



Der Ahmed-Körper unter Schräganströmung

Diplomarbeit

verfasst und vorgelegt von

Thomas Wolfgang Wanker

zur Erlangung des akademischen Grades

Diplom-Ingenieur

Studium des Maschinenbaus
Energie- und Umwelttechnik

Technische Universität Graz

Fakultät für Maschinenbau
und Wirtschaftswissenschaften

ausgeführt am

Institut für Strömungslehre
und Wärmeübertragung

unter der Betreuung von

Ass.-Prof. Dipl.-Ing. Dr.techn. Walter Meile
Univ.-Prof. Dr.-Ing. habil. Günter Brenn

Graz, August 2011

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei den zahlreichen Personen bedanken, die am Entstehungsprozess der vorliegenden Arbeit beteiligt waren. Bedanken möchte ich mich vor allem bei Herrn Ass.-Prof. Dipl.-Ing. Dr. Walter Meile und Herrn Univ.-Prof. Dr.-Ing. habil. Günter Brenn für die hervorragende Betreuung, auch wenn beide beteuern, dass dies ihre Aufgabe sei. Sie haben mir die Durchführung der Untersuchungen zur vorliegenden Arbeit auch ohne Industriepartner als rein wissenschaftliche Arbeit überhaupt ermöglicht.

In besonderer Weise gilt mein Dank aber auch dem Werkstättenteam des Instituts für Strömungslehre und Wärmeübertragung rund um Herrn Christian Bratschitz. Ohne deren tatkräftige Unterstützung und die zahlreichen äußerst sachdienlichen Hinweise hätten viele Prozesse wesentlich mehr Zeit in Anspruch genommen.

Großer Dank gebührt der Fachhochschulstudiengänge Burgenland GmbH, und dabei insbesondere den Herren Prof.(FH) Dipl.-Ing.(FH) Dr. Christian Heschl und Dipl.-Ing.(FH) Johannes Schnitzer, die die Verwendung des kompletten PIV-Systems der FH Burgenland für die Strömungsmessungen am Ahmed-Körper ermöglicht haben. Ohne dieses System wären die Untersuchungen im Nachlauf keineswegs in diesem Umfang möglich gewesen.

Auch Herrn Ao.Univ.-Prof. Dipl.-Ing. Dr.techn. Jakob Woisetschläger vom Institut für Thermische Turbomaschinen und Maschinendynamik gebührt großer Dank meinerseits, da er mit seinen umfangreichen Fachkenntnissen im Bereich der Lasermesstechnik über die Institutsgrenzen hinweg immer wieder gerne behilflich war.

Deutsche Fassung:
Beschluss der Curricula-Kommission für Bachelor-, Master- und Diplomstudien vom 10.11.2008
Genehmigung des Senates am 1.12.2008

EIDESSTÄTLICHE ERKLÄRUNG

Ich erkläre an Eides statt, dass ich die vorliegende Arbeit selbstständig verfasst, andere als die angegebenen Quellen/Hilfsmittel nicht benutzt, und die den benutzten Quellen wörtlich und inhaltlich entnommene Stellen als solche kenntlich gemacht habe.

Graz, am

.....
(Unterschrift)

Englische Fassung:

STATUTORY DECLARATION

I declare that I have authored this thesis independently, that I have not used other than the declared sources / resources, and that I have explicitly marked all material which has been quoted either literally or by content from the used sources.

.....
date

.....
(signature)

Kurzfassung

Das Fahrverhalten von Automobilen wird maßgeblich durch die aerodynamischen Kräfte bestimmt. Ein sehr wesentlicher Parameter hinsichtlich der Entstehung von Widerstand und Auftrieb ist dabei der Neigungswinkel φ ; der Heckschräge. Zur Erfassung des Neigungseinflusses ohne starke Interferenz mit anderen Bauteilen wurden in der Vergangenheit diverse generische Fahrzeugmodelle entwickelt und untersucht. Im Zuge der vorliegenden Arbeit wurden experimentelle Untersuchungen an einem solchen Fahrzeugmodell, dem so genannten Ahmed-Körper, im 2m-Windkanal des Instituts für Strömungslehre und Wärmeübertragung der Technischen Universität Graz durchgeführt. Untersucht wurden dabei zwei unterschiedliche Heckkonfigurationen ($\varphi = 25^\circ$ und $\varphi = 35^\circ$). Das Hauptaugenmerk bei den vorliegenden Untersuchungen wurde auf die Veränderung der Kräfte und Momente bzw. des Strömungsbildes bei Änderung des Schiebewinkels β gelegt.

Dabei wurde einerseits die Wirkung der Strömung auf das Modell durch Messung der einzelnen Kraftkomponenten bei unterschiedlichen Schiebewinkeln β erfasst. Es zeigte sich eine kontinuierliche Entwicklung der Kräfte am Modell mit dem unterkritischen Heckschrägenwinkel $\varphi = 25^\circ$. Für das 35° -Heck wurde dagegen ein Sprung in den Verläufen der Kraft- und Momentenbeiwerte bei einem Schiebewinkel von ca. 12° ausgemacht. Langzeitmessungen der Kräfte über 600 Sekunden haben gezeigt, dass es sich dabei um einen bistabilen Strömungszustand handelt. Das heißt, dass bei Schiebewinkeln in diesem Bereich die Strömung zwei unterschiedliche Zustände einnehmen kann, wobei jedes der beiden Strömungsbilder über einen längeren Zeitraum vorherrschen kann.

Andererseits wurde versucht, die Ursache für die Veränderungen der resultierenden Luftkräfte zu bestimmen. Hierfür wurden Geschwindigkeitsmessungen im Nachlauf des Modells mittels Particle-Image-Velocimetry (PIV) durchgeführt. Dass die Umströmung des Modells mit dem 35° -Heck ein bistabiles Verhalten aufweist, wurde mithilfe der Ergebnisse aus den PIV-Messungen bestätigt. Dafür wurden beide Zustände des Nachlaufs mit exakt demselben Messaufbau erfasst. Aus diesen Daten konnte die Bildung von zwei Längswirbeln an den Dachseitenkanten erkannt werden. Bei Schiebewinkeln im Bereich von ca. 12° stimuliert der Wirbel an der windzugewandten Seite die Neubildung des C-Säulen-Wirbels an der schrägen Seitenkante des Hecks. Die damit verbundenen Änderungen des Strömungsfeldes sind die Begründung für den Sprung der Kräfte und Momente.

Abstract

The performance and handling of automobiles is significantly affected by the aerodynamic loads. The slant angle φ is one essential parameter concerning the formation of drag and lift. In the past, a variety of generic car models were developed for investigating the influence of the slant angle, avoiding significant interference with other parts of the body. The aerodynamics of one specific model, the so-called Ahmed body, was investigated experimentally in the present work. These investigations were performed in the low-speed aerodynamic wind tunnel of the Institute of Fluid Mechanics and Heat Transfer at Graz University of Technology. Two different configurations with slant angles of $\varphi = 25^\circ$ (subcritical) and $\varphi = 35^\circ$ (supercritical) were taken into account. The main aim was to quantify the development of forces and moments and the variation of the flow pattern with the yawing angle β .

During the first part of the work, the impact of the flow on the model was determined via measuring individual components of the resulting air force at different yawing angles β . With the subcritical slant angle $\varphi = 25^\circ$, a continuous development of forces and moments could be determined. In contrast, a discontinuous slope of force and moment coefficients, with a jump near a yawing angle of $|\beta| = 12^\circ$, was found for the supercritical slant angle $\varphi = 35^\circ$. With the aid of long-term (600 seconds) force measurements, a bistable flow behaviour could be detected. This means that the flow around the model in this range of yawing angles can exhibit two different patterns, and each of them can prevail over longer periods of time.

The cause of the observed variations of the resulting forces was investigated in the second part of the work. Velocity measurements in the wake of the model were performed for this purpose by means of Particle-Image Velocimetry (PIV). The bistable flow pattern with the supercritical slant could be clearly confirmed by these measurements. Both flow patterns were captured with the same test configuration. The acquired data indicate the formation of longitudinal vortices at the lateral edges of the roof. At yawing angles of nearly 12° , the vortex formed at the windward edge stimulates the reformation of a C-pillar vortex at the according slant edge. The resulting change of the flow pattern triggers the discontinuous development of forces and moments.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Grundlagen	6
2.1	Strömungsmechanische Grundlagen	6
2.1.1	Außenströmung	7
2.1.2	Grenzschicht	7
2.1.3	Ablösung	8
2.1.4	Totwasser	10
2.1.5	Nachlauf	11
2.2	Fahrzeugaerodynamik	11
2.2.1	Allgemeines zur Aerodynamik	11
2.2.2	Definition stumpfer Körper	12
2.2.3	Druck- und Reibungswiderstand	13
2.2.4	Kräfte und Momente am Fahrzeug	14
2.2.5	Definition Beiwerte	15
2.2.6	Fahrverhalten bei Geradanströmung	16
2.2.7	Seitenwindeinflüsse	17
2.2.8	Heckformen	18
2.3	Generische Fahrzeugmodelle	20
2.3.1	Morel-Körper	20
2.3.2	Ahmed-Körper	22
3	Messaufbau und Abläufe	27
3.1	Versuchsmodell	27
3.2	Windkanal	28
3.3	Kraftmessungen	30
3.3.1	Windkanalwaage	30
3.3.2	Ablauf der Kraftmessungen	31
3.3.3	Auswertung der Kraftmessungen	34
3.4	Nachlaufmessungen	34
3.4.1	PIV-Messaufbau	35
3.4.2	Einbringung von Seeding	36
3.4.3	Ablauf der Strömungsmessungen	37
3.4.4	Auswertung der PIV-Aufnahmen	39
4	Ergebnisse	43
4.1	Kraftmessdaten	43
4.1.1	Einfluss von Reynoldszahl und Boden	43
4.1.2	Symmetrische Anströmung	46

4.1.3	Einfluss des Schiebewinkels	47
4.1.4	Bistabiler Strömungszustand	56
4.2	Symmetrisches Strömungsbild	62
4.2.1	Anmerkungen zu den Darstellungen	62
4.2.2	Nachlaufstruktur für $\beta = 0^\circ$	63
4.2.3	Vergleich mit LDA-Messdaten	67
4.3	Strömungsbild bei Schräganströmung	71
4.3.1	Umströmung des 25° -Hecks	71
4.3.2	Umströmung des 35° -Hecks	81
4.3.3	Bistabiler Nachlauf des 35° -Hecks	85
5	Zusammenfassung, Schlussfolgerung und Ausblick	93
	Symbolverzeichnis	97
	Abkürzungsverzeichnis	100
	Literaturverzeichnis	101

Kapitel 1

Einleitung

Die Hauptaufgabe der Fahrzeugaerodynamik besteht mit Sicherheit in der Beeinflussung der wirkenden Luftkräfte, vor allem einer Reduktion der Widerstandskraft. Durch ausreichend hohe Motorleistungen spielt die Aerodynamik zur Steigerung der erreichbaren Höchstgeschwindigkeit für konventionelle Fahrzeuge heute nur mehr eine untergeordnete Rolle. Vielmehr werden heutzutage Ziele wie der Schutz von Umwelt und Klima verfolgt. Aber auch steigende Rohstoffpreise motivieren dazu, bei der Entwicklung neuer Fahrzeuge den Kraftstoffverbrauch zu senken, was natürlich auch im Sinne einer Reduktion von limitierten und nicht limitierten Emissionen positiv ist. Dass vor allem die Luftwiderstandskraft den Kraftstoffverbrauch bestimmt, ist schon lange bekannt. So beträgt der Anteil des Luftwiderstandes eines Mittelklasse-PKW's bei einer Geschwindigkeit von ca. 100 km/h laut Hucho [15] bereits 75 bis 80% des gesamten Fahrwiderstandes. Diesen Anteil gilt es zu senken, vor allem auch im Hinblick auf die Entwicklung neuer alternativer Antriebssysteme für zukünftige Fahrzeuggenerationen. Eine Begrenzung der erreichbaren Maximalgeschwindigkeit durch möglicherweise wieder verringerte Motorleistungen wird in der heutigen Zeit vom Konsumenten wohl nicht hingenommen werden.

Ein wesentlicher Teil des Widerstandes entsteht dabei durch Strömungsablösung am Fahrzeug. Daher richten sich die Bemühungen des Aerodynamikers meist auf die Vermeidung bzw. Verkleinerung von Zonen abgelöster Strömung. Die Formmerkmale und Mechanismen, welche zum Ablösen der Strömung führen, sind dabei vielfältig. Eine entkoppelte Betrachtung der Umströmung einzelner geometrischer Details ist zumeist unzulässig, da die Wechselwirkung zwischen den Bauteilen zu groß ist. Allerdings können grundsätzliche Aussagen über die aerodynamischen Eigenschaften in Abhängigkeit grober Formmerkmale getroffen werden. Hierfür werden oftmals Untersuchungen an stark vereinfachten generischen Modellen durchgeführt, welche aber trotzdem noch das typische Strömungsbild von realen Fahrzeugen aufweisen.

Der Ahmed-Körper ist ein derartiges generisches Fahrzeugmodell, das bereits 1984 von Ahmed et al. [1] entworfen wurde, um den Einfluss des Heckschrägenwinkels φ auf die Entstehung des Luftwiderstandes zu untersuchen. Die Motivation hierfür lieferte der von Janssen & Hucho [9] im Zuge der Entwicklung des Golf I (Firma *Volkswagen AG*) beobachtete Effekt, dass der Widerstand in Abhängigkeit von der Neigung der Heckscheibe bei einem kritischen Winkel von $\varphi \approx 30^\circ$ ein Maximum aufweist (Abbildung 1.1). Bis zu diesem Zeitpunkt war es ein unerklärliches Phänomen, dass der Widerstand von Fließheckfahrzeugen oftmals jenen von Vollheckfahrzeugen der gleichen

Baureihe übersteigt [12]. Nachfolgende Untersuchungen von Morel [19] und Ahmed et al. [1] lieferten erstmals wesentliche Beiträge zum tieferen Verständnis der zugrunde liegenden Mechanismen, zumindest für symmetrische Anströmung in Richtung der Fahrzeuglängsachse.

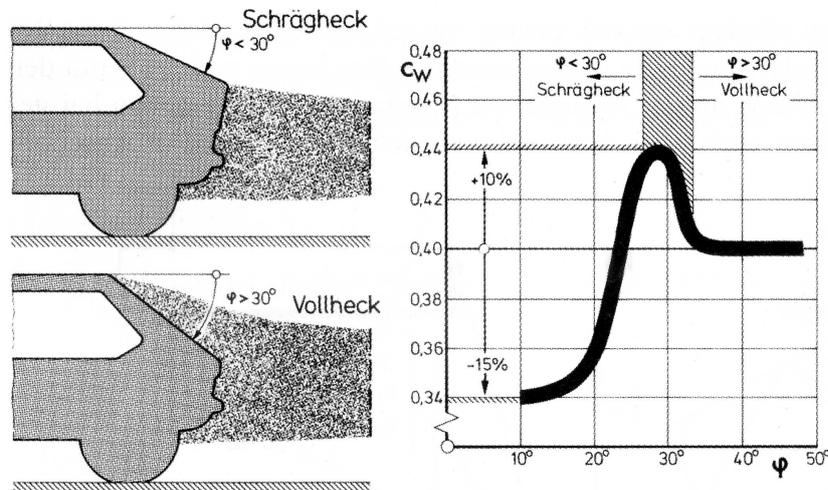


Abbildung 1.1: Einfluss des Neigungswinkels φ der Heckschräge auf Widerstand und Strömungsverlauf am VW Golf I; nach Janssen & Hucho [9] (aus [15])

Ahmed et al. [1] konnten den von Janssen & Hucho gefundenen kritischen Heckschrägenwinkel $\varphi = 30^\circ$ in umfangreichen experimentellen Untersuchungen am Ahmed-Körper bestätigen. Hierfür wurden neben Kraft- und Druckmessungen auch Strömungsvisualisierungen und Nachlaufmessungen mit einer Zehn-Loch-Differenzdrucksonde durchgeführt. Im Zuge der Messungen wurde der Heckschrägenwinkel des Modells von $\varphi = 0^\circ$ bis $\varphi = 40^\circ$ variiert. Es zeigte sich ein Widerstandsminimum bei etwa $\varphi = 12,5^\circ$, gefolgt von einem starken Anwachsen des Widerstandes bis zu einem kritischen Winkel der Heckschräge ($\varphi = 30^\circ$). Bei diesem Winkel wechselte der Strömungszustand sprunghaft, wodurch auch der Widerstand stark abfiel. Zu noch größeren Heckschrägenwinkeln hin blieb der Widerstand einigermaßen konstant. Die bereits vor Ahmed et al. durchgeführten Untersuchungen von Morel [19] an einem vergleichbaren Modell lieferten ähnliche Ergebnisse, vor allem auch denselben kritischen Heckschrägenwinkel.

Erklärt haben Ahmed et al. dieses Verhalten mit der Bildung von Längswirbeln, welche sich für unterkritische Neigungswinkel ($\varphi \leq 30^\circ$) entlang der Heckschrägenseitenkanten durch das Aufrollen von Scherschichten bilden und dadurch Unterdruckspitzen auf der Heckschräge erzeugen. Diese Längswirbel (nach dem Ort ihrer Entstehung auch als C-Säulen-Wirbel bezeichnet) nehmen mit dem Neigungswinkel der Heckschräge an Intensität zu und erzeugen somit immer höhere Unterdrücke nahe den Seitenkanten, womit auch der anwachsende Widerstand begründet wird. Durch den Abwind, den die einwärts drehenden Längswirbel zur Heckschräge hin erzeugen, bleibt die Strömung auch über diese anliegend, und löst erst an der Oberkante der senkrechten Abschlussfläche des Modells (Basis) ab. Gleiches wurde von Janssen & Hucho [9] beobachtet, wie in Abbildung 1.1 ersichtlich. Bei Überschreitung des kritischen Heckschrägenwinkels wechselt das Strömungsbild im Heckbereich hin zum zweidimensionalen Nachlauf der Vollheckumströmung. Die Strömung löst bereits an der Dachhinterkante ab, und die Längswirbel treten dabei nicht mehr auf. Dadurch ist der Druck auf der Heckfläche gleichmäßiger verteilt und deutlich höher, und somit der Widerstand geringer. Das

gleiche grundsätzliche Verhalten kann hierbei auch für den Auftrieb an der Hinterachse angenommen werden.

In der Vergangenheit wurden zahlreiche weitere experimentelle Untersuchungen am Ahmed-Körper mit unterschiedlichen Zielsetzungen im Detail durchgeführt. In den meisten Fällen wurde aber nur die symmetrische Anströmung betrachtet, während die schiebende Anströmung und damit der Einfluss von Seitenwind kaum untersucht wurde. Aufgrund der geometrisch einfachen Form war die Umströmung des Ahmed-Körpers auch Gegenstand zahlreicher numerischer Berechnungen zur Validierung von Verfahren und Turbulenzmodellen. Die entsprechenden Vergleichsdatensätze wurden teilweise in speziellen experimentellen Untersuchungen ermittelt. Im Folgenden werden die wesentlichsten Arbeiten besprochen, die zum Teil einen Vergleich mit Ergebnissen der vorliegenden Arbeit zulassen. Auf numerische Simulationen wird dabei nicht eingegangen, um den Rahmen nicht zu sprengen.

So haben etwa bereits 1994 Baxendale et al. [2] Kraftmessungen in einem Windkanal mit bewegtem Messstreckenboden am Ahmed-Körper durchgeführt, um damit die Ergebnisse aus Berechnungen mittels Computational-Fluid-Dynamics (CFD) mit zwei unterschiedlichen kommerziellen Softwarepaketen zu validieren. Untersucht wurden dabei acht Heckkonfigurationen ($0^\circ \leq \varphi \leq 40^\circ$) bei symmetrischer Anströmung, allerdings bei einer deutlich geringeren Anströmgeschwindigkeit von ca. $U_\infty = 25 \text{ m/s}$. Neben den Widerstandsbeiwerten wurden auch Auftriebsbeiwerte ermittelt. Aufgrund der geänderten Versuchsbedingungen (geringere Reynoldszahl, bewegter Messstreckenboden) weichen die Beiwerte von denen von Ahmed et al. ab. Allerdings wurde die gleiche grundlegende Widerstandsentwicklung in Abhängigkeit vom Heckschrägenwinkel φ beobachtet.

Ebenfalls zum Validieren einer CFD-Berechnung haben Bayraktar et al. [3] Kraft- und Druckmessungen am Ahmed-Körper mit drei unterschiedlichen Heckvarianten ($\varphi = 0^\circ$, $\varphi = 12.5^\circ$ und $\varphi = 25^\circ$) durchgeführt. Die Kräfte und Drücke wurden an einem um den Faktor 4.7 vergrößerten Modell erfasst, wodurch deutlich höhere Reynoldszahlen erreicht werden konnten, welche denen bei realen Fahrbedingungen entsprechen. Bayraktar et al. haben dabei auch die schiebende Anströmung in einem Gierwinkelbereich von $-15^\circ \leq \beta \leq 15^\circ$ untersucht. Allerdings wurden diese Versuche mit einem verhältnismäßig deutlich größeren Bodenabstand durchgeführt, wodurch vor allem der Auftrieb stark beeinflusst wird. Der ermittelte Widerstand dagegen zeigt eine gute Übereinstimmung mit den Daten von Ahmed et al. [1].

Neben der Erfassung der Kräfte und Druckverteilungen am Modell ist natürlich auch das Bild der Umströmung des Ahmed-Körpers von großem Interesse. Strömungsvisualisierungen lassen zumeist rein qualitative Aussagen zu, und können zumindest im Normalfall nicht direkt mit Daten aus numerischen Berechnungen verglichen werden. Um nun die Umströmung des Modells auch quantitativ zu erfassen, ohne diese durch Messvorrichtungen im Strömungsfeld zu beeinflussen, eignen sich vor allem optische Messverfahren. Wesentliche Beiträge hierfür lieferten sehr umfangreiche LDA-Messungen (Laser-Doppler Anemometry), wie in den Arbeiten von Lienhart et al. ([17] und [18]) berichtet. Neben den optischen Geschwindigkeitsmessungen an zwei Heckvarianten ($\varphi = 25^\circ$ und $\varphi = 35^\circ$) wurden auch HWA-Messungen (Hot-Wire Anemometry) und Druckmessungen bei symmetrischer Anströmung durchgeführt. Alle Ergebnisse aus den Untersuchungen von Lienhart et al. sind über die ERCOFTAC-Datenbank [8] frei verfügbar und sind als Basis für Vergleiche anerkannt.

Weitere Untersuchungen der Umströmung des Ahmed-Körpers mittels Particle-Image-Velocimetry (PIV) wurden von Conan et al. [5] durchgeführt. Dabei wurde der Nachlauf am Heck mit dem kritischen Heckschrägenwinkel von $\varphi = 30^\circ$ untersucht, allerdings aus technischen Gründen bei einer Anströmgeschwindigkeit von lediglich 13 m/s . Unter diesen Bedingungen tritt der Zustandswechsel der Strömung auch am Modell mit dem kritischen Heckschrägenwinkel durchwegs nicht auf, sondern bleibt im Zustand mit dem niedrigeren Widerstand (der Nachlauf entspricht somit der Vollheckumströmung). An weiteren Heckvarianten wurden zusätzlich Kraftmessungen und Ölvisualisierungen bei offener und bei geschlossener Messstrecke absolviert. Obwohl dabei versucht wurde, die gleichen Bedingungen wie bei den Messungen zu der Arbeit von Ahmed et al. [1] zu schaffen, weichen die erhaltenen Ergebnisse teilweise relativ stark ab (22% Abweichung des Widerstandsbeiwertes für $\varphi = 25^\circ$). Begründet wird dies von Conan et al. einerseits mit einer möglicherweise geänderten Zuströmung zum Modell, andererseits vermuten Conan et al. geometrische Abweichungen vom Originalmodell, im Speziellen die Kantenradien.

Auch am Institut für Strömungslehre und Wärmeübertragung (ISW) der Technischen Universität Graz wurden bereits vor den Messungen zur vorliegenden Arbeit umfangreiche Untersuchungen am Ahmed-Körper unter Schräganströmung durchgeführt. Dabei wurden neben Kraft- und Druckmessungen an zwei Heckvarianten ($\varphi = 25^\circ$ und $\varphi = 35^\circ$) auch einfache Strömungsvisualisierungen mit Wollfäden gemacht. Die Erkenntnisse aus den Untersuchungen dienten wiederum zum Validieren von CFD-Berechnungen im Rahmen eines Kooperationsprojektes zwischen dem Kompetenzzentrum *Das Virtuelle Fahrzeug*, der *Magna Steyr Fahrzeugtechnik* als Industriepartner und dem ISW der TU Graz als wissenschaftlichem Partner. Vergleiche zwischen CFD-Ergebnissen und Messungen für symmetrische Anströmung sind u. A. in der Arbeit von Meile et al. [20] veröffentlicht.

Im Zuge der vorliegenden Arbeit wurden experimentelle Untersuchungen am Ahmed-Körper im 2m-Windkanal am ISW durchgeführt, und dabei im Speziellen der Einfluss der schiebenden Anströmung ermittelt. Bei den Messungen wurden zwei unterschiedliche Heckvarianten untersucht ($\varphi = 25^\circ$ und $\varphi = 35^\circ$). Dabei wurde einerseits die Wirkung der Strömung auf das Modell durch Messung der einzelnen Kraftkomponenten bei unterschiedlichen Schiebewinkeln β erfasst. Andererseits wurde aber auch versucht, die Ursache für die Veränderungen der resultierenden Luftkräfte zu bestimmen. Hierfür wurden Strömungsmessungen im Nachlauf des Modells mittels PIV durchgeführt.

In den folgenden Ausführungen werden zunächst im Kapitel 2 einige relevante Grundlagen zusammengefasst, wobei auf eine kompakte Darstellung geachtet wird. Dabei werden anfangs einige strömungsmechanische Grundlagen beschrieben, die zum Verständnis der Umströmung eines Körpers beitragen sollen, und die dabei auftretenden Vorgänge dargestellt. Phänomene, die bei der Durchströmung von Bauteilen auftreten, werden dabei aber ausgeklammert. Anschließend wird Grundlegendes zur Aerodynamik von Automobilen beschrieben, wobei vor allem auf die wirkenden Luftkräfte, deren Entstehung und Auswirkung auf das Fahrverhalten eingegangen wird. Da für die Entstehung der Kräfte (insbesondere des Widerstandes) das Strömungsbild am rückwärtigen Teil eines Fahrzeuges entscheidend ist, werden zusätzlich die Nachlaufstrukturen für die klassischen Heckformen beschrieben, soweit diese aus bisherigen Untersuchungen abgeleitet werden konnten und daher bekannt sind. Abschließend werden zwei bereits eingangs erwähnte Untersuchungen an generischen Fahrzeugmodellen vorgestellt, welche sich beide mit dem Einfluss der Heckschräge auf den Widerstand

beschäftigten. Dies sind zum Einem der Morel-Körper (Morel [19]) und zum anderen der Ahmed-Körper (Ahmed et al. [1]), der Gegenstand der Untersuchungen im Rahmen der vorliegenden Arbeit war.

Neben einer kurzen Beschreibung des Versuchsmodells (Ahmed-Körper) und der Versuchseinrichtung (2m-Windkanal des ISW) wird in Kapitel 3 das Hauptaugenmerk auf die Beschreibung der Versuchsaufbauten sowie der Abläufe von Kraftmessungen und PIV-Messungen gelegt. Da die eingesetzten Messverfahren grundsätzlich dem Stand der Technik entsprechen, werden diese nicht detailliert beschrieben. Auch auf den Aufbau von messtechnischem Zubehör wird nicht näher eingegangen. Da mit einer Vielzahl an unterschiedlichen Messgeräten gearbeitet wurde, hätten derartige Ausführungen wohl auch den Rahmen der vorliegenden Arbeit gesprengt. Allerdings werden die einzelnen Auswerteschritte ausführlich beschrieben, insbesondere die Auswertung der PIV-Daten. Damit soll einerseits eine klare Dokumentation der Arbeiten erfolgen, vor allem sollen aber auch alle Maßnahmen nachvollziehbar und transparent dargestellt werden, welche von den Rohdaten zu den Ergebnissen geführt haben. Auf etwaige Probleme bei Aufbau und Durchführung der Messungen wird bei der Beschreibung des jeweils betreffenden Teilbereichs hingewiesen.

Die Ergebnisse aus den Untersuchungen werden in Kapitel 4 präsentiert und mit entsprechenden Erkenntnissen aus der Literatur verglichen, soweit dies anhand der verfügbaren Daten möglich war. Dabei werden Vergleiche zu experimentellen Untersuchungen am Ahmed-Körper ([1], [2], [3], [17], [18] und [20]) bzw. am Morel-Körper ([19]) gezogen. Im ersten Teil dieses Kapitels werden die Erkenntnisse aus den Kraftmessungen dargestellt, wobei der mögliche Einfluss von Versuchsbedingungen (Reynoldszahl, Bodenabstand) beschrieben wird, und vor allem auf die Auswirkung der schiebenden Anströmung eingegangen wird. Daran anschließend wird die im Zuge der PIV-Messungen erfasste Nachlaufstruktur der beiden Heckkonfigurationen für symmetrische Anströmung präsentiert und wiederum ein Vergleich zu verfügbaren Daten aus LDA-Nachlaufmessungen ([17], [18]) angestellt. Abschließend werden die Strömungsbilder in den Nachläufen in Abhängigkeit vom Schiebewinkel diskutiert. Dafür konnten keinerlei Vergleichsdatensätze in der Literatur gefunden werden.

Dass dabei die Wirkung (Kräfte am Modell) vor der Ursache (Strömungszustand im Heckbereich) behandelt wird, kann einerseits mit dem zeitlichen Ablauf der Untersuchungen begründet werden. Andererseits wurden die auf Basis der Kraftmessungen getroffenen Schlussfolgerungen zum Verhalten der Strömung durch die Auswertung der später durchgeführten Nachlaufmessungen zwar im Wesentlichen bestätigt, es wurden aber auch einige weitere Erkenntnisse gewonnen. Es werden daher die jeweiligen Interpretationen an betreffender Stelle entsprechend der zeitlichen Abfolge wiedergegeben.

Abschließend werden im Kapitel 5 die Ergebnisse aus den vorliegend beschriebenen Untersuchungen am Ahmed-Körper zusammengefasst. Zusätzlich wird versucht, den Nutzen der Erkenntnisse für mögliche Anwendungen über die Fahrzeugaerodynamik hinaus darzustellen. Auch werden weitere mögliche Schlussfolgerungen zum Verhalten der Strömung bei nicht untersuchten Gegebenheiten angegeben.

Kapitel 2

Grundlagen

In diesem Kapitel werden einleitend einige strömungsmechanische Grundlagen angeführt. Anschließend wird auf die Aerodynamik, im Speziellen auf die Fahrzeugaerodynamik, eingegangen. Abschließend werden Untersuchungen zu zwei generischen Fahrzeugmodellen zusammengefasst, wobei das Hauptaugenmerk auf den Ahmed-Körper gelegt wird, da dieser zum Einem Gegenstand der vorliegenden Arbeit ist und zum Anderen viel umfangreicher untersucht wurde, als dies beim Morel-Körper der Fall ist.

2.1 Strömungsmechanische Grundlagen

Fluide werden in der Strömungsmechanik als Kontinua behandelt, also als Systeme von Teilchen ohne Ausdehnung und ohne Zwischenräume. Jedem Massenpunkt im Kontinuum können dabei Stoffeigenschaften, ein Spannungsvektor aus Oberflächenkräften und ein Volumenkraftvektor zugeordnet werden. Weiters gilt die Definition von Fluiden, wonach diese in Ruhe keine Schubspannungen aufnehmen können, diese aber bei Bewegung durch innere Reibung übertragen. Die relevante Stoffeigenschaft ist als Viskosität oder Zähigkeit bekannt. Für Newtonsche Fluide besteht dabei eine Proportionalität zwischen der Schubspannung τ und dem Geschwindigkeitsgradienten, z.B. für zweidimensionale Strömung:

$$\tau = \mu \frac{du}{dy} \quad (2.1)$$

Der Proportionalitätsfaktor μ wird als dynamische Zähigkeit oder Scherviskosität bezeichnet und ist ein Stoffwert. Der Quotient aus der dynamischen Zähigkeit μ und der Dichte ρ wird als kinematische Zähigkeit ν bezeichnet (vgl. [4]).

Bei der Behandlung von Strömungsproblemen kann grob eine Unterteilung in zwei Hauptgruppen getroffen werden: Umströmung und Durchströmung von Körpern. Während bei der Umströmung zum Klassifizieren des Strömungsfeldes hauptsächlich die Frage auftritt, ob diese laminar oder turbulent ist, muss bei der Durchströmung zusätzlich zwischen Anlaufbereich und entwickelter Strömung unterschieden werden. Da die vorliegende Arbeit die Umströmung eines Körpers behandelt, wird auf die Durchströmungsproblematik nicht weiter eingegangen.

Die Umströmung von Körpern lässt sich in vier Zonen einteilen: die Außenströmung, die Grenzschicht, das Totwasser und den Nachlauf. Diese werden in den folgenden Abschnitten inklusive der Ablösung als dominierender Effekt bei der Umströmung stumpfer Körper und als Verbindung zwischen anliegender Strömung und Nachlauf erläutert.

2.1.1 Außenströmung

Die Strömung in einer gewissen Entfernung vom Körper kann als Potentialströmung, also als reibungs- und rotationsfrei angesehen werden. Dies stellt natürlich eine Vereinfachung dar, da auch in dieser Zone viskose Kräfte wirken. Allerdings haben Erfahrungen gezeigt, dass technische Strömungen mit hohen Reynoldszahlen (\Rightarrow Trägheitskräfte \gg Zähigkeitskräfte) außerhalb der Grenzschicht auch unter der Annahme der Reibungsfreiheit gut beschrieben werden können.

Wichtig ist dies vor allem, da die Außenströmung der Grenzschicht (siehe 2.1.2) den Druck aufprägt. Kann nun das Fluid als *Ideales Fluid* behandelt werden, vereinfachen sich die der Berechnung zugrundeliegenden *Navier-Stokes Gleichungen* zu den reibungsfreien *Eulergleichungen*, welche wesentlich einfacher gelöst werden können. Aus diesen kann als Randbedingung für die Beschreibung der Grenzschicht der Druck berechnet werden. Wie in Abschnitt 2.1.3 noch bewiesen wird, ist der Druckverlauf in der Außenströmung auch maßgeblich für das Auftreten von Ablösungen.

2.1.2 Grenzschicht

Als Grenzschicht oder auch Strömungsgrenzschicht wird eine dünne wandnahe Zone im Strömungsfeld bezeichnet, in welcher die Geschwindigkeit des Fluids von der Außenströmung U_∞ aufgrund der an festen Wänden geltenden Haftbedingung $u_{y=0} = 0$ auf Null zurückgeht. Anders ausgedrückt ist dies die Zone, in welcher die kinetische Energie der Fluidpartikel durch Reibung an der festen Wand irreversibel in Wärme umgewandelt wird (zumindest teilweise). Die dabei vom Fluid an den Körper übertragenen Schubspannungen sind die physikalische Ursache für den Reibungswiderstand eines umströmten Bauteils. Die Grenzschicht ist bezogen auf eine charakteristische Länge im Allgemeinen eine sehr dünne Zone, deren Dicke δ mit der Lauflänge in Abhängigkeit vom Turbulenzgrad und dem Verlauf des statischen Drucks entlang der Wand zunimmt. Der Druck wird ihr dabei von der Außenströmung aufgeprägt und ist, sofern die Wand nicht zu stark gekrümmt ist, über die Grenzschichtdicke unverändert.

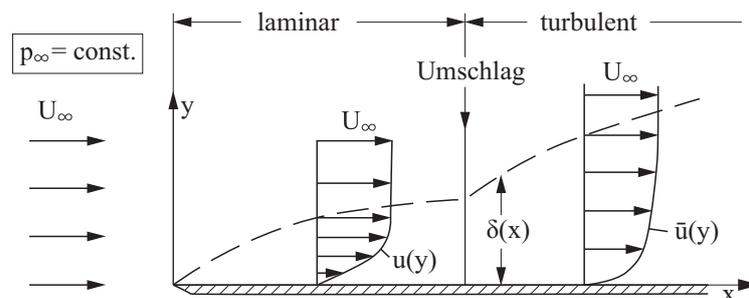


Abbildung 2.1: Grenzschichtausbildung an einer längsangeströmten ebenen Platte (Grenzschichtdicke stark überhöht dargestellt, in Anlehnung an [15])

Abbildung 2.1 zeigt schematisch, wie sich eine typische Grenzschicht entlang einer längs angeströmten ebenen Platte aufbaut, wobei die Dicke der Grenzschicht dabei stark vergrößert dargestellt ist. In der Nähe der Plattenvorderkante bildet sich meist eine laminare Grenzschicht aus, die, abhängig von der Reynoldszahl, ab einer bestimmten Lauflänge in eine turbulente Grenzschicht umschlägt. Dieser Umschlag geschieht nicht genau an einen Punkt, sondern über einen gewissen Bereich. Aufgrund der Querbewegungen in turbulenten Strömungen findet ein Impulsaustausch zwischen den Schichten statt, wodurch die Grenzschichtdicke schneller anwächst als im laminaren Fall. Des Weiteren wird durch die Querbewegungen der Impuls in wandnahen Schichten erhöht, wodurch zwar auch die Reibungsverluste erhöht werden, aber dafür turbulente Grenzschichten erst später ablösen als laminare. Dies wiederum kann zu einer Abnahme des Druckwiderstandes (siehe 2.2.3) führen, da infolge der späteren Ablösung ein höherer statischer Druck in der abgelösten Strömung hinter dem Körper vorliegt. Aus diesen Grund ist es oft sinnvoll, den Umschlag der Grenzschicht in eine turbulente gezielt herbeizuführen, beispielsweise durch geometrische Maßnahmen wie Stolperleisten (vgl. [12]).

Einen Ansatz zur mathematischen Beschreibung der Grenzschicht hat L. Prandtl 1904 mit der Grenzschichttheorie geliefert. Über Abschätzung und Vergleich der Größenordnungen einzelner Terme der *Navier-Stokes Gleichungen* erhält man dabei die *Prandtlschen Grenzschichtgleichungen* für Kontinuität und Impuls:

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (2.2)$$

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{dp}{dx} + \nu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \quad (2.3)$$

$$\frac{\partial p}{\partial y} = 0 \quad (2.4)$$

Für die Gültigkeit dieses Gleichungssatzes muss die Reynoldszahl ausreichend groß sein, da nur so die grundlegende Forderung für diese Theorie einer sehr dünnen Grenzschicht im Vergleich zu einer charakteristischen Länge L erfüllt wird.

$$\frac{\delta}{L} \ll 1, \text{ für } Re \gg 1 \quad (2.5)$$

Die meisten technischen Strömungen erfüllen diese Forderung. Für so genannte schleichende Strömungen bei $Re \leq 1$, wie dies bei Partikelumströmungen oft der Fall ist, wird die Grenzschicht diese Forderung nicht erfüllen.

2.1.3 Ablösung

In der Grenzschichttheorie geht man grundsätzlich von einer anliegenden Strömung aus. Nun gibt es aber Gebiete, in denen die Strömung der Körperkontur nicht folgen kann, da die geringe kinetische Energie der durch Reibung verzögerten Partikel in der Grenzschicht nicht ausreicht, um in Gebiete ansteigenden Druckes weiter vorzudringen. Es kommt zum Abdriften der Strömung in wandfernere Schichten und damit zum Versagen der Grenzschichttheorie (vgl. [22]). Dieser Vorgang wird als Ablösung der Grenzschicht bezeichnet.

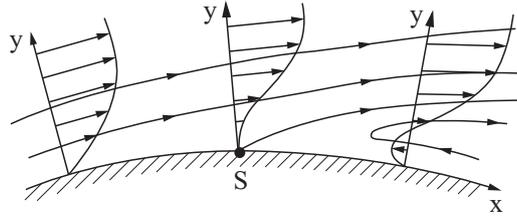


Abbildung 2.2: Geschwindigkeitsprofile beim Mechanismus der Ablösung (in Anlehnung an [15])

Voraussetzung für die Ablösung der Grenzschicht von Wänden ist ein Druckanstieg in Strömungsrichtung. Diese Forderung lässt sich leicht für den zweidimensionalen Fall über den Vergleich der Krümmungen des Geschwindigkeitsprofils an der Wand und am Grenzschichttrand beweisen. Sofern eine abgelöste Strömung vorliegt, muss es im Geschwindigkeitsprofil einen Wendepunkt und damit einen Vorzeichenwechsel der Krümmung geben. Die Forderung nach einem Wendepunkt im Profil kann mit der Strömungsumkehr in Wandnähe, wie in Abbildung 2.2 ersichtlich, begründet werden. Am Grenzschichttrand ist die Profilkrümmung von $u(y)$ definitionsgemäß immer negativ. Bestimmt man nun die Krümmungen durch Auswerten der *Prandtl'schen Grenzschichtgleichungen* an der Wand für den Fall, dass der Druck in Strömungsrichtung abnimmt, ergibt sich ebenfalls eine negative Krümmung:

$$\underbrace{u \frac{\partial u}{\partial x}}_{=0} + \underbrace{v \frac{\partial u}{\partial y}}_{=0} = -\frac{1}{\rho} \underbrace{\frac{dp}{dx}}_{<0} + \nu \underbrace{\frac{\partial^2 u}{\partial y^2}}_{\Rightarrow <0} \quad (2.6)$$

$$\frac{dp}{dx} < 0 \Rightarrow \left. \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right|_{y=0} < 0 \quad (2.7)$$

Es gibt also keinen Wendepunkt im Geschwindigkeitsverlauf. Das bedeutet, dass die Strömung für diesen Fall nicht ablösen kann. Im Gegensatz dazu erhält man durch analoges Vorgehen für den Fall, dass ein Druckgradient der Strömungsrichtung entgegenwirkt eine positive Krümmung:

$$\frac{dp}{dx} > 0 \Rightarrow \left. \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right|_{y=0} > 0 \quad (2.8)$$

In diesem Fall kann es also zur Ablösung kommen. Da der Druck der Grenzschicht von außen aufgeprägt wird, ist Ablösung nur in Bereichen möglich, in denen eine verzögerte Außenströmung und damit eine Umsetzung der kinetischen Energie in Druckenergie vorliegt (vgl. [4], [22]).

Zur Bestimmung des Ablösepunktes für zweidimensionale Strömungen kann laut Prandtl die Forderung eines gegen Null gehenden Geschwindigkeitsgradienten an der Wand und damit einer verschwindenden Wandschubspannung verwendet werden. Dass diese Bedingung den Grenzfall zwischen anliegender und abgelöster Strömung bildet, ist in Abbildung 2.2 ersichtlich. Die Bezeichnung des Ablösepunktes mit dem Buchstaben S steht für „separation“ und kommt aus der englischsprachigen Literatur. Im dreidimensionalen Fall gilt die Forderung der verschwindenden Wandschubspannung nicht mehr. Es bilden sich dabei Ablöselinien aus, entlang derer die Wandschubspannung nicht null sein muss (vgl. [12]).

Im Gegensatz zur eben beschriebenen Ablösung, aufgrund eines zu steilen Druckanstieges gegen die Strömungsrichtung, kann es auch zur Ablösung an geometrischen Kanten kommen. Dieser Vorgang wird im Allgemeinen auch als Abriss bzw. Strömungsabriss bezeichnet, wenn die Ablösung an einer scharfen Kante auftritt, wobei in der Regel ein großer Totwasserbereich resultiert. Löst die Strömung hingegen an der Hinterkante eines schlanken Körpers ab, spricht man meist von der Abströmung bzw. dem Abströmen der Grenzschicht (siehe Abbildung 2.4).

2.1.4 Totwasser

Im hinteren Bereich von stumpfen Körpern kommt es so gut wie immer zum Ablösen der Strömung. Wie Abbildung 2.3a zeigt, bildet sich ein Rezirkulationsgebiet, welches als Totwasser bezeichnet wird. Helmholtz (1868) und Kirchhoff (1869) gingen bei ihrem Modell für diese Zone davon aus, dass innerhalb des Totwassers Ruhe herrscht, woher auch die Bezeichnung folgt. Später hat sich allerdings herausgestellt, dass dies auf keinen Fall zutrifft. Die Bezeichnung blieb allerdings, zumindest in der deutschen Sprache, erhalten.

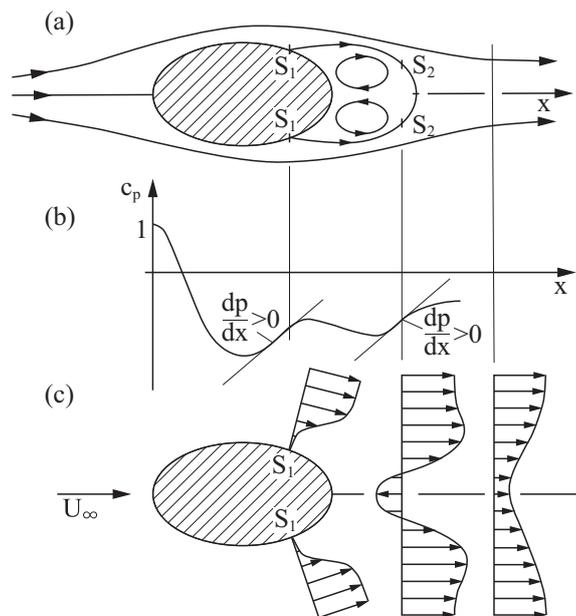


Abbildung 2.3: Das vollständige Bild der Umströmung eines stumpfen Körpers: a) Stromlinien; b) Druckverlauf; c) Geschwindigkeitsvektoren (in Anlehnung an [12])

Das Totwasser wird im zeitlichen Mittel ähnlich wie ein fester Körper umströmt. Die Trennlinie (bei zweidimensionaler Betrachtung) zwischen Totwasser und Außenströmung wird als Trennstromlinie bezeichnet. Zur Visualisierung kann das Totwasser im Experiment anschaulich dargestellt werden, indem man beispielsweise Rauch in die Zone einbringt. Unabhängig davon, an welchem Punkt man dies macht, wird sich der Rauch innerhalb kürzester Zeit auf die gesamte Zone verteilen, in dieser zirkulieren und größtenteils auch in dieser verbleiben. Dies ist zum Einem ein eindeutiger Hinweis auf den hohen Turbulenzgrad im Totwasser und zum Anderen eine klare Abtrennung zum im Folgenden beschriebenen Nachlauf. Weiters kann daraus bereits die starke Rückwirkung von der Totwasserströmung auf den Körper erahnt werden (vgl. [12], [15]).

2.1.5 Nachlauf

Kommt es an einem schlanken Körper zur Abströmung, wie in Abbildung 2.4a schematisch dargestellt, fließen die Grenzschichten von Ober- und Unterseite an der Hinterkante zusammen. Es bildet sich zwar eine Scherschicht aus, aber kein Totwasser. Führt man das selbe Experiment zur Visualisierung wie beim Totwasser bereits erwähnt mittels Rauch durch, wird der Rauch durch die Strömung abgeführt werden und sich nicht in Regionen quer zur Strömungsrichtung oder gar stromaufwärts verteilen. Das bedeutet, erzeugte Wirbel werden mit der Strömung abtransportiert, und die Rückwirkung auf den Körper ist somit nur gering. Dieser Bereich wird als Nachlauf bezeichnet, wobei dessen Länge oftmals ein Vielfaches der Querabmessungen ausmachen kann (vgl. [12]).

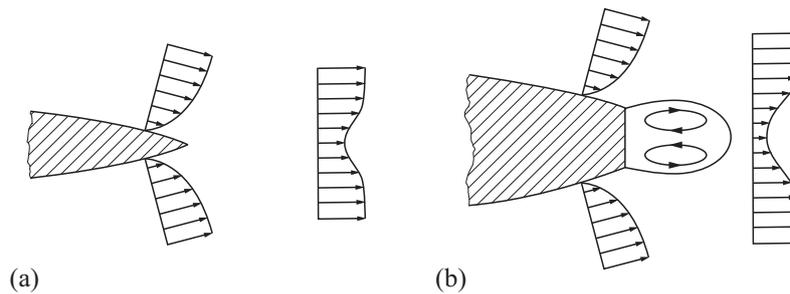


Abbildung 2.4: Abströmung von (a) einem schlanken und (b) einem stumpfen Körper (in Anlehnung an [12])

Abbildung 2.4b hingegen zeigt die Ablösung bzw. den Abriss der Strömung an den scharfen Kanten der Basis eines stumpfen Körpers. Es bildet sich ein Totwasser mit zwei gegenläufigen Wirbeln aus. Wie in Abbildung 2.3b dargestellt, steigt im rückwärtigen Teil des Totwassers der Druck wieder, wodurch es zu einer erneuten Ablösung der Strömung am Totwasser-„Körper“ kommen kann. Dieser Vorgang wird als „Ablösung zweiter Art“ bezeichnet, was auf Leder [12] zurückgeht. Es bilden sich Wirbel, die zusammen mit dem Fluid außerhalb der Trennstromlinie den Nachlauf bilden.

2.2 Fahrzeugaerodynamik

2.2.1 Allgemeines zur Aerodynamik

Die Aerodynamik ist ein Teilgebiet der Strömungsmechanik und befasst sich, wie bereits aus der Bezeichnung hervorgeht, mit der Strömung von Luft bzw. der Wirkung dieser Strömung auf einen Körper. Die Strömung der Luft wird dabei meist als inkompressible Strömung behandelt, sofern eine Machzahl $M < 0.3$ und damit eine vernachlässigbare Dichteänderung $\Delta\rho < 5\%$ vorliegt. Zu beachten ist dabei, dass bei der Umströmung von Körpern durch das Auftreten von großen Übergeschwindigkeiten die Grenzmachzahl für die Gültigkeit der inkompressiblen Betrachtung lokal überschritten werden kann.

Je nach Einsatzgebiet wird die Aerodynamik in weitere Bereiche unterteilt, da zwar Einzelaspekte zwischen den Gebieten übertragbar sind, allerdings die grundsätzlichen Bedingungen und Anforderungen stark von einander abweichen. So befasst sich die Flugzeugaerodynamik rein mit der Umströmung des Körpers ohne Bodeneinfluss,

während in der Fahrzeugaerodynamik dieser nicht vernachlässigbar ist. Beim Entwurf von Flugzeugen kann dabei nicht auf Erkenntnisse aus der Aerodynamik verzichtet werden, da diese formbestimmend sind. Dabei gilt als oberstes Ziel, durch konstruktive Maßnahmen den Auftrieb zu maximieren bei gleichzeitiger Minimierung des Widerstandes. Um dies zu erreichen, sind Gebiete mit Ablösungen zu vermeiden, was durch stromlinienförmige Körper realisierbar ist. Der Auftrieb ist durch eine geeignete Gestaltung der Geometrie sicherzustellen. Diese Forderungen führen zu den bekannten Tragflügelprofilen, welche aufgrund ihrer Form (Abmessung quer zur Anströmung ist klein im Gegensatz zu ihrer Länge) als „schlanke Körper“ bezeichnet werden. Die Wechselwirkung derartiger Körper untereinander ist verhältnismäßig gering, weshalb eine getrennte Optimierung von Einzelkomponenten durchgeführt werden kann. Da es im Normalbetrieb zu keinen Ablösungen kommt, das Verhalten der Grenzschicht näherungsweise durch Modelle und die Außenströmung durch vereinfachte Gleichungssätze (Euler, Potentialtheorie) beschrieben werden kann, ist die Umströmung von Flugzeugen heute sehr gut erfasst und kann mit Hilfe der numerischen Strömungssimulation (CFD) mit guter Genauigkeit berechnet werden.

