

Analyse der Druckverteilungen schwingender Profile in transsonischer Strömung

Dipl.-Phys. M. Schreiber

Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt e.V.
Institut für Aeroelastik, 37073 Göttingen

Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit werden die zeitabhängigen Druckverteilungen eines schwingenden Flügelprofils analysiert. Der Schwerpunkt der Untersuchungen liegt dabei insbesondere auf der Stoßdynamik und deren Wechselwirkung mit der Strömungsablösung. Zu diesem Zweck wird ein Algorithmus zur Bestimmung des zeitlichen Verlaufs der Stoßlagen und der Stärke der Stöße entwickelt. Allgemein zeigt sich im zeitlichen Verlauf der Stoßbewegung ein stark nichtlineares Verhalten. Für ausgewählte Strömungszustände wird der Einfluss von Mach-Zahl und der Transition untersucht und dabei auch der Übergang zwischen Einfach- und Doppelstoßsystemen betrachtet. Speziell für den Fall der freien Transition wird gezeigt, dass die Stoßbewegung von starken Hystereseeffekten geprägt ist. Auch die invertierte Stoßbewegung, die auf massive Ablösung schließen lässt und typischerweise bei hohen transsonischen Mach-Zahlen auftritt, ist Teil der Untersuchungen. Ein Erklärungsansatz der zugrundeliegenden physikalischen Phänomene, insbesondere der Wechselwirkung zwischen Stoßdynamik und Grenzschicht, wird entwickelt.

NOMENKLATUR

$\Delta\alpha$	Schwingungsamplitude
ω	reduzierte Frequenz
$\bar{\alpha}$	mittlerer Anstellwinkel
φ	Phasenwinkel
b	Spannweite = 1,0 m
c	Flügeltiefe = 0,3 m
c_p	Druckbeiwert
f	Anregungsfrequenz
Ma	Machzahl
Re	Reynoldszahl
x	x-Koordinate
y	y-Koordinate

1 ÜBERSICHT

Das in dieser Arbeit untersuchte Flügelmodell besitzt ein superkritisches *NLR7301* Profil, welches entwickelt wurde, um Verdichtungsstöße

zu vermeiden bzw. diese bei hohen Geschwindigkeiten möglichst weit hinten am Flügel entstehen zu lassen. Bei transsonischen Machzahlen neigen diese Profile jedoch zu komplizierten Doppelstoßsystemen, die mit einer Genauigkeit, wie es der dieser Arbeit zugrundeliegende Versuch gestattet, bisher nicht untersucht werden konnten. Denn Experimente mit beidseitig aufgehängten, schwingenden und zweidimensionalen Flügeln, bei denen zeitabhängig Druckverteilungen gemessen wurden, hat es in der Vergangenheit mit solch einer örtlichen Auflösung nicht gegeben.

In Kapitel 2 werden dazu die Versuchsaufbauten zweier Messkampagnen vorgestellt, die der Arbeit zugrunde liegen. Ein möglicher Algorithmus zur Extraktion der Stoßlagen aus den Druckverteilungsmessungen wird in Kapitel 3 vorgestellt, wobei die Existenz von einfachen und doppelten Verdichtungsstoßsystemen während einer Schwingungsperiode des Flügelmodells die Bestimmung erschwert. Die Ergebnisse der Un-

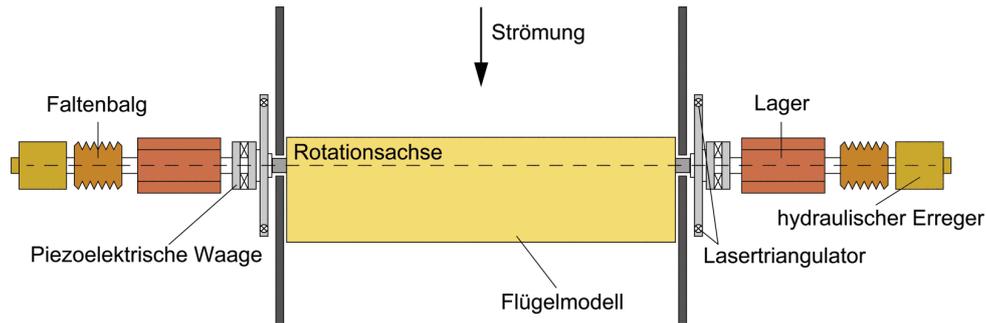


BILD 1: Nick-Versuchsstand für zwangserregte Drehschwingungen.

tersuchungen werden in Kapitel 4 zusammen-
gestellt und in Kapitel 5 diskutiert. Dabei wird
die Stoßdynamik und das Auftreten von einfachen
und doppelten Verdichtungsstößen auf die
Wechselwirkung zwischen Stoß, Transition und
Ablösung zurückgeführt. Das Kapitel 6 beendet
die Arbeit mit einer Zusammenfassung.

2 Experimenteller Aufbau

Die Experimente wurden am Transsonischen
Windkanal Göttingen (*DNW-TWG*) durchge-
führt, einem kontinuierlichen Kanal mit ge-
schlossener Strömungsführung. Die Messstrecke
besaß einen Querschnitt von $1\text{ m} \times 1\text{ m}$, wo-
bei Boden- und Deckenwand adaptiert werden
konnten, um Wandinterferenzen zu verringern.
Das Flügelmodell wurde in einem Nickversuchs-
stand montiert, der in Abbildung 1 skizziert ist.
Über zwei hydraulische Drehzylinder konnte dies
bei vorgegebener Frequenz und Amplitude
zu zwangserregter, harmonischer Nickschwin-
gung angeregt werden. Die Drehachse des Pro-
filmodells befand sich bei 25 % der Flügeltiefe
[SKMD01].

Für das 2D-Flügelmodell wurde ein superkriti-
sches *NLR7301* Profil verwendet. Diese Art von
Profilen reduziert den Widerstand im transsoni-
schen Geschwindigkeitsbereich. Sie weisen eine
starke Asymmetrie zwischen Ober- und Unter-
seite auf, wobei der Krümmungsradius der Vor-
derkante groß und die Krümmung der Oberseite
im Verhältnis zu traditionellen Profilen klein ist.
Das Koordinatensystem wurde so festgelegt,

dass sich die Flügelnase bei $x/c = 0$ und die
Hinterkante bei $x/c = 1$ befand. Die beiden Kan-
alwände schlossen bei $y/b = 0$ und $y/b = 1$
an die Ränder des Modells an. Auf die Obersei-
te des Flügelprofils wurde zu etwa zwei Dritteln
eine drucksensitive Farbe und zu einem Drittel
eine temperatursensitive Farbe aufgetragen, deren
Analyse in [Sch11], [KHS⁺08] und [KSHJ10]
vorgenommen wurde und nicht teil dieser Arbeit
ist.

