

**ZUR BEEINFLUSSUNG DER
INSTATIONÄREN STRÖMUNGSSTRUKTUREN IM
NACHLAUF VON BEWEGTEN ZUGMODELLEN**

Von der Fakultät für Ingenieurwissenschaften
der Universität Bayreuth
zur Erlangung der Würde
Doktor-Ingenieur (Dr.-Ing.)
genehmigte Dissertation

von
M. Sc. Alexander Buhr
aus
Soltau

Erstgutachter: Prof. Dr. sc. techn. habil. Jörn Sesterhenn

Zweitgutachter: Prof. Dr. rer. nat. Dr.-Ing. habil. Andreas Dillmann

Tag der mündlichen Prüfung: 14.12.2022

Lehrstuhl für Technische Mechanik und Strömungsmechanik
Universität Bayreuth

2022

Alexander Buhr: *Zur Beeinflussung der instationären Strömungsstrukturen im Nachlauf von bewegten Zugmodellen*, Dissertation, © Dezember 2022

»There is an issue with the reality.«

— unknown

ZUSAMMENFASSUNG

Die aerodynamische Wirkung von Hochgeschwindigkeitszügen und das Gefahrenpotential für Personen, Objekte und Gebäude in Gleisnähe ist nach Verordnung der Europäischen Union im Rahmen eines vollen Konformitätsnachweises in Versuchen im 1:1-Maßstab zu prüfen. Die erforderlichen Feldmessungen auf offener Strecke sind aufgrund der spezifischen Normbedingungen äußerst zeit- und kostenintensiv. Aus diesem Grund wird aktuell untersucht, ob Modellexperimente mit bewegten Zugmodellen eine effizientere Möglichkeit bieten, einen vollen Konformitätsnachweis gemäß Technischer Spezifikationen für Interoperabilität (TSI) unter Laborbedingungen durchzuführen. In ersten Studien an der Tunnelsimulationsanlage Göttingen wurde gezeigt, dass mit einer geeigneten Grenzschichtbeeinflussung in Modellexperimenten, trotz zu niedriger Reynoldszahl und zu kurzer Modelllänge relativ zur Modellbreite, bei der induzierten Strömungsgeschwindigkeit neben dem Gleis eine gute Übereinstimmung mit Fahrversuchen erreicht werden kann. Diese Untersuchungen basieren auf der Hypothese, dass durch Rauigkeiten am Modellkopf die Grenzschicht so aufgeweitet wurde, dass am Modellheck die relative Grenzschichtdicke bezogen auf die Zugbreite genauso groß ist wie im Fahrversuch. Es wurde angenommen, dass nur unter diesen Bedingungen eine realistische Nachbildung der Nachlaufströmung erfolgen kann. Das ist wichtig, da insbesondere bei Hochgeschwindigkeitszügen die höchsten induzierten Strömungsgeschwindigkeiten erst im Nachlauf auftreten.

Im Rahmen dieser Forschungsarbeit wurde die Wirkung von speziellen Rauigkeiten auf die Grenzschichtentwicklung und die Nachlaufströmung von bewegten Zugmodellen näher untersucht. Dazu wurden experimentelle Untersuchungen mit drei verschiedenen Zuggeometrien im Maßstab 1:25 an der Tunnelsimulationsanlage Göttingen durchgeführt. Die induzierte Strömungsgeschwindigkeit bei einer Modellvorbeifahrt wurde stationär mit Hitzdraht-Anemometrie und High-Speed Particle Image Velocimetry gemessen. In der Grenzschichtanalyse konnte gezeigt werden, dass der Einsatz von Rauigkeiten, bestehend aus vielen kleinen Wirbelgeneratoren, zu einer Erhöhung der Verdrängungs- und Impulsverlustdicke in der Grenzschicht führt. Des Weiteren konnte gezeigt werden, dass sich die Grenzschichtform, trotz zusätzlicher Störungen durch die Wirbelgeneratoren, entlang der Zugmodelle wieder stabilisiert. In der Nachlaufanalyse konnte mit statistischen Methoden die grundlegende Dynamik im Nachlauf dargestellt und ein Zusammenhang zu den maximal induzierten Strömungsgeschwindigkeiten an den spezifischen TSI-Messpositionen

hergestellt werden. Mit einer Dynamic Mode Decomposition konnte gezeigt werden, dass sich die turbulente, abklingende Nachlaufströmung, trotz starker Variation zwischen den einzelnen Messfahrten, mit einer geringen Anzahl dominanter Moden beschreiben lässt. Des Weiteren konnte gezeigt werden, dass sich die Wirbelgeneratoren primär auf diese dominanten Nachlaufstrukturen auswirken und keine künstliche Dynamik im Nachlauf erzeugt wurde. Die Ergebnisse dieser Forschungsarbeit bilden die Grundlage für zukünftige Studien, in denen Wirbelgeneratorelemente an bewegten Zugmodellen eingesetzt werden können, um die aerodynamische Wirkung von Hochgeschwindigkeitszugmodellen für eine bessere Vergleichbarkeit von Modellexperiment und Feldmessung zu beeinflussen.

ABSTRACT

The European Union has regulations on the maximum slipstream values of high-speed passenger trains. During the passage of a train, the induced flow creates a potential hazard for people, objects and buildings near the track. Adherence to these maximum induced flow velocities must be demonstrated on full-scale tests on an open track. Due to the requirements on the ambient conditions and number of multiple independent measurements, the implementation of full-scale tests on open track is very time-consuming and expensive. Reduced-scale moving-model experiments provide a more efficient and cost-effective method to simulate a proof of conformity according to the Technical Specifications for Interoperability (TSI) under laboratory conditions. Previous investigations at the tunnel simulation facility in Göttingen have shown that boundary layer control in model experiments can be used to achieve comparable induced flow velocities at the specific TSI measuring positions, despite a low Reynolds number and a reduced model length relative to the model width. These investigations are based on the hypothesis, that vortex generators at the model head affect the boundary layer at the model rear end in such a way that the boundary layer thickness relative to the train width is comparable to full-scale. It was assumed that these conditions can be crucial for a realistic simulation of the wake flow. This is important because in the case of high-speed trains the highest induced flow velocities occur in the wake.

Within the scope of this research, the effect of special roughnesses on the boundary layer development and the wake flow of moving train models has been investigated in more detail. Experimental investigations with three different train geometries on a scale of 1:25 were performed at the tunnel simulation facility in Göttingen. During the passage of a train model, the induced flow velocity was measured in a stationary setup with hot-wire anemometry and high-speed particle

image velocimetry. The analysis of the boundary layer showed that special roughnesses at the model head, consisting of small vortex generators, lead to an increase of the displacement and momentum thickness of the boundary layer. Furthermore, the boundary layer shape, despite additional disturbances by the vortex generators, was shown to stabilise along the train model. Statistical methods were used to show the correlation between the basic dynamics in the wake flow and the maximum induced flow velocities at the specific TSI measurement positions. Dynamic mode decomposition identified that the turbulent, decaying wake flow - which varies greatly between the individual measurement runs - can be described by a small number of dominant modes. Furthermore, the vortex generators primarily affect these dominant wake structures without creating any artificial dynamics in the wake. This research provides a basis for future studies in which vortex generator elements can be used to improve the accuracy of moving-model experiments for a better comparability to full-scale measurements.

PUBLIKATIONEN

- Buhr, Alexander (2015). „Experimentelle Untersuchung der instationären Strömungsstrukturen im Nachlauf eines in Wandnähe bewegten stumpfen Körpers“. Masterarbeit. Universität Göttingen, Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt.
- Buhr, A., A. Henning und K. Ehrenfried (2016). „An Experimental Study of Unsteady Flow Structures in the Wake of a Train Model“. In: *Proceedings of the Third International Conference on Railway Technology: Research, Development and Maintenance*. Hrsg. von J. Pombo. Bd. 41. Stirlingshire, UK: Civil-Comp Press.
- Buhr, Alexander und Klaus Ehrenfried (2017). „High-Speed Particle Image Velocimetry of the Flow around a Moving Train Model with Boundary Layer Control Elements“. In: *19th International Conference on Wind Engineering*. Prag, Tschechien.
- Buhr, A., A. Henning und K. Ehrenfried (2018). „Boundary Layer Control at Moving Train Models for Slipstream Investigations“. In: *International Journal of Railway Technology* 7.1, S. 1–25.
- Buhr, Alexander und Klaus Ehrenfried (2018a). „High-Speed Particle Image Velocimetry for Near-ground Boundary Layer Investigation on a Moving Train Model“. In: *Rail-Aerodynamics 2018: Aerodynamics of Trains and Infrastructure*. Bd. 67. Berlin, Deutschland: IFV Bahntechnik e.V., S. 75–88.
- Buhr, Alexander und Klaus Ehrenfried (2018b). „The Effect of Boundary Layer Control with Roughness Elements on the Wake Flow of Moving Train Models“. In: *Proceedings of the Third international conference in numerical and experimental aerodynamics of road vehicles and trains*. Politecnico di Milano. Milano, Italy.
- Buhr, Alexander, Gerrit Heine, Daniela Heine, Daniel Schiepel, James Bell und Klaus Ehrenfried (2019). „Assessment of aerodynamic safety aspects with moving-model experiments“. In: *12th World Congress on Railway Research*. Tokyo, Japan.

VORWORT UND DANKSAGUNG

Die vorliegende Dissertation entstand während meiner Tätigkeit als Doktorand und wissenschaftlicher Mitarbeiter im Institut für Aerodynamik und Strömungstechnik in der Abteilung Fluidsysteme bzw. Bodengebundene Fahrzeuge am Deutschen Zentrum für Luft- und Raumfahrt in Göttingen. Es war eine interessante, spannende und zugleich herausfordernde Lebensphase, die mir immer Gedächtnis bleiben wird. Ich möchte an dieser Stelle allen Personen danken, die mich während meiner Promotionszeit mit fachlichen, organisatorischen, sozialen und motivierenden Gesprächen unterstützt haben.

Insbesondere möchte ich Dr. rer. nat. Klaus Ehrenfried, meinem Betreuer am DLR Göttingen, danken, der mich bereits während meines Masterstudiums sowie der anschließenden Promotionszeit stets mit außerordentlicher Fachkompetenz und wissenschaftlichen Diskursen aller Art begleitet hat. Die zahlreichen Gespräche über thematische Problemstellungen, erweiterte Querschnittsthemen und allgemeine, wissenschaftliche Denkanstöße bilden den Grundstein dieser Arbeit und motivierten zu einem stetigen Interesse an wissenschaftlichen Themen über die eigentliche Forschungsfrage dieser Arbeit hinaus. Ein besonderer Dank gilt außerdem Prof. Dr.-Ing. Claus Wagner, Leiter der Abteilung Bodengebundene Fahrzeuge, für die disziplinarische Betreuung meiner Promotion sowie die kontinuierliche Unterstützung mit fachlicher und pädagogischer Kompetenz, um meine Promotion durchführen zu können und erfolgreich abzuschließen.

Des Weiteren möchte ich meinem Doktorvater und Erstgutachter Prof. Dr. sc. techn. habil. Jörn Sesterhenn, Leiter des Lehrstuhls für Technische Mechanik und Strömungsmechanik an der Universität Bayreuth, sowie meinem Zweitgutachter Prof. Dr. rer. nat. Dr. habil. Andreas Dillmann, Leiter des Instituts für Aerodynamik und Strömungstechnik am DLR Standort Göttingen, für die Möglichkeit der Promotion und die Begutachtung sowie Unterstützung meiner Arbeit danken. Ebenso gilt mein Dank den weiteren Mitgliedern des Prüfungsausschusses im wissenschaftlichen Kolloquium, Prof. Dr.-Ing. Jess und Prof. Dr.-Ing. Brüggemann der Universität Bayreuth.

Für die angenehme und produktive Arbeitsatmosphäre möchte ich allen Kollegen und Kolleginnen der Abteilung danken. Die Möglichkeit, bei spezifischen Problemen und Fragestellungen stets auf Erfahrungen und Hilfsbereitschaft zurückgreifen zu können, war bei der Realisierung von Experimenten, Analysen und organisatorischen Aufgaben von großer Bedeutung. Gleichzeitig möchte ich mich bei all meinen Freunden, insbesondere meinen Mit- und Hausbewoh-

nern, für die kontinuierliche und bedingungslose Begleitung durch die Promotionszeit bedanken - es war eine geniale Zeit mit euch.

Abschließend möchte ich den Menschen danken, die mich bereits mein Leben lang mit allen Mitteln unterstützt und mir bei wichtigen Entscheidungen stets mit Rat und Tat zur Seite standen: meinen Eltern, Gertrud und Klaus-Dieter Buhr - danke für alles!

Alexander Buhr
Göttingen, Dez. 2022

INHALTSVERZEICHNIS

I EINFÜHRUNG

1	MOTIVATION	3
2	STAND DER FORSCHUNG	7
2.1	Technische Spezifikationen für Interoperabilität	7
2.2	Aerodynamik von Hochgeschwindigkeitszügen	10
2.2.1	Experimentelle und numerische Methoden	12
2.2.2	Charakteristisches Strömungsprofil	17
2.3	Grenzschichtbeeinflussung mit Wirbelgeneratoren	24
3	ZIELE UND FORSCHUNGSPLAN	27
3.1	Forschungsfragen und Ziele	27
3.2	Forschungsplan und Vorgehensweise	28

II MESSTECHNIK UND METHODEN

4	MESSTECHNIK	35
4.1	Tunnelsimulationsanlage Göttingen	35
4.1.1	Aufbau und Funktionsweise	35
4.1.2	Spezifikation der Modellparameter	38
4.2	Modellgeometrien	42
4.2.1	Doppelstockwagen (Dosto)	43
4.2.2	Intercity-Express 3 (ICE3)	44
4.2.3	Generisches Zugmodell (GZM)	46
4.2.4	Wirbelgeneratoren am generischen Modellkopf	48
4.3	Hitzdraht-Anemometrie (HDA)	50
4.3.1	Konstant-Temperatur-Anemometrie	50
4.3.2	Kalibrierverfahren von HDA-Eindrahtsonden	52
4.3.3	Untersuchung der Richtcharakteristik	55
4.4	High-Speed Particle Image Velocimetry (HSPIV)	58
4.4.1	Messprinzip von HSPIV	58
4.4.2	HSPIV-Messaufbau an der TSG	61
5	DATENAUFBEREITUNG UND ANALYSEMETHODEN	65
5.1	Aufbereitung von Messdaten	65
5.1.1	Bestimmung der Modellgeschwindigkeit	65
5.1.2	Synchronisation der Messfahrten	67
5.1.3	Gleitender Mittelwertfilter	72
5.2	Bestimmung der Grenzschichtparameter	73
5.3	Bedingte Messdatenanalyse im Nachlauf	75
5.4	Dynamic Mode Decomposition	76
5.4.1	Algorithmus der Modenzerlegung	77
5.4.2	Anwendung im Modellexperiment	83

III EXPERIMENTELLE UNTERSUCHUNG

6	GLEISSEITIG INDUZIERTER STRÖMUNGSGESCHWINDIGKEIT	89
---	--	----

6.1	Messung mit Hitzdraht-Anemometrie	94
6.1.1	Richtcharakteristik von HDA-Eindrahtsonden	97
6.2	Messung mit High-Speed Particle Image Velocimetry	102
6.3	Vergleich der Messsysteme	106
6.3.1	Messunschärfe von HDA-Eindrahtsonden	110
7	GRENZSCHICHTBEEINFLUSSUNG AM ZUGMODELL	115
7.1	Wandkorrektur der HSPIV-Ergebnisse	115
7.2	Grenzschichtbeeinflussung und 3D-Struktur	119
7.2.1	Grenzschichtentwicklung am ICE3	119
7.2.2	Grenzschichtentwicklung am GZM	133
7.2.3	Visualisierung der 3D-Grenzschichtstruktur	151
7.3	Abschätzung der simulierten Modelllänge	154
8	STRÖMUNGSANALYSE DER NACHLAUFSTRUKTUREN	159
8.1	Maximal induzierte Strömungsgeschwindigkeit	165
8.1.1	Statistische Analysen	165
8.1.2	Einfluss der Wirbelgeneratoren	173
8.1.3	Einfluss des gleitenden Mittelwertfilters	177
8.1.4	Einfluss auf die TSI-Bewertung	180
8.2	Oszillation in der Nachlaufdynamik	185
8.2.1	Mittleres Strömungsfeld im Maximum	185
8.2.2	Laterale Position der Nachlaufströmung	187
8.3	Dynamische Modenzerlegung der Nachlaufströmung	192
8.3.1	Rekonstruktion mit reduzierter Modenanzahl	194
8.3.2	Modenanalyse der dominanten Strukturen	212
8.3.3	Einfluss dominanter Moden auf TSI-Parameter	220
IV ZUSAMMENFASSUNG UND AUSBLICK		
9	ZUSAMMENFASSUNG UND AUSBLICK	233
9.1	Modellexperimente mit HDA und HSPIV an der TSG	235
9.2	Grenzschichtbeeinflussung mit Wirbelgeneratoren	237
9.3	Grundlegende Dynamik in der Nachlaufströmung	240
9.4	Einfluss der Wirbelgeneratoren auf den Nachlauf	242
9.5	Empfehlungen für zukünftige Studien	246
V APPENDIX		
A	MODELLEXPERIMENTE MIT HDA UND HSPIV	253
B	GRENZSCHICHTANALYSE AUF BEIDEN GLEISSEITEN	259
C	STRUKTUR UND DYNAMIK DER NACHLAUFSTRÖMUNG	261
LITERATUR		281

ABBILDUNGSVERZEICHNIS

Abb. 2.1	Aerodynamik eines Hochgeschwindigkeitszugs mit Bezug auf die induzierten Luftverwirbelungen	18
Abb. 2.2	Räumliche Entwicklung von dominanten Wirbelstrukturen an einem stumpfen Heck und Fließheck	22
Abb. 3.1	Grenzschichtbeeinflussung mit Wirbelgeneratoren zur Simulation einer größeren Modelllänge	30
Abb. 4.1	Prinzipskizze und Fotodokumentation der Tunnelsimulationsanlage Göttingen	36
Abb. 4.2	Prinzipskizze des hydraulischen Katapults der Tunnelsimulationsanlage Göttingen	37
Abb. 4.3	Querschnitt des Messbereichs im Plenum der Tunnelsimulationsanlage Göttingen	38
Abb. 4.4	Fotodokumentation des Zugmodells <i>Dosto</i> mit der vereinfachten Geometrie eines Doppelstockwagens .	43
Abb. 4.5	Fotodokumentation des Zugmodells <i>ICE 3</i> mit der Geometrie eines Intercity-Express 3	45
Abb. 4.6	Fotodokumentation des generischen Zugmodells <i>GZM</i> in den verschiedenen Konfigurationen	47
Abb. 4.7	Querschnitt der Zugmodelle <i>Dosto</i> , <i>ICE 3</i> und <i>GZM</i> mit Wirbelgeneratoren im Vergleich	48
Abb. 4.8	Skizzierter Aufbau einer <i>HDA</i> -Eindrahtsonde mit Regelkreis im <i>CTA</i> -Betrieb	51
Abb. 4.9	Kalibrierverfahren von <i>HDA</i> -Eindrahtsonden in situ an der Tunnelsimulationsanlage Göttingen	53
Abb. 4.10	Aufzeichnung und Auswertung der Kalibrierkurve einer <i>HDA</i> -Eindrahtsonde	55
Abb. 4.11	Messaufbau zur Untersuchung der Richtcharakteristik von <i>HDA</i> -Eindrahtsonden	57
Abb. 4.12	Messaufbau mit High-Speed Particle Image Velocimetry an der Tunnelsimulationsanlage Göttingen . .	59
Abb. 4.13	Bestimmung des mittleren Partikelversatzes zwischen zwei aufeinanderfolgenden <i>PIV</i> -Aufnahmen	60
Abb. 4.14	Fotodokumentation des <i>HSPIV</i> -Messaufbaus an der Tunnelsimulationsanlage Göttingen	61
Abb. 4.15	Schematische Messsequenz mit zeitlicher Abfolge von Kamerabelichtungszeiten und Laserpulsen	62
Abb. 5.1	Referenzpositionen in einer <i>HSPIV</i> -Aufnahme für die Synchronisation der Messfahrten	69
Abb. 5.2	Prinzip der Synchronisation zwischen den Messfahrten anhand der charakteristischen Kopfwelle	71

Abb. 5.3	Definition des ersten Zustands z_1 im Nachlauf für die Anwendung der DMD-Modenzerlegung	84
Abb. 6.1	Prinzipieller Aufbau des HDA- und HSPIV-Messsystems im Plenum der Tunnelsimulationsanlage Göttingen .	90
Abb. 6.2	Fotodokumentation des Messaufbaus mit sechs HDA-Eindrahtsonden S1-6 im Profilschnitt	91
Abb. 6.3	Fotodokumentation der Lichtschnittebenen am generischen Zugmodell im Messaufbau mit HSPIV	93
Abb. 6.4	Gemessene Strömungsgeschwindigkeit V der Sonde S6 in fünf Messfahrten in der Konfiguration RGH-P .	94
Abb. 6.5	Synchronisation und Konvertierung von HDA-Messdaten in das räumliche Modellkoordinatensystem	95
Abb. 6.6	Gemittelte Strömungsgeschwindigkeit und Standardabweichung von S5+6 in der Konfiguration RGH-P . .	96
Abb. 6.7	Gemittelte Strömungsgeschwindigkeit von S1-6 im Bereich der Kopfwelle in der Konfiguration RGH-P .	98
Abb. 6.8	Voruntersuchung zur Richtcharakteristik bei Variation des Gierwinkels ψ	99
Abb. 6.9	Richtcharakteristik von HDA-Eindrahtsonden bei Variation des Gierwinkels ψ und Nickwinkels θ	100
Abb. 6.10	Schematische Darstellung des Auswertegitters, Bezugs- und Referenzpositionen in der HSPIV-Messebene . .	102
Abb. 6.11	Gemessene Strömungsgeschwindigkeit V in der HSPIV-Konfiguration RGH08	103
Abb. 6.12	Synchronisation und Konvertierung von HSPIV-Messdaten in das räumliche Modellkoordinatensystem	104
Abb. 6.13	Gemittelte Strömungsgeschwindigkeit und Standardabweichung in der HSPIV-Konfiguration RGH8	105
Abb. 6.14	Vergleich von HDA-, HSPIV- und synthetischen HDA-Messdaten an äquivalenten Messpositionen	108
Abb. 6.15	Wahrscheinlichkeitsverteilung $P(\hat{\psi})$ des Strömungswinkels $\hat{\psi}$ für den Dosto, ICE 3 und das GZM	111
Abb. 6.16	Wahrscheinlichkeitsverteilung $P(\gamma)$ des Messfehlers γ für den Dosto, ICE 3 und das GZM	112
Abb. 6.17	Streudiagramm der maximalen Strömungsgeschwindigkeit \hat{v} über dem Strömungswinkel $\hat{\psi}$	114
Abb. 7.1	Wandkorrektur in den HSPIV-Daten durch Interpolation des Grenzschichtprofils im wandnahen Bereich	117
Abb. 7.2	Modellkonturen des ICE 3 und GZM mit Markierung der charakteristischen Geometriemerkmale	120
Abb. 7.3	Visualisierung der Grenzschichtprofile in den Konfigurationen CLN08 und RGH08v1-3 des ICE 3	122
Abb. 7.4	Visualisierung der Grenzschichtfluktuation für die Konfigurationen CLN08, RGH08v1-3 des ICE 3	124
Abb. 7.5	Vergleich der Grenzschichtprofile zwischen den Konfigurationen an vier Positionen ξ_m am ICE 3	126

Abb. 7.6	Vergleich der Grenzschichtfluktuation zwischen den Konfigurationen an vier Positionen ξ_m am ICE 3	127
Abb. 7.7	Gemittelte, normierte Strömungsgeschwindigkeit an der TSI-Messposition entlang des ICE 3	128
Abb. 7.8	Entwicklung der Grenzschichtparameter δ_{99} , δ_1 , δ_2 und des Formfaktors H_{12} am ICE 3	130
Abb. 7.9	Visualisierung der Grenzschichtprofile für die Konfigurationen CLNo8-68, RGHo8, GAPo8 des GZM	135
Abb. 7.10	Visualisierung der Grenzschichtfluktuation für die Konfigurationen CLNo8-68, RGHo8, GAPo8 des GZM	136
Abb. 7.11	Vergleich der Grenzschichtprofile zwischen den Konfigurationen an vier Positionen ξ_m am GZM	138
Abb. 7.12	Vergleich der Grenzschichtfluktuation zwischen den Konfigurationen an vier Positionen ξ_m am GZM	139
Abb. 7.13	Entwicklung eines Hufeisenwirbels in der Grenzschichtströmung am generischen Modellkopf	140
Abb. 7.14	Gemittelte, normierte Geschwindigkeitskomponenten v_x , v_y im wandnahen Abstand am GZM	142
Abb. 7.15	Gemittelte, normierte Geschwindigkeitskomponente v_x im TSI-Abstand am GZM	144
Abb. 7.16	Entwicklung der Grenzschichtparameter δ_{99} , δ_1 , δ_2 und des Formfaktors H_{12} am GZM	147
Abb. 7.17	Visualisierung der interpolierten, dreidimensionalen Grenzschichtstruktur am GZM	152
Abb. 7.18	Höhenliniendiagramme in einer vertikalen Ebene in der Grenzschicht senkrecht am GZM	153
Abb. 7.19	Proportionaler Zusammenhang zwischen der Plattenlänge l und Verdrängungsdicke δ_1	155
Abb. 7.20	Vergleich zwischen gemessenen und theoretisch berechneten Grenzschichtparametern δ_{99} und δ_1	157
Abb. 8.1	Visualisierung der räumlichen Nachlaufstruktur auf der rechten Gleisseite hinter dem GZM	160
Abb. 8.2	Bilineare Interpolation zwischen den Kameraperspektiven im HSPIV-Messaufbau mit zwei Kameras	162
Abb. 8.3	Visualisierungen der instantanen und mittleren Nachlaufströmung hinter dem GZM	163
Abb. 8.4	Instantane Strömungsfelder bei maximaler Geschwindigkeit im Nachlauf des GZM	167
Abb. 8.5	Korrelation zwischen den Position $\hat{\xi}$ und Maximalwerten \hat{v} in der Nachlaufströmung des GZM	168
Abb. 8.6	Wahrscheinlichkeitsverteilung $P(\hat{\xi})$ der Positionen $\hat{\xi}$ für die Konfiguration CLNo8 des GZM	169
Abb. 8.7	Korrelation zwischen gemessenen Strömungsgeschwindigkeiten an gegenüberliegenden Messpositionen	171
Abb. 8.8	Verteilungsfunktionen $P(\hat{\xi})$ der Positionen $\hat{\xi}$ im Nachlauf des ICE 3 und GZM	174

Abb. 8.9	Wahrscheinlichkeitsverteilung $P(\hat{v})$ der Maximalwerte \hat{v} im Nachlauf des ICE 3 und GZM	176
Abb. 8.10	Einfluss des gleitenden Mittelwertfilters gemäß TSI auf die Wahrscheinlichkeitsverteilungen $P(\hat{v})$	178
Abb. 8.11	Filtereffekt in den Verteilungsfunktionen $P(\hat{v})$ der Konfigurationen des ICE 3 und GZM	179
Abb. 8.12	Filtereffekt in den Verteilungsfunktionen $P(\hat{\xi})$ der Konfigurationen des ICE 3 und GZM	182
Abb. 8.13	Mittleres Strömungsfeld bei maximaler Strömungsgeschwindigkeit im Nachlauf des GZM	186
Abb. 8.14	Laterale Nachlaufposition y_{lpn} in der Konfiguration CLNo8 des GZM vor und nach der Filterung	188
Abb. 8.15	Filtereffekt in der Wahrscheinlichkeitsverteilung $P(y_{lpn})$ in der Konfiguration CLNo8 des GZM	191
Abb. 8.16	Modenstrukturen der DMD-Moden für die Geschwindigkeitskomponente v_x	196
Abb. 8.17	Modenstrukturen der DMD-Moden für die Geschwindigkeitskomponente v_y	197
Abb. 8.18	Dämpfungskonstanten σ_k für die Referenzkonfiguration CLNo8 des GZM	199
Abb. 8.19	Amplitudenspektrum der DMD für die Referenzkonfiguration CLNo8 des GZM	200
Abb. 8.20	Gemessenes und rekonstruiertes Strömungsfeld bei einem Maximalwert \hat{v} der Strömungsgeschwindigkeit	201
Abb. 8.21	Rekonstruktionsfehler der DMD in Abhängigkeit von der Modenkürzung mit einem Kürzungsparameter R	203
Abb. 8.22	Rekonstruiertes Strömungsfeld des zweiten Zustands \mathbf{z}_2 mit verschiedenen Kürzungsparametern R	205
Abb. 8.23	Rekonstruiertes Strömungsfeld bei einem Maximalwert \hat{v} mit verschiedenen Kürzungsparametern R	206
Abb. 8.24	Korrelation zwischen gemessenen und rekonstruierten Maximalwerten \hat{v} , \hat{v}_{dmd} im Nachlauf des GZM	208
Abb. 8.25	Einfluss der Näherung für die Amplituden \mathbf{b} auf den Rekonstruktionsfehler im DMD-Algorithmus	210
Abb. 8.26	Visualisierung des Rekonstruktionsfehlers für den ersten Zustand \mathbf{z}_1 durch die Näherung von \mathbf{b}	211
Abb. 8.27	Vergleich der Dämpfungskonstante σ_k zwischen den Messkonfigurationen des GZM	217
Abb. 8.28	Vergleich der Amplitudenspektren zwischen den Messkonfigurationen des GZM	218
Abb. 8.29	Rekonstruktion und Modenzerlegung der Geschwindigkeitskomponenten v_x und v_y	221
Abb. 8.30	Einfluss einzelner DMD-Moden bzw. Modenpaare \tilde{m} auf die Rekonstruktion der TSI-Parameter	226
Abb. 9.1	Alternative Messtechnik zur Erfassung der Strömungsgeschwindigkeit in zwei bzw. drei Komponenten	248

Abb. 9.2	Testmessung mit tomographischem HSPIV an der Tunnel-simulationsanlage Göttingen	250
----------	--	-----

TABELLENVERZEICHNIS

Tab. 2.1	Grenzwerte der maximal zulässigen Luftgeschwindigkeit am Gleis nach VO (EU) 1302/2014 (2014) . . .	7
Tab. 2.2	Messspezifikationen für Modellexperimente nach DIN EN 14067-4:2019-06 (2019)	8
Tab. 4.1	Charakteristische Abmessungen des Dosto im Original- und Modellmaßstab	44
Tab. 4.2	Charakteristische Abmessungen des ICE 3 im Original- und Modellmaßstab	46
Tab. 4.3	Charakteristische Abmessungen des GZM im Original- und Modellmaßstab	46
Tab. 4.4	Charakteristische Abmessungen der Rauigkeiten in den Konfigurationen RGH mit Wirbelgeneratoren . .	49
Tab. 6.1	Übersicht der analysierten Messreihen an den Zugmodellen Dosto , ICE 3 und GZM	92
Tab. 6.2	Maximale Messwertüberschätzung γ der gemessenen Strömungsgeschwindigkeit bei Variation von ψ . . .	101
Tab. 6.3	Erwartungswerte E und Streubreite σ für die Strömungsrichtung $\hat{\psi}$ und Messwertüberschätzung γ . .	112
Tab. 7.1	Grenzschichtparameter δ_{99} , δ_1 , δ_2 und Formfaktor H_{12} im Heckbereich des ICE 3 und GZM	150
Tab. 7.2	Abschätzung der simulierten Modelllänge l_{sim} aus der Erhöhung der Verdrängungsdicke δ_1	158
Tab. 8.1	Berechnete TSI -Parameter \bar{U} , σ und $U_{2\sigma}$ für die Konfigurationen des ICE 3 und GZM	181
Tab. 8.2	Rekonstruktionsfehler zwischen gemessen und rekonstruierten Daten bei Kürzung auf R DMD -Moden	203
Tab. 8.3	Quantitativer Rekonstruktionsfehler bei Näherung und exakter Bestimmung von \mathbf{b}	209
Tab. 8.4	DMD -Modenfrequenzen f_k der Grundmode $\tilde{m} = 0$ und der ersten vier Modenpaare $\tilde{m} = 1, 2, 3, 4$	213
Tab. 8.5	Abschätzte Strouhalzahl Sr aus der Modenfrequenz f_1 für die drei Konfigurationen des GZM	215
Tab. 8.6	Berechnete TSI -Parameter \bar{U}_{dmd} , σ_{dmd} , $U_{2\sigma,dmd}$ nach Rekonstruktion der Nachlaufströmung des GZM . . .	225

SYMBOLE

a	Zugbeschleunigung
$\mathbf{A}, \tilde{\mathbf{A}}$	Lineare Abbildungsmatrix
b_k, \mathbf{b}	Amplituden, Amplitudenvektor
c_{pm}	Pixel-Längen-Verhältnis
dmd	Index für rekonstruierte Größe aus DMD
E	Erwartungswert
f_c	Kameraaufnahmefrequenz
f_k	Modenfrequenz
f_{lp}	Laserpulsfrequenz
f_w	Wirbelablösefrequenz
H_{12}	Formparameter
I_H	Heizstrom
$\text{Im}(\phi)$	Imaginärteil des Eigenvektor ϕ
k, i, j	Laufvariablen
k_1, k_2, k_3	Koeffizienten
l, b, h	Länge, Breite, Höhe
l_{sim}	Simulierte Modelllänge
\tilde{n}	DMD -Mode bzw. Modenpaar
mod	Index für Modellmaßstab
M	Zeilenanzahl einer Matrix
Ma	Machzahl
N	Spaltenanzahl einer Matrix
N_r	Anzahl Messfahrten pro Konfiguration
N_t	Anzahl Zeitschritte
N_x	Anzahl Messpositionen in x
N_y	Anzahl Messpositionen in y
org	Index für Originalmaßstab
p_0	Umgebungsluftdruck
p_d	Hydrodynamischer Druck
p_v	Luftdruck in der Kalibrierdüsenvorkammer
$P(x)$	Wahrscheinlichkeitsverteilung von x
P_i	Bildnummer in einer Messsequenz
P_H	Heizleistung am Hitzdraht
r	Messfahrtnummer

R	Kürzungsparameter
R_H	Elektrischer Widerstand des Hitzdraht
R_S	Spezifische Gaskontante
R_{ref}	Variabler Referenzwiderstand
R_{v1}, R_{v2}	Vorwiderstände
R_δ	Skalierungsfaktor der Grenzschicht
Re	Reynoldszahl
Re_l	Reynoldszahl (mit Zuglänge)
Re_b	Reynoldszahl (mit Zugbreite)
$Re(\phi)$	Realteil des Eigenvektor ϕ
Sr	Strouhalzahl
t	Messzeit
t'	Synchronisierte Zeit
t''	Synchronisierte Zeit im Nachlauf
\hat{t}	Zeitpunkt der maximalen Strömungsgeschwindigkeit
t_f	Filterzeit
t_f^*	Normierte Filterzeit
t_{kw}	Zeitpunkt des Maximums in der Kopfwelle
T	Temperatur
T_0	Umgebungstemperatur
T_H	Temperatur des Hitzdraht
u	Zuggeschwindigkeit
u_{max}	Höchstgeschwindigkeit
u_{ref}	Bezugsgeschwindigkeit
\mathbf{U}, \mathbf{V}	Unitäre Matrizen (Singularwertzerlegung)
\bar{U}	Mittlere, maximale Strömungsgeschwindigkeit
$U_{2\sigma}$	Maximal zulässige Strömungsgeschwindigkeit
U_A	Anemometerspannung
U_H	Hitzdrahtspannung
U_{ref}	Referenzspannung in Brückenschaltung
\vec{v}	Geschwindigkeiten im Strömungsfeld
\hat{v}	Maximale Strömungsgeschwindigkeit
v_x, v_y	Geschwindigkeitskomponenten in x, y
\bar{v}_x, \bar{v}_y	Mittlere Geschwindigkeitskomponenten in x, y
v'_x	v_x im zugfesten Koordinatensystem
V	Betrag der Strömungsgeschwindigkeit
\bar{V}	Mittlerer Betrag der Strömungsgeschwindigkeit
V_f	Betrag der Strömungsgeschwindigkeit (gefiltert)

x, y, z	Stationäres Koordinatensystem
x_i, y_j	Messposition in stationären Koordinaten
$x_{\text{ref}}, y_{\text{ref}}$	Referenzposition
x_{nase}	Position der Modellnase
$\mathbf{X}_1, \mathbf{X}_2$	Zustandsmatrizen
y_{lpn}	Laterale Position des Nachlauf in y
y^*	Wandabstand zum Modell in y
\mathbf{z}	Strömungszustand im Nachlauf
α_T	Temperaturkoeffizient
γ	Mittlere Richtcharakteristik
γ^-, γ^+	Messwertüberschätzung bei Variation des Gierwinkel
δ_1	Verdrängungsdicke
δ_2	Impulsverlustdicke
δ_{99}	Grenzschichtdicke
Δ	Differenz zwischen Positionen und Zeiten
η	Dynamische Viskosität
θ	Nickwinkel
θ_0	Nickwinkel in Kalibrierung
λ_k	Eigenwert
Λ	Eigenwertmatrix
ν	Kinematische Viskosität
ζ	Koordinate im Modellkoordinatensystem
ζ_m	Position im Modellkoordinatensystem
$\hat{\zeta}$	Position des Maximalwerts \hat{v}
ρ	Massendichte
σ_k	Dämpfungskonstante
σ	Standardabweichung
Σ	Diagonalmatrix (Singularwertzerlegung)
τ	Separationszeit
ϕ_k	Eigenvektor
Φ	Eigenvektormatrix
ψ	Strömungsrichtung, Gierwinkel
ψ_0	Gierwinkel in Kalibrierung
$\hat{\psi}$	Strömungsrichtung an der Position $\hat{\zeta}$
$\psi_{\text{max}}^-, \psi_{\text{max}}^+$	Gierwinkel bei maximaler Messwertüberschätzung
ω_k	Kreisfrequenz

AKRONYME

2D2C	zwei Komponenten in zwei Dimensionen
2D3C	drei Komponenten in zwei Dimensionen
3D3C	drei Komponenten in drei Dimensionen
ATM	Aerodynamisches Zugmodell
CFD	Numerische Strömungsmechanik
CCA	Konstant-Strom-Anemometrie
CLN	Referenzkonfiguration (<i>engl.</i> clean)
CTA	Konstant-Temperatur-Anemometrie
CVA	Konstant-Spannung-Anemometrie
DB	Deutsche Bahn
DEHS	Di-Ethyl-Hexyl-Sebacat
DES	Detached-Eddy Simulation
DGA	Drehgestellattrappe
DGL	Differentialgleichung
DLR	Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt
DMD	Dynamic Mode Decomposition
Dosto	Doppelstockwagen
EBA	Eisenbahn-Bundesamt
EN	Europäische Norm
ERA	Eisenbahnagentur der Europäischen Union
EU	Europäischen Union
GAP	Konfiguration mit Wagenübergang
GZM	generische Zugmodell
HDA	Hitzdraht-Anemometrie
HGZ	Hochgeschwindigkeitszug
HSPIV	High-Speed Particle Image Velocimetry
ICE 3	Intercity-Express 3
ICG	Wagenübergang (<i>engl.</i> inter-car gap)
IDDES	Improved Delayed Detached Eddy Simulation
LBM	Lattice-Boltzmann-Methode
LES	Large Eddy Simulation
LGS	linke Gleisseite
LS	Lichtschranke

MMR	Moving-Model Rig
NGT	Next Generation Train
ÖBB	Österreichische Bundesbahnen
PANS	Partially Averaged Navier-Stokes
POD	Proper Orthogonal Decomposition
PIV	Particle Image Velocimetry
QMW	Quadratischer Mittelwert (RMS, <i>engl.</i> root mean square)
RANS	Reynolds Averaged Navier-Stokes
RGH	Konfiguration mit Wirbelgeneratoren (<i>engl.</i> rough)
RGS	rechte Gleisseite
STBR	Standard Track Ballast and Rail
SVD	Singulärwertzerlegung
SWG	Seitenwindversuchsanlage Göttingen
TOR	Schienenoberkante (<i>engl.</i> top of rail)
TSG	Tunnelsimulationsanlage Göttingen
TSI	Technische Spezifikationen für Interoperabilität
URANS	Unsteady Reynolds Averaged Navier Stokes
VO	Verordnung
WG	Wirbelgenerator

Teil I

EINFÜHRUNG

MOTIVATION

Das aerodynamische Design moderner Hochgeschwindigkeitszüge wird für einen energieeffizienten, schnellen Transport einer möglichst großen Anzahl von Passagieren konzipiert. Ein limitierender Faktor in der Designphase neuer Züge ist die bestehende Infrastruktur. Die maximale Zuglänge ist zum Beispiel durch die Länge der Bahnsteige und der Gleisinfrastruktur begrenzt. Aus diesem Grund geht der Trend in der Entwicklung neuer Zuggeometrien zur Doppelstock-Bauweise. Der größere Querschnitt von Doppelstockwagen und die steigende Höchstgeschwindigkeit wirken sich nicht nur auf den Luftwiderstand und die Seitenwindstabilität aus, sondern auch auf die induzierte Luftverwirbelung in der Umgebung. Hohe Strömungsgeschwindigkeiten im gleisnahen Bereich, die von einem vorbeifahrenden Zug induziert werden, bilden ein großes Gefahrenpotential für Gleisarbeiter und Passagiere am Bahnsteig. Pope (2007) erläutert die Risiken der Nachlaufströmung im Gleisbereich und beschreibt Gefahrensituationen aus der Vergangenheit, die sich aus transienten, aerodynamischen Vorgängen ergeben haben. Um das Gefahrenpotential zu reglementieren, wurde von der Eisenbahnagentur der Europäischen Union (ERA) die Verordnung VO (EU) 1302/2014 (2014) der Technischen Spezifikationen für Interoperabilität (TSI) im Schienenverkehr erlassen. Das Eisenbahn-Bundesamt (EBA) ist für die Anerkennung und Überwachung der TSI in Deutschland zuständig. Die Gefahren ausgehend von der aerodynamischen Wirkung in Form von induzierten Luftverwirbelungen wird in Abschn. 4.2.6.2 (2) der TSI wie folgt formuliert:

»Das Vorbeifahren eines Zuges verursacht eine unbeständige Luftströmung mit schwankenden Druckverhältnissen und Luftgeschwindigkeiten. Diese Druck- und Luftgeschwindigkeitsschwankungen haben Auswirkungen auf Personen, Objekte und Gebäude in Gleisnähe. Außerdem wirken sie sich auf die Fahrzeuge aus (z.B. durch die auf die Fahrzeugstruktur wirkende aerodynamische Belastung oder durch Erschütterungen der Ausrüstung). Die genannten Auswirkungen sind bei der Auslegung der Fahrzeuge zu berücksichtigen.« (VO (EU) 1302/2014, 2014)

In Abschn. 4.2.6.2.1 der Verordnung (VO) sind die Grenzwerte der maximal zulässigen Luftgeschwindigkeit am Gleis für Hochgeschwindigkeitszüge mit einer Geschwindigkeit über 160 km/h aufgeführt. Die Konformitätsbewertung basiert auf der maximal gemessenen Luftgeschwindigkeit an spezifischen Messpunkten am Gleis und wird

in Abschn. 6.2.3.13 der VO beschrieben. Die Anforderungen an das Prüfverfahren richten sich nach DIN EN 14067-4:2019-06 (2019) und schreiben für den vollen Konformitätsnachweis eine Messung auf offener Strecke im 1:1-Maßstab vor. Allerdings sind Zulassungsmessungen in Feldmessungen auf offener Strecke aufgrund der Spezifikationen für Umweltbedingungen und der Mindestanzahl von 20 unabhängigen Messungen sehr zeit- und kostenaufwendig.

Im Vergleich zu einem Prüfverfahren im Originalmaßstab bieten Modellexperimente eine effizientere Möglichkeit die aerodynamische Wirkung einer maßstäblichen Fahrzeuggeometrie unter Laborbedingungen zu untersuchen. Bei kleineren Änderungen der Außengeometrie bereits zugelassener Zugdesigns, die nicht Grundmerkmale der Kopfform betreffen, kann bereits ein vereinfachter Konformitätsnachweis in Versuchen mit bewegten Modellen durchgeführt werden. Der einfache Konformitätsnachweis basiert auf der Hypothese, dass kleine Änderungen der Außengeometrie keine topologische Änderung der Strömungsstrukturen hervorrufen. Ein voller Konformitätsnachweis neuer Zugdesigns in Modellexperimenten ist zu diesem Zeitpunkt noch nicht zulässig. Um die Möglichkeit eines vollen Konformitätsnachweises im Modellexperiment zu prüfen, wurden erste Untersuchungen von Sima *et al.* (2016) zur Vergleichbarkeit der TSI-Parameter zwischen Messungen im Modell- und Originalmaßstab durchgeführt. In diesen Studien konnte gezeigt werden, dass mit dem Einsatz einer spezifischen Konstellation von Wirbelgeneratoren an einem generischen Modellkopf vergleichbare, maximal induzierten Strömungsgeschwindigkeiten im Modellexperiment und Messungen im 1:1-Maßstab erreicht werden konnten. Wirbelgeneratoren wurden bereits in früheren Studien von Counihan (1969) und Irwin (1981) zur Erzeugung einer atmosphärischen Grenzschicht im Windkanal eingesetzt. Die Arbeitshypothese von Sima *et al.* (2016) besagt, dass durch eine Aufweitung der Grenzschicht das Verhältnis aus Grenzschichtdicke und Zugbreite am Heck des Modells vergrößert wird und die aufgeweitete Grenzschichtströmung zu einer Verstärkung der dominanten Nachlaufströmung führt. Ziel dieser Studien war eine Kalibrierung der Wirbelgeneratorkonfiguration im Bezug auf Form und Größe anhand vorhandener Vergleichsdaten von bereits zugelassenen Zuggeometrien aus Messungen auf offener Strecke. Allerdings lag der Fokus in diesen Studien hauptsächlich auf der Bestimmung der statistischen TSI-Parameter im Bezug auf die maximale Luftgeschwindigkeit an einer spezifischen Messposition am Gleis.

Die Motivation dieser Forschungsarbeit besteht darin die Wirkungsweise der Wirbelgeneratoren besser zu verstehen. Dazu war es notwendig den Einfluss der Wirbelgeneratoren im Kopfbereich des Modells auf die Grenzschichtentwicklung und den Effekt auf die Nachlaufströmung näher zu untersuchen. Durch die Beeinflussung der Grenzschicht dürfen keine künstlichen Strukturen in die Nachlauf-

strömung induziert werden, die zu einer unrealistischen, maximalen Strömungsgeschwindigkeit an der TSI-Messposition führen könnten. Die Ergebnisse dieser Forschungsarbeit sollen dazu beitragen den Einfluss von Wirbelgeneratoren auf die charakteristische Umströmung von Hochgeschwindigkeitszugmodellen qualitativ und quantitativ zu beschreiben, um die bisherigen Hypothesen für die Realisierung eines vollen Konformitätsnachweises an der Tunnelsimulationsanlage Göttingen zu überprüfen.

Die Tunnelsimulationsanlage Göttingen (TSG) des Deutschen Zentrum für Luft- und Raumfahrt (DLR) ist eine Versuchsanlage mit realistischer Bewegung eines Zugmodells auf einer 60 m langen Gleisstrecke. Das hydraulische Katapult der TSG ermöglicht Messfahrten mit realer Zuggeschwindigkeit bis zu 360 km/h. Die Versuchsanlage ist für Zugmodelle im Maßstab von 1:25 konzipiert. Die realitätsnahe Bewegung des Zugmodells über einem stationären Untergrund ermöglicht die Durchführung von Messfahrten unter ähnlichen Bedingungen wie im Prüfverfahren auf offener Strecke. Im Vergleich zu traditionellen Windkanälen können an der TSG transiente Messungen einer Zugvorbeifahrt mit einem stationären Messsystem durchgeführt werden. Die realistische Bewegung des Modells über einem ruhenden Untergrund ist insbesondere für die Bewertung der bodennahen, aerodynamischen Wirkung eines Hochgeschwindigkeitszugs von großer Bedeutung (Bell *et al.*, 2017a; Xia *et al.*, 2017; Wang *et al.*, 2018b). Die in der TSI spezifizierte Messposition befindet sich im Feldversuch in 0.2 m über der Schienenoberkante (TOR). Dies entspricht einer Höhe von 0.008 m über TOR im Modellexperiment. Während die charakteristischen Abmessungen wie Zugbreite und Zughöhe sowie spezifische Anbauteile originalgetreu nachgebildet werden können, ist die maximale Modelllänge in der TSG auf drei Wagenlängen begrenzt. Daraus folgt, dass Zugverbände wie der Intercity-Express 3 (ICE 3) der Deutschen Bahn (DB), bestehend aus acht Wagen im regulären Bahnbetrieb, nicht mit einer maßstäblichen Zuglänge an der TSG untersucht werden können. Die reduzierte Modelllänge im Modellexperiment hat signifikante Auswirkungen auf die Grenzschichtdicke und Nachlaufströmung. Aufgrund der verkürzten Modelllänge ist die Grenzschicht am Zugheck dünner und entwickelt sich zu einer schwächer ausgeprägten Nachlaufstruktur. Da Messungen im Feldversuch und im Modellexperiment gezeigt haben, dass die maximal, induzierten Strömungsgeschwindigkeiten an den TSI-relevanten Messpositionen im Nachlauf von HGZ auftreten, ist es von besonderem Interesse eine realistische Nachlaufströmung im Modellexperiment untersuchen zu können.

Ziel dieser Forschungsarbeit ist es die Hypothese von Sima *et al.* (2016) zu bestätigen, dass sich die Beeinflussung der Grenzschicht im hinteren, für die Entwicklung des Nachlaufs relevanten Abschnitt des Zugmodells auf die charakteristischen Strömungsstrukturen im Nachlauf auswirken. Dabei ist zu prüfen, ob primär die charakteristischen

Strukturen und Dynamiken in der Grenzschicht- und Nachlaufströmung, die idealerweise mit den maßstäblich skalierten Strukturen aus Versuchen im 1:1-Maßstab übereinstimmen, durch die Maßnahmen der Grenzschichtbeeinflussung verstärkt werden oder ob künstliche Strukturen die Topologie des Nachlaufs signifikant verändern. Dieser Nachweis ist ein wichtiger Schritt in der Realisierung von Zulassungsfahrten im Modellmaßstab bzw. eines vollen Konformitätsnachweises nach DIN EN 14067-4:2019-06 (2019). Um die Hypothesen von Sima *et al.* (2016) im Bezug auf den Einfluss von Wirbelgeneratoren auf die Grenzschicht und Nachlaufströmung zu überprüfen, sind die Untersuchungen dieser Forschungsarbeit in zwei Hauptaspekte unterteilt:

- Grenzschichtbeeinflussung mit Wirbelgeneratoren zur Erzeugung einer höheren, aufgeweiteten Grenzschichtströmung
- Einfluss der Wirbelgeneratoren auf die dominanten Strukturen und Dynamik in der Nachlaufströmung

In [Kap. 2](#) sind die aktuellen Studien und Informationen zum Stand der Forschung im Bereich der Aerodynamik von Hochgeschwindigkeitszügen zusammengefasst. Des Weiteren sind die aktuellen Zulassungsvorschriften für den Betrieb von Hochgeschwindigkeitszügen gemäß Technischer Spezifikationen für Interoperabilität (TSI) dargestellt, um den technischen Hintergrund des Forschungsthemas zu erläutern und die Wahl der spezifischen Messparameter in den experimentellen Untersuchungen zu begründen.

2.1 TECHNISCHE SPEZIFIKATIONEN FÜR INTEROPERABILITÄT

Die Technischen Spezifikationen für Interoperabilität (TSI) im Schienenverkehr sind durch eine Verordnung (VO) der Eisenbahngagentur der Europäischen Union (ERA) vorgegeben. Die zulässige, aerodynamische Wirkung von Hochgeschwindigkeitszügen mit einer Geschwindigkeit über 160 km/h und einer Normalspurweite von 1435 mm ist durch die VO (EU) 1302/2014 (2014) geregelt. Im Bezug auf die aerodynamische Wirkung wurden in der aktuellen VO (EU) 2019/776 (2019) die TSI um die Spezifikationen für Spurweiten 1524 mm und 1668 mm ergänzt. Die Anforderungen und das Prüfverfahren für Aerodynamik auf offener Strecke sind in der Norm DIN EN 14067-4:2019-06 (2019) spezifiziert.

Tab. 2.1 zeigt entsprechend der Tabelle 4 aus Abschn. 4.2.6.2.1 der VO (EU) 1302/2014 (2014) die Grenzwerte für die maximal zulässige Luftgeschwindigkeit am Gleis an den spezifischen Messpunkten gemäß TSI, die im Rahmen dieser Forschungsarbeit als TSI-Messpositionen bezeichnet werden. Die angegebenen Grenzwerte $U_{2\sigma}$ sind abhängig von der vorgesehenen Höchstgeschwindigkeit u_{\max} von 160 km/h bis 250 km/h und über 250 km/h sowie die Höhe der Messposition von 0.2 m und 1.4 m über Schienenoberkante (TOR). Die Messfahrten werden in einem vordefinierten Zugverband einer Länge l_{org} von mindestens 100 m bei der jeweiligen Bezugsgeschwindigkeit u_{ref} durchgeführt.

Tabelle 2.1: Grenzwerte der maximal zulässigen Luftgeschwindigkeit am Gleis $U_{2\sigma}$ nach VO (EU) 1302/2014 (2014)

u_{\max} [km/h]	Höhe über TOR	$U_{2\sigma}$ [m/s]	u_{ref} [km/h]
$160 < u_{\max} < 250$	0.2 m	20	u_{\max}
	1.4 m	15.5	200 oder u_{\max}
$u_{\max} \geq 250$	0.2 m	22	300 oder u_{\max}
	1.4 m	15.5	200

In Tab. 2.2 sind die relevanten Spezifikationen der Konformitätsbewertung nach Abschn. 6.2.3.13 der VO (EU) 1302/2014 (2014) zusammengefasst, die in Versuchen im 1:1-Maßstab gemäß vollem Konformitätsnachweis nach DIN EN 14067-4:2019-06 (2019) vorgeschrieben sind und in Modellexperimenten im 1:25-Maßstab an der Tunnelsimulationsanlage Göttingen (TSG) in Anlehnung an die Spezifikationen für einen einfachen Konformitätsnachweis im Modellmaßstab umgesetzt

Tabelle 2.2: Messspezifikationen gemäß [TSI](#) zur Untersuchung der aerodynamischen Wirkung von [HGZ](#) im 1:1-Maßstab und im Modellversuch nach DIN [EN 14067-4:2019-06 \(2019\)](#)

PARAMETER	VERSUCH IM 1:1-MASSSTAB	MODELLVERSUCH IM 1:25-MASSSTAB
Messpunkt	Höhe über Schienenoberkante: 0.2 m bzw. 1.4 m Abstand zur Gleismitte: 3 m Abstand unabhängiger Messpunkte: 20 m	Höhe über Schienenoberkante: 0.008 m bzw. 0.056 m Abstand zur Gleismitte: 0.12 m Abstand unabhängiger Messpunkte: 0.8 m
Zuggeometrie	Originalgeometrie In Betriebskonfiguration ca. 200 m, aber im vordefinierten Zugverband mindestens 100 m	Maßstabgetreue Modellierung der Kopf-, Heck- und Wagenform, optional: Drehgestelle, Puffer, Wagenübergänge und generischer Zugkopf mit Wirbelgeneratoren Reduzierte Modelllänge auf 3 Wagenlängen, entspricht Verhältnis 1:90 zur Betriebskonfiguration
Gleiskonfiguration	Höhe Schienenoberkante über Untergrund mind. 0.5 m bis 1.5 m in 3 m Abstand zur Gleismitte, z.B. Standard Track Ballast and Rail	Flacher Untergrund für grundlegende Untersuchung ohne spezifische Gleisgeometrie, Standard Track Ballast and Rail für realistische Versuche möglich
Anzahl Messungen	Mind. 20 unabhängige Proben	Mind. 30 Messfahrten mit mehreren unabhängigen Proben
Messzeit	4 s vor Vorbeifahrt der ersten Achse bis 10 s nach Durchfahrt der letzten Achse	Mind. 1 s vor Durchfahrt des Modellkopf bis mind. 10 s nach Durchfahrt des Modellheck
Geschwindigkeit	Bezugsgeschwindigkeit gemäß Tab. 2.1	Reduzierte Modellgeschwindigkeit 32 m/s
Datenanalyse	Korrektur der gemessenen Strömungsgeschwindigkeit mit Verhältnis aus realer und Bezugsgeschwindigkeit	Korrektur der gemessenen Strömungsgeschwindigkeit durch Normierung mit realer Modellgeschwindigkeit
Messsystem	Ultraschallanemometrie, Hitzdraht-Anemometrie Abtastrate ≥ 10 Hz, gleitender Mittelwertfilter von 1 s	Hitzdraht-Anemometrie, High-Speed Particle Image Velocimetry (Messfehler $< 1\%$) Abtastrate ≥ 250 Hz, Butterworth-Filter erster Ordnung mit Zehntel der Abtastrate oder gleichwertige Filtermethode
Umweltbedingungen	Umgebungswindgeschwindigkeit ≤ 2 m/s	Laborbedingungen

wurden. Wie einleitend in der Motivation dieser Arbeit beschrieben, ist ein voller Konformitätsnachweis nach bisherigem Stand nur in einem Prüfverfahren im 1:1-Maßstab auf offener Strecke zulässig. In Messungen im Originalmaßstab befinden sich die Messpositionen in einem Abstand von 3 m zur Gleismitte. Als Gleisbettung wird ein Bahndamm der Bauart Standard Track Ballast and Rail (STBR) und eine Höhe der Schienenoberkante (TOR) über dem umgebenen Untergrund von 0.5 m bis 1.5 m vorausgesetzt. Der einzuhaltende TSI-Parameter $U_{2\sigma}$ wird aus der mittleren, maximalen Strömungsgeschwindigkeit \bar{U} und dem 2σ -Vertrauensintervall gebildet:

$$U_{2\sigma} = \bar{U} + 2\sigma \quad (2.1)$$

Der Mittelwert \bar{U} und die Standardabweichung σ wird aus den maximalen Strömungsgeschwindigkeiten \hat{v} von mindestens 20 unabhängigen Messungen berechnet. Das Messsystem muss mit einer Abtastrate von mindestens 10 Hz aufzeichnen und sollte für die Erfassung von Luftgeschwindigkeiten von mindestens 30 m/s geeignet sein. Die Strömungsgeschwindigkeit wird in der horizontalen Ebene zur Messposition aufgezeichnet. Die Messdaten einer Vorbeifahrt werden in der Nachbearbeitung mit einem gleitenden Mittelwertfilter von 1 s tiefpassgefiltert. Der Maximalwert \hat{v} der induzierten Strömungsgeschwindigkeit an einer Messposition wird während einer Vorbeifahrt in einem Zeitfenster von 4 s vor der ersten Zugachse bis 10 s nach Vorbeifahrt der letzten Achse bestimmt. Unabhängige Messpositionen bei einer Messfahrt müssen sich mindestens in einem Abstand von 20 m zueinander befinden. In der Nachbearbeitung der Messdaten werden die gemessenen Werte mit dem Verhältnis u/u_{ref} aus realer Zuggeschwindigkeit u und Bezugsgeschwindigkeit U_{ref} normiert. Die Windgeschwindigkeit in der Messumgebung darf 2 m/s nicht überschreiten. Temperatur, Druck und Feuchte der Umgebungsluft sind nach DIN ISO 8756:1996-10 (1996) aufzuzeichnen.

Gemäß DIN EN 14067-4:2019-06 (2019) können Versuche mit bewegten Modellen für einen einfachen Konformitätsnachweis von geringfügigen konstruktiven Änderungen der Außengeometrie durchgeführt werden. Im Hinblick auf das übergeordnete Ziel dieser Forschungsarbeit, eine Versuchsumgebung im Modellmaßstab für den vollen Konformitätsnachweis zu validieren, wurden nach Möglichkeit die Vorgaben an Versuche im Modellmaßstab des einfachen Konformitätsnachweis in den experimentellen Untersuchungen an der TSG umgesetzt (s. Tab. 2.2). Im Hinblick auf die Modellgeometrie müssen Zugkopf und -heck gemäß TSI detailgetreu nachgebildet werden. Andere spezifische Anbauteile wie Drehgestelle und Wagenübergänge müssen gut, aber nicht zwingend detailgetreu konstruiert werden. Die Abmessungen des Modells müssen gemäß Maßstab mit dem Original übereinstimmen. Die Reynoldszahl $Re_{b,\text{mod}}$ gebildet mit der Modellbreite b_{mod} muss größer als 2.5×10^5 sein. Die Machzahl Ma darf 0.25

nicht überschreiten. Die Aufzeichnung der Messdaten muss 1 s vor Durchfahrt des Zugkopfes beginnen und mindestens bis 10 s nach der Vorbeifahrt andauern. Die Abtastrate des Messsystems sowie die Filterfrequenz in der Nachbearbeitung müssen mit dem Modellmaßstab skaliert werden. Als Messsystem kann u.a. Laserdoppleranemometrie oder Hitzdraht-Anemometrie (HDA) eingesetzt werden. Für den maximalen Messfehler bei der Erfassung der Strömungsgeschwindigkeit wird gefordert:

»Die x- und y-Komponenten der Windgeschwindigkeit in Gleisnähe sind mit Anemometern geeigneter zeitlicher Auflösung zu messen. Gebräuchlich sind Hitzdraht- und Laserdoppleranemometer, es können aber auch andere geeignete Instrumente benutzt werden. Die Strömungsgeschwindigkeit muss durch Bildung der Vektorsumme der x- und y-Strömungskomponenten ermittelt werden. Der Messfehler muss unter 1 % des erwarteten Messbereichs liegen.« (DIN EN 14067-4:2019-06, 2019)

Die Umsetzung und Einhaltung der vorgebenden Spezifikationen wird in den entsprechenden Abschnitten der Messtechnikbeschreibung und Versuchsanordnung dieser Arbeit näher erläutert.

2.2 AERODYNAMIK VON HOCHGESCHWINDIGKEITSZÜGEN

Mit der weltweiten Einführung von Hochgeschwindigkeitszügen in den 70er bis 90er Jahren gewann die aerodynamische Forschung im Schienenverkehr stetig an Relevanz. Die geschichtliche Entwicklung der aerodynamischen Wirkung von Hochgeschwindigkeitszügen (HGZ) infolge stetig steigender Höchstgeschwindigkeiten und größerer Querschnittfläche wird in Raghunathan *et al.* (2002) und Baker (2014a,b) anschaulich zusammengefasst. Bereits in frühen Studien von Steinheuer (1981), Ahmed *et al.* (1984), und Copley (1987) wurde die dreidimensionale Umströmung von stumpfen Körpern und später auch der speziellen Zuggeometrie untersucht, um die aerodynamische Wirkung von HGZ auf die Umgebung zu analysieren. Mit der steigenden Problematik von Druckstößen bei Tunneldurchfahrten und starken, induzierten Luftverwirbelungen wurde mit Einführung der Technischen Spezifikationen für Interoperabilität (TSI) im Jahr 1999 eine intensive Forschung in diesem Bereich eröffnet (Schetz, 2001; Raghunathan *et al.*, 2002; Baker *et al.*, 2006).

Die Methoden zur Erforschung der Strömungsentwicklung und der Ursache für starke, turbulente Strömungen wird bis heute stetig weiterentwickelt (Muld, 2012; Bell, 2015). Einen interessanten Einblick in die Wirkung von starken Böen auf die Stabilität einer stehenden Person am Gleis während der Vorbeifahrt von Passagierzügen geben Johnson *et al.* (2004) und Jordan *et al.* (2008, 2009). Industrie, Forschungszentren

und Universitäten der Europäischen Union (EU) haben gemeinsame Projekte ins Leben gerufen, wie u.a.:

- RAPIDE
(Schulte-Werning *et al.*, 1999, 2003; Johnson *et al.*, 2004),
- TRANSAERO
(Werning, 2002),
- AeroTRAIN
(Sima *et al.*, 2011; Baker *et al.*, 2013a,b) und
- Next Generation Train (NGT) des DLR
(Kopp *et al.*, 2011; Winter, 2012; Fey *et al.*, 2014)

Diese Projekte befassten sich primär mit aerodynamisch relevanten Aspekten wie:

- Luftwiderstand
(Kwon *et al.*, 2001; Schetz, 2001; Raghunathan *et al.*, 2002),
- Seitenwindempfindlichkeit
(Orellano und Schober, 2006),
- Energieeffizienz
(Baker, 2014b),
- starke Druckänderungen
(Zakharov *et al.*, 1994; Raghunathan *et al.*, 2002)

und die induzierte, turbulente Luftverwirbelungen in Gleisnähe. Der letzte Aspekt bildet den Schwerpunkt dieser Forschungsarbeit und wird auch als aerodynamische Wirkung der induzierten Luftverwirbelungen auf die Umgebung bezeichnet. Während die größten Druckimpulse bei der Vorbeifahrt eines Hochgeschwindigkeitszug in der Kopf- und Heckwelle zu beobachten sind, treten die maximal induzierten Strömungsgeschwindigkeiten im Zugnachlauf auf. Aus diesem Grund spielt die Untersuchung der Nachlaufströmung (*engl.* slipstream) eine zentrale Rolle in der aktuellen Forschung im Schienenverkehr. Versuche im 1:1-Maßstab werden durchgeführt, um die aerodynamische Wirkung in der Realität zu erfassen. Diese Daten werden verwendet, um geeignete Modellexperimente zu validieren. Versuche im Modellmaßstab bieten die Möglichkeit effizientere Testreihen durchzuführen und eine wesentlich größere Informationsdichte bei der Vorbeifahrt eines Modellzuges zu erfassen. Beide Untersuchungsmethoden sind notwendig, um die realitätsnahe Aerodynamik in Modellexperimenten abzubilden und eine detaillierte, umfassende Untersuchung der aerodynamischen Wirkung im Schienenverkehr zu ermöglichen. Bei Modellexperimenten in Luft, ist die Reynoldszahl Re in der Regel um den Modellmaßstab reduziert. Eine ausgleichende Erhöhung der Modellgeschwindigkeit ist nicht möglich, da sonst die Machzahl

Ma den Schwellenwert von 0.25 (Betrachtung von inkompressiblen Strömungen) deutlich überschreiten würde. Um den Einfluss unterschiedlicher Versuchsparameter auf die aerodynamische Wirkung von Hochgeschwindigkeitszügen einschätzen zu können, sind Studien im 1:1-Maßstab und in verfügbaren Modellversuchsanlagen von großem Interesse. Neben den experimentellen Untersuchungen wird die Numerische Strömungsmechanik (CFD) eingesetzt, um die Umströmung von Hochgeschwindigkeitszügen in Versuchen im 1:1-Maßstab und im Modellmaßstab zu simulieren. Die Herausforderung einer repräsentativen, numerischen Simulationen liegt in der realistischen Turbulenzmodellierung, der räumlichen Auflösung von Strömungsstrukturen verschiedener Längenskalen und die hohe Rechenzeit für eine zeitlich aufgelöste Abbildung der instationären Dynamik. Zudem ist die Simulation transienter Messungen unabhängiger Vorbeifahrten bzw. eine Transformation in das bewegte Bezugssystem notwendig. Aufgrund der von der TSI geforderten Messzeit von 10 s nach Durchfahrt des Zughecks ist in entsprechenden CFD-Simulationen ein enorm großes Rechengebiet nötig, um den gesamten Nachlauf einer Vorbeifahrt zu simulieren.

Im Folgenden werden die bereits genannten Literaturangaben durch spezifische Studien und Arbeiten ergänzt, um einen umfassenden Überblick der Literatur mit weiteren Details zu den Methoden und Ergebnissen spezifischer, aerodynamischer Untersuchungen im 1:1-Maßstab, Modellexperiment und CFD-Simulationen zu geben. Die zeitliche Nähe der aufgeführten Studien zeigt die Aktualität und das Interesse an der Weiterentwicklung von Analysemethoden für die aerodynamische Untersuchung von Hochgeschwindigkeitszügen.

2.2.1 Experimentelle und numerische Methoden

In diesem Abschnitt sind die drei primären, methodischen Ansätze zur Untersuchung der komplexen Strömungsentwicklung an einem Hochgeschwindigkeitszug (HGZ) beschrieben, um die Vor- und Nachteile der jeweiligen Methoden zu erläutern:

- Experimente im Feldversuch auf offener Strecke im 1:1-Maßstab
- Experimente unter Laborbedingungen im Modellmaßstab
- Simulationen mit numerischer Strömungsmechanik

Zudem können analytische Methoden eingesetzt werden, um Approximationen in vereinfachten Teilbereichen des komplexen, instationären Strömungssystems wie der näherungsweise Entwicklung der Grenzschichtdicke an der Zugwand darzustellen.

2.2.1.1 Experimente im 1:1-Maßstab

Die am häufigsten verwendete Messtechnik in Versuchen auf offener Strecke sind Ultraschallanemometer, Druckmesssonden und Pitot-Rohre, um die Druckgradienten oder die induzierten Luftgeschwindigkeiten an spezifischen Messpositionen zu erfassen (Baker *et al.*, 2013a,b; Baker, 2014a,b). Für die Bestimmung der maximal, induzierten Luftgeschwindigkeit im Rahmen von TSI-Untersuchungen wurden Ultraschallanemometer für die Messung der Strömungsgeschwindigkeit in 2- bzw. 3-Komponenten eingesetzt. Entsprechend der Spezifikation nach DIN EN 14067-4:2019-06 (2019), wurde das Messsignal mit mindestens 10 Hz abgetastet (Sima *et al.*, 2016). Je nach verwendetem Messsystem und Ziel der Untersuchung wurde auch eine Abtastrate von 100 Hz (Baker, 2014a) oder 200 Hz (Rocchi *et al.*, 2018) gewählt, um eine höhere zeitliche Auflösung der Dynamik bei einer Vorbeifahrt zu erreichen. Die Messsonden wurden an spezifischen Messpositionen wie der zulassungsrelevanten Position gemäß TSI aufgestellt (Sterling *et al.*, 2008). Dabei durfte, abhängig von dem operierenden Bahnbetreiber, aus sicherheitstechnischen Gründen eine bestimmte Nähe zum Gleis nicht unterschritten werden. Ausnahmen bilden die Messkampagnen von Henning *et al.* (2016), einer Messung im Unterbodenbereich mit Particle Image Velocimetry (PIV), und Brockie und Baker (1990), einer Messung mit einem am Zug montierten Messrechen aus Preston-Sonden für die Untersuchung der Wand Schubspannung in der Grenzschicht. Wie in Baker (2014a) beschrieben, liegt die Problematik bei der Messung im Freien bei der zusätzlichen Messunsicherheit durch ständig wechselnde Umgebungsbedingungen wie der Windgeschwindigkeit. Des Weiteren variieren die Züge und Zugkonstellationen bei Messungen im regulären Bahnbetrieb, so dass erst durch eine spätere Auswahl geeigneter Testfälle eine abschließende Auswertung durchgeführt werden kann. Diese Einschränkungen erzeugen einen erheblichen zeitlichen Aufwand bei der Untersuchung von HGZ mit einer ausreichenden statistischen Stichprobenmenge. Baker *et al.* (2013b) beschreibt die Messunsicherheit als Funktion der Anzahl an Vorbeifahrten und beziffert die Standardabweichung für 20 Messungen auf 6%. Er betont, dass die Messunsicherheit mit den Umgebungsbedingungen der Versuche auf offener Strecke variieren kann. Sima *et al.* (2016) hat anhand der theoretischen Abhängigkeit der Messunsicherheit von der Mindeststichprobenmenge ebenfalls eine Anzahl von 20 unabhängigen Messungen als sinnvoll erachtet. Diese Studien bestätigen die Wahl der geforderten Stichprobenmenge gemäß DIN EN 14067-4:2019-06 (2019) bei zulassungsrelevanten Untersuchungen.

2.2.1.2 Experimente im Modellmaßstab

Eine effizientere und kontrollierbare Messumgebung bieten Modellexperimente im Windkanal (Kwon *et al.*, 2001; Bell *et al.*, 2014a, 2017a; Xia *et al.*, 2018), im Wasserschleppkanal (Jönsson *et al.*, 2012; Wilhelmi *et al.*, 2017; Tschepe *et al.*, 2019) oder in Versuchsanlagen mit bewegtem Modell auf einer festen Gleisstrecke (Baker, 2014a; Bell *et al.*, 2015; Buhr, 2015; Guo *et al.*, 2017; Yang *et al.*, 2017). Ein zentraler Aspekt bei der Grenzschichtentwicklung in Bodennähe und der Ausbildung des Nachlaufs ist die realistische Bewegung zwischen Modell und Untergrund (Schetz, 2001). Kwon *et al.* (2001) hat in Untersuchungen im Windkanal gezeigt, dass ein bewegtes Band oder eine tangentiale Ausströmung für die Simulation einer Relativbewegung zwischen Modell und Untergrund verwendet werden kann. In einer klassischen Windkanalkonfiguration mit starrem Boden ist lediglich eine Untersuchung von relativen Unterschieden z.B. des Luftwiderstands möglich. Xia *et al.* (2017) hat in einem Vergleich der Strömungsentwicklung über einem stationären und bewegten Boden gezeigt, dass in einer numerischen Simulation mit stationären Boden bis zu 64.9% höhere TSI-Werte $U_{2\sigma}$ im Nachlauf berechnet werden als in der Simulation mit bewegtem Boden. Ähnliche Schlussfolgerungen konnte Bell *et al.* (2017a) aus dem Vergleich von Untersuchungen im Windkanal, in einer Versuchsanlage mit bewegtem Modell und Versuchen im 1:1-Maßstab ziehen. Nach Bell *et al.* (2017a) repräsentieren Untersuchungen im Windkanal ohne einen bewegten Boden nur bedingt reale Messbedingungen und können primär in einer frühen Designphase für eine schnelle Abschätzung der Ergebnisse verwendet werden. Die Relevanz der Relativbewegung zwischen Modell und Untergrund wird von Krajnović und Davidson (2005) und Xia *et al.* (2017) auf die Interaktion zwischen bodennaher Grenzschicht und Untergrund zurückgeführt. Insbesondere die Unterbodenströmung ist, abhängig von der Bodenfreiheit, sehr sensitiv gegenüber der Bewegung zwischen Fahrzeug und Boden (Krajnović und Davidson, 2005). Die Ergebnisse von Wang *et al.* (2018b) zeigen, dass die zusätzliche Grenzschicht über einem stationären Boden in Windkanalexperimenten und in numerischen Simulationen zu einer Verbreiterung der Nachlaufwelle führt und folglich die hohen Luftgeschwindigkeiten im direkten Nachlauf früher die TSI-Messposition erreichen. Zusätzlich zu dem Einfluss eines bewegten Bodens auf die Entwicklung der instationären Nachlaufströmung, hat Wang *et al.* (2018b) den Einfluss von realistisch drehenden Rädern untersucht. In den Studien konnte allerdings gezeigt werden, dass die realistische Drehung der Räder nur für lokale Turbulenzen an den Drehgestellen relevant ist und keinen Einfluss auf die Entwicklung der Nachlaufströmung hat.

Während die Verwendung eines bewegten Bands in klassischen Windkanälen wie der Seitenwindversuchsanlage Göttingen (SWG) nur einer Simulation der realistischen Fahrzeugbewegung entspricht, er-

möglichen Modellexperimente mit bewegtem Modell wie an der Tunnelsimulationsanlage Göttingen (**TSG**) des Deutschen Zentrum für Luft- und Raumfahrt (**DLR**) eine Untersuchung einer realitätsnahen Vorbeifahrt eines Zuges. Ein entscheidender Vorteil der **TSG** ist, dass transiente Messungen mit einem stationären Messsystem am Gleis durchgeführt werden können. Diese Versuchsanlagenbauweise wird Moving-Model Rig (**MMR**) genannt und existiert neben Göttingen nur an wenigen Standorten weltweit: am Railway Technical Research Institute in Japan, an der University of Birmingham in England (Sterling *et al.*, 2008; Baker, 2014a), an der Central South University in China (Yang *et al.*, 2017) und an der Chinese Academy of Sciences in Peking (Guo *et al.*, 2017). Im Hinblick auf den Aufbau der Gleisstrecke im Modellexperiment hat Bell *et al.* (2014a) gezeigt, dass die Verwendung eines flachen Bodens oder eines Bahndamms, auch Standard Track Ballast and Rail (**STBR**) genannt, einen großen Einfluss auf die Ausbreitung der Nachlaufstrukturen hat. Sowohl in Windkanälen wie der **SWG** als auch in der **TSG** kann die Konfiguration der Gleisbettung entsprechend variiert werden.

Die am häufigsten verwendete Messtechnik in Modellexperimenten sind Ein- oder Mehrkomponenten-Messsysteme wie Hitzdraht-Anemometrie (Bell *et al.*, 2015; Sima *et al.*, 2016; Xia *et al.*, 2018) und Drucksonden (Baker *et al.*, 2014; Bell *et al.*, 2014a,b, 2016a,b, 2017a,b), die eine Messung der Strömungsgeschwindigkeit in einer Dimension ermöglichen und vergleichbare Messdaten wie Ultraschallanemometer in Versuchen im Originalmaßstab liefern. Zwei- bzw. dreidimensionale Mehrkomponenten-Messsysteme wie (High-Speed) Particle Image Velocimetry (Heine *et al.*, 2013; Henning *et al.*, 2016; Xia *et al.*, 2018) werden eingesetzt, um eine hohe räumliche Auflösung eines Strömungsfelds in zwei Komponenten in zwei Dimensionen (**2D2C**) zu erreichen. Des Weiteren können mit anderen Messverfahren wie Ölanstrich, druckempfindlicher Farbe oder Kraftwaagen zusätzliche Aspekte der Aerodynamik in Windkanalexperimenten wie z.B. in der **SWG** untersucht werden (Fey *et al.*, 2013; Fey *et al.*, 2014). Während die Anwendbarkeit von High-Speed Particle Image Velocimetry (**HSPIV**) in der Regel unabhängig von der Strömungsrichtung und Schwankungen der Umgebungsbedingungen wie zum Beispiel der Raumtemperatur ist, werden **HDA**-Messsonden in einer speziellen Konfiguration unter spezifischen Anströmbedingungen kalibriert. Beispielsweise hat die Änderung der Lufttemperatur einen signifikanten Einfluss auf die Messung mit Hitzdraht-Anemometrie. Dazu beschreibt Hultmark und Smits (2010) ein Verfahren zur Korrektur von **HDA**-Daten bei Änderung der Umgebungstemperatur. In einer kontrollierten Messumgebung wie an der **TSG** wird angenommen, dass die Laborbedingungen erhalten bleiben und die Temperaturschwankung vernachlässigbar ist.

Ein wesentlicher Vorteil von Modellexperimenten zur Untersuchung der Umströmung von **HGZ** ist die Verwendung von Messtechnik mit

einer hohen räumlichen und zeitlichen Auflösung. Gemäß DIN EN 14067-4:2019-06 (2019) muss die Abtastrate aus Versuchen im 1:1-Maßstab von 10 Hz nur mit dem Modellmaßstab skaliert werden. Wie Bell *et al.* (2014a) und Sima *et al.* (2016) beschreiben, kann bei eindimensionalen Messsonden das Signal sogar mit mehreren kHz aufgezeichnet werden. Heine *et al.* (2013) hat in Testmessungen an der TSG erstmals High-Speed Particle Image Velocimetry (HSPIV) eingesetzt, um die Umströmung eines vorbeifahrenden Modells mit einer Abtastrate von 1 kHz zu untersuchen. Im Rahmen dieser Forschungsarbeit wurden weitere HSPIV-Messungen durchgeführt, um die Grenzschicht- und Nachlaufentwicklung detailliert zu untersuchen und die Verwendbarkeit von HSPIV für die Analysen einer Konformitätsprüfung gemäß TSI zu validieren.

2.2.1.3 Numerische Simulationen

Aufgrund der Komplexität der turbulenten, instationären Umströmung von Hochgeschwindigkeitszügen ist es eine besondere Herausforderung für die Numerische Strömungsmechanik (CFD) eine realistische Strömungsentwicklung mit Strukturen verschiedener Längenskalen zu simulieren. Zakharov *et al.* (1994) hat bereits 1994 erste Versuche unternommen, die dreidimensionale Strömung an HGZ zu simulieren. Nach der Jahrtausendwende haben sich die Verfahren der CFD rasant weiterentwickelt. Die am häufigsten verwendeten numerischen Methoden sind Reynolds Averaged Navier-Stokes (RANS) (Khalighi *et al.*, 2001), Unsteady Reynolds Averaged Navier Stokes (URANS) (Gilka *et al.*, 2010; Yao *et al.*, 2013), Lattice-Boltzmann-Methode (LBM) (Pii *et al.*, 2014) und Large Eddy Simulation (LES) (Hemida und Krajnović, 2009; Hemida *et al.*, 2012; Khayrullina *et al.*, 2015) bzw. Detached-Eddy Simulation (DES) (Muld, 2010; Muld *et al.*, 2013; Yao *et al.*, 2013). Des Weiteren werden neue Methoden wie Partially Averaged Navier-Stokes (PANS) zur Turbulenzmodellierung eingesetzt (Krajnović und Minelli, 2015), bei der eine Kombination aus den genannten Verfahren für unterschiedliche, charakteristischen Bereiche der Strömung je nach spezifischen Strukturskalen und Geschwindigkeiten verwendet wird. Xia *et al.* (2017) und Wang *et al.* (2018b) verwenden Improved Delayed Detached Eddy Simulation (IDDES), ein hybrides Verfahren aus RANS und LES. Bewertende Vergleiche der verschiedenen Simulationsverfahren werden u.a. von Khalighi *et al.* (2001), Sima *et al.* (2008), Yao *et al.* (2013) und Wang *et al.* (2017) angeführt und sind nicht Bestandteil dieser Forschungsarbeit. Im Forschungsplan und in der Diskussion der Ergebnisse dieser Arbeit wird insbesondere ein Bezug zu den Arbeiten von Xia *et al.* (2017) hinsichtlich der Relevanz eines bewegten Zugmodells und zu den Studien von Bell *et al.* (2016b) hinsichtlich des Vergleichs von Numerik, Modellmaßstab und Feldversuch hergestellt. Besonders herauszustellen sind ebenfalls die Arbeiten von Muld *et al.* (2012, 2013), in denen ein Vergleich zwischen zwei Methoden

der Modenzerlegung, einer Proper Orthogonal Decomposition (POD) und einer Dynamic Mode Decomposition (DMD), im nahen Nachlauf eines aerodynamischen Zugmodells (ATM, engl. aerodynamic train model) im Maßstab 1:50 basierend auf einer Simulation mit DES beschrieben wird. In diesen Studien wurde ein stationäres Modell mit bewegtem Boden und Wandbedingungen gewählt, um die Relativbewegung zwischen Zug und Boden zu simulieren. Die Domain im nahen Nachlauf hinter dem Heck entspricht etwa einer Wagenlänge und befindet sich an einer festen Position im stationären Bezugssystem. Die Studien von Muld *et al.* (2012, 2013) bieten die Möglichkeit, Ergebnisse einer Modenzerlegung von numerischen Strömungsdaten in einer festen Domain im Modellbezugssystem mit der Modenzerlegung einer abklingenden Nachlaufströmung gemessen in einem stationären Messsystem zu vergleichen.

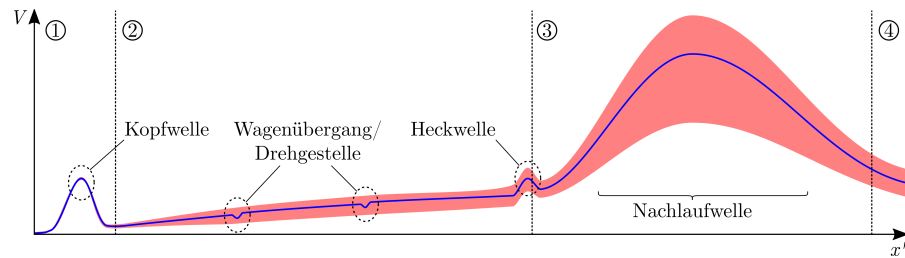
2.2.2 Charakteristisches Strömungsprofil

Das charakteristische Strömungsprofil nach Baker *et al.* (2001) zeigt eine spezifische Entwicklung der Strömung in vier Bereichen und wird u.a. in Baker (2010, 2014a) und Bell (2015) näher beschrieben:

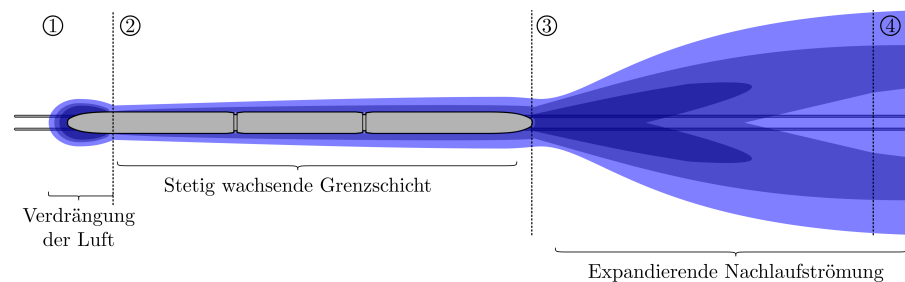
- ① Kopfwelle
- ② Grenzschicht
- ③ Naher Nachlauf
- ④ Ferner Nachlauf

Abb. 2.1 zeigt eine schematische Zusammenfassung der Ergebnisse verschiedener Studien im Bezug auf das charakteristische Strömungsprofil, die mittlere aerodynamische Wirkung auf die Umgebung sowie der instationären Strömungsstrukturen in der Grenzschicht und im Nachlauf. Die Unterteilung der charakteristischen Bereiche ① bis ④ entspricht der obigen Aufzählung. Abb. 2.1a zeigt schematisch den Betrag V der mittleren, induzierten Luftgeschwindigkeit (blau) über die Modellkoordinate ξ an einer Messposition gemäß TSI und eine grobe Abschätzung der erwarteten Standardabweichung (rot) aufgrund von instationären, turbulenten Strömungsstrukturen. Die Farben der Strömungsfelder in Abb. 2.1b und Abb. 2.1c beziehen sich auf den Graphen in Abb. 2.1a aus Sicht des stationären Betrachters und sollen die erwartete Luftgeschwindigkeit veranschaulichen. Je dunkler der Farbton desto höher die Strömungsgeschwindigkeit in diesem Gebiet. Abb. 2.1b zeigt schematisch das zeitlich gemittelte Strömungsfeld in der Kopfwelle, in der Grenzschicht und im Nachlauf. Die skizzierte Entwicklung der instationären Strömungsstrukturen in Abb. 2.1c illustriert die Bereiche größerer Fluktuationen, die zu einer hohen Standardabweichung zwischen unterschiedlichen Vorbeifahrten führen.

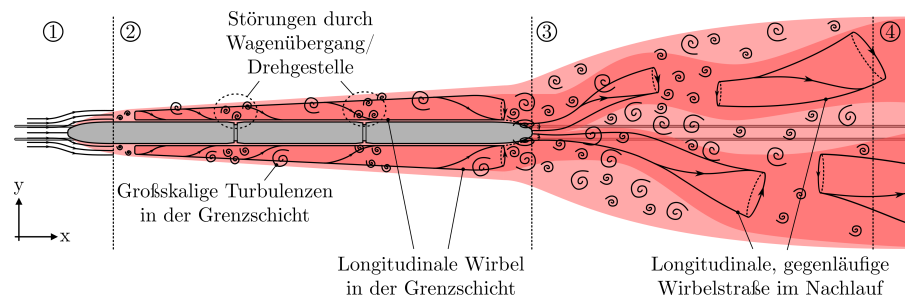
Die Strömungsentwicklung am Modellkopf ①, in der Grenzschicht ② und im nahen bzw. fernen Nachlauf ③+④ wird nachfolgend näher erläutert.



(a) Betrag der mittleren, induzierte Strömungsgeschwindigkeit V (blau) und Standardabweichung (rot) an einer Messposition im festen Abstand zum Gleis



(b) Schematische Darstellung der mittleren Grenzschicht- und Nachlaufströmung



(c) Schematische Darstellung der Entwicklung von instationären Strömungsstrukturen und dem resultierenden Bereich großer Fluktuationen

Abbildung 2.1: Aerodynamik eines Hochgeschwindigkeitszugs mit Bezug auf die induzierten Luftverwirbelungen unterteilt in vier charakteristische Bereiche: Kopfwelle ①, Grenzschicht ②, naher ③ & ferner Nachlauf ④

2.2.2.1 Kopfwelle

Die charakteristische Umströmung im Kopfbereich eines HGZ ist in Abb. 2.1 im Abschnitt ① dargestellt. Die Verdrängung der Luft am Zugkopf erzeugt einen Ellipsen-ähnlichen Bereich starker Luftbeschleunigung und einen ausgeprägten Druckgradienten zwischen einem starken, positiven und negativen Druckimpuls in der Umgebung (Baker *et al.*, 2014). Im ortsfesten Koordinatensystem eines stationären Betrachters dreht die Strömungsrichtung entlang des Zugkopfes um bis zu 180° , so dass in einem kleinen Bereich hinter dem Zugkopf

eine Rückströmung entgegen der Hauptströmungsrichtung auftreten kann. Die so genannte Kopfwelle wurde in Versuchen im 1:1-Maßstab (Baker *et al.*, 2013a), in Modellversuchen (Bell *et al.*, 2015; Buhr, 2015) und in numerischen Simulationen (Hemida *et al.*, 2012) als charakteristisches Merkmal der Umströmung identifiziert. Die Gradienten und Stärke der Druckschwankungen sind abhängig von der Kopfgeometrie des Zuges. Neben der induzierten Luftverwirbelung ist das Gefahrenpotential und die Reduzierung der Druckschwankungen an der Zugspitze ein zentraler Forschungspunkt in der HGZ-Aerodynamik und wird ebenfalls von der TSI reglementiert. Des Weiteren spielt die Kopfgeometrie eine wichtige Rolle im Bezug auf die Druckwellenausbreitung in Tunneln (Raghunathan *et al.*, 2002). In der Studie von Heine und Ehrenfried (2012) wurde die Ausbreitung von Druckimpulsen bei Tunneldurchfahrten untersucht, die sich bis zu einem Überschallknallartigen Druckstoß entwickeln können. Diesem Effekt kann mit einer langgezogenen Zugkopfgeometrie mit geringen Krümmungsradien, wie bei der Bauart des japanischen Shinkansen, entgegen gewirkt werden. Ein wichtiger Aspekt der Kopfwelle ist die näherungsweise stationäre Strömung aufgrund minimaler Separation an der aerodynamischen Kopfform. Wie in Bell (2015), Buhr (2015) und Guo *et al.* (2017) gezeigt, kann die charakteristische Form der Kopfwelle in wiederholten Vorbeifahrten mit geringer Standardabweichung (vgl. Abb. 2.1a) sehr gut reproduziert werden.

2.2.2.2 Grenzschicht

In der Grenzschicht eines HGZ wird die umgebende Luft über viskose Kräfte mitgerissen und erzeugt über die Länge des Zuges einen stetig wachsenden Bereich induzierter Strömungen (s. Abb. 2.1b). Ein wichtiger Parameter für die Dicke der Grenzschicht ist die Länge des Zuges. Während in Versuchen im 1:1-Maßstab die reale Grenzschicht gemessen wird (Baker, 2014a), ist in Modellexperimenten häufig nur die Untersuchung kurzer Zugverbände möglich. In numerischen Simulationen steigt die erforderliche Rechenzeit stark mit der simulierten Zuglänge an. Der Einfluss von verschiedenen Modelllängen wurde von Sterling *et al.* (2008) und Muld *et al.* (2013) untersucht. Bell *et al.* (2014b) und Bell (2015) beschreiben zusammenfassend anhand des Verhältnis $l_{\text{mod}}/h_{\text{mod}}$ von Länge l_{mod} zur Höhe h_{mod} des Zuges, dass die Grenzschichtdicke mit kürzeren Modellen am Heck kleiner ist und einen direkten Einfluss auf die Ausbildung des nahen Nachlauf hat. Bell (2015) nimmt an, dass eine größere Grenzschicht an einem längeren Modell zu einer geringeren Kohärenz im nahen Nachlauf führt, aber betont, dass weitere Analysen des konkreten Einfluss auf den Nachlauf notwendig sind. Muld *et al.* (2013) hat gezeigt, dass mit zunehmender Länge die Impulsverlustdicke am Modell ansteigt und die Frequenz der Wirbelablösung im nahen Nachlauf beeinflusst.

In Versuchen im 1:1- und Modellmaßstab ist die Reynoldszahl gebildet mit der Zugbreite $Re_{b,\text{mod}} > 2.5 \times 10^5$, so dass angenommen wird, dass sich eine turbulente Grenzschicht direkt hinter der Kopfwelle ausbildet. Baker (2014a) beschreibt die Grenzschicht allgemein als alles andere als zweidimensional und wird von der Überströmung des Zugdach und der ausgeprägten Strömungskomponente vertikal an der Seitenwand stark beeinflusst. Aus den Simulationen von Brockie und Baker (1990) geht hervor, dass die Grenzschicht an den Seiten des Zuges divergiert und über dem Dach konvergiert. Die starke Unterbodenströmung und die zusätzlichen Störungen in der Geometrie durch Drehgestelle und Wagenübergänge (s. Abb. 2.1c) vergrößern die Grenzschichtdicke im bodennahen Bereich. Dieser Effekt ist stark abhängig von der Größe der geometrischen Rauigkeiten Li *et al.* (2018). Brockie und Baker (1990), Yavuz und Özkiliç (1992) und Bell *et al.* (2014a) haben einen Vergleich mit der analytischen Näherung für die Grenzschichtdicke über einer ebenen Platte hergestellt. Aus den Ergebnissen von Bell *et al.* (2014a) geht hervor, dass die Grenzschicht im bodennahen Bereich im Modellexperiment sowie in Versuchen im 1:1-Maßstab deutlich aufgeweitet ist. Bell (2015) nimmt weiterhin an, dass in Anlehnung an die Studien von Lögberg *et al.* (2009) die turbulente Grenzschicht durch bodennahe, longitudinale Wirbel auf beiden Seiten des Zuges dominiert wird (s. Abb. 2.1b). Pii *et al.* (2014) hat numerisch eine ähnliche mittlere Grenzschicht im Vergleich zu Versuchen im 1:1-Maßstab simulieren können. Zudem wurde gezeigt, dass die Rauigkeiten der Drehgestelle eine starke, störende Wirkung auf die Grenzschicht ausüben und lokale, turbulente Strukturen induzieren. Die Ergebnisse wurden in CFD-Simulationen von Hemida *et al.* (2012) und Wang *et al.* (2018a) und experimentell von Jönsson *et al.* (2012) und Henning *et al.* (2016) bestätigt. In Abb. 2.1c sind die lokalen Turbulenzen durch kleine Wirbel im Grenzschichtbereich ② angedeutet. Aufgrund der instationären Strömung in der Grenzschicht ist die Fluktuation (rot) der erwarteten mittleren Luftgeschwindigkeit (blau) in Abb. 2.1a im Grenzschichtbereich deutlich erhöht.

Die Untersuchungen der dreidimensionalen Struktur der Grenzschichtströmung von Baker (2010), Hemida *et al.* (2012), Baker *et al.* (2013a), Sima *et al.* (2016) und Buhr und Ehrenfried (2017) haben gezeigt, dass die Grenzschichtdicke in Bodennähe am größten ist und vertikal an der Zugwand abnimmt. Die Grenzschicht wächst in Dachnähe wieder an und ist, abhängig von den Anbauten wie Stromabnehmern auf dem Dach, zunehmend aufgeweitet. Die Grenzschichtprofile in Baker (2010) zeigen im Vergleich zu der Grenzschicht über einer ebenen Platte einen deutlichen Einfluss der bodennahen Grenzschichtströmung durch die Wechselwirkung mit dem festen Boden. Bell *et al.* (2014a) zeigt zudem, dass die bodennahe Grenzschicht mit einem flachen Boden stärker interagiert als mit einem Bahndamm. Die HSPIV-Messungen von Heine *et al.* (2013) deuten an, dass die induzierte

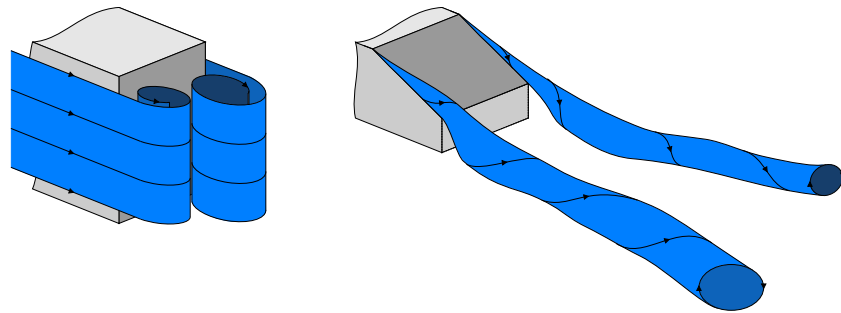
Strömung an der Böschung des Bahndamms nach unten wandert und unterhalb der TSI-Messposition nach außen abfließt. Die Untersuchung der Grenzschichtströmung in Modellexperimenten mit bewegten Modellen ist aufgrund der geringeren Reynoldszahl, des Modellmaßstabs und der Bewegung des Modells durch den Messbereich eine besondere Herausforderung. Aufbauend auf den Untersuchungen von Bell *et al.* (2015) und Bell (2015) zu der Reynoldszahl-Abhängigkeit, der Modellgeschwindigkeit, Heckgeometrie sowie der Modelllänge, wurde im Rahmen dieser Forschungsarbeit untersucht, ob eine Skalierung der Grenzschichtströmung mit Wirbelgeneratoren entsprechend der Hypothese von Sima *et al.* (2016) möglich ist, um Untersuchungen an einer maßstäblichen Grenzschicht im Modellexperiment durchführen zu können.

2.2.2.3 Nachlauf

Die Untersuchung der Nachlaufströmung nimmt im Hinblick auf die zulassungsrelevanten Anforderungen der Technischen Spezifikationen für Interoperabilität (TSI), insbesondere der maximal, induzierten Luftgeschwindigkeit, den wichtigsten Aspekt der Aerodynamik von Hochgeschwindigkeitszügen ein. Einen ersten Einblick in die Strömungsentwicklung im Nachlauf geben die Ergebnisse des Projekt AeroTRAIN mit Bezug auf die gemessenen, mittleren Strömungsgeschwindigkeit (Baker *et al.*, 2013a) und die Böenanalyse (Baker *et al.*, 2013b). In diesen Studien konnte gezeigt werden, dass der Maximalwert der gemessenen Strömungsgeschwindigkeit bei einer Vorbeifahrt an der TSI-Messposition mit hoher Wahrscheinlichkeit in einem Abstand von ein bis zwei Wagenlängen hinter dem Zugheck auftritt. Dabei unterscheiden sich Abstand und Stärke des Maxima stark zwischen den Einzelfahrten, so dass die mittlere, induzierte Luftgeschwindigkeit im Nachlauf (s. Abb. 2.1a, ②) eine sehr hohe Standardabweichung besitzt. Die vergleichenden Analysen des Nachlaufs von Passagierzügen und Güterzügen von Khayrullina *et al.* (2015) haben gezeigt, dass an Güterzügen die Maximalwerte bereits entlang des hinteren Zugabschnitts auftreten. Aufgrund der großen Rauigkeit wird die Grenzschicht durch turbulente Strömungen stärker aufgeweitet und erreicht früher die TSI-Messposition (Raghunathan *et al.*, 2002; Baker *et al.*, 2013b; Rocchi *et al.*, 2018). Sterling *et al.* (2008) hat in einem Vergleich von Modellexperimenten und Versuchen im 1:1-Maßstab gezeigt, dass die Grundstruktur des Nachlaufs vergleichbar ist und die Maxima an ähnlichen Positionen hinter dem Zug auftreten. Wie bereits beschrieben, ist die absolut gemessene Geschwindigkeit aufgrund der kleineren Reynoldszahl bzw. verkürzten Zuglänge im Modellexperiment allerdings geringer und lässt keine direkte Vergleichbarkeit zwischen Modell- und Originalmaßstab zu.

Analysen der Strömungsstrukturen im Nachlauf von HGZ-Modellen haben gezeigt, dass die Nachlaufstrukturen stark abhängig von der

Form des Zughecks sind. An einer stumpfen, scharfkantigen Heckform bildet sich nach Weise *et al.* (2006) eine quasi achsensymmetrische Ablöseblase mit abwechselnd ablösenden Wirbeln mit vertikaler Drehachse. Im Vergleich dazu bildet sich an der abgerundeten, aerodynamischen Fließheckform von Passagierzügen eine vollständig dreidimensionale Nachlaufströmung aus gegenläufig rotierenden, longitudinalen Wirbeln (Schetz, 2001; Schulte-Werning *et al.*, 2003; Xia *et al.*, 2017, 2018) mit einer Karman-ähnlichen Wirbelablösung in der horizontalen Ebene (Bell *et al.*, 2017b). Dabei interagiert der Abwind von der Überströmung des Zuges mit der seitlichen Wirbelablösung und erzeugt eine turbulente, dreidimensionale Wirbelschleppe. In Anlehnung an diese Studien sowie die Darstellung von Hucho (2012) und Schütz (2013) sind in Abb. 2.2 schematisch die erwarteten, dominanten Strukturen in der Nachlaufströmung hinter einer stumpfen Heckgeometrie (s. Abb. 2.2a) und einer Fließheckgeometrie (s. Abb. 2.2a) dargestellt.



(a) Axensymmetrische Wirbel an einer stumpfen Heckgeometrie (b) Gegenläufig rotierende, dreidimensionale Wirbelschleppe an einer Fließheckgeometrie

Abbildung 2.2: Räumliche Entwicklung von dominanten Wirbelstrukturen durch die Ablösung der Grenzschichtströmung an einer stumpfen Heck- und Fließheckgeometrie

Bell *et al.* (2017b) hat gezeigt, dass der Neigungswinkel am Zugheck einen starken Einfluss auf die Ausbildung des Nachlaufs hat. Steilere Heckformen führen zu einer direkten Ablösung an den Kanten und höheren Strömungsgeschwindigkeit direkt hinter dem Zug. Allerdings ist der Nachlauf insgesamt schmaler, so dass an der TSI-Messposition geringere Geschwindigkeiten gemessen werden. Eine steilere Heckform würde zu einer Reduktion des Windschatten führen, aber gleichzeitig den Strömungswiderstand deutlich erhöhen. Der schnelle Wechsel zwischen den Ablöseseiten am Zugheck wurde von Johnson *et al.* (2004) anhand der transienten Strömung visualisiert. Abb. 2.1b und Abb. 2.1c stellen schematisch die mittlere, induzierte Strömungsgeschwindigkeit und die zugrunde liegende instationäre Strömung dar. Das gemittelte Strömungsfeld zeigt die Ausbreitung des Nachlaufs hinter dem Zug mit zwei markanten Bereichen hoher Geschwindigkeit (Tian *et al.*, 2015), die auf die Ablösung der longitudinalen Wirbel an der linken und rechten Seite des Hecks hinweisen.

Abb. 2.1c zeigt, dass im Bereich direkt hinter dem Zug die Strömung zusätzlich von schnellen, kleinskaligen Strukturen überlagert ist. Die Simulation von Tian *et al.* (2015) zeigen eine Verbindung zwischen der hohen Turbulenz im nahen Nachlauf (s. Abb. 2.1, ③) und der stark, turbulenten Unterbodenströmung. In den Studien von Wang *et al.* (2018a) zum Einfluss der Drehgestelle wurde gezeigt, dass die zusätzliche Turbulenz zwar im bodennahen Bereich eine verstärkende Wirkung auf den Nachlauf ausüben, aber nicht die Grundstruktur oder die Frequenz der Wirbelablösung beeinflussen.

Die grundlegende Dynamik des Nachlaufs ist ein zentraler Bestandteil der Studien von Baker *et al.* (2001), Baker (2014a) und Bell *et al.* (2016b). Es konnte gezeigt werden, dass die Wirbelschlepe eine mäandernde Dynamik lateral um die Gleismitte besitzt. Aufgrund der hohen Instationarität in der Nachlaufströmung beschreibt Sterling *et al.* (2008) die Analyse einer mittleren Strömung als irreführend, da die maximal auftretenden Geschwindigkeiten durch die Mittelung signifikant unterschätzt werden. Aus diesem Grund ist ein Vergleich der Einzelfahrten notwendig um die Charakteristik der instationären Strömung wie Wirbelablösung und Oszillation des Nachlaufs zu analysieren. Bell *et al.* (2016a) visualisiert die Topologie der Nachlaufstrukturen aus Windkanalmessungen mit stationärem Boden und stellt eine Verbindung zwischen den Moden einer POD im Nachlauf und der Ablösedynamik am Zugheck her. Diese spezifische Charakteristik des Nachlaufs von HGZ bezeichnet Bell (2015) auch als *wake snake*. Anhand des Spektrum kohärenter Strukturen bestimmen Bell *et al.* (2016b) und Xia *et al.* (2018) für die alternierende Wirbelablösung eine Strouhalzahl von 0.2 bzw. 0.18. Gleichzeitig hat Xia *et al.* (2017) in Simulationen mit stationärem Boden eine Strouhalzahl von $Sr=0.196$ und mit bewegtem Boden von $Sr=0.118$ bestimmt. Daraus folgt, dass die Strouhalzahl stark abhängig von der Simulation des bewegten Bodens ist und die realistische Bewegung zwischen Modell und Boden einen starken Einfluss auf die Frequenz der Wirbelablösung im Nachlauf hat.

Im Hinblick auf die unterschiedlichen Dynamiken und Längenskalen der Strömungsstrukturen wurde der Nachlauf topologisch in den nahen und den fernen Nachlauf unterteilt (s. Abb. 2.1, ③+④). Bell *et al.* (2016b) hat gezeigt, dass sich die Wirbelschlepe im nahen Nachlauf durch Aufrollen der turbulenten Grenzschicht am Zugheck ausbildet (s. Abb. 2.2b). Die charakteristische Nachlaufstruktur konnte nach Bell *et al.* (2014a) auch in Experimenten mit unterschiedlichen Modelllängen gezeigt werden. Die oszillierende Bewegung der Wirbelschlepe konnte in CFD-Simulationen von Schetz (2001) bestätigt werden. Wie in Abschn. 2.2.1.3 bereits erwähnt, hat Muld *et al.* (2012) die Dynamik der Nachlaufströmung anhand einer Modenzerlegung mit einer Proper Orthogonal Decomposition (POD) und einer Dynamic Mode Decomposition (DMD) analysiert. Die Visualisierung der stärksten Moden im Nachlauf des aerodynamischen Zugmodells (ATM) zeigt anschau-

lich die Ausdehnung und Bewegung der großskaligen, dominanten Wirbelschlepe. Das DMD-Frequenzspektrum von Muld *et al.* (2012) zeigt für die stärkste, einzelne Mode einen Peak bei einer Strouhalzahl von $Sr=0.085$. Dieser Wert ist relativ klein im Vergleich zu anderen numerischen Simulationen oder Versuchen im 1:1-Maßstab. Muld *et al.* (2012) nimmt an, dass weitere Moden eine wichtige Rolle für die Entwicklung der Nachlaufströmung spielen. Anhand der Simulation längerer Zugverbände, konnte Muld *et al.* (2013) die Annahme von Bell *et al.* (2014a) im Bezug auf die Abhängigkeit der Ablösefrequenz im Nachlauf von der Länge des Zuges bestätigen. Des Weiteren hat der Vergleich zwischen den Ergebnissen der POD und DMD gezeigt, dass im Modell-festen Bezugssystem beide Methoden ähnliche dominante Strukturen in der Nachlaufströmung identifizieren. Dabei ist zu beachten, dass die Strömung in einer festen Domain von einer Wagenlänge hinter dem Modell betrachtet wurde und nur einen kleinen Teil bzw. den Beginn des gesamten Nachlaufs repräsentiert. Es wird angenommen, dass die methodische Stärke einer Dynamic Mode Decomposition (DMD) insbesondere bei der Modenzerlegung einer abklingenden Nachlaufströmung gemessen in einem stationären Messsystem zum Einsatz kommt.

2.3 GRENZSCHICHTBEEINFLUSSUNG MIT WIRBELGENERATOREN

Die Verwendung von Wirbelgeneratoren gehört zu den bewährten Methoden zur Erzeugung und Beeinflussung einer Grenzschichtströmung in Windkanalexperimenten. Dazu beschreibt Counihan (1969) den Effekt von elliptischen Keilen und Irwin (1981) von stachelförmigen Spitzen auf die wandnahe Strömung in einem Windkanal für die Simulation einer atmosphärischen Grenzschicht. Nikuradse (1933) hat bereits früh die Wirkung unterschiedlich ausgeprägter Rauigkeiten auf das Geschwindigkeitsprofil in einer Rohrströmung untersucht. In diesen Studien wurde Sand mit unterschiedlicher Körnung und Dichte auf der Innenseite des durchströmten Rohrs verteilt. Aus den Ergebnissen definierte Nikuradse (1933) die Sandrauigkeit als Maß für den Wirkungsgrad einer Rauigkeit auf einer überströmten Oberfläche. Gemäß der Ähnlichkeitsmechanik zeigt die Wirkung der Sandrauigkeit nur eine schwache Abhängigkeit von der Reynoldszahl und ist stark abhängig von der Form, Größe und Anordnung selbst. Die Sandrauigkeit wurde von Schlichting und Gersten (2006) verwendet, um die Wirkung unterschiedlicher Formen von Wirbelgeneratoren, wie Kugeln, Kalotten, Kegel und kurze Winkel mit einem gemeinsamen Maß bewerten zu können. In den Windkanalexperimenten von Herbst *et al.* (2014) und Bell *et al.* (2017a) wurden lange, stachelförmige Wirbelgeneratoren am Modellkopf zur Grenzschichtbeeinflussung eingesetzt. Herbst *et al.* (2014) hat anhand des Grenzschichtprofils gezeigt, dass durch die Wirbelgeneratoren der Grenzschichtbereich

an der Zugwand und auf dem Dach vergrößert werden kann. Des Weiteren zeigen die Ergebnisse von Bell *et al.* (2017a), dass die Wirbelgeneratoren einen verstärkenden Effekt auf die auftretenden Maxima im Nachlauf haben. Allerdings wird auch in dieser Studie gezeigt, dass Windkanalexperimente ohne eine realistische Bewegung zwischen Modell und Boden nur für eine erste Abschätzung von relativen Unterschieden bei der HGZ-Aerodynamik verwendet werden können.

Wie einleitend in der Motivation dieser Forschungsarbeit beschrieben (s. Kap. 1), wurde der Einsatz von Wirbelgeneratoren bereits in ersten Modellexperimenten an der Tunnelsimulationsanlage Göttingen (TSG) getestet (Buhr, 2015; Sima *et al.*, 2016), um die Grenzschicht an bewegten Modellen mit begrenzter Länge aufzuweiten und die Umströmung eines längeren Zugmodells zu simulieren. In diesen Modellexperimenten wurden kleine, rechteckige Wirbelgeneratoren am Modellkopf eingesetzt, um die Grenzschicht in Versuchen mit bewegtem Modell zu beeinflussen (Buhr, 2015). Im Vergleich zu Windkanalexperimenten müssen die Wirbelgeneratoren an der TSG zusätzliche Anforderungen erfüllen. Da die Wirbelgeneratorelemente fest am bewegten Modell montiert sind und durch die verschiedenen Bereiche der TSG fahren, müssen die Wirbelgeneratoren möglichst klein dimensioniert werden und trotzdem eine ausreichende Wirkung auf die Grenzschicht ausüben. Zudem müssen die Wirbelgeneratoren besonders robust sein, um den starken Druck- und Reibungskräften im Bremsvorgang zu widerstehen. In Anlehnung an die Studien von Nikuradse (1933) und Schlichting und Gersten (2006) wurde für das Design der Wirbelgeneratoren eine Rauigkeit aus kleinen Rechtecken ähnlich der kurzen Winkel von Schlichting und Gersten (2006) verwendet. Diese Form besitzt die größte, äquivalente Sandrauigkeit im Vergleich zu den anderen Formen und kann mittels robusten Steckelementen am Modellkopf montiert werden.

In ersten Untersuchungen an der Geometrie eines Doppelstockwagens konnte Sima *et al.* (2016) zeigen, dass mit Hilfe der Wirbelgeneratoren eine Untersuchung gemäß TSI im Modellexperiment durchgeführt werden kann, die vergleichbare $U_{2\sigma}$ -Werte liefert wie Messungen im 1:1-Maßstab auf offener Strecke. In der Studie von Sima *et al.* (2016) wurden Anzahl und Größe der Wirbelgeneratoren am Modellkopf in mehreren Konfigurationen variiert, um eine Kalibrierung der Wirbelgeneratorkonfiguration abhängig von der Modellgeometrie durch einen Vergleich der Messergebnisse mit Versuchen im 1:1-Maßstab durchzuführen. Diese Wirbelgeneratorkonfiguration sollte in zukünftigen Untersuchungen an Zugmodellen mit einer ähnlichen Grundgeometrie, wie z.B. Querschnittfläche und Heckform, verwendet werden, um in modifizierten Modellexperimenten Prognosen für die aerodynamische Wirkung neuer Zuggeometrien zu erstellen, für die noch keine Vergleichswerte aus Feldversuchen vorliegen.

Sima *et al.* (2016) und Bell *et al.* (2017a) weisen in ihren Studien darauf hin, dass der heuristische Ansatz der Verwendung von Wirbelgeneratoren für die Beeinflussung der Grenzschicht und Nachlaufströmung weiterer Untersuchungen bedarf. Ziel dieser Forschungsarbeit ist es, diesen Zusammenhang näher zu untersuchen und die Arbeitshypothese von Sima *et al.* (2016) zu bestätigen, um den Einsatz von Wirbelgeneratoren an bewegten Zugmodellen in zukünftigen Modellexperimenten an der Tunnelsimulationsanlage Göttingen (TSG) zu begründen. Im nachfolgenden Kapitel werden die entsprechenden Teilziele und messtechnischen Nebenziele dieser Arbeit näher erläutert und das Vorgehen in einem Forschungsplan zusammengefasst.

ZIELE UND FORSCHUNGSPLAN

3.1 FORSCHUNGSFRAGEN UND ZIELE

Die Forschungsfragen und Ziele dieser Arbeit wurden bereits in [Kap. 1](#) motiviert und basieren auf dem übergeordneten Ziel nachzuweisen, dass Wirbelgeneratoren zur Grenzschichtbeeinflussung eingesetzt werden können, um einen vollen Konformitätsnachweis in Modellexperimenten mit bewegten Zugmodellen simulieren zu können. Eine wichtige Grundlage für die Motivation dieser Arbeit bilden die Studien von [Sima et al. \(2016\)](#), in denen gezeigt wurde, dass in Modellexperimenten mit einer bestimmten Konfiguration von Wirbelgeneratoren eine maximale Strömungsgeschwindigkeit im Nachlauf vergleichbar zu Versuchen im 1:1-Maßstab erreicht werden kann. Dabei bleibt zu klären, wie genau sich die Wirbelgeneratoren auf die Grenzschichtentwicklung am Modell auswirken, welche Strukturen in der Nachlaufströmung für die [TSI](#)-Bewertung relevant sind und insbesondere, ob die Wirbelgeneratoren einen Effekt auf diese relevanten Strukturen zeigen oder künstliche Strömungsstrukturen für die gute Übereinstimmung mit den Feldmessungen verantwortlich sind. Aufbauend auf diesen Forschungsfragen wurden im Rahmen dieser Arbeit drei Teilziele formuliert, die zur Klärung der Hauptforschungsfrage beitragen, ob die Grenzschichtbeeinflussung mit Wirbelgeneratoren für eine Skalierung der instationären Strömungsstrukturen im Nachlauf von bewegten Zugmodellen geeignet ist. Bei der Bearbeitung der Forschungsziele hat sich ein messtechnisches Nebenziel (NZ) ergeben, das in [Abschn. 3.2](#) näher erläutert wird. Zusammenfassend werden im Rahmen dieser Forschungsarbeit die folgenden Neben- und Teilziele bearbeitet:

- NZ: Einsetzbarkeit von High-Speed Particle Image Velocimetry zur Analyse der Grenzschicht und Nachlaufströmung an bewegten Zugmodellen an der Tunnelsimulationsanlage Göttingen
- TZ1: Skalierung der Grenzschichtströmung mit Wirbelgeneratoren durch zusätzliche Rauigkeiten am Zugmodell
- TZ2: Zusammenhang zwischen der grundlegenden Dynamik in der Nachlaufströmung und den maximal induzierten Strömungsgeschwindigkeit gemäß [TSI](#)
- TZ3: Einfluss der Wirbelgeneratoren auf die Topologie und Dynamik von dominanten Moden in der Nachlaufströmung

3.2 FORSCHUNGSPLAN UND VORGEHENSWEISE

Im Rahmen dieser Forschungsarbeit wurden experimentelle Untersuchungen in der Tunnelsimulationsanlage Göttingen (TSG) des Deutschen Zentrum für Luft- und Raumfahrt (DLR) an drei verschiedenen Zugmodellen durchgeführt: einem Doppelstockwagen (Dosto), einem Intercity-Express 3 (ICE 3) und einem generischen Zugmodell (GZM). Teilergebnisse der Untersuchungen am Dosto sind bereits in Buhr (2015) diskutiert worden. In einem messtechnischen Nebenziel wurde die Einsetzbarkeit eines optischen Messaufbaus mit High-Speed Particle Image Velocimetry (HSPIV) für die Erfassung der Strömungsstrukturen in zwei Komponenten in zwei Dimensionen (2D2C) bei transienten Messungen an bewegten Zugmodellen in der TSG untersucht. High-Speed Particle Image Velocimetry ermöglicht im Vergleich zu Hitzdraht-Anemometrie eine hohe räumliche Auflösung des Strömungsfelds mit einer Aufnahmefrequenz von 1 kHz. Im Bereich der PIV-Messtechnik zählt diese Aufnahmefrequenz bereits zu den Hochgeschwindigkeitsverfahren und ist zum Zeitpunkt dieser Arbeit das schnellste, räumlich auflösende Messverfahren, das an der TSG getestet wurde. Um die Messmethoden miteinander vergleichen zu können, wurden Messreihen am Dosto mit High-Speed Particle Image Velocimetry (HSPIV) und Hitzdraht-Anemometrie (HDA) durchgeführt und die Eignung des jeweiligen Messsystems für die Untersuchung der primären Forschungsziele untersucht.

Das HDA-Messsystem gehörte bereits zu den etablierten Messmethode an der TSG und ermöglichte eine schnelle Durchführung und Wiederholung von Messfahrten. In Buhr (2015) wurde beobachtet, dass verschiedene Eindrahtsonden an äquivalenten Messpositionen die Strömungsgeschwindigkeit in der Kopfwelle eines vorbeifahrenden Modells unterschiedlich wahrnehmen. Wie in Abschn. 2.2.2.1 beschrieben, wird im Bereich des Modellkopf eine näherungsweise potentialtheoretische Kopfwelle erwartet, so dass Messdaten von verschiedenen Sonden sehr gut übereinstimmen müssten. Dazu wurde in Buhr (2015) eine Voruntersuchung der Eindrahtsonden durchgeführt, in der sich eine Sonden-spezifische Richtcharakteristik bei Variation des Anströmwinkels angedeutet hat. Im Rahmen dieser Forschungsarbeit wurde die Richtcharakteristik von HDA-Eindrahtsonden bei Variation des Anströmwinkels detailliert untersucht und der resultierende, systematische Messfehler bei der Bewertung der maximalen Strömungsgeschwindigkeit im Nachlauf und der TSI-Parameter statistisch bestimmt.

Des Weiteren wurden der HSPIV-Messaufbau und die Datenaufbereitungsmethoden weiter optimiert, um zielgerichtete Messkampagnen im Hinblick auf Grenzschicht- und Nachlaufanalyse zur Bearbeitung der Teilziele TZ1-3 durchzuführen. Zu den spezifischen Aufbereitungsmethoden zählen unter anderem die Synchronisation der Messfahrten,

die dynamische Maskierung des Zugmodells, die Filterung der Daten nach Vorgaben der TSI sowie eine bedingte Messdatenanalyse im Nachlauf. Durch die Synchronisierung der Messfahrten und Überführung in das gemeinsame Modellkoordinatensystem konnten die Messergebnisse des HDA- und HSPIV-Messsystems statistisch miteinander verglichen werden.

Die drei untersuchten Zugmodelle unterscheiden sich insbesondere in der Höhe und Form der Heckgeometrie. Im Vergleich zu der spitzen Fließheckform des ICE 3 haben der Dosto und das GZM eine relativ stumpfe Heckgeometrie. Wie in Abb. 2.2 dargestellt, wurde angenommen, dass die Heckform ausschlaggebend für die Ausbildung der dominanten Wirbelstrukturen im Nachlauf ist. Zudem war die Untersuchung des ICE 3 aus technischer Sicht interessant, da es sich bei dieser Geometrie um ein frei zugängliches Referenzmodell für die Validierung von Versuchsaufbauten nach Norm handelt und bereits in diversen aerodynamischen Untersuchungen analysiert wurde. Aufgrund der relativ, komplexen Geometrie des ICE 3 wurden vergleichbare Messreihen am generischen Zugmodell (GZM) durchgeführt, um die Grenzschicht- und Nachlaufentwicklung an einer einfachen Geometrie zu untersuchen. Aufgrund der maximal einsetzbaren Modelllänge in der TSG, war die Länge der Zugmodelle auf drei Wagenlängen begrenzt. Der Mittel- und Endwagen der Zugmodelle entsprach der maßstäblichen Geometrie des Originals. Die weiteren Modell- und Versuchsparameter wurden im Hinblick auf die vorgeschriebene Reynoldszahl von $Re_{b,mod} > 2.5 \times 10^5$ und die Vorgaben der Norm DIN EN 14067-4:2019-06 (2019) bzw. den Spezifikationen des einfachen Konformitätsnachweis im Modellexperiment gemäß TSI gewählt. Entsprechend dem Modellmaßstab von 1:25 und einer Modellgeschwindigkeit von 32 m/s lag die Reynoldszahl im Modellexperiment bei $Re_{b,mod} = 2.56 \times 10^5$ bzw. $Re_{l,mod} \geq 4.5 \times 10^6$.

Wie in der einleitenden Motivation dieser Forschungsarbeit beschrieben, wurden Wirbelgeneratoren eingesetzt, um die Grenzschicht gemäß der Arbeitshypothese von Sima *et al.* (2016) zu beeinflussen und eine Grenzschichtentwicklung an einem längeren Zugmodell zu simulieren. Die drei Zugmodelle wurden in unterschiedlichen Modellkonfigurationen untersucht, um den Effekt zusätzlicher Rauigkeiten an der Modellgeometrie zu analysieren. Dabei wurde ein generischer Modellkopf verwendet, der mittels Einschubelementen mit rechteckigen Rauigkeiten, den so genannten Wirbelgeneratoren, modifiziert werden konnte. Der Einfluss der Wirbelgeneratoren wurde aus dem Vergleich zwischen der glatten Referenzkonfiguration CLN und der Konfiguration mit Wirbelgeneratoren RGH hergestellt. Zusätzlich wurden in den Messreihen am ICE 3 Wirbelgeneratoren unterschiedlicher Größe eingesetzt und in einer Messreihe am GZM der Einfluss eines generischen Wagenübergangs untersucht. Abb. 3.1 zeigt schematisch das Prinzip der Grenzschichtbeeinflussung zur Simulation einer Modell-

länge l_{sim} basierend auf dem Einsatz von Wirbelgeneratoren an einem kürzeren Modell der Länge l_{mod} . Die Idee ist, dass die Grenzschicht durch die Wirbelgeneratoren (rot) am dreiteiligen Modell (blau) so aufgeweitet wird, dass am Modellheck die relative Grenzschichtdicke bezogen auf die Zugbreite genauso groß ist wie im Fahrversuch bzw. einem Modell der Länge l_{sim} (grün). Es wurde angenommen, dass nur unter diesen Bedingungen eine realistische Nachbildung der Nachlaufströmung erfolgen kann.

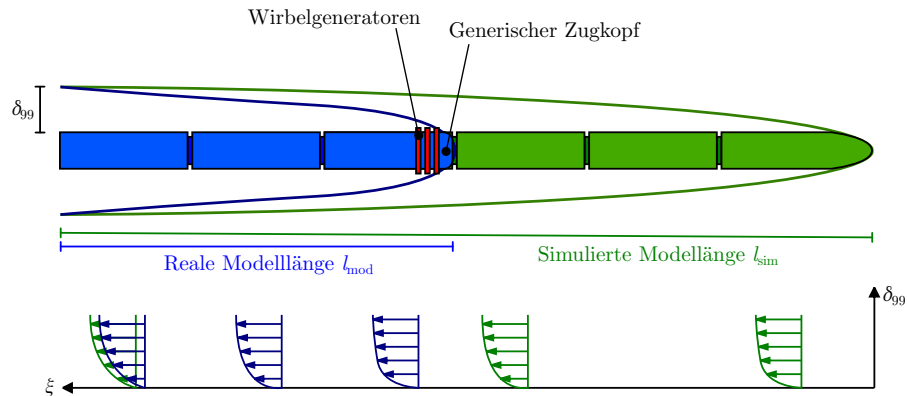


Abbildung 3.1: Einsatz von Wirbelgeneratoren am generischen Modellkopf zur Grenzschichtbeeinflussung und Simulation einer größeren Modelllänge

Für die Bearbeitung des Teilziel TZ1 wurde die Grenzschichtströmung des ICE 3 und GZM mit dem HSPIV-Messsystem in horizontalen Ebenen parallel zum Boden aufgezeichnet, um die Entwicklung der Grenzschichtprofile und der Grenzschichtparameter entlang des Modells zu analysieren. Neben der Grenzschichtdicke δ_{99} wurden die beiden integralen Grenzschichtparameter Verdrängungsdicke δ_1 und Impulsverlustdicke δ_2 berechnet. Durch die Bestimmung von δ_1 und δ_2 konnte die vollständige Strömung in den Grenzschichtprofilen beschrieben und die Form der Grenzschicht mit dem Formfaktor H_{12} nach Schlichting und Gersten (2006) charakterisiert werden (Hunt und Sibulkin, 1965; Zarbi *et al.*, 1990; Weyburne, 2014). Die Entwicklung des Formfaktors bzw. der Grenzschichtprofile wurde analysiert, um den Effekt der Wirbelgeneratoren und eine mögliche Stabilisierung der Grenzschicht entlang des Modells zu zeigen. Des Weiteren wurden die Grenzschichtparameter verwendet, um einen Vergleich mit der Grenzschichtentwicklung in einer turbulenten Strömung über einer ebenen Platte herzustellen.

Für die Bearbeitung der Teilziele TZ2 und TZ3 wurde primär die Nachlaufströmung hinter dem GZM analysiert. Dazu wurde das HSPIV-Messsystem um eine Kamera erweitert, um die gesamte Entwicklung des Nachlaufs über beide Gleisseiten auf der gesamten Breite zu erfassen. Die Nachlaufströmung wurde statistisch anhand der Position und Stärke der maximal induzierten Strömungsgeschwindigkeit an

TSI-Messpositionen sowie der grundlegenden, lateralen Bewegung der Schwerpunktposition und der dominanten Strukturen und Dynamiken analysiert. Der Fokus bei der Bearbeitung der Teilziele TZ2-3 liegt dabei auf der Dynamic Mode Decomposition (**DMD**) die mit den 2D-Strömungsfelddaten aus allen gemessenen Nachlaufströmungen jeder Modellkonfiguration durchgeführt wurde, um die jeweiligen, dominanten Strukturen und die dominante Dynamik im Nachlauf zu identifizieren (TZ2). Dabei konnte die methodische Stärke einer **DMD** eingesetzt werden, um die abklingenden, dynamischen Moden in der Nachlaufströmung, gemessen mit einem stationären Messsystem aus 30 unabhängigen Messfahrten, zu bestimmen. Aus den Ergebnissen der **DMD** wurde ein Zusammenhang zwischen dem Auftreten eines Maximalwerts an einer **TSI**-Messposition und der dominanten, oszillierenden Bewegung des Nachlaufs hergestellt (TZ2). Die Spektren der Dämpfungskonstanten und Amplituden wurden analysiert, um den Effekt der Wirbelgeneratoren auf die dominanten Moden in der Nachlaufströmung darzustellen (TZ3). Ziel der **DMD**-Analyse war es, den zweiten Teil der Arbeitshypothese von Sima *et al.* (2016) zu bestätigen und den Einfluss der Wirbelgeneratoren auf die Struktur und Dynamik der Grenzschicht- und Nachlaufströmung darstellen zu können. Im nachfolgenden Kapitel werden die **TSG**-Versuchsanlage, die untersuchten Zugmodelle sowie die verwendete Messtechnik näher beschrieben.

