

**DIREKTE NUMERISCHE SIMULATION
EINER GRENZSCHICHT
AUF DER OBERSEITE EINES TRAGFLÜGELS
MIT LAMINARER ABLÖSEBLASE**

U. Maucher, U. Rist, S. Wagner
Universität Stuttgart, Institut für Aerodynamik und Gasdynamik
Pfaffenwaldring 21, 70550 Stuttgart

Tagungsband
9. DGLR/AG STAB-Symposium 1994
Erlangen, 4.-6. Oktober 1994

DIREKTE NUMERISCHE SIMULATION EINER GRENZSCHICHT AUF DER OBERSEITE EINES TRAGFLÜGELS MIT LAMINARER ABLÖSEBLASE

U. Maucher, U. Rist, S. Wagner
Universität Stuttgart, Institut für Aerodynamik und Gasdynamik
Pfaffenwaldring 21, 70550 Stuttgart

Abstrakt

Die Vorgänge in laminaren Ablöseblasen, wie sie beispielsweise bei Laminarprofilen auftreten können, sind in vielen Punkten noch nicht verstanden. Zur Vorbereitung dreidimensionaler (3-D) Direkter Numerischer Simulationen (DNS) wird in der vorliegenden Arbeit eine zweidimensionale (2-D) Simulation einer laminaren Ablöseblase vorgestellt, die durch einen plötzlichen Druckanstieg in einer Plattengrenzschicht verursacht wird. Ausgehend von einer stationären Zuströmung löst die Strömung ab und Störungen hoher Amplitude treten auf. Die räumliche Entwicklung selbsterregter Störungen und die dazugehörigen Störprofile werden mit der Linearen Stabilitätstheorie verglichen. Dabei zeigt sich, daß der Wirbelabgang in der Blase durch Tollmien-Schlichting-Wellen erklärt werden kann, und diesbezügliche Annahmen von Gruber et al. [3] und Gruber [2] bestätigen sich. Durch die Störwellen hoher Amplitude wird zudem die wandnahe Strömung beschleunigt und damit das Wiederanlegen der Strömung erzwungen.

Numerisches Verfahren

Die vorliegende Simulation basiert auf einem Verfahren, das ursprünglich von Fasel et al. [1] entwickelt und von Kloker [4] weiterentwickelt wurde. Das Verfahren löst die vollständigen dreidimensionalen, instationären und inkompressiblen Navier-Stokes-Gleichungen in Geschwindigkeits-Wirbelstärke-Formulierung. Die von Kloker verwendete Störgrößenformulierung (Simulation der Störgrößen, die stationäre Grundströmung wird vorab gesondert berechnet) wurde auf eine Gesamtgrößenformulierung umgestellt. Zudem mußten die Randbedingungen an die Problemstellung angepaßt werden. Da davon vor allem die 2-D Komponente, speziell die Ausströmrandbedingung berührt war, beschränkt sich die vorliegende Arbeit auf eine 2-D Simulation. Die Geschwindigkeitskomponenten in Stromab- bzw. wandnormaler Richtung werden mit u und v bezeichnet (siehe Abb. 1). Alle Variablen sind mit einer Referenzlänge \bar{L} und der Freistromgeschwindigkeit \bar{U}_∞ dimensionslos gemacht und hängen von den dimensionsbehafteten, mit Balken gekennzeichneten Größen in der folgenden Weise ab:

$$x = \bar{x}/\bar{L}, \quad y = \sqrt{Re} \bar{y}/\bar{L}, \quad t = \bar{t} \bar{U}_\infty/\bar{L}, \quad u = \bar{u}/\bar{U}_\infty, \quad v = \sqrt{Re} \bar{v}/\bar{U}_\infty, \quad Re = \bar{U}_\infty \bar{L}/\bar{\nu}, \quad (1)$$

wobei $\bar{\nu}$ die kinematische Viskosität und Re die Reynoldszahl bezeichnet. Die Wirbelstärke

$$\omega = \frac{\partial u}{\partial y} - \frac{1}{Re} \frac{\partial v}{\partial x}, \quad (2)$$

wird mit der Wirbeltransportgleichung (3), v und u mit einer Poissongleichung (4) beziehungsweise der Kontinuitätsgleichung (5) bestimmt:

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(u\omega) + \frac{\partial}{\partial y}(v\omega) = \frac{1}{Re} \frac{\partial^2 \omega}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \omega}{\partial y^2}, \quad (3)$$

$$\frac{1}{Re} \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} = -\frac{\partial \omega}{\partial x}, \quad (4)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} = -\frac{\partial v}{\partial y}. \quad (5)$$

Die räumlichen Ableitungen wurden mit Ausnahme der x -Konvektionsterme der Wirbeltransportgleichung mit zentralen finiten Differenzen 4. Ordnung diskretisiert. Die Zeitintegration wird mit einem Runge-Kutta-Verfahren 4. Ordnung in Verbindung mit einer Hybriddiskretisierung der x -Konvektionsterme (zentral, im Wechsel einseitig stromauf und stromab, zentral) durchgeführt [4]. Die v -Poissongleichung wird mit Hilfe eines 3-Farben Linien-Gauß-Seidel-Algorithmus aufgelöst. Zur Konvergenzbeschleunigung ist zudem ein Multigridverfahren implementiert. u wird in Stromabrichtung mit Hermite'schen (kompakten) Differenzen 4. Ordnung integriert.

In x -Richtung reicht das Integrationsgebiet von x_0 bis x_f und enthält einen Teil der Grenzschicht, die Ablöseblase und das Wiederanlagegebiet. Die Höhe des Integrationsgebietes umfaßt normalerweise 10-15 Verdrängungsdicken des Einströmrandes.

Durch die Vorgabe der Stromabgeschwindigkeit u_e am Freistromrand wird der Grenzschicht ein Druckgradient aufgeprägt. Zudem wird am oberen Rand reibungsfreie Strömung vorausgesetzt.

Am Einströmrand wird stationäre Strömung angenommen. Über den Hartree-Parameter, der näherungsweise aus der lokalen Ableitung der Geschwindigkeit u_e bestimmt wird, werden Falkner-Skan-Profile vorgegeben.

Am Ausströmrand wurde die „Relaminarisation Zone“-Technik weiterentwickelt, die von Kloker et al. vorgestellt und sehr genau auf ihre Gültigkeit hin untersucht wurde [5]. Die Wirbelstärke nahe des Ausströmrandes wird durch die Multiplikation mit einer Dämpfungsfunktion f_D , die glatt von 1 auf 0 abnimmt (Abb. 2a), kontinuierlich in eine stationäre, leicht beschleunigte Falkner-Skan-Strömung (FS) mit einer der Tragflügelgrenzschicht angepaßten Verdrängungsdicke überführt: $\omega_D = f_D\omega + (1 - f_D)\omega_{FS}$. Außerdem wird die Freistromgeschwindigkeit u_e , die eigentlich dem Verlauf U_e experimenteller Daten oder einer Potentiallösung entsprechen soll, der FS-Strömung ab der x -Position x_u angepaßt (Abb. 2b). Durch dieses Vorgehen können unerwünschte Reflexionen am Ausströmrand vermieden werden.