Die 61 Drucksensoren des Typs *XCQ-093D* der
Firma *Kulite* waren auf der Ober- und Unter-
seite in einem Schnitt bei $y/b = 0,5$ angeord-
net, davon 36 auf der Oberseite. Der Bereich
 $0,48 < y/b \leq 0,52$ wurde nicht mit Far-
be beschichtet, um den Einfluss auf die Druck-
sensoren zu minimieren. Die räumliche Auflö-
sung der Drucksensoren schwankte je nach Po-
sition zwischen 5 mm und 15 mm. Dieser Mes-
skampagne wurde der Messpunkt 270004 ent-
nommen, dessen Parameter in Tabelle 1 zusam-
mengefasst sind. Die weiteren Messpunkte ent-
stammen einer Kampagne, bei der ebenso mit
dem *NLR7301* Flügelprofil gemessen wurde. Al-
lerdings befand sich ein Transitionsstreifen bei
 $x/c = 0,07$, dessen Einfluss in den Ergebnissen
deutlich wird. Zu berücksichtigen bleibt des Wei-
teren, dass bei dieser Kampagne nur mit Druck-
sensoren in einem Mittelschnitt gemessen wur-
de und weder eine druck- noch eine tempera-
tursensitive Farbe aufgetragen worden ist. Die
Beeinflussung der Strömung durch die Farbe ist
jedoch im Vergleich zu der des Transitionsstrei-
fens gering.

Bezeichnung	Ma	Re	ω	f [Hz]	$\bar{\alpha}$ [°]	$\Delta\alpha$ [°]	Transition
270004	0,72	2,26e6	0,24	30,0	1,09	0,73	frei
210008	0,72	2,19e6	0,25	5,3	0,99	0,65	fixiert bei $x/c = 0,07$
250009	0,74	2,24e6	0,25	5,0	0,98	0,66	fixiert bei $x/c = 0,07$
280008	0,76	2,27e6	0,25	5,4	0,98	0,66	fixiert bei $x/c = 0,07$

TAB 1: Parameter der untersuchten Messpunkte

3 AUSWERTEVERFAHREN

Im Folgenden wird ein Algorithmus zur Bestimmung der Stoßlage vorgestellt.

Die Begriffe „Stoßpunkt“ oder „Stoßlage“ werden fortan als Synonym für den Mittelpunkt eines Stoßbereiches verwendet. Diese räumliche Ausdehnung kommt dadurch zustande, dass in realen Strömungen keine unendlich großen Druckänderungen zu beobachten sind. Selbst ohne messtechnische Einschränkungen ließe sich der Stoß nur in einem schmalen, aber nicht infinitesimal kleinen Bereich von der Größenordnung der Weglänge der Fluidmoleküle beobachten [Tru08].

Unter einem Sensorintervall soll im Folgenden der Bereich, der durch zwei benachbarte Drucksensoren begrenzt wird, verstanden werden.

Die Auflösung der Stoßlage ist im Experiment durch die Abstände der Drucksensoren limitiert. Lässt sich der größte Gradient einer Druckverteilung eindeutig einem Sensorintervall zuordnen, so beträgt die Ortsungenauigkeit der Messung beim vorliegenden Flügelmodell 5 mm bis 15 mm, was 1,7% bzw. 5% der Flügeltiefe entspricht. Ereignet sich der Stoß hingegen am Ort eines Sensors, so sind die Druckgradienten der benachbarten Sensorintervalle ähnlich groß, so dass die Ungenauigkeit steigt.

Eine einfache Vorgehensweise, wie beispielsweise den maximalen Gradienten in der Druckverteilung zu bestimmen und dessen Position mit dem Ort des Verdichtungsstoßes gleichzusetzen, ist bei diesem Experiment unzureichend. Denn für einige Anstellwinkel ist ein Einfach- und für andere ein Doppelstoßsystem zu beobachten und

letzteres könnte auf diese Weise nicht aufgelöst werden. Aus diesem Grund ist der gewählte, sich in vier Schritte unterteilende Algorithmus komplexer:

1. Stoßbereich eingrenzen
2. Druckabfälle bestimmen und bewerten
3. Position der Stoßfront errechnen
4. Stöße zuordnen

Zu 1: In einem ersten Schritt werden die Bereiche der Druckverteilungen eingegrenzt, in denen sich Verdichtungsstöße ereignen könnten. Eine hintere Grenze wird hierfür zunächst manuell so festgelegt, dass weiter stromabwärts definitiv kein Stoß mehr auftreten kann (vgl. dazu Punkt *D* in Abb. 2).

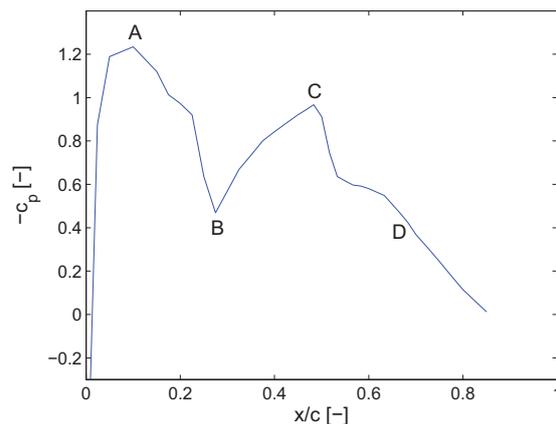


BILD 2: Schema zur Bestimmung der Stoßlagen.

Von diesem Ort aus wird die vordere Grenze festgelegt, indem der Druckbeiwert bestimmt wird, nachdem der Druck nicht weiter abfällt

(Punkt C).¹ Nach demselben Prinzip wird von der Vorderkante aus der Punkt A bestimmt. Gilt $x(C) \leq x(A)$, so wird die Strömung nur ein Mal stark beschleunigt, so dass sich maximal ein einfacher Verdichtungsstoß ereignen kann, der zwischen den Punkten A und D liegen muss. Gilt hingegen $x(C) > x(A)$, so ähnelt die Druckverteilung der aus Abbildung 2, und zwischen den Punkten A und C liegt das lokale Druckmaximum B, dessen Ort berechnet wird. In diesem Fall sind zwei Verdichtungsstöße möglich.

Zu 2: Innerhalb der in Schritt 1 eingegrenzten Bereiche werden die Maxima der Gradienten der Sensorintervalle berechnet. Bei größeren Messungenauigkeiten kann an dieser Stelle zur Fehlerkorrektur ein gleitender Mittelwert herangezogen werden, der bei diesem Versuch jedoch keine Verbesserung bewirkt.