Teil II

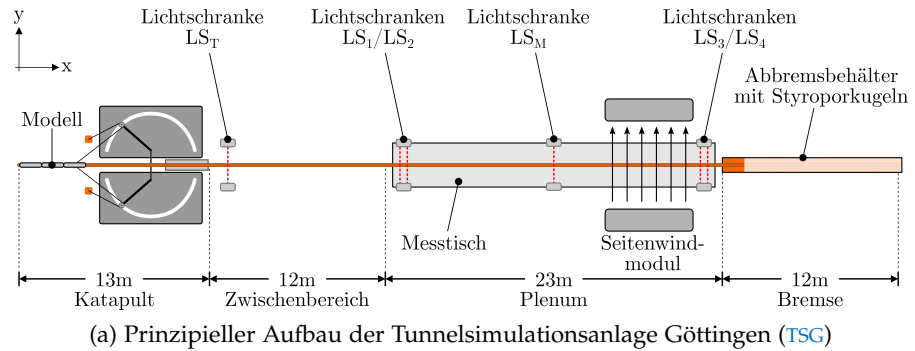
MESSTECHNIK UND METHODEN

4.1 TUNNELSIMULATIONSANLAGE GÖTTINGEN

4.1.1 *Aufbau und Funktionsweise*

Die Modellexperimente dieser Forschungsarbeit wurden an der Tunnel simulationsanlage Göttingen (TSG) des Deutschen Zentrum für Luft- und Raumfahrt (DLR) durchgeführt. Die TSG ist eine Versuchsanlage zur Untersuchung aerodynamischer Effekte bewegter Zugmodelle (*engl.* Moving-Model Rig). Die realitätsnahe Relativbewegung der Modelle auf einer ortsfesten Gleisstrecke über einem ruhenden Grund und die transienten Messungen in Vorbeifahrten an einem stationären Messsystem bieten die Möglichkeit vergleichbare Studien im Modell experiment wie in Feldmessungen auf offener Strecke durchzuführen (Bell *et al.*, 2015; Sima *et al.*, 2016).

Die Tunnel simulationsanlage Göttingen (TSG) verfügt über eine 60 m lange Teststrecke, die in vier funktionale Bereiche unterteilt ist: Katapult, Zwischenbereich, Plenum und Bremse. Abb. 4.1 zeigt den prinzipiellen Aufbau der TSG sowie eine Fotodokumentation der vier Bereiche. Das Modell bewegt sich auf einem vereinfachten, runden Schienenprofil, das nicht der maßstäblichen Form eines realen Schienenprofils im Bahnbetrieb entspricht. Die gesamte Versuchsanlage ist aus sicherheitstechnischen Gründen von einer Einhausung umgeben (s. Abb. 4.1b-Abb. 4.1e), da das bewegte Modell mit seiner Masse und hohen Geschwindigkeit ein großes Gefahrenpotential für Personen und Objekte in der Umgebung darstellt. Die Einhausung bietet zusätzlich kontrollierte Umgebungsbedingungen bei Messfahrten wie die Minimierung von Konvektionsströmungen im Raum. Im Testbetrieb wird das Modell in einem hydraulisch angetriebenen Katapult indirekt über die Bewegung eines Hilfsschlittens unter dem Gleis auf die erforderliche Endgeschwindigkeit beschleunigt. In Abb. 4.2 ist der prinzipielle Aufbau des Katapults der TSG dargestellt. Vor einer Messfahrt befindet sich der Hilfsschlitten in einer gespannten Auslösevorrichtung und ist durch ein Seil mit der Bewegung zweier Hebelarme gekoppelt. Im Abschussvorgang werden die beiden Hebelarme über Beschleunigungszylinder in eine Drehbewegung versetzt und katapultieren den Hilfsschlitten nach vorne. Das Modell wird über einen Führungshaken von dem Hilfsschlitten mitgenommen. Durch die Vorspannung im Katapultseil wird eine ruckartige Kraftübertragung auf das Modell vermindert und ein möglichst stetiger Beschleunigungsvorgang gewährleistet. Nach dem Beschleunigungsvorgang werden die Hebel-



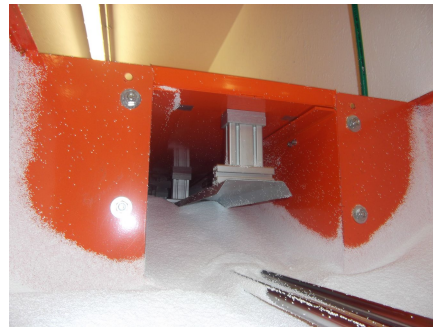
(b) Katapult



(c) Zwischenbereich



(d) Messbereich im Plenum



(e) Bremse

Abbildung 4.1: Prinzipskizze und Fotodokumentation der Tunnelsimulationsanlage Göttingen (TSG) unterteilt in vier funktionale Bereiche: Katapult, Zwischenbereich, Messbereich im Plenum (mit STBR-Aufbau) und Bremse

arme von Bremszylindern abgebremst und der Hilfsschlitten kommt in einer Wirbelstrombremse zum stehen. Das Modell verlässt frei fahrend mit maximaler Geschwindigkeit das Katapult. Die indirekte Beschleunigung des Modells ermöglicht es den Unterboden nahezu frei von aerodynamisch störenden Anbauteilen zu konstruieren. Die Modellgeschwindigkeit ist abhängig von dem Gewicht des Modells und kann über den Vordruck in den Druckspeichern der Beschleunigungszylinder angepasst werden. Auf diese Weise kann eine reproduzierbare Geschwindigkeit zwischen den Messfahrten erreicht werden.

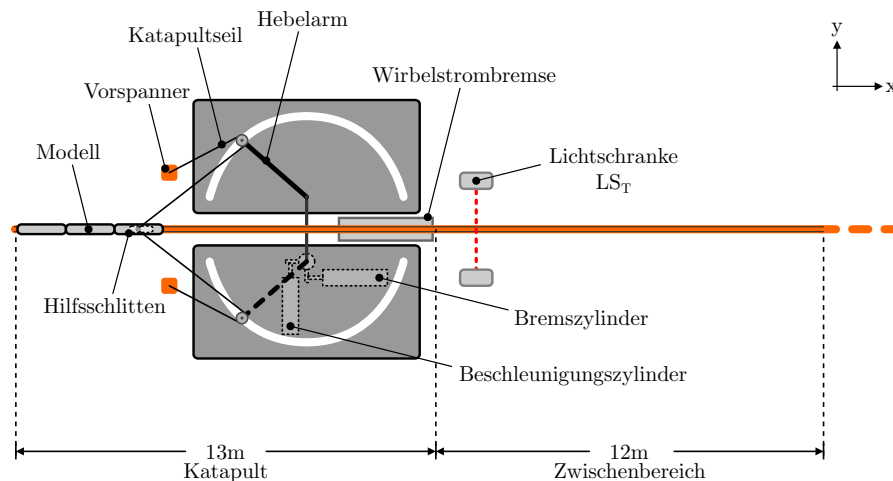


Abbildung 4.2: Prinzipskizze des hydraulischen Katapults der TunnelSimulationsanlage Göttingen (TSG)

Im Zwischenbereich zwischen Katapult und Plenum können vom Beschleunigungsvorgang induzierte Vibrationen abklingen. Im Plenum bewegt sich das Modell über einen Messtisch mit dem eine realitätsnahe Bewegung eines Fahrzeugs über ruhendem Grund geschaffen wird. Der Messtisch inklusive Gleisbett können modifiziert werden, um die Messungen an Umgebungsbedingungen wie z.B. einem flachen Untergrund oder einem Bahndamm bzw. Standard Track Ballast and Rail (STBR) nach Norm anzupassen (s. Abb. 4.1d). Im Rahmen dieser Untersuchungen wurde bei den Messungen ein flacher Untergrund gewählt (s. Abb. 4.3), um die grundlegende Grenzschicht- und Nachlaufentwicklung ohne Einfluss der Umgebungsbeschaffenheit zu untersuchen. Wie in Abb. 4.3 dargestellt, bezieht sich die Bezugshöhe $z = 0$ des stationären Koordinatensystems (x, y, z) der TSG auf die Schienenoberkante (TOR, engl. top of rail) mit einer Höhe von 6.8 mm über dem flachen Boden. Die y -Koordinate bezieht sich auf die Gleismitte $y = 0$ mit positiven Werten in Richtung der linken Gleisseite (LGS). Die x -Koordinate der ersten Messposition eines Messsystems definiert $x = 0$ mit positiven Werten in Fahrtrichtung.

Im Plenum finden die primären aerodynamischen Untersuchungen statt. Dazu können verschiedene Messsysteme wie Drucksonden, Hitzdraht-Anemometrie (HDA) oder Particle Image Velocimetry (PIV)

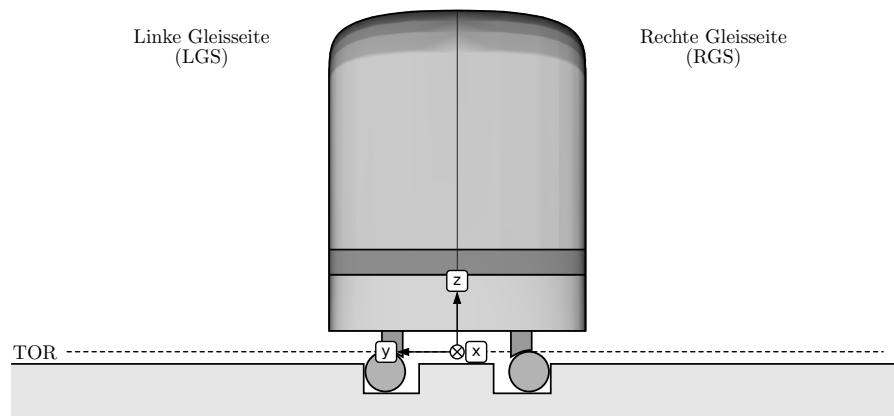


Abbildung 4.3: Querschnitt des Messbereichs im Plenum der Tunnelsimulationsanlage Göttingen (TSG) mit flachem Untergrund auf der rechten und linken Gleisseite

im gleisnahen Bereich eingesetzt werden. Das Modell wird aufgrund von aerodynamischer und mechanischer Reibung nach Verlassen des Katapults bis zum Eintreten in den Messbereich leicht abgebremst. Die genaue Modellgeschwindigkeit im Messbereich wird mit Hilfe von Lichtschranken (LS, s. Abb. 4.1) ermittelt. Zusätzlich können bei Messungen mit PIV die Positionsdaten aus den Kameraaufnahmen zur Bestimmung der Modellgeschwindigkeit verwendet werden, wenn sich Teile des Modells im Sichtfeld der Kameras befinden (s. Abschn. 5.1.1).

Nach Verlassen des Messbereichs und des Plenums fährt das Modell in die Bremse ein. Das Gleis führt in eine gedeckelte Metallwanne, die mit Styroporkugeln gefüllt ist. Der Schüttwinkel der Styroporkugeln wird vor jeder Messfahrt angeglichen, um ein gleichbleibendes Eintauchverhalten des Modells zu gewährleisten. Diese Bremsmethode ermöglicht ein sicheres, passives Abbremsen des Modells. Gleichzeitig wirkt eine große Druckbelastung auf den Modellkopf sowie starke Reibungskräfte auf die gesamte Modelloberfläche. Studien zum Bremsverhalten von Zugmodellen in der TSG haben gezeigt, dass bei dem Bremsvorgang, abhängig von der Geometrie und Geschwindigkeit des Modells, negative Beschleunigungen $a \leq -20\text{ g}$ erwartet werden. Aus diesem Grund spielt die Belastbarkeit der Zugmodelle, insbesondere der Oberfläche und spezifischer Anbauteile wie Drehgestellattrappen (DGA) oder Wirbelgeneratoren (WG), in der Konstruktionsphase eine wichtige Rolle.

4.1.2 Spezifikation der Modellparameter

Die Spezifikationen der Tunnelsimulationsanlage Göttingen (TSG) ermöglichen Modellexperimente in einem begrenzten Bereich der Modellskalierung, insbesondere der Modelllänge und der Modellgeschwindigkeit. Im Hinblick auf die Ziele dieser Arbeit ist es notwendig,

die optimale Wahl der Modellparameter im Vorfeld zu betrachten. Die Tunnelsimulationsanlage Göttingen ist für einen Modellmaßstab von 1:25 konzipiert und kann für Modelle im Maßstab von 1:20 bis 1:100 modifiziert werden. Die maximal realisierbare Geschwindigkeit des Modells ist abhängig von dem Modellgewicht und liegt zwischen 30 m/s bei 10 kg und 100 m/s bei 1 kg . Die Spezifikation des Katapults und der Bremse ermöglichen den Einsatz von Zugkonstellationen bis drei Wagenlängen im Maßstab von 1:25. Die Modelllänge ist im Vergleich zu Zugverbänden im regulären Bahnbetrieb stark reduziert. Beispielsweise ist der Intercity-Express 3 (ICE 3) der Deutschen Bahn (DB) in Einzeltraktion regulär aus acht Wagen zusammengesetzt und besitzt eine Gesamtlänge l_{org} von ca. 200 m. Die in Abschn. 4.2 beschriebenen, dreiteiligen Zugmodelle haben eine reduzierte Länge l_{mod} von ca. 2.2 m. Daraus folgt für die Modellskalierung hinsichtlich der Länge eine Reduktion auf ein Längenverhältnis $l_{\text{mod}}/l_{\text{org}}$ von ca. 1:90. Da die maximale einsetzbare Modelllänge in der TSG unabhängig von der Modellskalierung ist, wurde kein größerer Modellmaßstab als 1:25 angestrebt. Ein größerer Maßstab hätte sich zusätzlich negativ auf das Modellgewicht sowie auf das Verhältnis aus Modellbreite und Modelllänge ausgewirkt.

Um eine geeignete Wahl für die Versuchsparameter im Modellexperiment zu treffen, wird im Folgenden der Einfluss des Modellmaßstabs, der reduzierten Modelllänge l_{mod} und der Modellgeschwindigkeit u_{mod} auf die Strömungsentwicklung am Modell dargestellt. Für die Reynoldszahl Re im Modellexperiment und Feldversuch gilt:

$$Re = \frac{u \cdot d}{\nu} \quad \text{mit} \quad \nu = \eta/\rho \quad (4.1)$$

mit der Zuggeschwindigkeit u und kinematischen Viskosität ν hinsichtlich der charakteristischen Abmessung d . Für die Berechnung der Reynoldszahl wurde eine Luftdichte ρ von 1.2 kg/m^3 und eine dynamische Viskosität η von $18.1 \text{ } \mu\text{Pa} \cdot \text{s}$ angenommen. Nach Gl. 4.1 sinkt die Reynoldszahl im Modellexperiment im Vergleich zum Feldversuch linear mit der Zuggeschwindigkeit u und dem Modellmaßstab bzw. Längenverhältnis ab. Grundsätzlich wird bei der Analyse von Ablöseeffekten am Heck die Reynoldszahl $Re_{b,\text{org}}$ bzw. $Re_{b,\text{mod}}$ im Bezug auf die Zugbreite $d = b_{\text{org}}$ im Original bzw. $d = b_{\text{mod}}$ im Modellmaßstab und bei der Grenzschichtentwicklung die Reynoldszahl $Re_{l,\text{org}}$ bzw. $Re_{l,\text{mod}}$ im Bezug auf die Zuglänge $d = l_{\text{org}}$ im Original bzw. $d = l_{\text{mod}}$ im Modellmaßstab betrachtet. In der Literatur wird in Studien zur Nachlaufströmung von Hochgeschwindigkeitszügen (HGZ) die Reynoldszahl in der Regel auf die Zugbreite oder Zughöhe bezogen. Aufgrund der schmalen, langen Geometrie von HGZ ist die Reynoldszahl Re_b deutlich kleiner als Re_l . Um eine vergleichbare Strömungsentwicklung zwischen Modellexperiment und 1:1-Maßstab zu gewährleisten, wird von der Norm für Versuche mit bewegten Modellen eine Reynoldszahl $Re_{b,\text{mod}}$ von mindestens 2.5×10^5 gefor-

dert. Die untere Grenze für die Reynoldszahl wird von Copley (1987) bekräftigt und wird unter anderem damit begründet, dass im Modell-experiment entsprechend dem 1:1-Maßstab der Übergang von laminar zu turbulenter Strömung direkt am Zugkopf stattfinden muss.

Im Bezug auf die Grenzschichtentwicklung liegt die Reynoldszahl $Re_{l,org}$ in Feldversuchen am ICE 3 bei einer Zuggeschwindigkeit $u_{org} = 230 \text{ km/h} \approx 64 \text{ m/s}$ und einer Gesamtlänge $l_{org} = 200 \text{ m}$ bei $Re_{l,org} = 8.5 \times 10^8$. Bei gleicher Modellgeschwindigkeit $u_{mod} = u_{org}$ und einer reduzierten Modelllänge l_{mod} von 3 Wagenlängen liegt die Reynoldszahl im Modellexperiment bei $Re_{l,mod} = 9.5 \times 10^6$ und ist um den Faktor 90 also fast zwei Größenordnungen kleiner. Die niedrigere Reynoldszahl hat Auswirkungen auf das aerodynamische Verhalten, insbesondere die Grenzschichtentwicklung und den Nachlauf (Muld *et al.*, 2013). Nach Baker *et al.* (2013a) ist dieser Einfluss auch in den induzierten Strömungsgeschwindigkeiten neben und hinter dem Zug zu beobachten, die für eine Betrachtung der zulassungsrelevanten Grenzwerte gemäß Europäischer Norm (EN) relevant sind. Auf diesem Zusammenhang basiert die Arbeitshypothese von Sima *et al.* (2016), dass Wirbelgeneratoren zur Beeinflussung bzw. Skalierung der Grenzschicht eingesetzt werden können, um an einem Modell mit reduzierter Länge eine größere Grenzschicht zu erzeugen.

Um den Einfluss des Modellmaßstabs bzw. der Modelllänge und Modellgeschwindigkeit auf die Skalierung der Grenzschicht bereits im Vorfeld abzuschätzen, wurde die Grenzschichtdicke δ_{99} im Modell und Original mit einer theoretischen Näherung für die Grenzschichtentwicklung einer turbulenten Strömung an einer ebenen Platte verglichen (Buhr und Ehrenfried, 2018a). Dabei wurde angenommen, dass die Grenzschicht mittig an der relativ ebenen Wand eine vergleichbare Entwicklung entlang des Zuges aufweist wie an einer ebenen Platte. Nach Truckenbrodt (2008) gilt für die Grenzschichtdicke δ_{99} und Verdrängungsdicke δ_1 einer turbulenten Strömung über einer ebenen Platte näherungsweise:

$$\delta_{99} = \frac{0.14}{\sqrt[7]{Re_l}} \cdot l, \quad \delta_1 = \frac{0.018}{\sqrt[7]{Re_l}} \cdot l \quad (4.2)$$

mit der Reynoldszahl Re_l nach Gl. 4.1 und der theoretischen Plattenlänge l . Aus Gl. 4.2 und Gl. 4.1 folgt, dass δ_{99} und δ_1 proportional zu $l^{6/7}$ und $u^{-1/7}$ sind. Anhand dieser Proportionalität wurde der Einfluss des Längen- und Geschwindigkeitsverhältnisses zwischen Modell und Original auf die Skalierung der Grenzschicht abgeschätzt. Da die Proportionalitäten für δ_{99} und δ_1 gleichermaßen gelten, wird im Folgenden allgemein δ_{org} bzw. δ_{mod} als Bezeichnung für die Grenzschichtdicke δ_{99} im Original- bzw. Modellmaßstab verwendet. Als Maß wurde die normierte Grenzschichtdicke δ_{org}/b_{org} und δ_{mod}/b_{mod} aus dem Verhältnis von Grenzschichtdicke δ_{org} bzw. δ_{mod} und Zugbreite b_{org} bzw. b_{mod} im Modell bzw. Original betrachtet. Mit diesem Maß lässt sich die relative Dicke der Grenzschicht zwischen Original und Modell miteinander

vergleichen. Für eine korrekte Grenzschichtskalierung wird gefordert, dass die Grenzschichtdicke relativ zur Wagenbreite im Original und Modellmaßstab übereinstimmt. Dazu wird das Verhältnis aus $\delta_{\text{mod}}/b_{\text{mod}}$ und $\delta_{\text{org}}/b_{\text{org}}$ als Skalierungsfaktor R_δ definiert:

$$R_\delta = \frac{\delta_{\text{mod}}/b_{\text{mod}}}{\delta_{\text{org}}/b_{\text{org}}} \quad (4.3)$$

Für den Skalierungsfaktor R_δ gilt:

$$\frac{\delta_{\text{mod}}}{b_{\text{mod}}} = \frac{\delta_{\text{org}}}{b_{\text{org}}} \Rightarrow R_\delta = 1 \quad (4.4)$$

Während $\delta_{\text{org}}/b_{\text{org}}$ und $\delta_{\text{mod}}/b_{\text{mod}}$ die realen Grenzschichtdicken aus den Näherungsformeln in Gl. 4.2 beschreiben, ist R_δ ein abstraktes Maß für die Skalierung der Grenzschichtdicke zwischen Original und Modell und kann direkt aus den proportionalen Zusammenhängen aus Gl. 4.2 für l und u sowie dem Modellmaßstab für die Zugbreite $b_{\text{org}} = 25 \cdot b_{\text{mod}}$ bestimmt werden:

$$R_\delta = \frac{\delta_{\text{mod}}/b_{\text{mod}}}{\delta_{\text{org}}/b_{\text{org}}} = \frac{b_{\text{org}}}{b_{\text{mod}}} \cdot \left(\frac{l_{\text{mod}}}{l_{\text{org}}} \right)^{6/7} \left(\frac{u_{\text{mod}}}{u_{\text{org}}} \right)^{-1/7} \quad (4.5)$$

Der Vorteil der Betrachtung des Skalierungsfaktors R_δ gegenüber den normierten Grenzschichtdicken $\delta_{\text{org}}/b_{\text{org}}$ und $\delta_{\text{mod}}/b_{\text{mod}}$ ist die Beschreibung der Skalierung über die gesamte Zuglänge ohne Angabe einer spezifischen Position wie Zugmitte oder Zugheck. Allerdings ist die Betrachtung der normierten Grenzschichtdicken anschaulicher, um einen Eindruck über die reale, relative Grenzschichtdicke am Zug zu erhalten.

Im Fall einer maßstabsgetreuen Modelllänge l_{mod} von 8 m und einer Geschwindigkeit $u_{\text{mod}} = u_{\text{org}}$ von 64 m/s beträgt der Skalierungsfaktor $R_\delta = 1.58$, also eine 58 % zu dicke Grenzschicht im Modellexperiment. Bei einer Modelllänge von 8 m liegt die normierte Grenzschichtdicke bei $\delta_{\text{mod}}/b_{\text{mod}} = 78\%$ der Modellwagenbreite b_{mod} am Zugheck. Im Vergleich dazu liegt die normierte Grenzschichtdicke am Heck eines Originalzugs der Länge $l_{\text{org}} = 200$ m bei $\delta_{\text{org}}/b_{\text{org}} = 49.5\%$ der Wagenbreite b_{org} . Wie einleitend in diesem Abschnitt beschrieben können derart lange Modelle an der TSG nicht eingesetzt werden, so dass bei den verwendeten Modellen mit 3 Wagenlängen das Längenverhältnis $l_{\text{mod}}/l_{\text{org}}$ von 1:25 auf 1:90 reduziert ist. Da die verkürzte Modelllänge einer geringeren Laufzeit für die Entwicklung der Grenzschicht entspricht, wird eine zu kleine Grenzschichtdicke am Zugheck erwartet. Der Skalierungsfaktor für ein Modell mit 3 Wagenlängen beträgt $R_\delta = 0.53$ ($\delta_{\text{mod}}/b_{\text{mod}} = 26\%$) und entsprechend einer 47 % zu kleinen Grenzschichtdicke im Modellexperiment. Eine weitere Möglichkeit die Skalierung der Grenzschicht durch Wahl der Modellparameter zu beeinflussen ist nach Gl. 4.5 die Modellgeschwindigkeit u_{mod} . Aufgrund der Antiproportionalität zwischen der Grenzschichtdicke δ_{99}

und u nach Gl. 4.2 wird eine dickere Grenzschicht bei Reduzierung von u_{mod} erwartet. Mit einer reduzierten Modellgeschwindigkeit u_{mod} von 32 m/s eines Modells mit 3 Wagenlängen ergibt sich ein Skalierungsfaktor $R_\delta = 0.58$ ($\delta_{\text{mod}}/b_{\text{mod}} = 29\%$) und entsprechend eine nur noch 42% zu kleine Grenzschichtdicke im Modellexperiment. Eine weitere Reduzierung der Modellgeschwindigkeit ist nicht möglich, da die Reynoldszahl $Re_{b,\text{mod}}$ nach Gl. 4.1 ebenfalls von u_{mod} abhängig ist und eine Reynoldszahl von 2.5×10^5 gemäß Norm nicht unterschritten werden darf, da sich sonst die grundlegende Entwicklung der Strömung im Nachlauf signifikant ändern kann. Die Reynoldszahl im Bezug auf die Zugbreite lag in den durchgeführten Modellexperimenten im Maßstab 1:25 und reduzierter Geschwindigkeit u_{mod} bei $Re_{b,\text{mod}} = 2.56 \times 10^5$ im Vergleich zu regulären Versuchen im 1:1-Maßstab mit $Re_{b,\text{org}} = 1.3 \times 10^7$. Wie in Abschn. 3.2 beschrieben, wird mit der Idee der Grenzschichtbeeinflussung von Sima *et al.* (2016) das Ziel verfolgt, durch Rauigkeiten am Modellkopf die Grenzschicht aufzuweiten, um das Verhältnis von Grenzschichtdicke und Modellbreite $\delta_{\text{mod}}/b_{\text{mod}}$ an das reale Verhältnis $\delta_{\text{org}}/b_{\text{org}}$ eines Zugs im Originalmaßstab anzugleichen, um nach Gl. 4.3 im optimalen Fall einen Skalierungsfaktor von $R_\delta = 1$ zu erreichen.

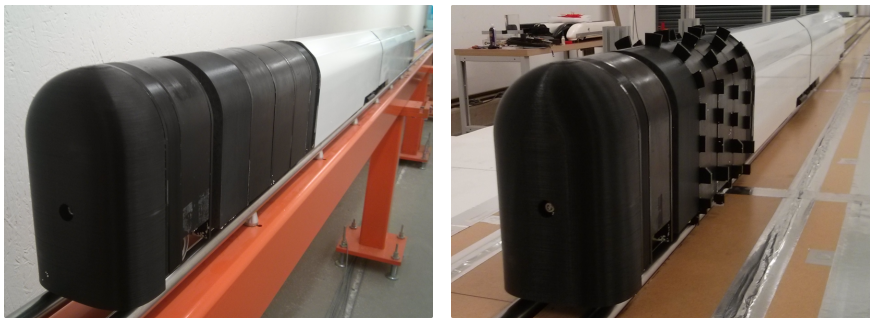
4.2 MODELLGEOMETRIEN

In diesem Abschnitt sind die drei Modellgeometrien in den verschiedenen Modellkonfigurationen beschrieben, die im Rahmen dieser Forschungsarbeit an der Tunnelsimulationsanlage Göttingen (TSG) untersucht wurden. Die Modelle wurden modular in einzelnen Abschnitten gefertigt. Die Modellsegmente bestehen aus formstabilen Materialien mit einem möglichst geringen Gewicht wie Balsaholz oder Kunststoff. Die Außenfläche der Modelle wurde zusätzlich nachbearbeitet und versiegelt, um eine möglichst hydraulisch glatte Oberfläche zu schaffen und die Resistenz gegenüber den Druckkräften beim Abbremsvorgang zu erhöhen. Die einzelnen Segmente eines Modells wurden auf einem verstärkten Grundträger montiert, der über zwei funktionale Achsen bzw. vier einzeln gelagerte Räder verfügt, mit denen sich das Modell auf dem Gleis bewegt. Der Führungshaken für den Kontakt mit dem Hilfsschlitten ist ebenfalls am Grundträger montiert (s. Abb. A.1), so dass beim Beschleunigungsvorgang keine großen Kräfte auf die Segmente der Modellgeometrie selbst ausgeübt werden. Dieser modulare Aufbau ermöglicht einen schnellen Wechsel der Modellgeometrie und ein gleichbleibendes, mechanisches Fahrverhalten der Grundkonstruktion auf der Gleisstrecke. Die Modelle wurden in einem Maßstab von 1:25 im Vergleich zu den originalen Zügen gefertigt. Im Rahmen dieser Forschungsarbeit wurde ein generischer Modellkopf verwendet, der mit Segmenten aus Wirbelgeneratoren (WG) modifiziert werden konnte. Die Krümmung der generischen Kopfgeometrie ist mit Supe-

rellipsen konstruiert, um eine unerwünschte Ablösung der Strömung an einem Krümmungssprung zu vermeiden. Die generische Form ermöglicht eine kontrollierte Untersuchung der Wirbelgeneratoren ohne die Einflüsse von speziellen Anbauteilen oder spezifischen geometrischen Eigenschaften der Zuggeometrie wie zusätzlichen Rauigkeiten im Bereich von Drehgestellattrappen.

4.2.1 Doppelstockwagen (Dosto)

Das Modell [Dosto](#) entspricht einem vereinfachten Modell eines Doppelstockwagens im Regionalverkehr. Es besteht aus drei Teilen: dem generischen Kopfteil sowie einem Mittel- und Endwagen, die jeweils durch einen Wagenübergang miteinander verbunden sind. Am Kopfteil können an sechs Positionen Segmente mit Wirbelgeneratoren eingefügt werden. [Abb. 4.4](#) zeigt das [Dosto](#)-Modell ohne und mit Modifikation des Kopfteils sowie die maßstabsgetreue Geometrie des Hecks.



(a) Modellkopf ohne Wirbelgeneratoren (b) Modellkopf mit Wirbelgeneratoren



(c) Modellheck

Abbildung 4.4: Fotodokumentation des Zugmodells [Dosto](#) mit der vereinfachten Geometrie eines Doppelstockwagens in der glatten Referenzkonfiguration und der Konfiguration mit Wirbelgeneratoren

Am Unterboden befinden sich neben den beiden funktionalen Achsen des Grundträgers zwei Drehgestellattrappen ([DGA](#)) vor und hinter dem Wagenübergang ([ICG](#)) zwischen Mittel- und Endwagen. Im hinteren Abschnitt des Modells ist die funktionale Achse in eine Drehge-

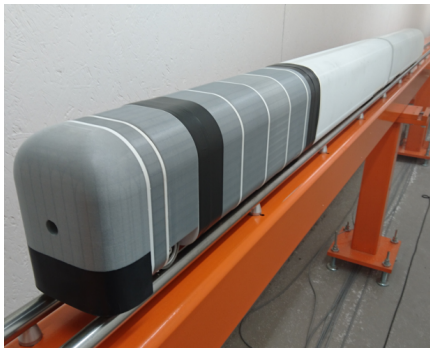
Tabelle 4.1: Charakteristische Abmessungen des *Dosto* im Original- und Modellmaßstab

	MODELL	ORIGINAL	VERHÄLTNIS
Anzahl Wagen	3	6 / 8	
Länge (6 Wagen)	2.22 m	180 m	ca. 1 : 80
Länge (8 Wagen)	2.22 m	234 m	ca. 1 : 105
Breite	0.11 m	2.78 m	1 : 25
Höhe über TOR	0.185 m	4.63 m	1 : 25

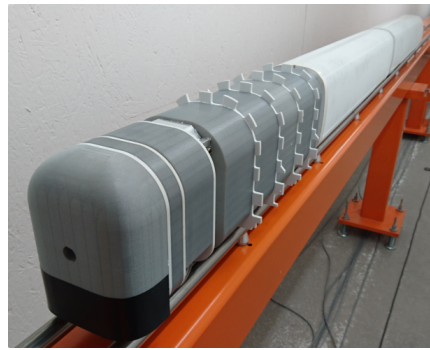
stellattrappe integriert. Am Modellheck befinden sich Puffer, die eine realistische Rauigkeit im Heckbereich darstellen. Im Vergleich zu einer typischen HGZ-Fließheckgeometrie wie beim ICE 3 ist die Heckgeometrie des *Dosto* sehr stumpf (vgl. Abb. 2.2). Für weitere Informationen zum *Dosto*-Modell und entsprechenden aerodynamischen Untersuchungen sei auf Sima *et al.* (2016) sowie Buhr (2015), Buhr *et al.* (2016, 2018) und Buhr und Ehrenfried (2018b) verwiesen. Die charakteristischen Abmessungen des *Dosto*-Modells sowie des nachempfundenen Originalzugs, bestehend aus Lok und sechs bzw. acht Wagen, sind in Tab. 4.1 zusammengefasst.

4.2.2 Intercity-Express 3 (ICE3)

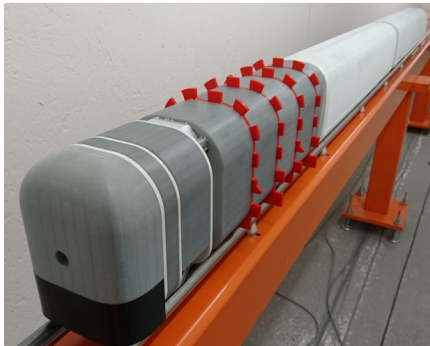
Das Modell ICE 3 entspricht der Geometrie des Intercity-Express 3 Benchmark-Windkanalfahrzeugmodell aus der DIN EN 14067-6:2020-06 (2020) bezüglich Anforderungen und Prüfverfahren für die Bewertung von Seitenwind gemäß Technischer Spezifikationen für Interoperabilität aus der VO (EU) 1302/2014 (2014). Das Modell besitzt keine spezifischen Anbauteile am Dach wie Stromabnehmer oder Klimatechnik. Die Teilabdeckungen der Drehgestelle entsprechen nicht dem Referenzmodell der Europäischen Norm (EN), aber sind in der realen Konfiguration des ICE 3 im Bahnbetrieb vorhanden. Das Modell besteht aus drei Teilen: dem generischen Kopfteil sowie einem Mittel- und Endwagen. Die Wagenkontur im Übergang zwischen Mittel- und Endwagen zieht sich entsprechend des originalen ICE 3-Designs leicht zusammen. Am Kopfteil können an sieben Positionen Segmente mit Wirbelgeneratoren eingefügt werden. Im Rahmen dieser Arbeit wurden ausschließlich die letzten vier Positionen im hinteren Teil des Modellkopfs verwendet. Abb. 4.5 zeigt das ICE 3-Modell ohne Wirbelgeneratoren und in drei Modifikation des Kopfteils mit unterschiedlichen Größen der Rauigkeiten an den Wirbelgeneratoren sowie die maßstabgetreue Geometrie des Zughecks. Die spezifischen Abmessungen der Rauigkeiten an den unterschiedlichen Wirbelgeneratorelementen in den drei gezeigten Konfigurationen sind in Abschn. 4.2.4 näher beschrieben.



(a) Modellkopf ohne Wirbelgeneratoren



(b) Mit kleinen Wirbelgeneratoren



(c) Mit mittleren Wirbelgeneratoren



(d) Mit großen Wirbelgeneratoren



(e) Modellheck

Abbildung 4.5: Fotodokumentation des Zugmodells ICE 3 mit der Geometrie eines Intercity-Express 3 in der glatten Referenzkonfiguration ohne und in den Konfigurationen mit drei verschiedenen Wirbelgeneratorvarianten

In der Konfiguration ohne Wirbelgeneratoren (s. Abb. 4.5a) wurden konstruktionsbedingte Unterbrechungen im generischen Kopfteil abgeklebt, um eine möglichst glatte Oberfläche zu schaffen. Am Unterboden befinden sich neben den beiden funktionalen Achsen des Grundträgers zwei Drehgestellatruppen (DGA) vor und hinter dem Wagenübergang (ICG) zwischen Mittel- und Endwagen. Im hinteren Abschnitt des Modells ist die funktionale Achse in eine Drehgestellatruppe integriert. Die Heckgeometrie des ICE 3 ist relativ spitz im Ver-

Tabelle 4.2: Charakteristische Abmessungen des ICE 3 im Original- und Modellmaßstab

	MODELL	ORIGINAL	VERHÄLTNIS
Anzahl Wagen	3	8	
Länge	2.27 m	200.84 m	ca. 1 : 90
Breite	0.116 m	2.950 m	1 : 25
Höhe über TOR	0.155 m	3.890 m	1 : 25

gleich zum Doppelstockwagen (Dosto), so dass eine Nachlaufströmung mit dominanten, gegenläufig rotierenden Längswirbeln erwartet wird (s. Abb. 2.2b). Die Untersuchungen zur Grenzschichtentwicklung am ICE 3-Modell wurden in Buhr und Ehrenfried (2017) vorgestellt. Der Einfluss der Wirbelgeneratoren auf den TSI-Wert $U_{2\sigma}$ ist in Buhr und Ehrenfried (2018b) dargestellt. Die charakteristische Abmessungen des ICE 3-Modells sowie des Originalzugs mit acht Wagen sind in Tab. 4.2 zusammengefasst.

4.2.3 Generisches Zugmodell (GZM)

Das Modell GZM ist ein generisches Zugmodell mit kastenförmigem Querschnitt in der Wagengeometrie. Die ebenen, senkrechten Seitenwände ermöglichen eine grundlegende Untersuchung der Grenzschichtentwicklung ohne den Einfluss spezifischer Geometriemerkmale und zusätzlichen Rauigkeiten durch Aussparungen für Drehgestelle. Die Heckgeometrie des GZM ist dem Railjet der Österreichischen Bundesbahnen (ÖBB) nachempfunden. Die Geometrie wurde teilweise unter Verwendung von Superellipsen geglättet. Das GZM wurde in einzelnen Segmenten im 3D-Druckverfahren hergestellt. Die Außenfläche des Modells wurde anschließend nachbearbeitet und versiegelt, um eine möglichst hydraulisch glatte, ungestörte Oberfläche zu schaffen. Abb. 4.6 zeigt das GZM ohne und mit Modifikation des Kopfteils sowie die Modellkonfiguration mit einem Wagenübergang (ICG) zwischen Mittel- und Endwagen sowie die maßstabgetreue Geometrie des Modellhecks.

Tabelle 4.3: Charakteristische Abmessungen des GZM im Modellmaßstab im Vergleich zum Originalmaßstab des Railjets der Österreichischen Bundesbahnen (ÖBB)

	MODELL	ORIGINAL	VERHÄLTNIS
Anzahl Wagen	3	6	
Länge	2.1 m	205 m	ca. 1 : 100
Breite	0.12 m	2.825 m	1 : 25
Höhe über TOR	0.16 m	4.050 m	1 : 25



Abbildung 4.6: Fotodokumentation des generischen Zugmodells [GZM](#) in der glatten Referenzkonfiguration und in den Konfigurationen mit Wirbelgeneratoren bzw. mit Wagenübergang

Im Gegensatz zum [Dosto](#) und [ICE 3](#), ist die Oberfläche des [GZM](#) in der unmodifizierten Geometrie nicht durch Wagenübergänge oder andere Änderungen der Kontur unterbrochen. In der Konfiguration ohne Wirbelgeneratoren (s. [Abb. 4.6a](#)) kann sich so eine ungestörte Grenzschicht entlang des Modells entwickeln. Zur Untersuchung der Grenzschichtbeeinflussung, kann am Kopfteil ein Segment mit Wirbelgeneratoren eingefügt werden (s. [Abb. 4.6b](#)). Des Weiteren kann im Bereich zwischen Mittel- und Endwagen ein Wagenübergang in die Modellgeometrie integriert werden (s. [Abb. 4.6c](#)). Am Unterboden befinden sich keine zusätzlichen Anbauteile wie Drehgestellattrappen oder Puffer. Die Heckgeometrie des [GZM](#) ist relativ stumpf, ähnlich dem [Dosto](#) (vgl. [Abb. 2.2a](#)), und besitzt im unteren Drittel eine markante Abrisskante. Die Untersuchungen zur Grenzschichtentwicklung am [GZM](#) wurden in [Buhr und Ehrenfried \(2018a\)](#) vorgestellt. Der Einfluss der Wirbelgeneratoren auf den [TSI](#)-Wert $U_{2\sigma}$ ist in [Buhr und Ehrenfried \(2018b\)](#) dargestellt. Die charakteristischen Abmessungen des [GZM](#) sowie des Originalzugs mit Lok und sechs Wagen sind in [Tab. 4.3](#) zusammengefasst.

4.2.4 Wirbelgeneratoren am generischen Modellkopf

Die generischen Kopfteile der Zugmodelle *Dosto*, *ICE 3* und *GZM* wurden in Messkonfigurationen ohne und mit Wirbelgeneratoren verwendet, um aus dem Vergleich der aufgezeichneten Strömungsdaten den Effekt der Rauigkeiten auf die Grenzschicht- und Nachlaufströmung zu untersuchen.

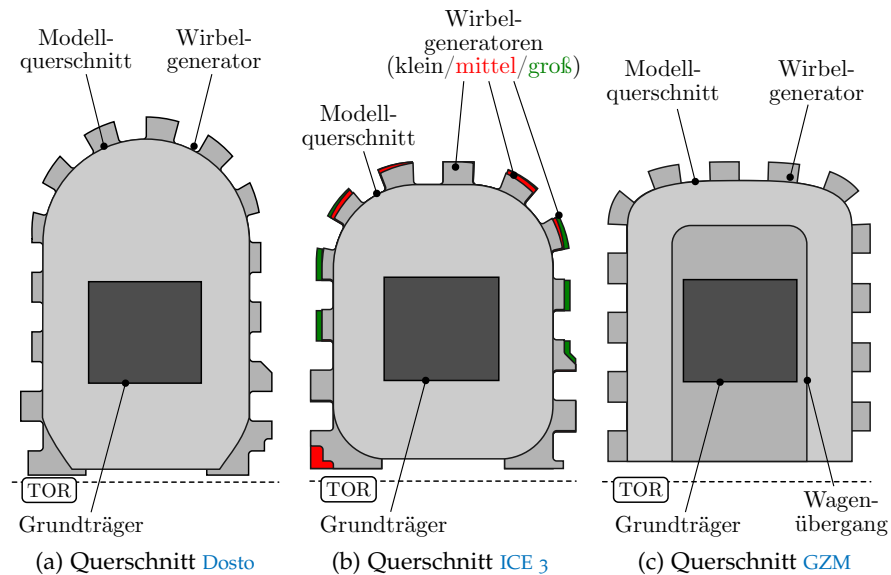


Abbildung 4.7: Querschnitt der Zugmodelle *Dosto*, *ICE 3* und *GZM* für den Vergleich der Grundgeometrie und der Rauigkeiten von Wirbelgeneratoren am Modellkopf sowie dem Wagenübergang in einer Konfiguration am *GZM*

Wie in [Abschn. 3.2](#) beschrieben, müssen die Wirbelgeneratoren in Modellexperimenten an der Tunnelsimulationsanlage Göttingen im Vergleich zu Versuchen im Windkanal nicht nur aerodynamischen Belastungen standhalten, sondern zusätzlich den Reibungs- und Druckkräften in der Bremse widerstehen. In Anlehnung an die Studien von Schlichting und Gersten (2006) sowie Nikuradse (1933) wurden für die Modellzüge der *TSG* einzelne Wirbelgeneratorelemente mit rechteckigen Rauigkeiten entworfen, die einerseits hinreichend robust sind und gleichzeitig bei relativ kleiner Größe eine hohe Rauigkeit an der Oberfläche erzeugen (s. [Abschn. 2.3](#)). Es wird erwartet, dass eine rechteckige Form der Wirbelgeneratoren die beste Wahl für einen ausreichenden Impulsverlust auf einer relativ kurzen Modelllänge bietet. [Abb. 4.7](#) zeigt den Querschnitt der drei Modelle in der Konfiguration mit Wirbelgeneratoren. Die Form und Größe der Wirbelgeneratoren variiert um das Profil der Zuggeometrie, um die Skalierung der Grenzschicht an die erwartete Grenzschichtdicke anzupassen. Bei dem *Dosto* und *ICE 3* wurden jeweils vier Segmente verwendet. Die Ausrichtung der Wirbelgeneratoren wurde abwechselnd vertikal gespiegelt, um

eine teilweise Auslöschung von induzierten, kleinskaligen Wirbelstrukturen an den rechteckigen Rauigkeiten zu erreichen und die Erzeugung künstlicher Wirbelstrukturen in der weiteren Grenzschicht zu minimieren. Bei dem **GZM** wurde nur ein Segment mit gleichgroßen Wirbelgeneratoren verwendet, um den grundlegenden Einfluss der Rauigkeiten auf die Grenzschicht zu untersuchen.

Tabelle 4.4: Charakteristische Abmessungen der Rauigkeiten in den Konfigurationen mit Wirbelgeneratoren der Zugmodellen **Dosto**, **ICE 3** und **GZM**

Modell	BODEN	WAND	DACH
Dosto	12 × 16 mm	6 × 16 mm	12 × 16 mm
ICE 3 (klein) ¹	12 × 16 mm	6 × 16 mm	12 × 16 mm
ICE 3 (mittel)	12 × 16 mm	6 × 16 mm	12 × 16 mm
ICE 3 (groß)	12 × 16 mm	9 × 16 mm	12 × 16 mm
GZM	10 × 16 mm	10 × 16 mm	10 × 16 mm

Die Größe der Rauigkeiten wurde in drei Bereichen der Grenzschicht angepasst: der bodennahe Bereich, der Seitenwandbereich und der Zugdachbereich. Die Größe der Rauigkeiten im Modellexperiment wurde entsprechend der Rauigkeiten im Original durch geometrische Merkmale und Anbauteile ausgelegt. Im bodennahen Bereich wird aufgrund der Drehgestelle und Schlingerdämpfer sowie der Interaktion zwischen turbulenter Unterbodenströmung und stehendem Untergrund eine signifikant größere Grenzschicht erwartet. Entsprechend wurden die Rauigkeiten im unteren Abschnitt des Modells relativ groß gewählt. Im Vergleich dazu kann sich an der ebenen Seitenwand eine Grenzschicht mit geringsten Störungen entwickeln, so dass im Modell für diesen Bereich kleinere Rauigkeiten gewählt wurden. Auf dem Zugdach befinden sich im Original zusätzliche Anbauteile wie Stromabnehmer und Klimaanlagen, die im Modell durch größere Rauigkeiten nachgebildet wurden. In **Tab. 4.4** sind die charakteristischen Größen der Wirbelgeneratoren in den drei Bereichen dargestellt. Da Form und Ausrichtung der einzelnen Wirbelgeneratoren an die Zugkontur angepasst wurden und folglich variieren, sind die Dimensionen eines näherungsweise rechteckigen Wirbelgenerators im jeweiligen Bereich als Richtwert angegeben.

¹ Im Vergleich zur Konfiguration ICE 3 (mittel) sind die Wirbelgeneratoren in Bodennähe abgestuft und im Übergang zum Dach ca. 1 mm kleiner (s. **Abb. 4.7**).

4.3 HITZDRAHT-ANEMOMETRIE (HDA)

4.3.1 Konstant-Temperatur-Anemometrie

Hitzdraht-Anemometrie (HDA) ist eine thermoelektrische Messmethode zur Bestimmung der Strömungsgeschwindigkeit in einem Fluid über die Abkühlung einer stromdurchflossenen Hitzdrahtsonde. Die Strömungsgeschwindigkeit wird indirekt über den temperaturabhängigen Widerstand des Sondenmaterials bestimmt. Die Hitzdrahtsonde besitzt einen positiven Temperaturkoeffizienten, das heißt einen höheren elektrischen Widerstand bei steigender Temperatur. Ein HDA-Messsystem kann auf drei Arten betrieben werden: konstanter Heizstrom (CCA, engl. constant current anemometry), konstante Sondenspannung (CVA, engl. constant voltage anemometry) und konstante Sondentemperatur (CTA, engl. constant temperature anemometry). Die Konstant-Strom-Anemometrie (CCA) ist ein simples Messprinzip zur Bestimmung der Strömungsgeschwindigkeit über die Proportionalität der Sondentemperatur und der gemessenen Sonden­spannung. Die Konstant-Spannung-Anemometrie (CVA) ist eine weniger bekannte Betriebsart, in der die Sonden­spannung konstant gehalten wird. Der Vorteil dieser Methode ist die Unabhängigkeit von der Kabellänge zwischen Sonde und Messeinheit. Allerdings ist in der Aufbereitung des Messsignals eine zusätzliche Frequenzkorrektur sowie Filter nötig. Nach Herstellerangaben ist CVA für eine geringe Turbulenzintensität geeignet. Die Konstant-Temperatur-Anemometrie (CTA) bietet eine höhere Messempfindlichkeit bei steigender Strömungsgeschwindigkeit. Aus diesem Grund wurde im Rahmen dieser Forschungsarbeit ein HDA-Messsystem im CTA-Betrieb verwendet. Discetti (2017) gibt einen umfassenden Überblick über das Messprinzip der Hitzdraht-Anemometrie sowie verschiedener Bauarten, Kalibrierung und Anwendung. Des Weiteren werden Empfindlichkeiten, Anwendungsgrenzen und Korrekturmöglichkeiten aufgezeigt.

Im CTA-Messbetrieb wird die Hitzdrahtsonde von einem Heizstrom durchflossen, der von einem Regelkreis reguliert wird. Der Stromfluss im Hitzdraht führt zu einer Erwärmung der umliegenden Luftteilchen. Ohne Strömung in der Luft bildet sich ein isolierendes Luftpolster um die Sonde. Wird die Sonde von der Luft umströmt, trägt die erzwungene Konvektion das Luftpolster ab und die Sonde wird abgekühlt. Daraus würde sich eine Änderung des temperaturabhängigen, elektrischen Widerstands des Sondenmaterials ergeben, wenn der Regelkreis nicht nachregeln würde. Effektiv steigt die abgeführte Energie am Hitzdraht mit der Strömungsgeschwindigkeit an. Die benötigte Leistung des Regelkreises zum Aufrechterhalten der konstanten Temperatur wird über die Spannung am Hitzdraht gemessen. Die thermische Konvektion an der Sonde kann gegenüber erzwungener Konvektion

vernachlässigt werden. Abb. 4.8 zeigt das Prinzip der Messung mit einer HDA-Eindrahtsonde im CTA-Regelkreis.

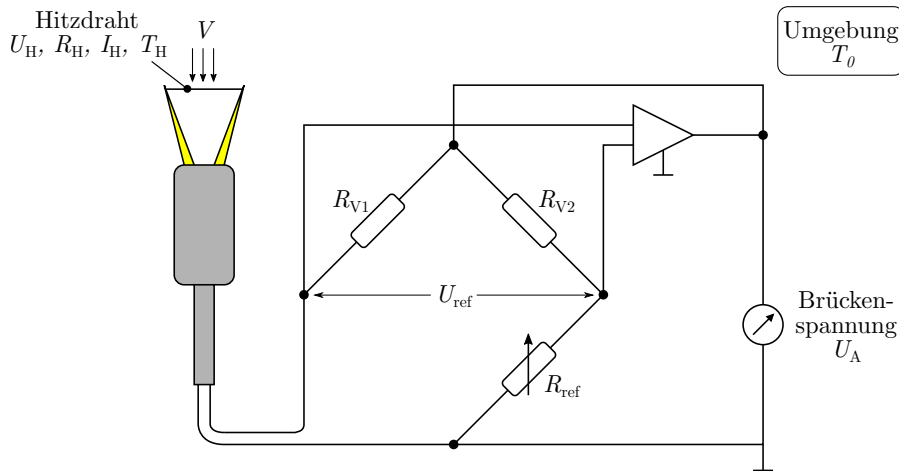


Abbildung 4.8: Skizzierter Aufbau einer HDA-Eindrahtsonde mit Regelkreis für den Betrieb mit Konstant-Temperatur-Anemometrie (CTA)

Die Heizleistung P_H des Hitzdrahts wird über den Heizstrom I_H und den Spannungsfall U_H am Hitzdraht bzw. den elektrischen Widerstand R_H bestimmt:

$$P_H = I_H \cdot U_H = \frac{U_H^2}{R_H} \quad (4.6)$$

Der temperaturabhängige Widerstand R_H des Hitzdrahts kann in dem Betriebstemperaturbereich als linear abhängig von der Temperatur T_H angenommen werden. Mit dem Widerstand R_0 bei Raumtemperatur T_0 und dem Temperaturkoeffizienten α_T folgt:

$$R_H = R_0 (1 + \alpha_T (T_H - T_0)) \quad (4.7)$$

Im CTA-Messbetrieb wird mit einem Regelkreis der elektrische Widerstand R_H und damit nach Gl. 4.7 die Temperatur der Sonde T_H gegenüber der Umgebungstemperatur T_0 konstant gehalten. Dazu wird eine Wheatstonsche Brückenschaltung mit den Vorwiderständen R_{V1} und R_{V2} sowie einem variablen Brückenwiderstand R_{ref} verwendet. R_{ref} wird im Rahmen des Kalibrierverfahrens der Sonden eingestellt. Im Messbetrieb wird U_A kontinuierlich nachgeregelt, so dass zwischen den Brückenarmen keine Spannung ($U_{ref} = 0$) anliegt. Nach Gl. 4.6 ist die Heizleistung P_H nur noch abhängig von der Heizspannung U_H . Durch Substitution von R_H in Gl. 4.6 mit Gl. 4.7 und Umstellen nach U_H folgt:

$$U_H^2 = P_H R_0 (1 + \alpha_T (T_H - T_0)) \quad (4.8)$$

Je höher die Strömungsgeschwindigkeit V , desto größer ist die erforderliche Heizleistung P_H die als Wärmestrom an die Luft abgeführt

wird. Die Brückenspannung U_A ist proportional zu U_H und wird als Messgröße aufgezeichnet. Die Beziehung zwischen der erforderlichen Hitzdrahtspannung U_H bzw. der Anemometerspannung U_A und der Strömungsgeschwindigkeit V wird durch das King'sche Gesetz beschrieben:

$$U_A^2 = k_1 + k_2 V^{k_3} \quad (4.9)$$

mit den Koeffizienten k_1 , k_2 und k_3 , die über das in [Abschn. 4.3.2](#) beschriebene Kalibrierverfahren für jede Hitzdrahtsonde bestimmt wurden. In den Koeffizienten sind Konstanten wie R_0 , α_T , T_H und T_0 aus [Gl. 4.8](#) sowie der Proportionalitätsfaktor zwischen Hitzdraht- und Anemometerspannung enthalten. Nach King (1914) beschreibt [Gl. 4.9](#) die pro Zeiteinheit abgeführte Wärmeleistung eines elektrisch beheizten Drahts, der senkrecht von einem inkompressiblen Fluid mit der Geschwindigkeit V umströmt wird.

Im Rahmen dieser Untersuchungen wurden Eindrahtsonden der Hersteller Dantec Dynamics² und TSI Incorporated³ verwendet. Die HDA-Eindrahtsonden beider Hersteller bestehen aus einem dünnen Wolframdraht der zwischen zwei Kontaktspitzen aufgespannt ist. Der Hitzdraht hat einen Durchmesser von $5\ \mu\text{m}$ und eine Länge von 1 mm bis 2 mm. Je dünner der Drahtdurchmesser desto höher die Messempfindlichkeit gegenüber höheren Frequenzen. Die Hitzdrahtsonden wurden an ein StreamLine CTA-Multichannelsystem von Dantec angeschlossen, mit dem die Temperatur der Sonden geregelt wurde sowie die benötigten Hitzdrahtwiderstände R_0 und Kabelwiderstände bestimmt wurden. Für das Überhitzungsverhältnis wurde ein Faktor von 1.8 gewählt. Die Anemometerspannung U_A wurde von dem StreamLine-System an ein Dewetron⁴ Mainframe weitergegeben und mit einer Abtastrate von 50 kHz aufgezeichnet. Die hohe Aufnahme-frequenz wurde gewählt um eine synchrone Datenerfassung zu den Lichtschrankensignalen zu gewährleisten und ermöglicht die Messung von hochfrequenten Oszillationen in der HDA-Brückenschaltung.

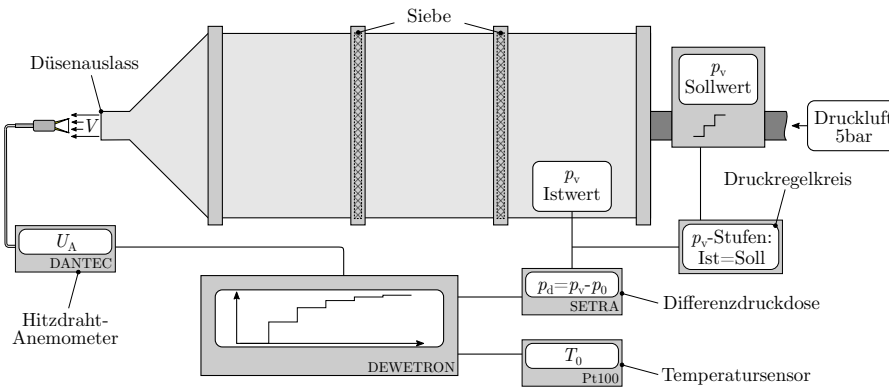
4.3.2 Kalibrierverfahren von HDA-Eindrahtsonden

Im Kalibrierverfahren der Hitzdrahtsonden wurden die Kalibrierkoeffizienten k_1 , k_2 und k_3 für den Zusammenhang zwischen Anemometerspannung und Strömungsgeschwindigkeit nach dem King'schen Gesetz in [Gl. 4.9](#) bestimmt. Die verwendeten Hitzdrahtsonden wurden in situ an der TSG kalibriert. Dazu wurde eine Kalibrierkurve der Anemometerspannung U_A in der gleichmäßigen Kernströmung einer Kalibrierdüse mit definierter Strömungsgeschwindigkeit gemessen. [Abb. 4.9](#) zeigt den prinzipiellen Aufbau des Kalibrierverfahrens.

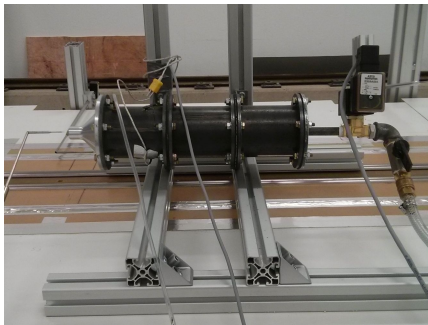
² Dantec Dynamics, <https://www.dantecdynamics.com/>

³ TSI Incorporated, <https://tsi.com/>

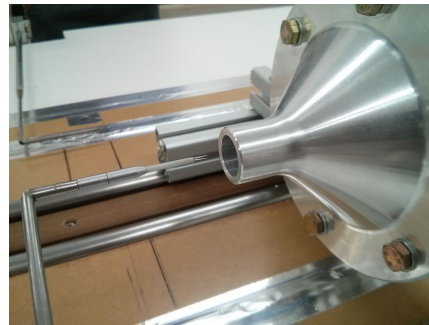
⁴ DEWETRON GmbH, <https://www.dewetron.com/>



(a) Prinzipskizze des Kalibrieraufbaus für HDA-Eindrahtsonden



(b) Kalibrieraufbau an der TSG



(c) Eindrahtsonde im Freistrah der Düse

Abbildung 4.9: Kalibrierverfahren von HDA-Eindrahtsonden in situ an der Tunnelsimulationsanlage Göttingen (TSG) des DLR Göttingen

Die Hitzdrahtsonden wurden in dem Freistrah des Düsenauslasses in einem Geschwindigkeitsbereich von 2 m/s bis mindestens 32 m/s kalibriert, um die gesamte Bandbreite der erwarteten Strömungsgeschwindigkeiten V im Nachlauf zu erfassen. In der Vorkammer befinden sich zwei Siebe, die zur Beruhigung der Strömung dienen und gleichzeitig die Temperatur der einströmenden Druckluft gegen die Raumtemperatur angleichen. Es wird angenommen, dass aufgrund des hohen Querschnittsverhältnisses zwischen Düse und Vorkammer (> 30) die Luftgeschwindigkeit in der Vorkammer vernachlässigt werden kann. Zudem haben Vortests gezeigt, dass die Lufttemperatur am Düsenauslass ähnlich der Temperatur in der Messhalle ist. Mit diesen Annahmen wurde die Austrittsgeschwindigkeit an der Düse V über den statischen Druck p_v in der Düsenvorkammer bestimmt und über den Luftdruck der zugeführten Luft bzw. den Druckregelkreis variiert. Aufgrund der kleinen Machzahl und konstanten Temperatur kann die Dichte als konstant und eine inkompressible Strömung angenommen werden. Eine Druckdifferenzdose⁵ erfasst den Druck p_v in der Vorkammer und bestimmt die Druckdifferenz zum Umgebungsdruck p_0 , d.h. den hydrodynamischen Druck an der Düse p_d .

⁵ Setra Systems, <https://www.setra.com/>

Die Strömungsgeschwindigkeit V am Ausgang der Düse wurde nach der bernoullischen Druckgleichung bestimmt:

$$p_d = \frac{1}{2} \rho_0 V^2 \quad (4.10)$$

Die Luftdichte ρ_0 wurde mit der idealen Gasgleichung aus dem Umgebungsdruck p_0 und der Lufttemperatur in der Vorkammer T_v sowie der speziellen Gaskonstanten $R_S = 287.058 \text{ J/kgK}$ berechnet:

$$\rho_0 = \frac{p_0}{R_S T_v} \quad (4.11)$$

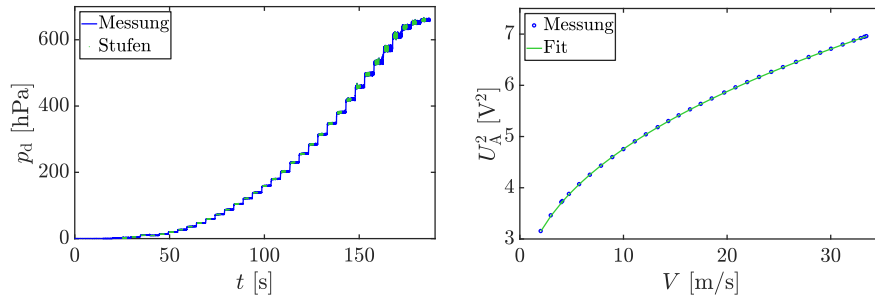
T_v wurde von einem Pt100 Temperatursensor in der Vorkammer erfasst. Nach Substitution von ρ_0 in Gl. 4.10 mit Gl. 4.11, ergibt sich nach Umstellen für die Strömungsgeschwindigkeit V am Düsenauslass bzw. im Freistrahle der Düse:

$$V = \sqrt{\frac{2p_d R_S T_v}{p_0}} \quad (4.12)$$

Bei der Kalibrierung einer Hitzdrahtsonde wurde der Druck p_v in der Vorkammer bzw. der hydrodynamische Druck p_d am Düsenauslass über einen Druckregelkreis stufenweise erhöht. Ein Dewetron Messsystem zeichnet den hydrodynamischen Druck p_d sowie die Umgebungsdruck p_0 , Raumtemperatur T_0 und die Anemometerspannung U_A kontinuierlich mit 50 kHz auf. Die hohe Abtastrate wurde gewählt um zu prüfen, ob Störungen wie z.B. Schwingen in der Messbrücke auftreten, die das Messsignal verfälschen könnten. Abb. 4.10a zeigt exemplarisch die Kalibrierkurve einer Eindrahtsonde mit stufenweiser Erhöhung von p_d bzw. nach Gl. 4.12 der Strömungsgeschwindigkeit V im Freistrahle der Düse. Anhand der steigenden Flanke im Steuersignal des Druckventils wurde eine Stufenerkennung durchgeführt und die Druckdaten über einen Zeitraum von 4 s zu einem mittleren Druckwert für jede Stufe berechnet. Abb. 4.10b zeigt die mittlere, gemessene Anemometerspannung U_A im Zeitintervall der ausgewählten Stufen gegenüber der Strömungsgeschwindigkeit V aus der Kalibrierkurve. Die grüne Kurve zeigt den optimalen Fit gemäß King'schem Gesetz nach Gl. 4.9. Ergebnis der Ausgleichsrechnung sind die Koeffizienten k_1 , k_2 und k_3 , die als Kalibrierkoeffizienten für jeden Hitzdraht vor einer Messreihe bestimmt wurden. Bei mehrtägigen Messkampagnen wurde die Kalibrierung der Hitzdrahtsonden wiederholt, um mögliche Abweichungen zu dokumentieren. Im Vergleich zu Messungen im Windkanal, der sich abhängig von der Geschwindigkeit bzw. eingebrachten Leistung schnell erwärmen kann, konnte die Raumtemperatur T_0 im Plenum der TSG über die Messzeit eines Tages als konstant angenommen werden. Im Messfahrtbetrieb mit HDA-Messungen wurde in der Aufbereitung der Hitzdrahtdaten die gemessene Hitzdrahtspannung U_A mit Kenntnis der Kalibrierkoeffizienten in eine

Strömungsgeschwindigkeit V umgerechnet. Dazu wird Gl. 4.9 nach V umgestellt:

$$V = \left(\frac{U_A^2 - k_1}{k_2} \right)^{1/k_3} \quad (4.13)$$



(a) Kalibrierkurve mit stufenweiser Erhöhung von p_d über die Zeit t (b) Ausgleichskurve nach King'schem Gesetz für $U_A^2(V)$

Abbildung 4.10: Aufzeichnung und Auswertung der Kalibrierkurve einer HDA-Eindrahtsonde anhand der Beziehung von p_d und U_A für die Bestimmung der Kalibrierkoeffizienten k_1 , k_2 und k_3

Bei Eindraht-Hitzdrahtsonden ist zu beachten, dass die Sonden nur aus einer Anströmrichtung senkrecht zum Sondendraht in Richtung der Halterung kalibriert wurden. Die Voruntersuchungen in Buhr (2015) haben gezeigt, dass der Messwert aufgrund einer Sonden-spezifischen Richtcharakteristik unter- bzw. überschätzt werden kann, wenn der Anströmwinkel von der Kalibrierrichtung abweicht. Da bei transienten Messungen bei der Vorbeifahrt von HGZ-Modellen größere Änderungen der Strömungsrichtung auftreten können, wurde die Sonden-spezifische Richtcharakteristik der verwendeten Eindrahtsonden bei Variation des Anströmwinkels im Rahmen dieser Forschungsarbeit in einer separaten Studie näher untersucht.

4.3.3 Untersuchung der Richtcharakteristik

Im folgenden Kapitel wird die Untersuchung der Richtcharakteristik von HDA-Eindrahtsonden bei Variation des Gierwinkels ψ und des Nickwinkels θ relativ zu der Ausrichtung des Hitzdrahts in der Kalibrierung dargestellt. Die Bezeichnungen *Gierwinkel* und *Nickwinkel* wurden aus der Luftfahrt übernommen, um die Ausrichtung des Sondendrahts relativ zur Anströmung zu beschreiben. Die Studie basiert auf der Voruntersuchung in Buhr (2015), in der die Richtcharakteristik in einem simplen Messaufbau im Seitenwindmodul der TSG untersucht wurde. Dabei wurde das Seitenwindmodul als offener Windkanal verwendet. Die Voruntersuchung lieferte erste Ergebnisse zur Richtcharakteristik in Abhängigkeit von der Anströmgeschwin-

digkeit für verschiedene Eindrahtsonden. Aufgrund des hohen Turbulenzgrads im Seitenwindmodul wurde die Richtcharakteristik in einer zweiten Studie mit einem optimierten Messaufbau im Freistrahls der Kalibrierdüse (s. [Abschn. 4.3.2](#)) mit einem wesentlich geringeren Turbulenzgrad und kontrollierten Messbedingungen untersucht.

Im Rahmen dieser Forschungsarbeit wurden die Messergebnisse der Voruntersuchung aus Buhr (2015) zusätzlich aufbereitet, um die interessanten, qualitativen Beobachtungen zu der Überströmung der Sondenhalterung sowie der Abhängigkeit zwischen Richtungsabhängigkeit und Anströmgeschwindigkeit darzustellen, die in der zweiten Studie nicht betrachtet wurden. Der prinzipielle Messaufbau der Voruntersuchung ist im Anhang in [Abb. A.3](#) und [Abb. A.4](#) dargestellt. An dieser Stelle folgt eine kurze Beschreibung der Voruntersuchung, um die potentiellen Fehlerquellen aufzuzeigen und die Vorteile des optimierten Messaufbaus in der zweiten Studie darzustellen. Für eine detaillierte Beschreibung der Voruntersuchung sei auf Buhr (2015) verwiesen. In der Voruntersuchung wurde die Charakteristik von Eindrahtsonden bei Variation des Gierwinkels ψ bei einer vollen Umdrehung von 0° bis 360° untersucht. Die Sonden wurden in situ in der Strömung des Seitenwindmoduls kalibriert und die mittlere Anströmgeschwindigkeit simultan mit einer Prandtlsonde gemessen. Aufgrund des hohen Turbulenzgrads des Seitenwindmoduls war die Kalibrierung allerdings relativ ungenau und führte zu einer hohen Unsicherheit bei der Bestimmung der Kalibrierkoeffizienten. Zudem steigt die Temperatur in der Messumgebung bei längerem Betrieb der Anlage und konnte nicht als konstant angesehen werden. Die Ungenauigkeit der Kalibrierkoeffizienten führte zu einer großen Unsicherheit bei der Umrechnung der Brückenspannung in eine absolute Strömungsgeschwindigkeit. Eine Neukalibrierung oder Temperaturkorrektur wurde an dieser Stelle nicht durchgeführt, da nach erster Auswertung bereits eine präzisere Untersuchung der Kennlinien in dem optimierten Versuchsaufbau vorgesehen war. Die Ergebnisse der Voruntersuchung konnten dennoch für die qualitative Darstellung der Richtungsabhängigkeit verwendet werden. Die quantitative Bestimmung der Messunsicherheit der HDA-Eindrahtsonden im Hinblick auf die Messung der maximal induzierten Strömungsgeschwindigkeit bei einer Vorbeifahrt wurde mit den Ergebnissen der zweiten, optimierten Studie durchgeführt.

In der zweiten Studie zur Richtcharakteristik wurden die verschiedenen Eindrahtsonden der beiden Hersteller TSI/Dantec unter optimierten Messbedingungen im Freistrahls der Kalibrierdüse untersucht. In [Abb. 4.11](#) ist der prinzipielle Messaufbau dargestellt sowie exemplarisch die Messung an einer Eindrahtsonde bei Variation des Gierwinkels ψ gezeigt. Für die Untersuchung des Nickwinkels θ wurde der Hitzdraht in der Halterung um 90° gedreht.

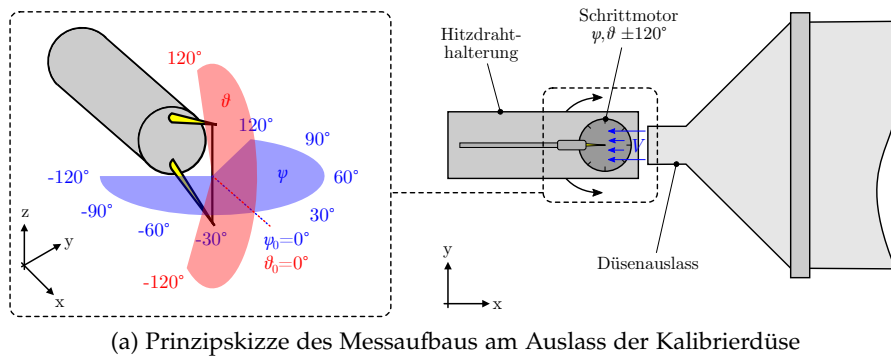


Abbildung 4.11: Prinzipieller Messaufbau zur Untersuchung der Richtcharakteristik von HDA-Eindrahtsonden bei Variation des Gierwinkels ψ und Nickwinkels θ

Abb. 4.11a zeigt die Positionierung der Sonden vor der Kalibrierdüse, die in Abschn. 4.3.2 im Rahmen des Kalibrierverfahrens vorgestellt wurde. Die Eindrahtsonde wurde über eine Halterung an einem Schrittmotor befestigt und der Hitzdraht der Eindrahtsonde in der Drehachse des Schrittmotors positioniert. Die Sonde wurde in der Halterung entsprechend der Darstellung in Abb. 4.11a für die Untersuchung des Gierwinkels ψ oder des Nickwinkels θ in der Halterung um 90° gedreht. Der Aufbau ermöglichte die Untersuchung eines Winkelbereichs von $\pm 120^\circ$ relativ zu der Kalibrierposition bei $\psi_0 = 0^\circ$, $\theta_0 = 0^\circ$. Es wurde angenommen, dass an der Messposition der Sonden in der Nachlaufströmung eines HGZ-Modells keine Anströmwinkel $\psi > 90^\circ$ auftreten und mit einem Winkelbereich von $\pm 120^\circ$ die relevante Richtcharakteristik dargestellt wird. Die Temperatur der anströmenden Luft aus einem externen Druckspeicher konnte über die gesamte Messzeit als konstant angesehen werden. Die Sonden wurden vor Variation des Anströmwinkels in der Messposition bzw. Nullposition (Anströmung aus x -Richtung) bei $\psi_0, \theta_0 = 0^\circ$ nach dem Verfahren aus Abschn. 4.3.2 kalibriert. Die Vermessung der Charakteristik einer Sonde erfolgte nach folgendem Schema der Winkeländerung:

Nullposition $\rightarrow 120^\circ \rightarrow -120^\circ \rightarrow$ Nullposition

Das Schema ermöglicht eine Aufzeichnung von zwei unabhängigen Werten $N_r = 2$ pro Winkeleinstellung sowie eine identische Start- und Endposition für eine effiziente Vermessung einer großen Anzahl von Sonden. Die Ansteuerung des Schrittmotors und der Ablauf des Messschemas wurde in einem LabView⁶-Skript umgesetzt. Der Schrittmotor durchfährt den Winkelbereich in 5° Schritten und verweilt 4 s pro Winkelschritt, um aus den $N_t = 4 \text{ s} \cdot 50 \text{ kHz}$ Messwerten zu den Zeiten t_n mit $n = 1, \dots, N_t$ einen Mittelwert \bar{V} für jede Winkeleinstellung von ψ und θ zu bestimmen:

$$\bar{V}(\psi, \theta) = \frac{1}{N_r N_t} \sum_{r=1}^{N_r} \sum_{n=1}^{N_t} V(\psi, \theta, t_n, r) \quad (4.14)$$

Für die Standardabweichung σ_V folgt:

$$\sigma_V(\psi, \theta) = \sqrt{\frac{1}{N_r N_t - 1} \sum_{r=1}^{N_r} \sum_{n=1}^{N_t} (V(\psi, \theta, t_n, r) - \bar{V}(\psi, \theta))^2} \quad (4.15)$$

Zeitgleich wurde die Strömungsgeschwindigkeit im Freistrahл der Düse nach Gl. 4.12 aufgezeichnet, um in der Nachbearbeitung Schwankungen in der Strömungsgeschwindigkeit \bar{V} zu korrigieren. Der Druck in der Düsenvorkammer wurde so eingestellt, dass im Freistrahл eine Strömungsgeschwindigkeit von 16 m/s gegeben war. In der Analyse der Richtungsabhängigkeit wurde die von der Hitzdrahtsonde gemessene Strömungsgeschwindigkeit $\bar{V}(\psi, \theta)$ mit der Strömungsgeschwindigkeit in Nullposition $\bar{V}(\psi_0, \theta_0)$ normiert. Die Ergebnisse der Studien zur Richtcharakteristik der verwendeten HDA-Eindrahtsonden sind in Abschn. 6.1 dargestellt.

4.4 HIGH-SPEED PARTICLE IMAGE VELOCIMETRY (HSPIV)

4.4.1 Messprinzip von HSPIV

High-Speed Particle Image Velocimetry (HSPIV) ist eine optische Messmethode zur berührungsfreien Bestimmung der vektoriellen Strömungsgeschwindigkeit \vec{v} in zwei Komponenten in zwei Dimensionen (2D2C) mit einer hohen zeitlichen Auflösung. Im Vergleich zu traditionellem PIV verwendet HSPIV Kamera- und Lichtquellenkomponenten die eine Aufnahmefrequenz im Kilohertzbereich ermöglichen. Das grundlegende Messprinzip von PIV wird in Raffel *et al.* (2018) detailliert beschrieben und basiert auf der Messung des räumlichen Versatzes von Impfparkeln in einer Strömung innerhalb von zwei aufeinanderfolgenden Bildaufnahmen. Abb. 4.12 zeigt einen exemplarischen Messaufbau mit HSPIV an der Tunnelsimulationsanlage Göttingen.

⁶ Grafisches Programmiersystem der Firma National Instruments, <https://www.ni.com/de-de/shop/labview.html>

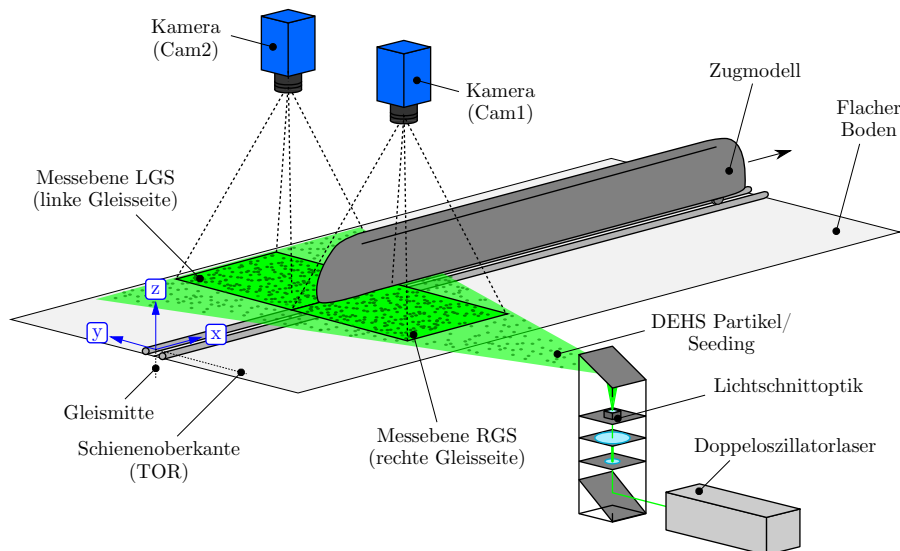


Abbildung 4.12: Prinzipieller Messaufbau einer Messung mit High-Speed Particle Image Velocimetry (HSPIV) an der Tunnelsimulationsanlage Göttingen (TSG) und zwei Kameras zur Erweiterung des Messbereichs über beide Gleisseiten

Die Impfpartikel werden von einem Aerosolgenerator als Öltröpfchennebel, das so genannte Seeding, in die Messumgebung eingeblendet. Das Laserlicht eines Doppeloszillatorlasers mit einer Pulsfrequenz f_{lp} wird mit einer Lichtschnittoptik über die gesamte Messebene aufgeweitet. Das Streulicht der Impfpartikel wird von einer Hochgeschwindigkeitskamera erfasst und mit einer festen Aufnahme­frequenz f_c aufgezeichnet, die an die Laserpulsfrequenz angepasst wird. Die Erfassung der Strömungsgeschwindigkeit in einer Messebene mit einer Kamera, das heißt in zwei Komponenten in zwei Dimensionen (2D2C), wird als Mono-PIV bezeichnet. Die zweite Kamera in Abb. 4.12 dient der Vergrößerung des Messbereichs, um die rechte Gleisseite (RGS) und linke Gleisseite (LGS) synchron zu erfassen. Im Doppelbildmodus nehmen die Kameras zu jedem Zeitschritt der Aufnahme­frequenz f_c zwei Bilder sehr schnell hintereinander auf. Der Zeitversatz zwischen den Aufnahmen eines Doppelbildpaars wird als Separationszeit τ bezeichnet.

Die Aufnahme­frequenz f_c der Kameras bestimmt die zeitliche Auflösung der Messung. Eine kurze Separationszeit τ zwischen den Aufnahmen eines Doppelbildpaars wird benötigt, um eine schnelle, turbulente Dynamik zu erfassen. Abb. 4.13 zeigt schematisch zwei aufeinanderfolgende Aufnahmen von Impfparkeln zu den Zeiten t und $t + \tau$. Die räumliche Auflösung wird über die Unterteilung des Messfensters in ein Gitter aus kleineren Auswertefenstern, das so genannte Auswertegitter, bestimmt. Eine Überdeckung der Auswertefenster kann genutzt werden um die räumliche Auflösung zusätzlich zu erhöhen. Über Kreuzkorrelation des Bildinhalts räumlich identischer

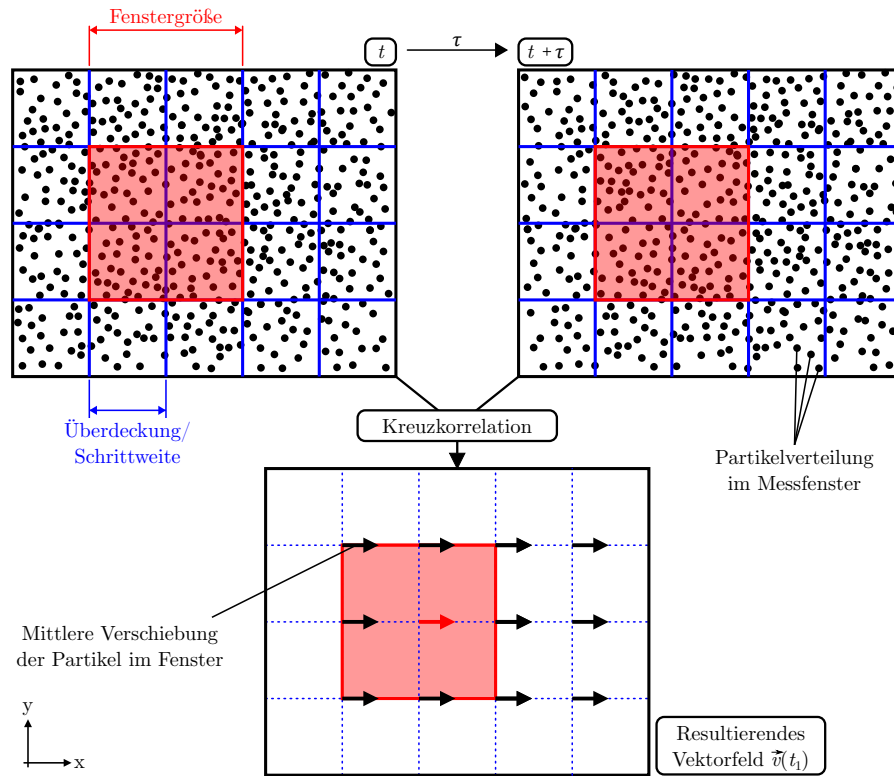


Abbildung 4.13: Bestimmung des mittleren Partikelversatzes zwischen zwei aufeinanderfolgenden PIV-Aufnahmen durch Kreuzkorrelation äquivalenter Auswertefenster

Auswertefenster eines Doppelbildpaars wird die mittlere Bewegung der Impartikel über die Verschiebung des Schwerpunkts der Gesamintensität bestimmt. Mit Kenntnis der Separationszeit τ wird dieser Versatz für jedes Auswertefenster in einen Geschwindigkeitsvektor \vec{v} an der Messposition (x_i, y_j) in der Fenstermitte umgerechnet:

$$\vec{v}(x_i, y_j) = (v_x(x_i, y_j), v_y(x_i, y_j)) \quad (4.16)$$

Der Betrag der Strömungsgeschwindigkeit V wird über die euklidische Norm $|\vec{v}|$ aus den Geschwindigkeitskomponenten (v_x, v_y) bestimmt:

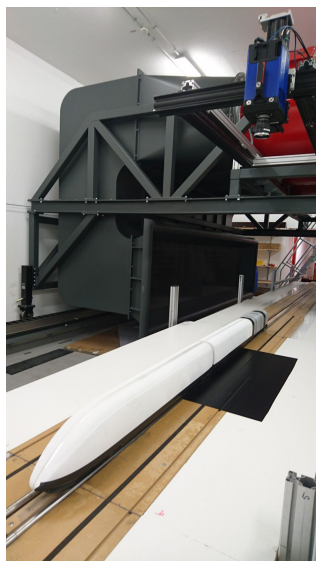
$$V = |\vec{v}| = \sqrt{v_x^2 + v_y^2} \quad (4.17)$$

Die Größe der Auswertefenster wird nach dem erwarteten Versatz und der Dichte der Impartikel gewählt. Die Auflösung des Geschwindigkeitsfelds \vec{v} richtet sich nach der Auflösung des Auswertegitters und besitzt eine Größe von $N_x \times N_y$ Gitterknoten bzw. Messpositionen. Der Umrechnungsfaktor c_{pm} zwischen dem Pixelversatz im Kamerabild und einer realen Länge im stationären Koordinatensystem (x, y, z) der TSG wurde in einem separaten Kalibrierverfahren ermittelt. Dazu wurde bei dem Mono-PIV-Aufbau eine Platte mit definiertem Schachbrettmuster in der Messebene positioniert und das Pixel-Längen-Verhältnis anhand des Abstands zwischen zwei Punkten mit bekanntem Abstand

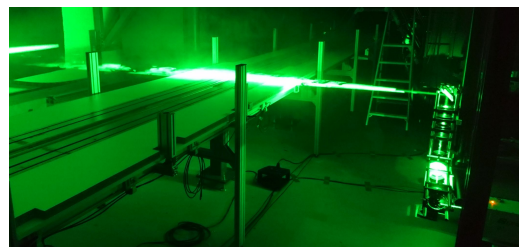
bestimmt. Im Anhang ist eine Fotodokumentation des Kalibrierverfahrens mit einer und zwei Kameras in [Abb. A.7](#) dargestellt. Die weiteren, spezifischen Messparameter des verwendeten HSPIV-Messsystems an der TSG sind im folgenden Abschnitt zusammengefasst.

4.4.2 HSPIV-Messaufbau an der TSG

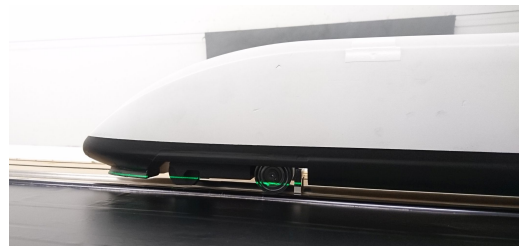
Die Fotodokumentation in [Abb. 4.14](#) zeigt beispielhaft für die Messung am ICE 3 den Messaufbau mit High-Speed Particle Image Velocimetry (HSPIV) an der Tunnel-simulationsanlage Göttingen (TSG). Ein vergleichbarer Messaufbau wurde in der Messkampagne am Dosto und in der ersten Messkampagne am GZM verwendet. In der zweiten Messkampagne am GZM wurde eine zweite Kamera zur simultanen Erfassung der linken Gleisseite eingesetzt, wie in [Abb. 4.12](#) dargestellt.



(a) Blickwinkel der Kamera auf die Messebene am Gleis



(b) Laserlichtschnitt parallel zum Boden



(c) Lichtschnitt am Zugmodell bei 8 mm über TOR

Abbildung 4.14: Fotodokumentation des HSPIV-Messaufbaus an der Tunnel-simulationsanlage Göttingen (TSG)

Für die HSPIV-Messungen wurden Hochgeschwindigkeitskameras der Firma PCO, Modell pco.dimax HS-Serie⁷, mit einem $f/1,4$, 85 mm Zeiss Planar Objektiv⁸ und ein Doppeloszillatorlaser der Firma Quantronix, Modell Darwin-Duo⁹, verwendet. Der Fokuspunkt und die Lichtschnittdicke im Messbereich wurden über eine Optik bestehend aus einer -150 mm Streulinse, 200 mm Sammellinse und 80 mm Zylinderlinse auf einer LINOS Makrobank¹⁰ eingestellt. Der Fokuspunkt wurde vor den Messbereich gesetzt und die Linsen-anordnung auf eine

⁷ PCO, pco.dimax HS/HS4, <https://www.pco.de/>

⁸ ZEISS, Planar T* 1.5/85 <https://www.zeiss.de/>

⁹ Quantronix, Modell Darwin-Duo Nd:YLF, <https://www.photonicsolutions.co.uk>

¹⁰ LINOS (heute: Qioptiq), Makrobank-System <http://www.qioptiq-shop.com/>

Lichtschnittdicke von 2 mm bis 4 mm eingerichtet (s. Abb. 4.14b und Abb. A.7c). Als Impfpartikel wurde Di-Ethyl-Hexyl-Sebacat (DEHS) mit einer Tröpfchengröße von 0.5 μm bis 1.5 μm verwendet. Um eine homogene Verteilung der Impfpartikel im Messbereich zu gewährleisten, wurde das gesamte Plenum der TSG mit einem DEHS-Nebel gefüllt. Abb. 4.14a zeigt den Blickwinkel der Hochgeschwindigkeitskamera senkrecht zur Messebene am Gleis. Die Kamera wurde in einer Höhe von 1.4 m über dem Messtisch aufgehängt. Die Apertur des Objektivs war voll geöffnet. Der flache Boden unter der Messebene wurde geschwärzt, um den Kontrast des Streulichts der Partikel im Kamerabild zu optimieren. Abb. 4.14b zeigt den Laserlichtschnitt parallel zum flachen Boden auf einer Höhe von 8 mm über der Schienenoberkante (TOR). Abb. 4.14c zeigt die Schnittlinie der Messebene an der Unterkante des Zugmodells. Das Modell wurde ebenfalls geschwärzt, um die Reflektionen des Laserschnitts am Modell zu minimieren.

Die Hochgeschwindigkeitskamera hat eine maximale Auflösung von 2000×2000 px. In der Auswertung der Partikelbilder wurde die Messebene in ein Auswertegitter mit einer Fenstergröße von 32 px und einer Überlappung von 16 px unterteilt (s. Abb. 4.13). Das entspricht einer räumlichen Auflösung von ca. 2 mm abhängig von der Lichtschnitthöhe über der Schienenoberkante (TOR) und des konkreten Messaufbaus in der jeweiligen Messkampagne. In der instationären, turbulenten Strömung wurden maximale Geschwindigkeiten ähnlich der Modellgeschwindigkeit von 32 m/s erwartet. Um die hohen Geschwindigkeit sowie die turbulente Dynamik zeitlich aufzulösen wurde eine Aufnahmezeit der Kameras von $f_c = 1$ kHz und eine Separationszeit von $\tau = 80 \mu\text{s}$ gewählt. Die Laserpulsfrequenz des Doppelszillatorlasers wurde entsprechend der Aufnahmezeit der Kameras auf $f_{lp} = 1$ kHz eingestellt.

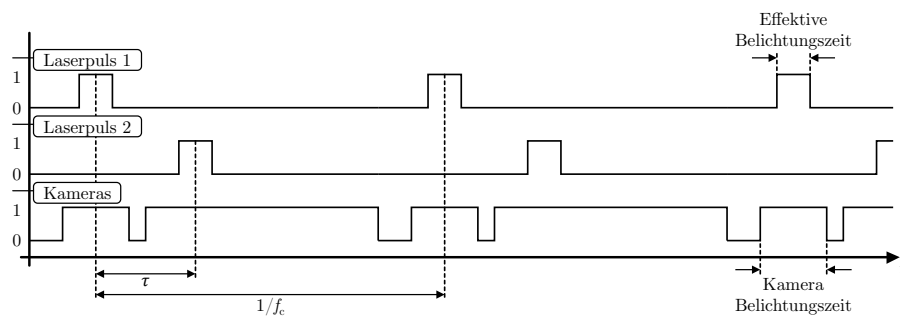


Abbildung 4.15: Schematische Darstellung der Messsequenz mit zeitlicher Abfolge von Kamerabelichtungszeiten und Laserpulsen

Die zeitliche Abfolge der Laserpulse und die synchronisierte Aufnahme der Kameras wurde von einem Sequencer der Firma HARD-Soft¹¹ gesteuert. Abb. 4.15 zeigt schematisch die zeitliche Sequenz aus Kamerabelichtungszeit und Laserpulsen im so genannten *frame-*

¹¹ HARDSoft, Sequencer V801-BM <https://http://www.hardsoft.com.pl/>

straddling-Modus (Raffel *et al.*, 2018). Die Sequenz zur Zeitsteuerung der Laserpulse und Kameras wurde bereits vor einer Messfahrt gestartet. Der Doppeloszillatorlaser beginnt die Laserpulse nach vorgegebener Pulsrate abzugeben, während die Kameras auf ein Triggersignal für den Beginn der Aufnahmesequenz warten. Die Vorlaufzeit des Lasers wurde genutzt, um Unterschiede in der Lichtintensität der ersten Laserpulse durch thermische Effekte beim Hochfahren des Lasers vorzubeugen. Nach dem Abschuss des Zugmodells wurde die Aufnahmesequenz der Kameras von der in Abb. 4.1 dargestellten Lichtschranke LS_T hinter dem Katapult getriggert. Dabei wurden die Kameras durch das Triggersignal in den Erfassungsmodus versetzt und erfassten das erste Doppelbildpaar beim nächsten Zeitsignal des Sequenzers. Da die Sequenz vor Abschuss des Modells gestartet wurde und bei Durchqueren der Lichtschranke bereits lief, konnte abhängig von der zeitlichen Koordination zwischen Sequenzersignal und Triggersignal eine zeitliche Verzögerung von max. 1 ms entstehen. Diese zeitliche Verzögerung war vernachlässigbar klein im Vergleich zu der zeitlichen Variation in der Ankunftszeit des Modells im Messbereich zwischen den Messfahrten. Aus dem Abstand zwischen Trigger und Messsystem ergab sich eine zeitliche Verzögerung von 0.5 s vom Start der Aufnahmesequenz bis das Modell die Messebene erreichte. In der Messkampagne am Dosto wurde in jeder Messfahrt eine Sequenz aus 2000 Doppelbilder und in den Messkampagnen am ICE 3 bzw. GZM eine Sequenz aus 4000 Doppelbilder aufgezeichnet. Die Größe der Messebenen, die Anzahl an Gitterpunkten $N_x \times N_y$ und die räumliche Auflösung im Auswertegitter sind in Tab. 6.1 zu Beginn des Kap. 6 für jede Messkampagne und Messkonfiguration zusammengefasst.

Für die Nachbearbeitung und Bestimmung der Strömungsgeschwindigkeitsfelder wurde die Software PIVview¹² verwendet. In der Auswertung der Doppelbilder wurde die standardmäßige, FFT-basierte Korrelationsmethode vorgegeben. Des Weiteren wurde eine Multi-grid-Abfrage mit 3 Iterationen und einer initialen Fenstergröße von 96 px als Gitterverfeinerung eingesetzt sowie die Whittaker Rekonstruktion mit maximal 20 Iterationen und einem Cut-off von 0.001 px für den Sub-Pixel Peak Fit gewählt. Ausreißer mit einem Versatz von über 20 px (*engl.* outlier detection) wurden in einem Schema aus 5 Validierungsdurchgängen mittels Interpolation bzw. Neubeurteilung mit einem größeren, initialen Auswertefenster in der Multi-grid-Abfrage neu bewertet oder ersetzt.

Aufgrund geringer Variationen in der Modellgeschwindigkeit, hat das Modell bei jeder Messfahrt den Messbereich zu einer etwas anderen Zeit und Bildnummer in der Aufnahmesequenz durchquert. Um die Messergebnisse unabhängig von den Fahrt-spezifischen, zeitlichen Unterschieden zu betrachten, wurden die Messfahrten in der Nachbearbeitung durch Positionsinformationen des Modells aus den

¹² PIVTEC, PIVview v.3.00 <https://www.pivtec.com/>

Kameraaufnahmen synchronisiert. Die Methoden zur Synchronisierung der Messfahrten und Aufbereitung der Strömungsfeld Daten sind im folgenden Kapitel näher beschrieben.

5.1 AUFBEREITUNG VON MESSDATEN

5.1.1 Bestimmung der Modellgeschwindigkeit

Die Modellgeschwindigkeit u_{mod} im Messbereich der Tunnelsimulationsanlage Göttingen (TSG) wurde über das in [Abb. 4.1](#) dargestellte Lichtschrankensystem LS_1 bis LS_4 bestimmt. Die Position der Modellspitze wurde während einer Messfahrt von zwei Lichtschrankenpaaren, LS_1+LS_2 am Anfang und LS_3+LS_4 am Ende des Messtischs, erfasst. Die Lichtschrankensignale wurden von einem Dewetron Messsystem mit 50 kHz Abtastrate aufgezeichnet. Die Position der Lichtschranken wurde vor jeder Messkampagne nachjustiert und der Abstand $\Delta x_{1,2} = x_2 - x_1$ zwischen den Lichtschranken LS_1 und LS_2 bzw. $\Delta x_{3,4} = x_4 - x_3$ zwischen LS_3 und LS_4 notiert. Mit den Zeitpunkten t_i bei Auslösen der i -ten Lichtschranke (LS) folgt für die Geschwindigkeit des Modells u an den Positionen der Lichtschrankenpaare:

$$u_{1,2} = \frac{\Delta x_{1,2}}{t_2 - t_1} \quad (5.1)$$

$$u_{3,4} = \frac{\Delta x_{3,4}}{t_4 - t_3} \quad (5.2)$$

Unter Annahme eines näherungsweise konstanten Abbremsverhaltens, wurde aus der Differenz der Geschwindigkeiten $u_{1,2}$ und $u_{3,4}$ die negative Beschleunigung a_{mod} des Modells zwischen LS_1 und LS_3 bestimmt:

$$a_{\text{mod}} = \frac{u_{3,4} - u_{1,2}}{t_3 - t_1} \quad (5.3)$$

Für die Modellgeschwindigkeit u_{mod} zum Zeitpunkt t folgt mit der Annahme einer konstanten Beschleunigung a_{mod} :

$$u_{\text{mod}}(t) = u_{1,2} + a_{\text{mod}} \cdot (t - t_1) \quad (5.4)$$

Aus den Erfahrungen der durchgeführten Messungen beträgt die Differenz der Modellgeschwindigkeit zwischen den Lichtschrankenpaaren im Mittel 0.5 m/s innerhalb eines Zeitintervalls von $t_3 - t_1 \approx 0.25 \text{ s}$. Daraus folgt eine negative Beschleunigung von ca. $a_{\text{mod}} \approx -2 \text{ m/s}^2$.

Es wird angenommen, dass in einer realen Messfahrt keine konstante Beschleunigung vorliegt, sondern a_{mod} von der Modellgeschwindigkeit u_{mod} abhängt. Dabei fließen in den Zusammenhang zwischen a_{mod} und u_{mod} unterschiedliche Faktoren ein, wie z.B. die aerodynamische

Reibung aus der eine Proportionalität $a_{\text{mod}} \propto u_{\text{mod}}^2$ folgen würde. Im Hinblick auf die mechanische Reibungseffekte würde $a_{\text{mod}} \propto u_{\text{mod}}$ folgen. Da das Fahrverhalten sowie die mechanische Reibung aufgrund von Vibrationen des Modells zwischen den Fahrten variiert, wird angenommen, dass ein komplexerer Zusammenhang zwischen a_{mod} und u_{mod} besteht. Um eine Abnahme der Beschleunigung abhängig von der Modellgeschwindigkeit in die Bestimmung von u_{mod} einzubeziehen, wurde alternativ $u_{\text{mod}}(x(t))$, im Bezug auf die Position $x(t)$ des Modells bei Erreichen der HDA-Sonden bzw. der HSPIV-Messebenen, näherungsweise durch eine lineare, räumliche Interpolation bestimmt:

$$u_{\text{mod}}(t) = u_{1,2} + \frac{x(t) - x_1}{x_3 - x_1} \cdot (u_{3,4} - u_{1,2}) \quad (5.5)$$

Da die Position $x(t)$ des Modells von t abhängt, gilt:

$$\frac{dx(t)}{dt} = u_{\text{mod}}(t), \quad \frac{du_{\text{mod}}(t)}{dt} = a_{\text{mod}}(t) \quad (5.6)$$

Mit Gl. 5.6 folgt aus der zeitlichen Ableitung von Gl. 5.5:

$$a_{\text{mod}}(t) = u_{\text{mod}}(t) \cdot \frac{u_{3,4} - u_{1,2}}{x_3 - x_1} \quad (5.7)$$

Folglich ist in der räumlichen Interpolation von u_{mod} nach Gl. 5.5 die Beschleunigung a_{mod} proportional zu u_{mod} und beschreibt unter den obigen Annahmen einen realistischeren Zusammenhang als Gl. 5.4. Zudem könnte mit dem Ansatz in Gl. 5.4 die Zeit $t = t_s$, bei Erreichen des Zugmodells einer spezifischen Messposition, nur aus den Messdaten selbst extrahiert werden. Im Vergleich dazu sind die Messpositionen $x(t_s) = x_s$ im Messbereich bekannt und können direkt für die Bestimmung von $u_{\text{mod}}(t_s)$ nach Gl. 5.5 anhand der Lichtschrankenpositionen x_1 und x_3 sowie der Differenz der gemessenen Geschwindigkeiten $u_{1,2}$ und $u_{3,4}$ verwendet werden.

Im Vergleich zu den eindimensionalen Messungen mit HDA liefert das HSPIV-Messsystem eine größere Anzahl an Messpositionen in äquidistanten Abständen innerhalb der Messebene. Da die Länge des HSPIV-Messbereichs in x -Richtung im Vergleich zum Abstand der Lichtschrankenpaare sehr klein ist, wurde die Modellgeschwindigkeit u_{mod} für den kurzen Zeitabschnitt der Vorbeifahrt im Lichtschnitt näherungsweise als konstant angesehen. In diesem Fall wurde $u_{\text{mod}}(x)$ für eine Referenzposition x_{ref} in der Mitte des Messfensters bestimmt. In der Aufarbeitung der Messdaten wurde u_{mod} verwendet, um die gemessene Strömungsgeschwindigkeit zu normieren und die Daten unabhängig von Schwankungen der Modellgeschwindigkeit zwischen den Fahrten vergleichen zu können. Die Darstellung der Ergebnisse in Kap. 6, Kap. 7 und Kap. 8 bezieht sich stets auf die normierte Strömungsgeschwindigkeit.

5.1.2 Synchronisation der Messfahrten

In der Aufbereitung der Messdaten ist eine Synchronisation der Messfahrten erforderlich, da die Modellgeschwindigkeit, aufgrund kleiner Variationen im Abroll- bzw. Abbremsverhalten auf dem Gleis, leicht zwischen den Fahrten variiert. Daraus folgt, dass das Modell eine unterschiedliche Zeitdauer benötigt, um die Distanz zwischen dem Messtrigger und einer spezifischen Messposition zurückzulegen. Um die Messfahrten untereinander vergleichen zu können, wurden die gemessenen Strömungsgeschwindigkeiten in ein gemeinsames, zeitliches bzw. räumliches Bezugssystem übertragen. Die Konvertierung der Messdaten in das räumliche Modellbezugssystem ermöglicht einen direkten Vergleich der induzierten Strömungsgeschwindigkeit an spezifischen Modellkoordinaten ξ relativ zur Modellnase. Es ist zu beachten, dass die zeitliche Entwicklung von Strömungsstrukturen im Nachlauf in einem gemeinsamen, zeitlichen Bezugssystem t' betrachtet werden muss. Eine Konvertierung in das räumliche Bezugssystem würde die Strukturen im Strömungsfeld verzerren und eine unnatürliche Form und Dynamik des Nachlaufs erzeugen. Die Synchronisation der **HSPIV**-Feldmessdaten auf eine gemeinsame Zeitachse t' ist erforderlich, um die Strömungsfelder aus verschiedenen Messfahrten zu äquivalenten Zeitpunkten hinter dem Modell zu betrachten und eine gemeinsame Charakteristik der Nachlaufentwicklung aus allen Messfahrten einer Konfiguration zu extrahieren. Im Folgenden werden die beiden Verfahren zur Synchronisierung der **HDA**- und **HSPIV**-Messdaten näher beschrieben.

HDA: Im **HDA**-Messaufbau wurde die Startzeit der Messsequenz $t = 0\text{ s}$ für alle Sonden durch die Vorbeifahrt der Modellnase an dem Lichtschrankentrigger **LS**₁ definiert. In der Aufbereitung der **HDA**-Daten wurden die Positions- und Zeitinformationen der Lichtschranken **LS**₁, **LS**_M und **LS**₃ (s. **Abb. 4.1**) verwendet, um die Zeit t in Abhängigkeit von der Position der Modellnase x_{nase} zu beschreiben. Durch die Verwendung von drei Lichtschrankenpositionen konnte die Beschleunigung des Modells im Messbereich berücksichtigt werden. Mit Kenntnis der Lichtschrankenpositionen x_i und den Zeiten t_i , an denen die Modellnase die Lichtschranken durchquert, kann $t(x_{\text{nase}})$ als folgendes Lagrange-Polynom geschrieben werden:

$$\begin{aligned}
 t(x_{\text{nase}}) &= t_1 \left(\frac{x_{\text{nase}} - x_M}{x_1 - x_M} \right) \left(\frac{x_{\text{nase}} - x_3}{x_1 - x_3} \right) \\
 &+ t_M \left(\frac{x_{\text{nase}} - x_1}{x_M - x_1} \right) \left(\frac{x_{\text{nase}} - x_3}{x_M - x_3} \right) \\
 &+ t_3 \left(\frac{x_{\text{nase}} - x_1}{x_3 - x_1} \right) \left(\frac{x_{\text{nase}} - x_M}{x_3 - x_M} \right) \quad (5.8)
 \end{aligned}$$

Die Synchronisierung der Messfahrten erfolgte über die Fahrt-spezifische quadratische Interpolation der gemessenen Strömungsgeschwindig-

keiten in Abhängigkeit von x_{nase} . Für die Position der Modellnase x_{nase} wurde ein Raster mit einer Auflösung von 1 mm gewählt und die neuen Zeiten $t(x_{\text{nase}})$ für die Messpunkte in Abhängigkeit von der Modellposition nach Gl. 5.8 berechnet. Anschließend wurden die gemessenen Strömungsgeschwindigkeit $V(t)$ auf das neue Zeitraster $t(x_{\text{nase}})$ interpoliert. Durch Substitution der Zeit t können die gemessenen Strömungsgeschwindigkeiten nun in Abhängigkeit von der Position der Modellnase $V(x_{\text{nase}})$ dargestellt werden. Die Differenz aus x_{nase} und der Sondenposition x_s wurde verwendet, um die Strömungsgeschwindigkeiten in der Koordinate ζ im Modellkoordinatensystem darzustellen:

$$\zeta = x_{\text{nase}} - x_s \quad (5.9)$$

Dabei beschreibt die Koordinate ζ die Position der Modellnase x_{nase} relativ zu der Mess- bzw. Sondenposition x_s mit dem Ursprung $\zeta = 0$, wenn sich die Modellnase an der Messposition der Sonde $x_{\text{nase}} = x_s$ befindet. Die Konvertierung der Messdaten aus dem stationären Koordinatensystem $V(t)$ in das zugfesteste Koordinatensystem $V(\zeta)$ ermöglicht eine räumliche Einordnung der Ergebnisse im Bezugssystem des Modells unabhängig von den spezifischen Messpositionen der einzelnen Sonden.

HSPIV: Im HSPIV-Messaufbau wurde der Start der Kameraaufnahmen durch die Vorbeifahrt der Modellnase an dem Lichtschrankentrigger LS_T initialisiert (s. Abb. 4.1). Wie in Abschn. 4.4.2 beschrieben, versetzt der Lichtschrankentrigger die Kamera in den Erfassungsmodus, so dass erst beim nächsten Sequenzersignal das erste Doppelbild aufgezeichnet wurde. Die Startzeit $t = 0$ s der Messsequenz wurde durch den Aufnahmezeitpunkt des ersten Doppelbildpaars definiert. Im Vergleich zum HDA-Messsystem konnten die Lichtschrankensignale im HSPIV-Messaufbau nicht für die Synchronisierung der Messfahrten verwendet werden, da die Zeit t der Messsequenz, aufgrund der zeitlichen Verzögerung beschrieben in Abschn. 4.4.2, nicht der Messzeit der Lichtschrankensignale entspricht. Aus diesem Grund wurde eine Methode entwickelt die Synchronisation der Messfahrten im HSPIV-Messaufbau mit Hilfe der Positionsinformationen des Modells aus den Kameraaufnahmen durchzuführen.

Sei P_1 die erste Kameraaufnahme zum Zeitpunkt $t_1 = 0$ s aus einer Sequenz von N_t Kameraaufnahmen aufgezeichnet mit einer Aufnahmefrequenz f_c , so gilt für den Zeitpunkt t_n der Kameraaufnahme P_n mit der Bildnummer n :

$$t_n = \frac{n-1}{f_c} \quad \text{mit } n = 1, \dots, N_t \quad (5.10)$$

Sei weiterhin P_k die Kameraaufnahme in dem das Modell bis zur Hälfte in den Sichtbereich der Kamera eingefahren ist. Abb. 5.1 zeigt

schematisch die Aufnahme P_k der Kamera auf der rechten Gleis-
 seite mit einem Ausschnitt des Modellkopfs sowie exemplarischen
 Messpositionen (grüne Kreise) im HSPIV-Auswertgitter (blau) (vgl.
 Abschn. 4.4.1).

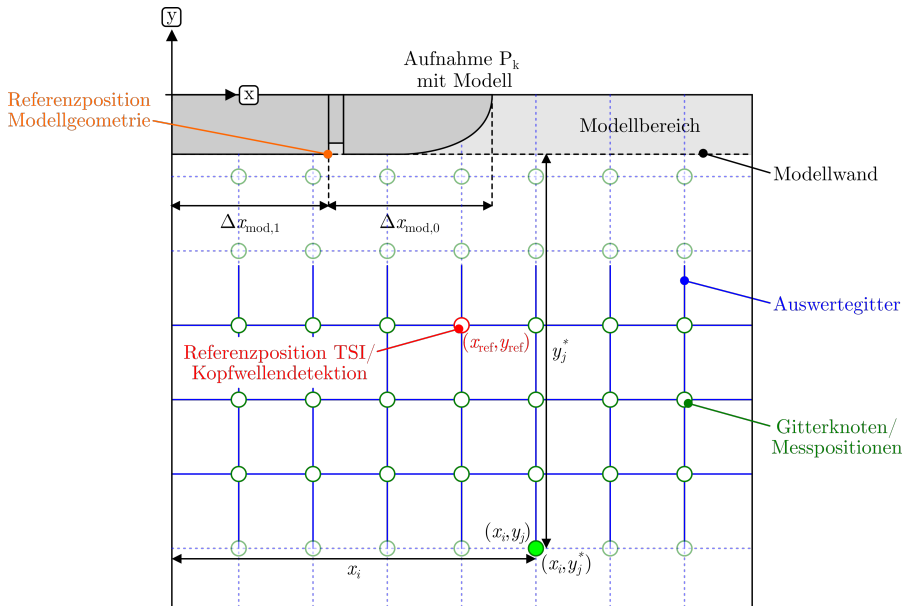


Abbildung 5.1: Schematische Darstellung einer HSPIV-Aufnahme mit Markierung der Referenzpositionen für die Bestimmung der Korrekturwerte im Rahmen der zeitlichen Synchronisation der Messfahrten

Um die Position des Modells in der Kameraaufnahme zu beschreiben, wurde eine markante Stelle an der Modellgeometrie als Referenzposition (orange) definiert, die in den Aufnahmen eindeutig identifiziert werden konnte. Wie in Abb. 5.1 dargestellt, bezeichnet $\Delta x_{\text{mod},0}$ die Distanz von der Referenzposition bis zur Modellnase und $\Delta x_{\text{mod},1}$ die Distanz von der Referenzposition bis zur linken Kante des Messbereichs $x = 0$. Folglich beschreibt die Summe $\Delta x_{\text{mod},0} + \Delta x_{\text{mod},1}$ die Länge des sichtbaren Modellabschnitts im Messbereich.

Die Synchronisation der Messfahrten mit HSPIV basiert auf den Zeiten der Aufnahmen t_k sowie den Positionsinformationen $\Delta x_{\text{mod},0}$ und $\Delta x_{\text{mod},1}$ des Modells in den Aufnahmen P_k (s. Abb. 5.1). Aus diesen Informationen wurde die Zeitdifferenz Δt zwischen der Messzeit t der Kamerasequenz und einer neuen Zeit t' bestimmt:

$$t' = t - \Delta t \tag{5.11}$$

Für die neue Zeit soll gelten, dass sich die Modellnase zu der Zeit $t' = 0$ s an der linken Kante des Messbereichs befindet. Dazu müssen in der Zeitdifferenz Δt zwei Aspekte betrachtet werden, die vergangene Messzeit t_k bis zum Referenzbild P_k sowie die Zeitdifferenz zwischen dem Anfang des Messbereichs $x = 0$ und der Modellnase. Letzteres ergibt sich aus der Distanz $\Delta x_{\text{mod},0} + \Delta x_{\text{mod},1}$ und der

Modellgeschwindigkeit u_{mod} . Mit diesen Informationen wurde die Zeitdifferenz Δt bestimmt und die neue Zeit t' berechnet:

$$\begin{aligned} t'(r) &= t - \Delta t(r) \\ &= t - t_k(r) - \left(\frac{\Delta x_{\text{mod},0}(r) + \Delta x_{\text{mod},1}(r)}{u_{\text{mod}}} \right) \end{aligned} \quad (5.12)$$

Dabei ist zu beachten, dass die Zeitdifferenz $\Delta t(r)$ für jede Messfahrt r separat bestimmt werden muss. Anschließend wurden die gemessenen Strömungsfelddaten zu den Aufnahmezeiten t auf die synchronisierte Zeit t' interpoliert. Die synchronisierten Strömungsfelddaten wurden in der späteren Analyse der Nachlaufströmung verwendet, um die Strömungsstrukturen zu äquivalenten Zeiten t' hinter dem Modell vergleichen zu können.

Des Weiteren war es für die statistischen Analysen der eindimensionalen Messdaten an den Messpositionen (x_i, y_j) im Auswertegitter von Vorteil, eine Positions-spezifische Synchronisation und Konvertierung auf die Positionen ξ_m im Modellkoordinatensystem durchzuführen. Da sich das Modell in [Abb. 5.1](#) von links nach rechts in positiver x -Richtung bewegt, muss dazu in der Zeitdifferenz Δt zusätzlich die Distanz vom linken Rand des Messbereichs $x = 0$ bis zur Messposition x_i betrachtet werden. Dazu wurde [Gl. 5.12](#) durch einen Zusatzterm abhängig von x_i erweitert:

$$\begin{aligned} t'(x_i, r) &= t - \Delta t(x_i, r) \\ &= t - t_k(r) - \left(\frac{\Delta x_{\text{mod},0}(r) + \Delta x_{\text{mod},1}(r)}{u_{\text{mod}}} \right) + \frac{x_i}{u_{\text{mod}}} \end{aligned} \quad (5.13)$$

Die Zeitdifferenz $\Delta t(x_i, r)$ ist in dieser Betrachtung abhängig von der Messfahrt r und der Messposition x_i . Es ist zu beachten, dass die Zeiten t' aus [Gl. 5.12](#) den Zeiten t' aus [Gl. 5.13](#) für $x_i = 0$ entsprechen. Für die Analyse der eindimensionalen Strömungsdaten wurden die Messdaten entsprechend der Messpositionen (x_i, y_j) auf die synchronisierte Zeit $t'(x_i, r)$ interpoliert. Anschließend wurden die Messdaten in das räumliche Modellkoordinatensystem konvertiert. Dazu wurden die Zeiten $t'(\xi)$ berechnet in denen sich das Modell in 20 mm Schritten bewegt. Dabei wurde analog zur Aufbereitung der [HDA](#)-Daten der Ursprung $\xi = 0$ so gewählt, dass sich die Modellnase an der jeweiligen Messposition befindet. Mit Annahme einer konstanten Modellgeschwindigkeit u_{mod} wurde $t'(\xi)$ berechnet nach:

$$t'(\xi) = \frac{\xi}{u_{\text{mod}}} \quad (5.14)$$

Um die Strömungsfelddaten abhängig von den Positionen ξ_m darzustellen, wurden die Messdaten auf das neue Zeitraster $t'(\xi)$ linear interpoliert. Es ist erwähnenswert, dass die räumliche Auflösung ohne Informationsverlust größer gewählt werden konnte, da die Aufnahmezeit bei den [HSPIV](#)-Messungen wesentlich kleiner war als die Abtastzeit beim [HDA](#)-Messsystem.

Die oben beschriebene Methode der Synchronisation wurde im Rahmen dieser Forschungsarbeit weiter optimiert. In dem bisherigen Verfahren musste die Kameraaufnahme P_k in der Aufnahmesequenz und die Referenzposition $\Delta x_{\text{mod},1}$ in der Aufnahme für jede Messfahrt manuell bestimmt werden. In der optimierten, halbautomatisierten Synchronisation wurde die Zeitverschiebung Δt nur für die erste Messfahrt $r = 1$ einer Modellkonfiguration bestimmt, die als Referenzfahrt verwendet wurde. Die Idee bei der optimierten Methode ist, die Zeitverschiebungen zu den weiteren Messfahrten anhand der charakteristischen Kopfwelle zu bestimmen. Wie in [Abschn. 2.2.2.1](#) beschrieben, erzeugt die näherungsweise potentialtheoretische Strömung am generischen Modellkopf eine reproduzierbare Kopfwelle in den Messdaten. Im ersten Schritt der halbautomatisierten Kopfwellendetektion wurde der Zeitpunkte $t_{\text{kw},r}$ der Maximalwerte in der Kopfwelle innerhalb eines Zeitintervalls gesucht, in dem erfahrungsgemäß alle Kopfwellen bei ähnlicher Modellgeschwindigkeit u_{mod} auftreten. Da die synchronisierte Zeit t' für die Referenzfahrt $r = 1$ bereits bestimmt wurde, entspricht Δt in [Gl. 5.11](#) der zeitlichen Differenz $\Delta t_{\text{kw},1,r}$ zwischen den Zeitpunkten $t_{\text{kw},r}$ der Maximalwerte in den Kopfwellen der Referenzmessfahrt $r = 1$ und den weiteren Messfahrten $r = 2, \dots, N_r$:

$$\Delta t(r) \hat{=} \Delta t_{\text{kw},1,r} = t_{\text{kw},1} - t_{\text{kw},r} \quad \text{mit } r = 2, \dots, N_r \quad (5.15)$$

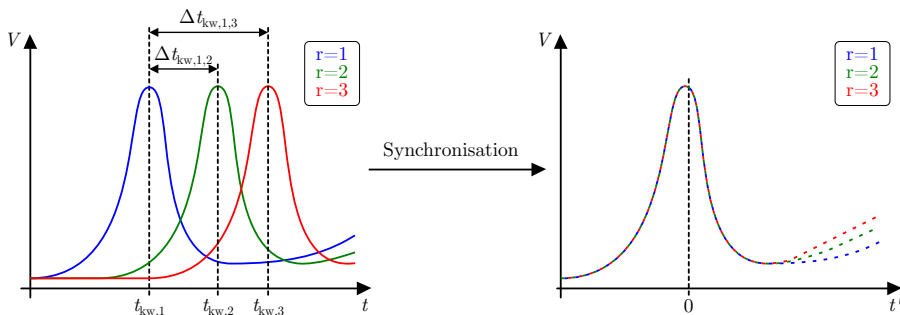


Abbildung 5.2: Prinzipielle Methode der zeitlichen Synchronisation zwischen den Messfahrten anhand einer Spitzenwerterkennung in der charakteristischen Kopfwelle und Minimierung der mittleren Fehlerquadrate

Um das Verfahren der Kopfwelldetektion zu veranschaulichen, zeigt [Abb. 5.2](#) schematisch drei Kopfwellen zu den Zeiten $t_{\text{kw},1}$, $t_{\text{kw},2}$ und $t_{\text{kw},3}$ von einer Referenzfahrt $r = 1$ (blau) und zwei weiteren Messfahrten $r = 2, 3$ (grün/rot). Es ist zu beachten, dass das Maximum in der Kopfwelle nicht exakt an der Position der Modellnase auftritt und daher die Zeit t' für die Referenzfahrt $r = 1$ (blau) trotzdem über die Positionsdaten aus der Kameraaufnahme bestimmt werden musste. Anschließend wurden die zeitlichen Differenzen $\Delta t_{\text{kw},1,r}$ zwischen den Messfahrten nach [Gl. 5.15](#) bestimmt und die Zeitachsen der Messfahrten $r = 2, 3$ in der neuen Zeit t' synchronisiert.

Im zweiten Schritt der halbautomatisierten Synchronisierung wurde eine Feinkorrektur der zeitlichen Verschiebung Δt mit der Methode kleiner Quadrate durchgeführt. Da die Zeitpunkte $t_{kw,r}$ der Maxima abhängig von der Abtastrate des **HSPIV**-Messsystems sind, wurde zusätzlich der Verlauf zwischen den Kopfwellen der Messfahrten $r = 2, \dots, N_r$ verglichen und der Zeitpunkt bei einem Minimum der Fehlerquadrate zwischen den Kopfwellen der Messfahrten $r = 2, \dots, N_r$ und der Referenzkopfwelle $r = 1$ bestimmt. Auf diese Weise konnte eine Synchronisierung der Messfahrten unabhängig von der zeitlichen Auflösung des Messsystems erreicht werden. Die Kopfwellendetektion wurde anhand der eindimensionalen Messdaten an der Referenzposition (x_{ref}, y_{ref}) in der Mitte des Messbereichs im Messabstand gemäß **TSI** zur Gleismitte (roter Kreis, s. **Abb. 5.1**) durchgeführt. Die ermittelte Zeitdifferenz an der Referenzposition wurde mit der Annahme einer konstanten Modellgeschwindigkeit u_{mod} auf alle Messpositionen im Auswertegitter übertragen. Insbesondere für die Betrachtung der zweidimensionalen Strömungsdaten ist eine identische Zeitverschiebung für alle Messpositionen im Auswertegitter notwendig, da die Strukturen im Strömungsfeld sonst verzerrt werden würden.

5.1.3 Gleitender Mittelwertfilter

Der gleitende Mittelwertfilter wird von den Technischen Spezifikationen für Interoperabilität (**TSI**) in der Bewertung der aerodynamischen Wirkung von Hochgeschwindigkeitszügen (**HGZ**) und der Analyse der maximal induzierten Strömungsgeschwindigkeiten gefordert. Wie in **Abschn. 2.1** beschrieben, werden in Versuchen auf offener Strecke im 1:1-Maßstab die Messwerte jeder Einzelfahrt mit einem gleitenden Mittelwertfilter über eine Filterzeit von $t_{f,org} = 1$ s gefiltert. Anschließend wird anhand der gefilterten Werte die maximal induzierte Strömungsgeschwindigkeit im Nachlauf bestimmt. In dieser Zeit legt ein **HGZ** mit einer Geschwindigkeit von 64 m/s eine Strecke von 64 m zurück. Um eine äquivalente Filterung im Modellexperiment umzusetzen, muss die Filterzeit $t_{f,mod}$ an die Modellparameter aus **Abschn. 4.1.2** angepasst werden. Im Hinblick auf die Maximalwerte im Nachlauf, muss die Filterung eine ähnliche Wirkung auf die Strömungsgeschwindigkeiten und Strukturen zeigen. Aus diesem Grund wurde eine normierte Filterzeit t_f^* eingeführt, in der die Filterzeit t_f mit der Zuggeschwindigkeit u_{org} bzw. u_{mod} und der Wagenbreite b_{org} bzw. b_{mod} im Original- und Modellmaßstab normiert wurde:

$$t_{f,org}^* = t_{f,org} \cdot \frac{u_{org}}{b_{org}}, \quad t_{f,mod}^* = t_{f,mod} \cdot \frac{u_{mod}}{b_{mod}} \quad (5.16)$$

Dabei bezieht sich t_f^* auf die Wagenbreite b , da angenommen wird, dass die Längenskalen der Strukturen im Nachlauf mit der Wagenbreite skalieren. Mit $b_{org} = 3$ m und $u_{org} = 64$ m/s im Originalmaßstab beträgt die normierte Filterzeit $t_{f,org}^* = 211/3$. Alternativ betrachtet

entspricht die normierte Filterzeit $t_{f,org}^*$ einer Länge von ca. $21^{1/3}$ Wagenbreiten über die in der Filterung gemittelt wird. Ziel ist es auf Basis der normierten Filterzeit eine geeignete Filterzeit $t_{f,mod}$ für den gleitenden Mittelwertfilter im Modellexperiment zu bestimmen. Die Idee ist, dass bei gleicher normierter Filterzeit t_f^* im Original- und Modellmaßstab eine ähnliche Glättung der Strukturen im Nachlauf erreicht wird. Aus der Bedingung:

$$t_{f,org}^* = t_{f,mod}^* \quad (5.17)$$

folgt nach Gl. 5.16:

$$t_{f,org} \cdot \frac{u_{org}}{b_{org}} = t_{f,mod} \cdot \frac{u_{mod}}{b_{mod}} \quad (5.18)$$

Aus Gl. 5.18 folgt für die Filterzeit $t_{f,mod}$ im Modellexperiment:

$$\Rightarrow t_{f,mod} = t_{f,org} \cdot \frac{b_{mod}}{b_{org}} \cdot \frac{u_{org}}{u_{mod}} \quad (5.19)$$

Mit einer mittleren Modellgeschwindigkeit von $u_{mod} = 32 \text{ m/s}$ und einer maßstäblichen Wagenbreite $b_{mod} = 0.12 \text{ m}$ entspricht die Filterzeit von $t_{f,org} = 1 \text{ s}$ im Originalmaßstab einer Filterzeit von $t_{f,mod} = 0.08 \text{ s}$ im Modellexperiment. Analog zu der Betrachtung im Originalmaßstab entspricht diese Filterzeit einer Länge von 2.56 m im Modellkoordinatensystem oder $21^{1/3}$ Modellwagenbreiten.

5.2 BESTIMMUNG DER GRENZSCHICHTPARAMETER

Die Grenzschichtentwicklung an einem Zugmodell wurde anhand der Grenzschichtprofile und Grenzschichtparameter analysiert. Dazu wurde die Entwicklung der Grenzschichtdicke δ_{99} , Verdrängungsdicke δ_1 , Impulsverlustdicke δ_2 und des Formparameters H_{12} nach Schlichting und Gersten (2006) entlang des Modells betrachtet. Die Grenzschichtprofile und Grenzschichtparameter wurde im Bezug auf die normierte Geschwindigkeitskomponente v_x in x -Richtung bzw. Fahrtrichtung parallel zur Modellwand bestimmt. Es ist zu beachten, dass in der klassischen Grenzschichtanalyse die Geschwindigkeitskomponente v'_x im mitfahrenden Bezugssystem betrachtet wird. In den experimentellen Untersuchungen dieser Forschungsarbeit wurde die Geschwindigkeitskomponente v_x im stationären Bezugssystem der TSG gemessen. Da die gemessenen Strömungsgeschwindigkeiten bereits mit der Modellgeschwindigkeit u_{mod} normiert wurden, gilt für die Konvertierung zwischen den Bezugssystemen:

$$v_x = 1 - v'_x \quad (5.20)$$

Die relevanten Messpositionen (x_i, y_j) des Auswertegitters liegen im Bereich neben dem Modell. Die y -Koordinate dieser Messpositionen

ist im stationären Bezugssystem größer als die halbe Modellbreite b_{mod} . Mit $y = 0$ in der Gleismitte wird die rechte Gleisseite durch negative y_j und die linke Gleisseite durch positive y_j beschrieben. Folglich gilt für die Messpositionen im Grenzschichtbereich bzw. außerhalb des Modellbereichs unabhängig von der Gleisseite $|y_j| > b_{\text{mod}}/2$. Um die gemessenen Strömungsgeschwindigkeiten in der Grenzschicht unabhängig von der Gleisseite und als Abstand relativ zur Modellwand mit positiven Werten zu beschreiben, wurde in [Abb. 5.1](#) der Wandabstand y_j^* zwischen den Messpositionen im Auswertegitter und der Modellwand eingeführt:

$$y^* = \begin{cases} y - \frac{b_{\text{mod}}}{2} & \text{für LGS: } y \geq \frac{b_{\text{mod}}}{2} \\ -y - \frac{b_{\text{mod}}}{2} & \text{für RGS: } y \leq -\frac{b_{\text{mod}}}{2} \end{cases} \quad (5.21)$$

Die Grenzschichtdicke δ_{99} ist definiert als der Abstand normal zur Wand bei dem die Strömungsgeschwindigkeit 99 % der Anströmgeschwindigkeit erreicht. Analog bezeichnet δ_{99} im Modellexperiment den Abstand zur Zugwand bei dem die Strömungsgeschwindigkeit v'_x im zugfesten Bezugssystem 99 % der Zuggeschwindigkeit u_{mod} erreicht bzw. nach [Gl. 5.20](#) im stationären Bezugssystem des Messaufbaus die normierte Strömungsgeschwindigkeit $v_x = 0.01$ ist. Die Genauigkeit der Bestimmung von δ_{99} ist stark abhängig von der räumlichen Auflösung des Messsystems. Im [HSPIV](#)-Messaufbau wurde δ_{99} als Abstand zur Modellwand y^* definiert für den $v_x = 0.01$ gilt:

$$\delta_{99}: v_x(y^* = \delta_{99}) = 0.01 \quad (5.22)$$

Diese Methode hat eine diskrete Bestimmung von δ_{99} zur Folge entsprechend der verwendeten Gitterauflösung im Auswertegitter.

Die Verdrängungsdicke δ_1 und Impulsverlustdicke δ_2 sind robustere Grenzschichtparameter und beschreiben mit einer integralen Berechnungsmethode die vollständige Strömung im gesamten Grenzschichtprofil. Die Definition der Verdrängungsdicke δ_1 kann mit [Gl. 5.20](#) geschrieben werden als Integral über die Strömungsgeschwindigkeit v_x im Intervall $y^* = 0$ bis ∞ :

$$\delta_1 = \int_0^\infty (1 - v'_x) dy^* = \int_0^{\max(y^*)} v_x dy^* \quad (5.23)$$

Mit der Annahme, dass das Messfenster die gesamte Grenzschichtdicke erfasst, kann als obere Grenze des Integrals die Messposition y_j^* mit dem größten Abstand zur Gleismitte $\max(y^*)$ verwendet werden.

