

MASTER

Bypass transitie in de grenslaag

Kadijk, E.C.

Award date:
2004

[Link to publication](#)

Disclaimer

This document contains a student thesis (bachelor's or master's), as authored by a student at Eindhoven University of Technology. Student theses are made available in the TU/e repository upon obtaining the required degree. The grade received is not published on the document as presented in the repository. The required complexity or quality of research of student theses may vary by program, and the required minimum study period may vary in duration.

General rights

Copyright and moral rights for the publications made accessible in the public portal are retained by the authors and/or other copyright owners and it is a condition of accessing publications that users recognise and abide by the legal requirements associated with these rights.

- Users may download and print one copy of any publication from the public portal for the purpose of private study or research.
- You may not further distribute the material or use it for any profit-making activity or commercial gain

BYPASS TRANSITIE IN DE GRENSLAAG

E.C. Kadijk
15 juli 2004
Report Nr. WET 2004.15

Begeleiding:
prof.dr.ir A.A. van Steenhoven
dr.ir. H.C. de Lange
ir. J. Mans

Eindhoven University of Technology
Department of Mechanical Engineering
Division Thermo Fluids Engineering
Section Energy Technology

Bypass transitie in de grenslaag

E.C. Kadijk

15 juli 2004

Samenvatting

Transitie van de grenslaag over een turbineblad in een gasturbine verandert een aantal eigenschappen van de stroming waaronder de warmteoverdrachtscoëfficiënt. Deze is voor een turbulente grenslaag een factor drie groter dan voor een laminaire. Een hoger specifiek vermogen van de gasturbine kan worden gerealiseerd door een verhoogde turbine inlaattemperatuur. Hierdoor is betere kennis noodzakelijk van het transitieproces van de grenslaag in verband met de noodzakelijke koeling van de turbinebladen. De stroming over de turbinebladen bevat grote verstoringen ten gevolge van het verbrandingsproces en deze verstoringen zijn van invloed op het transitieproces waarbij zowel de start van transitie als de lengte ervan wordt beïnvloed. In gasturbines zijn verstoringen dermate groot dat deze direct hogere orde instabiliteiten in de grenslaag kunnen aanslaan er daarom wordt deze vorm van transitie aangeduid met bypass transitie. Tijdens dit experimentele onderzoek wordt een begin gemaakt met het onderzoek naar bypass transitie waarbij de groei en het profiel van de verstoringen in de grenslaag centraal staan. De experimenten zijn uitgevoerd in een speciaal ontwikkeld waterkanaal waarin de stromingscondities die bij turbinebladen voorkomen kunnen worden gesimuleerd. Het turbineblad kan in goede benadering worden gemodelleerd door een vlakke plaat. Verstoringen in de hoofdstroming worden aangebracht met een speciaal grid (maaswijdte = 40 mm, staafdiameter = 8 mm) dat op voldoende afstand van de leading edge is gepositioneerd zodat daar de turbulentie van de stroming homogeen is. Zowel visualisatie als particle image velocimetry (PIV) metingen zijn verricht om kwalitatieve als kwantitatieve informatie over de grenslaag te verkrijgen. Hierbij is met behulp van een Nd:YAG laser op verschillende stroomafwaartse posities ten opzichte van de leading edge een lichtsheets gecreëerd. Twee configuraties zijn gebruikt waarbij enerzijds de lichtsheets verticaal op het plaatoppervlak en anderzijds parallel op ongeveer 5 mm afstand boven het plaatoppervlak is verwezenlijkt.

Visualisatie met behulp van electrochemische tinprecipitatie blijkt in veel takken van stromingsonderzoek een geschikte methode te zijn. Deze methode is ook ingezet tijdens dit onderzoek voor de visualisatie van de grenslaag over de vlakke plaat. De tinzoutproductie bij deze methode nabij de anode verstoort de grenslaag dermate dat een zeer snelle transitie van de grenslaag direct achter de anode wordt waargenomen. Electrochemische tinprecipitatie blijkt een ongeschikte methode te zijn voor grenslaagvisualisatie bij het onderzoek naar bypass transitie.

Ernstige reflecties en verstrooiing van laserlicht nabij het plaatoppervlak bij de verticale lichtsheets configuratie resulteerden in een slechte kwaliteit van de PIV metingen. Extra onderzoek is verricht naar verschillende oorzaken die hieraan ten grondslag liggen en oplossingen zijn aangedragen om deze problemen het hoofd te bieden.