An der Position des maximalen Gradienten muss nicht zwangsläufig ein Verdichtungsstoß aufgetreten sein, wenn dessen Betrag klein ist. Bei diesem Versuch hat sich ein Wert von

$$\frac{\Delta c_p}{\Delta x/c} = 6$$

als geeignet herausgestellt, der manuell festgelegt wurde.

Zu 3: Hat sich gemäß den beschriebenen Kriterien ein Verdichtungsstoß ereignet, so wird im letzten Schritt dessen Ort bestimmt. Der Stoßpunkt liegt stets im Sensorintervall der größten Druckgradienten, muss jedoch nicht mittig liegen. Ist beispielsweise der Gradient des vorherigen Sensorintervalls ähnlich groß wie der des maximalen Gradienten und ist zudem der des nachfolgenden sehr klein, so wird sich der Stoß in der Nähe des stromaufwärts liegenden Sensors ereignen und nicht in der Mitte des Intervalls. Die genaue Position wird errechnet, indem das Zentrum des Intervalls mit der größ-

¹ Dies ist eine vereinfachte Darstellung. Steigt der Druck nur um einen sehr kleinen Wert, so könnte es sich um eine Schwankung handeln, die nicht zum Ausstieg des Algorithmus führen soll. Deshalb wird erst abgebrochen, wenn der Druck am übernächsten Sensor um mehr als $\Delta c_p = 0,05$ angestiegen ist. Bei Flügelmodellen mit einer anderen räumlicher Auflösung muss dieser Wert gegebenenfalls modifiziert werden.

ten Steigung und die beiden benachbarten Intervallzentren mit ihrem jeweiligen Gradienten gewichtet werden, insofern diese positiven Vorzeichens waren. Im Extremfall ereignet sich der Stoß genau auf der Grenze zwischen zwei Intervallen, nämlich genau dann, wenn zwei Gradienten gleich groß sind und der dritte kleiner oder gleich null ist.

Zu 4: Für den Fall eines einfachen Verdichtungsstoßes wird dieser anschließend entweder der Gruppe der vorderen oder der hinteren Verdichtungsstöße zugeordnet. Dazu wird überprüft, ob der räumliche Abstand zum zuletzt detektierten vorderen oder hinteren Stoß geringer ist. Solange am Anfang eines Messpunktes nur einfache Verdichtungsstöße vorliegen, wird anhand der Abstände zu den Stößen des ersten auftretenden Doppelstoßsystems eingruppiert.

4 ERGEBNISSE

4.1 Zeitfunktion der Stoßlage

Die Abbildung 3 zeigt die zeitabhängige Bewegung der Stoßlage über fünf Schwingungsperioden des Messpunktes 270004. Deutlich wird

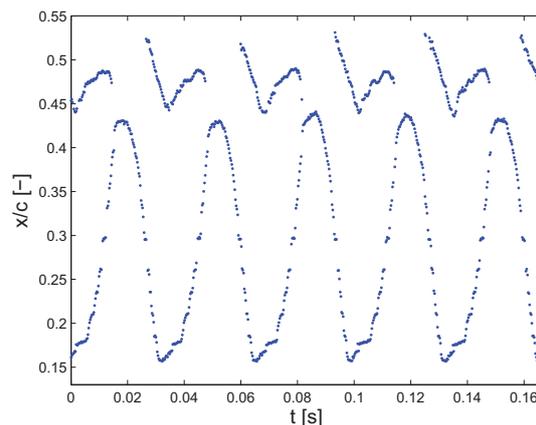


BILD 3: Stoßlage des Messpunktes 270004 über fünf Schwingungsperioden

das streng periodische, nicht-harmonische Verhalten der Stoßbewegung. Der vordere Verdichtungsstoß verweilt länger am Minimum der Stoßlage als beim Maximum. Ein hinterer Stoß

bildet sich nur für einen Teil der Schwingungsperiode aus. Die Bewegung lässt sich für mehrere Perioden gut reproduzieren.

4.2 Stoßlage und Häufigkeitsverteilung

215 In Abbildung 4 ist die Stoßlage des Messpunktes 270004 in Abhängigkeit des Anstellwinkels und die Häufigkeitsverteilung der Stoßlage dargestellt.

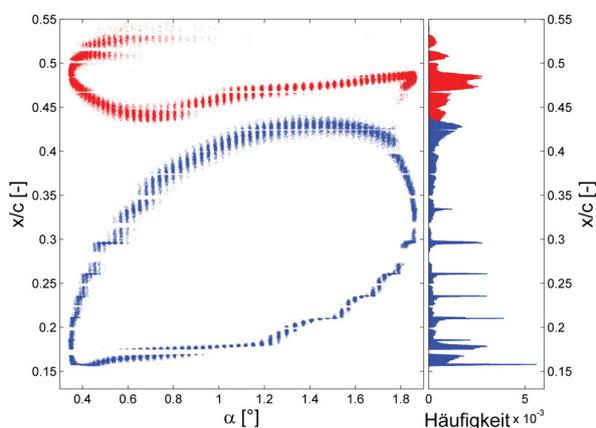


BILD 4: Stoßlage in Abhängigkeit des Anstellwinkels des Messpunktes 270004 und die Häufigkeitsverteilung der Stoßlage

220 Die Anstellwinkel des Flügelprofils wiederholen sich mit einer gewissen Unschärfe nach einer Schwingungsperiode. Diese ist jedoch so klein, dass während der 640 Schwingungsperioden nicht alle Anstellwinkel angenommen werden, was sich in der Quantisierung derselben äußert. Der Grund für die Abweichungen liegt in unvermeidbaren Schwankungen bei der Anregung des Modells und der Ungenauigkeit der Winkelmessung.

230 Die Häufigkeitsverteilung der Abbildung 4 weist an Positionen zwischen Drucksensoren Maxima auf. Diese Anhäufungen resultieren aus der räumlich determinierten Auflösung der Druckmessung. Damit ein Stoßpunkt exakt am Ort eines Drucksensors detektiert werden würde, müssten die Steigungen innerhalb zweier Intervalle identisch und die des dritten kleiner oder gleich null sein. Die erste Bedingung - der Druckanstieg

in zwei aufeinander folgenden Intervalle ist ähnlich groß - wird im Experiment häufig erfüllt, die zweite Bedingung allerdings nicht. Oft steigt der Druck vor und nach dem Intervall des größten Gradienten an, sodass nur sehr selten ein Stoß an dem Ort eines Drucksensors detektiert wird, wodurch sich in der Häufigkeitsverteilung dort Minima ausbilden. Eine Wahrscheinlichkeitskonzentration tritt hingegen zwischen den Sensoren auf.