Im Gegensatz dazu ist die Umströmung von Fahrzeugen von Ablösungen dominiert, was die entkoppelte Betrachtung von Einzelkomponenten vom Gesamtsystem schwierig bzw. meist unmöglich macht. Ihre Abmessungen quer zur Anströmung sind vergleichsweise groß, weshalb diese als „stumpfe Körper“ bezeichnet werden (siehe Kapitel 2.2.2). Die Bedeutung der Aerodynamik beim Entwurf von Fahrzeugen ist meist zweitrangig, da sie für die Funktion nicht zwingendermaßen erforderlich ist. Meist werden Designaspekte bzw. konstruktive Vorgaben zur Formgebung herangezogen. Dabei ist das Potential der Aerodynamik vor allem im Bereich der Fahrzeugentwicklung heute noch lange nicht ausgeschöpft.

2.2.2 Definition stumpfer Körper

Wie bereits erwähnt, kann eine Unterteilung in schlanke und stumpfe Körper getroffen werden. Zu den *schlanken Körpern* zählen im Allgemeinen stromlinienförmige Bauteile wie Tragflügel. Die meisten umströmten Körper, bei denen die Aerodynamik keine formbestimmende Funktion besitzt, gehören zu der Gruppe der stumpfen Körper. Laut Hucho [12] existiert keine exakte Definition dessen, was ein *stumpfer Körper* ist. Vielmehr grenzt er den Begriff von unterschiedlichen Seiten her ein.

Am naheliegendsten scheint eine Definition über die Geometrie. So kann ein Körper, dessen Abmessung quer zur Anströmung ähnlich groß ist wie in Längsrichtung, als stumpf bezeichnet werden. Zur Unterteilung kann der Schlankheitsgrad definiert werden als

$$\lambda = \frac{L}{D}, \quad (2.9)$$

wobei L die charakteristische Länge in Strömungsrichtung und D die Dicke quer zur Anströmung bezeichnen. Eine genaue Abgrenzung zwischen schlanken und stumpfen Körpern kann damit allerdings nicht getroffen werden, der Übergang gestaltet sich eher fließend. So zählen beispielsweise Züge auch zu den stumpfen Körpern, obwohl deren Länge im Vergleich zu deren Querabmessungen viel größer ist. Begründet wird dies damit, dass Kopf und Heck, sowie weitere Bauteile, eine starke Wechselwirkung mit ihrer Umgebung aufweisen.

Ein weiteres Charakteristikum stumpfer Körper ist, dass deren Umströmung von Ablösungen geprägt ist. Es bilden sich große Totwassergebiete aus und die Strömung wird maßgeblich von Zähigkeitseffekten beherrscht. Eine vereinfachte Behandlung der Vorgänge, wie die entkoppelte Betrachtung von einzelnen Details ist dabei nicht möglich, da dazu die Wechselwirkung zwischen den einzelnen Bereichen viel zu groß ist. Auch die Wirkung des Körpers auf seine Umgebung ist viel stärker ausgeprägt.

Abschließend kann noch eine Abgrenzung hinsichtlich der Ursachen für die Entstehung des Widerstandes getroffen werden. So erfährt ein schlanker Körper fast nur Reibungswiderstand, während der Widerstand eines stumpfen Körpers vorwiegend auf Druckkräfte zurückzuführen ist (vgl. [12]).

2.2.3 Druck- und Reibungswiderstand

Auf einen umströmten Körper wird vom Fluid ein gewisser Spannungszustand übertragen. Dieser wird rein formal in den statischen Druck und die aufgrund der Fluidbewegung zustande kommenden Spannungen aufgeteilt. An der festen Kontur eines Körpers reduziert sich der Spannungszustand auf den senkrecht zur Wand gerichteten statischen Druck und die parallel zur Oberfläche wirkenden Schubspannungen, die so genannten Wandschubspannungen. Im Folgenden wird für einen zweidimensionalen Fall nach Abbildung 2.5 nun die Ermittlung der beiden daraus resultierenden Widerstandsanteile angegeben.

Reibungswiderstand: Um den Reibungswiderstand $F_{W\tau}$ eines Körpers zu erhalten, werden die aus den Wandschubspannungen resultierenden Kräfte in Strömungsrichtung $dF_{\tau x} = \tau_W \cdot \cos \xi \cdot dO$ über die gesamte Oberfläche aufsummiert. Dies erfolgt durch ein geschlossenes Integral entlang der Körperkontur, wodurch man die gesamte Kraft wie folgt erhält:

$$F_{W\tau} = \oint \tau_W \cdot \cos \xi \cdot dO \quad (2.10)$$

Wie in Abbildung 2.5 ersichtlich, liefern alle Flächenelemente einen positiven Reibungsanteil $dF_{\tau x}$. Das bedeutet, dass die Reibungskraft und damit der entsprechende Widerstand immer positiv ist. Eine Beeinflussung des Reibungswiderstandes ist im Wesentlichen erreichbar durch die Veränderung der wirksamen Oberfläche bzw. der Oberflächenbeschaffenheit, aber auch durch Veränderung der Körperform.

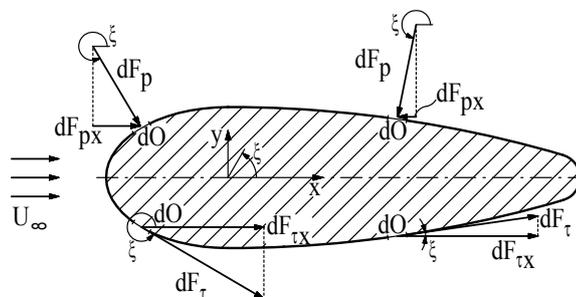


Abbildung 2.5: Entstehung des Reibungswiderstandes $F_{W\tau}$ aus den Schubspannungskräften $dF_{\tau x}$ (obere Körperhälfte) und des Druckwiderstandes F_{Wp} aus den Druckkräften dF_{px} (untere Körperhälfte) am Flächenelement dO (in Anlehnung an [16])

Druckwiderstand: Analoges Vorgehen für die aus dem statischen Druck resultierenden infinitesimalen Anteile der Druckkräfte in Strömungsrichtung $dF_{px} = p \cdot \cos \xi \, dO$ führt zum gesamten Druckwiderstand

$$F_{Wp} = \oint p \cdot \cos \xi \, dO \quad (2.11)$$

des Körpers. Abbildung 2.5 zeigt, dass die Druckkräfte rechts vom Dickenmaximum gegen die Strömungsrichtung wirken. Das bedeutet, dass sich diese teilweise kompensieren und in einer reibungsfreien Strömung sogar ganz aufheben. Da bei reibungsfreier Betrachtung natürlich auch der Reibungswiderstand verschwindet, würde der Körper keine Kraft in Strömungsrichtung erfahren. Dieses Phänomen ist als „d’Alembertsches Paradoxon“ bekannt. Dass der Druckwiderstand in einer realen Strömung mit Reibungseinflüssen nicht gegen Null geht, hat zwei Gründe (vgl. [16]):

1. Durch die Ausbildung der Grenzschicht wird aus Gründen der Kontinuität Fluid in Wandnähe in das Strömungsfeld verdrängt. Dies kann man sich als eine Verdickung der Körperkontur um die Verdrängungsdicke δ_1 vorstellen. Aus der veränderten Körperkontur wird sich eine andere Druckverteilung der Außenströmung ergeben, wodurch sich die Anteile des Druckwiderstandes nicht ganz aufheben werden. Es entsteht also ein indirekt reibungsbedingter Druckwiderstand durch Verdrängungswirkung.
2. Kommt es zum Ablösen der Strömung, verändert sich die Druckverteilung an der Wand beträchtlich. Im Allgemeinen sind die Drücke auf der Körperkontur im Ablösegebiet deutlich unter denen der reibungsfreien Strömung. Der Effekt ist ebenfalls indirekt reibungsbedingt, allerdings viel ausgeprägter und nur beim Vorliegen einer abgelösten Strömung vorhanden.

Da die Umströmung von stumpfen Körpern von Ablösungen geprägt ist, liefert der Druckwiderstand den dominierenden Anteil am Gesamtwiderstand

$$F_W = F_{W\tau} + F_{Wp}, \quad (2.12)$$

welcher sich aus beiden Anteilen zusammensetzt (vgl. [15], [16]).

2.2.4 Kräfte und Momente am Fahrzeug

Grundsätzlich wirken auf einen umströmten Körper nur eine resultierende Kraft und ein Moment (Invarianten des Kräftesystems) infolge der Strömung, die analog zum Vorgehen im vorigen Kapitel zu bestimmen wären. Da bei der komplexen Geometrie von Fahrzeugen der Angriffspunkt der Luftkraft zum Einen nur mit erheblichem Aufwand bestimmt werden könnte und zum Anderen bei unterschiedlichen Modellen eine andere Lage aufweisen würde, ist die Erfassung von resultierender Luftkraft und Moment nicht sinnvoll. Daher hat es sich bewährt, die Kraftkomponenten in einem einheitlichen Koordinatensystem zu erfassen. Nach der Transformation der resultierenden Luftkraft vom Angriffspunkt in dieses Koordinatensystem müssen neben den Kräften in die drei Raumrichtungen auch die drei Momente um die jeweiligen Achsen erfasst werden. Abbildung 2.6 zeigt die verwendeten Koordinatensysteme für die Kräfte (Index F) und die Momente (Index M), wobei der positive Richtungssinn der jeweiligen Komponente der positiven Achsrichtung entspricht. Der Ursprung beider Koordinatensysteme liegt in der Fahrbahnebene in der Mitte des Radstandes und der Spurweite.

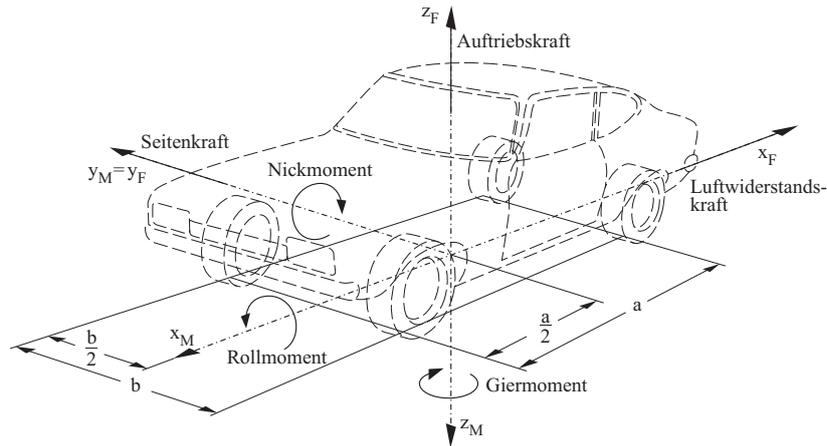


Abbildung 2.6: Kräfte und Momente an einem Fahrzeug (Bezugspunkt in der Fahrplanelbene in der Mitte des Radstandes und der Spurweite, in Anlehnung an [13])

Wird das Fahrzeug symmetrisch angeströmt, also bei Geradeausfahrt ohne Seitenwind oder sonstige Einflüsse, treten neben der bereits diskutierten Widerstandskraft F_W in Strömungsrichtung eine vertikal gerichtete Auftriebskraft F_A und ein um die y -Achse wirkendes Nickmoment M_N auf. Bei einer schrägen Anströmung des Körpers wird dieser unsymmetrisch umströmt, wodurch eine resultierende Seitenkraft F_S quer zur Anströmung und ein Moment um die vertikale Achse, das so genannte Giermoment M_G , generiert werden. Zusätzlich wirkt ein Moment um die Längsachse, das Rollmoment M_R .

Der Bezug der Kräfte und Momente auf die angegebenen Koordinatensysteme hat aber nicht nur den Sinn, die Erfassung dieser zu erleichtern, sondern dadurch können auch Aussagen über die Fahrdynamik in Abhängigkeit von den einzelnen Größen getroffen werden. Einige dieser Aussagen zur symmetrischen Umströmung bei der Geradeausfahrt werden im Kapitel 2.2.6 angeführt, anschließend werden im Kapitel 2.2.7 die Einflüsse bei Schräganströmung, also durch Seitenwind, diskutiert. Instationäre Vorgänge, wie sie bei böigem Seitenwind und bei Überholmanövern auftreten, werden nur kurz angesprochen, da sich die vorliegende Arbeit mit der stationären Schräganströmung befasst.

2.2.5 Definition Beiwerte

Um von absoluten Größen unabhängig zu werden und auch einen Vergleich zwischen unterschiedlichen Fahrzeugen zu ermöglichen, werden dimensionslose Kraft- und Momentenbeiwerte gebildet. Dazu werden die jeweiligen Komponenten auf den dynamischen Druck der Anströmung und auf charakteristische Längen und Flächen bezogen, um zum Einen den Einfluss der Anströmbedingung zu eliminieren und zum Anderen unabhängig von der Geometrie des Körpers zu sein. Die Beiwerte für die im vorherigen Kapitel angegebenen Kräfte und Momente werden folgendermaßen bestimmt:

$$c_A = \frac{F_A}{\frac{\rho}{2} U_\infty^2 A} \quad c_W = \frac{F_W}{\frac{\rho}{2} U_\infty^2 A} \quad c_S = \frac{F_S}{\frac{\rho}{2} U_\infty^2 A} \quad (2.13)$$

$$c_N = \frac{M_N}{\frac{\rho}{2} U_\infty^2 A L} \quad c_R = \frac{M_R}{\frac{\rho}{2} U_\infty^2 A L} \quad c_G = \frac{M_G}{\frac{\rho}{2} U_\infty^2 A L} \quad (2.14)$$

Dabei ist A eine relevante Bezugsfläche (bei Fahrzeugen die projizierte Stirnfläche), $\frac{\rho}{2}U_\infty^2$ der dynamische Druck der Anströmung, F die jeweilige Kraft, M das jeweilige Moment und L eine charakteristische Länge, meist die Modelllänge in Anströmrichtung. In der Fahrzeugaerodynamik hat es sich allerdings bewährt für den Nickmomenten- und den Giermomentenbeiwert den Radabstand und für den Rollmomentenbeiwert die Spurweite als charakteristische Längen heranzuziehen.

Für das Fahrverhalten (siehe 2.2.6 und 2.2.7) ist zusätzlich die Aufteilung des Auftriebs zwischen Vorderteil und Heckbereich des Fahrzeuges von großer Bedeutung. Aus diesem Grund sind zusätzliche Beiwerte für den Vorder- und Hinterachsauftrieb eingeführt worden, welche analog wie die oben angeführten Kraftbeiwerte mit der auf der jeweiligen Achse wirkenden Kraft gebildet werden.

$$c_{Av} = \frac{F_{Av}}{\frac{\rho}{2}U_\infty^2 A} \quad c_{Ah} = \frac{F_{Ah}}{\frac{\rho}{2}U_\infty^2 A} \quad (2.15)$$

2.2.6 Fahrverhalten bei Geradanströmung

Wie bereits angesprochen, können Aussagen über Fahrverhalten und Richtungsstabilität in Abhängigkeit der einzelnen Kraftkomponenten getroffen werden. Dabei ist anzumerken, dass der empfundene Fahrkomfort teilweise sehr stark vom subjektiven Empfinden der Insassen abhängt. Des Weiteren können störende Effekte nicht nur durch die Beeinflussung der aerodynamischen Kräfte, sondern auch durch konstruktive Maßnahmen vermindert werden. Beispielsweise wurde der Motor in den 30er Jahren oft im Heck untergebracht, wodurch die Belastung der Vorderachse geringer war und der Schwerpunkt des Fahrzeugs weit hinten lag. Heute ist es üblich, den Motor vorne unterzubringen, was zu einer deutlichen Erhöhung der Richtungsstabilität geführt hat. Vor allem wenn es um Sicherheitsaspekte geht, muss ein Zusammenspiel aus konstruktiven Maßnahmen und der Reduktion von wirkenden Luftkräften durchgeführt werden.

Lange Zeit reduzierte sich die Aufgabe der Fahrzeugaerodynamik auf die Senkung der **Widerstandskraft**. Ziel war dabei anfangs die Steigerung der erreichbaren Höchstgeschwindigkeiten. Da sich der Gesamtwiderstand eines unbeschleunigten Fahrzeuges in der Ebene aus Luftwiderstand und Rollwiderstand ($F_{WRoll} = \mu_{Reib} \cdot m \cdot g$) zusammensetzt, ist bei gegebener Motorleistung ($P = F_{ges} \cdot V$) die erreichbare Maximalgeschwindigkeit hauptsächlich durch den Luftwiderstand begrenzt. Dass durch die Verminderung des Luftwiderstandes auch der Kraftstoffverbrauch sinkt, war erst später von Interesse, spätestens mit der Ölkrise in den 70er Jahren. Heute ist die Erreichung eines vorgegebenen c_W -Wertes ein fixer Bestandteil der Fahrzeugentwicklung. Als Nebeneffekt der Widerstandskraft kann deren unterstützende Wirkung beim Bremsvorgang (bei hohen Geschwindigkeiten) angeführt werden, allerdings ist eine Steigerung des Widerstandes zum Verstärken dieses Effektes wohl eher kontraproduktiv.

Vor allem bei der Entwicklung des Rennsports war die Senkung des **Auftriebs** von großem Interesse, da dieser eine entscheidende Auswirkung auf die Bodenhaftung und die auf die Straße übertragbare Leistung (bzw. Kraft) hat. Mitte der 60er Jahre wurden zusätzliche aerodynamische Hilfsmittel wie Spoiler zur weiteren Senkung des Auftriebs bzw. zum Erzeugen von Abtrieb eingesetzt, um auch die erreichbaren Kurvengeschwindigkeiten erheblich zu steigern. Aufgrund von plötzlichem Versagen der Spoiler durch geänderte Stömungsbedingungen kam es immer häufiger zu schweren Unfällen, weshalb seit damals der Einsatz derartiger Hilfsmittel reglementiert wird.

Normale Personenkraftwagen weisen heutzutage meist einen positiven Auftrieb und auch ein positives **Nickmoment** auf. Die Richtungsstabilität bei normalen Fahrgeschwindigkeiten bis etwa 150 km/h wird nur unwesentlich durch Auftrieb und Nickmoment beeinflusst. Erst ab höheren Geschwindigkeiten verändern sich die Radlasten, was zu einer geänderten Haftbedingung der einzelnen Reifen führt. Ein geringerer oder gar negativer Auftrieb auf der Hinterachse führt zur Steigerung der Richtungsstabilität. Es zeigt sich aber, dass durch eine Auftriebsverringerung insgesamt eine deutliche Verbesserung des Fahrverhaltens auftritt, etwa durch das Anbringen von Front- und Heckspoiler. Zu den Spoilern sei allerdings angemerkt, dass diese oft eher nach Designaspekten eingesetzt werden und manchmal wenig bzw. gar keinen Effekt haben. Das Eigenlenkverhalten von Automobilen, also das Verhalten, nicht exakt dem Lenkeinschlag zu folgen, steigt mit der Geschwindigkeit stärker an, wenn ein großer Unterschied zwischen dem Vorderachs- und dem Hinterachsauftrieb vorliegt. Überwiegt der Auftrieb an der Hinterachse, wird das Fahrzeug eher zum Übersteuern neigen, während bei mehr Auftrieb vorne eher Untersteuern zu erwarten ist. Ist hingegen der Auftrieb gleichmäßig verteilt und damit das Nickmoment klein, bleibt das Auto leichter beherrschbar. Wichtig ist auch der Vorgang beim Bremsen, wobei generell gesagt werden kann, dass ein geringerer Auftrieb die Bremswirkung erhöht und damit den Bremsweg verkürzt. Durch abruptes Bremsen kommt es zu einer schlagartigen Richtungsumkehr der Umfangskraft der Räder, woraus ein Nickmoment resultiert, welches die Radaufstandskräfte von der Hinter- auf die Vorderachse verlagert. Dies kann zum Blockieren der Vorderräder führen, wodurch es zu Kursabweichungen und im Extremfall zum Schleudern kommen kann. Moderne Fahrzeuge besitzen daher eine Bremskraftregelung (ABS), die dem entgegenwirkt (vgl. [15]).

2.2.7 Seitenwindeinflüsse

Der eben diskutierte Fall des gerade angeströmten Fahrzeugs kommt in der Realität so gut wie nie vor, da fast immer diverse Einflüsse auftreten, die zu einer unsymmetrischen Umströmung des Automobils führen. Aufgrund dieser Asymmetrie wird sich die Druckverteilung über die Oberfläche verändern, woraus die bereits erwähnte Seitenkraft und die beiden zusätzlichen Momente resultieren. Hauptursache für die Entstehung der Seitenkraft ist der natürliche Wind, welcher in Bodennähe Grenzschichtcharakter aufweist. Wie in Abbildung 2.7 ersichtlich, verändert sich die resultierende Anströmgeschwindigkeit des Fahrzeugs je nach Stärke des Seitenwindes. Man spricht von einer „schiebenden Anströmung“, wobei der Winkel zwischen der Anströmgeschwindigkeit und der Fortbewegungsrichtung als Gierwinkel β (bzw. Schiebewinkel) bezeichnet wird. Bei Schräganströmung verändern sich natürlich auch der Auftrieb und das Nickmoment. Die Widerstandsveränderung fällt vergleichsweise gering aus, zumindest bei kleinen Schiebewinkeln. Das Strömungsbild bei böigem Seitenwind, durch Überholmanöver oder aufgrund von Geländeformationen hervorgerufenem schnellem Wechsel zwischen Windabschottung und freier Windströmung ist von instationärem Charakter und sehr instabil. Für die dabei auftretenden Kräfte und Effekte sei an dieser Stelle auf Hucho [15] verwiesen.

Der natürliche Wind ist zumeist eher gering, wodurch Gierwinkel bis zu maximal $\beta \approx 20^\circ$ auftreten, bei größeren Fahrgeschwindigkeiten meist nur bis $\beta \approx 10^\circ$. Allerdings wächst die **Seitenkraft** mit dem Gierwinkel annähernd linear und sehr schnell an und übersteigt oftmals bereits bei $\beta \approx 5^\circ \div 10^\circ$ den Betrag der Widerstandskraft.

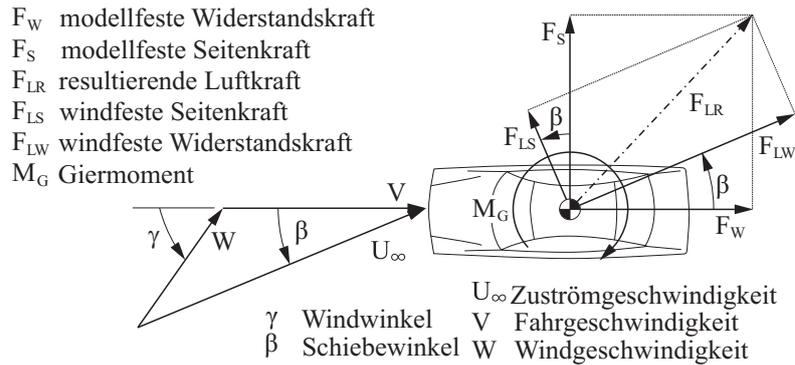


Abbildung 2.7: Kräfte und Momente in der Ebene $z = 0$ bei Seitenwind (in Anlehnung an [15])

Der große Anteil der Seitenkraft führt zu einem Parallelversatz und erfordert daher Lenkkorrekturen, um der Kursabweichung entgegen zu wirken.

Versuche haben allerdings gezeigt, dass die Richtungsstabilität von Automobilen viel mehr vom **Giermoment** als von der Seitenkraft abhängt. Dies wurde laut Hucho et al. [15] in zahlreichen Tests bei der Vorbeifahrt an einer Seitenwindanlage durch subjektive Empfindungen der Lenker bestätigt. Dabei wurde ein zu starkes Gieren als ungünstiger beurteilt als ein großer Parallelversatz durch eine hohe Seitenkraft. Des Weiteren berichtet Hucho von zwei Versuchen, in welchen einmal durch Erhöhung der Seitenkraft im Heckbereich (Gesamtseitenkraft um ein Viertel gesteigert) und einmal durch Reduktion der Seitenkraft am Frontteil (Gesamtseitenkraft um ein Viertel gesenkt) das Giermoment in beiden Fällen halbiert wurde. Trotz der großen Unterschiede der Seitenkräfte hat sich das Fahrverhalten beim Vergleich der beiden Versuche kaum verändert. Ein höherer Giermomentenbeiwert erfordert zudem erhöhte Lenkradwinkel zur Kurskorrektur.

Wie die Seitenkraft und das Giermoment wächst auch das **Rollmoment** mit dem Schiebewinkel β an, und dies zumeist annähernd linear. Für die Richtungsstabilität und das Fahrverhalten spielt das Rollmoment allerdings eine untergeordnete Rolle.

2.2.8 Heckformen

Da Fahrzeuge zu den stumpfen Körpern zählen, ist eine entkoppelte Betrachtung von einzelnen Details kaum möglich (siehe Abschnitt 2.2.2). Allerdings können grundlegende Aussagen über die Umströmung eines Fahrzeuges im Hinblick auf grobe Formmerkmale getroffen werden. Von besonderem Interesse sind dabei Bereiche, in welchen eine abgelöste Strömung vorliegt, da derartige Zonen oftmals maßgeblich an der Entstehung des Widerstandes beteiligt sind. Da vor allem die Strömung am rückwärtigen Teil eines Automobils von Ablösungen geprägt ist, beeinflusst die Heckform die Entstehung des Widerstandes wesentlich. Für herkömmliche PKWs können dabei drei grundlegende Heckformen unterschieden werden: Das Vollheck, das Fließheck und das Stufenheck. Diese sind mit den zugehörigen stationären Strömungsbildern in Abbildung 2.8 schematisch dargestellt und werden im Folgenden kurz veranschaulicht. Für instationäre Veränderungen der Strömung sowie für Auswirkungen von diversen geometrischen Abänderungen wie Kantenradien oder Einzügen sei an dieser Stelle auf die Ausführungen hierfür von Hucho [15] verwiesen.

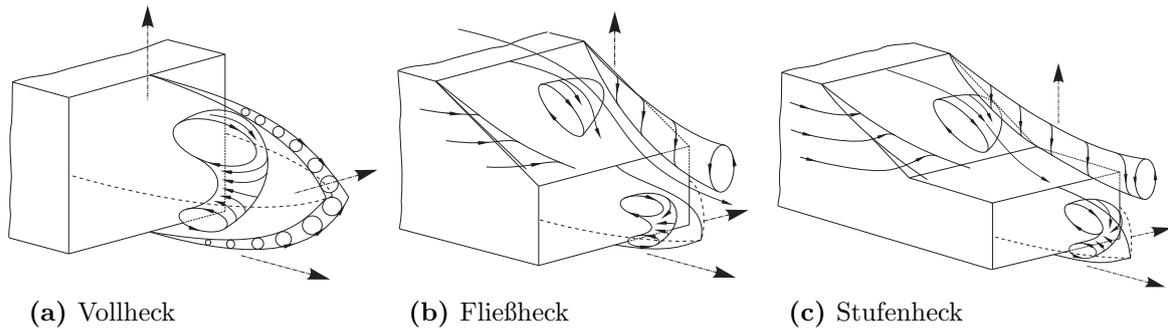


Abbildung 2.8: Schema der drei grundlegenden Heckformen eines Automobils und der räumlichen Strömung im Nachlauf im zeitlichen Mittel (in Anlehnung an [15])

Die grundsätzliche Form des **Vollhecks** kennzeichnet sich durch eine große Basisfläche, welche nicht notwendigerweise senkrecht sein muss. Der Nachlauf des Vollhecks wird oftmals als quasi zweidimensionales Strömungsbild bezeichnet, da zumindest vom Heck aus kaum Wirbel senkrecht zur Längsmittelsebene auftreten. In Abbildung 2.8a ist ersichtlich, dass diese Variante einen sehr großen Totwassergebiet mit einem darin eingeschlossenen Ringwirbel aufweist. Nach der Interpretation von Hucho [15] wird das Vollheck von einer möglicherweise ringförmigen Scherschicht umgeben, deren Dicke stromabwärts zunimmt. Diese Vorstellung von der Umströmung des Vollhecks wird in der Literatur allerdings erst seit Kurzem beschrieben. Bisher ist man davon ausgegangen, dass die beiden gegenläufigen Wirbel in der Längsmittelsebene als Hufeisenwirbel nach hinten abgehen (vgl. [14]).

Wird die Heckschräge über einen kritischen Winkel geneigt (siehe Abschnitt 2.3.2), so erhält man das typische dreidimensionale Strömungsbild des Nachlaufs am **Fließheck**. Dabei rollen sich beidseitig entlang der Kante zwischen Heckschräge und Seitenfläche, der so genannten C-Säule, zwei Längswirbel auf. Diese werden nach dem Ort ihres Entstehens meist als C-Säulen-Wirbel bezeichnet und induzieren durch ihren in Abbildung 2.8b angedeuteten Drehsinn ein starkes Abwindfeld im Bereich der Heckschräge.

In Abhängigkeit von Heckschrägenneigung und Radius des Übergangs vom Dach kann die Strömung an der Oberkante der Heckschräge ablösen. Allerdings kommt es durch das Abwindfeld zu einem Wiederanlegen der Strömung noch im Bereich der Heckschräge. Es bildet sich somit eine Ablöseblase. Vor allem in der Nähe der C-Säule kann es aufgrund der Längswirbel zu einer beträchtlichen Druckabnahme auf der Heckschräge kommen, wodurch der Widerstand von Fließheckfahrzeugen oftmals den von Fahrzeugen mit Vollheck überwiegt. Darauf wird im Abschnitt 2.3.2 näher eingegangen. Hinter der Basis formiert sich ein relativ kleines Totwasser, welches wieder einen geschlossenen Ringwirbel einschließt (vgl. [14]).

In Abbildung 2.8c ist die Umströmung des **Stufenhecks** schematisch dargestellt. Wieder erkennt man das Längswirbelpaar entlang der C-Säulen und eine Ablöseblase auf der Heckscheibe. Allerdings scheinen die C-Säulen-Wirbel bei dieser Heckkonfiguration wesentlich schwächer zu sein, wodurch es mit großer Wahrscheinlichkeit zur Ablösung der Strömung bereits an der Dachhinterkante und zur Bildung einer größeren Ablöseblase kommt. Für geringe Längen der horizontalen Abschlussfläche (Kofferraumdeckel) kann es auch gar nicht mehr zum Wiederanlegen der Strömung kommen. Hinter der Basis des Fahrzeugs ist wiederum der Ringwirbel erkennbar (vgl. [14]).

2.3 Generische Fahrzeugmodelle

Zum Erfassen und Bewerten spezieller Phänomene und Eigenschaften ohne störende Einflüsse durch andere Bauteile werden experimentelle Untersuchungen häufig an generischen Modellen durchgeführt. Dies sind möglichst einfache Körper ohne geometrische Details wie Seitenspiegel oder dergleichen, welche aber trotzdem die grundlegenden aerodynamischen Eigenschaften eines Fahrzeugs aufweisen. Dabei ist meist die Zielsetzung, Rückschlüsse auf den Ort des Entstehens von Teilwiderständen in Abhängigkeit von wenigen Parametern zuzulassen. Anschließend wird versucht, die Erkenntnisse aus den Untersuchungen in einem weiteren Schritt auf reale Fahrzeuge zu übertragen. So wurde laut Hucho [15] die im Abschnitt 2.2.8 beschriebene Fließheckform wesentlich durch Versuche an generischen Fahrzeugmodellen beeinflusst. Entscheidende Beiträge hierfür lieferten Untersuchungen von Morel [19] und Ahmed et al. [1], auf welche in den beiden folgenden Abschnitten näher eingegangen wird, sowie von Janssen & Hucho [9].

Zusätzliche Bedeutung haben Untersuchungen an generischen Modellen mit der Entwicklung der Numerischen Strömungssimulation erhalten. Aufgrund der Ablösungen an Fahrzeugen ist eine Berechnung der Strömung mittels CFD immer nur bedingt möglich, da die eingesetzten Grenzschichtmodelle in diesen Bereichen versagen. Es wird versucht, dieser Problematik mit einer Vielzahl von weiteren Modellen zur Erfassung der Turbulenz und der Wirbelstrukturen entgegen zu wirken. Allerdings sind diese meist nur für bestimmte Vergleichsfälle entwickelt worden. Daher eignen sich Erkenntnisse aus experimentellen Untersuchungen an generischen Fahrzeugmodellen zum Validieren von CFD-Berechnungen.

2.3.1 Morel-Körper

Morel [19] hat umfangreiche Untersuchungen zur Entstehung eines Widerstandsmaximums als Grenzfall zwischen zwei unterschiedlichen Strömungsformen in Abhängigkeit vom Winkel der schrägen Abschlussfläche im hinteren Bereich von stumpfen Körpern durchgeführt. Um die Erkenntnisse daraus auf Fahrzeuge umlegen zu können, hat er einen fahrzeugähnlichen Körper erstellt, ähnlich dem später entwickelten Ahmed-Körper (siehe 2.3.2). Zusätzlich hat Morel [19] den Einfluss des Bodenabstandes auf Auftrieb und Widerstand untersucht. Die Messungen wurden einmal mit einem Bodenabstand von ca. 306 mm, also ohne Bodeneinfluss, und einmal mit einem Abstand von ca. 45 mm für den Fall mit Bodeneinfluss durchgeführt.

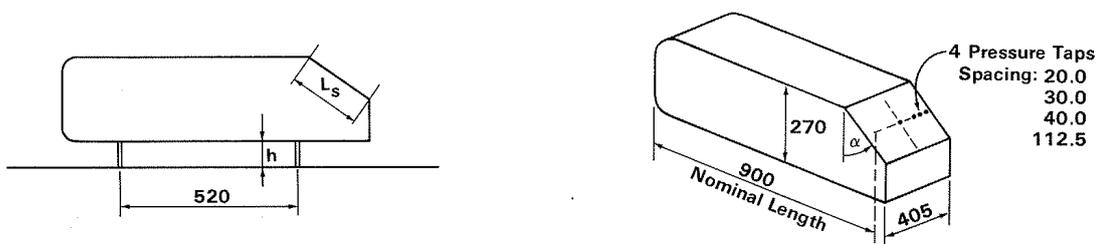


Abbildung 2.9: Skizze des fahrzeugähnlichen Modells, welches Morel für die Untersuchungen verwendet hat (Maße in mm, aus [19])

Die augenscheinlichsten Unterschiede zum Ahmed-Körper sind die Modelllänge, die Radien der Kanten und die Position der Steher. Der Morel-Körper hatte dabei für

das 0°-Heck die Dimensionen $900 \times 405 \times 270 \text{ mm}$ (Länge×Breite×Höhe). Für die Untersuchungen wurde der Winkel der Heckschräge von 0° bis 85° variiert. Die Länge der Heckschräge (gleich der Modellhöhe) und das Volumen des Modells wurden dabei konstant gehalten, wodurch sich die Gesamtlänge des Modells um bis zu 67.5 mm vergrößerte. Morel [19] bezeichnet den Heckschrägenwinkel mit α , welcher gegen die vertikale Richtung gemessen wird (siehe Abbildung 2.9). Im Gegensatz dazu bezeichnen Ahmed et al. [1] den Neigungswinkel der Heckschräge mit φ und dieser ist auf eine horizontale Richtung bezogen (siehe Abbildung 2.12).

Sämtliche Untersuchungen wurden bei einer Anströmgeschwindigkeit von 58 m/s durchgeführt, was einer Reynoldszahl¹ Re_{Deq} von $1.4 \cdot 10^6$ entspricht. Im Zuge der Untersuchungen hat Morel Kraftmessungen und Druckmessungen an vier Druckmessbohrungen auf der Heckschräge durchgeführt. Des Weiteren wurden Strömungsvisualisierungen gemacht.

Die Druckmessungen sowie die Strömungsvisualisierungen zeigten laut Morel [19] eindeutig die Unterschiede zwischen den beiden Strömungsformen. So beschreibt er in seinen Ausführungen die Bildung von Längswirbeln an den Seitenkanten der Heckschräge für einen unterkritischen Heckschrägenwinkel $\varphi < \varphi_{crit}$ sowie das große Totwassergebiet durch die Ablösung bereits an der Dachhinterkante für den überkritischen Heckschrägenwinkel $\varphi > \varphi_{crit}$.

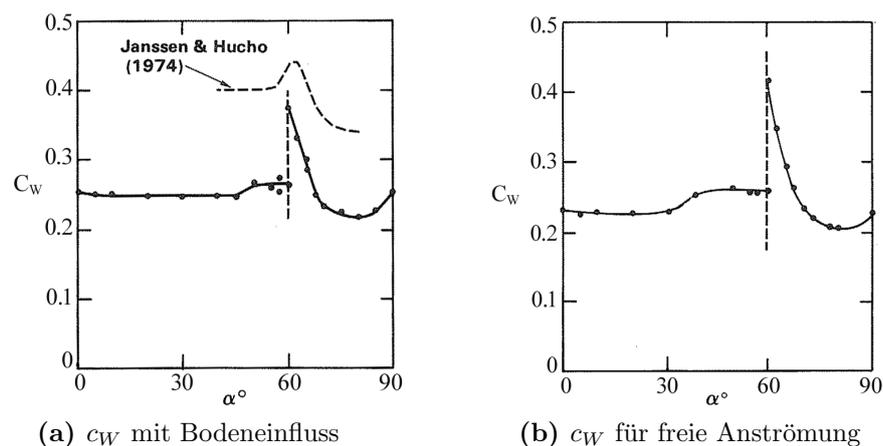


Abbildung 2.10: Widerstandsbeiwert c_W in Abhängigkeit des Heckschrägenwinkels für den Morel-Körper (nach [19])

Als Konfiguration mit dem Widerstandsmaximum stellte sich ein kritischer Heckschrägenwinkel von $\varphi_{crit} = 30^\circ$ (entspricht $\alpha_{crit} = 60^\circ$) heraus (siehe Abbildung 2.10a). In früheren Messungen an einem Zylinder mit elliptischer Heckschräge lag dieser bei $\varphi_{crit} = 43^\circ$ (entspricht $\alpha_{crit} = 47^\circ$). Die Verschiebung des kritischen Winkels erklärte Morel sich dabei nicht mit den geänderten Formmerkmalen, sondern mit der Veränderung des Seitenverhältnisses² AR von 0.65 beim Zylinder auf $AR = 1.5$. Begründet hat er dies damit, dass bei steigendem AR , also mit einer verhältnismäßig kürzeren Heckschräge, der Einfluss der Längswirbel an den C-Säulen zurückgeht. Auffallend ist aber, dass am Ahmed-Körper 6 Jahre später bei einem $AR = 1.75$ genau der selbe kritische Winkel $\varphi_{crit} = 30^\circ$ gemessen wurde (vgl. [1]).

¹gebildet mit dem äquivalenten Durchmesser des Modells $D_{eq} = \sqrt{4 \cdot BH/\pi}$, wobei H der Modellhöhe und B der Modellbreite entspricht.

² AR steht dabei für *aspect ratio* und berechnet sich nach Morel als Breite/Länge der Heckschräge

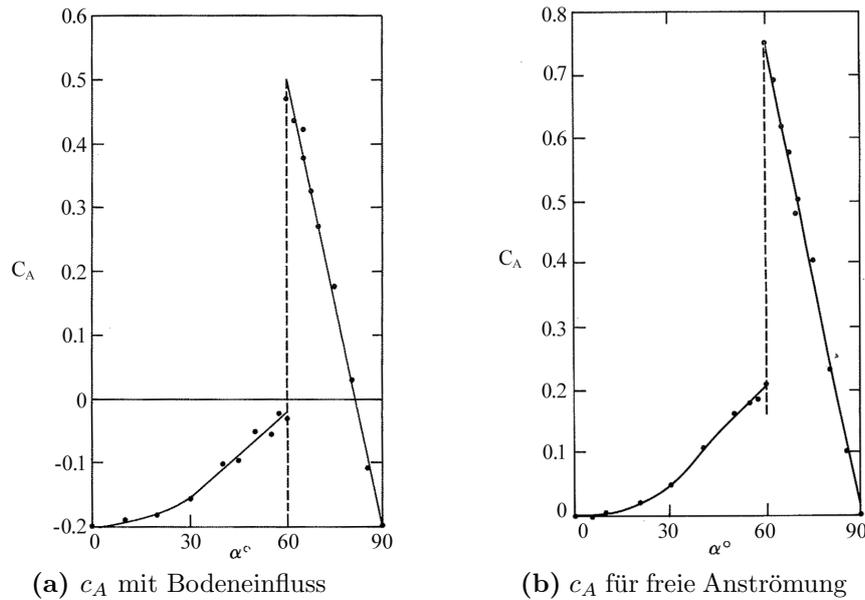


Abbildung 2.11: Auftriebsbeiwert c_A in Abhängigkeit des Heckschrägenwinkels für den Morel-Körper (nach [19])

Der Vergleich der Messungen bei geringem Bodenabstand mit jenen ohne Einfluss der Messstrecke zeigte, dass sich die Lage des kritischen Winkels nicht änderte (siehe Abbildung 2.10). Die Widerstandsveränderung mit dem Heckschrägenwinkel φ fiel in Bodennähe mit $\Delta c_W = 0.11$ etwas weniger drastisch aus als im Fall der freien Anströmung ($\Delta c_W = 0.16$). Der Verlauf des Auftriebsbeiwertes c_A war in beiden Fällen sehr ähnlich, was überrascht, da normalerweise das Vorhandensein eines Bodens einen großen Einfluss auf den Auftrieb hat. In weiten Bereichen stimmen die beiden Verläufe für c_A bis auf eine konstante Differenz von $\Delta c_A \approx 0.2$ miteinander überein (siehe Abbildung 2.11). Der fast lineare Verlauf des Auftriebsbeiwertes im Bereich $0^\circ \leq \varphi < \varphi_{crit}$ ist dabei auffällig und erinnert an den Verlauf von längs angeströmten rechteckigen ebenen Platten. Des Weiteren gibt Morel [19] an, dass das Verhältnis von Auftrieb zu Widerstand für den Körper im Falle $\varphi = \varphi_{crit}$ nur 4% kleiner war als bei einer ebenen Platte.

2.3.2 Ahmed-Körper

Der Ahmed-Körper ist ebenfalls ein generisches Fahrzeugmodell mit den grundlegenden aerodynamischen Eigenschaften eines Automobils und wurde von Ahmed et al. [1] 1984 in Anlehnung an den Morel-Körper für Untersuchungen des Einflusses der Heckschräge auf die Entstehung des Widerstandes konzipiert. Hierfür haben Ahmed et al. eine Hälfte des Modells mit über die Oberfläche verteilten Druckmessbohrungen ausgestattet. Die geometrischen Abmessungen des Originalmodells sind in Abbildung 2.12 dargestellt. Dabei sollte das Modell, abgesehen von rotierenden Rädern und Durchströmungen, folgendes für Fahrzeuge typisches Strömungsfeld generieren:

- eine stark dreidimensionale Strömung im Frontbereich,
- eine gleichförmige reibungsdominierte Strömung entlang der Seitenwände, dem Dach und dem Boden,

- und eine von Ablösungen und Wirbeln dominierte Strömung im Heckbereich mit einem großen Nachlaufgebiet.

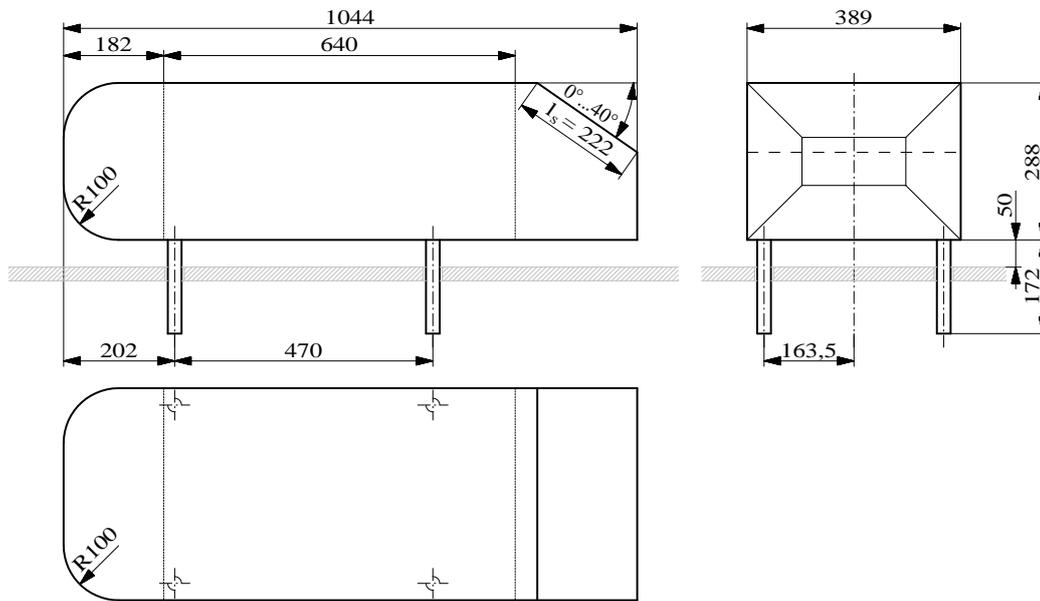


Abbildung 2.12: Geometrie des Originalmodells nach Ahmed et al. [1] (Maße in mm)

Um den Heckschrägeneinfluss erfassen zu können, variierten Ahmed et al. bei deren Messungen den Winkel der Heckschräge φ zwischen 0° und 40° . Alle Versuche, abgesehen von den Visualisierungen der Strömung, wurden bei einer Windgeschwindigkeit von 60 m/s durchgeführt, was einer Reynoldszahl von $4.29 \cdot 10^6$ entspricht (gebildet mit der Länge des Modells). Die Druckmessungen und die Strömungsvisualisierung wurden im DFVLR-Unterschall-Windkanal (heute DLR) in Braunschweig gemacht. Durch Integration der erhaltenen Druckverläufe in den interessierenden Bereichen konnten die Druckanteile des Widerstandes für die jeweiligen Zonen ermittelt werden. Den Gesamtwiderstand c_W des Körpers ermittelten Ahmed et al. durch Kraftmessungen mit einer Windkanalwaage im DFVLR-Unterschall-Windkanal in Göttingen, in welchem auch Nachlaufmessungen mit einer Zehn-Loch-Differenzdrucksonde durchgeführt wurden. In beiden Windkanälen lag die Turbulenzintensität unter 0.5% . Sämtliche Messungen wurden bei Geradanströmung durchgeführt. Ahmed et al. erwähnen lediglich, dass zum Überprüfen der Symmetrie einige Versuche im Gierwinkelbereich von $\beta = \pm 10^\circ$ durchgeführt wurden.

Abbildung 2.13 zeigt die gemessenen Widerstandsanteile in Abhängigkeit vom Heckschrägenwinkel φ . Dabei ist ersichtlich, dass der Reibungswiderstand c_{R^*} , welcher hauptsächlich dem Widerstand der Seitenflächen entspricht, vergleichsweise gering ist (zwischen 15% und 24%) und durch Variation des Hecks nur unwesentlich beeinflusst wird. Bis zu 85% des Gesamtwiderstandes entstehen durch Druckwiderstand, wobei der Beitrag zum Druckwiderstand vom Vorderteil mit lediglich maximal 9% klein ausfällt. Dass sich der Widerstandsanteil des Frontbereichs c_{K^*} kaum ändert, führen Ahmed et al. auf den relativ langen Mittelteil des Modells zurück, wodurch Interferenzen zwischen Heck und der Umströmung des Vorderteils kaum vorhanden sind.

Der Großteil des Widerstandes setzt sich aus den Druckwiderständen der Heckschräge c_{S^*} und dem des senkrechten Heckabschlusses, auch Basis genannt, c_{B^*} zusammen.³

³Der Index S steht dabei für *slant*, B für *base*.

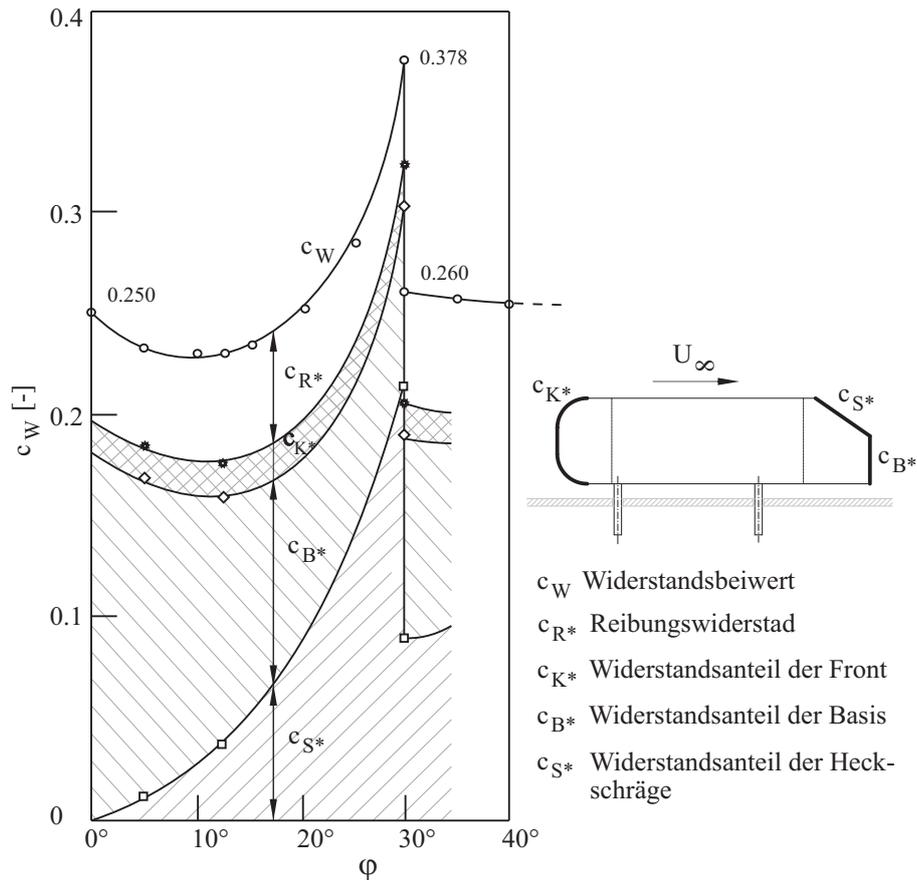


Abbildung 2.13: Widerstandsbeiwert c_W in Abhängigkeit vom Heckschrägenwinkel φ und dessen Aufteilung in Teilwiderstände für den Ahmed-Körper (nach [1])

Mit zunehmendem Neigungswinkel φ steigt der Anteil der Heckschräge an der projizierten Fläche, wodurch der zugehörige Widerstandsanteil natürlich zunimmt. Allerdings kommen neben diesem rein geometrischen Effekt auch noch strömungsmechanische Veränderungen hinzu.