Verstoringen in de grenslaag ten gevolge van de grote verstoringen in de hoofdstroming zijn onderzocht aan de hand van de PIV meetdata. Op drie stroomafwaartse posities, te weten $x = 0.35$, 1.12 en 1.43 m afstand van de leading edge, is een kwantitatieve analyse verricht van de grenslaag. Daarbij is het snelheidsprofiel van de grenslaag in ogenschouw genomen alsmede de verplaatsings- en impulsverliesdikte. De groei van verstoringen op deze drie stroomafwaartse posities is berekend en ook het profiel van de verstoringen. Van dit laatste zijn de resultaten vergeleken met *optimal growth theory*.

Abstract

During boundary layer transition on a turbine blade some important flow properties will change including the heat transfer coefficient. In a turbulent boundary layer this coefficient will be about three times higher in comparison with a laminar boundary layer. Increasing the intake temperature of the turbine section will result in an increase of the specific power of the gasturbine which is desirable. The cooling of the turbine blades becomes more important and a better knowledge of the boundary layer transition is therefore needed. The flow over a turbine blade contains a considerable amount of disturbances emanating from the combustion processes. These disturbances will influence the start and length of the boundary layer transition. The large disturbances present in gasturbines are capable to directly induce higher order instabilities in the boundary layer and this kind of transition is termed as bypass transition. During this experimental research a start will be made in examining bypass transition. The growth of disturbances and the disturbance profile in the boundary layer will be elucidated.

A specially designed water channel is developed in which the flow conditions present in a real gasturbine can be simulated. The flow across the turbine blade will be modelled by a flat plate. Free stream disturbances will be generated by a turbulence generating grid (meshwidth = 40 mm, bar diameter = 8 mm) which is located sufficiently far away from the leading edge of the plate to establish homogeneous turbulence in the freestream at the leading edge. Both visualisation and particle image velocimetry (PIV) measurements will be conducted to get qualitative and quantitative information of the boundary layer. With the use of a Nd:YAG laser a light sheet is created at different streamwise locations from the leading edge. Two experimental setups are used in which a vertical lightsheet perpendicular to the plate surface is created and a horizontal lightsheet parallel to the plate surface at a height of 5 mm above this surface.

Electrochemical tin precipitation appears to be a useful visualisation technique in many different areas of flow research. During this research this method is conducted for the visualisation of the boundary layer on the flat plate. The tin salt production at the anode will induce large disturbances in the boundary layer resulting in very fast transition of the boundary layer almost directly behind the anode. This technique appears to be inadequate as a visualisation method in the research of boundary layer transition. Severe reflections and scattering of laser light near the plate surface in the vertical setup did result in bad quality of the PIV measurements. Extra research is performed to cope with these problems.

Disturbance growth in the boundary layer caused by large free stream disturbances are examined with the PIV results. A qualitative analysis is performed at three different streamwise locations, $x = 0.35$, 1.12 and 1.43 m, from the leading edge. The velocity profile in the boundary layer, the displacement thickness and the momentum thickness of the boundary layer will be examined. The disturbance growth and disturbance profile in the boundary layer at the three streamwise locations will be calculated. These results will be compared with the optimal growth theory.

Inhoudsopgave

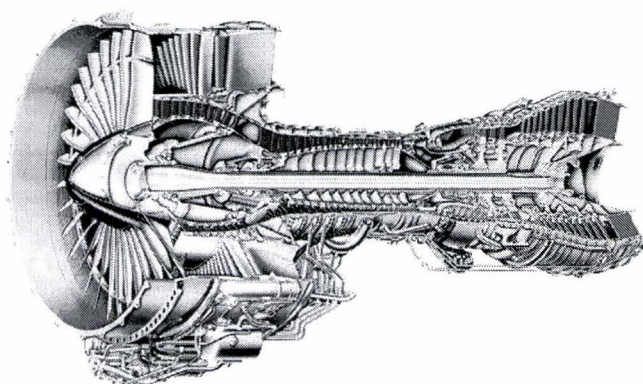
1	Inleiding	1
2	Theoretische achtergrond	3
2.1	Grenslaag	3
2.2	Transitie	4
2.2.1	Natuurlijke transitie	6
2.2.2	Bypass transitie	6
2.2.3	Turbulente spot	7
2.2.4	Transitiemodellen	7
2.2.5	Experimenten Schook	9
2.2.6	KTH Experimenten	II
3	Tinprecipitatie als visualisatiemethode	13
3.1	Inleiding	13
3.2	Tinprecipitatie	14
3.2.1	Tinstrip	15
3.3	Experiment	15
3.4	Verstoring	17
3.5	Conclusie	19
4	Kwaliteit van de PIV meting	20
4.1	Principe PIV	20
4.2	Seeding	21
4.3	Experiment	22
4.4	Setup Experiment	23
4.5	Resultaten	23
4.5.1	Reflectiewerend materiaal	23
4.5.2	Plaatvervuiling	24
4.5.3	Plaatpositie	25
4.5.4	Oppervlaktegesteldheid	26
4.5.5	Stand lasersheet	26
4.6	Beeldkarakteristiek seeding	27
5	Verticale grenslaag metingen	29
5.1	Experimentele opstelling	29
5.2	Resultaten	30
5.2.1	Turbulentie	30
5.2.2	Grenslaagdikte	31
5.2.3	Snelheidsprofiel	32
5.2.4	Groei verstoringen	33
6	Conclusies en aanbevelingen	37
	Bibliography	38
A	Schook experiment	39

