BP <sub>3</sub>	BP <sub>4</sub>	BP <sub>5</sub>
<i>i</i>	0°	6°	8°	10°	12°
<i>Re</i>	435473	439580	440262	443816	449292

TABELLE 2: Untersuchte Betriebspunkte des RGWK für  $Ma = 0,4$

Anschließend daran erfolgt die Motivation der DES bzw. DDES-Methode auf Basis eines Vergleichs der turbulenten Energiespektren zwischen einer URANS und einer DES bzw. DDES. In Anlehnung an die Untersuchungen von [7] wird für die instationären Rechnungen der Betriebspunkt BP<sub>5</sub> gewählt, da hierfür die RI besonders gut in den experimentellen Daten zu erkennen ist. Dabei werden die folgenden in Tabelle 3 gelisteten DES/DDES-Rechnungen durchgeführt. Der kleinste simulierte Zeitschritt je Rechengitter ergibt sich aus der Forderung  $CFL \approx 1$ .

Netz	$\Delta t_1$	$\Delta t_2$	$\Delta t_3$	$\Delta t_4$
G4		x o	x o	x o
G3		x o	x o	x o
G2		x o	x o	x o
G1	x	x o	x o	x o

TABELLE 3: Simulierte Kombinationen aus Zeitschrittweite, Rechengitter sowie Turbulenzmodellierungsmethode (DES (x), DDES (o)).

Die Berechnung turbulenter kinetischer Energiespektren im Bereich der Schaufelvorderkante gibt Aufschluss über den Einfluss der zeitlichen und räumlichen Diskretisierung sowie über die Art der Turbulenzmodellierung.

## 6. Numerische Methode

Für die numerischen Berechnungen des Strömungsfeldes im RGWK wurden die CFD-Programme Fine<sup>TM</sup>/Turbo und Fine<sup>TM</sup>/Open genutzt. Dabei werden sowohl (U)RANS als auch DES und DDES-Rechnungen durchgeführt. Innerhalb der DES bzw. DDES-Methode wird in wandnahen Bereichen eine statistische Modellierung der Turbulenz, im Sinne einer RANS-Rechnung, und in davon entfernten Gebieten eine LES ähnliche Methode genutzt. Hinsichtlich der Turbulenzmodellierung bezüglich der RANS-Rechnungen wird auf das Spalart-Allmaras Modell [26] zurückgegriffen. Dies

gilt auch in Wandnähe bezüglich der DES bzw. DDES Methode. Der Unterschied zwischen DES und DDES besteht darin, dass die DDES-Methode durch eine Erweiterung den Nachteil der netzinduzierten Strömungsablösung, wie sie innerhalb der DES vorkommen kann [27], entgegenwirkt.

### 6.1 Numerisches Schema

Sowohl bei Fine<sup>TM</sup>/Turbo als auch bei Fine<sup>TM</sup>/Open werden die zeitabhängigen Navier-Stokes-Gleichungen durch eine zellmittelpunkt-basierte Finite-Volumen-Methode diskretisiert, wobei die konvektiven Flüsse über die Zellwände mit Hilfe eines Upwind-Verfahrens und die diffusiven Flüsse anhand einer Zentralfinderenzenmethode berechnet werden. Hinsichtlich der künstlichen Dissipation zur Stabilisierung des numerischen Verfahrens der konvektiven Fluss-Approximation wird die von [28] empfohlene zentrale Variante nach [29] verwendet. Hierbei kann durch Modifizierung zweier Variablen (VIS2 und VIS4) Einfluss auf die Stärke der künstlichen Dissipation genommen werden. Bei Verwendung einer DES oder DDES Methode werden diese, die künstliche Dissipation beeinflussenden Variablen, auf  $VIS2 = 0,1$  und  $VIS4 = 0,01$  um den Faktor zehn herabgesetzt.

Bezüglich der Zeitdiskretisierung wird auf die Dual Time-stepping Methode zurückgegriffen [30]. Hierbei handelt es sich um ein implizites Verfahren, bei welchem die Erhaltungsgleichungen durch Hinzufügen von Zeitableitungen nach einer Pseudo-Zeit  $\tau$  ergänzt werden, so dass für jeden Zeitschritt  $\Delta t$  ein stationäres Problem hinsichtlich der Pseudo-Zeit  $\tau$  zu lösen ist, siehe [28]. Somit verschiebt sich die Aufgabe für einen Zeitschritt  $\Delta t$  hin zu der Berechnung einer pseudo-stationären Lösung bis ein Konvergenzkriterium erreicht ist oder eine bestimmte Anzahl an inneren Iterationen durchlaufen wurde. Für alle instationären Simulationen in dieser Arbeit wurde die Anzahl der inneren Iterationen, in Anlehnung an die Empfehlung von [28, 31], auf 100 gesetzt und das Konvergenzkriterium so gewählt, dass die maximale Anzahl an inneren Iterationen immer durchlaufen wird.

Die Transformation des instationären Problems in eine Aneinanderreihung von stationären Schritten ermöglicht die für stationäre Fälle vorhandenen Beschleunigungstechniken wie lokale Zeitschrittweite, Residuuenglättung und Mehrgittertechnik zu verwenden.

### 6.2 Vernetzung

Insgesamt werden vier unterschiedliche Rechenetze miteinander verglichen, wobei das größte Netz eine Auflösung von ca. 1,15 Millionen Zellen besitzt und das feinste aus ca. 9,2 Millionen Zellen besteht. In Abbildung 3 ist das Netz einer Teilung inklusive Detailansicht der Vorder- und Hinterkante visualisiert.

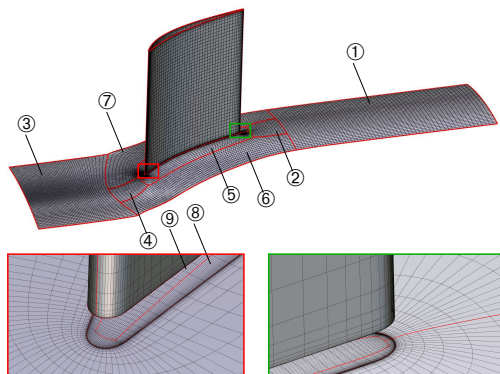


BILD 3: Rechenetz (G4) einer Messgitterschaukel des RGWKs mit Blockstruktur sowie Detailansicht der Vorder- und Hinterkante. Um eine bessere Darstellung zu gewährleisten wurde nur jeder zweite Netzknoten dargestellt.