Die Druckmessungen am Körper ergaben für die Heckschrägen mit $\varphi \leq 30^\circ$ große Unterdruckgebiete in der Nähe der C-Säulen. Daraus, und aus den Nachlaufmessungen, schlossen Ahmed et al., dass sich für unterkritische Heckschrägenwinkel $\varphi \leq 30^\circ$ an der C-Säule zwei einwärts drehende Längswirbel bilden. Diese Längswirbel entstehen durch das Aufrollen der Scherschichten, die sich beim Zusammentreffen der Strömungen von den Seitenflächen und der Strömung über die Heckschräge ausbilden. Der dadurch in Bereichen nahe dem Längsmittelschnitt generierte Abwind zur Heckschräge hin verhindert die Ablösung der Strömung an der Dachhinterkante. In Abbildung 2.14a ist das von Ahmed et al. [1] skizzierte Schema des Nachlaufs für unterkritische Heckschrägenwinkel dargestellt.

Hinter der Basis des Modells wurde aus den Messungen auf zwei gegenläufige Wirbel geschlossen. Ölvisualisierungen auf der Basis zeigten, dass sich diese beiden Wirbel dort nicht anlegten. Daher schlossen Ahmed et al., dass es sich bei den beiden im Längsmittelschnitt erfassten Wirbeln im Totwasser um zwei übereinander liegende Hufeisenwirbel handelt, deren Schenkel sich stromabwärts in die ankommende Strömung neben dem Modell drehen und nach hinten abgehen. Weiter wurde angenommen, dass sich der obere der beiden Wirbel (A) mit dem C-Säulen-Wirbel stromabwärts vereint.

Über das Verhalten des unteren Wirbels (B) konnte keine eindeutige Aussage getroffen werden.

In abschließenden Ausführungen weisen Ahmed et al. [1] darauf hin, dass die beiden gegenläufigen Wirbel im Längsmittelschnitt möglicherweise nicht die beiden besagten Hufeisenwirbel bilden, sondern vielleicht doch einen im Totwasser eingeschlossenen Ringwirbel. Dies entspricht, wie im Abschnitt 2.2.8 bereits erwähnt, dem derzeitigen Bild vom Totwasser hinter der Basis eines Hecks mit unterkritischem Heckschrägenwinkel.

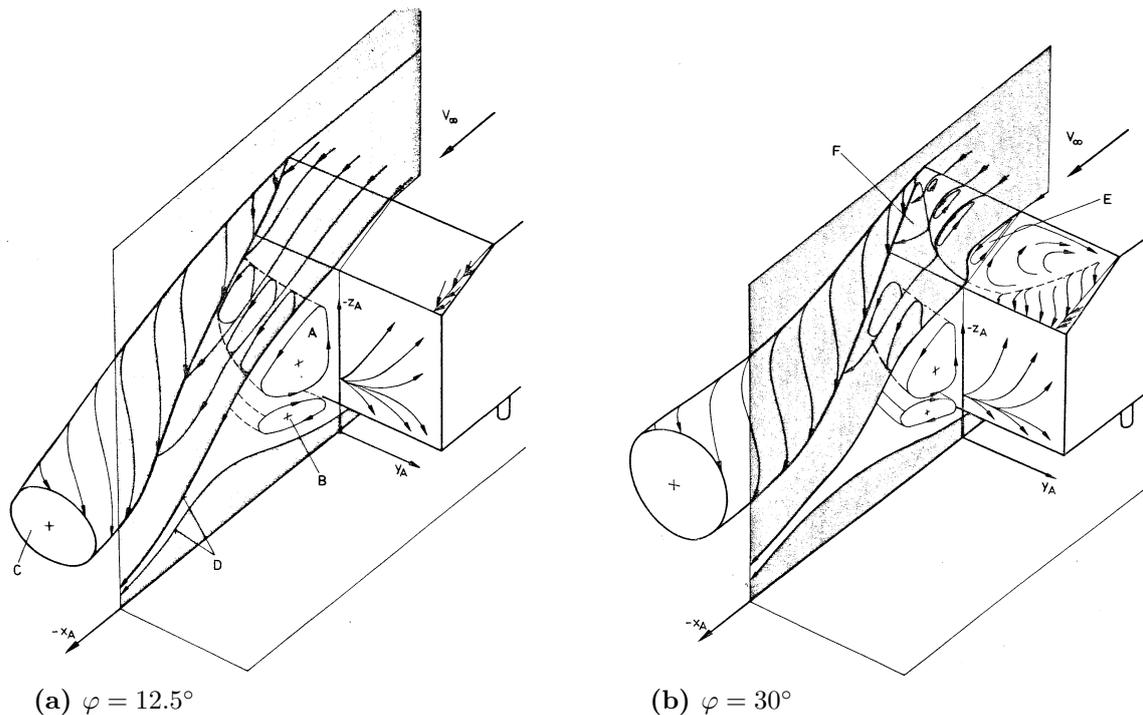


Abbildung 2.14: Schematisches Bild der Strömung im Heckbereich nach Ahmed et al. [1]

Bei Messungen am Heck mit dem kritischen Heckschrägenwinkel $\varphi_{crit} = 30^\circ$ wurde zusätzlich eine Ablöseblase auf der Heckschräge erfasst, wie dies in Abbildung 2.14b schematisch dargestellt ist. Das skizzierte Strömungsbild stellt dabei den Zustand dar, bei dem der höhere Widerstand erfasst wurde. Der zweite gemessene Zustand für das Modell mit $\varphi_{crit} = 30^\circ$ entsteht nach Ahmed et al. [1] durch das Zusammenwachsen der Ablöseblase mit dem oberen der beiden Wirbel hinter der Basis, wodurch sich ein viel größeres Totwasser bildet, ähnlich dem der Vollheckumströmung. Die C-Säulen-Wirbel treten dabei für $\varphi \geq 30^\circ$ nicht mehr auf. Für diese Heckkonfigurationen wurde eine über die Heckschräge annähernd konstante Druckverteilung ermittelt.

Um die bekannten Einflüsse der Reynoldszahl, wie etwa variierende Ablösepunkte, auszuschließen, haben Bayraktar et al. [3] Untersuchungen an einem um den Faktor 4.7 vergrößerten Modell (entspricht der Größe eines realen Fahrzeugs) Kraft- und Druckmessungen durchgeführt. Damit konnten deutlich höhere Reynoldszahlen erreicht werden, welche den realen Fahrbedingungen entsprechen, ohne dabei die Ähnlichkeit hinsichtlich der Machzahl zu verletzen. Untersucht wurden dabei drei Heckvarianten ($\varphi = 0^\circ$, $\varphi = 12.5^\circ$ und $\varphi = 25^\circ$) bei sechs unterschiedlichen Reynoldszahlen (von $Re = 2.2 \cdot 10^6$ bis $Re = 13.2 \cdot 10^6$). Zusätzlich wurden Messungen bei Schräganströmung im Gierwinkelbereich von $-15^\circ \leq \beta \leq 15^\circ$ durchgeführt, um zu überprüfen, ob sich Widerstand

und Auftrieb für positive und negative Schiebewinkel gleichermaßen verändern. Die Untersuchungen am Ahmed-Körper haben Bayraktar et al. [3] mit einem vergrößerten Bodenabstand von 830 mm durchgeführt (entspricht 177 mm Bodenabstand für die Originalgröße des Ahmed-Körpers). Dass dadurch vor allem die gemessenen Auftriebskräfte verändert werden, zeigen die Untersuchungen von Morel [19]. Auf diesen Umstand wird im Abschnitt 4.1.1 näher eingegangen.

Lienhart et al. [17] haben umfangreiche Untersuchungen mittels LDA- und HWA-Messungen sowie Druckmessungen am Ahmed-Körper durchgeführt. Ziel war es dabei, ein möglichst umfangreiches Bild von der Strömung und der Turbulenzstruktur um ein generisches Modell zu erhalten, welches später vielfach zum Validieren von CFD-Berechnungen verwendet wurde. Untersucht wurden zwei Heckschrägenwinkel ($\varphi = 25^\circ$ und $\varphi = 35^\circ$) bei symmetrischer Anströmung mit $U_\infty = 40\text{ m/s}$. Die HWA-Messungen dienten zur Bestimmung der Zuströmbedingungen vor dem Modell, welche als Randbedingung für die CFD-Berechnungen benötigt wurden. Im Rahmen der LDA-Untersuchungen wurden die drei Geschwindigkeitskomponenten und Turbulenzgrößen in 21 unterschiedlichen Ebenen in insgesamt ca. 12000 diskreten Messpunkten des Strömungsfeldes erfasst. Die Daten aus diesen Messungen bestätigen in weiten Bereichen das Bild des Nachlaufs, welches Ahmed et al. [1] 17 Jahre vorher beschrieben haben.

Die Ergebnisse aus den hier angeführten Untersuchungen werden im Kapitel 4 mit denen der vorliegenden Arbeit verglichen, und auch mit den Ergebnissen einer weiteren Arbeit von Baxendale et al. [2], in welcher Widerstands- und Auftriebsbeiwerte für eine geringere Reynoldszahl ermittelt wurden. Etwaige Abweichungen werden dort diskutiert und, sofern möglich, auch begründet.

Kapitel 3

Messaufbau und Abläufe

3.1 Versuchsmodell

Die Untersuchungen zu dieser Arbeit wurden am bereits erwähnten Ahmed-Körper (siehe 2.3.2) durchgeführt. Dieser wurde für ein Vorgängerprojekt in der institutseigenen Werkstatt nach den Originalmaßen von Ahmed et al. [1] gefertigt. Ebenfalls wurden zwei Heckkonfigurationen erstellt, einmal mit 25° und einmal mit 35° Neigungswinkel der Heckschräge. Die Länge und Position der vier zylindrischen Standbeine sowie der Bodenabstand von 50 mm entsprechen den Angaben von Ahmed et al. Beide Heckformen sind mit Druckmessbohrungen ausgestattet. Die Druckschläuche wurden dabei durch die hohl ausgeführten Standbeine zur Druckmessvorrichtung geführt. Im Zuge der vorliegenden Arbeit sind allerdings keine Druckmessungen durchgeführt worden.

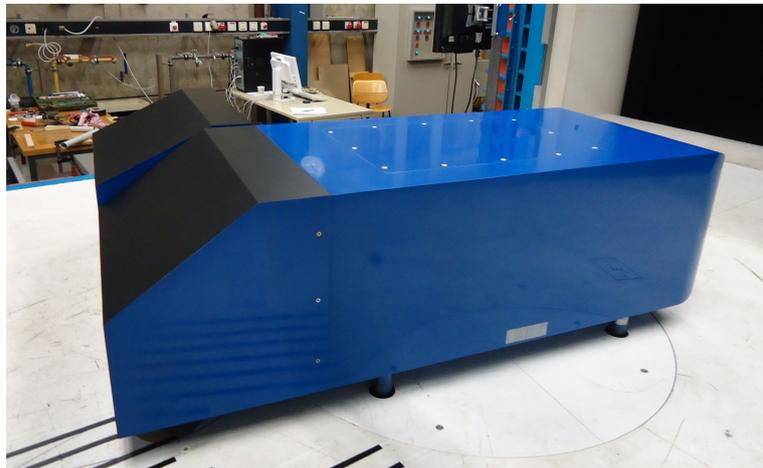


Abbildung 3.1: Der Ahmed-Körper mit den beiden Heckschrägen, vorne 35° , hinten 25°

Um eine möglichst glatte Oberfläche zu erhalten, wurde der Ahmed-Körper bei seiner Herstellung glänzend lackiert. Für die Strömungsmessungen mit PIV hat sich das aufgrund der starken Reflexionen aber als sehr nachteilig herausgestellt. Aus diesem Grund wurden die beiden Heckschrägen mit einer mattschwarzen Klebefolie aus dem Autobau foliert (siehe Abbildung 3.1).

3.2 Windkanal

Sämtliche Messungen am Ahmed-Körper wurden im 2m-Windkanal des ISW durchgeführt. Dieser Windkanal ist in der so genannten Göttinger Bauart ausgeführt, wie dies in Abbildung 3.2 ersichtlich ist. Bei der Anlage am ISW wird die Luft in einem geschlossenen Kreislauf von drei Axialgebläsen umgewälzt, die mittels drehzahlsteuerbarer Asynchronmotoren mit jeweils ca. 50 kW Leistung angetrieben werden. Die maximal erreichbare Geschwindigkeit liegt bei ca. 42 m/s, allerdings sollte im Dauerbetrieb eine Geschwindigkeit von ca. 40 m/s nicht überschritten werden. In der Düsenvorkammer sind zur Verbesserung der Strahlqualität vier feinmaschige Turbulenzsiebe angeordnet, wodurch ein longitudinaler Turbulenzgrad in der Messstrecke von 0.13% sichergestellt werden kann. Der Austrittsquerschnitt der Düse beträgt 2.92 m^2 ($2.00 \text{ m} \times 1.46 \text{ m}$). Die Messstrecke ist 3.20 m lang und kann offen oder geschlossen betrieben werden (vgl. [11]). Für die Messungen zu dieser Arbeit wurde der Windkanal ausschließlich mit 3/4 offener Messstrecke verwendet.

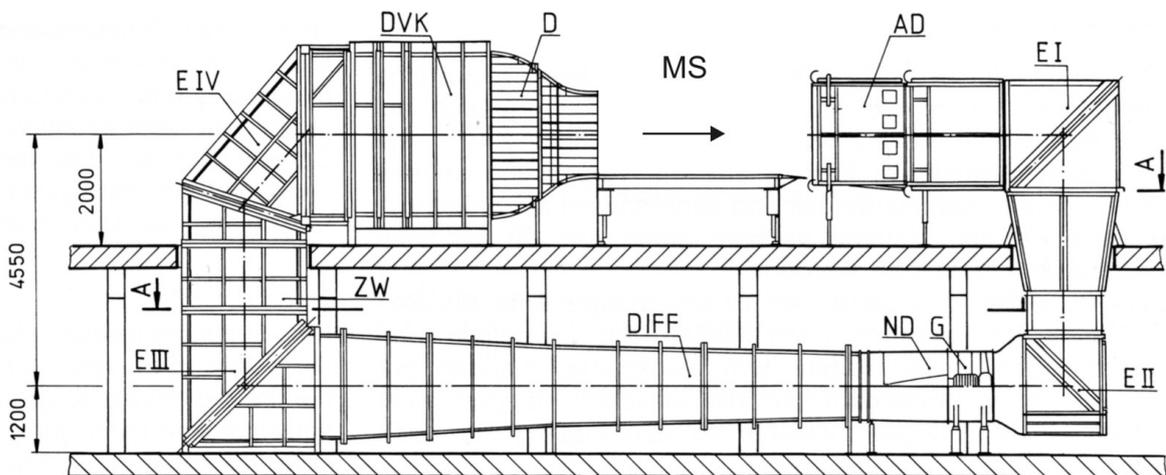


Abbildung 3.2: Schnittdarstellung des 2m-Windkanals des Instituts für Strömungslehre und Wärmeübertragung der Technischen Universität Graz; aus [11]

Da es beim Betrieb mit offener Messstrecke zur Bildung einer ringförmigen Scherschicht (Schlauchwirbel) durch Vermischung des Freistrahls aus der Düse und der ruhenden Umgebungsluft kommen würde, sind am Düsenrand so genannte Seifertflügel angebracht. Diese verhindern die Bildung der Schlauchwirbel und die daraus resultierenden niederfrequenten Pumpschwingungen im Strahl. Zur Vermeidung einer horizontalen Kraft infolge eines Druckgradienten entlang der Strahlachse sind das Düsenmundstück angepasst und die Öffnung des Auffangtrichters für einen konstanten Verlauf des statischen Druckes über die leere Messstrecke eingestellt. Der Druck im Strahl p_∞ ist praktisch gleich dem Umgebungsdruck p_0 in der Halle.

Um die ungestörte Strahlgeschwindigkeit U_∞ zu bestimmen, wird die so genannte Plenummethode angewendet. Dies ist eine indirekte Geschwindigkeitsmessung, bei der der Umstand ausgenutzt wird, dass der statische Überdruck in der Düsenvorkammer gegen den Umgebungsdruck im Plenum proportional dem dynamischen Druck im Strahl ist. Außerdem sind die entsprechenden Messstellen zur Druckabnahme unbeeinflusst von Messaufbauten in der Messstrecke. Setzt man die *Bernoulli-Gleichung* von der

Düsenvorkammer (DVK) bis zu einem Punkt in der Messstrecke an, so folgt:

$$p_{DVK} + \frac{\rho}{2} \cdot U_{DVK}^2 = p_0 + \frac{\rho}{2} \cdot U_{\infty}^2 \quad (3.1)$$

wobei Verluste vorerst vernachlässigt werden. Mit der Kontinuitätsgleichung (konstante Dichte)

$$U_{DVK} \cdot A_{DVK} = U_{\infty} \cdot A_{Strahl} \quad (3.2)$$

ergibt sich für die Druckdifferenz Δp_{Ref} zwischen Düsenvorkammer und Plenum

$$\Delta p_{Ref} = p_{DVK} - p_0 = \frac{\rho}{2} \cdot U_{\infty}^2 \cdot \left[1 - \left(\frac{A_{Strahl}}{A_{DVK}} \right)^2 \right]. \quad (3.3)$$

Der Term $(A_{Strahl}/A_{DVK})^2$ kann dabei wegen des großen Kontraktionsverhältnisses ($A_{DVK}/A_{Strahl} \approx 16/3$) vorerst vernachlässigt werden, wodurch man idealisiert zu der folgenden Beziehung gelangt

$$\Delta p_{Ref} \approx \frac{\rho}{2} \cdot U_{\infty}^2. \quad (3.4)$$

Dies zeigt, dass die gemessene Druckdifferenz Δp_{Ref} proportional dem dynamischen Druck im Strahl ist. Um nun Verluste und die getroffenen Vereinfachungen zu erfassen wird ein Düsenkalibrierfaktor

$$k = \frac{p_{dyn}}{\Delta p_{Ref}} \quad (3.5)$$

durch Messung des mittleren dynamischen Druckes p_{dyn} in der leeren Messstrecke ermittelt. Damit folgt die Beziehung für die Strahlgeschwindigkeit

$$U_{\infty} = \sqrt{\frac{2}{\rho} (k \cdot \Delta p_{Ref})}. \quad (3.6)$$

Somit kann die Windgeschwindigkeit im Kanal bei gegebenem Kalibrierfaktor rein über die Messung der Druckdifferenz Δp_{Ref} zwischen Düsenvorkammer und Umgebung und über die Dichte ρ der Luft bestimmt werden. Untersuchungen von Ehlers und Röser [7] haben gezeigt, dass diese Methode bei Windkanalversuchen mit offener Messstrecke besser geeignet ist als die so genannte Düsenmethode. Dabei ist der Unterschied zur Plenumsmethode, dass der Differenzdruck nicht mit der Umgebung, sondern mit dem Druck am Düsenaustritt gebildet wird. Da aber eine Rückwirkung des Modells auf die Druckverteilung am Düsenaustritt nicht ausgeschlossen werden kann (und bei größerer Versperrung auch auftritt), ist die Plenumsmethode der Düsenmethode vorzuziehen (vgl. [7]).

Zum Messen der Druckdifferenz Δp_{Ref} wird der statische Druck in der Düsenvorkammer mittels mehrerer über den Umfang verteilter Scheibensonden abgenommen und anschließend in einer Sammeldose gemittelt. Dieser wird in einer Relativdruckmessdose um den Umgebungsdruck reduziert und an den Messverstärker weitergeleitet (Abbildung 3.3).

Für die Erfassung der Temperatur im Strahl befindet sich ein *Pt 100* Widerstandsthermometer am Düsenaustritt, wie in Abbildung 3.3 angedeutet. Das Signal wird in Vierleiterschaltung an den Messverstärker weitergeleitet. Die Temperatur ist sowohl zur Ermittlung der Luftdichte im Strahl mittels der Zustandsgleichung für ideale Gase, als auch zur Bestimmung der Viskosität für die Reynoldszahl notwendig.

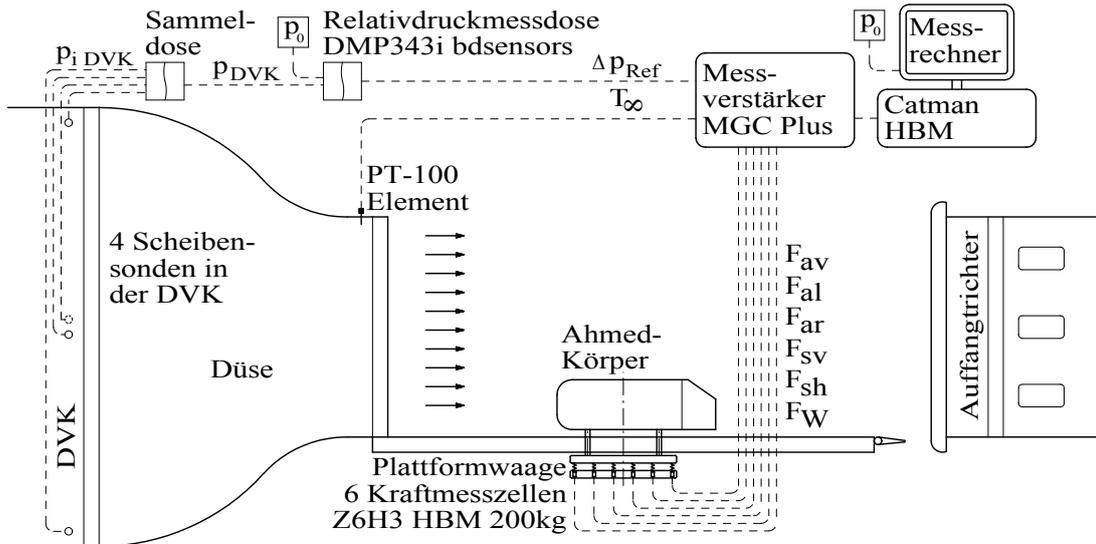
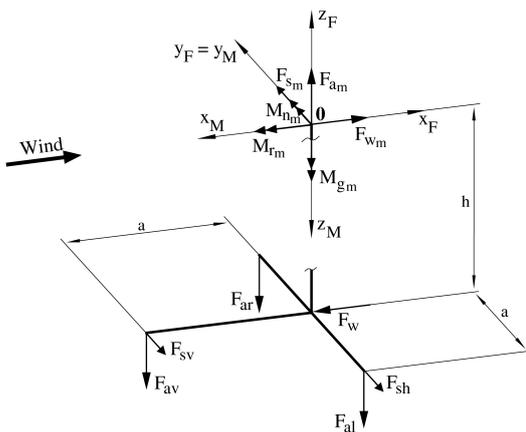


Abbildung 3.3: Prinzipschema der Messeinrichtungen des 2m-Windkanals

3.3 Kraftmessungen

3.3.1 Windkanalwaage

Die Kraftmessungen erfolgten mittels der Sechs-Komponenten-Plattformwindkanalwaage des ISW, welche sich direkt unter dem Messstreckenboden des Windkanals befindet und über die vier zylindrischen Steher fix mit dem Ahmed-Körper verbunden war (Abbildung 3.4b).



(a) Gemessene Kräfte (unten) und auf das Modell transformierte Kräfte und Momente



(b) Bild der Waage, der graue Rahmen entspricht der Plattform.

Abbildung 3.4: Sechs-Komponenten-Plattformwindkanalwaage des ISW

Die Kraftkomponenten (Abbildung 3.4a) wurden dabei von sechs Wägezellen des Typs Z6H3 der Firma HBM mit einem Nennmessbereich von 200 kg bei einer Messgenauigkeit von $\pm 0.5\%$ aufgenommen. Die Waage ist nicht drehbar, und daher wurden die Kräfte in einem windfesten Koordinatensystem gemessen. Die Signale werden an einen

modular aufgebauten Messverstärker (Firma *HBM*, Typ MGC Plus) weitergeleitet, der in Verbindung mit den Kraftaufnehmern eine Auflösung von ca. 0.02 N bei statischer Belastung ermöglicht (vgl. [11]).

Die Datenerfassung erfolgte mit einem Skript im Programmpaket Catman (V 5.0 r4) der Firma *HBM*, welches für Windkanalmessungen am Institut zur Verfügung steht. Die Rohdaten von den Wägezellen wurden dabei als Sekundenmittelwerte in einer binären Datei zur weiteren Auswertung ausgegeben.

3.3.2 Ablauf der Kraftmessungen

Die Erfassung der auf den Ahmed-Körper wirkenden Kräfte wurde in drei Messreihen durchgeführt:

- Mittelwertmessungen der Gesamtkräfte
- Taramessungen der Aufspannungskräfte
- Langzeitmessungen der Gesamtkräfte

Nachfolgend werden die einzelnen Messreihen mit den behandelten Fällen und etwaige Probleme erläutert. Die Reihenfolge entspricht dabei dem zeitlichen Ablauf der Durchführung der einzelnen Messreihen.

Mittelwertmessungen der Gesamtkräfte

Im ersten Schritt wurden umfangreiche Kraftmessungen am Modell vorgenommen, um einen ersten Eindruck über das Verhalten des Ahmed-Körpers unter Schräganströmung zu erhalten. Dazu wurde sowohl beim 35° - als auch beim 25° -Heck im Gierwinkelbereich von $\pm 25^\circ$ alle 2.5° eine Messreihe durchgeführt. Da die Kräfte am Modell mit einer Heckschräge von 35° für Schiebewinkel zwischen $\pm 10^\circ$ und $\pm 15^\circ$ große Veränderungen zeigten, wurden in diesem Gierwinkelbereich zusätzliche Messreihen mit einer Schrittweite von 1° durchgeführt (die Messreihe bei ± 12.5 Grad wurde dafür weggelassen). Bei jeder der angeführten Konfigurationen wurden je drei 15 Sekunden lange Mittelwertmessungen bei den Geschwindigkeiten von ca. 10, 20, 30 und 40 m/s aufgenommen (entspricht einem Reynoldszahlbereich von ca. $0.69 \cdot 10^6 \leq Re \leq 2.73 \cdot 10^6$). Eine Übersicht der Messreihen kann Tabelle 3.1 entnommen werden.

Schiebewinkel β	φ 25°	φ 35°	Schiebewinkel β	φ 25°	φ 35°	Schiebewinkel β	φ 25°	φ 35°
0°	✓	✓	$\pm 11^\circ$		✓	$\pm 15^\circ$	✓	✓
$\pm 2.5^\circ$	✓	✓	$\pm 12^\circ$		✓	$\pm 17.5^\circ$	✓	✓
$\pm 5^\circ$	✓	✓	$\pm 12.5^\circ$	✓		$\pm 20^\circ$	✓	✓
$\pm 7.5^\circ$	✓	✓	$\pm 13^\circ$		✓	$\pm 22.5^\circ$	✓	✓
$\pm 10^\circ$	✓	✓	$\pm 14^\circ$		✓	$\pm 25^\circ$	✓	✓

Tabelle 3.1: Konfigurationen für die jeweils drei Mittelwertmessungen über 15 s bei den vier Geschwindigkeiten.

Das Einstellen des gewünschten Gierwinkels erfolgte dabei durch eine auf die Waage aufgesetzte Vorrichtung, bestehend aus einem Schrittmotor, einer Drehscheibe und

einer Fixierung der Messbodendrehzscheibe. Diese hätte über den Schrittmotor zwar elektrisch gestellt werden können, wurde aber wegen der genaueren Einstellmöglichkeit händisch mit Hilfe der Drehscheibe betätigt. Auf dieser Scheibe war ein Maßband aufgeklebt, auf welchem der jeweilige Gierwinkel abgelesen und mit einer Genauigkeit von $\pm 0.1^\circ$ eingestellt werden konnte. Da das Modell und dessen Standfüße nicht mit dem Messstreckenboden in Berührung kommen durften, musste zum Verdrehen des Modells ein Teil des Bodens mit den vier Bohrungen für die Steher drehbar ausgeführt sein. Diese Messbodendrehzscheibe wurde zum Einstellen des Gierwinkels fix mit der Drehvorrichtung verbunden. Sobald der Winkel eingestellt war, wurde diese Verbindung wieder gelöst und die Scheibe wieder mittels vier Klemmbacken durch Flügelmuttern mit dem Boden der Messstrecke verbunden.

Taramessungen der Aufspannungskräfte

Wie bereits erwähnt, wurde der Ahmed-Körper über vier zylindrische Steher berührungsfrei durch den Messstreckenboden fix mit der Windkanalwaage verbunden. Daher setzen sich die gemessenen Kräfte aus denen auf das Modell und denen auf die Aufspannung zusammen. Da bei vergleichbaren Experimenten nicht immer dieselben Halterungen benutzt und bei numerischen Simulationen diese gar nicht berücksichtigt werden, sind Ergebnisse in der Literatur stets ohne den Einfluss einer Aufspannung angegeben. Aus diesem Grund mussten die Kräfte, die auf die Befestigung des Modells wirken, für alle oben angeführten Fälle (Tabelle 3.1) ermittelt und von den Messdaten abgezogen werden. Gemessen wurden die Kräfte bei ca. 9, 20, 30 und 40.5 m/s bei allen Gierwinkeln, allerdings nur mit der Heckschräge mit 35° Neigungswinkel, da ein Vergleich mit Messdaten aus bereits existierenden Taramessungen mit der 25° Heckschräge aus einem Vorgängerprojekt am Institut keine großen Abweichungen gezeigt hat. Daher wurde angenommen, dass die Neigung der Heckschräge einen vernachlässigbar kleinen Einfluss auf die Strömung zwischen Boden und Modell ausübt.

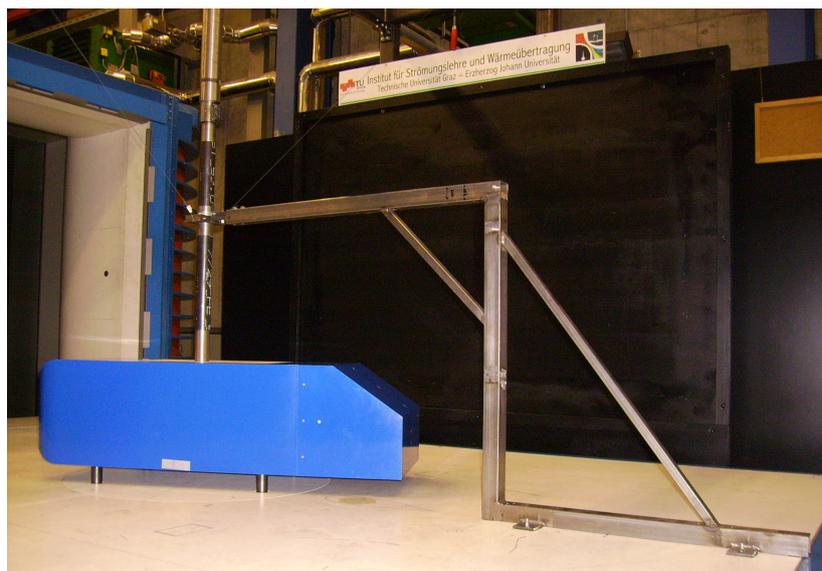


Abbildung 3.5: Der Ahmed-Körper mit der Halterung für die Taramessungen

Wie Abbildung 3.5 zeigt, wurde das Modell hierfür durch eine Haltevorrichtung von oben fixiert. Zur Stabilisierung der Halterung gegenüber Schwingungen durch Seitenkräfte wurde diese zusätzlich mit Stahlseilen quer zur Anströmrichtung abgespannt.

Diese Vorrichtung beeinflusst die Umströmung des Körpers zwar grundsätzlich und wäre für die Erfassung der Kräfte nur bedingt geeignet. Da aber im bodennahen Bereich die zusätzliche Halterung weit hinter dem Modell im Nachlauf befestigt ist, kann vorausgesetzt werden, dass die Strömung unter dem Modell und damit die Anströmung der zylindrischen Steher nur unwesentlich beeinflusst wird.

Die vier Steher waren dabei wiederum fix mit der Waage verbunden, nicht aber mit dem Modell. Um eine Durchströmung zwischen den Deckflächen der Zylinder und dem Boden des Ahmed-Körpers weitestgehend verhindern zu können, wurden diese mit einem reduzierten Durchmesser berührungsfrei in den Körper geführt. Der Spalt zwischen Steher und Modell wurde dabei anfangs möglichst klein mit 3 mm gewählt. Da aber durch die immer größer werdende Seitenkraft bei steigendem Gierwinkel der Körper die Aufspannung berührte und damit die Messdaten verfälscht hatte, musste der Spalt auf 5 mm vergrößert werden.

Mit den gemessenen Werten bei den vier Geschwindigkeiten wurde anschließend im Programmpaket *MATLAB* ein Ausgleichspolynom dritter Ordnung berechnet. Damit konnten später die bei geringfügig anderen dynamischen Drücken gemessenen Kraftkomponenten in der Auswerterroutine um die Kräfte auf die Aufspannung reduziert werden.

Langzeitmessungen der Gesamtkräfte

Wie bereits erwähnt, traten bei den Untersuchungen am Modell mit der 35° -Heckschräge bei einem Gierwinkel von ca. $\pm 12^\circ$ wechselnde Kräfte auf, was auf einen Zustandswechsel der Strömung hinweist. Um diesen näher zu untersuchen, wurden im interessierenden Gierwinkelbereich mit der 35° -Heckschräge Langzeitmessungen über 600 Sekunden durchgeführt, wobei jeweils Mittelwerte über 1 s gespeichert wurden. Der Messaufbau wurde hierfür nicht geändert. Die gemessenen Fälle sind in Tabelle 3.2 angeführt.

β	30 m/s	40 m/s	β	30 m/s	40 m/s
$+11^\circ$	✓	✓	-11°	–	✓✓
$+12^\circ$	✓	✓	-12°	✓	✓
$+13^\circ$	✓	✓	-13°	✓	✓
$+14^\circ$	✓	✓	-14°	✓	✓

Tabelle 3.2: Auflistung der Langzeitmessungen über 600 s

Die Messung bei einem Gierwinkel von -11° bei 30 m/s wurde versäumt, bzw. wurde die Strahlgeschwindigkeit des Windkanals versehentlich nicht korrekt eingestellt. So wurden zwei mal die Kräfte für $U_\infty = 40\text{ m/s}$ erfasst. Da die Auswertungen allerdings ergeben haben, dass bei diesen Gegebenheiten der gesuchte Effekt gar nicht bzw. nur wenig ausgeprägt aufgetreten ist, wurde diese Messung nicht nachgeholt.

3.3.3 Auswertung der Kraftmessungen

Die aus den Kraftmessungen erhaltenen Rohdaten werden, wie bereits erwähnt, in binären Datenfiles als Sekundenmittelwerte abgespeichert. Um nun von den gemessenen Kraftkomponenten an den Wägezellen zu den Kräften und Momenten am Modell zu gelangen, wurden zwei Transformationen durchgeführt. Im ersten Schritt wurden die Kräfte in ein globales Koordinatensystem übergeführt, dessen Nullpunkt im Schnittpunkt der Waagenhochachse mit der Strahlachse liegt (1078 mm über dem Waagenzentrum bzw. 740 mm über dem Messstreckenboden). Für diesen Punkt wurde die Waage kalibriert, wie in der Arbeit von Reisenberger [21] ausführlich beschrieben. Mithilfe der Kalibriermatrix (bzw. Kopplungsmatrix) wurden die Kräfte zuerst korrigiert und dann um die Aufspannungskräfte reduziert. Anschließend wurden die Kräfte in das für die Fahrzeugaerodynamik übliche Koordinatensystem (siehe Abschnitt 2.2.4) umgerechnet, dessen Ursprung am Messstreckenboden in der Mitte zwischen den vier zylindrischen Stehern befindet. Mit diesen Kräften und Momenten auf das Modell konnten die entsprechenden Kraft- und Momentenbeiwerte (siehe Abschnitt 2.2.5) bestimmt werden.

Für diese Berechnungen gibt es ein am Institut erstelltes Auswerteprogramm. Aufgrund der großen Anzahl der durchgeführten Messungen wurden die Berechnungsschritte in ein *MATLAB-Skript* übernommen und für eine automatisierte Auswertung adaptiert. Dies war auch für weiterführende Arbeiten wie Diagrammerstellungen sehr hilfreich. Im Zuge dieser Auswertungen wurden auch die zugehörigen Strahlgeschwindigkeiten bzw. Reynoldszahlen sowie die Aufteilung des Auftriebs auf Vorder- und Hinterachse berechnet. Des Weiteren wurden die Kräfte vom windfesten in das modellfeste Koordinatensystem entsprechend dem jeweiligen Gierwinkel β transformiert.

3.4 Nachlaufmessungen

Die Erfassung des Strömungsfeldes im Nachlauf des Ahmed-Körpers wurde mittels Particle-Image-Velocimetry (PIV) durchgeführt. Dabei handelt es sich um ein berührungsloses optisches Messverfahren, wodurch eine Störung der Strömung durch Messvorrichtungen im Einflussbereich des Feldes verhindert werden kann. Zum Einsatz kam ein 2D-System, womit die Bestimmung von zwei Geschwindigkeitskomponenten möglich ist. Der Vorteil gegenüber anderen optischen Messverfahren wie der LDA liegt in der simultanen Erfassung des Geschwindigkeitsfeldes in einer ganzen Ebene, wodurch der Nachlauf hinter dem Modell anschaulich dargestellt werden konnte. PIV wäre prinzipiell in der Lage, auch instationäre und nicht periodische Strömungen zu vermessen. Allerdings ist die zeitliche Auflösung meist durch die Bildrate der benutzten Aufnahmeeinheit beschränkt. Aus diesen Gründen eignete sich das eingesetzte PIV-System lediglich zum Erfassen von statistisch stationären Strömungsfeldern und von Abfolgen von Momentaufnahmen.

Zum Vermessen des Strömungsfeldes im Heckbereich des Ahmed-Körpers eignet sich PIV sehr gut. Dadurch wird ein umfangreiches Bild vom Nachlauf erhalten, welches Rückschlüsse auf den Verlauf der Kräfte über dem Schiebewinkel β zulässt. Vor allem wegen der Vielzahl an unterschiedlichen Fällen, die untersucht werden sollten, wären Messungen mit anderen Verfahren in diesem Umfang kaum durchführbar gewesen.

3.4.1 PIV-Messaufbau

Abbildung 3.6 zeigt ein Schema des für die Strömungsmessungen angewendeten PIV-Systems, das von der Fachhochschule Pinkafeld leihweise zur Verfügung gestellt wurde. Als Lichtquelle diente ein gepulstes frequenzverdoppeltes Nd:YAG (Neodym-dotierter Yttrium-Aluminium-Granat) Festkörperlasersystem der Firma *New Wave Research* vom Typ Gemini PIV. Dieses umfasste die Lasereinheit, welche bei einer Wellenlänge von 532 nm und einer Pulsdauer von 5 ns Doppelpulse mit einem Energiegehalt von je 200 mJ emittieren kann, zwei getrennte Leistungsversorgungseinheiten mit integrierter Kühlvorrichtung und zwei Fernsteuerungen. Gekühlt wurde der Laser mit deionisiertem Wasser. Aus Sicherheitsgründen wurde der Laserstrahl geschlossen in einem Light Guide Arm der Firma *Dantec Dynamics* zur Lichtschnittoptik geführt, in welcher sich eine Zylinderlinse mit einer Strahlaufweitung von ca. 20° befindet. Der dadurch erhaltene Lichtschnitt wurde durch Feinjustierungen an der Optik auf eine Dicke von ca. 1 mm gebündelt, wodurch zum Einen eine ausreichende Leistungsdichte zur Beleuchtung der Tracerpartikel, und zum Anderen eine möglichst dünne definierte Messebene sichergestellt war.

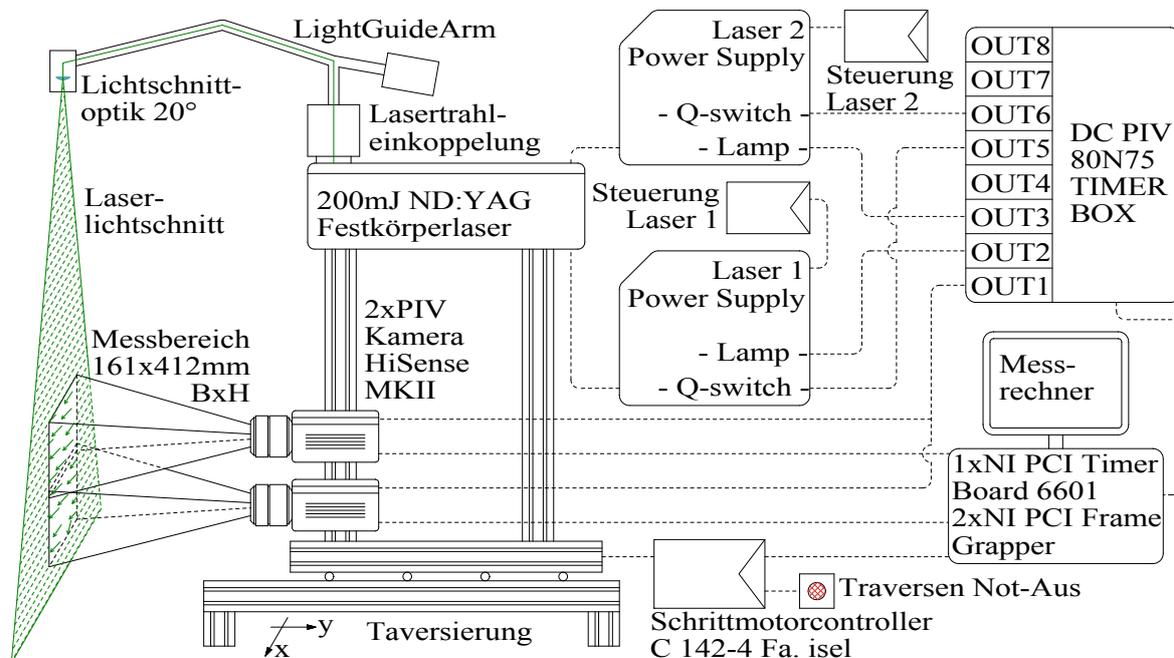


Abbildung 3.6: Prinzipschema des Aufbaus des eingesetzten PIV-Systems

Da bei den Messungen eine Vielzahl an unterschiedlichen Messpositionen angefahren werden mussten, wurden die Beleuchtungseinheit (Laser und Lichtschnittoptik) und die Aufnahmeeinheit (Kameras) auf ein fix miteinander verbundenes Schienensystem montiert, welches auf einer Traversierung gelagert wurde. Dies hatte den großen Vorteil, dass die Objektive der beiden Kameras nur einmal auf die Messebene fokussiert werden mussten. Die horizontale Achse senkrecht zur Strömungsrichtung konnte mechanisch und die Achse in Strömungsrichtung händisch traversiert werden. Die mechanische Traverse wurde mittels des Schrittmotor-Controllers C142-4 der Firma *Isel* ferngesteuert.

Aufgenommen wurden die Doppelbilder mit zwei baugleichen PIV-Kameras der Firma *Dantec Dynamics* vom Typ HiSense MK II mit je einem 60 Millimeter Nikon Objektiv. Die CCD Chips (Charge Coupled Device) der Kameras haben eine Auflösung

von 1344×1024 Pixel bei 12 *bit* Bildtiefe. Das Fokussieren der Kameras erfolgte in zwei Schritten. Im ersten Schritt wurde das Bild grob auf ein Target (ein Ausdruck einer definierten Punktematrix, siehe [6]) scharf gestellt, welches an der Messposition aufgestellt war. Auf dem Target war zusätzlich ein Maßstab aufgetragen, wodurch die reale Bildgröße in der Messebene bestimmt werden konnte. Im zweiten Schritt musste das Bild auf die Tracerpartikel im Lichtschnitt fokussiert werden. Da dazu der Laser betrieben werden musste und man sich direkt neben der Messstrecke befand, war bei diesem Schritt besondere Vorsicht geboten. Nach den Justierarbeiten wurde die gesamte Anlage aus Sicherheitsgründen vom Nebenraum aus ferngesteuert.

Um einen möglichst großen Messbereich simultan erfassen zu können, wurden die Kameras mit einer geringen Überschneidung der Bildbereiche von ca. 12 *mm* vertikal im Hochformat übereinander angeordnet. Der maximale Bildausschnitt, der mit einer Kamera beim gegebenen Aufbau aufgenommen werden konnte, hatte eine Breite von ca. 161 *mm* und eine Höhe von ca. 212 *mm*. Die Gesamthöhe beider Bilder mit zusammen ca. 412 *mm* nach Abzug der Überschneidung war ausreichend hoch, um den Nachlauf zumindest in vertikaler Richtung auf einmal zu erfassen. In Strömungsrichtung wurde der Aufbau vier mal um je eine Bildbreite traversiert, wodurch der vermessene Bereich in *x*-Richtung mit 644 *mm* ebenfalls ausreichend groß wurde. Da die Aufnahmen der einzelnen Positionen in Strömungsrichtung zu unterschiedlichen Zeiten erfolgten, konnte nur die statistisch stationäre Strömungsform des Nachlaufs vermessen werden. Allerdings wären instationäre Messungen mit dem zur Verfügung stehenden System ohnehin nicht möglich gewesen, da die maximale Aufnahmefrequenz im Double-Frame-Mode durch die Kameras mit 6.1 *Hz* beschränkt war. Die Aufnahmen wurden über einen Zeitraum von je 20 *s* an jeder Position mit einer Frequenz von 5 *Hz* durchgeführt.

Das genaue Timing von Beleuchtung (Laserpuls) und Aufnahme des jeweiligen Frames wurde von der 80N75 Timer-Box, auch als DC PIV Timer-Box bezeichnet, gesteuert. Dazu war die Timer-Box mit der PCI-6601 Karte der Firma *National Instruments* (NI) verbunden, welche im Messrechner verbaut war. Über die Messsoftware konnte so das gewünschte Timing eingestellt und die entsprechenden Signale an die Timer-Box weitergegeben werden. Diese wiederum war mit den Kameras und den Power Supply Einheiten lt. Abbildung 3.6 verbunden und triggerte diese über deren TTL (Transistor-Transistor-Logik) Input. Die Messungen wurden mit einem Pulsabstand von 50 μ *s* zwischen den beiden Frames durchgeführt.

3.4.2 Einbringung von Seeding

Für die Messungen musste die Strömung mit so genannten Tracerpartikeln dotiert werden. Zur Erzeugung dieser Tracer, oder auch Seedingpartikel, wurde ein Nebel-Generator der Firma *Ehle* (Typ: Fog-smoker 2F) mit integriertem Gebläse eingesetzt, welcher für die Dichtigkeitsprüfung von Rohrleitungen und Trainingseinsätze der Feuerwehr konzipiert wurde. Da das Gerät druckfest ausgeführt ist, die erzeugte Nebelmenge in mehreren Stufen regelbar ist und eine hohe Anzahl an Fluidteilchen erzeugt werden kann, eignet es sich sehr gut als Seeding-Generator für PIV-Messungen. Betrieben wurde der Nebelgenerator mit dem Slow Fog Universal Nebelfluid der Firma *Ehle*, welches sich durch seine hohe Standfestigkeit und sein sehr gutes Teilchenfolgevermögen bewährt hatte. Lediglich eine Versuchsreihe wurde aufgrund eines Lieferengpasses mit einem anderen Fluid der Firma *Euro-lite* (Typ P) durchgeführt. Das Seeding wurde

über einen 7.5 m langen spiralverstärkten, flexiblen PVC-Schlauch $DN\ 50$ druckdicht in die Düsenvorkammer des Windkanals geführt. In der Düsenvorkammer wurde die selbst entworfene Seedingeinbringung (Abbildung 3.7), ein aus Evilonrohren gefertigtes T-Stück mit über den Umfang verteilten Austrittsbohrungen, an die Schlauchmuffe angeschlossen.



Abbildung 3.7: T-Stück zum Einbringen des Seedings in die Düsenvorkammer

3.4.3 Ablauf der Strömungsmessungen

Da bei den PIV-Messungen die Erfassung des Nachlaufs das Ziel war, wurde ein neues Koordinatensystem eingeführt, wie es auch in Arbeiten von Lienhart et al. [17], [18] verwendet wurde. Dieses deckt sich von den positiven Achsrichtungen her mit dem aerodynamischen Koordinatensystem für die Kräfte (siehe Abschnitt 2.2.4). Lediglich der Ursprung ist in x -Richtung um 607 mm nach hinten in die Ebene der Basis des unverdrehten Modells verschoben.