Hoofdstuk 1

Inleiding

Gasturbines zijn uit het dagelijkse leven nauwelijks meer weg te denken. Een belangrijk toepassingsgebied is bijvoorbeeld de luchtvaart. In figuur 1.1 staat een voorbeeld van een turbofan afgebeeld. Een gasturbine kan globaal worden onderverdeeld in drie secties, namelijk de compressorkamer, verbrandingskamer en de turbinekamer. Omgevingslucht wordt via de inlaat de compressorkamer ingezogen en vervolgens in één of meerdere trappen gecomprimeerd waarbij kinetische energie wordt omgezet in statische energie. De compressor consumeert hierbij energie. Aan de gecomprimeerde lucht wordt brandstof toegevoegd waardoor de interne energie wordt verhoogd en dit mengsel wordt in de verbrandingskamer tot ontsteking gebracht. De hete verbrandingsgassen krijgen in de turbinekamer de kans om te expanderen waarbij een conversie optreedt van statische naar kinetische energie. In de turbinekamer wordt dus arbeid geleverd.

Een belangrijke parameter welke van invloed is op het specifieke vermogen en de efficiëntie van de gasturbine is de inlaattemperatuur van de turbinekamer. Verhoging van deze temperatuur leidt in theorie tot een toename van het vermogen en een verbetering van het rendement van de turbine. Dat is belangrijk omdat er een toenemende vraag naar lichtere en krachtigere turbines bestaat. Er is echter één grote beperking en dat is de maximaal toelaatbare belasting van het materiaal van de rotorbladen. De hoge rotatiesnelheden van de rotorbladen in combinatie met een hoge temperatuur levert een maximale belasting van het materiaal op. Om te voorkomen dat het materiaal bezwijkt onder deze omstandigheden worden de rotorbladen in- en extern gekoeld door middel van kleine koelgaatjes aan het



Figuur 1.1: Turbofan Pratt and Whitney PW2000

oppervlak van de bladen en interne kanalen. Een betere koeling van de rotorbladen maakt het mogelijk de inlaattemperatuur verder te verhogen. De stroming over een turbineblad kan vereenvoudigd worden gemodelleerd met die over een vlakke plaat. De grenslaag die zich vormt aan het oppervlak van het rotorblad is bij aanvang laminair maar zal verder stroomafwaarts in transitie gaan en uiteindelijk omslaan naar een volledig turbulente grenslaag. Bij deze transitie verandert ook de warmteoverdracht van de hete verbrandingsgassen naar het rotorblad aanzienlijk. De warmteoverdrachtscoëfficiënt voor een turbulente grenslaag is ongeveer drie maal groter dan voor een laminaire grenslaag. Het is dus erg belangrijk te weten op welke stroomafwaartse positie op het rotorblad de grenslaag in transitie gaat. Zodoende kan hier met koelen rekening mee worden gehouden.