4.3 Stoßlage und Phasenwinkel

240 Im Folgenden sollen die zu der Abbildung 4 zugehörigen Druckverteilungen genauer analysiert werden, wozu der Graph mit Hilfe eines Farbverlaufes um die Information der Phasenwinkel erweitert wurde. Jedem Phasenwinkel wurde eine Farbe zugeordnet. φ_0 ist in rot eingezeichnet und $\varphi_{(360-\frac{360}{128})}$ in blau. Die Farben aller Phasenwinkel sind in Abbildung 5 dargestellt.

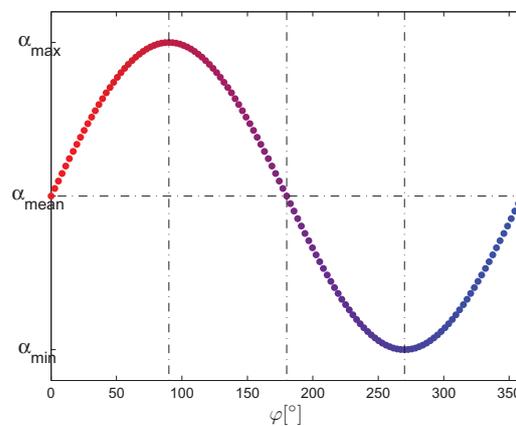


BILD 5: Zum Phasenwinkel zugehöriger Farbton

260 Die Abbildung 6 ergänzt nun Abbildung 4 um eben diesen Farbverlauf. Identische Farbtöne der beiden Stöße entsprechen gleichen Phasenwinkeln. Der obere Teil von Abbildung 7 zeigt dieses Verhalten ein weiteres Mal, wobei einige besonders interessante Phasenwinkel zudem nummeriert und die dazugehörigen Druckverteilungen unterhalb der Grafik eingezeichnet wurden. Der Vergleich der Druckverteilungen von φ_{307} ,

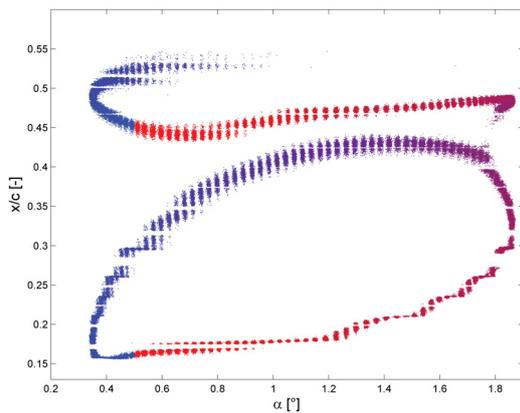


BILD 6: Stoßlage des Messpunktes 270004 ($Ma = 0,72$, freie Transition).

φ_{42} , φ_{85} und φ_{101} verdeutlicht, wie sich bei steigendem Anstellwinkel der vordere Verdichtungsstoß nach hinten bewegt. Der hintere Stoß ist hingegen nahezu ortsfest. Die Stärke des hinteren Verdichtungsstoßes wird bei φ_{85} und φ_{101} deutlich geringer. Bei φ_{104} ist immer noch ein sehr schwacher zweiter Stoß zu erkennen, der durch den Algorithmus allerdings nicht mehr erkannt wird, da der Gradient zu klein ist. Bei φ_{197} und φ_{222} bewegt sich der vordere Stoß zurück in Richtung Flügelnase, der hintere Stoß bildet sich wieder aus und wird in φ_{228} auch wieder als solcher detektiert.

Die Grafik des Stoßpunktes in Abhängigkeit vom Anstellwinkel suggeriert, dass der vordere Stoß für alle Anstellwinkel existent ist. Der hintere hingegen verschwindet zwischen φ_{101} und φ_{113} , bevor er sich bei etwa φ_{228} wieder herausbildet. Letzteres lässt sich auch anhand der Druckverteilung bestätigen. Der Vergleich φ_{101} und φ_{113} zeigt jedoch, dass die Stöße zu einem einzigen verschmelzen. Der einfache Stoß bei φ_{113} liegt recht genau in der Mitte des Doppelstoßsystems von φ_{101} . Das Zusammenlaufen der beiden Stöße kann aufgrund der Auflösung der Drucksensoren mit der beschriebenen Vorgehensweise nicht besser erkannt werden.

Die Stoßlagen des Messpunktes 210008, bei dem mit Transitionstreifen bei $x/c = 0,07$ gemessen wurde, sind in Abbildung 8 aufgetragen. Die Druckverteilungen zeigen, dass der hintere

re Stoß bei φ_{139} verschwindet, und sich nicht mit dem vorderen zu einem einzigen verbindet. Bei etwa φ_{204} bildet sich ein zweiter Stoß aus, fünf Prozent hinter der Position von φ_{136} . Der vordere Stoß bewegt sich im Mittel bis maximal $x/c = 0,32$ nach hinten.

Die Interaktion der beiden Verdichtungsstöße tritt jedoch auf bei der Erhöhung der Machzahl auf $Ma = 0,74$, was die Abbildung 9 belegt.

Mit steigendem Anstellwinkel bewegt sich der vordere Verdichtungsstoß zunächst von φ_{269} nach vorne und etwa ab dem mittleren Anstellwinkel des Profils wieder nach hinten. Zwischen φ_{66} und φ_{83} verschmelzen die Stöße zu einem. Er bewegt sich anschließend leicht nach vorne, bis sich bei φ_{286} ein neuer, hinterer Stoß ausbildet.

Bei einer weiteren Erhöhung der Machzahl auf $Ma = 0,76$, was in der Abbildung 10 geschehen ist, ist unabhängig vom Anstellwinkel lediglich ein einfacher Verdichtungsstoß zu beobachten. Dessen Bewegung ist auf einen Bereich von etwa zehn Prozent der Flügeltiefe beschränkt, und der Drehsinn hat sich gegenüber den beiden Fällen bei niedrigeren Machzahlen umgekehrt.

5 DISKUSSION

Der Einfluss von fixierter und freier Transition sowie die Effekte der Machzahlvariation werden im Folgenden diskutiert [HSW10].