Direkte Numerische Simulation

Obwohl bislang nur 2-D Simulationen von Tragflügelgrenzschichten mit Ablöseblase durchgeführt wurden, erbrachten diese schon interessante Ergebnisse. Die vorliegende Simulation lehnt sich an Experimente an, bei denen ein FX66-S-196 Profil bei 9 Grad Anstellwinkel untersucht wurde. Die Reynoldszahl Re_S gebildet mit der Sehnenlänge ($\bar{L}_S = 0.743m$) beträgt $1.5 * 10^6$. Für die Simulation wurde die Referenzlänge $\bar{L} = 0.0743m$ gewählt. Damit ergibt sich eine Reynoldszahl $Re = 1.5 * 10^5$ ($\bar{U}_\infty = 30.28 \frac{m}{s}$). Das Integrationsgebiet reicht von $x_0 = 2.153$ (21.5% der Profiltiefe) bis $x_f = 5.379$ (53.8%) mit 562 Gitterpunkten in x - und 97 Gitterpunkten in y -Richtung. Die mit der Verdrängungsdicke δ_1 am Einströmrand gebildete Reynoldszahl beträgt $Re_{\delta_1} = 1244$, die Höhe y_e des Integrationsgebietes bei x_0 umfaßt 15 Verdrängungsdicken. Die Anpassung der Freistromgeschwindigkeit erfolgt ab $x_u = 4.624$, die Überleitung der Wirbelstärke ab $x_D = 4.876$. Die gemessene Potentialgeschwindigkeitsverteilung und der in der Simulation vorgeschriebene Geschwindigkeitsverlauf werden in Abbildung 3 gegenübergestellt. Da gute Startbedingungen (stationäre Lösung) für abgelöste Strömungen oft nicht bestimmt werden können, muß eine lange transiente Phase simuliert werden. Im Laufe dieser Phase stellt sich in der hier beschriebenen Simulation ein periodischer Zustand ein, der sich auch bei längerer Fortführung der Simulation nicht mehr ändert.

Abbildung 4 vermittelt einen Eindruck von diesem periodischen Zustand der Strömung. Sie zeigt Momentanbilder der Stromlinien und der Wirbelstärke ω im gesamten x -Bereich. Nahe dem Einströmrand liegt stationäre Strömung vor. Die Strömung löst etwa bei $x = 3.3$ ab (Ablöseblase im Stromlinienbild). Über der Ablöseblase bildet sich eine ausgeprägte Scherschicht. In ihr werden kleine Störungen so stark angefacht, daß sich die Blase trotz des starken Druckanstieges wieder schließt, wobei periodisch Wirbel abgehen und stromab schwimmen. Am Ausströmrand erkennt man die stationäre Falkner-Skan-Strömung.

Zur Untersuchung der Störungsentwicklung wird eine Fourieranalyse der instationären Simulationsdaten in einem Zeitintervall durchgeführt, das zehn Perioden des Wirbelabganges umfaßt. In Abbildung 5 sind die Fourieramplituden der Wandwirbelstärke an unterschiedlichen x -Stellen über der Frequenz dargestellt. Allgemein fällt bei einer Amplitude von $\approx 10^{-9}$ das „Rauschen“ auf, das zum Teil mit numerischen Störungen in Verbindung gebracht werden könnte, zum Teil wahrscheinlich auch auf einer leichten Abweichung von der strengen Periodizität beruht, die bei der Fourieranalyse vorausgesetzt wird. Eine bestimmte Frequenz β_0 (im Folgenden mit fundamentaler Frequenz bezeichnet) dominiert im gesamten Strömungsfeld. Ab $x = 3.0$ wachsen auch Vielfache der Frequenz β_0 (sogenannte Höherharmonische) stark an. Schließlich nehmen weiter stromab (ab $x = 3.5$) die Amplituden des gesamten Spektrums stark zu, und die Höherharmonischen erreichen hinter der Blase Amplituden, die nur noch etwa eine Größenordnung niedriger sind als die der fundamentalen Frequenz ($x = 4.5$). Das Auftreten einer dominierenden, selbsterregten Frequenz deckt sich mit Simulationen von Gruber et al. [3], Gruber [2] und Lin & Pauley [6]. Zudem konnte ein selbsterregter, periodischer Wirbelabgang an einer Ablöseblase kürzlich auch am Laminarwasserkanal des Instituts beobachtet werden (noch unveröffentlicht).

Möglicherweise wirkt sich der Wirbelabgang auch stromauf aus und erzeugt Anfangsstörungen, die schließlich wiederum den Wirbelabgang dominieren. Innerhalb der Blase ist eine Stromaufwirkung leicht vorstellbar (Rückströmung), es überrascht allerdings, daß auch noch weit stromauf des Ablösegebietes die Frequenz β_0 deutlich aus dem Spektrum herausragt ($x = 2.75$).