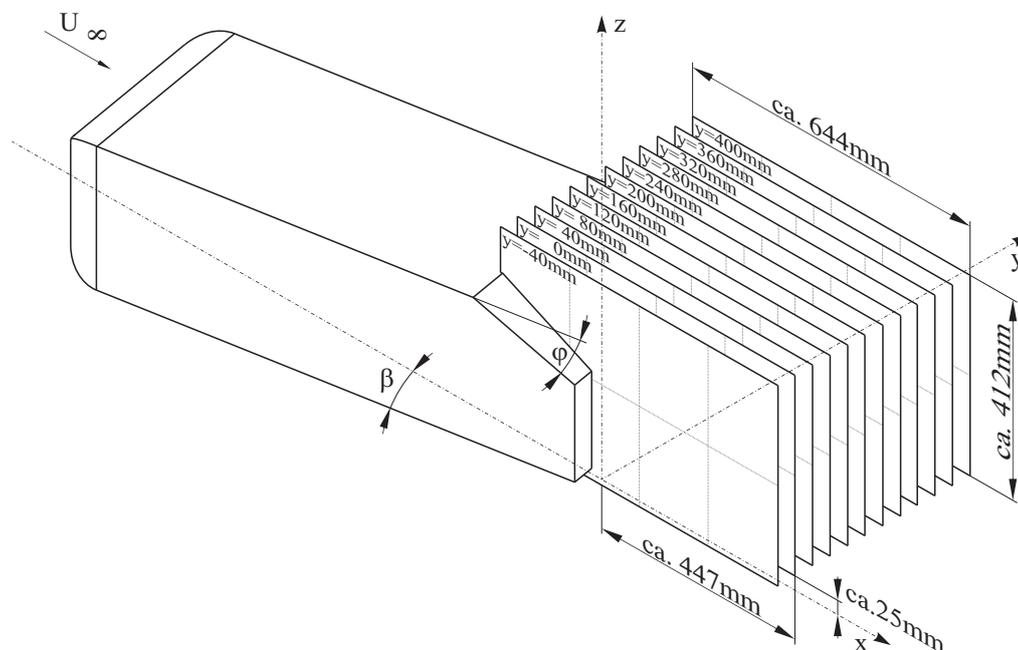


Abbildung 3.8: Übersicht über die aufgenommenen Messebenen

In Tabelle 3.3 sind alle Konfigurationen für die Nachlaufmessungen mittels PIV angegeben. Für die Modelle mit beiden Heckschrägen (25° und 35°) wurden Messungen bei sechs unterschiedlichen Gierwinkeln mit einer Strahlgeschwindigkeit $U_\infty = 30\text{ m/s}$

durchgeführt. Abbildung 3.8 zeigt die im Zuge der Untersuchungen grundsätzlich erfassten Messebenen. Bei den Gierwinkeln 5° , 0° und -5° wurden je zehn Ebenen aufgenommen ($-40\text{ mm} \leq y \leq 320\text{ mm}$), und für die Gierwinkel von -10° , -12.5° und -15° wurden je zwölf Messebenen berücksichtigt. Der Abstand zwischen den Ebenen wurde generell mit jeweils 40 mm in y -Richtung festgelegt. Die zusätzlichen zwei Messebenen bei größeren Gierwinkeln wurden gewählt, da die Hinterkante des Modells sonst aus dem Messbereich gedreht würde. Da der Messaufbau nicht drehbar gelagert war, lagen alle Messebenen auch für Gierwinkel ungleich Null in xz -Ebenen des windfesten Koordinatensystems. Wie bereits erwähnt, wurde in jeder Messebene ein Bereich von ca. 412 mm in z -Richtung und ca. 644 mm in x -Richtung erfasst. Dieser für PIV große Messbereich wurde durch Zusammensetzen von acht getrennten Bildern erreicht. In vertikaler Richtung konnten durch die Kamerapositionierung zwei Aufnahmen zeitgleich gemacht werden. In Strömungsrichtung wurden vier angrenzende Positionen zu unterschiedlichen Zeiten durch Traversieren des Messaufbaus aufgenommen. Gemessen wurde dabei immer über einen Zeitraum von 20 Sekunden mit einer Frequenz von 5 Hz , wodurch 100 Double-Frames entstanden. Der Erste Double-Frame war dabei immer fehlerhaft belichtet, da das genaue Timing zwischen Beleuchtung und Aufnahme von der Aufnahmesoftware erst ab der jeweils zweiten Aufnahme richtig eingestellt wurde. Aus diesem Grund wurde die einzelnen Double-Frames zum Zeitpunkt $t = 0$ nach den Messungen entfernt, wodurch nur 99 Double-Frames ausgewertet wurden.

Ebenen mm	$\beta=0^\circ$		$\beta=+5^\circ$		$\beta=-5^\circ$		$\beta=-10^\circ$		$\beta=-12.5^\circ$		$\beta=-15^\circ$	
	φ 25°	φ 35°	φ 25°	φ 35°	φ 25°	φ 35°	φ 25°	φ 35°	φ 25°	φ 35°	φ 25°	φ 35°
$y = -40$	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓✓	✓	✓
$y = 0$	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓✓	✓	✓
$y = 40$	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓✓	✓	✓
$y = 80$	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓✓	—	✓
$y = 120$	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓✓	✓	✓
$y = 160$	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓✓	✓	✓
$y = 200$	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓✓	✓	✓
$y = 240$	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓✓	✓	✓
$y = 280$	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓✓	✓	✓
$y = 320$	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓✓	✓	✓
$y = 360$							✓	✓	✓	✓✓	✓	✓
$y = 400$							✓	✓	✓	✓✓	✓	✓

Tabelle 3.3: Auflistung der unterschiedlichen Fälle für die Vermessung des Nachlaufs bei einer Anströmgeschwindigkeit von 30 m/s

Die Langzeitmessungen der Kräfte haben gezeigt, dass bei dem Modell mit der 35° -Heckschräge bei einem Gierwinkel von 12° bis 13° ein Wechsel des Strömungszustandes stattfindet. Daher wurde versucht, beide Strömungsbilder des Nachlaufs getrennt voneinander bei 12.5° Gierwinkel aufzunehmen. Dazu wurden während der PIV-Aufnahmen parallel die Kraftanzeigen der Windkanalwaage beobachtet. Wenn der Strömungszustand während der Aufnahmen wechselte, wurden diese gelöscht und neu gemacht. Erst wenn die Kraftanzeigen über die gesamten 20 Sekunden der Aufnahme einigermaßen konstant auf dem jeweiligen Niveau blieben, wurden die Bilder zur späteren Auswertung gespeichert. Diese Vorgangsweise war zwar sehr zeitaufwändig, da eine Reihe von Datensätzen erst nach dem zehnten Anlauf verwendbar waren bzw.

auf den gewünschten Strömungszustand mehrere Minuten gewartet werden musste. Allerdings konnte so gewährleistet werden, dass beide Formen des Nachlaufes mit exakt demselben Messaufbau erfasst wurden.

Wie in Tabelle 3.3 zu sehen ist, wurde am Modell mit der 25° -Heckschräge die Messebene $y = 80 \text{ mm}$ bei einem Gierwinkel von 15° fehlerhaft erfasst. Dabei wurde bei einer Traversenposition in x -Richtung anstatt der eigentlichen Messebene die vorhergehende bei $y = 40 \text{ mm}$ zwei mal gemessen. Leider ist dieser Umstand erst zu einem Zeitpunkt aufgefallen, zu welchem es nicht mehr möglich war, diese Messreihe zu wiederholen. Da genau diese eine Konfiguration ($\varphi = 25^\circ$ und $\beta = 15^\circ$) mit einem anderen Nebelfluid untersucht wurde (siehe 3.4.2), welches sich im Zuge der Auswertungen als nur bedingt geeignet herausgestellt hat, sind die Ergebnisse für diesen Fall insgesamt zu hinterfragen. Der Vollständigkeit halber werden die Daten aber auch angeführt.

3.4.4 Auswertung der PIV-Aufnahmen

Für die Aufnahme der Messdaten wurde das Programmpaket *Dynamic Studio* v2.10.86 der Firma *Dantec Dynamics* verwendet. Die Rohdatenauswertung wurde aufgrund von diversen Bugs in der älteren Auswertesoftware mit der Version v3.14.35 durchgeführt. Dabei wurde ein besonderes Augenmerk darauf gelegt, dass bei den diversen Auswerteschritten möglichst keine Geschwindigkeitsvektoren durch Substitution oder Interpolation generiert werden. Die verwendete Software bietet eine Vielzahl an Algorithmen, um auch aus PIV-Aufnahmen minderer Qualität plausible Ergebnisse zu erhalten. Aus diesem Grund wurden die Daten im Zuge der Auswertungen rein durch Korrelation der beiden Frames und anschließende Validation der erhaltenen Vektoren gewonnen. Auf den Einsatz von Filtern, welche die erhaltenen Ergebnisse glätten würden, wurde gänzlich verzichtet. Abbildung 3.9 zeigt einen Screenshot, in welchem die Reihenfolge der Auswerteschritte dargestellt ist. Diese sollen nachfolgend kurz erläutert werden.

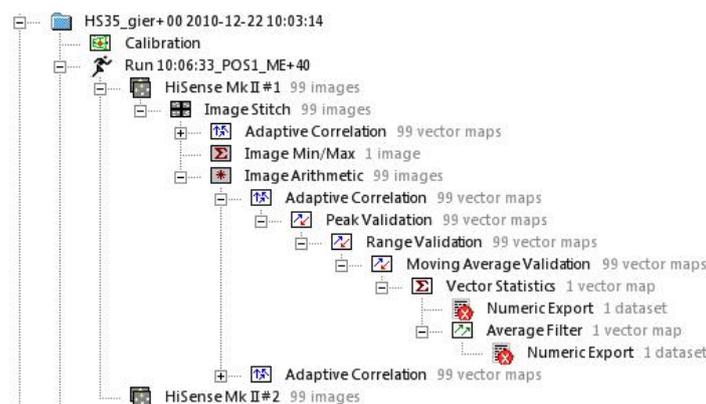


Abbildung 3.9: Screenshot der Auswertekette in *Dynamic Studio* v3.14.35

Calibration: Zum Fokussieren der Kameras wurden Aufnahmen von einem Target gemacht, auf welchem ein Maßstab aufgetragen war. Aus diesen Aufnahmen konnte der *Scale Factor* bestimmt werden, welcher für die Umrechnung von Pixeln in der Bildebene in Meter in der Messebene benötigt wird. Da die Kameras genau senkrecht zur Messebene ausgerichtet waren, war ein Entzerren der Bilder nicht notwendig. Daher war nur die Angabe des *Scale Factors* im Punkt *Calibration* nötig.

Image Stitch: Aufgrund des Messprinzips von PIV führt die Auswertung der Daten an den Bildrändern in der Regel zu Fehlern, da Seedingpartikel teilweise erst am zweiten Bild erscheinen oder dieses bereits wieder verlassen haben. Da die Bilder der beiden vertikal übereinander angeordneten Kameras simultan aufgenommen wurden, sollten diese auch gemeinsam ausgewertet werden, um den Datenverlust zwischen den beiden Bildern zu minimieren. Dazu wurden die Aufnahmen vor der eigentlichen Auswertung unter Berücksichtigung der Überlappung zusammengesetzt. Dieser Schritt musste für alle Fälle (ca. 500) gesondert von Hand gestartet werden, da ein automatisierter Ablauf in der Software bei mehreren Testreihen immer zu Fehlern geführt hat.

Image Arithmetic: Während der PIV-Aufnahmen wurde die gesamte Windkanalhalle komplett abgedunkelt, um störende Hintergrundbeleuchtungen auf den Bildern zu vermeiden. Aufgrund der hohen Leistungsdichte im Lichtschnitt kam es allerdings zu Reflexionen am Modell, am Boden und durch gestreutes Licht an den Tracerpartikeln außerhalb der Messebene, die den Hintergrund erneut geringfügig erhellten. Dies würde sich negativ auf die Korrelation der Doppelbilder auswirken.

Des Weiteren waren einzelne Pixel des CCD Chips der beiden Kameras beschädigt, wodurch diese auf einem der beiden Frames immer weiß abgebildet wurden. Da die aufgenommenen Seedingpartikel auf den Bildern in der Größenordnung dieser Fehler waren, wurden diese Pixelfehler von der Auswerterroutine als Partikel gedeutet und daher natürlich auch korreliert. In Abbildung 3.10a und b sind Ausschnitte der beiden Frames der Originalbilder mit der aus der Auswertung erhaltenen Vektorstatistik überlagert dargestellt, wobei der angesprochene Pixelfehler im Zentrum von Abbildung 3.10b zu sehen ist. Man erkennt hier deutlich die negative Auswirkung des Pixelfehlers. In einem Bereich, in dem praktisch Parallelströmung auftritt, wird mit dem Pixelfehler ein völlig anderes Strömungsverhalten berechnet.

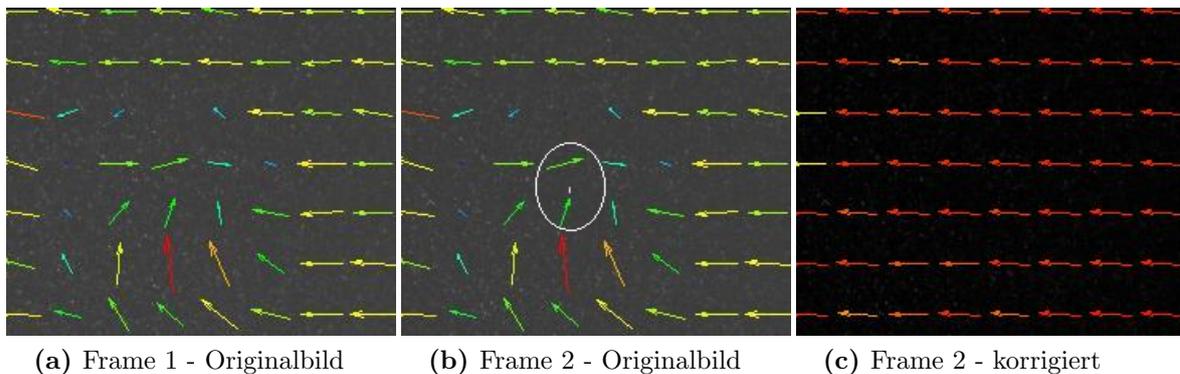


Abbildung 3.10: Vergleich der Ergebnisse, die durch die Auswertung der Originalbilder bzw. durch Auswertung der um das Bildminimum korrigierten Aufnahmen erhalten wurden

Um nun die Einflüsse von störenden Hintergrundbeleuchtungen und von Pixelfehlern zu minimieren, wurde von den Aufnahmen noch das Minimum der Bilder abgezogen, welches aus den 99 Einzelaufnahmen für jeden Frame extra berechnet wurde. Das Ergebnis ist in Abbildung 3.10c ersichtlich, in der die Geschwindigkeitsvektoren der für diesen Bereich erwarteten reinen Parallelströmung realistisch wiedergegeben werden.

Adaptive Correlation: Nach Zusammensetzen der gleichzeitig aufgenommenen Bilder und Abzug des Hintergrundes wurden die Doppelbilder mittels der *Adaptive Correlation* miteinander korreliert. Dazu werden die Frames in Teilbereiche unterteilt, die

so genannten *Interrogation Areas*. In den *Interrogation Areas* des ersten Frames bilden die enthaltenen Tracerpartikel ein Muster, welches mithilfe von mathematischen Algorithmen (Kreuzkorrelation) im entsprechenden Teilbereich auf dem zweiten Frame gesucht wird. Ergibt sich eine Übereinstimmung, wird aus der Verschiebung der *Interrogation Area* in der Zeit zwischen den Frames ein Verschiebevektor berechnet, der diesem Teilbereich als Geschwindigkeitsvektor zugewiesen wird. Das bedeutet, dass die erhaltenen Vektoren immer nur statistische Mittelwerte der Verschiebung über einen gewissen Bereich des Bildes darstellen.

Für die Auswertung der PIV-Aufnahmen zu dieser Arbeit wurden unterschiedliche Varianten der *Adaptive Correlation* getestet. Zum Einen wurde die *Interrogation Area Size* variiert (16×16 , 32×32 , 64×64 , 128×128), zum Anderen auch der *Overlap* der *Interrogation Areas* (25%, 50%, 75%). Gewählt wurde schlussendlich eine Größe der *Interrogation Areas* von 64×64 Pixeln mit einem Überlappungsbereich von 75%. Die Auswertesoftware bietet an diesem Punkt auch diverse Validationen und Filter an, welche aber allesamt deaktiviert wurden, da sonst Vektoren durch Substitution erzeugt würden. Dadurch waren die einzelnen Vektorfelder zwar noch fehlerhaft, allerdings konnten diese durch die folgenden Auswerteschritte kontrolliert beurteilt werden, was zu einem plausiblen und nachvollziehbaren Ergebnis geführt hat.

Peak Validation: Wie gerade beschrieben, werden bei der *Adaptive Correlation* durch die Verwendung von mathematischen Algorithmen die beiden Frames miteinander korreliert. Die dabei verwendete Kreuzkorrelationsfunktion liefert im Normalfall eine Vielzahl an möglichen Ergebnissen. Die Höhe des Korrelationspeaks ist dabei ein Maß für die Güte der Übereinstimmung. Standardmäßig wird das Ergebnis entsprechend dem höchsten *Peak* ausgegeben. Die *Peak Validation* dient nun dazu, das Ergebnis mit dem höchsten *Peak* mit jenem entsprechend dem zweithöchsten *Peak* zu vergleichen. Ist der Unterschied zu klein, kann keine eindeutige Aussage darüber getroffen werden, welches Ergebnis der Realität entspricht, und der Vektor wird ganz aus dem Vektorfeld entfernt.

Anfangs wurden die Daten mit dem Default-Wert von 1.2 für die *Peak Height Ratio* verwendet. Die Auswertungen haben aber gezeigt, dass viele plausible Vektoren dadurch entfernt wurden, was an der hohen Dichte an Seeding in der Strömung liegen kann. Daher wurde der Wert für die endgültige Auswertung auf 1.1 gesenkt, wie dies auch von *Dantec Dynamics* für hohe Partikelkonzentrationen empfohlen wird [6].

Range Validation: Bei diesem Validationsschritt wurde der erwartete Geschwindigkeitsbereich begrenzt. Dabei wurden alle Geschwindigkeiten, die größer 40 m/s waren, aus dem Feld entfernt. Es ist möglich, dass vor allem in Wirbelkernen höhere Geschwindigkeiten im Feld aufgetreten sind. Da in derartigen Zonen aber erfahrungsgemäß oft ohnehin zu wenig Seeding für die Korrelation vorhanden ist, die Wirbel aber trotzdem an den umliegenden Bereichen erkennbar bleiben, wurde die Begrenzung der Geschwindigkeit bewusst sehr eng gewählt.

Moving Average Validation: Hier wurden die Vektoren hinsichtlich der Abweichung zum Mittelwert der Nachbarvektoren untersucht. Weicht ein Vektor zu stark von den ihn umgebenden ab, wird dieser aus dem Feld entfernt. Die Software bietet die Möglichkeit, den Vektor durch den Mittelwert zu ersetzen. Dies wurde aus bereits erwähnten Gründen wiederum nicht gemacht. Der Bereich für die Validation wurde nach mehreren Tests mit kleineren und größeren Feldern mit 5×5 gewählt.

Vector Statistic: Abschließend wurden mit den 99 Vektormaps ein statistisch stationäres Vektorfeld berechnet. Neben den Mittelwerten der beiden Geschwindigkeitskomponenten wurden auch diverse Turbulenzgrößen berechnet und die Anzahl der validierten Vektoren angegeben. Das erhaltene Strömungsfeld wurde bis zu diesem Punkt weder gefiltert, noch durch substituierte Vektoren erweitert.

Numeric Export: Danach wurden die Daten für die grafische Darstellung und zur weiteren Bearbeitung als Text-Files exportiert.

Weitere Auswertung: Die Daten aller Messpositionen in x - und y -Richtung wurden anschließend in *MATLAB* eingelesen und zusammengesetzt. Das Zusammenfügen der vier Positionen in x -Richtung wäre zwar auch in *Dynamic Studio* über den Menüpunkt *Vector Stich* möglich gewesen. Da dies allerdings für alle 144 Messebenen in y -Richtung (siehe Tabelle 3.3) gesondert von Hand hätte durchgeführt werden müssen, wurde in *MATLAB* eine entsprechende Routine zur automatisierten Auswertung programmiert.

In Tabelle 3.4 sind alle getroffenen Einstellungen zu den eben beschriebenen Auswerteschritten zusammengefasst. Nachfolgend sind alle Abbildungen und Daten zu den Nachlaufmessungen aus Ergebnissen mit diesen Einstellungen erzeugt worden.

Analyze Method	Parameter	Value
Calibration	Scale Factor	24.425
Image Stich	Row \times Column	2×1
	Y offset	74 pixels
Image Arithmetic	Subtract Image Min	
Adaptive	Final interrogation area size	64×64
Correlation	Number of refinement steps	1
	Overlap	75%
Peak Validation	Relative to peak 2	1.1
Range Validation	Velocity Range Min	0 m/s
	Velocity Range Max	40 m/s
Moving Average	Averaging	5×5
Validation	Acceptance factor	0.1
	Iterations	3
Vector Statistic	Include all valid, non-substituted	

Tabelle 3.4: Einstellungen für die Auswertung der PIV-Aufnahmen in *Dynamic Studio* v3.14.35

Kapitel 4

Ergebnisse

Für die Untersuchungen am Ahmed-Körper wurden, wie zuvor beschrieben, umfangreiche Kraftmessungen und Geschwindigkeitsmessungen mit PIV im Nachlauf beider Heckvarianten bei verschiedenen Gierwinkeln β durchgeführt. Die daraus erhaltenen Erkenntnisse werden in diesem Kapitel diskutiert, wobei zuerst die Ergebnisse aus den Kraftmessungen dargestellt werden. Dabei wird aufgrund der größten Relevanz für reale Fahrzeuge ein Hauptaugenmerk auf die Interpretation der Kraftverläufe bei der höchsten untersuchten Reynoldszahl ($Re = 2.73 \cdot 10^6$) gelegt. Die Daten aus Untersuchungen bei geringeren Anströmgeschwindigkeiten werden der Vollständigkeit halber auch angegeben, wobei diese bis auf angeführte Abweichungen prinzipiell mit denen bei $Re = 2.73 \cdot 10^6$ übereinstimmen.

Daran anschließend wird auf die Strömungsformen im Nachlauf näher eingegangen, welche aus den PIV-Aufnahmen extrahiert wurden. In einem ersten Schritt werden die Ergebnisse der Untersuchungen bei symmetrischer Anströmung angegeben. Um die Aussagekraft der PIV-Daten darzustellen, werden Geschwindigkeitsprofile der vorliegenden Arbeit mit den LDA-Messergebnissen von Lienhart et al. [17] für beide Heckvarianten bei symmetrischer Anströmung verglichen. Anschließend werden die Formen des Nachlaufs bei Variation des Schiebewinkels und die damit zusammenhängende Entwicklung der Kräfte diskutiert.

4.1 Kraftmessdaten

4.1.1 Einfluss von Reynoldszahl und Boden

Vorerst soll auf den Einfluss der Reynoldszahl auf die Kräfte eingegangen werden, soweit dies anhand der verfügbaren Daten möglich ist. Gleichzeitig werden auch Unterschiede in den Auftriebsdaten aus diversen Literaturquellen dargestellt, welche aus deutlich geänderten Versuchsanordnungen (Bodenabstand) resultieren.

Abbildung 4.1 zeigt, dass die Veränderung des Widerstandsbeiwertes im untersuchten Reynoldszahlbereich ($0.69 \cdot 10^6 \leq Re \leq 2.73 \cdot 10^6$) für das Modell mit der 25°-Heckschräge ohne Seitenwind bei etwa 12% liegt. Die Veränderung bei größeren Geschwindigkeiten, wie sie für Fahrzeuge typisch sind, fallen dagegen geringer aus, wie

Bayraktar et al. [3] berichten. Dabei lag die Abnahme des Widerstandes im untersuchten Bereich ($4.29 \cdot 10^6 \leq Re \leq 13.2 \cdot 10^6$) bei lediglich 3.5%, und der Verlauf näherte sich mit steigender Reynoldszahl einer horizontalen Asymptote an. Dies ist an der eingetragenen Kurve ersichtlich, welche durch Bildung einer Ausgleichsfunktion unter Einbezug der Messdaten eines Vorgängerprojektes am ISW und der Daten von Ahmed et al. [1] bzw. Bayraktar et al. [3] bestimmt wurde, wie in der Arbeit von Meile et al. [20] berichtet. Der Verlauf für $Re \geq 9 \cdot 10^6$ entspricht der üblichen moderaten Widerstandsveränderung mit der Reynoldszahl für moderne Fahrzeuge im Bereich $0.26 \leq c_W \leq 0.50$, wie Hucho [15] angibt.

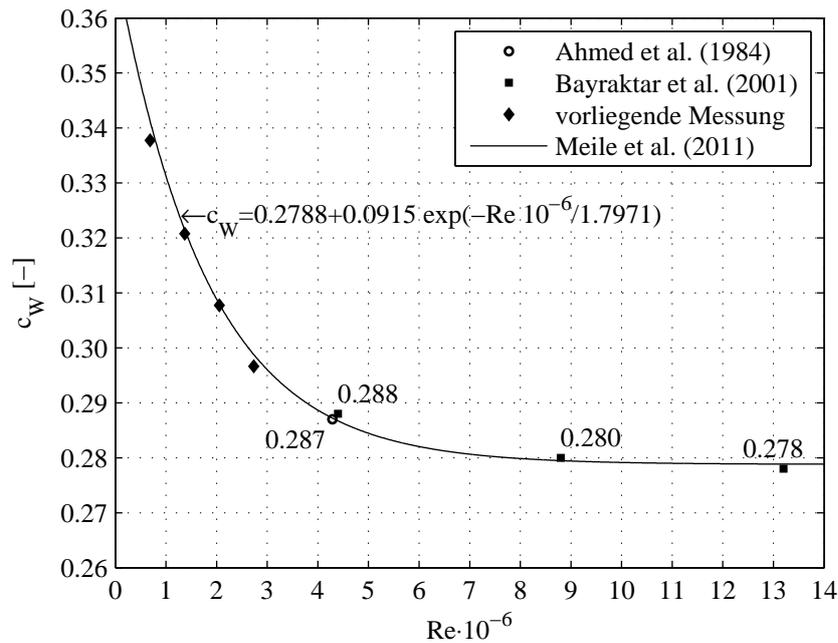


Abbildung 4.1: Abhängigkeit des Widerstandsbeiwertes c_W von der Reynoldszahl ($\varphi = 25^\circ$, $\beta = 0^\circ$)

Anders dagegen verhält es sich mit der Variation des Auftriebsbeiwertes c_A über der Reynoldszahl. Da in der Arbeit von Ahmed et al. [1] keine Daten zum Auftrieb angegeben wurden, sind in Abbildung 4.2 für den Ahmed-Körper lediglich Auftriebsbeiwerte aus Messungen der vorliegenden Arbeit, Baxendale et al. [2] und jene von Bayraktar et al. [3] dargestellt, wobei die Daten aus letzterer Arbeit einen annähernd konstanten Auftrieb zeigen. Die Messungen bei geringeren Geschwindigkeiten haben im Rahmen der vorliegenden Arbeit dagegen sehr wohl einen Einfluss der Reynoldszahl ergeben.

Dass die Auftriebsbeiwerte von Bayraktar et al. deutlich über den hier präsentierten liegen, kann mit den unterschiedlichen Versuchsanordnungen begründet werden. Die Messungen zur vorliegenden Arbeit wurden in Anlehnung an die Gegebenheiten bei den Untersuchungen von Ahmed et al. [1] mit einem Bodenabstand des Modells von $h = 50 \text{ mm}$ durchgeführt. Durch Bezug dieses Abstandes auf den äquivalenten Durchmesser $D_{eq} = \sqrt{4 B H / \pi}$ (vgl. Morel [19]), wobei B der Modellbreite und H der Modellhöhe entspricht, erhält man einen dimensionslosen Bodenabstand h/D_{eq} von 0.13. Bayraktar hingegen hat einen viel größeren Abstand zum Boden gewählt ($h/D_{eq} = 0.48$) und somit eine annähernd freie Anströmung des Modells untersucht.

Hierzu gibt Morel [19] in seiner Arbeit Auswirkungen des Bodeneinflusses auf Widerstand und Auftrieb an, in welcher er Versuche mit Bodeneinfluss ($h/D_{eq} = 0.12$)

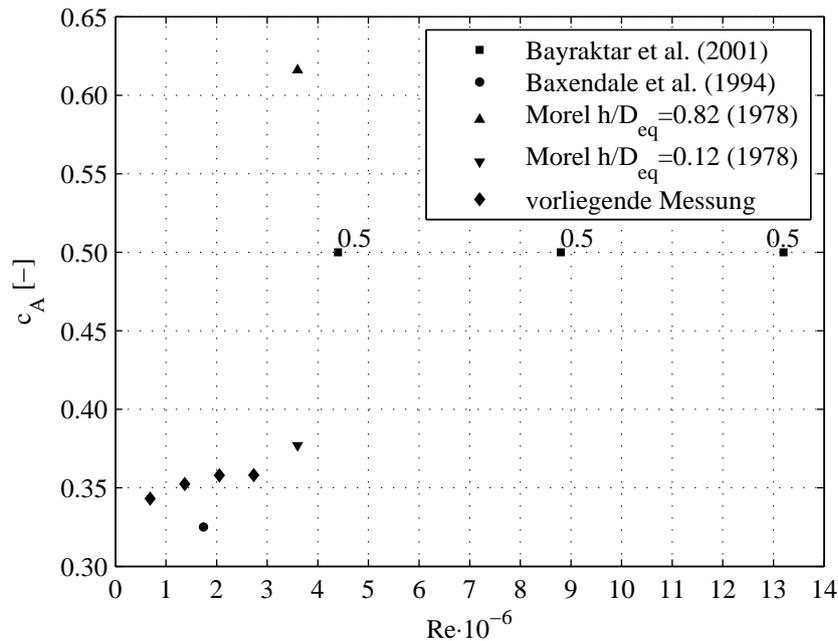


Abbildung 4.2: Abhängigkeit des Auftriebsbeiwertes c_A von der Reynoldszahl ($\varphi = 25^\circ$, $\beta = 0^\circ$)

und ohne Bodeneinfluss ($h/D_{eq} = 0.82$) miteinander vergleicht. So wird laut Morel der Widerstandsbeiwert c_W nur unwesentlich durch den Bodeneinfluss verändert, der Auftriebsbeiwert c_A hingegen wird um einen Differenzbetrag von $\Delta c_A \approx 0.2$ ohne nennenswerte Veränderung des prinzipiellen Verlaufs mit der Reynoldszahl gesenkt (siehe dazu auch Kapitel 2.3.1). Da dessen Versuchsmodell dem Ahmed-Körper sehr ähnlich ist, sind die Ergebnisse von Morel zusätzlich in Abbildung 4.2 angegeben.

Vergleicht man die Daten von Morel für $h/D_{eq} = 0.82$ und Bayraktar et al., so kann geschlossen werden, dass ein Wert von $h/D_{eq} = 0.48$ noch nicht wirklich der freien Umströmung entspricht. Der gravierende Einfluss des Bodenabstandes auf den Auftrieb wird durch diese Vergleiche allerdings sehr deutlich. Berücksichtigt man die von Morel [19] angegebene Differenz der Auftriebsbeiwerte mit und ohne Bodeneinfluss auch für die Messdaten von Bayraktar et al. unter Beachtung des kleineren dimensionslosen Bodenabstandes (Abbildung 4.3), so kann die Übereinstimmung als brauchbar angesehen werden.

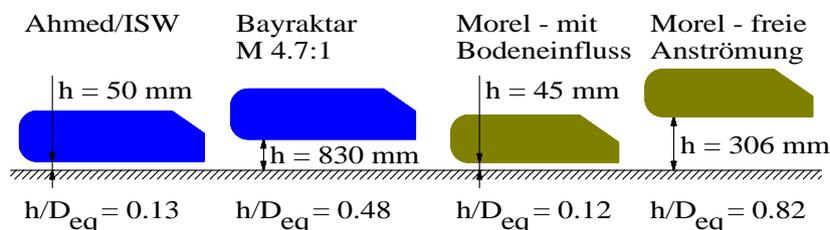


Abbildung 4.3: Gegenüberstellung der Bodenabstände von Ahmed et al. [1] (bzw. in den vorliegenden Untersuchungen), Bayraktar et al. [3] (Modell verkleinert dargestellt) und Morel [19]

Der Auftriebsbeiwert, der in der Arbeit von Baxendale et al. für das Modell mit $\varphi = 25^\circ$ angegeben wird, liegt im Gegensatz zu den Daten von Bayraktar et al. unter denen der vorliegenden Arbeit. Dies kann wiederum mit den Unterschieden im Versuchsaufbau

begründet werden, wobei Baxendale et al. zwar den selben Bodenabstand wie Ahmed et al. gewählt haben, allerdings die Untersuchungen am Modell in einem Windkanal mit bewegtem Messstreckenboden und ohne zylindrische Steher durchgeführt wurden. Dass bei Messungen mit bewegtem Boden ein geringerer Auftrieb als bei stehendem Boden gemessen wird ist bekannt. Das zeigen auch Untersuchungen von Bearman et al. [15], in welchen um gut 10% geringere Auftriebsbeiwert bei bewegtem Boden gemessen wurden. Dies entspricht in etwa den Abweichungen der Daten von Baxendale et al. von denen der vorliegenden Arbeit.

An dieser Stelle sei bereits auf die in Kapitel 4.2 angeführten Untersuchungen des Nachlaufs mittels PIV hingewiesen. Ein Vergleich der normierten Geschwindigkeitsprofile an mehreren Stellen im Nachlauf zwischen der vorliegenden Arbeit (PIV-Messung) und jener von Lienhart et al. [17] (LDA-Messung) ergibt eine ausgezeichnete Übereinstimmung in weiten Bereichen des Totwassers hinter dem Modell. Nennenswerte Abweichungen sind lediglich in der Messebene dicht neben dem Modell ($y = 200\text{ mm}$) erkennbar. Da Lienhart et al. [17] ihre Messungen bei einer Anströmgeschwindigkeit von 40 m/s durchgeführt haben, die PIV-Messungen dagegen bei 30 m/s erfolgten, kann die Abweichung in einzelnen Bereichen zumindest teilweise mit dem Einfluss der Reynoldszahl begründet werden. Darauf wird im Abschnitt 4.2.3 noch näher eingegangen.

4.1.2 Symmetrische Anströmung

Vorerst sollen die beiden Modellvarianten für den Schiebewinkel $\beta = 0^\circ$, also bei symmetrischer Anströmung, verglichen werden. Dabei erkennt man, dass der Widerstandsbeiwert des Ahmed-Körpers mit einer Neigung der Heckschräge von $\varphi = 25^\circ$ mit $c_{W_{40\text{ m/s}}} = 0.297$ höher ist als am Modell mit $\varphi = 35^\circ$ ($c_{W_{40\text{ m/s}}} = 0.276$), was einer Differenz von 7% entspricht. Dass der Widerstand am 25° -Heck den am 35° -Heck überwiegt, haben auch Morel [19] und Ahmed et al. [1] berichtet (vgl. Kapitel 2.3), wobei in letzterer Arbeit die Differenz bei etwas über 9% liegt. Die in der vorliegenden Arbeit ermittelten Beiwerte weichen dabei geringfügig von den Originalmessungen von Ahmed et al. [1] ab (3% für $\varphi = 25^\circ$ und 6% für $\varphi = 35^\circ$), was mit dem Einfluss der Reynoldszahl begründet werden kann, wie im vorangehenden Abschnitt dargestellt.

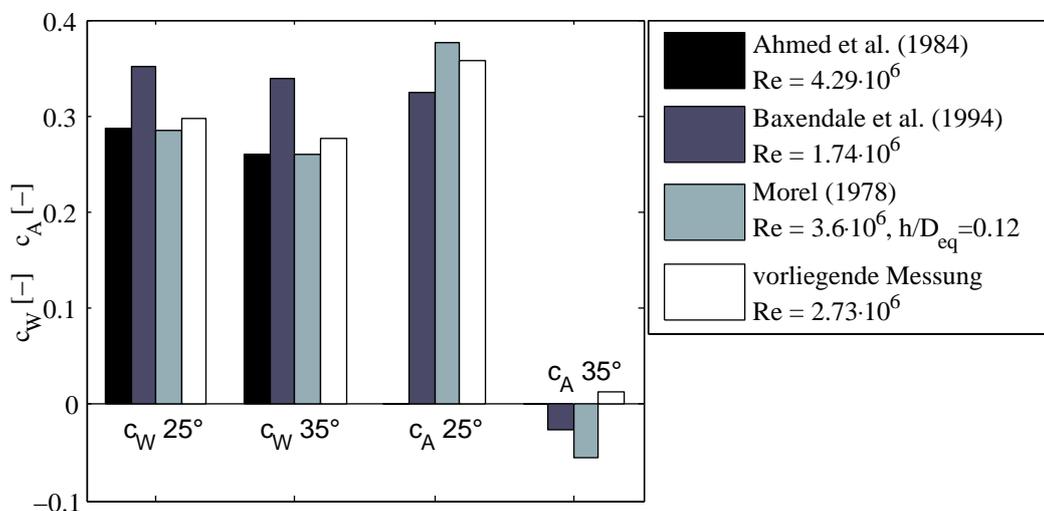


Abbildung 4.4: Vergleich von Widerstandsbeiwert c_W und Auftriebsbeiwert c_A ($\beta = 0^\circ$)

Abbildung 4.4 zeigt einen Vergleich der Beiwerte für Widerstand und Auftrieb aus verschiedenen Kraftmessungen am Ahmed-Körper (Ahmed et al. [1], Baxendale et al. [2]) mit Ergebnissen der vorliegenden Arbeit, sowie vergleichbare Daten zum Morel-Körper (Morel [19]) bei symmetrischer Anströmung.

Die Daten von Baxendale et al. [2] bestätigen zwar prinzipiell die Widerstandsentwicklung bei Variation des Heckschrägenwinkels φ , allerdings sind deren Angaben aus Messungen mit bewegtem Boden entstanden, woraus durchwegs höhere Widerstandsbeiwerte resultieren. Auch das Ausmaß der Veränderungen geben die Autoren geringer an ($\approx 4\%$ Widerstandsdifferenz für die hier diskutierten Heckvarianten).

Auch der Auftriebsbeiwert ist am Modell mit dem 25° -Heck ($c_{A_{40\text{ m/s}}} = 0.358$) größer als am 35° -Heck, wobei am Modell mit dem überkritischen Heckschrägenwinkel bei symmetrischer Anströmung der Vorderachsauftrieb positiv und dessen Betrag annähernd dem negativen Hinterachsauftrieb entspricht, wodurch der Gesamtauftrieb gegen Null geht ($c_{A_{40\text{ m/s}}} = 0.014$), wie auch Baxendale et al. [2] berichten. Im Gegensatz dazu ist die Auftriebskraft im Frontbereich des Modells mit der 25° -Heckschräge verschwindend gering, wodurch der Gesamtauftrieb dem positiven Hinterachsauftrieb entspricht. Ahmed et al. haben in deren Arbeit keinerlei Angaben zum Auftrieb gemacht, allerdings zeigt der Vergleich mit Daten von Morel [19], dessen Modell geometrisch geringfügig anders gestaltet war, sowie mit Baxendale et al. [2] (bewegter Messstreckenboden) zumindest das gleiche grundlegende Verhalten.

4.1.3 Einfluss des Schiebewinkels

Ziel der vorliegenden Arbeit war die Untersuchung der wirkenden Kräfte und des Strömungsbildes am Ahmed-Körper bei Schräganströmung. Daher wurden im ersten Schritt umfangreiche Kraftmessungen im Gierwinkelbereich $-25^\circ \leq \beta \leq 25^\circ$ bei unterschiedlichen Geschwindigkeiten durchgeführt (siehe Tabelle 3.1). Abbildung 4.5 zeigt die Abhängigkeit der Kraftbeiwerte vom Gierwinkel β für die Modellvariante mit $\varphi = 25^\circ$ und Abbildung 4.7 jene mit $\varphi = 35^\circ$ ($U_\infty = 40\text{ m/s}$). Die darin aufgetragenen Beiwerte sind Mittelwerte, welche aus drei getrennten Messungen über jeweils 15 Sekunden ermittelt wurden.

Die Ergebnisse aus den Messungen bei schiebender Anströmung am Modell mit dem unterkritischen Heckschrägenwinkel $\varphi = 25^\circ$ zeigen, dass sich der **Widerstand** des Körpers von $\beta = 0^\circ$ bis 15° kaum ändert ($\Delta c_W \approx 0.03$). Dies entspricht den Beobachtungen von Bayraktar et al. [3] für eine deutlich größere Reynoldszahl von $8.8 \cdot 10^6$. Bei weiterer Steigerung des Gierwinkels fällt der Widerstand bis $\beta = 25^\circ$ wieder leicht ab.

Wie auch in Abbildung 4.6a ersichtlich, bleibt der **Auftrieb** am Modell mit $\varphi = 25^\circ$ bei Variation des Gierwinkels im gesamten untersuchten Bereich immer positiv. Bei symmetrischer Anströmung wird der Auftrieb fast zur Gänze im Heckbereich des Modells generiert, der Vorderachsauftrieb ist dabei fast Null. Bei sukzessiver Steigerung der schiebenden Anströmung beginnt auch der Auftrieb an der Vorderachse anzuwachsen. Dies deutet auf Ablösungen im Frontbereich hin, vermutlich an der windabgewandten Seitenfläche. Aber auch der Hinterachsauftrieb und damit auch der Gesamtauftrieb nehmen mit steigendem Gierwinkel zu.

Bei symmetrischer Anströmung ist die **Seitenkraft** natürlich Null. Mit steigendem Gierwinkel wird die seitliche Angriffsfläche erhöht, was zu einem annähernd linearen

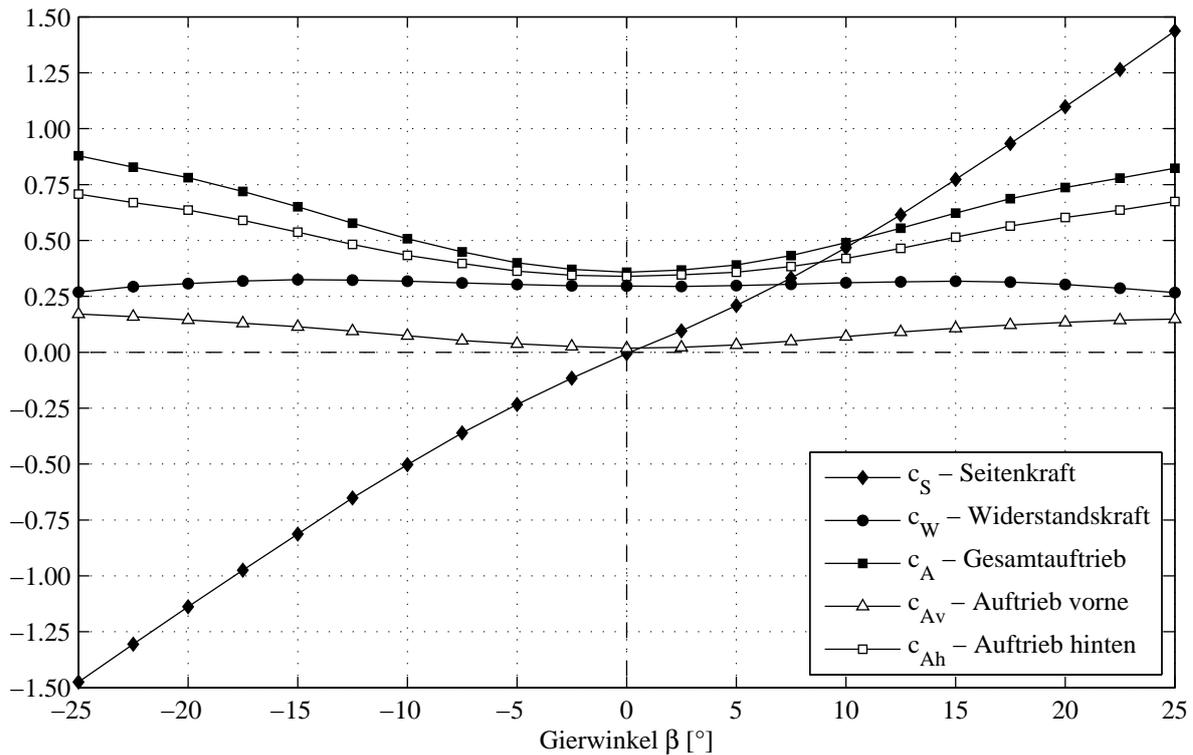


Abbildung 4.5: Kraftbeiwerte bei Schräganströmung in Abhängigkeit vom Gierwinkel β für das Modell mit $\varphi = 25^\circ$ Heckschrägenwinkel ($U_\infty = 40 \text{ m/s}$)

Anwachsen der Seitenkraft führt. Durch die erwähnten Ablösungen im Frontbereich kommt es zu einer geänderten Druckverteilung auf der windabgewandten Seitenfläche, wodurch die Seitenkraft für Schiebewinkel über 7.5° stärker anwächst.

Im Gegensatz zu den eben beschriebenen kontinuierlichen Kraftverläufen für das Modell mit dem unterkritischen Heckschrägenwinkel zeigen die Untersuchungen am Ahmed-Körper mit einem Neigungswinkel der Heckschräge von $\varphi = 35^\circ$ eine signifikante Veränderung der Beiwerte mit dem Gierwinkel im Bereich $10^\circ \leq \beta \leq 15^\circ$. Ist der **Widerstandsbeiwert** für die symmetrische Anströmung noch geringer als am Modell mit $\varphi = 25^\circ$ (wie auch Ahmed et al. [1] berichten), so ist dieser bei Gierwinkeln über 15° deutlich größer.

Wie Abbildung 4.6b zeigt, ist der **Auftrieb** am Modell mit dem überkritischen Heckschrägenwinkel $\varphi = 35^\circ$ für den gesamten untersuchten Gierwinkelbereich positiv, allerdings kleiner als am Modell mit $\varphi = 25^\circ$, und für symmetrische Anströmung annähernd Null. Wird der Gierwinkel nun schrittweise erhöht, so ist der Auftrieb an der Hinterachse anfangs negativ mit einer maximalen Abtriebskraft bei $\beta = 5^\circ$, welche bei weiterer Steigerung der Schräganströmung wieder sinkt. Da der Auftrieb an der Vorderachse bis etwa $\beta = 10^\circ$ annähernd konstant ist, variiert der Gesamtauftrieb mit dem Hinterachsauftrieb, welcher bei $\beta = 10^\circ$ gegen Null geht. Im Gierwinkelbereich $10^\circ \leq \beta \leq 15^\circ$ kommt es zu einem sprunghaften Anstieg des Hinterachsauftriebs auf einen hohen positiven Absolutwert. Der Auftrieb an der Vorderachse nimmt im selben Bereich geringfügig ab, der Gesamtauftrieb verändert sich allerdings mit der viel stärker ausgeprägten Veränderung der Kräfte am Heck. Über $\beta = 15^\circ$ nimmt der Auftrieb wieder leicht ab, was durch eine leichte Abnahme der Auftriebskräfte am Heck begründet werden kann. Der Auftrieb im Frontbereich steigt zwischen $\beta = 15^\circ$ und 25° stetig an,

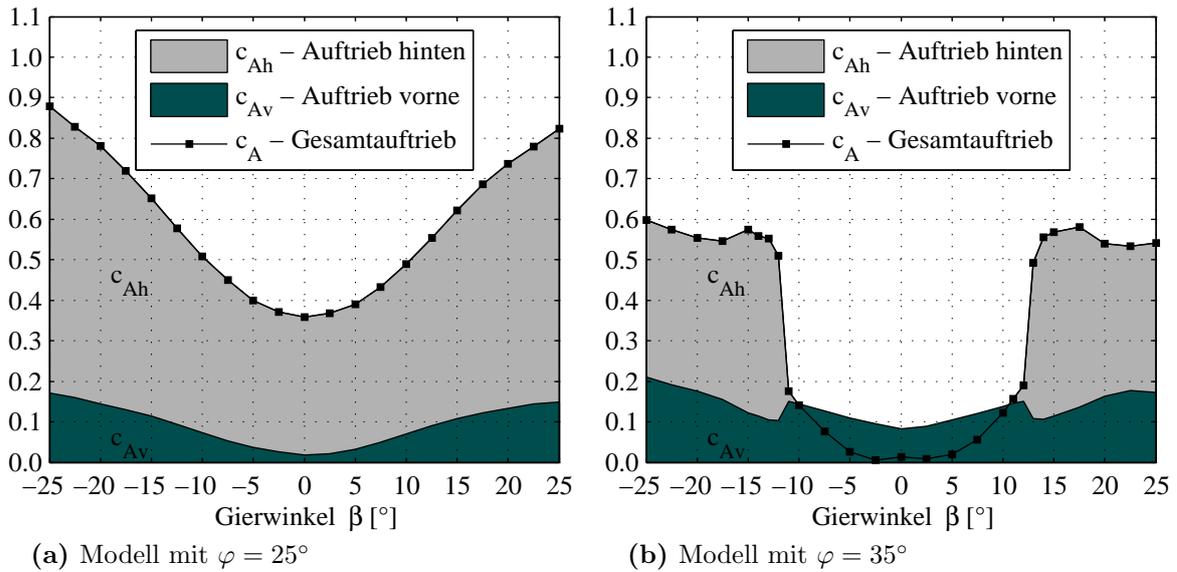


Abbildung 4.6: Aufteilung des Auftriebs auf Hinter- und Vorderachse bei Schräganströmung in Abhängigkeit vom Gierwinkel β ($U_\infty = 40 \text{ m/s}$)

was wieder auf Ablösungen im Frontbereich hindeutet, wie bereits bei der Beschreibung der Kräfte am Modell mit $\varphi = 25^\circ$ erwähnt. Bei etwa $\beta = 20^\circ$ überwiegt die daraus resultierende Änderung der Kräfte an der Vorderachse jene am Heck, wodurch auch der Gesamtauftrieb wieder geringfügig ansteigt.

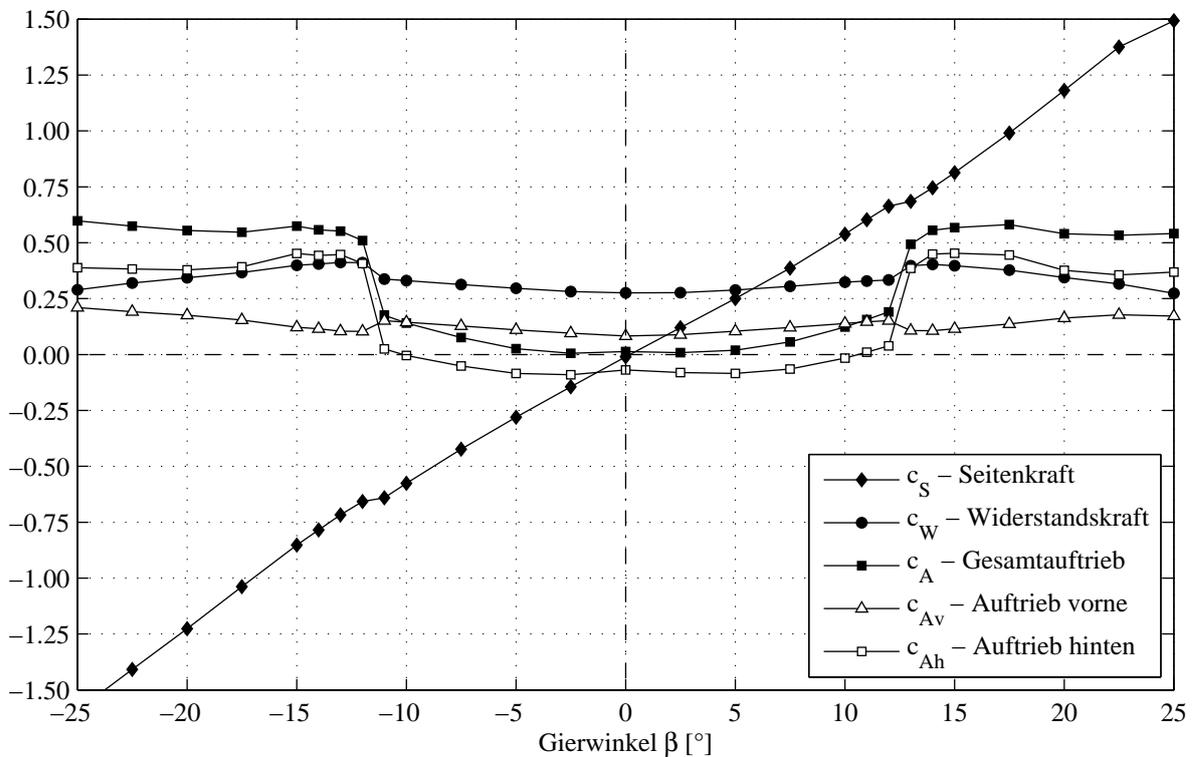


Abbildung 4.7: Kraftbeiwerte bei Schräganströmung in Abhängigkeit vom Gierwinkel β für das Modell mit $\varphi = 35^\circ$ Heckschrägenwinkel ($U_\infty = 40 \text{ m/s}$)

Die **Seitenkraft** wächst anfangs auch am Modell mit der überkritischen Heckschräge $\varphi = 35^\circ$ annähernd linear an. Im Gierwinkelbereich, in dem Widerstands- und Auftriebsbeiwert sprunghaft ansteigen, wächst die Seitenkraft viel weniger stark an als bis zu diesem Winkel. Dies könnte auf eine scheinbar verkleinerte Angriffsfläche durch einen kürzeren Nachlauf hindeuten. Zu größeren Gierwinkeln hin ($\beta \geq 14^\circ$) findet wieder ein linearer Zuwachs statt, wobei die Steigung der Kurve sogar größer ist als bei kleinen Schiebewinkeln.