Hierbei handelt es sich um das größte Netz und soll nur einen grundsätzlichen Eindruck der Struktur vermitteln. Alle Netze einer Teilung des RGWKs bestehen aus neun strukturierten Blöcken, wobei zur Diskretisierung des Schaufelprofils ein O-Netz (Block ⑤) und vier das O-Netz umgebende H-Netze (Blöcke ②, ④, ⑥, ⑦) verwendet werden. Die gesamte Anzahl der Zellen sowie die Anzahl der Punkte in radialer Richtung und im Nabenspalt kann Tabelle 4 entnommen werden. Ebenso sind die minimalen, maximalen sowie durchschnittlichen Qualitätskriterien aller vier Gitter angegeben und weisen insgesamt eine hohe Güte auf.

Diskretisierung				
Netz	G1	G2	G3	G4
$n_{radial}$	141	109	81	61
$n_{gap}$	41	33	25	21
$y_{wall}$	0,0005 m	0,0007 m	0,0009 m	0,0012 m
$n_{cells}$	9208320	4291392	1874176	1146432

Netzqualität				
Netz	G1	G2	G3	G4
$Max.AR$	2618,10	2239,30	2217,20	1992,50
$\varnothing AR$	286,22	250,14	254,09	230,65
$Min.SN$	40,31°	36,90°	32,07°	29,88°
$\varnothing SN$	83,14°	83,84°	83,39°	83,06°
$Max.ER$	2,13	1,69	1,96	2,96
$\varnothing ER$	1,18	1,17	1,24	1,37

TABELLE 4: Obere Tabelle: Anzahl der verwendeten Punkte zur Diskretisierung in radialer Richtung und im Nabenspalt sowie gesamte Anzahl der resultierenden Zellen. Untere Tabelle: Qualitätskriterien der verwendeten Messgitternetze.  $AR$ =Seitenverhältnis,  $SN$ =Orthogonalität,  $ER$ =Expansionsrate.

Gemäß den Anforderungen an eine DES- bzw. DDES-Rechnung sollte die durchschnittliche Expansionsrate klei-

ner 1,25 sein [9]. Einzig das Netz G4 weicht leicht von diesem Wert ab. Bezüglich der wandnormalen Gitterweite wird die DES- bzw. DDES-Anforderung ( $y^+ < 2$ ), siehe [27], auf allen Netzen erfüllt.

Nach dem Modell (1) von [10] kann das turbulente kinetische Energiespektrum sowie eine einzuhaltende Cut-Off Länge, um einen bestimmten Anteil turbulenter kinetischer Energie aufzulösen, abgeschätzt werden. Hierzu müssen  $\ell_0 = f(L)$ ,  $\eta = f(L, u, \nu, \varrho)$  und  $\epsilon = f(L, \nu, u)$  bestimmt werden, wobei diese durch die Vorgabe der Daten des Betriebspunktes  $BP_5$  sowie der Sehnenlänge  $\ell_s$  des Messgitters definiert sind.

Nach [9, 27] sollte das Netz so konditioniert sein, dass 80 bis 85% des Spektrums wiedergegeben werden. Für den betrachteten Betriebspunkt  $BP_5$  ergeben sich die in Tabelle 5 aufgelisteten Cut-Off Wellenzahlen in Abhängigkeit des Anteils aufgelöster turbulenter Energie.  $\ell_c$  wird anhand der Beziehung (2) bestimmt und  $\Delta x$  entspricht  $\ell_c / (2\pi)$ .

	$\kappa_c$ [1/m]	$\ell_c$ [m]	$\Delta x$ [m]	$\ell_0 / \Delta x$ [-]
75%	654,93	0,00959	0,00153	25
80%	893,09	0,00704	0,00112	33
85%	1317,08	0,00477	0,00076	49
90%	2221,44	0,00283	0,00045	83

TABELLE 5: Einzuhaltende Längenmaßstäbe um einen bestimmten Anteil (1. Spalte) des turbulenten Energiespektrums aufzulösen bezüglich des Betriebspunktes  $BP_5$ .

In der letzten Spalte der Tabelle 5 steht die Anzahl der Zellen bezogen auf die charakteristische Länge  $\ell_0$ . Nach [27] sollte das Verhältnis  $\ell_0 / \Delta x$  bei 80 bis 85% aufgelöster Turbulenz 32 Zellen betragen. Nach der hier genutzten Abschätzung beträgt die Anzahl 33 Zellen und ist somit in Übereinstimmung mit [27]. Werden die Gitter hinsichtlich der, entsprechend Tabelle 5, berechneten Cut-Off Längen analysiert, so ergeben sich die folgenden in Tabelle 6 dargestellten Ergebnisse.

Netz	$< \Delta x_{75\%}$	$< \Delta x_{80\%}$	$< \Delta x_{85\%}$	$< \Delta x_{90\%}$
G1	100,0%	99,9%	97,3%	62,1%
G2	100,0%	99,4%	74,1%	53,7%
G3	99,6%	80,4%	64,3%	45,9%
G4	89,4%	81,8%	61,0%	43,4%

TABELLE 6: Prozentualer Anteil der Zellen je Gitter, die kleiner einer bestimmten Cut-Off Länge sind

Ein Rechengitter gilt, in Anlehnung an [27], als hinreichend, wenn 80% des Spektrums aufgelöst werden. Demnach sind beispielsweise bezüglich des Netzes G4 81,8% aller Zellen kleiner als  $\Delta x_{80\%} = 1,12 \cdot 10^{-3}$  m. Dies bedeutet aber im Umkehrschluss, dass 18,2% aller Zellen größer sind als die geforderte Länge. Somit wird das Netz hinsichtlich dieser Untersuchung als nicht geeignet bewertet. Gleiches gilt für das nächst feinere Netz. Die Rechengitter G1 und G2 dagegen erfüllen das Kriterium und werden somit als geeignet eingestuft.

### 6.3 Randbedingungen

Basierend auf 5-Loch-Sonden Messungen von [8] in der Zu- und Abströmung des RGWKs an den Messebenen ME<sub>1</sub> und ME<sub>2</sub> (siehe Abbildung 4), werden am Inlet des Berechnungsgebietes Totaldruck, Totaltemperatur und Zuströmwinkel und am Outlet ein mittlerer statischer Druck vorgegeben. Die Messebene ME<sub>1</sub> befindet sich 15 mm stromauf der Vorderkante und die Ebene ME<sub>2</sub> 19,7 mm stromab der Hinterkante. Um Wechselwirkungen der Rechengietsgrenzen auf das Strömungsfeld zu vermeiden, wurden die Berechnungsgrenzen weiter stromauf bzw. stromab positioniert, so dass der Abstand zwischen Inlet und Vorderkante einer Sehnenlänge und zwischen Hinterkante und Outlet zwei Sehnenlängen entspricht.