Die Stromabentwicklung der Phase und der Störampplitude (Abb. 6) gibt weitere Anhaltspunkte, die zur Erklärung der beobachteten Instabilität beitragen können. Neben den Amplitudenverläufen der fundamentalen Störung und zweier Höherharmonischer sind Vergleichswerte der Linearen Stabilitätstheorie (LST, [7]) strichliert dargestellt. Dabei wurde als Grundströmung die über zehn Perioden gemittelte Strömung verwendet und die Instabilitätseigenschaften gegenüber kleinen Störungen, sogenannten Tollmien-Schlichting-Wellen (TS-Wellen), untersucht.

Sechs verschiedene Zonen lassen sich unterscheiden (I-VI). In der ersten Zone (I) herrscht Rauschen vor. Im Bereich II überrascht das starke Wachstum der fundamentalen Störung, das die moderaten Wachstumsraten der LST bei weitem übertrifft. Gleichzeitig ist der Phasenverlauf unregelmäßig. Es scheinen mehrere unterschiedliche Störungen der fundamentalen Frequenz vorhanden zu sein. Neben TS-Wellen könnte es sich dabei um eine stromauflaufende, stark gedämpfte Welle, um Schallstörungen aus der Wiederanlagezone oder um numerische Störungen handeln.

In Bereich III stimmt das Wachstum der fundamentalen Störung sehr gut mit dem nach der LST erwarteten Verhalten überein. Im ersten Teil von Zone III fällt bei der Phase und bei der Amplitude noch der unregelmäßige Verlauf auf. Erst bei $x \approx 3.3$ also etwa bei der Ablösestelle werden beide Verläufe zunehmend glatter. Ab $x \approx 3.5$ sind auch die Höherharmonischen entsprechend der LST angefacht.

In Zone IV erreicht die fundamentale Frequenz so hohe Amplituden, daß sich die Ablöseblase bei $x \approx 4.05$ (etwa in der Mitte von Zone IV) periodisch einschnürt und Wirbel abgehen. Zudem treten durch die hohe Amplitude Interaktionen mit den Höherharmonischen auf. Diese werden dabei sehr stark angefacht und erreichen daher schnell hohe Amplituden. Das Wachstum der fundamentalen Welle übersteigt die LST zunächst etwas, und schließlich gehen alle Störungen in Zone V in Sättigung. Auch die Anfachungskurven der LST sagen hier wegen der fülligeren und damit stabileren Grundströmungsprofile eine schwächere Störungsanfachtung voraus. In Zone VI werden die Störungen durch die Ausströmrandbedingung eliminiert.

Alle Kurven wachsen aus dem Rauschen bei $\omega_{wand} \approx 10^{-9}$ heraus, die Höherharmonischen in Zone III, die fundamentale Störung schon in Zone II. Das Wachstum der Höherharmonischen kann mit der LST erklärt werden, das der fundamentalen Störung jedoch nicht. Ihre Wachstumsrate in Zone II ist größer als nach der LST erwartet (Anfachtung aufgrund von Rezeptivität?). Die Ergebnisse der LST sind unabhängig von der Anfangsamplitude. Zur besseren Verdeutlichung der guten Übereinstimmung in Zone III wurden die Anfangsamplituden der LST-Anfachungskurven

für alle drei dargestellten Frequenzen so gewählt, daß sich die Amplituden dort möglichst genau mit der Simulation decken.