Die Abhängigkeit der Momentenbeiwerte vom Gierwinkel (Abbildung 4.8 und 4.9) ergeben sich aus den Zusammenhängen mit den jeweiligen Kräften. So sind Roll- und Giermoment entsprechend der Seitenkraft für positive Gierwinkel auch positiv gerichtet. Für beide Modelle ($\varphi = 25^\circ$ und $\varphi = 35^\circ$) steigen die aus der Schräganströmung resultierenden Momente annähernd linear, mit den für die Seitenkraft bereits erwähnten Abweichungen.

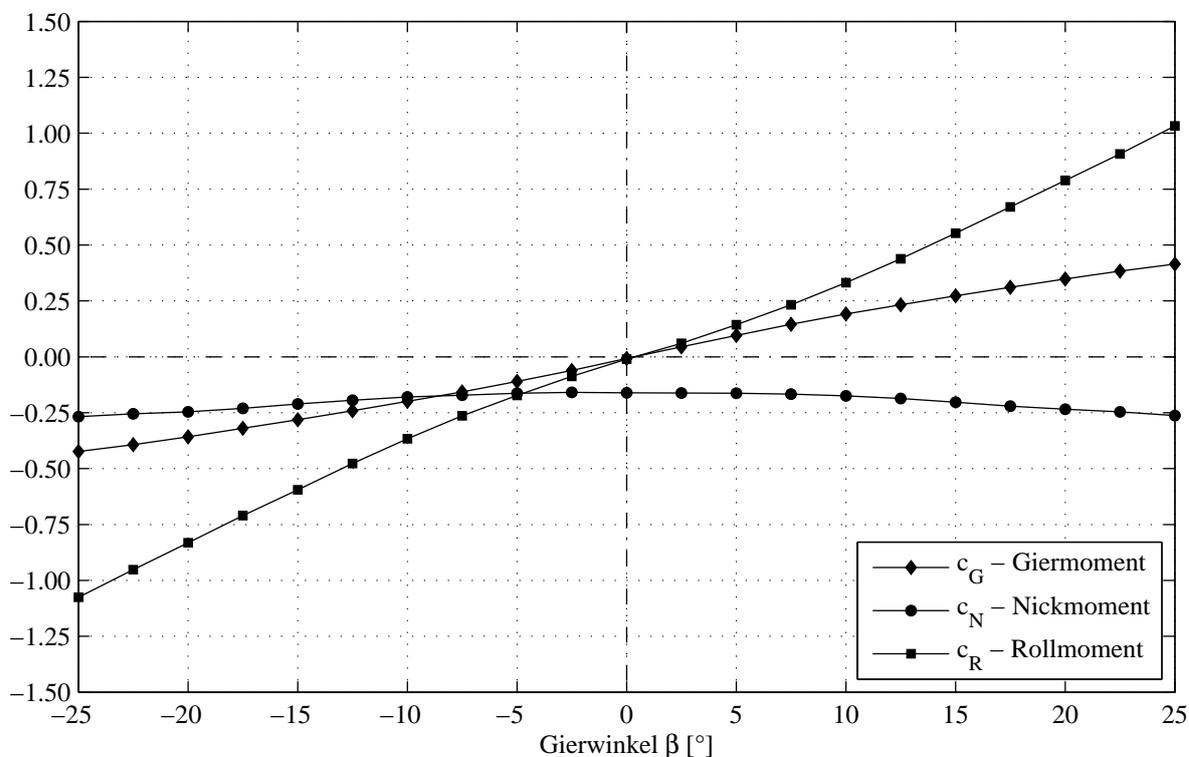


Abbildung 4.8: Momentenbeiwerte bei Schräganströmung in Abhängigkeit vom Gierwinkel β für das Modell mit $\varphi = 25^\circ$ Heckschrägenwinkel ($U_\infty = 40 \text{ m/s}$)

Für das Modell mit der 25° -Heckschräge entspricht der Nickmomentenverlauf der Entwicklung des Auftriebs. Aufgrund der durchwegs höheren Auftriebskraft im Heckbereich für alle untersuchten Gierwinkel ist das Nickmoment ebenfalls durchwegs negativ. Da der Vorderachsauftrieb in einem geringeren Ausmaß anwächst als der Hinterachsauftrieb, steigt mit dem Gierwinkel auch der Betrag des negativen Nickmoments.

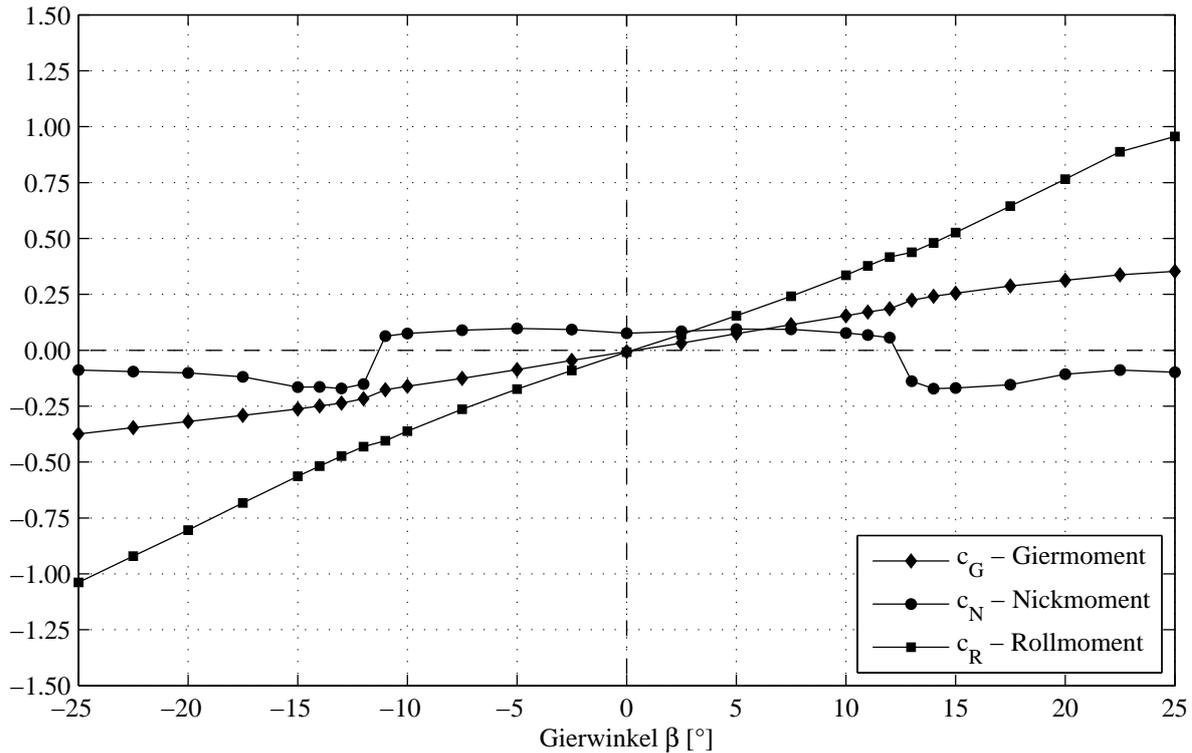


Abbildung 4.9: Momentenbeiwerte bei Schräganströmung in Abhängigkeit vom Gierwinkel β für das Modell mit $\varphi = 35^\circ$ Heckschrägenwinkel ($U_\infty = 40 \text{ m/s}$)

Beim Modell mit dem überkritischen Heckschrägenwinkel ist das Nickmoment für Gierwinkel kleiner als 11° positiv und wechselt durch das starke Ansteigen der Auftriebskraft an der Hinterachse zu größeren Gierwinkeln hin das Vorzeichen. Dieser Vorzeichenwechsel des Nickmomentes hat erhebliche Auswirkungen auf das Fahrverhalten, wie in Kapitel 2.2.6 beschrieben. Bei weiterem Anwachsen des Gierwinkels nimmt der Absolutwert des Nickmoments wieder ab, behält aber den negativen Drehsinn, zumindest bis $\beta = 25^\circ$.

In Abbildung 4.10 sind die gemessenen Kraft- und Momentenverläufe bei Variation des Gierwinkels β für eine Anströmgeschwindigkeit von $U_\infty = 30 \text{ m/s}$ abgebildet. Wenn auch die Absolutwerte der einzelnen Größen durch die geringere Reynoldszahl nicht mit den eben beschriebenen für $U_\infty = 40 \text{ m/s}$ übereinstimmen, so sind die prinzipiellen Vorgänge und Entwicklungen dieselben. Wiederum ist ein kontinuierlicher Verlauf der Beiwerte am 25° -Heck und der markante sprunghafte Wechsel in der Belastung des Modells mit dem 35° -Heck durch die Windkräfte im Schiebewinkelbereich von $10^\circ \leq \beta \leq 15^\circ$ deutlich erkennbar. Dass die Verläufe für $U_\infty = 30 \text{ m/s}$ denen bei $U_\infty = 40 \text{ m/s}$ entsprechen ist insofern relevant, da aus technischen Gründen des Windkanalbetriebs die Strömungsmessungen im Nachlauf bei $U_\infty = 30 \text{ m/s}$ durchgeführt werden mussten. Dies zum Einen, da die Nachlaufmessungen mehrere Stunden in Anspruch nahmen und der Windkanal des ISW nicht für einen so langen Dauerbetrieb bei Strahlgeschwindigkeiten um 40 m/s geeignet ist. Zum Anderen befanden sich Teile des Messaufbaus (Lichtschnittoptik, Kameras) in der Nähe der offenen Messstrecke. Für höhere Geschwindigkeiten wären diese empfindlichen Bauteile durch die Scherschicht des Strahlrandes zum Schwingen angeregt worden.

Anders verhält es sich dagegen bei noch geringeren Anströmgeschwindigkeiten, wie die beiden Abbildungen 4.11 für $U_\infty = 20 \text{ m/s}$ und 4.12 für $U_\infty = 10 \text{ m/s}$ zeigen. Für diese Bedingungen decken sich die Verläufe für das Modell mit dem unterkritischen Heckschrägenwinkel $\varphi = 25^\circ$ noch mit denen bei höheren Reynoldszahlen, wobei Auftriebs- und Widerstandsbeiwert geringfügig höher sind und die Seitenkraft etwas sinkt. Der Zustandswechsel am 35° -Heck konnte auch noch bei $U_\infty = 20 \text{ m/s}$ messtechnisch erfasst werden. Auffallend ist dabei, dass der Sprung in den Beiwerten zumindest für den positiven Schiebewinkelbereich erst bei $\beta \approx 14^\circ$ auftritt. Es wird angenommen, dass zu geringeren Reynoldszahlen hin der Zustandswechsel in einem sich nach oben verschiebenden Gierwinkelbereich stattfindet. Dies wurde nicht weiter untersucht, da derart geringe Reynoldszahlen ohnedies für Fahrzeuge nicht relevant sind.

Für die geringste untersuchte Geschwindigkeit von $U_\infty = 10 \text{ m/s}$ tritt der Sprung in den Beiwerten gar nicht mehr auf, wodurch der Auftriebsbeiwert weiter anwächst und für Gierwinkel $\beta \geq 20^\circ$ betragsmäßig sogar über die Auftriebsbeiwerte bei größeren Reynoldszahlen steigt. Auch der Widerstandsbeiwert liegt für größere Gierwinkel trotz leichten Rückgangs über denen bei höheren Geschwindigkeiten. Dass der Zustandswechsel für eine Anströmgeschwindigkeit von $U_\infty = 10 \text{ m/s}$ dabei gar nicht in Erscheinung trat, lässt darauf schließen, dass auch hier die Reynoldszahl eine entscheidende Rolle spielt.

An dieser Stelle sei noch darauf hingewiesen, dass die eingetragenen Mittelwerte in den Gierwinkelbereichen von ca. $11^\circ \leq \beta \leq 14^\circ$ und $-14^\circ \leq \beta \leq -11^\circ$ zwar in dieser Form gemessen wurden, allerdings nicht wirklich repräsentativ sind. Da nämlich für derartige Schiebewinkel ein Wechsel im Strömungsfeld auftritt, war es reiner Zufall, welcher der beiden Zustände während der drei Mittelwertmessungen gerade vorherrschte. Um diesen Umstand auszugleichen, und auch um ein tieferes Verständnis für den Vorgang zu erhalten, wurden die im folgenden Abschnitt beschriebenen Langzeitmessungen durchgeführt.

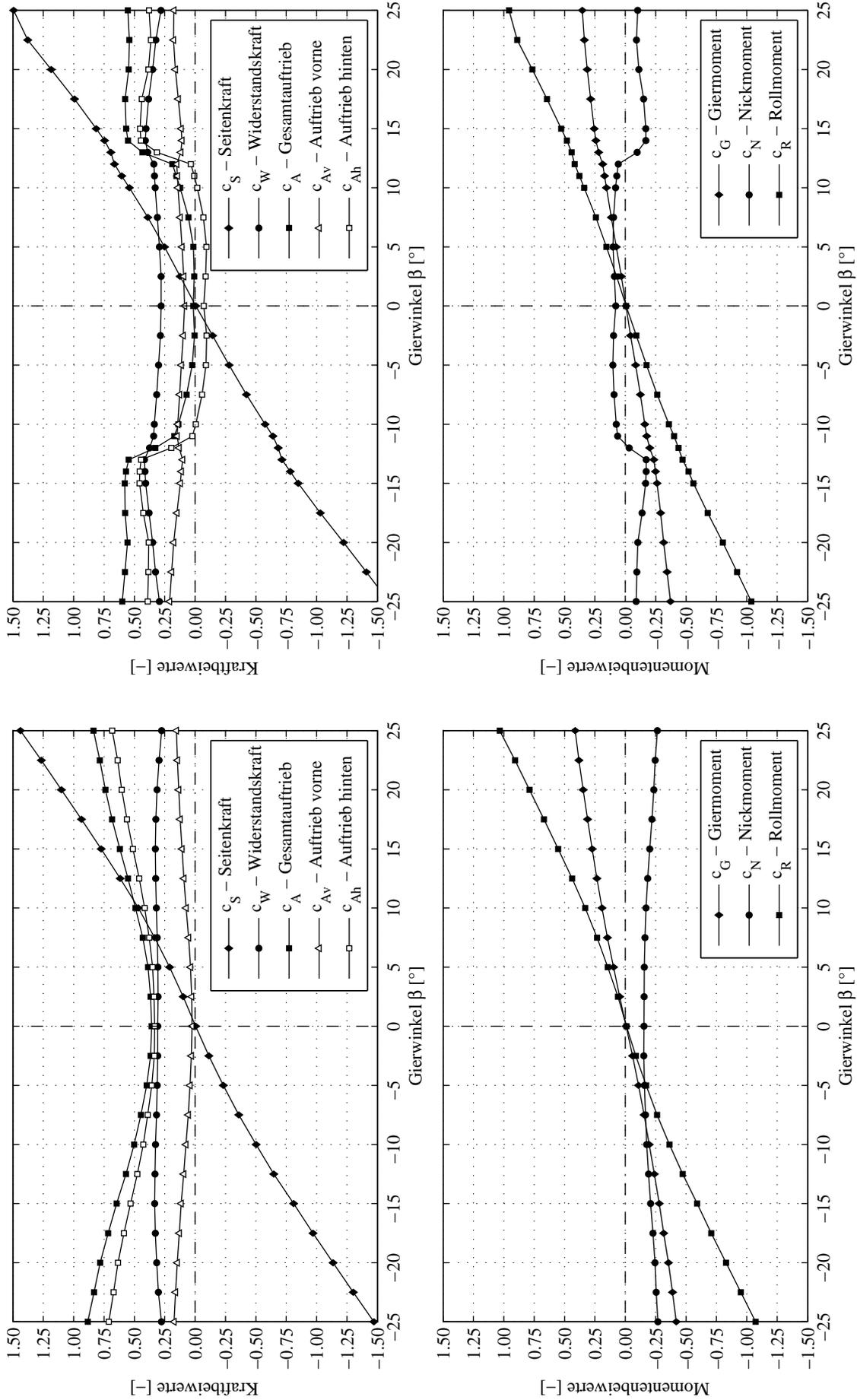


Abbildung 4.10: Beiwerte bei Schrägströmung in Abhängigkeit vom Gierwinkel β . Links: $\varphi = 25^\circ$, rechts: $\varphi = 35^\circ$ ($U_\infty = 30 \text{ m/s}$)

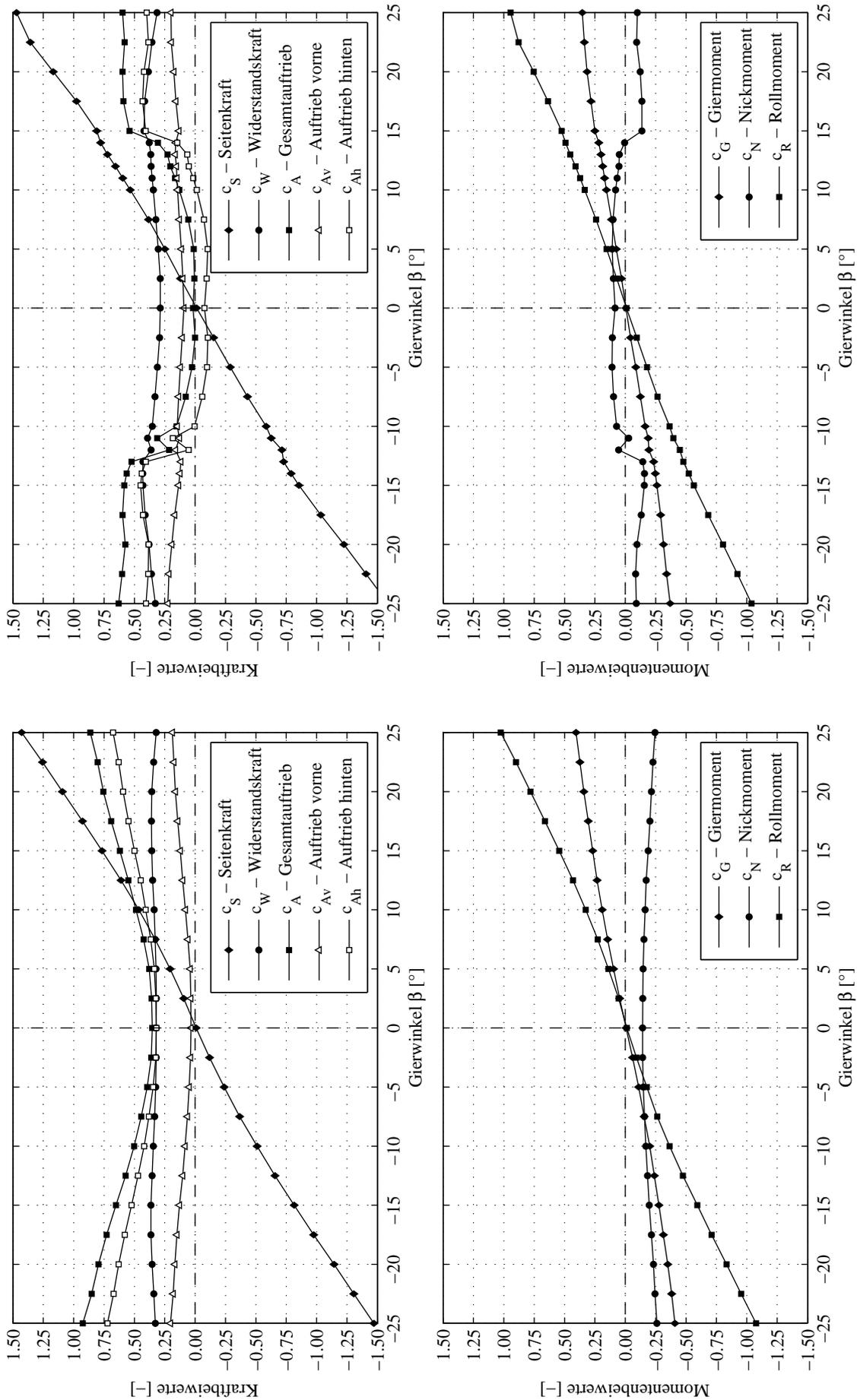


Abbildung 4.11: Beiwerte bei Schrägströmung in Abhängigkeit vom Gierwinkel β . Links: $\varphi = 25^\circ$, rechts: $\varphi = 35^\circ$ ($U_\infty = 20 \text{ m/s}$)

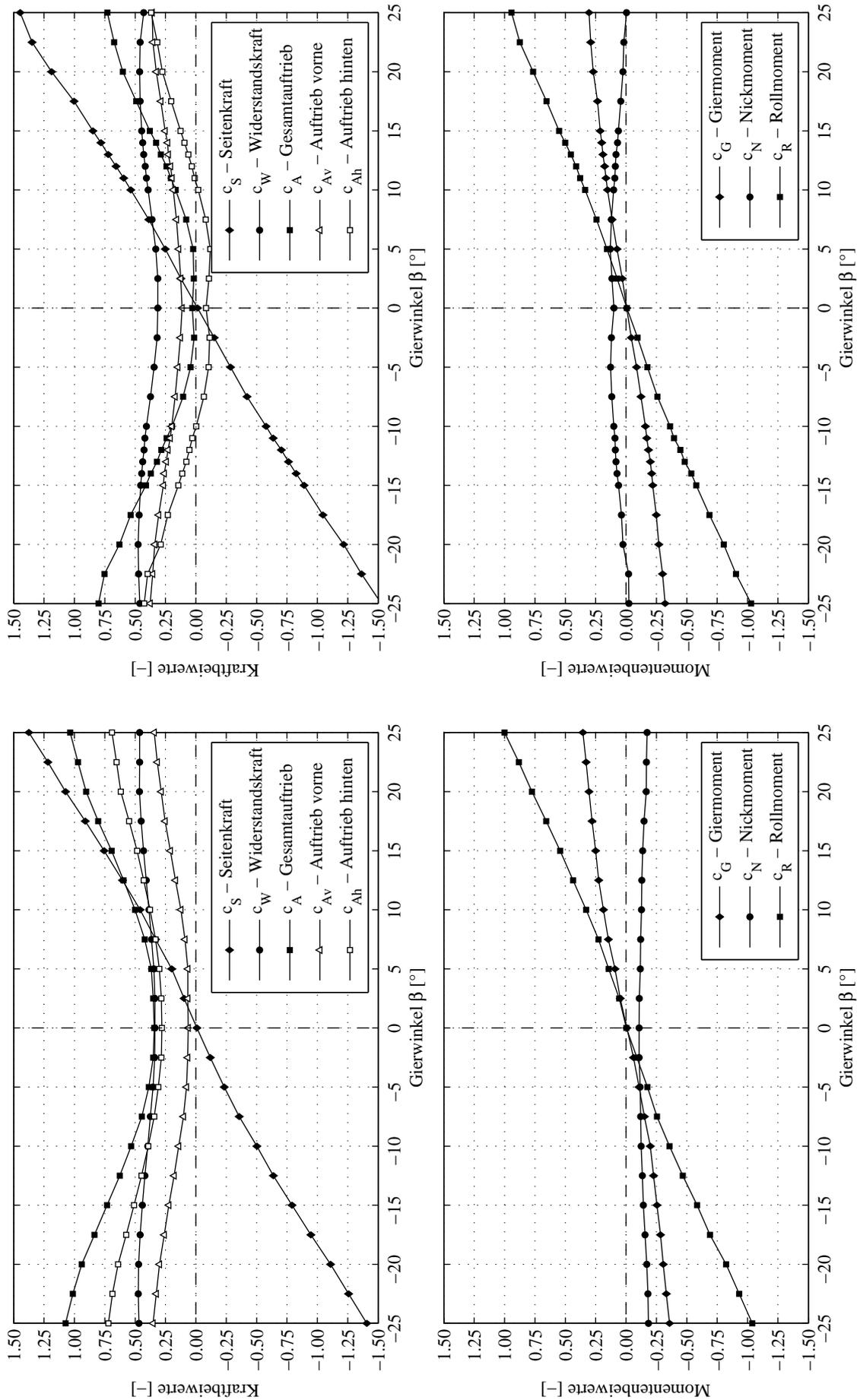


Abbildung 4.12: Beiwerte bei Schrägströmung in Abhängigkeit vom Gierwinkel β . Links: $\varphi = 25^\circ$, rechts: $\varphi = 35^\circ$ ($U_\infty = 10 \text{ m/s}$)

4.1.4 Bistabiler Strömungszustand

Da die gemessenen Mittelwerte am Modell mit der 35° -Heckschräge bei Gierwinkeln im Bereich von $10^\circ \leq \beta \leq 15^\circ$ große Veränderungen gezeigt haben, wurde angenommen, dass in diesem Bereich die Strömung um den Ahmed-Körper ihren Zustand wechselt. Um nun ein besseres Bild vom zeitlichen Vorgang dieses Wechsels zu erhalten, wurden bei acht unterschiedlichen Gierwinkeln in diesem Bereich ($\pm 11^\circ$, $\pm 12^\circ$, $\pm 13^\circ$ und $\pm 14^\circ$) Langzeitmessungen über jeweils 600 Sekunden durchgeführt. Die Kräfte wurden dabei als 600 zeitlich aufeinanderfolgende Sekundenmittelwerte aufgenommen. Da der Zustandswechsel erst ab größeren Reynoldszahlen beobachtet werden konnte, wurden die Langzeitmessungen für Strahlgeschwindigkeiten von $U_\infty = 30 \text{ m/s}$ und $U_\infty = 40 \text{ m/s}$ durchgeführt (siehe Tabelle 3.2).

Abbildung 4.13 und Abbildung 4.14 zeigen die daraus erhaltenen zeitlichen Verläufe aller Beiwerte bei einer Strahlgeschwindigkeit von $U_\infty = 40 \text{ m/s}$, wobei aus Gründen der Übersicht Daten nur für drei relevante Gierwinkel aufgetragen sind. An den Verläufen ist ersichtlich, dass für den negativen Gierwinkelbereich der Wert $\beta \approx -12^\circ$ den Grenzfall zwischen den beiden Strömungszuständen bildet. Dagegen findet der Übergang im positiven Gierwinkelbereich bei $\beta \approx 13^\circ$ statt. Aufgrund der Asymmetrie sind für $\beta < 0^\circ$ in Abbildung 4.13 die zeitlichen Verläufe bei -11° , -12° und -13° und für $\beta > 0^\circ$ in Abbildung 4.14 bei $+12^\circ$, $+13^\circ$ und $+14^\circ$ aufgetragen.

Auch Bayraktar et al. [3] berichten über nicht erklärable Asymmetrien der gemessenen Kräfte und Momente für positive und negative Gierwinkel. Dass der Betrag des Grenzwinkels für den Übergang im positiven Bereich nicht genau dem im negativen Bereich gleich ist, liegt hier aber vermutlich an Eigenschaften des Messaufbaus. Der Gierwinkel kann zwar mit einer Genauigkeit von $\pm 0.1^\circ$ eingestellt werden, da aber Messstreckenboden, Winkeldrehscheibe und Modell aus Holz gefertigt wurden, muss mit einer geringfügigen Veränderung der Geometrie in Abhängigkeit von den Umgebungszuständen (Temperatur, Luftfeuchtigkeit, usw.) gerechnet werden.

Es zeigt sich allerdings für positive und negative Gierwinkel, dass der Übergang zwischen den beiden Strömungszuständen vollkommen zufällig auftritt. Während umfangreicher Beobachtungen (hier nicht angegeben) konnten keinerlei zeitlich periodische Abfolgen im Wechsel der Beiwerte ausgemacht werden. Beide Strömungsbilder können stabil über mehrere Minuten (bis zu 7 Minuten wurden beobachtet) aufrecht erhalten bleiben, es kann aber auch bereits nach wenigen Sekunden wieder zum Wechsel in den anderen Zustand kommen. Es handelt sich damit um einen bistabilen Strömungszustand, als Grenzfall zwischen zwei Formen der Umströmung.

Für den negativen Gierwinkelbereich, im Speziellen für $\beta = -12^\circ$, bei $U_\infty = 40 \text{ m/s}$ sollen hier exemplarisch die beiden Zustände näher beschrieben werden. Dazu sind diese in Abbildung 4.13 durch zwei rote Linien und eine Nummer, welche den Zustand bezeichnet, in den einzelnen Diagrammen markiert. Die Skalierung aller Achsen für die Kraftbeiwerte sowie für die Momentenbeiwerte wurden jeweils im selben Maßstab gewählt, wodurch an der Größe der einzelnen Veränderungen die betragsmäßigen Sprünge der einzelnen Komponenten miteinander verglichen werden können.

Betrachtet man vorerst den Zustand 1, so liegen sowohl Widerstand als auch Auftrieb auf einem vergleichsweise niedrigen Niveau. Der Hinterachsauftrieb geht gegen Null und ist damit auch kleiner als der Vorderachsauftrieb. Hieraus resultiert das positive Nickmoment. Dies entspricht den Beobachtungen für die Beiwerte, die bei betragsmäßig

kleineren Schiebewinkeln gemessen wurden. Auch die Seitenkraft, und damit die daraus resultierenden Momente (Roll- und Giermoment), sind bis zu diesem Punkt mit dem Gierwinkel stetig angewachsen.

Wechselt die Strömung nun in den Zustand 2, so ändert sich vor allem der Gesamtauftrieb stark, was hauptsächlich durch Vorgänge am Heck bedingt ist, wie am Verlauf des Beiwertes für den Hinterachsauftrieb c_{Ah} ersichtlich, welcher von fast Null auf ein hohes positives Niveau steigt. Der Beiwert des Vorderachsauftriebs c_{Av} ändert sich zwar nur in einem geringeren Maß, aber gegengleich zu c_{Ah} , woraus der ausgeprägte Sprung des Nickmomentes resultiert, welches nun negativ ist. Die Schwankung des Widerstandes fällt geringer aus, der Beiwert ändert sich aber im Gleichtakt mit dem Auftrieb auf einen höheren Wert. Es ist ersichtlich, dass die Veränderungen des Zustandes vorwiegend durch Wechsel im Strömungsbild am Heck entstehen.

Da der Widerstand anwächst, kann angenommen werden, dass der Druck an der Heckschräge und an der Basis des Modells sinkt. Dies wiederum deutet auf eine Neubildung des Wirbels an der Kante von Heckschräge und windzugewandten Seitenfläche (C-Säule) hin. Der einwärts drehende Heckschrägenwirbel, wie er auch am Modell mit dem unterkritischen Neigungswinkel des Hecks (allerdings beidseitig) auftritt, senkt den Druck in diesem Bereich (eher einseitig) auf der Heckschräge und erhöht somit den Auftrieb. Aus diesem Grund wurde anfangs angenommen, dass dadurch auch das Rollmoment beim Zustandswechsel betragsmäßig anwachsen müsste. Allerdings sinkt der Betrag von c_R geringfügig beim Wechsel von Zustand 1 zu Zustand 2, was auf das komplexe Zusammenspiel von Auftrieb und Seitenkraft zurück geführt werden kann. Da nämlich die Seitenkraft vom Absolutwert her den Auftrieb bei derartig großen Gierwinkeln überwiegt, bestimmt diese die Veränderung des Rollmomentes und bewirkt eine Verringerung. Dies kann dadurch erklärt werden, dass die Seitenkraft beim Wechsel leicht abnimmt, was auf eine scheinbar verkleinerte Windangriffsfläche durch ein kürzeres Totwasser hinweist. Dieser Umstand untermauert die Annahme, dass sich der Heckschrägenwirbel bildet, da dadurch der Nachlauf drastisch verkürzt wird, wie dies auch am Modell mit dem 25° -Heck ausführlich beobachtet wurde [1], [17].

Abbildung 4.15 und 4.16 zeigen die entsprechenden Verläufe für die geringere Anströmgeschwindigkeit von $U_\infty = 30 \text{ m/s}$ wieder für positive und negative Gierwinkel. Es ist ersichtlich, dass der bistabile Strömungszustand auch unter dieser Bedingung im selben Ausmaß wie bei der eben beschriebenen für die höhere Reynoldszahl auftritt. Die im Folgenden beschriebenen Nachlaufmessungen wurden, wie bereits erwähnt, bei dieser Geschwindigkeit im negativen Gierwinkelbereich durchgeführt. In Abbildung 4.15 sind lediglich die Verläufe für die beiden Schiebewinkel von $\beta = -12^\circ$ und $\beta = -13^\circ$ dargestellt, da die Messreihe bei $\beta = -11^\circ$ versäumt wurde, wie dies in Abschnitt 3.3.2 bereits begründet wurde.

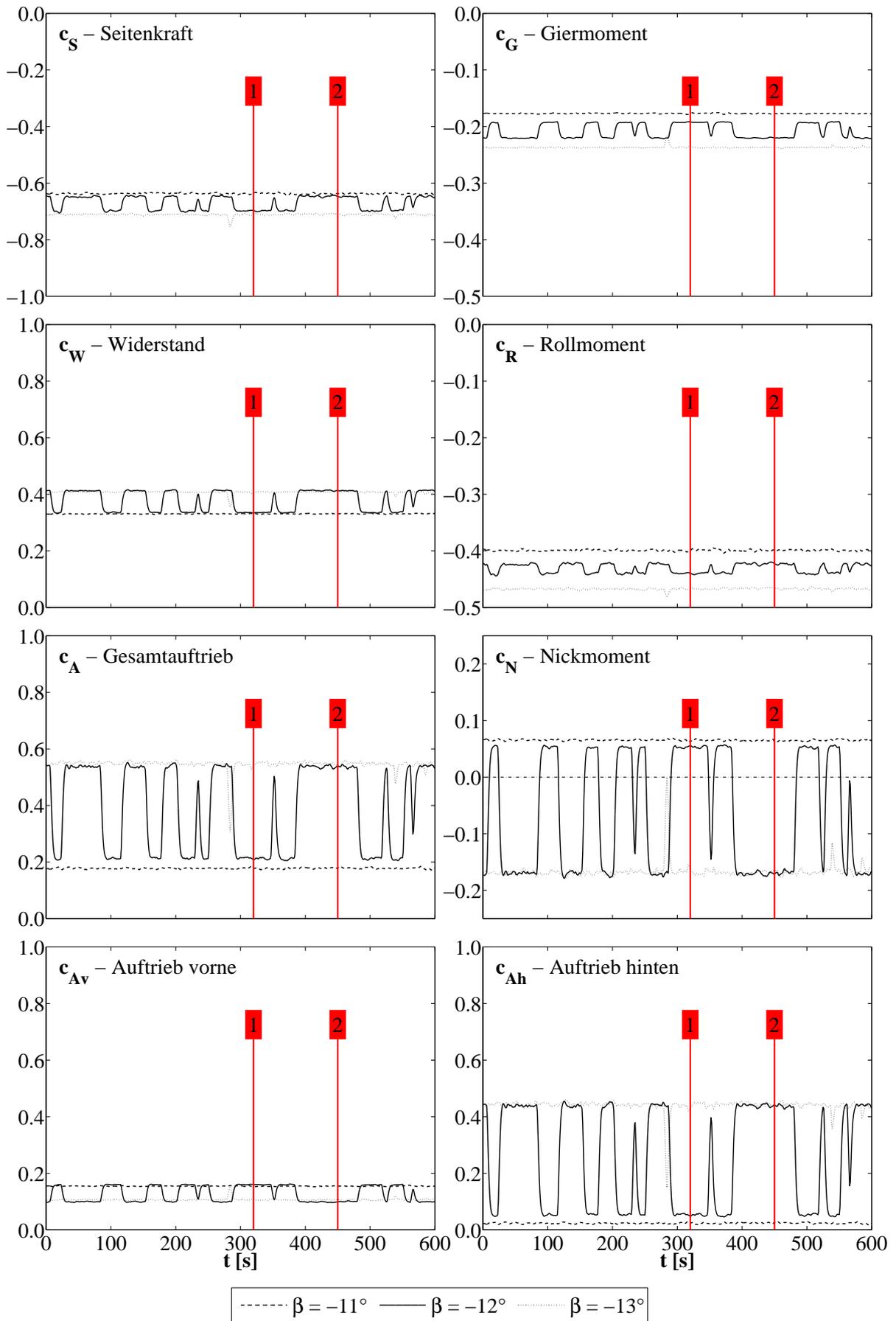


Abbildung 4.13: Zeitlicher Verlauf der Kraft- und Momentenbeiwerte bei Schräganströmung für das Modell mit $\varphi = 35^\circ$ - negative Gierwinkel ($U_\infty = 40 \text{ m/s}$)

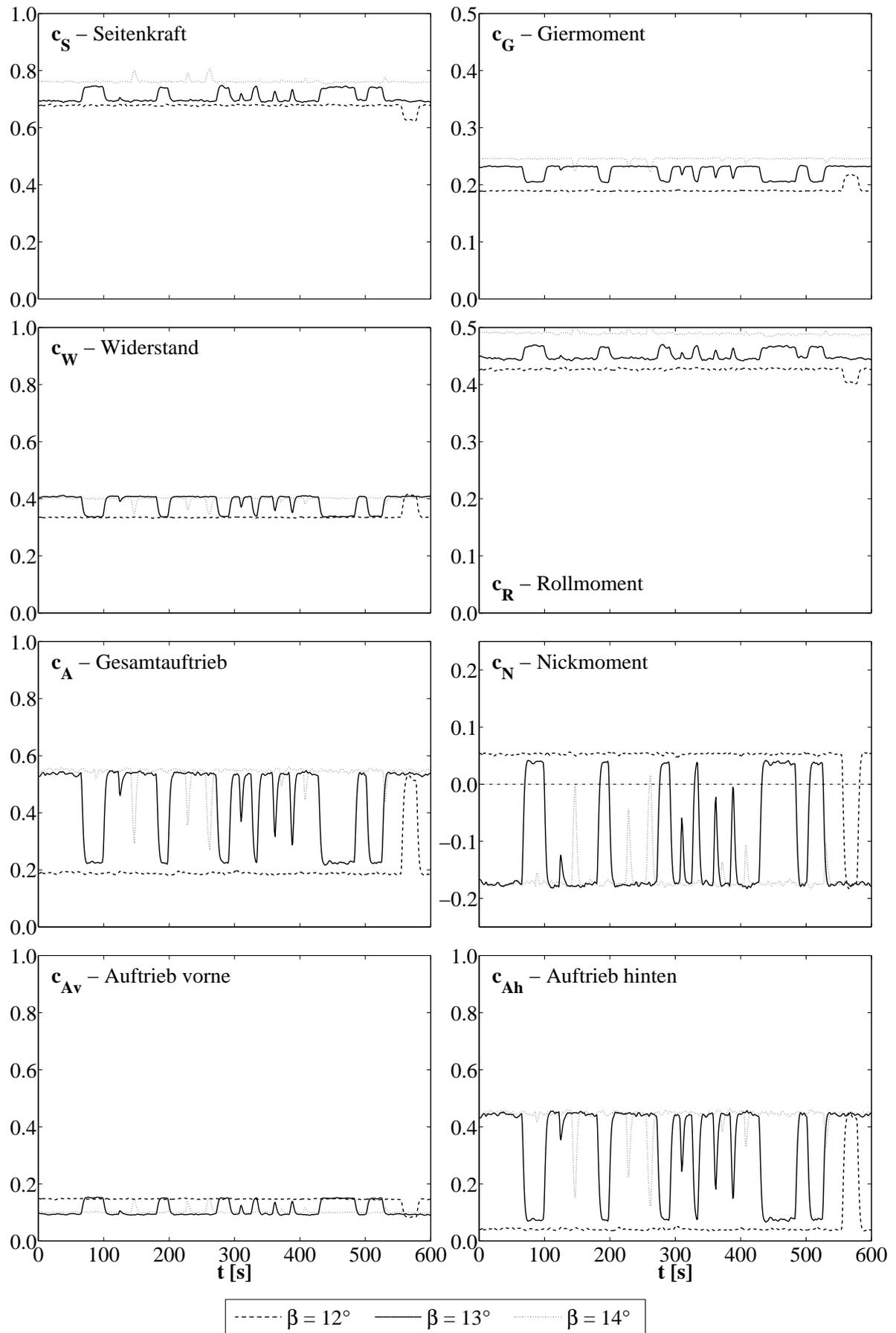


Abbildung 4.14: Zeitlicher Verlauf der Kraft- und Momentenbeiwerte bei Schräganströmung für das Modell mit $\varphi = 35^\circ$ - positive Gierwinkel ($U_\infty = 40 \text{ m/s}$)

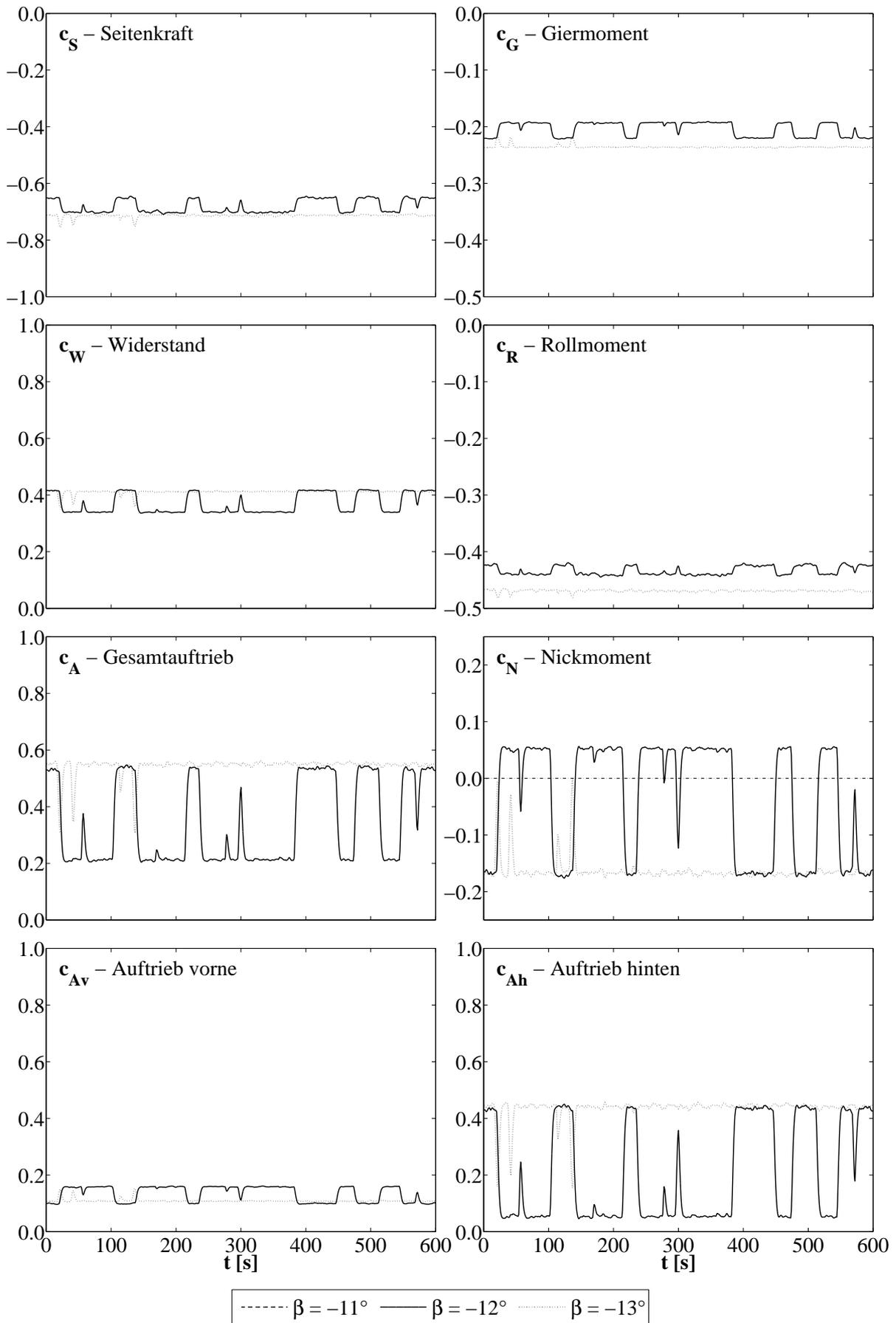


Abbildung 4.15: Zeitlicher Verlauf der Kraft- und Momentenbeiwerte bei Schräganströmung für das Modell mit $\varphi = 35^\circ$ - negative Gierwinkel ($U_\infty = 30 \text{ m/s}$)

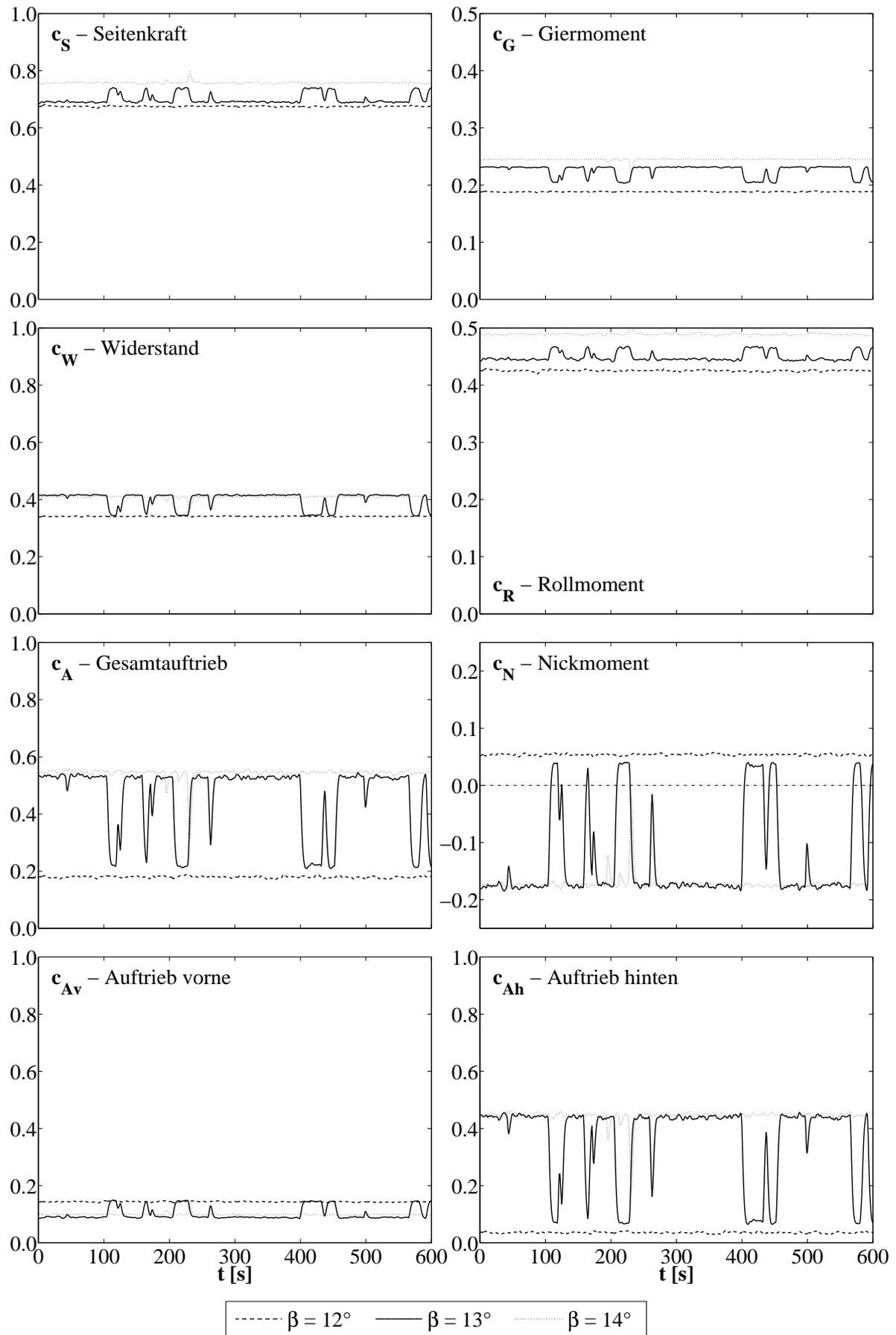


Abbildung 4.16: Zeitlicher Verlauf der Kraft- und Momentenbeiwerte bei Schräganströmung für das Modell mit $\varphi = 35^\circ$ - positive Gierwinkel ($U_\infty = 30 \text{ m/s}$)

4.2 Symmetrisches Strömungsbild

Das Strömungsbild im Nachlauf des Ahmed-Körpers war und ist Gegenstand zahlreicher Untersuchungen, von welchen einige in Kapitel 2.3.2 angegeben sind. Dies hat den Grund, dass der charakteristische Wechsel der Nachlaufstruktur beim kritischen Heckschrägenwinkel $\varphi = 30^\circ$ häufig zum Validieren von CFD-Berechnungen verwendet wird. Daher ist das stationäre Strömungsbild für die beiden Heckvarianten $\varphi = 25^\circ$ und $\varphi = 35^\circ$ bei Geradanströmung weitgehend bekannt. Dieses Bild des Nachlaufs wurde im Zuge der PIV-Messungen zu der vorliegenden Arbeit auch für die symmetrische Anströmung erfasst. In diesem Abschnitt wird dieses nun näher beschrieben und mit verfügbaren Daten aus der Literatur ([17]) verglichen.