Naar de transitie van grenslagen wordt al vele jaren onderzoek gedaan en veel is daar inmiddels over bekend. Zo weten we dat bij natuurlijke transitie de grenslaag over een vlakke plaat vanaf een bepaald kritisch Reynoldsgetal instabiel wordt voor kleine verstoringen die vervolgens in amplitude kunnen groeien en uiteindelijk leiden tot transitie van de grenslaag. Echter, bij aanwezigheid van externe verstoringen voldoet het transitiemechanisme hier niet meer aan en zal sneller in transitie geraken. Bij grote verstoringen in de stroming wordt een deel van het natuurlijke transitiemechanisme overgeslagen waardoor transitie veel sneller optreedt. Deze vorm van transitie wordt *bypass transitie* genoemd en is erg belangrijk bij gasturbines. Schook [8] heeft onderzoek naar bypass transitie gedaan en een belangrijke bevinding was dat niet alleen de intensiteit van de verstoringen van invloed zijn op het transitieproces maar dat ook de lengteschaal van de turbulente structuren in de stroming een belangrijke parameter is.

In dit experimentele onderzoek wordt een begin gemaakt met het verkrijgen van een dieper inzicht in de mechanismen die actief zijn bij bypass transitie. Zowel kwalitatieve als kwantitatieve technieken worden daarbij gebruikt. In hoofdstuk 2 wordt een overzicht gegeven van de verschillende stadia die bij grenslaagtransitie een rol spelen. Een aantal belangrijke resultaten van in het onderzoek naar bypass transitie wordt hier gepresenteerd. In hoofdstuk 3 wordt het visualiseren van de grenslaag met behulp van tinprecipitatiemethode gepresenteerd. De kwaliteit van meting voor het kwantitatieve onderzoek van de grenslaag wordt in hoofdstuk 4 beschreven. Hoofdstuk 5 geeft een kwantitatieve beschouwing van een aantal belangrijke parameters in de grenslaag onder invloed van externe verstoringen.

Hoofdstuk 2

Theoretische achtergrond

De grenslaag welke zich ontwikkelt aan het oppervlak van de turbinebladen is een belangrijk gebied omdat hier de warmteoverdracht plaatsvindt van de hete verbrandingslucht uit de verbrandingskamer van de turbine naar het turbinebladmateriaal. De grenslaag die aan het begin van het turbineblad laminair is zal op een verder stroomafwaarts gelegen lokatie in transitie geraken en omslaan naar een volledig turbulente grenslaag. Tijdens deze transitie verandert een aantal eigenschappen van de stroming en het is daarom van groot belang meer inzicht te krijgen in het transitieproces ten einde beter te kunnen voorspellen waar de transitie begint en eindigt. De turbulentiegraad van de hoofdstroming is een belangrijke factor in het transitieproces is bepalend voor het optredende transitieproces. Andere invloedrijke factoren zijn bijvoorbeeld de heersende drukgradiënt, oppervlaktegesteldheid van het turbineblad en stromingscondities (compressibiliteit). Dit onderzoek is volledig gericht op transitie ten gevolge van verstoringen in de hoofdstroming. Grofweg kan transitie worden gesplitst in stationaire en instationaire transitie. Instationaire transitie van de grenslaag over een turbineblad is transitie ten gevolge van periodiek afschudden van wakes bij de statorbladen of andere objecten in de stroming. Met stationaire transitie wordt bedoeld de transitie van de grenslaag in een "stationaire" stroming waarbij de stroming dus geen tijdsafhankelijke effecten bezit. Dit onderzoek richt zich volledig op het stationaire transitieproces.

2.1 Grenslaag

Bij de stroming over een vlakke plaat ontwikkelt zich vanaf de leading edge (..begin) van de plaat een grenslaag welke in stroomafwaartse richting in dikte zal toenemen. De dikte van de grenslaag kan op verschillende manieren worden uitgedrukt maar hier worden voor een laminaire grenslaag de twee belangrijkste definities uiteengezet, de verplaatsingsdikte δ^* en de impulsverliesdikte θ . De verplaatsingsdikte δ^* is gedefinieerd als de afstand waarover de wand verplaatst zou moeten worden in een theoretisch wrijvingsloze stroming teneinde dezelfde massastroom te hebben als de originele stroming en wordt uitgedrukt met

$$\delta^* = \int_{\infty}^0 \left(1 - \frac{u(y)}{U_{\infty}}\right) dy. \quad (2.1)$$

waarin y de loodrechte coördinaat op het plaatoppervlak is, $u(y)$ is de snelheid ter hoogte y en U_{∞} is de hoofdstroomsnelheid. Een ander definitie voor de grenslaagdikte is de impulsverliesdikte θ en is gedefinieerd als de hoogte waarover de wand verplaatst zou moeten worden om het verlies aan impuls ten gevolge van de aanwezigheid van de grenslaag te compenseren. De impulsverliesdikte wordt uitgedrukt