Die Impulsverlustdicke δ_2 ist analog zu δ_1 als Integral über die Strömungsgeschwindigkeiten des Grenzschichtprofils v_x im stationären Bezugssystem definiert als:

$$\delta_2 = \int_0^\infty v'_x (1 - v'_x) dy^* = \int_0^{\max(y^*)} v_x (1 - v_x) dy^* \quad (5.24)$$

Das Verhältnis von Verdrängungsdicke δ_1 und Impulsverlustdicke δ_2 ermöglicht nach Schlichting und Gersten (2006) eine Aussage über die Form einer Grenzschicht im Bezug auf den Verlauf von v_x in den Grenzschichtprofilen. Der Formparameter H_{12} ist definiert als:

$$H_{12} = \frac{\delta_1}{\delta_2} \quad (5.25)$$

Im Rahmen dieser Forschungsarbeit wurde der Formparameter H_{12} verwendet, um die Stabilisierung der Grenzschicht entlang des Zugmodells zu untersuchen. Es wird angenommen, dass durch den generischen Kopf und die Wirbelgeneratoren eine starke Störung in der Grenzschicht erzeugt wird. Um die Arbeitshypothese von Sima *et al.* (2016) zu bestätigen, wird untersucht, ob sich die Form der Grenzschicht entlang des Modells wieder stabilisiert.

In einer weiteren Analyse wurden die Grenzschichtparameter verwendet, um die Grenzschichtentwicklung am Modell mit der theoretischen Grenzschichtentwicklung einer turbulenten Strömung über einer ebenen Platte zu vergleichen. Dabei wurden die in Abschn. 4.1.2 beschriebenen Formeln für die Abschätzung der Grenzschichtdicke δ_{99} und Verdrängungsdicke δ_1 verwendet sowie ein Vergleich mit Literaturwerten für den Formparameter H_{12} dargestellt.

5.3 BEDINGTE MESSDATENANALYSE IM NACHLAUF

Die bedingte Messdatenanalyse im Nachlauf wurde verwendet, um die maximal induzierte Strömungsgeschwindigkeit \hat{v} im Zugnachlauf zu bestimmen und im Hinblick auf die Technischen Spezifikationen für Interoperabilität (TSI) zu untersuchen. Dabei wurde die Position $\hat{\xi}$ im Nachlauf und die Höhe \hat{v} des Maximums im Bezug auf den Betrag der Strömungsgeschwindigkeit $V(\xi)$ im Modellkoordinatensystem betrachtet. Die Positionen $\hat{\xi}$ und Maximalwerte \hat{v} der Strömungsgeschwindigkeit wurden in allen Messfahrten der HDA- und HSPIV-Messreihen für jede Messposition (x_i, y_j) separat bestimmt:

$$\hat{v}(x_i, y_j) = \max_{\xi} V(x_i, y_j, \xi) \quad (5.26)$$

$$\hat{\xi}(x_i, y_j) = \arg \max_{\xi} V(x_i, y_j, \xi) \quad (5.27)$$

Für den Zeitpunkt \hat{t} des Maximums an einer Messposition (x_i, y_j) in der synchronisierten Zeit t' gilt nach Gl. 5.14:

$$\begin{aligned} \hat{t}(x_i, y_j) &= \arg \max_{t'} V(x_i, y_j, t') \\ &\cong t'(x_i, y_j, \hat{\xi}(x_i, y_j)) = \frac{\hat{\xi}(x_i, y_j)}{u_{\text{mod}}} \end{aligned} \quad (5.28)$$

An Messpositionen in einem Abstand von $\Delta y = 0.12$ m zur Gleismitte wurde die maximale Strömungsgeschwindigkeit \hat{v} verwendet, um den TSI-relevanten Wert $U_{2\sigma}$ nach Gl. 2.1 zu bestimmen (s. Abschn. 8.3.3).

Die Maximalwerte der Strömungsgeschwindigkeit \hat{v} an den Positionen $\hat{\xi}$ relativ zum Modell wurden verwendet, um den Einfluss der Wirbelgeneratoren auf das statistische Auftreten der Maxima in den einzelnen Messfahrten zu analysieren (s. [Abschn. 8.1.1](#)). Dazu wurde die Wahrscheinlichkeitsverteilung eines Parameters x der Maxima, wie z.B. des Maximalwerts \hat{v} , der Position $\hat{\xi}$ oder der Strömungsrichtung $\hat{\psi}$, mit dem Erwartungswert $E(x)$ und der Streubreite $\sigma(x)$ bzw. Varianz $\sigma^2(x)$ durch eine Normalverteilung der Form:

$$P(x|E, \sigma) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma(x)^2}} \exp\left(-\frac{(x - E(x))^2}{2\sigma^2(x)}\right) \quad (5.29)$$

oder eine Extremwertverteilung der Form:

$$P(x|E, \sigma) = \frac{1}{\sigma(x)} \exp\left(-\exp\left(-\frac{(x - E(x))}{\sigma(x)}\right) - \frac{(x - E(x))}{\sigma(x)}\right) \quad (5.30)$$

angenähert. In [Abschn. 8.1](#) wurden die Strömungsstrukturen im Nachlauf zum Zeitpunkt der maximalen Geschwindigkeit analysiert, um einen Eindruck über die Topologie der Nachlaufstrukturen zum Zeitpunkt der maximal induzierten Strömungsgeschwindigkeit zu erhalten. Zusätzlich wurden die Maximalwerte der Messfahrten in [Abschn. 8.3.1](#) verwendet, um die Rekonstruktionsqualität einer Dynamic Mode Decomposition (DMD) in der Nachlaufströmung zu bewerten, die im folgenden Abschnitt näher beschrieben wird.

5.4 DYNAMIC MODE DECOMPOSITION

Die Dynamic Mode Decomposition (DMD) ist eine mathematische Methode ursprünglich entwickelt zur Untersuchung des dynamischen Verhaltens von instationären Strömungen ohne die Verwendung grundlegender Modellannahmen. Insbesondere bei der Analyse experimentell gewonnener Daten ist die rein datenbasierte Auswertung von großem Vorteil, da in komplexen Strömungen meist keine Annahmen für ein zugrundeliegendes, dynamisches Verhalten getroffen werden können. Die DMD findet Anwendung in verschiedenen Bereichen wie u.a. Videobearbeitung, Epidemiologie, Neurowissenschaften und Finanzhandel (Kutz *et al.*, 2016). Die DMD wurde von Schmid und Sesterhenn (2008) unter Verwendung einer Q, R -Zerlegung ähnlich dem Arnoldi-Verfahren vorgestellt und ist in Schmid (2010) näher beschrieben. Die Anwendung der DMD wurde durch einen weiteren Ansatz, basierend auf einer Singulärwertzerlegung (SVD), modifiziert (Tu *et al.*, 2014). Das Verfahren sowie die Implementierung in unterschiedlichen Anwendungsgebieten sind ausführlich in Kutz *et al.* (2016) beschrieben.

Das Prinzip der DMD basiert auf einer Reduktion der Dynamik eines hochdimensionalen Systems auf eine niedrig dimensionale Kombination dynamischer Moden. Vergleichbar mit dem Prinzip einer

Hauptkomponentenanalyse oder Proper Orthogonal Decomposition (POD) werden räumliche Moden extrahiert, deren Stärke und Struktur separat analysiert werden können. Im Gegensatz zur POD sind die Basisvektoren der extrahierten DMD-Moden nicht zwingend orthogonal zueinander, so dass die Kombination aus Moden optimal an die Dynamik der Strömung angepasst werden können. Ein weiterer Vorteil der DMD gegenüber einer klassischen POD ist die Analyse der zeitlichen Modenentwicklung anhand der Modenfrequenz und dem Dämpfungsverhalten. In der DMD wird die Stabilität einer Mode durch eine Dämpfungskonstante beschrieben, die abhängig von dem Vorzeichen eine zeitlich gedämpfte oder angefachte Schwingung der Mode repräsentiert.

5.4.1 Algorithmus der Modenzerlegung

Die Dynamic Mode Decomposition (DMD) basiert auf der Beschreibung eines dynamischen Systems als eine zeitaufgelöste Sequenz von Zuständen. Bei der experimentellen Untersuchung einer instationären Strömung repräsentiert jede Aufnahme des Strömungsfelds einen Zustand \mathbf{z}_n des Systems zu einem Zeitpunkt t_n . Die Entwicklung der Strömung wird durch eine Sequenz von N_t Zuständen \mathbf{z}_n mit $n = 1, 2, \dots, N_t$ wiedergegeben. Entsprechend der Aufnahmefrequenz der Strömungsfelder gilt für die Zustände ein äquidistanter Zeitabstand $t_{n+1} = t_n + \Delta t$. Die Anzahl an Datenpunkten M in einem Zustand \mathbf{z}_n ist abhängig von der Dimension des Messbereichs sowie der räumlichen Auflösung. Ein Zustand \mathbf{z}_n in einer Messung mit HSPIV von zwei Komponenten in zwei Dimensionen (2D2C) der Strömungsgeschwindigkeit entspricht einem Spaltenvektor mit allen Informationen über die Geschwindigkeitskomponenten im Gitternetz der Aufnahmeebene. Am Beispiel der HSPIV-Messung am generischen Zugmodell (GZM) mit $M > 10^6$ wird deutlich, dass bei hochauflösenden Messsystemen die einzelnen Zustände selbst hohe Dimensionen erreichen können.

Die globale Dynamik einer instationären Strömung ist als nicht linear anzunehmen. Eine grundlegende Annahme der DMD ist die Möglichkeit einer lokalen, linearen Approximation zwischen zeitlich aufeinanderfolgenden Zuständen. Sei \mathbf{A} eine lineare Abbildungsmatrix, dann soll für zwei aufeinanderfolgende Zustände im zeitlichen Abstand Δt gelten:

$$\mathbf{z}_{n+1} = \mathbf{A}\mathbf{z}_n \quad (5.31)$$

mit dem Anfangszustand \mathbf{z}_1 für $n = 1$. Die lineare Abbildung \mathbf{A} beschreibt die Dynamik des Systems, aber ist bei experimentellen Untersuchungen im Allgemeinen nicht explizit bekannt. Nach Kutz *et al.* (2016) lässt sich der Zustand \mathbf{z}_n zu einem diskreten Zeitpunkt

t_n mit den Eigenvektoren ϕ_k und Eigenwerte λ_k von \mathbf{A} sowie den Amplituden b_k darstellen:

$$\mathbf{z}_n = \sum_{k=0}^{N_t-1} \phi_k b_k \lambda_k^{(n-1)} = \mathbf{\Phi} \mathbf{b} \mathbf{\Lambda}^{(n-1)} \quad (5.32)$$

Dabei bilden die Vektoren ϕ_k eine Basis aus Eigenvektoren des zu den Eigenwerten λ_k gehörenden Eigenraums. Die Koeffizienten b_k repräsentieren die Anfangsbedingungen $n = 1$ für den ersten Strömungszustand \mathbf{z}_1 in der Basis der Eigenvektoren:

$$\mathbf{z}_1 = \sum_{k=0}^{N_t-1} \phi_k b_k = \mathbf{\Phi} \mathbf{b} \quad (5.33)$$

Alternativ zur diskreten Formulierung kann die lokale, lineare Approximation des Systems mit einer kontinuierlichen Zeitentwicklung als lineare Differentialgleichung (DGL) dargestellt werden:

$$\frac{d\mathbf{z}}{dt} = \mathbf{A} \mathbf{z} \quad (5.34)$$

Die Lösung dieser linearen DGL ist gemäß Exponentialansatz nach Boyce und DiPrima (2012):

$$\mathbf{z}(t) = \sum_{k=0}^{N_t-1} \phi_k b_k \exp((\sigma_k + i\omega_k)t) \quad (5.35)$$

Gl. 5.35 entspricht der diskreten Lösung aus Gl. 5.32 zu den Zeitpunkten t_n und Substitution der Eigenwerte λ_k mit:

$$\lambda_k = \exp((\sigma_k + i\omega_k)\Delta t) \quad (5.36)$$

Die zeitliche Entwicklung von $\mathbf{z}(t)$ in Gl. 5.35 wird durch den Exponentialansatz aus Gl. 5.36 mit σ_k im Bezug auf ein gedämpftes bzw. angefachtes Verhalten und mit ω_k im Bezug auf die Oszillation der einzelnen Moden beschrieben. Die Koeffizienten b_k ergeben sich nach Gl. 5.35 analog zu Gl. 5.33 aus den Anfangsbedingungen des ersten Strömungszustands $\mathbf{z}(0)$ zum Zeitpunkt $t_1 = 0$ in der Basis der Eigenvektoren ϕ_k :

$$\mathbf{z}_1 \hat{=} \mathbf{z}(t_1 = 0) = \mathbf{\Phi} \mathbf{b} \quad (5.37)$$

In der DMD sind die Spalten der Eigenvektormatrix $\mathbf{\Phi}$ nicht orthogonal, so dass ein Zustand nicht mittels Skalarprodukt auf $\mathbf{\Phi}$ projiziert werden kann. Aus diesem Grund wird der Vektor \mathbf{b} der Amplituden nach Kutz *et al.* (2016) durch Multiplikation mit der Moore-Penrose Pseudoinversen $\mathbf{\Phi}^\dagger$ (Golub und Kahan, 1965) bestimmt:

$$\mathbf{b} = \mathbf{\Phi}^\dagger \mathbf{z}_1 \quad (5.38)$$

Gl. 5.32 beschreibt die Rekonstruktion eines Zustands \mathbf{z}_n zu einem diskreten Zeitpunkt t_n , wenn die Eigenvektoren ϕ_k und Eigenwerte

λ_k der linearen Abbildungsmatrix \mathbf{A} sowie die Anfangsbedingungen zum Zeitpunkt $t_1 = 0$ bekannt sind. Gl. 5.35 beschreibt allgemein die kontinuierliche Zeitentwicklung des dynamischen Systems zu einem beliebigen Zeitpunkt t . Ziel des DMD-Algorithmus ist es anhand der Eigenwerte und Eigenvektoren die dynamische Charakteristik des Systems zu extrahieren ohne die lineare Abbildung \mathbf{A} explizit zu bestimmen.

Um den Fehler in der linearen Approximation zu minimieren werden die Zustände \mathbf{z}_n in zwei Zustandsmatrizen \mathbf{X}_1 und \mathbf{X}_2 der Dimension $M \times (N_t - 1)$ aufgeteilt, deren Zustände um einen Zeitschritt Δt zueinander versetzt sind:

$$\mathbf{X}_1 = \begin{pmatrix} | & | & | & \dots & | \\ \mathbf{z}_1 & , & \mathbf{z}_2 & , & \mathbf{z}_{n-1} \\ | & | & | & \dots & | \end{pmatrix} \quad (5.39)$$

$$\mathbf{X}_2 = \begin{pmatrix} | & | & | & \dots & | \\ \mathbf{z}_2 & , & \mathbf{z}_3 & , & \mathbf{z}_n \\ | & | & | & \dots & | \end{pmatrix} \quad (5.40)$$

Die zeitliche Entwicklung kann analog zu Gl. 5.31 unter Vernachlässigung des Approximationsfehlers mit einer linearen Abbildung \mathbf{A} dargestellt werden:

$$\mathbf{X}_2 = \mathbf{A}\mathbf{X}_1 \quad (5.41)$$

Nach Kutz *et al.* (2016) wird die optimale¹, lineare Abbildungsmatrix \mathbf{A} durch Multiplikation mit der Pseudoinversen von \mathbf{X}_1 bestimmt:

$$\mathbf{A} = \mathbf{X}_2\mathbf{X}_1^\dagger \quad (5.42)$$

Gemäß Gl. 5.42 besitzt \mathbf{A} die Dimension $M \times M$ und ist mit der Annahme einer hohen Dimension $M > 10^6$ jedes Zustands ebenfalls hochdimensional. Die Problematik hochdimensionaler Datensätze bei der Anwendung einer DMD wird in Yang *et al.* (2020) detailliert diskutiert. Bei experimentell oder numerisch gewonnenen Daten von Strömungsfeldern kann angenommen werden, dass die Anzahl N_t der Zustände (viel) kleiner ist als die Dimension M der Informationen in jedem Zustand. Die lineare Abbildung \mathbf{A} wird aus einer Linearkombination der $N_t - 1$ Spalten von \mathbf{X}_2 gebildet. Daraus folgt, dass der Rang von \mathbf{A} maximal der reduzierten Anzahl $N_t - 1$ der Zustände in \mathbf{X}_2 entspricht. Mit Hilfe einer Singulärwertzerlegung (SVD) können die Daten in einen Subraum mit orthogonaler Basis übertragen werden, der von den $N_t - 1$ POD-Moden aufgespannt wird. Die Projektion in

¹ Minimierung des Fehlers $\|\mathbf{X}_2 - \mathbf{A}\mathbf{X}_1\|_F$ der linearen Approximation gemäß Frobeniusnorm nach Kutz *et al.* (2016)

den niedrigdimensionalen Subraum aus $N_t - 1$ POD-Moden wird mit der SVD von \mathbf{X}_1 nach Golub und Kahan (1965) bestimmt:

$$\mathbf{X}_1 = \mathbf{U}\Sigma\mathbf{V}^* \quad (5.43)$$

mit der unitären Matrix $\mathbf{U} \in \mathbb{C}^{M \times M}$, der Matrix $\Sigma \in \mathbb{C}^{M \times (N_t - 1)}$, bei der nur die Elemente auf der Hauptdiagonalen von null verschieden sind, und der unitären, adjungierten Matrix $\mathbf{V}^* \in \mathbb{C}^{(N_t - 1) \times (N_t - 1)}$. Da in Σ nur die Hauptdiagonale gefüllt ist, existieren maximal $N_t - 1$ Eigenwerte und folglich $N_t - 1$ Moden. Die POD-Moden sind durch die orthonormalen Spaltenvektoren in \mathbf{U} gegeben. Gemäß Konvention sind nach Anwendung einer SVD die extrahierten Moden entsprechend ihrer Stärke absteigend geordnet. Mit der Substitution von \mathbf{X}_1 in Gl. 5.41 durch Gl. 5.43 gilt:

$$\mathbf{X}_2 = \mathbf{A}\mathbf{U}\Sigma\mathbf{V}^* \quad (5.44)$$

Für die Projektion der linearen Abbildungsmatrix \mathbf{A} in den reduzierten Subraum der POD-Moden folgt:

$$\mathbf{A} = \mathbf{U}\tilde{\mathbf{A}}\mathbf{U}^* \quad (5.45)$$

Die Matrix $\tilde{\mathbf{A}}$ repräsentiert die Dynamik des Systems in einer Basis von $N_t - 1$ dominanten POD-Moden. Da \mathbf{U} unitär ist, gilt eine Ähnlichkeitsbeziehung zwischen \mathbf{A} und $\tilde{\mathbf{A}}$. Folglich entsprechen die von null verschiedenen Eigenwerte $\tilde{\lambda}_k$ von $\tilde{\mathbf{A}}$ den Eigenwerten λ_k von \mathbf{A} . Mit Substitution von \mathbf{A} in Gl. 5.44 durch Gl. 5.45 folgt:

$$\mathbf{X}_2 = \mathbf{U}\tilde{\mathbf{A}}\mathbf{U}^*\mathbf{U}\Sigma\mathbf{V}^* = \mathbf{U}\tilde{\mathbf{A}}\Sigma\mathbf{V}^* \quad (5.46)$$

Da \mathbf{U} und \mathbf{V}^* unitär sind und Σ einer Diagonalmatrix entspricht, kann Gl. 5.46 durch Multiplikation mit \mathbf{V} und \mathbf{U}^* sowie der Pseudoinversen Σ^\dagger nach $\tilde{\mathbf{A}}$ aufgelöst werden:

$$\tilde{\mathbf{A}} = \mathbf{U}^*\mathbf{X}_2\mathbf{V}\Sigma^\dagger \quad (5.47)$$

Im Vergleich zu der hochdimensionalen Matrix \mathbf{A} ist die Dimension von $\tilde{\mathbf{A}}$ auf $(N_t - 1) \times (N_t - 1)$ reduziert und ermöglicht eine effizientere Eigenwertzerlegung:

$$\tilde{\mathbf{A}}\tilde{\boldsymbol{\phi}}_k = \tilde{\lambda}_k\tilde{\boldsymbol{\phi}}_k \quad (5.48)$$

$$\Leftrightarrow \tilde{\mathbf{A}}\tilde{\boldsymbol{\Phi}} = \tilde{\boldsymbol{\Phi}}\tilde{\boldsymbol{\Lambda}} \quad (5.49)$$

Mit den Eigenvektoren $\tilde{\boldsymbol{\phi}}_k$ in $\tilde{\boldsymbol{\Phi}}$ und Eigenwerten $\tilde{\lambda}_k$ in $\tilde{\boldsymbol{\Lambda}}$ können die Eigenvektoren $\boldsymbol{\phi}_k$ nach Schmid (2010) und Tu *et al.* (2014) durch Rückprojektion in den hochdimensionalen Raum der Messdaten übertragen werden:

$$\boldsymbol{\Phi} = \mathbf{U}\tilde{\boldsymbol{\Phi}}, \quad \boldsymbol{\Lambda} \hat{=} \tilde{\boldsymbol{\Lambda}}_k \quad (5.50)$$

Es ist erwähnenswert, dass die Bestimmung der **DMD** Amplituden \mathbf{b} nach Gl. 5.38 mit der Pseudoinversen Φ^\dagger aufgrund der hohen Dimension von Φ sehr rechenintensiv sein kann. Nach Kutz *et al.* (2016) ist es effizienter die Amplituden \mathbf{b} im Subraum der **POD**-Moden mit Gl. 5.50 nach Schmid (2010) zu bestimmen. Da $\check{\Phi}$ invertierbar ist, folgt mit der Rückprojektion von Φ nach Gl. 5.50 aus Gl. 5.33:

$$\mathbf{z}_1 \approx \Phi \mathbf{b} \quad (5.51)$$

$$\Rightarrow \mathbf{U} \check{\mathbf{z}}_1 \approx \mathbf{U} \check{\Phi} \mathbf{b} \quad (5.52)$$

$$\Rightarrow \check{\mathbf{z}}_1 \approx \check{\Phi} \mathbf{b} \quad (5.53)$$

$$\Rightarrow \mathbf{b} \approx \check{\Phi}^{-1} \check{\mathbf{z}}_1 \quad (5.54)$$

mit dem initialen Zustand $\check{\mathbf{z}}_1$ im Subraum der **POD**-Basisvektoren. Dieser Ansatz kann nach Kutz *et al.* (2016) erweitert werden mit der Neuformulierung der **DMD**-Moden bzw. Eigenvektoren $\Phi = \mathbf{X}_2 \mathbf{V} \Sigma^\dagger \check{\Phi}$ von Tu *et al.* (2014). Aus der Näherung von \mathbf{z}_1 nach Gl. 5.51 folgt:

$$\Rightarrow \mathbf{U} \check{\mathbf{z}}_1 \approx \mathbf{X}_2 \mathbf{V} \Sigma^\dagger \check{\Phi} \mathbf{b} \quad (5.55)$$

$$\Rightarrow \check{\mathbf{z}}_1 \approx \mathbf{U}^* \mathbf{X}_2 \mathbf{V} \Sigma^\dagger \check{\Phi} \mathbf{b} \quad (5.56)$$

Mit $\check{\mathbf{A}}$ aus Gl. 5.47:

$$\Rightarrow \check{\mathbf{z}}_1 \approx \check{\mathbf{A}} \check{\Phi} \mathbf{b} \quad (5.57)$$

und der Eigenwertzerlegung von $\check{\mathbf{A}}$ aus Gl. 5.49 folgt:

$$\Rightarrow \check{\mathbf{z}}_1 \approx \check{\Phi} \check{\mathbf{\Lambda}} \mathbf{b} \quad (5.58)$$

$$\Rightarrow \mathbf{b} \approx (\check{\Phi} \check{\mathbf{\Lambda}})^{-1} \check{\mathbf{z}}_1 \quad (5.59)$$

Im Rahmen dieser Forschungsarbeit wurde die Näherung in Gl. 5.59 nach Tu *et al.* (2014) und Kutz *et al.* (2016) bei der Anwendung der **DMD** verwendet, um die Amplituden \mathbf{b} zu bestimmen. Wie in Kutz *et al.* (2016) beschrieben ist zu beachten, dass in der Näherung nach Gl. 5.58 der erste Zustand $\check{\mathbf{z}}_1$ im Subraum der **POD**-Moden auf Basis der Informationen aus der zweiten Zustandsmatrix \mathbf{X}_2 betrachtet wurde, in der \mathbf{z}_1 selbst nicht enthalten ist. Diese Näherung kann dazu führen, dass der Rekonstruktionsfehler des ersten Zustands \mathbf{z}_1 bzw. die euklidische Norm $\|\Phi \mathbf{b} - \mathbf{z}_1\|_2$ groß sein kann.

Die reellen Informationen in den Zuständen \mathbf{z}_n werden im **DMD**-Algorithmus in komplexe, dynamische Moden zerlegt. Dabei werden paarweise, komplex konjugierte Eigenwerte λ_k erzeugt, die sich bei der Rekonstruktion nach Gl. 5.32 zu einem reellen Strömungsfeld ergänzen. Die zugehörigen Moden werden als harmonische Modenpaare bezeichnet. Die zeitliche Entwicklung der k -ten Mode über einen Zeitschritt Δt wird von dem exponentiellen Ansatz der Eigenwerte in Gl. 5.36 wiedergegeben:

$$\ln \lambda_k = (\sigma_k + i\omega_k) \Delta t \quad (5.60)$$

$$\frac{\ln \lambda_k}{\Delta t} = \underbrace{\sigma_k}_{\text{Re}} + i \underbrace{\omega_k}_{\text{Im}} \quad (5.61)$$

Aus Gl. 5.61 ergibt sich für die k -te Mode der DMD die Dämpfungskonstante σ_k und Kreisfrequenz ω_k :

$$\sigma_k = \operatorname{Re} \left\{ \frac{\ln \lambda_k}{\Delta t} \right\}, \quad \omega_k = \operatorname{Im} \left\{ \frac{\ln \lambda_k}{\Delta t} \right\} \quad (5.62)$$

Wie oben bereits erwähnt, wird die Stabilität einer Mode durch die Dämpfungskonstante σ_k beschrieben. Das Vorzeichen von σ_k gibt an, ob es sich um eine gedämpfte oder angefachte Schwingung handelt und hängt nach Gl. 5.62 mit dem Betrag der Eigenwerte λ_k zusammen:

$$|\lambda_k| = |\exp(\sigma_k \Delta t)| \underbrace{|\exp(i\omega_k \Delta t)|}_{=1, \text{ da } \omega_k \in \mathbb{R}} \quad (5.63)$$

$$|\lambda_k| = \begin{cases} = 1 & \text{falls } \sigma_k = 0 \\ < 1 & \text{falls } \sigma_k < 0 \\ > 1 & \text{falls } \sigma_k > 0 \end{cases} \quad (5.64)$$

Gl. 5.64 zeigt, dass eine Stabilitätsanalyse der dynamischen Moden über die Beträge der Eigenwerte λ_k durchgeführt werden kann. Ist der Betrag eines Eigenwerts $|\lambda_k| = 1$ liegt eine ungedämpfte Mode vor. Bei Eigenwerten mit einem Betrag $|\lambda_k| > 1$ ist die Schwingung der Mode angefacht. In einer abklingenden Strömung, wie der Nachlaufströmung im stationären Messbereich bei einer Modellvorbeifahrt an der TSG, werden Eigenwerte mit einem Betrag von $|\lambda_k| \leq 0$ erwartet. In diesem Fall kann die zeitliche Entwicklung einer DMD-Mode mit einer gedämpften Schwingung der Frequenz f_k verglichen werden. Die Schwingungsfrequenz f_k ergibt sich aus der Kreisfrequenz ω_k nach:

$$f_k = \frac{\omega_k}{2\pi} \quad (5.65)$$

Die Schwingungsfrequenz f_k einer Strömungsstruktur ist unter anderem bei der Untersuchung von Ablöseverhalten an Körpern, Wirbelentwicklung sowie der Bestimmung einer Strouhalzahl von Interesse.

Ein wichtiger Parameter für die Effizienz einer DMD ist die Reduzierung der Dimension der zu verarbeitenden Matrizen. Wie einleitend in diesem Abschnitt beschrieben, ist die Dimension M der Zustände \mathbf{z}_n sehr groß. Folglich sind \mathbf{U} und Σ aus der Singulärwertzerlegung (SVD) in Gl. 5.43 ebenfalls hochdimensional. Gemäß einer ökonomischen SVD (Brunton und Kutz, 2019), können die Reihen und Spalten der Matrix Σ mit Eigenwerten Null entfernt und \mathbf{U} auf $N_t - 1$ Spalten reduziert werden. Σ entspricht nun einer Diagonalmatrix mit $\Sigma \in \mathbb{C}^{(N_t-1) \times (N_t-1)}$ und \mathbf{U} einer semi-unitären Matrix mit $\mathbf{U} \in \mathbb{C}^{M \times (N_t-1)}$. Mit Verwendung einer ökonomischen SVD wird die Recheneffizienz erhöht ohne die Genauigkeit der SVD zu beeinträchtigen. Des Weiteren ist es nach Kutz *et al.* (2016) von Vorteil, die Anzahl an POD-Moden bei der Bestimmung von $\tilde{\mathbf{A}}$ zu reduzieren. Die Idee dieser Reduktion ist, dass

Moden mit geringer Energie eine untergeordnete Rolle in der Beschreibung der Dynamik des Systems spielen. In experimentellen Daten könnten diese Moden das Rauschen in Messdaten repräsentieren und die Qualität der Modenzerlegung negativ beeinflussen. Die Reduktion der **POD**-Moden würde die Effizienz der **DMD** zusätzlich steigern und die Bestimmung der dominanten Moden optimieren (Kutz *et al.*, 2016). Bei dieser Methode werden die Daten nach Anwendung der **SVD** in einen Subraum mit orthogonaler Basis übertragen, der lediglich von den stärksten R , aber maximal $N_t - 1$ **POD**-Moden aufgespannt wird. Aus der Reduktion auf R Basisvektoren in der **SVD** nach Gl. 5.43 folgt eine Approximation der Zustandsmatrix \mathbf{X}_1 nach:

$$\mathbf{X}_1 \approx \mathbf{U}_R \Sigma_R \mathbf{V}_R^* \quad (5.66)$$

mit den semi-unitären Matrizen $\mathbf{U}_R \in \mathbb{C}^{M \times R}$ und $\mathbf{V}_R^* \in \mathbb{C}^{(N_t-1) \times R}$ sowie der Diagonalmatrix $\Sigma_R \in \mathbb{C}^{R \times R}$. Die Verwendung einer reduzierten Anzahl R dominanter **POD**-Moden im Subraum bestimmt gleichzeitig die Kürzung der Freiheitsgrade im **DMD**-Algorithmus. Die optimale Wahl der reduzierten Modenanzahl R ist von vielen Faktoren abhängig, wie z.B. der Qualität der Messdaten und der Bedeutung von Moden geringer Energie. Verschiedene Ansätze wurden entwickelt, um R an die erwartete Dynamik des Systems anzupassen, wie in Kutz *et al.* (2016) und Gavish und Donoho (2014) beschrieben.

5.4.2 Anwendung im Modellexperiment

Im Rahmen dieser Forschungsarbeit wurde eine Dynamic Mode Decomposition (**DMD**) verwendet, um die dominanten Moden in der abklingenden Nachlaufströmung eines vorbeifahrenden Zugmodells zu extrahieren. Wie in Abschn. 5.4.1 beschrieben, basiert die **DMD** auf einer zeitaufgelösten Sequenz von Strömungsfeldern. Die experimentelle Untersuchung mit einem **HSPIV**-Messsystem (s. Abschn. 4.4) lieferten die benötigten Strömungsfelddaten in zwei Komponenten in zwei Dimensionen (**2D2C**) in einer Messebene parallel zum Boden.

Die für die Nachlaufströmung relevante Sequenz aus Strömungsfeldern beginnt, wenn das gesamte Modell den Messbereich verlassen hat. Strömungsfelddaten im Modellbereich konnten nicht verwendet werden, da eine Schattierung im Strömungsfeld durch das Modell zu einer Verfälschung der Modenanalyse führen würde. Wie in Abschn. 5.1.2 beschrieben, wurde die relative Zeit t' für die Analyse der Feldmessdaten des **HSPIV**-Messsystems so definiert, dass sich die Modellnase zum Zeitpunkt $t' = 0$ s an der linken Bildkante des Messbereichs befindet. Es ist zu beachten, dass es sich um interpolierte Strömungsfelder handelt, die im Rahmen der Synchronisierung auf eine gemeinsame Zeit interpoliert wurden. Dabei wurde die Zeit t' im Hinblick auf die Grenzschichtanalyse so definiert, dass sich die Grenzschicht neben dem Modell relativ zu der Position der Modellna-

se darstellen lässt. In der Modenanalyse der Nachlaufströmung ist es von Vorteil die Feldmessdaten in einer verschobenen Zeitachse t'' relativ zum Modellheck zu betrachten. Für eine anschauliche Darstellung der Modenanalyse in dem relevanten Bereich der Nachlaufströmung bietet es sich an, die Zeit t' relativ zum Zeitpunkt $t'_{\text{nls},1}$ des ersten Strömungsfelds bzw. Zustands z_1 im Nachlauf zu verschieben. Sei $t'_{\text{nls},1}$ der Zeitpunkt, an dem das Modell in der Vorbeifahrt am Messsystem den Messbereich verlassen hat, dann gilt für t'' :

$$t'' = t' - t'_{\text{nls},1} \quad \text{mit} \quad t'_{\text{nls},1} = \frac{l_{\text{mod}} + \Delta x}{u_{\text{mod}}} \quad (5.67)$$

Nach Gl. 5.67 gilt $t'' = 0$ für die Zeit $t' = t'_{\text{nls},1}$, wenn das Modell zusätzlich zu der Modelllänge l_{mod} eine Strecke entsprechend der Länge des Messbereichs Δx zurückgelegt hat bzw. das Modellheck den Sichtbereich der Kamera verlassen hat. Mit der Definition von t'' und dem ersten Strömungsfeld im Nachlauf zum Zeitpunkt $t''_1 = 0$ kann die Rekonstruktion der Strömungsfelder aus den DMD-Moden nach Gl. 5.35 mit $t \rightarrow t''$ durchgeführt werden. Des Weiteren ist mit t'' eine konsistente Beschreibung der Anfangsparameter \mathbf{b} nach Gl. 5.37 aus dem ersten Zustand z_1 zum Zeitpunkt $t''_1 = 0$ möglich. Die Zeitpunkte t''_n zu den Zuständen z_n im Nachlauf ergeben sich analog zu Gl. 5.10 aus der Aufnahme­frequenz f_c der Kameras:

$$t''_n = (n - 1) \cdot \Delta t = \frac{(n - 1)}{f_c} \quad \text{mit} \quad n = 1, \dots, N \quad (5.68)$$

Abb. 5.3 zeigt schematisch die Definition des ersten Strömungsfelds im Nachlauf z_1 (blau) mit der zeitlichen Sequenz der Nachlaufströmung zum Zeitpunkt $t''_1 = 0$ beginnt.

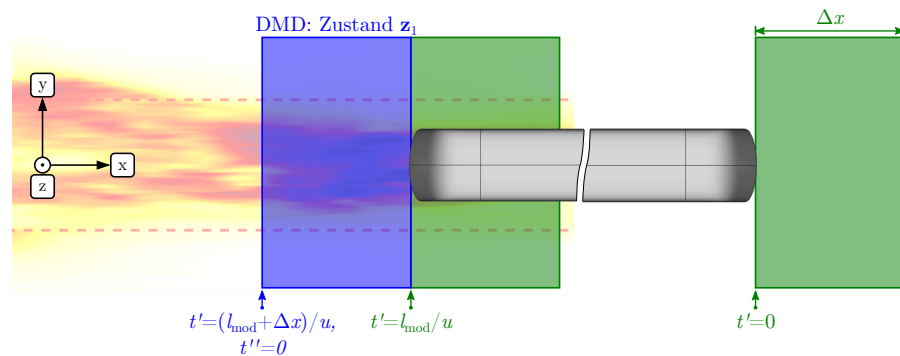


Abbildung 5.3: Schematische Darstellung des Zustands z_1 im Nachlauf ohne Abschattung durch das Modell im Messbereich zur Definition des ersten Zustands der Aufnahmesequenz für die Modenzerlegung mit einer Dynamic Mode Decomposition (DMD)

Jedes Strömungsfeld \vec{v} zu einer Zeit t''_n beschreibt die Geschwindigkeitskomponenten (v_x, v_y) der $N_x \times N_y$ Messpositionen (x_i, y_j) im Auswertegitter. Um eine gemeinsame Charakteristik der dominanten

Strukturen für alle N_r Messfahrten einer Modellkonfiguration zu ermitteln, wurden die Geschwindigkeitskomponenten der Strömungsfelder zu gleichen Zeiten t_n'' im Nachlauf jeder Messfahrt r :

$$(v_x(x_i, y_j, t_n'', r), v_y(x_i, y_j, t_n'', r)) \quad \text{mit } r = 1, 2, \dots, N_r \quad (5.69)$$

in einem Zustand \mathbf{z}_n in Form eines Spaltenvektors (s. [Abschn. 5.4.1](#)) zusammengefasst:

$$\mathbf{z}_n = \begin{pmatrix} v_x(x_1, y_1, t_n'', 1) \\ \vdots \\ v_x(x_{N_x}, y_{N_y}, t_n'', 1) \\ v_y(x_1, y_1, t_n'', 1) \\ \vdots \\ v_y(x_{N_x}, y_{N_y}, t_n'', 1) \\ \vdots \\ v_x(x_1, y_1, t_n'', N_r) \\ \vdots \\ v_x(x_{N_x}, y_{N_y}, t_n'', N_r) \\ v_y(x_1, y_1, t_n'', N_r) \\ \vdots \\ v_y(x_{N_x}, y_{N_y}, t_n'', N_r) \end{pmatrix} \quad (5.70)$$

Die **DMD**-Analyse wurde auf Basis der Messreihen aus der zweiten Messkampagne am generischen Zugmodell (**GZM**) durchgeführt. Die Nachlaufsequenz der Strömungsfelder wurde für die Zeiten t_n'' mit $n = 1, \dots, N_t$ nach [Gl. 5.68](#) bestimmt und in den Zuständen \mathbf{z}_n nach [Gl. 5.70](#) zusammengefasst. Die Zustände \mathbf{z}_n enthalten die gesamten Informationen über die beiden Komponenten der Strömungsgeschwindigkeit (v_x, v_y) zu den Zeitpunkten t_n'' von allen 121×241 Messpositionen $N_x \times N_y$ und allen $N_r = 30$ Messfahrten einer Modellkonfiguration. Die Zustandsmatrizen \mathbf{X}_1 und \mathbf{X}_2 setzen sich nach [Gl. 5.39](#) und [Gl. 5.40](#) aus der zeitlichen Sequenz von $N_t - 1$ Zuständen \mathbf{z}_n zusammen. Im Rahmen der **DMD** wurden die ersten $N_t = 101$ Zeitschritte im Nachlauf hinter dem **GZM** betrachtet. Das entspricht einem Zeitintervall von 0.101 s bzw. einer Länge von ca. 3.2 m hinter dem Modellheck. Die resultierende Zustandsmatrizen \mathbf{X}_1 und \mathbf{X}_2 haben eine Dimension $M \times N_t - 1$ mit $M \approx 1.75 \cdot 10^6$ bei einem Rang von $\text{rang}(\mathbf{X}_1) = \text{rang}(\mathbf{X}_2) \leq 100$. Die Reduktion dieses hochdimensionalen Systems ist ein primärer Aspekt der **DMD**. Die Wahl des Kürzungsparameters R im Bezug auf die reduzierte Modenanahl im Subraum (s. [Abschn. 5.4.1](#)) wird in [Abschn. 8.3.1](#) näher erläutert.

Teil III

EXPERIMENTELLE UNTERSUCHUNG

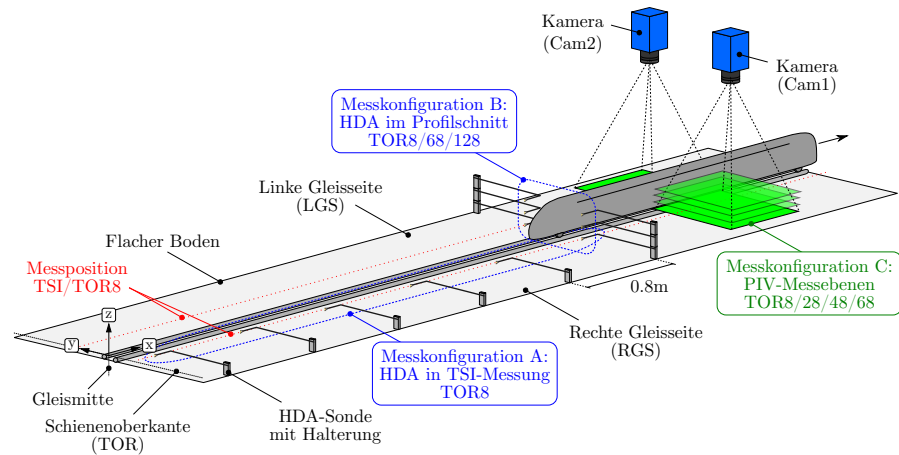
GLEISSEITIG INDUZIERTE STRÖMUNGSGESCHWINDIGKEIT

Die experimentellen Untersuchungen dieser Forschungsarbeit wurden an der Tunnelsimulationsanlage Göttingen (TSG, Abschn. 4.1) des Deutschen Zentrum für Luft- und Raumfahrt (DLR) durchgeführt. Hauptaspekt dieser Studien ist die Messung und Analyse der gleisseitig induzierten Luftverwirbelung eines bewegten Zugmodells an einem stationären Messsystem. Die Strömungsgeschwindigkeit im Messbereich wurde mit Hitzdraht-Anemometrie (HDA, Abschn. 4.3) und High-Speed Particle Image Velocimetry (HSPIV, Abschn. 4.4) gemessen. Die Messergebnisse wurden mit der spezifischen Modellgeschwindigkeit jeder Messfahrt normiert. Die Angaben und Darstellungen der Geschwindigkeitskomponenten (v_x, v_y) sowie des Betrags V in den folgenden Kapiteln können auf eine mittlere Modellgeschwindigkeit $u_{\text{mod}} = 32 \text{ m/s}$ bezogen werden. Im Folgenden sind die verschiedenen Messkonfigurationen in den durchgeführten Messkampagnen und Messreihen an dem Dosto, ICE 3 und GZM näher erläutert.

Abb. 6.1 zeigt eine skizzierte Darstellung von drei unterschiedlichen Messsystemkonfigurationen zur Messung der induzierten Strömungsgeschwindigkeit im Plenum der TSG auf der rechten und linken Gleisseite (RGS, LGS):

- A: 6 HDA-Eindrahtsonden in Reihe hintereinander (RGS)
- B: 6 HDA-Eindrahtsonden im Profilschnitt (RGS+LGS)
- C: 4 HSPIV-Messebenen parallel zum Boden (RGS+LGS)

Die Messkonfiguration A zeigt den Messaufbau in der Studie Sima *et al.* (2016), in dem 6 HDA-Eindrahtsonden in Reihe verwendet wurden, um Messfahrten am Doppelstockwagen (Dosto) gemäß TSI mit 6 unabhängigen Messpositionen durchzuführen. Im Rahmen dieser Arbeit wurden die Messreihen in der Messkonfiguration A nicht betrachtet. Die gemeinsame Darstellung der Messkonfigurationen A, B und C in Abb. 6.1a dient dem Vergleich zwischen der Messkonfiguration von Sima *et al.* (2016) und der verwendeten HDA- und HSPIV-Messkonfigurationen B und C. Dabei ist zu beachten, dass eine simultane Messung mit HDA und HSPIV nicht möglich war, da die Impfpartikel des PIV-Seedings die Hitzdrähte der HDA-Sonden beschädigen würden. Die beiden Messkonfigurationen B und C sind in Abb. 6.1a gemeinsam dargestellt, um die Messpositionen der Sonden und Messebenen zu veranschaulichen. Abb. 6.1b zeigt die Projektionen der Messpositionen von Eindrahtsonden (blau/rot) und HSPIV-Messebenen (grün) im Profil. Des Weiteren ist zu beachten, dass die



(a) Skizzierte Darstellung der HDA- und HSPIV-Messkonfigurationen A, B und C

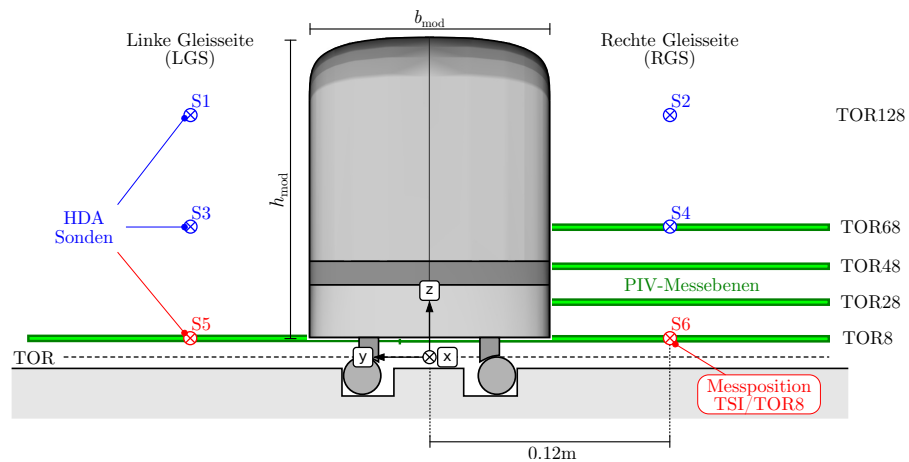
(b) Querschnitt des Messbereichs in der (y, z) -Ebene mit Projektion der HDA-Messpositionen (blau/rot) und HSPIV-Messebenen (grün)

Abbildung 6.1: Prinzipieller Aufbau des HDA- und HSPIV-Messsystems im Plenum der Tunnelsimulationsanlage Göttingen (TSG)

Anzahl der Hitzdrahtsonden durch die verfügbaren Eingangskanäle des StreamLine-Systems (s. [Abschn. 4.3](#)) auf 6 Sonden begrenzt war. Die Gleis- und Umgebungskonfiguration entspricht in allen verwendeten Messreihen einem flachen Boden ohne Bahndamm.

Die Messkonfiguration B mit 6 Eindrahtsonden im Profilschnitt ermöglichte den Vergleich von simultan induzierten Geschwindigkeiten auf beiden Gleisseiten in unterschiedlichen Höhen. [Abb. 6.2](#) zeigt eine Fotodokumentation der HDA-Messkonfiguration im Profilschnitt mit Eindrahtsonden an den Positionen S_1/S_2 (TOR128), S_3/S_4 (TOR68) und S_5/S_6 (TOR8). In der Messkonfiguration C wurden mit einem HSPIV-Messsystem die Strömungsfelddaten in zwei Dimensionen (2D2C) gemessen, um die Strömungsstrukturen der induzierten Luftverwirbelungen im Messbereich zu analysieren. Insgesamt wurden vier Messkampagnen mit einem HSPIV-Messsystem durchgeführt, eine am *Dosto*, eine am *ICE 3* und zwei am *GZM*. Die

HSPIV-Messkampagne am *Dosto* wurde im Rahmen einer Machbarkeitsstudie durchgeführt, um die Einsetzbarkeit von HSPIV in einem Vergleich zu dem etablierten HDA-Messsystem zu validieren. In der *Dosto*-Messkampagne wurde eine Kamera auf der rechten Gleisseite verwendet und die Strömungsgeschwindigkeit in zwei verschiedenen Messebenen in den Höhen TOR8 und TOR68 gemessen. Diese Messreihen ermöglichten einen direkten Vergleich der gemessenen Strömungsgeschwindigkeit zu den Sondenpaaren S₅₊₆ und S₃₊₄ aus den HDA-Messreihen (s. Abb. 6.1b und Abb. 6.2). In der Machbarkeitsstudie der *Dosto*-Messkampagne wurde nur eine kleine Anzahl an Messfahrten $N_r = 10$ durchgeführt. Aus diesem Grund wurden weitere Messkampagnen am ICE 3 und GZM mit einer größeren Anzahl an Messfahrten $N_r = 30$ je Messkonfiguration durchgeführt, um eine bessere, statistische Analyse der Grenzschicht- und Nachlaufströmung durchführen zu können.

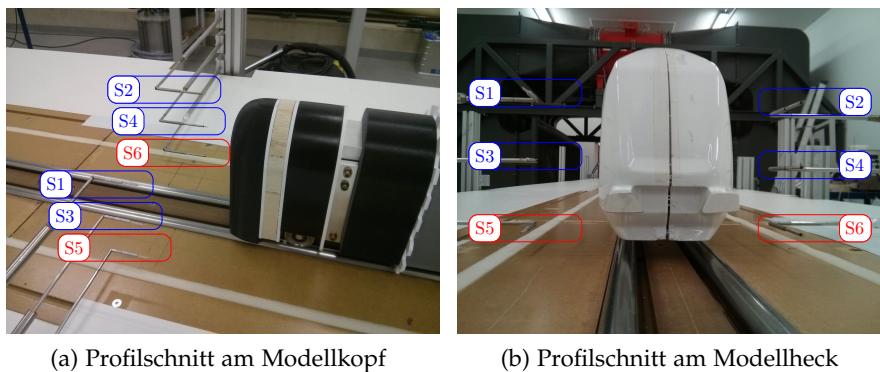


Abbildung 6.2: Fotodokumentation des HDA-Messaufbaus in der Messreihe RGH-P mit sechs Eindrahtsonden S₁₋₆ auf den Messhöhen TOR8 (S₅₊₆), TOR68 (S₃₊₄) und TOR128 (S₁₊₂) im Profilschnitt am Modell *Dosto*

Im Rahmen der ICE 3-Messkampagne wurde eine Kamera auf der rechten Gleisseite eingesetzt, um die Grenzschichtentwicklung auf der Messhöhe TOR8 bei der Verwendung unterschiedlicher Wirbelgeneratorkonfigurationen zu untersuchen. In der ersten GZM-Messkampagne wurden Messreihen mit Lichtschnittebenen auf den Höhen TOR8, TOR28, TOR48 und TOR68 durchgeführt, um die Grenzschichtentwicklung in unterschiedlichen Höhen am Modell zu vergleichen. Abb. 6.3 zeigt eine Fotodokumentation der Lichtschnitthöhen TOR28/48/68 am Heck des GZM. Dabei ist zu beachten, dass die Messebene TOR8 niedriger als die Unterkante des GZM mit 10 mm über Schienenoberkante ist. In der zweiten GZM-Messkampagne wurde die Messkonfiguration C um eine zweite Kamera erweitert, um den Messbereich auf die linke Gleisseite (LGS) auszudehnen und die gesamte Breite der Nachlaufströmung hinter dem GZM zu erfassen.

Tabelle 6.1: Übersicht der analysierten Messreihen mit den Zugmodellen Dosto, ICE 3 und GZM

#	NAME	MODELL	KONFIGURATION	MESSSYSTEM	GLEISSEITE	MESSHÖHE	MESSPOSITIONEN/ MESSFENSTER	FAHRTEN
1	RGH-P	Dosto	RGH	HDA	RGS+LGS	TOR8+68+128	Profilschnitte: 6 Sonden in drei Höhen bei $y = \pm 0,12$ m	10
2	CLN08	Dosto	CLN	HSPV	RGS	TOR8	0.120 × 0.240 m mit 2.10 mm Gitterauflösung	10
3	RGH08	Dosto	RGH	HSPV	RGS	TOR8	0.120 × 0.240 m mit 2.10 mm Gitterauflösung	10
4	CLN68	Dosto	CLN	HSPV	RGS	TOR68	0.120 × 0.240 m mit 2.10 mm Gitterauflösung	10
5	RGH68	Dosto	RGH	HSPV	RGS	TOR68	0.120 × 0.240 m mit 2.10 mm Gitterauflösung	10
6	CLN08	ICE 3	CLN	HSPV	RGS	TOR8	0.271 × 0.177 m mit 2.26 mm Gitterauflösung	30
7	RGH08v1	ICE 3	RGH (klein)	HSPV	RGS	TOR8	0.271 × 0.177 m mit 2.26 mm Gitterauflösung	30
8	RGH08v2	ICE 3	RGH (mittel)	HSPV	RGS	TOR8	0.271 × 0.177 m mit 2.26 mm Gitterauflösung	30
9	RGH08v3	ICE 3	RGH (groß)	HSPV	RGS	TOR8	0.271 × 0.177 m mit 2.26 mm Gitterauflösung	30
10	CLN08	GZM	CLN	HSPV	RGS	TOR8	0.286 × 0.163 m mit 2.27 mm Gitterauflösung	30
11	RGH08	GZM	RGH	HSPV	RGS	TOR8	0.286 × 0.163 m mit 2.27 mm Gitterauflösung	30
12	GAP08	GZM	GAP	HSPV	RGS	TOR8	0.286 × 0.163 m mit 2.27 mm Gitterauflösung	30
13	CLN28	GZM	CLN	HSPV	RGS	TOR28	0.280 × 0.160 m mit 2.23 mm Gitterauflösung	30
14	CLN48	GZM	CLN	HSPV	RGS	TOR48	0.275 × 0.157 m mit 2.19 mm Gitterauflösung	30
15	CLN68	GZM	CLN	HSPV	RGS	TOR68	0.270 × 0.154 m mit 2.15 mm Gitterauflösung	30
16	CLN68Z	GZM	CLN	HSPV	RGS	TOR68	0.134 × 0.077 m mit 1.07 mm Gitterauflösung	30
17	CLN08	GZM	CLN	HSPV	RGS+LGS	TOR8	0.240 × 0.480 m mit 2.00 mm Gitterauflösung	30
18	RGH08	GZM	RGH	HSPV	RGS+LGS	TOR8	0.240 × 0.480 m mit 2.00 mm Gitterauflösung	30
19	GAP08	GZM	GAP	HSPV	RGS+LGS	TOR8	0.240 × 0.480 m mit 2.00 mm Gitterauflösung	30

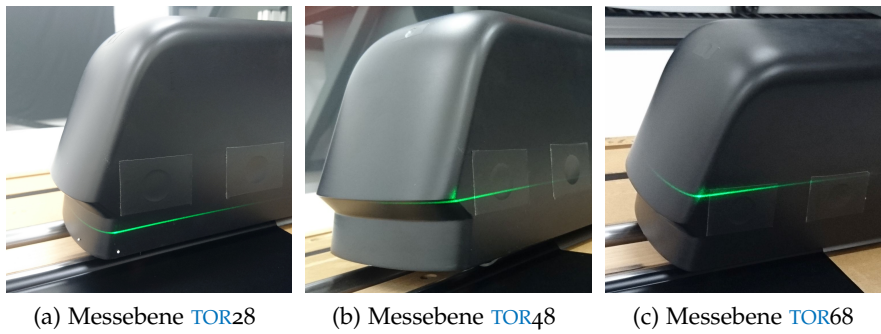


Abbildung 6.3: Fotodokumentation der Lichtschnittebenen am Heck des generischen Zugmodells (GZM) auf den Messhöhen TOR28, TOR48 und TOR68 im HSPIV-Messaufbau

Weitere Details zu den analysierten Messreihen sind in Tab. 6.1 zusammengefasst. Die Übersicht ist unterteilt in die zwei Messkampagnen am Dosto (#1-5) mit einer HDA- bzw. vier HSPIV-Messreihen, die Messkampagne am ICE 3 (#6-9) mit vier HSPIV-Messreihen und die zwei Messkampagnen am GZM (#10-19) mit sieben bzw. drei HSPIV-Messreihen. Die Bezeichnung einer Messreihe setzt sich aus der Abkürzung für die Modellkonfiguration und der Messhöhe z über Schienenoberkante (TOR) zusammen:

Modell ohne Wirbelgeneratoren:	CLN	} {	-P	, $z = \{8, 68, 128\text{mm}\}$
Modell mit Wirbelgeneratoren:	RGH		08	, $z = 8 \text{ mm}$
Modell mit Wagenübergang:	GAP		28	, $z = 28 \text{ mm}$
			48	, $z = 48 \text{ mm}$
			68	, $z = 68 \text{ mm}$

Aus den Angaben über die Größe und Auflösung des Messbereichs in Tab. 6.1 lässt sich die Anzahl der ausgewerteten Messpositionen ableiten. In der Nachbearbeitung wurden die HSPIV-Strömungsfelddaten auf ein einheitliches Gitter im stationären Koordinatensystem (x, y, z) der TSG mit einer räumlichen Auflösung von 2 mm für die Visualisierung der Grenzschicht sowie der instantanen Strömungsfelder und die Bestimmung der Grenzschichtparameter interpoliert. Für die weiteren Analysen wurden die Feldmessdaten nach den Methoden in Kap. 5 aufbereitet und entsprechend der jeweiligen Analysemethoden in das Modellkoordinatensystem überführt.

Im den nachfolgenden Abschnitten werden die Messergebnisse der HDA- und HSPIV-Messkampagnen am Dosto separat dargestellt, um die Methoden der Datenaufbereitung für das jeweilige Messsystem darzustellen. Anschließend werden die Messergebnisse der beiden Messsysteme miteinander verglichen, um die Einsetzbarkeit von HSPIV an der TSG zu validieren und im Hinblick auf die Spezifikationen eines

vollen Konformitätsnachweises zu bewerten. Für den Vergleich der Messsysteme wurden die Messreihen **RGH-P** bzw. **RGH8/68** am **Dosto** verwendet, da diese Messreihen mit vergleichbaren Messbedingungen und Modellkonfigurationen durchgeführt wurden.

6.1 MESSUNG MIT HITZDRAHT-ANEMOMETRIE

Im folgenden Abschnitt wird die Messung der Strömungsgeschwindigkeit mit Hitzdraht-Anemometrie (**HDA**) beschrieben, um die Möglichkeiten und Einschränkungen des Messsystems sowie den Informationsgehalt der Messdaten darzustellen. Die Darstellung der Messergebnisse und der Aufbereitung der Messdaten bezieht sich auf den Betrag der induzierten Strömungsgeschwindigkeit V aus der **HDA**-Messreihe **RGH-P** (#1, s. [Tab. 6.1](#)) am **Dosto** (Buhr, 2014, 2015).

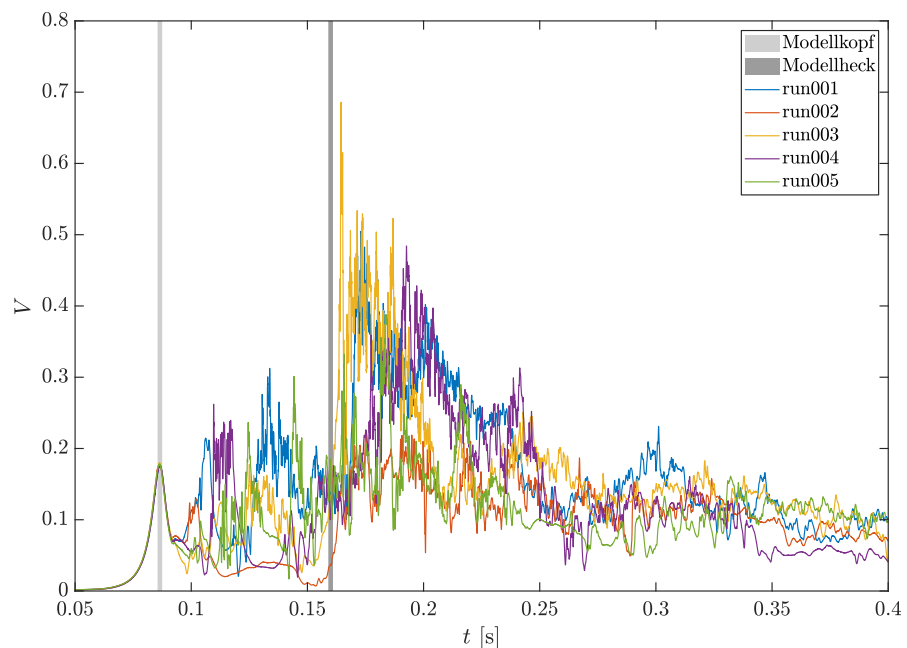


Abbildung 6.4: Gemessene Strömungsgeschwindigkeit V an der Sondenposition S_6 auf Messhöhe **TOR8** über der Messzeit t der ersten fünf Messfahrten in der Konfiguration **RGH-P** aus Messreihe #1 mit Kennzeichnung der zeitlichen Verschiebung der Modelldurchfahrt zwischen den Messfahrten im Bereich der Kopfwelle und des Modellhecks (graue Flächen)

In [Abb. 6.4](#) ist exemplarisch die von S_6 gemessene, normierte Strömungsgeschwindigkeit V von fünf Messfahrten der Modellkonfiguration **RGH-P** über die absolute, unsynchronisierte Messzeit t der Messfahrten dargestellt. Die Darstellung der Messdaten zeigt, durch die Abtastrate von 50 kHz eine hohe Dynamik in der induzierten Strömungsgeschwindigkeit erfasst werden konnte. Der Vergleich zu experimentellen Studien aus der Literatur (Baker, 2014a; Bell *et al.*, 2015) zeigt, dass ein typisches Strömungsprofil an der **TSI**-Messposition

gemessen wurde. Die charakteristische Kopfwelle tritt im Bereich $0.075 \text{ s} \lesssim t \lesssim 0.1 \text{ s}$ auf und zeigt für alle Fahrten einen nahezu identischen Verlauf. Diese Beobachtung bekräftigt die Annahme einer reproduzierbaren, potentialtheoretischen Strömung am Modellkopf. Die hohe Variation zwischen den Messfahrten im Bereich $0.1 \text{ s} \lesssim t \lesssim 0.16 \text{ s}$ deutet an, dass die induzierte Strömung an der Messposition entlang des Modells bereits stark turbulent ist. Wie erwartet, tritt die maximale Strömungsgeschwindigkeit im Nachlauf des Zugmodells $t \gtrsim 0.16 \text{ s}$ auf. Dabei zeigt der Vergleich der fünf Messfahrten bereits, dass der Zeitpunkt und der Maximalwert der Strömungsgeschwindigkeit stark zwischen den Messfahrten variieren.

Die Synchronisation der Messfahrten wurde nach der Methode in [Abschn. 5.1.2](#) durchgeführt und die Messdaten in das räumliche Bezugssystem des Modells überführt. Wie in [Abschn. 5.1.2](#) beschrieben, entspricht $t = 0 \text{ s}$ dem Zeitpunkt, wenn die Modellnase den Lichtschrankentrigger LS_1 erreicht. Aufgrund kleiner Variationen in der Modellgeschwindigkeit zwischen den Messfahrten, erreicht das Modell die Sondenposition bei jeder Fahrt zu einer etwas anderen Messzeit t . Die Position des Modellkopfs (hellgraue Fläche) und des Modellhecks (dunkelgraue Fläche) in den Messsequenzen ist in [Abb. 6.4](#) markiert und zeigt, dass sich diese Positionen in der unsynchronisierten Messzeit t voneinander unterscheiden. Die zeitliche Verschiebung zwischen den Messfahrten ist in den HDA-Messungen sehr klein, da sich der Lichtschrankentrigger kurz vor den Messpositionen befindet. In [Abb. 6.5a](#) ist das Zeitintervall um die Kopfwelle vergrößert dargestellt, um die Zeitverschiebung deutlicher darzustellen. In [Abb. 6.5b](#) sind die entsprechenden, synchronisierten Verläufe der Strömungsgeschwindigkeit $V(\xi)$ in der Modellkoordinate ξ normiert mit der Modelllänge l_{mod} dargestellt.

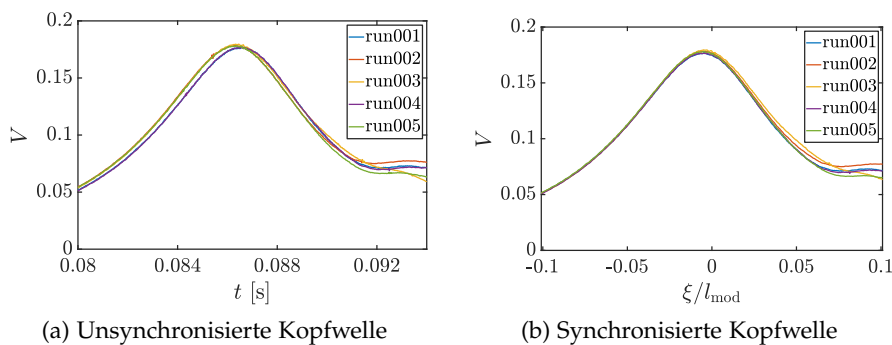


Abbildung 6.5: Synchronisation und Konvertierung der HDA-Messdaten in die räumliche, normierte Modellkoordinate ξ/l_{mod} für die ersten fünf Messfahrten aus der Messreihe #1 am [Dosto](#)

Nach der Synchronisation und Überführung in das Modellkoordinatensystem kann für jede Sondenposition die mittlere Strömungsgeschwindigkeit \bar{V} über alle Messfahrten $r = 1, \dots, N_r$ einer Modellkonfi-

guration an den Position ξ_m im Modellkoordinatensystem berechnet werden. Für die mittlere Strömungsgeschwindigkeit \bar{V} einer Sonde gilt:

$$\bar{V}(\xi_m) = \frac{1}{N_r} \sum_{r=1}^{N_r} V(\xi_m, r) \quad (6.1)$$

Für die Standardabweichung σ_V zwischen den Messfahrten folgt:

$$\sigma_V(\xi_m) = \sqrt{\frac{1}{N_r - 1} \sum_{r=1}^{N_r} (V(\xi_m, r) - \bar{V}(\xi_m))^2} \quad (6.2)$$

Um die Stichprobenmenge zu erhöhen, können zusätzlich die Messdaten der Sondenpaare auf gleichen Messhöhen gemittelt werden. [Abb. 6.6](#) zeigt die mittlere Strömungsgeschwindigkeit \bar{V} (blaue Linie), der Sonden S5+S6 auf Messhöhe TOR8 (s. [Abb. 6.2](#)) aus den $N_r = 10$ Messfahrten der Konfiguration RGH-P. Die Standardabweichung σ_V ist als hellblaue Fläche dargestellt.

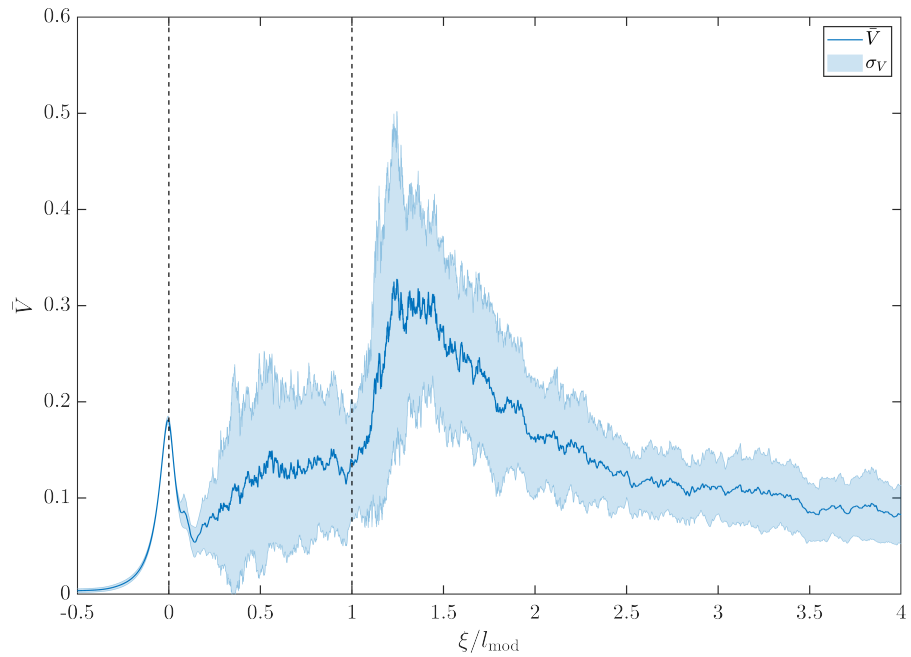


Abbildung 6.6: Gemittelte Strömungsgeschwindigkeit \bar{V} (blaue Linie) und Standardabweichung σ_V (blaue Fläche) des Sondenpaars S5+6 auf Messhöhe TOR8 aus den $N_r = 10$ Messfahrten der Konfiguration RGH-P (Messreihe #1) in der normierten Modellkoordinate ξ/l_{mod}

Die mittlere Strömungsgeschwindigkeit \bar{V} und die entsprechende Standardabweichung σ_V in [Abb. 6.6](#) zeigen, wie stark die gemessene Strömungsgeschwindigkeit an der TSI-Messposition zwischen den Messfahrten variiert. Die gestrichelten Linien in [Abb. 6.6](#) markieren die Modellnase $\xi/l_{mod} = 0$ und das Modellheck $\xi/l_{mod} = 1$. Die geringe Standardabweichung im Bereich der Kopfwelle bekräftigt die

Annahme einer potentialtheoretischen Umströmung des Modellkopfs. Die gute Übereinstimmung in der Kopfwelle zeigt gleichzeitig die erfolgreiche Synchronisation der Messfahrten. Nach einem lokalen Minimum hinter der Kopfwelle steigt \bar{V} entlang des Modells stetig an. Dieser Verlauf deutet auf eine wachsende Grenzschichtströmung hin. Dabei steigt die σ_V im Grenzschichtbereich bereits deutlich an. Die hohe Standardabweichung zwischen den Messfahrten lässt darauf schließen, dass in der Grenzschichtströmung bereits eine hochturbulente Strömung vorliegt. Am Modellheck ist ein weiteres lokales Minimum zu beobachten. Im Modellnachlauf $\xi/l_{\text{mod}} > 1$ steigt die mittlere Strömungsgeschwindigkeit schnell an und erreicht das Maximum innerhalb einer Modelllänge l_{mod} hinter dem Modell. Die Standardabweichung ist im Nachlaufbereich ebenfalls stark erhöht. Aufgrund der in [Abb. 6.4](#) gezeigten, hohen Dynamik in der instationären Nachlaufströmung erfasst das Messsystem bei jeder Vorbeifahrt einen etwas anderen Zustand des Nachlaufs.

Wie einleitend beschrieben, soll in dem Vergleich zu den Messergebnissen der [HSPIV](#)-Messreihen am [Dosto](#) gezeigt werden, dass mit dem [HSPIV](#)-Messsystem ein vergleichbares Strömungsprofil erfasst werden konnte. Um diesen Vergleich zu optimieren, werden im folgenden Abschnitt die Ergebnisse der messtechnischen Studie zur Richtcharakteristik von [HDA](#)-Eindrahtsonden aus [Abschn. 4.3.3](#) dargestellt.

6.1.1 Richtcharakteristik von [HDA](#)-Eindrahtsonden

Im folgenden Abschnitt sind die Ergebnisse der Studie zur Richtcharakteristik von [HDA](#)-Eindrahtsonden bei Variation des Gierwinkels ψ und des Nickwinkels θ nach der Methode aus [Abschn. 4.3.3](#) dargestellt. In den Voruntersuchungen von [Buhr \(2015\)](#) wurde bereits beobachtet, dass [HDA](#)-Eindrahtsonden eine spezifische Richtcharakteristik zeigen, wenn sich der Anströmwinkel ψ von dem Kalibrierwinkel der Anströmung $\psi_0 = 0^\circ$ unterscheidet. Um den Einfluss der Richtcharakteristik in den [HDA](#)-Messreihen dieser Forschungsarbeit zu veranschaulichen ist in [Abb. 6.7](#) die gemessenen Strömungsgeschwindigkeit in der Kopfwelle des [Dosto](#) an den 6 Sondenpositionen S_1 bis S_6 (s. [Abb. 6.2a](#)) gemittelt über die $N_r = 10$ Messfahrten der Konfiguration [RGH-P](#) (Messreihe #1, s. [Tab. 6.1](#)) dargestellt. Die Standardabweichung zwischen den Fahrten ist als halbtransparente Fläche hinterlegt.

Gemäß der Annahme einer näherungsweise, potentialtheoretischen Umströmung des Modellkopfs hätte man für jedes Sondenpaar auf gleicher Messhöhe, wie z.B. S_1 (blau) & S_2 (rot), einen vergleichbaren Verlauf in der Kopfwelle erwartet. Allerdings zeigt der Vergleich in [Abb. 6.7](#) deutlich, dass die entsprechenden Sondenpaare auf gleichen Messhöhen die Kopfwelle unterschiedlich wahrnehmen. Des Weiteren zeigt die geringe Standardabweichung in den Kopfwellen, dass dieser Unterschied nicht durch hohe Turbulenzen in der Kopfwelle

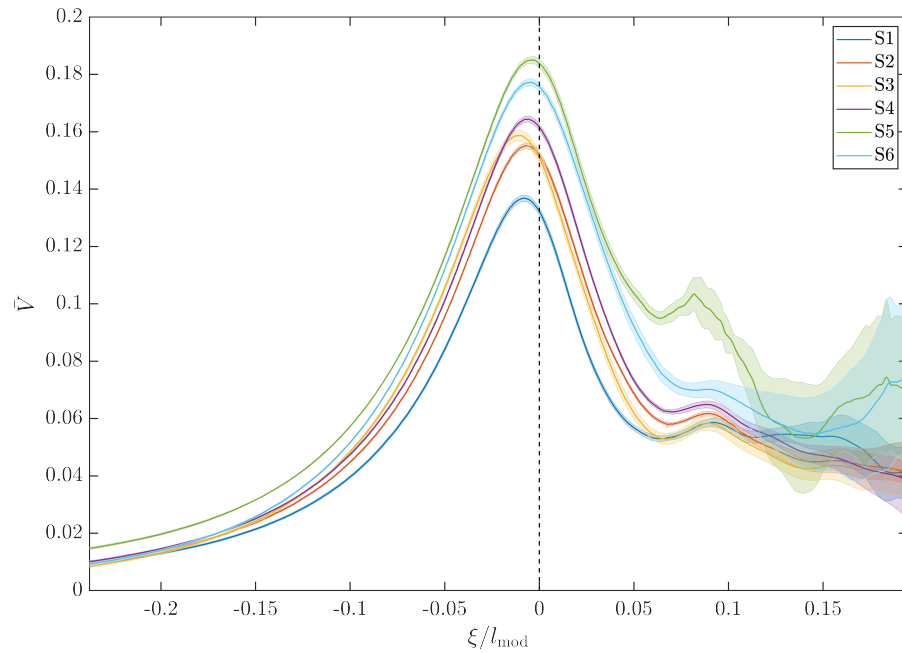


Abbildung 6.7: Gemittelte Strömungsgeschwindigkeit \bar{V} (farbige Linien) und Standardabweichung σ_V (farbige Flächen) aus den $N_r = 10$ Messfahrten der HDA-Konfiguration RGH-P (Messreihe #1) im Bereich der Kopfwele für die 6 Sonden aus Abb. 6.2

hervorgerufen wurde. Diese Beobachtungen haben die Voruntersuchungen in Buhr (2015) und die optimierte Studie zur Richtcharakteristik verschiedener HDA-Eindrahtsonden motiviert. Die messtechnischen Untersuchungen sollen dazu beitragen, die Einsetzbarkeit von Hitzdraht-Anemometrie (HDA) im Vergleich zu High-Speed Particle Image Velocimetry (HSPIV) für aerodynamische Untersuchungen an der TSG im Hinblick auf das Nebenziel (NZ, s. Abschn. 3.1) zu bewerten.

Im Folgenden sind die aufbereiteten Ergebnisse der Voruntersuchung aus Buhr (2015) noch einmal zusammengefasst. Trotz der höheren Messunsicherheit in der Voruntersuchung (s. Abschn. 4.3.3), können die Ergebnisse verwendet werden, um die Richtcharakteristik qualitativ am Beispiel einer Sonde zu beschreiben. In der Voruntersuchung wurde zusätzlich die Überströmung der Sondenhalterung und die Abhängigkeit von der Anströmgeschwindigkeit untersucht. Abb. 6.8 zeigt die gemessenen Kennlinien der Dantec-Sonde D0001 für unterschiedliche Anströmgeschwindigkeiten von 3 m/s bis 13 m/s. In Abb. 6.8a sind die mittleren, gemessenen Strömungsgeschwindigkeiten $\bar{V}(\psi)$ dargestellt. Um die relativen Unterschiede zwischen den Kennlinien hervorzuheben wurden die absolute, mittlere Geschwindigkeit $\bar{V}(\psi)$ mit der mittleren, gemessenen Strömungsgeschwindigkeit $\bar{V}(\psi_0)$ in der Kalibrierposition ψ_0 normiert. Die normierten Kennlinien der Dantec-Sonde D0001 sind in Abb. 6.8b dargestellt.

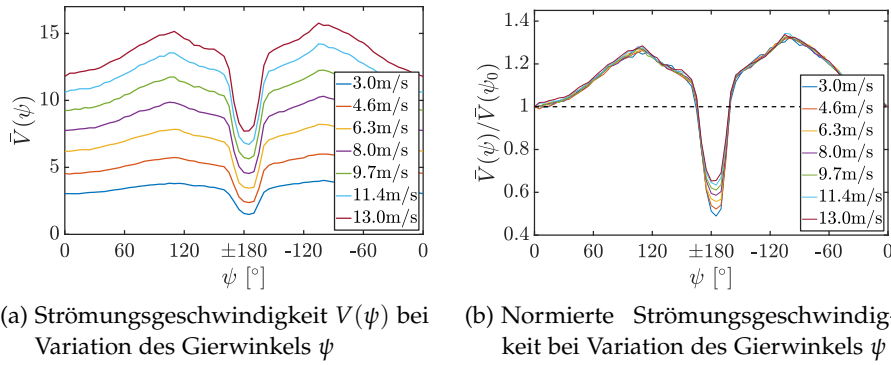


Abbildung 6.8: Voruntersuchung zur Richtcharakteristik einer Dantec-Eindrahtsonde bei Variation des Gierwinkels ψ mit verschiedenen Anströmgeschwindigkeiten von 3 m/s bis 13 m/s

Es ist zu beachten, dass in dem Messschema der Voruntersuchung der Gierwinkel ψ in einem Winkelbereich von 0° bis 360° untersucht wurde. Die Abszisse in Abb. 6.8 ist entsprechend der Definition des Gierwinkels ψ in Abb. 4.11 angepasst. Der qualitative Vergleich der Kennlinien in Abb. 6.8b zeigt, dass die Richtcharakteristik für einen Gierwinkel ψ von -160° bis 160° unabhängig von der eingestellten Strömungsgeschwindigkeit ist. Ab einem Gierwinkel von $|\psi| > 160^\circ$ ist eine signifikante Abweichung zwischen den normierten Kennlinien abhängig von der Anströmgeschwindigkeit zu beobachten. Es wird vermutet, dass in diesem Winkelbereich die zusätzliche Überströmung der Sondenhalterung zu einer nicht-linearen Störung durch Strömungseffekte oder die Messtechnik selbst führt. Dabei ist die Höhe der Abweichung antiproportional zur Strömungsgeschwindigkeit. In diesem Winkelbereich wird die Strömung derart gestört, dass die Messwerte von dem Messsystem stark unterschätzt werden.

In der zweiten, optimierten Studie wurde die Richtcharakteristik verschiedener Eindrahtsonden im Freistrahler der Kalibrierdüse genauer untersucht, um den statistischen Messfehler in Modellexperimenten an der TSG quantitativ zu bestimmen. Abb. 6.9a und Abb. 6.9c zeigen die aufgezeichneten Kennlinien \bar{V} berechnet nach Gl. 4.14 aus Abschn. 4.3.3 bei Variation des Gierwinkels ψ und Nickwinkels θ von -120° bis 120° . Abb. 6.9b und Abb. 6.9d zeigen die nach Gl. 4.15 berechnete Standardabweichung σ_V . Ein vollständiger Vergleich von allen untersuchten Eindrahtsonden ist im Anhang in Abb. A.5 und Abb. A.6 dargestellt.

Die Kennlinien der zwei Dantec-Sonden (D0010 und D0011) sowie der TSI-Sonde (T10284) in Abb. 6.9a zeigen eine ähnliche Richtcharakteristik bei Variation des Gierwinkels ψ . Die maximale Abweichung der Strömungsgeschwindigkeit $\bar{V}(\psi)$ von der Geschwindigkeit $\bar{V}(\psi_0)$ in Nullrichtung liegt im betrachteten Winkelbereich bei 10 % bis 13 % mit einer Unsicherheit von 1 % bis 2 %. Die Kennlinien zeigen eine näherungsweise, achsensymmetrische Richtcharakteristik wie es

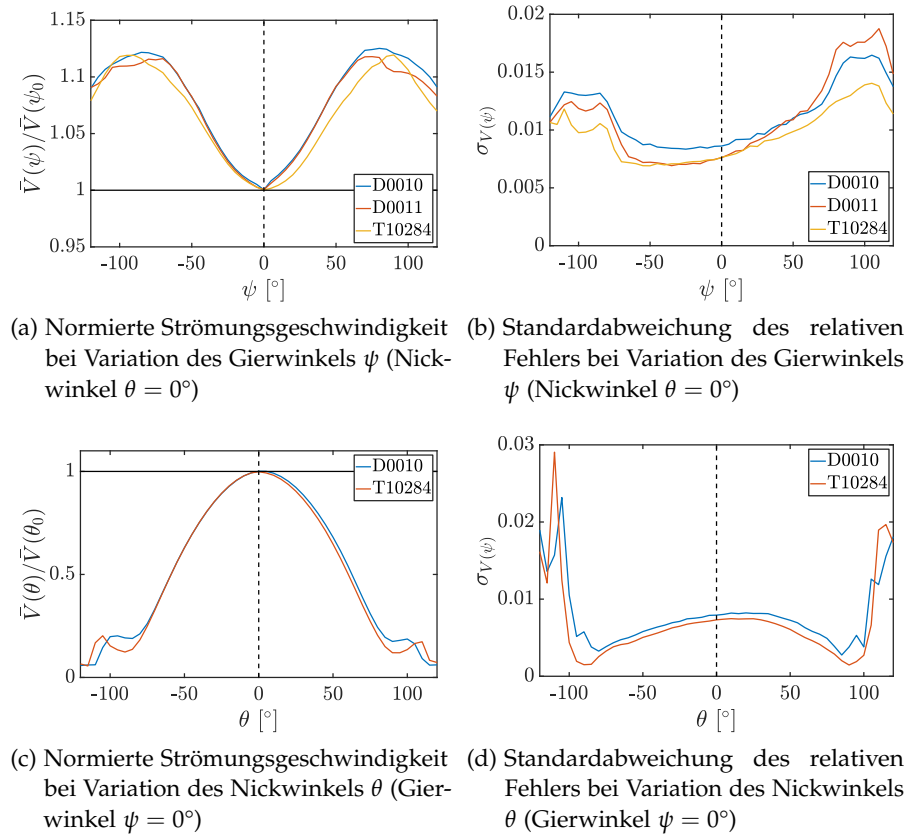


Abbildung 6.9: Richtcharakteristik von verschiedenen HDA-Eindrahtsonden der Hersteller Dantec und TSI bei Variation des Gierwinkels ψ und Nickwinkels θ nach dem Prinzip aus Abb. 4.11a

bei ideal ausgerichteten Sondendrähten erwartet wird. Allerdings zeigt die Standardabweichung in Abb. 6.9b, dass die Variation in den Messdaten im negativen und positiven Winkelbereich nicht symmetrisch ist. Der Grund für diese Asymmetrie ist nicht eindeutig zu erklären und könnte auf kleine Abweichungen in der Ausrichtung des Sondendrahts zwischen den Kontaktspitzen oder Vibrationen in der Sondenhalterung hindeuten. Eine wichtige Beobachtung ist, dass sich die Kennlinien verschiedener Sonden bezüglich des Gierwinkels ψ bei größeren Anströmwinden leicht unterscheiden. Die beiden Dantec-Sonden D0010 und D0011 haben im Bereich von $\pm 60^\circ$ eine fast identische Richtcharakteristik, aber überschätzen den Messwert etwas stärker als die TSI-Sonde T10284. Das Maximum von $\bar{V}(\psi)/\bar{V}(\psi_0)$ tritt bei alle untersuchten Sonden im Bereich $|\psi| > 70^\circ$ auf. Die Unterschiede in der Richtcharakteristik verschiedener Eindrahtsonden führt zu einer unterschiedlichen Wahrnehmung der Strömungsgeschwindigkeit bei Queranströmung $\psi = 90^\circ$ wie z.B. im Bereich der Kopfswelle in Abb. 6.7 beobachtet wurde. Eine wichtiges Ergebnis dieser Studie ist, dass die Abweichung $\bar{V}(\psi)/\bar{V}(\psi_0)$ im Winkelbereich von -120° bis 120° stets positiv ist, so dass von einer systematischen Überschätzung

der Strömungsgeschwindigkeit ausgegangen werden kann. Analog zu [Abb. 6.9a](#) zeigt [Abb. 6.9c](#) die Richtcharakteristik der Dantec-Sonde D0010 und die TSI-Sonde T10284 bei Variation des Nickwinkels θ . Die Kennlinien für den Nickwinkel θ entsprechen der typischen Richtcharakteristik beschrieben in Abdel-Rahman (1995) und stimmen für beide Sonden im Bereich -90° bis 90° sehr gut überein. Diese Richtcharakteristik ist bei der Messung mit Eindrahtsonden erwünscht, da der Anteil der Strömungsgeschwindigkeit abweichend von der Nullrichtung $\theta_0 = 0^\circ$ geringer gewichtet wird und der Messwert dem Anteil der Strömungsgeschwindigkeit in der Normalebene zum Sondendraht entspricht.

Im Folgenden wird die in [Abb. 6.9a](#) gezeigte, normierte Strömungsgeschwindigkeit $\vec{V}(\psi)/\vec{V}(\psi_0)$ als Messwertüberschätzung bzw. Messfehler $\gamma(\psi)$ bezeichnet. Dabei wird zunächst die Überschätzung γ^- für negative Winkel $\psi < 0$ und γ^+ für positive Winkel $\psi > 0$ separat betrachtet. [Tab. 6.2](#) gibt eine Zusammenfassung der maximalen Messwertüberschätzungen $\max(\gamma^-)$ und $\max(\gamma^+)$ im negativen und positiven Winkelbereich sowie den zugehörigen Anström winkeln ψ_{\max}^- und ψ_{\max}^+ :

$$\psi_{\max}^- = \arg \max_{\psi < 0}(\gamma^-), \quad \psi_{\max}^+ = \arg \max_{\psi > 0}(\gamma^+) \quad (6.3)$$

Tabelle 6.2: Maximale Messwertüberschätzung γ der gemessenen Strömungsgeschwindigkeit V im Winkelbereich -120° bis 120° bei ψ_{\max}^\pm

SONDE	-120° bis 0°		0° bis 120°	
	$\max(\gamma^-)$	ψ_{\max}^-	$\max(\gamma^+)$	ψ_{\max}^+
D0010	$(12.2 \pm 1.3) \%$	-85°	$(12.5 \pm 1.5) \%$	80°
D0011	$(11.6 \pm 0.9) \%$	-70°	$(11.8 \pm 1.5) \%$	75°
T10284	$(11.9 \pm 1.0) \%$	-95°	$(11.9 \pm 1.3) \%$	90°

Um die Richtcharakteristik einer Eindrahtsonde unabhängig von der Position rechts oder links am Gleis bzw. unabhängig von der Hauptströmung aus negativen oder positiven ψ darzustellen, wurde eine mittlere Richtcharakteristik für den Winkelbereich $0^\circ \leq \psi \leq 120^\circ$ berechnet:

$$\gamma(\psi) = \frac{\gamma^-(-\psi) + \gamma^+(\psi)}{2} \quad (6.4)$$

Die mittlere Richtcharakteristik der Dantec-Sonde D0010 wird in [Abschn. 6.3](#) verwendet, um den Effekt der Richtcharakteristik im Vergleich der Messsysteme zu veranschaulichen. Des Weiteren wurde eine statistische Analyse der Strömungsrichtung an äquivalenten Messpositionen in den [HSPIV](#)-Messreihen durchgeführt, um die systematische Messunschärfe von [HDA](#)-Eindrahtsonden zu quantifizieren. Die Auswertung der gemessenen [HSPIV](#)-Strömungsfelddaten wird im folgenden Abschnitt näher beschrieben.

schwindigkeit V wurde aus der Vektorsumme der Geschwindigkeitskomponenten nach Gl. 4.16 berechnet. Die roten Linien markieren den Abstand $\Delta y = 0.12$ m zur Gleismitte für die Messpositionen gemäß Technische Spezifikationen für Interoperabilität (TSI). Für den Vergleich der Messdaten aus dem HDA- und HSPIV-Messsystem (s. Abb. 6.4), ist in Abb. 6.11 die gemessene Strömungsgeschwindigkeit V von 5 Messfahrten mit HSPIV der Messreihe RGHo8 (#3, s. Tab. 6.1) am Dosto an der Referenzposition $(x_{\text{ref}}, y_{\text{ref}})$ im Messbereich (blau) über die unsynchronisierte Messzeit t dargestellt. Als Referenzposition wurde eine Messposition in der Mitte des Messbereichs $x_{\text{ref}} \approx \Delta x/2$ im TSI-Abstand $y_{\text{ref}} = -0.12$ m gewählt (s. Abb. 6.10). Die Referenzposition $(x_{\text{ref}}, y_{\text{ref}})$ ist vergleichbar mit der Sondenpositionen S6 im HDA-Messsystem (s. Abb. 6.1b).

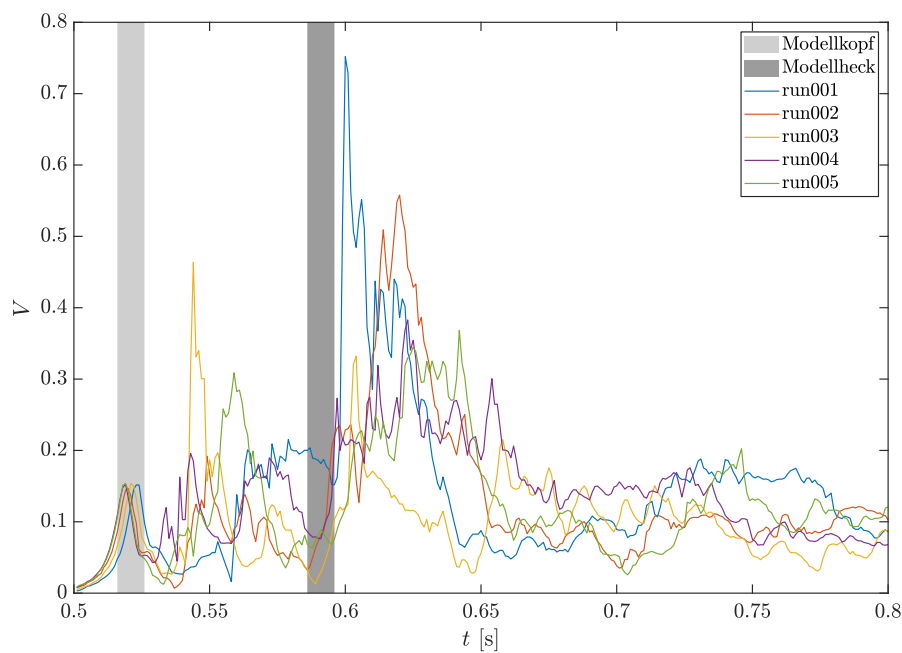


Abbildung 6.11: Gemessene Strömungsgeschwindigkeit V an der Referenzposition in der HSPIV-Messebene im TSI-Abstand auf Messhöhe TOR8 über die Messzeit t für die ersten fünf Messfahrten der Konfiguration RGHo8 aus der Messreihe #3 am Dosto mit Kennzeichnung der zeitlichen Verschiebung im Bereich des Modellkopfs und Modellhecks (graue Flächen)

Wie in Abschn. 5.1.2 beschrieben, bezieht sich die Messzeit t im HSPIV-Messaufbau auf den Zeitpunkt $t = 0$ der ersten Doppelbildaufnahme nach dem Triggersignal der Lichtschranke LS_T (s. Abb. 4.1a). Da sich die Lichtschranke LS_T in den HSPIV-Messungen in einem größeren Abstand vor dem Messbereich befindet, haben kleine Variationen in der Modellgeschwindigkeit eine größere Auswirkung auf die zeitliche Verschiebung zwischen den Messfahrten, wie z.B. im Bereich der Kopfwelle zu sehen (hellgraue Fläche). Um die zeitliche Verschiebung besser zu erkennen, sind in Abb. 6.12a die Kopfwellen

der 5 Messfahrten aus [Abb. 6.11](#) vergrößert dargestellt. Die Synchronisierung der [HSPIV](#)-Messfahrten wurde nach der Methode aus [Abb. 5.1](#) durchgeführt. Für die statistischen Analysen wurden die eindimensionalen Messdaten an den Messpositionen im Auswertegitter in das räumliche Modellkoordinatensystem überführt. [Abb. 6.12b](#) zeigt die Kopfwellen nach der Datenaufbereitung in der normierten Modellkoordinate ξ/l_{mod} . Die gute Übereinstimmung im Verlauf der Kopfwelle zwischen allen Messfahrten zeigt, dass die Synchronisationsmethode mit der halbautomatisierten Kopfwelldetektion und Minimierung der mittleren Fehlerquadrate sehr gute Ergebnisse liefert.

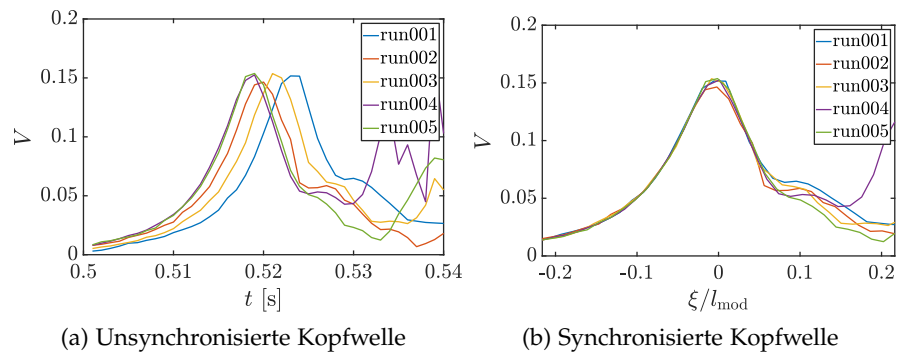


Abbildung 6.12: Synchronisation und Konvertierung der ersten fünf Messfahrten mit [HSPIV](#) der Konfiguration [RGHo8](#) aus der Messreihe #3 in das räumliche, normierte Modellkoordinatensystem ξ/l_{mod}

Analog zu der [HDA](#)-Messreihe #1 wurden in der [HSPIV](#)-Messreihe #3 $N_f = 10$ Messfahrten mit dem [Dosto](#) durchgeführt. Im Vergleich zum [HDA](#)-Messsystem, mit 2 vergleichbaren Sonden auf einer Messhöhe, stehen für die statistische Analyse der mittleren, induzierten Strömungsgeschwindigkeit \bar{V} in jeder [HSPIV](#)-Messfahrt $N_x = 51$ Messpositionen x_i in äquivalenten Gleisabständen Δy zur Verfügung. Allerdings liefern die Messdaten an benachbarten Positionen, aufgrund des geringen Abstands von 2 mm im Auswertegitter, teils redundante Informationen über die induzierte Strömungsgeschwindigkeit und können nicht alle als unabhängige Messpositionen betrachtet werden. Gemäß [TSI](#) muss ein Mindestabstand von $\Delta x \leq 0.8$ m zwischen unabhängigen Messpositionen eingehalten werden. Für die weitere, statistische Analyse der [HSPIV](#)-Daten wird angenommen, dass Messpositionen in einem größeren Abstand im Messbereich signifikante Unterschiede in der induzierten Strömungsgeschwindigkeit erfassen können und die Betrachtung aller verfügbaren Messpositionen gegebenenfalls die Statistik der Ergebnisse verbessert. Mit der größeren Stichprobenmenge aus $N_f = 10$ Messfahrten und je $N_x = 51$ Messposi-

tionen (x_i, y_j) in äquivalenten Abständen Δy zur Gleismitte, folgt für die mittlere, induzierte Strömungsgeschwindigkeit \bar{V} :

$$\bar{V}(y_j, \xi_m) = \frac{1}{N_r \cdot N_x} \sum_{r=1}^{N_r} \sum_{i=1}^{N_x} V(x_i, y_j, \xi_m, r) \quad (6.5)$$

und für die Standardabweichung σ_V :

$$\sigma_V(y_j, \xi_m) = \sqrt{\frac{1}{N_r \cdot N_x - 1} \sum_{r=1}^{N_r} \sum_{i=1}^{N_x} (V(x_i, y_j, \xi_m, r) - \bar{V}(y_j, \xi_m))^2} \quad (6.6)$$

Analog zu [Abb. 6.6](#) ist in [Abb. 6.13](#) die mittlere Strömungsgeschwindigkeit \bar{V} (blaue Linie) und die Standardabweichung σ_V (blaue Fläche) aus den $N_r = 10$ Messfahrten der Messreihe [RGHo8](#) am [Dosto](#), gemessen an $N_x = 51$ Messpositionen im [TSI](#)-Abstand $\Delta y = 0.12$ m, dargestellt.

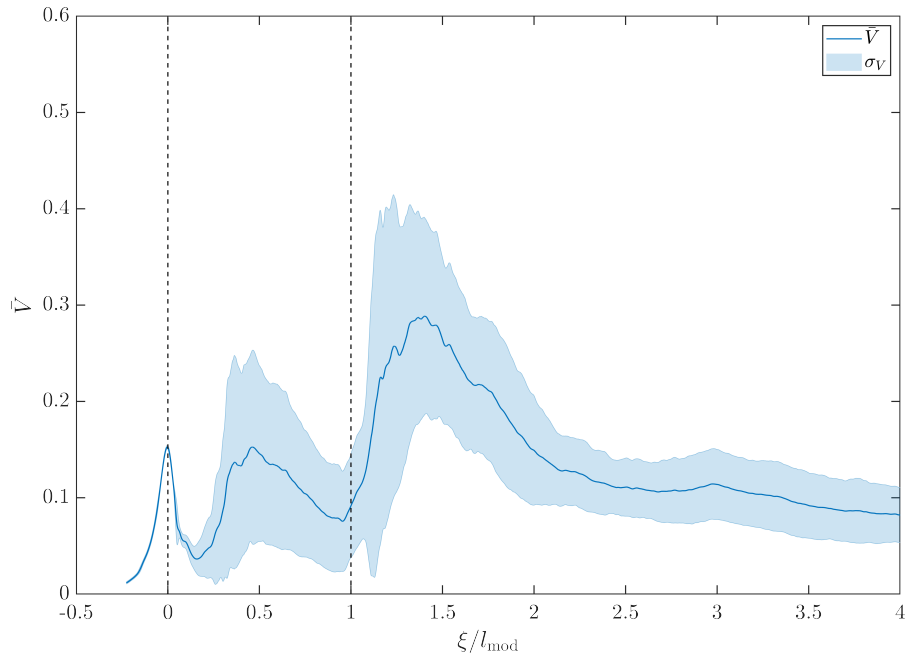


Abbildung 6.13: Gemittelte Strömungsgeschwindigkeit \bar{V} (blaue Linie) und Standardabweichung σ_V (blaue Fläche) auf Messhöhe [TOR8](#) in der [HSPIV](#)-Konfiguration [RGHo8](#) (Messreihe #3) im normierten Modellkoordinatensystem ξ/l_{mod}

[Abb. 6.13](#) zeigt, dass mit dem [HSPIV](#)-Messsystem qualitativ ein ähnliches, mittleres Strömungsprofil gemessen wurde wie mit dem [HDA](#)-Messsystem (vgl. [Abb. 6.6](#)). Die Standardabweichung σ_V in der charakteristischen Kopfwelle bei $\xi/l_{\text{mod}} = 0$ ist minimal. Diese Beobachtung zeigt, dass die Synchronisation zwischen den Messfahrten und zwischen einzelnen Messpositionen x_i in äquivalenten Abständen zum Gleis sehr gut funktioniert hat. Des Weiteren zeigt [Abb. 6.13](#), dass die hohe Fluktuation in der Grenzschicht- und Nachlaufströmung auch

von dem **HSPIV**-Messsystem erfasst werden konnte. Aufgrund der größeren Anzahl an Messpositionen und der niedrigeren Abtastrate ist der Verlauf der mittleren Strömungsgeschwindigkeit insgesamt glatter als in den **HDA**-Ergebnissen. Ein direkter Vergleich der mittleren Strömungsgeschwindigkeit gemessen im **HDA**- und **HSPIV**-Messsystem ist im nachfolgenden **Abschn. 6.3** dargestellt.

6.3 VERGLEICH DER MESSSYSTEME

Im folgenden Abschnitt werden die Ergebnisse der **HDA**- und **HSPIV**-Messreihen **RGH-P #1** und **RGH08 #3** bzw. **RGH68 #5** am **Dosto** verwendet, um die beiden Messsysteme miteinander zu vergleichen und die Einsetzbarkeit im Hinblick auf die Spezifikationen an ein Messsystem gemäß **TSI** zu bewerten. Zusätzlich werden die **HDA**-Messdaten der Sonden **S3+S4** (s. **Abb. 6.2**) der Messreihe **RGH-P** und der **HSPIV**-Messreihe **RGH68** verwendet, um die Messergebnisse auf der zweiten Messhöhe **TOR68** miteinander zu vergleichen.

Wie in **Abschn. 6.1.1** bereits angekündigt, wird die statistische Verteilung der Strömungsrichtung ψ aus den Feldmessdaten der **HSPIV**-Messreihen verwendet, um den Einfluss der Richtcharakteristik einer **HDA**-Messung zu untersuchen. Die Strömungsrichtung ψ wurde, entsprechend der Definition des Gierwinkels ψ in **Abschn. 4.3.3**, aus den beiden Geschwindigkeitskomponenten v_x und v_y der **HSPIV**-Messreihen berechnet. Sei $\psi = 0^\circ$, wenn die Strömung analog zu der Kalibrierrichtung der **HDA**-Eindrahtsonden (s. **Abb. 4.11a**) in Fahrtrichtung gerichtet ist, dann gilt für den Winkel ψ aus Sicht eines stationären Betrachters an der Position ξ_m im Modellkoordinatensystem ξ für die Messpositionen (x_i, y_j) in der Messebene:

$$\psi(x_i, y_j, \xi_m) = \arctan\left(\frac{v_y(x_i, y_j, \xi_m)}{v_x(x_i, y_j, \xi_m)}\right) + F(v_x, v_y) \quad (6.7)$$

mit:

$$F(v_x, v_y) = \begin{cases} -180^\circ & , \text{ falls } v_x < 0 \wedge v_y < 0 \\ 0^\circ & , \text{ falls } v_x \geq 0 \\ 180^\circ & , \text{ falls } v_x < 0 \wedge v_y \geq 0 \end{cases} \quad (6.8)$$

Da die Bildmenge des Arkustangens auf $-\pi/2$ bis $\pi/2$ beschränkt ist, wird die Fallunterscheidung in der Funktion $F(v_x, v_y)$ in **Gl. 6.8** verwendet, um für den Fall $v_x < 0$ die Beschreibung einer vollen Drehung von ψ im Winkelbereich -180° bis 180° zu ermöglichen (vgl. **Abb. 4.11a**). Mit Blick auf **Abb. 6.10** wird deutlich, dass die Strömungsrichtung relativ zum Modell abhängig von der Gleisseite betrachtet werden muss. Die Strömung ist an einer Messposition auf der rechten Gleisseite (**RGS**) für $0^\circ \leq \psi \leq 180^\circ$ in Richtung Gleismitte und für $-180^\circ < \psi < 0^\circ$ nach außen gerichtet. Entsprechend gilt auf der

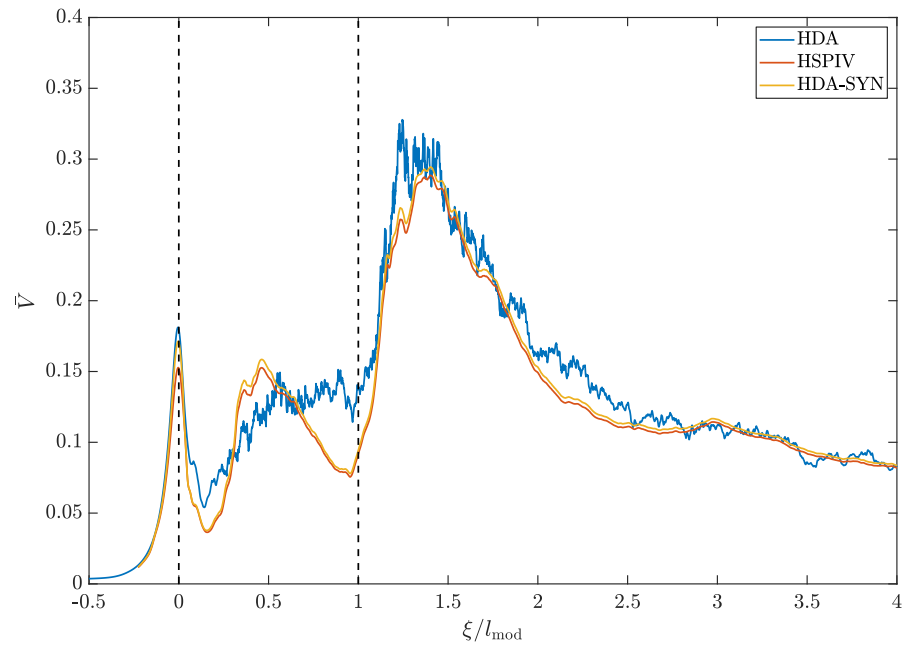
linken Gleisseite (LGS), dass die Strömung für $0^\circ \leq \psi \leq 180^\circ$ nach außen und für $-180^\circ < \psi < 0^\circ$ zur Gleismitte gerichtet ist. Wie in [Abschn. 6.1.1](#) beschrieben, wird deshalb eine mittlere Richtcharakteristik einer spezifischen Eindrahtsonde (D0010) verwendet, um den Einfluss der Richtcharakteristik unabhängig von einer Sondenposition auf der rechten oder linken Gleisseite zu untersuchen.

In den [HSPIV](#)-Messreihen kann nun für jede Position ξ_m im Modellkoordinatensystem und jede Messposition (x_i, y_j) im Auswertegitter die Strömungsgeschwindigkeit V und die Strömungsrichtung ψ angegeben werden. Im Folgenden werden diese Informationen verwendet, um synthetische [HDA](#)-Messdaten mit dem Einfluss einer spezifischen Richtcharakteristik zu erzeugen. Dazu werden die [HSPIV](#)-Messwerte V_{PIV} mit der mittleren Richtcharakteristik $\gamma(\psi)$ der Sonde D0010 aus [Abschn. 6.1.1](#) entsprechend der Strömungsrichtung ψ multipliziert. Für die Berechnung der Strömungsgeschwindigkeiten V_{SYN} einer synthetischen [HDA](#)-Messreihe (HDA-SYN) folgt:

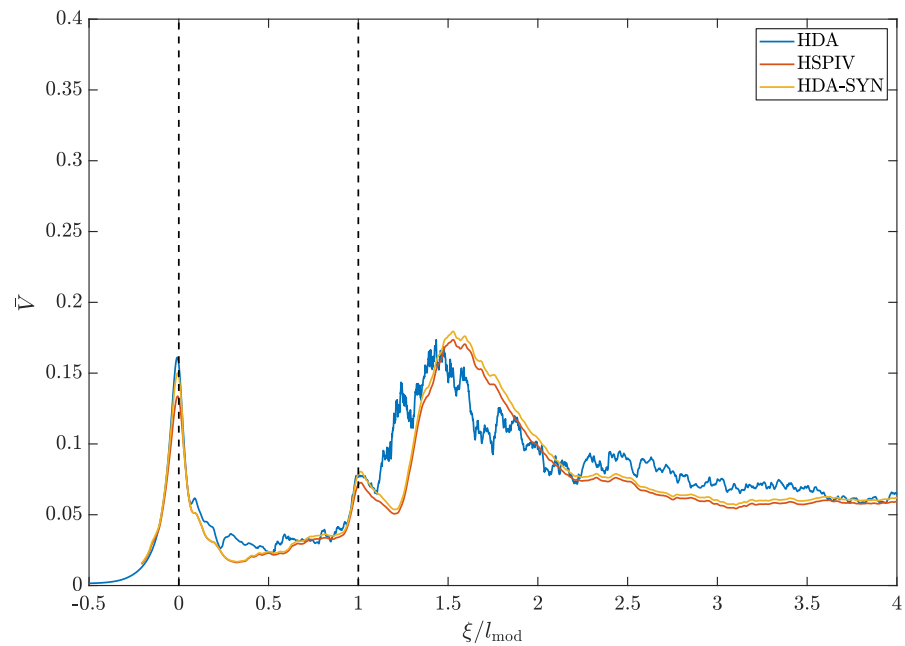
$$V_{SYN}(x_i, y_j, \xi_m, r) = V_{PIV}(x_i, y_j, \xi_m, r) \cdot \gamma(|\psi(x_i, y_j, \xi_m, r)|) \quad (6.9)$$

Wie einleitend in diesem Kapitel beschrieben, war eine simultane Messung mit [HDA](#) und [HSPIV](#) aus messtechnischen Gründen nicht möglich. Folglich können die Ergebnisse nicht anhand einer Messfahrt verglichen werden sondern wurden statistisch auf Basis mittleren Strömungsgeschwindigkeit \bar{V} aus den $N_r = 10$ Messfahrten der [HDA](#)-Messreihe #1 und [HSPIV](#)-Messreihen #3 bzw. #5 verglichen. Zusätzlich wurden aus den [HSPIV](#)-Messreihen #3 und #5 synthetische [HDA](#)-Messreihen erzeugt, um den Einfluss der Richtcharakteristik darzustellen. Dazu wurden die synthetischen Daten V_{SYN} analog zu den [HSPIV](#)-Daten nach [Gl. 6.5](#) gemittelt. [Abb. 6.14](#) zeigt den direkten Vergleich der mittleren induzierten Strömungsgeschwindigkeit \bar{V} auf Messhöhe [TOR8](#) in [Abb. 6.14a](#) und [TOR68](#) in [Abb. 6.14b](#) zwischen der [HDA](#)-Konfiguration [RGH-P](#) (Messreihe #2, blau) und den äquivalenten [HSPIV](#)-Konfigurationen [RGH08](#) bzw. [RGH68](#) (Messreihen #3 und #5, rot). Zusätzlich sind die synthetischen [HDA](#)-Daten (HDA-SYN, orange) mit der spezifischen, mittleren Richtcharakteristik $\gamma(\psi)$ der Sonde D0010 dargestellt.

Im Bereich der Kopfwelle um $\xi/l_{mod} = 0$ zeigt der Vergleich zwischen den [HDA](#)- und [HSPIV](#)-Daten, dass von den Eindrahtsonden eine höhere Strömungsgeschwindigkeit an der äquivalenten Messposition gemessen wurde. Der Messwert in der Kopfwelle wurde aufgrund der Richtcharakteristik wie erwartet überschätzt. Durch die Simulation einer vergleichbaren Richtcharakteristik im [HSPIV](#)-System mit Anwendung der Korrekturfunktion γ konnte eine ähnliche Überschätzung der Strömungsgeschwindigkeit in der Kopfwelle erreicht werden. Aufgrund der hohen v_y -Geschwindigkeitskomponente in der Kopfwelle, ist der Einfluss der Richtcharakteristik in diesem Bereich besonders groß. Allerdings ist weiterhin ein Unterschied zwischen den [HDA](#)- und



(a) Vergleich auf Messhöhe TOR8: HDA-Messreihe #1 der Sonden S5+6 (RGH-P, blau), HSPIV-Messreihe #3 (RGH8, rot) und die synthetische HDA-Messreihe (orange)



(b) Vergleich auf Messhöhe TOR68: HDA-Messreihe #1 der Sonden S3+4 (RGH-P, blau), HSPIV-Messreihe #5 (RGH68, rot) und die synthetische HDA-Messreihe (orange)

Abbildung 6.14: Vergleich der mittleren induzierten Strömungsgeschwindigkeit zwischen dem HDA- und HSPIV-Messsystem sowie den synthetischen HDA-Daten auf Basis der Richtcharakteristik der Dantec-Eindrahtsonde Doo10 an äquivalenten Messpositionen im TSI-Abstand $\Delta y = 0.12$ m zur Gleismitte

synthetischen HDA-Daten in der Kopfwelle zu erkennen. Dieser Unterschied kann unter Anderem auf die Verwendung der spezifischen Richtcharakteristik einer Eindrahtsonde und die Annahme einer mittleren, symmetrischen Richtcharakteristik zurückgeführt werden. Die genaue Richtcharakteristik der Sonden in der Messreihe RGH-P war nicht bekannt, da die Messkampagne zeitlich weit vor der Studie zur Richtcharakteristik durchgeführt wurde und sich die Richtcharakteristik der Eindrahtsonden mit der Zeit, z.B. aufgrund von Reparaturen, ändern kann. Der geringe Unterschied zwischen den Kurven HSPIV und HDA-SYN im Grenzschichtbereich $0 < \xi/l_{\text{mod}} < 1$ zeigt, dass der Einfluss der Richtcharakteristik neben dem Modell wesentlich geringer ist als in der Kopfwelle. Eine wichtige Beobachtung ist, dass die Richtcharakteristik im Bereich des Maximums im Nachlauf einen signifikant größeren Einfluss hat als im restlichen Nachlaufbereich. Das bedeutet, dass die Richtcharakteristik nicht nur in der Kopfwelle das Messergebnis beeinflusst, sondern auch in dem für die TSI-Bewertung relevanten Bereich hinter dem Zug. Im entfernten Nachlauf $\xi/l_{\text{mod}} > 2$ nimmt der Einfluss der Richtcharakteristik weiter ab und die Kurven HSPIV und HDA-SYN zeigen einen ähnlichen Verlauf. Die Beobachtungen sind konsistent mit den Ergebnissen der Voruntersuchung zur Richtcharakteristik in Buhr (2015). Ergänzend ist in Buhr (2015) die Entwicklung des Strömungswinkels ϕ über die Messzeit dargestellt.

Der Vergleich zwischen den beiden Messsystemen auf Messhöhe TOR8 bzw. den Kurven HDA und HSPIV in Abb. 6.14a zeigt, dass sich der Verlauf der mittleren, gemessenen Strömungsgeschwindigkeit im Grenzschichtbereich deutlich voneinander unterscheidet. Während die HDA-Sensoren einen vergleichsweise langsamen, stetigen Anstieg der induzierten Strömungsgeschwindigkeit zeigen, ist bei den HSPIV-Daten ein ausgeprägtes Maximum in der Mitte des Modells zu erkennen. Die Darstellung der mittleren Strömungsgeschwindigkeit mit Standardabweichung in Abb. 6.13 hat gezeigt, dass im Grenzschichtbereich große Variationen der Geschwindigkeit auftreten können, das heißt eine komplexe, turbulente Grenzschichtströmung vorliegt. Aufgrund der geringen Anzahl an Messfahrten $N_r = 10$ ist die Messunsicherheit in diesem Bereich relativ groß, so dass die Daten an dieser Stelle nicht ausreichen, um die Unterschiede genauer interpretieren zu können. Eine interessante Beobachtung ist, dass auf Messhöhe TOR68 (s. Abb. 6.14b) die HDA- und HSPIV-Daten im Grenzschichtbereich eine bessere Übereinstimmung zeigen. Zudem ist auf dieser Messhöhe der Einfluss der Richtcharakteristik verschwindend gering. Wie in Abschn. 6.1 und Abschn. 6.2 bereits angedeutet, wurde das Maximum der mittleren induzierten Strömungsgeschwindigkeit bei beiden Messsysteme im nahen Nachlauf $1 < \xi/l_{\text{mod}} < 2$ gemessen. In diesem Bereich stimmen die Verläufe von HDA und HSPIV auf Messhöhe TOR8 besser überein als auf der oberen Messhöhe TOR68. Wie im Grenzschichtbereich ist auch im Nachlauf die

Variation der gemessenen Geschwindigkeiten zwischen den Messfahrten sehr hoch (vgl. [Abb. 6.6](#) und [Abb. 6.13](#)). Der Versatz des Maximums der mittleren Strömungsgeschwindigkeit auf Messhöhe [TOR68](#) deutet daraufhin, dass in der geringen Anzahl Messfahrten $N_r = 10$ in der [HDA](#)- und [HSPIV](#)-Messreihe unterschiedliche Zustände des Nachlaufs erfasst wurden.

Zusammenfassend hat die Gegenüberstellung der Messergebnisse aus den [HDA](#)- und [HSPIV](#)-Messungen gezeigt, dass beide Messsysteme geeignet, um die Dynamik der induzierten Strömungsgeschwindigkeit und das erwartete, charakteristische Strömungsprofil (s. [Abb. 2.1](#)) zu erfassen. Die Messergebnisse an der [TSI](#)-Messposition und die hohen Variationen zwischen den Messfahrten sind vergleichbar mit den Ergebnissen der Modellexperimente von Baker ([2014a](#)) und Bell *et al.* ([2014a](#), [2015](#)), den numerischen Simulationen von Hemida *et al.* ([2012](#)) und Pii *et al.* ([2014](#)) und den Versuchen im 1:1-Maßstab von Baker *et al.* ([2013a](#)) und Baker ([2014a](#)). Zudem haben die Ergebnisse der [HSPIV](#)-Messreihen gezeigt, dass High-Speed Particle Image Velocimetry ([HSPIV](#)) an der Tunnelsimulationsanlage Göttingen ([TSG](#)) eingesetzt werden kann, um die charakteristische Umströmung von [HGZ](#)-Modellen zu untersuchen. Der Einfluss der Richtcharakteristik von [HDA](#)-Eindrahtsonden anhand der synthetischen [HDA](#)-Messdaten anschaulich dargestellt werden. Im folgenden Abschnitt wird eine umfangreiche, statistische Analyse der Strömungsrichtung aus den Messreihen am [ICE 3](#)- und [GZM](#) durchgeführt, um die Messunschärfe des [HDA](#)-Messsystems bei der Bewertung der maximal induzierten Strömungsgeschwindigkeit gemäß [TSI](#) zu quantifizieren.

6.3.1 Messunschärfe von [HDA](#)-Eindrahtsonden

Im folgenden Abschnitt werden die [HSPIV](#)-Messreihen am [ICE 3](#) und [GZM](#) verwendet, um eine umfangreichere, statistische Analyse des auftretenden Strömungswinkels zum Zeitpunkt der maximalen Strömungsgeschwindigkeit und eine quantitative Abschätzung des systematischen Messfehlers von [HDA](#)-Eindrahtsonden durchzuführen. Der Einfluss der Richtcharakteristik auf die Messung der Maximalwerte \hat{v} im Zugnachlauf wurde auf Basis der Wahrscheinlichkeitsverteilung für die Strömungsrichtung $\hat{\psi}$ zum Zeitpunkt der maximal induzierten Strömungsgeschwindigkeit \hat{v} quantifiziert. Dazu wurde der Strömungswinkel $\hat{\psi}$ aus den Geschwindigkeitskomponenten (v_x, v_y) an der Position $\hat{\xi}$ der Maximalwerte \hat{v} nach [Gl. 6.7](#) für alle Messpositionen (x_i, y_j) und Messfahrten $r = 1, \dots, N_r$ bestimmt. Für den Strömungswinkel $\hat{\psi}$ folgt:

$$\hat{\psi}(x_i, y_j) = \psi(x_i, y_j, \hat{\xi}(x_i, y_j)) \quad (6.10)$$

Für die Bewertung des Messfehlers wurden alle Messpositionen im [TSI](#)-Abstand $y_j = \pm 0.12$ m in allen Messreihen auf Messhöhe [TOR8](#) in

die statistische Analyse einbezogen. Die Häufigkeitsverteilungen für die Strömungswinkel $\hat{\psi}$ und den Messfehler γ wurden für den **Dosto**, **ICE 3** und das **GZM** separat bestimmt.

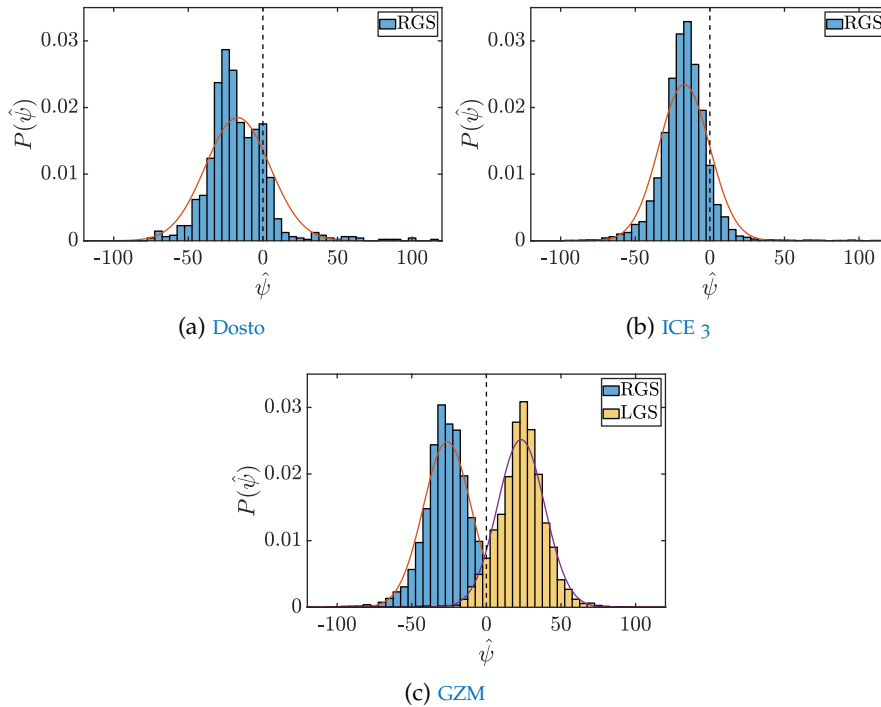


Abbildung 6.15: Wahrscheinlichkeitsverteilung $P(\hat{\psi})$ mit angenäherter Normalverteilung $P(\hat{\psi})$ (rote Linie) der Strömungsrichtung $\hat{\psi}$ zum Zeitpunkt der maximal induzierten Strömungsgeschwindigkeit \hat{v} an den **TSI**-Messpositionen auf Basis der Messreihen #2-3 (**Dosto**), #6-9 (**ICE 3**) und #17-19 (**GZM**)

Abb. 6.15 zeigt die Wahrscheinlichkeitsverteilung von $\hat{\psi}$ für die drei Modelle **Dosto** (Messreihe #2-3), **ICE 3** (Messreihe #6-9) und **GZM** (Messreihe #17-19) aus den **HSPIV**-Messungen auf **TOR8** (s. Tab. 6.1). Die angenäherte Normalverteilung (rote Linie) der Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion $P(\hat{\psi})$ wurde nach Gl. 5.29 bestimmt. Der Erwartungswert $E(\hat{\psi})$ und die Streubreite $\sigma(\hat{\psi})$ der Normalverteilung des Anströmwinkels ψ bei Auftreten der Maximalwerte \hat{v} sind in Tab. 6.3 angegeben. Dabei entspricht die einfache Streubreite $\sigma(\hat{\psi})$ dem Winkelbereich, in dem 68 % der auftretenden Strömungswinkel $\hat{\psi}$ auftreten. Die Verteilungen in Abb. 6.15 zeigen, dass eine Eindrahtsonde zum Zeitpunkt der maximalen Geschwindigkeit erwartungsgemäß nicht aus dem Kalibrierwinkel ψ_0 angeströmt wird. In den Messreihen am **GZM** (s. Abb. 6.15c) liegt der Erwartungswert für die rechte Gleisseite (**RGS**) bei $E(\hat{\psi}) = -26.2^\circ$ und für die linke Gleisseite (**LGS**) bei $E(\hat{\psi}) = 23.3^\circ$. Die entsprechende Häufigkeitsverteilung der Messwertüberschätzung $P(\gamma)$ wurde durch Substitution der Winkel $\hat{\psi}$ aus Abb. 6.15 in der Richtcharakteristik $\gamma(\psi)$ aus Gl. 6.4 ermittelt. Wie oben beschrieben, wurde dazu die mittlere Richtcharakteristik der Dantec-Sonde D0010

verwendet. Mit der Substitution wurde die Häufigkeitsverteilung von $\hat{\psi}$ (s. Abb. 6.15) in die Häufigkeitsverteilung der Messwertüberschätzung γ überführt (s. Abb. 6.16). Es ist zu beachten, dass sich aus der Definition der mittleren Korrekturfunktion nur positive Werte für γ , unabhängig von dem Vorzeichen des Strömungswinkels $\hat{\psi}$, ergeben. Daraus folgt, dass sich in der Verteilung $P(\gamma)$ die Messwertüberschätzung für negative und positive $\hat{\psi}$ aufsummiert und die Verteilung in Abb. 6.16 keiner Normalverteilung mehr entspricht. Die resultierende Häufigkeitsverteilung $P(\gamma)$ wurde durch eine Extremwertverteilung (rote Linie) nach Gl. 5.30 angenähert.

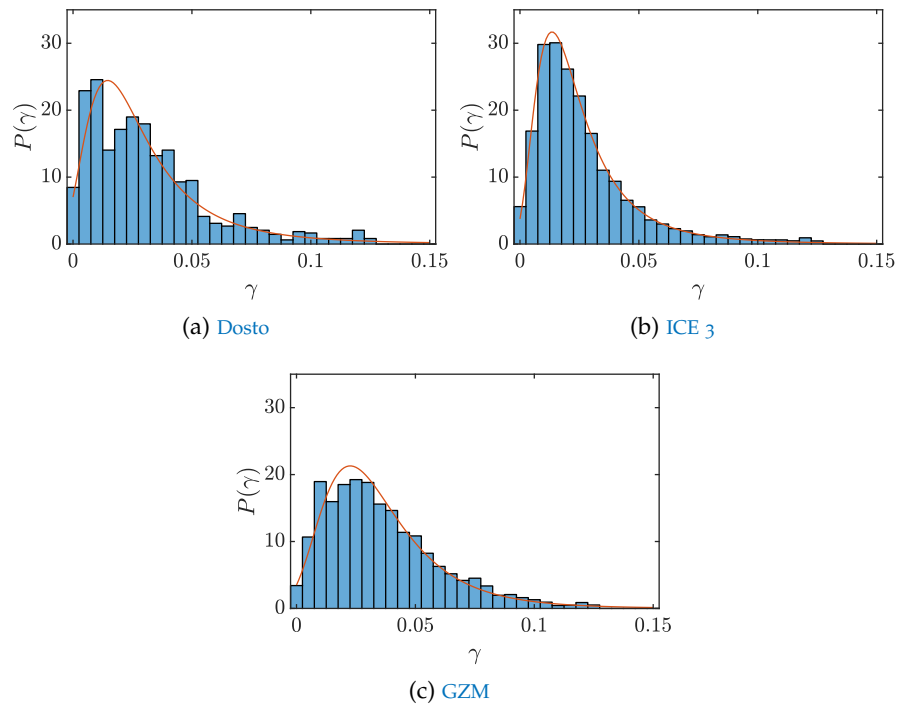


Abbildung 6.16: Wahrscheinlichkeitsverteilung $P(\gamma)$ mit angenäherter Extremwertverteilung (rote Linie) der Messwertüberschätzung γ zum Zeitpunkt der maximal induzierten Strömungsgeschwindigkeit an den TSI-Messpositionen auf Basis der Messreihen #2-3 (Dosto), #6-9 (ICE 3) und #17-19 (GZM)

Tabelle 6.3: Erwartungswerte E und Streubreite σ der Verteilungen $P(\hat{\psi})$ für die Strömungsrichtung $\hat{\psi}$ sowie der Verteilung $P(\gamma)$ für die Messwertüberschätzung γ zum Zeitpunkt der maximal induzierten Strömungsgeschwindigkeit \hat{v}

MODELL	$E(\hat{\psi})$	$\sigma(\hat{\psi})$	$E(\gamma)$	$\sigma(\gamma)$
Dosto (RGS)	-17.0°	21.6°	3.1 %	2.6 %
ICE 3 (RGS)	-17.2°	17.0°	2.7 %	2.2 %
GZM (RGS/LGS)	$-26.2^\circ/23.3^\circ$	$16.0^\circ/15.8^\circ$	3.6 %	2.4 %

Die statistischen Verteilungen $P(\gamma)$ der Messwertüberschätzung γ sind für die Messreihen der drei Zugmodelle in [Abb. 6.16](#) dargestellt. Die quantitativen Ergebnisse der statistischen Messunschärfe sind in [Tab. 6.3](#) zusammengefasst. Am Beispiel des [GZM](#) liegt der Erwartungswert $E(\gamma)$ bei 3.6 %. Diese Ergebnis zeigt, dass bei einer [HDA](#)-Messung mit Eindrahtsonden der Messwert zum Zeitpunkt der maximal induzierten Geschwindigkeit im Mittel um mehr als 3 % überschätzt wird. Diese Messunschärfe ist größer als die von der Norm DIN EN 14067-4:2019-06 (2019) spezifizierte, maximale Messunschärfe von 1 %. Obwohl der Messfehler mit 3 % sehr gering ist und eine systematische Überschätzung vorliegt, ist diese Messunschärfe für einen Konformitätsnachweis nicht zulässig. Zudem ist die Streubreite der Verteilung $P(\gamma)$ mit 2.4 % ebenfalls größer als 1 %, so dass die Messunschärfe durch eine Änderung der Sondenausrichtung oder eine Kalibrierung mit Schräganströmung nicht signifikant verbessert werden kann. Des Weiteren beschreibt die einfache Streubreite nur ein Vertrauensintervall von 68 %, so dass in jedem Fall einzelne Situationen auftreten, in denen [HDA](#)-Eindrahtsonden die maximale Strömungsgeschwindigkeit im Nachlauf mit über 10 % überschätzen würden. Dabei wird in [Abb. 6.16](#) nicht dargestellt, wie hoch der Maximalwert \hat{v} bei bestimmten Strömungswinkeln $\hat{\psi}$ ist. Dies ist ein wichtiger Aspekt der auch in der Norm nicht betrachtet wird. Treten hohe Strömungswinkel $\hat{\psi}$ tendenziell bei kleinen Maximalwerten \hat{v} auf, so ist der effektive Fehler bei der Bestimmung der [TSI](#)-Parameter relativ gering. Um diesen Aspekt zu untersuchen, ist in [Abb. 6.17](#) die Korrelation zwischen den gemessenen Maximalwerten \hat{v} und der ermittelten Strömungsrichtung $\hat{\psi}$ für beide Gleisseiten ([RGS/LGS](#)) dargestellt.