Einen Vergleich der Störprofile (Amplituden und Phasen) mit LST-Eigenfunktionen zeigt Abbildung 7. Im Bereich I liegen lediglich nahe der Wand TS-artige Strukturen vor. In größerem Wandabstand sind sowohl Amplituden wie Phasen von zufälligen Störungen dominiert. In Zone II zeigen die DNS-Profile verschiedener Frequenz abgesehen von der unterschiedlichen Amplitude überraschende Ähnlichkeit. Es bestehen aber noch deutliche Unterschiede zu den LST-Eigenfunktionen insbesondere beim zweiten Maximum in y -Richtung. In Zone III stimmt die fundamentale Störung dann sehr gut in Amplitude und Phase mit den entsprechenden LST-Verläufen überein. Dies steht in Einklang mit dem Anfachungsverhalten in dieser Zone. Gleichzeitig liegt ein Grundströmungsprofil mit Rückströmung an der Wand vor. In Zone IV weicht das Profil der fundamentalen Störung wieder deutlich von der LST-Eigenfunktion ab, obwohl hier die Anfachungsraten noch relativ gut mit der LST übereinstimmen. Interessant ist zudem, daß die Grundströmung in Zone IV noch ein ausgeprägtes Rückströmungsgebiet enthält, obwohl schon der Bereich der abgehenden Wirbel erreicht wird. Im Bereich der gesättigten Störungen (V) ist der Vergleich mit der LST nicht mehr sinnvoll. Das Grundströmungsprofil wird wieder fülliger.

Zusammenfassung

In der Arbeit wurde beobachtet, daß die instationären Vorgänge im Bereich einer Ablöseblase (trotz stationärer Randbedingungen) von einer dominanten Frequenz β_0 und ihren Höherharmonischen geprägt sind. Die Störungsentwicklung in und nach der Blase einschließlich der abgehenden und stromabschwimmenden Wirbel läßt sich als räumlich angefachte Welle beschreiben. Solange die Störungen noch nicht gesättigt sind besteht dabei eine sehr gute Übereinstimmung des Anfachungsverhaltens und der Profile mit der linearen Theorie. In weiteren Arbeiten muß geklärt werden, wie die Anfangsstörungen entstehen, wie die starke Störungsanfachung vor der Blase zu erklären ist und woher dort die Übereinstimmung der Störprofile mit fundamentaler und höherharmonischer Frequenz kommt.

Literatur

- [1] H. Fasel, U. Rist, and U. Konzelmann. *Numerical investigation of the three-dimensional development in boundary layer transition*. *AIAA J.*, **28**, 1, 29–37, 1990.
- [2] K. Gruber. *Numerische Untersuchungen zum Problem der Grenzschichtablösung*. Fortschritt-Berichte VDI Reihe 7. VDI-Verlag, 1988. Dissertation, Universität Stuttgart.
- [3] K. Gruber, H. Bestek, and H. Fasel. *Interaction between a Tollmien-Schlichting wave and a laminar separation bubble*. *AIAA* 87-1256, 1987.
- [4] M. Kloker. *Direkte Numerische Simulation des laminar-turbulenten Strömungsumschlages in einer stark verzögerten Grenzschicht*. Dissertation, Universität Stuttgart, 1993.
- [5] M. Kloker, U. Konzelmann, and H. Fasel. *Outflow boundary conditions for spatial Navier-Stokes simulations of transition boundary layers*. *AIAA J.*, **31**, 4, 620–628, 1993.
- [6] J. C. M. Lin and L. L. Pauley. *Unsteady Laminar Separation on Low-Reynolds-Number Airfoils*. *AIAA* 93-0209, 1993.
- [7] H. Schlichting. *Grenzschicht-Theorie*. Braun, Karlsruhe, 8. Ausgabe, 1982.