Theoretische achtergrond

met

$$\theta = \int_{\infty}^0 \frac{u(y)}{U_{\infty}} \left(1 - \frac{u(y)}{U_{\infty}}\right) dy. \quad (2.2)$$

Deze twee definities kunnen voor een laminaire grenslaag, waarvoor het snelheidsprofiel voldoet aan de gelijkvormigheidsoplossing van Blasius, worden uitgedrukt als

$$\delta^* = 1.72 \cdot x Re_x^{-1/2} \quad (2.3)$$

$$\theta = 0.664 \cdot x Re_x^{-1/2} \quad (2.4)$$

Hierin is Re_x het Reynoldsgetal gebaseerd op de stroomafwaartse afstand tot de leading edge. Dit is een zeer belangrijke dimensieloos getal in de stromingsleer en geeft de verhouding aan tussen de stationaire traagheidskrachten in de stroming en de viskeuze krachten. Het Reynoldsgetal, betrokken op de stroomafwaartse positie x , is gedefinieerd als

$$Re_x = \frac{U_{\infty} x}{\nu} \quad (2.5)$$

Vanaf het moment dat de grenslaag in transitie geraakt, gelden de relaties 2.4 niet meer. In het transitiegebied wordt de grenslaag snel dikker tot uiteindelijk de overgang naar een volledig turbulente grenslaag is opgetreden. Voor de turbulente grenslaag is de dikte gedefinieerd als volgt

$$\delta_t = 0.37 x Re_x^{-1/5} \quad (2.6)$$

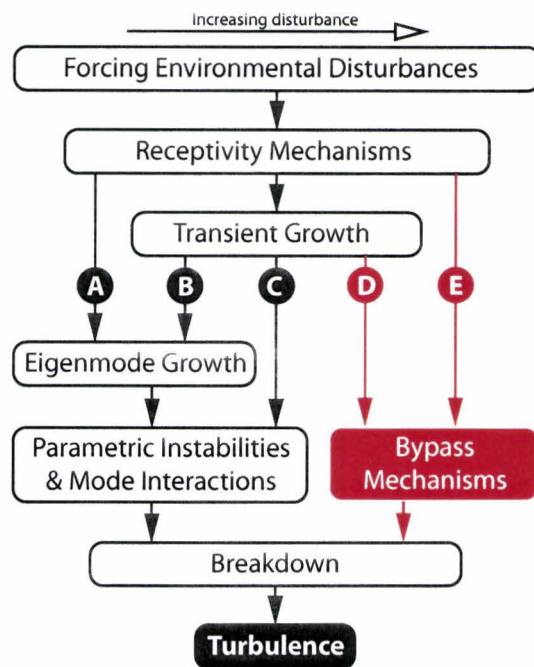
Een belangrijke negatieve eigenschap van de turbulente grenslaag is dat warmteoverdracht een factor 3 hoger is dan bij een laminaire grenslaag. De gebieden met een turbulente grenslaag op het turbineblad moeten dus extra aandacht krijgen bij het koelen van de bladen.

2.2 Transitie

De grenslaag van een stroming over een vlakke plaat is niet onvoorwaardelijk stabiel maar zal op een zekere stroomafwaartse afstand van de leading edge instabiel worden voor kleine verstoringen. Deze verstoringen groeien en worden op hun beurt instabiel en creëren hogere orde instabiliteiten die uiteindelijk opbreken met het ontstaan van een turbulente spot tot gevolg. Deze spot groeit en kan smelten met andere spots maar kan ook zelf nieuwe spots genereren. Op een bepaalde stroomafwaartse lokatie zijn geen afzonderlijke spots meer te onderscheiden en is de grenslaag volledig turbulent. De lokatie waarop de grenslaag instabiel wordt voor kleine verstoringen wordt aangeduid als de transitiestart en de stroomafwaartse afstand waarover de transitie plaatsvindt wordt de transitielengte genoemd. Dit zijn dus twee erg belangrijke parameters in het onderzoek naar transitiemechanismen. Zoals in de inleiding reeds is aangegeven speelt het verstoringniveau in de stroming een belangrijke rol. Dit niveau kan kwantitatief worden beschreven door de turbulentie intensiteit van de stroming, gedefinieerd als