Der Verlauf der Stoßlage von Messpunkt 270004 wurde in Abbildung 7 dargestellt. Ausgehend von φ_{307} der genannten Abbildung, weist das Flügelprofil zunächst einen geringen Anstellwinkel auf. Der Flügel wird nahezu frontal angeströmt, die Strömung durch die Profilkontur auf Überschallgeschwindigkeit beschleunigt. Aufgrund des geringen Anstellwinkels ist das Überschallgebiet klein und wird durch einen Verdichtungsstoß bei etwa $x/c = 0,17$ abgeschlossen. Aus der Messung mit einer temperatursensitiven Farbe geht hervor, dass bei einer stationären Messung mit Anstellwinkeln von $0,77^\circ$ und $1,24^\circ$ ein Verdichtungsstoß zwischen $0,2 \leq x/c \leq 0,3$ auftritt, ohne dass die laminare Strömung zuvor in eine turbulente umgeschlagen wäre. Die Grenzschicht ist somit wesentlich länger laminar als

bei fixierter Transition, insbesondere noch bei $x/c = 0,17$. Durch den Stoß wird die Transition jedoch induziert, denn eine laminare Grenzschicht würde solch starke Druckanstiege nicht vertragen, da der Gradient nur durch Reibungskräfte von der Außenströmung auf die Grenzschicht übertragen werden könnte. Die maximale Profildicke ist beim *NLR7301*-Profil erst bei 35 % der Flügeltiefe erreicht. Die Aufdickung der turbulenten Grenzschicht bewirkt eine zusätzliche Umlenkung der freien Strömung, sodass abermals ein Überschallgebiet auftritt, welches durch einen zweiten Stoß abgeschlossen wird. Eine Ablöseblase könnte den Effekt der Beschleunigung zusätzlich verstärken.

Mit steigendem Anstellwinkel, wie bei den φ_{42} und φ_{85} der Fall, wird der Flügel immer weiter von unten angeströmt, wodurch die Beschleunigung der Strömung stärker und das Überschallgebiet insgesamt größer wird. Der Verdichtungsstoß bewegt sich nach hinten und induziert weiterhin die Transition. Mit steigendem Anstellwinkel vergrößert sich das vordere Überschallgebiet wegen der kürzer werdenden Beschleunigungsstrecke auf Kosten des hinteren. Da die Krümmung des Profils zwischen $x/c = 0,35$ und $x/c = 0,50$ sehr gering ist und sich das Profil erst anschließend zunehmend verjüngt, erfolgt die Beschleunigung wegen der Grenzschichtaufdickung durch den Umschlag sowie die möglicherweise auftretende Ablöseblase. Bei φ_{101} bis φ_{113} ist der vordere Stoß so weit nach hinten gewandert, dass kein oder nur ein sehr kleines Überschallgebiet entstehen kann und der hintere Stoß verschwindet.

Dass bei der anschließenden Bewegung hin zu kleineren Anstellwinkeln nur ein einfacher Verdichtungsstoß zu beobachten ist, lässt sich mit Hilfe der Transitionslage erklären. Bei φ_{113} ist der Verdichtungsstoß so weit hinten, dass die Strömung möglicherweise schon im Überschallgebiet umschlägt. Die am Stoß bereits turbulente Grenzschicht kann den Druckanstieg ertragen, ohne abzulösen, sodass die Umlenkung der Strömung gering ist, und damit auch die Beschleunigung. Der Effekt, dass beim abschwingenden Flügelprofil der Transitionsunkt in das Überschallgebiet fällt, ist so lange stabil, bis der vordere Stoß bei etwa 35 % der Flügeltiefe an-

gekommen ist, nämlich genau so lange, bis er sich wieder vor der maximalen Profildicke ereignet. Dieses Phänomen ist ein Hystereseeffekt, also auf die Vorgeschichte des Systems zurückzuführen und sollte auch bei einer quasistatischen Messung zu beobachten sein. Hinzu kommt der instationäre Effekt der Phasenverschiebung zwischen Anregung und Druckantwort, der bei einer reduzierten Frequenz des Modells von $\omega^* = 0,24$ besonders groß ist. Die Form der vorderen Stoßbewegung setzt sich somit bei der freien Transition aus zwei Anteilen zusammen. Zum einen aus der Phasenverschiebung, einem instationären Effekt, und zum anderen aus der Hysterese, die in ähnlicher Form auch bei einer quasistationären Versuchsdurchführung zu beobachten wäre.

Bei fixierter Transition ist das Verhalten grundlegend verschieden. Vergleiche dazu Abbildung 8. Im Gegensatz zu Messpunkt *270004* bewegt sich bei Messpunkt *210008* der vordere Verdichtungsstoß über einen kleineren Bereich und der hintere ist nahezu für alle Phasenwinkel existent. Der Transitionstreifen bewirkt, dass die Wechselwirkung zwischen Transition und Verdichtungsstoß verschwindet. Unabhängig vom Phasenwinkel ist die Grenzschicht am Stoß bereits turbulent, sodass die zuvor beschriebenen Hystereseeffekte bei der fixierten Transition nicht auftreten. Die elliptische Form der Stoßbewegung in der genannten Abbildung resultiert lediglich aus der Phasenverschiebung zwischen Anregung und Druckantwort. Bei einer quasistationären Versuchsdurchführung wären die Druckverteilungen zu identischen Anstellwinkeln gleich und zwar unabhängig vom Phasenwinkel, also davon, ob das Profil hin zu kleineren oder größeren Anstellwinkeln schwingen würde. Statt der elliptischen Form der Stoßbewegung ließe sich dann eine Gerade in das Diagramm einzeichnen. Ereignet sich der vordere Stoß bei $x/c \leq 0,30$, also vor der maximalen Profilkrümmung, so wird die Strömung anschließend ein weiteres Mal beschleunigt. Ein zweiter Verdichtungsstoß ist zu beobachten. Bei einer Stoßlage von $x/c > 0,30$ ist die nachfolgende Beschleunigung schwach und ein zweiter Stoß existiert entweder nicht mehr oder kann durch den Algorithmus nicht aufgelöst werden.

Eine Erhöhung der Machzahl auf $Ma = 0,74$, wie bei Messpunkt 250009 geschehen, hat einen ähnlichen Effekt wie eine Anstellwinkelerhöhung. Vergleiche dazu Abbildung 9. Das vordere Überschallgebiet ist größer und der Verdichtungsstoß ereignet sich später. Der zweite Stoß, der auch bei einer vorderen Stoßlage von bis zu $x/c = 0,40$ zu verzeichnen ist, deutet darauf hin, dass bei der vorliegenden Kombination aus Machzahl, Anstellwinkel und Flügelprofil gerade der Zustand einer kleinen Ablöseblase bei turbulenter Grenzschicht erreicht ist, die die Strömung beschleunigt. Ereignet sich der vordere Stoß jedoch weiter stromabwärts, so verjüngt sich das Profil schon so stark, dass kein zweiter Verdichtungsstoß mehr stattfindet.

Der Zustand der vollständigen Ablösung ist bei Messpunkt 280008 mit einer Machzahl von $Ma = 0,76$ erreicht. In Abbildung 10 ist eine invertierte Stoßbewegung zu erkennen. Die durch den Stoß induzierte Ablösung bewirkt ab einer gewissen Ablöselänge, dass der Stoß stromaufwärts nach vorne gedrängt wird. Dadurch wird das Überschallgebiet kleiner, der Stoß und damit die Ablösung schwächer, was dem Stoß wiederum erlaubt, sich stromabwärts zu bewegen.