Die Punktwolken zeigen eine gute Übereinstimmung mit der Häufigkeitsverteilung von $\hat{\psi}$ in [Abb. 6.15c](#). Die wichtigste Beobachtung ist, dass die Maximalwerte \hat{v} im Winkelbereich -20° bis -30° bzw. 20° bis 30° am höchsten sind. Insgesamt zeigt das Streudiagramm, dass bei den am häufigsten auftretenden Strömungswinkeln $\hat{\psi}$ auch sehr hohe Strömungsgeschwindigkeiten gemessen wurden. Daraus folgt, dass die Richtcharakteristik von [HDA](#)-Eindrahtsonden effektiv einen stärkeren Einfluss auf die Bestimmung der [TSI](#)-Parameter (s. [Abschn. 2.1](#)) hat. Eine ausführliche Studie zum quantitativen Effekt der Richtcharakteristik auf die [TSI](#)-Parameter würde den Rahmen dieser Forschungsarbeit übersteigen. Die Datenbasis aus den vorliegenden [HSPIV](#)-Messreihen bietet aber eine interessante Möglichkeit diese Analyse in einer zusätzlichen Studie durchzuführen und den Einfluss der Richtcharakteristik bei vergangenen [TSI](#)-Messungen mit einem vergleichbaren [HDA](#)-Messaufbau abzuschätzen.

Zusammenfassend ist die Messunschärfe der untersuchten [HDA](#)-Eindrahtsonden mit 3 % zwar relativ gering, aber gemäß [TSI](#) für den Einsatz im Rahmen eines Konformitätsnachweises zu hoch. Konservativ betrachtet, wird die maximale Strömungsgeschwindigkeit durch

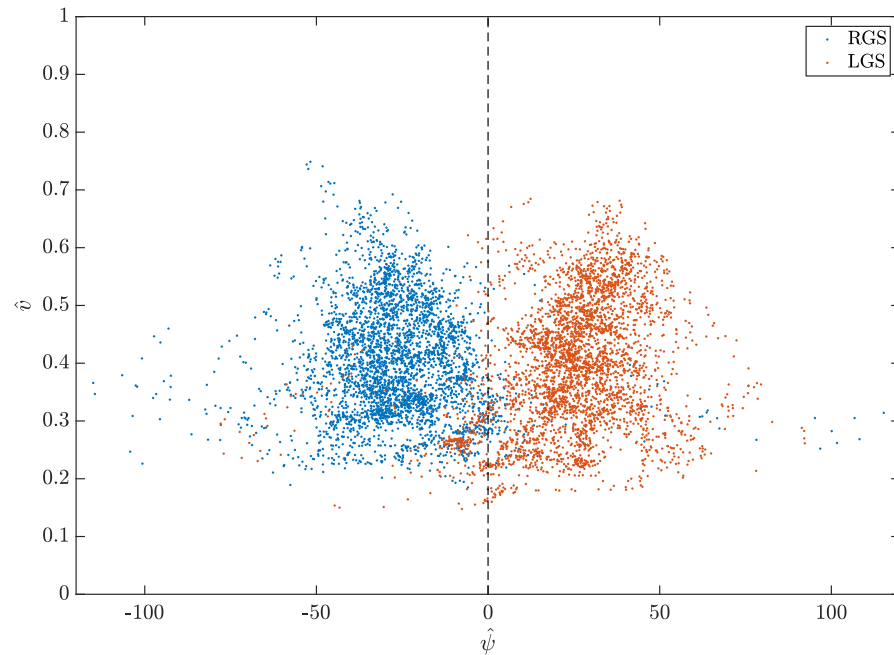


Abbildung 6.17: Streudiagramm für die maximale Strömungsgeschwindigkeit \hat{v} in Abhängigkeit vom Strömungswinkel $\hat{\psi}$ an Messpositionen auf der rechten und linken Gleisseite (RGS/LGS) für die Referenzkonfiguration CLN08 aus der Messreihe #17 am GZM

die Richtcharakteristik der Eindrahtsonden in jedem Fall überschätzt. Daraus folgt, dass der TSI-Grenzwert für $U_{2\sigma}$ immer eingehalten wird, wenn der aus den HDA-Messungen ermittelte Wert $U_{2\sigma}$ unter dem Grenzwert der Norm liegt. Da die HDA-Messtechnik an der TSG wesentlich schneller und zeiteffizienter eingesetzt werden kann als ein HSPIV-Messsystem, wird im Ausblick dieser Forschungsarbeit als Alternative zu Eindrahtsonden der Einsatz von Zweidrahtsonden oder Mehrlochdrucksonden empfohlen (s. Abschn. 9.5).

Die Machbarkeitsstudie zum Einsatz des HSPIV-Messsystems an der Tunnelsimulationsanlage Göttingen war ein wichtiges, messtechnisches Nebenziel in dieser Forschungsarbeit. In den folgenden Kapiteln Kap. 7 und Kap. 8 wird gezeigt, dass durch die Erfassung der Strömungsgeschwindigkeit in zwei Komponenten in zwei Dimensionen (2D2C) mit einem HSPIV-Messsystem verschiedenste Analysen der Strukturen und Strömungsdynamik in der Grenzschicht- und Nachlaufströmung möglich sind.

Im folgenden Kapitel sind die Methoden und Ergebnisse der Grenzschichtanalyse am ICE 3 und generischen Zugmodell (GZM) dargestellt. Die aufgezeichneten Strömungsfelder \vec{v} aus den transienten Messungen bei Modellvorbeifahrten wurden aufbereitet, um die Grenzschichtentwicklung entlang der Zugmodelle zu visualisieren und den Effekt von Wirbelgeneratoren sowie die 3D-Struktur der Grenzschicht qualitativ zu beschreiben. Die quantitative Grenzschichtanalyse basiert auf den gemessenen Grenzschichtprofilen und der Berechnung der spezifischen Grenzschichtparametern aus Abschn. 5.2. Aus dem Vergleich zwischen den Modellkonfigurationen CLN und RGH, wurde der Einfluss von Wirbelgeneratoren auf die Grenzschichtströmung untersucht. Des Weiteren wurde anhand eines Vergleichs mit der Grenzschichtentwicklung über einer ebenen Platte die mit der Grenzschichtbeeinflussung simulierte Zuglänge abgeschätzt.

Ziel der Grenzschichtanalysen ist es zu zeigen, dass mit der Verwendung von Wirbelgeneratoren die Grenzschicht vergrößert werden kann und sich die künstlich gestörte Grenzschichtströmung entlang des Modells wieder stabilisiert (TZ1, s. Abschn. 3.1). Die Ergebnisse sollen dazu beitragen, die Arbeitshypothese von Sima *et al.* (2016) zu bestätigen, dass die Grenzschicht an bewegten Zugmodellen durch Wirbelgeneratoren am Modellkopf beeinflusst werden kann, um das Verhältnis $\delta_{\text{mod}}/b_{\text{mod}}$ aus Grenzschichtdicke δ_{mod} zur Wagenbreite b_{mod} an das realistische Verhältnis $\delta_{\text{org}}/b_{\text{org}}$ im Originalmaßstab anzugleichen (s. Abschn. 4.1.2). Im ersten Abschnitt wird zunächst eine Methode zur Wandkorrektur der HSPIV-Ergebnisse im wandnahen Bereich beschrieben, um in der nachfolgenden Grenzschichtanalyse das vollständige Grenzschichtprofil neben dem Zugmodell untersuchen zu können.

7.1 WANDKORREKTUR DER HSPIV-ERGEBNISSE

Die Analyse der Grenzschichtprofile am Intercity-Express 3 (ICE 3) und am generischen Zugmodell (GZM) basiert auf den gemessenen Strömungsfelddaten aus den HSPIV-Messreihen #6-19 aus Tab. 6.1. Wie in Abschn. 4.4 beschrieben, wurden beim HSPIV die Strömungsgeschwindigkeiten an diskreten Positionen im Auswertegitter bestimmt. Der Abstand zwischen einem Messpunkt und der Modellwand wird nach Abb. 6.10 mit y^* bezeichnet. Da an der Position der Modellwand selbst keine Strömungsgeschwindigkeit gemessen werden konnte, wird der minimale Abstand y^* zwischen dem ersten auswertbaren Gitterpunkt und der Modellwand durch die räumliche Auflösung der Messebene

bestimmt. Für die Bestimmung der Grenzschichtparameter nach den Methoden aus [Abschn. 5.2](#) ist es von Vorteil, das Grenzschichtprofil in der Grenzschicht bis zur Position der Modellwand $y^* = 0$ beschreiben zu können. Aus diesem Grund wird im Folgenden eine Methode der Wandkorrektur durch Interpolation des wandnahen Bereichs eingeführt, um die Strömungsgeschwindigkeiten zwischen der Modellwand und den vorliegenden [HSPIV](#)-Messdaten an den Messpositionen des Auswertegitters zu bestimmen.

Die Interpolation des wandnahen Bereichs basiert primär auf der Annahme, dass für die Strömung seitlich am Modell die Haftbedingung an der Modellwand gilt. Mit dem interpolierten, wandnahen Grenzschicht ist es möglich, ein vollständiges Grenzschichtprofil für die Berechnung der Grenzschichtdicke δ_{99} , Verdrängungsdicke δ_1 und der Impulsverlustdicke δ_2 nach den Methoden aus [Abschn. 5.2](#) zu betrachten. Dabei ist zu beachten, dass auf Messhöhe [TOR8](#) die Unterkante der Modellwand oberhalb der Messebene liegt (vgl. [Abb. 6.3](#)), so dass streng genommen nicht von einer Grenzschichtströmung an der Modellwand ausgegangen werden kann. Im Folgenden wurden die Methoden der Grenzschichtanalyse trotzdem auf die Messdaten der Messhöhe [TOR8](#) angewandt, um den Einfluss der Wirbelgeneratoren auf das Strömungsprofil in y -Richtung im Grenzschichtbereich beschreiben zu können. In der Analyse der Grenzschichtprofile und Grenzschichtparameter wurde die Strömungsgeschwindigkeitskomponente v_x in x -Richtung des stationären Bezugssystems im [HSPIV](#)-Messaufbau analysiert. Im Folgenden wird die Methode zur Wandkorrektur und Interpolation der [HSPIV](#)-Ergebnisse exemplarisch für das mittlere Grenzschichtprofil an einer festen Position ζ_m am [GZM](#) beschrieben.

[Abb. 7.1a](#) zeigt das mittlere Grenzschichtprofil \bar{v}_x für die verschiedenen Modellkonfigurationen und Messhöhen aus den Messreihen #10-16 am [GZM](#) aufgetragen als Funktion von y^* und gemittelt nach [Gl. 6.5](#) über die Messpositionen und Messfahrten an der Position $\xi/l_{\text{mod}} = 0.9$ kurz vor dem Modellheck. Die Unterschiede der Grenzschichtprofile zwischen den Messkonfigurationen in [Abb. 7.1a](#) werden detailliert in [Abschn. 7.2](#) diskutiert. Der Fokus in diesem Abschnitt liegt auf dem wandnahen Bereich $0 \text{ mm} \leq y^* \leq 10 \text{ mm}$. Gemäß Haftbedingung würde man bei einem typischen Grenzschichtprofil erwarten, dass die Strömungsgeschwindigkeit \bar{v}_x bis zur Modellwand stetig ansteigt und an der Modellwand $y^* = 0$ das Maximum $\bar{v}_x = 1$ erreicht. Allerdings zeigt [Abb. 7.1a](#), dass die ermittelte Strömungsgeschwindigkeit an der ersten Messposition im Auswertegitter neben dem Modell bei allen Konfigurationen ein lokales Minimum besitzt. An der zweiten Messposition erreicht \bar{v}_x ein Maximum. Das lokale Minimum an der ersten Messposition relativ zur Modellwand ist bei allen Messkonfigurationen unabhängig von der Messhöhe oder Modellkonfiguration zu beobachten und kann deshalb nicht auf den

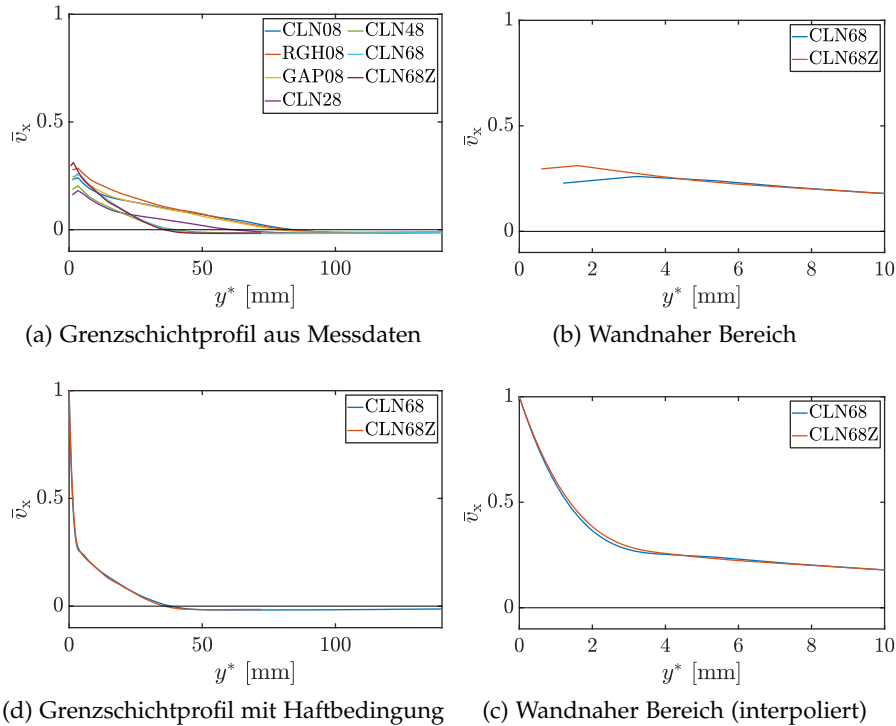


Abbildung 7.1: Wandkorrektur der HSPIV-Ergebnisse durch Interpolation des Grenzschichtprofils im wandnahen Bereich unter Annahme der Haftbedingung $v_x(y^* = 0) = 1$ am Beispiel der Konfigurationen CLN68 und CLN68Z (Messreihen #15+16) an der Position $\xi/l_{\text{mod}} = 0.9$ am Modell

Einsatz von Wirbelgeneratoren oder auf die Lage der Messebene unterhalb der Modellwand in den Messkonfigurationen auf Messhöhe TOR8 zurückgeführt werden. Es wird vermutet, dass dieses Minimum nicht die reale Strömungsgeschwindigkeit in der Grenzschicht repräsentiert und auf einen messtechnischen Grund, z.B. durch Reflexionen an der Modellwand, zurückzuführen ist.

Im Folgenden werden die mittleren Grenzschichtprofile der Messkonfigurationen CLN68 und CLN68Z betrachtet, um das Minimum der ersten Messposition genauer zu analysieren und die Methode der Wandkorrektur zu beschreiben. Die Messkonfigurationen CLN68 und CLN68Z bieten den Vorteil, dass sie strömungstechnisch dieselbe Messkonfiguration bei gleicher Modellkonfiguration und Messhöhe beschreiben. Der Unterschied zwischen den beiden Konfigurationen ist die räumliche Auflösung und die Größe des Messbereichs (s. Tab. 6.1). In der Konfiguration CLN68Z wurde durch Modifikation des HSPIV-Messaufbaus näher in den Grenzschichtbereich am Modell hineingezoomt. Analog zu CLN68 wurde bei CLN68Z eine Auswertefenstergröße von 32 px gewählt, so dass die effektive, räumliche Auflösung der Messpositionen bei CLN68Z doppelt so hoch ist wie bei CLN68. Ziel der Messkonfiguration CLN68Z war es, die Grenzschicht näher

an der Modellwand auflösen zu können. Der Vergleich dieser Konfigurationen ist besonders interessant, um die Position des Minimums in Wandnähe zu vergleichen. [Abb. 7.1b](#) zeigt die gemessenen Strömungsgeschwindigkeiten im wandnahen Bereich $0 \text{ mm} \leq y^* \leq 10 \text{ mm}$ von [CLN68](#) und [CLN68Z](#) im Vergleich. Eine wichtige Beobachtung ist, dass das Minimum bei beiden Konfigurationen an der ersten Messposition liegt und nicht im gleichen Abstand zur Modellwand. Das bestätigt die Annahme, dass das Minimum auf einen messtechnischen Grund zurückzuführen ist und nicht ein reales Minimum im Grenzschichtprofil repräsentiert. Auf Basis dieser Beobachtung wurde eine Wandkorrektur der [HSPIV](#)-Daten im wandnahen Bereich durchgeführt. Dazu wurden die Strömungsgeschwindigkeiten unter Annahme der Haftbedingung an der Modellwand:

$$v_x(y^* = 0) = 1 \quad (7.1)$$

im Bereich $0 \text{ mm} \leq y^* \leq 4 \text{ mm}$ mit einer Spline-Kurve interpoliert. [Abb. 7.1c](#) zeigt analog zu [Abb. 7.1b](#) das interpolierte, wandnahe Grenzschichtprofil im Bereich $0 \text{ mm} \leq y^* \leq 10 \text{ mm}$. Durch die Interpolation der Grenzschichtprofile zwischen der Modellwand und den Messdaten mit einer Spline-Kurve ist ein stetiger Übergang bei $y^* = 4 \text{ mm}$ erreicht worden. Des Weiteren zeigt der Vergleich, dass durch die Interpolation in beiden Messreihen ein sehr ähnliches, mittleres Grenzschichtprofil erfasst wurde. Der Vergleich von [CLN68](#) und [CLN68Z](#) über die gesamte Breite des Messbereichs in [Abb. 7.1d](#) zeigt, dass in den unabhängig gemessenen Messreihen das gesamte Grenzschichtprofil nahezu identisch ist. Daraus folgt, dass die Messung der Grenzschichtströmung sehr gut reproduziert werden konnte und dass die [HSPIV](#)-Messergebnisse nicht abhängig von der räumlichen Auflösung des Messsystems sind. Im Hinblick auf das messtechnische Nebenziel dieser Forschungsarbeit (NZ, s. [Abschn. 3.1](#)), bestätigt dieses Ergebnis noch einmal anschaulich die Einsetzbarkeit des [HSPIV](#)-Messsystems für die Erfassung der Grenzschichtströmung an bewegten Zugmodellen. Des Weiteren zeigt [Abb. 7.1d](#), dass der Anteil des interpolierten Bereichs im Grenzschichtprofil weniger als 3 % der Breite des Messbereichs neben dem Modell entspricht. Daraus folgt, dass die Wandkorrektur nicht zu einer grundlegenden Änderung der gemessenen Grenzschichtprofile führt und die weiteren Analysen nicht durch die Interpolation im wandnahen Bereich verfälscht werden. Die in diesem Abschnitt beschriebene Wandkorrektur wurde im Rahmen der Datenaufbereitung für die primären Grenzschichtanalysen in [Abschn. 7.2](#) für alle Grenzschichtprofile an den Positionen ξ_m im Grenzschichtbereich $0 \leq \xi/l_{\text{mod}} \leq 1$ in allen [HSPIV](#)-Messreihen durchgeführt.

7.2 GRENZSCHICHTBEEINFLUSSUNG UND 3D-STRUKTUR

Im folgenden Abschnitt sind die primären Grenzschichtanalysen am ICE 3- und GZM dargestellt. Dabei wurde die Grenzschichtanalyse separat für beide Modellgeometrien durchgeführt, um die Beobachtungen und Ergebnisse für die verschiedenen Modellgeometrien betrachten zu können. Die Messreihen #6-9 der Messkampagne am ICE 3 bieten die Möglichkeit die Grenzschichtentwicklung bei der Verwendung unterschiedlicher Konfigurationen von Wirbelgeneratoren (WG) mit der Grenzschicht an der Referenzkonfiguration ohne Rauigkeiten auf der TSI-Messhöhe TOR8 vergleichen zu können. Die Messreihen #10-15 der ersten Messkampagne am GZM (s. Tab. 6.1) ermöglichen, zusätzlich zu dem Vergleich zwischen der Referenzkonfiguration CLNo8 und den Konfigurationen mit Wirbelgeneratoren RGHo8 und mit Wagenübergang GAPo8 auf Messhöhe TOR8, einen Vergleich der Grenzschichtentwicklung auf den unterschiedlichen Messhöhen TOR8, TOR28, TOR48 und TOR68 in der Referenzkonfiguration CLN, um die mittlere, dreidimensionale Struktur der Grenzschicht am Modell zu analysieren. Für alle betrachteten Grenzschichtdaten wurde vor der Analyse die Wandkorrektur der HSPIV-Ergebnisse aus Abschn. 7.1 angewandt. Die Grenzschichtbeeinflussung mit Wirbelgeneratoren wurde qualitativ anhand der Visualisierung einer mittleren Grenzschichtentwicklung am Modell und dem Vergleich der mittleren Grenzschichtprofile an spezifischen Positionen am Modell untersucht sowie quantitativ durch Bestimmung der Grenzschichtparameter analysiert.

Um die Ergebnisse der Grenzschichtanalysen auf die charakteristischen Rauigkeiten an den Modellgeometrien beziehen zu können, zeigt Abb. 7.2 eine skizzierte Darstellung der Modellgeometrie des ICE 3 (s. Abb. 7.2a) und des GZM (s. Abb. 7.2b). Die charakteristischen Positionen ξ_m der funktionalen Achsen, der Drehgestellattrappen (DGA), der Wagenübergänge (ICG) und der Wirbelgeneratoren (WG) im normierten Modellkoordinatensystem sind in Abb. 7.2 gekennzeichnet. In diesem Zusammenhang sei auch noch einmal auf die Fotodokumentationen des ICE 3 in Abb. 4.5 und des GZM in Abb. 4.6 verwiesen.

7.2.1 Grenzschichtentwicklung am ICE3

Die Grenzschichtentwicklung am ICE 3 wurde anhand der Strömungsfelddaten aus den HSPIV-Messreihen #6-9 (s. Tab. 6.1) untersucht (Buhr und Ehrenfried, 2017). Um einen ersten, qualitativen Eindruck von der Grenzschichtentwicklung am ICE 3 zu bekommen, wurde die mittlere Grenzschichtströmung \bar{v}_x in der Referenzkonfiguration CLNo8 und den drei Konfigurationen mit Wirbelgeneratoren RGHV1-3 visualisiert. Dazu wurden die mittleren Grenzschichtprofile für alle Positionen ξ_m im Grenzschichtbereich $0 \leq \xi/l_{\text{mod}} \leq 1$ am Modell aneinander gereiht

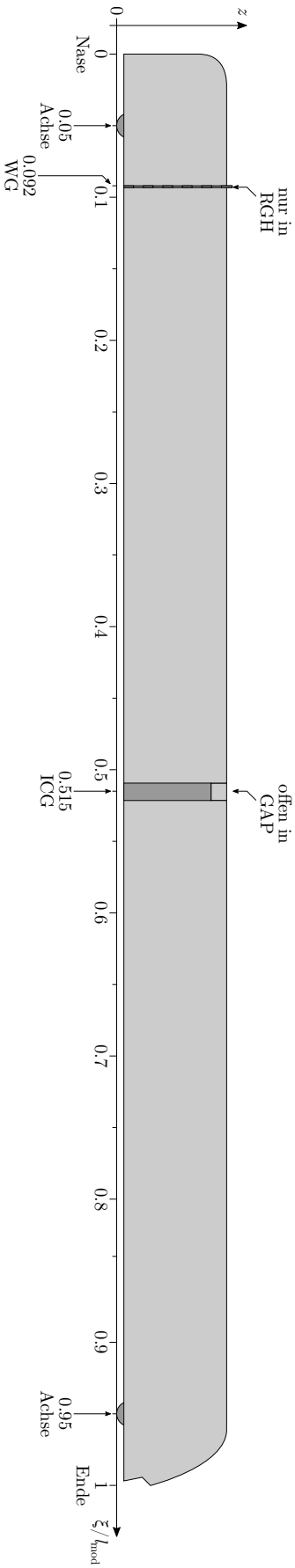
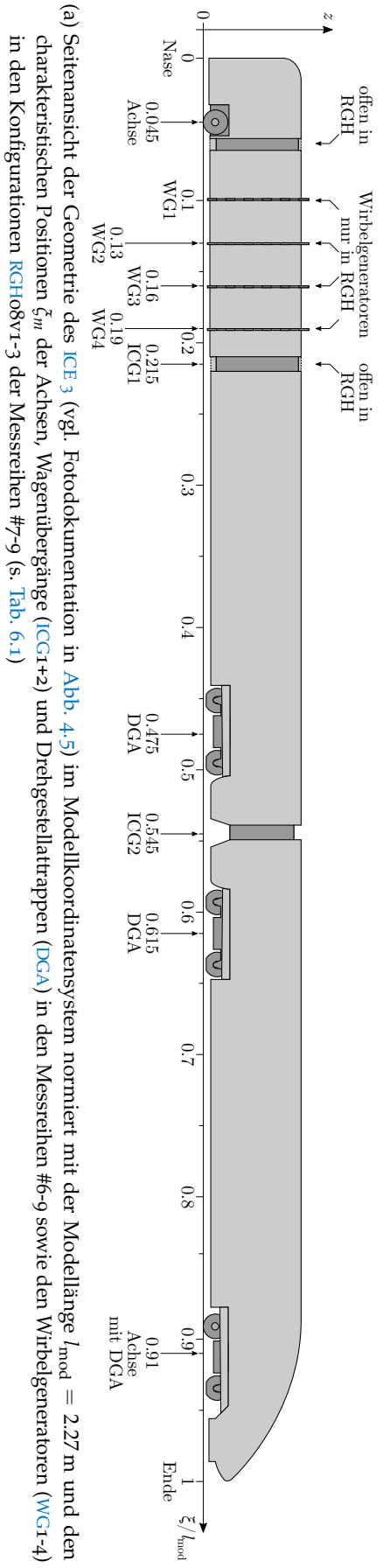


Abbildung 7.2: Skizzierte Modellkonturen des Intercity-Express 3 (ICE 3) und des generischen Zugmodells (GZM) im Modellkoordinatensystem normiert mit der Modelllänge l_{mod} und den charakteristischen Positionen ξ_m der funktionalen Achsen, Drehgestellattrappen (DGA), Wagenübergänge (ICG) und Wirbelgeneratoren (WG)

und in einer gemeinsamen Darstellung im Modellkoordinatensystem zusammengefasst. Wie in [Abschn. 7.1](#) beschrieben, wurde das mittlere Grenzschichtprofil \bar{v}_x an einer Position ξ_m nach [Gl. 6.5](#) durch Mittelung der Strömungsgeschwindigkeiten über alle $N_x = 118$ Positionen x_i im Auswertegitter und allen $N_r = 30$ Messfahrten bestimmt. Es ist zu beachten, dass die mittlere Geschwindigkeitskomponente \bar{v}_x in den folgenden Darstellungen im stationären Koordinatensystem des [HSPIV](#)-Messsystems bzw. der [TSG](#) gemessen wurde. Die Umrechnung der Strömungsgeschwindigkeit zwischen dem stationären und bewegten Bezugssystem ist in [Abschn. 5.2](#) beschrieben. Während in klassischen Windkanalexperimenten die Strömungskomponente v'_x bei der Umströmung eines stationären Modells im Modell-festen Bezugssystem betrachtet wird, ist im Folgenden die Strömungskomponente v_x im ortsfesten Bezugssystem aufgetragen, um die induzierten Geschwindigkeiten bei einer Vorbeifahrt an einem stationären Messsystem analog zu den spezifizierten Untersuchungsmethoden der [TSI](#) zu beschreiben.

[Abb. 7.3](#) zeigt die Visualisierung der mittleren Grenzschichtprofile bzw. der normierten Geschwindigkeitskomponente \bar{v}_x an den Positionen ξ_m im Modellkoordinatensystem für die vier Konfigurationen des [ICE 3](#). Die Unterschiede zwischen der Referenzkonfiguration [CLN](#) und den drei Varianten der Wirbelgeneratoren [RGHV1](#), [RGHV2](#) und [RGHV3](#) wurden in [Abschn. 4.2.4](#) detailliert beschrieben. Die Ausdehnung der Grenzschicht ist in Abhängigkeit von dem Wandabstand y^* zum Modell (s. [Abb. 6.10](#)) dargestellt. Das Farbschema deckt einen Bereich von $\bar{v}_x = -0.2$ (grün) über $\bar{v}_x = 0$ (weiß) bis $\bar{v}_x = 0.8$ (schwarz) ab. Zusätzlich ist in [Abb. 7.3](#) der [TSI](#)-Abstand $\Delta y = 0.12$ m als rote, gestrichelte Linie markiert. An den vier hervorgehobenen Positionen $\xi/l_{\text{mod}} = 0.02, 0.3, 0.6$ und 0.9 (schwarze, gestrichelte Linien) werden nachfolgend in [Abb. 7.5](#) und [Abb. 7.6](#) die mittleren Grenzschichtprofile zwischen den Messkonfigurationen verglichen.

In der Visualisierung der Grenzschicht in [Abb. 7.3](#) ist im Bereich des Modellkopfs $0 \leq \xi/l_{\text{mod}} < 0.1$ in allen Konfigurationen ein charakteristisches Gebiet mit $\bar{v}_x < 0$ (grün) zu erkennen. In diesem Rückströmungsgebiet ist die Strömung entgegen der Fahrtrichtung gerichtet. Kurz hinter der Modellnase ab etwa $\xi/l_{\text{mod}} \geq 0.05$ steigt die Strömungsgeschwindigkeit in der Grenzschicht deutlich an. Die Rauigkeiten der vorderen Achse am Modellträger bei $\xi/l_{\text{mod}} = 0.045$ und der scharfen Kanten im Unterbodenbereich (s. [Abb. 4.5](#)) führen zu einem signifikanten Anstieg der induzierten Strömungsgeschwindigkeit. Während sich der Bereich hoher Geschwindigkeiten (rot) bei der Referenzkonfiguration ([CLN](#)) auf die Länge des Kopfwagens bis ca. $\xi/l_{\text{mod}} \leq 0.215$ beschränkt, ist dieser Bereich bei den Konfigurationen mit Wirbelgeneratoren [RGH08v1-3](#) auf eine größere Länge am Modell ausgedehnt. Die erhöhten Geschwindigkeiten bei [CLN08](#) werden primär auf die hohe Luftverwirbelung an der Achse im Unterbodenbe-

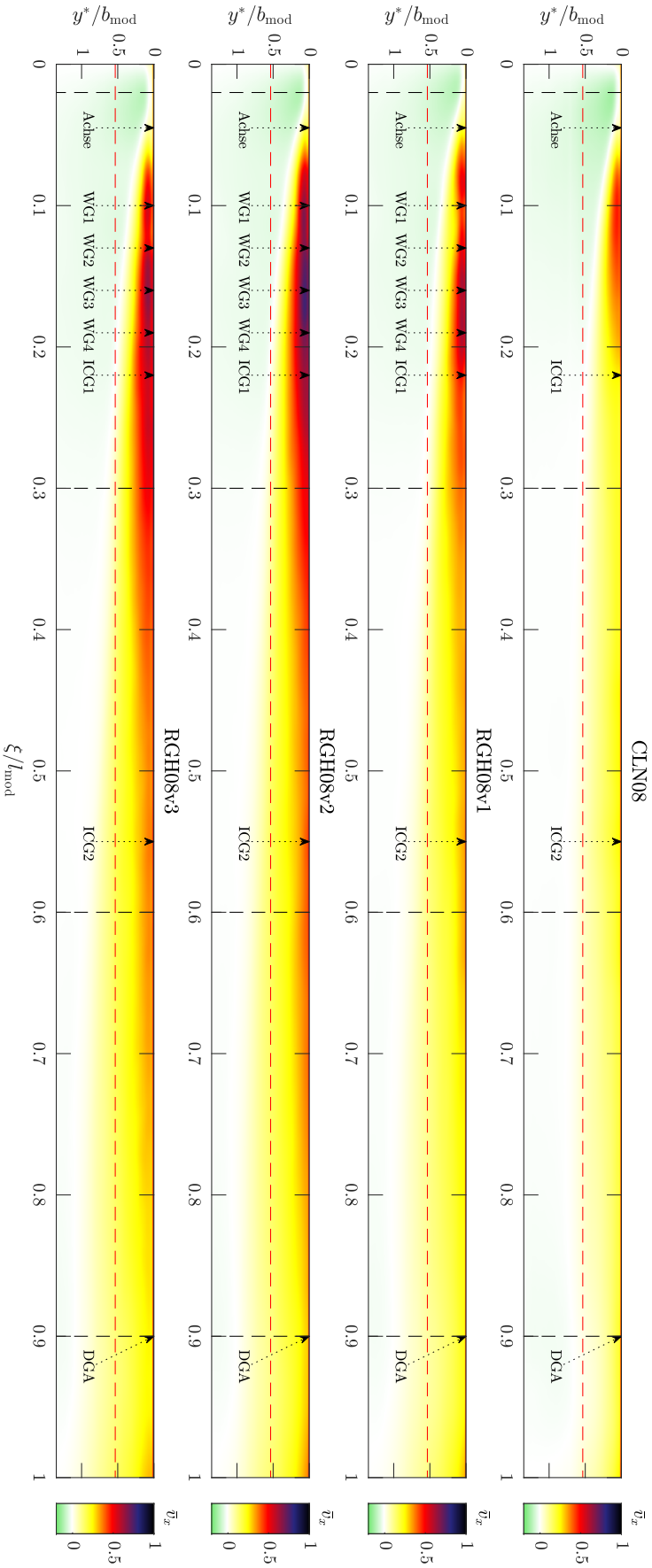


Abbildung 7.3: Visualisierung der mittleren, normierten Grenzschichtprofile \bar{t}_x über dem normierten Modellabstand y^*/b_{mod} im Grenzbereich $0 \leq \xi/h_{\text{nod}} \leq 1$ des normierten Modellkoordinatensystems auf der rechten Gleisseite (RGS) für die vier Konfigurationen CLN und RGH08v1-3 (Messreihen #6-9, s. Tab. 6.1) des ICE 3

reich zurückgeführt. Die Achse wirkt in der Zugaerodynamik wie eine zusätzliche Rauigkeit (Pii *et al.*, 2014; Wang *et al.*, 2018a). Da sich die Wirbelgeneratoren (WG1-4) in den Konfigurationen RGHo8v1-3 hinter der Modellachse in der zweiten Hälfte des Kopfwagens an den Positionen $\xi/l_{\text{mod}} \approx 0.1, 0.13, 0.16$ und 0.19 befinden, wurde der Bereich erhöhter Strömungsgeschwindigkeit über den Kopfwagen hinaus vergrößert und zusätzliche, turbulente Strukturen über eine größere Distanz am Modellkopf induziert. Hinter dem ersten Wagen ab $\xi/l_{\text{mod}} \geq 0.215$ nehmen die wandnahen Strömungsgeschwindigkeiten stetig ab. Dabei ist bei der Ausdehnung der Grenzschicht in y^* -Richtung keine Abnahme sondern eine weitere Zunahme der Grenzschichtdicke zu beobachten. Entlang des Mittelwagens $0.215 \leq \xi/l_{\text{mod}} \leq 0.545$ und Endwagens $0.545 \leq \xi/l_{\text{mod}} \leq 1$ deutet sich bis kurz vorm Modellheck ein weiterer Anstieg der Grenzschichtdicke an. Die hohen wandnahen Geschwindigkeiten nehmen weiter ab. Kurz vor dem Modellheck im Bereich $0.95 \leq \xi/l_{\text{mod}} \leq 1$ zeigt sich erneut ein Anstieg der wandnahen Geschwindigkeiten in allen Konfigurationen, der auf den rückwirkenden Effekt des Modellhecks bzw. der Heckwelle zurückgeführt wurde. Die visualisierten, mittleren Grenzschichtprofile \bar{v}_x der Messkonfigurationen RGHo8v2 und RGHo8v3 sind auf der betrachteten Messhöhe TOR8 sehr ähnlich. In den Visualisierungen von \bar{v}_x konnte keine Störung der Grenzschicht durch die Wagenübergänge an den Positionen $\xi/l_{\text{mod}} = 0.215$ (ICG1) und $\xi/l_{\text{mod}} = 0.545$ (ICG2) beobachtet werden.

Abb. 7.4 zeigt die Standardabweichung σ_{v_x} berechnet nach Gl. 6.6 zwischen den mittleren Grenzschichtprofilen \bar{v}_x an den Positionen ξ_m im Modellkoordinatensystem. Es ist zu beachten, dass die Farbskala der Schwankungen ein Intervall von $0 \leq \sigma_{v_x} \leq 0.4$ abdeckt. Im Bereich der Kopfwelle $0 \leq \xi/l_{\text{mod}} \leq 0.02$ sind die Schwankungen sehr gering und bestätigen die Annahme einer näherungsweise potentialtheoretischen Umströmung des Modellkopfs. Im Grenzschichtbereich entlang des Modells, insbesondere ab der Position der ersten Achse $\xi/l_{\text{mod}} \geq 0.045$, ist die Standardabweichung deutlich erhöht. Diese Beobachtung deutet auf eine turbulente, instationäre Strömung in der Grenzschicht hin und korrespondiert mit den Ergebnissen der numerischen Simulationen von Pii *et al.* (2014) und den Beobachtungen in Abschn. 6.2. Im Vergleich von CLNo8 und RGHo8v1-3 ist zu beobachten, dass die Wirbelgeneratoren (WG1-4) an den Positionen $\xi/l_{\text{mod}} \approx 0.1, 0.13, 0.16$ und 0.19 die turbulenten Bereiche in der Grenzschicht vergrößern. Die Schwankungen sind in den Konfigurationen mit Wirbelgeneratoren RGHV1-3 in einem längeren Bereich neben dem Modell erhöht. Zudem steigen die Standardabweichungen bei RGHV1-3 früher als bei CLNo8. Diese Beobachtung, deutet da auf einen rückwirkenden Effekt der Störung durch die Wirbelgeneratoren entgegen der Fahrtrichtung hin. Die hohen wandnahen Turbulenzen nehmen bei allen Konfigurationen entlang des Mittelwagens $0.215 \leq \xi/l_{\text{mod}} \leq 0.545$ ab. Im Bereich des Endwagens $\xi/l_{\text{mod}} \geq 0.545$ ist die Standardabweichung σ_{v_x} in x -

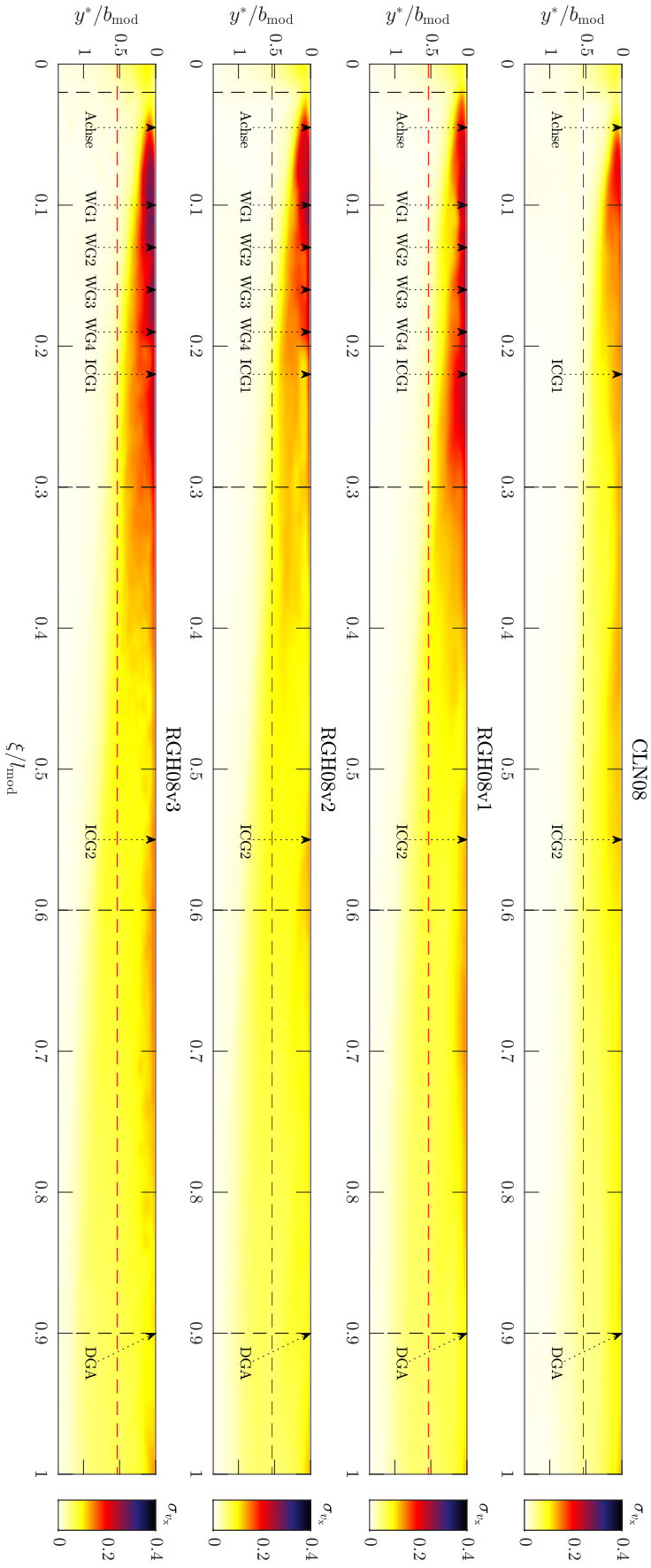


Abbildung 7.4: Visualisierung der Grenzschichtfluktuation anhand der Standardabweichung zwischen den Grenzschichtprofilen v_x über dem normierten Modellabstand y^*/b_{mod} im Grenzschichtbereich $0 \leq \xi/r_{\text{mod}} \leq 1$ des normierten Modellkoordinatensystems auf der rechten Gleisseite (RCS) für die vier Konfigurationen CLN und RGH08v1-3 (Messreihen #6-9, s. Tab. 6.1) des ICE 3

Richtung sehr gleichmäßig. Die Ausdehnung des Bereichs erhöhter Standardabweichung in y^* -Richtung ist bei [RGH08v1-3](#) im Vergleich zu [CLN08](#) entsprechend der beobachteten Grenzschichtaufweitung durch die Wirbelgeneratoren ebenfalls erhöht. Im Gegensatz zu der Darstellung der mittleren Strömungsgeschwindigkeit \bar{v}_x in [Abb. 7.3](#), deutet sich in der Darstellung der Standardabweichung ein Effekt der Wagenübergänge an den Positionen $\xi/l_{\text{mod}} = 0.215$ ([ICG1](#)) und $\xi/l_{\text{mod}} = 0.545$ ([ICG2](#)) an. Insbesondere im Bereich hinter dem zweiten Wagenübergang [ICG2](#) ist die Standardabweichung in Wandnähe erhöht.

Im qualitativen Vergleich der Messkonfigurationen in [Abb. 7.3](#) und [Abb. 7.4](#) konnte beobachtet werden, dass durch die Wirbelgeneratoren in den Messreihen [RGH08v1-3](#) die wandnahen Geschwindigkeiten in der Grenzschicht über die gesamte Modelllänge deutlich erhöht wurden. Insgesamt hat sich angedeutet, dass die Grenzschichtdicke in y^* -Richtung im Bereich des Modellhecks durch den Einsatz von Wirbelgeneratoren erhöht wurde. Die charakteristische Grenzschichtentwicklung und die komplexe Struktur innerhalb der Grenzschicht wird im Folgenden anhand eines Vergleichs der mittleren Grenzschichtprofile \bar{v}_x zwischen den Messkonfigurationen an den vier in [Abb. 7.3](#) markierten Positionen am Modell (schwarz, gestrichelte Linien) näher analysiert. [Abb. 7.5](#) zeigt die normierten, gemittelten Grenzschichtprofile \bar{v}_x in vier spezifischen Bereichen:

- $\xi/l_{\text{mod}} = 0.02$: Kopfbereich, vor der ersten Achse
- $\xi/l_{\text{mod}} = 0.3$: Anfang Mittelwagen, hinter den Wirbelgeneratoren
- $\xi/l_{\text{mod}} = 0.6$: Anfang Endwagen
- $\xi/l_{\text{mod}} = 0.9$: Endwagen, kurz vor dem Heckbereich

Der Grad der Turbulenz im Grenzschichtprofil bzw. die Grenzschichtfluktuation ist analog zu [Abb. 7.4](#) anhand der Standardabweichung σ_{v_x} in [Abb. 7.6](#) dargestellt. [Abb. 7.5a](#) zeigt deutlich die in [Abb. 7.3](#) beobachtete Rückströmung hinter der Kopfwelle in der \bar{v}_x im stationären Bezugssystem entgegen der Fahrtrichtung gerichtet ist. Das Geschwindigkeitsprofil ist für alle Konfigurationen ähnlich und entspricht einer potentialtheoretischen Umströmung im Kopfbereich. In der Standardabweichung in [Abb. 7.6a](#) zeigt sich, dass in diesem Bereich bei allen Messkonfigurationen ein signifikantes Maximum in Wandnähe auftritt, das in einer reinen Potentialströmung nicht zu erwarten wäre. Dieses Maximum tritt auch in der Referenzkonfiguration [CLN](#) auf. Daraus folgt, dass das Maximum in Wandnähe nicht auf den Einsatz von Wirbelgeneratoren zurückzuführen ist. Die Wirbelgeneratoren scheinen die erhöhte Dynamik in diesem Bereich nur weiter zu verstärken. Die erhöhte Standardabweichung könnte durch den stromaufwärts wirkenden Einfluss der ersten Achse bei

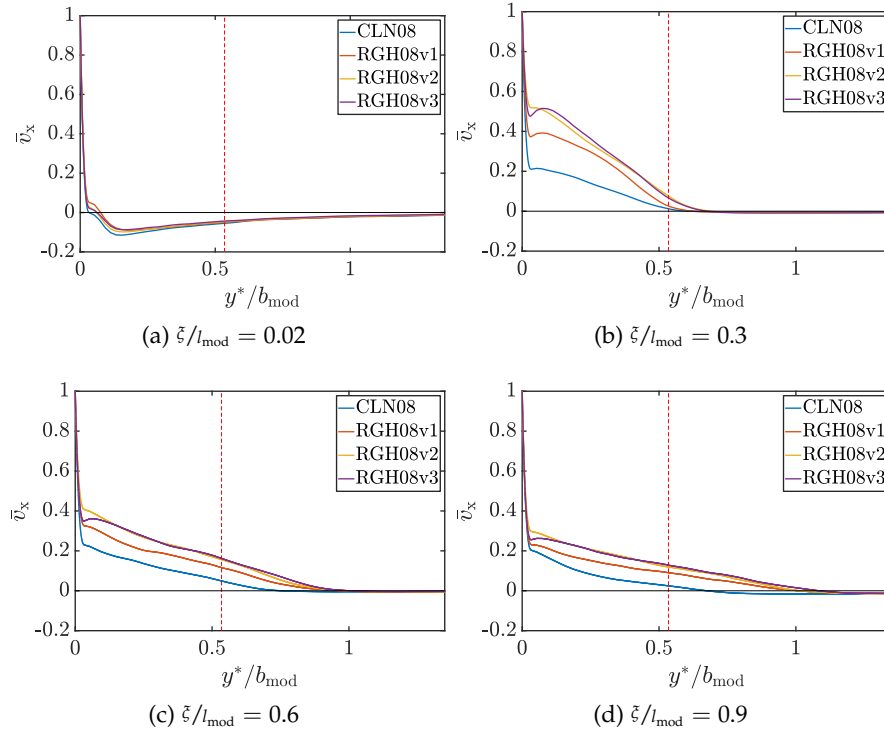


Abbildung 7.5: Vergleich der mittleren Grenzschichtprofile $\bar{v}_x(y^*)$ zwischen den Messkonfigurationen **CLN08** und **RGH08v1-3** exemplarisch an den Positionen $\xi/l_{\text{mod}} = 0.02$, $\xi/l_{\text{mod}} = 0.3$, $\xi/l_{\text{mod}} = 0.6$ und $\xi/l_{\text{mod}} = 0.9$ im Modellkoordinatensystem

$\xi/l_{\text{mod}} = 0.045$ hervorgerufen werden. **Abb. 7.5b** zeigt die Grenzschichtprofile an der Position $\xi/l_{\text{mod}} = 0.3$ hinter dem Kopfwagen und der Wirbelgeneratorpositionen. Die mittlere Strömungsgeschwindigkeit \bar{v}_x wurde im wandnahen Bereich entspricht der Größe der Wirbelgeneratoren **RGH08v1-3** gegenüber **CLN08** deutlich verstärkt. Wie bereits bei dem Vergleich der Strömungsgeschwindigkeit an der **TSI**-Position in **Abb. 7.7** beobachtet, ist der Effekt von **RGH08v1** aufgrund der kleineren Rauigkeit im Bereich der Messhöhe **TOR8** kleiner als bei **RGH08v2-3**. Die Ausdehnung der Grenzschicht erreicht für alle Konfigurationen knapp den **TSI**-Abstand (rote, gestrichelte Linie). **Abb. 7.6b** zeigt, dass die Standardabweichung teilweise in einem größeren Abstand zur Modellwand deutlich erhöht ist. Die Grenzschichtprofile im Bereich des Endwagens in **Abb. 7.5c** und **Abb. 7.5d** zeigen eine Abflachung und Ausbreitung des Grenzschichtprofils. Während die Abflachung bei der Referenzkonfiguration **CLN08** relativ gering ist, sinken die wandnahen Geschwindigkeiten von **RGH08v1-3** deutlich ab. Für $y^*/b_{\text{mod}} > 0.25$ ist der Gradient in den Grenzschichtprofilen bei allen Messkonfigurationen sehr ähnlich. Die Beobachten haben gezeigt, dass mit kleinen Rauigkeiten an der Modellkontur zunächst starke, turbulente Strukturen in die wandnahe Grenzschicht eingebracht wurden, die sich entlang des Modells gleichmäßig auf das gesamte Grenzschichtprofil

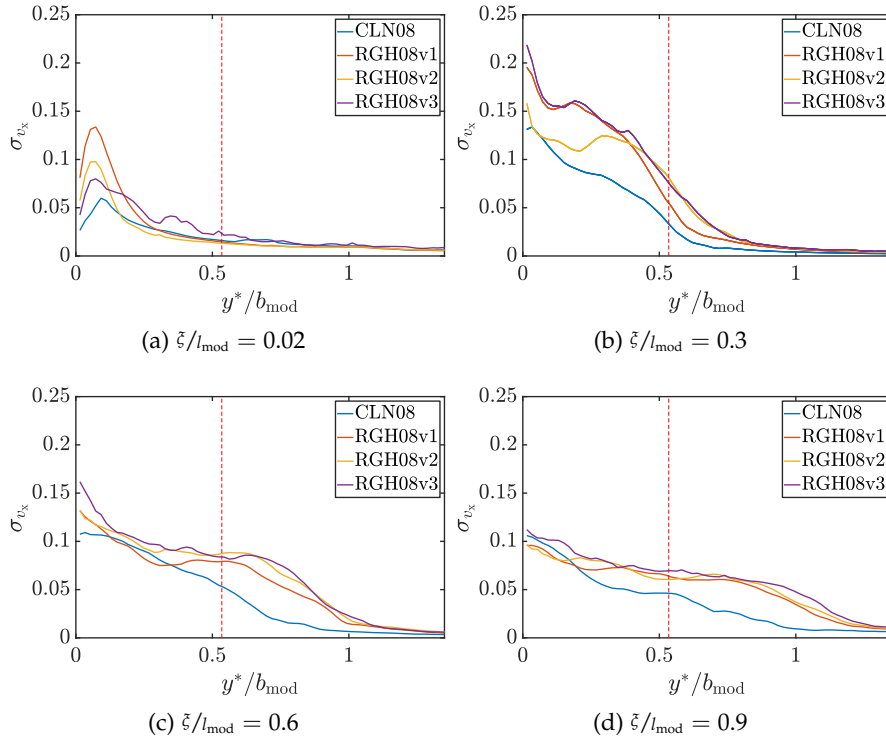


Abbildung 7.6: Fluktuationen in der Grenzschicht anhand der Standardabweichung σ_{v_x} exemplarisch an den Positionen $\xi/l_{mod} = 0.02$, $\xi/l_{mod} = 0.3$, $\xi/l_{mod} = 0.6$ und $\xi/l_{mod} = 0.9$ im Modellkoordinatensystem

auswirken. Die Standardabweichung in [Abb. 7.6c](#) und [Abb. 7.6d](#) bestätigt dieses Ergebnis, da die Verläufe im wandnahen Bereich $\xi/l_{mod} = 0.6$ und 0.9 für alle Messkonfigurationen sehr ähnlich sind. Die Standardabweichung ist bei [RGH08v1-3](#) in größeren Abständen y^* höher als bei [CLN08](#), da die Grenzschicht und damit der beeinflusste Bereich neben dem Modell aufgeweitet ist. Die Ähnlichkeit zwischen den Grenzschichtprofilen von [RGH08v2](#) und [RGH08v3](#) bekräftigt die Hypothese, dass sich die Größe der Rauigkeiten in der oberen Hälfte des Modells nicht auf die Geschwindigkeiten in der bodennahen, longitudinalen Wirbelstraße auswirkt. Die wesentlich ausgeprägtere, bodennahe Rauigkeit von [RGH08v2-3](#) gegenüber [RGH08v1](#) hat einen deutlich größeren Effekt, als der Unterschied zwischen den Rauigkeiten von [RGH08v2](#) und [RGH08v3](#) im oberen Teil des Modells. Die Änderung der mittleren Grenzschichtprofile zwischen den vier exemplarischen Positionen entlang des Modells deutet an, dass die Strömungsgeschwindigkeit im Wandabstand $0 \leq y^*/b_{mod} \leq 0.2$ entlang des Kopfwagens zunächst stark ansteigt (vgl. [Abb. 7.5a](#) und [Abb. 7.5b](#)) und anschließend entlang des Mittel- und Endwagens wieder geringer wird (vgl. [Abb. 7.5c](#) und [Abb. 7.5d](#)). Im Vergleich dazu steigt die Strömungsgeschwindigkeit im Wandabstand $y^*/b_{mod} > 0.2$ über die gesamte Modelllänge stetig an. Diese Ergebnisse stimmen gut mit den qualitativen Beobachtungen

aus den Visualisierungen in [Abb. 7.3](#) überein. Um die Entwicklung der Strömungsgeschwindigkeit entlang des Modells besser darzustellen, wird im Folgenden die mittlere Strömungskomponente \bar{v}_x in einem festen Wandabstand y^* betrachtet. [Abb. 7.7](#) zeigt die nach [Gl. 6.5](#) gemittelten, normierten Strömungskomponente \bar{v}_x im TSI-Abstand $y = -0.12$ m auf Messhöhe TOR8 für die vier Konfigurationen des ICE 3 (Messreihen #6-9, s. [Tab. 6.1](#)). Die erste gestrichelte Linie markiert die Modellnase bei $\xi/l_{\text{mod}} = 0$ im Modellkoordinatensystem. Die zweite gestrichelte Linie markiert das hintere Ende des Zugmodells bei $\xi/l_{\text{mod}} = 1$.

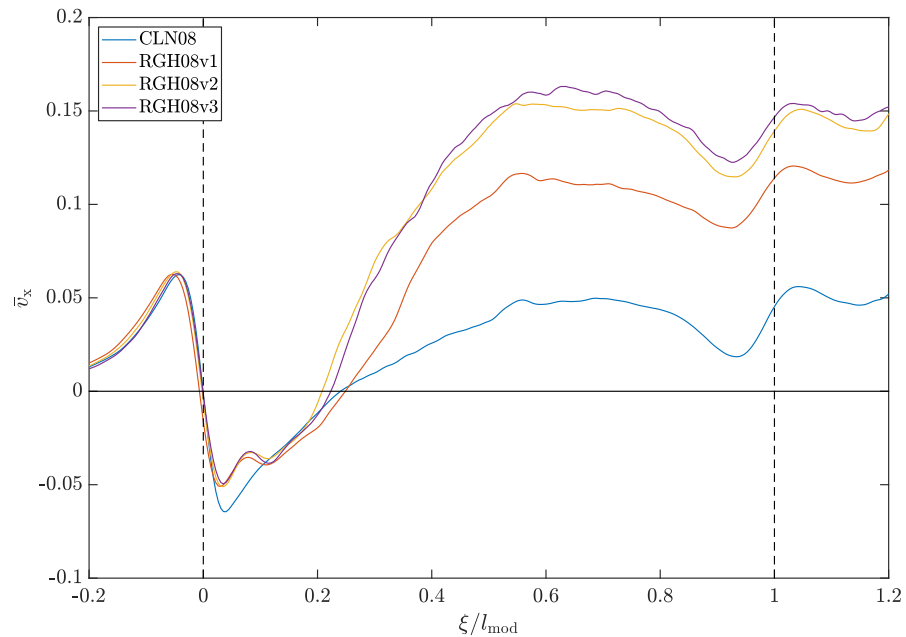


Abbildung 7.7: Gemittelte, normierte Strömungsgeschwindigkeit \bar{v}_x der Konfigurationen CLN08 (Messreihe #6) und RGH08 für verschiedene Rauigkeiten v1-3 (Messreihen #7-9) des ICE 3 im Grenzschichtbereich $0 \leq \xi/l_{\text{mod}} \leq 1$ gemessen im TSI-Referenzabstand $y_{\text{ref}} = 0.12$ m zum Gleis

Wie erwartet, ist die Kopfwelle in allen Konfigurationen sehr ähnlich. Die gute Übereinstimmung entspricht der potentialtheoretischen Annahme für die Umströmung des generischen Modellkopfs. Die Beobachtungen in [Abb. 7.7](#) zeigen, dass die Strömungsgeschwindigkeit in der ersten Modellhälfte hinter der Kopfwelle $0.2 < \xi/l_{\text{mod}} < 0.5$ für RGH08v1-3 durch die Wirbelgeneratoren im Vergleich zu der Referenzkonfiguration CLN08 deutlich erhöht ist. RGH08v2 und RGH08v3 zeigen einen noch größeren, aber ähnlichen Einfluss auf \bar{v}_x . In der zweiten Hälfte des Modells $0.5 < \xi/l_{\text{mod}} < 1$ ist die Entwicklung der Strömungsgeschwindigkeit an der TSI-Position für alle Konfigurationen sehr ähnlich. Dabei ist der Verlauf von \bar{v}_x durch die Wirbelgeneratoren deutlich erhöht und für RGH08v2-3 signifikant höher als für RGH08v1. Die Ähnlichkeit der Kurven von RGHv2 und RGHv3 zeigt, dass der

Effekt der größeren Rauigkeit im seitlichen und oberen Bereich der Wirbelgeneratoren auf die Strömungsgeschwindigkeit in der Messhöhe TOR8 wesentlich geringer ist, als der geometrische Unterschied der Rauigkeiten zwischen RGHV1 und RGHV2. Wie in Abschn. 4.2.4 beschrieben, ist die Rauigkeit von RGHV1 aufgrund der Aussparung in der Rechteckform deutlich kleiner als bei RGHV2 und RGHV3, während die Form der Rauigkeit bei RGHV2 und RGHV3 in Bodennähe identisch ist (s. Abb. 4.7b). In der zweiten Hälfte des Modells ist der Verlauf von \bar{v}_x für alle Messkonfigurationen sehr ähnlich. Dies ist ein erster Hinweis auf die Stabilisierung in der Grenzschichtentwicklung am Modell. Quantitativ betrachtet wurde die mittlere Strömungsgeschwindigkeit \bar{v}_x im TSI-Abstand $\Delta y = 0.12\text{ m}$ an der Position $\xi/l_{\text{mod}} = 0.9$ (vgl. Abb. 7.5d) durch die Wirbelgeneratoren in der Konfiguration RGHo8v1 um das 3.6fache, in RGHo8v2 um das 4.8fache für und in RGHo8v3 um das 5.2fache verstärkt. Mit diesen Ergebnissen konnte zwar der Einfluss von Wirbelgeneratoren auf die Grenzschicht an einer spezifischen Position nahe des Modellhecks gezeigt werden, allerdings repräsentiert dieses Ergebnis nur die Wirkung auf die Grenzschichtströmung in einem festen Abstand zur Wand. Um das vollständige Grenzschichtprofil in die quantitative Analyse einzubeziehen wurden die Grenzschichtparameter, das heißt die Grenzschichtdicke δ_{99} , Verdrängungsdicke δ_1 , Impulsverlustdicke δ_2 und der Formfaktor H_{12} , mit den Methoden aus Abschn. 5.2 berechnet.

Die Entwicklung der Grenzschichtparameter entlang des ICE 3 ist in Abb. 7.8 dargestellt. Für die Bestimmung von δ_{99} und die integralen Berechnungsmethoden von δ_1 und δ_2 wurde weiterhin die normierte Geschwindigkeitskomponente v_x verwendet. Die Transformation von v_x zwischen dem bewegten und stationären Koordinatensystem wurde nach Gl. 5.20 durchgeführt. Die Grenzschichtparameter δ_{99} , δ_1 und δ_2 wurden mit der Modellbreite b_{mod} normiert, um die Größe der Grenzschichtparameter analog zu dem Verhältnis $\delta_{\text{mod}}/b_{\text{mod}}$ in Abschn. 4.1.2 relativ zur Modellwagenbreite zu beschreiben. Abb. 7.8a zeigt die Entwicklung von δ_{99} entlang des Modells an den Positionen ξ_m im Modellkoordinatensystem für die vier Konfigurationen des ICE 3 im Vergleich. δ_{99} wurde durch die erste Gitterposition in y^* bestimmt, bei der für die Strömungsgeschwindigkeit $v_x < 0.01$ gilt. Diese Methode führt zu diskreten Werten für δ_{99} , bedingt durch die räumliche Auflösung des interpolierten Auswerterrasters. In Abb. 7.5 wurde bereits beobachtet, dass der Gradient im Grenzschichtprofil mit größerem Abstand zur Modellwand sehr klein wird. Daraus folgt, dass der Wandabstand y^* , bei dem die mittlere Strömungsgeschwindigkeit \bar{v}_x das Kriterium für δ_{99} nach Gl. 5.22 erreicht, empfindlich gegenüber Störungen in der gemessenen Strömungsgeschwindigkeit ist. Dies führt zu einer größeren Unsicherheit bei der Bestimmung von δ_{99} im Vergleich zu den robusteren, integralen Berechnungsmethoden von δ_1 nach Gl. 5.23 bzw. δ_2 nach Gl. 5.24. Der Vergleich von δ_{99} zwischen CLNo8 und RGHo8v1-3

zeigt, dass die Grenzschichtdicke hinter dem Kopfwagen bzw. nach dem ersten Wagenübergang $\xi/l_{\text{mod}} > 0.215$ (vgl. Abb. 7.2a) und insbesondere im Bereich des Endwagens $0.545 \leq \xi/l_{\text{mod}} \leq 1$ durch die Wirbelgeneratoren deutlich vergrößert wurde. Allerdings zeigen alle Wirbelgeneratorkonfigurationen **RGH08v1-3** eine ähnliche Aufweitung der Grenzschicht. Der Vergleich der Grenzschichtprofile in Abb. 7.5d hat gezeigt, dass zwar der Grenzschichtbereich für **RGH08v1-3** ähnlich groß ist, aber die Geschwindigkeiten in der Grenzschicht deutlich voneinander abweichen. Dieses Verhalten kann durch das δ_{99} -Kriterium nicht erfasst werden.

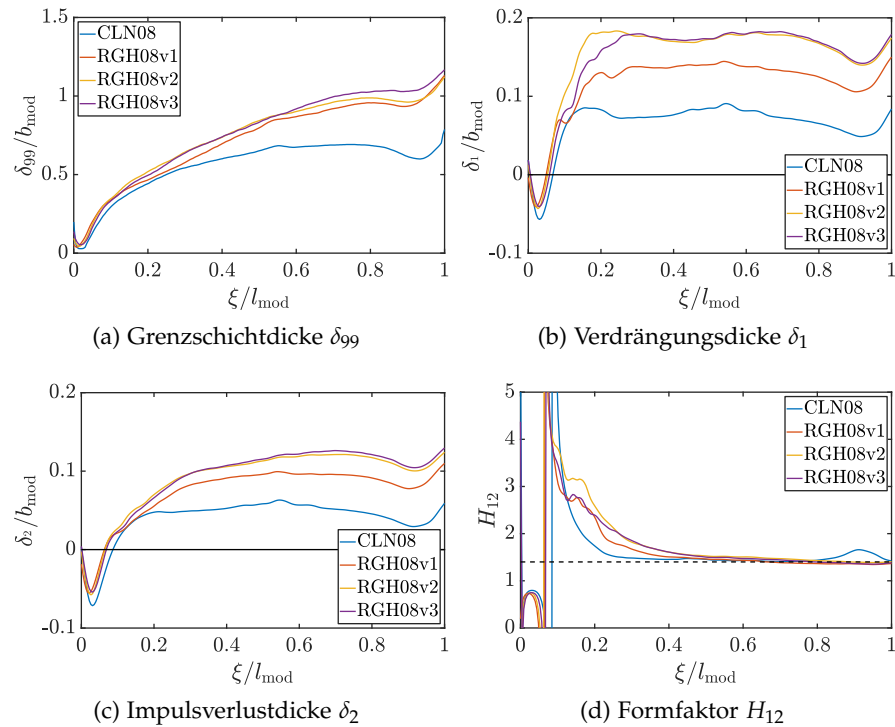


Abbildung 7.8: Entwicklung der Grenzschichtdicke δ_{99} , Verdrängungsdicke δ_1 , Impulsverlustdicke δ_2 und des Formfaktors H_{12} entlang des ICE 3

Aus diesem Grund wurde für die weiteren Analysen die Verdrängungsdicke δ_1 nach Gl. 5.23 bestimmt. Die Integrationsgrenzen sind durch die Größe des analysierten Messbereichs vorgegeben und beginnen an der Modellwand $y^* = 0$ mm bis zum gleich-entferntesten Gitterpunkt im Messbereich (vgl. Tab. 6.1). Abb. 7.8b zeigt die Entwicklung der Verdrängungsdicke δ_1 entlang des Modells an den Positionen ξ_m im Modellkoordinatensystem für die vier Konfigurationen des ICE 3. Es ist zu beachten, dass aufgrund der Rückströmung in der Kopfswelle im Bereich $\xi/l_{\text{mod}} = 0.02$ eine Interpretation der Verdrängungsdicke nicht sinnvoll ist. Die Berechnung von δ_1 wurde zu Darstellungszwecken trotzdem über die gesamte Modelllänge durchgeführt. Im Folgenden liegt der Fokus auf der Entwicklung der Grenzschichtpa-

parameter entlang des mittleren und insbesondere dem letzten Wagen. Dazu wird der Modellbereich $\xi/l_{\text{mod}} \geq 0.215$ nach dem ersten Wagenübergang ICG_1 (s. Abb. 7.2a) betrachtet. Der Vergleich zwischen $\text{CLN}08$ und $\text{RGH}08v1-3$ in Abb. 7.8b zeigt, dass durch die Wirbelgeneratoren eine signifikante Erhöhung der Verdrängungsdicke δ_1 erreicht wurde. Der Verlauf von δ_1 ist bei $\text{RGH}08v1$ niedriger als bei $\text{RGH}08v2-3$, da die Rauigkeiten der Wirbelgeneratoren auf der Messhöhe $\text{TOR}8$ in der Konfiguration $\text{RGH}08v1$ signifikant kleiner sind als bei $\text{RGH}08v2-3$ (s. Abb. 4.7). Der Unterschied von δ_1 zwischen $\text{RGH}08v2$ und $\text{RGH}08v3$ ist minimal und bestätigt die Annahme, dass sich die Größe der Rauigkeit auf einer höheren Position am Modell im Grenzschichtbereich nicht signifikant auf die bodennahe Messhöhe $\text{TOR}8$ auswirkt. Die Entwicklung von δ_1 entlang des Modells ist für alle Messkonfigurationen sehr ähnlich. Daraus folgt, dass sich die Grenzschichtprofile entlang des Mittel- und Endwagens, trotz der künstlichen Störung der Wirbelgeneratoren in den Konfigurationen RGH , nicht anders entwickeln. Eine weitere, interessante Beobachtung ist, dass δ_1 an der Position des Wagenübergangs ICG_2 (s. Abb. 7.2a) bei $\xi/l_{\text{mod}} \approx 0.545$ in allen Konfigurationen ein lokales Maximum erreicht und entlang des Endwagens abnimmt. Dieser Effekt ist in der Referenzkonfiguration CLN ohne Wirbelgeneratoren am stärksten ausgeprägt. Es wird vermutet, dass das Maximum von δ_1 in diesem Bereich auf die zusätzlichen Rauigkeiten des Wagenübergangs und der Drehgestellatrappen (DGA , s. Abb. 7.2a) zurückzuführen ist. Diese Rauigkeiten erzeugen eine höhere Turbulenz in der Grenzschicht, die zu einer Verwirbelung bzw. Durchmischung der Grenzschicht führen könnte. Dabei ist es interessant, dass der Einfluss des Wagenübergangs ICG_2 in der Visualisierung in Abb. 7.3 nicht beobachtet werden konnte. In der Darstellung der Grenzschichtdicke δ_{99} in Abb. 7.8b oder der Impulsverlustdicke in Abb. 7.8c ist an der Position des Wagenübergangs ICG_2 nur ein schwächeres Maximum in den Konfigurationen $\text{CLN}08$ und $\text{RGH}08v1$ zu beobachten.

Der quantitative Effekt der Wirbelgeneratoren auf die Verdrängungsdicke δ_1 wurde an der Position $\xi/l_{\text{mod}} = 0.8$ am Modell bestimmt, da sich diese Messposition noch vor der hinteren Achse bzw. Drehgestellattrappe befindet (s. Abb. 7.2a). Zudem wird an dieser Modellposition ein geringerer Einfluss der Heckumströmung vermutet als an der Position $\xi/l_{\text{mod}} = 0.9$ aus dem Vergleich der Grenzschichtprofile in Abb. 7.5d. Quantitativ betrachtet, wurde die Verdrängungsdicke δ_1 an der Position $\xi/l_{\text{mod}} = 0.8$ in der Konfiguration $\text{RGH}08v1$ um 91 %, in $\text{RGH}08v2$ um 156 % und in $\text{RGH}08v3$ um 159 % erhöht. Die unterschiedliche Erhöhung der Verdrängungsdicke δ_1 zeigt, dass der Effekt der Wirbelgeneratoren auf die Grenzschicht durch die Größe, Position und Form der Rauigkeiten variiert werden kann. Bei $\xi/l_{\text{mod}} \approx 0.9$ tritt in allen Messkonfigurationen ein lokales Minimum in den Verdrängungsdicken auf. Anschließend steigt δ_1 im Bereich $0.9 < \xi/l_{\text{mod}} \leq 1$

in allen Konfigurationen stark an. Diese Entwicklung im Bereich des Modellhecks wurde auf den Einfluss der Heckumströmung zurückgeführt, der sich bereits neben dem Modell stromaufwärts abzeichnet. Ein vergleichbarer Effekt wurde anhand der gemessenen Strömungsgeschwindigkeit in den Studien von Sterling *et al.* (2008), Baker *et al.* (2013b) und Baker (2014a) im Modell und 1:1-Maßstab beobachtet. Analog zu der Verdrängungsdicke δ_1 wurde die Impulsverlustdicke δ_2 nach Gl. 5.24 berechnet und in Abb. 7.8c dargestellt. Der Vergleich der Modellkonfigurationen zeigt, dass sich die Wirbelgeneratoren auf die Impulsverlustdicke δ_2 zeigt qualitativ ähnlich auswirken wie auf die Verdrängungsdicke δ_1 . Quantitativ betrachtet, wurde die Impulsverlustdicke δ_2 an der Position $\xi/l_{\text{mod}} = 0.8$ in der Konfiguration RGHo8v1 um 100 %, in RGHo8v2 um 157 % und in RGHo8v3 um 165 % erhöht. Ein großer Vorteil der separaten Betrachtung von δ_1 und δ_2 ist die Möglichkeit den Formfaktor H_{12} nach Gl. 5.25 zu bestimmen. In der Literatur wird H_{12} verwendet, um die Form einer Grenzschicht auf Basis der Grenzschichtprofile zu beschreiben. Im Folgenden wird anhand der Entwicklung des Formfaktors untersucht, ob sich die Grenzschicht in der Referenzkonfiguration und insbesondere in den Konfigurationen mit Wirbelgeneratoren entlang des Modells stabilisiert (TZ1, s. Abschn. 3.1). In der separaten Betrachtung sind δ_1 und δ_2 immer abhängig von der Lauflänge am Modell. Im Gegensatz dazu, kann der Formfaktor unabhängig von der Lauflänge der Grenzschicht interpretiert werden. Nimmt der Formfaktor im Verlauf der Grenzschichtentwicklung einen konstanten Wert an, so ist kein Druckgradient mehr vorhanden und die Form der Grenzschichtprofile ändert sich nicht mehr.

Abb. 7.8d zeigt die Entwicklung des Formfaktors H_{12} entlang des Modells an den Positionen ξ_m im Modellkoordinatensystem für die vier ICE 3-Konfigurationen im Vergleich. Durch die Nullstellen in δ_1 und δ_2 im Bereich der Kopfwelle (s. Abb. 7.8b und Abb. 7.8c) entstehen Polstellen im Formfaktor H_{12} . Wie oben erwähnt, ist eine Interpretation der Grenzschichtparameter in dem Bereich der Kopfwelle nicht sinnvoll. Im Bereich der Wirbelgeneratoren $0.1 \leq \xi/l_{\text{mod}} \leq 0.19$ ist H_{12} in den Konfigurationen RGHo8v1-3 im Vergleich zu der Referenzkonfiguration (CLN) durch die zusätzlich induzierten, turbulenten Strukturen in der Grenzschicht deutlich gestört. Aber schon nach dem ersten Wagenübergang ICG1 ab $\xi/l_{\text{mod}} > 0.215$ nimmt H_{12} einen asymptotischen Verlauf entlang des Mittelwagens an. Dabei erreicht der Formfaktor für RGHo8v1-3 etwas später einen konstanten Wert als für CLNo8. Spätestens ab dem zweiten Wagenübergang ICG2 bei $\xi/l_{\text{mod}} = 0.545$ kann der Formfaktor H_{12} in allen Konfigurationen als konstant angesehen werden. In der Konfiguration CLNo8 ist nahe des Modellhecks im Bereich $0.8 < \xi/l_{\text{mod}} < 1$ ein lokales Maximum zu beobachten. Es wird vermutet, dass aufgrund der relativ dünnen Grenzschicht in der Referenzkonfiguration (CLN) im Vergleich zu RGHo8v1-3 und der

Sensibilität des Quotienten aus δ_1 und δ_2 gegenüber kleiner Werte die Rauigkeit der hinteren Achse bzw. der Drehgestellatrappe (DGA, s. Abb. 7.2a) einen stärkeren Einfluss auf den Formfaktor hat. Der genaue Grund für dieses Maximum konnte an dieser Stelle nicht geklärt werden. Aus dem asymptotischen Verhalten des Formfaktors lässt sich schlussfolgern, dass sich die Form der Grenzschichtprofile ab dem zweiten Wagenübergang nicht mehr signifikant ändern. In anderen Worten hat die Grenzschicht eine stabile Form eingenommen bzw. hat sich stabilisiert. Daraus folgt, dass die Lauflänge der Grenzschicht am Modell ausreichend ist, damit sich das Grenzschichtprofil hinter der Kopfwelle und der zusätzlichen Störung durch die Wirbelgeneratoren entlang des Mittelwagen- und Endwagens wieder stabilisiert. Des Weiteren ist es sehr interessant, dass der Formfaktor in allen Messkonfigurationen einen ähnlichen, konstanten Wert annimmt. Dieser Wert liegt erstaunlich nah an dem Literaturwert für den Formfaktor in der turbulenten Strömung über einer ebenen Platte nach Weyburne (2014) von $H_{12} \approx 1.4$. Die quantitativen Ergebnisse der Grenzschichtanalyse am ICE 3 sind in Tab. 7.1 zusammen mit den nachfolgend beschriebenen Ergebnissen der Grenzschichtanalyse am GZM dargestellt, um die Grenzschichtparameter beider Modellgeometrien direkt miteinander vergleichen zu können.

7.2.2 Grenzschichtentwicklung am GZM

Die Grenzschichtanalyse am GZM wurde durchgeführt, um die Beobachtungen und Ergebnisse für die Grenzschicht an der ICE 3-Geometrie mit der Grenzschichtentwicklung an einer simpleren, generischen Modellgeometrie zu vergleichen. Wie in Abschn. 4.2.3 beschrieben, besitzt das GZM ebene Seitenwände, keinen Wagenübergang in der Grundkonfiguration und minimale Rauigkeiten im Unterbodenbereich, um eine möglichst ungestörte Grenzschichtenwicklung entlang des Modells beobachten zu können. Die skizzierte Kontur der Modellgeometrie des GZM mit den charakteristischen Positionen ξ_m im Modellkoordinatensystem ist in Abb. 7.2b dargestellt. Analog zu Abschn. 7.2.1 wurde die Entwicklung der Grenzschicht anhand der Grenzschichtprofile entlang des Modells zunächst qualitativ untersucht und visualisiert. Entsprechend der bisherigen Analysen wurden die normierten, mittleren Grenzschichtprofile anhand der Geschwindigkeitskomponente v_x extrahiert und der wandnahe Bereich gemäß der Haftbedingung an der Modellwand interpoliert (siehe Abschn. 7.1). In der Konfiguration RGHo8 wurde die Grenzschichtbeeinflussung unter Verwendung eines Wirbelgeneratorelements mit der Referenzkonfiguration CLNo8 verglichen. Zusätzlich wurde in der Konfiguration GAPO8 der Effekt eines Wagenübergangs zwischen Mittel- und Endwagen an der Position $\xi/l_{\text{mod}} = 0.515$ ähnlich der Geometrie des ICE 3 betrachtet. Zusätzlich zu der TSI-Messhöhe TOR8 wurden Messreihen

auf den Messhöhen TOR28/48/68 mit der Referenzgeometrie CLN durchgeführt, um die 3D-Struktur der Grenzschicht zu untersuchen und die Grenzschichtentwicklung auf mittlerer Modellhöhe mit der turbulenten Strömung über einer ebenen Platte vergleichen zu können. In der zweiten Messreihe CLN68Z auf Messhöhe TOR68 wurde der HSPIV-Messaufbau modifiziert, um in einem kleineren Messbereich im Grenzschichtbereich des Modells eine Verdopplung der räumliche Auflösung zu erreichen (siehe Abmessungen Tab. 6.1). Dazu wurde ein $f/2,0$, 100 mm Zeiss Objektiv verwendet und die Höhe der Kamera über der Messebene angepasst. Mit diesem Messaufbau wurde der wandnahe Bereich in der Grenzschicht feiner aufgelöst, um aus dem Vergleich von CLN68 und CLN68Z den Einfluss der räumlichen Auflösung des HSPIV-Messsystems auf die Ergebnisse der Grenzschichtanalyse zu untersuchen.

Abb. 7.9 zeigt die Visualisierung der mittleren Grenzschichtprofile \bar{v}_x im Grenzschichtbereich $0 \leq \xi/l_{\text{mod}} \leq 1$ für die Messreihen #10-16 am GZM (s. Tab. 6.1). Das Farbschema deckt einen Bereich von $\bar{v}_x = -0.1$ (grün) über $\bar{v}_x = 0$ (weiß) bis 0.5 (schwarz) ab und repräsentiert die Stärke der Strömungsgeschwindigkeit sowie die Richtung der Strömung in x innerhalb der Grenzschicht. Werte für $\bar{v}_x > 0.5$ treten nur im interpolierten, wandnahen Bereich auf und sind als dünne, schwarze Linie bei $y^*/b_{\text{mod}} \approx 0$ zu erkennen. Der qualitative Vergleich zwischen den mittleren Grenzschichtprofilen \bar{v}_x der Referenzkonfiguration (CLN) und der Konfiguration RGHo8 mit einem Wirbelgenerator (WG) an der Position $\xi/l_{\text{mod}} = 0.092$ (s. Abb. 7.2b) zeigt eine Erhöhung der wandnahen Strömungsgeschwindigkeiten durch den Wirbelgenerator. Das Wirbelgeneratorelement verursacht durch die Induktion kleiner, turbulenter Strukturen eine deutliche Störung in der Grenzschicht. Des Weiteren ist in dem Vergleich von CLNo8 und der Konfiguration GAPo8 mit einem Wagenübergang (ICG) an der Position $\xi/l_{\text{mod}} = 0.515$ keine signifikanten Unterschiede. Die qualitativen Beobachtungen aus dem Vergleich der Konfigurationen auf Messhöhe TOR8 stimmen gut mit den Beobachtungen am ICE 3 in Abb. 7.3 überein. Bei beiden Modellgeometrien wurde eine effektive Beeinflussung der Grenzschichtentwicklung durch den Wirbelgenerator beobachtet. Die Visualisierungen auf den höheren Messebenen TOR28/48/68 zeigen, dass die Grenzschichtdicke und die mittlere Strömungsgeschwindigkeit im Grenzschichtprofil \bar{v}_x deutlich kleiner ist als auf Messhöhe TOR8. Im Vergleich der Messhöhen deutet sich an, dass die Grenzschichtdicke auf CLN28 zwar größer ist als auf den höheren Ebenen CLN48/68, aber die Geschwindigkeiten im wandnahen Bereich niedriger. Dieser Vergleich deutet auf ein Minimum in der effektiven Grenzschichtströmung auf TOR28 im wandnahen Abstand hin. Dies ist ein erster Hinweis auf eine charakteristische, dreidimensionale Struktur in der Grenzschicht. Diese 3D-Struktur wird in der nachfolgenden Analyse der Grenzschichtprofile und ins-

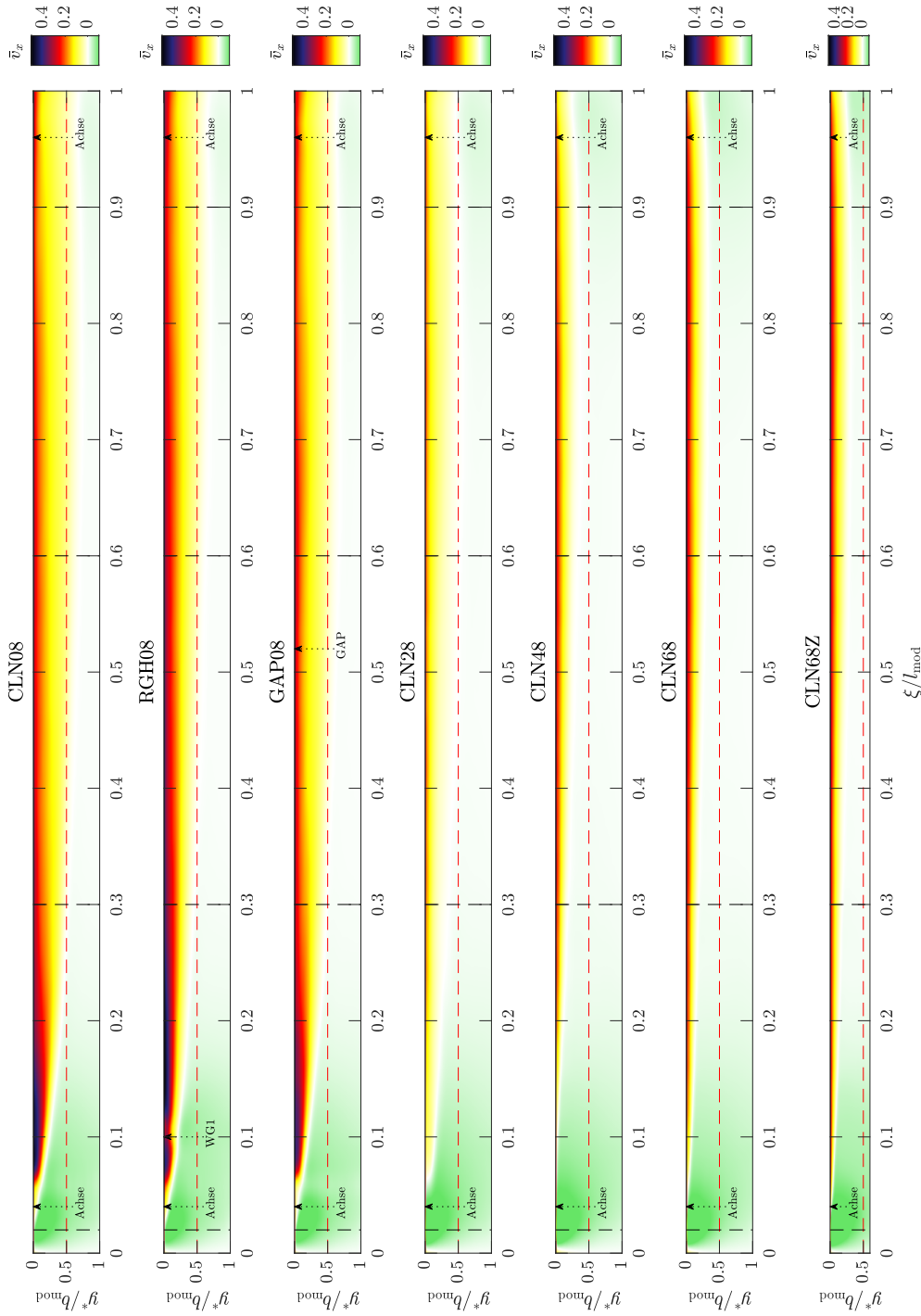


Abbildung 7-9: Visualisierung der mittleren, normierten Grenzschichtprofile \bar{u}_x über dem normierten Modellabstand y^*/b_{mod} im Grenzschichtbereich $0 \leq \xi/l_{\text{mod}} \leq 1$ des normierten Modellkoordinatensystems auf der rechten Gleisseite (RGS) für die sieben Konfigurationen CLN08, RGH08, GAP08, CLN28, CLN48, CLN68 und CLN68Z (Messreihen #10-16, s. Tab. 6.1) des GZM

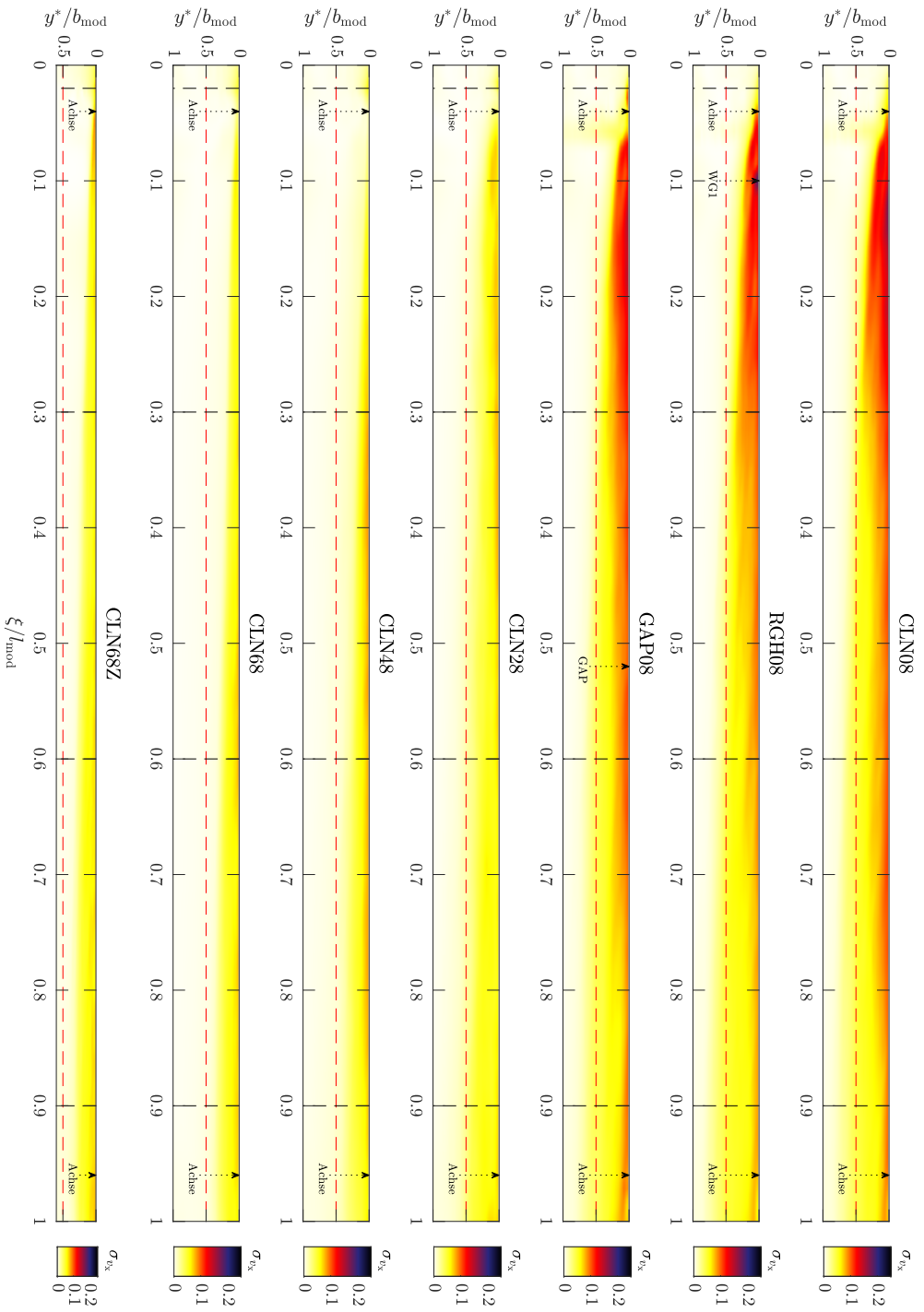


Abbildung 7.10: Visualisierung der Grenzschichtfluktuation anhand der Standardabweichung zwischen den Grenzschichtprofilen v_x^* über dem normierten Modellabstand y^*/b_{mod} im Grenzschichtbereich $0 \leq \xi/l_{\text{mod}} \leq 1$ des normierten Modellsystems auf der rechten Gleisseite (RGS) für die sieben Konfigurationen [CLN08](#), [RGH08](#), [GAP08](#), [CLN28](#), [CLN48](#), [CLN68](#) und [CLN68Z](#) (Messreihen #10-16, s. [Tab. 6.1](#)) des GZM

besondere der eindimensionalen Strömungsgeschwindigkeit in festen Abständen zum Modell näher untersucht. Der Vergleich der visualisierten, mittleren Grenzschicht zwischen den verschiedenen Messhöhen verdeutlicht, wie stark die Strömung im bodennahen Bereich durch zusätzliche Reibungseffekte und die Unterbodenströmung aufgeweitet wurde. Des Weiteren zeigt die visualisierte Standardabweichung σ_{v_x} in [Abb. 7.10](#), dass die Fluktuationen zwischen den Messfahrten und Messpositionen auf [TOR8](#), insbesondere im wandnahen Bereich, wesentlich größer ist als in den oberen Messebenen. Wie bereits erwähnt, liegt die Messebene [TOR8](#) knapp unter der Modellwand, so dass auf dieser Messhöhe die Turbulenz in der Grenzschicht durch die Unterbodenströmung und insbesondere durch die Rauigkeiten der vorderen Achse bei $\xi/l_{\text{mod}} = 0.05$ erhöht ist. Die Visualisierung der Grenzschichtfluktuation auf den oberen Messebenen [TOR28/48/68](#) zeigt, dass sich die mittleren Grenzschichtprofile gleichmäßiger entlang des Modells entwickeln als in der bodennahen Messebene.

Der qualitative Vergleich der Grenzschichtentwicklung am [ICE 3](#) und [GZM](#) zeigt, dass sich die gemittelte Grenzschicht am [GZM](#) aufgrund der geringen Rauigkeiten in der Messhöhe [TOR8](#) ungestörter auf der gesamten Modelllänge entwickelt als am [ICE 3](#). Dies wurde auf die zusätzlichen Unterbrechungen der Modellkontur durch die Aussparungen für Achsen und Drehgestellattrappen ([DGA](#)) oder den Wagenübergang [ICG2](#) am [ICE 3](#) (s. [Abb. 7.2](#)) zurückgeführt. Insgesamt sind nicht nur die Fluktuation σ_{v_x} sondern auch die Dicke der Grenzschicht und die mittlere Strömungsgeschwindigkeit \bar{v}_x in den Grenzschichtprofilen beim [GZM](#) deutlich geringer als beim [ICE 3](#). Diese Beobachtungen bestätigen die Annahme, dass sich die Grenzschicht an der generischen Modellgeometrie des [GZM](#) relativ ungestört entwickeln kann. Aufgrund der geringen Rauigkeiten in der Messhöhe [TOR68](#) auf mittlerer Höhe am Modell in der glatten Modellkonfiguration [CLN](#) besteht eine größere Ähnlichkeit zwischen der Modellwand des [GZM](#) und einer ebenen Platte. Aus diesem Grund wurde in dem Vergleich zwischen der gemessenen Grenzschichtentwicklung und der theoretischen Grenzschicht einer turbulenten Strömung über einer ebenen Platte in [Abschn. 7.3](#) die Ergebnisse auf Messhöhe [TOR8](#) und [TOR68](#) verwendet, um die Grenzschichtdicke δ_{99} und Verdrängungsdicke δ_1 mit Verwendung der Näherungsformeln nach [Gl. 4.2](#) zwischen Experiment und Näherung zu vergleichen. Dabei sollte auch in dieser Analyse beachtet werden, dass es sich bei der Modellumströmung auf Messhöhe [TOR8](#) im bodennahen Bereich nicht um eine klassische Grenzschicht handelt und die Berechnungsmethoden für die Grenzschichtparameter im Rahmen der nachfolgenden Analyse für eine Quantifizierung der Grenzschichtbeeinflussung verwendet wurden.

Analog zu [Abb. 7.5](#) zeigt [Abb. 7.11](#) die normierten, gemittelten Grenzschichtprofile \bar{v}_x an den vier Positionen $\xi/l_{\text{mod}} = 0.02$, $\xi/l_{\text{mod}} = 0.3$, $\xi/l_{\text{mod}} = 0.6$ und $\xi/l_{\text{mod}} = 0.9$ über dem normierten Modellwandab-

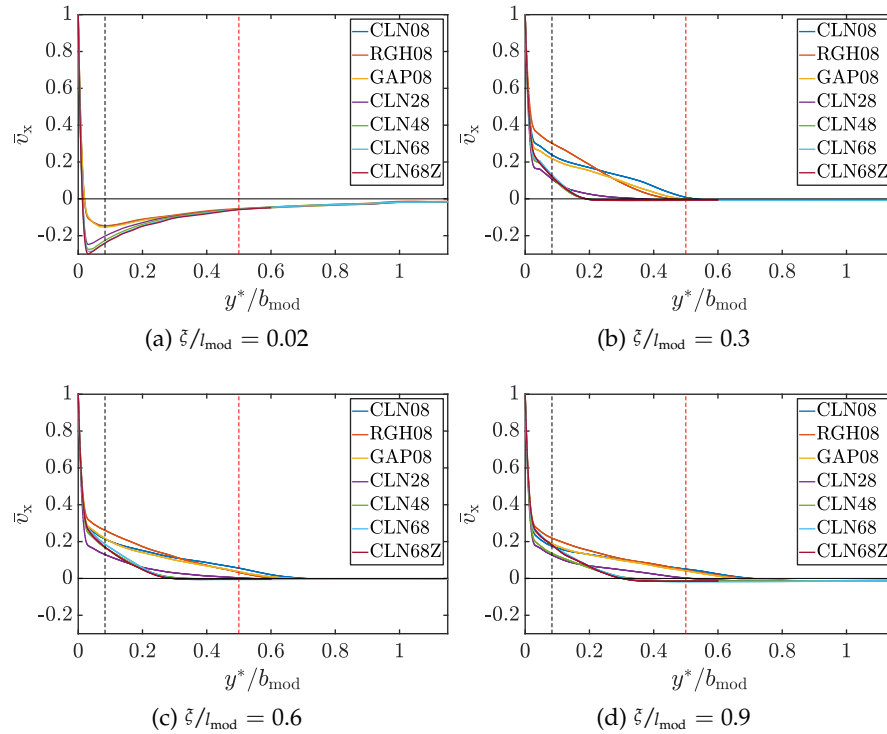


Abbildung 7.11: Vergleich der mittleren Grenzschichtprofile $\bar{v}_x(y^*)$ zwischen den Messkonfigurationen des GZM exemplarisch an den Positionen $\xi/l_{\text{mod}} = 0.02$, $\xi/l_{\text{mod}} = 0.3$, $\xi/l_{\text{mod}} = 0.6$ und $\xi/l_{\text{mod}} = 0.9$ im Modellkoordinatensystem

stand y^*/b_{mod} am GZM. Die Grenzschichtfluktuation ist anhand der Standardabweichung σ_{v_x} in Abb. 7.12 dargestellt. Abb. 7.11a zeigt das mittlere Grenzschichtprofil \bar{v}_x im Rückströmungsgebiet am Modellkopf. Eine interessante Beobachtung ist, dass die Rückströmung auf der unteren Messhöhe TOR8 für die drei Konfigurationen CLN08 (blau, verdeckt von rot und gelb), RGH08 (rot) und GAP08 (gelb) sehr ähnlich ist, aber signifikant schwächer als in den Messkonfigurationen auf den höheren Messebenen CLN28 (violett), CLN48 (grün) und CLN68 (hellblau). Abb. 7.12a zeigt die geringe Fluktuation im wandnahen Bereich der Grenzschicht an dieser Modellposition, die für alle Konfigurationen sehr ähnlich ist. Die geringe Standardabweichung an der Position $\xi/l_{\text{mod}} = 0.02$ nahe der Modellnase korrespondiert zwar mit der Annahme einer Potentialströmung am Modellkopf, aber die schwächere Rückströmung in 8 mm über Schienenoberkante (TOR) entspricht nicht der potentialtheoretischen Erwartung und deutet auf einen zusätzlichen Strömungseffekt im unteren, bodennahen Bereich hin. Ein möglicher Grund für die Abschwächung des Rückströmungseffekts ist die Bewegung des Modells über einem stationären Boden. Aus Sicht des stationären Messsystems könnte die Strömung durch den Bodeneffekt abgebremst und die Rückströmung reduziert werden.

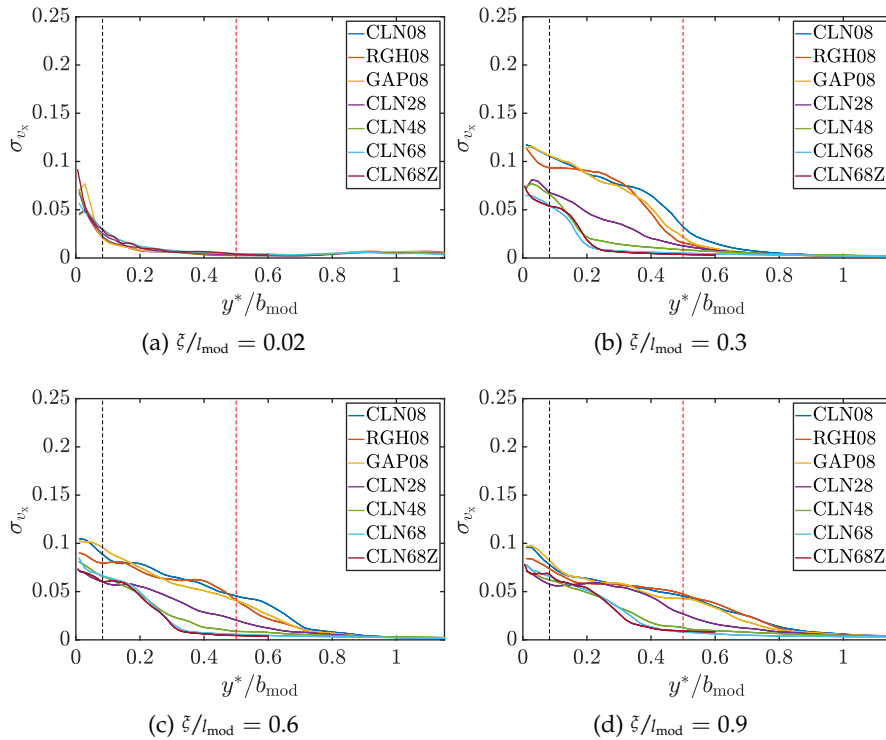


Abbildung 7.12: Fluktuationen in der Grenzschicht anhand der Standardabweichung σ_{v_x} exemplarisch an den Positionen $\xi/l_{\text{mod}} = 0.02$, $\xi/l_{\text{mod}} = 0.3$, $\xi/l_{\text{mod}} = 0.6$ und $\xi/l_{\text{mod}} = 0.9$ im Modellkoordinatensystem

Eine weitere Erklärung für diesen Effekt wäre die Ausbildung eines Hufeisenwirbels im unteren Bereich des Modellkopfs, der sich zu einem longitudinalen Wirbel auf beiden Seiten entlang des gesamten Modells entwickelt. Die Ausbildung eines Hufeisenwirbels an verschiedenen, geometrischen Objekten wie einem Würfel (Muld, 2012) oder Zylinder (Yincan, 2017), an einer festen Position auf einem stationären Boden, wurde bereits in der Literatur nachgewiesen. Lögberg *et al.* (2009) beschreibt die Entwicklung von longitudinalen Wirbeln in einer turbulenten Grenzschichtströmung und zeigt anhand der mittleren Strömungskomponenten in der Grenzschicht die Entwicklung von gegenläufig rotierenden Wirbelpaaren in einer dreidimensionalen Grenzschichtströmung. In der Literaturübersicht zu der Aerodynamik von Hochgeschwindigkeitszügen in Abschn. 2.2.2 wurde die Ausbildung longitudinaler Wirbel in der Grenzschicht in der schematischen Darstellung der Umströmung in Abb. 2.1 bereits angedeutet. Abb. 7.13 zeigt eine 3D-Darstellung des Hufeisenwirbels, der sich am generischen Modellkopf ausbilden könnte. Dabei kann an dieser Stelle nicht geklärt werden, ob sich ein Hufeisenwirbel an einem bewegten Zugmodell ausbildet und welchen Einfluss die Reibungseffekte mit dem stationären Boden haben würden. Die mögliche Entwicklung eines Hufeisenwirbels ist in Abb. 7.13 schematisch dargestellt.

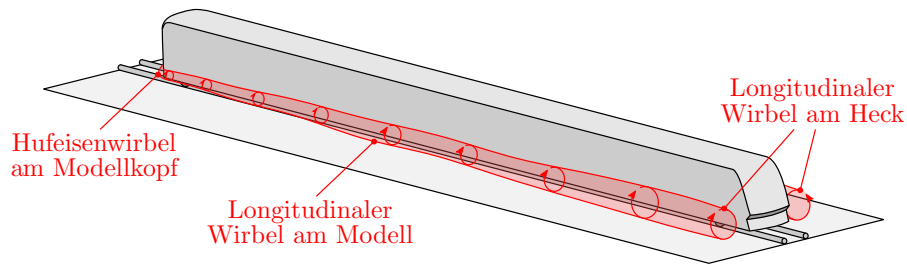


Abbildung 7.13: Entwicklung eines Hufeisenwirbels am generischen Modellkopf und der longitudinalen Wirbel in der dreidimensionalen Grenzschichtströmung

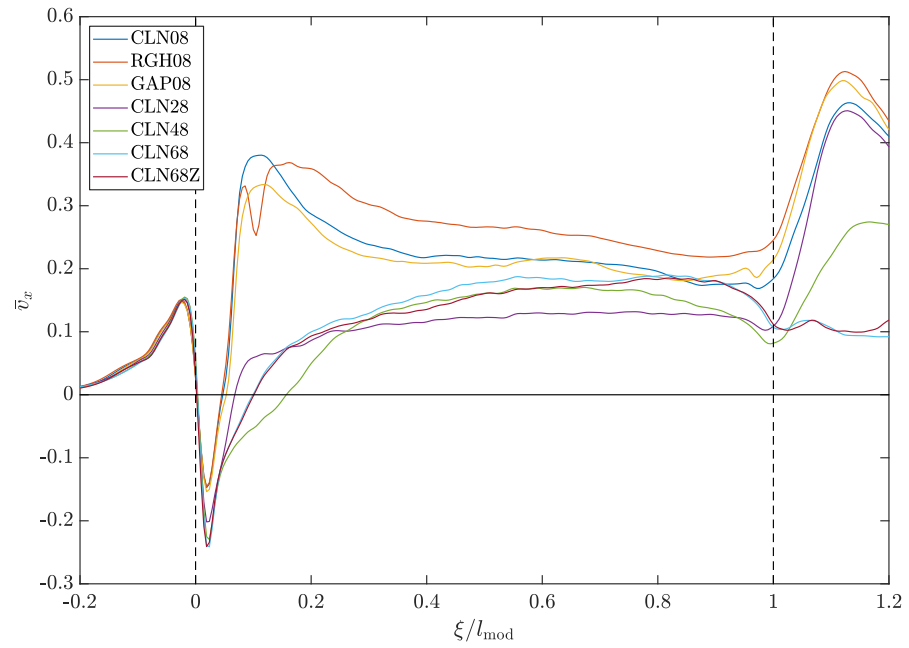
Unter Annahme der Entwicklung eines Hufeisenwirbels würde bereits an der Modellnase eine Vermischung in der Grenzschichtströmung im unteren Bereich des Modells auftreten. Daraus folgt eine Verlangsamung des Grenzschichtmaterials und eine Abschwächung des Rückströmungseffekts, wie in [Abb. 7.11a](#) beobachtet wurde. Auf den höheren Messebenen hat diese Wirbelstruktur keinen Einfluss auf die Grenzschicht und das Grenzschichtprofil würde der potentialtheorietischen Annahme entsprechen. Der Vergleich zwischen den mittleren Grenzschichtprofilen am Modellkopf bei $\xi/l_{\text{mod}} = 0.02$ des [ICE 3](#) in [Abb. 7.5a](#) und dem [GZM](#) in [Abb. 7.11a](#) zeigt, dass bei beiden Modellgeometrien eine ähnlich starke Rückströmung in der Messhöhe [TOR8](#) gemessen wurde. Da die Form und Wagenbreite des generischen Modellkopfs der beiden Modellgeometrien sehr ähnlich ist, könnte sich auch in beiden Fällen eine ähnliche Wirbelstruktur ausbilden. In der nachfolgenden Analyse der Grenzschichtentwicklung an Messpositionen in einem Abstand zur Modellwand (s. [Abb. 7.14](#)) wird die Möglichkeit einer longitudinalen Wirbelstruktur in der Grenzschicht näher untersucht.

Die Vergleiche der mittleren Grenzschichtprofile in [Abb. 7.11b](#), [Abb. 7.11c](#) und [Abb. 7.11d](#) zeigen die Unterschiede zwischen den drei Messkonfigurationen auf [TOR8](#) und den höheren Messebenen [TOR28/48/68](#) an den drei Positionen $\xi/l_{\text{mod}} = 0.3$, $\xi/l_{\text{mod}} = 0.6$ und $\xi/l_{\text{mod}} = 0.9$ am Modell. Der Vergleich zwischen [CLNo8](#) und [RGHo8](#) in [Abb. 7.11b](#) zeigt, dass der Wirbelgenerator in der Konfiguration [RGHo8](#) wie erwartet zunächst in Wandnähe höhere Geschwindigkeiten durch kleinskalige, turbulente Strukturen induziert. Die Grenzschichtprofile in [Abb. 7.11c](#) und [Abb. 7.11d](#) zeigen, dass sich die Erhöhung der wandnahen Strömungsgeschwindigkeiten in der Grenzschicht entlang des Modells über die gesamte Grenzschichtdicke ausbreitet. Im Vergleich zum [ICE 3](#) ist der Unterschied zwischen den Konfigurationen deutlich geringer, da nur ein Wirbelgeneratorelement verwendet wurde. Die Schnittpunkte in den Grenzschichtprofilen der Konfigurationen [CLNo8/28/48/68](#) zeigen, dass sich die Form der Grenzschichtprofile auf den verschiedenen Messhöhen voneinander unterscheidet. Die unterschiedliche Form der Grenzschichtprofile deutet auf eine

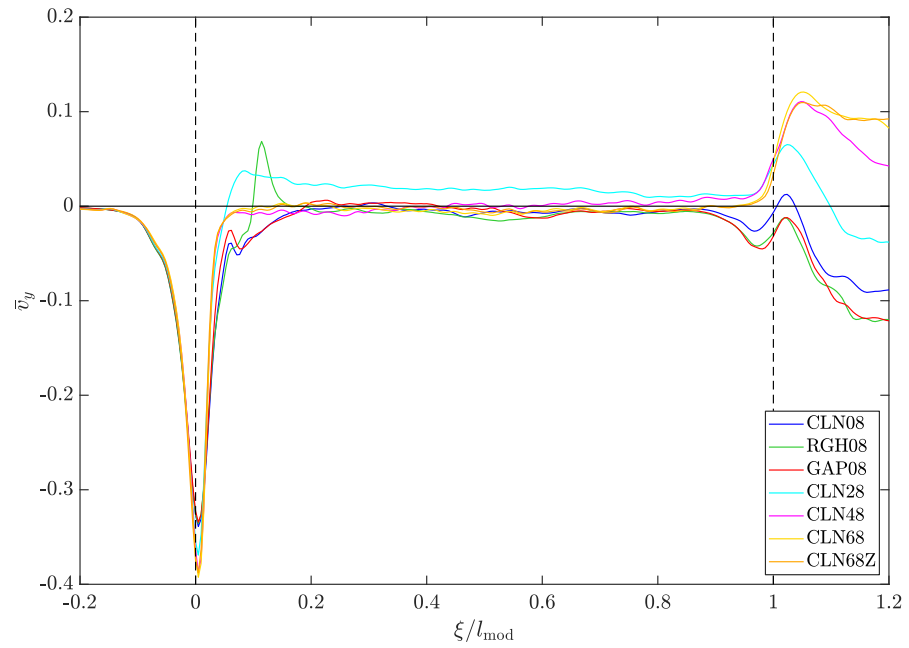
charakteristische, dreidimensionale Struktur in der Grenzschicht hin. Die Unterschiede zwischen den Messkonfigurationen an der Position $\xi/l_{\text{mod}} = 0.6$ in [Abb. 7.11c](#) und $\xi/l_{\text{mod}} = 0.9$ in [Abb. 7.11d](#) werden nachfolgend in [Abb. 7.14](#) an der wandnahen Messposition $y^*/b_{\text{mod}} = 0.08$ (schwarze, gestrichelte Linie, entspricht $\Delta y = 10$ mm Wandabstand) und in [Abb. 7.15](#) an der TSI-Messposition $y^*/b_{\text{mod}} = 0.5$ (rote, gestrichelte Linie, entspricht $\Delta y = 60$ mm Wandabstand) genauer dargestellt.

Eine weitere, interessante Beobachtung ist, dass die mittlere Grenzschichtströmung an der Position $y^*/b_{\text{mod}} = 0.08$ in [Abb. 7.11c](#) auf Messhöhe TOR8 wie erwartet am stärksten ist, aber für TOR28 ein Minimum erreicht und in den oberen Messhöhen TOR48/68 wieder größer wird. An der Position $\xi/l_{\text{mod}} = 0.9$ nahe des Modellhecks (s. [Abb. 7.11c](#)) verteilt sich das Minimum der mittleren Geschwindigkeit auf die Messhöhen TOR28 und TOR48. Des Weiteren ist der Gradient im mittleren Grenzschichtprofil \bar{v}_x in der Messhöhe TOR68 deutlich größer als auf den niedrigeren Messhöhen, das heißt die Strömungsgeschwindigkeit nimmt mit größerem Abstand zur Wand schneller ab. Bei einem Wandabstand von $y^*/b_{\text{mod}} = 0.2$ schneiden sich die Grenzschichtprofile von CLN28/48/68. Nach dem Schnittpunkt ist der Verlauf im Grenzschichtprofil in TOR48 sehr ähnlich zu TOR68. Die mittlere Geschwindigkeit auf TOR28 ist nach dem Schnittpunkt höher als auf TOR48 und TOR68. Daraus folgt, dass die Geschwindigkeit in der Grenzschicht für $y^*/b_{\text{mod}} > 0.2$ mit der Höhe am Modell stetig abnimmt. Diese Beobachtungen deuten auf eine großskalige, dreidimensionale Grenzschichtstruktur, wie z.B. dem oben beschriebenen, longitudinalen Wirbel bzw. dem hypothetischen Hufeisenwirbel in [Abb. 7.13](#) hin, die bis zum Modellheck bei $\xi/l_{\text{mod}} = 0.9$ erhalten bleibt. Um diese Beobachtungen auf die gesamte Entwicklung entlang des Modells zu übertragen, sind im Folgenden die Längsschnitte der mittleren Strömungsgeschwindigkeit \bar{v}_x in den Abständen $y^*/b_{\text{mod}} = 0.08$ in [Abb. 7.14a](#) und $y^*/b_{\text{mod}} = 0.5$ in [Abb. 7.15](#) an den Positionen ξ_m im normierten Modellkoordinatensystem dargestellt. Des Weiteren ist in [Abb. 7.14b](#) die mittlere Geschwindigkeitskomponente \bar{v}_y für den Wandabstand $y^*/b_{\text{mod}} = 0.08$ dargestellt, um die Strömungsrichtung in der Grenzschicht normal zur Modellwand auf den verschiedenen Messhöhen zu analysieren.

Der Vergleich der Messkonfigurationen in [Abb. 7.14a](#) zeigt, dass der Verlauf von RGH08 im Vergleich zu CLN08 und GAP08 wie erwartet über die gesamte Modelllänge erhöht ist. In dem Vergleich zwischen den Messkonfigurationen CLN08/28/48/68 können die oben beschriebenen Unterschiede zwischen der Grenzschichtströmung auf den verschiedenen Messhöhen im Abstand $y^* = 10$ mm zur Modellwand nachvollzogen werden (vgl. [Abb. 7.11](#), schwarze, gestrichelte Linie). Während \bar{v}_x auf der bodennahen Messhöhe entlang des Modells abnimmt, steigen die Werte für CLN28 und CLN68 fast über die gesamte Modelllänge an. Im Vergleich zu CLN28 und CLN68 steigt



(a) Gemittelte Geschwindigkeitskomponente \bar{v}_x an den Positionen ξ_m im normierten Modellkoordinatensystem im Abstand $y^* = 0.01$ m zur Modellwand



(b) Gemittelte Geschwindigkeitskomponente \bar{v}_y an den Positionen ξ_m im normierten Modellkoordinatensystem im Abstand $y^* = 0.01$ m zur Modellwand

Abbildung 7.14: Gemittelte, normierte Geschwindigkeitskomponenten v_x und v_y der Konfigurationen **CLN08**, **RGH08**, **GAP08** auf Messhöhe **TOR8** (Messreihen #10-12) und **CLN28/48/68/68Z** (Messreihen #13-16) des **GZM** gemessen im wandnahen Abstand $y^* = 0.01$ m zur Modellwand

\bar{v}_x auf der mittleren Messhöhe CLN48 im Bereich $0.05 < \xi/l_{\text{mod}} < 0.3$ zunächst stark an, aber fällt im Bereich $0.7 < \xi/l_{\text{mod}} < 1$ früher wieder ab. Zwei wichtige Beobachtungen wurden damit getroffen. Erstens wird die mittlere, wandnahe Geschwindigkeit \bar{v}_x in Bodennähe auf TOR8 nach der Kopfwelle für $\xi/l_{\text{mod}} > 0.2$ entlang des Zugs verzögert, während \bar{v}_x auf einer höheren Messebene fast über die gesamte Länge ansteigt. Zweitens ist \bar{v}_x auf der mittleren Messhöhen CLN28 im Bereich $0.3 < \xi/l_{\text{mod}} < 0.9$ kleiner als auf CLNo8 und CLN48 bzw. CLN68. Diese Beobachtungen korrespondieren mit der Hypothese eines longitudinalen Wirbels entlang des Modells (vgl. Abb. 7.13), der in der unteren Hälfte der Modellwand langsames, wandnahes Fluid nach außen bringt. Um die Struktur in der dreidimensionalen Grenzschicht besser zu beschreiben, zeigt Abb. 7.14b die entsprechende Entwicklung der mittleren Strömungskomponente \bar{v}_y in y -Richtung normal zur Modellwand. Die wichtigste Beobachtung in Abb. 7.14b ist, dass \bar{v}_y für CLN28 im Vergleich zu allen anderen Konfigurationen signifikant negative Werte zeigt. Das bedeutet, dass auf der Messhöhe TOR28 die Strömung in der Grenzschicht im räumlichen Vergleich in Richtung der Modellwand gerichtet ist. Während die Strömungskomponente \bar{v}_y für CLN48 um null fluktuiert, ist \bar{v}_y auf der untersten Messebene TOR8 und der höchsten Messebene TOR68 positiv. In diesen Messebenen ist \bar{v}_y von der Modellwand nach außen gerichtet. Diese Beobachtungen bekräftigen ebenfalls die Hypothese eines longitudinalen Wirbels in der Grenzschicht wie in Abb. 7.13 dargestellt, der räumlich auf die untere Hälfte des Modells begrenzt ist. Da der Betrag von \bar{v}_y auf TOR8 wesentlich kleiner ist als auf TOR28 und die vier Messebenen nur eine Aussage über die Strömungskomponenten an vier spezifischen Höhen in der Grenzschicht zulassen, kann an dieser Stelle nicht abschließend geklärt werden, wie die dreidimensionale Struktur genau aussieht bzw. auf welcher Höhe der größte Anteil des Fluids, das auf der Höhe TOR28 zur Modellwand hin getragen wurde, wieder nach außen strömt. Es ist erwähnenswert, dass die Hypothese einer longitudinalen Wirbelstruktur in der Grenzschicht mit den Ergebnissen der HSPIV-Messungen von Heine *et al.* (2013) in der (y,z) -Ebene am Gleis der TSG korrespondiert. In dieser Studie wurde allerdings mit einer Bahndammkonfiguration gemessen, so dass die Ergebnisse nicht direkt vergleichbar sind.

Der Bereich $\xi/l_{\text{mod}} > 1$ in Abb. 7.14b im nahen Nachlauf hinter dem Heck des Modells zeigt eine weitere interessante Beobachtung in der Strömungskomponente \bar{v}_y normal zur Modellwand bzw. zum Gleis im Hinblick auf die Entwicklung der Nachlaufströmung am Heck. Die Geschwindigkeitskomponente \bar{v}_y ist auf den höheren Ebenen CLN28/48/68 im Bereich $\xi/l_{\text{mod}} > 1.1$ deutlich in Richtung Modellwand gerichtet und in der bodennahen Ebene für CLNo8 nur kurz zum Modell hin und danach stark nach außen gerichtet. Ab $\xi/l_{\text{mod}} > 1.1$ ist \bar{v}_y für CLN28 ebenfalls nach außen gerichtet. Diese Beobachtungen

deuten darauf hin, dass sich im Bereich der Heckumströmung eine wesentlich stärkere dreidimensionale Strömung über der Höhe am Modell entwickelt und sich die Grenzschichtströmung am Heck durch eine Wirbelentwicklung in die Nachlaufströmung übergeht. Wie oben beschrieben, wird im Folgenden in [Abb. 7.15](#) die Entwicklung der mittleren Strömungsgeschwindigkeit \bar{v}_x zusätzlich im TSI-Abstand $\Delta y = 0.12$ m (entspricht $y^* = 60$ mm) betrachtet, um die Unterschiede in den Grenzschichtprofilen im normierten Wandabstand $y^*/b_{\text{mod}} = 0.5$ in [Abb. 7.11](#) (rote, gestrichelte Linie) über die gesamte Länge des Modells darzustellen.

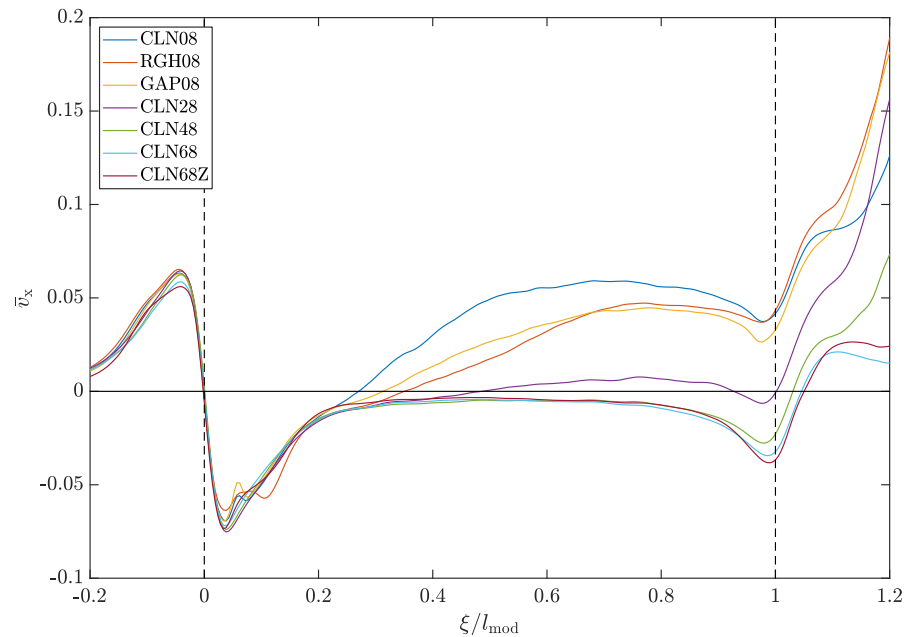


Abbildung 7.15: Gemittelte, normierte Geschwindigkeitskomponente \bar{v}_x der Konfigurationen [CLN08](#), [RGH08](#), [GAP08](#) auf Messhöhe [TOR8](#) (Messreihen #10-12) und [CLN28/48/68/68Z](#) (Messreihen #13-16) des [GZM](#) gemessen im TSI-Referenzabstand $y_{\text{ref}} = 0.12$ m bzw. im Abstand $y^* = 0.06$ m zur Modellwand

[Abb. 7.15](#) zeigt im Bereich um den Modellkopf $-0.2 < \xi/l_{\text{mod}} < 0.2$ für alle Messkonfigurationen einen sehr ähnlichen Verlauf. Diese Beobachtung korrespondiert mit der Annahme einer potentialtheoretischen Strömung in diesem Wandabstand (vgl. [Abb. 7.9](#)). Es ist zu beachten, dass die Darstellung von \bar{v}_x in [Abb. 7.15](#) auf $-0.1 \leq \bar{v}_x \leq 0.2$ begrenzt ist und die dargestellten Geschwindigkeiten entlang des Modells wesentlich geringer sind als die Werte im wandnahen Bereich in [Abb. 7.14a](#) mit den Darstellungsgrenzen von $-0.3 \leq \bar{v}_x \leq 0.6$. Wie in der Analyse der Grenzschichtprofile in [Abb. 7.11](#) an den vier exemplarischen Positionen ξ_m vermutet, steigt \bar{v}_x für die Konfigurationen auf Messhöhe [TOR8](#) und [TOR28](#) bis zum lokalen Maximum im hinteren Abschnitt des Modells bei $0.7 < \xi/l_{\text{mod}} < 0.8$ stetig an. Es ist interessant, dass sich auf den höheren Messebenen [TOR48](#) und [TOR68](#) nach dem

Anstieg hinter der Kopfwelle ein relativ konstanter, negativer Wert entlang des Modells im Bereich $0.2 < \xi/l_{\text{mod}} < 0.7$ einstellt. Das bedeutet, dass auf diesen Messhöhen im Wandabstand von einer halben Wagenbreite eine Rückströmung $\bar{v}_x < 0$ über die gesamte Modelllänge vorliegt. Im hinteren Modellabschnitt $0.7 < \xi/l_{\text{mod}} < 1$ sinkt \bar{v}_x nach Erreichen des lokalen Maximums in allen Konfigurationen wieder ab. Es wird vermutet, dass dies auf einen stromaufwärts gerichteten Effekt der Heckwelle zurückzuführen ist. Im Vergleich zu der mittleren Geschwindigkeit \bar{v}_x im wandnahen Abstand $y^* = 10 \text{ mm}$ (s. [Abb. 7.14a](#)) ist kein lokales Minimum über die Höhe am Modell in den Messebenen [TOR8](#) bis [TOR68](#) zu beobachten. Wie in der Analyse der Grenzschichtprofile in [Abb. 7.11](#) dargestellt, zeigen die Verläufe der Konfigurationen [CLNo8/28/48/68](#) im Bereich nach dem Kopfteil bis kurz vor dem Modellheck $0.2 < \xi/l_{\text{mod}} < 0.95$ keine signifikanten Schnittstellen und die Grenzschichtgeschwindigkeit \bar{v}_x steigt in diesem Wandabstand stetig mit der Höhe am Modell an.

Neben den Beobachtungen zur dreidimensionalen Struktur der Grenzschicht, zeigen die Auftragungen der mittleren Strömungsgeschwindigkeit \bar{v}_x in [Abb. 7.14a](#) und [Abb. 7.15](#) einen interessanten Einfluss des Wagenübergangs in der Konfiguration [GAPo8](#) am [GZM](#). Der Vergleich von [CLNo8](#) (blau) und [GAPo8](#) (gelb) in [Abb. 7.14a](#) zeigt, dass \bar{v}_x im wandnahen Abstand $y^* = 10 \text{ mm}$ in der Grenzschicht vor der Position des Wagenübergangs bei $\xi/l_{\text{mod}} = 0.515$ für [GAPo8](#) niedriger sind als für die glatte Konfiguration [CLNo8](#). Hinter der Position des Wagenübergangs im Bereich $0.6 < \xi/l_{\text{mod}} < 0.8$ ist der Verlauf von [GAPo8](#) und [CLNo8](#) sehr ähnlich. Im Heckbereich $0.8 < \xi/l_{\text{mod}} < 1$ übersteigt [GAPo8](#) die Referenzkonfiguration [CLNo8](#) ohne [ICG](#) und erreicht im nahen Nachlauf ähnliche Werte für \bar{v}_x wie [RGHo8](#) (rot). Besonders interessant ist, dass der Wagenübergang bereits im Bereich hinter dem Modellkopf nach der Kopfwelle $0.075 < \xi/l_{\text{mod}} < 0.2$ einen signifikanten Einfluss auf \bar{v}_x zeigt. Es deutet sich an, dass der Wagenübergang einen großen Effekt stromaufwärts über eine halbe Modelllänge bzw. mehr als 1 m am Modell hat. Im Maximum bei ca. $\xi/l_{\text{mod}} \approx 0.1$ besteht zwischen [CLNo8](#) und [GAPo8](#) ein Unterschied von ca. $\Delta\bar{v}_x \approx 0.05$ bzw. 5% der Modellgeschwindigkeit. Im größeren Wandabstand $y^* = 0.06 \text{ m}$ in [Abb. 7.15](#) sind die Geschwindigkeiten bei [GAPo8](#) (gelb) geringer als in der Referenzkonfiguration [CLNo8](#) (blau). Die Standardabweichung in den Grenzschichtprofilen an den Positionen $\xi/l_{\text{mod}} = 0.6$ in [Abb. 7.12c](#) und $\xi/l_{\text{mod}} = 0.9$ in [Abb. 7.12d](#) zeigt, dass in diesem Wandabstand die Fluktuation der Geschwindigkeiten im Vergleich zu den Messhöhen [TOR28/48/68](#) relativ hoch ist und in einer ähnlichen Größenordnung wie der Betrag von \bar{v}_x selbst liegen. Daraus folgt, dass eine Interpretation der Unterschiede zwischen den Konfigurationen für [TOR8](#) in diesem Wandabstand mit einer großen Unsicherheit verbunden ist.