$$Tu = \frac{u'_{rms}}{U_{\infty}} \cdot 100\% \quad (2.7)$$

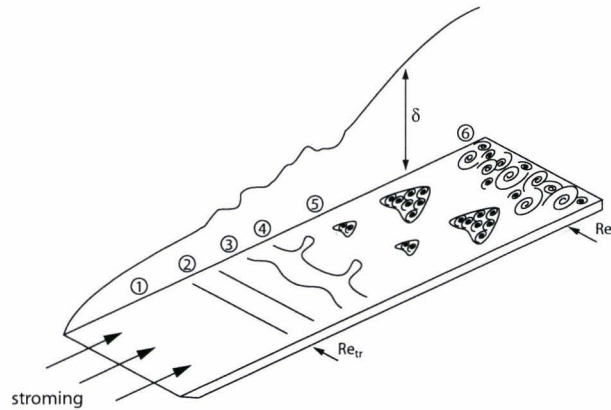
waarin u'_{rms} de *root-mean-square*-waarde van de snelheidsfluctuatie is. Deze definitie is geldig voor een stroming met isotrope turbulentie. In figuur 2.1 wordt een schematische voorstelling volgens Morkovin ('84) gegeven van de verschillende transitiemechanismen in relatie tot de initiële verstoringgraag in de stroming. Het schema laat zien dat afhankelijk van het niveau van de initiële verstoring, verschillende paden kunnen worden 'bewandeld' naar volledige turbulentie. De term 'receptivity' is een algemene



Figuur 2.1: Schematische voorstelling van de verschillende transitiemechanismen in relatie tot de initiële verstoringgraad in de stroming volgens Morkovin

aanduiding voor de manier waarop instabiliteiten in de grenslaag ontstaan door de invloed van externe verstoringen.

Een theoretische beschouwing van de ontwikkeling van verstoringen tengevolge van verstoringen in de hoofdstroming, wordt hier kort beschreven. Traditioneel gezien houdt onderzoek naar transitie van de grenslaag zich bezig met de vraag hoe een verstoring in de grenslaag zich kan ontwikkelen en kan leiden tot transitie naar volledige turbulentie. Een effectief instrument hiervoor is het gebruik van stabiliteitsanalyse waarbij de ontwikkeling van kleine aangebrachte verstoringen op een laminaire basisstroming wordt onderzocht. Dit heeft geleid tot de Orr-Sommerfeld en Squire vergelijkingen. Tollmien & Schlichting zijn er als eerste in geslaagd een analytische oplossing te vinden voor dit stelsel vergelijkingen. De oplossing van dit instabiliteitsprobleem wordt beschreven door een exponentieel groeiende golfvormige instabiliteit en hangt dus direct samen met viscositeit. Deze golven worden traditioneel aangeduid met Tollmien-Schlichting golven. Deze zijn later experimenteel waargenomen. Het kritieke Reynoldsgetal, betrokken op de grenslaagdikte, voor deze instabiliteit is gelijk aan 1200. Andere mechanismen, zoals bijvoorbeeld vrije hoofdstroom turbulentie of oppervlakte ruwheid, kunnen echter ook verantwoordelijk zijn voor de transitie van de grenslaag. Morkovin introduceerde hiervoor de term bypass-transitie (zie ook figuur 2.1). Nadere inspectie van de Orr-Sommerfeld en Squire vergelijkingen heeft tot de bevinding geleid dat ook andere dan exponentiële modes verantwoordelijk kunnen zijn voor de groei van verstoringen. Landahl ('80) heeft aangetoond met behulp van de inviskeuze vortici-teitsvergelijking dat een verstoring lineair (algebraïsch) kan groeien in de tijd tot oneindige grootte. Dit scenario verschilt dus wezenlijk van de traditionele exponentiële groei van verstoringen bij natuurlijke transitie. Gustavsson ('91) heeft deze theorie van Landahl uitgebreid door wel de viscositeit in beschouwing te nemen en toonde aan dat viscositeit een limiet stelt aan de maximale groei van de verstoring en dat deze uiteindelijk uitdempt. De groei van deze verstoringen heeft naam *transient growth* gekregen. De fysische interpretatie hiervan is dat een initiële verstoring in de vorm van een zwak gedempte stroomafwaartse wervel, interactie heeft met de grenslaag en daarbij impuls uitwisselt tussen de stroming



Figuur 2.2: Natuurlijke transitie. Re_{tr} is het Reynoldsgetal betrokken op de transitiestart; Re_t is dat op het einde van de transitie; δ is de grenslaagdikte

onder- en bovenin de grenslaag. Dit mechanisme heeft de term *lift-up* gekregen (Landahl). Ondanks het uitdempen van deze wervel is het verlies aan kinetische verstoringenergie hierdoor vele malen kleiner dan de winst aan kinetische verstoringenergie door de herverdeling van de stroomafwaartse snelheid. Dit proces resulteert in het ontstaan van streaks met hoge en lage snelheid in stroomafwaartse richting. De streaks groeien in stroomafwaartse richting en worden instabiel waarna ze uiteindelijk opbreken met een turbulente spot tot gevolg.