4.2.1 Anmerkungen zu den Darstellungen

Im Laufe der PIV-Messungen wurden nur die Geschwindigkeitskomponenten u , in Strömungsrichtung, und w , in vertikaler Richtung, gemessen. Die dritte Komponente der Geschwindigkeit v , quer zur Strömung in horizontaler Richtung, konnte mit dem in Abschnitt 3.4.1 beschriebenen Messaufbau nicht erfasst werden. An dieser Stelle sei darauf hingewiesen, dass alle Ergebnisse aus der Verarbeitung der PIV-Daten prinzipbedingt statistische Mittelwerte der einzelnen Strömungsgrößen darstellen. Die Strahlgeschwindigkeit U_∞ betrug bei allen Nachlaufmessungen 30 m/s , weshalb dies nicht immer gesondert angegeben wird.

Im Folgenden werden Geschwindigkeitsfelder für unterschiedliche xz -Ebenen abgebildet, welche im Zuge der vorliegenden Arbeit mittels PIV bestimmt wurden. Aufgrund der hohen Dichte an ermittelten Vektoren (eine Messebene enthält über 39000 Geschwindigkeitsvektoren) ist der normierte örtliche Betrag der Gesamtgeschwindigkeit ($\sqrt{u^2 + w^2}/U_\infty$) farblich abgestuft von blau (geringe Geschwindigkeit) bis rot (große Geschwindigkeit) markiert, wobei der jeweils dargestellte Geschwindigkeitsbereich durch einen Farbbalken angegeben ist. Um den Richtungssinn der Strömung anzuzeigen sind ergänzend einige Stromlinien eingetragen. Zusätzlich sind zwei Isolinien eingetragen, eine für $u/U_\infty = 0$ (graue Linie) und eine für $\sqrt{u^2 + w^2}/U_\infty = 0.5$ (rote Linie). Die graue Linie begrenzt dabei Zonen, in denen Rückströmung auftritt, die Strömung also gegen die Anströmung gerichtet ist. Diese Linie verläuft damit aber auch durch die Zentren von Wirbeln, welche in der Messebene drehen. Die rote Linie stellt annähernd die Totwassergrenze dar, welche auch zur Begrenzung der Geschwindigkeitsfelder für dreidimensionale Ansichten der Messergebnisse verwendet wurde.

Für zweidimensionale Abbildungen der Strömungsfelder (diese entsprechen den xz -Messebenen an einer bestimmten y -Position) ist in Bereichen, in welchen der Ahmed-Körper von den Messebenen geschnitten wurde, der Modellschnitt maßstäblich eingetragen. In xz -Ebenen, die sich bereits neben dem Heck des Modells befinden, ist dieses dunkler im Hintergrund dargestellt, wobei dessen Umrisse der am nächsten liegenden Kante entsprechen. Die Hochachse entspricht dabei immer der z -Achse und die Abszisse der Achse in Strömungsrichtung (x -Achse).

Bei räumlichen Darstellungen von mehreren Messebenen in y -Richtung wurde der dargestellte Geschwindigkeitsbereich laut den Angaben im Farbbalken begrenzt (d.h. es sind nur Vektoren abgebildet, die im angegebenen Geschwindigkeitsbereich liegen), da

sich andernfalls die einzelnen Ebenen überlagern würden und die Struktur des Nachlaufs nicht ersichtlich wäre. Die Begrenzung entspricht dabei der roten Isolinie, welche in den zugehörigen zweidimensionalen Abbildungen der Messebenen eingetragen ist. Dies betrifft konkret die Abbildungen 4.17, 4.23, 4.30, 4.32, 4.36 und 4.37.

Damit die unterschiedlichen Schnittebenen im Nachlauf möglichst groß abgebildet werden konnten, wurden die Achsen bewusst nicht immer bezeichnet. Für alle folgenden Abbildungen gilt daher das in Abschnitt 3.4.3 bereits erwähnte Koordinatensystem, mit der x -Achse in Strömungsrichtung und der z -Achse in vertikaler Richtung. Die y -Achse, welche die Messebenen der vorliegenden Arbeit bezeichnet, liegt quer zur Strömung in horizontaler Richtung. Alle Längen sind in Millimetern angegeben.

4.2.2 Nachlaufstruktur für $\beta = 0^\circ$

Der typische Nachlauf für das Modell mit dem unterkritischen Heck $\varphi = 25^\circ$ ist in Abbildung 4.18 ersichtlich, welche aus Messdaten der vorliegenden Arbeit erstellt wurde. Dabei erkennt man klar, dass die Strömung der Neigung der Heckschräge folgt und erst an der Oberkante der Basis (senkrechte Abschlussfläche des Modells) ablöst. Daraus resultiert das relativ kleine Totwasser, welches an den beiden gegenläufigen Wirbeln hinter der Basis des Modells erkennbar ist. Die grundsätzliche Form des Totwassers ist in Abbildung 4.17a ersichtlich. Diese Darstellung wurde ebenfalls aus den Messdaten der vorliegenden Arbeit erstellt, wobei der dargestellte Geschwindigkeitsbereich aus Gründen der Übersichtlichkeit laut den Angaben im Farbbalken beschränkt ist. Der Grund, dass die Strömung nicht bereits an der Oberkante der Heckschräge ablöst, sind die beiden bereits erwähnten C-Säulen-Wirbel. Diese bilden sich entlang der Seitenkanten der Heckschräge durch das Aufrollen der Strömung, welche von den Seitenflächen her kommt. Der Drehsinn der beiden Wirbel ist gegenläufig zur Heckschräge hin gerichtet, wodurch zwischen den Wirbeln ein Abwindfeld generiert wird. Nahe der Seitenkanten der Heckschräge entstehen Zonen mit hohen Unterdrücken, womit auch der höhere Widerstand dieser Modellvariante erklärt werden kann. Auch der Auftrieb ist durch den Unterdruck auf der Heckschräge deutlich höher als am Modell mit dem 35° -Heck.

Um die C-Säulen-Wirbel genauer erfassen zu können, müssten Messungen in Ebenen quer zur Hauptströmungsrichtung (yz -Ebenen) durchgeführt werden, da diese Wirbel annähernd in diesen Ebenen drehen und damit eine relativ große v -Geschwindigkeitskomponente aufweisen. Allerdings sind Wirkung, Drehsinn und Lage der C-Säulen-Wirbel auch in den Messebenen der vorliegenden Arbeit (xz -Ebene) gut zu erkennen. So sieht man eine eindeutige Abwärtsbewegung der Strömung bei den inneren Ebenen ($y = -40\text{ mm} \dots 120\text{ mm}$), während in der Ebene $y = 160\text{ mm}$ eine Änderung der Strömungsrichtung erkennbar ist und schließlich in Ebene $y = 200\text{ mm}$ (bereits neben dem Modell) im Bereich der Heckschräge eindeutig eine aufwärts gerichtete Strömung zu sehen ist. In Ebene $y = 160\text{ mm}$ wurde einer der Wirbel im Bereich etwas oberhalb der Heckschrägenkante geschnitten, was an der Richtungs-umkehr der Stromlinien erkannt werden kann. In diesem Bereich war auch die Anzahl der validierten Vektoren beim Auswerten der PIV-Aufnahmen deutlich geringer, da die Geschwindigkeitskomponente v senkrecht zur Messebene in diesen Bereichen größer war. Dadurch passierten viele Tracerpartikel den Lichtschnitt quer zur Strömungsrichtung und konnten daher natürlich nicht korrekt erfasst werden.

Der Durchmesser der beiden Wirbel nimmt in x -Richtung zu, und die Wirbel gehen nach hinten als gegenläufig drehende Wirbeltüten in den Nachlauf über. Dies ist in Messebene $y = 120 \text{ mm}$, sowie teilweise sogar noch in der Ebene $y = 80 \text{ mm}$, stromabwärts an den scheinbar langsameren Zonen über dem Totwasser erkennbar. Scheinbar langsamer deshalb, da die Geschwindigkeit zweidimensional dargestellt ist, ohne Aussage über die Geschwindigkeitskomponente v in y -Richtung. Aus LDA-Messungen von Lienhart et al. [17] ist bekannt, dass in diesen Zonen die Geschwindigkeitskomponente v relativ groß ist.

In den Ebenen $y \geq 240 \text{ mm}$ herrscht bereits praktisch Parallelströmung, wobei in der Ebene $y = 240 \text{ mm}$ noch eine leichte Aufwärtsrichtung der Stromlinien erkennbar ist.

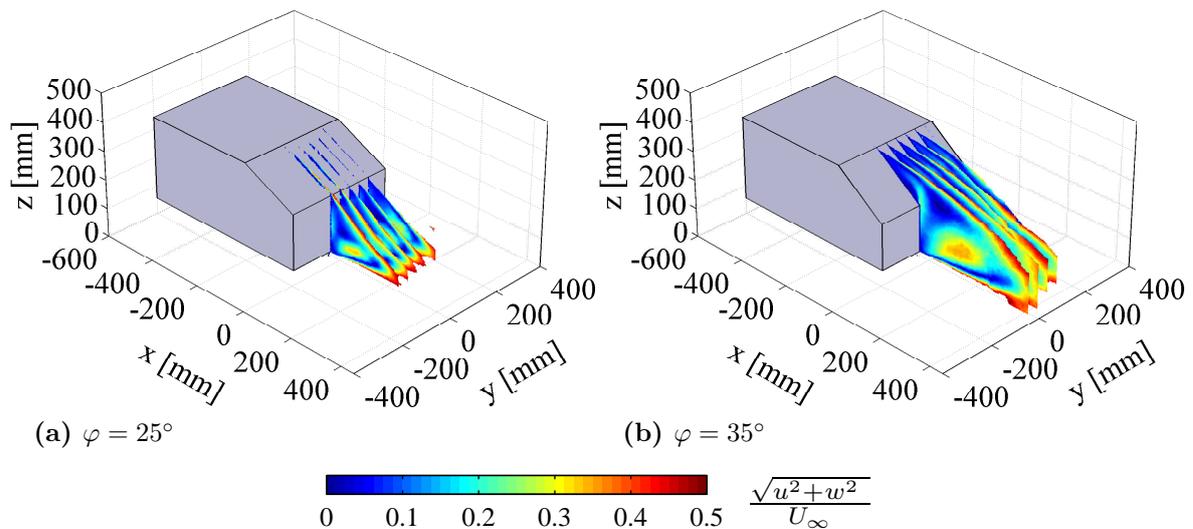


Abbildung 4.17: Ansicht der Schnitte durch den Nachlauf bei symmetrischer Anströmung für beide Heckkonfigurationen

Im Gegensatz zu der dreidimensionalen Form des Nachlaufs am 25° -Heck wird der Nachlauf des 35° -Hecks als quasi zweidimensional bezeichnet, da die C-Säulen-Wirbel an dieser Heckform durchwegs nicht mehr auftreten (Abbildung 4.19). Die Strömung kann aus diesem Grund der Körperkontur nur bis zur Oberkante der Heckschräge folgen, an welcher sie ablöst und ein großes Totwassergebiet bildet, wie dies in Abbildung 4.17b ersichtlich ist. Dieses wird im zeitlichen Mittel wieder von zwei gegenläufigen Wirbeln gebildet, wobei der obere sich über die gesamte Heckschräge und einen großen Bereich hinter dem Modell ausdehnt. Die Länge des Totwassers, welche am 25° -Heck nur etwa 200 mm ausmacht, erstreckt sich am 35° -Heck fast über den gesamten Messbereich bis etwa 350 mm hinter die Basis des Modells. Dieses Strömungsbild des Nachlaufs entspricht der klassischen Umströmung eines Vollhecks. In den drei äußersten Messebenen ($y \geq 240 \text{ mm}$) ist wiederum eine reine Parallelströmung ersichtlich.

Die beiden gegenläufigen Wirbel im Totwasser sind sowohl am 35° -Heck, als auch 25° -Heck (in einer wesentlich kleineren Form hinter der Basis) erkennbar, wobei diese eigentlich den Schnitt von jeweils nur einem Ringwirbel darstellen. Dies wurde in Abschnitt 2.2.8 bereits besprochen. Dass es sich dabei um einen Ringwirbel handelt, ist in den Messebenen $y = 160 \text{ mm}$ für beide Modelle durch die nach oben gerichtete Strömung ersichtlich. Wieder ist in diesen Bereichen zu beachten, dass die Geschwindigkeitskomponente senkrecht zu den Messebenen nicht erfasst wurde.

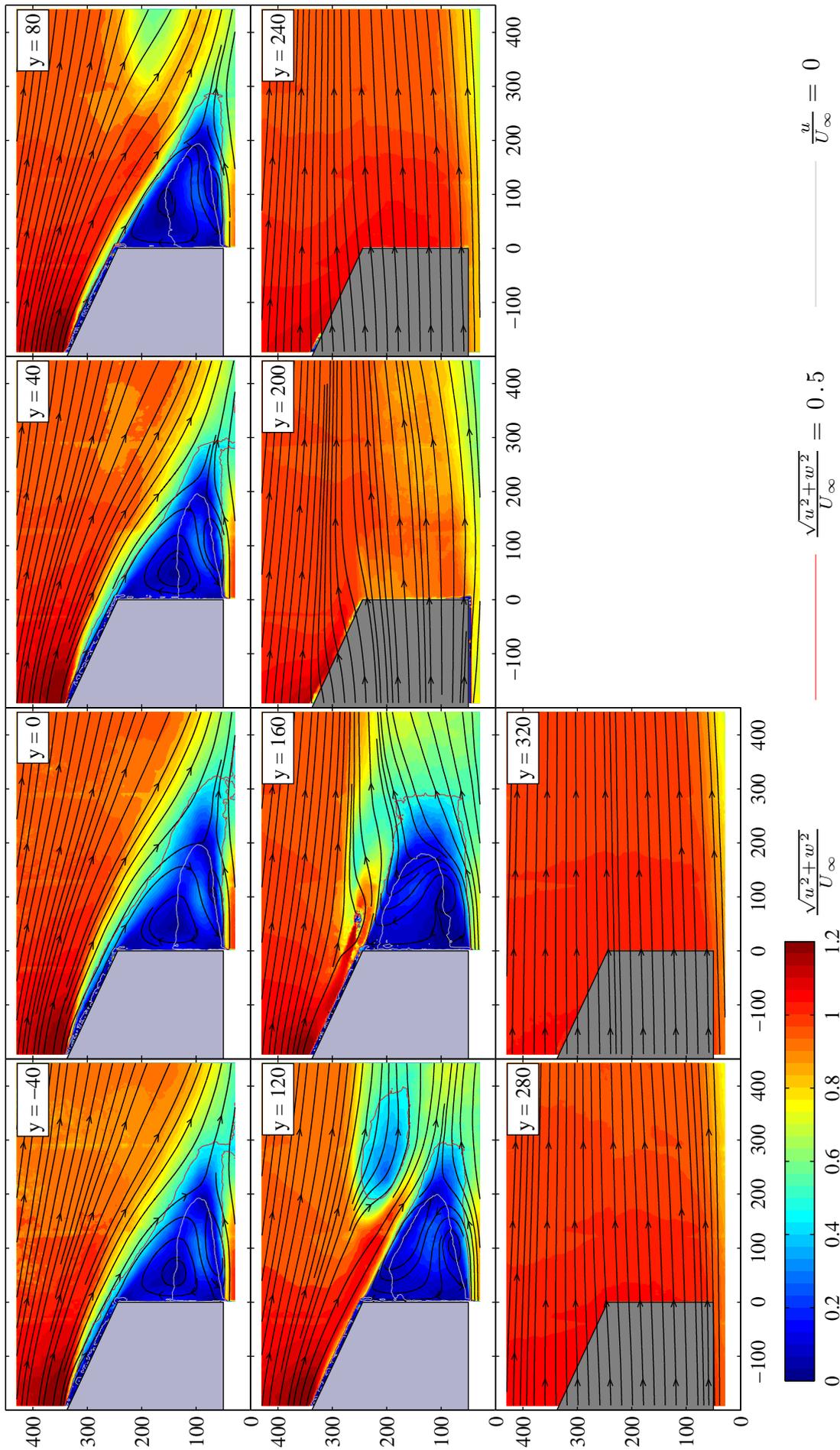


Abbildung 4.18: Stromlinien und Geschwindigkeitsfeld bei symmetrischer Anströmung für das Modell mit $\varphi = 25^\circ$

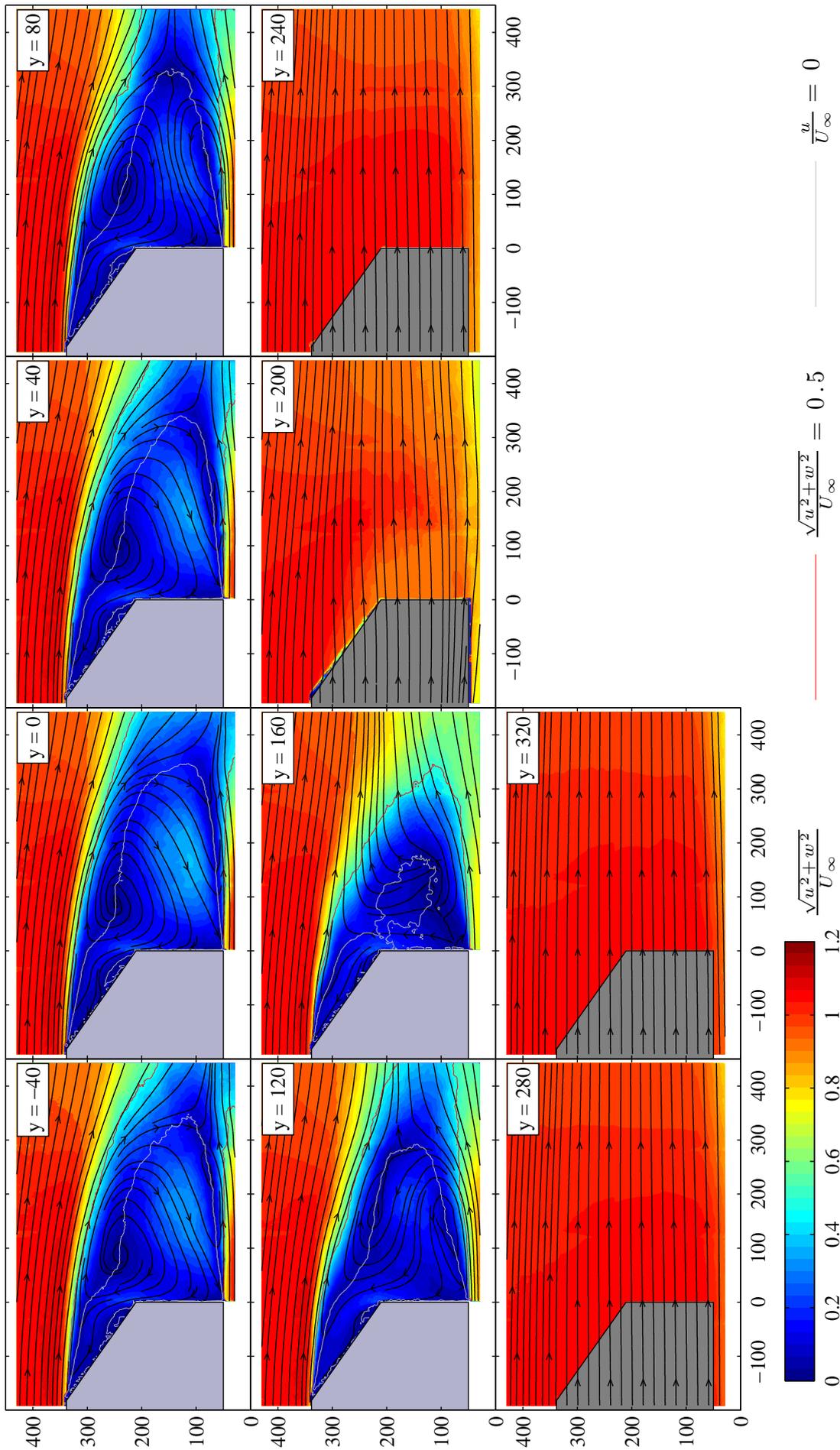


Abbildung 4.19: Stromlinien und Geschwindigkeitsfeld bei symmetrischer Anströmung für das Modell mit $\varphi = 35^\circ$

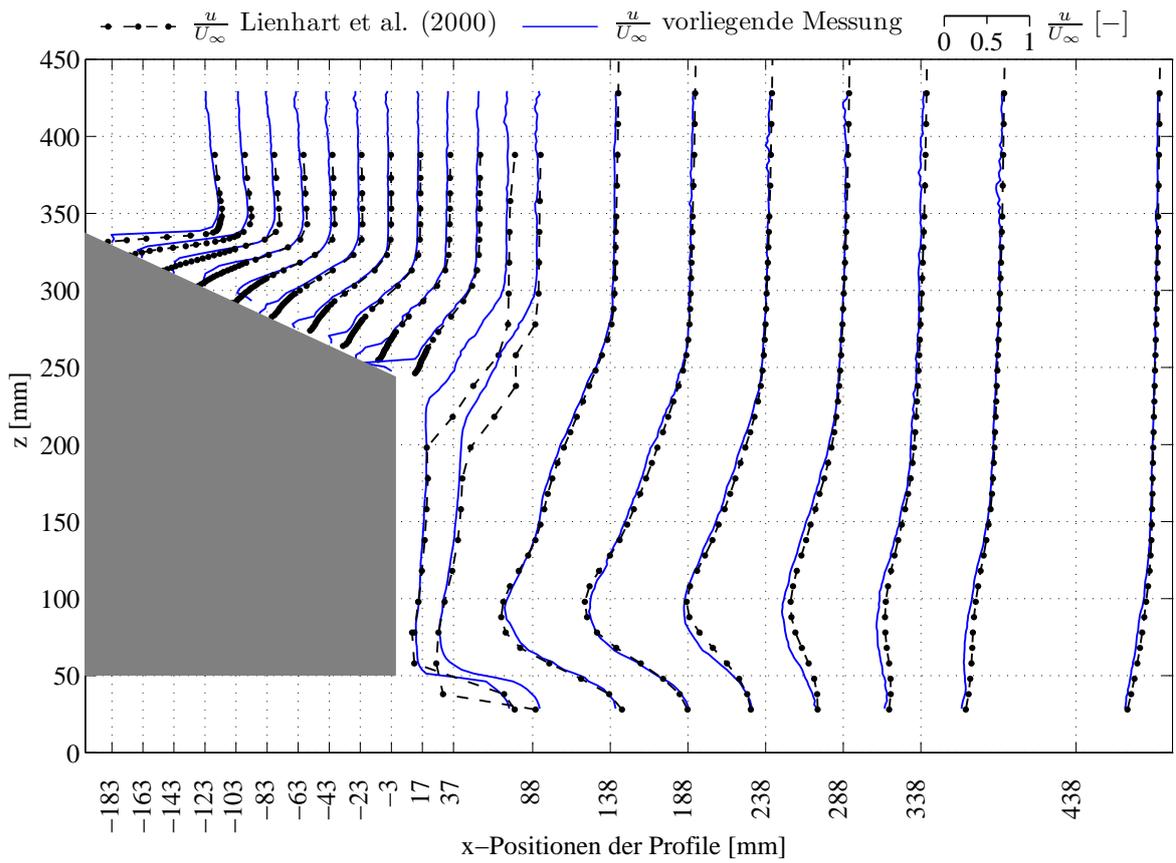
4.2.3 Vergleich mit LDA-Messdaten

Um eine Aussage über die Güte der Ergebnisse aus den PIV-Messungen zu erhalten, wurden diese mit verfügbaren Daten für eine symmetrische Anströmung verglichen. Abbildungen 4.20, 4.21 und 4.22 zeigen Profile der normierten Geschwindigkeitskomponente in Strömungsrichtung $u(x, y = konst, z)$ an mehreren Stellen im Nachlauf des Ahmed-Körpers für die beiden untersuchten Heckvarianten. Dabei sind auf der Abszisse die x -Positionen der Geschwindigkeitsprofile angegeben. Die punktierten senkrechten Linien markieren jeweils den Nullpunkt der zugehörigen Profile. Dargestellt sind Ergebnisse von Lienhart et al. [17], welche aus umfangreichen LDA-Untersuchungen stammen, sowie die aus den vorliegenden PIV-Messungen ermittelten Profile. Letztere wurden durch lineare Interpolation zwischen zwei x -Positionen in Strömungsrichtung gewonnen, da die diskreten Datenpunkte der Ergebnisse von Lienhart et al. sich nur annähernd mit denen der PIV-Messungen decken. Der Abstand zwischen zwei Datenpunkten der mittels PIV erhaltenen Vektorfelder, welcher aus den Einstellungen bei der Auswertung der Bilder resultiert (*Interrogation Area Size, Overlap*), liegt bei ca. 2.5 mm .

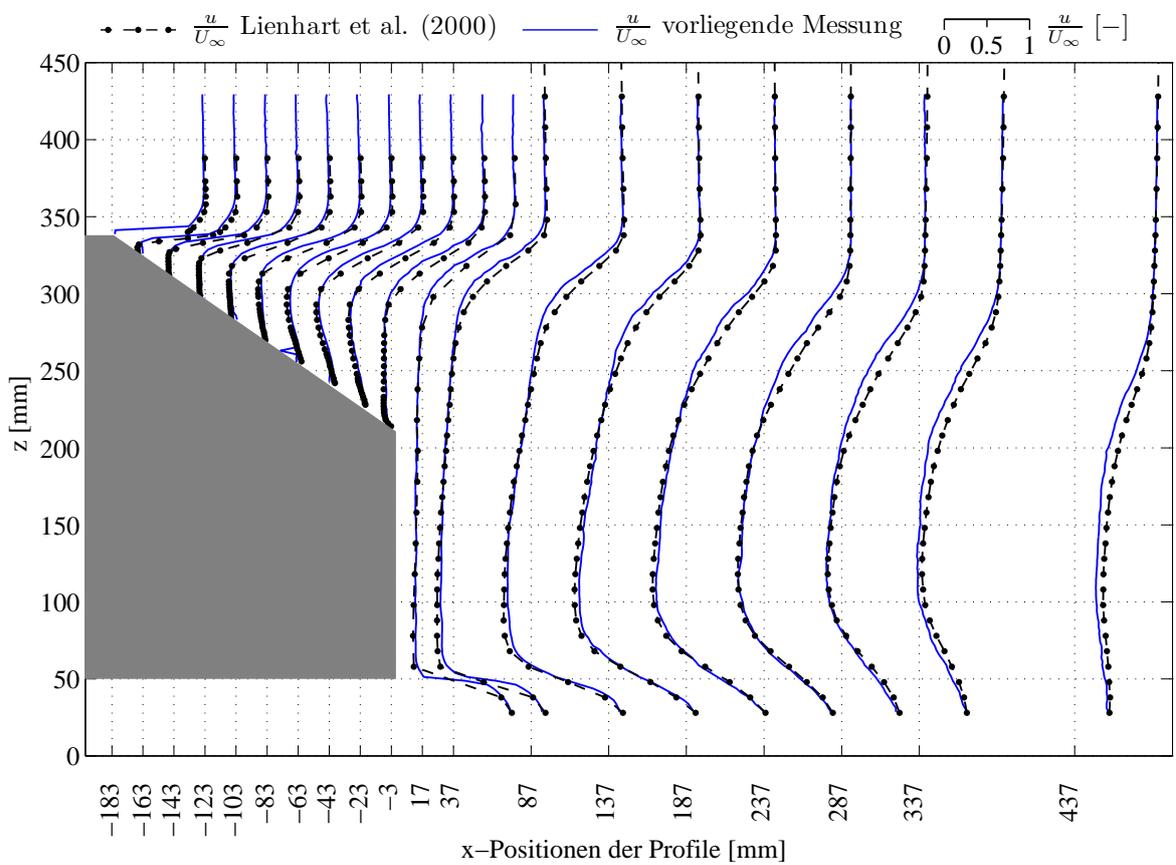
Der Vergleich der beiden unabhängigen Messreihen zeigt eine ausgezeichnete Übereinstimmung der Geschwindigkeitsprofile in weiten Bereichen des Nachlaufs. In Abbildung 4.20 ist die Symmetrieebene für beide Modelle dargestellt, wobei geringe Abweichungen in wandnahen Bereichen entlang der Heckschräge $\varphi = 25^\circ$ erkennbar sind. Am Modell mit $\varphi = 35^\circ$ zeigen sich Differenzen im Bereich der Trennstromlinie zwischen Totwasser und Außenströmung, welche von der oberen Kante der Heckschräge in Strömungsrichtung leicht abfallend verläuft (Bereich ca. $350\text{ mm} \leq z \leq 300\text{ mm}$). Beides könnte mit der geringeren Reynoldszahl bei den PIV-Aufnahmen begründet werden, da in beiden Fällen die mäßigen Abweichungen in Zonen erhöhter Turbulenz (Scherschichten) auftreten. Ein weiterer Grund könnte sein, dass Lienhart et al. [17] für deren Messungen durch spezielle Maßnahmen am Modell bewusst eine voll turbulente Grenzschicht erzeugt haben¹.

Eine größere Abweichung für das Modell mit dem unterkritischen Heckschrägenwinkel $\varphi = 25^\circ$ ist nur am Verlauf des Profils an der Stelle $x = 37\text{ mm}$ in Bodennähe erkennbar. Dabei handelt es sich aber vermutlich um einen schadhafte Datenpunkt der LDA-Untersuchungen, was der Verlauf der benachbarten Geschwindigkeitsprofile sowie der korrespondierende Datenpunkt am 35° -Heck ahnen lässt.

¹Dies wurde gemacht, da die Ergebnisse aus den LDA-Messungen von Lienhart et al. [17] zum Validieren diverser CFD-Codes bestimmt waren, welche die Grenzschicht voll turbulent berechneten.



(a) $\varphi = 25^\circ$



(b) $\varphi = 35^\circ$

Abbildung 4.20: Verlauf von u/U_∞ in der Symmetrieebene des Nachlaufs

Ähnliches wie in der Symmetrieebene zeigt der Vergleich der Profile in weiteren Ebenen $y = konst$, wie in den Abbildungen 4.21 und 4.22 ersichtlich. Erneut stimmen beide Verläufe in weiten Bereichen miteinander überein.

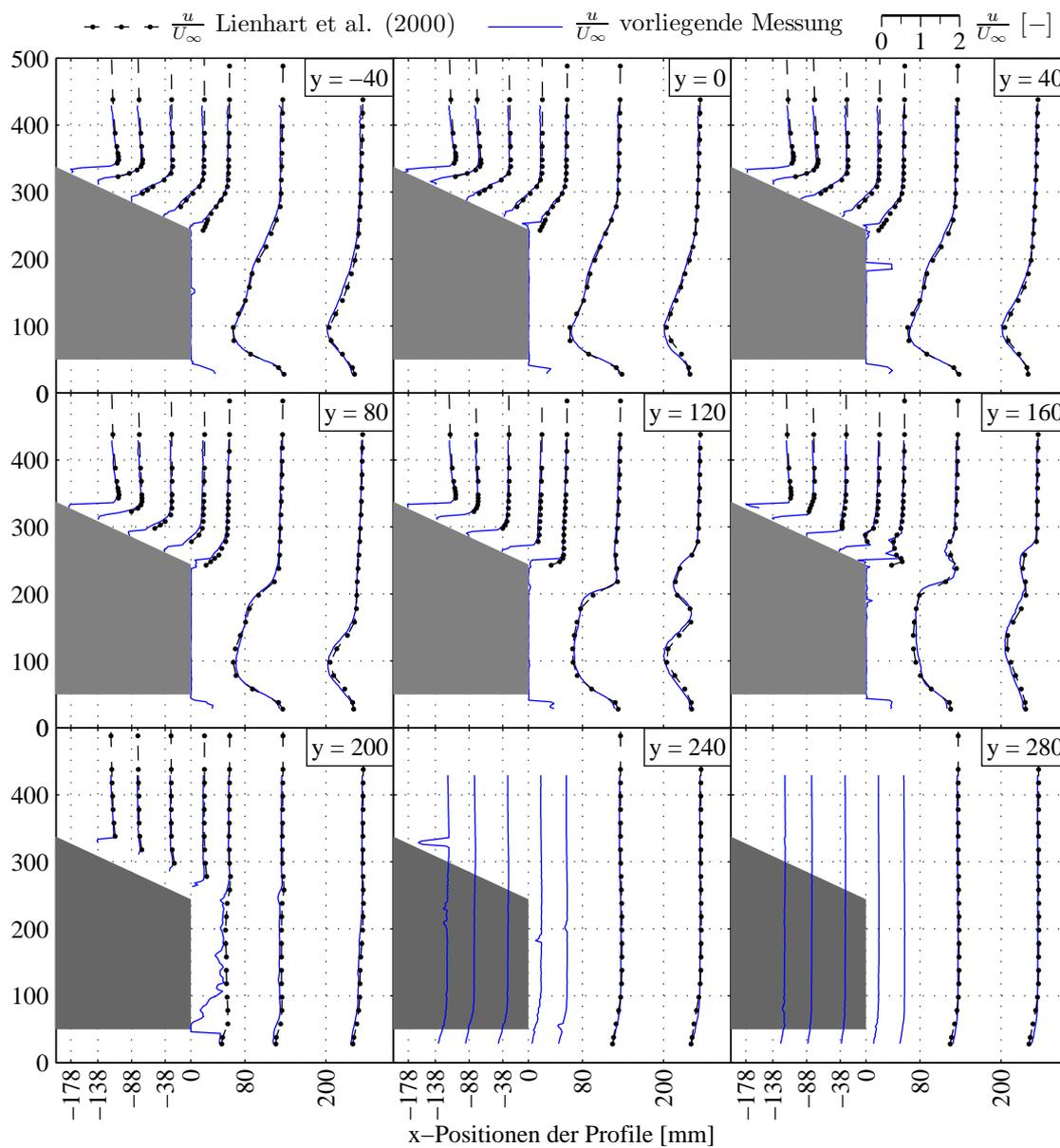


Abbildung 4.21: Verlauf von u/U_∞ in weiteren xz -Ebenen des Nachlaufs ($\varphi = 25^\circ$)

Auffallend sind allerdings die Abweichungen hinter dem Modell mit dem 25° -Heck in der Ebene $y = 200\text{ mm}$, welche sich dicht neben der Seitenfläche des Ahmed-Körpers befindet ($B_{Ahmed}/2 = 194.5\text{ mm}$). Dabei zeigen die Daten von Lienhart et al. eine annähernd ungestörte Parallelströmung, während die Daten der vorliegenden Arbeit dort noch eine Verzögerung der Strömung zeigen. Die Grenzschicht, welche sich entlang der Seitenfläche des Modells entwickelt, wird bei einer Anströmgeschwindigkeit von $U_\infty = 30\text{ m/s}$ sicher etwas dicker sein, und damit wird auch der Nachlauf geringfügig breiter, als dies bei einer Anströmgeschwindigkeit von $U_\infty = 40\text{ m/s}$ der Fall ist. Da die Messebene $y = 200\text{ mm}$ nur 5.5 mm neben der Seitenfläche des Körpers liegt, kann vermutet werden, dass bei den LDA-Messungen das Totwasser gerade nicht mehr erfasst wurde, bei den PIV-Messungen dagegen sehr wohl. Möglicherweise sind aber auch die im Folgenden beschriebenen Reflexionen am Modell bei den PIV-Messungen für die Abweichungen verantwortlich.

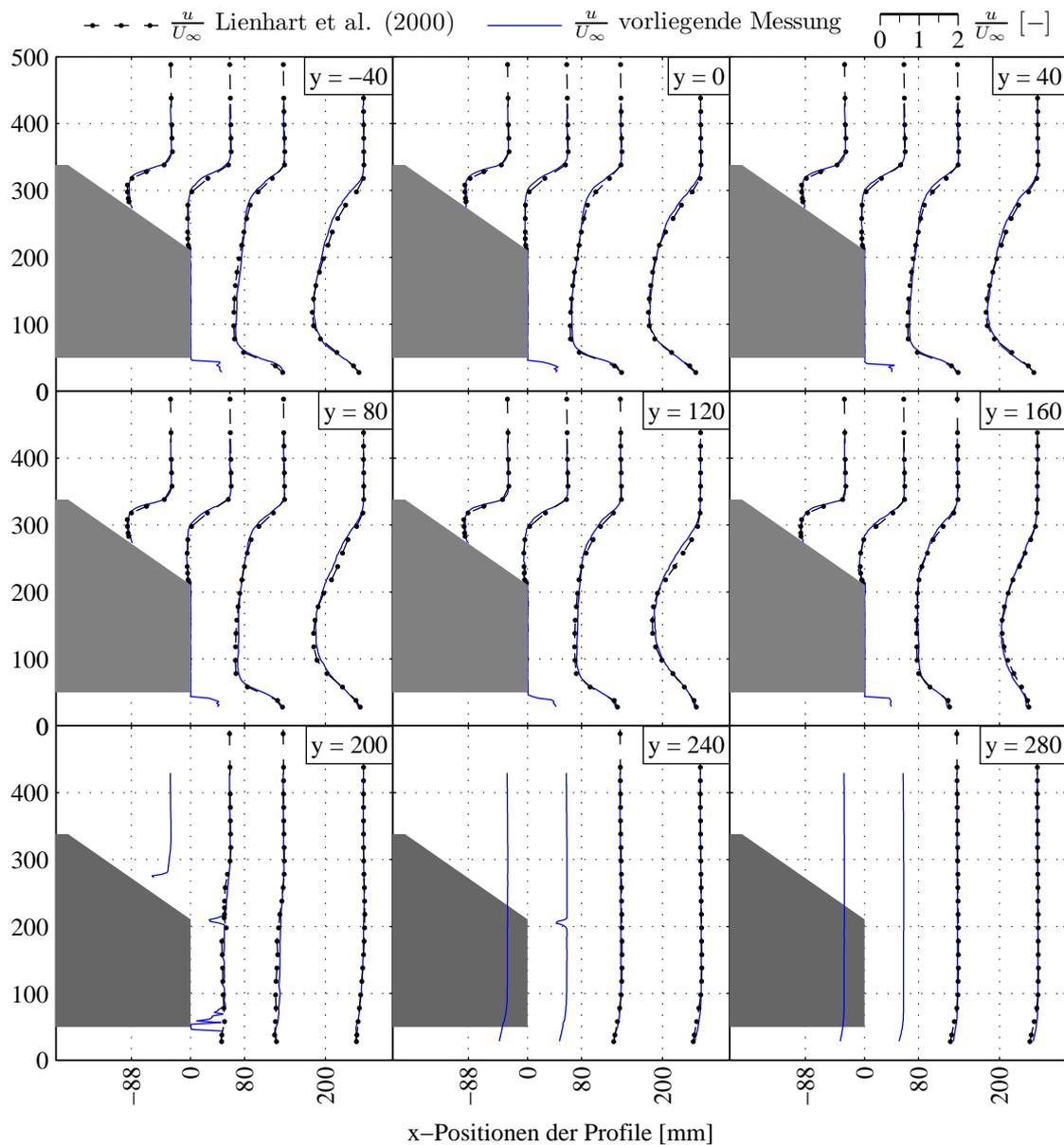


Abbildung 4.22: Verlauf von u/U_∞ in weiteren xz -Ebenen des Nachlaufs ($\varphi = 35^\circ$)

Ein immer wiederkehrendes Problem während der PIV-Messungen stellten Reflexionen des Laserlichts am Körper dar. Um dem entgegen zu wirken, wurde sowohl das Heck des Modells wie auch der Messstreckenboden teilweise mit einer mattschwarzen Folie aus dem Autobau beklebt (siehe Abschnitt 3.1). Dabei wurden die Seitenkanten der Heckschräge, sowie Seitenflächen des Modells bewusst nicht beklebt, da diese Regionen für die Bildung der C-Säulen-Wirbel entscheidend sind. Dadurch kam es an diesen Geometrien verstärkt zu Reflexionen, welche sich negativ auf die Auswertung der PIV-Aufnahmen auswirken². Aus diesem Grund sind in einigen Messebenen, die sich bereits neben dem Modell befinden, Unregelmäßigkeiten in den Profilen erkennbar. Diese Messfehler beschränken sich allerdings auf die unmittelbare Umgebung der Körperkontur.

²Derartige Zonen sind auf den Aufnahmen stark überbelichtet, wodurch kaum Tracerpartikel identifizierbar sind. Dadurch wird diesen Bereichen eine verschwindende Geschwindigkeit zugeordnet.

4.3 Strömungsbild bei Schräganströmung

Nach ausführlicher Diskussion der Strömung im Nachlauf des Ahmed-Körpers bei symmetrischer Anströmung, soll nun näher auf die Veränderungen im Strömungsbild mit dem Schiebewinkel eingegangen werden. Hierfür wird vorerst das 25° -Heck behandelt. Danach werden auch die Ergebnisse der PIV-Messungen am Modell mit der 35° -Heckschräge für die beiden Gierwinkel $\beta = -5^\circ$ und $\beta = +5^\circ$ dargestellt. Da die Geschwindigkeitsfelder für das 35° -Heck bei den drei größeren untersuchten Gierwinkeln, insbesondere bei $\beta = -12.5^\circ$, die beiden Zustände der bistabilen Strömung zeigen, werden die entsprechenden Daten im daran anschließenden Abschnitt näher erläutert. Für die folgenden Abbildungen gelten wieder die im Abschnitt 4.2.1 erwähnten Angaben zur Darstellung.

4.3.1 Umströmung des 25° -Hecks

Die Ergebnisse der PIV-Messungen am 25° -Heck bei den beiden betragsmäßig kleineren Gierwinkeln ($\beta = \pm 5^\circ$) zeigen ein ähnliches Bild des Nachlaufs wie bei symmetrischer Anströmung. In Abbildung 4.23 sind die beiden Ansichten der Totwasserschnitte für die beiden Gierwinkel dargestellt. In beiden Fällen ist die anliegende Strömung über die Heckschräge ersichtlich, welche erst an der Oberkante der Basis ablöst. Als Folge daraus entwickelt sich ein relativ kleines Totwasser.

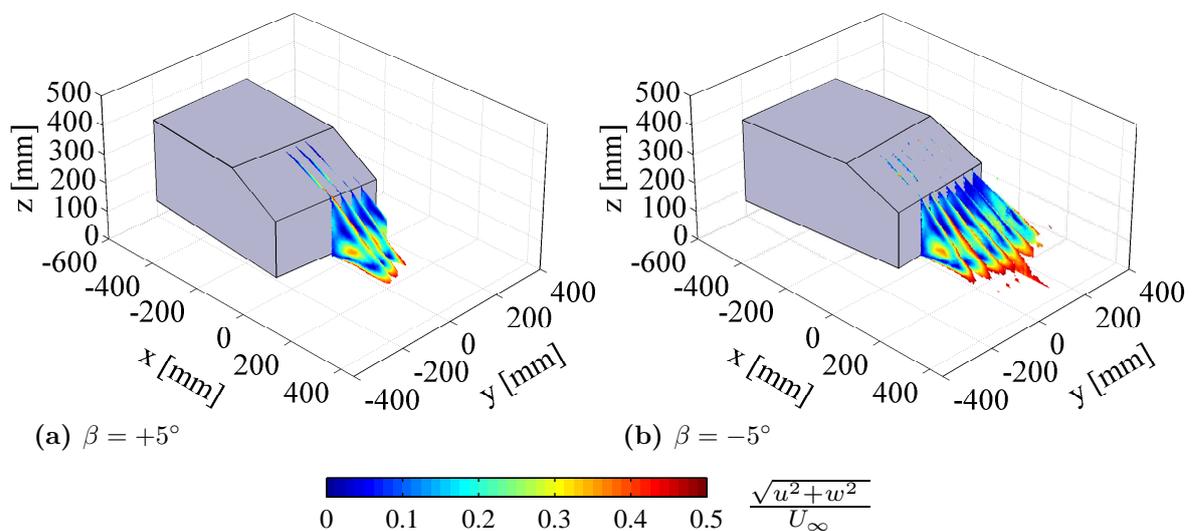


Abbildung 4.23: Ansicht der Schnitte durch den Nachlauf bei Schräganströmung für das Modell mit der Heckschräge $\varphi = 25^\circ$

Vergleicht man die einzelnen Geschwindigkeitsfelder für das 25° -Heck beim Gierwinkel von $\beta = +5^\circ$ (Abbildung 4.24) mit denen bei $\beta = -5^\circ$ (Abbildung 4.25), erkennt man eine gute Übereinstimmung der Nachläufe in der Spiegelebene $y = 0 \text{ mm}$, sowie ein annähernd gleiches Bild des Nachlaufs für $y = -40 \text{ mm}$ bei $\beta = 5^\circ$ wie in der Ebene $y = 40 \text{ mm}$ für $\beta = -5^\circ$. Gleiches kann gesagt werden für die beiden gespiegelten Ebenen ($y = 40 \text{ mm}$ für $\beta = 5^\circ$ und $y = -40 \text{ mm}$ für $\beta = -5^\circ$), wobei in diesen beiden Bildern bereits wieder der C-Säulen-Wirbel im hinteren Bereich geschnitten ersichtlich ist. Da diese drei Schnitte durch den Nachlauf im Grunde genommen jeweils

das Spiegelbild der Ebenen für den äquivalenten anderen Gierwinkel darstellen, wurde auch erwartet, dass zumindest annähernd die gleichen Geschwindigkeitsfelder gemessen werden. So können die Ergebnisse aus den beiden Messreihen bei $\beta = +5^\circ$ und $\beta = -5^\circ$ als ein vollständiges Strömungsbild im Nachlauf bei einem Gierwinkel von $\beta = \pm 5^\circ$ im Bereich von $-320 \text{ mm} \leq y \leq 320 \text{ mm}$ angesehen werden.

Die Ergebnisse der Messungen beim positiven Schiebewinkel $\beta = +5^\circ$ (Abbildung 4.24) zeigen dabei die windabgewandte Seite des Nachlaufs, wobei bereits in der Messebene $y = 120 \text{ mm}$ der C-Säulen-Wirbel eindeutig oberhalb der Heckschrägenkante erkennbar ist und der Nachlauf bei $y = 160 \text{ mm}$ bereits neben dem Modell geschnitten wird. Dort sieht man noch die Aufwärtsrichtung der Stromlinien zur Heckschräge hin, und die Ebenen $y \geq 200 \text{ mm}$ zeigen wiederum eine reine Parallelströmung. An der windabgewandten Seite ist der Einfluss des C-Säulen-Wirbels in vier Schnittebenen erkennbar ($y = 40 \text{ mm}$ bis $y = 160 \text{ mm}$, ansatzweise auch in der Spiegelebene ab $x \geq 400 \text{ mm}$).

Dagegen ist der Einflussbereich des Wirbels an der windzugewandten Seite (luvseitig) des Nachlaufs, welche beim negativen Schiebewinkel von $\beta = -5^\circ$ (Abbildung 4.25) erfasst wurde, bereits im rückwärtigen Teil des Messbereichs in der Ebene $y = 120 \text{ mm}$ erkennbar und wirkt in weiteren fünf Schnitten bis hin zur etwas aufwärts gerichteten Strömung bei $y = 280 \text{ mm}$. Der Wirbel nimmt also an der dem Wind zugewandten Seite an Ausmaß und Intensität zu, was auch in den Ebenen $y = 200 \text{ mm}$ und $y = 240 \text{ mm}$ durch die Größe des beeinflussten Gebiets erkennbar ist.