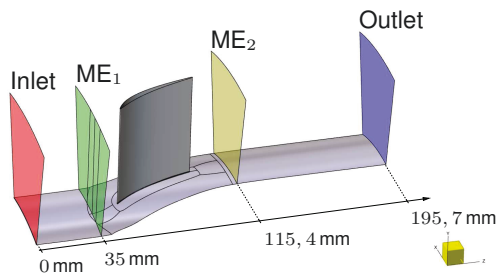


BILD 4: Axiale Positionen der Messebenen ME<sub>1</sub> vor und ME<sub>2</sub> hinter dem Verdichtergitter sowie Lage des Inlets und des Outlets.

Bei dem Totaldruck und dem Zuströmwinkel handelt es sich um radiale Profile im Bereich von 10 bis 90% Kanalhöhe, welche mit Hilfe des 1/n-Potenzgesetzes zu den Wänden hin extrapoliert wurde. Da die Messposition hinter dem Gitter nicht dem Outlet entspricht wurde der statische Druck entsprechend korrigiert.

## 7. ERGEBNISSE

Die aus den numerischen Simulationen gewonnenen Ergebnisse werden in drei Teilen vorgestellt. Zunächst erfolgt ein Vergleich der stationären RANS Rechnung mit experimentellen Daten, um die Gültigkeit der verwendeten numerischen Modelle aufzuzeigen. Im zweiten Teil werden aus den instationären Simulationen gewonnene turbulente Energiespektren miteinander verglichen, um die Unterschiede zwischen den Simulationsmethoden URANS, DES und DDES aufzuzeigen. Der Einfluss der räumlichen und zeitlichen Diskretisierung sowie der Methoden-Einfluss zwischen DES und DDES wird im Anschluss daran ebenfalls anhand der Kolmogorov-Energiespektren präsentiert.

### 7.1 Gültigkeit des numerischen Modells

In Abbildung 5 sind für alle fünf Betriebspunkte der Totaldruckbeiwert  $cp_t$  über dem Massenstrom  $\dot{m}$  aufgetragen, wobei sich der Totaldruckbeiwert nach Gleichung (8) berechnet.

$$(8) \quad cp_t = \frac{\bar{p}_{t,ME_1} - \bar{p}_{t,ME_2}}{\bar{p}_{t,ME_1} - \bar{p}_{ME_1}}$$

Die Fehlerbänder der experimentellen Ergebnisse entsprechen der Messungenauigkeit der Approximation des Kalibrierpolynoms und betragen bezüglich der Druckwerte 0,582 mbar, [32]. Hieraus ergeben sich Abweichungen in

der Größenordnung von ca.  $\pm 2,5\%$  bezüglich des Massenstroms und  $\pm 1,5\%$  hinsichtlich des  $cp_t$ -Wertes. Wie aus Abbildung 5 zu erkennen ist, liegen die Ergebnisse der RANS- und DES-Rechnung in guter Übereinstimmung mit den experimentellen Daten, wobei mit zunehmender Belastung die Abweichungen allgemein größer werden.

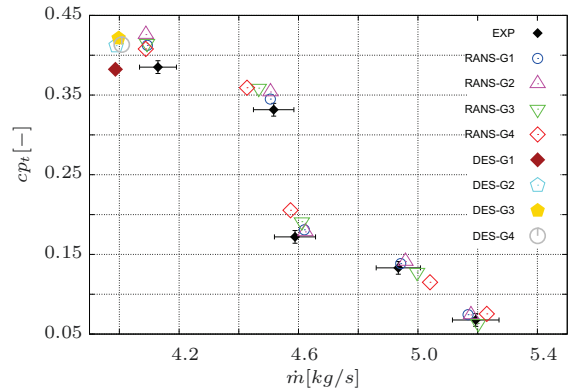


BILD 5: Vergleich des Totaldruckbeiwertes über Massenstrom zwischen Simulation und Experiment bezüglich der fünf untersuchten Betriebspunkte (siehe Tabelle 2)

Bereits an dieser Stelle ist ein Einfluss der räumlichen Diskretisierung festzustellen. Die größten Abweichungen treten auf dem größten Gitter (G4) auf. Auffällig ist, dass die DES-Rechnungen im Vergleich zu den RANS-Rechnungen bei gleichen Randbedingungen einen geringeren Massenstrom vorhersagen. Dies liegt an der verringerten numerischen Diffusion innerhalb der Verfahren.

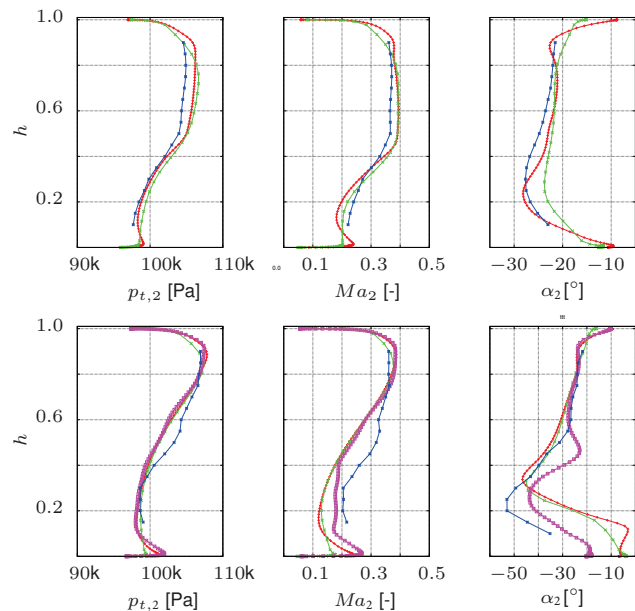


BILD 6: Radiale Verläufe von  $p_t$ ,  $Ma$  und  $\alpha$  an der Messebene ME<sub>2</sub> hinter dem Messgitter des RGWK für die Inzidenzen  $i = 0^\circ$  (oben) und  $i = 12^\circ$  (unten). RANS-G1 (—), RANS-G4 (—), Experiment (—), DES-G1 (—)

Energiezehrende Wirbelstrukturen bleiben in einer DES-

Rechnung länger erhalten und pflanzen sich im Strömungsgebiet fort, so dass durch diesen Widerstand der Massenstrom abnimmt.