6 Zusammenfassung

Die Dynamik der Verdichtungsstöße wurde untersucht, die gerade im transsonischen Geschwindigkeitsbereich aufgrund der Wechselwirkung mit der Grenzschichtablösung ein stark nichtlineares Verhalten aufzeigt. Das Ziel bestand im ersten Schritt darin, aus den zeitabhängigen Druckverteilungen im Mittelschnitt des zweidimensionalen Flügels eine Zeitfunktion der Stoßlage zu erzeugen. Im zweiten Schritt wurde dann der Zusammenhang zwischen dem schwingenden Modell und der Stoßbewegung untersucht. Dabei wurde neben dem Einfluss von Machzahl und Transition das Augenmerk auf den Übergang zwischen Einfach- und Doppelstoßsystemen gelegt. Es stellte sich heraus, dass insbesondere die Stoßbewegung bei freier Transition von starken Hystereseeffekten geprägt war. Auch der besonders interessante Fall hoher transsonischer Machzahlen, bei dem ab-

lösungsbedingt eine sog. *invertierte Stoßbewegung* auftritt, wurde gezielt gesucht und analysiert.

An einigen Stellen fehlen für die Ursachen der Stoßbewegung experimentelle Beweise, da lediglich Drücke an der Oberfläche des Modells bestimmt, jedoch keine Geschwindigkeitsfelder der Strömung vermessen wurden. Insbesondere die Hysterese der Transitionslage bleibt auch im Hinblick auf Verbesserungen von numerischen Simulationen zu untersuchen. Weitere Experimente mit gleichzeitiger Messung der Strömung und des Druckes auf dem Profil wären dazu wünschenswert.

Literatur

- [HSW10] H. G. Hornung, G. Schewe und W. Wegner. Persönliche Gespräche, August bis Oktober 2010.
- [KHS⁺08] C. Klein, U. Henne, W.E. Sachs, Y. Egami, H. Mai, V. Ondrus und U. Beifuss. Application of Pressure-Sensitive Paint for Determination of Dynamic Surface Pressures on an Oscillating 2D Profile in Transonic Flow. In *46th AIAA Aerospace Meeting and Exhibit*, Reno, NV, 2008. AIAA 2008-278.
- [KSHJ10] C. Klein, W.E. Sachs, U. Henne und J. Borbye. Determination of Transfer Function of Pressure-Sensitive Paint. In *48th AIAA Aerospace Science Meeting and Exhibit*, Orlando, FL, 2010. AIAA 2010-309.
- [Sch11] M. Schreiber. Analyse der Druckverteilungen schwingender Profile in transsonischer Strömung. Diplomarbeit, Georg-August-Universität zu Göttingen, 2011.
- [SKMD01] G. Schewe, A. Knipfer, H. Mai und G. Dietz. Experimentelle und numerische Untersuchungen nichtlinearer Effekte beim transsonischen Flattern. In *DLR IB 232 - 2001 J03*, Göttingen, 2001.
- [Tru08] E. Truckenbrodt. *Fluidmechanik*. Springer-Verlag, Berlin, 2008.

7 Anhang

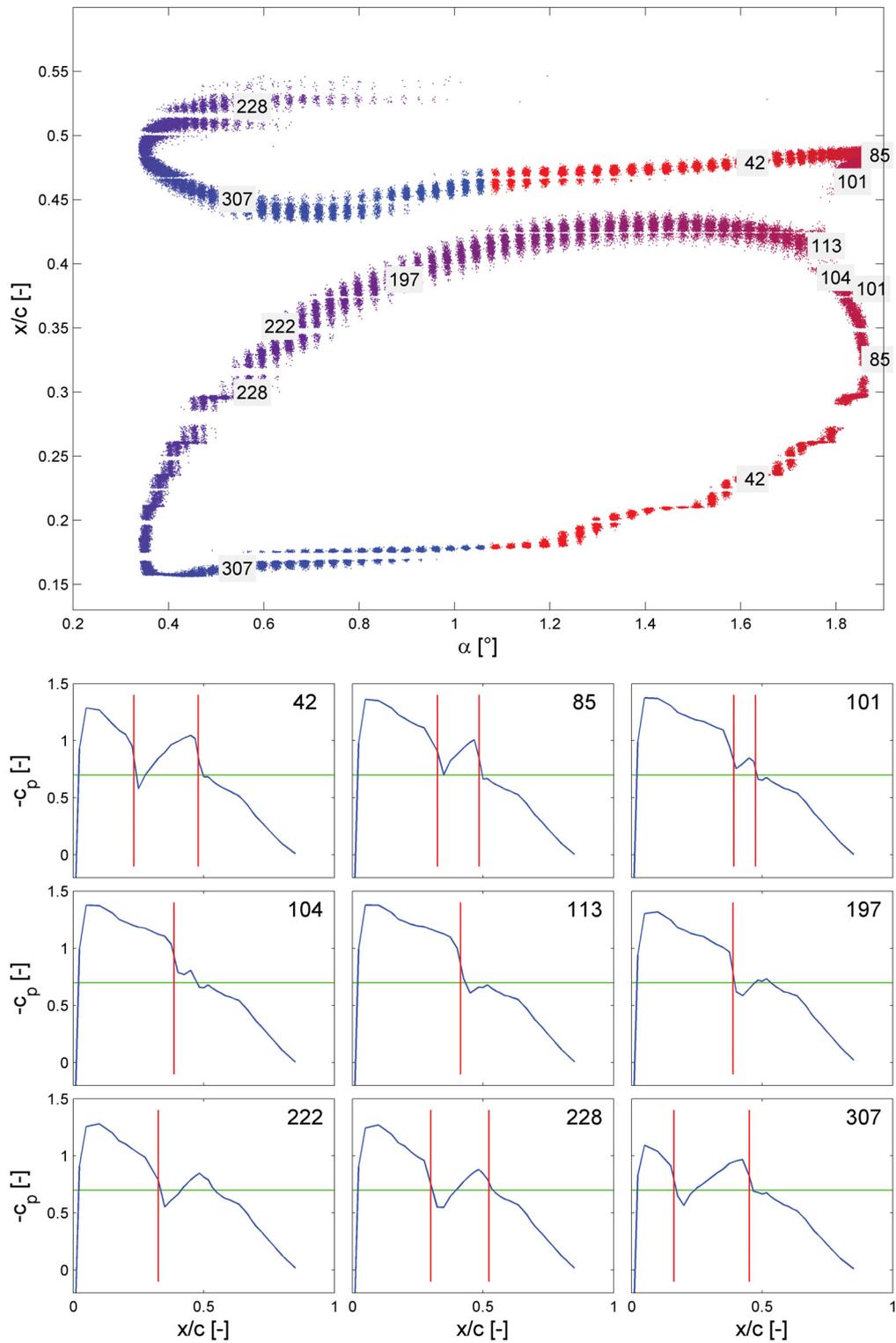


BILD 7: Oben: Stoßlage des Messpunktes 270004 ($Ma = 0,72$, freie Transition).
 Unten: Druckbeiwertverteilungen ausgewählter Phasenwinkel in blau mit den Stoßlagen in rot und dem kritischen Druckbeiwert in grün