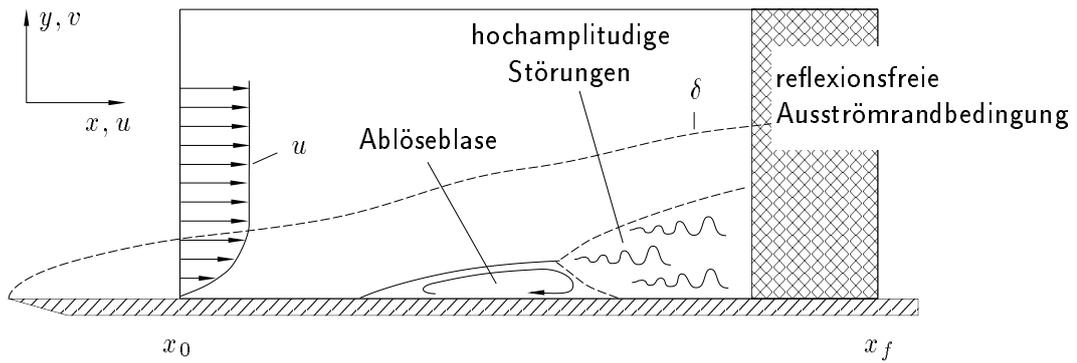


Abbildung 1: Integrationsgebiet.

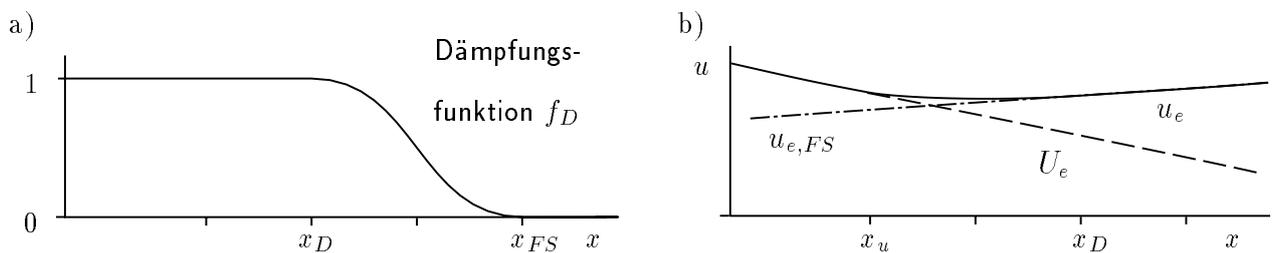


Abbildung 2: Ausströmrand: a) Dämpfungsfunktion und b) Freistromgeschwindigkeit u_e .

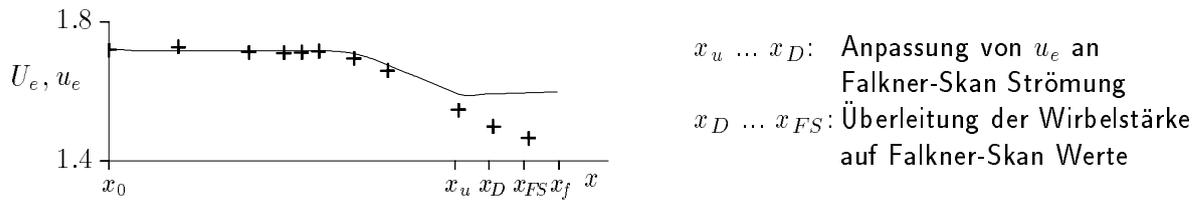


Abbildung 3: Freistromgeschwindigkeit u_e : Experiment (+) und Idealisierung in der Simulation.