Radiale Verläufe des Totaldrucks, der Mach-Zahl sowie des Strömungswinkels an der Messebene ME<sub>2</sub> bezüglich der Betriebspunkte BP<sub>1</sub> und BP<sub>5</sub> sind in den Diagrammen der Abbildung 6 zu sehen. Sowohl die DES als auch die RANS-Rechnungen weisen bezüglich beider Betriebspunkte eine sehr gute Übereinstimmung hinsichtlich der radialen Verläufe auf. Der positive Einfluss einer höheren räumlichen Auflösung lässt sich anhand der Verteilung am Gehäuse bezüglich aller Diagramme sowie hinsichtlich des Abströmwinkels bei einer Inzidenz von  $i = 0^\circ$  feststellen. Trotzdem kann festgehalten werden, dass das größte Netz (G4) bereits qualitativ gute Ergebnisse liefert. Auffällig ist das leicht fluktuierende Verhalten des Abströmwinkels der DES-Rechnung im unteren Bereich. Dies lässt sich anhand des zu kurz gewählten Mittelungsintervalls erklären. Ebenso wird anhand der DES-Rechnung im nabennahen Bereich eine Geschwindigkeit vorhergesagt, die näher an den experimentellen Daten liegt, verglichen mit den Verläufen der RANS-Rechnungen.

Auf Basis dieser Gegenüberstellung zwischen experimentellen Daten und stationären numerischen Ergebnissen konnte gezeigt werden, dass die verwendeten Modelle eine hohe Güte hinsichtlich der Wiedergabe der berechneten Betriebspunkte besitzen und für weitere Untersuchungen als geeignet zu bewerten sind.

### 7.2 Einfluss der Turbulenzmodellierung

Anhand von Verläufen der Geschwindigkeitsfluktuation im Bereich der Schaufelvorderkante zwischen 5 und 30% der Kanalhöhe, kann das turbulente kinetische Energiespektrum berechnet werden, siehe Gleichung (??). Dabei entspricht  $G_{xx}$  der Autospektraldichte der Geschwindigkeitsfluktuation in eine Koordinatenrichtung, wobei sich die Fluktuationen aus dem Zeitverlauf der entsprechenden Geschwindigkeitskomponente abzüglich der mittleren Geschwindigkeit ergeben. Die Summation über alle berücksichtigten Punkte dividiert durch die Anzahl (hier  $n = 8$  bis 16) ergibt dann das jeweilige mittlere Autoleistungsspektrum  $ALS(f)$ .

$$ALS_{v_x}(f) = \overline{E}(\kappa)_{v_x} \frac{2\pi}{\bar{v}_x} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n G_{xx,i,v_x},$$

$$ALS_{v_y}(f) = \overline{E}(\kappa)_{v_y} \frac{2\pi}{\bar{v}_x} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n G_{xx,i,v_y},$$

$$ALS_{v_z}(f) = \overline{E}(\kappa)_{v_z} \frac{2\pi}{\bar{v}_x} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n G_{xx,i,v_z},$$

$$\overline{E}(\kappa) = (\overline{E}(\kappa)_{v_x}^2 + \overline{E}(\kappa)_{v_y}^2 + \overline{E}(\kappa)_{v_z}^2)^{1/2}$$

Die so gewonnenen Leistungsspektren können einerseits in Abhängigkeit der Frequenz  $f$  oder der Wellenzahl  $\kappa$  angegeben werden, wobei beide durch die Beziehung

$$(9) \quad \kappa = \frac{2\pi}{\bar{v}} \cdot f$$

miteinander verknüpft sind, wobei  $\bar{v}$  eine mittlere Geschwindigkeit repräsentiert. In dieser Arbeit wird auf die Darstellung in Abhängigkeit der Frequenz  $f$  zurückgegriffen. Das

Ergebnis eines Vergleichs zwischen einer URANS sowie einer DES- und DDES-Rechnung ist in Abbildung 7 dargestellt. Hierbei wurde das Rechengitter G1 bei einem Zeitschritt der Größe  $\Delta t_2$  verwendet. Ergänzend dazu ist eine Gerade mit einer Steigung von  $-5/3$  entsprechend dem Gleichgewichtsbereich des Kolmogorov-Spektrums eingetragen, siehe Abbildung 1. Die Güte der jeweiligen Simulation kann anhand der Wiedergabequalität dieser Geraden abgeleitet werden. Zusätzlich entspricht ein starker Abfall des Spektrums, bei welchem der Dissipationsbereich beginnt, der Cut-Off Frequenz bzw. der Cut-Off Wellenlänge. Aus einem Vergleich der Cut-Off Werte, gemäß Tabelle 5, kann der Anteil aufgelöster Turbulenz abgeschätzt werden.

In Abbildung 1 ist der frühe Abfall des Energiespektrums der URANS-Simulation bei sehr kleinen Frequenzen deutlich zu erkennen. Wie zu erwarten war, liefern sowohl die DES- als auch die DDES-Methode einen deutlich besseren Verlauf.

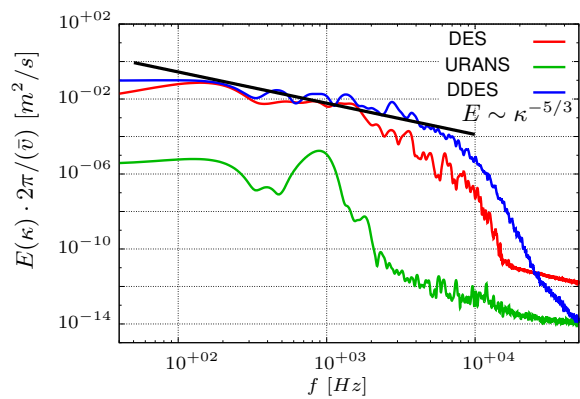


BILD 7: Einfluss der Turbulenzmodellierungsmethoden (URANS, DES und DDES) auf das turbulente kinetische Energiespektrum

Infolge der geringeren numerischen Diffusion bleiben Wirbelsystem innerhalb der DES- sowie der DDES-Rechnung erhalten und können entsprechend dem Kaskadenmodell in kleine energieärmere Strukturen zerfallen, so dass der typische Verlauf mit einer Steigung von  $-5/3$  im Diagramm zu erkennen ist. Geringe Unterschiede sind ebenfalls zwischen DES und DDES erkennbar. So liegt das DES-Spektrum leicht unterhalb der DDES-Kurve und besitzt bereits früh ein stärkeres Gefälle verglichen mit der  $-5/3$ -Geraden. Die Grenzfrequenz beträgt ungefähr 7 kHz. Im Spektrum der DDES-Variante beträgt die Grenzfrequenz ca. 10 kHz und gibt die Geradensteigung besser wieder verglichen mit der DES-Variante. Die Cut-Off Frequenzen können mit Hilfe der Gleichung 9 umgerechnet und anschließend mit den Cut-Off Wellenzahlen aus Tabelle 5 verglichen werden. Somit liegt der Anteil aufgelöster Turbulenz bei ca. 75 bis 80% bezüglich der DDES und DES.