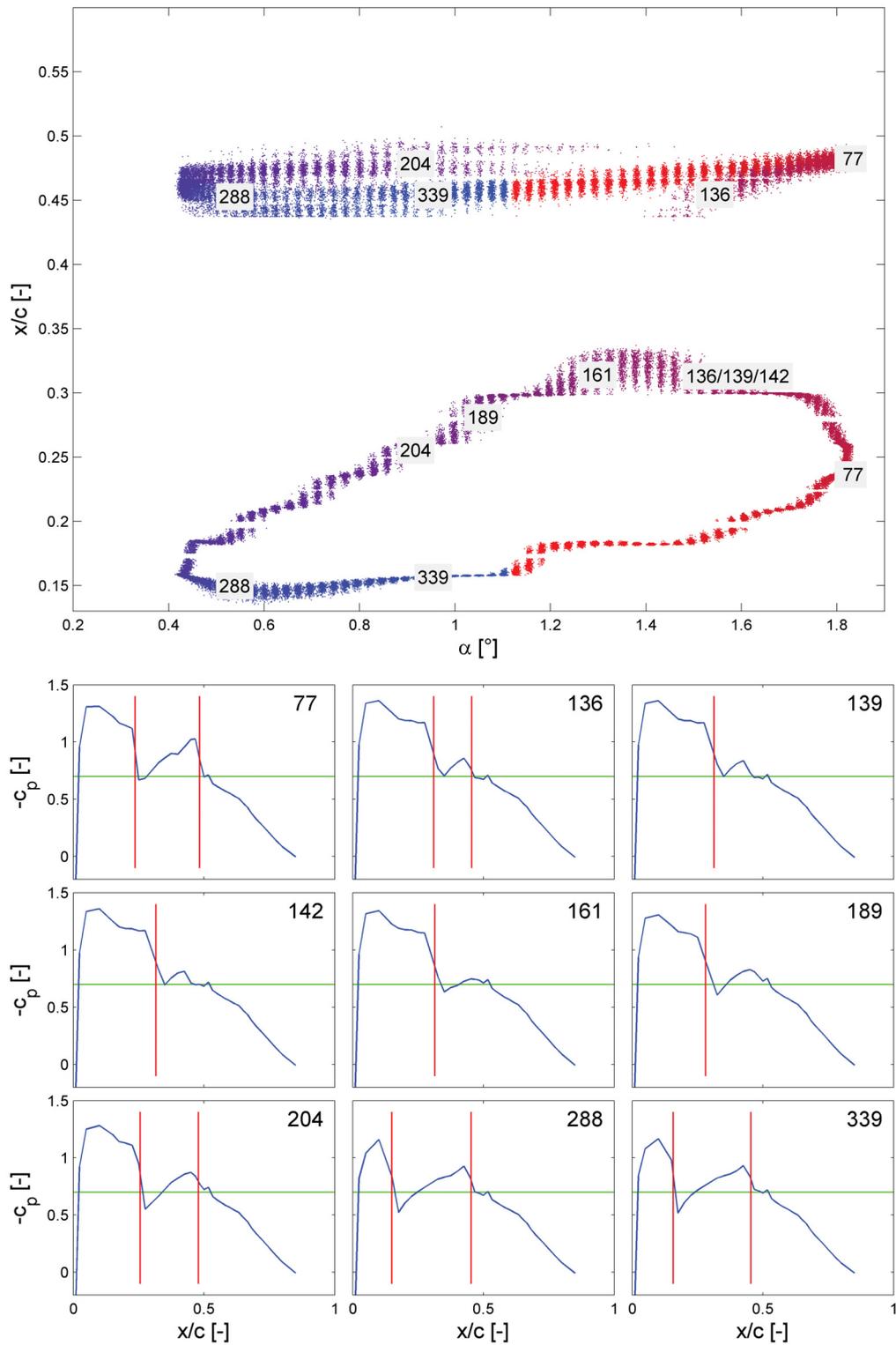


BILD 8: Oben: Stoßlage des Messpunktes 210008 ($Ma = 0,72$, fixierte Transition).
 Unten: Druckbeiwertverteilungen ausgewählter Phasenwinkel in blau mit den Stoßlagen in rot und dem kritischen Druckbeiwert in grün