Zusammenfassend konnten in dem Vergleich der mittleren Strömungsgeschwindigkeit \bar{v}_x zwischen den beiden Wandabständen $y^* = 10$ mm in [Abb. 7.14a](#) und $y^* = 60$ mm in [Abb. 7.15](#) die Beobachtungen und Ergebnisse aus den Visualisierungen der mittleren Grenzschicht in [Abb. 7.9](#) und der Analyse der Grenzschichtprofile an den vier Positionen ξ/l_{mod} in [Abb. 7.11](#) bestätigt werden. Die Analysen deuten auf eine signifikante dreidimensionale Struktur in der Grenzschichtströmung entlang des Modells hin und korrespondieren, insbesondere im Hinblick auf die Strömungskomponente \bar{v}_y (s. [Abb. 7.14b](#)) normal zur Modellwand, mit der Hypothese eines longitudinalen Wirbels ähnlich einer Rolle im unteren Bereich der Modellwand (s. [Abb. 7.13](#)). An dieser Stelle wäre es von großem Interesse, weitere Studien mit dem Fokus der spezifischen Grenzschichtentwicklung an einem generischen Modellkopf mit bewegtem Boden z.B. in einem Windkanalexperiment an der Seitenwindversuchsanlage Göttingen (SWG) mit laufendem Band durchzuführen, um die Entwicklung eines Hufeisenwirbels und den Einfluss des bewegten Bodens näher zu analysieren. Des Weiteren konnte in den Analysen ein Effekt des Wagenübergangs beobachtet werden. Da Wagenübergänge in größerer Zahl in konventionellen Zugkonstellationen vorkommen wäre es von großem Interesse in weiteren Studien z.B. mit Bezug auf die Untersuchungen von Li *et al.* (2018) den Einfluss des Wagenübergangs auf die Entwicklung der dreidimensionalen Grenzschichtstruktur zu untersuchen. An dieser Stelle sei auch noch einmal auf die gute Übereinstimmung zwischen den Ergebnissen der Messkonfigurationen CLN68 und CLN68Z hingewiesen. Es kann angenommen werden, dass aus messtechnischer Sicht die räumliche Auflösung von 2 mm ausreichend ist, um die Grenzschichtströmung für die dargestellten Analysen hinreichend genau aufzulösen. Analog zu der Grenzschichtanalyse am ICE 3 wird abschließend der Unterschied zwischen der Grenzschichtentwicklung in den verschiedenen Messkonfigurationen des GZM anhand der Grenzschichtparameter δ_{99} , δ_1 , δ_2 und H_{12} quantifiziert. Die Entwicklung der Grenzschichtparameter ist in [Abb. 7.16](#) für die Konfigurationen CLNo8 (blau), RGHo8 (rot) und GAPo8 (gelb) auf TOR8 sowie die Konfigurationen CLN auf den höheren Messebenen CLN28 (violett), CLN48 (grün) und CLN68/68Z (hellblau/braun) aus den Messreihen #10-16 der ersten Messkampagne am GZM dargestellt.

[Abb. 7.16a](#) zeigt die Entwicklung der Grenzschichtdicke δ_{99} in der normierten Modellkoordinate ξ/l_{mod} entlang des Modells. Die drei Konfigurationen CLNo8, RGHo8 und GAPo8 auf TOR8 zeigen einen ähnlichen Verlauf. Die Werte für CLNo8 sind gegenüber RGHo8 und GAPo8 leicht erhöht. Der Vergleich zwischen den Konfigurationen CLN auf den Messhöhen TOR8/28/48/68 zeigt, dass die Grenzschichtdicke von CLN8 (blau) über CLN28 (violett) bis CLN48 (grün) deutlich abnimmt und δ_{99} für CLN68 (hellblau) sehr ähnlich zu CLN48 ist. Das Verhältnis von δ_{99} auf CLN28 zu CLNo8 entspricht etwa $2/3$ und von CLN48/68 zu

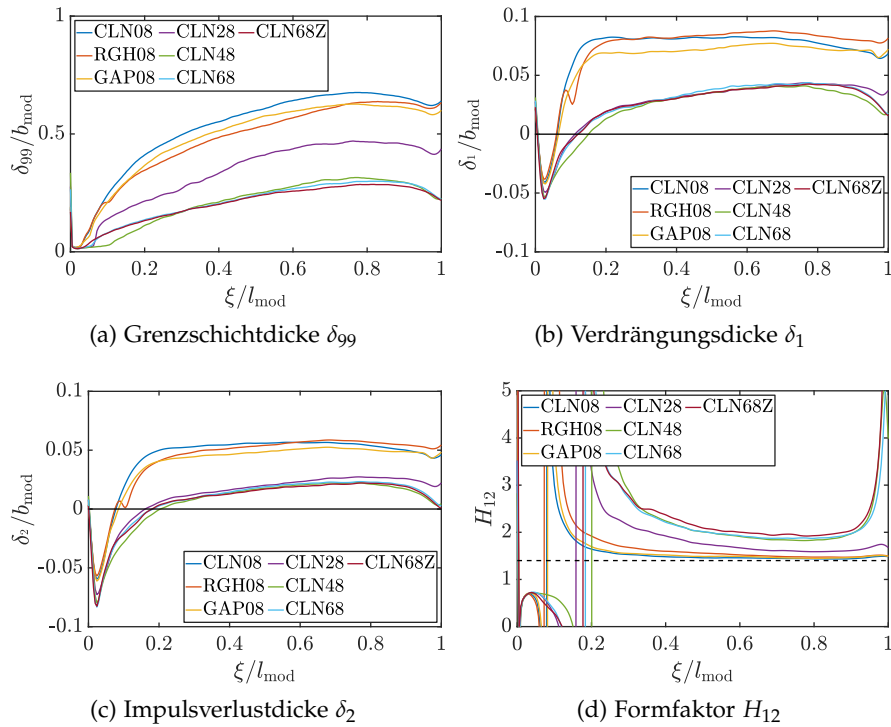


Abbildung 7.16: Entwicklung der Grenzschichtdicke δ_{99} , Verdrängungsdicke δ_1 , Impulsverlustdicke δ_2 und des Formfaktors H_{12} entlang des Modells im Vergleich der Modellkonfigurationen und Messhöhen aus den Messreihen #10-16 des GZM

CLN08 etwa $1/2$. Die Verläufe von δ_{99} auf den verschiedenen Messhöhen bestätigen die Beobachtung in den Visualisierungen der mittleren Grenzschichtströmung in Abb. 7.9, dass die Grenzschichtdicke mit der Höhe am Modell abnimmt. In der Auftragung der integralen Grenzschichtparameter δ_1 in Abb. 7.16b und δ_2 in Abb. 7.16c zeigt sich hingegen, dass die Verdrängungs- und Impulsverlustdicke zwischen CLN08 (blau) und CLN28 (violett) zwar deutlich abnimmt, aber für die Messreihen auf den oberen Messebenen am Modell CLN28 (violett), CLN48 (grün) und CLN68 (hellblau) sehr ähnliche Werte für δ_1 und δ_2 bestimmt wurden. In der Visualisierung in Abb. 7.9 wurde bereits beobachtet, dass die Grenzschichtdicke für CLN28 zwar größer ist als für CLN48 bzw. CLN68, aber die Strömungsgeschwindigkeiten in der Grenzschicht bei CLN48/68 deutlich höher sind als bei CLN28. Daraus folgt, dass in der integralen Betrachtung die Grenzschicht auf den Messhöhen TOR28 und TOR48 bzw. TOR68 durch die Grenzschichtparameter δ_1 und δ_2 ähnlich bewertet wurde. Der Unterschied zwischen dem δ_{99} -Kriterium und der integralen Betrachtung zeigt sich auch im Vergleich der Konfigurationen CLN08, RGH08 und GAP08. In der integralen Betrachtung wurden die erhöhten Strömungsgeschwindigkeiten in der Grenzschicht bei RGH08 in die Bewertung mit einbezogen, so dass eine Erhöhung von δ_1 ab $\xi/l_{\text{mod}} > 0.3$ und von δ_2 ab $\xi/l_{\text{mod}} > 0.6$

für [RGHo8](#) im Vergleich zu [CLNo8](#) zu beobachten ist. Dieser Effekt der Wirbelgeneratoren konnte in der Entwicklung von δ_{99} nicht beobachtet werden. Die Gegenüberstellung der Ergebnisse für die Grenzschichtdicke δ_{99} und für die Verdrängungsdicke δ_1 bzw. Impulsverlustdicke δ_2 haben gezeigt, dass in der integralen Betrachtung der Grenzschichtströmung mehr Informationen über die Strömungsgeschwindigkeiten in der Grenzschicht bzw. das gesamte Grenzschichtprofil einbezogen werden. Daraus folgt, dass der Parameter δ_{99} nicht geeignet ist um die gesamte räumliche Grenzschichtentwicklung zu beschreiben und den Effekt der Wirbelgeneratoren sinnvoll zu bewerten. Analog zu den bisherigen Analysen, bestätigt der Vergleich von [CLN68](#) und [CLN68Z](#), dass die räumliche Auflösung in den [HSPIV](#)-Messreihen ausreichend ist, um die Grenzschichtparameter insbesondere die integralen Parameter mit Bezug auf das gesamte Grenzschichtprofil zu berechnen. Um den Einfluss des Wirbelgenerators und Wagenübergangs am [GZM](#) sowie die Unterschiede in der Grenzschicht zwischen den Messhöhen am Modell zu quantifizieren, wird im Folgenden die Entwicklung der Verdrängungsdicke δ_1 und Impulsverlustdicke δ_2 bzw. des Formfaktors H_{12} näher beschrieben.

In [Abb. 7.16b](#) und [Abb. 7.16c](#) ist im Bereich des Modellkopfs, nahe der Position des Wirbelgenerators $\xi/l_{\text{mod}} = 0.1$, bei der Konfiguration [RGHo8](#) eine spezifische Oszillation bzw. Störung im Verlauf von δ_1 und δ_2 zu erkennen. Die Vermutung liegt nahe, dass diese Störung auf die Wirkung des Wirbelgenerators zurückzuführen ist. Wie in [Abb. 7.9](#) beobachtet, wird das mittlere Grenzschichtprofil \bar{v}_x durch den Wirbelgenerator deutlich beeinflusst. Hinter der Position des Wirbelgenerators nähert sich der Verlauf von [RGHo8](#) der Referenzkonfiguration [CLNo8](#) wieder an. Ab ca. $\xi/l_{\text{mod}} > 0.3$ ist die Verdrängungsdicke δ_1 bei [RGHo8](#) größer als bei [CLNo8](#). Im Fall der Impulsverlustdicke δ_2 ist [RGHo8](#) ab $\xi/l_{\text{mod}} > 0.6$ größer als [CLNo8](#). Diese beiden Beobachtungen zeigen, dass die Störung der Wirbelgeneratoren am Modellkopf zu einer Erhöhung der Grenzschichtparameter δ_1 und δ_2 entlang des Endwagens führt. Des Weiteren zeigt der Vergleich von [CLNo8](#) (blau) und [GAPo8](#) (gelb), dass der Verlauf von [GAPo8](#) fast auf der gesamten Modelllänge, bis kurz vor dem Modellheck bei ca. $\xi/l_{\text{mod}} \approx 0.95$, unterhalb von [CLNo8](#) liegt. Offensichtlich beeinflusst ein zusätzlicher Wagenübergang in der Modellgeometrie die Strömungsgeschwindigkeiten in der Grenzschicht bzw. die gesamte Umströmung des Modells auf [TOR8](#). Diese Beobachtung bekräftigt die Hypothese, dass sich der Wagenübergang weit stromaufwärts auf die gesamte Grenzschichtströmung auswirkt.

Eine wichtige Beobachtung ist, dass die Verdrängungsdicke δ_1 und Impulsverlustdicke δ_2 in allen Konfigurationen ein Maximum im letzten Drittel des Modells erreicht. Dieses Maximum liegt für [CLNo8](#), [RGHo8](#) und [GAPo8](#) auf [TOR8](#) bei ca. $\xi/l_{\text{mod}} \approx 0.7$ und für [CLN28](#), [CLN48](#) und [CLN68](#) bei ca. $\xi/l_{\text{mod}} \approx 0.8$. Des Weiteren tritt in den Konfigu-

rationen auf Messhöhe TOR8 und TOR28 ein lokales Minimum bei $\xi/l_{\text{mod}} \approx 0.975$ kurz vor dem Modellheck auf. In den Konfigurationen CLN48 und CLN68 ist dieses lokale Minimum nicht zu beobachten. Wie in Abb. 7.9 zu sehen und in der Entwicklung von δ_{99} in Abb. 7.16a beobachtet, fängt die Grenzschicht bereits vor dem Modellheck an zu schrumpfen. Es wird vermutet, dass diese Entwicklung in der Grenzschicht, mit charakteristischen Maxima und Minima in den Verläufen der Grenzschichtparameter, auf einen Effekt der Heckumströmung bzw. die Heckwelle zurückzuführen ist. Des Weiteren hat die Visualisierung von \bar{v}_x in Abb. 7.9 gezeigt, dass kurz vor dem Modellheck ab $\xi/l_{\text{mod}} > 0.9$ ebenfalls eine schwache Rückströmung (grün) vergleichbar mit der stärker ausgeprägten Rückströmung am Modellkopf beobachtet werden kann. An dieser Stelle ist zu beachten, dass die integralen Grenzschichtparameter nach den Methoden aus Abschn. 5.2 über die gesamte Breite des Messbereichs gebildet wurden. Das bedeutet, dass in die Berechnung von δ_1 und δ_2 negative Werte für \bar{v}_x eingeflossen sind. Allerdings ist die Stärke der Rückströmung vernachlässigbar klein im Vergleich zu den Strömungsgeschwindigkeiten in der Grenzschicht wie aus der Auftragung der Grenzschichtprofile in Abb. 7.11 hervorgeht. Um einen möglichen Effekt der Rückströmung auf die quantitative Bewertung der Grenzschichtparameter auszuschließen, wurden der effektive Einfluss des Wirbelgenerators und Wagenübergangs analog zu der Grenzschichtanalyse am ICE 3 an der Position $\xi/l_{\text{mod}} = 0.8$ bestimmt. Die Grenzschichtparameter des ICE 3 und GZM sind in Tab. 7.1 zusammengefasst.

Im letzten Schritt der Grenzschichtanalyse am GZM wird anhand des Formfaktors H_{12} untersucht, ob analog zum ICE 3 eine Stabilisierung der Grenzschicht entlang des Modells beobachtet werden kann. Abb. 7.16d zeigt die entsprechende Entwicklung des Formfaktors H_{12} für die Messkonfigurationen des GZM. Wie in Abschn. 7.2.1 bereits erwähnt, ist es nicht sinnvoll den Formfaktor im Kopf- und Heckbereich zu betrachten. Wie beim ICE 3 zeigen die Verläufe von allen Messkonfigurationen des GZM ein asymptotisches Verhalten für H_{12} im Bereich $0.2 < \xi/l_{\text{mod}} < 0.8$. Dabei erreichen die Konfigurationen CLN08 und GAP08 bei ca. $\xi/l_{\text{mod}} \approx 0.3$ als erstes einen relativ konstanten Wert von $H_{12} \approx 1.45$. Wie beim ICE 3 erreicht etwas verzögert die Konfiguration RGH08 bei ca. $\xi/l_{\text{mod}} \approx 0.4$ einen vergleichbaren, konstanten Wert von $H_{12} = 1.47$. Es ist bemerkenswert, dass der Formfaktor beim ICE 3 und beim GZM in allen Konfigurationen auf der Messhöhe TOR8 einen Wert nahe dem theoretischen Formfaktor von $H_{12} \approx 1.4$ einer turbulenten Grenzschicht über einer ebenen Platte erreicht. Dabei ist der asymptotische Verlauf von H_{12} für Messkonfigurationen auf TOR8 an der glatten, ungestörten Geometrie des GZM noch schneller und gleichmäßiger als bei der komplexeren Geometrie des ICE 3. Der Vergleich zwischen den Messreihen CLN08/28/48/68 in Abb. 7.16d zeigt, dass der Formfaktor H_{12} zwar auf allen Messhöhen asymptotisch

tisch auf einen konstanten Wert zuläuft, aber der konstante Wert auf den oberen Messhöhen etwas verzögert bei ca. $\xi/l_{\text{mod}} \approx 0.7$ erreicht wird. Daraus folgt, dass die Grenzschicht auf den oberen Messebenen eine längere Laufzeit an der Modellwand benötigt, um einen Gleichgewichtszustand zu erreichen. Zudem steigt der Formfaktor H_{12} mit der Höhe am Modell an und beträgt an der Position $\xi/l_{\text{mod}} = 0.8$ für CLN28 (violett) $H_{12} = 1.59$, für CLN48 (grün) $H_{12} = 1.83$ und für CLN68 (hellblau) $H_{12} = 1.87$. Entgegen der Erwartung, ist der Formfaktor auf den höheren Messebenen, trotz der größeren Ähnlichkeit der Modelloberfläche zu einer ebenen Platte, deutlich größer als der Literaturwert von $H_{12} \approx 1.4$. An dieser Stelle kann nur vermutet werden, dass auf der untersten Messebene TOR8 der Bodeneffekt oder der hypothetische Hufeisenwirbel (vgl. Abb. 7.13) einen zusätzlich Einfluss auf die Stabilisierung und Form der Grenzschicht hat. In der folgenden Tab. 7.1 sind die Grenzschichtparameter an der Modellposition $\xi/l_{\text{mod}} = 0.8$ des ICE 3 und GZM zusammengefasst.

Tabelle 7.1: Grenzschichtparameter δ_{99} , δ_1 , δ_2 und H_{12} an der Modellposition $\xi/l_{\text{mod}} = 0.8$ für den ICE 3 und das GZM mit Angabe des prozentualen Unterschieds zwischen der Referenzkonfiguration CLNo8 und den Modellkonfigurationen RGHo8 und GAPo8 sowie den Konfigurationen CLN28, CLN48 CLN68 auf höheren Messebenen

MODELL	MESSREIHE	$\delta_{99}/b_{\text{mod}}$		δ_1/b_{mod}		δ_2/b_{mod}		H_{12}
ICE 3	CLNo8	0.69		0.066		0.046		1.43
	RGHo8v1	0.96	+39 %	0.125	+91 %	0.092	+100 %	1.37
	RGHo8v2	0.99	+44 %	0.168	+156 %	0.117	+157 %	1.43
	RGHo8v3	1.03	+49 %	0.170	+159 %	0.121	+166 %	1.40
GZM	CLNo8	0.68		0.078		0.054		1.44
	RGHo8	0.63	-6 %	0.084	+8 %	0.057	+5 %	1.47
	GAPo8	0.62	-8 %	0.073	-6 %	0.050	-7 %	1.45
	CLN28	0.47	-31 %	0.043	-45 %	0.027	-50 %	1.59
	CLN48	0.31	-54 %	0.039	-50 %	0.021	-61 %	1.83
	CLN68	0.30	-56 %	0.043	-45 %	0.023	-58 %	1.87
	CLN68Z	0.29	-59 %	0.042	-46 %	0.022	-60 %	1.93

Das wichtigste Ergebnis aus Tab. 7.1 ist, dass durch die Grenzschichtbeeinflussung mit Wirbelgeneratoren eine Erhöhung der Verdrängungsdicke δ_1 von 8 % beim GZM und bis zu 159 % am ICE 3 erreicht werden konnte. Zudem hat die Entwicklung des Formfaktors H_{12} gezeigt, dass sich die Grenzschicht entlang der Zugmodelle in allen Modellkonfigurationen stabilisiert. Mit diesen Ergebnissen konnte gezeigt werden, dass die Grenzschichtbeeinflussung mit Wirbelgeneratoren nach der Arbeitshypothese von Sima *et al.* (2016) funktioniert und trotz der reduzierten Modelllänge an TSG eine stabilisierte Grenzschicht am Modellheck anliegt. Damit konnte das erste Teilziel TZ1

(s. [Abschn. 3.1](#)) dieser Forschungsarbeit erfüllt werden. Um eine bessere Vorstellung von der dreidimensionalen Grenzschichtstruktur zu bekommen, werden die verfügbaren Informationen aus den Messreihen [CLN8](#), [CLN28](#), [CLN48](#) und [CLN68](#) verwendet, um im folgenden Abschnitt die charakteristische, dreidimensionale Form der mittleren Grenzschichtstruktur am [GZM](#) zu visualisieren.

Es ist erwähnenswert, dass die oben beschriebene Analyse der Grenzschichtparameter auch mit den Messreihen #17-19 der zweiten Messkampagne am [GZM](#) durchgeführt wurde (s. [Abb. B.2](#)) und die Ergebnisse im Bezug auf den Effekt des Wirbelgenerators und Wagenübergangs reproduziert werden konnten. Des Weiteren wurde in einer Testanalyse untersucht, ob die Beleuchtung der linken Gleisseite ([LGS](#)) mit dem Restlich des Lichtschnitts auf Messhöhe [TOR8](#), das unter dem Modell drunter durchscheint, ausreicht, um die Grenzschichtentwicklung aus simultan gemessenen Kameraperspektiven links und rechts am Modell vergleichen zu können (s. [Anhang B](#)).

7.2.3 Visualisierung der 3D-Grenzschichtstruktur

Im folgenden Abschnitt ist eine Visualisierung der dreidimensionalen Grenzschichtstruktur durch Interpolation von Isoflächen aus den Isolinen für \bar{v}_x auf den vier Messebenen der Konfigurationen [CLN8](#), [CLN28](#), [CLN48](#) und [CLN68](#) aus den Messreihen #10+13-15 am [GZM](#) dargestellt. [Abb. 7.17](#) zeigt die Isoflächen in der Grenzschichtströmung exemplarisch für die mittlere Strömungsgeschwindigkeit $\bar{v}_x = 0.05$ in [Abb. 7.17a](#) und $\bar{v}_x = 0.2$ in [Abb. 7.17b](#). Die Farben der Isoflächen wurden entsprechend der Farbskala für \bar{v}_x in [Abb. 7.9](#) gewählt. Der interpolierte, wandnahe Bereich $0 \text{ mm} \leq y^* \leq 4 \text{ mm}$ wurde ausgeblendet, um die gemessene Grenzschichtströmung hervorheben. Die vier Messhöhen über Schienenoberkante ([TOR](#)) sind in den Visualisierungen mit grünen, gestrichelten Linien markiert.

Die Visualisierungen der Isoflächen für $\bar{v}_x = 0.05$ und $\bar{v}_x = 0.2$ geben einen qualitativen Eindruck von der dreidimensionalen Grenzschicht am [GZM](#) und insbesondere der Ausdehnung in den vier verschiedenen Höhen am Modell. In [Abb. 7.17a](#) ist die charakteristische Kopfwelle im Bereich der Modellnase bei $\xi/l_{\text{mod}} = 0$ zu erkennen. Wie in der Grenzschichtanalyse beschrieben, liegt das Maximum der Ausdehnung in y -Richtung noch vor der Modellnase. Insgesamt zeigen [Abb. 7.17a](#) und [Abb. 7.17b](#), dass die Ausdehnung der Grenzschicht entlang des Modells auf Messhöhe [TOR8](#) deutlich größer ist als auf den oberen Messebenen. Die Perspektive der Visualisierung veranschaulicht, dass die Isofläche für $\bar{v}_x = 0.05$ auf den mittleren Messhöhen [TOR28](#) und [TOR48](#) näher am Modell anliegt als auf [TOR8](#) und [TOR68](#). Für $\bar{v}_x = 0.2$ ist die Isofläche in [Abb. 7.17b](#) auf Messhöhe [TOR28](#) nicht mehr zu sehen, da eine Geschwindigkeit von $\bar{v}_x = 0.2$ erst im wandnahen Bereich erreicht wird. Des Weiteren zeigt die 3D-Visualisierung in

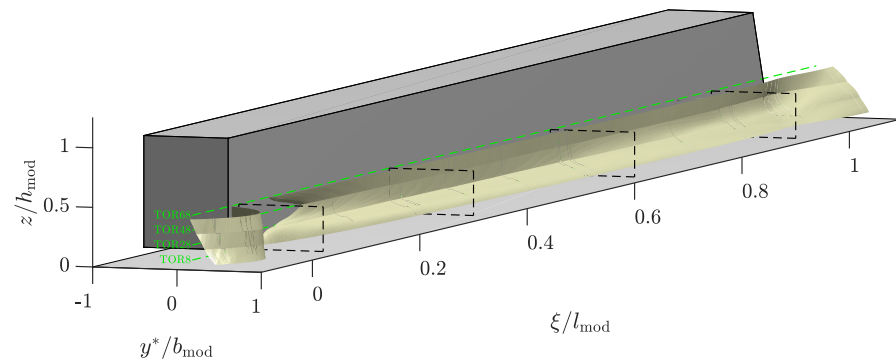
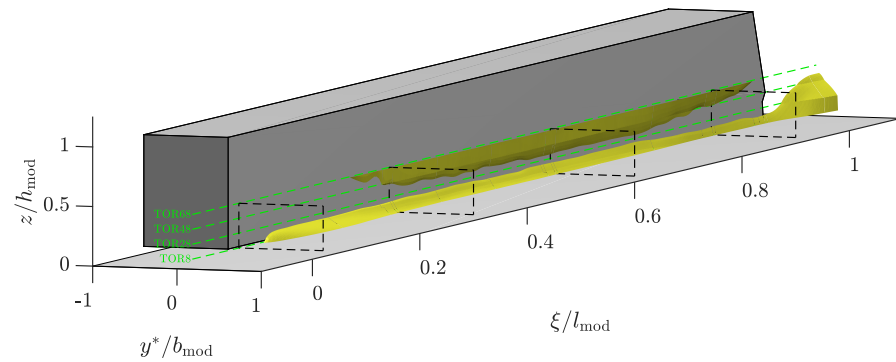
(a) Isoflächen für $\bar{v}_x = 0.05$ (b) Isoflächen für $\bar{v}_x = 0.2$

Abbildung 7.17: Visualisierung der räumlichen Grenzschichtstruktur anhand der interpolierten Isoflächen aus den Isolines für \bar{v}_x der vier Messebenen CLNo8/28/48/68 des GZM

Abb. 7.17 den Einfluss der Heckumströmung im Bereich hinter dem Modellheck ab $\xi/l_{\text{mod}} > 1$, bei der die Grenzschichtströmung in die Entwicklung des Nachlaufs übergeht.

In Anlehnung an den Vergleich der Grenzschichtprofile in Abb. 7.11 sind in Abb. 7.18 die Höhenliniendiagramme für die vier markierten Positionen $\xi/l_{\text{mod}} = 0.02, 0.3, 0.6$ und 0.9 (gestrichelte Rechtecke) am GZM dargestellt. Die Höhenliniendiagramme zeigen einen Profilschnitt in der (y, z) -Ebene der Grenzschicht. Insbesondere bei dieser Darstellung sei darauf hingewiesen, dass die Strömungsgeschwindigkeit nur in den Messebenen TOR8/28/48/68 gemessen wurde und die Daten zwischen diesen Höhen für eine graphische Visualisierung der Grenzschichtform in der (y, z) -Ebene interpoliert wurden.

Abb. 7.18a zeigt das Rückströmungsgebiet in der Grenzschicht kurz hinter der Modellnase. Wie erwartet, nimmt die Strömungsgeschwindigkeit in der Rückströmung mit zunehmendem Abstand zum Modell ab. Der Vergleich von Abb. 7.18b, Abb. 7.18c und Abb. 7.18d veranschaulicht die Entwicklung der Grenzschichtstruktur am Modell. Wie in der Grenzschichtanalyse am GZM beobachtet, zeigen die Höhenliniendiagramme, dass die Grenzschicht im bodennahen Bereich deutlich größer ist als auf den höheren Messebenen. Außerdem ist die

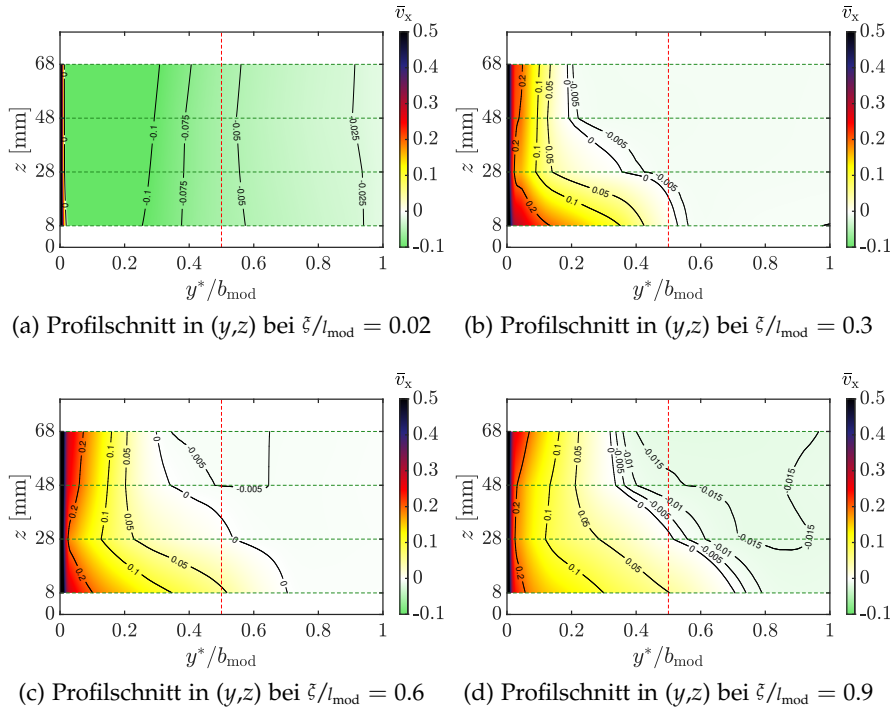


Abbildung 7.18: Höhenliniendiagramme in der y,z -Ebene aus Interpolation der Strömungsgeschwindigkeiten \vec{v}_x der Konfigurationen CLN in den vier Messebenen TOR08/28/48/68 am GZM an den Positionen $\xi/l_{\text{mod}} = 0.02$, $\xi/l_{\text{mod}} = 0.3$, $\xi/l_{\text{mod}} = 0.6$ und $\xi/l_{\text{mod}} = 0.9$

Grenzschichtdicke an den Positionen $\xi/l_{\text{mod}} = 0.3$ und $\xi/l_{\text{mod}} = 0.6$ auf der mittleren Messhöhe TOR28 minimal (s. Abb. 7.18b und Abb. 7.18c). An der Position $\xi/l_{\text{mod}} = 0.9$ hat sich das Minimum auf die Messhöhe TOR48 verschoben (s. Abb. 7.18d). Des Weiteren zeigen Abb. 7.18c und Abb. 7.18d, dass sich bereits ab $\xi/l_{\text{mod}} = 0.6$ ein Rückströmungsgebiet in einem größeren Abstand zum Modell im Bereich der höheren Messebenen TOR48 und TOR68 ausbildet. An der Position $\xi/l_{\text{mod}} = 0.9$ hat sich das Rückströmungsgebiet bis auf die untere Messebene TOR8 vergrößert.

Die zusätzliche Perspektive auf die dreidimensionale Grenzschichtstruktur durch die Visualisierungen in Abb. 7.17 und Höhenliniendiagramme in Abb. 7.18 veranschaulichen noch einmal die Beobachtungen und Ergebnisse der Grenzschichtanalyse am GZM. Aus Sicht eines, in Gleisnähe stehenden Beobachters hat die Umströmung des GZM in 28 mm über Schienenoberkante die geringste Wirkung auf die Umgebung. Dabei entspricht die Höhe TOR28 einer Höhe von 0.7 m über Schienenoberkante im Originalmaßstab. Im Vergleich dazu ist die aerodynamische Wirkung in Form der induzierten Strömungsgeschwindigkeit in 8 mm über Schienenoberkante, 0.2 m im Originalmaßstab, am stärksten. Dieses Ergebnis veranschaulicht, dass die Bewertung der aerodynamischen Wirkung eines Hochgeschwindig-

keitszugs gemäß TSI an dieser bodennahen Messposition im Hinblick auf das Gefahrenpotential der induzierten Luftverwirbelung gerechtfertigt ist. Die interpolierten Isoflächen und Höhenliniendiagramme in der Grenzschicht geben allerdings nur einen groben Eindruck der 3D-Grenzschichtstruktur. Für eine detaillierte Untersuchung der dreidimensionalen, instationären Grenzschicht sind komplexere Messsysteme erforderlich. In einer ersten Testmesskampagne wurde bereits die Verwendung eines tomographischem HSPIV-Messsystems für die Analyse mit 3D3C am GZM getestet (s. Abschn. 9.5). Die komplexe und zeitaufwendige Auswertung der tomographischen Daten lieferte allerdings noch keine für diese Forschungsarbeit relevanten Ergebnisse.

7.3 ABSCHÄTZUNG DER SIMULIERTEN MODELLELÄNGE

Im folgenden Abschnitt wird eine Methode zur Abschätzung einer theoretischen Modelllänge beschrieben, die durch den Einsatz von Wirbelgeneratoren und die Beeinflussung der Grenzschichtströmung simuliert werden konnte. In Abschn. 4.1.2 wurde bereits der Zusammenhang zwischen der Modelllänge l_{mod} und der Grenzschichtdicke δ_{99} bzw. der Verdrängungsdicke δ_1 diskutiert. Dazu wurde die Grenzschichtentwicklung am Modell näherungsweise mit der Entwicklung einer turbulenten Grenzschicht über einer ebenen Platte verglichen, um den proportionalen Zusammenhang δ_{99} bzw. $\delta_1 \propto l_{\text{mod}}^{6/7}$ zwischen den Grenzschichtparametern und der Modelllänge aus den Näherungen in Gl. 4.2 zu beschreiben (Buhr und Ehrenfried, 2018a). Die Grenzschichtanalysen am ICE 3 und GZM haben gezeigt, dass der integrale Grenzschichtparameter δ_1 ein robusteres Maß für die Grenzschichtentwicklung am Modell ist. Aus diesem Grund liegt in der folgenden Abschätzung der simulierten Modelllänge der Fokus auf der Verdrängungsdicke δ_1 . Dazu wird der Vergleich zwischen Modellströmung und der Strömung über einer ebenen Platte verwendet, um die theoretisch verlängerte Plattenströmung aus dem Verhältnis $\delta_{1,\text{RGH}}/\delta_{1,\text{CLN}}$ der Verdrängungsdicke δ_1 zwischen einer Konfiguration RGH mit Wirbelgenerator und der glatten Referenzkonfiguration CLN zu berechnen. Die Idee der Grenzschichtbeeinflussung durch Wirbelgeneratoren für die Simulation eines längeren Zugmodells wurde bereits einleitend in Abschn. 3.2 beschrieben und in Abb. 3.1 illustriert. Um die Idee hinter der Abschätzung zu veranschaulichen, ist der theoretische Zusammenhang zwischen einer Plattenlänge l und der Verdrängungsdicke δ_1 gemäß der Näherung aus Gl. 4.2 in Abb. 7.19 dargestellt.

Abb. 7.19 soll zeigen, dass nach der Näherung in Gl. 4.2 die Verdrängungsdicke δ_1 an einer Platte der Länge l_1 durch eine Verlängerung um die zusätzliche Länge Δl auf eine Länge l_2 um einen Wert $\Delta\delta_1$ ansteigt. Umgekehrt lässt sich aus dem Verhältnis der Verdrängungsdicke δ_1 für l_1 und l_2 auf die theoretische verlängerte Laufzeit Δl der

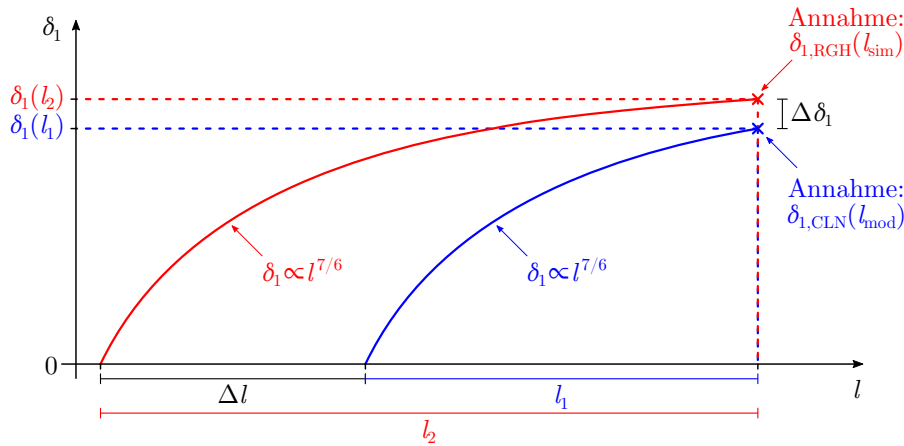


Abbildung 7.19: Skizzierte Darstellung des proportionalen Zusammenhangs $\delta_1 \propto l_{\text{mod}}^{6/7}$ zwischen der Plattenlänge l und der Verdrängungsdicke δ_1 nach der Näherungsformel in Gl. 4.2 für eine turbulente Strömung über einer ebenen Platte

Plattenströmung schließen. Mit der Annahme, dass auf mittlerer Höhe entlang des Modells eine Ähnlichkeit zu einer Plattenströmung besteht, wird im Folgenden die Erhöhung von δ_1 mit dem Verhältnis der gemessenen Verdrängungsdicken $\delta_{1,\text{RGH}}/\delta_{1,\text{CLN}}$ (vgl. Tab. 7.1) beschrieben. Aus dem proportionalen Zusammenhang $\delta_1 \propto l_{\text{mod}}^{6/7}$ lässt sich dann ein Rückschluss auf die theoretische Verlängerung der Plattenströmung Δl ziehen. Im Bezug auf die Modellumströmung wird die Differenz zwischen den Plattenlängen $\Delta l = l_2 - l_1$ mit der Differenz zwischen der realen und einer simulierten Modelllänge $\Delta l = l_{\text{mod}} - l_{\text{sim}}$ gleichgesetzt. Aus Gl. 4.5 in Abschn. 4.1.2 folgt umgekehrt für die Modelllänge l_{mod} im Bezug auf δ_1 der proportionale Zusammenhang $l_{\text{mod}} \propto \delta_1^{7/6}$. Mit der Annahme, dass man die längere Laufzeit einer Plattenströmung Δl (s. Abb. 7.19) mit einer Grenzschichtentwicklung an einem längeren Modell vergleichen kann, erfolgt die Abschätzung der simulierten Modelllänge l_{sim} mit dem oben beschriebenen Verhältnis $\delta_{1,\text{RGH}}/\delta_{1,\text{CLN}}$:

$$\frac{l_{\text{sim}}}{l_{\text{mod}}} = \frac{(\delta_{1,\text{RGH}})^{7/6}}{(\delta_{1,\text{CLN}})^{7/6}} \Rightarrow l_{\text{sim}} = \left(\frac{\delta_{1,\text{RGH}}}{\delta_{1,\text{CLN}}} \right)^{7/6} \cdot l_{\text{mod}} \quad (7.2)$$

Die Proportionalitätskonstante zwischen l und δ_1 ist für l_{mod} und l_{sim} identisch und kürzt sich in der Betrachtung der Verhältnisse in Gl. 7.2 raus. In dieser Modellvorstellung ist zu beachten, dass der Vergleich zwischen der Modellumströmung und der Strömung über einer ebenen Platte auf mehreren Annahmen beruht. Unter anderem, dass sich die Grenzschichtparameter am Modell ähnlich entwickeln wie in den Näherungsformeln angenommen. Die Grenzschichtanalyse am ICE 3 und GZM haben gezeigt, dass die Kopfwelle und die Umströmung des Heckbereichs einen großen Einfluss auf die Grenzschichtentwicklung in den jeweiligen Bereichen haben. In der folgenden Abschätzung wird

daher nur die Erhöhung der Grenzschichtparameter an einer spezifischen Position am Modell betrachtet, in der die sich die Grenzschicht am Modell stabilisiert hat und noch kein Effekt des Modellhecks vermutet wird. Dazu wird entsprechend der quantitativen Ergebnisse der Grenzschichtanalysen in [Tab. 7.1](#) die Position $\xi/l_{\text{mod}} = 0.8$ am Modell angenommen. Des Weiteren ist zu beachten, dass die Grenzschichtbeeinflussung bzw. die Wirkung des Wirbelgenerators auf die Verdrängungsdicke nur auf [TOR8](#), der niedrigsten Messhöhe in geringem Abstand zum Boden, gemessen wurde. Auf dieser Messhöhe befinden sich die größten Rauigkeiten an der Modellkontur (vgl. [Abb. 7.2](#)) und die Grenzschichtströmung wird vermutlich zusätzlich von der Unterbodenströmung und dem Bodeneffekt beeinflusst. An dieser Stelle wird trotzdem eine Abschätzung der simulierten Modelllänge auf Basis der vorhandenen Daten durchgeführt, um einen Eindruck über die Effektivität der Grenzschichtbeeinflussung zu bekommen.

Im ersten Schritt soll zunächst geprüft werden, wie gut die gemessene Entwicklung von δ_{99} und δ_1 durch theoretisch berechneten Werte δ_{99}^* und δ_1^* für eine ebene Platte nach [Gl. 4.2](#) beschrieben werden können. Für den Vergleich der Grenzschichtparameter wurde in der Näherung eine Strömungsgeschwindigkeit entsprechend der Modellgeschwindigkeit $u_{\text{mod}} = 32 \text{ m/s}$ angenommen. Für die Berechnung der Reynoldszahl Re_l in [Gl. 4.2](#) wurde eine Luftdichte ρ von 1.2 kg/m^3 und eine dynamische Viskosität η von $18.1 \text{ Pa} \cdot \text{s}$ angenommen. [Abb. 7.20a](#) zeigt den Vergleich für die gemessene Grenzschichtdicke δ_{99} in den Konfigurationen [CLNo8](#), [RGHo8](#) und [CLN68](#) sowie die theoretische Grenzschichtdicke δ_{99}^* an einer ebenen Platte (s. [Abb. 7.20a](#), gestrichelte Linien) dargestellt. Analog zeigt [Abb. 7.20b](#) die gemessene Verdrängungsdicke δ_1 in den Konfigurationen [CLNo8](#), [RGHo8](#) und [CLN68](#) sowie die theoretische Verdrängungsdicke δ_1^* an einer ebenen Platte (s. [Abb. 7.20b](#), gestrichelte Linien). Wie in [Abb. 6.1b](#) und [Abb. 6.3](#) gezeigt, liegt die Messhöhe [TOR68](#) auf mittlerer Höhe zwischen Ober- und Unterkante der Modellwand, auf der die Rauigkeiten an der Modellkontur am kleinsten sind (vgl. [Abb. 7.2b](#)). Der Vergleich zwischen [CLNo8](#) und [RGHo8](#) in [Abb. 7.20b](#) veranschaulicht den Unterschied bzw. die Erhöhung der Verdrängungsdicke δ_1 , um den Zusammenhang zwischen der Grenzschichtbeeinflussung durch den Wirbelgenerator auf die simulierte, längere Laufzeit Δl einer Plattenströmung im Bezug auf [Abb. 7.19](#) zu veranschaulichen.

Wie erwartet sind die Grenzschichtdicke δ_{99} und Verdrängungsdicke δ_1 auf der bodennahen Messebene [TOR8](#) (blau/rot) deutlich größer als die theoretisch berechneten Werte δ_{99}^* und δ_1^* (schwarz, gestrichelt) aus der Näherung. Auf der oberen Messebene [TOR68](#), auf etwa halber Modellhöhe, zeigt der Vergleich zwischen den gemessenen Grenzschichtparametern für [CLN68](#) (gelb) und den theoretisch berechneten Werten (schwarz, gestrichelt) einen qualitativ ähnlichen Verlauf. Dabei ist die primäre Erkenntnis aus dem Vergleich, dass sich die Verdrän-

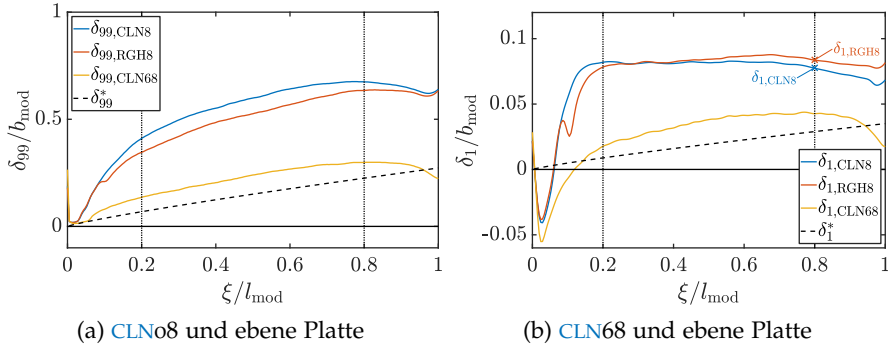


Abbildung 7.20: Vergleich zwischen den gemessenen Grenzschichtparametern δ_{99} bzw. δ_1 und den theoretisch berechneten Werten δ_{99}^* bzw. δ_1^* aus der Näherungsformel Gl. 4.2 für eine turbulente Grenzschicht über einer ebenen Platte

gungsdicke auf TOR68 ähnlich zu dem proportionalen Zusammenhang $\delta_1 \propto l_{\text{mod}}^{6/7}$ aus der Näherung entwickelt. Zudem korrespondiert dieses Ergebnis mit der Annahme, dass die Näherungsformeln aus Gl. 4.2 für die Grenzschichtparameter auf der Messhöhe TOR68, aufgrund der größeren Ähnlichkeit zwischen der Seitenwand und einer ebenen Platte, eine bessere Übereinstimmung zwischen der gemessenen und theoretischen Grenzschichtentwicklung liefern. Während der Verlauf von δ_{99} und δ_1 im Kopfbereich $0 \leq \xi/l_{\text{mod}} \leq 0.2$ und Heckbereich $0.9 \leq \xi/l_{\text{mod}} \leq 1$ von der theoretischen Entwicklung von δ_{99}^* und δ_1^* abweicht, zeigen die gemessenen und theoretischen Daten auf mittlerer Länge des Modells im Bereich $0.2 \leq \xi/l_{\text{mod}} \leq 0.8$ und insbesondere bei der quantitative bewerteten Position $\xi/l_{\text{mod}} = 0.8$ (vgl. Tab. 7.1) einen vergleichbaren Verlauf. In Abb. 7.20b sind die δ_1 -Werte für die glatte Referenzkonfiguration $\delta_{1, \text{CLN}}$ und die Konfiguration mit Wirbelgenerator $\delta_{1, \text{RGH}}$ für den Bezug zur Modellvorstellung in Abb. 7.19 hervorgehoben.

Die Beobachtungen haben gezeigt, dass im Modellexperiment näherungsweise ein ähnlicher proportionaler Zusammenhang $l_{\text{mod}} \propto \delta_1^{7/6}$ zwischen Verdrängungsdicke δ_1 und Modelllänge l_{mod} wie zwischen δ_1 und der Lauflänge l einer turbulenten Strömung über einer ebenen Platte besteht. Mit dieser Erkenntnis wurde die simulierte Modelllänge l_{sim} anhand des Verhältnisses $\delta_{1, \text{RGH}}/\delta_{1, \text{CLN}}$ zwischen der Verdrängungsdicke δ_1 für RGH08 und CLN08 an der Position $\xi/l_{\text{mod}} = 0.8$ (s. Tab. 7.1) äquivalent aus den Näherungsformeln für die Plattenrechnung abgeschätzt. An dieser Stelle sei noch einmal darauf hingewiesen, dass die Berechnung einer simulierten Modelllänge l_{sim} nach Gl. 7.2 eigentlich der Berechnung der zusätzlichen Lauflänge Δl einer Strömung über einer ebenen Platte entspricht. An dieser Stelle wurde die Plattenrechnung näherungsweise auf die Modelllänge übertragen und im Folgenden die theoretische Plattenlängen l_2 als simulierte Modelllänge

betrachten zu können. Die simulierten Modelllängen wurden nach Gl. 7.2 berechnet und sind in Tab. 7.2 zusammengefasst:

Tabelle 7.2: Abschätzung der simulierten Modelllängen l_{sim} berechnet nach Gl. 7.2 aus dem Verhältnis der Verdrängungsdicke δ_1 von RGHo8 zu CLNo8 unter Annahme einer theoretisch, verlängerten Lauflänge $l_2 = l_1 + \Delta l$ (vgl. Abb. 7.19) aus der Näherung einer turbulenten Strömung über einer ebenen Platte

MODELL	l_{mod}	MESSREIHE	$\delta_{1,\text{RGH}}/\delta_{1,\text{CLN}}$	Δl	l_{sim}
ICE 3	2.27 m	RGHo8v1	1.91	+2.56 m	4.83 m (+111 %)
		RGHo8v2	2.56	+4.53 m	6.80 m (+200 %)
		RGHo8v3	2.59	+4.63 m	6.90 m (+204 %)
GZM	2.1 m	RGHo8	1.08	+0.19 m	2.29 m (+9 %)

Wie in Abschn. 4.1.2 beschrieben, wäre die Grenzschicht am Heck eines Modells mit einer maßstäblichen Länge von 8 m im Modellmaßstab von 1:25 zu dick. Aus Gl. 4.5 und der Bedingung, dass das Verhältnis von Grenzschichtdicke zu Wagenbreite im Modellmaßstab und Original übereinstimmt, d.h. $\delta_{\text{mod}}/b_{\text{mod}} = \delta_{\text{org}}/b_{\text{org}}$ bzw. $R_\delta = 1$, folgt, dass das Modell eine Länge von 4.68 m haben müsste. Diese Länge entspricht in etwa der mit Gl. 7.2 abgeschätzten, simulierten Modelllänge von RGHo8v1. Es ist erwähnenswert, dass diese Konfiguration im Hinblick auf die Anzahl und Position der Wirbelgeneratoren vergleichbar mit der Wirbelgeneratorkonfiguration in den Studien von Sima *et al.* (2016) am Dosto ist, in der eine gute Übereinstimmung der TSI-Parameter zu Messungen im Originalmaßstab erreicht wurde. Es ist zu beachten, dass die Ergebnisse dieser Abschätzung und dem Vergleich zu der Studie von Sima *et al.* (2016) am Dosto auf mehreren Annahmen beruhen und die Betrachtung der Grenzschicht auf der bodennahen Messebene TOR8 zu großen Unsicherheiten führen kann. Es sind weitere Untersuchungen nötig, um für zukünftige Studien die beschriebene Methode zur Abschätzung der simulierten Modelllänge aus dem Vergleich zwischen Grenzschichtströmung am Modell und einer ebenen Platte zu validieren.

STRÖMUNGSANALYSE DER NACHLAUFSTRUKTUREN

Die Ergebnisse der Grenzschichtanalyse in [Kap. 7](#) haben gezeigt, dass durch die Rauigkeiten von Wirbelgeneratoren am Modellkopf eine signifikante Erhöhung der Grenzschicht-beschreibenden Parameter δ_1 bzw. δ_2 erreicht werden konnte und sich die Grenzschicht, trotz der zusätzlichen Störung, entlang der Zugmodelle stabilisiert hat (TZ1, s. [Abschn. 3.1](#)). In dem folgenden Kapitel liegt der Fokus auf der Nachlaufströmung hinter dem Zugmodell, insbesondere auf der grundlegenden Dynamik und der Topologie dominanter Strukturen, die für das Auftreten der maximal induzierten Strömungsgeschwindigkeit verantwortlich sind (TZ2). Des Weiteren wird der Einfluss von Wirbelgeneratoren auf die dominante Dynamik im Nachlauf untersucht, um analog zu der Grenzschichtanalyse in [Kap. 7](#) einen Zusammenhang zwischen den zusätzlichen Rauigkeiten an der Modellgeometrie und der charakteristischen Nachlaufströmung herzustellen (TZ3). Ziel der Nachlaufanalyse ist die Arbeitshypothese von Sima *et al.* (2016) zu bestätigen und zu zeigen, dass sich die Beeinflussung der Grenzschicht auch auf die Nachlaufströmung auswirkt, ohne dass der charakteristische Nachlauf durch künstliche Strukturen oder eine unrealistische Dynamik verfälscht wurde.

In der Visualisierung der mittleren, dreidimensionalen Grenzschichtstruktur in [Abschn. 7.2.3](#) konnten die Beobachtungen und Ergebnisse der Grenzschichtanalyse durch die Darstellung der interpolierten Isofläche zwischen den vier Messebenen der Messreihen #10,13-15 am GZM in [Abb. 7.17](#) bereits anschaulich dargestellt werden. Im ersten Schritt der Nachlaufanalyse wird die Visualisierung der mittleren Strömung in Anlehnung an [Abb. 7.17](#) bis in den Nachlaufbereich $\xi/l_{\text{mod}} > 1$ verlängert, um die dreidimensionale Struktur des Nachlaufs aus einer ähnlichen Perspektive zu betrachten. In [Abb. 8.1](#) ist die Isofläche für $\bar{v}_x = 0.12$ aus den interpolierten Isolinien auf den Messebenen TOR08/28/48/68 der Konfiguration CLN in einer gedrehten Ansicht aus der Perspektive eines Beobachters hinter dem Modell auf der, von vorne gesehen, rechten Gleisseite (RGS) dargestellt.

Die Visualisierung zeigt, dass sich die mittlere Nachlaufstruktur in Richtung der rechten Gleisseite (RGS) auf einer Strecke von einer Modelllänge l_{mod} über die TSI-Linie (rot gestrichelt) hinaus ausdehnt. Zusätzlich ist eine Abflachung der Nachlaufströmung mit größerem Abstand zum Modellheck zu beobachten. Wie in [Abschn. 2.2.2.3](#) beschrieben wird angenommen, dass diese Form von der Überströmung der Heckgeometrie geprägt wird, bei der die aufgerollte Grenzschicht-

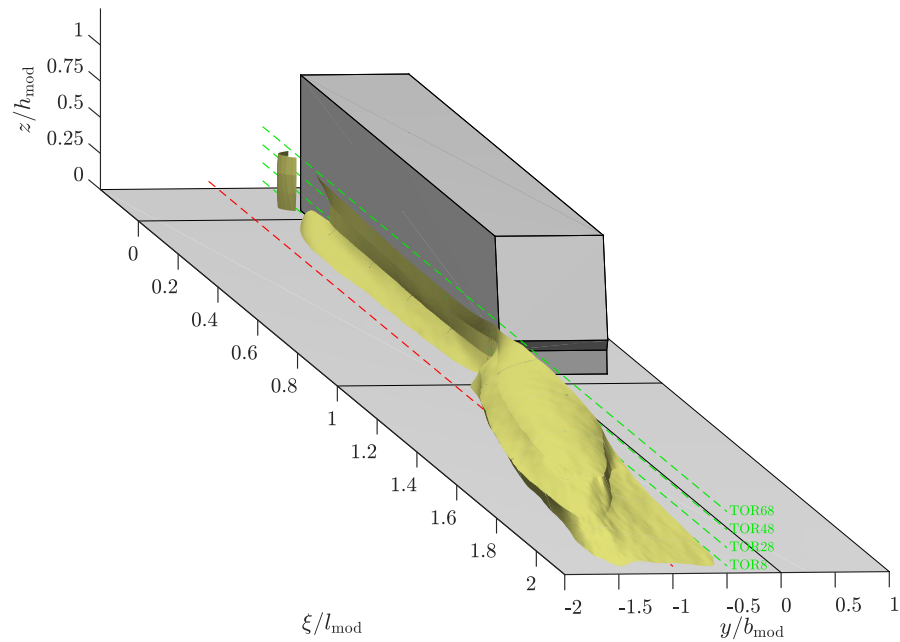


Abbildung 8.1: Visualisierung der mittleren, räumlichen Nachlaufstruktur auf der rechten Gleisseite (RGS) anhand der interpolierten Isoflächen für $\bar{v}_x = 0.12$ aus den Isolinen der Strömungsgeschwindigkeit V auf den vier Messebenen TOR08/28/48/68 der Konfiguration CLN aus den Messreihen #10,13-15 der ersten Messkampagne am GZM mit einer Kamera (vgl. Abb. 6.10)

strömung mit der Überströmung des Hecks interagiert und von der Gleismitte nach außen in Richtung Boden gerichtet ist. In der Grenzschichtanalyse wurde bereits gezeigt, dass in der Grenzschicht eine hohe Fluktuation zwischen den Messfahrten auftritt (vgl. Abb. 7.4 und Abb. 7.10) und dass die Strömungskomponenten (v_x, v_y) auf eine charakteristische Strömungsentwicklung am Modellheck hindeuten. Wie in der Literatur zur Aerodynamik von Hochgeschwindigkeitszügen (HGZ) in Abschn. 2.2 und insbesondere in den Studien von Bell *et al.* (2016a,b, 2017b) beschrieben, wird vermutet, dass sich im Nachlauf ebenfalls eine charakteristische Dynamik in Form einer mäandernden Nachlaufstruktur (bezeichnet als *wake snake* von Bell (2015), s. Abschn. 2.2.2.3) ausbildet. Um die Dynamik im Nachlauf im Bezug auf die Teilziele TZ2 und TZ3 dieser Forschungsarbeit zu untersuchen, wurde eine zweite Messkampagne (Messreihen #10-19, s. Tab. 6.1) am generischen Zugmodell (GZM) durchgeführt, in der eine zweite Kamera (Kamera 2, vgl. Abb. 6.10) im HSPIV-Messaufbau verwendet wurde, um den Messbereich auf die linke Gleisseite zu erweitern und die gesamte Breite des Nachlaufs simultan über beide Gleisseiten zu erfassen. Einleitend zu den primären Analysen der Nachlaufströmung in Abschn. 8.1, Abschn. 8.2 und Abschn. 8.3 wird im Folgenden kurz die Anwendung der spezifischen, messtechnischen Methoden zur Datenaufbereitung des Zwei-Kamera-HSPIV-Aufbaus (vgl. Abb. 4.12) in

der zweiten Messkampagne am GZM beschrieben. In diesem Zusammenhang werden die Herausforderungen der Erfassung des Nachlaufs hinter einem bewegten Zugmodell sowie die Verknüpfung der beiden Kameraperspektiven dargestellt und die Umsetzung qualitativ überprüft.

Analog zu HSPIV-Messreihen mit einer Kamera wurden die HSPIV-Aufnahmen beider Kameras ausgewertet und die Strömungsgeschwindigkeiten im Kamera-spezifischen Auswertegitter bestimmt. Die Koordinaten der Messpositionen (x_i, y_j) im Sichtfeld beider Kameras beziehen sich auf den Koordinatenursprung in der Gleismitte wie in Abb. 6.10 dargestellt. Für die statistischen Analysen wurden die Messdaten aller Messpositionen auf die Positionen ζ_m im Modellkoordinatensystem mit einer räumlichen Auflösung von 2 mm interpoliert. Ein zusätzlicher Schritt in der Datenaufbereitung des Zwei-Kamera-Systems ist die Verknüpfung der beiden Messbereiche. In Abschn. 6.2 wurde bereits erwähnt, dass sich die Perspektiven der beiden Kameras in einem Bereich Δy um die Gleismitte überlappen. Abb. 6.10 in Abschn. 6.2 zeigt das prinzipielle Raster aus Auswertefenstern im Sichtbereich der Kameras. Im Bereich $y = -10$ mm bis 10 mm um die Gleismitte überlappen sich die Kameraperspektiven auf einer Breite von $\Delta y = 20$ mm. Um die Kameraaufnahmen miteinander zu verknüpfen wurden die Strömungsdaten im Überlappungsbereich über eine bilineare Interpolation der beiden Strömungsfelder bestimmt. In Abb. 8.2 ist das gemessene Strömungsfeld im Überlappungsbereich separat aus Sicht der Kamera auf der rechten Gleisseite (RGS, s. Abb. 8.2a) und der Kamera auf der linken Gleisseite (LGS, s. Abb. 8.2b) exemplarisch für einen Zeitschritt im Nachlauf kurz hinter dem Modellheck aus der ersten Messfahrt $r = 1$ der Messreihe #17 (CLN08) gezeigt. Das bilinear interpolierte Strömungsfeld im Überlappungsbereich ist in Abb. 8.2c dargestellt. Der Vergleich zwischen Abb. 8.2a und Abb. 8.2b zeigt bereits, dass aus Sicht beider Kameras ein sehr ähnliches Strömungsfeld gemessen worden ist. Durch die bilineare Gewichtung der beiden Kameraperspektiven wurde eine scharfe Schnittkante, die bei einer einfachen Verknüpfung der Strömungsbilder bei $y = 0$ mm entstanden wäre, vermieden und ein gleichmäßiger Übergang zwischen den gemessenen Strömungsfeldern erreicht.

Des Weiteren muss in der Analyse des direkten Nachlaufs hinter dem Modell beachtet werden, dass das Modellheck durch eine dynamische Maskierung über die Position des Modells im Kamerabild ausgeblendet werden muss. Auf diese Weise ist es möglich Messpositionen unmittelbar hinter dem Modellheck auszuwerten, selbst wenn sich das Modell noch zu einem Teil im Messbereich befindet. Dazu wurde für jeden Zeitschritt der Kameraaufnahmen die theoretische Position des Modells in der Messebene berechnet und der Modellabschnitt entsprechend ausmaskiert. Des Weiteren wurden die Strömungsdaten für einzelne, statistische Analysen im Bezug auf die Spezifikationen

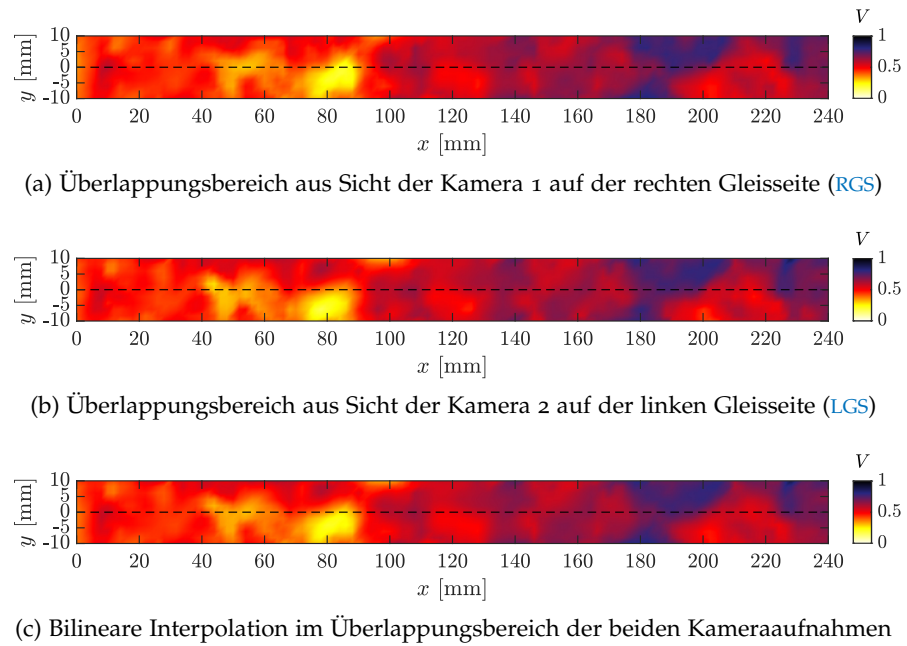


Abbildung 8.2: Verknüpfung der beiden Kameraperspektiven aus dem HSPIV-Messaufbau mit zwei Kameras (vgl. Abb. 6.10) durch eine bilineare Interpolation im Überlappungsbereich von $y = -10$ mm bis 10 mm um die Gleismitte exemplarisch für einen Zeitschritt im Nachlauf kurz hinter dem Modellheck aus der ersten Messfahrt der Messreihe #17

der TSI mit einem gleitenden Mittelwertfilter der Filterzeit $t_{f,mod}$ nach Gl. 5.19 von 0.08 s geglättet (siehe Abschn. 5.1.3). Um das Ergebnis der Aufbereitungsmethoden, insbesondere der dynamischen Maskierung und des gleitenden Mittelwertfilters, qualitativ zu überprüfen, wurde analog zu Abschn. 7.2 eine Visualisierung der Nachlaufströmung in der (ξ, y) -Ebene mit einer räumlichen Auflösung von 20 mm zwischen den Positionen ξ_m im Modellkoordinatensystem erstellt. Anders als in der Visualisierung der mittleren Grenzschichtströmung \bar{v}_x in Abb. 7.3 und Abb. 7.9 zeigt Abb. 8.3 die Visualisierung des mittleren Betrags der Strömungsgeschwindigkeit \bar{V} berechnet nach Gl. 6.1 und die Standardabweichung σ_V berechnet nach Gl. 6.2 in der Konfiguration CLN08 des GZM. Zusätzlich sind in Abb. 8.3 die gemessenen Strömungskomponenten (v_x, v_y) separat für die erste Messfahrt $r = 1$ dargestellt. Die rote, gestrichelte Linie markiert den Abstand $\Delta y = 0.12$ m für die Messpositionen gemäß TSI auf beiden Seiten des Gleises. Der Einfluss des gleitenden Mittelwertfilters ist in dem Vergleich des gemessenen Betrags V und dem gefilterten Betrag V_f visualisiert. Ziel der qualitativen Voruntersuchung der Nachlaufströmung in Abb. 8.3 ist die Überprüfung der oben genannten Methoden sowie einen ersten Eindruck von der Nachlaufströmung hinter dem generischen Zugmodell (GZM) zu bekommen, um das Vorgehen und die Hypothesen in den nachfolgenden Analysen zu motivieren.

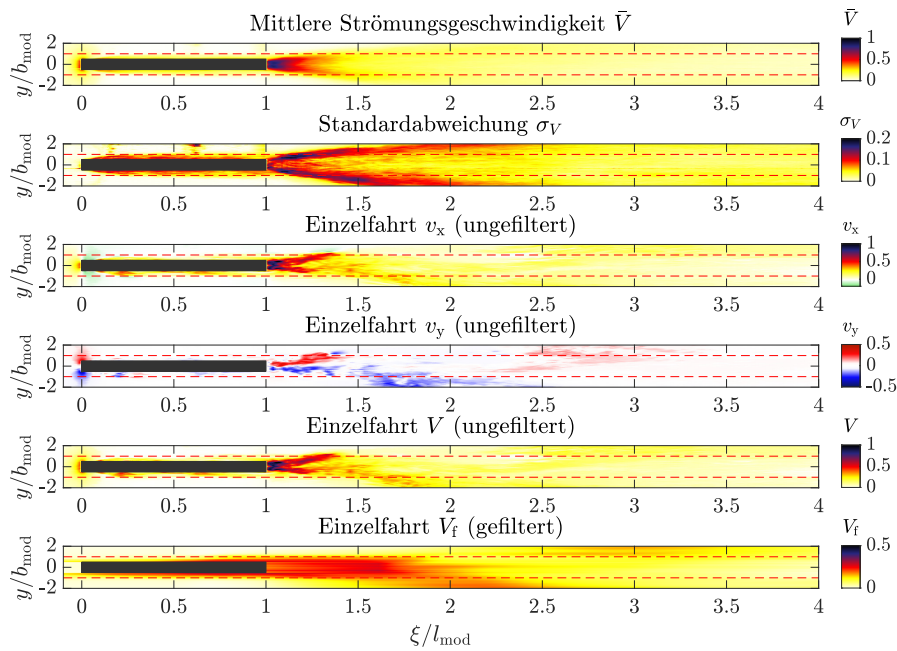


Abbildung 8.3: Visualisierung der mittleren Nachlaufströmung \bar{V} und Standardabweichung σ_V in der Konfiguration CLNo8 (Messreihe #17) des GZM sowie den Komponenten v_x , v_y der ersten Messfahrt $r = 1$ und dem Betrag der Strömungsgeschwindigkeit V im Vergleich zwischen ungefilterter und gefilterter Nachlaufströmung (s. Abb. C.1, größere Darstellung)

Die erfolgreiche Verknüpfung der Messbereiche von Kamera 1&2 wurde bereits in Abb. 8.2 für einen exemplarischen Zeitschritt gezeigt. Anhand der Visualisierung in Abb. 8.3 wird noch einmal deutlich, dass mit dem Zwei-Kamera-HSPIV-Messsystem die gesamte Nachlaufströmung über beide Gleisseiten durch den kombinierten Messbereich beider Kameras erfasst werden konnte. Des Weiteren zeigt der Bereich direkt hinter dem Heck bei $\xi/l_{\text{mod}} > 1$, dass die Nachlaufströmung durch die dynamische Maskierung bereits direkt hinter dem Zugmodell ausgewertet werden konnte. Der Vergleich zwischen den ungefilterten und gefilterten Strömungsgeschwindigkeit V und V_f zeigt den starken Einfluss der relativ langen Filterzeit von 0.08 s (entspricht 2.56 m oder $\Delta\xi/l_{\text{mod}} = 1.22$ im Modellkoordinatensystem) auf die Geschwindigkeiten im Nachlauf. Kleinskalige Gebiete hoher Geschwindigkeit wurden geglättet, aber die großskalige Grundstruktur der Nachlaufströmung bleibt auch nach der Filterung erhalten. Dabei ist zu beachten, dass das Darstellungsintervall für die Strömungsgeschwindigkeiten V_f im Vergleich zu der Darstellung von \bar{V} halbiert ist und das Farbschema für V_f Geschwindigkeiten von 0 bis 0.5 repräsentiert. Anhand der Visualisierungen in Abb. 8.3 konnte gezeigt werden, dass die durchgeführten Methoden der Datenaufbereitungen erfolgreich waren und die gesamte Nachlaufströmung auf einer Länge von mehreren Modelllängen l_{mod} hinter dem Modell für die Analyse

der Dynamik und dominanten Strukturen betrachtet werden kann. Des Weiteren hat die Darstellung von V_f einen visuellen Eindruck von dem Einfluss des gleitenden Mittelwertfilters gegeben.

Wie oben erwähnt, wird im Folgenden anhand der Visualisierungen in [Abb. 8.3](#) eine qualitative Voruntersuchung der Nachlaufströmung für die Referenzkonfiguration **CLNo8** (Messreihe #17) beschrieben, um das weitere Vorgehen in den nachfolgenden Abschnitten zu motivieren. An dieser Stelle sei noch kurz auf einen interessanten Aspekt in der Visualisierung der Kopfwelle in [Abb. 8.3](#) hingewiesen. Im Bereich des Modellkopfs um $\xi/l_{\text{mod}} = 0$ ist analog zu der Grenzschichtvisualisierung in [Abb. 7.3](#) und [Abb. 7.9](#) wie erwartet die charakteristische Kopfwelle zu beobachten. Wie in [Abschn. 7.2.2](#) vermutet, erreicht die Strömungskomponente v_x in ξ -Richtung im **TSI**-Abstand bei $\Delta y = 0.12$ m (rote, gestrichelte Linie) bereits vor dem Modellkopf ein lokales Maximum und geht anschließend in einen Bereich lokaler Rückströmung mit $v_x < 0$ über. v_y ist im Bereich des Modellkopfs zur jeweiligen Gleisseite nach außen gerichtet und erreicht das lokale Maximum in etwa an der Modellnase. Durch den kombinierten Messbereich über beide Gleisseiten ist in [Abb. 8.3](#) zusätzlich die Symmetrie in der Kopfwelle zu erkennen.

Die Visualisierung der mittleren Geschwindigkeit \bar{V} im Nachlaufbereich $\xi/l_{\text{mod}} > 1$ des **GZM** zeigt, dass die höchsten Geschwindigkeiten im nahen Nachlauf direkt hinter dem Modell auftreten. Unmittelbar nach dem Heck entspricht die mittlere Geschwindigkeit nahezu der Modellgeschwindigkeit. Zudem ist zu beobachten, dass sich die mittlere Nachlaufströmung hinter dem Modell zu beiden Gleisseiten ausdehnt. Die Ausbreitung und Aufteilung der Bereiche turbulenter Strömung ist auch anhand der Standardabweichung σ_V zu beobachten. Die Gebiete größter Schwankungen teilen sich hinter dem Modell auf und beeinflussen die Umgebung neben dem Gleis deutlich über den **TSI**-Abstand hinaus. Diese Beobachtungen korrespondieren mit den Ergebnissen der **HDA**-Messungen mit Eindrahtsonden (vgl. [Abb. 6.6](#), [Abschn. 6.1](#)). Die Visualisierung der Strömungskomponente v_x und dem Betrag V für die erste Messfahrt $r = 1$ zeigt, dass sich auf Messhöhe **TOR8** eine abwechselnde Ablösung von Strömungsstrukturen andeutet, die an unterschiedlichen Positionen hinter dem Modell die **TSI**-Linie erreichen. Die Visualisierung von v_y zeigt, dass diese Strömungsstrukturen zu der jeweiligen Gleisseite gerichtet sind auf der sie auftreten. Die qualitativen Beobachtungen in [Abb. 8.3](#) korrespondieren mit den Ergebnissen von Bell *et al.* (2016a), der diese Dynamik als 'wake snake' bezeichnet. Des Weiteren wurde eine vergleichbare, charakteristische Nachlaufdynamik in Xia *et al.* (2017) beschrieben und in den numerischen Simulationen von Yao *et al.* (2013) und Wang *et al.* (2018b) gezeigt. Es wird angenommen, dass die mäandernde Nachlaufströmung im bodennahen Bereich aus der Ablösung der Grenzschichtströmung am Heck resultiert wie in der einleitenden

Illustration der Umströmung eines Hochgeschwindigkeitszugs (HGZ) in [Abb. 2.2](#) dargestellt (s. [Abschn. 2.2.2](#)). Die Hinweise aus der oben dargestellten Voruntersuchung deuten auf einen Zusammenhang zwischen der maximal induzierte Strömungsgeschwindigkeit \hat{v} an der TSI-Messposition und der Amplitude der charakteristischen Oszillation im Nachlauf hin.

Da diese Charakteristik in der Betrachtung einer mittleren Nachlaufströmung nicht dargestellt werden kann, ist es notwendig die Dynamik in jeder Einzelfahrt statistisch zu betrachten. Dazu wird in [Abschn. 8.1](#) zunächst eine statistische Analyse der erfassten, maximalen Strömungsgeschwindigkeit im Nachlauf durchgeführt, um den Effekt der Wirbelgeneratoren und des gleitenden Mittelwertfilters auf die Bewertungsparameter \bar{U} , σ und $U_{2\sigma}$ des Konformitätsnachweises gemäß TSI (s. [Abschn. 2.1](#)) darzustellen. In [Abschn. 8.2](#) wird zunächst mit einer einfachen Methode die Oszillation der Nachlaufströmung anhand der lateralen Position des Geschwindigkeitsschwerpunkts untersucht, um einen Zusammenhang zwischen der Dynamik und den gemessenen Maxima herzustellen. In der primären Analyse der dominanten Dynamik und Strömungsstrukturen in [Abschn. 8.3](#) wurde eine Modenzerlegung (Dynamic Mode Decomposition (DMD), s. [Abschn. 5.4](#)) der Nachlaufströmung durchgeführt. Ziel der DMD-Analyse war es, aus allen verfügbaren Aufnahmen der Nachlaufströmung aus den $N_r = 30$ Messfahrten einer Modellkonfiguration eine gemeinsame Charakteristik für die Nachlaufdynamik zu bestimmen. Diese charakteristische Dynamik wird in Form von dominanten Moden beschrieben, die zwischen den Messkonfigurationen verglichen wurden, um den Effekt der Wirbelgeneratoren auf die Topologie in der Nachlaufströmung quantitativ zu analysieren. Des Weiteren wurden die Ergebnisse der DMD verwendet, um einen statistischen Zusammenhang zwischen einzelnen, dominanten Moden und der maximal induzierten Strömungsgeschwindigkeit an einer Messposition gemäß Konformitätsnachweis der TSI herzustellen.

8.1 MAXIMAL INDUZIERT STRÖMUNGSGESCHWINDIGKEIT

8.1.1 Statistische Analysen

Die statistische Analyse der auftretenden Maximalwerte gemäß TSI basiert auf der einer bedingten Messdatenanalyse nach [Abschn. 5.3](#). Dazu wird die Position $\hat{\xi}$ im Modellkoordinatensystem betrachtet an der ein Maximalwert \hat{v} auftritt. Die Werte für $\hat{\xi}$ und \hat{v} wurden nach [Gl. 5.26](#) und [Gl. 5.27](#) aus den HSPIV-Messdaten für jede Messposition (x_i, y_j) im Auswertegitter (vgl. [Abb. 6.10](#)) im Abstand $\Delta y = 0.12$ m zur Gleismitte und jede der $N_r = 30$ Messfahrten r auf der Messhöhe TOR8 bestimmt. Einleitend wird zunächst das methodische Vorgehen exemplarisch für den Fall der Referenzkonfiguration CLNo8 beschrieben, um

anschließend in [Abschn. 8.1.2](#) im Rahmen des statistischen Vergleichs zwischen den glatten Konfigurationen (CLN) und den Konfigurationen mit Wirbelgeneratoren (RGH) bzw. mit einem Wagenübergang (GAP) den Einfluss von Rauigkeiten an der Modellgeometrie auf die gemessenen, maximal induzierten Strömungsgeschwindigkeit im Nachlauf zu analysieren. Dabei wird die statistische Analyse für die Messkampagne am ICE 3 (Messreihen #6-9) und die beiden Messkampagnen am GZM (Messreihen #10-16 und #17-19) separat durchgeführt, um die Ergebnisse für die Modellgeometrien miteinander vergleichen zu können. Des Weiteren wird in [Abschn. 8.1.3](#) der Filtereffekt des gleitenden Mittelwertfilters auf die statistischen Verteilung der Maximalwerte dargestellt. Anschließend wird in [Abschn. 8.1.4](#) der resultierende Einfluss der Grenzschichtbeeinflussung bzw. der Wirbelgeneratoren und des Wagenübergangs auf die Bestimmung von $U_{2\sigma}$ nach den Bewertungskriterien der TSI beschrieben.

Um einen ersten Eindruck von der Topologie unterschiedlicher Nachlaufzustände bzw. Strömungsstrukturen zum Zeitpunkt der maximal induzierten Strömungsgeschwindigkeit an der TSI-Position zu erhalten, sind in [Abb. 8.4](#) die instantanen Strömungsfelder der $N_r = 30$ Messfahrten von CLNo8 zum Zeitpunkt des Maximums \hat{t} nach [Gl. 5.28](#) an der Referenzposition $(x_{\text{ref}}, y_{\text{ref}})$ bei $x_{\text{ref}} = 0.12$ m im TSI-Abstand $\Delta y = 0.12$ m auf der rechten Gleisseite (s. [Abb. 6.10](#)) dargestellt. Die große Variation zwischen den Strukturen und Positionen der Maxima in [Abb. 8.4](#) zeigt, dass der gemessene Wert für das Maximum bei einer Messfahrt stark abhängig von dem instantanen Zustand des Nachlaufs bei der Vorbeifahrt am Messsystem ist. [Abb. 8.5](#) zeigt das entsprechende Streudiagramm für die Konfiguration CLNo8 des GZM (Messreihe #17), in dem die Stärke \hat{v} über der normierten Position $\hat{\zeta}$ der gemessenen Maximalwerte in allen $N_r = 30$ Messfahrten an den $N_x = 121$ TSI-Messpositionen im Abstand $\Delta y = 0.12$ m zur Gleismitte separat für die beiden Gleisseiten (RGS/LGS) aufgetragen sind. Im Rahmen der nachfolgenden Analysen des Nachlaufs bietet es sich an, die Position $\hat{\zeta}$ analog zu den Positionen ζ_m im Modellkoordinatensystem normiert mit der Modelllänge l_{mod} zu betrachten. Wie in [Abschn. 6.2](#) bereits erwähnt, liefern benachbarte Messpositionen im Auswertegitter aufgrund der räumlichen Nähe von 2 mm teils redundante Informationen über die induzierte Strömungsgeschwindigkeit. Trotzdem kann die Betrachtung aller verfügbaren Messposition die Statistik der Ergebnisse verbessern. In [Abb. 8.4](#) ist im Titel jedes Strömungsfelds neben der Messfahrtnummer zusätzlich die Position $\hat{\zeta}$ des Maximums relativ zu der Modellnase bei $\zeta = 0$ in Einheiten der Modelllänge l_{mod} im normierten Modellkoordinatensystem angegeben, die sich in [Abb. 8.5](#) wiederfinden lassen. Es sei an dieser Stelle noch einmal darauf hingewiesen, dass sich die Positionsangaben nach der Definition von $\hat{\zeta}$ in [Gl. 5.26](#) auf die Position der Modellnase bei $\zeta/l_{\text{mod}} = 0$ beziehen. Der Abstand $\Delta\zeta$ zwischen einem Maximum an der Position $\hat{\zeta}$ und

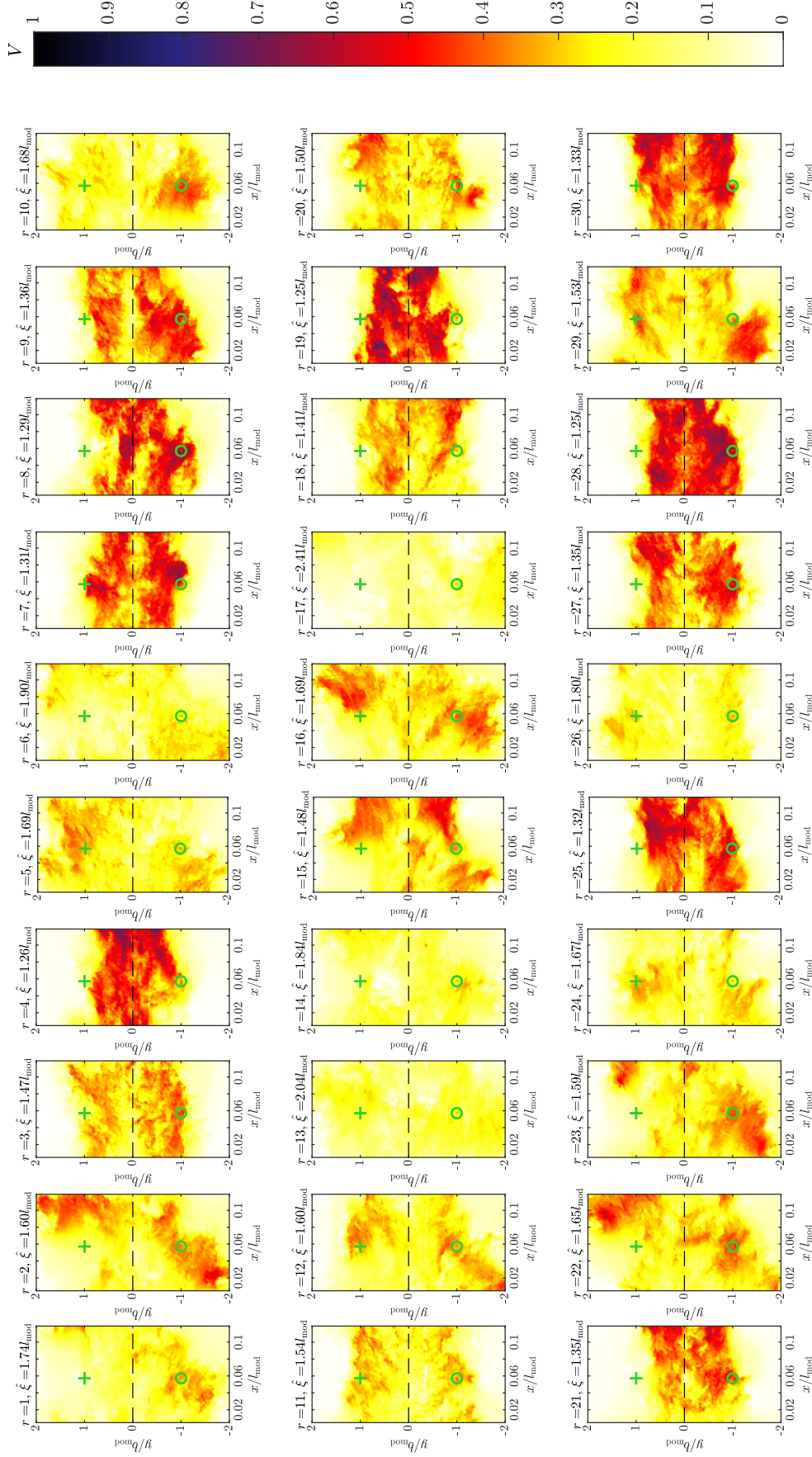


Abbildung 8.4: Instantane Strömungsfelder des Betrags der Strömungsgeschwindigkeit V im Nachlauf des GZM aus allen $N_r = 30$ Messfahrten der Konfiguration CLNo8 (Messreihe #17) zum Zeitpunkt \hat{t} der maximal gemessenen Strömungsgeschwindigkeit \hat{v} an der Referenzposition (x_{ref}, y_{ref}) auf der rechten Gleisseite (RCS) bei $x_{ref} = 0.12$ m im TSI-Abstand $\Delta y = 0.12$ m zur Gleismitte (vgl. Abb. 6.10)

dem Modellheck ergibt sich aus der Differenz $\Delta\hat{\xi} = \hat{\xi} - l_{\text{mod}}$ bzw. $\Delta\hat{\xi}/l_{\text{mod}} = \hat{\xi}/l_{\text{mod}} - 1$ in der Darstellung im normierten Modellkoordinatensystem.

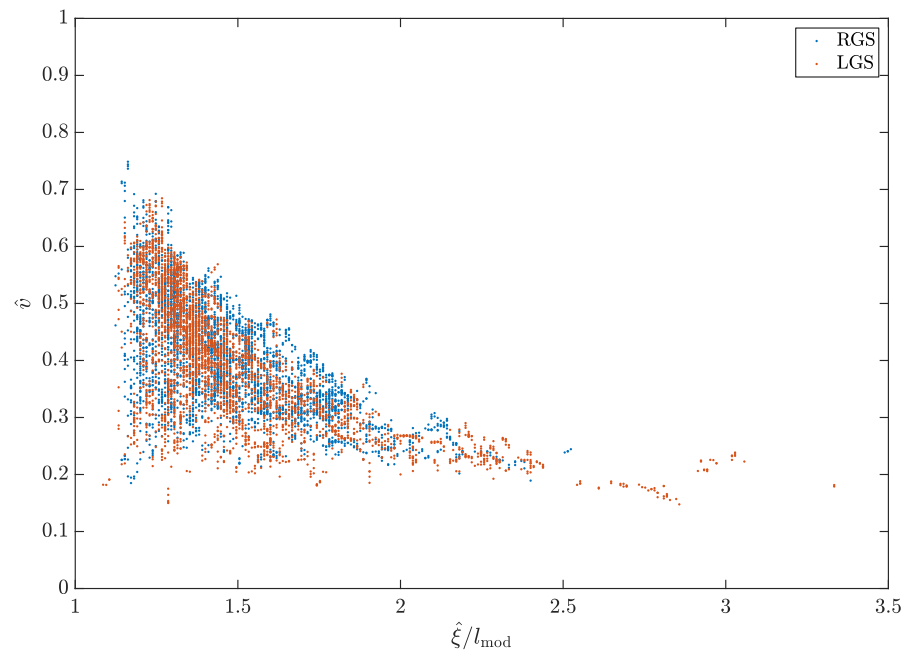


Abbildung 8.5: Maximal induzierte Strömungsgeschwindigkeit \hat{v} der Konfiguration CLNo8 des GZM (Messreihe #17) im TSI-Abstand $\Delta y = 0.12$ m auf der rechten und linken Gleisseite (RGS/LGS) aufgetragen über die entsprechenden Positionen $\hat{\xi}$ im Modellkoordinatensystem

Die Verteilungen in den Punktelken in Abb. 8.5 zeigen, dass die höchsten Maximalwerte \hat{v} direkt hinter dem Heck im Bereich einer halben Modelllänge $1 < \hat{\xi}/l_{\text{mod}} < 1.5$ gemessen wurden und mit zunehmendem Abstand zum Modell niedrigere Maximalwerte \hat{v} an der TSI-Messposition auftreten. Insgesamt sind die gemessenen Maximalwerte \hat{v} nur in wenigen Ausnahmen kleiner als 0.2 unabhängig von der Position $\hat{\xi}$ hinter dem Modell. Aus dieser Statistik folgt, dass die induzierte Strömungsgeschwindigkeit im TSI-Abstand mindestens 20 % der Modellgeschwindigkeit beträgt. Die statistischen Wahrscheinlichkeitsverteilungen $P(\hat{\xi})$ und $P(\hat{v})$ der Position $\hat{\xi}$ und der Maximalwerte \hat{v} sind separat in Abb. 8.6 aufgetragen.

Die Wahrscheinlichkeitsverteilung $P(\hat{\xi})$ der normierten Position $\hat{\xi}/l_{\text{mod}}$ in Abb. 8.6a wurde mit einer Extremwertverteilung nach Gl. 5.30 (rote Linie) angenähert. Die Breite der Balken im Histogramm entspricht $\Delta\hat{\xi}/l_{\text{mod}} = 0.05$. Die Verteilung $P(\hat{\xi})$ zeigt, dass die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten von \hat{v} erst in einem Abstand von $\Delta\hat{\xi}/l_{\text{mod}} \geq 0.1$ hinter dem Modellheck ($\hat{\xi}/l_{\text{mod}} = 1$) signifikant ansteigt. In diesem Bereich interagieren die Grenzschicht- und Überströmung des Modells und bilden den direkten Nachlauf hinter dem Modellheck, der sich anschließend entsprechend der typischen Nach-

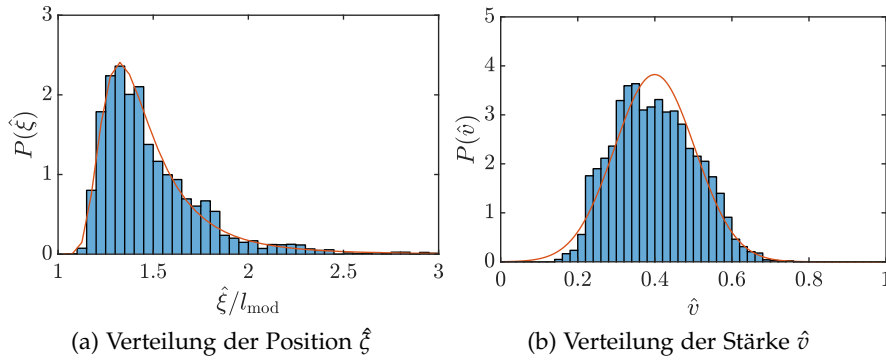


Abbildung 8.6: Wahrscheinlichkeitsverteilung $P(\hat{\xi})$ für die Position $\hat{\xi}$ und $P(\hat{v})$ für die Stärke \hat{v} der gemessenen Strömungsgeschwindigkeit im TSI-Abstand $\Delta y = 0.12$ m im Nachlauf des GZM in der Konfiguration CLNo8 (Messreihe #17) mit einer angenäherten Extremwertverteilung nach Gl. 5.30 und Normalverteilung nach Gl. 5.29 (rote Linien)

laufentwicklung hinter stumpfen Körpern (Hucho, 2012) zu beiden Gleisseiten nach außen ausbreitet und erst verzögert den TSI-Abstand erreicht. Eine weitere wichtige Beobachtung ist, dass der größte Anteil der Maximalwerte in einem Bereich von einer halben Modelllänge $1 < \hat{\xi}/l_{\text{mod}} < 1.5$ hinter dem Modell auftritt. Den Maximalwert erreicht die Verteilung bei $\hat{\xi}/l_{\text{mod}} = 1.325$. Nach dem 2σ -Kriterium tritt \hat{v} zu 95 % in einem Abstand von einer Modelllänge l_{mod} bzw. im Bereich $1 < \hat{\xi}/l_{\text{mod}} < 2$ auf. Der Erwartungswert von $\hat{\xi}$ entspricht im Originalmaßstab einem Abstand von ca. 17 m zum Zugheck bzw. zwei Drittel einer typischen Wagenlänge von 26.5 m des ÖBB-Railjets (s. Abschn. 4.2.3). Aufgrund der stumpfen Heckgeometrie des GZM wird erwartet, dass die Maxima früher hinter dem Zug auftreten als bei der Fließheckgeometrie des ICE 3 (vgl. Abb. 2.2). In Abschn. 8.1.2 ist der entsprechende, statistische Vergleich zwischen dem ICE 3 und GZM näher beschrieben, um den Zusammenhang zwischen der Heckgeometrie und der erwarteten Position der Maxima im Nachlauf zu analysieren.

Analog zu der statistischen Analyse der Position $\hat{\xi}$ ist die Wahrscheinlichkeitsverteilung $P(\hat{v})$ in Abb. 8.6b im Bezug auf die Maximalwerte \hat{v} dargestellt. Die Verteilung $P(\hat{v})$ wurde mit einer Normalverteilung nach Gl. 5.29 (rote Linie) angenähert. Die Breite der Balken im Histogramm beträgt $\Delta \hat{v} = 0.02$ bzw. 2 % der Modellgeschwindigkeit. Die Verteilung bestätigt die obige Beobachtung in Abb. 8.5, dass die Wahrscheinlichkeit für \hat{v} erst ab einem Wert von $\hat{v} \geq 0.2$ signifikant ansteigt. Der Erwartungswert für die maximale Geschwindigkeit liegt bei $E(\hat{v}) = 0.4$ mit einer Wahrscheinlichkeit von 95 % für \hat{v} im Bereich von $0.19 < \hat{v} < 0.61$ gemäß 2σ -Kriterium. In den nachfolgenden Bewertungen des quantitativen Einflusses von Wirbelgeneratoren in Abschn. 8.1.2 und des gleitenden Mittelwertfilters in Abschn. 8.1.3

werden aus Darstellungsgründen die Wahrscheinlichkeitsverteilungen als Liniendiagramme dargestellt und die qualitativen Aussagen anhand der angenäherten Normalverteilung nach Gl. 5.29 bzw. Extremwertverteilung nach Gl. 5.30 beschrieben. Die Darstellung der Wahrscheinlichkeitsverteilungen als Balkendiagramm (vgl. Abb. 8.6) mit den angenäherten Verteilungsfunktionen sind für jede Messkonfiguration in Anhang C angehängt.

Im letzten Schritt der statistische Analyse der Referenzkonfiguration CLNo8 des GZM werden die Informationen über die Strömungsgeschwindigkeit auf beiden Seiten des Gleises verwendet, um die Korrelation zwischen den Geschwindigkeiten auf gegenüberliegenden Messpositionen beim Auftreten der maximalen Strömungsgeschwindigkeit auf jeweils einer Gleisseite darzustellen. In Abb. 8.3 hat sich bereits angedeutet, dass die Amplitude der großskaligen Oszillation im Nachlauf mit dem Auftreten von \hat{v} zusammenhängt. Gemäß dieser Hypothese, würde statistisch eine geringe Geschwindigkeit V_R auf der rechten bzw. V_L auf der linken Gleisseite gemessen werden, wenn auf der jeweils anderen Gleisseite eine maximale Geschwindigkeit \hat{v} auftritt. Um diesen Zusammenhang näher zu analysieren, wird im Folgenden die Korrelation zwischen dem Maximalwert \hat{v} auf einer Gleisseite gegenüber der gemessenen Geschwindigkeit V auf der gegenüberliegenden Gleisseite dargestellt. Entsprechend der Position $\hat{\zeta}$ an dem das Maximum gemessen wurde, gilt für die Maximalwerte auf der rechten Gleisseite \hat{v}_R (RGS) und linken Gleisseite \hat{v}_L (LGS) gemessenen im TSI-Abstand $y_R = -0.12$ m bzw. $y_L = 0.12$ m (vgl. y_{ref} in Abb. 6.10) der r -ten Messfahrt:

$$\hat{v}_R(x_i, r) = \hat{v}(x_i, y_R, r) \quad (8.1)$$

$$\hat{v}_L(x_i, r) = \hat{v}(x_i, y_L, r) \quad (8.2)$$

Für die Geschwindigkeiten V_R und V_L an der Messposition (x_i, y_R) bzw. (x_i, y_L) auf der gegenüberliegenden Gleisseite folgt :

$$V_R(x_i, r) = V(x_i, y_R, \hat{\zeta}(x_i, y_L, r), r) \quad (8.3)$$

$$V_L(x_i, r) = V(x_i, y_L, \hat{\zeta}(x_i, y_R, r), r) \quad (8.4)$$

Die resultierenden Punkte (\hat{v}_R, V_L) und (V_R, \hat{v}_L) sind im Streudiagramm in Abb. 8.7 für alle $N_x = 121$ Messpositionen x_i entsprechend der gemessenen Maxima für beide Gleisseiten und für alle $N_r = 30$ Messfahrten der Konfiguration CLNo8 des GZM (Messreihe #17) aufgetragen. Zusätzlich ist die Hauptdiagonale bzw. die Identität $V_R = V_L$ mit einer gestrichelten Linie markiert.

Die Punktverteilungen in Abb. 8.7 zeigen, dass sich die Punkte für das Maximum auf der rechten Gleisseite (\hat{v}_R, V_L) auch rechts von der Diagonalen konzentrieren und vice versa die Punkte für das Maximum auf der linken Gleisseite (V_R, \hat{v}_L) links von der Diagonalen. Um diese Beobachtung quantitativ zu beschreiben, wurde für beide Fälle

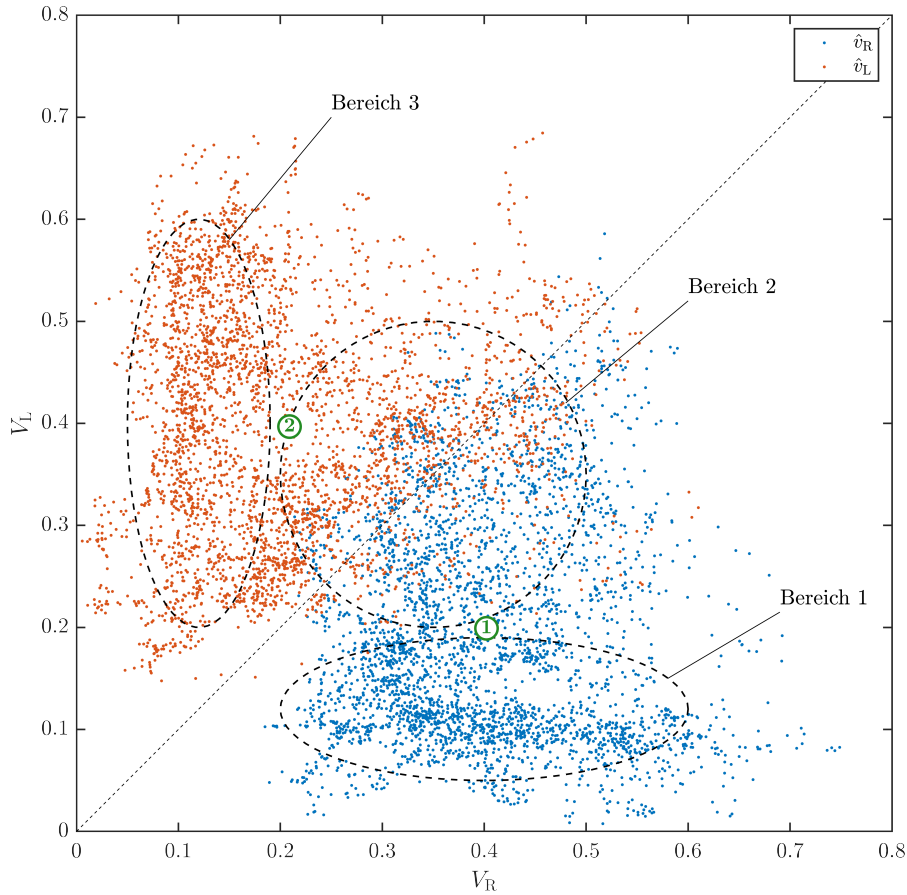


Abbildung 8.7: Zusammenhang zwischen der maximalen Strömungsgeschwindigkeit \hat{v} gemessen im TSI-Abstand $\Delta y = 0.12$ m auf der rechten und linken Gleisseite (RGS/LGS) für CLNo8 (Messreihe #17) des GZM und drei markierten Bereichen charakteristischer Punkthäufungen

das Verhältnis ΔV_{RL} bzw. ΔV_{LR} aus den Mittelwerten der Geschwindigkeit V_L bzw. V_R und den Mittelwerten der nach Gl. 8.4 zugehörigen Maxima auf der anderen Gleisseite \hat{v}_R bzw. \hat{v}_L bestimmt:

$$\textcircled{1} \quad \Delta V_{RL} = \frac{\sum_{i=1}^{N_x} \sum_{r=1}^{N_r} V_L(x_i, r)}{\sum_{i=1}^{N_x} \sum_{r=1}^{N_r} \hat{v}_R(x_i, r)} \approx 0.5 \quad (8.5)$$

$$\textcircled{2} \quad \Delta V_{LR} = \frac{\sum_{i=1}^{N_x} \sum_{r=1}^{N_r} V_R(x_i, r)}{\sum_{i=1}^{N_x} \sum_{r=1}^{N_r} \hat{v}_L(x_i, r)} \approx 0.53 \quad (8.6)$$

Die Schwerpunkte der Punktverteilungen sind für den Fall der Maxima auf der rechten Gleisseite \hat{v}_R (blau) in Abb. 8.7 mit ① und für den Fall der Maxima auf der linken Gleisseite \hat{v}_L (rot) mit ② markiert. Die Verschiebung der Schwerpunkte zu der jeweiligen Gleisseite entspricht der Vermutung, dass der Maximalwert \hat{v} statistisch höher ist als die Geschwindigkeit auf der gegenüberliegenden Messposition. Aus der Berechnung von $\Delta V_{RL} \approx 0.5$ in Gl. 8.5 und $\Delta V_{LR} \approx 0.53$ in Gl. 8.5 folgt, dass an der Position $\hat{\zeta}$ eines Maximums im Nachlauf die Geschwin-

digkeit V auf der gegenüberliegenden Gleisseite von der Messposition des Maximums ca. 50 % des Maximalwerts \hat{v} beträgt. Allerdings zeigt das Streudiagramm auch, dass die Punktverteilungen für \hat{v}_R (blau) und \hat{v}_L (rot) nicht homogen verteilt sind, sondern charakteristische Punkthäufungen auftreten, die im Streudiagramm in Form eines um 45° im Uhrzeigersinn gedrehten, großen 'W' zu erkennen sind. Um diese Beobachtung zu veranschaulichen und die drei Fälle erhöhter Punkthäufung bzw. den rechten und linken Arm sowie die Mitte der 'W'-Form zu beschreiben, sind die drei charakteristischen Bereiche (Bereich 1-3) in [Abb. 8.7](#) mit gestrichelten Ellipsen markiert.

Die beiden Bereiche 1 und 3 repräsentieren die Fälle, in denen die Geschwindigkeit V an einer dem Maximum gegenüberliegenden Messposition mit $0.05 < V < 0.2$ signifikant kleiner ist als das gemessene Maximum mit $0.2 < \hat{v} < 0.6$. Es ist auffällig, dass sich die Punkte (V_R, \hat{v}_L) für ein Maximum auf der rechten Gleisseite und (V_L, \hat{v}_R) für ein Maximum auf der linken Gleisseite entlang des rechten und linken Flügels der 'W'-Form konzentrieren. Betrachtet man die Schwerpunkte nach [Gl. 8.5](#) und [Gl. 8.6](#) nur für die Punkte im Bereich 1 und 3, beträgt die gemessene Geschwindigkeit V an einer dem Maximum gegenüberliegenden Messposition im Mittel ca. 25 % der Maximalwerte \hat{v} . Der Unterschied zu den Schwerpunkten ① und ② bei Betrachtung aller Punkte für \hat{v}_R bzw. \hat{v}_L wurde auf die signifikante Menge an Punkten im Bereich 2 zurückgeführt. In diesem Bereich, dem Mittelstück der 'W'-Form, liegen die Punkte nahe der Hauptdiagonalen bzw. der Identität $V_R = V_L$. Das bedeutet, dass in einer signifikanten Anzahl an Fällen das Maximum \hat{v} ähnlich der Geschwindigkeit auf der gegenüberliegenden Gleisseite ist. Folglich deuten die Punkte im Bereich 2 auf eine Symmetrie im Nachlaufzustand hin, der zu den entsprechenden Zeiten \hat{t} erfasst wurde. Analog dazu repräsentieren die Punkte in den Bereichen 1 und 3 einen unsymmetrischen Nachlaufzustand bei der Messung einer maximalen Strömungsgeschwindigkeit. Diese Hypothese wird in dem Vergleich der einzelnen, instantanen Nachlaufzustände für die Referenzkonfiguration CLN08 am GZM in [Abb. 8.4](#) und dem Vergleich der Messposition des Maximums (grüner Kreis) mit der gegenüberliegenden Messposition (grünes Plus) bestätigt. Die Messfahrten $r = 2, 3, 4, 8, 9, 10, 15, 16, 20, 21, 22, 23, 25, 27, 28$ entsprechen den Fällen im Bereich 1 in [Abb. 8.7](#) und zeigen einen unsymmetrischen Zustand in der Nachlaufströmung. Die Zustände in den Messfahrten $r = 7, 11, 12, 13, 14, 17, 24, 26, 29$ entsprechen dem Bereich 2 in [Abb. 8.7](#) und verschieben den Schwerpunkt der gesamten Punkteverteilung für \hat{v}_R auf die Positionen ① im Streudiagramm.

Zusammenfassend bestätigen die betrachteten Schwerpunkte ① und ② für die Messung von \hat{v}_R auf der rechten und \hat{v}_L auf der linken Gleisseite die Hypothese, dass bei der Messung eines Maximums \hat{v} auf einer Gleisseite die Strömungsgeschwindigkeit V auf der gegenüberliegenden Gleisseite im Mittel (um 50 %) geringer ist. Die große Variation

in den verschiedenen Nachlaufzuständen und die charakteristischen Punkthäufungen im Streudiagramm deuten auf eine hohe Dynamik im Nachlauf hin. Diese Ergebnisse korrespondieren mit der einleitend in diesem Kapitel beschriebenen Vermutung, dass die großskalige, mäandrierende Struktur im Zusammenhang mit dem Auftreten der maximal induzierten Geschwindigkeit im Nachlauf steht. Eine weitere, detaillierte Analyse dieses Zusammenhangs folgt in [Abschn. 8.2](#) und [Abschn. 8.3](#). In den folgenden Abschnitten wird zunächst der Einfluss der Wirbelgeneratoren und des gleitenden Mittelwertfilters statistisch analysiert.

8.1.2 Einfluss der Wirbelgeneratoren

In der statistischen Analyse in [Abschn. 8.1.1](#) wurde das methodische Vorgehen für den Fall der Referenzkonfiguration [CLNo8](#) der Messreihe #17 am [GZM](#) beschrieben. Analog wurden eine statistische Analyse für alle Konfigurationen der Messkampagne am [ICE 3](#) (Messreihen #6-9) und der zweiten Messkampagne am [GZM](#) (Messreihen #10-16 bzw. #17-19) durchgeführt. Ziel des folgenden Abschnitts ist es, aus dem Vergleich der Verteilungen $P(\hat{\xi})$ der Position der Maximalwerte $\hat{\xi}$ im Nachlauf und der Verteilung $P(\hat{v})$ der Maximalwerte \hat{v} für die Konfiguration des [ICE 3](#) und [GZM](#) eine Aussage über den Einfluss der Wirbelgeneratoren und des Wagenübergangs auf die Hauptmerkmale der gemessenen, maximalen Geschwindigkeit zu treffen. Für den [GZM](#) sind primär die Ergebnisse der zweiten Messkampagne dargestellt, da in diesen Messreihen durch die Messung auf beiden Gleisseiten eine größere Stichprobenmenge für die gemessenen Maximalwerte vorliegt. [Abb. 8.8](#) und [Abb. 8.9](#) zeigen den Vergleich der Konfigurationen des [ICE 3](#) und [GZM](#) für die Wahrscheinlichkeitsverteilungen von $\hat{\xi}$ und \hat{v} als Liniendiagramm (s. [Abb. 8.8a](#), [Abb. 8.8b](#), [Abb. 8.9a](#), [Abb. 8.9a](#)) sowie der angenäherten Extremwertverteilungen für die Position $\hat{\xi}$ (s. [Abb. 8.8c](#), [Abb. 8.8d](#)) und der angenäherten Normalverteilungen für den Maximalwert \hat{v} (s. [Abb. 8.9c](#), [Abb. 8.9d](#)). Wie in [Abschn. 8.1.1](#) beschrieben, wurden die Verteilungsfunktionen von $\hat{\xi}$ nach [Gl. 5.30](#) und \hat{v} nach [Gl. 5.29](#) basierend auf den Histogrammen in [Abb. C.4](#) und in [Abb. C.5](#) für alle Messreihen bestimmt, um die qualitativen Unterschiede zwischen den Wahrscheinlichkeitsverteilungen zu verdeutlichen.

[Abb. 8.8](#) zeigt die Verteilungsfunktionen $P(\hat{\xi})$ im Bezug auf die Position $\hat{\xi}$ des gemessenen Maximums normiert mit der Modelllänge l_{mod} für die Konfigurationen des [ICE 3](#) (s. [Abb. 8.8c](#)) und [GZM](#) (s. [Abb. 8.8d](#)). Im Rückblick auf die statistische Analyse der Referenzkonfiguration [CLNo8](#) des [GZM](#) in [Abschn. 8.1.1](#) ist es zunächst von Interesse den Erwartungswert für die Position $\hat{\xi}$ zwischen den Konfigurationen [CLNo8](#) des [ICE 3](#) und [GZM](#) miteinander zu vergleichen. Wie oben beschrieben, liegt der Erwartungswert $E(\hat{\xi})$ für die Position $\hat{\xi}$ beim [GZM](#) statistisch

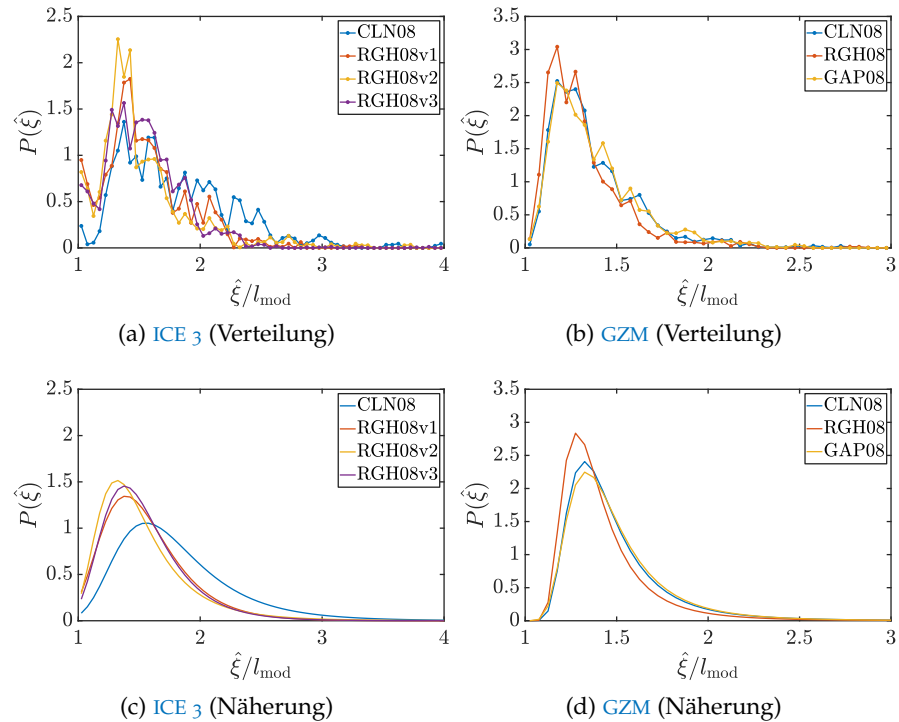


Abbildung 8.8: Verteilungsfunktionen $P(\hat{\xi})$ der Position $\hat{\xi}$ des Maximums \hat{v} im Modellkoordinatensystem gemessen im TSI-Abstand $\Delta y = 0.12 \text{ m}$ für die Konfigurationen des ICE 3 (Messreihen #6-9) und GZM (Messreihen #17-19)

in einem Abstand von $0.325l_{\text{mod}}$ hinter dem Modell bzw. 17 m oder zwei Drittel Wagenlängen im Originalmaßstab. Bei der Konfiguration CLN08 des ICE 3 liegt der Erwartungswert $E(\hat{\xi})$ bei $\hat{\xi}/l_{\text{mod}} = 1.8$ bzw. $0.8l_{\text{mod}}$ hinter dem Modell. Das entspricht einem Abstand von 45.4 m im Originalmaßstab oder 1.76 Wagenlängen eines typischen ICE 3-Endwagens von 25.8 m. Wie bereits in Abschn. 8.1.1 beschrieben wird vermutet, dass aufgrund der Fließheck-ähnlichen Geometrie die dominante Wirbelstruktur im Nachlauf erst später die TSI-Messpositionen (vgl. Abb. 2.2). Der Vergleich zwischen der statischen Verteilung von $\hat{\xi}$ des ICE 3 und GZM unterstützt diese Hypothese.

Der Vergleich zwischen den drei Wirbelgeneratorkonfigurationen RGHO8v1-3 (rot/gelb/violett) mit der glatten Referenzkonfiguration CLN08 (blau) des ICE 3 in Abb. 8.8c zeigt, dass sich das Maximum der Verteilungsfunktion durch die zusätzlichen Wirbelgeneratoren am Modellkopf in Richtung Modellheck ($\hat{\xi}/l_{\text{mod}} = 1$) verschiebt und folglich die Maximalwerte \hat{v} früher hinter dem Modell auftreten. Die Erwartungswerte $E(\hat{\xi})$ für die Konfigurationen mit Wirbelgeneratoren liegen bei 1.55 für RGHO8v1, 1.53 für RGHO8v2 und 1.54 für RGHO8v3. Diese Werte entsprechen 31.1 m, 30 m bzw. 30.6 m im Originalmaßstab. In den Studien von Bell *et al.* (2015) und Bell (2015) wurde das Maximum der induzierten Geschwindigkeit im Nachlauf des ICE 3

bei einzelnen Messfahrten in einem Abstand von 15 m bis 60 m detektiert und ein Erwartungswert für den Abstand zum Modellheck von acht Wagenhöhen angeben. Das entspricht einem Abstand von ca. 31 m im Originalmaßstab oder 1.2 Wagenlängen eines typischen ICE 3-Endwagens von 25.8 m. Daraus folgt, dass die Erwartungswerte für den Abstand zwischen Modellheck und Maxima in den Konfigurationen mit Wirbelgeneratoren eine bessere Übereinstimmung zur Literatur zeigen als in der Referenzkonfiguration. Der quantitative Vergleich zu der Verteilung $P(\hat{\xi})$ für die Konfiguration CLNo8 des GZM in Abschn. 8.1.1 zeigt, dass in der Konfiguration CLNo8 des ICE 3 nach dem 2σ -Kriterium 95 % der Maximalwerte auf einer Länge von $1.8l_{\text{mod}}$ auftreten und folglich auf einer wesentlich größeren Strecke hinter dem Modell verstreut sind als beim GZM. Des Weiteren zeigt die kleinere Streubreite in den Konfigurationen RGHo8v1-3 des ICE 3 und RGHo8 des GZM, dass die Maximalwerte konzentrierter in einem kleineren Bereich hinter dem Modell auftreten. Im Gegensatz dazu ist in Abb. 8.8d kein signifikanter Einfluss des Wagenübergangs in der Konfiguration GApo8 des GZM zu erkennen.

Der Vergleich der beiden Zugmodelle bekräftigt die Hypothese, dass der Maximalwert \hat{v} beim GZM aufgrund der stumpfen Heckgeometrie früher hinter dem Modell, im Bereich einer halben Modelllänge l_{mod} , auftritt als beim ICE 3. Die Unterschiede zwischen der Referenzkonfigurationen CLNo8 des ICE 3 und GZM deuten auf einen signifikanten Einfluss der Heckgeometrie hin und könnten durch die in Abb. 2.2 dargestellten, dominanten Strukturen in der Nachlaufentwicklung erklärt werden. Der quantitative Unterschied des Einflusses von Wirbelgeneratoren zwischen den Konfigurationen des ICE 3 und GZM lässt sich vermutlich auf die größere Anzahl an Wirbelgeneratoren beim ICE 3 zurückführen (vgl. Abschn. 4.2.4). Da die Position der Maximalwerte $\hat{\xi}$ relativ zum Modell nicht relevant für die Bewertung der maximal induzierten Geschwindigkeit gemäß TSI ist, liegt der Fokus bei der Bewertung des gleitenden Mittelwertfilters in Abschn. 8.1.3 und der Analyse der TSI-Parameter in Abschn. 8.1.4 auf den gemessenen Maximalwert \hat{v} der induzierten Geschwindigkeit. Analog zu Abb. 8.8 zeigt Abb. 8.9 die Wahrscheinlichkeitsverteilungen $P(\hat{v})$ des Maximalwerts von \hat{v} für die Konfigurationen des ICE 3 und GZM als Liniendiagramm sowie die entsprechenden, angenäherten Normalverteilungen.

Die Auftragung der Liniendiagrammen und Verteilungsfunktionen in Abb. 8.9 zeigt, dass die Näherung mit einer Normalverteilung für die Messreihen des GZM besser die ursprünglichen Wahrscheinlichkeitsverteilung repräsentiert als für die Messreihen des ICE 3. Durch die Näherung wird z.B. der stärker ausgeprägte Peak bei der Konfiguration RGHo8v3 (violett) des ICE 3 im Vergleich zu den anderen Messkonfigurationen sowie die Schiefe in der Verteilung zu geringeren Geschwindigkeiten \hat{v} nicht genau wieder gegeben. Trotzdem ist die Näherung eine gute Analysemethode um die qualitativen Unterschiede

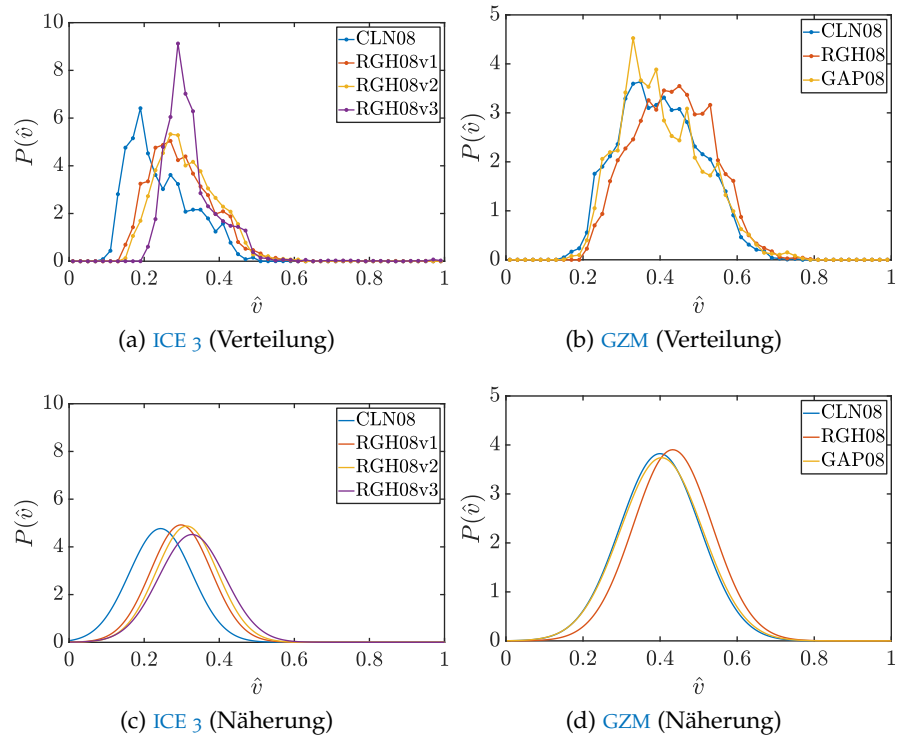


Abbildung 8.9: Verteilungsfunktionen $P(\hat{v})$ der Stärke \hat{v} des Maximums im Modellkoordinatensystem gemessen im TSI-Abstand $\Delta y = 0.12$ m für die Konfigurationen des ICE 3 (Messreihen #6-9) und GZM (Messreihen #17-19)

zwischen den Messkonfigurationen im Bezug auf den Erwartungswert $E(\hat{v})$ und die Streubreite σ der Wahrscheinlichkeitsverteilung hervorzuheben.

Der Vergleich zwischen den Messkonfigurationen in Abb. 8.9c und Abb. 8.9d zeigt, dass mit den Wirbelgeneratoren am Modellkopf eine Verschiebung des Maximums der Verteilung bzw. des Erwartungswerts zu höheren Maximalwerten \hat{v} erreicht wurde. Diese Beobachtung bestätigt die Arbeitshypothese von Sima *et al.* (2016), dass durch die Verstärkung der Grenzschichtströmung höhere, maximal induzierte Geschwindigkeiten an der TSI-Messposition erzeugt wurden. Eine weitere wichtige Beobachtung ist, dass die Verteilungsfunktionen einen ähnlichen Verlauf im Bezug auf die Höhe der Maximalwerte und die Streubreiten zeigen und sich folglich nur der Erwartungswert verschoben hat. Der Unterschied zwischen den Konfigurationen RGH08v1-3 (rot/gelb/violett) des ICE 3 in Abb. 8.9c zeigt, dass sich der Erwartungswert mit der Größe der Rauigkeiten am Modell ebenfalls zu höheren Maximalwerten verschiebt. Der Vergleich zwischen den Konfigurationen des GZM in Abb. 8.9d zeigt einen ähnlichen Effekt des Wirbelgenerators auf \hat{v} , der aufgrund des einzelnen Wirbelgeneratorelements am Modellkopf deutlich geringer ausfällt. Der Wagenübergang in der Konfiguration GAP08 (gelb) zeigt auch im Hinblick auf die

Verteilung von \hat{v} im Vergleich zu CLNo8 (blau) keinen signifikanten Einfluss.

An dieser Stelle sei darauf hingewiesen, dass die charakteristischen Parameter der Normalverteilungen in Abb. 8.9 wie der Erwartungswert $E(\hat{v})$ und die Streubreite $\sigma(\hat{v})$ den TSI-Parametern \bar{U} und σ in Gl. 2.1 (s. Abschn. 2.1) entsprechen. Dabei wird analog zu der bisherigen Analyse der Verteilungsfunktionen in der TSI ebenfalls das 2σ -Kriterium, das heißt die 95 %-Umgebung bezüglich der gemessenen Maximalwerte betrachtet. Analog zu den bisherigen statistischen Analysen wird im folgenden Abschnitt untersucht, ob der Zusammenhang zwischen den Wirbelgeneratoren und der oben beschriebenen Charakteristik der gemessenen Maximalwerte auch nach der Anwendung des gleitenden Mittelwertfilters gemäß TSI (s. Abschn. 2.1) erhalten bleibt und eine vergleichbare Verschiebung in den Verteilungsfunktionen zu beobachten ist.

8.1.3 Einfluss des gleitenden Mittelwertfilters

In diesem Abschnitt wird der Einfluss des gleitenden Mittelwertfilters aus Abschn. 5.1.3 auf die Bewertung der maximal induzierte Strömungsgeschwindigkeit \hat{v} im Bezug auf die Spezifikationen der TSI nach VO (EU) 1302/2014 (2014) und der Anforderungen an das Prüfverfahren für Aerodynamik auf offener Strecke nach DIN EN 14067-4:2019-06 (2019) untersucht. Einleitend in diesem Kapitel wurde bereits der signifikante Filtereffekt für eine Messfahrt der Referenzkonfiguration CLNo8 aus der Messreihe #17 am GZM in Abb. 8.3 dargestellt. Die Bestimmung der Filterzeit $t_{f,mod} = 0.08\text{ s}$ für das Modellexperiment nach Gl. 5.19 wurde in Abschn. 5.1.3 detailliert beschrieben. Der gleitende Mittelwertfilter wurde in den Messreihen #6-9 am ICE 3 und den Messreihen #10-16 bzw. #17-19 am GZM auf die gemessenen Strömungsgeschwindigkeiten an jeder Messposition (x_i, y_j) im Auswertegitter angewandt. Nach Anwendung des gleitenden Mittelwertfilters wurden die Maximalwerte \hat{v} für die Messpositionen (x_i, y_j) im TSI-Abstand $\Delta y = 0.12\text{ m}$ auf Messhöhe TOR8 bestimmt und mit den statistischen Methoden aus Abschn. 8.1.1 analysiert. Die Wahrscheinlichkeitsverteilung der Maximalwerte \hat{v} vor und nach Filterung der HSPIV-Messdaten sind in Abb. 8.10 für die Referenzkonfiguration CLNo8 des ICE 3 (Messreihe #10) und GZM (Messreihe #17) mit einer angenäherten Normalverteilung (rote Linie) dargestellt.

Im dem Vergleich der Verteilungen von ungefilterten (grau, vgl. Abb. 8.6b) und gefilterten Daten (blau) ist der Effekt des gleitenden Mittelwertfilters deutlich zu erkennen. Durch die Filterung wird die Verteilung von \hat{v} gestaucht, das heißt die Streubreite verringert, und das Maximum zu einem kleineren Wert \hat{v} verschoben. Der Erwartungswert für \hat{v} wird durch die Filterung beim ICE 3 um ca. 40 % und beim GZM um ca. 50 % reduziert. Des Weiteren ist die Streubreite

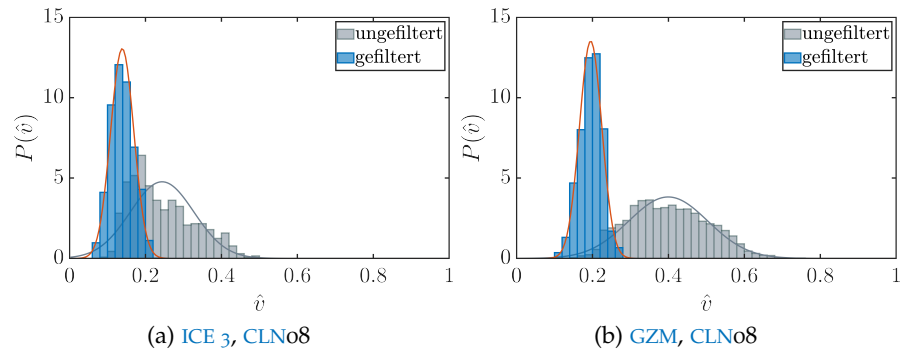


Abbildung 8.10: Einfluss des gleitenden Mittelwertfilters gemäß TSI auf die Wahrscheinlichkeitsverteilung $P(\hat{v})$ der Maximalwerte \hat{v} gemessen im TSI-Abstand $\Delta y = 0.12 \text{ m}$ für die Konfiguration CLNo8 des ICE 3 (Messreihe #10) und GZM (Messreihe #17) aus dem Vergleich der Verteilung ohne Filterung aus Abb. 8.9 (grau) und mit gleitendem Mittelwertfilter (blau)

der Verteilung für den ICE 3 um ca. 60 % bis 70 % und dem GZM um ca. 70 % kleiner als in den ungefilterten Daten. Wie in Abschn. 8.1.2 beschrieben, entspricht der Erwartungswert dem Mittelwert der gemessenen Maxima \bar{U} und die Streubreite der Standardabweichung σ . Nach Gl. 2.1 folgt, dass durch die Reduzierung des Erwartungswerts und der Streubreite auch der TSI-Parameter $U_{2\sigma}$ reduziert wird. Dabei wirkt sich die Reduzierung von σ zweifach auf die Reduzierung von $U_{2\sigma}$ aus, da die Standardabweichung in der Berechnung von $U_{2\sigma}$ nach Gl. 2.1 stärker gewichtet wird.

Da der gleitende Mittelwertfilter wie ein Tiefpassfilter wirkt, wird vermutet, dass die Reduzierung der Streubreite aus der Filterung von schnellen, kleinskaligen Strömungsstrukturen resultiert. Wie in Abschn. 5.1.3 beschrieben, entspricht die Filterzeit $t_{f,\text{mod}} = 0.08 \text{ s}$ einer Länge von ca. 2.56 m. Mit Blick auf die Visualisierung der ungefilterten und gefilterten Strömung einer Einzelfahrt in Abb. 8.3 folgt, dass die Filterzeit wesentlich größer ist als die Längenskalen der Oszillation bzw. der abwechselnd abgelösten Strukturen im Nachlauf. Das bedeutet, dass die Maximalwerte in den abgelösten Strukturen mit der Grundströmung gemittelt wurden und der Mittelwert sowie die Variation von \hat{v} stark reduziert wurde. Nach Jordan *et al.* (2008, 2009) ist bei der Bewertung von Sicherheitsrisiken durch Zuginduzierte Luftverwirbelungen und der resultierende Krafterwirkung auf Objekte und Personen in Gleisnähe die Dauer bzw. Frequenz der Windböen ein wichtiger Parameter. Für eine umfassende Bewertung der aerodynamischen Wirkung eines HGZ auf die Umgebung kann es daher von Interesse sein, beide Fälle, die ungefilterten und gefilterten Strömungsgeschwindigkeiten im Nachlauf, zu analysieren.

Im Folgenden sind analog zu Abb. 8.9 die Wahrscheinlichkeitsverteilungen des Maximalwerts \hat{v} nach Anwendung des gleitenden

Mittelwertfilters als Liniendiagramme und die entsprechenden Verteilungsfunktionen $P(\hat{v})$ für alle Messreihen des **ICE₃** und **GZM** dargestellt, um den Zusammenhang zwischen den zusätzlichen Rauigkeiten und den Maximalwerten nach der Filterung gemäß **TSI** zu analysieren. Die Gegenüberstellung der Liniendiagrammen der Wahrscheinlichkeitsverteilung und der angenäherten Normalverteilungen zeigt, dass die gemessenen Maximalwerte \hat{v} nach der Filterung noch besser durch eine Normalverteilung abgebildet werden können als vor der Filterung (vgl. **Abb. 8.9**).