### 7.3 Einfluss der Zeitschrittweite und Netzauflösung

In den Abbildungen 8 bis 11 sind mittlere turbulente kinetische Energiespektren im Bereich der Schaufelvorderkante zwischen 5 und 30% Kanalhöhe für die in Tabelle 3 aufgelisteten Kombinationen aus Gitter und Zeitschrittweite dar-

gestellt. Zusätzlich ist die bereits bekannte  $-5/3$ -Gerade sowie ein Cut-Off Frequenzintervall für 75 bis 80% aufgelöste Turbulenz eingezeichnet (grauer Bereich). Dieses Cut-Off Frequenzintervall schließt einen Bereich von 8338,7 bis 11371,0Hz ein und entspricht den Werten aus Tabelle 6, wobei zur Umrechnung die Beziehung (9) mit einer mittleren Geschwindigkeit von 80 m/s genutzt wurde.

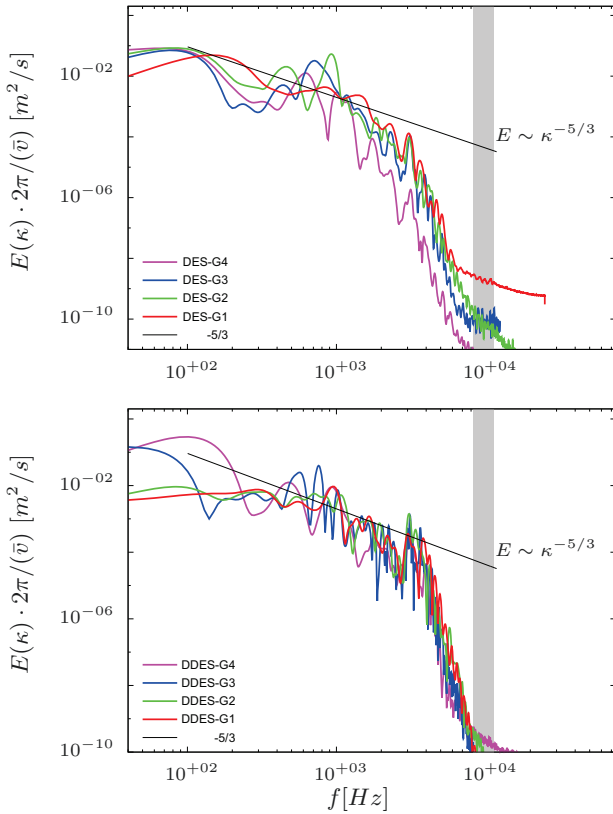


BILD 8: Turbulente kinetische Energiespektren aus numerischen DES- (oben) und DDES-Rechnung (unten) bei einem Zeitschritt der Größe  $\Delta t_4$

Zunächst lässt sich allgemein feststellen, dass sowohl die DES als auch die DDES-Spektren bei Reduktion des Zeitschrittes zu höheren Frequenzen verschoben werden. Der aus Abbildung 7 angesprochene Unterschied hinsichtlich der beiden Methoden, kann an dieser Stelle ebenfalls bestätigt werden. So besitzen die DDES-Spektren allgemein einen ausgeprägteren  $-5/3$ -Bereich und gehen tendenziell bei etwas höheren Frequenzen in den steileren Dissipationsbereich über. Die Cut-Off Frequenz der DDES-Rechnungen liegen für  $\Delta t_4$  (Abbildung 8 unten) hinsichtlich aller Gitter bei ca. 5000Hz, während sich aus der DES-Rechnung bei gleichem Zeitschritt für das Netz G1 eine Grenzfrequenz von ca. 3500Hz ablesen lässt. Bezüglich der übrigen drei Gitter liegen die abzulesenden Grenzwerte der Frequenzen leicht darunter.

Bei einem Zeitschritt der Größe  $\Delta t_2 = 5 \cdot 10^{-6} s$ , siehe Abbildung 10, liegt die Grenze zwischen Gleichgewichtsbereich und Dissipationsbereich hinsichtlich der DDES-Spektren ziemlich dicht am ermittelten Cut-Off Frequenz-

band. Bezüglich der DES-Rechnungen sind die abzulesenden Grenzfrequenzen für die gleiche Zeitschrittweite tendenziell geringer.

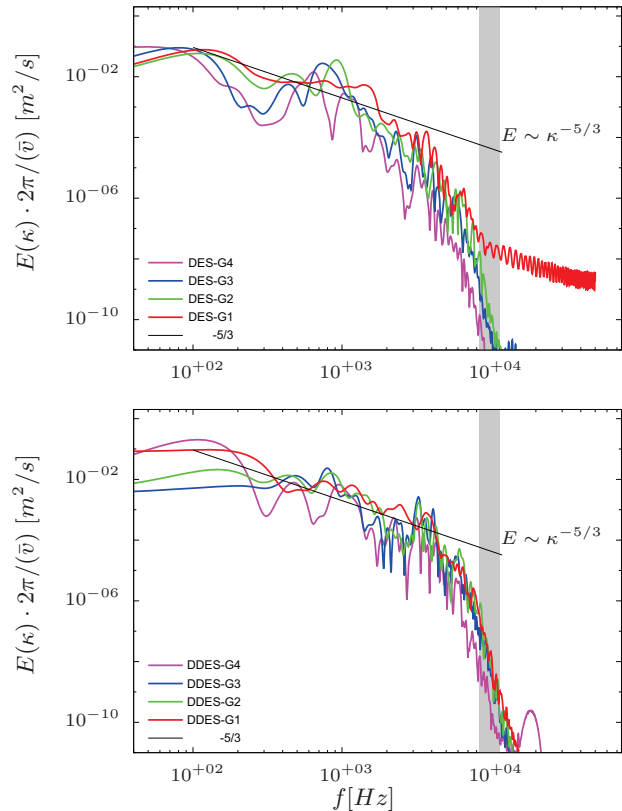


BILD 9: Turbulente kinetische Energiespektren aus numerischen DES- (oben) und DDES-Rechnung (unten) bei einem Zeitschritt der Größe  $\Delta t_3$ .