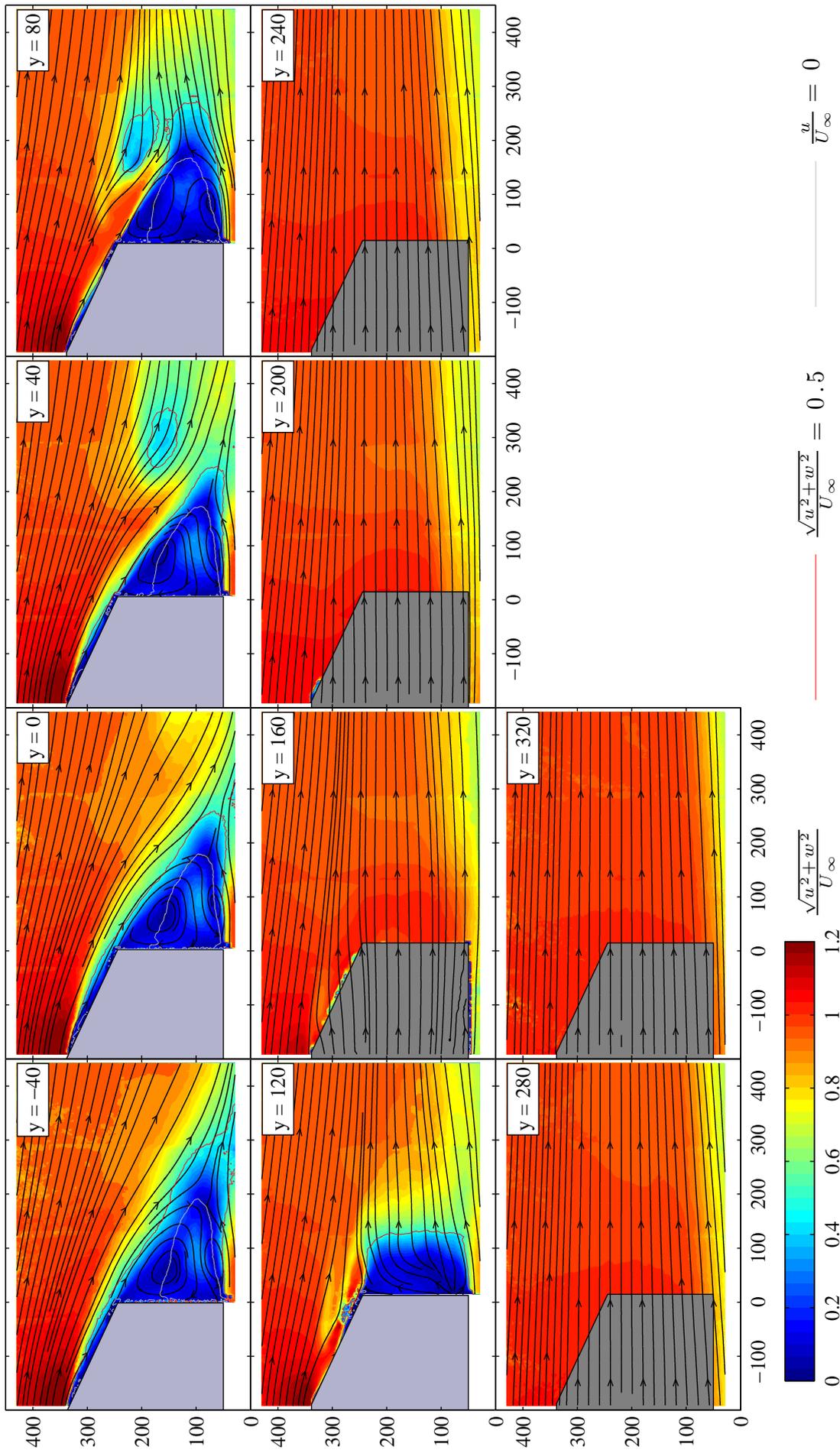


Abbildung 4.24: Stromlinien und Geschwindigkeitsfeld bei Schräganströmung für das Modell mit $\varphi = 25^\circ$ bei $\beta = 5^\circ$

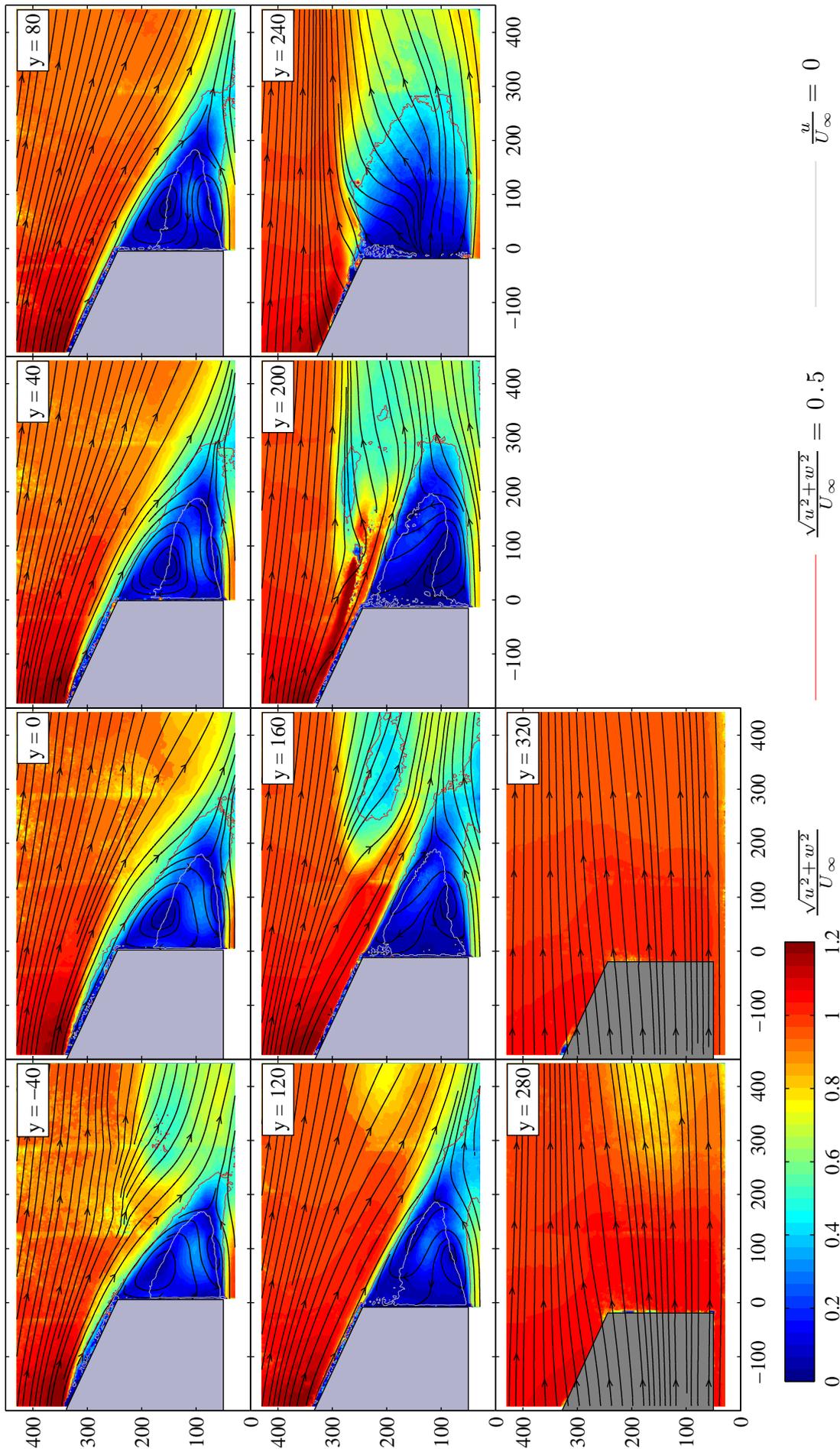


Abbildung 4.25: Stromlinien und Geschwindigkeitsfeld bei Schräganströmung für das Modell mit $\varphi = 25^\circ$ bei $\beta = -5^\circ$

Für die größeren Schiebewinkel wurde nur der negative Winkelbereich ($\beta = -10^\circ$, -12.5° und -15°) untersucht, wobei bei diesen Anstellwinkeln einige Probleme auftraten. So wurde die Messreihe beim Gierwinkel $\beta = -15^\circ$, wie im Abschnitt 3.4.3 bereits erwähnt, wegen eines Lieferengpasses mit einem anderen Nebelfluid erfasst, welches sich im Zuge der Auswertungen als weniger geeignet herausgestellt hat. Die Messungen bei $\beta = -12.5^\circ$ wurden noch mit dem Original-Nebelfluid des Herstellers des Seeding-Generators (Firma *Ehle*) durchgeführt. Da die Daten zu dieser Messreihe auch vermehrt Problemstellen aufweisen, und nach diesen Aufnahmen die Seeding-Flüssigkeit fast verbraucht war, kann es sein, dass bereits im Zuge dieser Aufnahmen etwas zu wenig Seeding in der Messstrecke vorhanden war. Die Fehlstelle in der Messebene $y = 80\text{ mm}$ für den Gierwinkel $\beta = -15^\circ$ (Abbildung 4.29) wurde ebenfalls bereits in Abschnitt 3.4.3 begründet (falsche Traversenposition).

Hier ist auch zu bedenken, dass für das unterkritische Heck bei derartig großen Schiebewinkeln ($-15^\circ \leq \beta \leq -10^\circ$) eine stark dreidimensionale Strömung vorliegt, und damit die Auswertung der zweidimensionalen PIV-Aufnahmen problematischer ist, als dies bei der symmetrischen Anströmung der Fall war. Dies ist auch in den Darstellungen der Geschwindigkeitsfelder an den "fleckigen" Bereichen erkennbar, welche entstehen, wenn in einigen Punkten zu wenige Vektoren validiert werden. Es sei an dieser Stelle aber noch einmal darauf hingewiesen, dass keinerlei Filterfunktionen bei der Datenauswertung angewendet wurden. Geeignete Filter hätten durch Substitution fehlerhafte Bereiche geglättet, wodurch die dargestellten Geschwindigkeitsfelder gleichmäßiger erscheinen würden. Allerdings würden dadurch auch alle anderen Messdaten bis zu einem gewissen Grad verfälscht werden.

Trotz der oben genannten Einschränkungen sind die Strukturen der Nachläufe für die drei betragsmäßig größeren Schiebewinkel gut erkennbar. Die zugehörigen Geschwindigkeitsfelder sind in den Abbildungen 4.27 ($\beta = -10^\circ$), 4.28 ($\beta = -12.5^\circ$) und 4.29 ($\beta = -15^\circ$) dargestellt. Es ist ersichtlich, dass für diese drei Anstellwinkel das grundsätzliche Strömungsbild gleich ist, weshalb im Folgenden exemplarisch nur jenes für $\beta = -12.5^\circ$ näher erläutert wird.

So ist für $\beta = -12.5^\circ$ in den Messebenen, welche die Luvseite des Hecks zeigen ($200\text{ mm} \leq y \leq 360\text{ mm}$), ein deutlich größerer Bereich durch den darin als geschnitten erkennbaren Längswirbel beeinflusst, als dies für kleinere Gierwinkel der Fall war. Auffallend ist vor allem, dass der Längswirbel bereits über der Heckschräge einen relativ großen Durchmesser hat und damit auch in weiter innen liegenden Messebenen über dem Modell ($200\text{ mm} \leq y \leq 280\text{ mm}$) festzustellen ist. Bei kleineren Gierwinkeln dagegen war der C-Säulen-Wirbel immer in unmittelbarer Nähe der Heckschrägenkante in nur einer Messebene erkennbar. Dies deutet darauf hin, dass sich der Wirbel bereits stromaufwärts auszubilden beginnt.

Dass sich für große Anstellwinkel bereits stromaufwärts ein Längswirbel bildet, kann anhand eines quer angeströmten Quaders verdeutlicht werden, wie dies in Abbildung 4.26 schematisch dargestellt ist. Dabei wird die Strömung, welche auf die windzugewandte Seitenfläche trifft, teilweise nach oben hin abgedrängt. An der luvseitigen Dachseitenkante rollt sich dadurch ein Längswirbel über der Dachfläche auf, welcher stromabwärts an Intensität zunimmt. An der windabgewandten Seitenfläche ist die Geschwindigkeit der Strömung aufgrund der Abschattung durch den Quader geringer als die Geschwindigkeit der Strömung über die Dachfläche. Dadurch bildet sich ein weiterer Längswirbel an der leeseitigen Dachseitenkante, welcher allerdings neben der

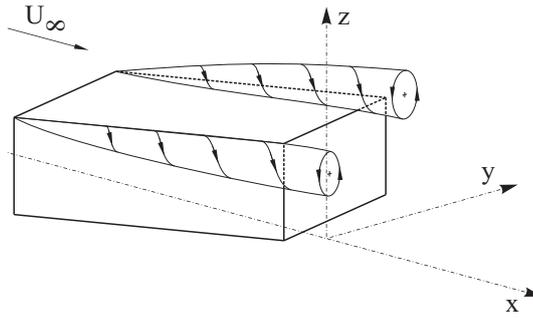


Abbildung 4.26: Schema der sich ausbildenden Wirbeltüten an den Seitenkanten eines schiebend angeströmten Quaders im zeitlichen Mittel (in Anlehnung an [12])

Seitenfläche nach hinten abgeht. Beide Längswirbel haben dabei denselben Drehsinn (von hinten gegen den Uhrzeigersinn). Derartige Seitenkanten-Wirbel sind vor allem von schiebend angeströmten Containern oder Eisenbahnwaggonen bekannt, treten aber auch an Häusern mit Flachdach auf, wie Hucho [12] berichtet.

Da der Mittelteil des Ahmed-Körpers der Geometrie des Quaders entspricht, insbesondere die scharfen Seitenkanten, kann davon ausgegangen werden, dass sich auch am Ahmed-Körper derartige Längswirbel an den Seitenkanten ausbilden. Der Seitenkanten-Wirbel auf der windzugewandten Seite weist dabei denselben Drehsinn wie der für kleinere Gierwinkel besprochene C-Säulen-Wirbel auf. Es gilt daher als wahrscheinlich, dass sich für betragsmäßig größere Schiebewinkel ($|\beta| \geq 10^\circ$) an der Luvseite des Modells nur ein Längswirbel ausbildet, da der Seitenkanten-Wirbel praktisch direkt in den C-Säulen-Wirbel übergeht. In den innen liegenden Messebenen ($y \leq 160 \text{ mm}$) ist wieder eine abwärts gerichtete Strömung und für Messebenen dicht neben dem Modell ($y \geq 320 \text{ mm}$) eine aufwärts gerichtete Strömung ersichtlich. Dies zeigt wiederum den Drehsinn des luvseitigen Längswirbels, also gegen den Uhrzeigersinn (von hinten).

Anders verhält es sich dagegen an der Leeseite des Hecks, welche durch die Verdrehung des Modells bereits im Bereich der Messebene $y = -40 \text{ mm}$ liegt. Der Drehsinn des Seitenkanten-Wirbels an der windabgewandten Seite des Quaders ist wiederum gegen den Uhrzeigersinn (von hinten), also auswärts drehend, und damit gegen den Drehsinn des klassischen C-Säulen-Wirbels, wie dieser auch noch für kleinere Gierwinkel erfasst wurde. Da die Strömung entlang der windabgewandten Seitenfläche mit steigendem Gierwinkel immer mehr behindert wird, wird auch die Intensität des sich daraus bildenden C-Säulen-Wirbels zurückgehen. Dies ist auch an den Messebenen erkennbar, welche nahe der Leeseite liegen ($y \leq 40 \text{ mm}$), da die Strömung hinter dem Heck des Ahmed-Körpers nur mehr etwas abwärts gerichtet ist (im Gegensatz zu der stark abwärts gerichteten Strömung für $y \geq 80 \text{ mm}$). Es kann daher angenommen werden, dass sich für Gierwinkel $|\beta| \geq 10^\circ$ der leeseitige C-Säulen-Wirbel nicht mehr bildet. Für größere Schiebewinkel setzt sich dafür der leeseitige Längswirbel, der sich an der Dachseitenkante bildet, auch über die Heckschrägenseitenkante hinweg fort. Da dieser bereits neben der Seitenfläche liegt, ist in den inneren Messebenen ($y = -40 \text{ mm}$ und $y = 0 \text{ mm}$) lediglich eine geringe Beeinflussung ersichtlich.

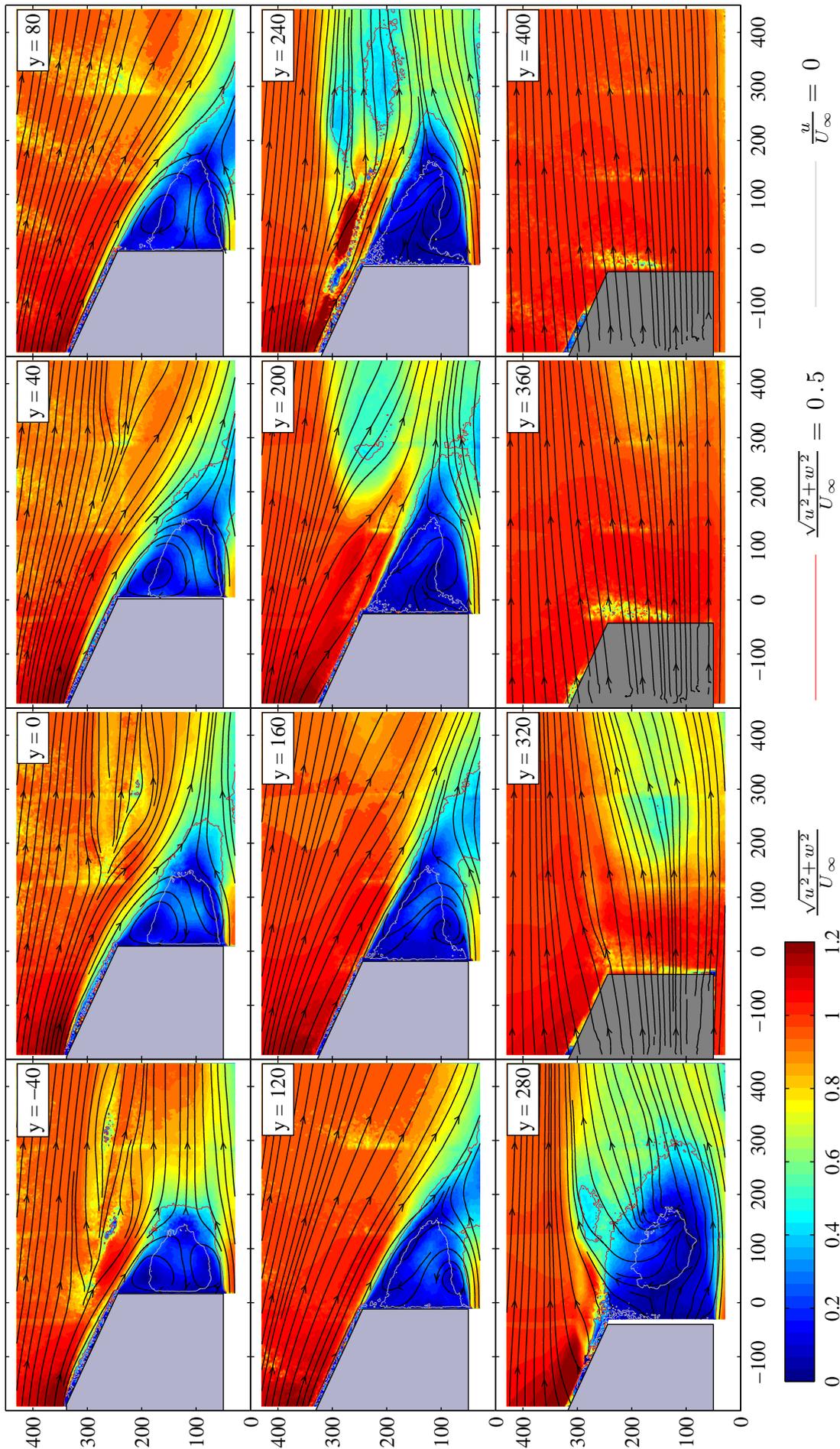


Abbildung 4.27: Stromlinien und Geschwindigkeitsfeld bei Schräganströmung für das Modell mit $\varphi = 25^\circ$ bei $\beta = -10^\circ$

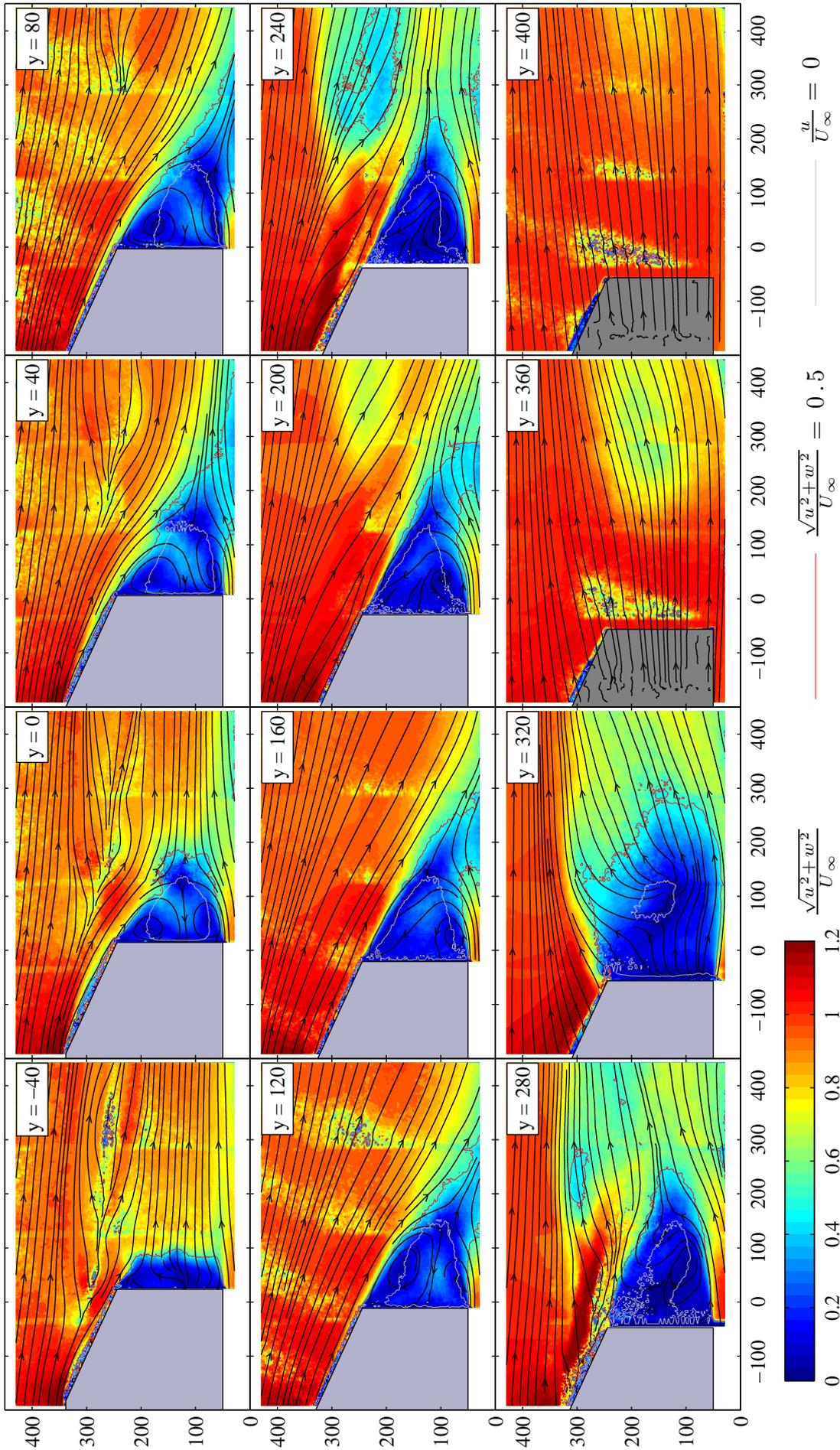


Abbildung 4.28: Stromlinien und Geschwindigkeitsfeld bei Schräganströmung für das Modell mit $\varphi = 25^\circ$ bei $\beta = -12.5^\circ$

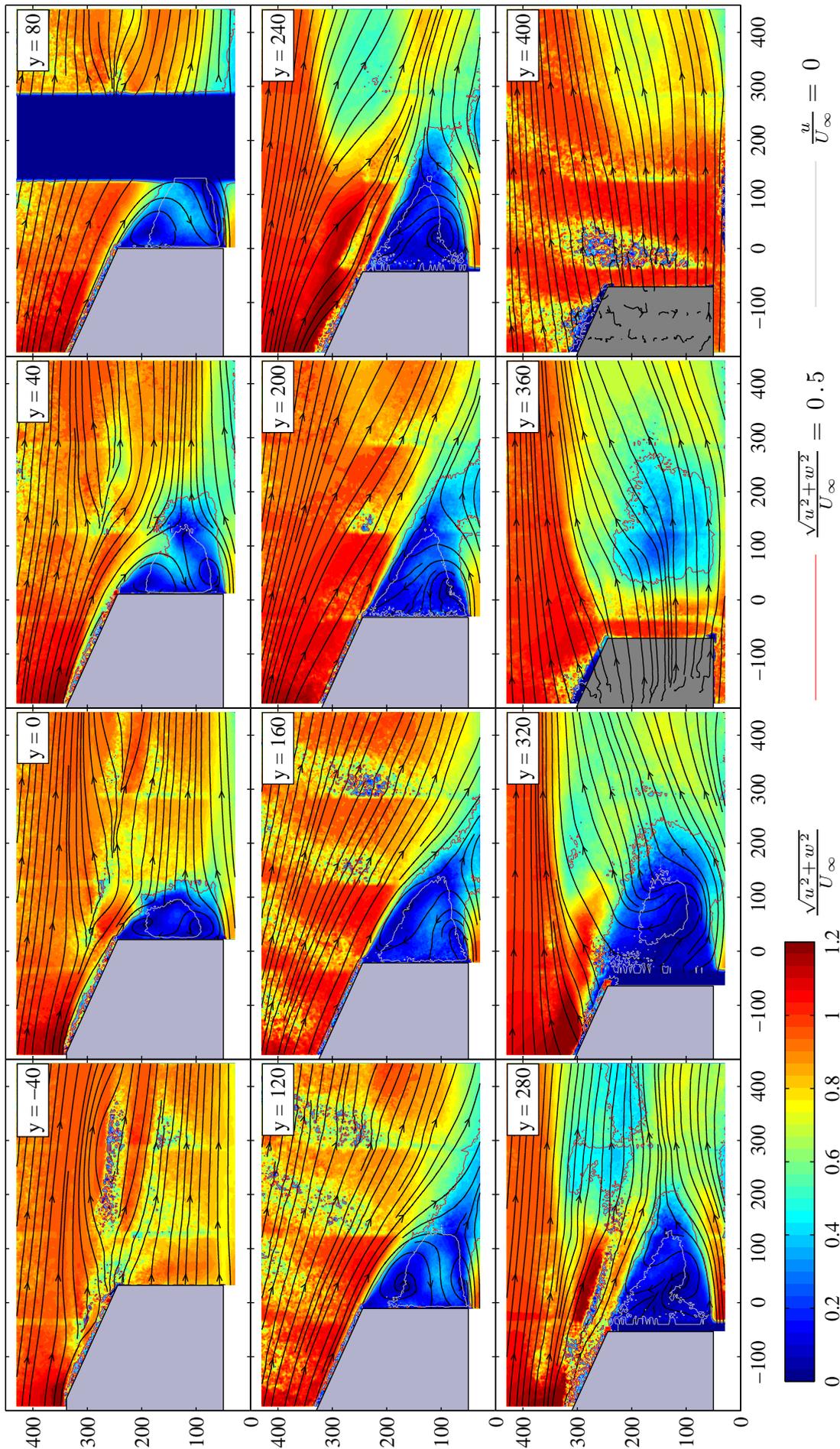


Abbildung 4.29: Stromlinien und Geschwindigkeitsfeld bei Schräganströmung für das Modell mit $\varphi = 25^\circ$ bei $\beta = -15^\circ$

Dass die Strömung auch für derartige Anstellwinkel über die Heckschräge anliegend bleibt, und sich damit das für Fließheckfahrzeuge typische kleine Totwasser ausbildet, ist in Abbildung 4.30 ersichtlich³. Auffallend ist dabei, dass das Totwasser an der Luvseite des Modells nach oben abgedrängt erscheint. Dies deutet auf die Bildung eines weiteren Längswirbels hin, welcher bisher eventuell gänzlich außer Acht gelassen wurde. An der Unterkante der luvseitigen Seitenfläche dürfte sich nämlich ebenfalls ein Längswirbel formieren, allerdings mit einem Drehsinn im Uhrzeigersinn (von hinten). Dieser wird vermutlich eine weitaus geringere Intensität haben als der obere Seitenkanten-Wirbel. Allerdings reicht dessen Energie aus, das Totwasser etwas nach oben abzudrängen. Ansonst erscheinen die Totwassergebiete in einem ähnlichen Ausmaß, wie dies bei symmetrischer Anströmung der Fall war.

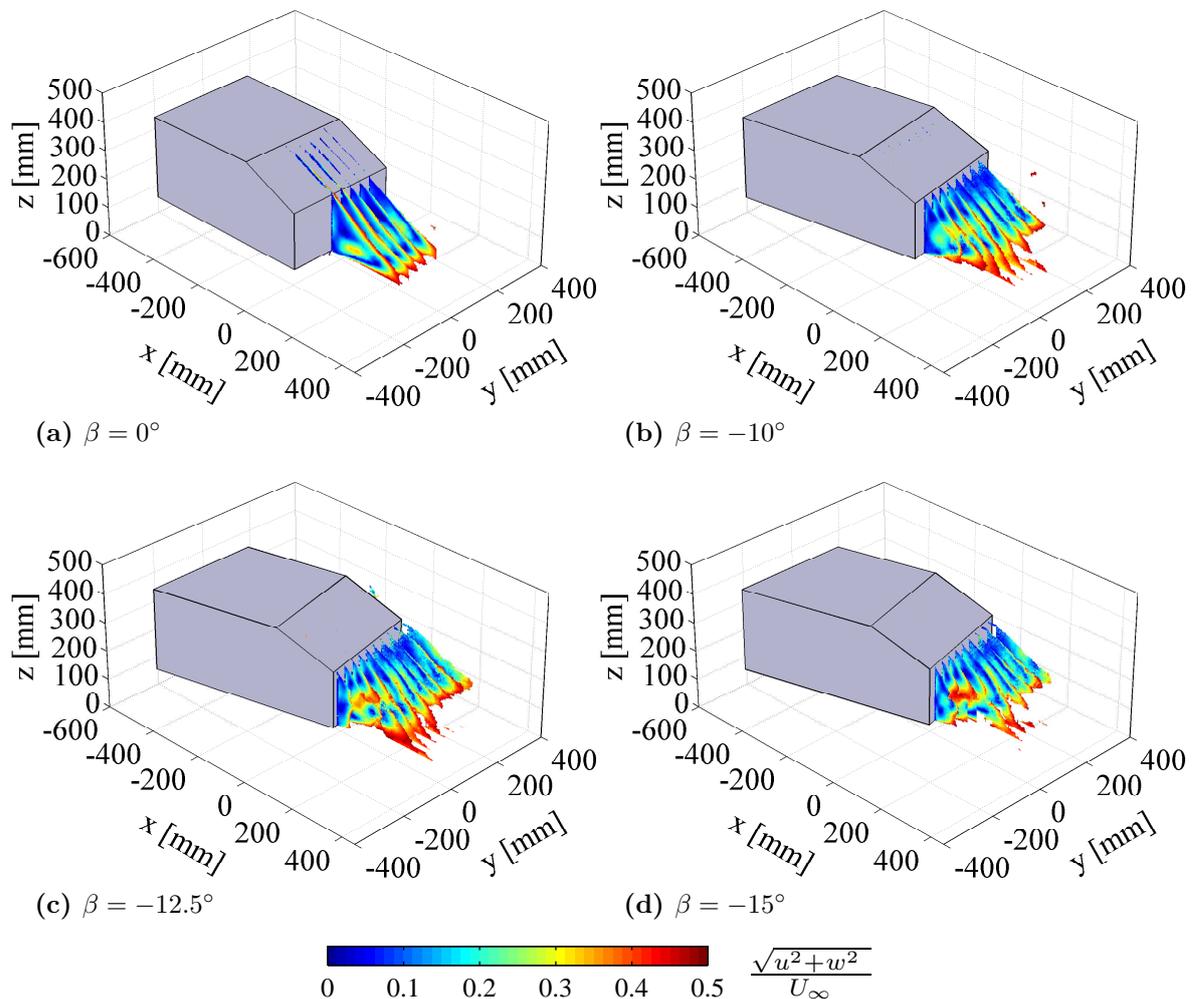


Abbildung 4.30: Ansicht der Schnitte durch den Nachlauf bei Schräganströmung für das Modell mit der Heckschräge $\varphi = 25^\circ$

³Die Darstellung der Schnitte des Totwassers für $\beta = 0^\circ$ ist in Abbildung 4.30a bewusst erneut angegeben (vgl. Abbildung 4.17a), um einen direkten Vergleich mit den hier besprochenen Fällen zu ermöglichen.

In Abbildung 4.31 ist das eben beschriebene Bild der Umströmung für das Modell mit der unterkritischen Heckschräge für $\beta = -12.5^\circ$ schematisch dargestellt. Zur Verdeutlichung sind einige Stromlinien eingetragen.

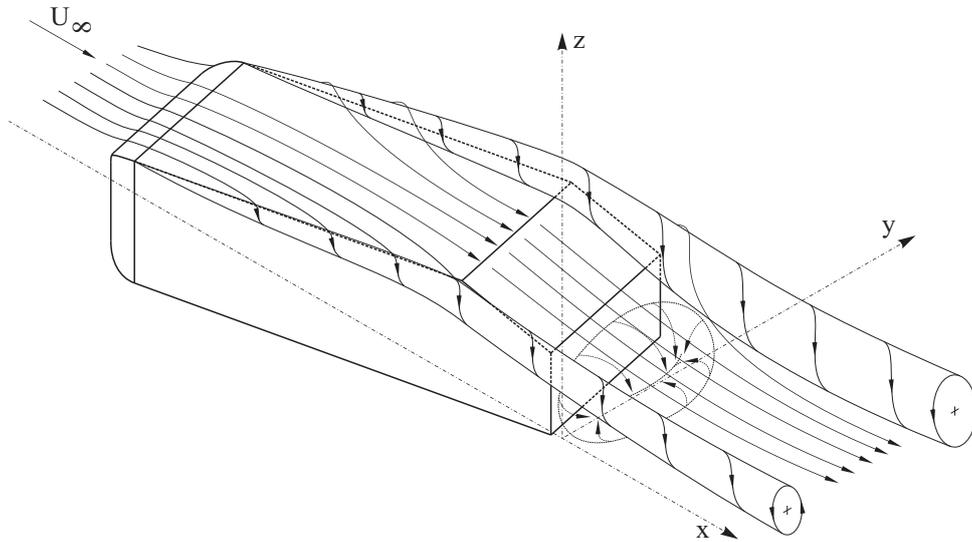


Abbildung 4.31: Strömungsschema des Nachlaufs für das 25° -Heck bei einem Schiebewinkel von $\beta = -12.5^\circ$

4.3.2 Umströmung des 35° -Hecks

Wie erwartet weist das Modell mit der 35° -Heckschräge auch unter einer geringen schiebenden Anströmung ($\beta = \pm 5^\circ$) ein sehr großes Totwasser auf, welches sich durch die Ablösung bereits an der Oberkante der Heckschräge über die gesamte rückwärtige Fläche des Modells erstreckt. In Abbildung 4.32 ist die Ansicht der beiden Totwassergebiete dargestellt, wobei diese in Strömungsrichtung scheinbar bereits über das Messgebiet hinausragen. Auffallend ist eine "Eindellung" des Totwassers im rückwärtigen Teil des Messbereichs für $\beta = -5^\circ$ (Abbildung 4.32b). Darauf wird im folgendem Abschnitt näher eingegangen. Abgesehen von dieser Abweichung liegt also wieder das klassische Strömungsbild des Vollhecks vor, mit dem darin eingeschlossenen Ringwirbel.

Für diese Heckkonfiguration können nun wieder die Spiegelebene ($y = 0 \text{ mm}$) und die beiden am nächsten liegenden Schnittebenen ($y = -40 \text{ mm}$ und $y = 40 \text{ mm}$) für die Untersuchungen bei den beiden Gierwinkeln $\beta = \pm 5^\circ$ gespiegelt miteinander verglichen werden. Die Geschwindigkeitsfelder der einzelnen Messebenen sind in den Abbildungen 4.33 ($\beta = +5^\circ$) und 4.34 ($\beta = -5^\circ$) dargestellt. Dabei zeigt sich erneut ein sehr ähnliches Bild, weshalb wieder von einer bezogen auf die Symmetrieebene des Windkanals symmetrischen Entwicklung des Nachlaufs für dieselben Beträge des Schiebewinkels im positiven und negativen Bereich ausgegangen werden kann.

Der erwähnte Ringwirbel ist in den Schnitten für beide Gierwinkel an den zwei gegenläufigen Wirbeln hinter dem Modell erkennbar, wobei diese leeseitig ($\beta = 5^\circ$) bis zur Ebene $y = 80 \text{ mm}$ zu sehen sind. In der Messebene $y = 120 \text{ mm}$ scheint sich dieser wieder zu schließen, wobei dieser Umstand hier nicht eindeutig ersichtlich ist. Dies ist wichtig, da das Bild der Vollheckumströmung mit dem im Totwasser eingeschlossenen Ringwirbel erst seit kurzem in dieser Form in der Literatur beschrieben wird

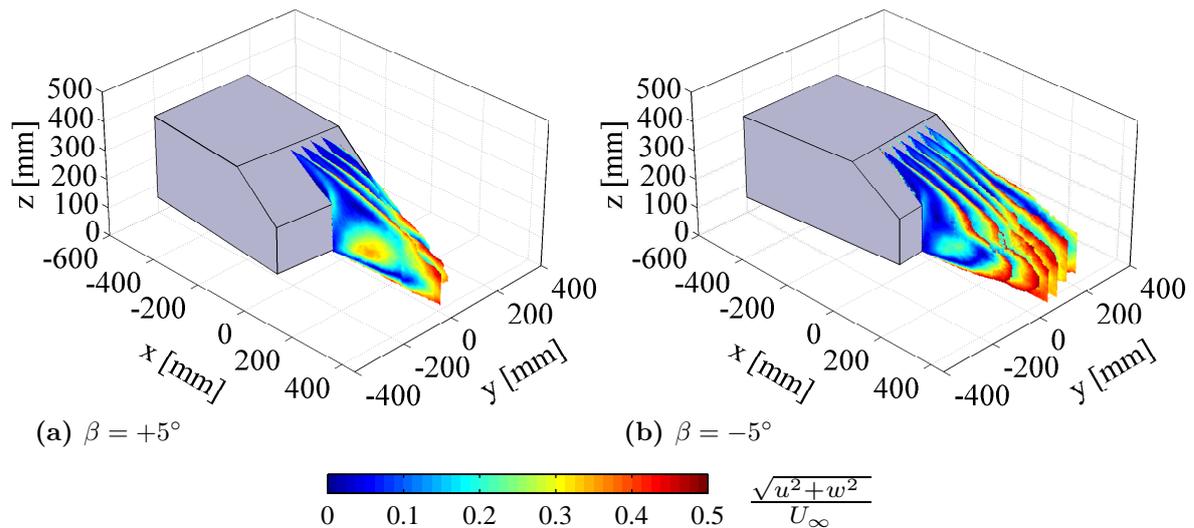


Abbildung 4.32: Ansicht der Schnitte durch den Nachlauf bei Schräganströmung für das Modell mit der Heckschräge $\varphi = 35^\circ$

(vgl. [15]). Früher ist man davon ausgegangen, dass die beiden gegenläufigen Wirbel als Hufeisenwirbel nach hinten abgehen (vgl. [14]). Derartige Wirbel, die nach hinten abgehen, konnten allerdings im Zuge der Messungen zur vorliegenden Arbeit bei diesem Schiebewinkel nicht ausgemacht werden, was auch an den dargestellten Schnitten des Nachlaufs ersichtlich ist.

Die luvseitige Hälfte des Nachlaufs ($\beta = -5^\circ$) zeigt die gegenläufigen Wirbel bis hin zur Messebene $y = 160 \text{ mm}$, wobei sich die Wirbelzentren zu weiter außen liegenden Schnittebenen hin leicht in Strömungsrichtung nach hinten verschieben. Dieser Umstand könnte nun als Hinweis auf die oben erwähnten nach hinten abgehenden Hufeisenwirbel gedeutet werden. Allerdings ist in der Messebene $y = 200 \text{ mm}$ ersichtlich, dass sich die beiden Wirbel hier zu nur einem Ringwirbel schließen.

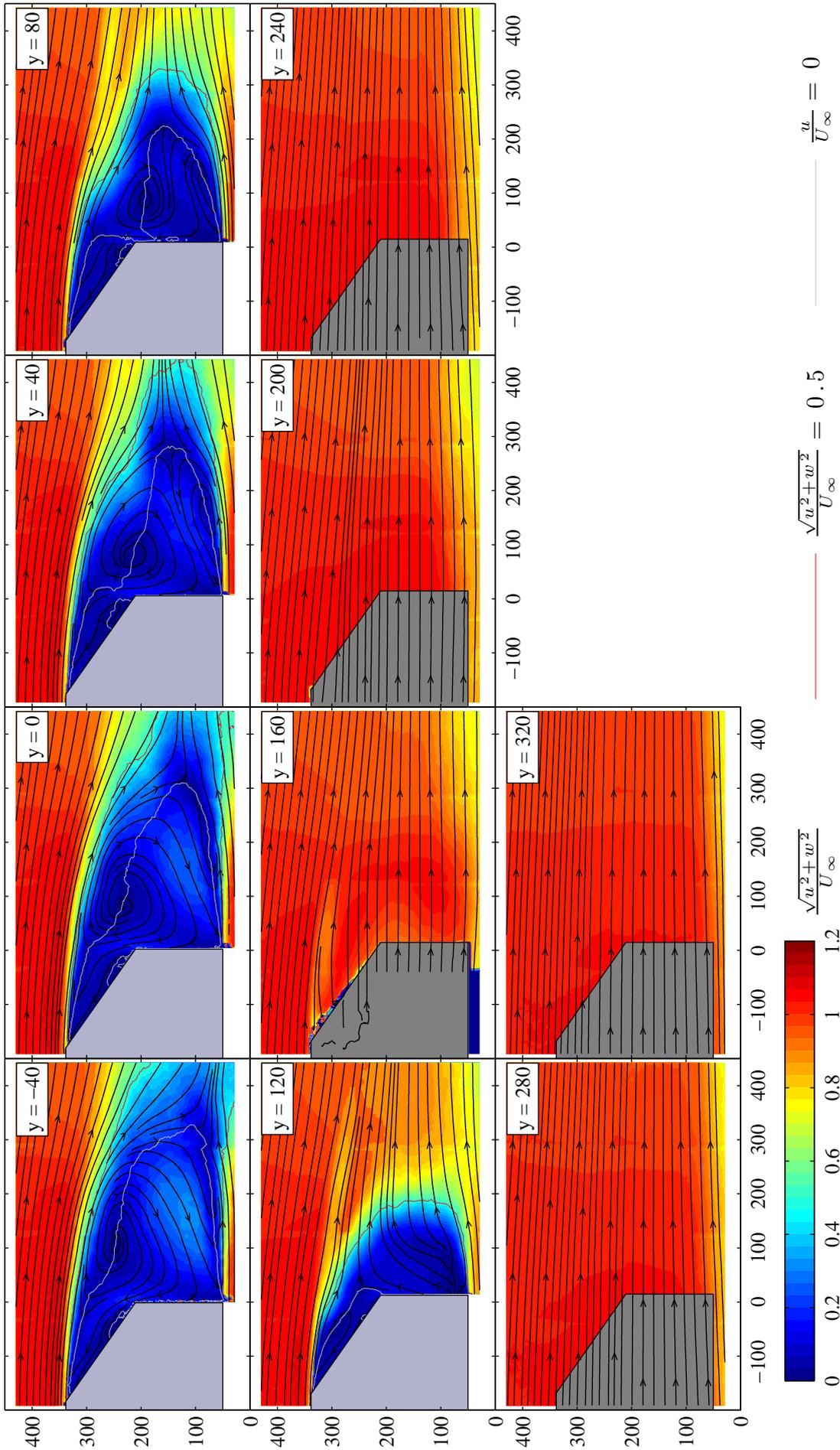


Abbildung 4.33: Stromlinien und Geschwindigkeitsfeld bei Schräganströmung für das Modell mit $\varphi = 35^\circ$ bei $\beta = 5^\circ$

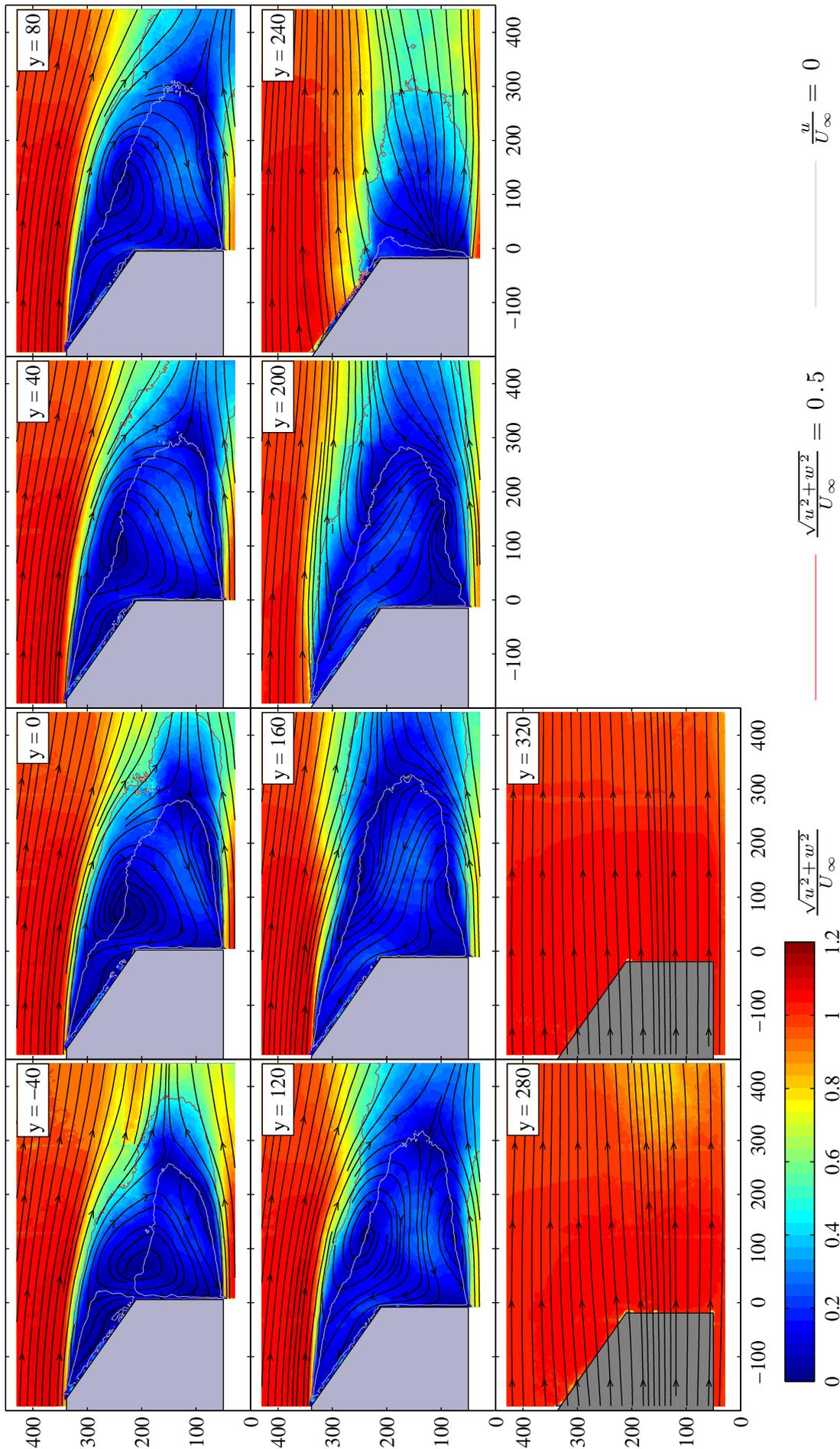


Abbildung 4.34: Stromlinien und Geschwindigkeitsfeld bei Schräganströmung für das Modell mit $\varphi = 35^\circ$ bei $\beta = -5^\circ$

4.3.3 Bistabiler Nachlauf des 35°-Hecks

Wie bereits im Abschnitt 4.1.4 angedeutet, wurde aufgrund der zeitlich stark schwankenden Kräfte am Modell mit der 35°-Heckschräge im Gierwinkelbereich von $10^\circ \leq \beta \leq 15^\circ$ ein massiver Wechsel des Strömungsbildes vermutet. Diese Vermutung lässt sich mit den Ergebnissen aus den PIV-Messungen im Nachlauf für die entsprechenden Versuchsanordnungen bestätigen, wenn auch das Strömungsbild nicht vollständig dem auf Basis der Kraftmessdaten vorgestellten entspricht.

So wurde vorerst angenommen, dass durch eine Neubildung des C-Säulen-Wirbels, zumindest an der windzugewandten Seite des Hecks, der Nachlauf seine Form von der klassischen Vollheck-Umströmung hin zu der Fließheck-Umströmung ändert. Allerdings zeigt sich bereits bei einem Gierwinkel von $\beta = -10^\circ$ dass sich der Nachlauf am 35°-Heck zu verändern beginnt (Abbildung 4.35). Dabei bildet sich kein Wirbel entlang der windzugewandten C-Säule aus, sondern zwei Längswirbel an den beiden Dachseitenkanten, wie dies im Abschnitt 4.3.1 bereits für das 25°-Heck beschrieben wurde. Der leeseitige Wirbel ist in der Messebene $y = -40 \text{ mm}$ im rückwärtigen Messbereich andeutungsweise erkennbar. Der Seitenkanten-Wirbel, welcher sich an der Luvseite des Modells ausbildet, ist dagegen in den Messebenen $y = 160 \text{ mm}$ und $y = 200 \text{ mm}$ geschnitten über dem Totwasser ersichtlich. Der Drehsinn lässt sich erneut aus der abwärts gerichteten Strömung der innen liegenden Messebenen ($y \leq 160 \text{ mm}$) und den eher nach oben gerichteten Stromlinien in Ebenen neben dem Modell ($y \geq 320 \text{ mm}$) als gegen den Uhrzeigersinn drehend (von hinten) ableiten.

Allerdings löst die Strömung wiederum bereits an der Dachhinterkante ab, wodurch sich erneut ein großes Totwassergebiet ausbildet. Dieses ist in den Messebenen hinter dem Heck ($-40 \text{ mm} \leq y \leq 200 \text{ mm}$) auch für diesen Schiebewinkel ($\beta = -10^\circ$) durch zwei gegenläufige Querwirbel erkennbar, wobei der obere Wirbel sich bis über die Heckschräge erstreckt. Durch den Drehsinn des erwähnten luvseitigen Längswirbels wird nun auch an dieser Heckkonfiguration ein Abwindfeld zu der Heckschräge hin generiert, wodurch das Totwasser gewissermaßen zusammengedrückt wird. Dies erkennt man durch einen Vergleich der Geschwindigkeitsfelder mit denen bei symmetrischer Anströmung⁴. In Abbildung 4.36a erstreckt sich das Totwasser über den gesamten Messbereich, während bei einem Schiebewinkel von $\beta = 10^\circ$ das Totwasser bereits ungefähr 100 mm kürzer erscheint. Die bereits im vorangegangenen Abschnitt erwähnte "Eindellung" des Nachlaufs ist in Abbildung 4.36b noch deutlicher ersichtlich. Diese entsteht vermutlich durch die Wirkung des leeseitigen Seitenkanten-Wirbels. Etwas überraschend ist dabei, dass der Wirbel sich nicht in Richtung der Anströmung dreht, sondern eher zur Luvseite des Nachlaufs hin. Da der luvseitige Seitenkanten-Wirbel stärker ausgeprägt ist, erscheint es daher möglich, dass dieser das Totwasser nicht nur zusammendrückt, sondern dieses auch nach außen, also in die positive y -Richtung, ablenkt. Um darüber eine klare Aussage treffen zu können, wäre allerdings wiederum die Kenntnis der dritten Geschwindigkeitskomponente v erforderlich.

⁴Wiederum dient die erneute Darstellung der Schnitte des Totwassers für $\beta = 0^\circ$ in Abbildung 4.36a einer direkten Gegenüberstellung zu den hier besprochenen Fällen (vgl. Abbildung 4.17b).