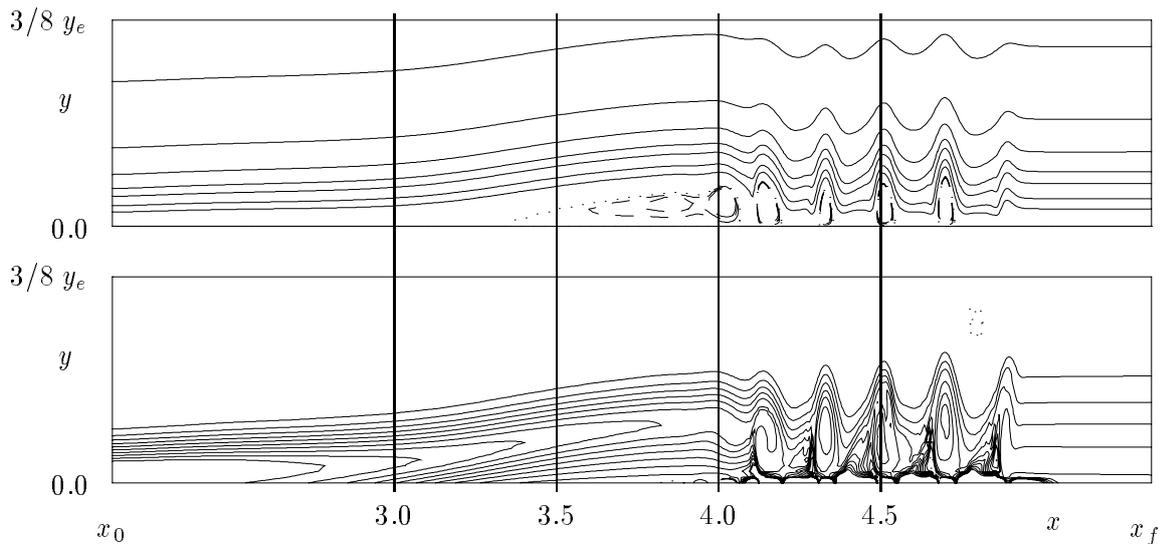


Abbildung 4: Momentanbilder der Stromlinien (oben) und der Wirbelstärke (unten).

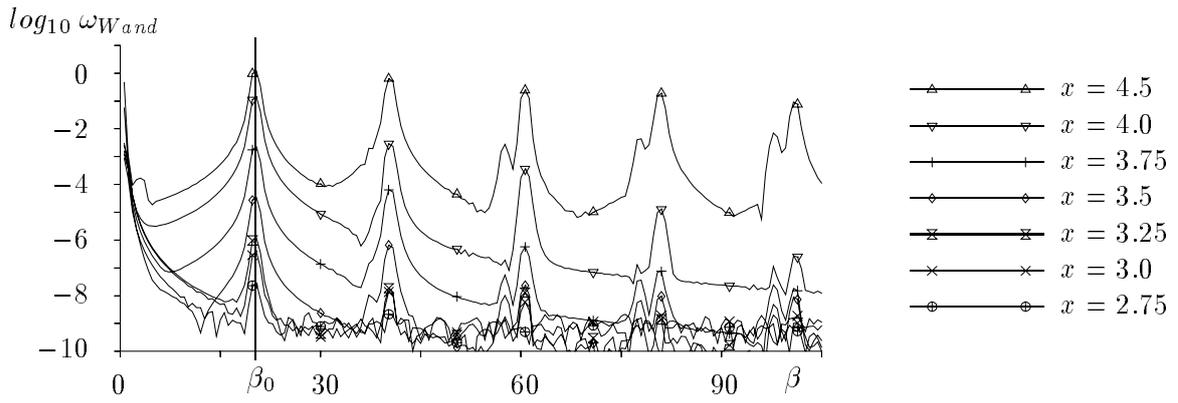


Abbildung 5: Amplitudenspektrum der Wandwirbelstärke.