Eine Untersuchung der CFL-Zahlen ergab, dass alle Simulationen bei einer Zeitschrittweite von  $\Delta t_2$  ungefähr dem Wert 1 entsprechen und somit eine geringere Zeitschrittweite nicht notwendig ist, siehe Abbildung 11 oben. Die Halbierung des Zeitschrittes auf  $\Delta t = 2,5 \cdot 10^{-6} s$  resultiert in einem identischen Verlauf des Energiespektrums, so dass hierdurch die Vermutung auf Basis der CFL-Zahl bestätigt wird.

Der Einfluss der Diskretisierung ist ebenfalls anhand der Abbildungen 8 bis 11 ersichtlich. So liegen die Spektren, welche auf einem feineren Netz erzielt wurden hinsichtlich der DES-Rechnungen bei allen Zeitschritten auf einem höheren Niveau. Dieses Verhalten lässt sich innerhalb der DDES in schwächerer Weise ebenfalls wiederfinden. Eine klare Differenzierung der Spektren ist bei den Zeitschrittweiten  $\Delta t_4$  und  $\Delta t_3$  für die DDES-Variante schwierig, da die Spektren sehr dicht beieinander liegen. Die geringen Unterschiede beider Turbulenzmodellierungsmethoden hinsichtlich der räumlichen Diskretisierung liegen darin begründet, dass in dem Bereich der Schaufelvorderkante (Block 4, siehe Abbildung 3) alle Netze sehr ähnlich sind bezüglich der mittleren Zellgröße.



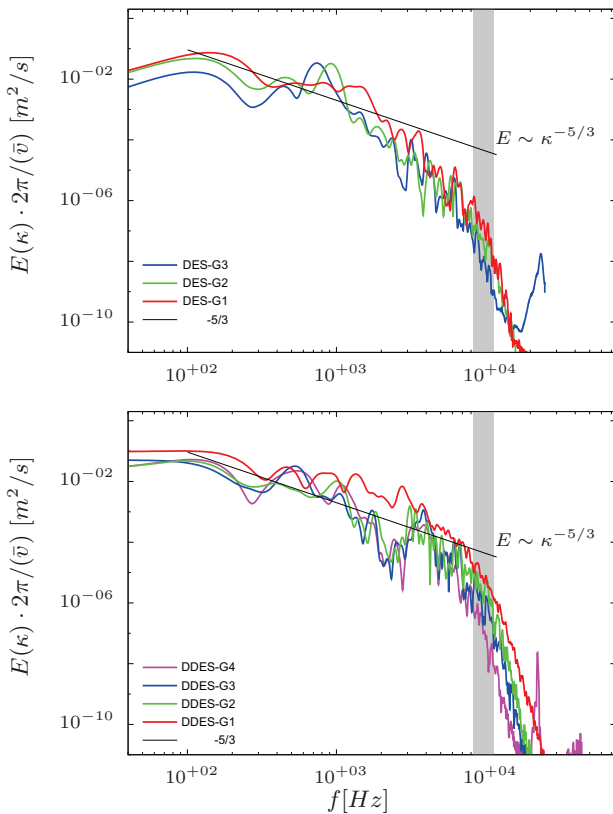


BILD 10: Turbulente kinetische Energiespektren aus numerischen DES- (oben) und DDES-Rechnung (unten) bei einem Zeitschritt der Größe  $\Delta t_2$ .

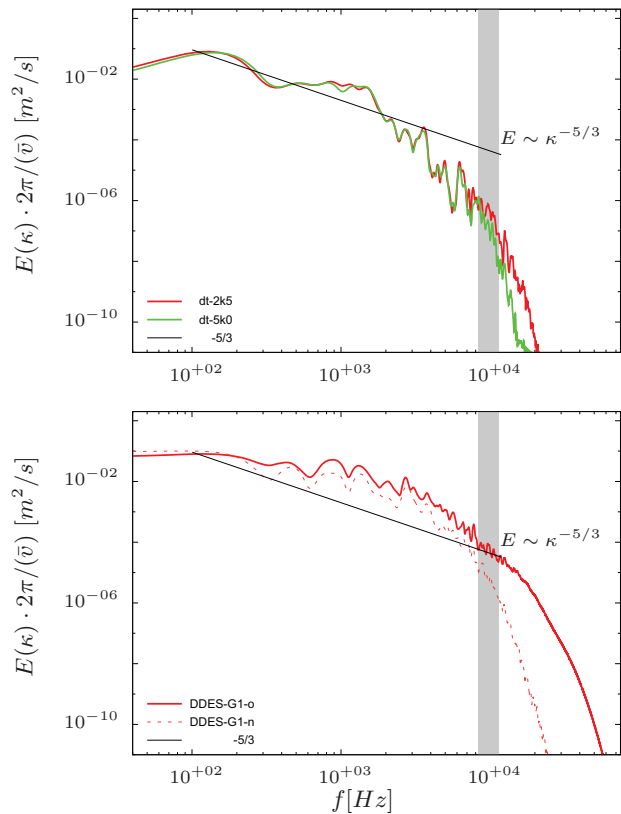


BILD 11: Turbulente kinetische Energiespektren aus einer numerischen DES-Rechnung (oben) für  $\Delta t_1$  sowie Einfluss der Simulationsdauer auf das Spektrum hinsichtlich einer DDES-Rechnung für  $\Delta t_1$ .

Das Resultat einer längeren Simulationsdauer für eine DDES-Rechnung auf dem Gitter G1 bei einer Zeitschrittweite von  $5 \cdot 10^{-6} s$  ist in Abbildung 11 (unteres Diagramm) dargestellt. So verschiebt sich der Dissipationsbereich von ca. 10000 Hz zu einer Cut-Off Frequenz von annähernd 20000 Hz und liefert somit einen Anteil aufgelöster Turbulenz von knapp 85%. Die angesetzte Simulationsdauer von  $t_{sim} = 0,008 s$  ist offensichtlich zu gering, so dass die Spektren noch nicht vollständig ausgebildet sind. Daher gehen die Autoren davon aus, dass sich die Spektren bei einer längeren Simulationszeit, entsprechend dem unteren Diagramm in Abbildung 11, zu höheren Cut-Off Frequenzen verschieben.