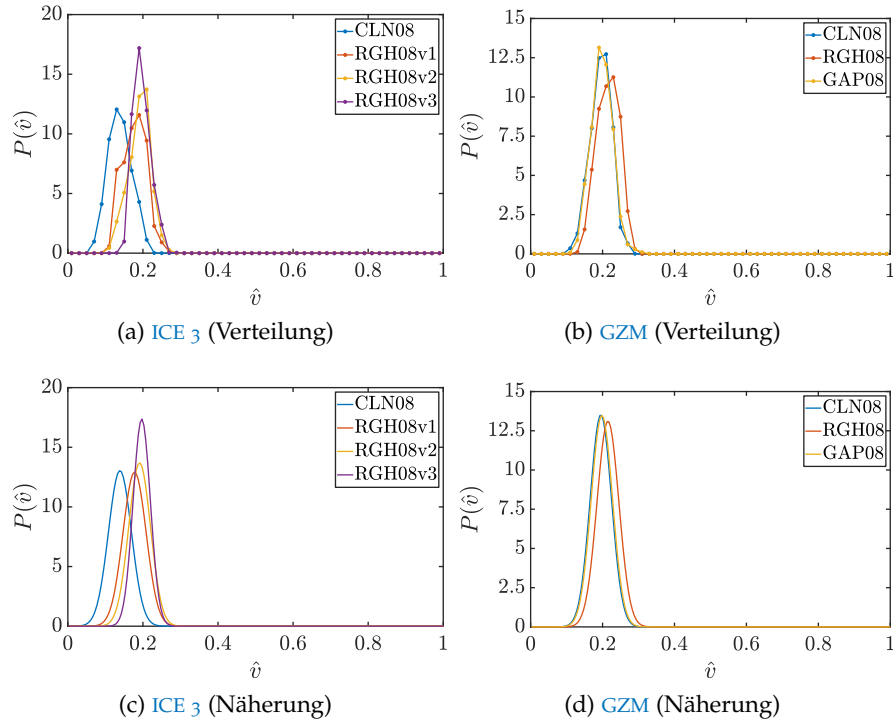


Abbildung 8.11: Verteilungsfunktionen $P(\hat{v})$ der Stärke \hat{v} gemessen im **TSI**-Abstand $\Delta y = 0.12$ m für die Konfigurationen des **ICE₃** (Messreihen #6-9) und **GZM** (Messreihen #17-19) nach Anwendung des gleitenden Mittelwertfilters

Der Vergleich zwischen der Referenzkonfiguration **CLN08** (blau) des **ICE₃** und den Wirbelgeneratorkonfigurationen **RGH08v1-3** (rot/-gelb/violett) in **Abb. 8.11c** zeigt, dass die Verteilung von \hat{v} auch nach der Filterung der Erwartungswert $E(\hat{v})$ in den Konfigurationen mit Wirbelgeneratoren zu höheren Maximalwerten verschoben ist. Die Streubreite σ der Verteilungen von **RGH08v1-2** (rot/gelb) ist sehr ähnlich zu **CLN08** (blau). Bei **RGH08v3** (violett) ist die Streubreite etwas reduziert, d.h. die Variationen zwischen \hat{v} ist geringer. Im Vergleich der Konfigurationen des **GZM** in **Abb. 8.11d** ist ein ähnlicher Effekt des Wirbelgenerators wie bei **RGH08v1-2** beim **ICE₃** zu beobachten. Der Erwartungswert $E(\hat{v})$ der Verteilung $P(\hat{v})$ wurde für **RGH08** (rot) im Vergleich zu **CLN08** (blau) zu höheren Geschwindigkeiten verschoben.

ben, während die Streubreite sehr ähnlich ist. Der Wagenübergang in der Konfiguration **GAPo8** (gelb) zeigt auch nach der Filterung keinen signifikanten Unterschied zur Referenzkonfiguration **CLNo8** (blau).

Der ähnliche Effekt der Wirbelgeneratoren auf die Verteilungen $P(\hat{v})$ der ungefilterten und gefilterten Messdaten für beide Modellgeometrien zeigt, dass der Zusammenhang zwischen den Rauigkeiten am Modellkopf und die Wirkung auf die Maximalwerte im Nachlauf auch nach Anwendung des gleitenden Mittelwertfilters besteht. Analog zu **Abschn. 8.1.2** wurden die Erwartungswerte $E(\hat{v})$ und Streubreiten σ nach Anwendung des gleitenden Mittelwertfilters für die gezeigten Verteilungen bestimmt und im folgenden Abschnitt gemeinsam mit den Ergebnissen der ungefilterten Daten in **Tab. 8.1** zusammengefasst.

8.1.4 Einfluss auf die TSI-Bewertung

Im folgenden Abschnitt sind die Ergebnisse der statistischen Analysen am **ICE 3** und **GZM** aus **Abschn. 8.1.2** und **Abschn. 8.1.3** beschrieben, um den Einfluss von Wirbelgeneratoren vor und nach Anwendung des gleitenden Mittelwertfilters auf die TSI-relevanten Parameter \bar{U} , σ und $U_{2\sigma}$ (s. **Abschn. 2.1**) zu beschreiben. In **Tab. 8.1** sind die Mittelwerte \bar{U} der gemessenen, maximalen Strömungsgeschwindigkeit \hat{v} sowie die Standardabweichung σ und der TSI-Parameter $U_{2\sigma}$ berechnet nach **Gl. 2.1** vor und nach Filterung der Messdaten zusammengefasst. Zusätzlich ist die prozentuale Änderung von $U_{2\sigma}$ zwischen den modifizierten Modellgeometrien **RGH** bzw. **GAP** und der Referenzkonfiguration **CLN** angegeben. Um die Wirkung von zusätzlichen Rauigkeiten am Modell auf den TSI-Wert $U_{2\sigma}$ besser zu verstehen, ist es wichtig die Änderung der Bewertungsparameter \bar{U} und σ separat zu betrachten.

Der Vergleich von \bar{U} zwischen den Messreihen des **ICE 3** und **GZM** zeigt, dass sich die mittlere, maximal gemessene Strömungsgeschwindigkeit in allen Konfigurationen mit Wirbelgeneratoren **RGHo8(v1-3)** gegenüber der Referenzkonfiguration **CLNo8** bei beiden Modellgeometrien erhöht hat. Der Vergleich zwischen den einzelnen Konfigurationen **RGHo8v1-3** des **ICE 3** zeigt, dass mit größeren Rauigkeiten (vgl. **Tab. 4.4**) der Mittelwert \bar{U} weiter steigt. Des Weiteren zeigt der Vergleich von \bar{U} zwischen dem **ICE 3** und dem **GZM**, dass die größere Anzahl an Wirbelgeneratoren am **ICE 3** und die zusätzlichen Rauigkeiten durch offene Übergänge im Kopfbereich (s. **Abb. 7.2**) zu einer wesentlich größeren Erhöhung der mittleren Maximalwerte führt als beim **GZM**. Nach Anwendung des gleitenden Mittelwertfilters ist ein ähnliches, einheitliches Verhalten von \bar{U} zu beobachten. Die prozentuale Erhöhung von \bar{U} steigt mit der Anzahl der Wirbelgeneratoren und mit der Größe der Rauigkeiten an. Dabei reduziert sich der Mittelwert der maximal gemessenen Strömungsgeschwindigkeiten \bar{U} durch die Filterung bei den Konfigurationen des **ICE 3** im Mittel um -40 % und des **GZM** um -50 %. Im Detail beträgt der Unterschied

Tabelle 8.1: Bewertungsparameter \bar{U} , σ und $U_{2\sigma}$ berechnet für die Messkonfigurationen des **ICE 3** (Messreihe #6-9) und des **GZM** (Messreihe #17-19) nach den Spezifikationen der **TSI** ohne und mit gleitendem Mittelwertfilter

MODELL	MESSREIHE	\bar{U}	σ	$U_{2\sigma}$	
ICE 3	ungefiltert	CLNo8	0.24	0.084	0.41
		RGHo8v1	0.30 +22 %	0.081 -3 %	0.46 +12 %
		RGHo8v2	0.31 +29 %	0.082 -2 %	0.48 +16 %
		RGHo8v3	0.33 +34 %	0.088 +6 %	0.50 +23 %
	gefiltert	CLNo8	0.14	0.031	0.20
		RGHo8v1	0.18 +28 %	0.031 +1 %	0.24 +20 %
		RGHo8v2	0.19 +38 %	0.029 -5 %	0.25 +25 %
		RGHo8v3	0.20 +42 %	0.023 -25 %	0.24 +21 %
GZM	ungefiltert	CLNo8	0.40	0.104	0.61
		RGHo8	0.43 +8 %	0.102 -2 %	0.64 +5 %
		GAPo8	0.40 +1 %	0.107 +2 %	0.62 +1 %
	gefiltert	CLNo8	0.20	0.030	0.25
		RGHo8	0.21 +10 %	0.030 +3 %	0.28 +8 %
		GAPo8	0.20 +1 %	0.030 +0 %	0.26 +1 %

zwischen den ungefilterten und gefilterten Werten für \bar{U} in den einzelnen Konfigurationen des **ICE 3**: -43 % (**CLNo8**), -40 % (**RGHo8v1**), -39 % (**RGHo8v2**), -40 % (**RGHo8v3**). In den einzelnen Konfigurationen des **GZM** beträgt der Unterschied: -51 % (**CLNo8**), -50 % (**RGHo8**) und -51 % (**GAPo8**). Daraus folgt, dass sich der Filtereffekt auf \bar{U} unabhängig von der Messkonfiguration bzw. einer zusätzlichen Rauigkeiten an der Modellgeometrie auswirkt.

Es ist zu beachten, dass die gemessenen Strömungsgeschwindigkeiten erst gefiltert wurden und dann die Position $\hat{\xi}$ bzw. der Wert \hat{v} des Maximums neu bestimmt wurde (s. [Abschn. 5.1.3](#)). Folglich kann sich die Position des Maximums $\hat{\xi}$ vor und nach der Filterung voneinander unterscheiden. Analog zu [Abb. 8.10](#) zeigt [Abb. 8.12](#) den Einfluss des gleitenden Mittelwertfilters auf die Wahrscheinlichkeitsverteilung $P(\hat{\xi})$ für die Referenzkonfiguration **CLNo8** des **ICE 3** und **GZM**. Die Verschiebung zwischen den Verteilungen vor (grau, vgl. [Abb. 8.6a](#)) und nach der Filterung (blau) zeigt, dass die Maximalwerte nach der Filterung bei beiden Modellen an Positionen $\hat{\xi}$ in einem deutlich größeren Abstand zum Modellheck auftreten. Wie in [Abschn. 8.1.1](#) beschrieben, sinkt die Strömungsgeschwindigkeit im Nachlauf mit zunehmendem Abstand zum Modellheck ab und die detektierten Maxima sind statistisch schwächer. Daraus folgt, dass die Reduktion von \bar{U} auf zwei verschiedene Effekte resultieren kann. Erstens wurden die gemessenen Strömungsgeschwindigkeiten durch den Tiefpassfilter und die Glät-

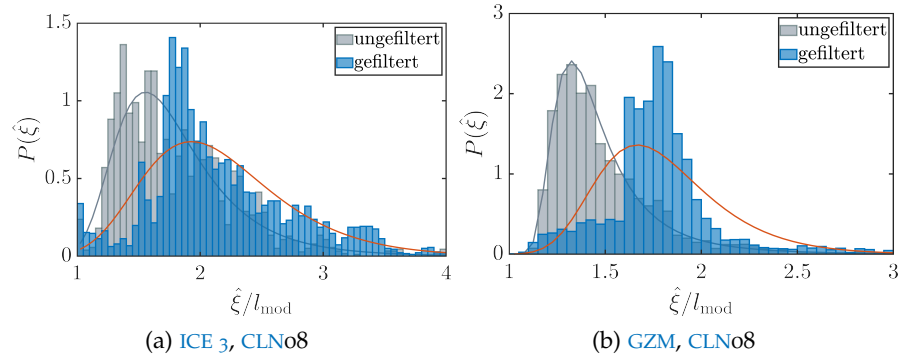


Abbildung 8.12: Einfluss des gleitenden Mittelwertfilters gemäß TSI auf die Wahrscheinlichkeitsverteilung $P(\hat{\xi})$ der Position $\hat{\xi}$ des Maximums \hat{v} im Modellkoordinatensystem gemessen im TSI-Abstand $\Delta y = 0.12$ m für die Konfiguration CLNo8 des ICE 3 (Messreihe #10) und GZM (Messreihe #17) aus dem Vergleich der Verteilung ohne Filterung aus Abb. 8.8 (grau) und mit gleitendem Mittelwertfilter (blau)

tung schneller, kleinräumiger Strukturen gesenkt und zweitens treten die Maximalwerte statistisch eher im späteren Nachlauf auf, in dem die Strömungsgeschwindigkeit niedriger ist als im nahen Nachlauf hinter dem Heck. Es wird vermutet, dass die Reduktion von \bar{U} und die Verschiebung in der Verteilung $P(\hat{\xi})$ mit der grundlegenden Oszillation in der Nachlaufströmung zusammenhängt. Um diese Hypothese näher zu untersuchen, wird in Abschn. 8.2 die Dynamik des Nachlaufs anhand der Schwerpunktbewegung der Strömungsgeschwindigkeit vor und nach der Filterung analysiert.

Der zweite, TSI-relevante Parameter ist die Streubreite bzw. Standardabweichung σ zwischen den gemessenen Maximalwerten \hat{v} . Im Gegensatz zu \bar{U} ist im Vergleich der einzelnen Messkonfigurationen bei der Standardabweichung in Tab. 8.1 kein einheitliches Verhalten zu beobachten. Die prozentuale Änderung von σ zwischen den Konfigurationen mit Wirbelgeneratoren RGH und der Referenzkonfiguration CLN ist vor und nach der Filterung zwar sehr gering im Vergleich zu \bar{U} , aber zeigt z.B. für die verschiedenen Wirbelgeneratorvarianten RGHv1-3 einen positiven und negativen Effekt. Insbesondere für die Konfiguration RGH08v3 wurde eine signifikant höhere Standardabweichung bestimmt. Mit Blick auf die einzelnen Werte der Verteilung für diese Konfiguration (s. Abb. C.4g) zeigt sich, dass bei dieser Messreihe einzelne Maxima gemessen wurden, die aus der statistischen Verteilung ausreißen und einen Wert nahe der Modellgeschwindigkeit erreicht haben. Durch diese Ausreißer wurde die Streubreite für RGH08v3 im Vergleich zu den anderen Messkonfigurationen signifikant erhöht. Auch nach der Filterung fällt diese Konfiguration durch eine besonders große Reduktion in der Standardabweichung auf. Es wird vermutet, dass insbesondere die kleinskaligen, schnellen Struktu-

ren, die für die beschriebenen Ausreißer verantwortlich sind, durch die Filterung geglättet wurden und die Maxima insgesamt in einem konzentrierten Bereich hinter dem Modellheck bestimmt wurden. Im Gegensatz dazu ist das Verhalten von σ bei der Konfiguration [RGH08](#) des [GZM](#) vor und nach der Filterung genau andersrum. Vor dem Mittelwertfilter ist im Vergleich von [RGH08](#) und [CLN08](#) eine Reduzierung der Standardabweichung zu beobachten, während σ nach der Filterung ansteigt. Die Beobachtungen deuten an, dass ein komplexerer Zusammenhang zwischen der Standardabweichung und dem Einfluss der Wirbelgeneratoren bzw. des gleitenden Mittelwertfilters besteht.

Analog zum Mittelwert \bar{U} wurde auch für die Standardabweichung σ der mittlere Effekt der Filterung für jede Messkonfiguration einzeln betrachtet. Im Detail beträgt der Unterschied zwischen den ungefilterten und gefilterten Werten für σ in den einzelnen Konfigurationen des [ICE 3](#): -63 % ([CLN08](#)), -62 % ([RGH08v1](#)), -64 % ([RGH08v2](#)), -74 % ([RGH08v3](#)). In den einzelnen Konfigurationen des [GZM](#) beträgt der Unterschied: -72 % ([CLN08](#)), -70 % ([RGH08](#)) und -72 % ([GAP08](#)). Bis auf den Fall der Konfiguration [RGH08v3](#) zeigt dieser Vergleich einen relativ einheitlichen Filtereffekt auf die Standardabweichung von ca. -60 % für die Messreihen des [ICE 3](#) und ca. -70 % für die Messreihen des [GZM](#). Im Vergleich zu den prozentualen Unterschieden zwischen den einzelnen Messkonfigurationen zeigt dieses Ergebnis, dass die Reduktion der Standardabweichung durch den gleitenden Mittelwertfilter wesentlich größer ist als der unterschiedliche Einfluss von Wirbelgeneratoren. Insgesamt haben die Ergebnisse zum Effekt des gleitenden Mittelwertfilters auf \bar{U} und σ gezeigt, dass der Filtereffekt auf die Nachlaufströmung in allen Messkonfigurationen einer Modellgeometrie sehr ähnlich ist. Diese Erkenntnis bekräftigt die Arbeitshypothese zur Grenzschichtbeeinflussung, dass die Wirbelgeneratoren die Dynamik und dominanten Strukturen nicht grundlegend verändert und folglich Strukturen mit vergleichbaren Längenskalen durch den Filter ähnlich geglättet werden. Wie in [Abschn. 2.1](#) beschrieben, ist die Standardabweichung σ ein wichtiger Parameter für die Bewertung der maximal induzierten Strömungsgeschwindigkeit. Nach [Gl. 2.1](#) geht die Standardabweichung zweifach in die Berechnung des [TSI](#)-Parameters $U_{2\sigma}$ ein, der für die Zulassung eines Hochgeschwindigkeitszugs gemäß Konformitätsnachweis nach Norm den entscheidenden Bewertungsfaktor repräsentiert.

Die resultierenden Werte für den [TSI](#)-Parameter $U_{2\sigma}$ sind in [Tab. 8.1](#) für alle Messkonfigurationen des [ICE 3](#) und [GZM](#) vor und nach der Filterung zusammengefasst. Die prozentuale Änderung von $U_{2\sigma}$ zwischen den Konfigurationen [RGH](#) und der Referenzkonfiguration [CLN](#) zeigt im Vergleich beider Modellgeometrien, dass die Erhöhung von $U_{2\sigma}$ primär mit der Änderung von \bar{U} zusammenhängt. Mit allen betrachteten Wirbelgenerator Konfigurationen konnte eine Erhöhung von $U_{2\sigma}$ erreicht werden. Daraus folgt, dass sich die Beeinflussung der

Grenzschicht wie erwartet auch auf die maximal, induzierten Strömungsgeschwindigkeit an der TSI-Messposition ausgewirkt hat. Der Vergleich zwischen den Konfigurationen [RGH08v1-3](#) des [ICE 3](#) und [RGH08](#) des [GZM](#) zeigt, dass die Erhöhung von $U_{2\sigma}$ auch abhängig von der Anzahl der Wirbelgeneratoren und Ausprägung der Rauigkeit ist. Für den Fall der ungefilterten Messdaten, konnte durch den Einsatz eines Wirbelgenerators beim [GZM](#) eine Erhöhung von $U_{2\sigma}$ um 5 % und durch die vier Wirbelgeneratoren am [ICE 3](#) um 12 % bis 23 % erreicht werden. Nach Anwendung des gleitenden Mittelwertfilters ist der Unterschied zwischen den Wirbelgenerator Konfigurationen und der Referenzkonfiguration noch größer. Beim [GZM](#) wurde $U_{2\sigma}$ um 8 % und beim [ICE 3](#) um 20 % bis 25 % erhöht.

Die separate Analyse von \bar{U} und σ hat bereits gezeigt, dass sich der gleitende Mittelwertfilter auf die relevanten Parameter der einzelnen Messkonfigurationen eines Modells ähnlich auswirkt. Dabei wurde die Standardabweichung σ mit -60 % beim [ICE 3](#) bzw. -70 % beim [GZM](#) stärker beeinflusst als der Mittelwert \bar{U} mit -40 % beim [ICE 3](#) bzw. -50 % beim [GZM](#). Da die Standardabweichung nach [Gl. 2.1](#) mit 2σ doppelt in die Berechnung von $U_{2\sigma}$ eingeht, liegt der mittlere Effekt des gleitenden Mittelwertfilters auf $U_{2\sigma}$ im Mittel bei ca. -50 % für den [ICE 3](#) und fast -60 % für den [GZM](#). Im Detail beträgt der Unterschied zwischen den ungefilterten und gefilterten Werten für \bar{U} in den einzelnen Konfigurationen des [ICE 3](#): -51 % ([CLN08](#)), -48 % ([RGH08v1](#)), -48 % ([RGH08v2](#)), -52 % ([RGH08v3](#)). In den einzelnen Konfigurationen des [GZM](#) beträgt der Unterschied: -58 % ([CLN08](#)), -57 % ([RGH08](#)) und -58 % ([GAP08](#)). Daraus folgt, dass sich der Filtereffekt auf $U_{2\sigma}$, entsprechend des Effekts auf \bar{U} und σ , unabhängig von der Messkonfiguration bei beiden Modellen auswirkt. Wie oben bereits angedeutet, zeigt sich bei der Konfiguration [RGH08v3](#) des [ICE 3](#), dass sich die relativ hohe Änderung der Standardabweichung bei dieser Messkonfiguration auch auf $U_{2\sigma}$ -Wert auswirkt. Insbesondere nach der Filterung ist die Erhöhung von $U_{2\sigma}$ bei [RGH08v3](#) niedriger als bei [RGH08v2](#), obwohl die Rauigkeiten der Wirbelgeneratoren bei [RGH08v3](#) größer sind. Der Einfluss des Wagenübergangs in der Konfiguration [GAP08](#) ist mit 1 % bei den ungefilterten und gefilterten Daten wesentlich geringer als der Einfluss durch die Wirbelgeneratoren. Der Effekt des Wagenübergangs ist, vergleichbar zu dem Effekt auf die Grenzschichtparameter, verschwindend gering.

Zusammenfassend hat die statistische Analyse gezeigt, dass durch die Grenzschichtbeeinflussung mit Wirbelgeneratoren eine Erhöhung des TSI-Parameters $U_{2\sigma}$ erreicht werden konnte. Zudem kann durch Variation der Rauigkeitsparameter (vgl. [RGH08v1-3](#)) die Erhöhung von $U_{2\sigma}$ beeinflusst werden. Die Ergebnisse verdeutlichen, dass bei der Umsetzung eines Modellexperiments für die Simulation eines Konformitätsnachweises im Originalmaßstab nicht nur die Nachbildung der mittleren, maximalen Strömungsgeschwindigkeit \bar{U} sondern

auch die realistische Variation σ zwischen unabhängigen Messungen für die korrekte Bewertung der aerodynamischen Wirkung eines HGZ eine wichtige Rolle spielt. In den nachfolgenden Analysen wird die Dynamik und Struktur im Nachlauf näher untersucht, um den genauen Einfluss der Wirbelgeneratoren auf die Dynamik und insbesondere die dominanten Strömungsstrukturen zu bestimmen sowie einen Zusammenhang zu den gemessenen Maximalwerte im Nachlauf herzustellen.

8.2 OSZILLATION IN DER NACHLAUFDYNAMIK

In der vorausgegangenen Nachlaufanalyse wurde die Hypothese aufgestellt, dass ein Zusammenhang zwischen der Oszillationsbewegung der mäandernden Nachlaufströmung und dem Auftreten der maximal induzierten Strömungsgeschwindigkeit an einer TSI-Messposition besteht. Um diese Hypothese näher zu untersuchen, wird im Folgenden die mittlere Strömungsstruktur zum Zeitpunkt der Maxima in [Abschn. 8.2.1](#) sowie die Bewegung der lateralen Position der Nachlaufströmung in [Abschn. 8.2.2](#) untersucht. Ausgehend von den Beobachtungen in der statistischen Analyse, wird der Einfluss des gleitenden Mittelwertfilters auf die Oszillation im Nachlauf bewertet und ein statistischer Zusammenhang zwischen der Oszillationsbewegung und dem Auftreten der maximalen Geschwindigkeit an der TSI-Messposition hergestellt.

8.2.1 Mittleres Strömungsfeld im Maximum

Die Darstellung der instantanen Strömungsfelder zum Zeitpunkt der maximalen Geschwindigkeit \hat{v} in [Abb. 8.4](#) hat gezeigt, dass ein Maximalwert an der TSI-Messposition in unterschiedlichen Nachlaufzuständen auftreten kann. Um den Zusammenhang zwischen dem Nachlaufzustand bzw. der Oszillation im Nachlauf und dem Auftreten des Maximalwerts zu untersuchen, wurden die instantanen Strömungsfelder der $N_r = 30$ Messfahrten jeder Konfiguration des GZM gemittelt und die mittlere Struktur zum Zeitpunkt \hat{t} verglichen (Buhr *et al.*, 2016, 2018). [Abb. 8.13](#) zeigt die gemittelten Strömungsfelder für die drei Konfigurationen des GZM für die rechte und linke Gleisseite (RGS/LGS). Die mittlere Geschwindigkeit an der TSI-Referenzposition entspricht dem Mittelwert der auftretenden Maxima \bar{U} analog zu der Gesamtbewertung in [Tab. 8.1](#). Es ist zu beachten, dass die Strömungsfelder keine instantanen Zustände sondern ein mittleres Feld aus der bedingten Messdatenanalyse (s. [Abschn. 5.3](#)) beschreiben, das in dieser Form nicht in der realen Nachlaufströmung auftritt. Trotzdem können anhand der mittleren Struktur und dem Vergleich der Konfigurationen qualitative Unterschiede im Hinblick auf den Effekt der Wirbelgeneratoren beobachtet werden.

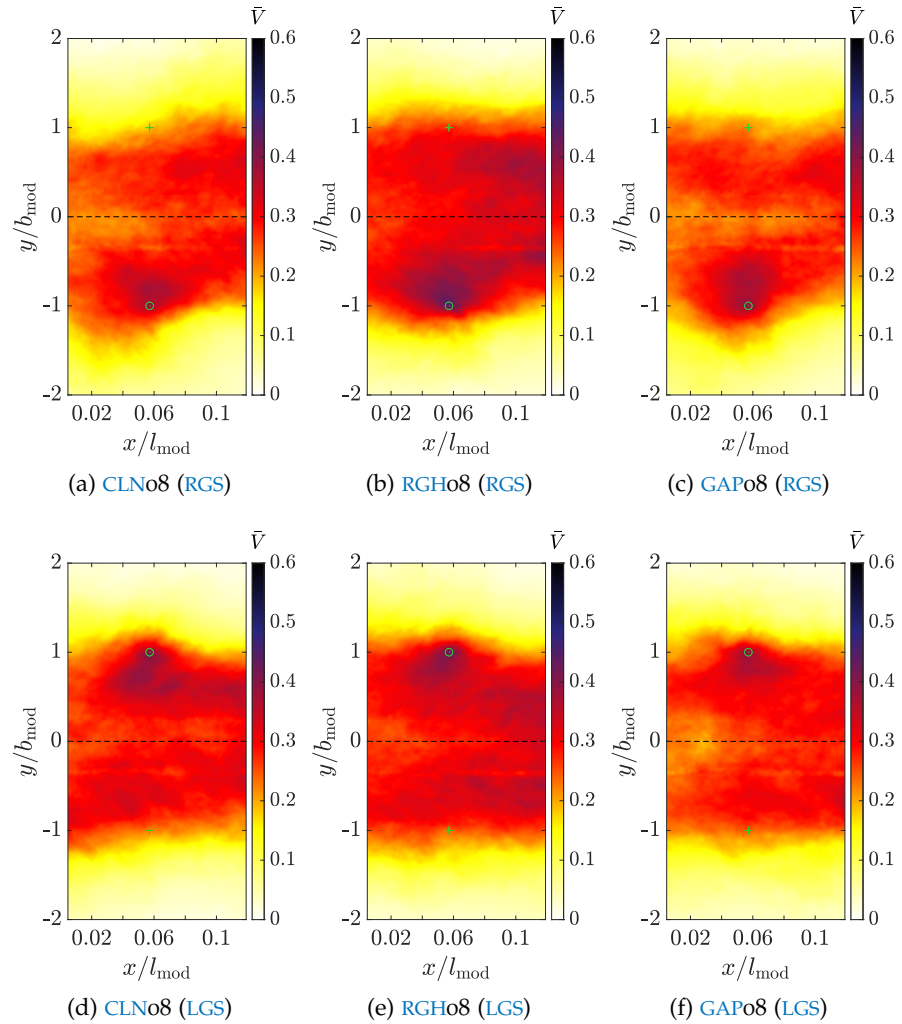


Abbildung 8.13: Gemittetes Strömungsfeld \bar{V} zum Zeitpunkt der maximal induzierten Strömungsgeschwindigkeit \hat{v} an der TSI-Referenzposition (vgl. Abb. 6.10) auf der rechten und linken Gleisseite (RGS/LGS) über die $N_r = 30$ Messfahrten für die Konfigurationen des GZM (Messreihen #17-19)

Im Bereich der Referenzposition bzw. der gemessenen Maximalgeschwindigkeit ist in allen Strömungsfeldern eine kleinräumige Struktur mit einer Ausdehnung in der Größenordnung einer halben Wagenbreite b_{mod} im Bereich der Messposition (grüner Kreis), auf der entsprechenden Gleisseite des Maximalwerts, neben der großskaligen Nachlaufstruktur zu beobachten. Im mittleren Feld auf der gegenüberliegenden Messposition (grünes Plus) auf der anderen Gleisseite ist keine vergleichbare Struktur zu erkennen. Diese Beobachtung zeigt, dass sich im Mittel an der Position des Maximums eine isolierte Struktur mit hohen Strömungsgeschwindigkeiten bewegt, während auf der anderen Gleisseite die Strömungsgeschwindigkeit deutlich geringer ist. Insgesamt deutet sich in der mittleren Nachlaufströmung eine

S-förmige Grundstruktur an, die bereits in der Visualisierung einer Einzelfahrt aus der Referenzmessreihe CLN08 des GZM in Abb. 8.3 zu sehen war. Eine weitere wichtige Beobachtung ist, dass im Vergleich der Konfiguration mit Wirbelgenerator RGH08 (s. Abb. 8.13b und Abb. 8.13e, mittlere Spalte) zu der Referenzkonfiguration CLN08 (s. Abb. 8.13a und Abb. 8.13d, linke Spalte) auf beiden Gleisseiten (RGS/LGS) ein deutlicher Anstieg der Maximalgeschwindigkeiten im Bereich der Referenzposition sowie der mittleren Geschwindigkeiten im gesamten Strömungsfeld erkennbar ist. Der Vergleich zwischen der Konfiguration mit Wagenübergang GAP08 (s. Abb. 8.13c und Abb. 8.13f, rechte Spalte) und CLN08 zeigt hingegen für beide Gleisseiten keine signifikanten, konsistenten Unterschiede im mittleren Strömungsfeld. Dieser Vergleich korrespondiert weiterhin mit der Hypothese, dass zum Zeitpunkt eines Maximalwerts an der TSI-Messposition die Topologie der Nachlaufzustände in den Messkonfigurationen vergleichbar ist und durch den Wirbelgenerator keine neuen, dominanten Strukturen in den Nachlauf eingebracht wurden. Um einen Zusammenhang zwischen der grundlegenden Dynamik im Nachlauf und dem Auftreten der maximal induzierten Strömungsgeschwindigkeiten herzustellen, wird im folgenden Abschnitt die Bewegung der lateralen Nachlaufposition in y -Richtung normal zum Gleis dargestellt.

8.2.2 Laterale Position der Nachlaufströmung

Die Darstellung der mittleren Nachlaufzustände in Abb. 8.13 aus den instantanen Strömungsfeldern zum Zeitpunkt des Maximums an der TSI-Messposition in Abb. 8.4 haben gezeigt, dass in der Entwicklung der Nachlaufströmung unsymmetrische Zustände auftreten. In der statistischen Analyse der Maximalwerte wurde bereits die Hypothese aufgestellt, dass die Dynamik bzw. die mäandernde Oszillation des Nachlaufs (Bell *et al.*, 2016b), die für die Asymmetrie im Nachlauf verantwortlich ist, mit der Entstehung der Maximalwerte zusammenhängt. Um diese Oszillation besser zu beschreiben, bietet sich die Untersuchung der lateralen Position des Schwerpunkts in der Nachlaufströmung an, um die Bewegung und den Zustand des Nachlaufs an den Positionen hinter dem Modellheck zu untersuchen. Dazu wurde die laterale Position der Nachlaufströmung y_{lpn} eingeführt (Buhr *et al.*, 2019). In anderen Worten entspricht $y_{\text{lpn}}(x_i)$ dem Schwerpunkt der Geschwindigkeitsverteilung über das y -Profil an der Position x_i . y_{lpn} wurde für jede Position ξ_m im Modellkoordinatensystem und separat für jedes x_i im Messbereich über alle $N_y = 241$ Positionen y_j der gesamten Breite des Messbereichs von $y_{-N_y/2} = -0.24$ m (RGS) bis $y_{N_y/2} = 0.24$ m (LGS) berechnet mit:

$$y_{\text{lpn}}(x_i, \xi_m) = \frac{\sum_{j=-N_y/2}^{N_y/2} (V(x_i, y_j, \xi_m) \cdot y_j)}{\sum_{j=-N_y/2}^{N_y/2} V(x_i, y_j, \xi_m)} \quad (8.7)$$

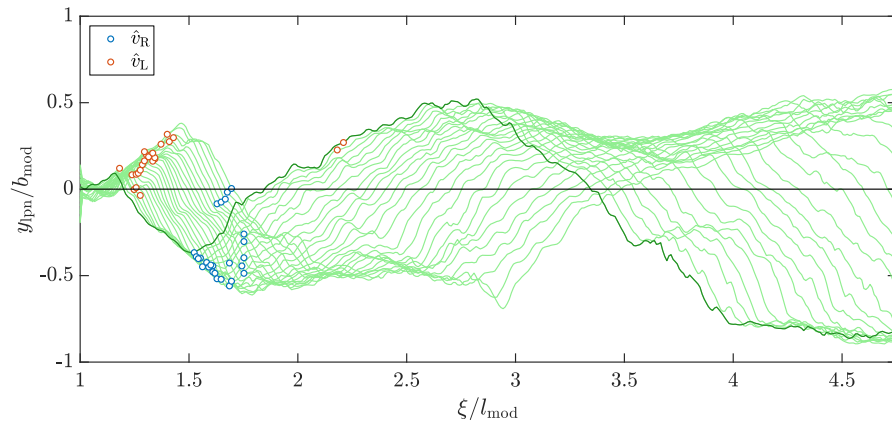
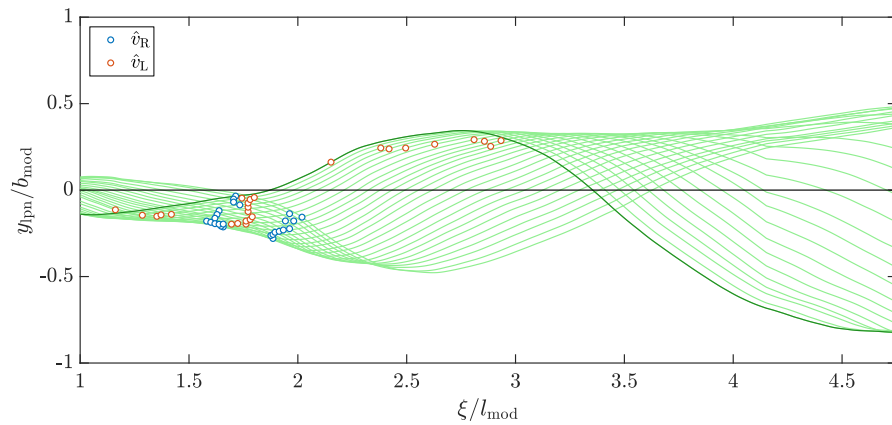
(a) Laterale Position des Nachlaufs y_{lpn} in den ungefilterten Messdaten(b) Laterale Position des Nachlaufs y_{lpn} mit gleitendem Mittelwertfilter

Abbildung 8.14: Laterale Position des Nachlaufs y_{lpn} normiert mit der Modellbreite b_{mod} an den Positionen ξ_m im Modellkoordinatensystem ohne und mit gleitendem Mittelwertfilter für die erste Messfahrt $r = 1$ von CLN08 (Messreihe #17) des GZM sowie Markierungen für die Position der Maxima \hat{v}_R (blau) auf der rechten und \hat{v}_L (rot) auf der linken Gleisseite

Abb. 8.14 zeigt die laterale Position des Nachlaufs y_{lpn} in der normierten Modellkoordinate ξ/l_{mod} für die erste Messfahrt $r = 1$ der Referenzkonfiguration CLN08 des GZM (Messreihe #17) analog zu den Visualisierungen der Nachlaufströmung in Abb. 8.3. Die Entwicklung von y_{lpn} ist für 26 der $N_x = 121$ Koordinaten x_i im Auswertegitter bzw. jeden vierten Profilschnitt im Messbereich aufgetragen (grün). Der Versatz zwischen den betrachteten x_i beträgt 8 mm. Abb. 8.14a und Abb. 8.14b zeigen y_{lpn} ohne und mit gleitendem Mittelwertfilter. Exemplarisch ist die Messposition $x_1 = 20$ mm in dunkelgrün dargestellt, um die Oszillationsbewegung der Nachlaufströmung hervorzuheben. Entsprechend der Hypothese zur grundlegenden Nachlaufdynamik, oszilliert die laterale Position des Nachlaufs y_{lpn} um die Gleismitte. Die Nulldurchgänge in y_{lpn} unterteilen den Nachlauf in die Strömungsgebiete der abwechselnd abgelösten Grenzschichtströmung am

Heck. Da sich der Nachlauf mit zunehmendem Abstand zum Heck in y -Richtung ausbreitet (vgl. [Abb. 8.3](#)), steigt die Amplitude von y_{lpn} über die Positionen ξ/l_{mod} im Modellkoordinatensystem an.

Um den Zusammenhang zwischen der Oszillation der lateralen Nachlaufposition und den Positionen $\hat{\xi}$ der gemessenen Maximalwerte \hat{v} zu veranschaulichen, wurde in [Abb. 8.14](#) zusätzlich die laterale Position des Nachlaufs an den Positionen $\hat{\xi}$ der maximalen Geschwindigkeit auf der rechten Gleisseite \hat{v}_R (blau, [Gl. 8.1](#)) und linken Gleisseite \hat{v}_L (rot, [Gl. 8.1](#)), entsprechend der Analyse in [Abschn. 8.1.1](#), für die betrachteten Messpositionen x_i markiert. Die markierten Positionen der Maxima in [Abb. 8.14a](#) zeigen, dass in diesem Referenzfall die maximale Geschwindigkeit an den meisten Messpositionen x_i auf der linken Gleisseite \hat{v}_L im Bereich $1 < \xi/l_{\text{mod}} < 1.5$ der ersten Schwingung zur linken Gleisseite in der Oszillation gemessen wurde. Für zwei Messpositionen x_i tritt die maximale Geschwindigkeit \hat{v}_L erst in der zweiten Schwingung zur linken Gleisseite auf. Analog wurde auf der rechten Gleisseite die maximale Geschwindigkeit \hat{v}_R an den meisten Messpositionen x_i in der ersten Schwingung zur rechten Gleisseite im Bereich $1.5 < \xi/l_{\text{mod}} < 2$ gemessen. In einigen Fällen ist die laterale Nachlaufposition an der Position $\hat{\xi}$ der Maximalwerte nahe der Gleismitte. Diese Beobachtungen korrespondieren mit den drei Bereichen im Streudiagramm in [Abb. 8.7](#) und zeigen den Zusammenhang zwischen dem instantanen Nachlaufzustand und den gemessenen Maximalwerten. Die bisherigen Beobachtung zur lateralen Nachlaufposition in der Referenzkonfiguration [CLNo8](#) bekräftigen die Hypothese, dass die Position der maximalen Geschwindigkeit mit der Oszillationsbewegung zusammenhängt und das Maxima auf einer Gleisseite auftritt, wenn auch die Oszillationsbewegung des Nachlaufs zu dieser Gleisseite schwingt. Die Fälle in denen die laterale Nachlaufposition in der Gleismitte liegt oder für \hat{v}_L erst in der zweiten Schwingung zur linken Gleisseite auftreten zeigen, dass die Messung des Maximums bei einer Vorbeifahrt zwischen den Messpositionen im Messbereich stark variieren kann und abhängig von dem instantanen Zustand des Nachlaufs ist (vgl. [Abb. 8.4](#)). Des Weiteren bestätigt der Vergleich von y_{lpn} für verschiedene x_i die Annahme, dass die Messpositionen aufgrund ihrer räumlichen Nähe von 2 mm zwar eine hohe Redundanz in der Bewertung des Nachlaufs erzeugen, aber einige Messpositionen unabhängige Informationen über die induzierte Strömungsgeschwindigkeit liefern.

Der Vergleich von [Abb. 8.14a](#) und [Abb. 8.14b](#) zeigt, dass y_{lpn} für die gefilterte Nachlaufströmung eine ähnliche Oszillation um die Gleismitte zeigt wie im ungefilterten Fall. Des Weiteren zeigt der Vergleich, dass die erste, kleinräumige Fluktuation direkt hinter dem Modell durch den gleitenden Mittelwertfilter herausgefiltert wurde. Wie in der statistischen Analyse von $\hat{\xi}$ dargestellt, wurden in diesem Bereich für viele Fälle der ungefilterten Messdaten die höchsten Geschwindig-

keiten an der TSI-Messposition beobachtet (s. Abb. 8.5 und Abb. 8.6). Zudem hat die Darstellung des Filtereffekts auf die Position $\hat{\xi}$ in Abb. 8.12 gezeigt, dass die Maxima bei den gefilterten Messdaten in einem größeren Abstand zum Modellheck auftreten. Der Vergleich zwischen den Positionen \hat{v}_R und \hat{v}_L in Abb. 8.14a und Abb. 8.14b veranschaulicht den Einfluss des gleitenden Mittelwertfilters auf die Position \hat{v} . Die Maximalwerte auf der rechten Gleisseite \hat{v}_R wurden in einem ähnlichen Bereich $1.5 < \xi/l_{\text{mod}} < 2$ der ersten Schwingung zur rechten Gleisseite erfasst. Da die erste Schwingung zur linken Gleisseite durch den Mittelwertfilter geglättet wurde, sind die Positionen \hat{v}_L auf der linken Gleisseite deutlich zu größeren Abständen zum Modellheck verschoben. Nach der Filterung sind die Maximalwerte \hat{v}_L in einigen Fällen erst im Bereich der zweiten Schwingung $2 < \xi/l_{\text{mod}} < 3$ bestimmt worden. Gleichzeitig wurde eine signifikante Menge der Maximalwerte \hat{v}_L in den Bereich $1.5 < \xi/l_{\text{mod}} < 2$ verschoben, in dem die laterale Position des Nachlaufs eigentlich auf der rechten Gleisseite liegt. Diese Beobachtung deutet darauf hin, dass sich ab einem Modellabstand von $\xi/l_{\text{mod}} > 2$, das heißt ca. einer Modelllänge l_{mod} , der Effekt der abklingenden Nachlaufströmung stärker auf die Position $\hat{\xi}$ der Maximalwerte auswirkt als die Oszillationsbewegung.

Um den Zusammenhang zwischen der Oszillation von y_{lpn} und dem Auftreten der maximalen Geschwindigkeit an der TSI-Position statistisch anhand einer größeren Stichprobenmenge zu verifizieren, wurde die laterale Position des Nachlaufs y_{lpn} an der Position $\hat{\xi}$ der Maximalwerte für alle Messpositionen und Messfahrten der Referenzkonfiguration CLNo8 des GZM bestimmt. Abb. 8.15 zeigt die Wahrscheinlichkeitsverteilung von der lateralen Nachlaufposition y_{lpn} normiert mit der Modellbreite mod an den Positionen $\hat{\xi}$ der maximalen induzierten Geschwindigkeit \hat{v} von allen $N_t = 30$ Fahrten und $N_x = 121$ Messpositionen x_i im Messbereich vor und nach Anwendung des gleitenden Mittelwertfilters. Die Histogramme zeigen analog zu den Markierungen von \hat{v}_R und \hat{v}_L in Abb. 8.14 die Verteilungen separat für die rechte Gleisseite (RGS, blau) und linke Gleisseite (LGS, rot).

Der Vergleich der Verteilungen in Abb. 8.15a zeigt, dass die Erwartungswerte und Maxima von $P(y_{\text{lpn}})$ deutlich zueinander verschoben sind. Dabei liegen die Erwartungswerte auf der jeweiligen Gleisseite auf der auch die Maximale \hat{v} gemessen wurden. Dieses statistische Ergebnis bestätigt die Hypothese, dass die große grundlegende Oszillationsbewegung im Nachlauf mit dem Auftreten der maximalen Strömungsgeschwindigkeit zusammenhängt (vgl. Abb. 8.14). Der Vergleich von Abb. 8.15a und Abb. 8.15b zeigt, dass dieser Zusammenhang, in abgeschwächter Form, auch nach Anwendung des gleitenden Mittelwerts beobachtet werden kann. Des Weiteren ist die Streubreite der Verteilungen nach der Filterung deutlich reduziert. Dieses statistische Verhalten entspricht den bisherigen Beobachtungen zum Effekt des gleitenden Mittelwertfilters (s. Abb. 8.14b). Durch die

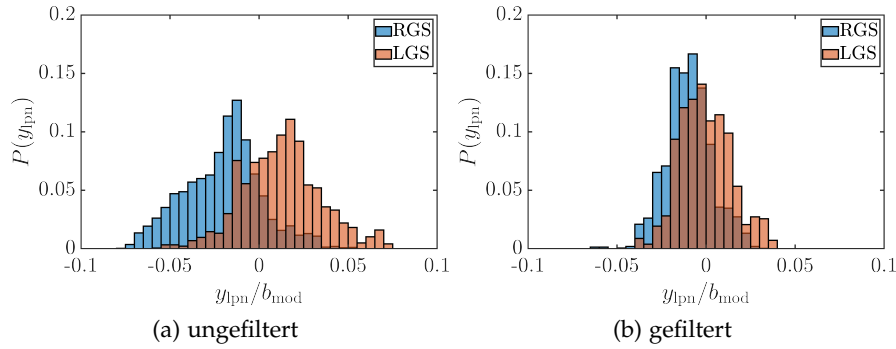


Abbildung 8.15: Wahrscheinlichkeitsverteilung $P(y_{\text{lpn}})$ für die laterale Position des Nachlaufs y_{lpn} zum Zeitpunkt der Maxima \hat{v} ohne und mit gleitenden Mittelwertfilter für die Konfiguration CLNo8 (Messreihe #17) des GZM

starke Wirkung des Filters auf den Nahbereich hinter dem Heck, wurde die Schwingung in der lateralen Nachlaufposition geglättet und der Erwartungswert $E(y_{\text{lpn}})$ entsprechend der Amplitude im Bereich $1 < \xi/l_{\text{mod}} < 2$ reduziert. Gleichzeitig treten die Maxima nach der Filterung konzentrierter im Bereich $1.5 < \xi/l_{\text{mod}} < 2$ auf, wie bereits in [Abb. 8.12b](#) gezeigt. Aus der geringeren Streubreite in der Position $\hat{\xi}$ folgt auch eine geringere Streubreite in der entsprechenden lateralen Position des Nachlaufs y_{lpn} .

Zusammenfassung hat die Betrachtung der lateralen Position der Nachlaufströmung gezeigt, dass der TSI-Filter nicht die grundlegende Oszillation in der Nachlaufströmung ändert. Aus den vorliegenden Daten lässt sich noch kein direkter Zusammenhang zwischen dem Filter und den Maxima nachweisen, aber die Beobachtungen entsprechen der oben beschriebenen Hypothese, dass durch die Filterung schnelle, kleinskalige Strukturen im Nahbereich geglättet wurden und die Maxima zu einem späteren Zeitpunkt der Oszillation auftreten. Insgesamt wurden durch den gleitenden Mittelwertfilter die kleinskaligen Schwankungen und Fluktuationen in y_{lpn} geglättet, so dass die gefilterte Darstellung von y_{lpn} (s. [Abb. 8.15b](#)) nur noch die dominante Oszillation um die Gleismitte zeigt, die im Vergleich zu den ungefilterten Daten (s. [Abb. 8.15a](#)) eine ähnliche Wellenlänge besitzt. Diese Ergebnisse korrespondieren mit der Visualisierung der gefilterten Geschwindigkeiten in [Abb. 8.3](#) und zeigen, dass trotz der relativ langen Filterzeit von 0.08 s bzw. 2.56 m die grundlegende, oszillierende Dynamik im Nachlauf erhalten bleibt. Das wichtigste Ergebnis dieses Abschnitts ist, dass mit einer relativ einfachen Methode die grundlegende Dynamik in der Nachlaufströmung dargestellt und die Hypothese bestätigt werden konnte, dass ein statistischer Zusammenhang zwischen dem Auftreten der Maximalgeschwindigkeit \hat{v} und der grundlegenden Oszillation besteht. Um alle Informationen über die Entwicklung der Nachlaufströmung in den einzelnen Messfahrten

und insbesondere den spezifischen Effekt der Wirbelgeneratoren auf die dominante Dynamik darzustellen, ist eine komplexere Analyse-methode notwendig. Aus diesem Grund wird im folgenden Abschnitt die charakteristische Dynamik im Nachlauf des GZM mit Hilfe einer dynamischen Modenzerlegung (DMD) aus allen erfassten Zuständen der Nachlaufströmung extrahiert, um den Einfluss von Wirbelgeneratoren auf die stärksten Moden darzustellen und den Zusammenhang zwischen der dominanten Dynamik und den maximal induzierten Strömungsgeschwindigkeit \hat{v} bzw. der statistischen Bewertung der aerodynamischen Wirkung von Hochgeschwindigkeitszügen gemäß TSI detailliert zu analysieren.

8.3 DYNAMISCHE MODENZERLEGUNG DER NACHLAUFSTRÖMUNG

In den bisherigen Analysen der Nachlaufströmung wurde bereits gezeigt, dass die statistische Verteilung der gemessenen, maximalen Geschwindigkeit auf beiden Gleisseiten (s. Abschn. 8.1) und die laterale Position der Nachlaufströmung (s. Abschn. 8.2) auf eine mäandernde, großskalige Nachlaufstruktur mit einer hohen Dynamik hindeuten. Des Weiteren konnte ein Zusammenhang zwischen der Oszillation der lateralen Nachlaufposition und dem Auftreten der Maxima an den TSI-Messpositionen auf den beiden Gleisseiten beobachtet werden. Dabei wurden die Zusammenhänge und Ergebnisse aus der Bewertung eines Wertes wie z.B. der Maximalwerte \hat{v} , der Positionen $\hat{\xi}$ oder der lateralen Nachlaufposition y_{lpn} gewonnen. Um den Zusammenhang zwischen der Dynamik der dominanten Strukturen im Nachlauf und dem Auftreten der maximalen Geschwindigkeit genauer zu untersuchen ist es notwendig, die vollständigen Daten der 2D-Strömungsfelder in die Analyse einzubeziehen.

Die Darstellung der einzelnen, instantanen Strömungsfelder bei einem Maximum an der Position $\hat{\xi}$ im Nachlauf in Abb. 8.4 hat gezeigt, dass die Zustände und Strukturen in der Nachlaufströmung zu diesem Zeitpunkt zwischen den Messfahrten stark variieren. Wie in Abschn. 5.4 beschrieben, bietet die Modenzerlegung mit einer Dynamic Mode Decomposition (DMD) die Möglichkeit die Entwicklung der gemessenen Strömungsfelder im Nachlauf aller Messfahrten einer Konfiguration gemeinsam zu betrachten, um die Nachlaufströmung in einzelne Moden zu zerlegen und auf diese Weise eine gemeinsame, charakteristische Dynamik aller gemessenen Nachlaufentwicklungen zu extrahieren. Im ersten Schritt der DMD-Analyse wird untersucht, wie stark die Rekonstruktionsqualität bzw. der Rekonstruktionsfehler zwischen den gemessenen und rekonstruierten Strömungsfeldern von dem Kürzungsparameter R der Moden im Subraum (siehe Abschn. 5.4.1) abhängt. Im zweiten Schritt wird untersucht, ob sich die charakteristische Entwicklung der Nachlaufströmung durch die Verwendung von Wirbelgeneratoren ändert (s. Abschn. 8.3.2). In der

statistischen Analyse der maximalen Geschwindigkeit zu Beginn dieses Kapitels konnte gezeigt werden, dass die zusätzlichen Rauigkeiten am Modellkopf auch einen signifikanten Effekt auf die Maximalwerte \hat{v} und die Position $\hat{\xi}$ haben. Das zweite Ziel der DMD-Analyse ist es nun zu zeigen, dass die statistische Erhöhung der gemessenen Maximalwerte auf ähnliche dominante Moden in der Nachlaufströmung zurückzuführen ist und diese Moden durch die Verwendung von Wirbelgeneratoren beeinflusst wurden (s. Abschn. 8.3.3). Entsprechend sind die beiden Hauptziele der DMD-Analyse zu zeigen, dass sich, analog zu der ähnlichen Stabilisierung der Grenzschicht in der Referenz- und Wirbelgeneratoranordnung, eine Ähnlichkeit in der Topologie dominanter Moden im Nachlauf darstellen lässt und dass diese dominanten Moden gleichzeitig im Zusammenhang mit der maximal, induzierte Strömungsgeschwindigkeit gemäß TSI-Norm stehen.

Für die DMD wurden die zeitaufgelösten Strömungsfelder von $N_t = 101$ äquidistanten Zeitschritten t_n'' nach Gl. 5.68 hinter dem Modellheck der jeweils $N_r = 30$ Messfahrten einer Konfiguration verwendet (vgl. Abschn. 5.4.2). Das Zeitintervall der Sequenzen entspricht 0.1 s Messzeit und 3.2 m im Modellkoordinatensystem bzw. 1.5 Modelllängen l_{mod} des GZM. Die Standardabweichung σ_V im Nachlauf des GZM in Abb. 8.3 und die statistische Verteilung der Position der Maximalwerte $\hat{\xi}$ in Abb. 8.8d haben gezeigt, dass in diesem Nachlaufbereich die höchste, TSI-relevante Dynamik zu erwarten ist. Dabei ist zu beachten, dass in den bisherigen Untersuchungen die gemessene Strömungsgeschwindigkeit an den Positionen ξ_m im Modellkoordinatensystem dargestellt wurde. Im Folgenden ist es notwendig die zeitliche Entwicklung der Strömungsfelder in der synchronisierten Zeit t'' in äquidistanten Zeitschritten t_n'' zu untersuchen, um die zeitliche Entwicklung der Moden anhand der Modenfrequenz korrekt darzustellen. Analog zu dem Prinzip des DMD-Algorithmus beschrieben in Abschn. 5.4.1 wurde jedes Strömungsfeld als Zustand \mathbf{z}_n nach Gl. 5.70 in Form eines Spaltenvektors betrachtet und die Sequenzen des Nachlaufs in den Zustandsmatrizen \mathbf{X}_1 bzw. \mathbf{X}_2 nach Gl. 5.39 und Gl. 5.40 zusammengefasst. Aus der Anzahl der Messpositionen im Messbereich $N_x = 121$ und $N_y = 241$, der Anzahl an Messfahrten pro Konfiguration $N_r = 30$ und den zwei Geschwindigkeitskomponenten v_x und v_y folgt, dass der Spaltenvektor eines Zustands \mathbf{z}_n aus $M = 121 \cdot 241 \cdot 30 \cdot 2 = 1749660$ Einträgen besteht. Wie in Abschn. 5.4.2 beschrieben, sind die resultierenden Zustandsmatrizen \mathbf{X}_1 bzw. \mathbf{X}_2 mit einer Dimension von $M \times N_t - 1$ aufgrund der großen Zustandsvektoren \mathbf{z}_n und vergleichsweise kleinen Anzahl an Zeitschritten $N_t = 101$ sehr hoch und schmal. Im Rahmen der DMD wurden die Messreihen #17-19 der zweiten Messkampagne am generischen Zugmodell (GZM) untersucht. Diese Messreihen wurden mit identischen Messparameter N_x , N_y und N_r durchgeführt, so dass die Zustandsmatrizen in

den drei Messkonfigurationen [CLNo8](#), [RGHo8](#) und [GAPo8](#) alle dieselbe Dimension besitzen.

8.3.1 *Rekonstruktion mit reduzierter Modenanzahl*

Im folgenden Abschnitt werden die Ergebnisse der [DMD](#) für die Referenzkonfiguration [CLNo8](#) aus der Messreihe #17 des [GZM](#) analysiert, um anschließend die Wahl eines geeigneten Kürzungsparameters R zu begründen. Wie in [Abschn. 5.4.1](#) beschrieben, kann die Reduktion der Freiheitsgrade durch Kürzung der Moden im Subraum nach [Gl. 5.66](#) verwendet werden, um eine zeit- und recheneffiziente Bestimmung der dominanten Moden durchzuführen. Gleichzeitig kann die Kürzung von Moden mit geringer Energie bzw. Relevanz für die dominante Dynamik dazu beitragen, die Ergebnisse der [DMD](#) zu optimieren. Insbesondere bei experimentellen Messdaten können sich Effekte wie Messrauschen negativ auf die Bestimmung der Modenanteile auswirken, da diese Effekte durch hochfrequente Moden mit geringer Energie und Anteil an der dominanten Dynamik dargestellt werden müssen. Nach Kutz *et al.* (2016) kann eine [DMD](#) mit einer zu großen Anzahl an Moden R zu einer unberechenbaren und unerwünschten Zersetzung des Modenspektrums führen. Aus diesem Grund wurde eine Studie für den Kürzungsparameter R durchgeführt, um anhand des Rekonstruktionsfehlers zwischen rekonstruierten und gemessenen Strömungsfeldern die optimale Anzahl an harmonischen Modenpaaren für die Rekonstruktion der Nachlaufdynamik zu bestimmen. Da R der Anzahl an Basisvektoren ϕ_k mit $k = 0, \dots, R - 1$ im Subraum entspricht und in der [DMD](#) die dominanten Strukturen durch harmonische Modenpaare repräsentiert werden, wird im Folgenden die Menge aus [DMD](#)-Moden mit der Grundmode $\tilde{m} = 0$ für ϕ_0 und den harmonischen Modenpaaren $\tilde{m} = 1, 2, \dots, \tilde{M}$ bezeichnet. Für die Anzahl an Modenpaaren \tilde{M} folgt:

$$\tilde{M} = (R - 1)/2 \quad \text{mit } R = 3, 5, \dots, N - 1 \quad (8.8)$$

Entsprechend der Anzahl an Zeitschritten $N_t = 101$ und der Dimension $M \times 100$ der Zustandsmatrizen können maximal $R = 100$ Eigenvektoren ϕ_k bzw. die Grundmode $\tilde{m} = 0$ plus $\tilde{M} = 49$ harmonische Modenpaare $\tilde{m} = 1, 2, \dots, 49$ von der [DMD](#) extrahiert werden. Um einen Eindruck von den Ergebnissen der [DMD](#) und der Rekonstruktionsqualität bei Kürzung der Freiheitsgrade zu bekommen, sind im Folgenden die Ergebnisse für die Referenzkonfiguration [CLNo8](#) mit einer Kürzung auf $R = 21$ Moden bzw. die Grundmode $\tilde{m} = 0$ und $\tilde{M} = 10$ Modenpaare dargestellt. Die Wahl dieses Kürzungsparameters wird im Anschluss an die Darstellung der extrahierten Moden und Modenspektren für die Referenzkonfiguration [CLNo8](#) anhand der Rekonstruktionsqualität näher erläutert.

Abb. 8.16 zeigt die räumliche Struktur der ersten fünf Eigenvektoren ϕ_k bzw. der Grundmode $\tilde{m} = 0$ und ersten beiden Modenpaaren $\tilde{m} = 1, 2$ für die Geschwindigkeitskomponente v_x der ersten Messfahrt $r = 1$ aus der Messreihe #17 am GZM. Die Darstellung der DMD-Moden zeigt den Realteil der Eigenvektoren ϕ_k in der oberen Zeile (s. Abb. 8.16a bis Abb. 8.16e) und den Imaginärteil von ϕ_k in der unteren Zeile (s. Abb. 8.16f bis Abb. 8.16j). Die Darstellungen der räumlichen Modenstruktur ist für jeden Eigenvektor ϕ_k mit dem Betragsquadrat der Anfangsamplituden $|b_k|^2$ zum Zeitpunkt $t_1'' = 0$ normiert. Diese Darstellungsart dient nur dem qualitativen Vergleich zwischen den räumlichen Strukturen der einzelnen Moden. Abb. 8.16a und Abb. 8.16f zeigen den Real- und Imaginärteil des Eigenvektors ϕ_0 bzw. der Grundmode $\tilde{m} = 0$. Wie erwartet, besitzt die Grundmode keinen Imaginärteil und ist rein reell. Der Realteil der Grundmode zeigt eine großskalige Struktur die sich über den gesamten Messbereich erstreckt. Typischerweise beschreibt die Grundmode die mittlere Strömung, die im Fall von v_x in Fahrtrichtung gerichtet ist und für die ein stetig, abklingendes Verhalten im Nachlauf des Zugmodells erwartet wird.

Wie in Abschn. 5.4.1 beschrieben, treten bei der Eigenwertzerlegung der reellen Informationen aus den Zustandsmatrizen paarweise, komplex konjugierte Eigenwerte auf. Daraus folgt, dass auch die Eigenvektoren ϕ_k mit $k > 0$ in komplex konjugierten Paaren, den harmonischen Modenpaaren, auftreten. Die Realteile $\text{Re}(\phi_1)$ und $\text{Re}(\phi_2)$ des ersten Modenpaares $\tilde{m} = 1$ sind in Abb. 8.16b bzw. Abb. 8.16c dargestellt. Unter dem jeweiligen Realteil ist in Abb. 8.16g bzw. Abb. 8.16h der zugehörige Imaginärteil $\text{Im}(\phi_1)$ bzw. $\text{Im}(\phi_2)$ abgebildet. Analog sind für das zweite Modenpaar $\tilde{m} = 2$ die Realteile $\text{Re}(\phi_3)$ und $\text{Re}(\phi_4)$ in Abb. 8.16d bzw. Abb. 8.16e und die Imaginärteile $\text{Im}(\phi_3)$ und $\text{Im}(\phi_4)$ in Abb. 8.16i bzw. Abb. 8.16j dargestellt. Der Vergleich zwischen den Real- und Imaginärteilen zeigt, dass die Realteile bei jedem Modenpaar $\phi_1 + \phi_2$ bzw. $\phi_3 + \phi_4$ identisch sind, während die Imaginärteile der paarweise, komplex konjugierten Eigenvektoren symmetrisch zueinander sind. Die zusammengefassten Modenpaare mit komplex-konjugierten Imaginärteilen ergeben mit gleichen Amplituden b_k wieder reelle Werte. Die Realteile von $\phi_1 + \phi_2$ zeigen großskalige Modenstrukturen die sich erst zur rechten und anschließend zur linken Gleisseite ausdehnen. Die zugehörigen Imaginärteile zeigen eine wesentlich zerklüftetere Verteilung kleinskaliger Strukturen mit einer besonders ausgeprägten Struktur auf der linken Gleisseite. Die Real- und Imaginärteile von $\phi_3 + \phi_4$ zeigen ebenfalls eine zerklüftete Verteilung von kleinskaligen Strukturen im Messbereich. Der Vergleich zwischen den Strukturen der Modenpaare deutet an, dass durch die höheren Moden kleinskaligere Strukturen abgebildet werden.

Analog zu Abb. 8.16 sind in Abb. 8.17 die realen und imaginären Anteile der DMD-Moden für die Geschwindigkeitskomponente v_y ge-

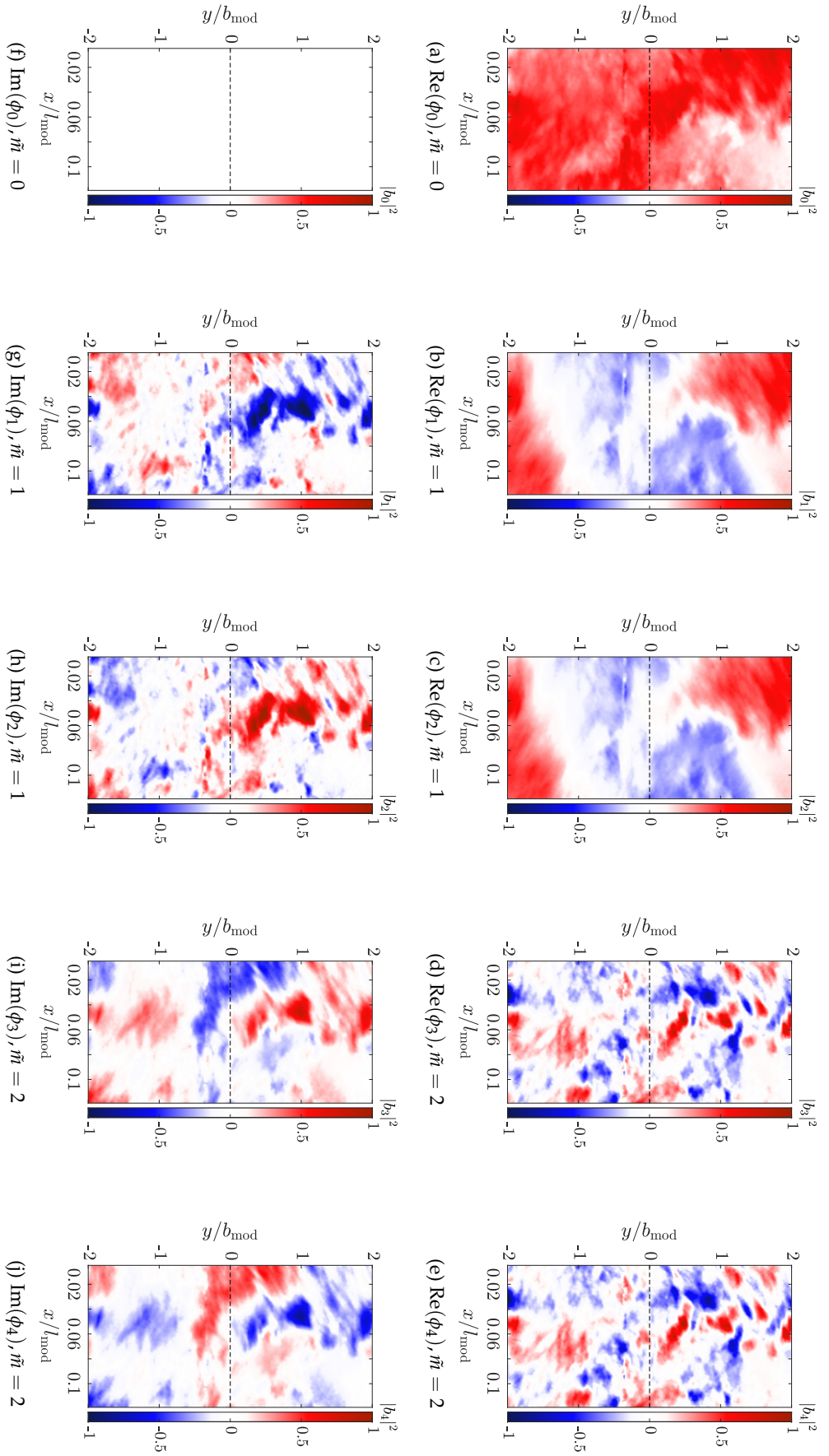


Abbildung 8.16: Räumliche Struktur der DMD-Moden für die Geschwindigkeitskomponente v_x im Hinblick auf den Real- und Imaginärteil der Grundmode $\hat{m} = 0$ entsprechend dem Eigenvektor ϕ_0 und der ersten beiden Modenpaare $\hat{m} = 1$ aus $\phi_1 + \phi_2$ und $\hat{m} = 2$ aus $\phi_3 + \phi_4$ für die erste Messfahrt $r = 1$ der Referenzkonfiguration CLIN08 aus der Messreihe #17 am GZM

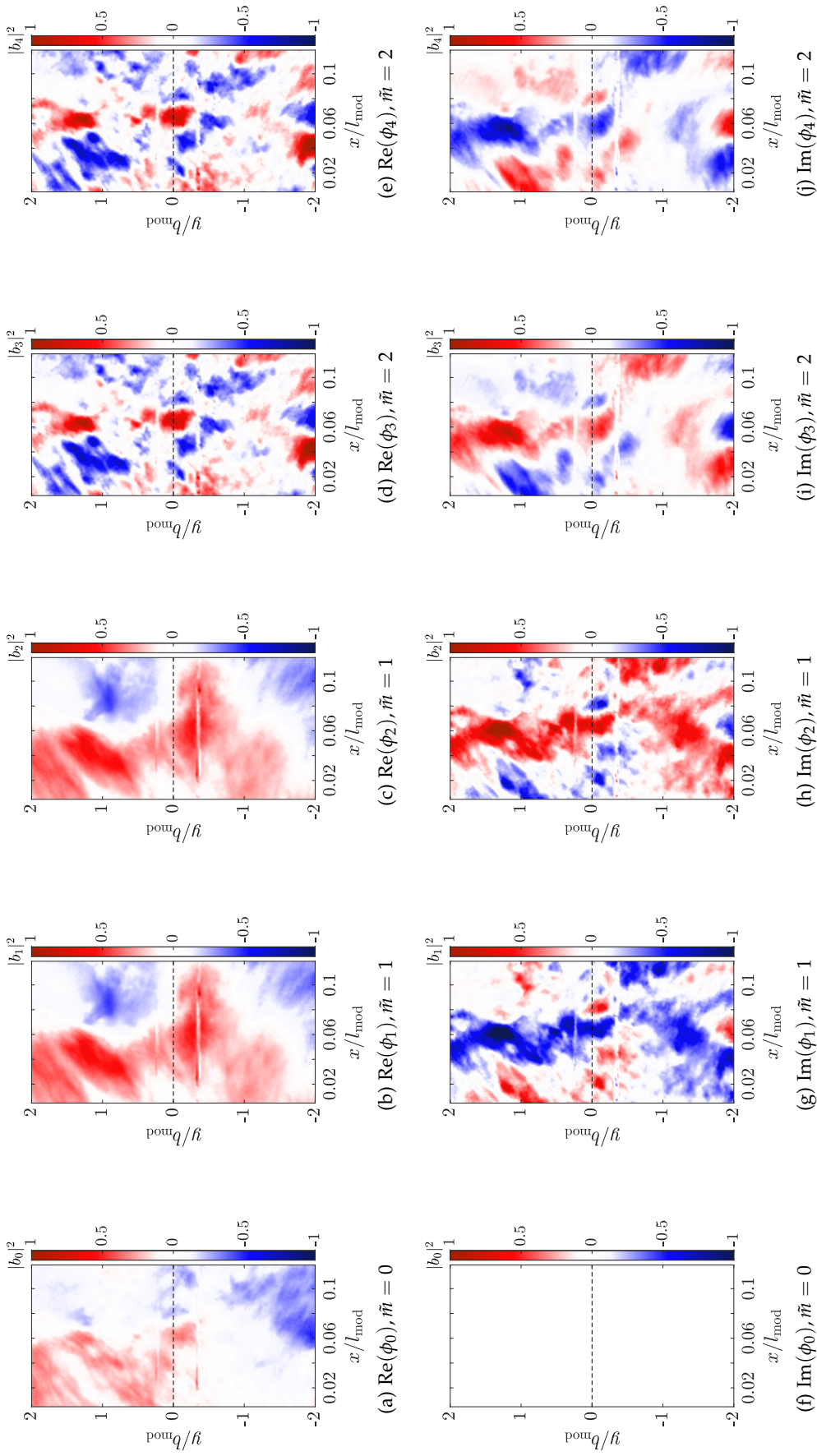


Abbildung 8.17: Räumliche Struktur der DMD-Moden für die Geschwindigkeitskomponente v_y im Hinblick auf den Real- und Imaginärteil der Grundmode $\tilde{m} = 0$ bzw. dem Eigenvektor ϕ_0 sowie der ersten beiden Modenpaare $\tilde{m} = 1$ aus $\phi_1 + \phi_2$ und $\tilde{m} = 2$ aus $\phi_3 + \phi_4$ für die erste Messfahrt $r = 1$ der Referenzkonfiguration CLN08 aus der Messreihe #17 am GZM

zeigt. Der Realteil $\text{Re}(\phi_0)$ der Grundmode in [Abb. 8.17b](#) zeigt zwei großskalige Modenstrukturen auf der rechten und linken Gleisseite. Im Fall von v_y deutet dies auf eine mittlere Strömung hin, die zur jeweiligen Gleisseite gerichtet ist. Wie bei v_x bereits beobachtet, zeigt der Realteil von $\phi_1+\phi_2$ (s. [Abb. 8.16b](#) bzw. [Abb. 8.16c](#)) wenige, relativ großskalige Strukturen. Dabei ist die Verteilung der Strukturen noch nicht so stark zerklüftet wie im Imaginärteil von $\phi_1+\phi_2$ (s. [Abb. 8.16g](#) bzw. [Abb. 8.16h](#)) und im Real- und Imaginärteil des zweiten Modenpaares $\phi_3+\phi_4$ (s. [Abb. 8.16d](#), [Abb. 8.16e](#), [Abb. 8.16i](#) und [Abb. 8.16j](#)).

An dieser Stelle sei noch einmal darauf hingewiesen, dass [Abb. 8.16a](#) bis [Abb. 8.16j](#) und [Abb. 8.17a](#) bis [Abb. 8.17j](#) jeweils nur einen Teil der gesamten Mode für den Fall der Messfahrt $r = 1$ und der jeweiligen Geschwindigkeitskomponente repräsentieren. In anderen Worten zeigen die einzelnen Abbildungen die Modenstruktur bezüglich einer von zwei Geschwindigkeitskomponenten und einer von $N_r = 30$ Messfahrten, das heißt jeweils nur $1/60$ jedes Eigenvektors ϕ_k bzw. einer **DMD**-Mode. Um nachzuvollziehen zu können, dass die oben beschriebenen Beobachtungen im Bezug auf die Modenstruktur der Grundmode $\tilde{m} = 0$ und der ersten beiden Modenpaare $\tilde{m} = 1$ und $\tilde{m} = 2$ für alle $N_r = 30$ Messfahrten zutreffen, sind im Anhang in [Abb. C.6](#) bis [Abb. C.15](#) analog zu [Abb. 8.16](#) und [Abb. 8.17](#) die Real- und Imaginärteile der Grundmode (ϕ_0) sowie der ersten Moden der beiden Modenpaare (ϕ_1 und ϕ_3) für die Geschwindigkeitskomponenten v_x und v_y aus allen Messfahrten der Referenzkonfiguration **CLN08** (Messreihe #17) gegenübergestellt. Des Weiteren sind in [Abb. C.16](#) bis [Abb. C.19](#) analog zu [Abb. 8.16](#) und [Abb. 8.17](#) die Real- und Imaginärteile der ersten Mode der Modenpaare $\tilde{m} > 2$ im Bezug auf v_x und v_y dargestellt, um zu zeigen, dass die Modenstruktur der Moden höherer Ordnung wie oben beschrieben aus kleinskaligen Strukturen besteht und keine höhere Mode durch eine charakteristische, großskalige Struktur hervorsteht.

Im Vorfeld der **DMD**-Analyse wurde die Hypothese aufgestellt, dass die höheren Moden mit einer hochfrequenten Dynamik primär für die Rekonstruktion des Nahbereichs am Modellheck und der hohen Turbulenz im direkten Nachlaufbereich verantwortlich sind. Aus der Hypothese folgt, dass die höheren Moden schneller im Nachlauf abklingen müssten und einen geringeren Anteil zur dominanten Nachlaufströmung beitragen. Um diese Hypothesen zu bestätigen, ist im Folgenden das Frequenzspektrum der Modenfrequenz f_k nach [Gl. 5.65](#) im Bezug auf die Dämpfungskonstante σ_k nach [Gl. 5.62](#) in [Abb. 8.18](#) und im Bezug auf die Modenstärke bzw. den Energiebeitrag auf Basis der Anfangsamplituden b_k in [Abb. 8.19](#) dargestellt.

Die Auftragung der Dämpfungskonstanten σ_k über der Modenfrequenz f_k für die Referenzkonfiguration **CLN08** (Messreihe #17) in [Abb. 8.18](#) zeigt, dass entsprechend der Stabilitätsanalyse gemäß der Fallunterscheidung in [Gl. 5.64](#) alle Moden mit $\sigma_k < 0$ in der zeitli-

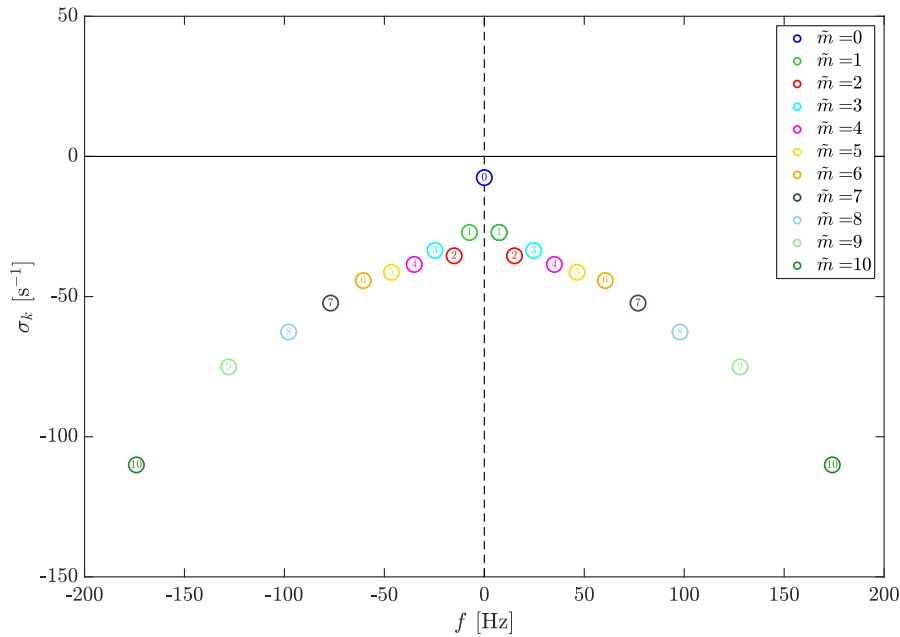


Abbildung 8.18: Modenspektrum der Dämpfungskonstanten σ_k der DMD-Moden für die Referenzkonfiguration CLNo8 des GZM (Messreihen #17)

chen Entwicklung des Nachlaufs abklingen bzw. gedämpft sind. Das gedämpfte Verhalten der Moden entspricht der Erwartung, da in der Vorbeifahrt am stationären Messsystem eine abklingende Nachlaufströmung im Messbereich aufgezeichnet wurde. Die Grundmode $\tilde{m} = 0$ sowie die Modenpaare $\tilde{m} = 1$ bis 10 sind in Abb. 8.18 mit der entsprechenden Nummerierung ① bis ⑩ in der Verteilung gekennzeichnet. Wie ebenfalls erwartet, ist das Modenspektrum aufgrund der komplex-konjugierten Eigenwerte bzw. Eigenvektoren symmetrisch zu $f = 0$ Hz. Die Grundmode $\tilde{m} = 0$ (blau) tritt als einzelne Mode zum Eigenvektor ϕ_0 auf und besitzt die geringste Dämpfung. Entsprechend der Hypothese zeigt die Auftragung, dass Moden mit höherer Frequenz stärker gedämpft sind. Einzig der Unterschied zwischen den Modenpaaren $\tilde{m} = 2$ und $\tilde{m} = 3$ weicht leicht von diesem Trend ab und zeigt eine etwas stärkere Dämpfung für $\tilde{m} = 2$ als für $\tilde{m} = 3$. Die weitere Analyse der Modenfrequenzen im Bezug auf die Dynamik und den Einfluss von Wirbelgeneratoren folgt in der primären Modenanalyse im Vergleich der verschiedenen Messkonfigurationen am GZM in Abschn. 8.3.2.

Das entsprechende Amplitudenspektrum der Anfangsamplituden b_k der Moden zum Zeitpunkt $t'' = 0$ s ist in Abb. 8.19 dargestellt. Die Auftragung gibt einen Eindruck über den Anteil der Moden bei der Rekonstruktion der gemessenen Strömungsfelder nach Gl. 5.35. Im Vergleich der einzelnen Moden ist deutlich zu erkennen, dass die Grundmode $\tilde{m} = 0$ sowie die Modenpaare $\tilde{m} = 1$ und $\tilde{m} = 2$ am stärksten sind. In Verbindung mit der geringeren Dämpfung im

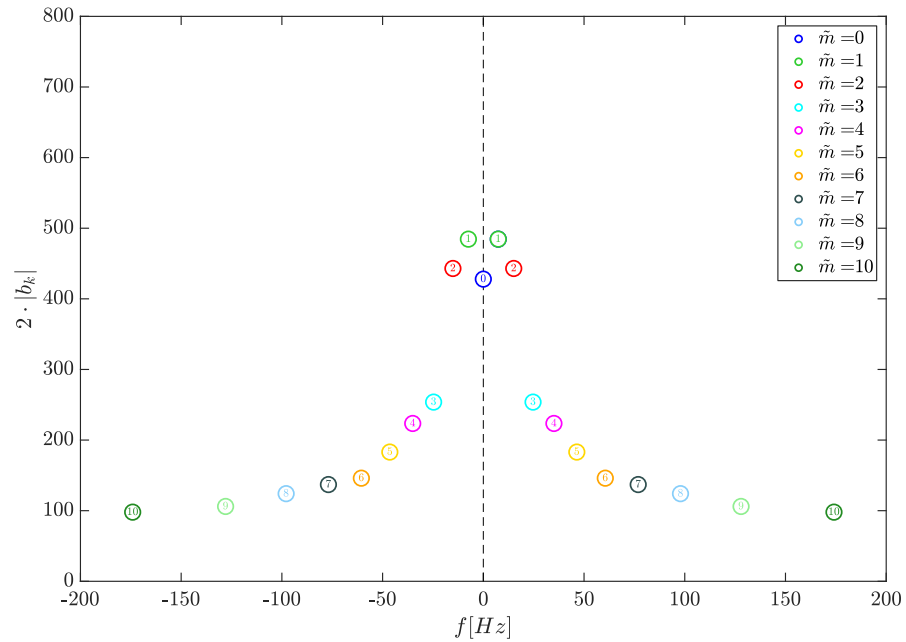


Abbildung 8.19: Amplitudenspektrum der DMD-Moden bezüglich der Amplituden b_k für die Referenzkonfiguration CLNo8 des GZM (Messreihen #17)

Vergleich zu den höheren Modenpaaren $\tilde{m} > 3$ (s. Abb. 8.18) folgt, dass diese Moden den größten Beitrag zu der rekonstruierten Nachlaufströmung liefern und die dominanten Strukturen und Dynamiken repräsentieren. Der Vergleich zwischen den höheren Modenpaaren $\tilde{m} \geq 3$ zeigt, dass die Modenstärke mit der Modenfrequenz f_k abnimmt. Damit bestätigen die Ergebnisse für die Dämpfungskonstante und Modenstärke die Erwartung, dass die höherfrequenten Moden ($\tilde{m} \geq 3$) stärker gedämpft sind und einen geringeren Beitrag zur Rekonstruktion der Nachlaufströmung liefern. Um die Qualität der Rekonstruktion mit der reduzierten Anzahl an Moden zu überprüfen, ist in Abb. 8.20 das gemessene und rekonstruierte Strömungsfeld für den Zeitschritt t_n'' zum Zeitpunkt des Maximalwerts \hat{v} an der TSI-Position auf der linken Gleisseite (LGS, grüner Kreis) aus der ersten Messfahrt $r = 1$ der Referenzkonfiguration CLNo8 (Messreihe #17) des GZM dargestellt. Im Anhang dieser Arbeit sind in Abb. C.20 (s. Anhang C) weitere Strömungsfelder der gemessenen und rekonstruierten Nachlaufströmung aus der ersten Messfahrt $r = 1$ der Referenzkonfiguration CLNo8 für verschiedene Zeitpunkte t_n'' von 0.001 s bis 0.035 s für einen qualitativen Vergleich gegenübergestellt.

Der qualitative Vergleich zwischen dem gemessenen und rekonstruierten Strömungsfeld in Abb. 8.20 zeigt, dass trotz der signifikanten Reduzierung der Eigenvektoren ϕ_k bzw. der Basisvektoren im Subraum (s. Abschn. 5.4.1) eine sehr gute Übereinstimmung im Bezug auf den Betrag der gemessenen Geschwindigkeit V und rekonstruierten Geschwindigkeit V_{dmd} erreicht werden konnte. Insbesondere

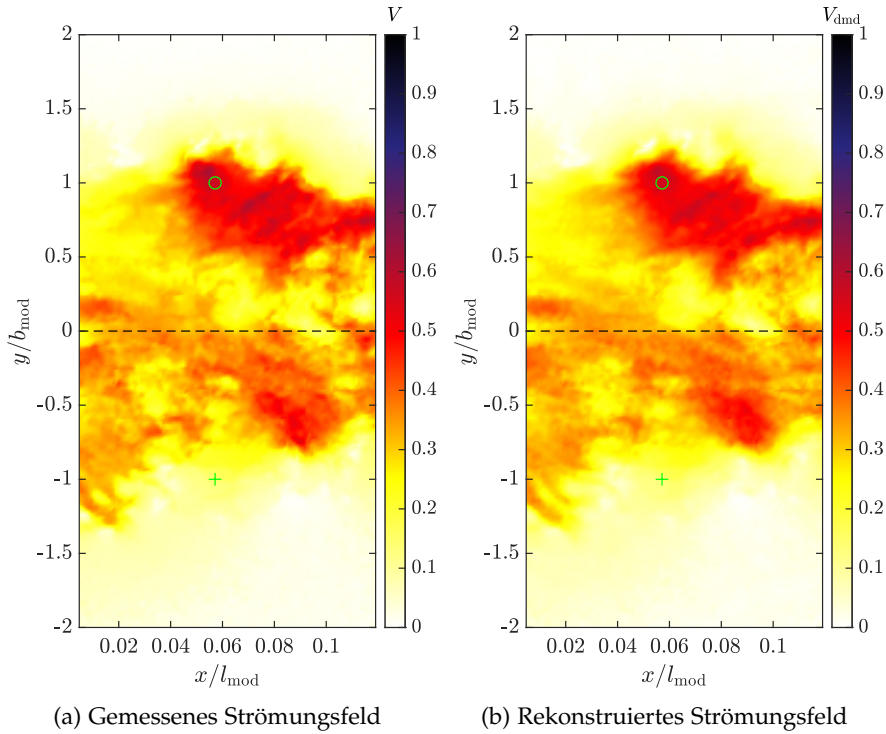


Abbildung 8.20: Gemessenes und rekonstruiertes Strömungsfeld des Betrags V bzw. V_{dmd} mit $R = 21$ zum Zeitpunkt des Maximalwerts \hat{v} auf der linken Gleisseite (LGS) an der TSI-Referenzposition (grüner Kreis, vgl. Abb. 6.10) für die erste Messfahrt $r = 1$ der Referenzkonfiguration CLNo8 (Messreihe #17) des GZM

die großskalige Struktur im Bereich der TSI-Messposition wurde sehr gut rekonstruiert. Aufgrund der Filterung durch die Reduzierung der Freiheitsgrade sind lokale Unterschiede in dem Absolutwert der Geschwindigkeit zu erkennen. Die im Anhang in Abb. C.20 gezeigte Gegenüberstellung der gemessenen und rekonstruierten Strömungsfelder zu weiteren Zeitpunkten t''_n im Nachlauf bestätigt qualitativ die gute Rekonstruktion der instantanen Zustände in der hoch instationären Nachlaufströmung.

An dieser Stelle sei noch einmal darauf hingewiesen, dass die $R = 21$ Eigenwerte, Eigenvektoren und Anfangsamplituden aus der Zustandsmatrix von allen $N_r = 30$ Messfahrten und beiden Geschwindigkeitskomponenten (v_x, v_y) gemeinsam gewonnen wurden. Es ist erwähnenswert, dass die Modenspektren bzw. die Dämpfungskonstanten σ_k und die Anfangsamplituden b_k mit der betrachteten Anzahl an Messfahrten $N_r = 1, \dots, 30$ in der Zustandsmatrix konvergieren. Es ist erstaunlich wie gut sich die instationäre Nachlaufströmung einer Messfahrt aus der gemeinsamen Charakteristik und Dynamik aller Messfahrten, insbesondere bei einer signifikanten Reduzierung der Modenzahl, rekonstruieren lässt. Dieses Ergebnis unterstreicht die methodische Stärke der DMD und zeigt, dass sich die grundlegende

Dynamik der komplexen, abklingenden Nachlaufströmung aus der transienten, unabhängigen Messungen von Vorbeifahrten des Zugmodells mit Hilfe eines initialen Strömungsfelds und einer geringen Anzahl Moden mit zeitlichem Abklingverhalten darstellen lässt.

Im Folgenden wird der Rekonstruktionsfehler quantitativ anhand des Quadratischen Mittelwerts (QMW) der Differenzen zwischen den gemessenen und rekonstruierten Strömungsfeldern untersucht. Um die Wahl des Kürzungsparameters $R = 21$ zu begründen, wurde die DMD analog für verschiedene Parameter R durchgeführt und die Abhängigkeit des Rekonstruktionsfehlers von R untersucht. In dieser Analyse ist zu beachten, dass die Amplituden b_k im Rahmen dieser Forschungsarbeit mit der Formulierung in Gl. 5.59 nach Tu *et al.* (2014) und Kutz *et al.* (2016) berechnet wurden. Wie bereits in Abschn. 5.4.1 erwähnt, kann dieser Ansatz zu einem signifikant höheren Fehler bei der Rekonstruktion des ersten Zustands \mathbf{z}_1 zum Zeitpunkt $t''_1 = 0$ führen. Aus diesem Grund werden im Folgenden die Zeitpunkte t''_n mit $n \geq 2$ als rekonstruierte Zeitschritte betrachtet und für die Bewertung des Rekonstruktionsfehlers verwendet. Der Rekonstruktionsfehler $\text{QMW}(\vec{v} - \vec{v}_{\text{dmd}})$ wurde mit dem Quadratischen Mittelwert (QMW) aus der Differenz zwischen den $N_x \times N_y = 121 \times 241$ gemessenen und rekonstruierten Strömungsvektoren \vec{v} bzw. \vec{v}_{dmd} über alle rekonstruierten Zeitschritte t''_n mit $n = 2, \dots, N_t$ und Messfahrten $N_r = 30$ bestimmt. Der QMW der Differenz $(\vec{v} - \vec{v}_{\text{dmd}})$ wurde mit dem QMW der gemessenen Strömungsvektoren \vec{v} normiert, um die Abweichung der rekonstruierten Nachlaufströmung als Rekonstruktionsfehler relativ zu der gemessenen Nachlaufströmung darzustellen. Der Rekonstruktionsfehler $\text{QMW}(\vec{v} - \vec{v}_{\text{dmd}})$ wurde berechnet nach:

$$\text{QMW}(\vec{v} - \vec{v}_{\text{dmd}}) = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^{N_x} \sum_{j=1}^{N_y} \sum_{n=2}^{N_t} \sum_{r=1}^{N_r} (\vec{v}(x_i, y_j, t''_n, r) - \vec{v}_{\text{dmd}}(x_i, y_j, t''_n, r))^2}{\sum_{i=1}^{N_x} \sum_{j=1}^{N_y} \sum_{n=2}^{N_t} \sum_{r=1}^{N_r} (\vec{v}(x_i, y_j, t''_n, r))^2}} \quad (8.9)$$

Um den Rekonstruktionsfehler $\text{QMW}(\vec{v} - \vec{v}_{\text{dmd}})$ in Abhängigkeit von dem Kürzungsparameter R darzustellen wurde eine DMD mit Kürzung auf $R = \{1, 3, 5, 7, 9, 11, 21, 31, 51, 71, 91\}$ Eigenvektoren durchgeführt und die Nachlaufströmung für jedes R rekonstruiert. Anschließend wurde der Rekonstruktionsfehler nach Gl. 8.9 berechnet. Die Ergebnisse sind für die drei Messreihen #17-19 am GZM in Abb. 8.21 graphisch aufgetragen und in Tab. 8.2 zusätzlich mit dem mittleren Rekonstruktionsfehler aus allen drei Messreihen für die Parameter $R = \{1, 3, 5, 11, 21, 51, 91\}$ zusammengefasst.

Die Auftragung des Rekonstruktionsfehlers $\text{QMW}(\vec{v} - \vec{v}_{\text{dmd}})$ in Abb. 8.21 zeigt, dass die Abweichung zwischen den rekonstruierten und gemessenen Strömungsfeldern mit geringerer Kürzung der

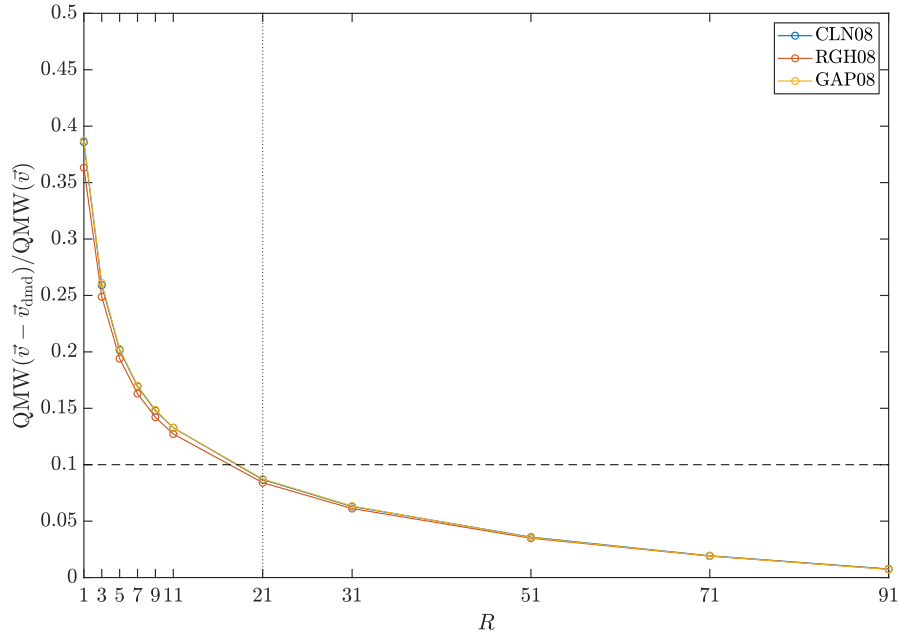


Abbildung 8.21: Auftragung des Quadratischen Mittelwerts (QMW) als Rekonstruktionsfehler zwischen gemessen und rekonstruierten Strömungsfeldern \vec{v} bzw. \vec{v}_{dmd} in Abhängigkeit von dem Kürzungsparameter R für die drei Konfigurationen des GZM aus den Messreihen #17-19

Moden bzw. einem höheren Kürzungsparameter R abnimmt. Des Weiteren verhält sich der Rekonstruktionsfehler für alle drei Konfigurationen des GZM sehr ähnlich. Die Ergebnisse für den mittleren Rekonstruktionsfehler in Tab. 8.2 zeigen, dass bei der Kürzung der Modenanzahl bis auf die Grundmode $\tilde{m} = 0$ mit $R = 1$ eine Abweichung von knapp 40 % zwischen der gemessenen Nachlaufströmung und der Rekonstruktion der mittleren Grundströmung im Nachlauf besteht. Daraus folgt, dass bereits ein Großteil der Grundströmung bzw. Energie im Nachlauf allein durch die Grundmode abgebildet wird. Des Weiteren zeigt Tab. 8.2 deutlich, dass der Rekonstruktions-

Tabelle 8.2: Rekonstruktionsfehler $\text{QMW}(\vec{v} - \vec{v}_{\text{dmd}})$ zwischen gemessen und rekonstruierten Strömungsfeldern \vec{v} bzw. \vec{v}_{dmd} bei Kürzung auf R Eigenvektoren bzw. DMD-Moden für die drei Messreihen #17-19 am GZM und dem mittleren Rekonstruktionsfehler aus allen drei Messreihen

MESSREIHE	$R = 1$	$R = 3$	$R = 5$	$R = 11$	$R = 21$	$R = 51$	$R = 91$
CLNo8	0.39	0.26	0.20	0.13	0.09	0.04	0.01
RGHo8	0.36	0.25	0.19	0.13	0.08	0.03	0.01
GAPo8	0.39	0.26	0.20	0.13	0.09	0.04	0.01
∅	0.38	0.26	0.20	0.13	0.09	0.04	0.01

fehler mit steigender Anzahl an Moden R zunächst stark abfällt, aber die Reduzierung des Fehlers mit größerem R immer kleiner wird. In [Abb. 8.21](#) ist dieser Effekt in dem asymptotischen Verhalten des [QMW](#) zu beobachten. Dieses Ergebnis korrespondiert mit der Hypothese, dass mit den zusätzlichen Freiheitsgraden bei einer höheren Modenanzahl R komplexere Dynamiken repräsentiert werden können und die Rekonstruktionsgenauigkeit steigt.

Für $R = 21$, das heißt die Grundmode $\tilde{m} = 0$ plus $\tilde{M} = 10$ Modenpaare, ist der Rekonstruktionsfehler bereits kleiner als 10%. Mit einem höheren Kürzungsparameter R sinkt der Rekonstruktionsfehler auf unter 5% für $R = 51$ bis auf 1% für $R = 91$. Allerdings steigt die benötigte Rechenleistung für die Matrixoperationen in der [DMD](#) (s. [Abschn. 5.4.1](#)) mit steigender Modenanzahl R enorm an. Nach [Gl. 5.66](#) wird durch die Kürzung auf R Moden insbesondere die Dimension bzw. Spaltenanzahl der Eigenvektormatrix im Subraum $\mathbf{U}_R \in \mathbb{C}^{M \times R}$ reduziert. Im Vergleich zwischen $R = 91$ und $R = 21$ reduzieren sich die Einträge der Matrix \mathbf{U}_R von $\approx 1.8 \times 10^8$ auf $\approx 3.7 \times 10^7$, das heißt auf ca. ein Fünftel. Aufgrund der wesentlich höheren Zeit- und Recheneffizienz bei einer Reduzierung der Modenanzahl $R \leq 21$ wird im Folgenden untersucht, ob die Rekonstruktion der Nachlaufströmung für die Bewertung der dominanten Strukturen und der maximalen Geschwindigkeit im Nachlauf hinreichend genau ist, um den Zusammenhang zwischen der Dynamik und den Maxima zu analysieren. An dieser Stelle wird auch auf die Vorteile der Modenkürzung nach [Kutz et al. \(2016\)](#) verwiesen. Obwohl die Rekonstruktionsqualität mit einer höheren Anzahl an Moden steigt, kann eine Modenzerlegung mit großem R zu einer unerwünschten Zerklüftung des Modenspektrums führen. Aufgrund von Messrauschen in experimentellen Daten, können zum Beispiel hochfrequente Moden auftreten, die nicht einen Teil der grundlegenden Dynamik repräsentieren.

Um die Abhängigkeit der Rekonstruktionsqualität von dem Kürzungsparameter R qualitativ darzustellen, sind in [Abb. 8.22](#) die Strömungsfelder des gemessenen Zustands \mathbf{z}_2 (s. [Abb. 8.22a](#)) zum Zeitpunkt $t_2'' = 0.001$ s, das heißt im Nahbereich direkt hinter dem Modellheck, der ersten Messfahrt $r = 1$ der Referenzkonfiguration [CLNo8](#) (Messreihe #17) des [GZM](#) sowie der entsprechenden Rekonstruktion für $R = \{1, 3, 5, 7, 11, 21, 31, 51, 91\}$ (s. [Abb. 8.22b](#) bis [Abb. 8.22j](#)) dargestellt. Die Gegenüberstellung zeigt anschaulich, dass im Fall von $R = 1$ die mittlere Grundströmung in der Mitte des Messbereichs rekonstruiert wurde und mit höherer Modenanzahl R kleinskalige, ausgeprägte Strukturen hinzukommen. Gleichzeitig wird die Darstellung des Strömungsfelds schärfer, da der Filtereffekt durch Reduktion der Moden in der [DMD](#) abnimmt. Der Vergleich zwischen den rekonstruierten Strömungsfeldern zeigt für den Fall des einzelnen Zustands \mathbf{z}_2 , dass das rekonstruierte Strömungsfeld für $R = 21$ qualitativ bereits kaum von dem gemessen zu unterscheiden ist (vgl. [Abb. 8.20](#)).

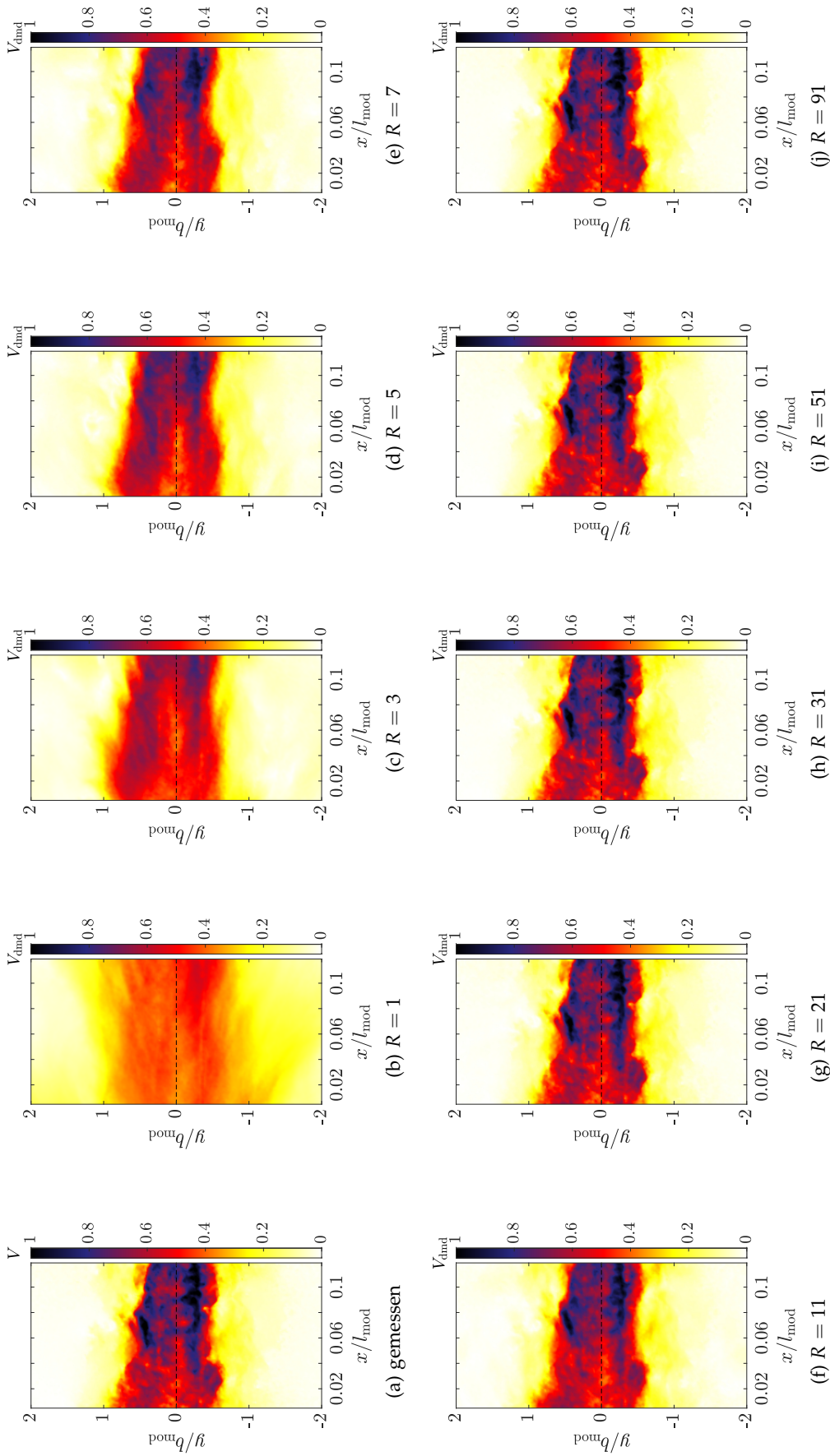


Abbildung 8.22: Vergleich zwischen dem gemessenen und den rekonstruierten Strömungsfeldern V bzw. V_{dmd} mit den Kürzungsparametern $R = 1, 3, 5, 7, 11, 21, 31, 51, 91$ des zweiten Zustands \mathbf{z}_2 zum Zeitpunkt $t_2' = 0.001$ s der ersten Messfahrt $r = 1$ der Referenzkonfiguration CLN08 (Messreihe #17) des GZM

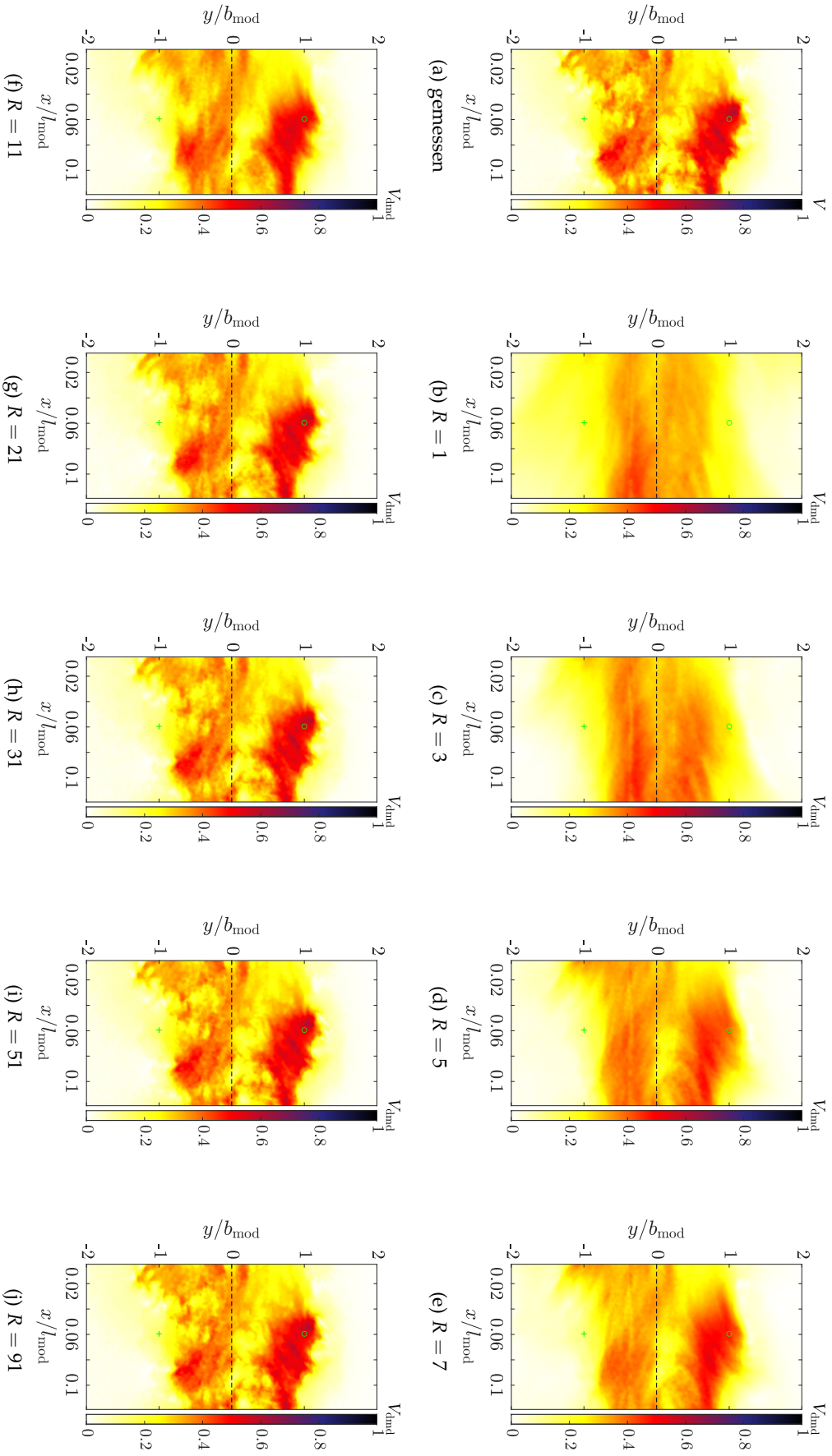


Abbildung 8.23: Vergleich zwischen dem gemessenen und den rekonstruierten Strömungsfeldern von V bzw. V_{dmd} mit den Kürzungsparametern $R = 1, 3, 5, 7, 11, 21, 31, 51, 91$ zum Zeitpunkt des Maximalwerts $\hat{\sigma}$ auf der linken Gleiseite (LGS) an der TSI-Referenzposition (vgl. Abb. 6.10) der ersten Messfahrt $r = 1$ der Referenzkonfiguration CLN08 (Messreihe #17) des GZM

Des Weiteren ist in dem Vergleich der rekonstruierten Strömungsfeldern für $R = 21, 31, 51$ und 91 qualitativ kein Unterschied zwischen den Strukturen zu erkennen. Um diese Ergebnisse an einem zweiten Zeitschritt zu verifizieren ist in [Abb. 8.23](#) analog zu [Abb. 8.20](#) der Zustand $\mathbf{z}(\hat{t})$ zum Zeitpunkt des Maximalwerts \hat{v} auf der linken Gleisseite (LGS) an der TSI-Referenzposition (vgl. [Abb. 6.10](#)) für die erste Messfahrt $r = 1$ der Referenzkonfiguration CLN08 (Messreihe #17) des GZM dargestellt. Die Gegenüberstellung des gemessenen und der rekonstruierten Strömungsfelder in [Abb. 8.23](#) zeigt vergleichbare Unterschiede in der Rekonstruktion der Strukturen in Abhängigkeit von R . Die qualitative Analyse der rekonstruierten Strömungsfelder und der relativ geringe Rekonstruktionsfehler über alle Zeitschritte t''_n mit $n = 2, \dots, N_t$ aus allen $N_r = 30$ Messfahrten führt zu der Annahme, dass eine Reduktion auf $R = 21$ eine hinreichend genaue Abbildung der dominanten Strukturen liefert, um die Dynamik in der Nachlaufströmung zu analysieren und eventuell eine unerwünschte Abbildung von Messrauschen aus den experimentellen Daten zu reduzieren.

Im letzten Schritt der Bewertung der Rekonstruktionsqualität für den Fall $R = 21$ wurde die Übereinstimmung zwischen der maximalen Strömungsgeschwindigkeit in der gemessenen und rekonstruierten Nachlaufströmung an der TSI-Messposition statistisch untersucht. Es wird angenommen, dass bei einer guten Übereinstimmung der maximalen Geschwindigkeit und einem niedrigen, mittleren Rekonstruktionsfehler nach [Tab. 8.2](#) der Zusammenhang zwischen den Nachlaufstrukturen und der Dynamik hinreichend genau durch die DMD-Moden abgebildet wird. Da sich die TSI-Messposition neben dem Gleis und außerhalb des hochturbulenten Gebiets der direkten Heckumströmung befindet, wird entsprechend der Arbeitshypothese erwartet, dass sich die Kürzung der Moden bzw. kleinskaliger, hochfrequenter Strukturen nicht signifikant auf die Rekonstruktion der für \hat{v} verantwortlichen Strukturen auswirkt. [Abb. 8.24](#) zeigt die Korrelation zwischen den gemessenen und rekonstruierten Maximalwerten \hat{v} bzw. \hat{v}_{dmd} der Strömungsgeschwindigkeit an der TSI-Referenzposition (x_{ref}, y_R) und (x_{ref}, y_L) (s. [Abb. 8.24a](#)) und an allen verfügbaren Messpositionen (x_i, y_{ref}) und (x_i, y_L) im TSI-Abstand $\Delta y = 0.12 \text{ m}$ (s. [Abb. 8.24b](#)) für die drei Messreihen #17-19 am GZM.

In [Abb. 8.24a](#) ist die Korrelation an der Referenzposition dargestellt, um die Ähnlichkeit der Verteilung für alle drei Messkonfigurationen zu veranschaulichen. In [Abb. 8.24b](#) ist ein Großteil der Punkte für die Konfiguration CLN08 und RGHO8 von den Punkten der Konfiguration GAP08 verdeckt. Die Streudiagramme in [Abb. 8.24](#) zeigen, dass sich die Punkte $(\hat{v}, \hat{v}_{\text{dmd}})$ im Bereich um die Hauptdiagonale bzw. der Identität $\hat{v} = \hat{v}_{\text{dmd}}$ konzentrieren. Daraus folgt, dass die Maximalwerte \hat{v} in den Messdaten und der rekonstruierten Strömungsgeschwindigkeit \hat{v}_{dmd} insgesamt sehr ähnlich sind. Dabei sind die Punkteverteilungen in den Streudiagrammen leicht unter die Hauptdiagonale verschoben, dass

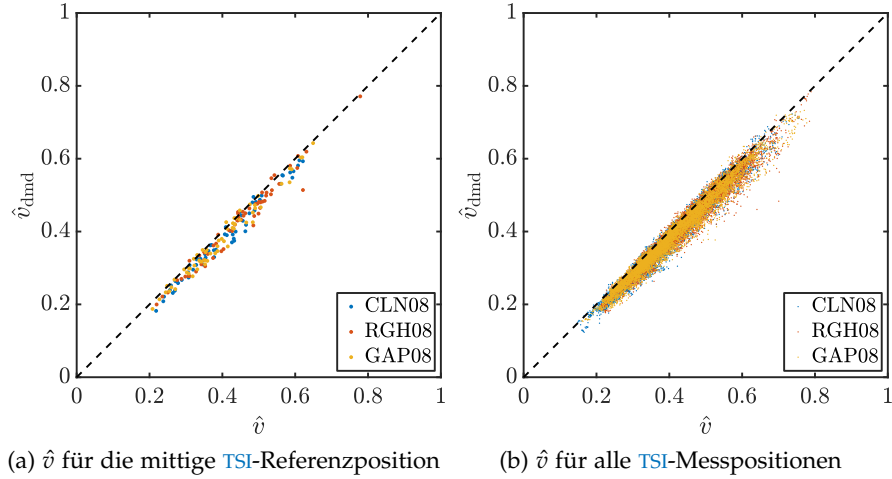


Abbildung 8.24: Korrelation zwischen den gemessenen Geschwindigkeitsmaxima \hat{v} und den rekonstruierten Maxima \hat{v}_{dmd} an den Messpositionen x_i im TSI-Referenzabstand $\Delta y = 0.12$ m für die drei Konfigurationen des GZM (Messreihen #17-19)

heißt die Maximalwerte in den rekonstruierten sind tendenziell etwas geringer als in den Messdaten. Diese Verschiebung der Punkteverteilung ist auf den typischen Filtereffekt der DMD mit einer reduzierten Anzahl an Moden zurückzuführen. Durch die Reduzierung der Moden wurden nicht alle Möglichkeiten für hochfrequente Moden rekonstruiert und die Strukturen geglättet. Dieser Filtereffekt wurde bereits in der Gegenüberstellung der rekonstruierten Strömungsfelder für verschiedene R in Abb. 8.23 zum Zeitpunkt des Maximums auf der linken Gleisseite beobachtet.

Um die Übereinstimmung zwischen \hat{v} und \hat{v}_{dmd} quantitativ zu bewerten, wurde analog zu der Berechnung des Rekonstruktionsfehlers für die gesamte Nachlaufströmung nach Gl. 8.9 der Quadratische Mittelwert (QMW) der Differenzen zwischen den in Abb. 8.24b gezeigten Maximalwerten \hat{v} bzw. \hat{v}_{dmd} an den Messpositionen (x_i, y_R) und (x_i, y_L) bestimmt (vgl. Gl. 8.1 und Gl. 8.2 in Abschn. 8.1.1). Der QMW der Differenz aus den Maximalwerten wurde analog zu Gl. 8.9 mit dem QMW der gemessenen Maximalwerte normiert, um die Abweichung relativ zu den Messdaten darzustellen. Der Quadratische Mittelwert $\text{QMW}(\hat{v} - \hat{v}_{\text{dmd}})$ zwischen den Maxima in den gemessenen und rekonstruierten Daten wurde berechnet nach:

$$\text{QMW}(\hat{v} - \hat{v}_{\text{dmd}}) = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^{N_x} \sum_{r=1}^{N_r} \left((\hat{v}_R(x_i, r) - \hat{v}_{R,\text{dmd}}(x_i, r))^2 + (\hat{v}_L(x_i, r) - \hat{v}_{L,\text{dmd}}(x_i, r))^2 \right)}{\sum_{i=1}^{N_x} \sum_{r=1}^{N_r} \left(\hat{v}_R^2(x_i, r) + \hat{v}_L^2(x_i, r) \right)}} \quad (8.10)$$

Der Quadratische Mittelwert $\text{QMW}(\hat{v} - \hat{v}_{\text{dmd}})$ für die gemessenen und rekonstruierten Maxima beträgt für alle drei Messkonfigurationen ca. 6%. Wie aus der Punktverteilung in [Abb. 8.24b](#) bereits gefolgert, bekräftigt der geringe Rekonstruktionsfehler der Maximalwerte die Annahme, dass mit einer reduzierten Modenanzahl $R = 21$ die Hauptmerkmale der Strömungsfelder zum Zeitpunkt der Maxima sehr gut abgebildet werden können. Dieses Ergebnis unterstützt zudem die Hypothese, dass die dominante, [TSI](#)-relevante Dynamik durch Überlagerung einer kleinen Anzahl oszillierender Moden repräsentiert werden kann. Zusammenfassend haben die Ergebnisse aus dem Vergleich der gemessenen und rekonstruierten Strömung für verschiedene Kürzungsparameter R gezeigt, dass mit $R = 21$ eine sehr gute Übereinstimmung in der gesamten Nachlaufströmung erreicht werden konnte. Der qualitative Vergleich der Strömungsfelder und der quantitative, statistische Vergleich der maximalen Strömungsgeschwindigkeit deuten daraufhin, dass die [TSI](#)-relevante Dynamik durch die reduzierte Modenanzahl abgebildet wurde. Der Einfluss auf die Rechen- bzw. Zeiteffizienz sowie die Empfehlung der Literatur eine Modenkürzung vorzunehmen, unterstützen die Wahl dieses Kürzungsparameters.

Es ist erwähnenswert, dass für die Referenzkonfiguration [CLNo8](#) (Messreihe #17) geprüft wurde, ob die Rekonstruktion der Strömungsfelder ohne die Näherung der Anfangsamplituden \mathbf{b} nach [Gl. 5.59](#) sondern mit der exakten Berechnung nach [Gl. 5.38](#) vergleichbare Ergebnisse liefert. Gemäß der Definition von \mathbf{z}_1 in [Gl. 5.37](#), wird der erste Zustand \mathbf{z}_1 zum Zeitpunkt $t_1'' = 0$ s ohne Näherung exakt rekonstruiert. Um den Effekt auf den Rekonstruktionsfehler darzustellen ist in [Abb. 8.25](#) analog zu [Abb. 8.21](#) der Quadratische Mittelwert für den Fall der Näherung für die Amplituden \mathbf{b} (blau) und für den Fall der exakten Formulierung für \mathbf{b} (rot) gegenübergestellt. Der quantitative Unterschied ist in [Tab. 8.3](#) analog zu [Tab. 8.2](#) dargestellt.

Tabelle 8.3: Quantitativer Vergleich zwischen der Näherung für \mathbf{b} ([QMW](#) ohne \mathbf{z}_1), der Näherung für \mathbf{b} ([QMW](#) mit \mathbf{z}_1) und der exakten Formulierung für \mathbf{b} auf den Rekonstruktionsfehler $\text{QMW}(\vec{v} - \vec{v}_{\text{dmd}})$ analog zu [Tab. 8.2](#) für den Fall der Referenzkonfiguration [CLNo8](#) aus der Messreihe #17 am [GZM](#)

DEFINITION VON \mathbf{b}	$R = 5$	$R = 9$	$R = 11$	$R = 21$	$R = 51$	$R = 91$
Näherung/ohne \mathbf{z}_1	0.20	0.15	0.13	0.09	0.04	0.01
Näherung/mit \mathbf{z}_1	0.20	0.15	0.14	0.10	8.95	17.75
Exakte Formulierung	0.20	0.16	0.15	0.13	0.13	0.13

[Abb. 8.25](#) zeigt, dass der mittlere Rekonstruktionsfehler nach [Gl. 8.9](#) über alle Zeitschritte t_n'' mit $n = 2, \dots, N_t$ mit der exakten Formulierung für die Amplituden \mathbf{b} (blau) nach [Gl. 5.38](#) im Vergleich zu der alternativen Bestimmung der Amplituden \mathbf{b} nach [Gl. 5.59](#) (rot) ab einer Modenanzahl $R \geq 9$ höher ist. Zudem erreicht der [QMW](#) für $R = 21$ und

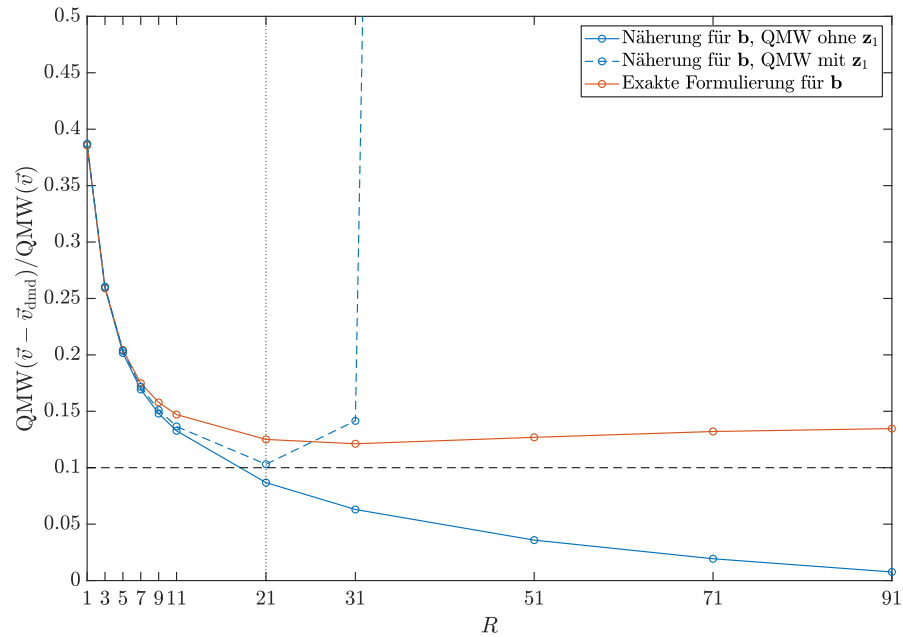


Abbildung 8.25: Effekt der Näherung für \mathbf{b} (QMW mit \mathbf{z}_1 , blau), der Näherung für \mathbf{b} (QMW ohne \mathbf{z}_1 , blau gestrichelt) und der Exakten Formulierung für \mathbf{b} (rot) auf den Rekonstruktionsfehler $\text{QMW}(\vec{v} - \vec{v}_{\text{dmd}})$ analog zu Abb. 8.21 für den Fall der Referenzkonfiguration CLN08 aus der Messreihe #17 am GZM

$R = 31$ ein lokales Minimum und steigt anschließend leicht wieder an. Es wird vermutet, dass bei der DMD mit exakter Bestimmung von \mathbf{b} die Moden höherer Ordnung einen stärkeren Anteil besitzen und der Modenanteil der tieffrequenten Moden im Vergleich zu der DMD mit einer Näherung für \mathbf{b} geringer ist. Wie in Abb. 8.16 gezeigt, besitzt der Realteil der Moden ϕ_0 und ϕ_1 bzw. ϕ_2 mit Abstand die größten Strukturen. Sinkt der Anteil dieser Moden bei der Rekonstruktion, würde der Rekonstruktionsfehler im Mittel steigen. Diese Hypothese würde nicht nur den erhöhten Verlauf des QMW für die exakte Bestimmung von \mathbf{b} in Abb. 8.25 erklären, sondern auch das Minimum bei $R = 21$ bzw. $R = 31$ und den leicht ansteigenden Rekonstruktionsfehler für $R > 31$. Eine weitere Untersuchung des Effekts der unterschiedlichen Bestimmungsmethoden von \mathbf{b} auf die Rekonstruktion in der DMD würde über den Rahmen dieser Forschungsarbeit hinaus gehen, aber bietet einen interessanten Ausgangspunkt für weiterführende Studien, insbesondere zur Anwendung der DMD in transienten Messungen.

Um den Einfluss der Näherung für \mathbf{b} qualitativ darzustellen, wurde geprüft, wie gut der erste Zustand \mathbf{z}_1 zum Zeitpunkt $t_1'' = 0$ s mit der verwendeten Näherung nach Gl. 5.59 rekonstruiert wurde. Analog zu der Gegenüberstellung der gemessenen und rekonstruierten Zustände in Abb. 8.22 und Abb. 8.23 ist in Abb. 8.26 die Rekonstruktion des Zustands \mathbf{z}_1 dargestellt. Der Vergleich zwischen den rekonstruierten Strömungsfeldern für verschiedene R zeigt eine interessante Abhän-

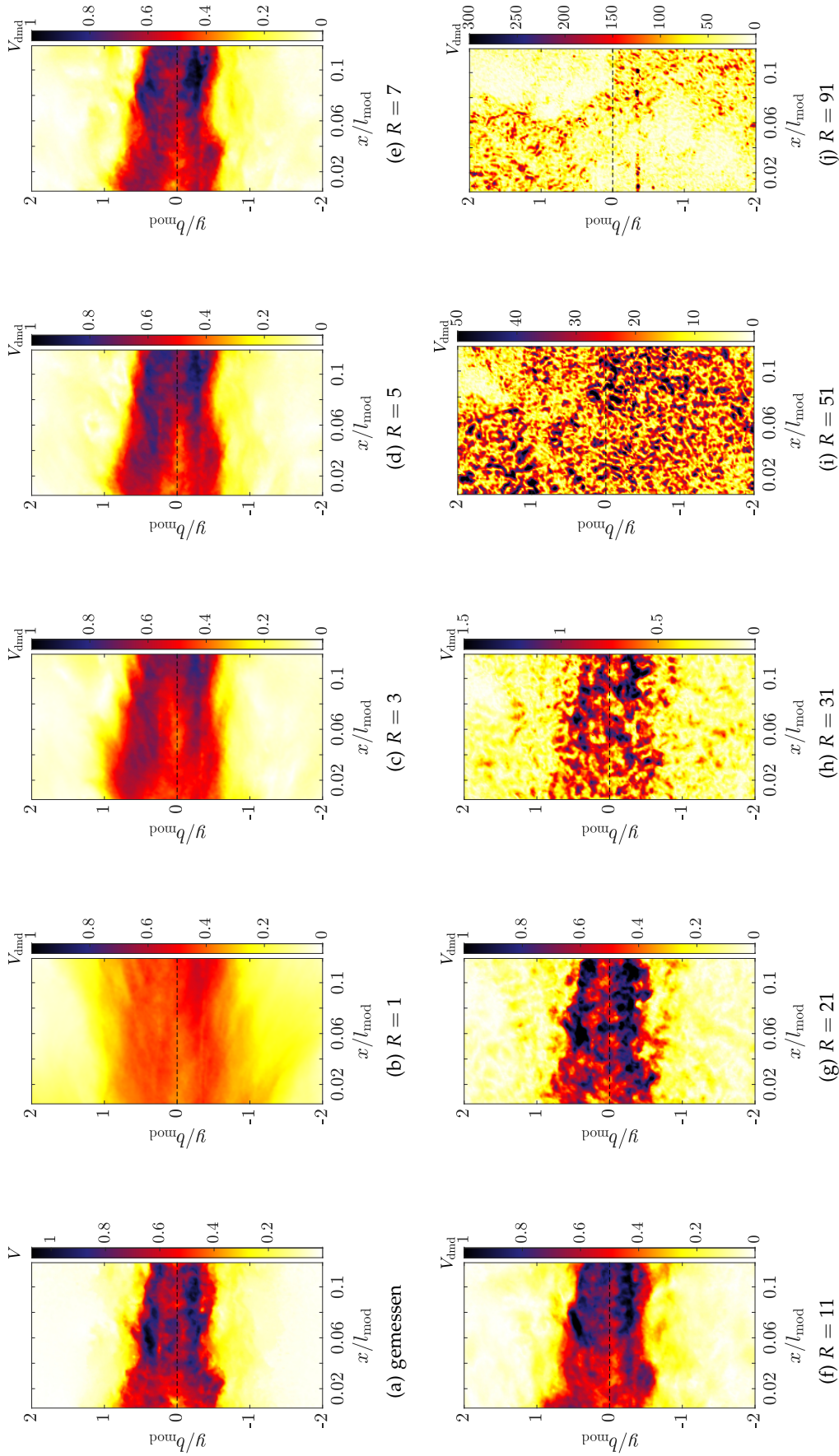


Abbildung 8.26: Einfluss des Rekonstruktionsfehlers für den ersten Zustand z_1 in Abhängigkeit von dem Kürzungsparameter R aus dem Vergleich zwischen dem gemessenen und den rekonstruierten Strömungsfeldern V bzw. V_{dmd} zum Zeitpunkt $t''_i = 0$ s der ersten Messfahrt $r = 1$ der Referenzkonfiguration CLN08 (Messreihe #17) des GZM

gigkeit von dem Kürzungsparameter R . Bis zu einer Kürzung auf $R = 11$ bzw. $R = 21$ zeigt die Rekonstruktion von \mathbf{z}_1 noch eine qualitativ relativ gute Übereinstimmung mit dem gemessenen Strömungsfeld. Allerdings zeigt sich für $R = 21$ bereits, dass sich die Rekonstruktion mit einer höheren Modenanzahl signifikant verschlechtert. Ab $R = 31$ ist das rekonstruierte Strömungsfeld bereits nicht mehr mit dem gemessenen Feld vergleichbar. Beachtet man die Skalierung des gezeigten Farbschemas wird deutlich, wie stark die Abweichung der Strömungsgeschwindigkeiten zwischen dem rekonstruierten und gemessenen Feld für $R \geq 31$ ist. Zudem ist erwähnenswert, dass bei einer Berechnung des Rekonstruktionsfehlers nach Gl. 8.9 über alle Zeitschritte t''_n mit $n = 1, \dots, N_t$ der mittlere Rekonstruktionsfehler für $R = 1$ bis $R = 9$ sehr ähnlich zu Tab. 8.2 ist und bei $R = 21$ ein Minimum auftritt (s. Tab. 8.3 und blau gestrichelt in Abb. 8.25). Es wird vermutet, dass der stark ansteigende Rekonstruktionsfehler des Zustands \mathbf{z}_1 für $R > 21$ entsprechend der größeren Abweichung gemäß der Norm $\|\Phi \mathbf{b} - \mathbf{z}_1\|_2$ (s. Abschn. 5.4.1), wie von Kutz *et al.* (2016) beschrieben, auf die Näherung nach Gl. 5.59 zurückzuführen ist¹. Da der Grund für dieses Verhalten im Rahmen dieser Forschungsarbeit nicht vollständig geklärt werden konnte, ist das Minimum bei $R = 21$ in Abb. 8.25 (blau gestrichelt) lediglich ein Indiz für eine optimale Modenanzahl $R = 21$, da mit diesem Kürzungsparameter der mittlere Rekonstruktionsfehler mit Betrachtung der Rekonstruktion des ersten Zustands \mathbf{z}_1 am geringsten ist.