2.2.1 Natuurlijke transitie

Natuurlijke transitie treedt op wanneer de hoofdstroming geen of zeer weinig verstoringen bevat. Het transitieproces verloopt dan zoals in de inleiding van deze sectie uiteen is gezet en wordt in figuur 2.1 aangegeven met pad A. In figuur 2.2 zijn de verschillende fasen tijdens natuurlijke transitie afgebeeld. Gebied 1 geeft de laminaire zone aan waarna deze bij 2 instabiel wordt. Kenmerkend voor deze zone is de aanwezigheid van golfvormige verstoringen die Tollmien-Schlichting golven worden genoemd, aangeduid met TS-golven. Tollmien & Schlichting hebben met behulp van lineaire stabiliteitstheorie een analytische oplossing voor de Orr-Sommerfeld / Squire vergelijkingen gevonden waarmee bekend was op welke stroomafwaartse lokatie de laminaire grenslaag instabiel wordt voor kleine verstoringen. De instabiliteitsgolven die ontstaan zijn naar hen vernoemd. De TS golven groeien exponentieel ('eigenmode growth') en worden op hun beurt instabiel (secundaire instabiliteiten, 'parametric instabilities & mode interactions'), gebied 3, om vervolgens uiteen te breken, gebied 4, met het ontstaan van spots tot gevolg, gebied 5 waaruit uiteindelijk een volledig turbulente grenslaag volgt, gebied 6. Natuurlijke transitie treedt op wanneer de turbulentie in de hoofdstroming kleiner dan 0.1% is.

2.2.2 Bypass transitie

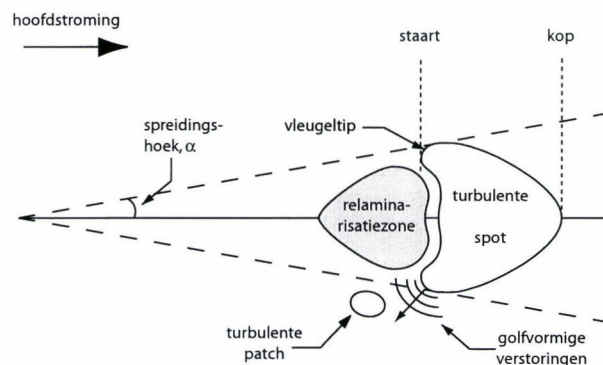
Bij grotere verstoringen in de hoofdstroming (> 0.4%) wordt een ander transitiemechanisme waargenomen. Bij dit mechanisme zijn verstoringen uit de hoofdstroming direct in staat om instabiliteiten in de grenslaag te veroorzaken waaruit uiteindelijk turbulente spots worden gevormd. Het ontstaan van Tollmien-Schlichting golven en de daaruit voortkomende hogere orde instabiliteiten worden overgeslagen en daarom wordt dit bypass-transitie genoemd. Bypass-transitie laat zich dus niet beschrijven met de lineaire stabiliteitstheorie zoals dat bij natuurlijke transitie het geval is. In figuur 2.1 leiden paden D & E tot bypass transitie. Het verschil tussen deze twee paden is de wijze waarop spots in de stroming

Theoretische achtergrond

ontstaan. Bij pad E zijn de verstoringen in de hoofdstroming dermate krachtig dat ze direct de grenslaag kunnen penetreren waarbij een turbulente spot wordt geïnitieerd. De turbulente spot ontstaat hierbij dus niet door opbreking van instabiliteiten in de grenslaag zelf. Dit is wel het geval bij pad D maar omdat ook hier vrij krachtige verstoringen aanwezig zijn, zullen instabiliteiten in de grenslaag zeer snel groeien en opbreken met een turbulente spot tot gevolg.