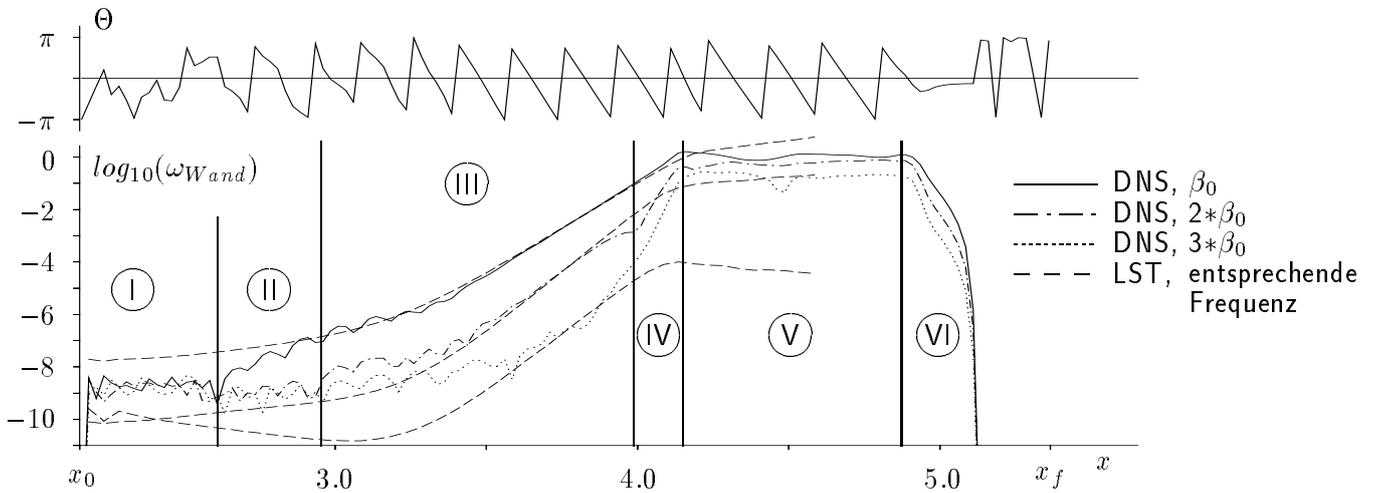


Abbildung 6: Wandwirbelstärke: Phase Θ (oben) und Vergleich der Amplitude mit der LST.

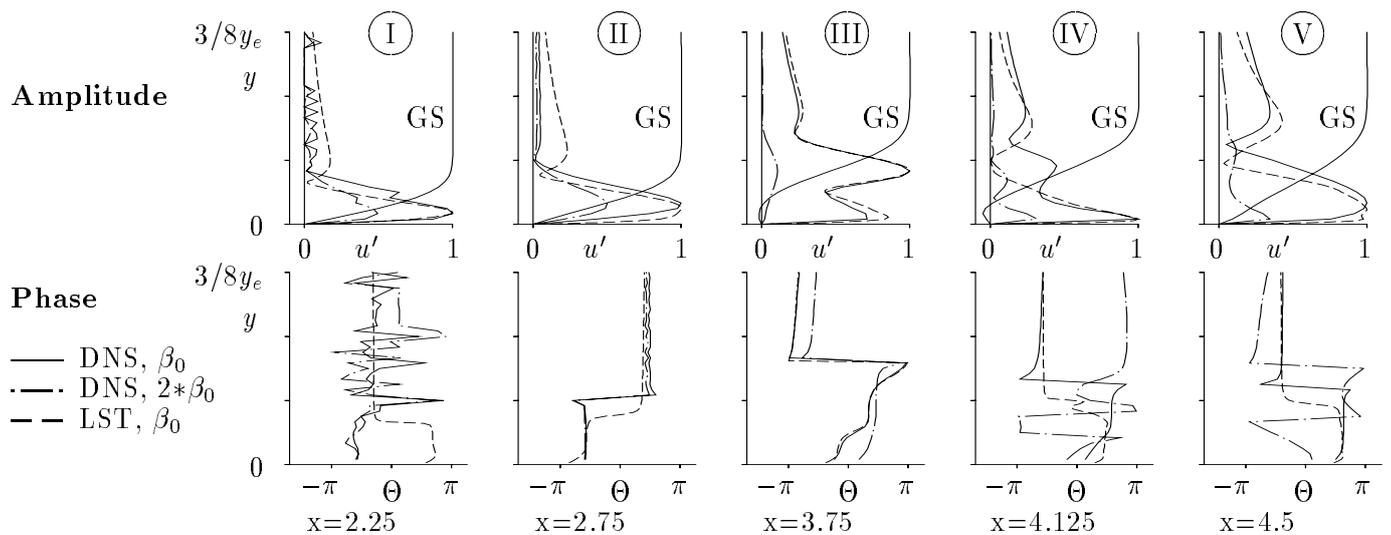


Abbildung 7: Amplitude (oben) und Phase der Störprofile, GS = Grundströmung.