Als Fazit der Untersuchung hinsichtlich Zeitschritt, Netzauflösung und Turbulenzmodellierung lässt sich folgendes feststellen. Die charakteristische Form des turbulenten kinetischen Energiespektrums wird sowohl durch die DES als auch anhand der DDES-Rechnungen wiedergegeben, wobei im  $-5/3$ -Bereich die DDES-Methode die Steigung besser vorhersagt. Der Einfluss des Netzes ist anhand der Energiespektren nur in geringem Maße zu erkennen, da die Gitter in dem Schaufelvorderkantenbereich bezüglich der Zellgröße ähnlich sind. Allgemein lässt sich jedoch feststellen, dass die Spektren der Gitter G1 und G2 bei höheren Cut-Off Frequenzen und somit auf einem höheren Niveau liegen. Diese Erkenntnis ist in Übereinstimmung mit den Resultaten der Gitteranalyse. Die Auswirkung der Zeitschrittweite hat einen weitaus größeren Einfluss, so dass bezüglich der Netze G1 und G2 mindestens ein Zeitschritt  $5 \cdot 10^{-6} s$  gewährleistet werden muss, um 75 bis 80% des Spektrums wiederzugeben.

Bezüglich des Methodenunterschieds ist, ungeachtet des numerischen Aufwandes, eine DDES-Methode zu bevorzugen, da die Spektren qualitativ höherwertig erscheinen.

#### 7.4 Numerischer Aufwand und Kosten

Insgesamt handelt es sich hierbei um 13 DES- und 12 DDES-Rechnungen, wobei die angesetzte Simulationsdauer  $t_{sim} = 0,008 s$  beträgt. Die Anzahl der CPUh für die Be-

rechnung mittels DES beträgt ca. 24000 CPUh und bezüglich der DDES-Variante wurden mehr als 50000 CPUh benötigt, wobei die Anzahl der verwendeten CPUs zwischen 20 und 128 lag. Die Auswertung eines Rechenleistungsfaktors ergab, dass die Simulation des Strömungsfeldes mittels DDES ( $f_{\text{DDES}} \approx 12$ ) um das vierfache kostenintensiver ist verglichen mit der DES-Methode ( $f_{\text{DDES}} \approx 3$ ). Bei dem Faktor handelt es sich um die Anzahl der Stunden, die eine CPU für 1000 Iterationen auf einem Netz der Größe eine Million Zellen, benötigen würde. Ebenso lässt sich für die DDES-Rechnungen eine stärkere Abhängigkeit des Verhältnisses Anzahl der CPUs bezogen auf Anzahl der Zellen feststellen.

## 8. Zusammenfassung

Das Ziel dieser Arbeit bestand in der Identifikation einer geeigneten Kombination aus Methode, Gitter und Zeitschritt, welche geeignet ist subtile Phänomene, wie die RI, zu berechnen. Dabei erfolgt der Prozess der Identifikation anhand von vier Schritten.

1) Zunächst wurden die verwendeten Gitter hinsichtlich der theoretisch erreichbaren Auflösung untersucht. Dabei wurde das analytische Kolmogorov-Energiespektrum für den Betriebspunkt BP<sub>5</sub> sowie die daraus ableitbaren Cut-Off Längen berechnet und mit den Gittern verglichen. Als Resultat dieser Untersuchung sind die Gitter G1 und G2 als hinreichend gut und G3 sowie G4 als ungenügend einzustufen.

2) Basierend auf stationären RANS Simulationen sowie zeitgemittelte DES-Rechnungen, konnte zunächst gezeigt werden, dass das verwendete numerische Verfahren in der Lage ist globale aber auch lokale experimentelle Messdaten in ausreichender Güte wiederzugeben. Dabei entsprechen die Ergebnisse, welche auf den zwei feinsten Netzen (G1 und G2) erzielt wurden, den besten Resultaten.

3) Aus einem Vergleich der Methoden URANS, DES und DDES auf dem Netz G1 bei einem Zeitschritt  $\Delta t_2$  geht sehr deutlich der Methodeneinfluss hervor. So liegt das Energiespektrum der URANS Rechnung deutlich unterhalb der DES- bzw. DDES-Spektren und liefert bereits bei sehr kleinen Wellenzahlen keinen Beitrag zu dem Energiespektrum, so dass Wirbelfortpflanzungseffekte nicht wiedergegeben werden. Aus dieser Untersuchung geht hervor, dass eine URANS-Methode ungeeignet ist, solche Phänomene in geeigneter Qualität abzubilden.

4) Der letzte Punkt der Untersuchungen beschäftigt sich hauptsächlich mit dem Einfluss der notwendigen Zeitschrittweite sowie mit dem Einfluss der Methoden DES und DDES und des Netzes. Als Fazit lässt sich festhalten, dass der einzuhaltende Zeitschritt mindestens  $5 \cdot 10^{-6}$  s entsprechen sollte, wobei das DDES-Verfahren aufgrund der größeren Übereinstimmung zwischen Modellspektrum und berechnetem Energiespektrum zu bevorzugen ist. Hinsichtlich des Netzeinflusses lässt sich dieser auf Basis der Energiespektren im Bereich der Schaufelvorderkante tendenziell erkennen, ist aber nicht besonders stark ausgeprägt.

Unter Berücksichtigung der zusätzlichen Randbedingun-

gen Speicherplatz und Rechenzeiten entspricht die Kombination aus G2 bei einer Zeitschrittweite  $\Delta t_2$  der besten Variante, wobei das DDES-Verfahren gegenüber der DES-Methode zu bevorzugen ist. Daher werden zukünftig geplante Simulationen des vollen RGWKs basierend auf dieser Kombination durchgeführt.

## 9. Danksagung

Die Autoren bedanken sich bei dem Hessischen Kompetenzzentrum für Höchstleistungsrechnung (HKHLR) [33] sowie den Mitarbeitern der TU Darmstadt für die Nutzung des Lichtenberg-Hochleistungsrechners und den Support bei der Durchführung der Simulationen ohne die, die Erstellung dieser Arbeit nicht möglich gewesen wäre.