Die vielfältige Literatur zu der optimalen Wahl einer Modenkürzung in der DMD veranschaulicht, dass die Optimierung der DMD-Methodik, abhängig von den zugrundeliegenden Daten und dem Anwendungsgebiet, ein zentraler Bestandteil der aktuellen Forschung ist (Gavish und Donoho, 2014; Tu *et al.*, 2014; Kutz *et al.*, 2016; Brunton und Kutz, 2019; Yang *et al.*, 2020). Die in diesem Abschnitt beschriebenen Ergebnisse und Beobachtungen führten zu der Annahme, dass eine Betrachtung von $R = 21$ Moden bzw. der Grundmode und $\tilde{M} = 10$ Modenpaaren eine gute Wahl ist, um den Zusammenhang zwischen den dominanten Strukturen bzw. DMD-Moden und dem Einfluss der Wirbelgeneratoren insbesondere im Hinblick auf die Entstehung der maximalen Strömungsgeschwindigkeit an einer TSI-Messposition darzustellen.

8.3.2 Modenanalyse der dominanten Strukturen

Im ersten Abschnitt zur DMD-Analyse wurden die Moden und Modenspektren für die Referenzkonfiguration CLNo8 des generischen

¹ Für eine vollständige Betrachtung der rekonstruierten Nachlaufströmung zu allen Zeitschritten t''_n mit $n = 1, \dots, N_t$ inklusive $t''_1 = 0$, kann alternativ der Zustand \mathbf{z}_1 entsprechend dem Ansatz in Gl. 5.37 durch den gemessenen Zustand $\mathbf{z}(t'' = 0 \text{ s})$ dargestellt werden. Da in diesem Ansatz $\vec{v}(t''_1 = 0 \text{ s}) = \vec{v}_{\text{dmd}}(t''_1 = 0 \text{ s})$ gilt, folgt, dass der Zeitschritt t''_1 ebenfalls keinen Beitrag zum Rekonstruktionsfehler liefern würde.

Zugmodells (GZM) betrachtet. Analog werden im folgenden Abschnitt die Ergebnisse der DMD-Analyse der drei Messkonfigurationen am GZM dargestellt, um den Effekt des Wirbelgenerators und Wagenübergangs auf die Dynamik im Nachlauf zu untersuchen. Analog zu dem Vorgehen in Abschn. 8.3.1, werden die Modenspektren der Grundmode $\tilde{m} = 0$ sowie der $\tilde{M} = 10$ extrahierten DMD-Modenpaare betrachtet, um die Moden bzw. Modenpaare bestimmten Effekten im Nachlauf zuzuordnen und den Einfluss von Rauigkeiten auf die dominanten Strukturen darzustellen. Dazu werden im ersten Schritt die Modenfrequenz f_k der k -ten Mode nach Gl. 5.65 zwischen den Messkonfigurationen verglichen. Die Frequenzen f_k der Grundmode $\tilde{m} = 0$ sowie der ersten vier Modenpaare $\tilde{m} = 1$ bis 4 für die drei Konfigurationen des GZM sind in Tab. 8.4 zusammengefasst. Wie in Abschn. 8.3.1 beschrieben, sind die harmonischen Modenpaare aufgrund der zugrundeliegenden komplex, konjugierten Eigenwerte λ_k (vgl. Gl. 5.61) im positiven und negativen Frequenzspektrum vertreten.

Tabelle 8.4: DMD-Modenfrequenzen f_k der Grundmode $\tilde{m} = 0$ und der ersten vier Modenpaare $\tilde{m} = 1, 2, 3, 4$ für die drei Konfigurationen des GZM (Messreihen #17-19)

MESSREIHE	f_0 $\tilde{m} = 0$	$f_{1,2}$ $\tilde{m} = 1$	$f_{3,4}$ $\tilde{m} = 2$	$f_{5,6}$ $\tilde{m} = 3$	$f_{7,8}$ $\tilde{m} = 4$
CLNo8	0 Hz	±7.4 Hz	±15.1 Hz	±24.7 Hz	±35.0 Hz
RGHo8	0 Hz	±7.9 Hz	±14.5 Hz	±25.0 Hz	±34.5 Hz
GAPo8	0 Hz	±7.5 Hz	±15.0 Hz	±24.8 Hz	±34.5 Hz

Der Vergleich von f_k in Tab. 8.4 zeigt, dass die Modenfrequenz der Grundmode $\tilde{m} = 0$ und der ersten vier Modenpaare $\tilde{m} = 1, 2, 3, 4$ zwischen den Messkonfigurationen des GZM maximal um 0.5 Hz abweicht. Die Ähnlichkeit der Modenfrequenz der ersten Moden bzw. Modenpaare zeigt, dass sich durch den Wirbelgenerator bzw. den Wagenübergang keine neue Ordnung in den ersten Moden ergeben hat. Wenn die betrachteten Geometrieänderungen einen Einfluss auf das Modenspektrum haben, wird sich das erst bei Moden mit einer höheren Ordnungsnummer zeigen.

Wie in Abschn. 8.2 anhand der lateralen Position der Nachlaufströmung gezeigt, wird die Dynamik im Nachlauf von einer tiefrequenten, mäandernden Struktur dominiert (vgl. Abb. 8.14). Des Weiteren hat der Vergleich zwischen den Modenstrukturen der ersten Moden für die Referenzkonfiguration CLNo8 in Abb. 8.16 bzw. Abb. 8.17 (vgl. auch Abb. C.9 und Abb. C.14 im Anhang) hat gezeigt, dass das Modenpaar $\tilde{m} = 1$ eine großskalige Struktur besitzt. Aus diesen Ergebnissen wurde gefolgert, dass dieses Modenpaar primär die mäandernde Dynamik im Nachlauf repräsentieren könnte. Des Weiteren wurde angenommen, dass die mäandernde Dynamik primär aus der zyklischen Verschiebung der Wirbelablösung am Modellheck

resultiert (Schulte-Werning *et al.*, 2003). Auf Basis dieser Annahmen wurde eine Abschätzung der entsprechenden Strouhalzahl Sr aus der Modenfrequenz f_1 des ersten Modenpaars $\tilde{m} = 1$ durchgeführt. Dabei ist zu beachten, dass die Frequenz f_1 der Mode $\tilde{m} = 1$ aus Sicht des stationären HSPIV-Messsystems ermittelt wurde und für die Berechnung der Strouhalzahl, aufgrund des Doppler-Effekts, erst in das mitbewegte Bezugssystem des Zugmodells überführt werden muss. Normalerweise wird dazu die Längenskala der typischen, mäandrierenden Struktur im Nachlauf betrachtet. Allerdings ist die Größe des Messbereichs nicht ausreichend um die Längenskalen bzw. die Wellenlänge der großskaligen, mäandrierenden Nachlaufstruktur zu bestimmen. Da die Strömungsstruktur des Nachlaufs vom Modell mitgeschleppt wurde, ist es möglich über eine zeitliche Messung der Konvektionsgeschwindigkeit \bar{v}_x der charakteristischen Nachlaufstruktur eine Umrechnung der Modenfrequenz f_1 im stationären Bezugssystem in die Wirbelablösefrequenz f_w im mitbewegten Bezugssystem durchzuführen. Mit dem Verhältnis aus der Modellgeschwindigkeit u_{mod} und der Konvektionsgeschwindigkeit \bar{v}_x der großskaligen Nachlaufstruktur folgt für die Wirbelablösefrequenz f_w im mitbewegten Bezugssystem:

$$f_w \approx \frac{u_{\text{mod}}}{\bar{v}_x} f_1 \quad (8.11)$$

Die entsprechende Strouhalzahl wurde nach Schlichting und Gersten (2006) berechnet mit:

$$Sr = \frac{f_w \cdot b_{\text{mod}}}{u_{\text{mod}}} \approx \frac{b_{\text{mod}}}{\bar{v}_x} f_1 \quad (8.12)$$

Um die Frequenzverschiebung $f_1 \rightarrow f_w$ zu bestimmen, wurde analog zu Buhr *et al.* (2018) die Bewegungsgeschwindigkeit \bar{v}_x der mittleren Strömungsstruktur (vgl. Abschn. 8.2.1) in x -Richtung über ein Zeitintervall von $\Delta t = 0.02$ s bzw. 21 HSPIV-Aufnahmen um den Zeitpunkt der mittleren, maximal induzierten Strömungsgeschwindigkeit abgeschätzt. Anschließend wurde mit der oben beschriebenen Methode eine Abschätzung der Wirbelablösefrequenz f_w nach Gl. 8.11 und der Strouhalzahl Sr nach Gl. 8.12 aus der Modenfrequenz f_1 des Modenpaars $\tilde{m} = 1$ durchgeführt. Die abgeschätzte Konvektionsgeschwindigkeit \bar{v}_x sowie die Ergebnisse für die Wirbelablösefrequenz f_w und die Strouhalzahl Sr sind in Tab. 8.5 für die drei Messkonfigurationen CLNo8, RGHo8 und GAPo8 des GZM (Messreihen #17-19) zusammengefasst.

Die Abschätzung der mittleren Bewegungsgeschwindigkeit \bar{v}_x der abgelösten Strukturen im Nachlauf aus der Verschiebung der Position höchster Strömungsgeschwindigkeit hat relativ ähnliche Werte für alle Messkonfigurationen ergeben. Aus dem Verhältnis u_{mod}/\bar{v}_x mit einer Modellgeschwindigkeit von $u_{\text{mod}} = 32$ m/s folgt, dass sich die abgelöste Nachlaufstruktur im Mittel ca. viermal langsamer durch den Messbereich bewegt als das Modell. Entsprechend der Berechnung

Tabelle 8.5: Abschätzung der Strouhalzahl Sr nach Gl. 8.12 für die drei Konfigurationen des GZM (Messreihen #17-19) mit der Umrechnung der Modenfrequenz f_1 des ersten Modenpaars (s. Tab. 8.4) aus dem stationären Bezugssystem in die Wirbelablösefrequenz f_w im zugfesten Bezugssystem

MESSREIHE	\bar{v}_x	u_{mod}/\bar{v}_x	f_1	f_w	Sr
CLNo8	7.9 m/s	4.05	7.4 Hz	30.0 Hz	0.112
RGHo8	7.5 m/s	4.25	7.9 Hz	33.8 Hz	0.127
GAPo8	7.5 m/s	4.25	7.5 Hz	31.9 Hz	0.120

der Wirbelablösefrequenz f_w nach Gl. 8.11 wurde dieses Verhältnis verwendet, um die Frequenzverschiebung $f_1 \rightarrow f_w$ zu berechnen. Entsprechend Tab. 8.5 folgt aus der Abschätzung eine Wirbelablösefrequenz f_w von 30 Hz bis 33.8 Hz für die drei Messkonfigurationen. Da die Bestimmung der Bewegungsgeschwindigkeit \bar{v}_x auf einer einfachen, statistischen Methode beruht, werden die Unterschiede und Tendenzen von \bar{v}_x und f_w zwischen den Messkonfigurationen an dieser Stelle nicht im Detail interpretiert.

Diese Abschätzung ermöglicht es nun, aus den vorliegenden Informationen der transienten Messungen eine Aussage über die Größenordnung der Strouhalzahl treffen zu können und die Ergebnisse mit vergleichbaren Studien aus der Literatur zu vergleichen. Nach Gl. 8.12 ergibt sich die Strouhalzahl Sr in den drei Messkonfigurationen ein Wert von 0.112 für CLNo8, 0.127 für RGHo8 und 0.120 für GAPo8. Obwohl dieser Wert aus Messungen im stationären Bezugssystem und durch eine grobe Abschätzung der mittleren Bewegungsgeschwindigkeit der abgelösten Strukturen im Nachlauf bestimmt wurde, finden sich vergleichbare Ergebnisse für die Strouhalzahl in der Literatur. Dabei sind insbesondere die Studien von Xia *et al.* (2017) hervorzuheben, in denen ein Vergleich zwischen den charakteristischen Frequenzen in der Nachlaufströmung eines HGZ-Modells im Maßstab 1:8 (CRH3, s. Abschn. 2.2) mit ähnlicher Länge (dreiteilig) aus numerischen Simulationen mit stationärem und bewegtem Boden beschrieben ist. Xia *et al.* (2017) hat aus den Leistungsspektren im Nachlauf für den Fall eines bewegten Bodens eine Strouhalzahl von $Sr = 0.118$ und für den Fall eines stationären Bodens von $Sr = 0.196$ bis $Sr = 0.225$ abhängig von der Position hinter dem Modell ermittelt. Die Strouhalzahl für den bewegten Boden steht in guter Übereinstimmung mit der von Baker (2010) bestimmten Strouhalzahl von $Sr = 0.11$ aus Untersuchungen der Nachlaufströmung im Originalmaßstab. Die höhere Strouhalzahl für den Fall eines stationären Bodens korrespondiert mit den Ergebnissen aus Windkanalexperimenten von Bell *et al.* (2016b) mit $Sr = 0.2$ und Xia *et al.* (2018) mit $Sr = 0.18$. Es ist bemerkenswert, dass mit der vergleichsweise einfachen Abschätzung der mittleren Bewegungsgeschwindigkeit u_{mod}/\bar{v}_x der großskaligen Nachlaufstruktur

im stationären Messbereich und der Umrechnung der Modenfrequenz f_1 in das bewegte Zugbezugssystem eine gute Übereinstimmung in der Strouhalzahl gezeigt werden konnte. Des Weiteren bekräftigt das Ergebnis der obigen Abschätzung von Sr die Hypothese, dass das erste Modenpaar $\tilde{m} = 1$ mit der großskaligen Modenstruktur und einer Frequenz f_1 von 7.5 Hz bis 7.9 Hz die dominante, mäandernde Dynamik in der Nachlaufströmung beschreibt. Mit Bezug auf die Studien von Baker (2010), Bell *et al.* (2016b) und Xia *et al.* (2017, 2018) konnte noch einmal verdeutlicht werden, dass die realistische Bewegung des Bodens relativ zum Modell einen entscheidenden Einfluss auf die Dynamik in Form der dominanten Frequenzen in der Nachlaufströmung hat. Mit dem übergeordneten Ziel der Simulation eines vollen Konformitätsnachweises im Modellmaßstab folgt daraus, dass Modellexperimente an der Tunnelsimulationsanlage Göttingen (TSG) sehr gut geeignet sind, um die Nachlaufströmung unter realistischen Versuchsbedingungen zu untersuchen.

Analog zum ersten Teil der Modenanalyse in Tab. 8.4, werden im Folgenden die Modenspektren analysiert, um einen Zusammenhang zwischen den Wirbelgeneratoren und spezifischen Moden bzw. Modenpaaren herzustellen. In Tab. 8.4 wurde bereits gezeigt, dass die Modenfrequenzen f_k der Grundmode $\tilde{m} = 0$ sowie der ersten 4 Modenpaare $\tilde{m} = 1, 2, 3, 4$ bei allen Messkonfigurationen sehr ähnlich ist. Im Folgenden sind die weiteren Moden der insgesamt $\tilde{M} = 10$ Modenpaare im Spektrum der Dämpfungskonstante σ_k und der Modenstärke im Amplitudenspektrum von b_k gezeigt. Ziel der nachfolgenden Modenanalyse ist es, die Dynamik der extrahierten Moden anhand ihres Abklingverhaltens zu beschreiben und den Effekt eines Wirbelgenerators (RGHo8) bzw. Wagenübergangs (GAPo8) auf die Dynamik und Stärke der dominanten DMD-Moden aus dem Vergleich der Spektren von σ_k und b_k zu der Referenzkonfiguration CLNo8 darzustellen. Um die Dynamik der extrahierten Moden zu analysieren, ist in Abb. 8.27 die spektrale Verteilung der Dämpfungskonstante σ_k der Grundmode $\tilde{m} = 0$ sowie der $\tilde{M} = 10$ extrahierten DMD-Modenpaare über den Modenfrequenzen f_k analog zu Abb. 8.18 für den Vergleich der Messkonfigurationen aufgetragen.

Aus der Stabilitätsanalyse nach Gl. 5.64 folgt, dass alle Moden ein gedämpftes Verhalten $\sigma_k < 0$ repräsentieren. Diese Beobachtung entspricht der Erwartung, da die Nachlaufströmung im Messbereich bei der Vorbeifahrt am stationären Messsystem ebenfalls abklingt. Die Grundmode besitzt die geringste Dämpfung und repräsentiert die mittlere, abklingende Strömung im Nachlauf. Insgesamt steigt die Stärke der Dämpfung mit der Modenfrequenz f_k und der Ordnung der Moden an. Die Auftragung der weiteren Moden für $\tilde{m} > 4$ zeigt, dass sich für die ersten sechs Modenpaare weder die Modenfrequenz f_k noch die Dämpfungskonstanten σ_k signifikant zwischen den drei Konfigurationen unterscheidet. Erst ab dem siebten Modenpaar

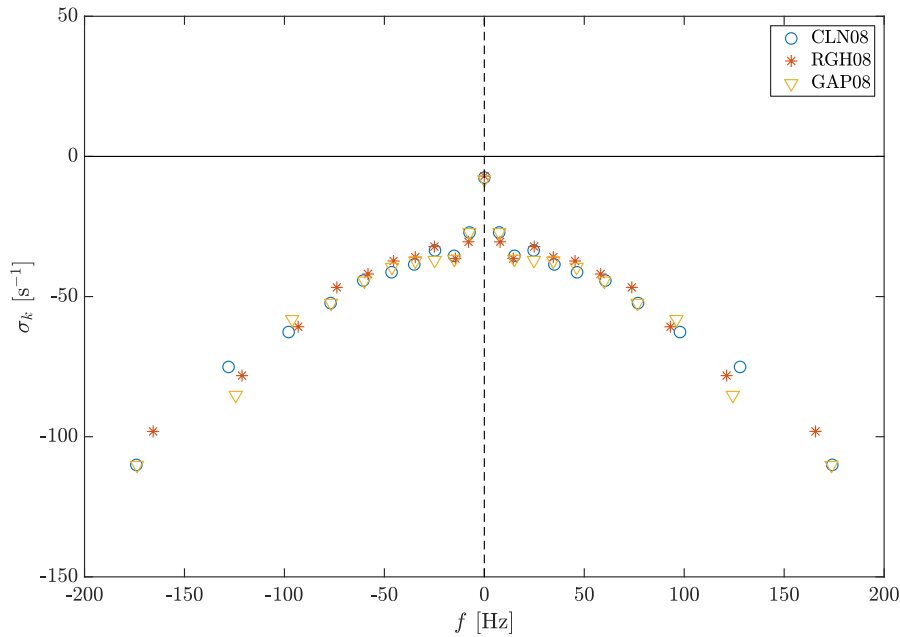


Abbildung 8.27: Modenspektrum der Dämpfungskonstante σ_k der Grundmode $\tilde{m} = 0$ sowie der $\tilde{M} = 10$ extrahierten DMD-Moden analog zu Abb. 8.18 für den Vergleich der Messkonfigurationen RGH08 und GAP08 zu der Referenzkonfiguration CLN08 (Messreihen #17-19)

weicht σ_k insbesondere für die Konfiguration mit Wirbelgenerator RGH08 leicht von der Referenzkonfiguration CLN08 und der Konfiguration mit Wagenübergang GAP08 ab. Gleichzeitig ist für $\tilde{m} > 6$ eine steigende Abweichung in der Modenfrequenz f_k zwischen den Messkonfigurationen zu beobachten.

Die spektrale Verteilung der Dämpfungskonstante σ_k in Abb. 8.27 zeigt, dass der Wirbelgenerator und der Wagenübergang keinen signifikanten Einfluss auf die Dynamik bzw. der Frequenz und Dämpfung der ersten Moden haben. Erst für höhere Moden $\tilde{m} > 6$ zeigen sich stärkere Abweichungen in der Modenfrequenz, aber gleichzeitig auch eine wesentlich stärkere Dämpfung im Vergleich zu den ersten Moden $\tilde{m} \leq 6$. Dieses Ergebnis korrespondiert mit der Arbeitshypothese, dass die Dynamik der gesamten Nachlaufströmung aus tieffrequenten Moden zusammengesetzt ist und die hochfrequenten Moden, die für die Rekonstruktion der Strömung im Nahfeld hinter dem Heck erforderlich sind, stärker gedämpft sind bzw. schneller abklingen. Im Zusammenhang mit der Modenfrequenz f_k zeigt die Ähnlichkeit der Dämpfungskonstanten σ_k für die Grundmode $\tilde{m} = 0$ und die ersten vier Modenpaare $\tilde{m} = 1, 2, 3, 4$, dass sich die zeitliche Entwicklung und die grundlegende Dynamik bei dem Einsatz eines Wirbelgenerators in der Konfiguration RGH08 bzw. eines Wagenübergangs in Konfiguration GAP08 im Vergleich zu der glatten Referenzkonfiguration CLN08 nicht signifikant ändert. Es bleibt zu zeigen, dass die tieffrequenten

Moden niedriger Ordnung die größten Modenanteile besitzen bzw. die dominanten Moden und die grundlegende Nachlaufdynamik bilden. Insbesondere im Hinblick auf die Arbeitshypothese ist es von Interesse, den Einfluss der zusätzlichen Rauigkeiten auf die Stärke der Moden zu betrachten. Dazu ist in [Abb. 8.28](#) das Amplitudenspektrum der Grundmode $\tilde{m} = 0$ sowie der $\tilde{M} = 10$ extrahierten DMD-Modenpaare $\tilde{m} = 1$ bis $\tilde{m} = 10$ über den Modenfrequenzen f_k analog zu [Abb. 8.19](#) für den Vergleich der Messkonfigurationen aufgetragen.

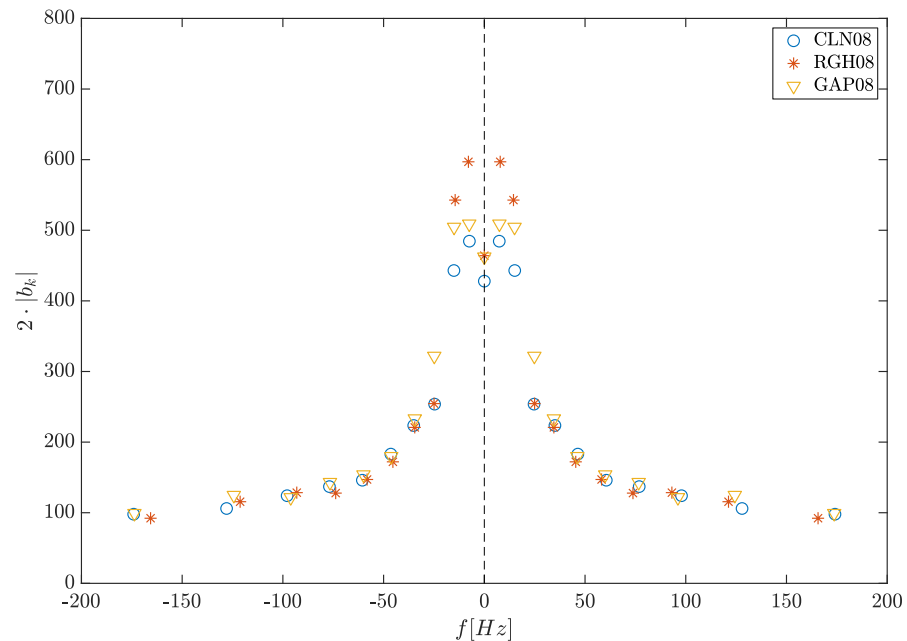


Abbildung 8.28: Modenstärke der Grundmode $\tilde{m} = 0$ sowie der $\tilde{M} = 10$ extrahierten DMD-Moden im Amplitudenspektrum von b_k analog zu [Abb. 8.19](#) für den Vergleich der Messkonfigurationen RGH08 und GAP08 zu der Referenzkonfiguration CLN08 (Messreihen #17-19)

Anhand des Amplitudenspektrums lässt sich sehr gut zeigen, dass die Dynamik im Nachlauf durch die ersten Moden, insbesondere durch die Grundmode $\tilde{m} = 0$ und die ersten beiden Modenpaare $\tilde{m} = 1$ und $\tilde{m} = 2$, bestimmt wird. Wie bereits für die Referenzkonfiguration CLN08 in [Abb. 8.28](#) gezeigt, sind diese Moden wesentlich stärker als die Moden $\tilde{m} \geq 3$. Insgesamt nimmt die Stärke der Moden $\tilde{m} \geq 3$ mit höherer Ordnung stark ab. Im Zusammenhang mit der Auftragung der Dämpfungskonstante σ_k in [Abb. 8.27](#) wurde damit die Arbeitshypothese bestätigt und gezeigt, dass die ersten Moden die Nachlaufströmung dominieren, während die höherfrequenten Moden schnell im Nachlauf abklingen und einen geringeren Anteil zur gesamten Nachlaufströmung beitragen. Im Vergleich der Grundmode und der ersten beiden Modenpaare zeigt sich, dass die Modenpaare $\tilde{m} = 1$ und $\tilde{m} = 2$ sogar stärker als die Grundmode sind und das erste Modenpaar $\tilde{m} = 1$ insgesamt am stärksten ist. Da beide Modenpaare im

Gegensatz zur Grundmode eine oszillierende Dynamik beschreiben wird noch einmal deutlich, dass die Dynamik in der Nachlaufströmung stark instationär ist. Der Vergleich des Amplitudenspektrums zwischen den drei Messkonfigurationen **CLNo8** (blau), **CLNo8** (rot) und **GAPo8** (gelb) zeigt, dass der Wirbelgenerator und der Wagenübergang genau diese dominanten Moden bzw. Modenpaare $\tilde{m} = 0, 1, 2$ durch die zusätzlichen Rauigkeiten an der Modellgeometrie verstärken. Im Fall der Konfiguration mit Wagenübergang (**GAP**) ist zusätzlich eine Verstärkung des Modenpaars $\tilde{m} = 3$ zu beobachten. Des Weiteren zeigt der Vergleich zwischen den Konfigurationen **RGHo8** bzw. **GAPo8** und der Referenzkonfiguration **CLNo8**, dass die Modenanteile bzw. die Amplituden b_k der höheren Modenpaare $\tilde{m} \geq 4$ nicht von den zusätzlichen Rauigkeiten beeinflusst wurden oder neue dominante Moden entstanden sind.

Zusammenfassend hat die **DMD**-Analyse der drei Messkonfigurationen gezeigt, dass die beiden Modenpaare $\tilde{m} = 1, 2$ einen entscheidenden Anteil an der Nachlaufdynamik repräsentieren (TZ2, s. **Abschn. 3.1**). Die Dominanz von $\tilde{m} = 1$ (s. **Abb. 8.28**) sowie die großskalige Struktur (s. **Abb. 8.16**), die geringere Dämpfung (s. **Abb. 8.27**) und die niedrige Modenfrequenz bekräftigen die Hypothese, dass dieses Modenpaar primär die großskalige, mäandernde Nachlaufdynamik darstellt (vgl. **Abb. 8.14**). Aufgrund der Bewegung der Nachlaufstruktur im Messbereich ist es möglich, dass die klassische **DMD** die grundlegende Dynamik in die beiden Modenpaare $\tilde{m} = 1+2$ zerlegt. Diese Charakteristik der Strömung könnte durch die neue **DMD**-Methode von Sesterhenn und Shahirpour (2019), die *characteristic dynamic mode decomposition* (**CDMD**), erfasst werden. Mit dieser Methode könnte es möglich sein, die grundlegende Nachlaufströmung mit noch weniger Moden und die dominante, mäandernde Dynamik mit einer einzelnen Mode bzw. einem Modenpaar darzustellen. Im Hinblick auf die Arbeitshypothese von Sima *et al.* (2016) konnte mit der klassischen **DMD** bereits gezeigt werden, dass durch den Wirbelgenerator nicht nur eine Erhöhung der Verdrängungs- und Impulsverlustdicke in der Grenzschicht erreicht wurde (s. **Kap. 7**) sondern auch eine Verstärkung der Grundmode sowie der ersten beiden Modenpaare ohne die dominante Dynamik im Nachlauf zu verändern (TZ3, s. **Abschn. 3.1**). Der hohe Modenanteil und die geringe Dämpfung der Grundmode $\tilde{m} = 0$ und des zweiten Modenpaars $\tilde{m} = 2$ deuten daraufhin, dass die Kombination von $\tilde{m} = 0+1+2$ eine entscheidende Rolle in der Rekonstruktion der Nachlaufströmung spielt und folglich auch für das Auftreten bzw. den Maximalwert für die Strömungsgeschwindigkeit an der **TSI**-Messposition im Nachlauf. Um diese Hypothese im Hinblick auf das zweite Teilziel TZ2 dieser Forschungsarbeit (s. **Abschn. 3.1**) näher zu untersuchen, wird im folgenden Abschnitt ein Zusammenhang zwischen den einzelnen, dominanten Moden und der Rekonstruktion der Strömungsgeschwindigkeit an der **TSI**-Messposition hergestellt.

8.3.3 Einfluss dominanter Moden auf TSI-Parameter

Die Ergebnisse der DMD für die drei Messkonfigurationen CLNo8, RGHo8 und GAPo8 in Abschn. 8.3.2 haben gezeigt, dass die Grundmode $\tilde{m} = 0$ sowie die ersten beiden Modenpaare $\tilde{m} = 1, 2$ die Dynamik in der Nachlaufströmung dominieren. Gleichzeitig wirken sich die zusätzlichen Rauigkeiten des Wirbelgenerators und des Wagenübergangs verstärkend auf genau diese Moden aus. In der weiteren Modenanalyse wird nun der Zusammenhang zwischen den dominanten Moden der DMD und den Maximalwerten \hat{v} an der TSI-Position näher untersucht. Ziel ist es die Hypothese zu bestätigen, dass die dominanten Moden der mäandernden Dynamik in der Nachlaufströmung, die primär durch die Wirbelgeneratoren verstärkt wurden, auch für die Entstehung der maximalen Strömungsgeschwindigkeit verantwortlich sind (vgl. TZ2+3, Abschn. 3.1). Dabei wird insbesondere der Effekt einzelner Moden auf die TSI-Parameter \bar{U} , σ und $U_{2\sigma}$ untersucht, um die Relevanz der dominanten Moden für die TSI-Bewertung mit Bezug zu dem Einfluss der Wirbelgeneratoren und des geleitenden Mittelwertfilters darzustellen.

Im ersten Schritt wird die Zerlegung der gemessenen Strömungsgeschwindigkeit an der TSI-Messposition in die Modenanteile der Grundmode sowie der $\tilde{M} = 10$ Modenpaare betrachtet, um den Zusammenhang zwischen den einzelnen Moden und der Rekonstruktion des Maximalwerts \hat{v} für die erste Messfahrt $r = 1$ der Referenzkonfiguration CLNo8 darzustellen. Dazu wurde in Abb. 8.29 separat für die Geschwindigkeitskomponenten v_x (s. Abb. 8.29a) und v_y (s. Abb. 8.29b) die gemessene (blau) und rekonstruierte Strömungsgeschwindigkeit (rot) an der TSI-Referenzposition (s. Abb. 6.10) auf der rechten Gleisseite (RGS) im TSI-Abstand $\Delta y = 0.12$ m zur Gleismitte für die erste Messfahrt $r = 1$ der Konfiguration CLNo8 aus der Messreihe #17 am GZM aufgetragen. Zusätzlich ist unter der Rekonstruktion der gemessenen Geschwindigkeitskomponenten die zeitliche Entwicklung der einzelnen Modenanteile der Grundmode $\tilde{m} = 0$ (gelb), der dominanten Moden $\tilde{m} = 1$ (violett), $\tilde{m} = 2$ (grün) und $\tilde{m} = 3$ (hellblau) sowie der höheren Modenpaare $\tilde{m} = 4, \dots, 10$ (grau) aus der DMD-Modenzerlegung dargestellt. Die zeitliche Auftragung der Geschwindigkeitskomponenten und Modenanteile in Abb. 8.29a und Abb. 8.29b beginnt zum Zeitpunkt $t'' = 0$ s, wenn das Modell den Messbereich verlassen hat und der Zustand \mathbf{z}_1 im Nachlauf für die Anwendung der DMD definiert wurde (s. Abb. 5.3). Der hervorgehobene Zeitpunkt $t'' = 0.041$ s (blaue, gestrichelten Linie) entspricht dem Zeitpunkt \hat{t} der maximal gemessenen, induzierten Geschwindigkeit \hat{v} an dieser Messposition (vgl. Abb. 8.4, $r = 1$, grüner Kreis). Im Vergleich dazu entspricht der Zeitpunkt $t'' = 0.039$ s (rote, gestrichelten Linie) dem Zeitpunkt \hat{t}_{dmd} des Maximalwerts \hat{v}_{dmd} der rekonstruierten Strömungsgeschwindigkeit V_{dmd} nach Gl. 4.17 an dieser Messposition.

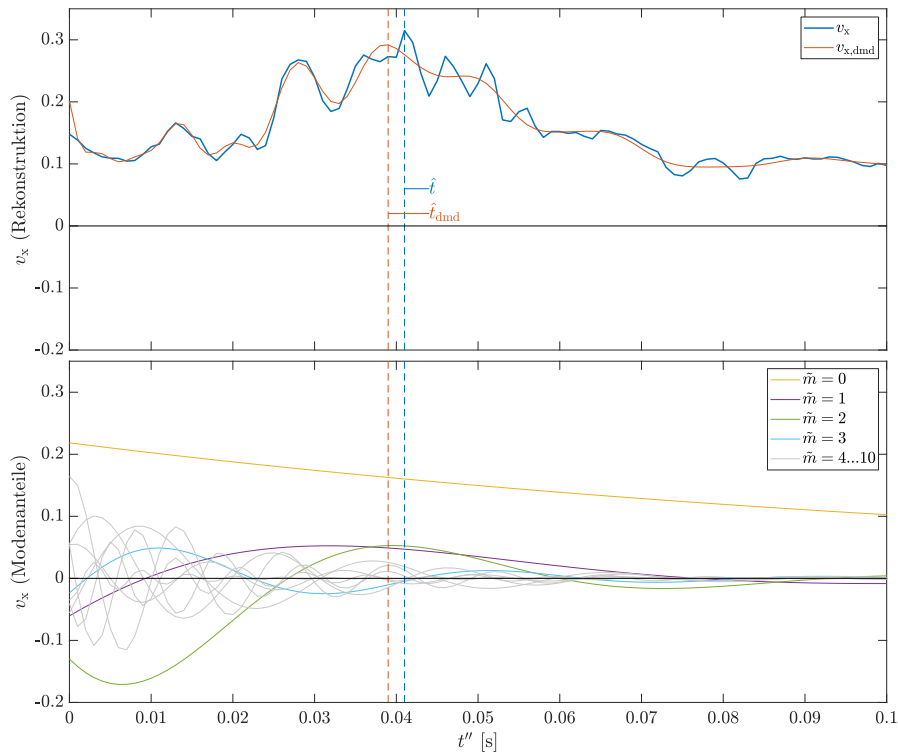
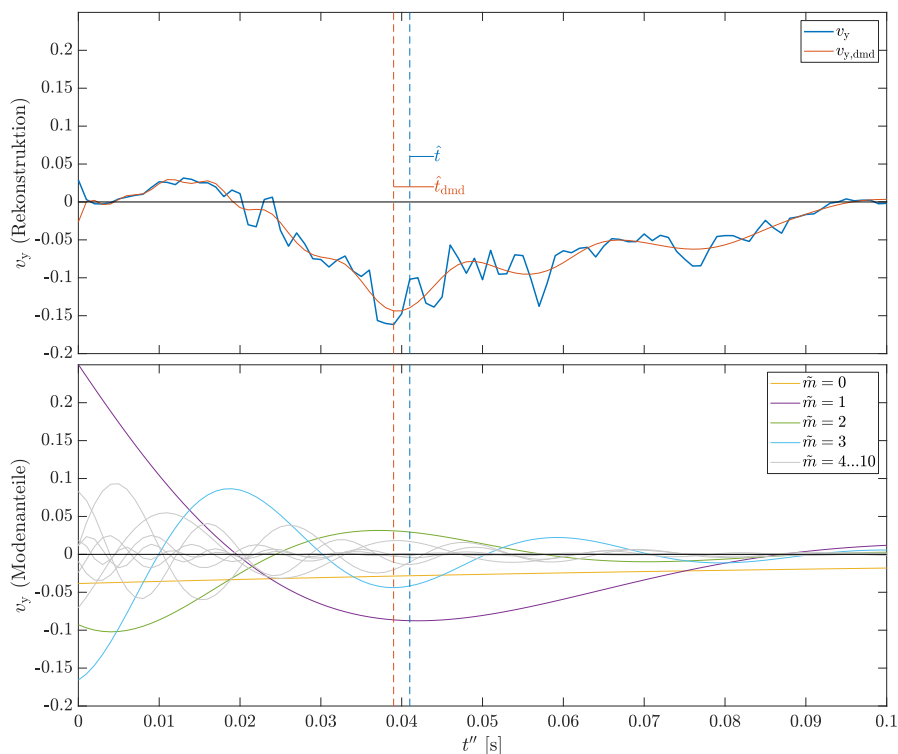
(a) Rekonstruktion und Modenanteile der Geschwindigkeitskomponente v_x (b) Rekonstruktion und Modenanteile der Geschwindigkeitskomponente v_y

Abbildung 8.29: Vergleich der gemessenen und rekonstruierten Geschwindigkeitskomponenten v_x und v_y an der Referenzposition $(x_{\text{ref}}, y_{\text{ref}})$ auf der rechten Gleisseite aus der ersten Messfahrt $r = 1$ der Referenzkonfiguration CLN08 (Messreihe #17) sowie die entsprechende Modenzerlegung in die Anteile der Nullmode $\tilde{m} = 0$ und $\tilde{M} = 10$ DMD-Modenpaare

Die rekonstruierten Werte für die Geschwindigkeitskomponenten v_x und v_y zeigen qualitativ eine gute Übereinstimmung zu den gemessenen Werten. Durch die Reduzierung der Modenanzahl \tilde{M} wurden die kleinskaligen Strukturen bzw. die höherfrequenten Anteile in den Messdaten herausgefiltert. Gleichzeitig hat sich durch den Filtereffekt das Maximum von $v_{x,\text{dmd}}$ zeitlich relativ zu \hat{t} in negative Richtung verschoben und die Maximalwerte von $v_{x,\text{dmd}}$ bzw. $v_{y,\text{dmd}}$ sind betragsmäßig reduziert. Diese Beobachtung korrespondiert mit dem Ergebnis aus der Korrelation zwischen den gemessenen und rekonstruierten Maxima in [Abschn. 8.3.1](#). Das Streudiagramm in [Abb. 8.24](#) hatte gezeigt, dass die Maximalwerte in den rekonstruierten Daten im Mittel etwas niedriger sind als in den gemessenen Strömungsgeschwindigkeiten. Die Darstellung der rekonstruierten Geschwindigkeitskomponenten in [Abb. 8.29a](#) und [Abb. 8.29b](#) zeigt nun, dass trotz der etwas geringeren Maximalwerte der Verlauf in den rekonstruierten und gemessenen Strömungsgeschwindigkeit sehr ähnlich ist und dass, in dem dargestellten Fall, die Dynamik in den Messdaten durch die reduzierte Anzahl an DMD-Moden hinreichend genau wiedergegeben wurde.

Der Verlauf der gemessenen und rekonstruierten Geschwindigkeitskomponente v_y in [Abb. 8.29b](#) zeigt, dass v_y zum Zeitpunkt \hat{t} der maximal gemessenen Strömungsgeschwindigkeit negativ ist, das heißt der Geschwindigkeitsvektor \vec{v} ist zu diesem Zeitpunkt und an dieser Messposition von der Gleismitte nach außen orientiert. Diese Beobachtung korrespondiert mit dem Ergebnis der lateralen Nachlaufposition in [Abschn. 8.2.2](#) und zeigt, dass die grundlegende Oszillationsbewegung zum Zeitpunkt des Maximums nach außen gerichtet ist, das heißt in Richtung der Gleisseite auf der sich auch die Messposition befindet. Die Gegenüberstellung der rekonstruierten Geschwindigkeitskomponenten (s. [Abb. 8.29a](#) und [Abb. 8.29b](#), oben) und der entsprechenden Modenanteile von $\tilde{m} = 0, \dots, 10$ (s. [Abb. 8.29a](#) und [Abb. 8.29b](#), unten) ermöglicht es nun, die Moden mit der größten Beteiligung bei der Rekonstruktion des Maximalwerts \hat{v} zum Zeitpunkt \hat{t} (gestrichelte Linie) für den dargestellten Fall bzw. diese Messposition, Messfahrt und Konfiguration zu identifizieren.

Der Vergleich zwischen den Zeitentwicklungen der Grundmode $\tilde{m} = 0$ und den $\tilde{M} = 10$ Modenpaaren $\tilde{m} = 1, \dots, 10$ zeigt, dass die höherfrequenten Modenpaare $\tilde{m} \geq 4$ entsprechend der größeren Dämpfungskonstante σ_k (s. [Abb. 8.27](#)) wesentlich schneller abklingen als die Grundmode $\tilde{m} = 0$ und die dominanten Modenpaare $\tilde{m} = 1, 2$. Die Amplituden von $\tilde{m} \geq 4$ sind zum Zeitpunkt des Maximums \hat{t} bereits sehr klein im Vergleich zu den Amplituden von $\tilde{m} = 0, 1, 2$, so dass diese hochfrequenten Moden nur einen geringen Anteil zur Rekonstruktion von \hat{v}_{dmd} beitragen. Der Vergleich von v_x und v_y zeigt, dass das Modenpaar $\tilde{m} = 3$ bei v_x zum Zeitpunkt \hat{t} einen Nulldurchgang hat, aber bei v_y den zweitstärksten Modenanteil darstellt. Die her-

vorgehobenen, tieffrequenten Moden bzw. Modenpaare $\tilde{m} = 0, 1, 2, 3$ repräsentieren insgesamt den größten Anteil an der Dynamik im betrachteten Zeitintervall des Nachlaufs. Dabei dominiert im Fall von v_x die Grundmode $\tilde{m} = 0$ deutlich, gefolgt von den dominanten Modenpaaren $\tilde{m} = 1, 2$. Des Weiteren liefern $\tilde{m} = 0, 1, 2$ zum Zeitpunkt des Maximums \hat{t} den größten Anteil bei der Rekonstruktion von $v_{x,dmd}$. Es ist eine interessante Beobachtung, dass die zeitlichen Verläufe der Modenpaare $\tilde{m} = 1, 2$ in der Nähe von \hat{t} ebenfalls Maxima aufweisen. Im Fall von v_y ist die Grundmode deutlich schwächer und die Dynamik wird von den Modenpaaren $\tilde{m} = 1, 2, 3$ dominiert. Insbesondere das erste Modenpaar $\tilde{m} = 1$ sticht dabei heraus und zeigt eine erstaunliche Ähnlichkeit zu dem Verlauf der gemessenen Strömungsgeschwindigkeit im Zeitintervall $0.02 < t'' < 0.09$ um \hat{t} . Insgesamt liefern die Grundmode $\tilde{m} = 0$ sowie die dominanten Modenpaare $\tilde{m} = 1, 2$, und im Fall von v_y die Mode $\tilde{m} = 3$, den größten Anteil an den rekonstruierten Geschwindigkeitskomponenten $v_{x,dmd}$ und $v_{y,dmd}$ zum Zeitpunkt \hat{t}_{dmd} der maximalen Strömungsgeschwindigkeit \hat{v}_{dmd} . Dabei repräsentiert die Grundmode $\tilde{m} = 0$ das typische Abklingverhalten der mittleren Strömungsgeschwindigkeit im Nachlauf ohne Schwingungsanteil ($f_0 = 0$ Hz). Die dominanten Modenpaare $\tilde{m} = 1$ und $\tilde{m} = 2$ repräsentieren mit $f_1 = 7.4$ Hz und $f_2 = 15.1$ Hz eine langwellige, oszillierende Dynamik in der Nachlaufströmung. Die Beobachtungen im Bezug auf die Rekonstruktion und Modenzerlegung der Geschwindigkeitskomponenten v_x und v_y für den dargestellten Fall deuten darauf hin, dass die Modenpaare $\tilde{m} \geq 4$ mit einer Modenfrequenz $f_k \geq 34$ Hz primär in der Rekonstruktion des nahen Nachlaufs hinter dem Heck beteiligt sind.

Um die oben dargestellten Zusammenhänge zwischen den dominanten Moden bzw. Modenpaaren und der maximal induzierten Strömungsgeschwindigkeit statistisch für alle $N_x = 121$ Messpositionen im TSI-Abstand $\Delta y = 0.12$ m und alle $N_r = 30$ Messfahrten aus den Messreihen #17-19 für die Konfigurationen CLNo8, RGHo8 und GAPo8 zu überprüfen, wird im Folgenden der Einfluss jeder Mode bzw. jedes Modenpaars \tilde{m} auf die TSI-Parameter \bar{U} , σ und $U_{2\sigma}$ untersucht. Wie in Abschn. 2.1 beschrieben, repräsentieren diese Parameter den Mittelwert und die Standardabweichung der maximal induzierten Geschwindigkeiten \hat{v} und bieten damit die Möglichkeit die oben beschriebenen Zusammenhänge statistisch zu untersuchen. Gleichzeitig verbindet diese Analyse die Ergebnisse zur Identifikation der dominanten Strukturen aus der DMD sowie die Ergebnisse zum Effekt der Wirbelgeneratoren auf die maximal induzierten Strömungsgeschwindigkeiten \hat{v} . Ziel ist es zu zeigen, dass die dominanten Moden im Nachlauf, die primär von zusätzlichen Rauigkeiten an der Modellgeometrie beeinflusst wurden (TZ3, s. Abschn. 3.1), auch statistisch genau die dynamischen Strukturen repräsentieren, die für die maximale Strömungsgeschwindigkeit verantwortlich sind und folglich für die

Bewertung der aerodynamischen Wirkung eines Hochgeschwindigkeitszugs in einem vollem Konformitätsnachweis gemäß TSI relevant sind (TZ2, s. [Abschn. 3.1](#)).

Um den Einfluss einer bestimmten Mode bzw. eines Modenpaars \tilde{m} auf die Rekonstruktion der maximalen Strömungsgeschwindigkeit und die daraus berechneten TSI-Parameter darzustellen, wurde die Strömungsgeschwindigkeit zum Zeitpunkt des Maximums \hat{t}_{dmd} (vgl. [Abb. 8.29](#)) an einer Messposition unter Ausschluss der entsprechenden Mode \tilde{m} rekonstruiert. Die Idee hinter dieser Methode ist, dass diese Mode nicht an der Rekonstruktion von \hat{v} beteiligt wird und der Einfluss dieser Mode als Differenz zwischen den rekonstruierten TSI-Parametern mit allen Moden bzw. Modenpaaren und den entsprechenden Parametern aus der Rekonstruktion ohne eine spezifische Mode bzw. ein spezifisches Modenpaare beschrieben werden kann. Für die folgende Analyse wurden die TSI-Parameter \bar{U}_{dmd} und σ_{dmd} aus den rekonstruierten Strömungsgeschwindigkeiten V_{dmd} zu den Zeitpunkten \hat{t}_{dmd} der rekonstruierten, maximalen Strömungsgeschwindigkeiten \hat{v}_{dmd} für jede der $N_x = 121$ Messpositionen (x_i, y_j) im TSI-Abstand $\Delta y = 0.12$ m auf beiden Gleisseiten in jeder der $N_r = 30$ Messfahrten für die drei Konfigurationen [CLNo8](#), [RGHo8](#) und [GAPo8](#) bestimmt.

An dieser Stelle sei noch einmal darauf hingewiesen, dass entsprechend der Analyse der gemessenen und rekonstruierten Maximalwerte in [Abschn. 8.3.1](#) (s. [Abb. 8.24](#)) und der Darstellung der rekonstruierten Geschwindigkeitskomponenten v_x und v_y in [Abb. 8.29](#) die rekonstruierten Geschwindigkeiten \hat{v}_{dmd} aufgrund des Filtereffekts der DMD im Mittel niedriger sind als die Maximalwerte \hat{v} und die Zeitpunkte der Maxima \hat{t} und \hat{t}_{dmd} zeitlich leicht zueinander verschoben sind (vgl. blaue und rote gestrichelte Linie in [Abb. 8.29](#)). Um die TSI-Parameter auf Basis der gemessenen Maximalwerte (s. [Tab. 8.1](#)) und die Parameter \bar{U}_{dmd} , σ_{dmd} bzw. $U_{2\sigma, \text{dmd}}$ aus der Rekonstruktion mit allen Moden bzw. Modenpaaren \tilde{m} direkt miteinander zu vergleichen, sind beide Fälle in [Tab. 8.6](#) gegenübergestellt.

Die Unterschiede in [Tab. 8.6](#) zwischen den TSI-Parametern \bar{U} , σ , $U_{2\sigma}$ aus den Messdaten und aus der DMD-Rekonstruktion \bar{U}_{dmd} , σ_{dmd} bzw. $U_{2\sigma, \text{dmd}}$ veranschaulichen noch einmal den Einfluss des Filtereffekts der DMD, der auf die Kürzung der Modenanzahl zurückgeführt wurde (s. [Abschn. 8.3.1](#)). Gleichzeitig zeigt der Vergleich zwischen den Messkonfigurationen [CLNo8](#), [RGHo8](#) und [GAPo8](#), dass die relativen Unterschiede zwischen den gemessenen und rekonstruierten TSI-Parametern sehr ähnlich sind. Daraus folgt, dass der Einfluss des Wirbelgenerators und des Wagenübergangs auch nach Anwendung der DMD beobachtet werden kann. Dieses Ergebnis bestätigt die Hypothese, dass die rekonstruierte Nachlaufströmung aus der Modenzerlegung mit einem Kürzungsparameter $R = 21$ für eine statistische Analyse des Zusammenhangs zwischen den Wirbelgeneratoren und

Tabelle 8.6: Vergleich zwischen den TSI-Parametern auf Basis der gemessenen Maximalwerte (s. Tab. 8.1) und den Parametern \bar{U}_{dmd} , σ_{dmd} bzw. $U_{2\sigma,\text{dmd}}$ berechnet aus den rekonstruierten Geschwindigkeiten zum Zeitpunkt \hat{t}_{dmd} der rekonstruierten, maximalen Geschwindigkeiten \hat{v}_{dmd} für die drei Konfigurationen des GZM (Messreihe #17-19) in Anlehnung an die Spezifikationen der TSI nach Gl. 2.1 ohne und mit gleitendem Mittelwertfilter

MODELL	MESSREIHE	\bar{U}	\bar{U}_{dmd}	σ	σ_{dmd}	$U_{2\sigma}$	$U_{2\sigma,\text{dmd}}$	
GZM	ungefiltert	CLNo8	0.40	0.37	0.104	0.101	0.61	0.57
		RGHo8	0.43	0.40	0.102	0.097	0.64	0.59
		GAPo8	0.40	0.37	0.107	0.100	0.62	0.57
	gefiltert	CLNo8	0.20	0.13	0.030	0.027	0.25	0.18
		RGHo8	0.21	0.14	0.030	0.022	0.28	0.19
		GAPo8	0.20	0.13	0.030	0.026	0.26	0.18

den maximalen Strömungsgeschwindigkeiten an der TSI-Messposition geeignet ist.

Analog zu den TSI-Parametern \bar{U}_{dmd} und σ_{dmd} wurden die Parameter $\bar{U}_{\text{dmd}}^*(\tilde{m})$ und $\sigma_{\text{dmd}}^*(\tilde{m})$ bei Ausschluss einer spezifischen Mode bzw. eines spezifischen Modenpaars \tilde{m} berechnet. Der Einfluss einer einzelnen Mode \tilde{m} auf die TSI-Parameter wird im Folgenden durch die Differenzen $\Delta\bar{U}$, $\Delta\sigma$ und $\Delta U_{2\sigma}$ zwischen den Werten für die Parameter bei Rekonstruktion unter Ausschluss einer Mode \tilde{m} und bei Rekonstruktion mit allen Moden bzw. Modenpaaren \tilde{m} beschrieben. Die entsprechenden Differenzen wurden berechnet mit:

$$\Delta\bar{U}(\tilde{m}) = \bar{U}_{\text{dmd}}^*(\tilde{m}) - \bar{U}_{\text{dmd}} \quad (8.13)$$

$$\Delta\sigma(\tilde{m}) = \sigma_{\text{dmd}}^*(\tilde{m}) - \sigma_{\text{dmd}} \quad (8.14)$$

Für die Differenz $\Delta U_{2\sigma}(\tilde{m})$ folgt nach Gl. 2.1:

$$\Delta U_{2\sigma}(\tilde{m}) = \Delta\bar{U}(\tilde{m}) + 2\Delta\sigma(\tilde{m}) \quad (8.15)$$

Die Auftragungen in Abb. 8.30 zeigen die nach Gl. 8.13, Gl. 8.14 und Gl. 8.15 berechneten Differenzen $\Delta\bar{U}$ (s. Abb. 8.30a), $\Delta\sigma$ (s. Abb. 8.30c) und $\Delta U_{2\sigma}$ (s. Abb. 8.30e) als Funktion der ausgeschlossenen Mode bzw. Modenpaar \tilde{m} . Zusätzlich sind in Abb. 8.30b, Abb. 8.30d und Abb. 8.30f die Ergebnisse für die Differenzen aus Gl. 8.13 bis Gl. 8.15 nach Anwendung des gleitenden Mittelwertfilters auf die rekonstruierten Geschwindigkeiten nach Abschn. 5.1.3 mit einer Filterzeit von 0.08 s nach Gl. 5.19 dargestellt. Da die gemessenen Strömungsgeschwindigkeiten bereits mit der Modellgeschwindigkeit u_{mod} normiert wurden, sind die rekonstruierten Strömungsgeschwindigkeiten und insbesondere die Differenzen $\Delta\bar{U}_{\text{dmd}}$, $\Delta\sigma_{\text{dmd}}$ bzw. $\Delta U_{2\sigma,\text{dmd}}$ ebenfalls mit der Modellgeschwindigkeit normiert. Entsprechend können die Ergebnisse in den nachfolgenden Analysen auf die mittlere Modellgeschwindigkeit $u_{\text{mod}} = 32 \text{ m/s}$ bezogen werden.

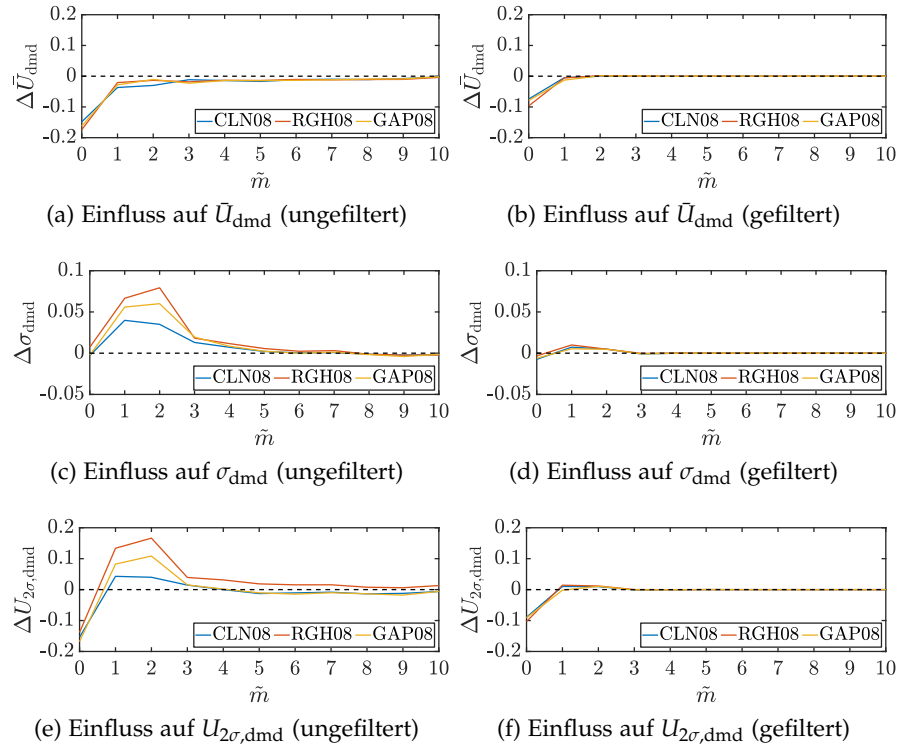


Abbildung 8.30: Einfluss einer Mode bzw. eines Modenpaares \tilde{m} auf die Rekonstruktion der TSI-Parameter \bar{U}_{dmd} , σ_{dmd} und $U_{2\sigma,\text{dmd}}$ aus den rekonstruierten, maximalen Strömungsgeschwindigkeiten \hat{v}_{dmd} zum Zeitpunkt \hat{t}_{dmd} für die ungefilterten und gefilterten Messdaten der Konfigurationen CLN08, RGH08 und GAP08 aus den Messreihen #17-19 am GZM

Die nachfolgende, statistische Analyse der in Abb. 8.30 aufgetragenen Differenzen für die TSI-Parameter ist in drei primäre Zusammenhänge zwischen den Differenzen $\Delta\bar{U}_{\text{dmd}}$, $\Delta\sigma_{\text{dmd}}$ bzw. $\Delta U_{2\sigma,\text{dmd}}$ und den folgenden Aspekten der Nachlaufanalyse unterteilt:

- ① Einfluss der dominanten Moden bzw. Modenpaare
- ② Einfluss des Wirbelgenerators und des Wagenübergangs
- ③ Einfluss des gleitenden Mittelwertfilters

① TSI-PARAMETER \leftrightarrow DOMINANTE MODEN:

Die Analysen der DMD-Ergebnisse in Abschn. 8.3.2 haben ergeben, dass die Grundmode $\tilde{m} = 0$ sowie die ersten beiden Modenpaare $\tilde{m} = 1,2$ die Dynamik der Nachlaufströmung dominieren. Um den Einfluss der dominanten Moden auf die TSI-Parameter zu beschreiben, wird im Folgenden zunächst der Effekt für die ungefilterten Messdaten der Referenzkonfiguration CLN08 (blau) aus der Messreihe #17 am GZM in Abb. 8.30a, Abb. 8.30c und Abb. 8.30e betrachtet. Im Fall des Parameters \bar{U} in Abb. 8.30a ist zu beobachten, dass die Differenz

$\Delta\bar{U}_{\text{dmd}}$ bei jeder ausgeschlossenen Mode bzw. Modenpaar \tilde{m} negativ ist. Daraus folgt, dass der Mittelwert der maximalen, rekonstruierten Geschwindigkeiten \hat{v}_{dmd} bei Ausschluss einer Mode bzw. eines Modenpaars \tilde{m} immer reduziert wird. Den größten Einfluss auf \bar{U}_{dmd} hat mit Abstand die Grundmode $\tilde{m} = 0$ mit einer Reduzierung um $0.15u_{\text{mod}}$. Bei Ausschluss der dominanten Modenpaare $\tilde{m} = 1, 2$ wurde der Mittelwert \bar{U}_{dmd} um $0.04u_{\text{mod}}$ bzw. $0.03u_{\text{mod}}$ reduziert. Für die höheren Modenpaare $\tilde{m} \geq 3$ ist mit $\Delta\bar{U} \leq 0.01$ kein signifikanter Effekt auf den Mittelwert \bar{U}_{dmd} zu beobachten. Damit folgt aus [Abb. 8.30a](#), dass primär die Grundmode $\tilde{m} = 0$ einen Einfluss auf den Mittelwert der maximal, induzierten Strömungsgeschwindigkeit \bar{U}_{dmd} hat und die dominanten Modenpaare $\tilde{m} = 1, 2$ nur im Vergleich zu den höheren Modenpaaren $\tilde{m} \geq 3$ stärker an der Rekonstruktion von \bar{U}_{dmd} beteiligt sind.

Im Vergleich zu $\Delta\bar{U}_{\text{dmd}}$ ist die Differenz $\Delta\sigma_{\text{dmd}}$ (s. [Abb. 8.30c](#)) für fast alle Moden bzw. Modenpaare \tilde{m} positiv. Die Grundmode $\tilde{m} = 0$ sowie die höheren Modenpaare $\tilde{m} \geq 6$ haben mit $-0.02 \leq \Delta\sigma_{\text{dmd}} \leq 0.02$ keinen signifikanten Einfluss auf die Rekonstruktion von σ_{dmd} . Daraus folgt, dass die rekonstruierten Geschwindigkeiten zu den Zeitpunkten der Maxima \hat{t}_{dmd} ohne die Grundmode bzw. die Modenpaare $\tilde{m} \geq 6$ nicht stärker variieren als bei der Rekonstruktion mit allen Moden. Signifikante Differenzen sind für die dominanten Modenpaare $\tilde{m} = 1, 2$ mit $0.04u_{\text{mod}}$ bzw. $0.035u_{\text{mod}}$ und die höheren Modenpaare $\tilde{m} = 3, 4$ mit $0.013u_{\text{mod}}$ bzw. $0.007u_{\text{mod}}$ zu beobachten. Dabei wirken sich insbesondere die dominanten Modenpaare $\tilde{m} = 1, 2$ auf die Standardabweichung $\Delta\sigma_{\text{dmd}}$ zwischen den rekonstruierten Geschwindigkeiten aus. Diese Beobachtung deutet daraufhin, dass die primäre Beteiligung bei der Rekonstruktion zwischen den dominanten Modenpaaren $\tilde{m} = 1, 2$ wechselt und die Modenanteile von $\tilde{m} = 1, 2$ stärker variieren als die Maximalwerte \hat{v}_{dmd} selbst.

Die Reduzierung des Mittelwerts und die Erhöhung der Standardabweichung wirken sich nach [Gl. 2.1](#) gegenläufig auf den resultierenden TSI-Parameter $U_{2\sigma, \text{dmd}}$ aus. Dabei sei an dieser Stelle noch einmal darauf hingewiesen, dass die Standardabweichung doppelt in die Berechnung von $U_{2\sigma, \text{dmd}}$ eingeht. Die Auftragung von $\Delta U_{2\sigma, \text{dmd}}$ in [Abb. 8.30e](#) zeigt, dass sich entsprechend der Beobachtungen zum Mittelwert \bar{U}_{dmd} in [Abb. 8.30a](#) und der Standardabweichung σ_{dmd} in [Abb. 8.30c](#) primär die Grundmode $\tilde{m} = 0$ und die dominanten Modenpaare $\tilde{m} = 1, 2$ auf den rekonstruierten TSI-Parameter $U_{2\sigma, \text{dmd}}$ auswirken. Dabei wurde $U_{2\sigma, \text{dmd}}$ bei Ausschluss der Grundmode $\tilde{m} = 0$ um $0.15u_{\text{mod}}$ reduziert und bei Ausschluss der dominanten Modenpaare $\tilde{m} = 1, 2$ um $0.04u_{\text{mod}}$ erhöht. Der Einfluss der höheren Modenpaare $\tilde{m} \geq 1$ ist im Vergleich zu $\tilde{m} = 0, 1, 2$ marginal. Zusammenfassend folgt aus den obigen Beobachtungen, dass im betrachteten Fall der Referenzkonfiguration [CLNo8](#) die Grundmode $\tilde{m} = 0$ und die dominanten Modenpaare $\tilde{m} = 1, 2$ den größten Einfluss auf die berech-

neten TSI-Parameter haben. Dieses Ergebnis bestätigt die einleitend beschriebene Hypothese (vgl. TZ2, Abschn. 3.1), dass ein statistischer Zusammenhang zwischen der dominanten Dynamik und den maximalen Strömungsgeschwindigkeiten besteht. In anderen Worten ist die Dynamik dieser dominanten Modenstrukturen für das Auftreten der maximal, induzierten Luftströmung an einer TSI-Messposition auf einer Gleisseite verantwortlich. Dieses Ergebnis unterstützt die bisherigen Ergebnisse der Nachlaufanalyse im Bezug auf die laterale Nachlaufposition in Abschn. 8.2.2 und korrespondiert mit den Studien von Bell (2015), Bell *et al.* (2016b) und Xia *et al.* (2018). Die mäandernde Dynamik der Nachlaufströmung alias *wake snake* (Bell, 2015) wird hier durch die dominanten Modenpaare $\tilde{m} = 1$ und $\tilde{m} = 2$ repräsentiert. Insbesondere der starke Einfluss von $\tilde{m} = 1$ bei der Rekonstruktion von \hat{v}_{dmd} deutet an, dass dieses Modenpaar primär die mäandernde Oszillation der Nachlaufströmung repräsentiert und aus diesem Grund eine gute Übereinstimmung zwischen der abgeschätzten Strouhalzahl in Abschn. 8.3.2 (s. Tab. 8.5) und der Literatur erreicht werden konnte.

② TSI-PARAMETER \leftrightarrow WIRBELGENERATOR/WAGENÜBERGANG:

Um zu zeigen, dass der Zusammenhang zwischen den dominanten Moden bzw. Modenpaaren $\tilde{m} = 0, 1, 2$ und den maximalen Strömungsgeschwindigkeit statistisch für alle Messkonfigurationen gilt, werden im Folgenden die Differenzen $\Delta\bar{U}_{\text{dmd}}$, $\Delta\sigma_{\text{dmd}}$ und $\Delta U_{2\sigma, \text{dmd}}$ zwischen den drei Messkonfigurationen CLNo8, RGHo8 und GAPo8 aus den ungefilterten Daten (s. Abb. 8.30, linke Spalte) miteinander verglichen. Die Auftragung des rekonstruierten Mittelwerts \bar{U}_{dmd} in Abb. 8.30a zeigt, dass die Differenzen $\Delta\bar{U}_{\text{dmd}}$ für alle drei Messkonfigurationen sehr ähnlich ist. Daraus folgt, dass die zusätzlichen Rauigkeiten durch den Wirbelgenerator oder den Wagenübergang nicht zu einem unterschiedlichen Einfluss der Moden bzw. Modenpaare \tilde{m} auf die mittlere, maximale Geschwindigkeit führt. Im Vergleich zu $\Delta\bar{U}_{\text{dmd}}$ zeigen die Differenzen $\Delta\sigma_{\text{dmd}}$ für die drei Messkonfigurationen signifikante Unterschiede zwischen den dominanten Modenpaaren $\tilde{m} = 1, 2$ (s. Abb. 8.30c). Im Fall von $\tilde{m} = 1$ betragen die Differenzen $\Delta\sigma_{\text{dmd}} = 0.035$ für CLNo8, $\Delta\sigma_{\text{dmd}} = 0.079$ für RGHo8 und $\Delta\sigma_{\text{dmd}} = 0.60$ für GAPo8. Im Fall von $\tilde{m} = 2$ betragen die Differenzen $\Delta\sigma_{\text{dmd}} = 0.035$ für CLNo8, $\Delta\sigma_{\text{dmd}} = 0.079$ für RGHo8 und $\Delta\sigma_{\text{dmd}} = 0.06$ für GAPo8. Daraus folgt, dass sich die Standardabweichung σ_{dmd}^* zwischen den rekonstruierten Geschwindigkeiten zum Zeitpunkt \hat{t}_{dmd} bei Ausschluss einer der dominanten Moden $\tilde{m} = 1, 2$ durch die Rauigkeiten deutlich erhöht hat. Dabei stimmt die Reihenfolge im Niveau der Verläufe von $\Delta\sigma_{\text{dmd}}$ bei $\tilde{m} = 1, 2$ (CLNo8, blau < GAPo8, gelb < RGHo8, rot) mit der Reihenfolge der Modenstärke für $\tilde{m} = 1, 2$ in Abb. 8.28 (blauer Kreis < gelbes Dreieck < roter Stern) überein.

Wie oben beschrieben, zeigt die Auftragung der Differenz des TSI-Parameters $U_{2\sigma,\text{dmd}}$ den aufsummierten Einfluss auf den Mittelwert \bar{U}_{dmd} und die zweifache Standardabweichung σ_{dmd} . Im Fall der Grundmode $\tilde{m} = 0$ haben die zusätzlichen Rauigkeiten keinen signifikanten Einfluss auf \bar{U}_{dmd} und σ_{dmd} gezeigt, so dass auch $\Delta U_{2\sigma,\text{dmd}}$ für alle Messkonfigurationen sehr ähnlich ist. Die geringen Abweichungen von $\Delta\sigma_{\text{dmd}}$ bei den höheren Modenpaaren $\tilde{m} \geq 3$ führen hingegen zu größeren Differenzen $\Delta U_{2\sigma,\text{dmd}}$ zwischen den Messkonfigurationen. Der Vergleich zwischen den maximalen Abweichungen $\Delta U_{2\sigma,\text{dmd}}$ bei den dominanten Moden bzw. Modenpaaren $\tilde{m} = 0, 1, 2$ und den Abweichungen für die höheren Modenpaare $\tilde{m} \geq 3$ für jede Messkonfiguration zeigt, dass die höheren Modenpaare immer unwichtiger werden bzw. eine untergeordnete Rolle bei der Rekonstruktion des TSI-Parameters $U_{2\sigma,\text{dmd}}$ spielen. Dabei geht die Analyse des genauen Zusammenhangs zwischen der Verstärkung der einzelnen Moden bzw. Modenpaare durch die Rauigkeiten und der Standardabweichung bzw. des TSI-Parameters $U_{2\sigma,\text{dmd}}$ über den Rahmen dieser Forschungsarbeit hinaus. Das wichtigste Ergebnis dieser Auftragung ist, dass der Zusammenhang zwischen den Moden bzw. Modenpaaren der DMD und den maximalen Geschwindigkeiten statistisch bei allen Messkonfigurationen durch die Grundmode $\tilde{m} = 0$ und die dominanten Modenpaare $\tilde{m} = 1, 2$ beschrieben wird.

③ TSI-PARAMETER \leftrightarrow GLEITENDER MITTELWERTFILTER:

Im Hinblick auf die normkonforme Bewertung der TSI-Parameter ist es interessant, die in ① und ② beschriebenen Zusammenhänge nach Anwendung des gleitenden Mittelwertfilters zu betrachten. Die Gegenüberstellung zwischen den ungefilterten und gefilterten Ergebnissen für die Differenzen $\Delta\bar{U}_{\text{dmd}}$, $\Delta\sigma_{\text{dmd}}$ und $\Delta U_{2\sigma,\text{dmd}}$ bzw. den Auftragungen auf der rechten und linken Seiten in Abb. 8.30 zeigt den Einfluss des gleitenden Mittelwertfilters auf den Zusammenhang zwischen einzelnen Moden bzw. Modenpaare \tilde{m} und den TSI-Parametern. Im direkten Vergleich zwischen den ungefilterten und gefilterten Fällen ist eine Glättung der Kurven und Reduzierung der Maximalwerte zu beobachten. Insbesondere die verschwindend geringen Differenzen für die höheren Modenpaare $\tilde{m} \geq 3$ bei allen drei Parametern (s. Abb. 8.30b, Abb. 8.30d und Abb. 8.30f) zeigen, dass diese höheren Modenpaare nach der Filterung nicht an der Rekonstruktion der maximalen Geschwindigkeit \hat{v}_{dmd} beteiligt sind.

Im Einzelnen zeigt die Auftragung von $\Delta\sigma_{\text{dmd}}$ in Abb. 8.30d, dass die Standardabweichung σ_{dmd} zwischen den rekonstruierten Maximalwerten \hat{v}_{dmd} nicht mehr so stark durch Ausschluss der dominanten Modenpaare $\tilde{m} = 1, 2$ erhöht wird. Die Verläufe für die Messkonfigurationen CLNo8 (blau), RGHo8 (rot), GAPo8 (gelb) sind bei allen drei TSI-Parametern sehr ähnlich und überdecken sich größtenteils sogar. Diese Beobachtung zeigt, dass nach der Filterung kein unterschiedli-

cher Einfluss mehr zwischen den Messkonfigurationen zu beobachten ist. Da die höheren Modenpaare $\tilde{m} \geq 3$ wie beschrieben gar keinen Einfluss mehr auf die Rekonstruktion der TSI-Parameter zeigen, liegt der Fokus nun nur noch auf der Grundmode $\tilde{m} = 0$ und den ersten beiden dominanten Modenpaaren $\tilde{m} = 1, 2$.

Die Differenz $\Delta\bar{U}_{\text{dmd}}$ in [Abb. 8.3ob](#) beträgt in der Referenzkonfiguration CLNo8 für die Grundmode -0.07 . Die Modenpaare $\tilde{m} = 1, 2$ zeigen keinen Effekt mehr auf $\Delta\bar{U}_{\text{dmd}}$. Die Differenzen $\Delta\sigma_{\text{dmd}}$ betragen für die Grundmode -0.007 und 0.007 bzw. 0.005 für die Modenpaare $\tilde{m} = 1, 2$. Die Differenzen $\Delta U_{2\sigma, \text{dmd}}$ betragen für die Grundmode -0.09 und 0.01 für die Modenpaare $\tilde{m} = 1, 2$. Der Vergleich der Differenzen vor und nach der Filterung zeigt, dass der Einfluss der dominanten Modenpaare $\tilde{m} = 1, 2$ in der gefilterten Nachlaufströmung wesentlich geringer ist. Daraus folgt, dass nach der Filterung die Grundmode $\tilde{m} = 0$ den größten Einfluss auf die rekonstruierten Geschwindigkeiten \hat{v}_{dmd} hat. Trotzdem ist auch nach der Glättung ein Einfluss der dominanten Modenpaare $\tilde{m} = 1, 2$ zu erkennen. Diese repräsentieren die verbleibende Dynamik im Nachlauf (vgl. [Abb. 8.3](#)) und die großskalige, mäandrierende Nachlaufströmung.

Zusammenfassend konnte in den Analysen ① bis ③ gezeigt werden, dass der statistische Zusammenhang zwischen den dominanten Moden bzw. Modenpaaren und den maximalen Strömungsgeschwindigkeit in allen Messkonfigurationen sehr ähnlich ist und auch nach der Filterung weiterhin bestehen bleibt. Mit Rückblick auf den Effekt der Wirbelgeneratoren aus der Modenanalyse in [Abschn. 8.3.2](#), wurde in der DMD-Analyse gezeigt, dass durch den Einsatz von Wirbelgeneratoren zur Grenzschichtbeeinflussung genau die Moden verstärkt wurden, die auch für das Auftreten und die Stärke der maximalen Strömungsgeschwindigkeit verantwortlich sind. Gleichzeitig wurden keine neuen dominanten Moden bzw. Modenpaare in dem Modenspektrum gefunden, die auf künstliche Strukturen in der Nachlauf-topologie hindeuten. Mit diesen Ergebnissen konnten die Ziele dieser Arbeit (s. [Abschn. 3.1](#)) erreicht und der Zusammenhang zwischen den Wirbelgeneratoren, den dominanten Strukturen im Nachlauf und den TSI-Parametern dargestellt werden. Mit Blick auf die technische Motivation dieser Arbeit wurde gezeigt, dass Wirbelgeneratoren in Modellexperimenten an der TSG eingesetzt werden können, um die Grenzschicht eines längeren Modells zu simulieren und die Maximalwerte für die Bewertung der aerodynamischen Wirkung gemäß der Arbeitshypothese von Sima *et al.* (2016) für einen Vergleich mit Messungen im 1:1-Maßstab zu skalieren, ohne die dominante Nachlaufdynamik grundlegend zu verändern.

Teil IV

ZUSAMMENFASSUNG UND AUSBLICK

In dem folgenden Kapitel sind die Ergebnisse der experimentellen Untersuchungen zur Grenzschichtentwicklung und Nachlaufdynamik von Hochgeschwindigkeitszügen im Modellmaßstab mit Bezug auf die Motivation in [Kap. 1](#) und die Ziele in [Kap. 3](#) zusammengefasst. Die Motivation für diese Untersuchungen basiert auf dem technischen und wissenschaftlichen Hintergrund beschrieben in [Kap. 2](#). Das übergeordnete Ziel ist es, die Möglichkeit eines vollen Konformitätsnachweises in Modellexperimenten nach den Technischen Spezifikationen für Interoperabilität (TSI) gemäß der VO (EU) 1302/2014 ([2014](#)) zu prüfen und die aerodynamische Wirkung von Hochgeschwindigkeitszügen in einem kosten- und zeiteffizienten Rahmen zu untersuchen. In diesem Zusammenhang wurden Studien von Sima *et al.* ([2016](#)) durchgeführt, um zu zeigen, dass durch den Einsatz von Wirbelgeneratoren im Modellexperiment eine ähnliche, aerodynamische Wirkung bewertet werden konnten wie im Prüfverfahren der Aerodynamik auf offener Strecke im Originalmaßstab nach der DIN EN 14067-4:2019-06 ([2019](#)). Die experimentellen Untersuchungen von Sima *et al.* ([2016](#)) basieren auf der Hypothese, dass durch Wirbelgeneratoren am Modellkopf die Grenzschicht entlang des Zugmodells vergrößert wurde und sich dadurch eine stärkere Nachlaufströmung mit höheren, maximalen Geschwindigkeiten ausbildet. Da in diesen Studien die Strömungsgeschwindigkeit nur an den TSI-spezifischen Messpositionen gemessen wurde, konnte noch kein direkter Zusammenhang zwischen den Wirbelgeneratoren und der Entwicklung der Grenzschicht- bzw. Nachlaufströmung hergestellt werden. Ziel dieser Forschungsarbeit war es die Arbeitshypothese von Sima *et al.* ([2016](#)) zu bestätigen und den Effekt der Wirbelgeneratoren auf die Grenzschicht sowie die Struktur und Dynamik der Nachlaufströmung darzustellen.

Um die Wirkung von Wirbelgeneratoren an bewegten Zugmodellen zu untersuchen, wurden Modellexperimente mit drei verschiedenen Modellgeometrien im Maßstab 1:25 an der Tunnelsimulationsanlage Göttingen (TSG) des Deutschen Zentrum für Luft- und Raumfahrt (DLR) durchgeführt und die induzierten Strömungsgeschwindigkeiten bei einer Vorbeifahrt in einem stationären Messsystem mit Hitzdraht-Anemometrie (HDA) und High-Speed Particle Image Velocimetry (HSPIV) gemessen. Die Geometrien der Zugmodelle entsprachen einem Doppelstockwagen (Dosto), einem Intercity-Express 3 (ICE 3) und einem generischen Zugmodell (GZM). Im Rahmen dieser Arbeit wurden die Ergebnisse der vier Messkampagnen dargestellt und der Einfluss von Wirbelgeneratoren aus dem Vergleich einer glatten

Referenzkonfiguration (CLN) und einer Konfiguration mit Wirbelgeneratoren (RGH) qualitativ und quantitativ bestimmt. Zusätzlich wurden Messreihen am generischen Zugmodell durchgeführt, um die Grenzschichtentwicklung in verschiedenen Höhen am Modell zu analysieren und den Einfluss eines Wagenübergangs als zusätzliche Rauigkeit in der Modellgeometrie zu bewerten. In diesem Zusammenhang wurde eine Machbarkeitsstudie durchgeführt, um zu zeigen, dass anhand der Feldmessdaten eines HSPIV-Messsystems die grundlegende Entwicklung der Grenzschichtstruktur am Modell bestimmt und die Topologie der Strömungsstrukturen im Nachlauf sowie die charakteristische Dynamik analysiert werden kann. Diese Forschungsarbeit liefert wichtige Ergebnisse für die Durchführbarkeit von Modellexperimenten zur Bewertung der aerodynamischen Wirkung von Hochgeschwindigkeitszügen an der TSG. Insbesondere wurde die Arbeitshypothese von Sima *et al.* (2016) bestätigt und der Zusammenhang zwischen der dominanten Dynamik in der Nachlaufströmung und der Bewertung der maximal induzierten Strömungsgeschwindigkeit gemäß TSI dargestellt. In Anlehnung an das messtechnischen Nebenziel (NZ) und die Teilziele (TZ1-TZ3) dieser Forschungsarbeit sind die wichtigsten Ergebnisse im Folgenden kurz zusammengefasst:

NZ: Einsetzbarkeit von High-Speed Particle Image Velocimetry (HSPIV) zur Analyse der Grenzschicht und Nachlaufströmung an bewegten Zugmodellen an der Tunnelsimulationsanlage Göttingen

- ① Etablierung von HSPIV zur Grenzschicht- und Nachlaufanalyse von bewegten Zugmodellen an der TSG
- ② Vergleichbarkeit von HDA- und HSPIV-Daten mit Bezug zur Richtcharakteristik von HDA-Eindrahtsonden
- ③ Einfluss der Richtcharakteristik von Eindrahtsonden auf die Bewertung der maximalen Strömungsgeschwindigkeit

TZ1: Skalierung der Grenzschichtströmung mit Wirbelgeneratoren durch zusätzliche Rauigkeiten am Zugmodell

- ① Qualitativer und quantitativer Einfluss von Wirbelgeneratoren auf die Grenzschichtentwicklung
- ② Stabilisierung der Grenzschicht entlang des Zugmodells trotz Störung der Wirbelgeneratoren am Modellkopf
- ③ Qualitative Darstellung der dreidimensionalen Grenzschichtstruktur und Hinweis auf Bildung eines Hufeisenwirbels

TZ2: Zusammenhang zwischen der grundlegenden Dynamik in der Nachlaufströmung und den maximal induzierten Strömungsgeschwindigkeit gemäß TSI

- ① Statistischer Zusammenhang zwischen der mäandernden Nachlaufstruktur und den Maximalwerten gemäß TSI

- ② Vergleichbare, grundlegende Dynamik im Nachlauf nach Anwendung des gleitenden Mittelwertfilters

TZ3: Einfluss der Wirbelgeneratoren auf die Topologie und Dynamik von dominanten Moden in der Nachlaufströmung

- ① Statistischer Effekt der Wirbelgeneratoren auf die TSI-Parameter
- ② Reduzierung des hochdimensionalen Systems in der Nachlaufströmung unabhängiger Vorbeifahrten auf 21 DMD-Moden
- ③ Beschreibung der dominanten Dynamik durch die Abklingrate und Stärke der dominanten Moden bzw. Modenpaare
- ④ Abschätzung der Strouhalzahl aus der Dynamik des ersten höheren, dominanten Modenpaars
- ⑤ Bestätigung der Hypothese von Sima *et al.* (2016), dass Wirbelgeneratoren keine neue, dominante Dynamik erzeugen
- ⑥ Statistischer Zusammenhang zwischen der dominanten Dynamik und den TSI-Parametern

9.1 MODELLEXPERIMENTE MIT HDA UND HSPIV AN DER TSG

Im Rahmen dieser Forschungsarbeit wurde High-Speed Particle Image Velocimetry (HSPIV) für Grenzschicht- und Nachlaufmessungen bei der Vorbeifahrt von bewegten Zugmodellen an der Tunnelsimulationsanlage Göttingen (TSG) etabliert. Im Vergleich zu Hitzdraht-Anemometrie (HDA) und der Messung des Betrags der Strömungsgeschwindigkeit mit Eindrahtsonden (Sima *et al.*, 2016) ermöglichte die HSPIV-Messtechnik eine Messung der Strömungsfelder in zwei Komponenten in zwei Dimensionen (2D2C) parallel zum flachen Boden für die Analyse der Strukturen und Dynamiken in der Modellumströmung. Im HSPIV-Messaufbau wurde eine bzw. zwei Hochgeschwindigkeitskameras verwendet, um mit einer Abtastrate von 1 kHz die Grenzschichtentwicklung am Modell und die instationäre Nachlaufentwicklung zu erfassen. Des Weiteren wurden erweiterte Methoden zur Datenaufbereitung vorgestellt, um die Synchronisation der Messfahrten, die dynamische Maskierung des Modells in den Kamerabildern und die Verknüpfung beider Kameraperspektiven zu ermöglichen. Die Synchronisation der Messfahrten war notwendig, da die angestrebte Modellgeschwindigkeit von 32 m/s zwischen den Messfahrten um ± 0.5 m/s variiert. Dabei liegen die Geschwindigkeitsunterschiede zwischen den Einzelfahrten unter der von der Norm vorgeschriebenen Abweichung von $\pm 3\%$ der Zuggeschwindigkeit. Im Rahmen der Synchronisierung wurden die Messdaten des HDA- und HSPIV-Messsystems für statistische Analysen in das räumliche Modellkoordinatensystem übertragen, um die gemessenen Strömungsgeschwindigkeiten an verschiedenen Messpositionen im Messbereich

relativ zu der Position des Modells vergleichen zu können. Die Gegenüberstellung von zwei separaten Messreihen mit unterschiedlicher räumlicher Auflösung des Messbereichs (CLN68 und CLN68Z) hat gezeigt, dass die Größe der Messbereiche und die räumliche Auflösung von 2 mm ausreichend ist, um die Grenzschichtprofile am Modell hinreichend genau zu erfassen. Des Weiteren haben die Ergebnisse der Feldmessdaten im Nachlauf gezeigt, dass durch die dynamische Maskierung des Modells und die Verknüpfung der Kameraperspektiven eine Untersuchung der Nachlaufströmung über der gesamten Breite des Gleisbereichs direkt hinter dem Modellheck möglich ist.

Um einen Vergleich zwischen dem HDA- und HSPIV-Messsystem zu ermöglichen, wurde in separaten Messreihen am Dosto der Betrag der induzierten Strömungsgeschwindigkeit an den spezifischen Messpositionen der TSI mit HDA-Eindrahtsonden und HSPIV gemessen. Eine simultane Messung mit HDA und HSPIV war aus messtechnischen Gründen nicht möglich. Der statistische Vergleich der mittleren, gemessenen Strömungsgeschwindigkeiten und insbesondere der Maximalwerte an den Messpositionen gemäß TSI zeigte eine gute Übereinstimmung zwischen den Messsystemen. Mit diesem Vergleich wurde gezeigt, dass die niedrigere Abtastrate des HSPIV-Messsystems von 1 kHz im Vergleich zu der hohen Abtastrate des HSPIV-Messsystems von 50 kHz ausreichend ist, um die Dynamik der induzierten Luftströmungen hinreichend genau zu erfassen (NZ, ①).

In einer Voruntersuchung zur Richtcharakteristik von Eindrahtsonden unter Variation des von der Kalibrierung abweichenden Anströmungswinkels wurde festgestellt, dass der Messwert abhängig von der Variation des Strömungswinkels bei einer Vorbeifahrt deutlich überschätzt werden kann (Buhr, 2015). Im Rahmen dieser Forschungsarbeit wurde eine detaillierte Untersuchung der Richtcharakteristik verschiedener Eindrahtsonden unterschiedlicher Hersteller unter optimierten Messbedingungen durchgeführt, um die spezifische Richtcharakteristik bei Variation des Gier- und Nickwinkels relativ zur Anströmung darzustellen. Basierend auf diesen messtechnischen Untersuchungen wurde in einem erweiterten Vergleich der Messsysteme der effektive Einfluss der Richtcharakteristik bei transienten Messungen an der TSG, insbesondere auf die Bestimmung der TSI-relevanten Maximalwerte, statistisch untersucht. Dazu wurden die Wahrscheinlichkeitsverteilungen für die Strömungsrichtung zum Zeitpunkt der maximalen Strömungsgeschwindigkeit aus den Feldmessdaten der HSPIV-Messreihen am Dosto extrahiert und der systematische Messfehler der HDA-Eindrahtsonden in den vergleichbaren Messreihen im Bezug auf die Richtcharakteristik statistisch bestimmt. Gleichzeitig wurden die 2D2C-Informationen der HSPIV-Messreihen verwendet, um eine vergleichbare Richtcharakteristik in den HSPIV-Daten zu simulieren und synthetische Daten einer HDA-Messung zu erzeugen. Der erweiterte Vergleich zwischen den HDA-, HSPIV- und synthetischen HDA-Daten hat gezeigt, dass die

Messdaten beider Messsysteme mit Bezug zur Richtcharakteristik eine noch bessere Übereinstimmung liefern (NZ, ②). Insgesamt hat die Richtcharakteristik der HDA-Eindrahtsonden den größten Effekt im Bereich der Kopfwelle am Modell, da hier die größten Strömungswinkel an den Messpositionen auftreten. Die statistische Analyse des Messfehlers hat ergeben, dass der systematische Fehler nur 3 % der gemessenen Maximalwerte beträgt (NZ, ③). Gemäß Vorgaben der TSI-Norm darf die maximale Unschärfe bei der Erfassung der Maximalwerte allerdings nicht größer als 1 % sein. Aus diesem Grund wäre die Verwendung von HDA-Eindrahtsonden in dem verwendeten Messaufbau für die Durchführung eines Konformitätsnachweises gemäß DIN EN 14067-4:2019-06 (2019) nicht zulässig. Es ist zu beachten, dass die Richtcharakteristik der HDA-Eindrahtsonden bei den statistisch zu erwartenden Strömungswinkeln zum Zeitpunkt der maximalen Geschwindigkeit im Nachlauf immer zu einer Überschätzung des Messwerts führt. Folglich wird die aerodynamische Wirkung eines HGZ im Mittel etwas überschätzt, so dass die Richtcharakteristik in der Bewertung der Maximalwerte gemäß TSI keine sicherheitsrelevante Unsicherheit darstellt.

Zusammenfassend konnte durch den statistischen Vergleich der Messergebnisse des HDA- und HSPIV-Messsystems eine gute Übereinstimmung und Einsetzbarkeit beider Messsysteme für die Untersuchung der induzierten Strömungsgeschwindigkeit gezeigt werden. Der systematische Messfehler von HDA-Eindrahtsonden konnte statistisch anhand der 2D-Feldmessdaten aus den HSPIV-Messreihen quantifiziert und durch die Simulation synthetischer HDA-Daten qualitativ dargestellt werden. Da eine Messung mit HDA im Vergleich zu HSPIV wesentlich zeiteffizienter durchgeführt werden kann, wird für zukünftige Messungen empfohlen, die Einsetzbarkeit von Zweidrahtsonden, so genannten *split-fibre probes*, zu überprüfen, die laut Herstellerangaben für eine Erfassung der Strömungsgeschwindigkeit in zwei Komponenten und einem Winkelbereich von $\pm 90^\circ$ geeignet sind.

9.2 GRENZSCHICHTBEEINFLUSSUNG MIT WIRBELGENERATOREN

Die Grenzschichtanalyse wurde auf Basis der 2D-Feldmessdaten der HSPIV-Messreihen am ICE 3 und GZM durchgeführt. In den Messreihen mit dem ICE 3 wurde der Einfluss unterschiedlicher Wirbelgenerator-konfigurationen auf die induzierte Strömung in einer Messebene auf der TSI-Messhöhe in 8 mm über Schienenoberkante (TOR) untersucht. Mit dem GZM wurden zwei Messkampagnen durchgeführt, um in einem Messaufbau mit einer Kamera die Grenzschichtentwicklung in den unterschiedlichen Messhöhen TOR8, TOR28, TOR48, TOR68 zu analysieren und in einem Messaufbau mit zwei Kameras die gesamte Breite der Nachlaufströmung hinter dem Modell zu erfassen. Anhand der Feldmessdaten aus der Messkampagne am ICE 3 und der ersten

Messkampagne am GZM wurden die Grenzschichtprofile entlang der Modelle mit einer räumlichen Auflösung von 2 mm bestimmt. Da mit dem HSPIV-Messsystem die Strömungsgeschwindigkeit im wandnahen Bereich nur bis zu einem gewissen Wandabstand gemessen werden konnte, wurde eine Methode eingeführt, um den wandnahen Bereich am Modell mit Annahme der Haftbedingung an der Wand zu interpolieren. Auf diese Weise konnte die vollständige Entwicklung der Grenzschicht am Modell dargestellt werden. Anhand einer Visualisierung der mittleren Grenzschichtprofile konnten die Annahmen an die charakteristische Umströmung eines HGZ (Baker, 2014a; Bell *et al.*, 2014a, 2015) qualitativ bestätigt werden (TZ1, ①). Im Bereich des Modellkopfs wurde eine gleichmäßige Kopfwelle beobachtet, die potentialtheoretisch an einem vergleichbaren, stumpfen Körper zu erwarten wäre. Insbesondere tritt im Bereich des Modellkopfs aus Sicht des stationären Betrachters eine Rückströmung entgegen der Fahrtrichtung auf, die ebenfalls auf eine Ähnlichkeit zur Potentialströmung hinweist. Die Entwicklung der Grenzschichtprofile zeigte eine stetig wachsende Grenzschicht bis zur Mitte des Endwagens. Bereits eine halbe Wagenlänge vor dem Heck hat sich ein stromaufwärts wirkender Effekt des Modellhecks angedeutet.

In der quantitativen Analyse der Grenzschichtparameter, der Grenzschichtdicke δ_{99} , der Verdrängungsdicke δ_1 und der Impulsverlustdicke δ_2 , konnte die qualitativen Beobachtungen bestätigt und der Einfluss von Wirbelgeneratoren aus dem Vergleich der Referenzkonfiguration (CLN) und der Konfiguration mit Wirbelgeneratoren (RGH) quantifiziert werden. Die Analyse der Grenzschichtparameter δ_{99} , δ_1 und δ_2 aus den Messreihen am ICE 3 und GZM hat ergeben, dass die integralen Grenzschichtparameter δ_1 und δ_2 besser für die Beschreibung der gesamten Grenzschichtströmung geeignet sind als das Kriterium der Grenzschichtdicke δ_{99} . Der quantitative Vergleich zwischen den Messkonfigurationen CLN und RGH hat ergeben, dass durch den Einsatz von Wirbelgeneratoren eine signifikante Erhöhung von δ_1 und δ_2 im Bereich des Endwagens erreicht werden konnte (TZ1, ①). Dieses Ergebnis bestätigt den ersten Teil der Arbeitshypothese von Sima *et al.* (2016), dass die Wirbelgeneratoren am Modellkopf eine Vergrößerung der Grenzschichtströmung am Modellheck bewirken. Aus dem Vergleich der drei unterschiedlichen Varianten für die vier Wirbelgeneratorelemente am ICE 3 und dem einzelnen Wirbelgeneratorelement am GZM geht hervor, dass die Anzahl und Form der Rauigkeiten für die Erhöhung der Verdrängungs- und Impulsverlustdicke entscheidend sind. Während bei der Verwendung des einzelnen Wirbelgenerators am GZM nur eine Erhöhung von 8 % für δ_1 erreicht wurde, konnte mit den vier Wirbelgeneratorelementen und unterschiedlichen Ausprägung der Rauigkeiten am ICE 3 eine Steigerung von ca. 90 % bis 160 % für δ_1 erreicht werden.

Das wichtigste Ergebnis hat die Analyse des Formfaktors H_{12} aus dem Verhältnis der Verdrängungs- und Impulsverlustdicke gezeigt. In allen Messkonfigurationen, ohne und mit Wirbelgeneratoren, konnte ein ähnliches, asymptotisches Verhalten des Formfaktors festgestellt werden. Obwohl die Wirbelgeneratoren im Bereich des Modellkopfs zu einer signifikanten Störung in der Grenzschichtströmung führen, stabilisiert sich die Form der Grenzschicht bzw. der Grenzschichtprofile entlang des Mittel- und Endwagens (TZ1, ②). Diese Stabilisierung konnte bei allen Messreihen des ICE 3 und des GZM beobachtet werden. Zudem ist es interessant, dass der Formfaktor H_{12} in den Messreihen auf TOR8 am ICE 3 und am GZM einen Wert von $H_{12} = 1.4$, ähnlich des theoretischen Formfaktors einer turbulenten Grenzschicht über einer ebenen Platte, annimmt. Diese Beobachtung motivierte die Idee die Grenzschichtentwicklung am Modell mit der Entwicklung einer turbulenten Plattenströmung zu vergleichen. Mit Verwendung der Näherungsformeln von Schlichting und Gersten (2006) wurde eine Methode vorgestellt, um die simulierte Modelllänge aus der Erhöhung von δ_1 grob abzuschätzen. Das Ergebnis dieser Abschätzung hat ergeben, dass durch die Grenzschichtbeeinflussung mit Wirbelgeneratoren im Fall des ICE 3 eine zwei- bis dreifache Modelllänge abhängig von der Konfiguration der Wirbelgeneratoren bzw. der Größe der Rauigkeiten simuliert werden konnte. In der Betrachtung einer näherungsweise Ähnlichkeit zur Plattenströmung, entspricht die simulierte Modelllänge in der Konfiguration RGH08v2 ungefähr der Modelllänge, bei der ein ähnliches Verhältnis aus Verdrängungsdicke und Wagenbreite wie im Originalmaßstab zu erwarten ist. Dabei ist erwähnenswert, dass Sima *et al.* (2016) mit einer ähnlichen Wirbelgeneratorkonfiguration am Dosto eine gute Übereinstimmung zwischen den TSI-Werten im Modellexperiment und Feldversuch erreichen konnte.

Um eine qualitative Analyse der mittleren, dreidimensionalen Grenzschichtentwicklung durchzuführen, wurden die Ergebnisse der Messreihen in den unterschiedlichen Messhöhen TOR8, TOR28, TOR48, TOR68 am GZM verglichen und in einer dreidimensionalen Visualisierung miteinander verknüpft. Aus der separaten Betrachtung der Geschwindigkeitskomponenten v_x und v_y auf den verschiedenen Messhöhen wurde die Hypothese aufgestellt, dass sich in der Grenzschicht entlang des Modells eine charakteristische, großskalige Wirbelstruktur ausbildet. Während die Geschwindigkeitskomponente v_y in Bodennähe auf Messhöhe TOR8 im Mittel von der Wand nach außen gerichtet ist, bewegt sich die Strömung in der Grenzschicht auf der mittleren Messebenen TOR28 auf die Modellwand zu. Im Bereich des Endwagens ist v_y auf der Messhöhe TOR48 ebenfalls leicht in Richtung Modellwand gerichtet. Diese Beobachtungen deuten auf die Bildung einer großskaligen, longitudinalen Wirbelstruktur in der Grenzschicht hin. Da sich bereits nach 10 % der Modelllänge, kurz nach der Modellnase (ca. 21 mm), eine Vermischung in der Grenzschicht gezeigt werden

konnte, wurde die Hypothese aufgestellt, dass sich im Bereich des Modellkopfs ein Hufeisenwirbel ausbilden könnte, der sich, vergleichbar mit der Wirbelentwicklung bei der Umströmung eines stumpfen Körpers auf einem flachen Boden (Muld, 2012; Yincan, 2017), um den Modellkopf auf beiden Seiten des Modells ausbreitet (TZ1, ③). Diese Hypothese wurde in der Visualisierung der mittleren, dreidimensionalen Grenzschichtstruktur durch Interpolation der Isolinien auf den vier Messebenen bekräftigt. Die qualitative Analyse der Höhenliniendiagramme in vertikalen Schnitten in der (y, z) -Ebene hat gezeigt, dass sich in Bodennähe bereits sehr früh eine größere Grenzschichtstruktur entwickelt als in den oberen Messhöhen. Allerdings spielen in dieser Messhöhe die Reibungseffekte mit dem flachen Boden und die Unterbodenströmung ebenfalls eine große Rolle. Diese Beobachtungen bieten eine interessante Grundlage für weitere experimentelle Untersuchungen, um zu klären, ob sich ein charakteristischer Hufeisenwirbel ausbildet oder ein anderer Strömungseffekt in der dreidimensionalen Grenzschichtentwicklung dominiert.

Zusammenfassend konnte in der Grenzschichtanalyse am ICE 3 und GZM der qualitative und quantitative Einfluss von Wirbelgeneratoren auf die Grenzschichtentwicklung dargestellt werden. Insbesondere die Größe der Rauigkeit im unteren, bodennahen Bereich ist ein entscheidender Parameter für die Erhöhung der Verdrängungs- und Impulsverlustdicke auf der TSI-Messhöhe. Es konnte gezeigt werden, dass die Grenzschicht, trotz signifikanter Störung durch die Wirbelgeneratoren am Modellkopf, entlang des Modells wieder einen stabilen Zustand einnimmt. Diese Ergebnisse bestätigen die Arbeitshypothese von Sima *et al.* (2016) zur Beeinflussung der Grenzschicht mit zusätzlichen Rauigkeiten am Modell. Gleichzeitig wurde eine charakteristische, dreidimensionale Struktur in der Grenzschicht gefunden, die mit den Studien zur Grenzschichtentwicklung von Heine *et al.* (2013) korrespondiert.

9.3 GRUNDLEGENDE DYNAMIK IN DER NACHLAUFSTRÖMUNG

Im ersten Teil der Nachlaufanalyse wurden die Feldmessdaten aus der ersten HSPIV-Messreihe mit zwei Kameras verwendet, um die grundlegende Dynamik in der Nachlaufströmung für den Referenzfall der glatten Referenzkonfiguration CLNo8 des GZM zu visualisieren und statistisch zu analysieren. In der Visualisierung der Geschwindigkeitskomponenten v_x und v_y aus einer Einzelfahrt konnten erste Hinweise auf eine mäandernde Nachlaufstruktur gefunden werden, die qualitativ mit den Ergebnissen aus den experimentellen Untersuchungen von Bell *et al.* (2016a) und den numerischen Simulationen von Yao *et al.* (2013), Xia *et al.* (2017), Wang *et al.* (2018b) und Xia *et al.* (2018) korrespondieren. Aus den Ergebnissen einer bedingten Messdatenanalyse der maximal induzierten Strömungsgeschwindigkeit an einer

Messposition gemäß TSI wurde die Hypothese aufgestellt, dass ein Zusammenhang zwischen der mäandernden Nachlaufstruktur und dem Auftreten der maximal induzierten Strömungsgeschwindigkeit an einer Messposition gemäß TSI besteht. Diese Hypothese wurde bekräftigt durch den Vergleich der instantanen Strömungszustände des Nachlaufs zum Zeitpunkt der maximal gemessenen Strömungsgeschwindigkeit. Des Weiteren hat die bedingte Messdatenanalyse ergeben, dass die Maximalwerte mit größerem Abstand zum Modell abnehmen, aber statistisch mindestens $0.2u_{\text{mod}}$, das heißt 20 % der Modellgeschwindigkeit, betragen. Zudem hat die Gegenüberstellung der maximalen Strömungsgeschwindigkeit gemessen an einer TSI-Messposition und der gegenüberliegenden Messposition auf der anderen Gleisseite ergeben, dass die Geschwindigkeit im Maximum im Mittel 50 % höher ist. In der Korrelation konnten drei charakteristische Häufungen von Zuständen identifiziert werden, die andeuten, dass der Zustand des Nachlaufs in den meisten Fällen unsymmetrisch ist, wenn ein Maximalwert an einer TSI-Messposition gemessen wurde.

Um diesen Zusammenhang mit einer relativ einfachen Methode darzustellen, wurde die laterale Position der Nachlaufströmung zur Beschreibung der Schwerpunktbewegung des Geschwindigkeitsprofils in y -Richtung eingeführt. Mit diesem Maß konnte die langwellige Oszillation im Nachlauf dargestellt und ein Zusammenhang zwischen der Oszillationsbewegung zu einer Gleisseite und der Messung einer maximalen Strömungsgeschwindigkeit hergestellt werden (TZ2, ①). Um den Effekt des von der TSI geforderten, gleitenden Mittelwertfilters auf die grundlegende Dynamik des Nachlaufs zu untersuchen, wurde die vorgeschriebene Filterzeit von 1 s im Originalmaßstab in eine äquivalente Filterzeit von 0.08 s für das Modellexperiment umgerechnet. Diese Umrechnung basiert auf der Annahme, dass bei einer gleichen normierten Filterzeit im Original- und Modellmaßstab eine vergleichbare Glättung der Nachlaufstrukturen erreicht wird. Der Effekt des gleitenden Mittelwertfilters auf die grundlegende Dynamik im Nachlauf konnte durch die Darstellung der lateralen Nachlaufposition anschaulich dargestellt werden. Durch den statistischen Zusammenhang zwischen den maximal gemessenen Strömungsgeschwindigkeiten und der lateralen Nachlaufposition zu diesem Zeitpunkt wurde gezeigt, dass die grundlegende Oszillationsbewegung des Nachlaufs, vor und nach der Glättung durch den gleitenden Mittelwertfilter, mit dem Auftreten eines Maximalwerts an einer TSI-Messposition auf der rechten oder linken Gleisseite zusammenhängt (TZ2, ②).

Zusammenfassend konnte im ersten Teil der Nachlaufanalyse die grundlegende, mäandernde Bewegung und die hohe Dynamik in der Nachlaufströmung anschaulich dargestellt werden. In einer statistischen Analyse konnte ein Zusammenhang zu dem Auftreten der maximalen Strömungsgeschwindigkeit an einer TSI-Messposition hergestellt werden. Des Weiteren wurde gezeigt, dass auch nach Anwen-

dung des gleitenden Mittelwertfilters die grundlegende, mäandernde Dynamik erhalten bleibt. Allerdings ist die Reduzierung der Nachlaufdynamik auf einen einzelnen Wert wie den Schwerpunkt oder die maximale Strömungsgeschwindigkeit nicht geeignet, um den Einfluss von Wirbelgeneratoren im Hinblick auf die Topologie und dominante Dynamik zu beschreiben. Aus diesem Grund wurde eine komplexere Analysemethode, die Dynamic Mode Decomposition (DMD), verwendet, um aus der zeitlichen Entwicklung der 2D-Strömungsfelder aller Messfahrten einer Konfigurationen die Struktur und Dynamik der dominanten Moden zu bestimmen und zwischen den Messkonfigurationen zu vergleichen.

9.4 EINFLUSS DER WIRBELGENERATOREN AUF DEN NACHLAUF

Im zweiten Teil der Nachlaufanalyse wurde der Einfluss von Wirbelgeneratoren auf die Struktur und Dynamik der Nachlaufströmung untersucht. Analog zu Sima *et al.* (2016) wurde zunächst die Effektivität der Wirbelgeneratoren im Bezug auf die Skalierung der maximal induzierten Strömungsgeschwindigkeit an der TSI-Messposition statistisch durch Berechnung der TSI-Parameter \bar{U} , σ und $U_{2\sigma}$ nach den Vorgaben der Norm DIN EN 14067-4:2019-06 (2019) quantifiziert. Die statistische Analyse wurde mit den 2D-Feldmessdaten der HSPIV-Messreihen am ICE 3 mit den Messkonfigurationen CLN08, RGH08v1, RGH08v2, RGH08v3 und den Messreihen am GZM mit den Messkonfigurationen CLN08, RGH08, GAP08 durchgeführt. Der Vergleich der Wahrscheinlichkeitsverteilungen für die Maximalwerte \hat{v} zwischen der glatten Referenzkonfiguration CLN08 und einer Konfiguration mit Wirbelgenerator RGH08(v1-3) hat im Bezug auf die Studien von Sima *et al.* (2016) am Dosto gezeigt, dass die statistische Verteilung der gemessenen Maximalwerte durch den Einsatz eines Wirbelgenerators auch im Fall des ICE 3 und GZM zu höheren Geschwindigkeiten verschoben wurde. Trotz der unterschiedlichen Heckform des ICE 3 und GZM und der daraus resultierenden, dominanten Wirbelablösung am Heck, konnte eine ähnliche Wirkung der Wirbelgeneratoren auf die Maximalwerte der Geschwindigkeit an den TSI-Messpositionen festgestellt werden. Im Hinblick auf die TSI-Parameter wurde in allen Konfigurationen mit Wirbelgeneratoren RGH der Mittelwert \bar{U} der maximal gemessenen Strömungsgeschwindigkeiten gegenüber den Referenzkonfigurationen CLN erhöht. Im Fall der Standardabweichung σ konnte kein einheitliches Verhalten für den Einfluss unterschiedlicher Wirbelgenerator Konfigurationen festgestellt werden. Trotz der zweifachen Gewichtung der Standardabweichung bei der Berechnung des TSI-Parameters $U_{2\sigma}$, konnte der Einfluss von Wirbelgeneratoren primär auf die Erhöhung von \bar{U} zurückgeführt werden (TZ3, ①). Analog zu der Erhöhung der Verdrängungsdicke δ_1 in der Grenzschicht, konnte mit dem Einsatz von Wirbelgeneratoren eine Erhöhung des TSI-

Parameters $U_{2\sigma}$ von 12 % bis 23 % bei den Konfigurationen **RGH08v1-3** des **ICE 3** mit vier Wirbelgeneratoren und 5 % bei der Konfiguration **RGH08** des **GZM** mit einem Wirbelgenerator erreicht werden. Nach Anwendung des gleitenden Mittelwertfilters gemäß **TSI** wurde für $U_{2\sigma}$ eine Erhöhung von 20 % bis 25 % bei den Konfigurationen **RGH08v1-3** des **ICE 3** und 8 % bei der Konfiguration **RGH08** des **GZM** berechnet. Der Vergleich zwischen der Konfiguration **GAP08** mit Wagenübergang und der Referenzkonfiguration **CLN08** hat keine signifikante Änderung der **TSI**-Parameter ergeben. Aufbauend auf dem statistischen Ergebnis zum Effekt der Wirbelgeneratoren auf die **TSI**-Parameter, wurde in der primären Analyse der Nachlaufströmung eine Dynamic Mode Decomposition (**DMD**) angewandt, um einen Zusammenhang zwischen der dominanten Dynamik, dem Effekt der Wirbelgeneratoren und den maximal induzierten Strömungsgeschwindigkeiten herzustellen.

Die **DMD**-Analyse wurde auf Basis der zeitlichen Sequenzen aus 2D-Strömungsfeldern jeder Messfahrt der drei **HSPIV**-Messreihen mit zwei Kameras am **GZM** in den Messkonfigurationen **CLN08**, **RGH08** und **GAP08** durchgeführt. Dabei konnte die methodische Stärke der **DMD**, die instationäre, zeitlich abklingende Nachlaufströmung aus unabhängigen Vorbeifahrten an einem stationären Messsystem abbilden zu können, optimal eingesetzt werden (Schmid und Sesterhenn, 2008; Kutz *et al.*, 2016). Mit Hilfe der **DMD** war es möglich, die gemeinsame Charakteristik der dominanten Strukturen und Dynamik aus der zeitlichen Entwicklung der gemessenen Nachlaufzustände in allen 30 Messfahrten einer Konfiguration gleichzeitig zu extrahieren. Mit dem Hintergrund der Reduzierung des hochdimensionalen Systems und der Minimierung von störenden Einflüssen wie Messrauschen in der Modenzerlegung (Gavish und Donoho, 2014; Kutz *et al.*, 2016), wurde eine Parameterstudie durchgeführt, um die Abhängigkeit des Rekonstruktionsfehlers von der Kürzung auf eine reduzierte Anzahl an **DMD**-Moden zu untersuchen. Es konnte gezeigt werden, dass mit einer Reduzierung auf 21 **DMD**-Moden, bzw. die Grundmode und 10 harmonische **DMD**-Modenpaare, eine Rekonstruktion der Nachlaufströmung aus allen 30 Messfahrten mit einem mittleren Rekonstruktionsfehler kleiner als 10 % möglich ist. Der qualitative Vergleich zwischen den gemessenen und rekonstruierten Strömungsfeldern hat gezeigt, dass die Strukturen, insbesondere zum Zeitpunkt der maximalen Strömungsgeschwindigkeit an einer **TSI**-Messposition, hinreichend genau abgebildet wurden. Der quantitative Vergleich zwischen den gemessenen und rekonstruierten, maximalen Strömungsgeschwindigkeiten an den **TSI**-Messpositionen hat gezeigt, dass der Rekonstruktionsfehler im Bezug auf die Maximalwerte \hat{v} nur 6 % beträgt. Basierend auf diesen Ergebnissen wurde angenommen, dass der Kürzungsparameter $R = 21$ eine gute Wahl ist, um die dominante Dynamik und Nachlaufstruktur mit den Moden der **DMD** darzustellen (TZ3, ②).

In der Analyse der **DMD**-Modenspektren, im Bezug auf die Dämpfungskonstanten und Amplituden, konnte gezeigt werden, dass nur fünf der 21 extrahierten **DMD**-Moden die Dynamik in der Nachlaufströmung dominieren (TZ₃, ③). Da sich bei der **DMD**, aufgrund der komplex-konjugierten Eigenwerte der linearen Abbildungsmatrix, harmonische Modenpaare ergeben, wurden diese fünf **DMD**-Moden als Grundmode $\tilde{m} = 0$ und ersten beiden, höheren Modenpaare $\tilde{m} = 1, 2$ bezeichnet. Dabei beschreibt die Grundmode $\tilde{m} = 0$ mit der Modenfrequenz $f_0 = 0$ Hz und einer Dämpfungskonstante $\sigma_0 < 0$ die abklingende, mittlere Grundströmung im Nachlauf. Im Fall der Referenzkonfiguration **CLNo8** liegen die Modenfrequenzen der ersten, höheren Modenpaare $\tilde{m} = 1, 2$ bei $f_{1,2} = \pm 7.4$ Hz und $f_{3,4} = \pm 15.1$ Hz mit einer Dämpfungskonstante $\sigma_k < 0$. Im Vergleich der Modenstrukturen der extrahierten **DMD**-Moden wurde gezeigt, dass das Modenpaar $\tilde{m} = 1$ in allen 30 Messfahrten der Referenzkonfiguration **CLNo8** eine großskalige Modenstruktur besitzt und die Modenstrukturen der höheren Modenpaare $\tilde{m} \geq 2$ mit steigender Ordnung zerklüftetere, kleinskaligere Strukturen darstellen. Mit Bezug zu den Ergebnissen zur Dynamik des Schwerpunkts bzw. der lateralen Position der Nachlaufströmung, wurde die Hypothese aufgestellt, dass die Dynamik und Modenstruktur des ersten Modenpaares $\tilde{m} = 1$ die dominante, großskalige Oszillation in der Nachlaufströmung repräsentiert.

Basierend auf dieser Hypothese wurde eine Methode beschrieben, um die Strouhalzahl Sr im bewegten Bezugssystem des Modells näherungsweise zu bestimmen. Mit der Information der mittleren Geschwindigkeiten der mitgeschleppten, großskaligen Strömungsstrukturen im Nachlauf wurde die Frequenzverschiebung zwischen der Modenfrequenz f_1 im stationären Bezugssystem und der entsprechenden Wirbelablösefrequenz f_w im bewegten Modellbezugssystem abgeschätzt. Nach dieser Methode wurde für die Referenzkonfiguration **CLNo8** eine Wirbelablösefrequenz von $f_w = 30$ Hz und eine Strouhalzahl von $Sr = 0.112$ bestimmt (TZ₃, ④). Obwohl diese Methode auf einer einfachen Abschätzung der Frequenzverschiebung zwischen den Bezugssystemen beruht, konnte eine sehr gute Übereinstimmung mit der bestehenden Literatur dargestellt werden. In den numerischen Simulationen von Xia *et al.* (2017) wurde mit Berücksichtigung einer realistischen Bewegung zwischen Zug und Boden aus dem Leistungsspektrum im Nachlauf eine Strouhalzahl von $Sr = 0.118$ bestimmt. Baker (2010) hat in experimentellen Untersuchungen im Originalmaßstab die Strouhalzahl mit $Sr = 0.11$ angegeben. Gleichzeitig zeigt der Vergleich zu Untersuchungen ohne bewegten Boden, dass die Strouhalzahl ohne ein bewegtes Modell signifikant größer ist. Bell *et al.* (2016b) hat in Windkanalexperimenten eine Strouhalzahl von $Sr = 0.2$ bestimmt. Die numerischen Simulationen in (Xia *et al.*, 2017) und experimentellen Untersuchungen in Xia *et al.* (2018) ohne realistische Bewegung zwischen Modell und Boden ergaben eine Strouhalzahl

von $Sr = 0.196$ bzw. $Sr = 0.18$. Die gute Übereinstimmung der abgeschätzten Strouhalzahl von $Sr = 0.112$ mit der Literatur bekräftigt die Hypothese, dass das erste dominante Modenpaar $\tilde{m} = 1$ die entscheidende Dynamik der großskaligen Nachlaufströmung repräsentiert.

Der Vergleich zwischen den DMD-Ergebnissen der Messkonfigurationen CLNo8, RGHo8 und GAPo8 hat gezeigt, dass sich die Modenfrequenzen und Abklingraten der dominanten Moden bzw. der Grundmode $\tilde{m} = 0$ sowie des ersten und zweiten Modenpaares $\tilde{m} = 1, 2$ durch den Einsatz von Wirbelgeneratoren nicht signifikant ändern. Dieses Ergebnis führt zu der entscheidenden Schlussfolgerung, dass sich durch die Wirbelgeneratoren die dominante Dynamik in der Nachlaufströmung nicht geändert hat (TZ3, ⑤). Damit konnte der zweite Teil der Arbeitshypothese von Sima *et al.* (2016) bestätigt werden, dass durch die Wirbelgeneratoren und die Beeinflussung der Grenzschicht keine neue, dominante Dynamik in der Nachlaufströmung erzeugt wurde. Im Vergleich der Amplitudenspektren konnte dargestellt werden, dass sich die Wirbelgeneratoren primär auf die Stärke der dominanten Moden bzw. Modenpaare in der Nachlaufströmung auswirken.

Im letzten Schritt der DMD-Analyse wurde der Zusammenhang zwischen den dominanten Moden bzw. Modenpaaren und der statistischen Verteilung der rekonstruierten, maximalen Strömungsgeschwindigkeit an einer TSI-Messposition untersucht. In einem Vergleich der zeitlichen Entwicklung der DMD-Moden und der rekonstruierten Strömungsgeschwindigkeit aus einer Messfahrt der Referenzkonfiguration CLNo8 wurde gezeigt, dass die Grundmode $\tilde{m} = 0$ sowie die ersten beiden Modenpaare $\tilde{m} = 1, 2$ den größten Anteil an dem rekonstruierten Maximalwert der Strömungsgeschwindigkeit beitragen. Um den Einfluss einzelner Moden auf die maximal induzierte Strömungsgeschwindigkeit statistisch darzustellen, wurden die TSI-Parameter \bar{U} , σ und $U_{2\sigma}$ unter Ausschluss jeweils einer Mode bzw. eines Modenpaares berechnet und als Funktion der ausgeschlossenen Mode bzw. Modenpaares dargestellt. Anhand dieser statistischen Analyse konnte gezeigt werden, dass ein direkter Zusammenhang zwischen den dominanten Moden bzw. Modenpaaren $\tilde{m} = 0, 1, 2$ und den TSI-Parametern besteht (TZ3, ⑥). Der Vergleich zwischen den Messkonfigurationen in dieser Analyse hat gezeigt, dass der mittlere Effekt einzelner Moden auf die Reduzierung oder Erhöhung der TSI-Parameter sehr ähnlich ist. Insbesondere nach Anwendung des gleitenden Mittelwertfilters ist der Zusammenhang zwischen den einzelnen Moden bzw. Modenpaaren und den TSI-Parametern für alle Messkonfigurationen nahezu identisch. Des Weiteren hat die Auftragung der TSI-Parameter aus den gefilterten, rekonstruierten Maximalwerten gezeigt, dass nach Anwendung des gleitenden Mittelwertfilters nur noch für die Grundmode $\tilde{m} = 0$ und die beiden dominanten Modenpaare $\tilde{m} = 1, 2$ ein Zusammenhang zu den rekonstruierten TSI-Parametern besteht. Dieses Ergebnis hat noch einmal eindrucksvoll gezeigt, dass das gesamte, hochdimensio-

nale System aus zeitlich abklingenden Nachlaufströmungen aus 30 unabhängigen Vorbeifahrten auf eine sehr kleine Anzahl charakteristischer, dynamischer Moden bzw. Modenpaare reduziert werden konnte (vgl. TZ3, ③). Es wäre von großem Interesse eine erweiterte **DMD**-Analyse der gemessenen Strömungsdaten mit dem neuen Ansatz von Sesterhenn und Shahirpour (2019), der *characteristic dynamic mode decomposition* (**CDMD**), durchzuführen. Mit einer **CDMD** könnte es möglich sein, die charakteristische Bewegung der dominanten Strömungsstrukturen im Messbereich in die **DMD**-Analyse einzubeziehen und die Dynamik mit einer noch geringen Anzahl spezifischer Moden bzw. Modenpaare darzustellen.

Zusammenfassend konnten im Rahmen dieser Forschungsarbeit, mit dem Vergleich der Messsysteme, der Grenzschichtanalyse, der statischen Analyse der Maximalwerte und insbesondere der Modenzerlegung der vollständigen Nachlaufströmung mit einer **DMD**, die drei Teilziele und das messtechnische Nebenziel erfüllt werden. Durch die umfassende Grenzschichtanalyse am **ICE 3**- und generischen Zugmodell sowie der Bestimmung dominanter, dynamischer Strukturen in der Nachlaufströmung des **GZM** konnte die Arbeitshypothese von Sima *et al.* (2016) bestätigt werden. Die Ergebnisse haben gezeigt, dass Wirbelgeneratoren zur Grenzschichtbeeinflussung und Skalierung der dominanten Nachlaufstrukturen eingesetzt werden können, ohne dass die dominante Dynamik des Nachlaufs verändert wird. Es ist ein herausragendes Ergebnis der **DMD**, dass das hochdimensionale System aus zeitlich abklingenden, unabhängig gemessenen Nachlaufströmungen mit einer geringen Anzahl an **DMD**-Moden sehr gut charakterisiert werden konnte. Es ist bemerkenswert, wie mit einer relativ simplen Annahme einer linearen Abbildung zwischen zwei aufeinanderfolgenden Strömungszuständen die gesamte Dynamik der Nachlaufströmung aus Sicht eines stationären Messsystems erfasst werden konnte. Die Ergebnisse dieser Forschungsarbeit bilden die Grundlage für weitere Studien, um die Durchführbarkeit eines vollen Konformitätsnachweises im Modellexperiment an der Tunnel-simulationsanlage Göttingen nach den Spezifikationen der VO (EU) 1302/2014 (2014) unter normkonformen Messbedingungen nach DIN EN 14067-4:2019-06 (2019) zu verifizieren.

9.5 EMPFEHLUNGEN FÜR ZUKÜNFTIGE STUDIEN

Im Rahmen dieser Forschungsarbeit wurde gezeigt, dass die Umströmung von bewegten Zugmodellen mit Hilfe von Wirbelgeneratoren beeinflusst werden kann, um die Grenzschichtentwicklung eines längeren Zugmodells zu simulieren. In den Studien von Sima *et al.* (2016) wurde die Konfiguration aus Wirbelgeneratoren an einer bereits zugelassenen Zuggeometrie wie z.B. dem **ICE 3** kalibriert, um diese

Konfiguration für Zugmodelle mit ähnlicher Geometrie wie zum Beispiel einem ICE 4 zu verwenden. Um die optimale Anzahl und Form der Wirbelgeneratoren für spezifische Modellgeometrien und die Vergleichbarkeit der TSI-Grenzwerte zu spezifizieren, sind weitere Studien an verschiedenen Zugmodellgeometrien erforderlich. Zudem sind umfassende Vergleichsdaten aus Feldversuchen an den entsprechenden Zügen im Originalmaßstab notwendig, um eine Sammlung optimaler Wirbelgeneratoranordnungen abhängig von Modellparametern wie Querschnitt, Länge, Heckform und Zuggeschwindigkeit zu erstellen.

Des Weiteren wurden im Rahmen dieser Forschungsarbeit weiterführende, messtechnische Forschungsfragen erläutert, die interessante Forschungsziele für zukünftige Studien darstellen. Im Folgenden sind zwei Möglichkeiten für optimierte, experimentelle Untersuchungen beschrieben, die insbesondere im Hinblick auf die Durchführung eines vollen Konformitätsnachweises im Modellexperiment in der Tunnelsimulationsanlage Göttingen und eine umfassende, experimentelle Untersuchung der dreidimensionalen Umströmung von Hochgeschwindigkeitszugmodellen interessant sein können.

KONFORMITÄTSNACHWEIS MIT HDA-MESSTECHNIK AN DER TSG:

In einem Vergleich zwischen den Ergebnissen der Messreihen mit Hitzdraht-Anemometrie (HDA) und High-Speed Particle Image Velocimetry (HSPIV) wurde gezeigt, dass die HDA-Eindrahtsonden trotz der spezifischen Richtcharakteristik gut geeignet sind, um die Maximalwerte und Dynamik der Strömungsgeschwindigkeit an einer Messposition gemäß TSI zu bewerten. Konservativ betrachtet, wird in der Messung mit HDA-Eindrahtsonden die aerodynamische Wirkung von HGZ statistisch höchstens überschätzt, so dass aus sicherheitstechnischer Perspektive kein Risiko der Fehlbewertung besteht.

Um die TSI-Parameter normkonform mit einer Unschärfe von $< 1\%$ nach den Spezifikationen für Modellversuche zu erfassen (DIN EN 14067-4:2019-06, 2019), wird eine Studie zur Verwendbarkeit von HDA-Zweidrahtsonden mit zwei parallelen Hitzdrähten empfohlen, die ohne großen messtechnischen Aufwand in dem bestehenden Messaufbau an der Tunnelsimulationsanlage Göttingen integriert werden können. Laut Herstellerangaben¹ erfüllen die so genannten *split-fibre probes* der Firma DANTEC (s. Abb. 9.1a) nicht nur das Kriterium die Geschwindigkeitskomponenten v_x und v_y separat aufzulösen sondern auch bei einer variierenden Anströmrichtung im Winkelbereich von $\pm 90^\circ$ eingesetzt werden können. Alternativ zur HDA-Messtechnik könnten in einem ähnlichen Messaufbau 5-Lochdrucksonden oder so genannte *cobra probes* (s. Abb. 9.1b) eingesetzt werden, um die Strömungsgeschwindigkeit in drei Komponenten zu erfassen. Es wird angenommen, dass die Messung mit 5-Lochdrucksonden robuster ist als mit HDA-Sonden, da diese empfindlicher auf äußere, mechanische

¹ DANTEC Dynamics, *Probes for Hot-wire Anemometry*, Publication No.: 238v11

Einwirkung reagieren. In einer zusätzlichen Studie könnte geprüft werden, ob eine simultane Messung mit Mehrlochdrucksonden und High-Speed Particle Image Velocimetry möglich ist.

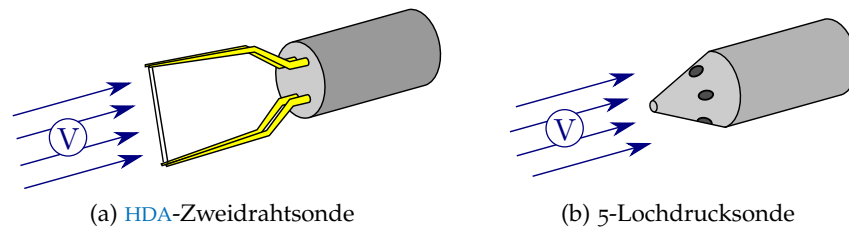


Abbildung 9.1: Alternative Messtechnik zur Erfassung der Strömungsgeschwindigkeit V in zwei bzw. drei Komponenten mit einer HDA-Zweidrahtsonde (*split-fibre probe*) oder einer 5-Lochdrucksonde (*cobra probe*)

Die in [Abb. 9.1a](#) dargestellten HDA-Zweidrahtsonden könnten ohne großen, messtechnischen Aufwand im bestehenden HDA-Messsystem an der TSG integriert werden. Dazu müssten je 2 Kanäle des Stream-Line CTA-Multichannelsystems für eine Zweidrahtsonde verwendet werden. Daraus folgt allerdings, dass nur noch drei Sonden gleichzeitig betrieben werden könnten. Trotzdem würde ein HDA-Messsystem mit drei Sonden wesentlich zeiteffizienter für die Bestimmung der TSI-Parameter eingesetzt werden können als ein komplexeres Messsystem wie zum Beispiel High-Speed Particle Image Velocimetry. Ein Messaufbau mit HDA-Zweidrahtsonden erfüllt alle erforderlichen Kriterien der TSI und ermöglicht im Vergleich zu HSPIV eine wesentlich schnellere Abfolge von Messfahrten sowie eine hohe Zeitersparnis im Bezug auf Vorbereitungen für den Aufbau und Einrichtung des Messsystems. Insbesondere muss bei einer Messung mit HSPIV eine zusätzliche Gefährdungsbeurteilung erstellt und Laserschutzkriterien erfüllt werden.