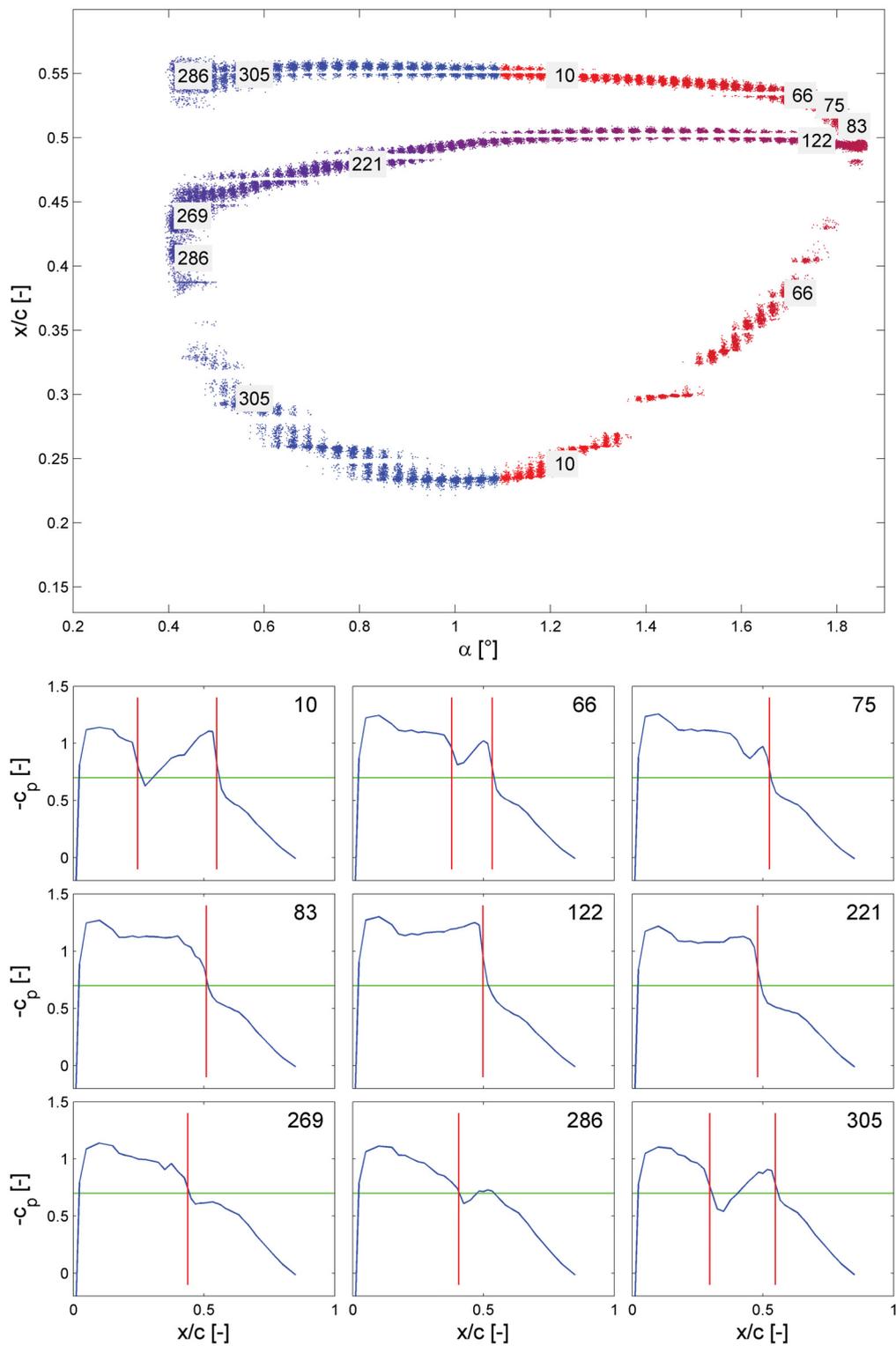


BILD 9: Oben: Stoßlage des Messpunktes 250009 ($Ma = 0,74$, fixierte Transition).
 Unten: Druckbeiwertverteilungen ausgewählter Phasenwinkel in blau mit den Stoßlagen in rot und dem kritischen Druckbeiwert in grün

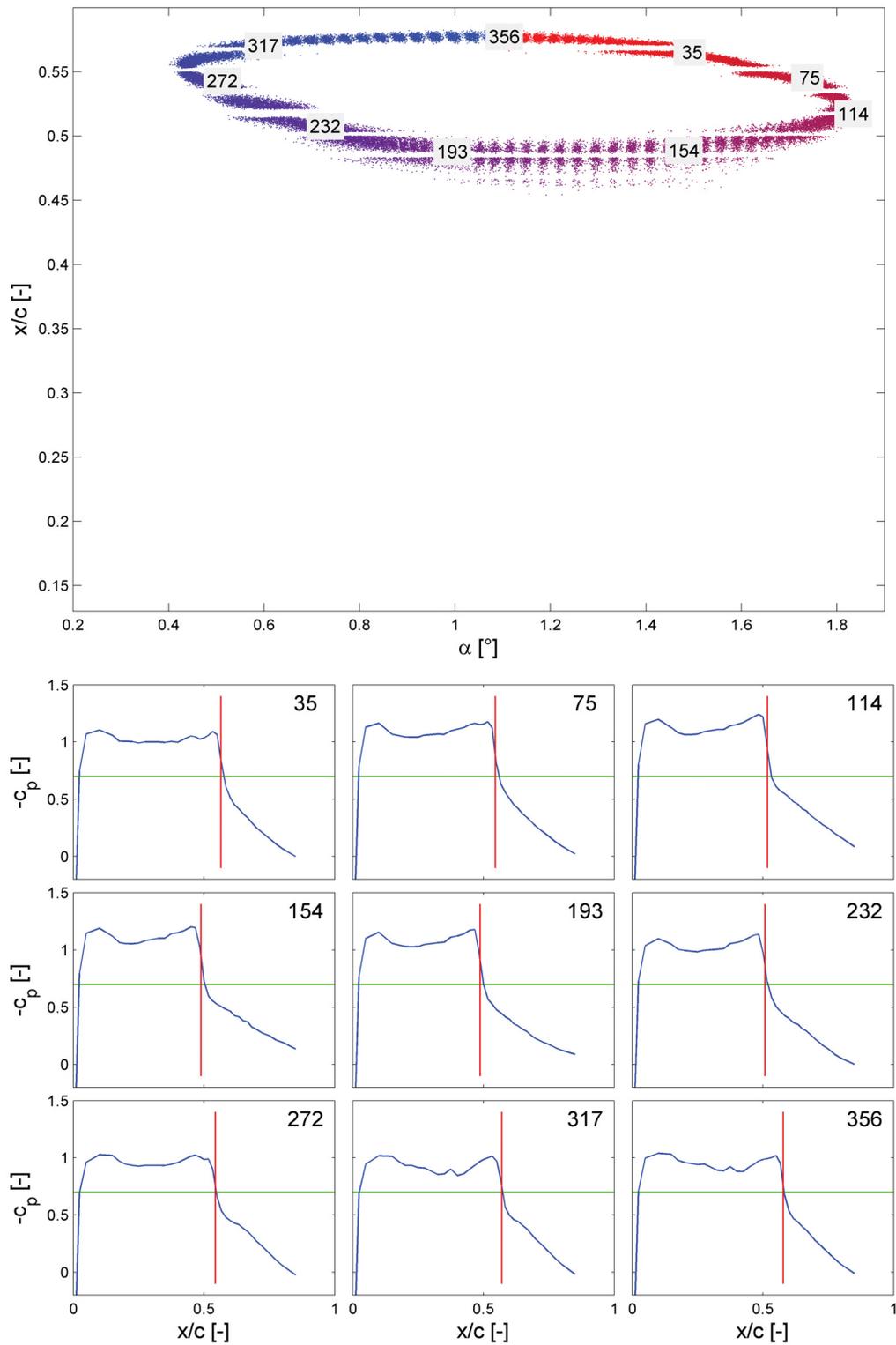


BILD 10: Oben: Stoßlage des Messpunktes 280008 ($Ma = 0,76$, fixierte Transition).
 Unten: Druckbeiwertverteilungen ausgewählter Phasenwinkel in blau mit den Stoßlagen in rot und dem kritischen Druckbeiwert in grün