## LITERATUR

- [1] Day, I. J., 2016. "Stall, Surge, and 75 Years of Research". *Transactions of the ASME*, **138**.
- [2] Camp, T. R., and Day, I. J., 1997. "A Study of Spike and Modal Stall Phenomena in a Low-Speed Axial Compressor". *ASME Journal of Turbomachinery*, **120**, pp. 393–401.
- [3] Pullan, G., Young, A. M., Day, I. J., Greitzer, E. M., and Spakovszky, Z. S., 2015. "Origins and Structure of Spike-Type Rotating Stall". *Transactions of the ASME*, **137**.
- [4] Vo, H. D., Tan, C. S., and Greitzer, E. M., 2008. "Criteria for Spike Initiated Rotating Stall". *Journal of Turbomachinery*, **130**(1).
- [5] Weichert, S., and Day, I., 2014. "Detailed Measurements of Spike Formation in an Axial Compressor". *Transactions of the ASME*, **136**.
- [6] Dodds, J., and Vahdati, M., 2015. "Rotating Stall Observation in a High Speed Compressor - Part II Numerical Study". *Journal of Turbomachinery*, **137**.
- [7] Hermle, G., and Lawerenz, M., 2014. "Experimental Analysis of Rotating Instability Using Hot Wire Triggered PIV and Wavelet Transform". *Proceedings of ASME Turbo Expo, Düsseldorf, Germany*(GT2014-26752).
- [8] Hermle, G., and Lawerenz, M., 2013. "Experimentelle Untersuchungen instationärer Sekundärströmung im Axialverdichtergitter". *Deutscher Luft- und Raumfahrt Kongress 2013, Stuttgart, Deutschland*(DocumentID: 1261).
- [9] Fröhlich, J., 2006. *Large Eddy Simulation turbulenter Strömungen*, Vol. 1. Auflage. Teubner.
- [10] Pope, S. B., 2000. *Turbulent Flows*. Cambridge University Press.
- [11] Mailach, R., Lehmann, I., and Vogeler, K., 2001. "Rotating Instabilities in an Axial Compressor Originating From the Fluctuating Blade Tip Vortex". *Journal of Turbomachinery*, **123**, pp. 453–460.
- [12] Beselt, C., Peitsch, D., Pardowitz, B., and Engelhardt, L., 2011. "Strömungsinduzierter Schall in Turbomaschinen - Die Rotierende Instabilität -". *Deutscher Luft- und Raumfahrtkongress 2011, Bremen, Deutschland*(DocumentID: 241377).

- [13] Gerschütz, W., Casey, M., and Tuckenmüller, F., 2005. "Experimental investigations of rotating flow instabilities in the last stage of a low-pressure model steam turbine during windage". *Journal of Power and Energy*, **219**.
- [14] Kameier, F., and Neise, W., 1997. "ROTATING BLADE FLOW INSTABILITY AS A SOURCE OF NOISE IN AXIAL TURBOMACHINES". *Journal of Sound and Vibration*, **203**(5), pp. 833–853.
- [15] Baumgartner, M., Kameier, F., and Hourmouziadis, J., 1995. "Non-Engine Order Blade Vibration in a High Pressure Compressor". *ISABE - Twelfth International Symposium on Airbreathing Engines, Melbourne, Australia*.
- [16] Weidenfeller, J., and Lawrenz, M., 2002. "TIME RESOLVED MEASUREMENTS IN AN ANNULAR COMPRESSOR CASCADE WITH HIGH AERODYNAMIC LOADING". *Proceedings of ASME Turbo EXPO*.
- [17] Beselt, C., and Peitsch, D., 2012. "Influence of mach number and aerodynamic loading on rotating instability in an annular compressor cascade". In *ASME Turbo Expo 2012: Turbine Technical Conference and Exposition, American Society of Mechanical Engineers*, pp. 2711–2720.
- [18] Beselt, C., Peitsch, D., van Rennings, R., Thiele, F., and Ehrenfried, K., 2014. "Experimental and Numerical Investigation of the Unsteady Endwall Flow in a Highly Loaded Axial Compressor Stator". *Proceedings of ASME Turbo Expo 2014, Düsseldorf, Germany*(GT2014-25944).
- [19] Pardowitz, B., Tapken, U., Sorge, R., Thamsen, P. U., and Engelhardt, L., 2014. "Rotating Instability in an Annular Cascade: Detailed Analysis of the Instationary Flow Phenomena". *Journal of Turbomachinery*, **136**.
- [20] Beselt, C., Pardowitz, B., van Rennings, R., Sorge, R., Peitsch, D., Engelhardt, L., Thiele, F., Ehrenfried, K., and Thamsen, P.-U., 2013. "Influence of the Tip Clearance Size on Rotating Instability in an Axial Compressor Stator". *10th European Turbomachinery Conference*.
- [21] Schrapp, H., Stark, U., and Saathoff, H., 2008. "Breakdown of the Tip Clearance Vortex in a Rotor Equivalent Cascade and in a Single-Stage Low-Speed Compressor". *Proceedings of ASME Turbo Expo 2008, GT2008-50195*.
- [22] März, J., Hah, C., and Neise, W., 2002. "An Experimental and Numerical Investigation Into the Mechanisms of Rotating Instability". *Journal of Turbomachinery*, **124**, pp. 367–375.
- [23] Richardson, L. F., 2007. *Weather Prediction by Numerical Process*, Vol. Second Edition. Cambridge University Press.
- [24] Frederich, O., 2010. "Numerische Simulation und Analyse turbulenter Strömungen am Beispiel der Umströmung eines Zylinderstumpfes mit Endscheibe". PhD thesis, TU Berlin.
- [25] Gallus, H. E., and Mertens, B., 1995. Mischungsvorgänge I, Abschlussbericht Vorhaben Nr. 531. Tech. rep., Forschungsvereinigung Verbrennungskraftmaschinen.
- [26] Spalart, P. R., and Allmaras, S. R., 1992. "A One-Equation Turbulence Model for Aerodynamic Flows". In *AIAA Paper 1992-0439*, p. 1.
- [27] Spalart, P. R., 2001. *Young-Persons Guide to Detached-Eddy Simulation Grids*. Tech. rep.
- [28] NUMECA<sup>TM</sup>, I., 2011. *Fine<sup>TM</sup>/Turbo v10.1 User Manual*. NUMECA International. Benutzerhandbuch.
- [29] Jameson, A., Schmidt, W., and Turkel, E., 1981. "Numerical Solutions of the Euler Equations by Finite Volume Methods using Runge-Kutta Time-Stepping Schemes". *AIAA-81-1259*.
- [30] Jameson, A., 1991. "Time dependent calculations using multigrid, with applications to unsteady flow past airfoils and wings". *AIAA-91-1596*.
- [31] NUMECA<sup>TM</sup>, I., April 2015. *Fine<sup>TM</sup>/Open with OpenLabs<sup>TM</sup> v4.3 Documentation*. NUMECA International. Benutzerhandbuch.
- [32] Hermle, G., 2014. "Experimentelle Untersuchung der rotierenden Instabilität im Axialverdichtergitter". PhD thesis, Universität Kassel.
- [33] Hessisches Kompetenzzentrum für Hochleistungsrechnung, H., 2015. "Hessisches Kompetenzzentrum für Hochleistungsrechnen (<http://www.hpc-hessen.de/de/hessisches-kompetenzzentrum-fuer-hochleistungsrechnen>)".