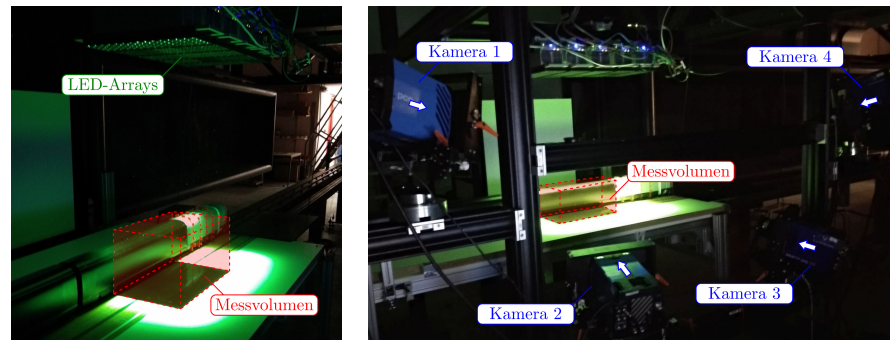
Ein weiterer Aspekt für die zeiteffiziente Durchführung und Auswertung von Modellexperimenten ist die Menge an Daten, die während einer Messfahrt aufgezeichnet werden. Die Daten eines HDA-Messsystems sind auf die nötigsten Informationen reduziert, so dass bereits während der laufenden Messkampagne eine Vorauswertung der Messfahrten durchgeführt werden kann und gegebenenfalls Änderungen am Messaufbau oder anderen Messparametern vorgenommen werden können. Zudem ist es möglich mehrere Zweidrahtsonden in einem Abstand von 0.8 m an der Strecke aufzubauen (vgl. [Abb. 6.1a](#)), um eine größere Anzahl unabhängiger Messungen mit einer Messfahrt zu realisieren. Mit drei Zweidrahtsonden an der Strecke wäre es möglich mit nur 7 Messfahrten die von der TSI geforderte Anzahl von 20 unabhängigen, vergleichbaren Einzelmessungen durchzuführen. Analog werden in Feldmessungen im Originalmaßstab mehrere Ultraschallanemometer eingesetzt, um den Zeitaufwand einer Mess-

kampagne zu reduzieren und mehrere, unabhängige Messwerte aus einer Vorbeifahrt zu gewinnen. Alternativ kann mit einer größeren Anzahl an Messfahrten im Modellexperiment die Stichprobenmenge für die Bestimmung der TSI-Parameter signifikant erhöht werden, um umfangreiche, statistische Analysen zur Dynamik in der gemessenen, induzierten Strömungsgeschwindigkeit durchzuführen. Vor dem Einsatz von Zweidrahtsonden an der TSG wird empfohlen, eine Voruntersuchung zur Richtcharakteristik der HDA-Zweidrahtsonden analog zu Abschn. 4.3.3 durchzuführen, um die Eignung der Zweidrahtsonden für die Bewertung der maximal induzierten Strömungsgeschwindigkeit bei einer Vorbeifahrt an einem stationären Messsystem mit Bezug auf die statistisch zu erwartenden Anströmwinkel (s. Abschn. 6.1.1) nachzuweisen.

MODELLEXPERIMENTE MIT OPTISCHER 2D_{3C}/3D_{3C}-MESSTECHNIK:

Im Rahmen dieser Forschungsarbeit wurde ein Messaufbau mit Mono-HSPIV verwendet, um die Grenzschichtentwicklung an bewegten Zugmodellen auf Basis der 2D-Feldmessdaten in vier Messebenen auf den Messhöhen 8 mm, 28 mm, 48 mm und 68 mm über Schienenoberkante (TOR) parallel zum Boden zu analysieren. In den Ergebnissen der Grenzschichtanalyse wurden Hinweise auf eine charakteristische, dreidimensionale Grenzschichtstruktur gefunden, die unter anderem auf die Bildung eines Hufeisenwirbels am Modellkopf hindeuten. Um die Entwicklung der dreidimensionalen Struktur und Dynamik in der Grenzschicht besser zu verstehen, ist es von großem Interesse weitere Studien zur instantanen Strömungsstruktur in der Grenzschicht und der Entwicklung der Grenzschichtstruktur am Modell durchzuführen. Dazu wäre es von Vorteil die Strömungsgeschwindigkeit mit einem Stereo-HSPIV-Messsystem in drei Komponenten in zwei Dimensionen (2D_{3C}) oder mit einem Tomo-HSPIV-Messsystem in drei Komponenten in drei Dimensionen (3D_{3C}) zu erfassen. Allerdings muss zunächst überprüft werden, ob eine Messung mit diesen komplexen, optischen Messsystemen unter den Messbedingungen an der Tunnelsimulationsanlage Göttingen (TSG), insbesondere der transienten Messung an einem bewegten Modell, möglich ist. Eine besondere Herausforderung ist die Erfassung des wandnahen Bereichs am Modell. In diesem Bereich kann das Streulicht der Partikel durch Lichtreflexionen an der Modellwand oder am Gleis überlagert werden. Dadurch sinkt die Qualität der Partikelbilder und folglich auch die Qualität der PIV-Ergebnisse.

Die Erfahrungen vergangener Messkampagnen haben gezeigt, dass viele Herausforderungen und messtechnischen Probleme erst in der praktischen Umsetzung festgestellt werden können. Aus diesem Grund wurden bereits erste Vorversuche durchgeführt, um die Verwendbarkeit eines tomographischen HSPIV-Messaufbaus an der TSG zu prüfen. Dazu wurde ein Messvolumen im Bereich der rechten Gleisseite mit



(a) Ausleuchtung des Messvolumens mit fünf LED-Arrays (b) Ausrichtung der 4 Hochgeschwindigkeitskameras auf das Messvolumen am Modell

Abbildung 9.2: Testmessung mit tomographischem HSPIV an der TSG mit 4 Hochgeschwindigkeitskameras vom Modell pco.HS4 und einem LED-Array für die Ausleuchtung eines Messvolumens auf der rechten Gleisseite RGS am Modell

einem LED-Array ausgeleuchtet und von 4 Hochgeschwindigkeitskameras erfasst. Abb. 9.2 zeigt eine Fotodokumentation des entsprechenden Tomo-HSPIV-Messaufbaus aus den Vorversuchen an der TSG. Die ersten Analysen der Tomo-HSPIV-Daten haben allerdings gezeigt, dass eine weitere Optimierung des Messaufbaus und der Parameter des Messsystems notwendig sind, um aussagekräftige Ergebnisse über die dreidimensionale Strömung am Modell zu erhalten.

Im Vergleich zu einem Mono-HSPIV-Messsystem, wie im Rahmen dieser Forschungsarbeit verwendet, ist die Einrichtung und Kalibrierung eines Tomo-HSPIV-Messaufbaus messtechnisch wesentlich komplexer. Da die Partikel in konventionellem Seeding mit DEHS zu klein sind, wurden Helium-gefüllte Seifenblasen verwendet. Des Weiteren waren Scheimpflugadapter notwendig, um die Seedingpartikel im Messvolumen in allen vier Hochgeschwindigkeitskameras scharf abzubilden. Die Messbedingungen an der TSG erfordern eine hohe Abtastrate und insbesondere eine schnelle Pulsrate der LED-Arrays mit ausreichender Lichtintensität, um die Streuung des Lichts an den Seifenblasen mit den Hochgeschwindigkeitskameras für eine ausreichende Intensität in den Partikelbildern zu erfassen. Es wäre von großem Interesse das tomographische Messsystem für die Untersuchung bewegter Zugmodelle an der TSG zu optimieren und eine Machbarkeitsstudie für den zukünftigen Einsatz durchzuführen. Mit den Informationen eines Stereo- oder Tomo-HSPIV-Messsystems könnten die Ergebnisse dieser Forschungsarbeit auf die vollständige, dreidimensionale Umströmung bewegter Zugmodelle bezogen werden.

Teil V

APPENDIX



Abbildung A.1: Grundkonstruktion der Zugmodelle für den Einsatz an der [TSG](#) bestehend aus einem verstärkten Balken mit zwei Radgestellen sowie Führungs- und Katapulthaken



Abbildung A.2: Drehgestellattrappen und Wagenübergang am Mittel- und Endwagen des [ICE 3](#)

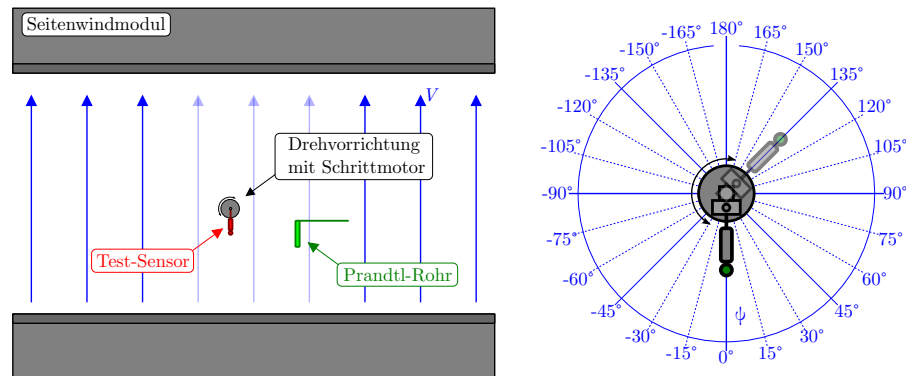


Abbildung A.3: Prinzipieller Messaufbau in der Voruntersuchung zur HDA-Richtcharakteristik bei Variation des Anströmwinkels ψ um $\pm 180^\circ$ im Seitenwindmodul der TSG



Abbildung A.4: Fotodokumentation des Messaufbaus in der Voruntersuchung zur HDA-Richtcharakteristik bei Variation des Anströmwinkels ψ im Seitenwindmodul der TSG

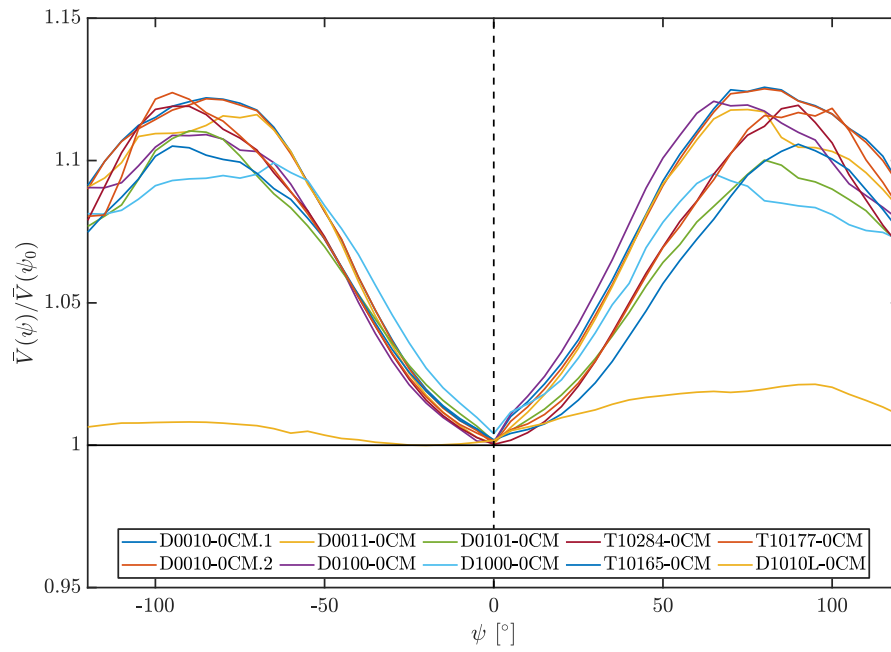


Abbildung A.5: Richtcharakteristik aller untersuchten HDA-Eindrahtsonden der Hersteller DANTEC (D) und TSI (T) bei Variation des Gierwinkels ψ

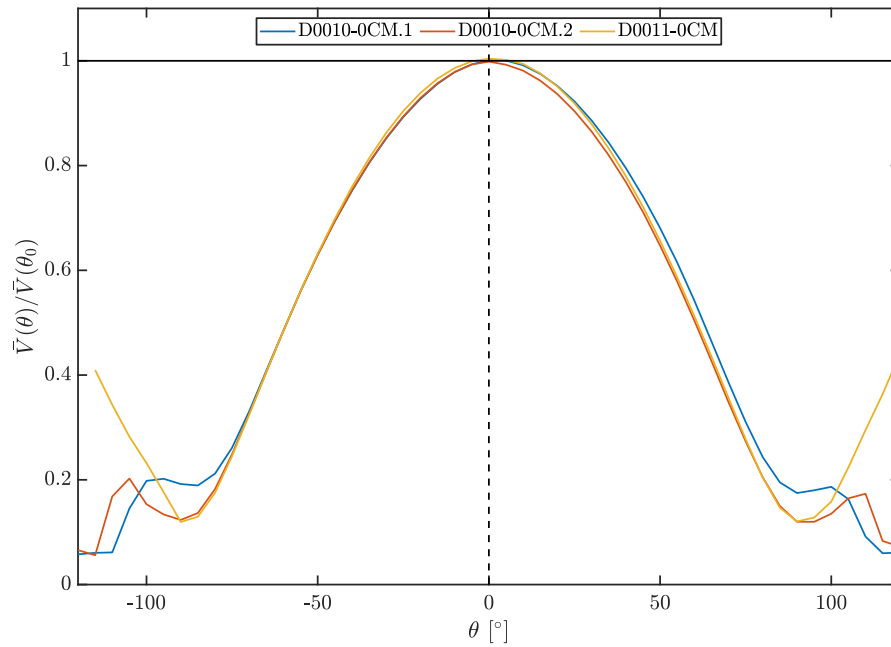
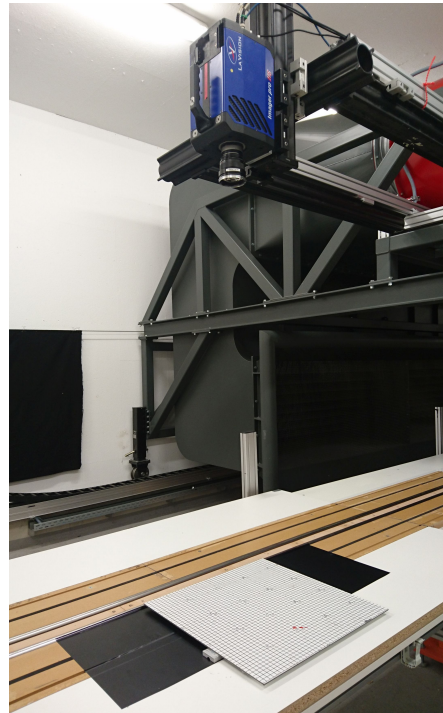


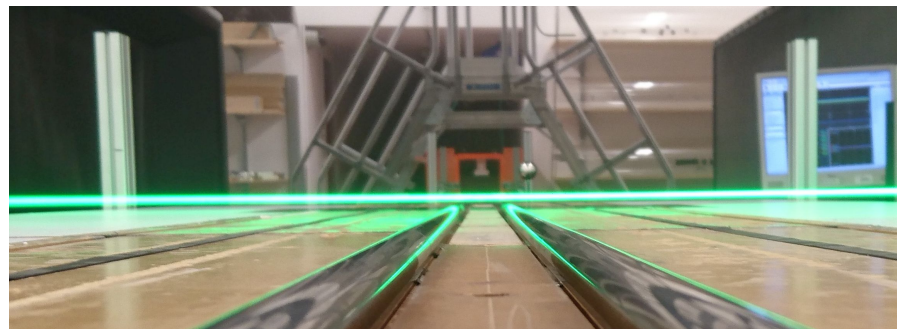
Abbildung A.6: Richtcharakteristik von drei HDA-Eindrahtsonden des Herstellers DANTEC (D) bei Variation des Nickwinkels θ



(a) Kalibrierung mit einer Kamera



(b) Kalibrierung mit zwei Kameras



(c) Lichtschnitt auf TOR8

Abbildung A.7: Kalibrierung des HSPIV-Messsystems mit einer und zwei Kameras durch Aufnahme einer Kalibrierplatte mit definiertem Gittermuster für die Bestimmung des Pixel-Längen-Verhältnisses c_{pm}

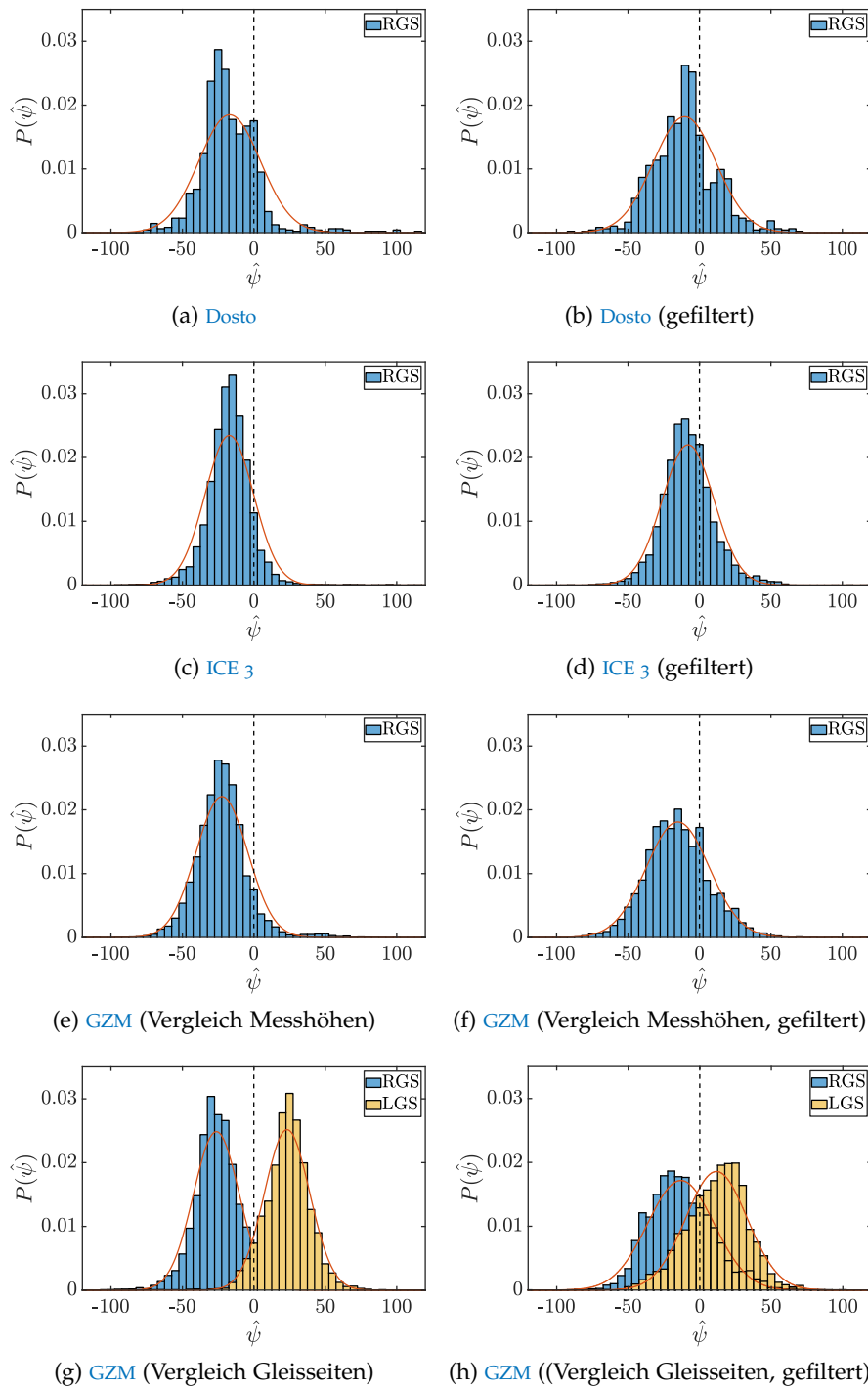


Abbildung A.8: Wahrscheinlichkeitsverteilungen $P(\psi)$ mit angenäherter Normalverteilung (rote Linie) der Strömungsrichtung ψ zum Zeitpunkt der maximalen Strömungsgeschwindigkeit \hat{v} an den TSI-Messpositionen für die drei untersuchten Zugmodelle auf Basis der gefilterten Messreihen #2-3 (Dosto), #6-9 (ICE 3) und #17-19 (GZM)

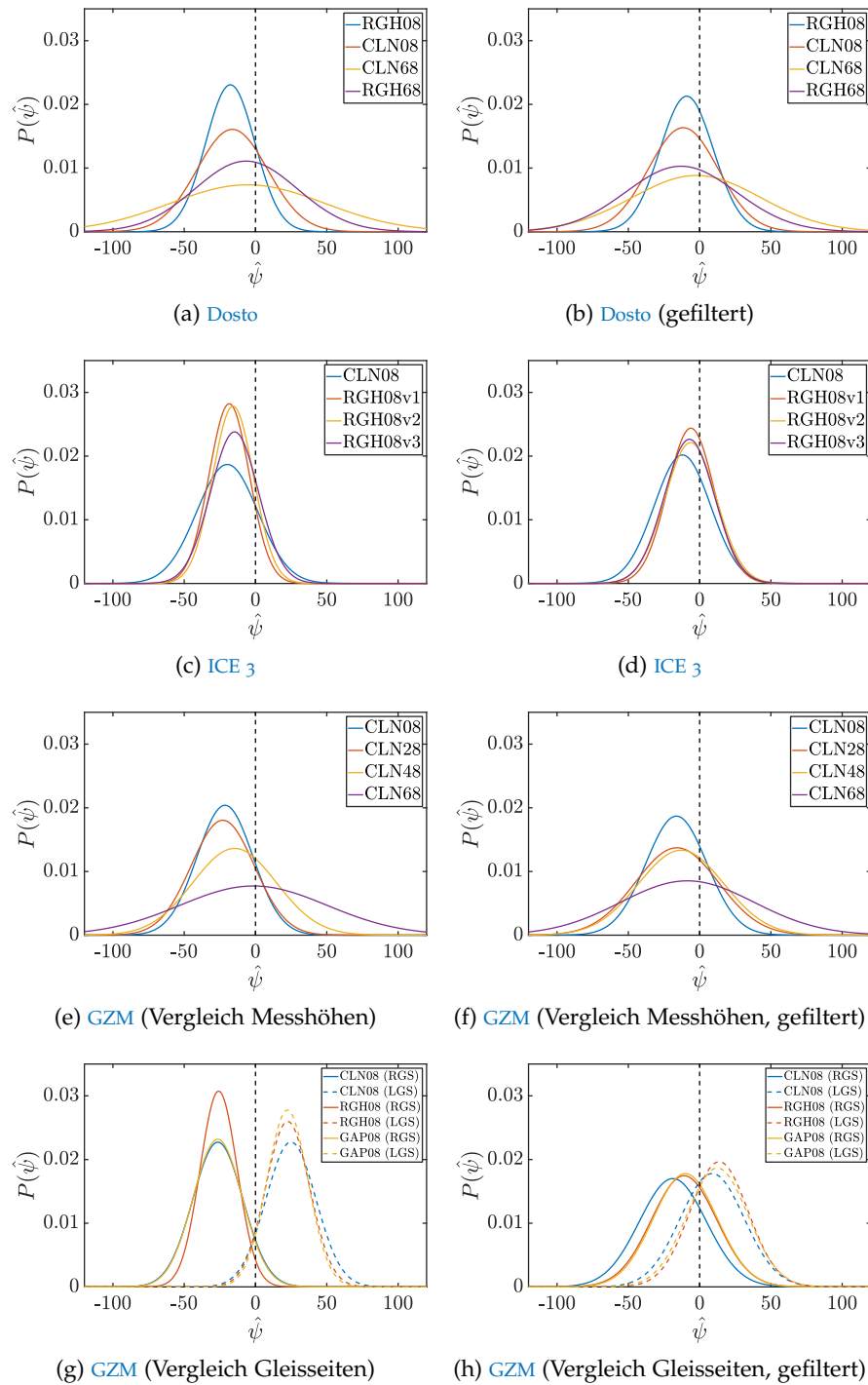


Abbildung A.9: Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen $P(\psi)$ der Strömungsrichtung ψ zum Zeitpunkt der maximalen Strömungsgeschwindigkeit \hat{v} an den TSI-Messpositionen für die drei untersuchten Zugmodelle auf Basis der ungefilterten Messreihen #6-9 (ICE 3), #10-15 (GZM, Vergleich Messhöhen) und #17-19 (GZM, Vergleich Gleisseiten)

GRENZSCHICHTANALYSE AUF BEIDEN GLEISSEITEN

In der zweiten Messkampagne am [GZM](#) wurde ein Zwei-Kamera-[HSPIV](#)-Messsystem verwendet, um die Nachlaufströmung durch beide Kameraperspektiven auf der gesamten Gleisbreite zu untersuchen. Da der Unterboden des generischen Zugmodells ([GZM](#)) bei ca. 10 mm über [TOR](#) beginnt, verläuft ein Teil der Lichtschnittebene auf Messhöhe [TOR8](#) unter dem Modell hindurch, so dass bei der Vorbeifahrt auch die linke Gleisseite ([LGS](#)) beleuchtet wurde. Allerdings zeigt [Abb. B.1](#), dass der Lichtschnitt teilweise am Unterboden gestreut wurde. Zudem durchqueren die beiden Drehgestelle den Lichtschnitt und führen zu mitbewegten Abschattungen in der Aufnahme­sequenz. Im Folgenden wird geprüft, ob mit der gestörten Lichtschnittebene, trotzdem eine Grenzschichtanalyse auf der linken Seite des Modells möglich ist.

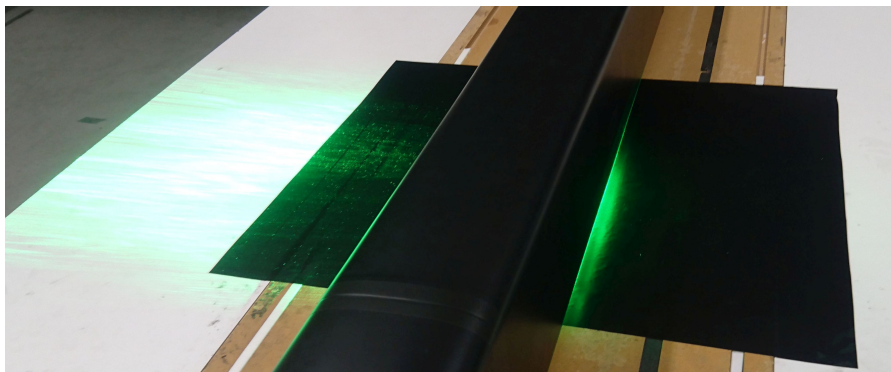


Abbildung B.1: Beleuchtung der linken Gleisseite mit Streuung der Lichtschnittebene am Unterboden des [GZM](#) auf Messhöhe [TOR8](#) im [HSPIV](#)-Messaufbau mit zwei Kameras

In der Nachbearbeitung der [HSPIV](#)-Daten wurde die Grenzschichtströmung auf der linken Gleisseite während der Zugdurchfahrt analog zu der Strömung auf der rechten Gleisseite ausgewertet. Um den Fehler durch die Streuung durch Lichtschnitts am Boden qualitativ zu beurteilen, wurden die Grenzschichtparameter analog zu [RGS](#) auch für [LGS](#) bestimmt. Die Grenzschichtdicke δ_{99} , Verdrängungsdicke δ_1 , Impulsverlustdicke δ_2 sowie der Formfaktor H_{12} sind in [Abb. B.2](#) für den Vergleich beider Gleisseiten gegenübergestellt. Quantitativ sind deutliche Unterschiede zwischen den Grenzschichtparametern auf [RGS](#) und [LGS](#) zu erkennen. Qualitativ konnte die Auswertung der [HSPIV](#)-Ergebnisse auf der linken Gleisseite für eine grobe Abschätzung der Grenzschichtparameter verwendet werden. Eine interessante Be-

obachtung ist, dass sich die Streuung auf δ_1 sowie δ_2 ähnlich auswirkt und daraus eine vergleichbare Entwicklung für H_{12} folgt.

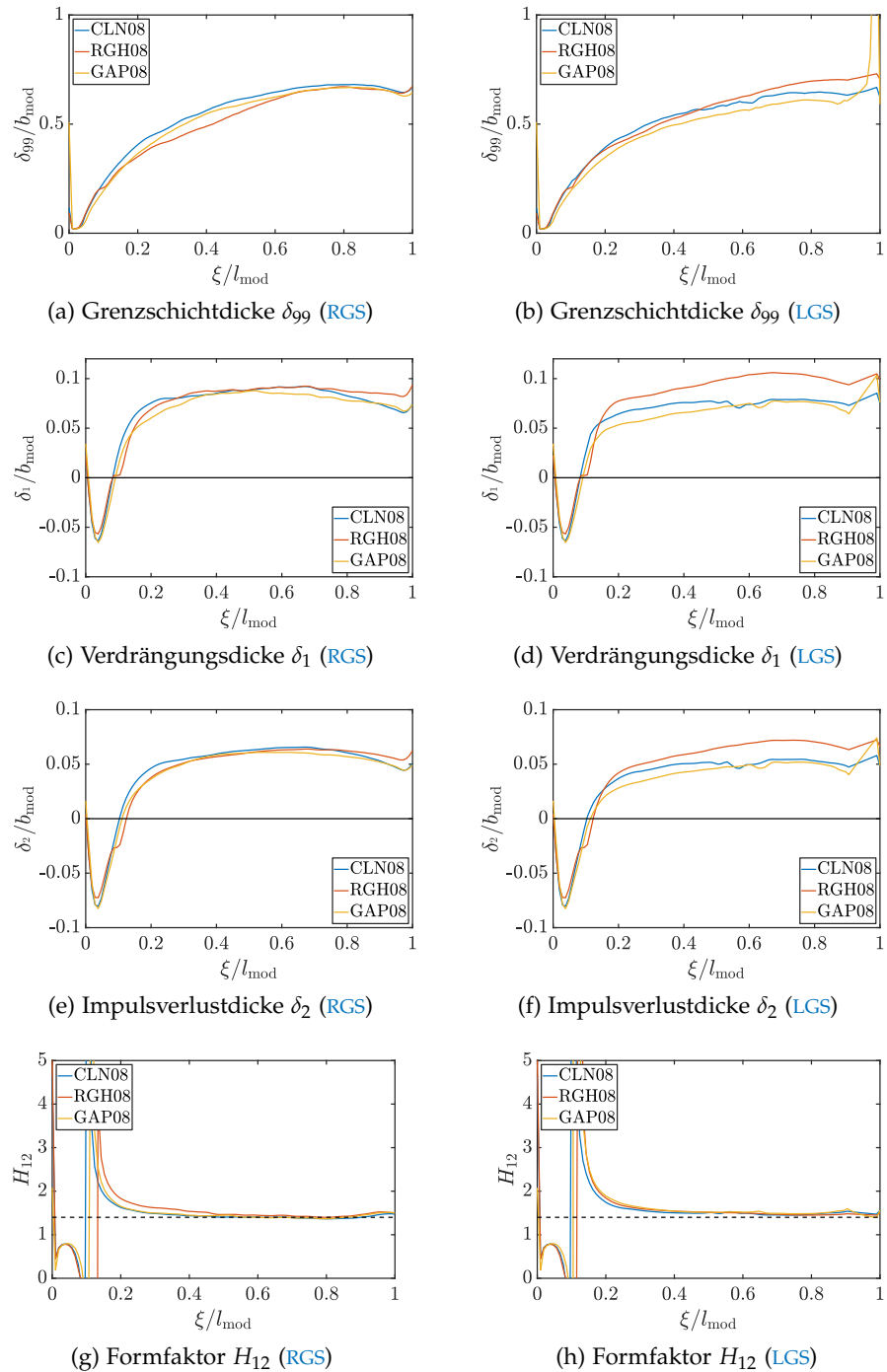


Abbildung B.2: Entwicklung der Grenzschichtparameter δ_{99} , δ_1 , δ_2 , $H_{1,2}$ auf der rechten und linken Gleisseite (RGS/LGS) aus den Messreihen #17-19 der zweiten Messkampagne am GZM

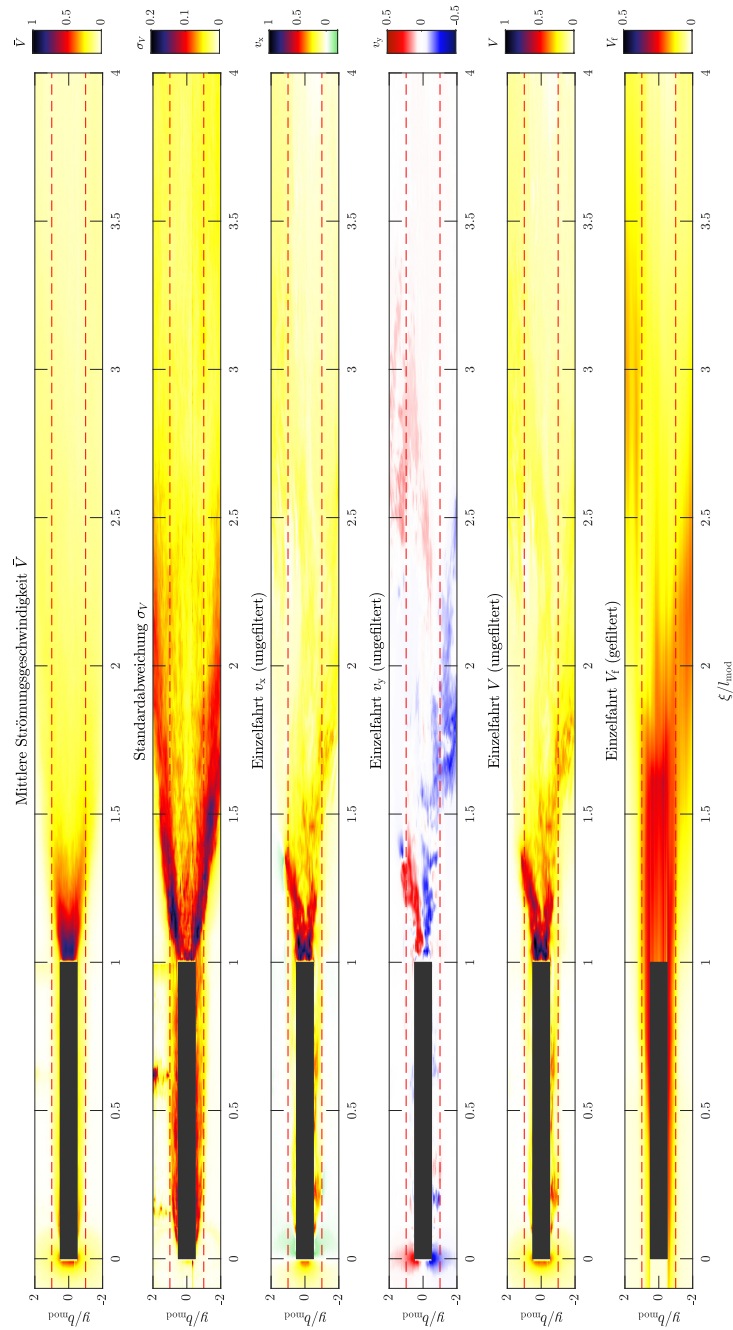


Abbildung C.1: Visualisierung der mittleren Nachlaufströmung \bar{V} und Standardabweichung σ_V in der Konfiguration CLN08 (Messreihe #17) des GZM sowie den Komponenten v_x , v_y der ersten Messfahrt $r = 1$ und dem Betrag der Strömungsgeschwindigkeit V im Vergleich zwischen ungefilterter und gefilterter Nachlaufströmung

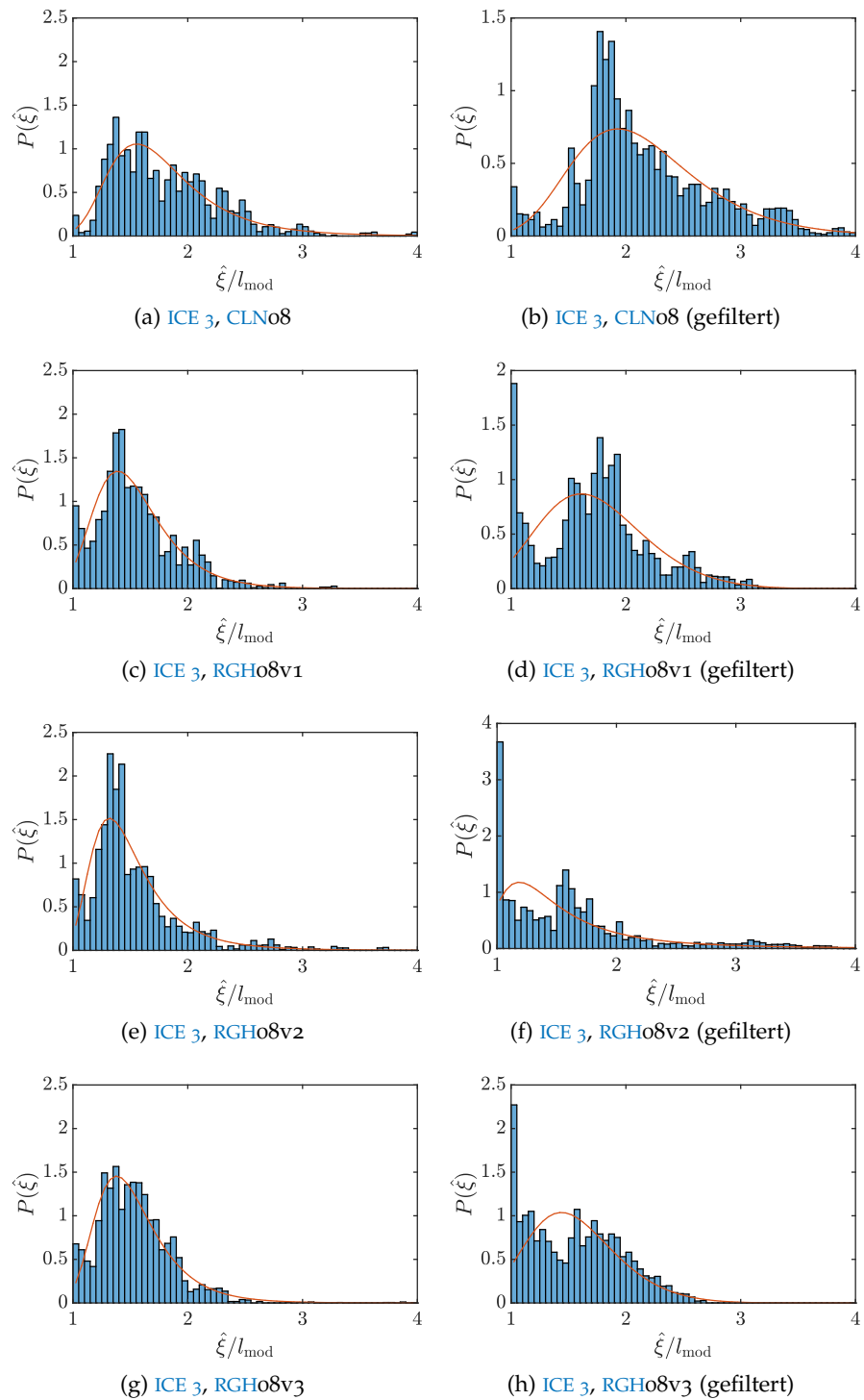


Abbildung C.2: Wahrscheinlichkeitsverteilungen $P(\hat{\xi})$ der Positionen $\hat{\xi}$ der maximalen, gemessenen Strömungsgeschwindigkeit im Modellkoordinatensystem für die Messkonfigurationen des ICE 3 (Messreihen #6-9) auf Messhöhe TOR8 vor und nach der Filterung mit dem gleitenden Mittelwertfilter gemäß TSI

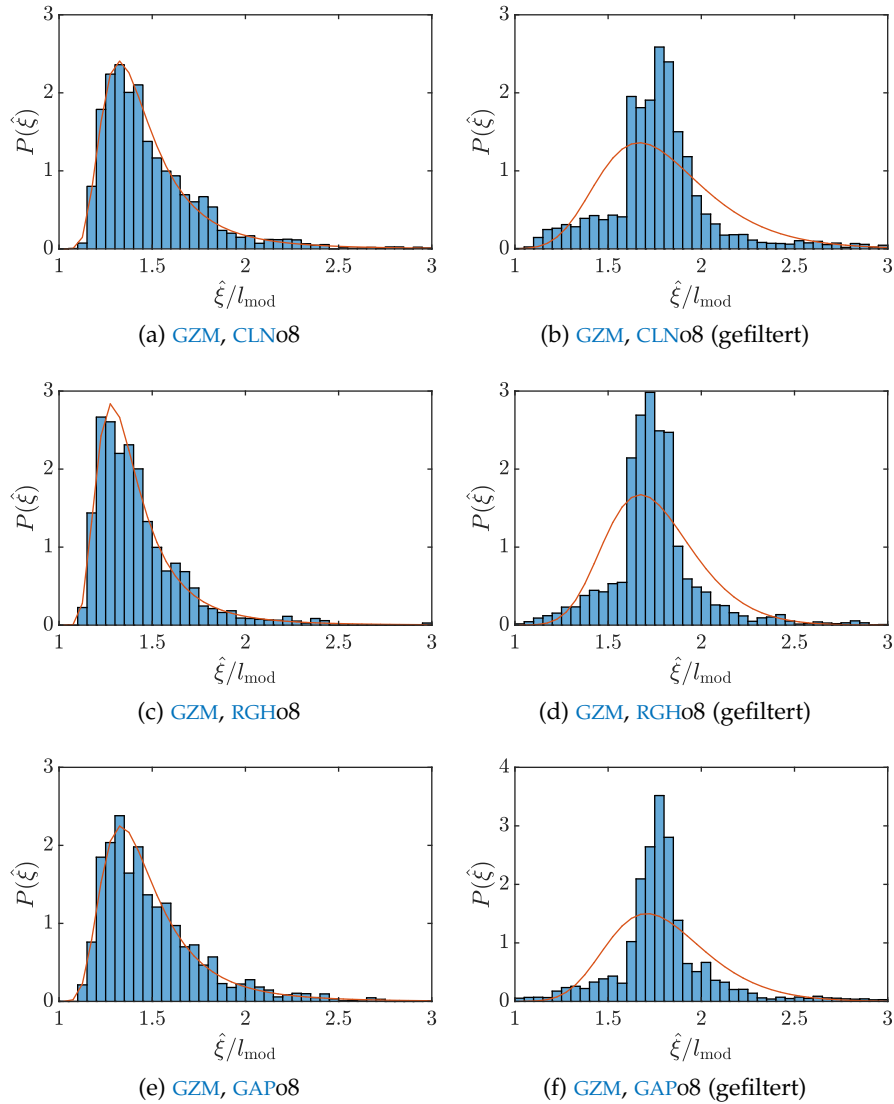


Abbildung C.3: Wahrscheinlichkeitsverteilungen $P(\hat{\xi})$ der Positionen $\hat{\xi}$ der maximalen, gemessenen Strömungsgeschwindigkeit im Modellkoordinatensystem für die Messkonfigurationen des GZM (Messreihen #17-19) auf Messhöhe TOR8 vor und nach der Filterung mit dem gleitenden Mittelwertfilter gemäß TSI

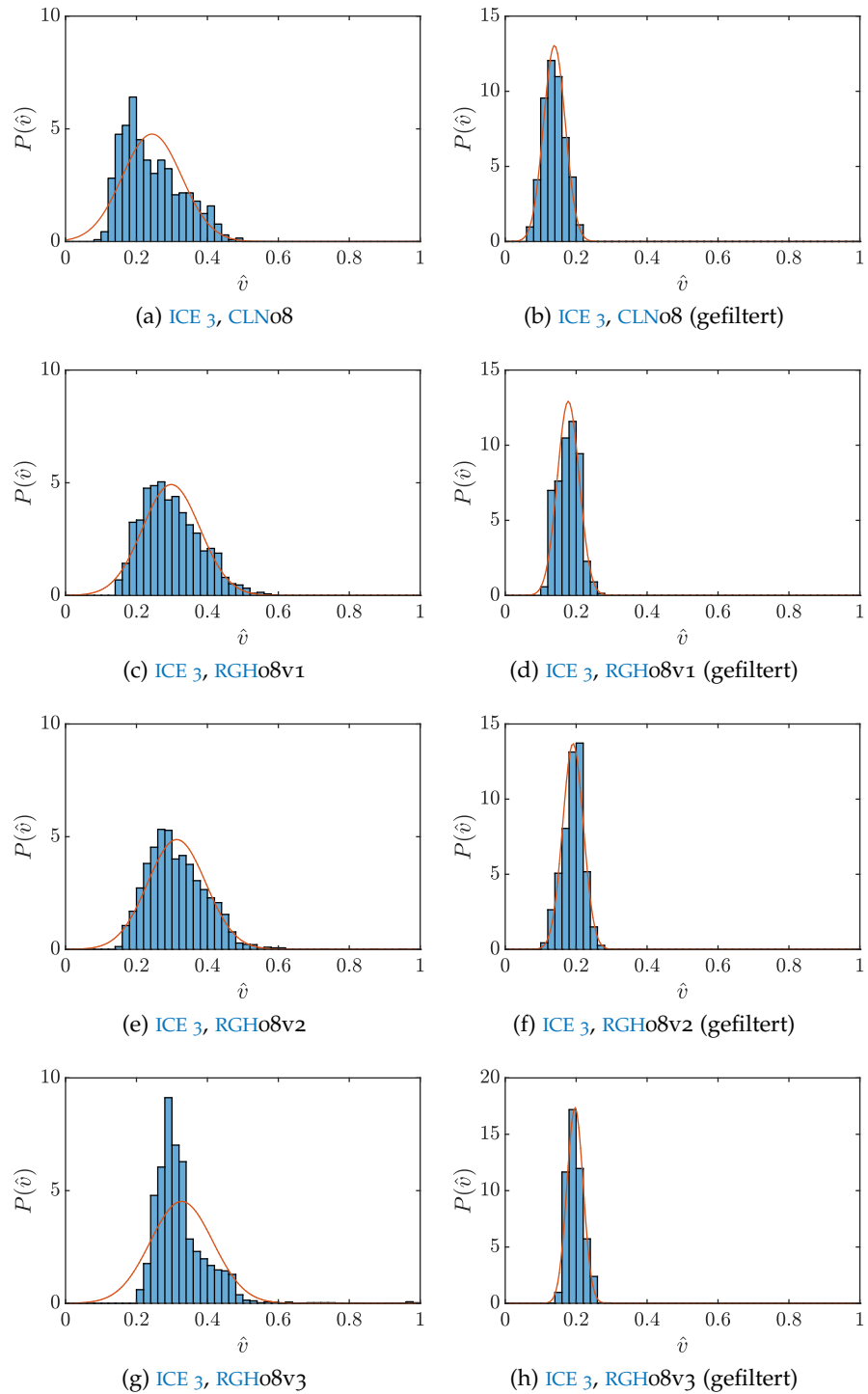


Abbildung C.4: Wahrscheinlichkeitsverteilungen $P(\hat{v})$ der Maximalwerte \hat{v} der gemessenen Strömungsgeschwindigkeit im Modellkoordinatensystem für die Messkonfigurationen des ICE 3 (Messreihen #6-9) auf Messhöhe TOR8 vor und nach der Filterung mit dem gleitenden Mittelwertfilter gemäß TSI

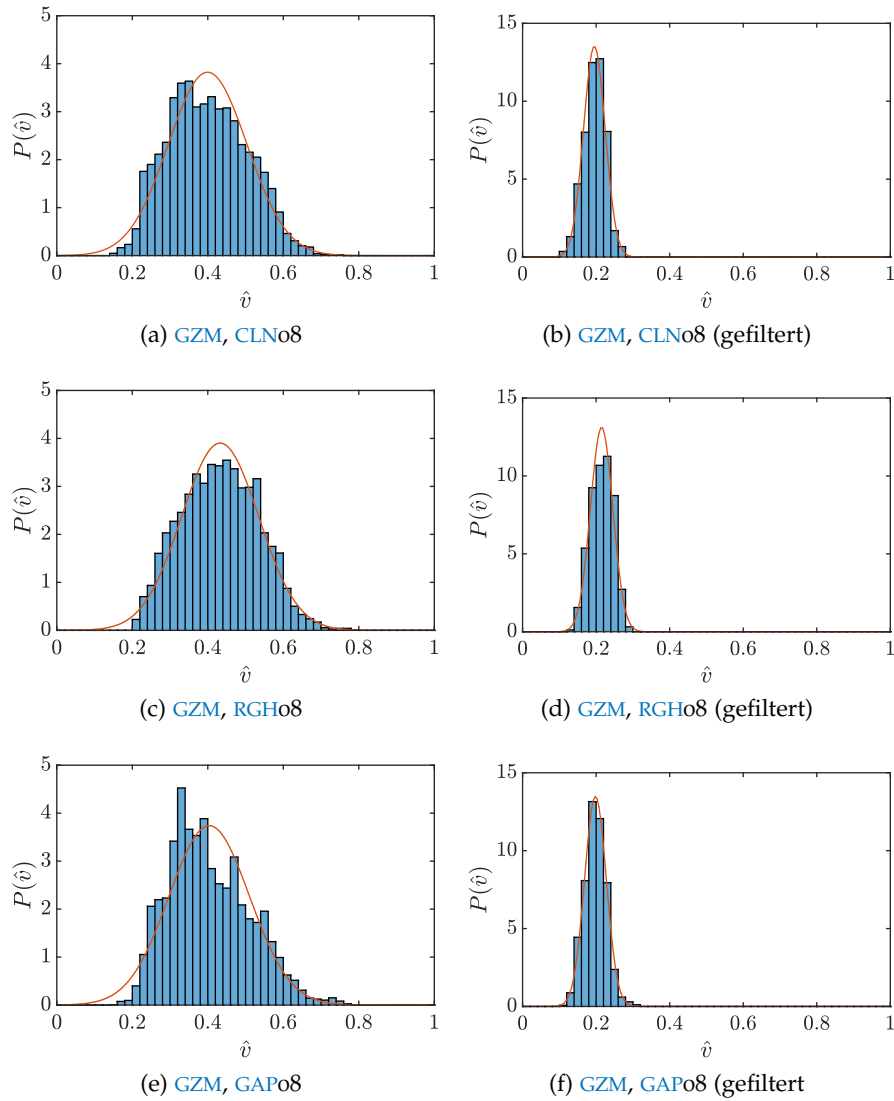


Abbildung C.5: Wahrscheinlichkeitsverteilungen $P(\hat{v})$ der Maximalwerte \hat{v} der gemessenen Strömungsgeschwindigkeit im Modellkoordinatensystem für die Messkonfigurationen des **GZM** (Messreihen #17-19) auf Messhöhe **TOR8** vor und nach der Filterung mit dem gleitenden Mittelwertfilter gemäß **TSI**

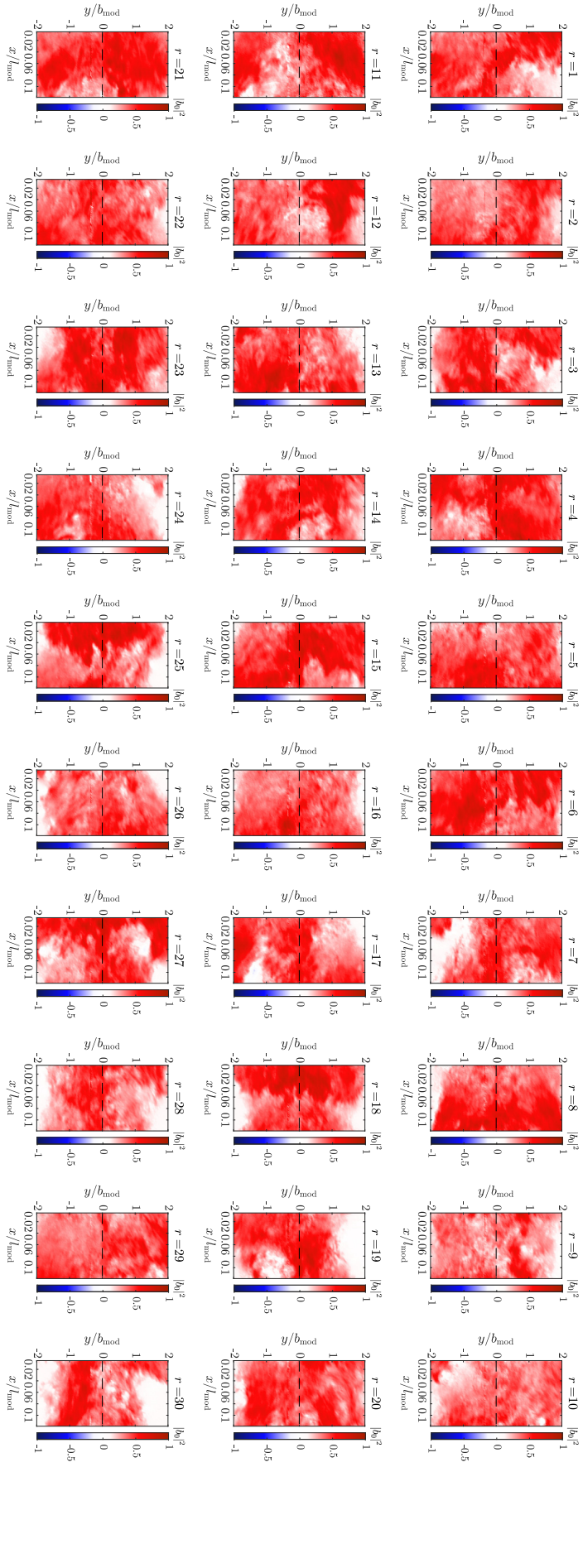


Abbildung C.6: Vergleich der Struktur des Realteils von dem Eigenvektor ϕ_0 bzw. der ersten DMD-Mode des Modenpaars $\tilde{m} = 0$ für die Geschwindigkeitskomponente v_x zwischen den $r = 1, \dots, 30$ Messfahrten der Referenzkonfiguration CLN08 (Messreihe #17) des GZM

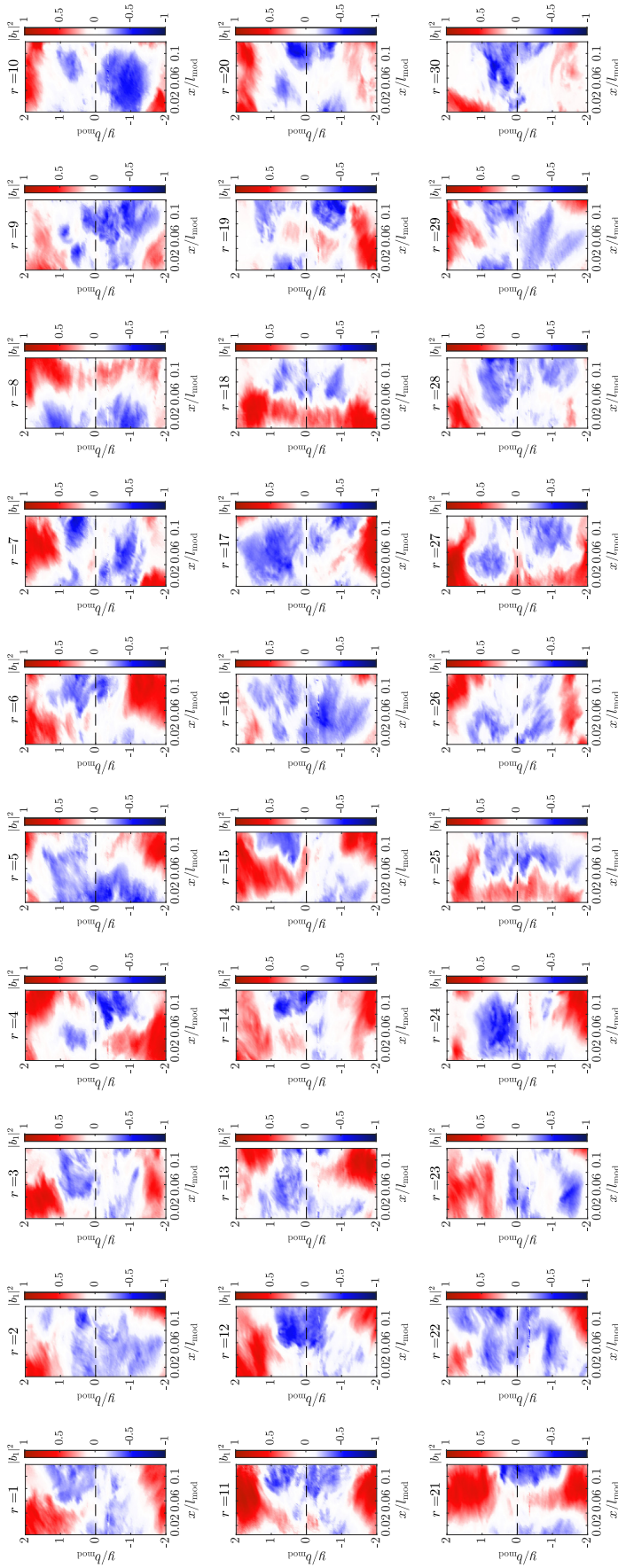


Abbildung C.7: Vergleich der Struktur des Realteils von dem Eigenvektor ϕ_1 bzw. der ersten DMD-Mode des Modenpaars $\tilde{m} = 1$ für die Geschwindigkeitskomponente v_x zwischen den $r = 1, \dots, 30$ Messfahrten der Referenzkonfiguration CLNo8 (Messreihe #17) des GZM

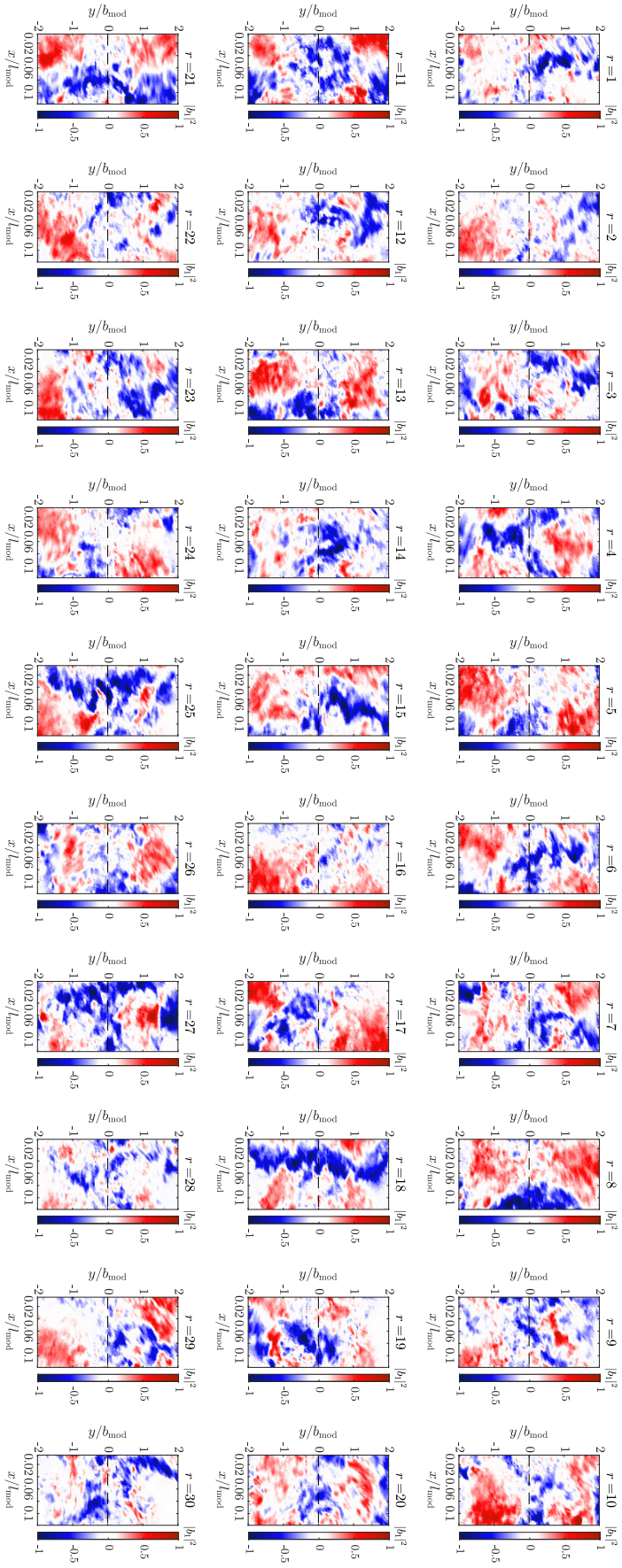


Abbildung C.8: Vergleich der Struktur des Imaginärteils von dem Eigenvektor ϕ_1 bzw. der ersten DMD-Mode des Modenpaares $\tilde{m} = 1$ für die Geschwindigkeitskomponente v_x zwischen den $r = 1, \dots, 30$ Messfahrten der Referenzkonfiguration CLN08 (Messreihe #17) des GZM

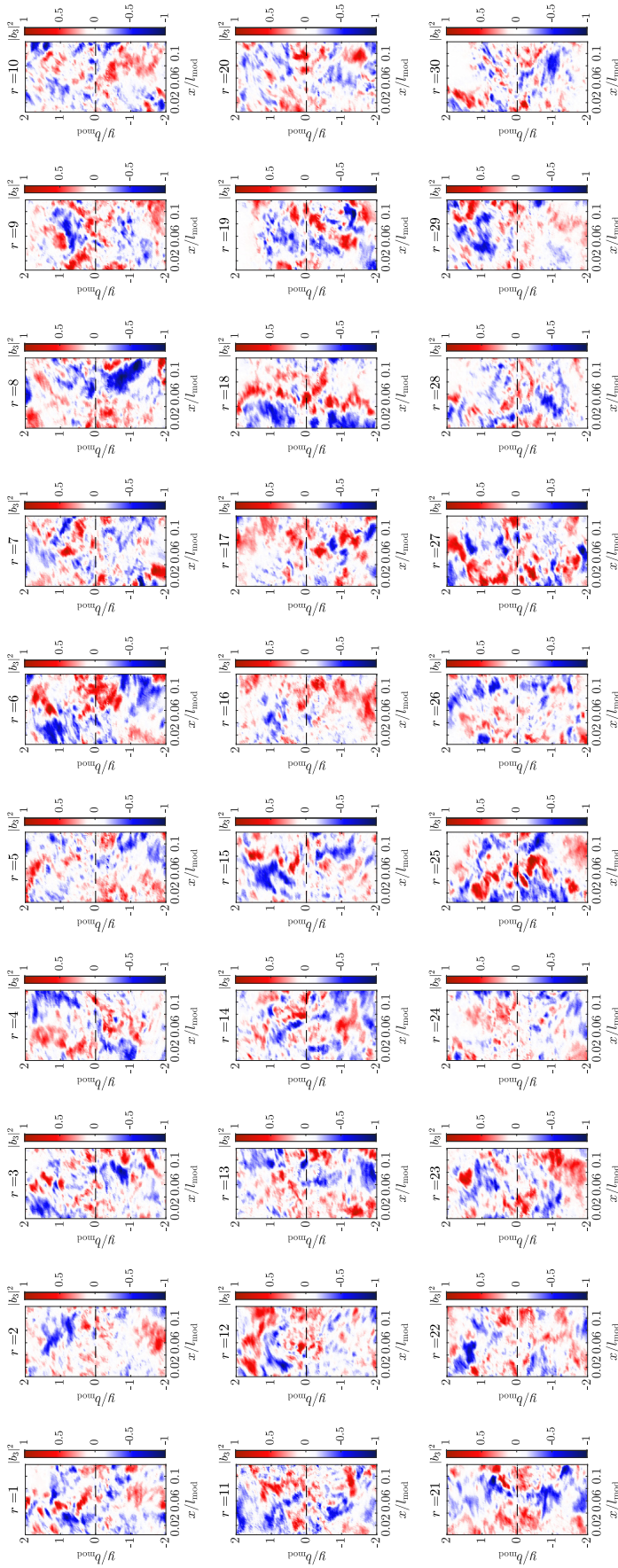


Abbildung C.9: Vergleich der Struktur des Realteils von dem Eigenvektor ϕ_3 bzw. der ersten DMD-Mode des Modenpaars $\tilde{m} = 2$ für die Geschwindigkeitskomponente v_x zwischen den $r = 1, \dots, 30$ Messfahrten der Referenzkonfiguration CLNo8 (Messreihe #17) des GZM

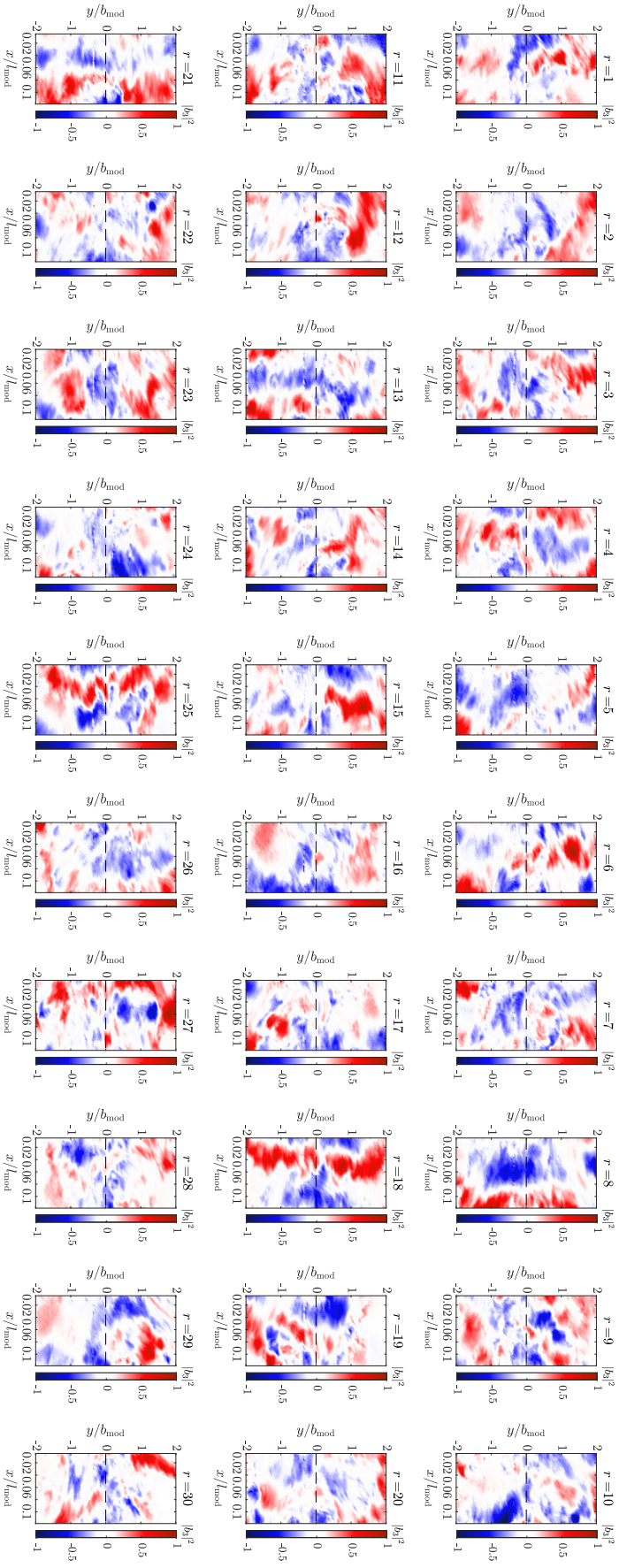


Abbildung C.10: Vergleich der Struktur des Imaginärteils von dem Eigenvektor ϕ_3 bzw. der ersten DMD-Mode des Modenpaares $\tilde{m} = 2$ für die Geschwindigkeitskomponente v_x zwischen den $r = 1, \dots, 30$ Messfahrten der Referenzkonfiguration CLN08 (Messreihe #17) des GZM

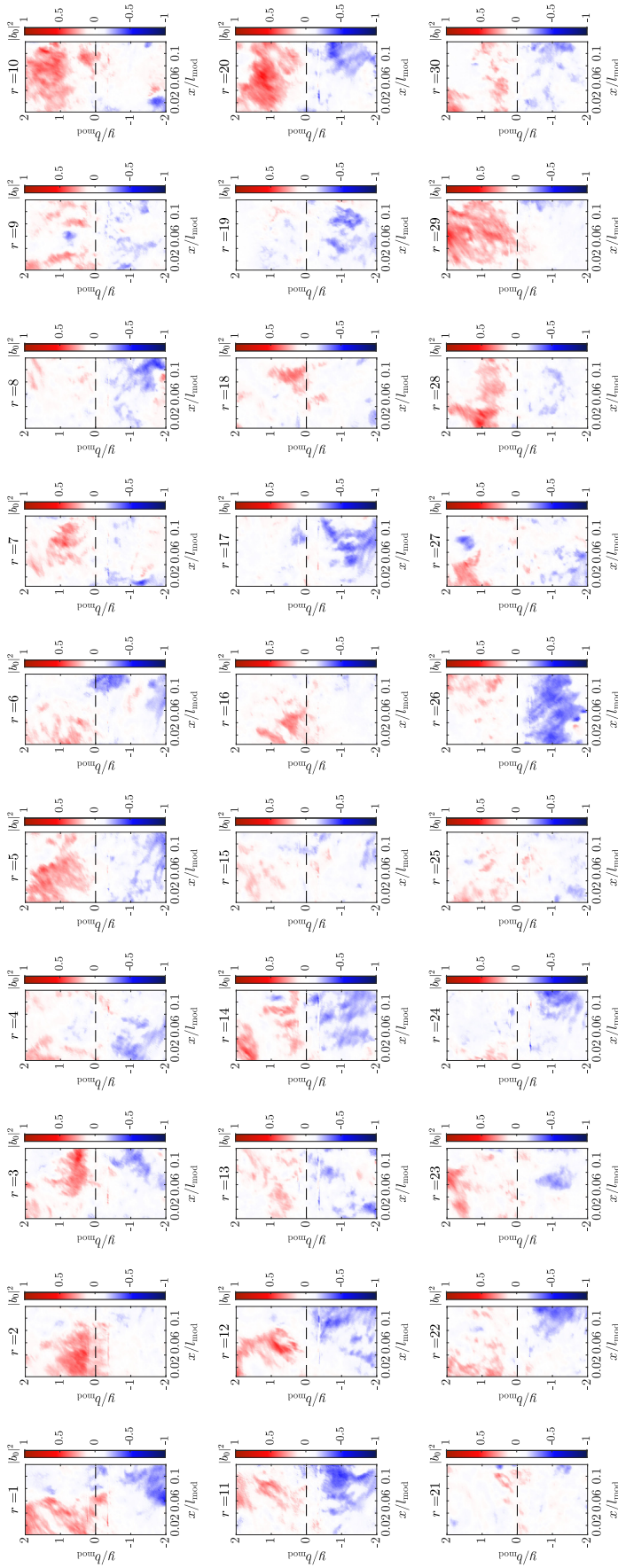


Abbildung C.11: Vergleich der Struktur des Realteils von dem Eigenvektor ϕ_0 bzw. der ersten DMD-Mode des Modenpaars $\tilde{m} = 0$ für die Geschwindigkeitskomponente v_y zwischen den $r = 1, \dots, 30$ Messfahrten der Referenzkonfiguration CLN08 (Messreihe #17) des GZM

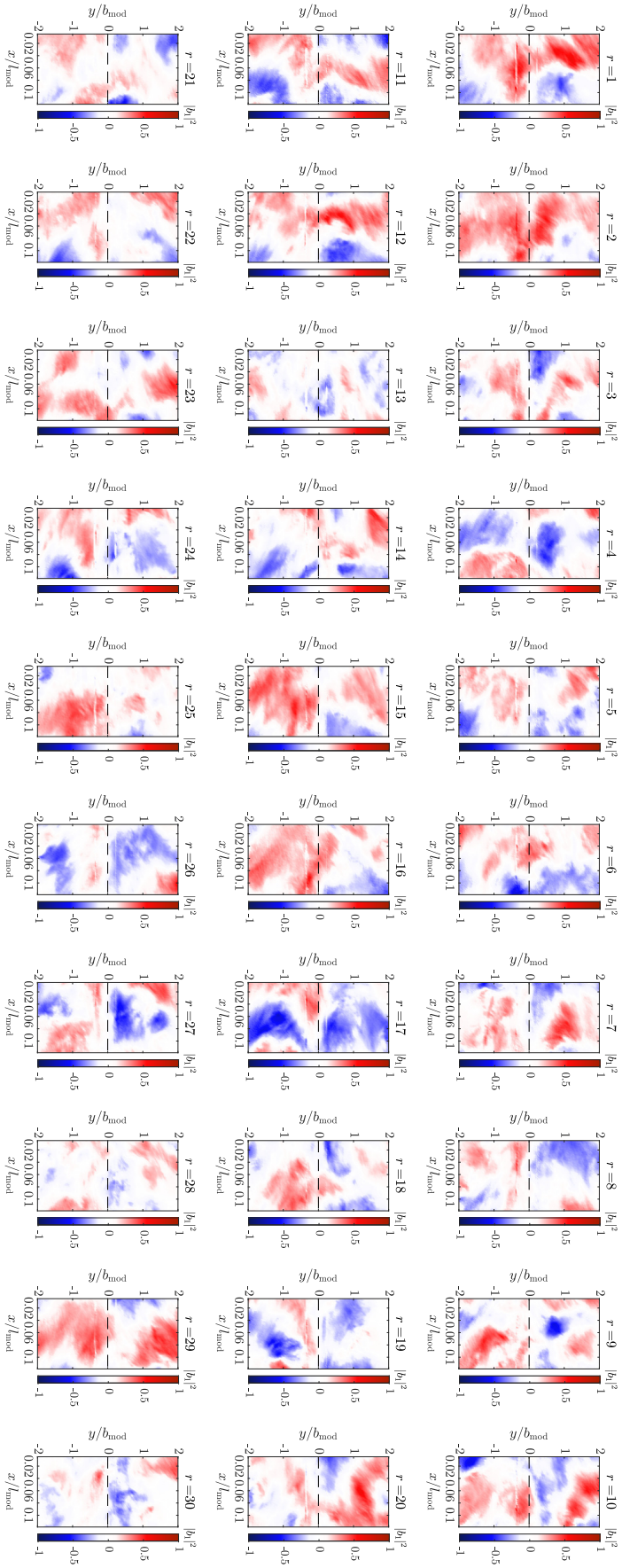


Abbildung C.12: Vergleich der Struktur des Realteils von dem Eigenvektor ϕ_1 bzw. der ersten DMD-Mode des Modenpaares $\tilde{m} = 1$ für die Geschwindigkeitskomponente v_y zwischen den $r = 1, \dots, 30$ Messfahrten der Referenzkonfiguration CLN08 (Messreihe #17) des GZM

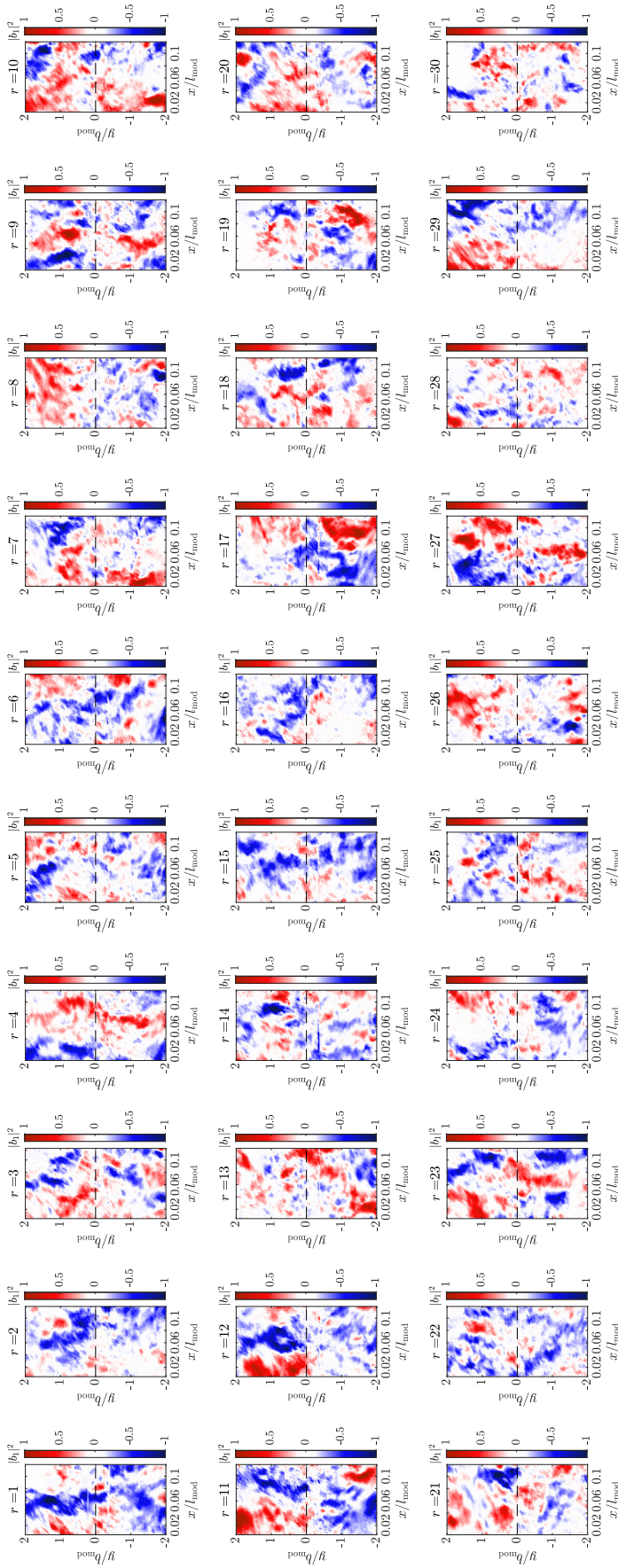


Abbildung C.13: Vergleich der Struktur des Imaginärteils von dem Eigenvektor ϕ_1 bzw. der ersten DMD-Mode des Modenpaars $\tilde{m} = 1$ für die Geschwindigkeitskomponente v_y zwischen den $r = 1, \dots, 30$ Messfahrten der Referenzkonfiguration CLNo8 (Messreihe #17) des GZM

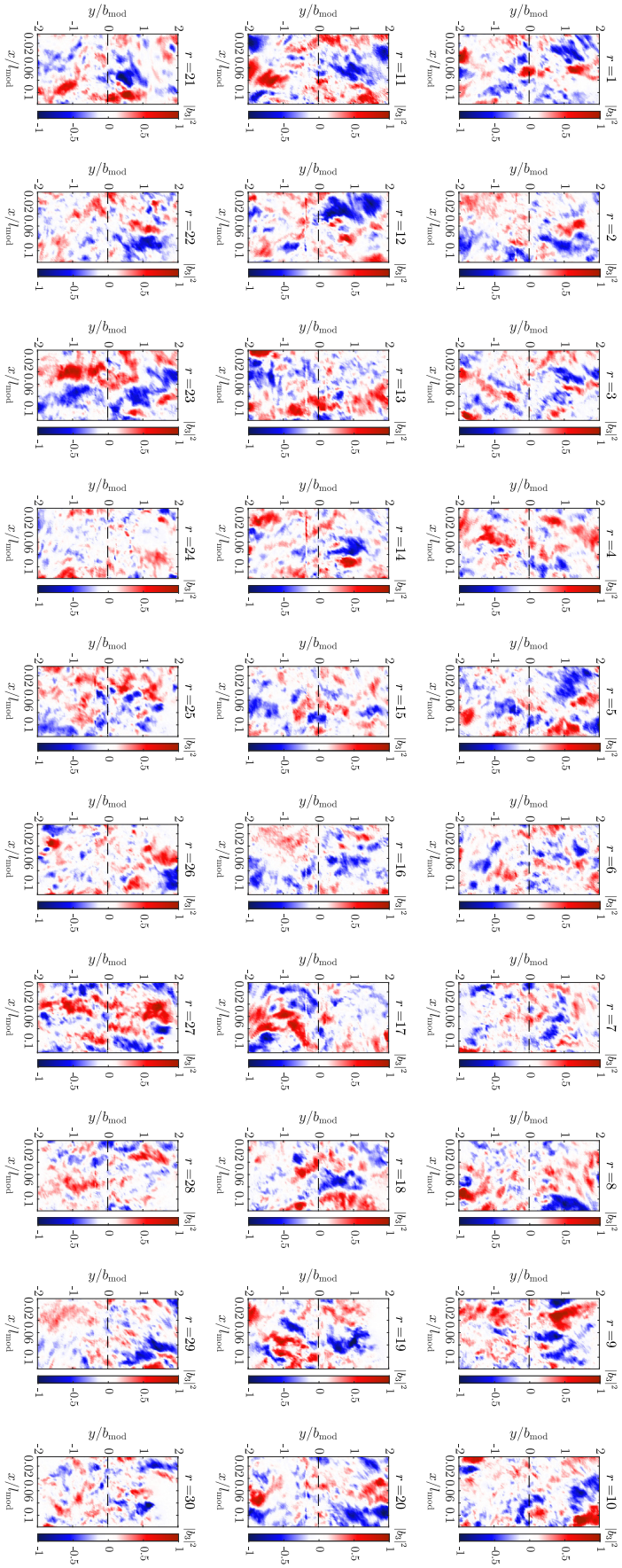


Abbildung C.14: Vergleich der Struktur des Realteils von dem Eigenvektor ϕ_3 bzw. der ersten DMD-Mode des Modenpaares $\tilde{m} = 2$ für die Geschwindigkeitskomponente v_y zwischen den $r = 1, \dots, 30$ Messfahrten der Referenzkonfiguration CLN08 (Messreihe #17) des GZM

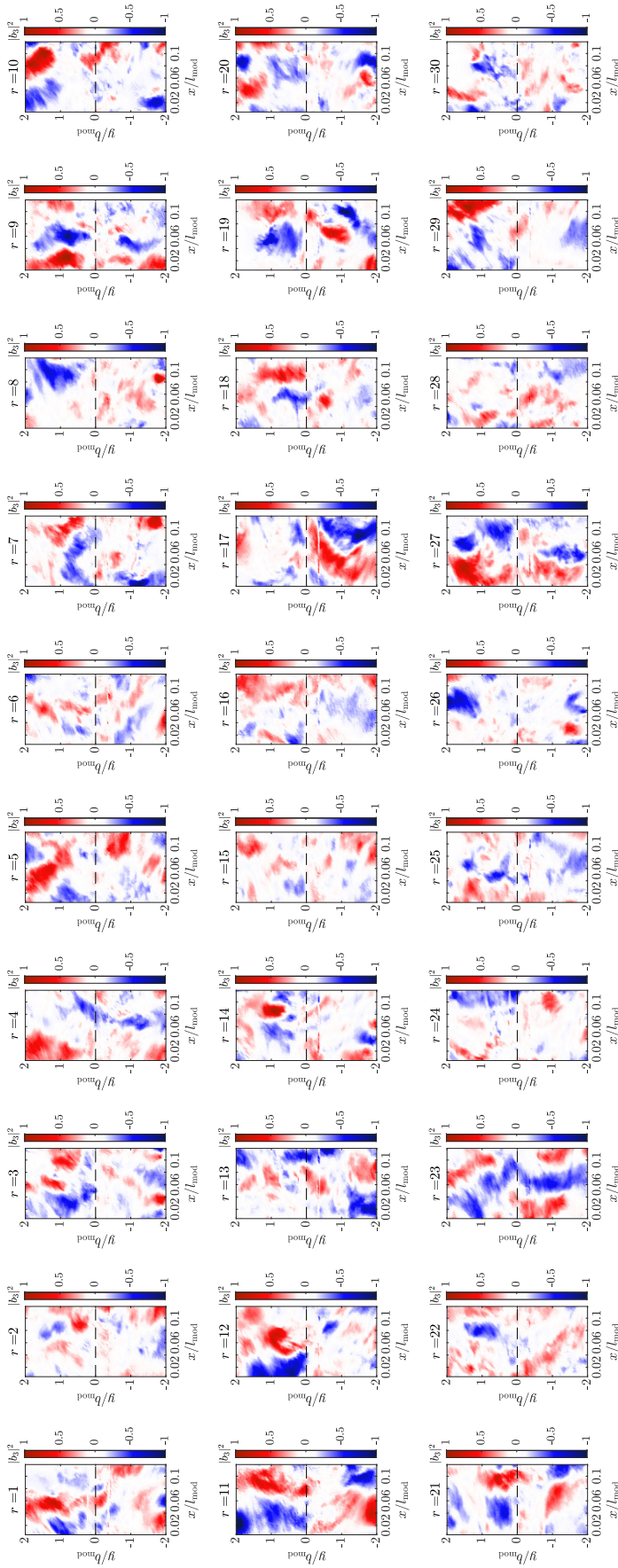


Abbildung C.15: Vergleich der Struktur des Imaginärteils von dem Eigenvektor ϕ_3 bzw. der ersten DMD-Mode des Modenpaars $\tilde{m} = 2$ für die Geschwindigkeitskomponente v_y zwischen den $r = 1, \dots, 30$ Messfahrten der Referenzkonfiguration CLNo8 (Messreihe #17) des GZM

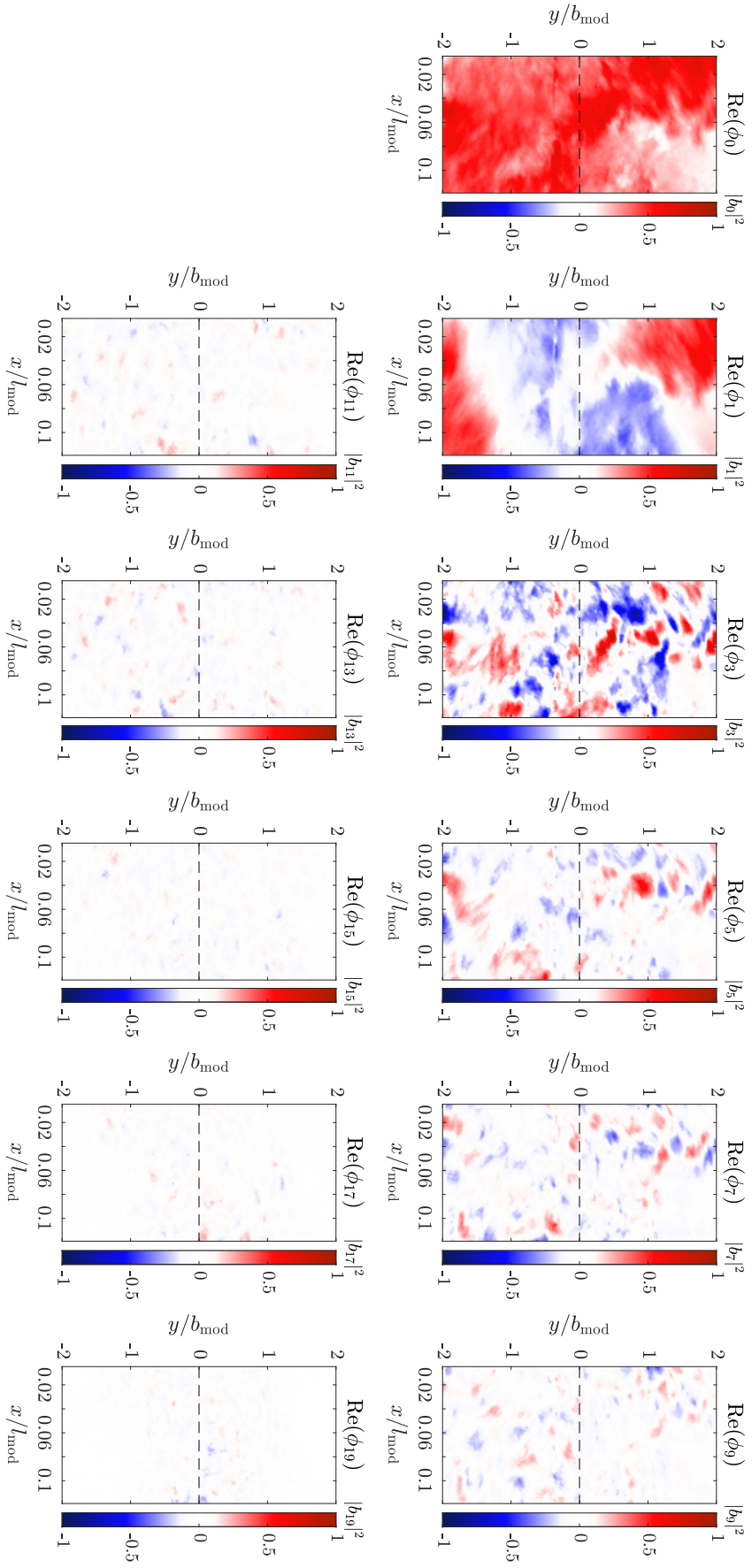


Abbildung C.16: Vergleich der Modenstruktur im Realteil zwischen den Eigenvektoren ϕ_k mit $k = 0, 1, 3, \dots, 19$ für die Geschwindigkeitskomponente v_x aus der ersten Messfahrt $r = 1$ der Referenzkonfiguration CLIN08 (Messreihe #17) des GZM

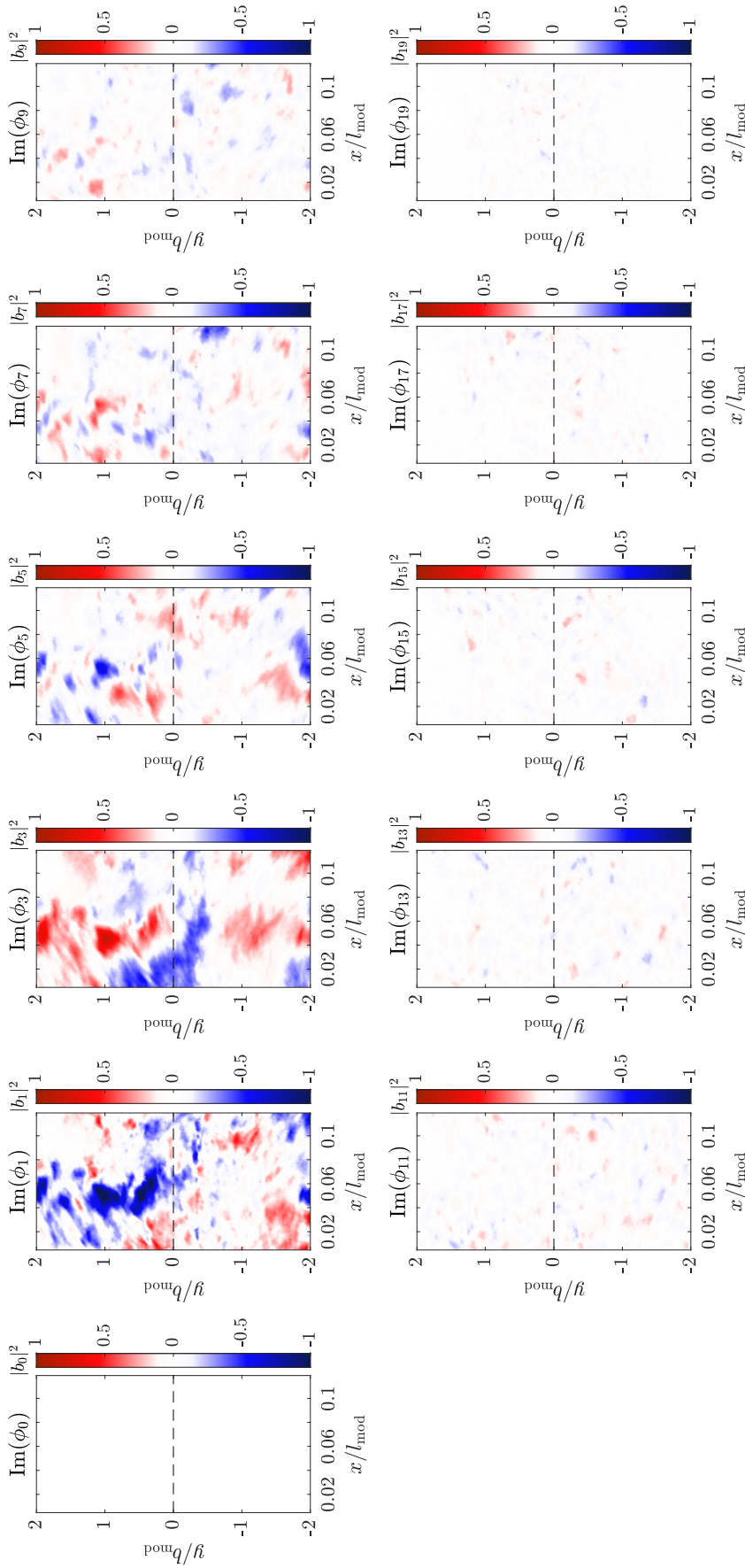


Abbildung C.17: Vergleich der Modenstruktur im Imaginärteil zwischen den Eigenvektoren ϕ_k mit $k = 0, 1, 3, \dots, 19$ für die Geschwindigkeitskomponente v_x aus der ersten Messfahrt $r = 1$ der Referenzkonfiguration CLN08 (Messreihe #17) des GZM

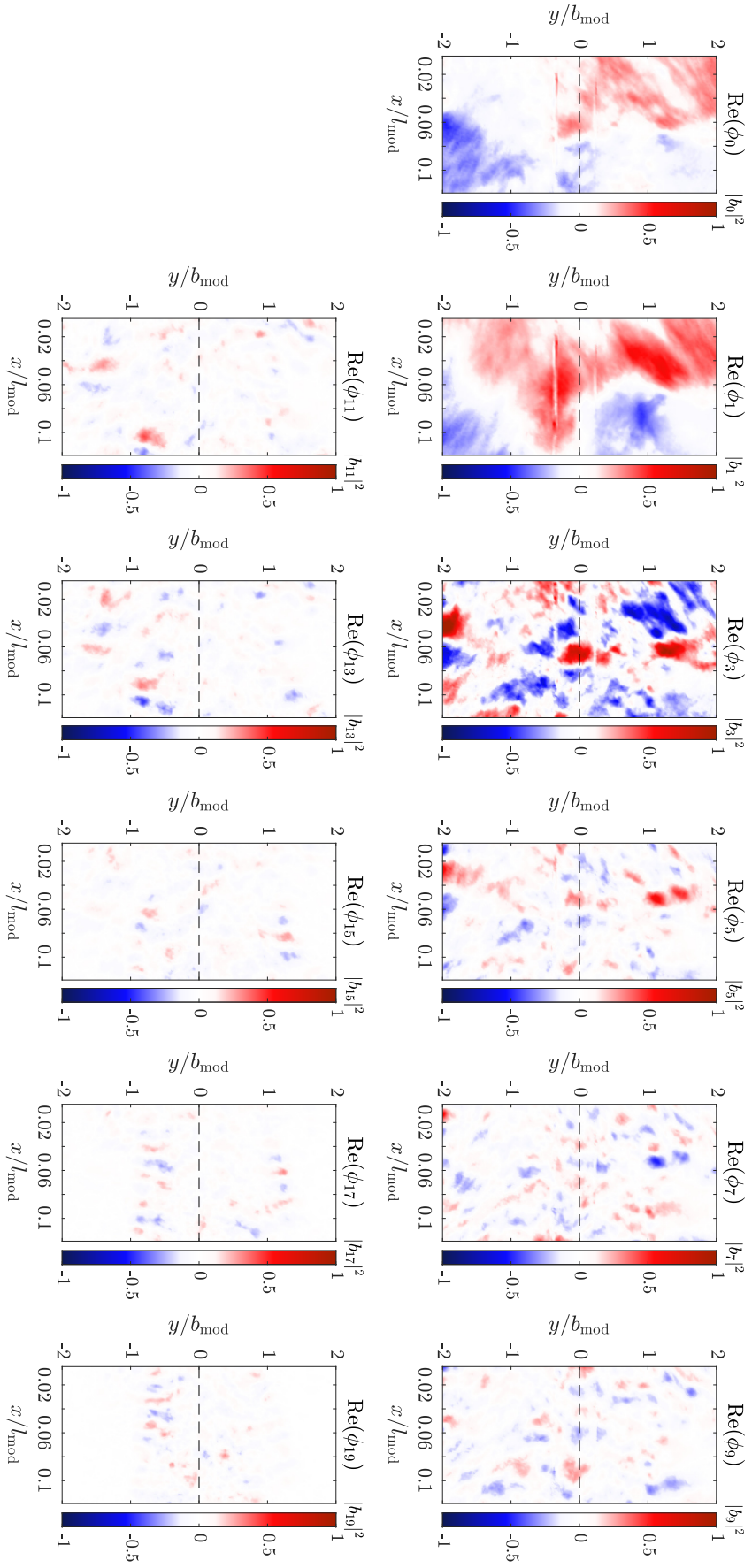


Abbildung C.18: Vergleich der Modenstruktur im Realteil zwischen den Eigenvektoren ϕ_k mit $k = 0, 1, 3, \dots, 19$ für die Geschwindigkeitskomponente v_y aus der ersten Messfahrt $r = 1$ der Referenzkonfiguration CLN08 (Messreihe #17) des GZM

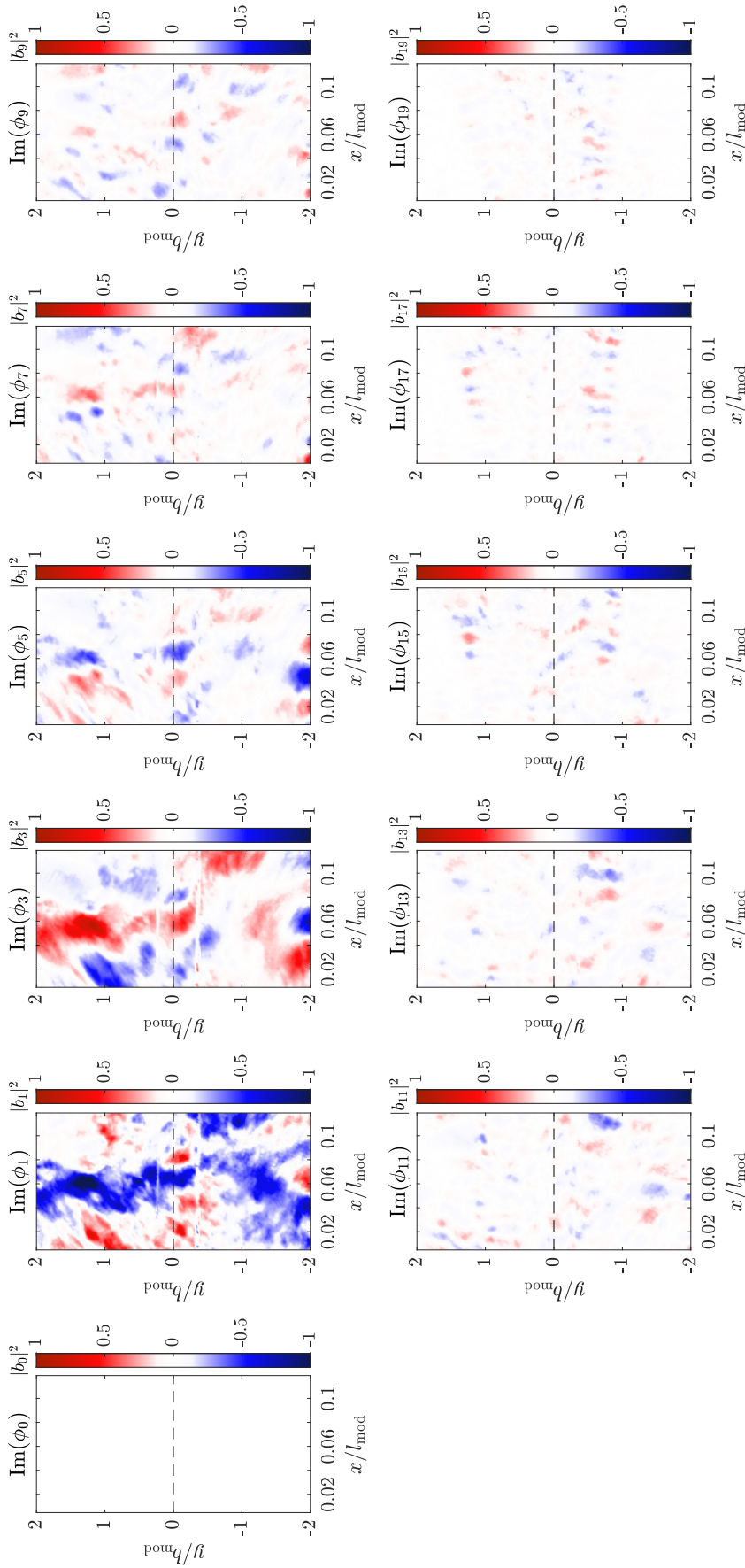


Abbildung C.19: Vergleich der Modenstruktur im Imaginärteil zwischen den Eigenvektoren ϕ_k mit $k = 0, 1, 3, \dots, 19$ für die Geschwindigkeitskomponente v_y aus der ersten Messfahrt $r = 1$ der Referenzkonfiguration CLNo8 (Messreihe #17) des GZM

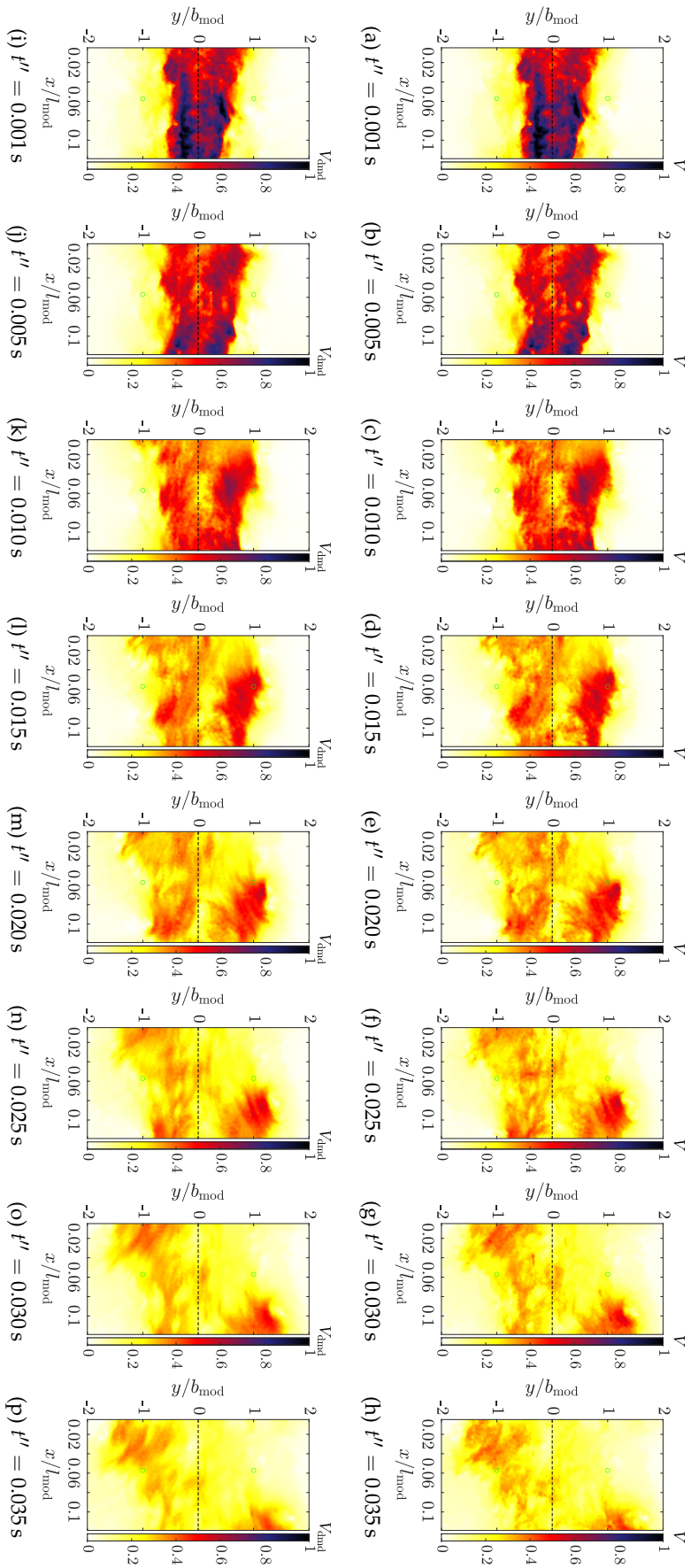


Abbildung C.20: Vergleich der gemessenen Strömungsfelder (obere Zeile) und rekonstruierten Strömungsfelder (untere Zeile) zu den Zeitpunkten t'' im Nachlauf aus der ersten Messfahrt $r = 1$ der Referenzkonfiguration CLN08 (Messreihe #17) des GZM

LITERATUR

- Abdel-Rahman, A. A. (Okt. 1995). „On the yaw-angle characteristics of hot-wire anemometers“. In: *Flow Measurement and Instrumentation* 6.4, S. 271–278.
- Ahmed, S. R., G. Ramm und G. Faltin (Feb. 1984). „Some Salient Features Of The Time-Averaged Ground Vehicle Wake“. In: *SAE Technical Paper Series*. SAE International.
- Baker, C., Sarah Jordan, Timothy Gilbert, Andrew Quinn, Mark Sterling, Terry Johnson und John Lane (Jan. 2014). „Transient aerodynamic pressures and forces on trackside and overhead structures due to passing trains. Part 1: Model-scale experiments; Part 2: Standards applications“. In: *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part F: Journal of Rail and Rapid Transit* 228.1, S. 37–70.
- Baker, C. J. (Juni 2010). „The flow around high speed trains“. In: *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 98.6-7. 6th International Colloquium on Bluff Body Aerodynamics and Applications, S. 277–298.
- Baker, C. J. (März 2014a). „A review of train aerodynamics Part 1 – Fundamentals“. In: *The Aeronautical Journal* 118.1201, S. 201–228.
- Baker, C. J. (Apr. 2014b). „A review of train aerodynamics Part 2 – Applications“. In: *The Aeronautical Journal* 118.1202, S. 345–382.
- Baker, C. J., S. J. Dalley, T. Johnson, A. Quinn und N. G. Wright (März 2001). „The slipstream and wake of a high-speed train“. In: *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part F: Journal of Rail and Rapid Transit* 215.2, S. 83–99.
- Baker, C. J., Andrew Quinn, Mikael Sima, Lars Hoefener und Ricardo Licciardello (Mai 2013a). „Full-scale measurement and analysis of train slipstreams and wakes. Part 1: Ensemble averages“. In: *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part F: Journal of Rail and Rapid Transit* 228.5, S. 451–467.
- Baker, C. J., Andrew Quinn, Mikael Sima, Lars Hoefener und Ricardo Licciardello (Mai 2013b). „Full-scale measurement and analysis of train slipstreams and wakes. Part 2: Gust analysis“. In: *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part F: Journal of Rail and Rapid Transit* 228.5, S. 468–480.
- Baker, C. J., Mark Sterling, Gienia Figura-Hardy, Terry Johnson, P. Free, G. Munley, I. Bowman, C. Pope und R. Gawthorpe (2006). „The effect of train slipstreams on passengers and trackside workers“. In: *Proceedings of the 7th World Congress on Railway Research, Montral*.
- Bell, J. R., D. Burton, M. Thompson, A. Herbst und J. Sheridan (Nov. 2014a). „Wind tunnel analysis of the slipstream and wake of a

- high-speed train". In: *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 134, S. 122–138.
- Bell, J. R., D. Burton, M. C. Thompson, A. Herbst und J. Sheridan (2014b). „The effect of length to height ratio on the wake structure and surface pressure of a high-speed train“. In: Melbourne Vic Australia: RMIT University.
- Bell, J. R., D. Burton, M. C. Thompson, A. H. Herbst und J. Sheridan (Jan. 2015). „Moving model analysis of the slipstream and wake of a high-speed train“. In: *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 136, S. 127–137.
- Bell, J. R., D. Burton, M. C. Thompson, A. H. Herbst und J. Sheridan (Aug. 2016a). „Dynamics of trailing vortices in the wake of a generic high-speed train“. In: *Journal of Fluids and Structures* 65, S. 238–256.
- Bell, J. R., D. Burton, M. C. Thompson, A. H. Herbst und J. Sheridan (Feb. 2016b). „Flow topology and unsteady features of the wake of a generic high-speed train“. In: *Journal of Fluids and Structures* 61, S. 168–183.
- Bell, J. R., D. Burton, M. C. Thompson, A. H. Herbst und J. Sheridan (Juli 2017a). „A wind-tunnel methodology for assessing the slipstream of high-speed trains“. In: *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 166, S. 1–19.
- Bell, J. R., D. Burton, M. C. Thompson, A. H. Herbst und J. Sheridan (Mai 2017b). „The effect of tail geometry on the slipstream and unsteady wake structure of high-speed trains“. In: *Experimental Thermal and Fluid Science* 83, S. 215–230.
- Bell, James R. (Feb. 2015). „The slipstream and wake structure of high-speed trains“. Diss. Australia: Monash University.
- Boyce, William E. und Richard C. DiPrima (17. Okt. 2012). *Elementary Differential Equations and Boundary Value Problems*. John Wiley und Sons Ltd. 832 S.
- Brockie, N. J. W. und C. J. Baker (Aug. 1990). „The aerodynamic drag of high speed trains“. In: *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 34.3, S. 273–290.
- Brunton, Steven L. und J. Nathan Kutz (Jan. 2019). *Data-Driven Science and Engineering*. Cambridge University Press.
- Buhr, A., A. Henning und K. Ehrenfried (2016). „An Experimental Study of Unsteady Flow Structures in the Wake of a Train Model“. In: *Proceedings of the Third International Conference on Railway Technology: Research, Development and Maintenance*. Hrsg. von J. Pombo. Bd. 41. Stirlingshire, UK: Civil-Comp Press.
- Buhr, A., A. Henning und K. Ehrenfried (2018). „Boundary Layer Control at Moving Train Models for Slipstream Investigations“. In: *International Journal of Railway Technology* 7.1, S. 1–25.
- Buhr, Alexander (2014). „Experimentelle Untersuchung der instationären Strömungsstrukturen im Nachlauf eines in Wandnähe bewegten stumpfen Körpers“. In: *Next Generation Forum 2014*. Hrsg. von

- Programmdirektion Verkehr DLR. Tagungsband Next Generations Forum 2014. Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt (DLR), Zentrale Dienste - Druckerei, S. 88.
- Buhr, Alexander (2015). „Experimentelle Untersuchung der instationären Strömungsstrukturen im Nachlauf eines in Wandnähe bewegten stumpfen Körpers“. Masterarbeit. Universität Göttingen, Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt.
- Buhr, Alexander und Klaus Ehrenfried (2017). „High-Speed Particle Image Velocimetry of the Flow around a Moving Train Model with Boundary Layer Control Elements“. In: *19th International Conference on Wind Engineering*. Prag, Tschechien.
- Buhr, Alexander und Klaus Ehrenfried (2018a). „High-Speed Particle Image Velocimetry for Near-ground Boundary Layer Investigation on a Moving Train Model“. In: *Rail-Aerodynamics 2018: Aerodynamics of Trains and Infrastructure*. Bd. 67. Berlin, Deutschland: IFV Bahntechnik e.V., S. 75–88.
- Buhr, Alexander und Klaus Ehrenfried (2018b). „The Effect of Boundary Layer Control with Roughness Elements on the Wake Flow of Moving Train Models“. In: *Proceedings of the Third international conference in numerical and experimental aerodynamics of road vehicles and trains*. Politecnico di Milano. Milano, Italy.
- Buhr, Alexander, Gerrit Heine, Daniela Heine, Daniel Schiepel, James Bell und Klaus Ehrenfried (2019). „Assessment of aerodynamic safety aspects with moving-model experiments“. In: *12th World Congress on Railway Research*. Tokyo, Japan.
- Copley, J. M. (Jan. 1987). „The three-dimensional flow around railway trains“. In: *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 26.1, S. 21–52.
- Counihan, J. (März 1969). „An improved method of simulating an atmospheric boundary layer in a wind tunnel“. In: *Atmospheric Environment (1967)* 3.2, S. 197–214.
- DIN EN 14067-4:2019-06 (Juni 2019). *Bahnwendungen - Aerodynamik - Teil 4: Anforderungen und Prüfverfahren für Aerodynamik auf offener Strecke (EN 14067-4:2013+A1:2018)*. Beuth Verlag GmbH.
- DIN EN 14067-6:2020-06 (Juni 2020). *Bahnwendungen - Aerodynamik - Teil 6: Anforderungen und Prüfverfahren für die Bewertung von Seitenwind (EN 14067-6:2018)*. Beuth Verlag GmbH.
- DIN ISO 8756:1996-10 (Okt. 1996). *Luftbeschaffenheit - Handhabung von Temperatur-, Druck- und Feuchtedaten (ISO 8756:1994)*. Beuth Verlag GmbH.
- Discetti, Stefano (2017). *Experimental aerodynamics*. Boca Raton: CRC Press.
- European Union Agency for Railways (2014). *Commission Regulation (EU) No 1302/2014 of 18 November 2014 concerning a technical specification for interoperability relating to the 'rolling stock — locomotives*

and passenger rolling stock' subsystem of the rail system in the European Union.

- European Union Agency for Railways (2019). *Commission Implementing Regulation (EU) 2019/776 of 16 May 2019 amending Commission Regulations (EU) No 321/2013, (EU) No 1299/2014, (EU) No 1301/2014, (EU) No 1302/2014, (EU) No 1303/2014 and (EU) 2016/919 and Commission Implementing Decision 2011/665/EU as regards the alignment with Directive (EU) 2016/797 of the European Parliament and of the Council and the implementation of specific objectives set out in Commission Delegated Decision (EU) 2017/1474.*
- Fey, U., J. Haff, M. Jönsson, S. Loose und C. Wagner (2014). „Experimental Investigation of Topological Changes in the Flow Field around High-Speed Trains with respect to Reynolds Number Scaling Effects“. In: *Proceedings of the Second International Conference on Railway Technology: Research, Development and Maintenance*. Civil-Comp Press.
- Fey, Uwe, Christian Klein, Vladimir Ondrus, Sigfried Loose und Claus Wagner (2013). „Investigation of Reynolds Number Effects in High-Speed Train Wind Tunnel Testing using Temperature-Sensitive Paint“. In: *2nd International Symposium on RAIL-AERODYNAMICS 2013*. Bd. Vol. 44/2013. Conference Proceedings. IFV Bahntechnik e.V., Salzufer 17-19 / SG20, 10587 Berlin, S. 29-47.
- Gavish, Matan und David L. Donoho (Aug. 2014). „The Optimal Hard Threshold for Singular Values is $4/\sqrt{3}$ “. In: *IEEE Transactions on Information Theory* 60.8, S. 5040-5053.
- Gilka, G., D. M. Luchtenburg, F. Thiele und M. Morzyński (2010). „Dynamic Characterization of an Actuated Bluff Body Wake“. In: *Proceedings of the Fifth European Conference on Computational Fluid Dynamics CFD 2010, ECCOMAS CFD 2010*, Paper 1557.
- Golub, G. und W. Kahan (Jan. 1965). „Calculating the Singular Values and Pseudo-Inverse of a Matrix“. In: *Journal of the Society for Industrial and Applied Mathematics: Series B, Numerical Analysis* 2.2, S. 205-224.
- Guo, Yi, Dilong Guo und Guowei Yang (Nov. 2017). „Moving Model Analysis of the Slipstream of a Multiple Group Type High-Speed Train“. In: *DEStech Transactions on Engineering and Technology Research* 14.
- Heine, D. und K. Ehrenfried (2012). „Experimental Study of the Entry of a High-Speed Train into a Railway Tunnel“. In: *International Journal of Railway Technology* 1.4, S. 1-18.
- Heine, Daniela, Gerrit Lauenroth, Johannes Haff, Stefan Huntgeburth und Klaus Ehrenfried (Mai 2013). „High-Speed Particle Image Velocimetry on a Moving Train Model: Experimental Study of the Flow around an ICE3-Model in the Tunnel-Simulation Facility Göttingen“. In: *2nd International Symposium Rail-Aerodynamics 2013 Aerodynamics of TRAINS and INFRASTRUCTURE*. Hrsg. von Eckhard Schulz.

- Bd. 44/2013. Bahntechnik Aktuell. Verlag des ifv Bahntechnik e.V., S. 49–60.
- Hemida, Hassan, Chris Baker und Guangjun Gao (Sep. 2012). „The calculation of train slipstreams using large-eddy simulation“. In: *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part F: Journal of Rail and Rapid Transit* 228.1, S. 25–36.
- Hemida, Hassan und Siniša Krajnović (Jan. 2009). „Exploring Flow Structures Around a Simplified ICE2 Train Subjected to A 30° Side Wind Using LES“. In: *Engineering Applications of Computational Fluid Mechanics* 3.1, S. 28–41.
- Henning, Arne, Hugues Richard, Thomas Kowalski, Torsten Gries, Stefan Huntgeburth und Sigfried Loose (2016). „Full scaled high speed train PIV measurement“. In: *International Symposium on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics*.
- Herbst, Astrid H., Tomas W. Muld und Gunilla Efraimsson (2014). „Front Shape and Slipstream for Wide Body Trains at Higher Speeds“. In: *KTH Railway Group, Publication, 1402*.
- Hucho, Wolf-Heinrich (März 2012). *Aerodynamik der stumpfen Körper*. Vieweg+Teubner Verlag. 620 S.
- Hultmark, Marcus und Alexander J. Smits (Aug. 2010). „Temperature corrections for constant temperature and constant current hot-wire anemometers“. In: *Measurement Science and Technology* 21.10, S. 105404.
- Hunt, Brian L. und Merwin Sibulkin (Nov. 1965). „Approximate Expression for the Boundary-Layer Shape Factor“. In: *AIAA Journal* 3.11, S. 2159–2160.
- Irwin, H. P. A. H. (Mai 1981). „The design of spires for wind simulation“. In: *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 7.3, S. 361–366.
- Johnson, T., S. Dalley und J. Temple (2004). „Recent Studies of Train Slipstreams“. In: *The Aerodynamics of Heavy Vehicles: Trucks, Buses, and Trains*. Springer Berlin Heidelberg, S. 415–430.
- Jönsson, M., C. Wagner und S. Loose (2012). „High-Speed Particle Image Velocimetry of the Underfloor Flow of a Generic High-Speed Train Model“. In: *Proceedings of the First International Conference on Railway Technology: Research, Development and Maintenance*. Civil-Comp Press.
- Jordan, S. C., T. Johnson, M. Sterling und C. J. Baker (Sep. 2008). „Evaluating and modelling the response of an individual to a sudden change in wind speed“. In: *Building and Environment* 43.9, S. 1521–1534.
- Jordan, S. C., M. Sterling und C. J. Baker (Juni 2009). „Modelling the response of a standing person to the slipstream generated by a passenger train“. In: *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part F: Journal of Rail and Rapid Transit* 223.6, S. 567–579.

- Khalighi, Bahram, S. Zhang, C. Koromilas, S. R. Balkanyi, Luis P. Bernal, G. Iaccarino und P. Moin (März 2001). „Experimental and Computational Study of Unsteady Wake Flow Behind a Bluff Body with a Drag Reduction Device“. In: *SAE Technical Paper Series*. SAE International.
- Khayrullina, Adelya, Bert Blocken, Wendy Janssen und Jochem Straathof (Apr. 2015). „CFD simulation of train aerodynamics: Train-induced wind conditions at an underground railroad passenger platform“. In: *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 139, S. 100–110.
- King, Louis Vessot (Sep. 1914). „On the convection of heat from small cylinders in a stream of fluid: Determination of the convection constants of small platinum wires, with applications to hot-wire anemometry“. In: *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character* 90.622, S. 563–570.
- Kopp, Gerhard, Jens Koenig, Joachim Winter, Moritz Fischer und Simone Ehrenberger (2011). „Systematic derivation of the NGT rail vehicle concept“. In:
- Krajnović, S. und G. Minelli (2015). „Partially-averaged Navier-Stokes simulation of the flow around simplified vehicle“. In: AIP.
- Krajnović, Siniša und Lars Davidson (Sep. 2005). „Influence of floor motions in wind tunnels on the aerodynamics of road vehicles“. In: *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 93.9, S. 677–696.
- Kutz, J. Nathan, Steven L. Brunton, Bingni W. Brunton und Joshua L. Proctor (Nov. 2016). *Dynamic Mode Decomposition: Data-Driven Modeling of Complex Systems*. Society for Industrial und Applied Mathematics.
- Kwon, Hyeok-bin, Young-Whe Park, Dong-ho Lee und Moon-Sang Kim (Okt. 2001). „Wind tunnel experiments on Korean high-speed trains using various ground simulation techniques“. In: *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 89.13, S. 1179–1195.
- Li, Tian, Ming Li, Zheng Wang und Jiye Zhang (Sep. 2018). „Effect of the inter-car gap length on the aerodynamic characteristics of a high-speed train“. In: *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part F: Journal of Rail and Rapid Transit* 233.4, S. 448–465.
- Lögberg, Ola, Jens H. M. Fransson und P. Henrik Alfredsson (März 2009). „Streamwise evolution of longitudinal vortices in a turbulent boundary layer“. In: *Journal of Fluid Mechanics* 623, S. 27–58.
- Muld, Tomas (2010). *Analysis of flow structures in wake flows for train aerodynamics*. Stockholm: Royal Institute of technology, Department of mechanics.
- Muld, Tomas (2012). „Slipstream and flow structures in the near wake of high-speed trains“. Diss. Stockholm: Engineering Sciences, Royal Institute of Technology (KTH).

- Muld, Tomas W., Gunilla Efraimsson und Dan S. Henningson (März 2012). „Flow structures around a high-speed train extracted using Proper Orthogonal Decomposition and Dynamic Mode Decomposition“. In: *Computers & Fluids* 57, S. 87–97.
- Muld, Tomas W., Gunilla Efraimsson und Dan S. Henningson (Jan. 2013). „Wake characteristics of high-speed trains with different lengths“. In: *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part F: Journal of Rail and Rapid Transit* 228.4, S. 333–342.
- Nikuradse, J. (1933). *Strömungsgesetze in rauhen Rohren*. Forschungsheft auf dem Gebiete des Ingenieurwesens. VDI-Verlag.
- Orellano, A. und M. Schober (Jan. 2006). „Aerodynamic performance of a typical highspeed train“. In: *Proceedings of the 4th WSEAS International Conference on Fluid Mechanics and Aerodynamics*, S. 18–25.
- Pii, Lorenzo Maria, Emmanuel Vanoli, Francesco Polidoro, Sébastien Gautier und Ali Tabbal (Apr. 2014). „A full scale simulation of a high speed train for slipstream prediction“. In: *Transport Research Arena (TRA) 5th Conference: Transport Solutions from Research to Deployment*. Paris, France.
- Pope, C. W. (2007). *Effective management of risk from slipstream effects at trackside and platforms*. Techn. Ber. Rail Safety und Standards Board - T425 Report.
- Raffel, Markus, Christian E. Willert, Fulvio Scarano, Christian J. Kähler, Steve T. Wereley und Jürgen Kompenhans (2018). *Particle Image Velocimetry: A Practical Guide*. Springer International Publishing.
- Raghunathan, Raghu S., H.-D. Kim und T. Setoguchi (Aug. 2002). „Aerodynamics of high-speed railway train“. In: *Progress in Aerospace Sciences* 38.6-7, S. 469–514.
- Rocchi, D., G. Tomasini, P. Schito und C. Somaschini (Feb. 2018). „Wind effects induced by high speed train pass-by in open air“. In: *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 173, S. 279–288.
- Schetz, Joseph A. (Jan. 2001). „Aerodynamics of High-Speed Trains“. In: *Annual Review of Fluid Mechanics* 33.1, S. 371–414.
- Schlichting, Hermann und Klaus Gersten (21. Feb. 2006). *Grenzschicht-Theorie*. Springer-Verlag GmbH.
- Schmid, Peter J. (Juli 2010). „Dynamic mode decomposition of numerical and experimental data“. In: *Journal of Fluid Mechanics* 656, S. 5–28.
- Schmid, Peter J. und Joern Sesterhenn (2008). „Dynamic Mode Decomposition of numerical and experimental data“. In: *61st Annual Meeting of the APS Division of Fluid Dynamics*. Bd. 53. 15.
- Schulte-Werning, B., C. Heine und G. Matschke (März 2003). „Unsteady Wake Flow Characteristics of High-Speed Trains“. In: *PAMM* 2.1, S. 332–333.
- Schulte-Werning, B., G. Matschke, R. Gregoire und T. Johnson (1999). „RAPIDE: A project of joint aerodynamics research of the European

- high-speed rail operators". In: *World Congress on Railway Research, Tokyo*, S. 19–23.
- Schütz, Thomas, Hrsg. (Okt. 2013). *Hucho - Aerodynamik des Automobils*. Vieweg+Teubner Verlag.
- Sesterhenn, Jörn und Amir Shahirpour (2019). „A characteristic dynamic mode decomposition“. In: *Theoretical and Computational Fluid Dynamics* 33.3-4, S. 281–305.
- Sima, M., Etienne Grappein, M. Weise, N. Paradot, M. Hieke, C. Baker, R. Licciardello und M. Couturier (2011). „Presentation of the EU FP7 AeroTRAIN project and first results“. In: *11th World Congress on Railway Research*.
- Sima, M., Andreas Gurr und A. Orellano (2008). „Validation of Cfd for the Flow under a Train with 1:7 Scale Wind Tunnel Measurements“. In: *BBAA VI International Colloquium on: Bluff Bodies Aerodynamics & Applications*.
- Sima, M., A. Tietze, B. Schulz und K. Ehrenfried (2016). „Representing Large Boundary Layers in Slipstream Moving Model Tests“. In: *Proceedings of the Third International Conference on Railway Technology: Research, Development and Maintenance*. Civil-Comp Press.
- Steinheuer, J. (1981). *Aerodynamische Wirkungen von schnellfahrenden Schienenfahrzeugen auf die Umgebung*. Forschungsber. IB 129-87/11. DFVLR-Bericht, IB 129 - 87/11.
- Sterling, M., C. J. Baker, S. C. Jordan und T. Johnson (März 2008). „A study of the slipstreams of high-speed passenger trains and freight trains“. In: *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part F: Journal of Rail and Rapid Transit* 222.2, S. 177–193.
- Tian, Hong-qi, Sha Huang und Ming-zhi Yang (Feb. 2015). „Flow structure around high-speed train in open air“. In: *Journal of Central South University* 22.2, S. 747–752.
- Truckenbrodt, Erich (2008). *Fluidmechanik*. Springer Berlin Heidelberg.
- Tschepe, Jonathan, Christian Navid Nayeri und Christian Oliver Paschereit (Mai 2019). „Analysis of moving model experiments in a towing tank for aerodynamic drag measurement of high-speed trains“. In: *Experiments in Fluids* 60.6.
- Tu, Jonathan H., Clarence W. Rowley, Dirk M. Luchtenburg, Steven L. Brunton und J. Nathan Kutz (2014). „On dynamic mode decomposition: Theory and applications“. In: *Journal of Computational Dynamics* 1.2, S. 391–421.
- Wang, Shibo, James R. Bell, David Burton, Astrid H. Herbst, John Sheridan und Mark C. Thompson (Juni 2017). „The performance of different turbulence models (URANS, SAS and DES) for predicting high-speed train slipstream“. In: *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 165, S. 46–57.
- Wang, Shibo, David Burton, Astrid Herbst, John Sheridan und Mark C. Thompson (Nov. 2018a). „The effect of bogies on high-speed train

- slipstream and wake“. In: *Journal of Fluids and Structures* 83, S. 471–489.
- Wang, Shibo, David Burton, Astrid H. Herbst, John Sheridan und Mark C. Thompson (Jan. 2018b). „The effect of the ground condition on high-speed train slipstream“. In: *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 172, S. 230–243.
- Weise, M., M. Schober und A. Orellano (2006). „Slipstream Velocities Induced by Trains“. In: *Proceedings of the 4th WSEAS International Conference on Fluid Mechanics and Aerodynamics*. Elounda, Greece.
- Werning, Burkhard (2002). *TRANSAERO – a European initiative on transient aerodynamics for railway system optimisation*. Berlin: Springer.
- Weyburne, David W. (Apr. 2014). „New thickness and shape parameters for the boundary layer velocity profile“. In: *Experimental Thermal and Fluid Science* 54, S. 22–28.
- Wilhelmi, Henning, Thomas Thieme, Arne Henning und Claus Wagner (Okt. 2017). „Aerodynamic Investigations of the Effects of Virtual Coupling on Two Next Generation Trains“. In: *Notes on Numerical Fluid Mechanics and Multidisciplinary Design*. Springer International Publishing, S. 695–704.
- Winter, J. (2012). „Novel Rail Vehicle Concepts for a High Speed Train: The Next Generation Train“. In: *Proceedings of the First International Conference on Railway Technology: Research, Development and Maintenance*. Civil-Comp Press.
- Xia, Chao, Hanfeng Wang, Di Bao und Zhigang Yang (Nov. 2018). „Unsteady flow structures in the wake of a high-speed train“. In: *Experimental Thermal and Fluid Science* 98, S. 381–396.
- Xia, Chao, Hanfeng Wang, Xizhuang Shan, Zhigang Yang und Qiliang Li (Sep. 2017). „Effects of ground configurations on the slipstream and near wake of a high-speed train“. In: *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 168, S. 177–189.
- Yang, Mingzhi, Juntao Du, Zhiwei Li, Sha Huang und Dan Zhou (Jan. 2017). „Moving Model Test of High-Speed Train Aerodynamic Drag Based on Stagnation Pressure Measurements“. In: *PLOS ONE* 12.1. Hrsg. von Christof Markus Aegerter, e0169471.
- Yang, Rui, Xuan Zhang, Philipp Reiter, Moritz Linkmann, Detlef Lohse und Olga Shishkina (9. Juni 2020). „Data-driven identification of the spatio-temporal structure of turbulent flows by streaming Dynamic Mode Decomposition“.
- Yao, Shuan-Bao, Zhen-Xu Sun, Di-Long Guo, Da-Wei Chen und Guo-Wei Yang (Nov. 2013). „Numerical study on wake characteristics of high-speed trains“. In: *Acta Mechanica Sinica* 29.6, S. 811–822.
- Yavuz, Tahir und Serpil Özkiliç (Sep. 1992). „Prediction of the turbulent boundary layer development by the lag-entrainment method“. In: *International Journal for Numerical Methods in Fluids* 15.6, S. 673–691.

- Yincan, Ye (2017). „Local Scour and Protection of Marine Structures“. In: *Marine Geo-Hazards in China*. Elsevier, S. 297–366.
- Zakharov, A. G., V. E. Kovalev und S. F. Konovalov (1994). „Numerical analysis of three-dimensional flow past a high-speed electric train with turbulent boundary layer separation“. In: *Fluid Dynamics* 28.5, S. 660–666.
- Zarbi, Ghassem, A. J. Reynolds und M. M. M. El Telbany (Dez. 1990). „Further consideration of the shape-factor relationship for turbulent boundary layers“. In: *Fluid Dynamics Research* 6.5-6, S. 295–304.