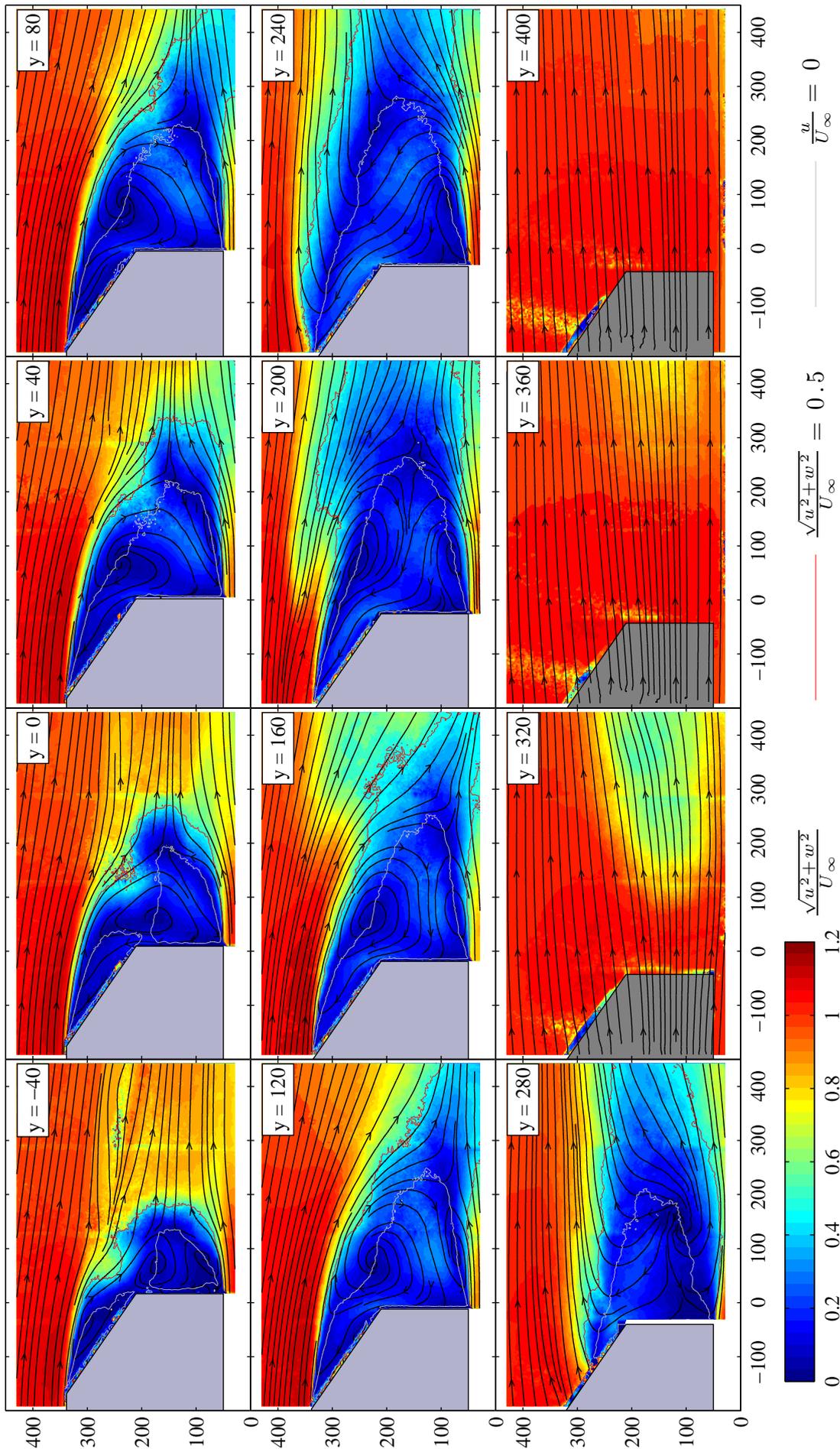


Abbildung 4.35: Stromlinien und Geschwindigkeitsfeld bei Schräganströmung für das Modell mit $\varphi = 35^\circ$ bei $\beta = -10^\circ$

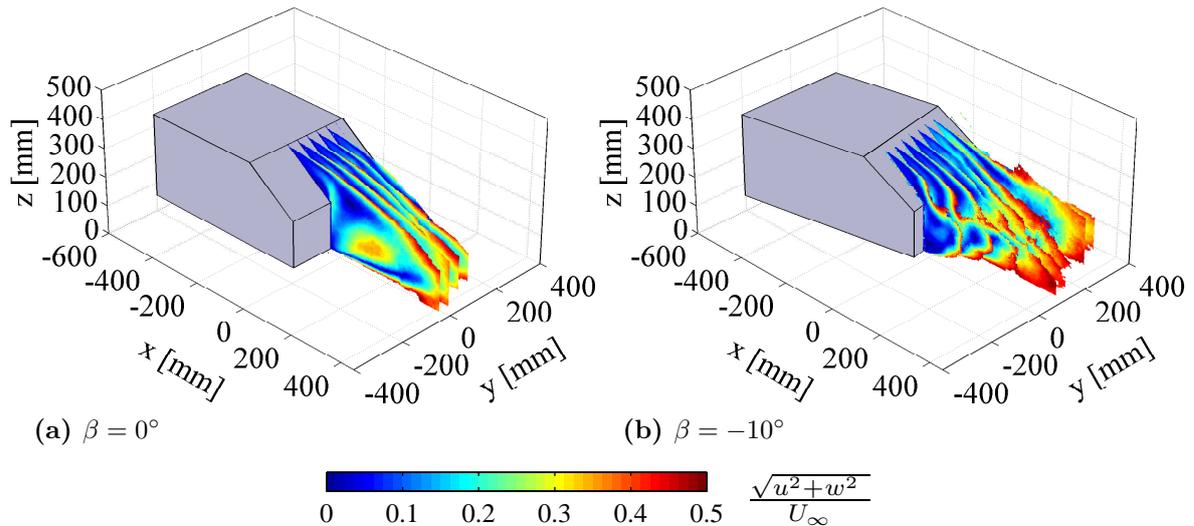


Abbildung 4.36: Ansicht der Schnitte durch den Nachlauf bei Schräganströmung für das Modell mit der Heckschräge $\varphi = 35^\circ$

Wie in Abschnitt 3.4.3 erwähnt, wurden am Modell mit dem 35° Heck bei einem Schiebewinkel $\beta = -12.5^\circ$ zwei Messreihen aufgenommen. Dabei wurde versucht, beide Zustände des Nachlaufs gesondert zu erfassen. Hierfür wurden parallel die Kraftanzeigen der Windkanalwaage beobachtet, während die PIV-Messungen durchgeführt wurden. Die beiden Ansichten der Totwasserzonen, welche aus diesen Messreihen resultieren, sind in Abbildung 4.37 dargestellt. Daraus ist ersichtlich, dass es sich tatsächlich um zwei völlig unterschiedliche eigenständige Strömungsbilder handelt. Zur Unterscheidung der beiden Nachlaufformen wird im Folgenden entsprechend den Ausführungen in Abschnitt 4.1.4 das Strömungsbild, dessen Messebenen in Abbildung 4.38 ersichtlich sind, als **Zustand 1** bezeichnet, und das in Abbildung 4.39 dargestellte Strömungsbild als **Zustand 2**.

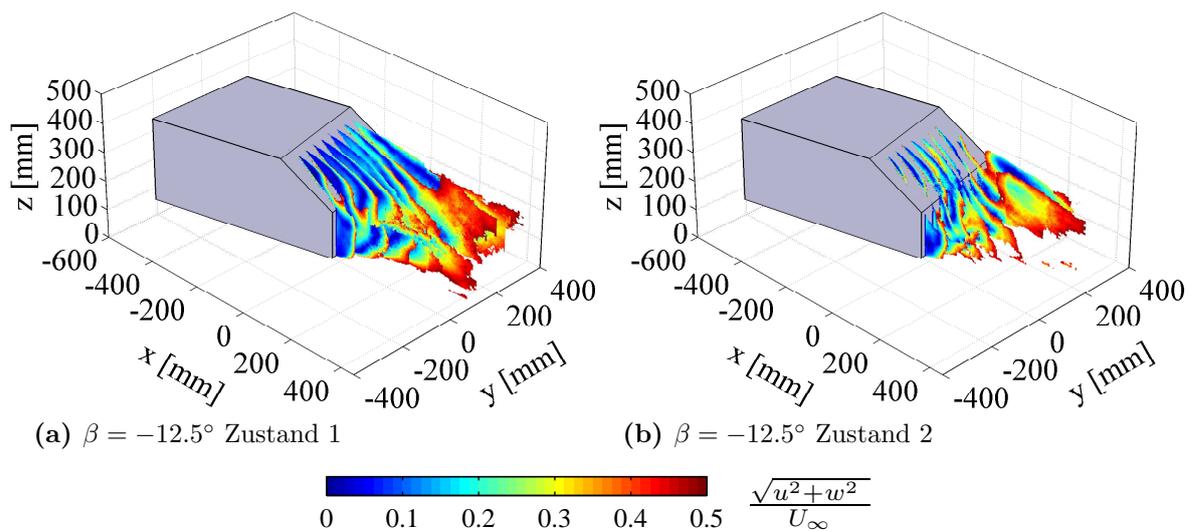


Abbildung 4.37: Ansicht der Schnitte durch den Nachlauf bei Schräganströmung für das Modell mit der Heckschräge $\varphi = 35^\circ$

Zustand 1 (Abbildung 4.38) deckt sich dabei weitestgehend mit den Beobachtungen bei einem Gierwinkel von $\beta = -10^\circ$. Die durch die beiden Seitenkanten-Wirbel be-

einflusssten Bereiche in den einzelnen Messebenen erscheinen etwas stärker ausgeprägt, und das Totwasser ist im zeitlichen Mittel um rund 50 mm kürzer. Trotzdem erstreckt sich dieses bis $x \approx 200\text{ mm}$ hinter den Körper.

Die Geschwindigkeitsfelder für den Zustand 2 dagegen (Abbildung 4.39) zeigen ein viel kleineres Totwasser, welches eher vergleichbar mit Totwasserzonen ist, die am Modell mit dem unterkritischen Heck gemessen wurden (Abschnitt 4.3.1). Die Strömung löst aber auch bei diesem Zustand an der hinteren Dachkante ab und legt sich, zumindest teilweise, erneut auf die Heckschräge an. Es bildet sich somit eine Ablöseblase auf der Heckschräge, wie dies auf der Leeseite des Modells in den Schnitten $-40\text{ mm} \leq y \leq 40\text{ mm}$ und auf der Luvseite an den Geschwindigkeitsfeldern der Ebenen $160\text{ mm} \leq y \leq 240\text{ mm}$ ersichtlich ist. Im mittleren Bereich der Heckschräge (eher etwas leeseitig) vereint sich das Rezirkulationsgebiet an der Heckschräge mit dem Totwasser hinter der Basis ($y = 80\text{ mm}$ und $y = 120\text{ mm}$). In den Messebenen $y = 280\text{ mm}$ und $y = 320\text{ mm}$ ist der geschnittene Seitenkanten-Wirbel erkennbar, wobei sich dieser nun auch über die C-Säule hinweg weiter fortsetzt.

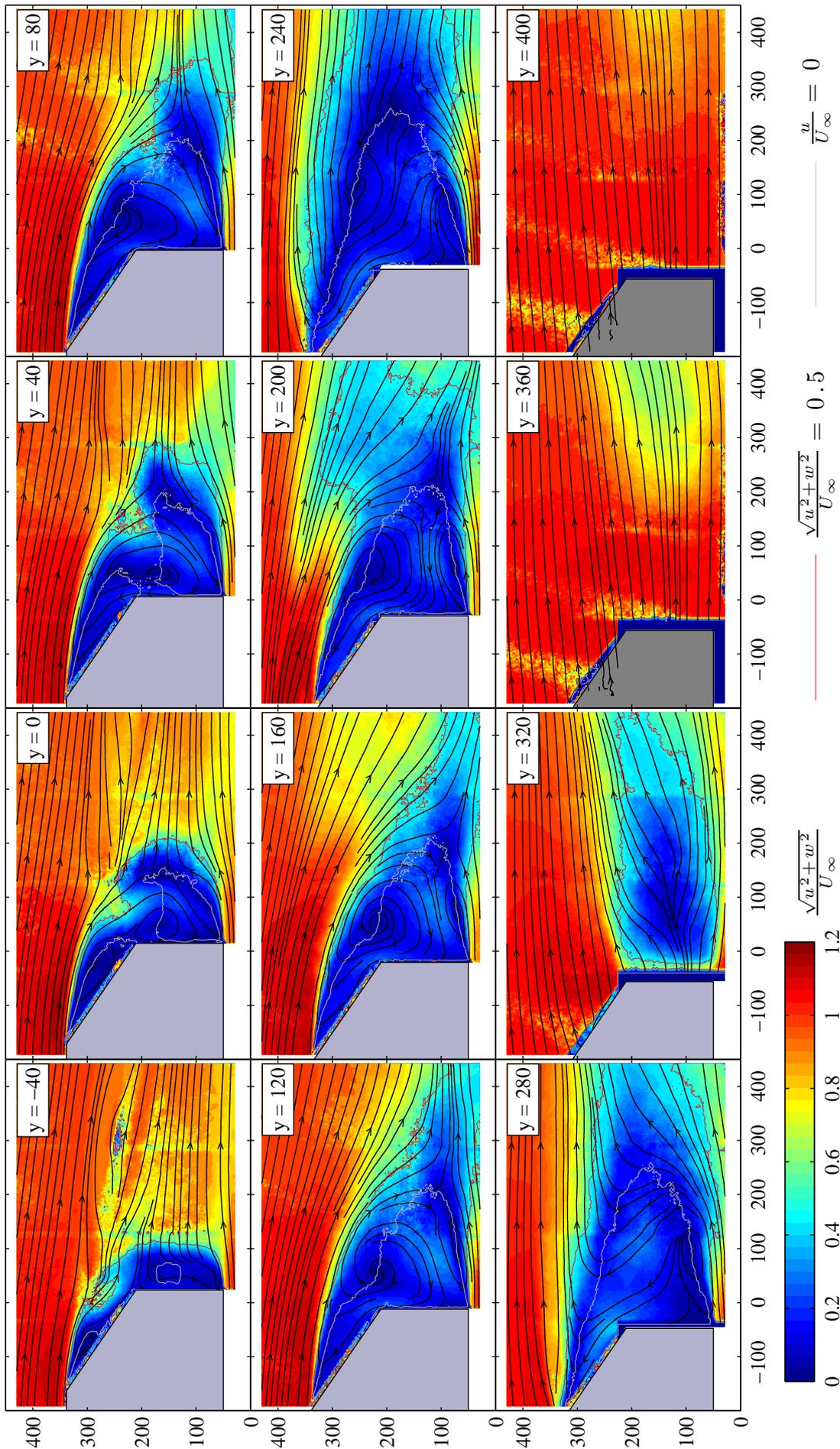


Abbildung 4.38: Stromlinien und Geschwindigkeitsfeld bei Schräganströmung für das Modell mit $\varphi = 35^\circ$ bei $\beta = -12.5^\circ$, Zustand 1

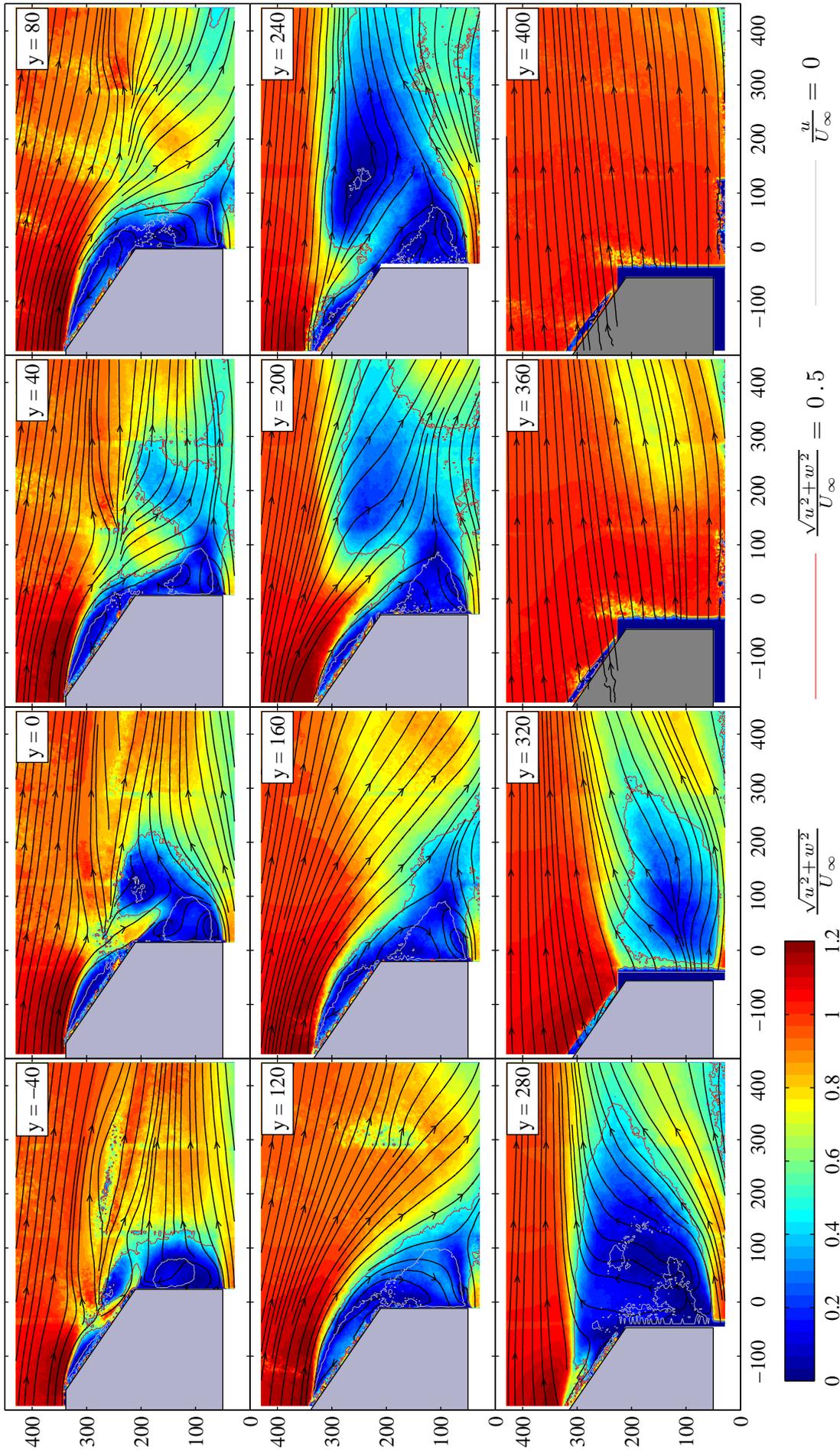


Abbildung 4.39: Stromlinien und Geschwindigkeitsfeld bei Schräganströmung für das Modell mit $\varphi = 35^\circ$ bei $\beta = -12.5^\circ$, Zustand 2

Auf Basis der beiden zuvor beschriebenen Messreihen am 35° -Heck bei einem Schiebewinkel $\beta = -12.5^\circ$ wurde versucht, ein Schema der Strömung für beide Zustände zu erstellen. Abbildung 4.40a zeigt dabei den Zustand 1, Abbildung 4.40b Zustand 2. Als Begründung für den Zustandswechsel bei einem Gierwinkel von $\beta = -12.5^\circ$ kann somit der Einfluss der Seitenkanten-Wirbel vermutet werden. Diese Wirbel, die sich an den Dachseitenkanten des Modells unter schiebender Anströmung aufbauen, nehmen mit dem Gierwinkel an Intensität zu. Vor allem durch den luvseitigen Längswirbel wird ein immer stärker werdendes Abwindfeld generiert, wodurch es zum Wiederanlegen der Strömung auf der Heckschräge kommen kann.

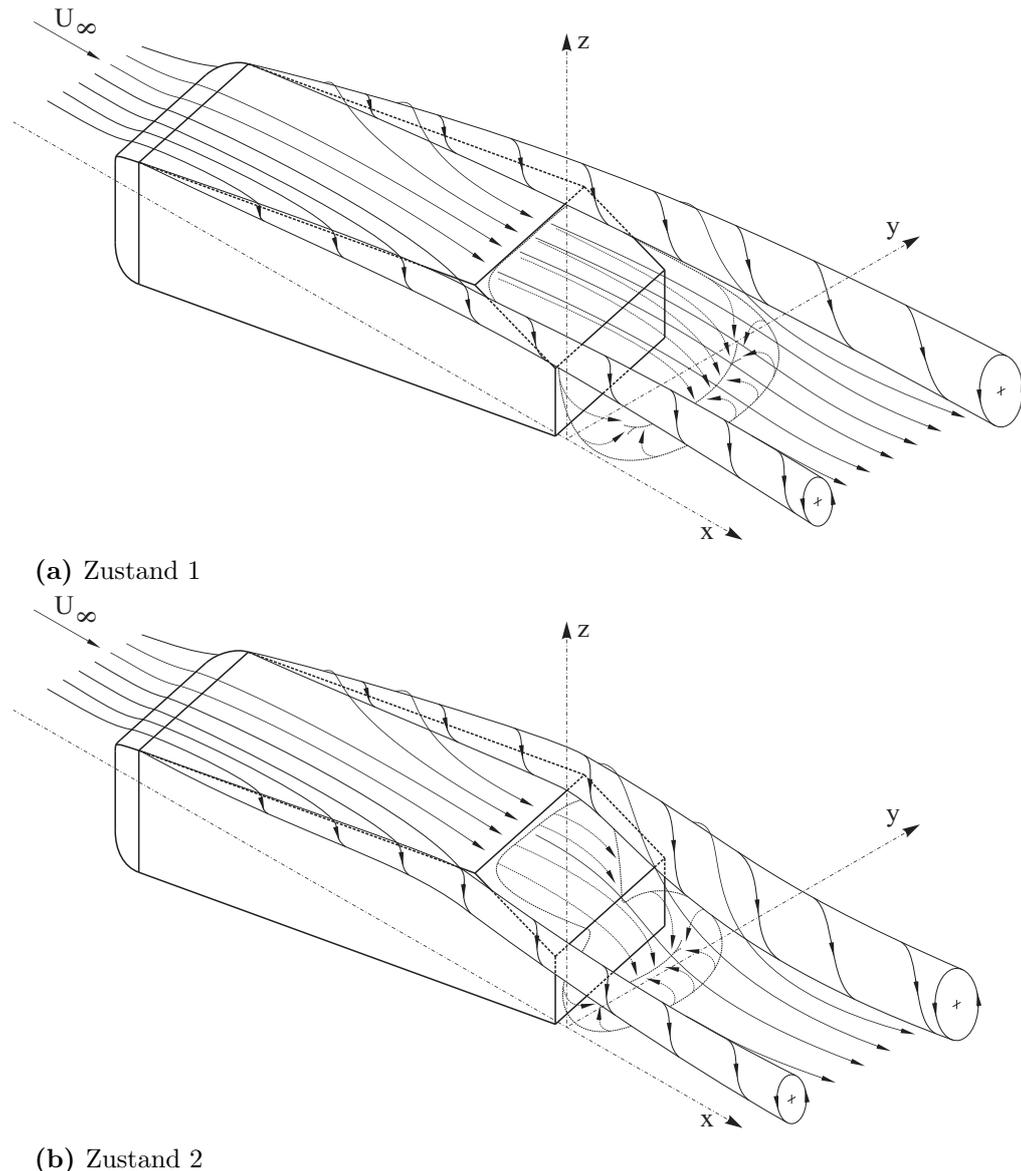


Abbildung 4.40: Die beiden Strömungsschemata der Nachläufe am 35° -Heck bei einem Schiebewinkel von $\beta = -12.5^\circ$

Abbildung 4.41 zeigt die Ergebnisse aus den PIV-Nachlaufmessungen am Ahmed-Körper mit dem 35° Heck für einen Gierwinkel von $\beta = -15^\circ$. Der Strömungszustand entspricht dabei grundsätzlich jenem, der auch bei einem Gierwinkel von $\beta = -12.5^\circ$ als Zustand 2 vermessen wurde. Dies zeigt klar, dass im Gierwinkelbereich von $11^\circ \leq \varphi \leq 14^\circ$ ein Zustandswechsel erfolgt, und dass dieser Vorgang bei $\varphi = 15^\circ$ bereits abgeschlossen ist.

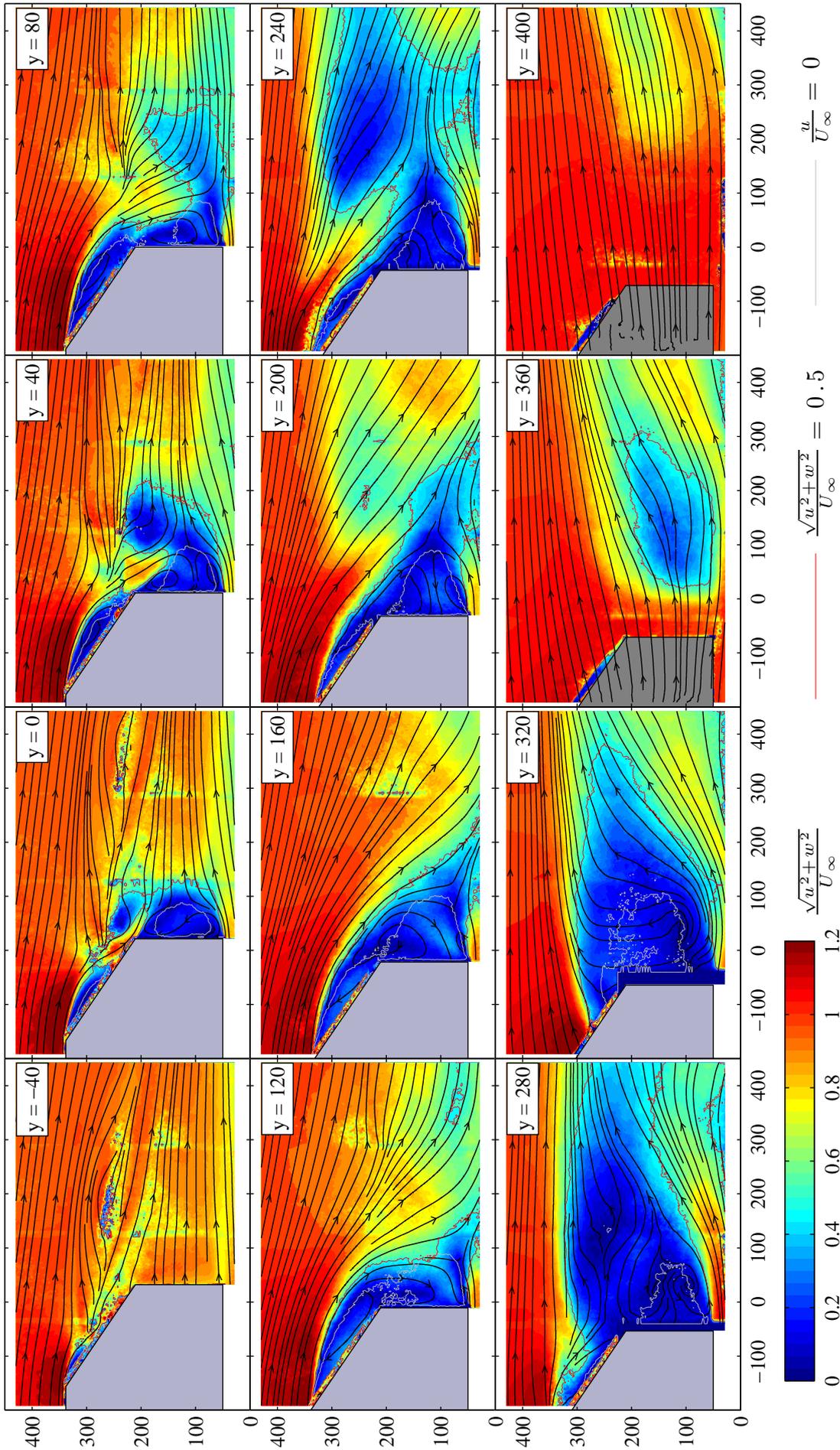


Abbildung 4.41: Stromlinien und Geschwindigkeitsfeld bei Schräganströmung für das Modell mit $\varphi = 35^\circ$ bei $\beta = -15^\circ$

Kapitel 5

Zusammenfassung, Schlussfolgerung und Ausblick

Generische Fahrzeugmodelle sind schon seit Jahrzehnten Gegenstand zahlreicher experimenteller und numerischer Untersuchungen, wenn es um den Einfluss spezieller Parameter auf die Umströmung geht. Der gravierende Einfluss der Heckschräge bei Fließheckfahrzeugen wurde bereits bei der Konzeption des Golf I erkannt (siehe dazu [9]). Weitere tiefer gehende Untersuchungen dazu wurden an speziell konzipierten Versuchskörpern durchgeführt, dem Morel-Körper [19] und später insbesondere dem Ahmed-Körper [1]. Dabei hat sich insbesondere der Ahmed-Körper aufgrund der einfachen Geometrie als bevorzugtes Testobjekt herauskristallisiert, wobei aber hauptsächlich die symmetrische Anströmung ($\beta = 0^\circ$) untersucht wurde. Wie eingangs erwähnt, wurden auch am ISW der TU Graz im Rahmen eines Kooperationsprojektes Messungen am Ahmed-Körper durchgeführt, wiederum mit dem Ziel, einen Datensatz für die Validation von numerischen Berechnungen zu erhalten. Neben der symmetrischen Anströmung wurden auch einige Messreihen bei Schräganströmung durchgeführt, wobei bereits damals die starken Schwankungen der Kräfte in einem gewissen Gierwinkelbereich aufgefallen sind, aber nicht näher untersucht wurden.

Um das Verhalten der Umströmung des Ahmed-Körpers bei schiebender Anströmung wesentlich genauer zu erfassen und auch Erklärungen für den abrupten Wechsel der Kräfte zu finden, wurden im Zuge der vorliegenden Arbeit neben Kraftmessungen im Gierwinkelbereich $-25^\circ \leq \beta \leq 25^\circ$ auch Geschwindigkeitsmessungen im Nachlauf mittels PIV bei sechs Gierwinkeln ($\beta = 5^\circ, 0^\circ, -5^\circ, -10^\circ, -12.5^\circ$ und -15°) an zwei Heckkonfigurationen ($\varphi = 25^\circ$ und $\varphi = 35^\circ$) durchgeführt. Ein Vergleich von LDA-Messdatensätze ([17], [18]) mit den Messdaten der vorliegenden Arbeit bei symmetrischer Anströmung hat dabei eine sehr gute Übereinstimmung der Ergebnisse gezeigt. Die aus der Umströmung resultierenden Kräfte wurden ebenfalls erfasst und mit Daten früherer experimenteller Untersuchungen am Ahmed-Körper und am Morel-Körper verglichen. Diese Gegenüberstellungen zeigen zwar geringe Abweichungen, die allerdings im Wesentlichen auf abweichende Versuchsbedingungen zurückgeführt werden können.

Das Hauptaugenmerk bei den vorliegenden Untersuchungen wurde auf die Veränderung der Kräfte und Momente bzw. der Strömung mit dem Schiebewinkel gelegt. Dabei zeigte sich eine kontinuierliche Entwicklung der Kräfte am Modell mit dem unterkritischen Heckschrägenwinkel $\varphi = 25^\circ$. Für das 35° -Heck wurde dagegen ein Sprung in den Verläufen der Kraft- und Momentenbeiwerte bei einem Schiebewinkel $\beta \approx -12^\circ$ für

den negativen, bzw. $\beta \approx 13^\circ$ für den positiven Gierwinkelbereich ausgemacht. Eine mögliche Begründung dieser Asymmetrie ist in Abschnitt 4.1.4 angegeben. Langzeitmessungen der Kräfte über 600 s haben gezeigt, dass es sich dabei um einen bistabilen Strömungszustand handelt. Das heißt, dass bei Schiebewinkeln in diesem Bereich die Strömung zwei unterschiedliche Zustände einnehmen kann, wobei jedes der beiden Strömungsbilder über einen längeren Zeitraum vorherrschen kann. Dieser Sachverhalt wurde mithilfe der Ergebnisse aus den PIV-Messungen bestätigt. Dafür wurden beide Zustände des Nachlaufs mit exakt demselben Messaufbau erfasst. Aus diesen Daten konnte später auch die Begründung für den Sprung der Kräfte gefunden werden.

Durch die schiebende Anströmung bilden sich offenbar Längswirbel entlang der Dachseitenkanten, wie das für quaderförmige Elemente in der Literatur beschrieben ist (siehe [12]). Der luvseitig entstehende Längswirbel erzeugt dabei ein Abwindfeld im Bereich der Heckschräge, wodurch die ansonsten für das 35° -Heck durchwegs abgelöste Strömung über die Heckschräge zum Wiederanlegen gebracht werden kann. Als Folge wird das Totwasser hinter dem Ahmed-Körper drastisch verkleinert, ähnlich einer Form von Totwasser, die eher dem Modell mit dem unterkritischen Heckschrägenwinkel entspricht. Dadurch, dass die Längswirbel auch auf die Heckschräge rückwirken, werden in Bereichen nahe den Heckschrägenseitenkanten mit großer Wahrscheinlichkeit Zonen hohen Unterdrucks generiert, welche die erhöhten Werte für Widerstand und Hinterachsauftrieb erklären. Vor allem auf der Luvseite des Hecks ist eine derartige Unterdruckzone auf der Heckschräge zu erwarten. Im Zuge der Messungen zur vorliegenden Arbeit wurden allerdings keine Druckmessungen durchgeführt. Um die Annahmen zu prüfen, welche auf Basis der Messungen zur vorliegenden Arbeit getroffen wurden, wären weitere Untersuchungen am Ahmed-Körper notwendig. Vor allem die Entwicklung der Seitenkanten-Wirbel könnte vermutlich mithilfe von Druckmessungen am Heck, am Dach und an der leeseitigen Seitenfläche bestätigt werden. PIV-Messungen in yz -Ebenen bzw. Stereo-PIV-Messungen wären ebenfalls hilfreich, allerdings wurden diese Varianten aufgrund des großen Aufwandes bereits im Zuge der Vorbereitungen zu den Messungen zur vorliegenden Arbeit ausgeschlossen. Alternativ wären auch LDA-Untersuchungen oder Ähnliches denkbar.

Der Nutzen für die Fahrzeugaerodynamik ist damit klar ersichtlich, und zwar in der Vermeidung von Heckschrägenwinkeln, die nur geringfügig größer sind als der kritische Heckschrägenwinkel $\varphi = 30^\circ$. Die Oberflächenkontur von realen Fahrzeugen ist zwar meist nicht so markant ausgeprägt wie die des Ahmed-Körpers, und damit werden auch die Kraft- und Momentenverläufe weniger ausgeprägte Sprünge aufweisen. Allerdings haben die Messungen von Janssen & Hucho [9] bereits gezeigt, dass die prinzipielle Entwicklung der Kräfte an ausgeführten Automobilen den Erkenntnissen aus Untersuchungen an generischen Modellen entsprechen.

Bei einer stationären Schräganströmung durch den natürlichen Wind werden Schiebewinkel $|\beta| \geq 10^\circ$ nur selten erreicht. Allerdings können derartig große Anstellwinkel kurzfristig aus instationären Effekten resultieren, wodurch eventuell ein abrupter Wechsel in der Umströmung des Fahrzeugs auftreten kann, ähnlich dem Zustandswechsel der Strömung im Nachlauf, der im Zuge der vorliegenden Arbeit für den stationären Fall gefunden wurde. Die dadurch hervorgerufenen Änderungen der Kräfte am Fahrzeug, im Speziellen die Umverteilung des Auftriebs von der Vorderachse auf die Hinterachse, kann schwerwiegende Folgen haben. Wenn der Lenker eines Fahrzeugs in einer derartigen Situation zusätzlich auch noch bremst, kann es zu einer weiteren Verlagerung des Auftriebs nach hinten kommen, wodurch der Hinterachsauftrieb möglicherweise

derartig anwächst, dass viel Bodenhaftung verloren geht. Dadurch wäre das Fahrzeug wohl nicht mehr beherrschbar und würde ins Schleudern geraten. Dieses Szenario stellt natürlich einen Extremfall dar, unterstreicht allerdings, dass bei der Bewertung der aerodynamischen Eigenschaften eines Automobils auf keinen Fall das Verhalten bei Schräganströmung außer Acht gelassen werden darf.

Das Auftreten des bistabilen Strömungszustandes bei einem Schiebewinkel um $|\beta| \approx 12.5^\circ$ findet bei symmetrischer Anströmung am Modell mit dem kritischen Heckschrägenwinkel in einer vergleichbaren Form betreffend der Entwicklung der Kräfte statt, wie dies von Ahmed et al. [1] berichtet wurde. Auch berichten Conan et al. [5], dass für geringe Anströmungsgeschwindigkeiten der Zustandswechsel am Modell mit dem kritischen Heckschrägenwinkel bei symmetrischer Anströmung nicht mehr auftritt, was auch bei den Messungen zur vorliegenden Arbeit bei Schräganströmung für die geringste untersuchte Geschwindigkeit ($U_\infty = 10 \text{ m/s}$) zutrifft.

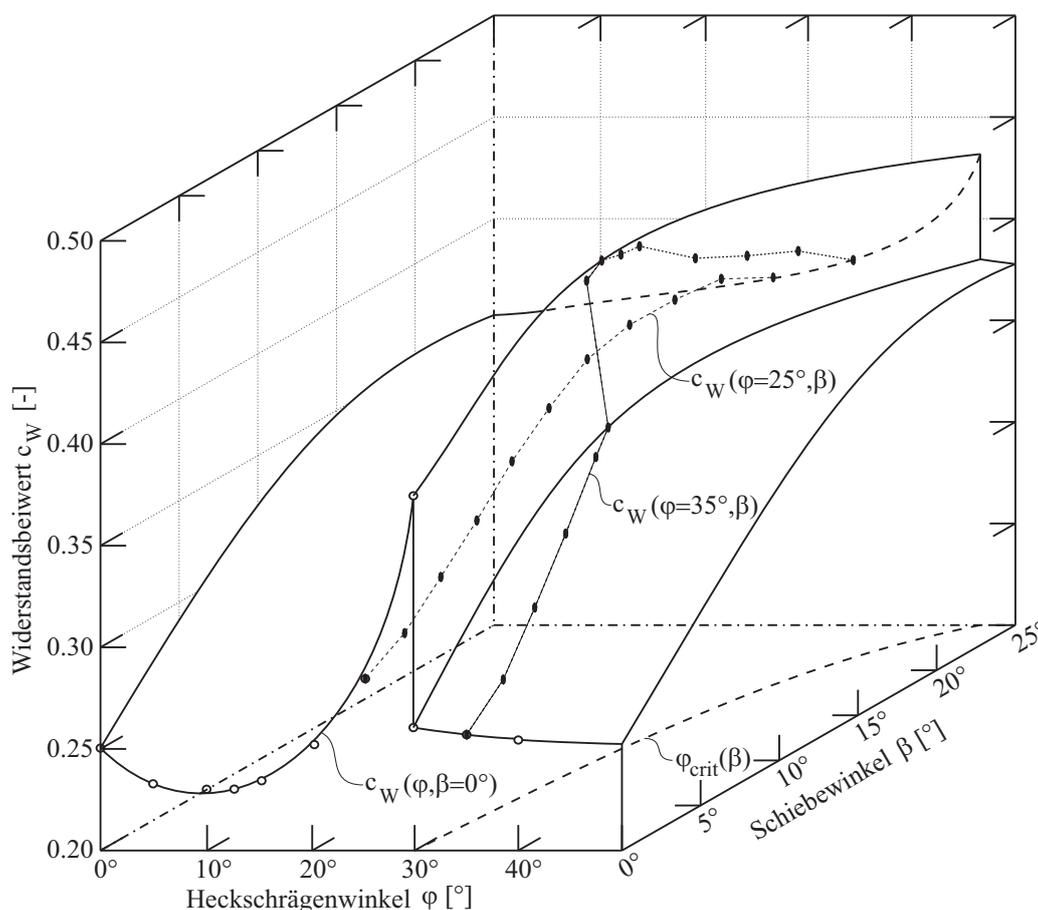


Abbildung 5.1: Schematisches Diagramm zum Zusammenhang von Widerstandsbeiwert c_W , Heckschrägenwinkel φ und Schiebewinkel β

Dies lässt den Schluss zu, dass sich der kritische Heckschrägenwinkel φ_{crit} mit steigendem Gierwinkel β zu größeren Neigungen der Heckschräge ($> 30^\circ$) hin verschiebt. In Abbildung 5.1 wurde versucht, diesen Zusammenhang auf Basis der Erkenntnisse von Ahmed et al. ($c_W(\varphi, \beta = 0^\circ)$) und der Ergebnisse der vorliegenden Untersuchungen ($c_W(\varphi = 25^\circ, \beta)$ und $c_W(\varphi = 35^\circ, \beta)$) zu skizzieren. In der φ, β -Ebene ist die erwartete Entwicklung von $\varphi_{crit}(\beta)$ angedeutet. Wenn auch konkrete Messdaten für die Erstellung dieses Diagramms verwendet wurden, ist dieses trotzdem eher qualitativ anzusehen, da für eine genauere Darstellung der Abhängigkeiten weitere Datensätze notwendig

wären. Es sei auch erwähnt, dass der Unterschied in den Reynoldszahlen zwischen den Messdaten von Ahmed et al. und denen der vorliegenden Arbeit durch Abzug der konstanten Differenz der Widerstandsbeiwerte bei symmetrischer Anströmung kompensiert wurde. Um die Veränderung des Widerstandsbeiwertes in Abhängigkeit vom Heckschrägenwinkel φ bei Schräganströmung genauer zu beschreiben, wären Messungen bei Schräganströmung mit weiteren Heckvarianten hilfreich (z.B. $\varphi = 32.5^\circ$ und $\varphi = 37.5^\circ$). Dies auch mit dem Ziel, erneut den bistabilen Strömungszustand in einem möglicherweise verschobenen Gierwinkelbereich zu erfassen.

Aber auch für Anwendungen über die Fahrzeugaerodynamik hinaus könnten die Erkenntnisse von Nutzen sein, die aus den Untersuchungen am Ahmed-Körper im Rahmen der vorliegenden Arbeit gewonnen wurden. Im Gegensatz zur Fahrzeugaerodynamik treten Schiebewinkel, bei denen der bistabile Strömungszustand ausgemacht wurde, an Bauwerken häufig auch stationär auf. Ein permanenter Wechsel im Strömungsbild könnte an Gebäuden störende Geräusche hervorrufen oder sogar zu Beschädigungen führen. Ob der bistabile Strömungszustand tatsächlich auch an Gebäuden auftritt (zumindest unter bestimmten Bedingungen), kann auf Basis der vorliegenden Arbeit natürlich nicht sicher beurteilt werden. Dazu wären weitere Untersuchungen nötig, bei denen korrekte Randbedingungen hinsichtlich der Gebäudeaerodynamik berücksichtigt werden müssten, wie etwa die Nachbildung des Geschwindigkeits- und Turbulenzprofils in der atmosphärischen Grenzschicht im natürlichen Wind.

Einen weiteren möglichen Anwendungsfall stellt die Auslegung der Kühlluftströmung für Bauteile wie Computerchips oder auch Akku-Zellen dar. Da der Abtransport der Wärme von Flächen, die direkt im Totwasser liegen, deutlich verringert ist, sollten entsprechende Rezirkulationsgebiete nach Möglichkeit vermieden werden. Um einzelne Erkenntnisse der vorliegenden Arbeit auf derartige Anwendungen übertragen zu können, sind neben der Ähnlichkeit der Reynoldszahlen auch weitere Ähnlichkeiten betreffend den konvektiven Wärmetransport zu berücksichtigen.

Die beiden zuvor genannten Beispiele zeigen zwar einige Verknüpfungen einzelner Teilbereiche der Aerodynamik auf, weisen aber auch auf die entscheidenden Unterschiede hin. So könnten die Erkenntnisse aus den Messungen zur vorliegenden Arbeit wahrscheinlich in vielen anderen Teilbereichen qualitativ zur Erklärung von aerodynamischen Phänomenen beitragen, wobei abweichende Randbedingungen natürlich berücksichtigt werden müssten.

Symbolverzeichnis

Lateinische Symbole

Symbol	Einheit	Bedeutung
A	m^2	Fläche, projizierte Stirnfläche
a	m	Radabstand
B	m	Modellbreite
b	m	Spurweite
c	–	Beiwert (Druck-, Kraft-, Momenten-)
D	m	Durchmesser, Dicke
F	N	Kraft
g	m/s^2	Gravitationsbeschleunigung
H	m	Modellhöhe
h	m	Bodenabstand
k	–	Düsenkalibrierfaktor
L	m	Modelllänge, charakteristische Länge
l	m	Länge (abhängig vom jeweiligen Index)
M	Nm	Moment
	–	Mach-Zahl
m	kg	Fahrzeugmasse
O	m^2/m	Oberfläche je Einheitstiefe
P	W	Motorleistung
p	Pa	Druck
Re	–	Reynoldszahl
S	–	separation point (Ablösepunkt)
T	$^{\circ}C$	Temperatur
t	s	Zeit

Symbol	Einheit	Bedeutung
U	m/s	Anströmgeschwindigkeit
u	m/s	Geschwindigkeitskomponente in Hauptströmungsrichtung
V	m/s	Fahrgeschwindigkeit
v	m/s	Geschwindigkeitskomponente quer zur Hauptströmungsrichtung (horizontal)
w	m/s	Geschwindigkeitskomponente quer zur Hauptströmungsrichtung (vertikal)
x	m	Koordinate in Hauptströmungsrichtung
y	m	Koordinate quer zur Hauptströmungsrichtung (horizontal)
z	m	Koordinate quer zur Hauptströmungsrichtung (vertikal)

Griechische Symbole

Symbol	Einheit	Bedeutung
α	$^\circ$	Heckschrägenwinkel des Morel-Körpers
β	$^\circ$	Gierwinkel bzw. Schiebewinkel
γ	$^\circ$	Windwinkel
δ	m	Grenzschichtdicke
λ	—	Schlankheitsgrad
ξ	$^\circ$	Integrationswinkel
μ	$Pa \cdot s$	dynamische Viskosität
ν	m^2/s	kinematische Viskosität
ρ	kg/m^3	Dichte der Luft
τ	N/m^2	Schubspannung
φ	$^\circ$	Heckschrägenwinkel des Ahmed-Körpers

Indizes

Index	Bedeutung
A	Gesamtauftriebskraft
A_h	Auftrieb hinten (Hinterachse)
A_v	Auftrieb vorne (Vorderachse)
B^*	base (Basis des Modells)
$crit$	kritisch
DVK	Zustand in der Düsenvorkammer
dyn	dynamisch
eq	equivalent (äquivalent)
F	Kraftkoordinate
G	Giermoment
ges	gesamt
K^*	Front des Modells
LR	resultierende Luftkraft
LS	windfeste Seitenkraft
LW	windfeste Widerstandskraft
M	Momentenkoordinate
N	Nickmoment
p	zufolge Druck
px	zufolge Druckkomponente in x-Richtung
R	Rollmoment
R^*	Reibanteil
Ref	Referenz
S	Seitenkraft
S^*	slant (Heckschräge des Modells)
W	Widerstandskraft, Wand
$WRoll$	Rollwiderstand
τ	zufolge Schubspannung
τx	zufolge Schubspannungskomponente in x-Richtung
0	Umgebungszustand
∞	Zustand der ungestörten Anströmung

Abkürzungsverzeichnis

AR	aspect ratio (Seitenverhältnis)
ABS	Antiblockiersystem
CCD	Charge Coupled Device
CFD	Computational Fluid Dynamics
DFVLR	Deutsche Forschungs- und Versuchsanstalt für Luft- und Raumfahrt
DLR	Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt
DN	Diameter Nominal, Nennweite (Anschlussmaß) von Rohren
DVK	Düsenvorkammer
FH	Fachhochschule
HWA	Hot-Wire Anemometry
ISW	Institut für Strömungslehre und Wärmeübertragung
LDA	Laser-Doppler-Anemometrie
Nd:YAG	Neodym-dotierter Yttrium-Aluminium-Granat
PIV	Particle-Image-Velocimetry
PVC	Polyvinylchlorid
TTL	Transistor-Transistor-Logik
TU	Technische Universität

Literaturverzeichnis

- [1] Ahmed SR, Ramm G, Faltin G (1984) Some salient features of the time-averaged ground vehicle wake, SAE paper 840300.
- [2] Baxendale AJ, Graysmith JL, Howell J, Haynes T (1994) Comparisons between CFD and experimental results for the Ahmed reference model, RAeS Conference on Vehicle Aerodynamics, Loughborough, UK, 30.1-30.11.
- [3] Bayraktar I, Landman D, Baysal, O (2001) Experimental and computational investigation of Ahmed body for ground vehicle aerodynamics, SAE paper 2001-01-2742.
- [4] Brenn G, Meile W (2007) Strömungslehre und Wärmeübertragung I, Vorlesungsmanuskript, Institut für Strömungslehre und Wärmeübertragung, Technische Universität Graz.
- [5] Conan B, Anthoine J, Planquart P (2011) Experimental aerodynamic study of a car-type bluff body, Exp Fluids 50, 1273-1284.
- [6] Dantec Dynamics (2010) Dynamic Studio v3.14 User's Guide.
- [7] Ehlers MT, Röser P (2006) Bestimmung und Einstellung der Windgeschwindigkeit im Windkanal der Fa. Modine, 7. Karlsruher Fahrzeugklima-Symposium, January 26.
- [8] ERCOFTAC - European Research Community on Flow, Turbulence and Combustion (2001, 2002). <http://tmdb.ws.tn.tudelft.nl/workshop10/case9.4/case9.4.html>
- [9] Janssen LJ, Hucho WH (1974) Aerodynamische Formoptimierung der Typen VW-Golf und VW-Scirocco, Kolloquium über Industrie-Aerodynamik, Aachen, Part 3, 46-69.
- [10] Gockel T (2008) Form der wissenschaftlichen Ausarbeitung, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, Begleitende Materialien unter <http://www.formbuch.de>.
- [11] Gretler W, Meile W (1993) Der 2m-Windkanal am Institut für Strömungslehre und Gasdynamik der Technischen Universität Graz, ÖIAZ 138/3, 90-96.
- [12] Hucho WH (2002) Aerodynamik der stumpfen Körper, 1. Auflage, Vieweg-Verlag Braunschweig/Wiesbaden.
- [13] Hucho WH (1981) Aerodynamik des Automobils, 1. Auflage, Vogel-Verlag Würzburg.
- [14] Hucho WH (1999) Aerodynamik des Automobils, 3. Auflage, Springer-Verlag Berlin Heidelberg.

-
- [15] Hucho WH (2005) Aerodynamik des Automobils, 5. Auflage, Vieweg-Verlag Braunschweig/Wiesbaden.
- [16] Kümmel W (2007) Technische Strömungsmechanik, 3. Auflage, Teubner-Verlag Wiesbaden.
- [17] Lienhart H, Stoots C, Becker S (2000) Flow and turbulence structures in the wake of a simplified car model (Ahmed model), DGLR Fach Symp. der AG STAB, Universität Stuttgart, November 15-17.
- [18] Lienhart H, Becker S (2003) Flow and turbulence structures in the wake of a simplified car model, SAE paper 2003-01-0656.
- [19] Morel T (1978) The effect of base slant on the flow pattern and drag of three-dimensional bodies with blunt ends, In: Sovran G, Morel T, Mason WT (Eds.) Aerodynamic drag mechanisms of bluff bodies and road vehicles. Plenum Press, New York, 191-226.
- [20] Meile W, Brenn G, Reppenhagen A, Lechner B, Fuchs A (2011) Experiments and numerical simulations on the aerodynamics of the Ahmed body, CFD Letters 3(1), 32-39.
- [21] Reisenberger E (2005) Untersuchungen zum aerodynamischen Verhalten von Schispringern, Dissertation, Institut für Strömungslehre und Wärmeübertragung, Technische Universität Graz.
- [22] Steiner H (2007) Strömungslehre und Wärmeübertragung II, Vorlesungsmanuskript, Institut für Strömungslehre und Wärmeübertragung, Technische Universität Graz.