2.2.3 Turbulente spot

De ontwikkeling van een initiële verstoring in de grenslaag over een vlakke plaat kan zoals het schema van Morkovin beschrijft, lopen via verschillende paden. Onafhankelijk van het genomen pad leidt deze verstoring uiteindelijk tot de vorming van een turbulente spot. Een turbulente spot kan omschreven worden als een wigvormige turbulente structuur in een laminaire omgeving. Figuur 2.3 laat een schematische afbeelding zien van een turbulente spot. Het voorste punt van de spot, de leading edge,

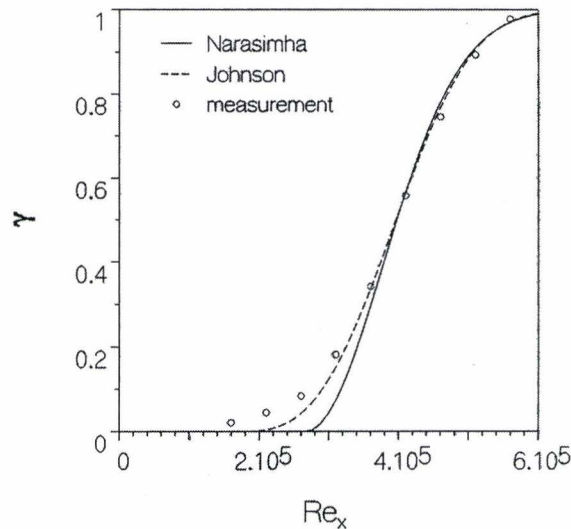


Figuur 2.3:

verplaatst zich met ongeveer 0.88 keer de hoofdstroomsnelheid terwijl de achterzijde zich met ongeveer 0.5 keer de hoofdstroomsnelheid verplaatst. De hoek α blijft hierbij constant. In stroomafwaartse richting zal de spot dus in grootte toenemen. Een belangrijke eigenschap van de spot is gelijkvormigheid. Na een initiële groeifase behoudt de spot haar vorm en verandert deze niet meer. Het gebied achter de spot wordt de 'calmed region' genoemd en in dit gebied verandert het snelheidsprofiel van turbulent naar volledig laminair. De 'wingtips' van de spot spelen ook nog een belangrijke rol van betekenis. In het midden van de spot wordt vloeistof vanuit de omgeving naar binnen 'gezogen' en wordt in zijdelingse richting naar de uiteinden getransporteerd waar het uiteindelijk bij deze wingtips belandt. Vanuit deze wingtips kunnen daardoor golfachtige pakketjes worden waargenomen die als het ware worden uitgestoten. Deze pakketjes kunnen zelf verder groeien en op hun beurt het ontstaan van een nieuwe spot initiëren. Doordat deze spots groeien en samensmelten met andere spots in de stroming zal uiteindelijk de stroming volledig turbulent worden.

2.2.4 Transitie modellen

De gasstroming in de turbinesectie bevat grote verstoringen als gevolg van het verbrandingsproces in de verbrandingskamer. Deze grote verstoringen dringen de grenslaag van de turbinebladen binnen en initiëren direct kleine spots of instabiliteiten welke leiden tot een spot. De initiatie van deze spot wordt beschouwd als een random proces. De spots groeien, gaan elkaar overlappen wat uiteindelijk resulteert in een compleet turbulente grenslaag. Deze vorm van transitie wordt aangeduid met by-pass transitie waarbij dus de eerste lineaire groei van de grenslaagverstoring wordt overgeslagen. Bij de beschrijving



Figuur 2.4: Intermittencyverdeling volgens Narasimha (-) en Johnson model (- -). Experimentele resultaten Schook [8] (o)

van dit type transitie zijn twee grootheden belangrijk, te weten de transitiestart en de transitielengte. In het transitiegebied verandert de stromingskarakteristiek aanzienlijk. Wanneer gekeken wordt naar een vast punt in dit gebied dan zal op sommige momenten de stroming in dit punt turbulent zijn maar op andere momenten juist laminair als gevolg van het passeren van spots. Een belangrijke parameter die dit intermitterende karakter beschrijft is de intermittency factor γ en geeft dus de fractie van de tijd aan dat de stroming turbulent is. Bij een volledig turbulente stroming geldt $\gamma = 1$ en bij volledig laminaire stroming is $\gamma = 0$.

Om de intermittency parameter te kunnen bepalen, stelde Emmons ('51), die wordt beschouwd als ontdekker van de spot, voor dat vanaf het moment van transitie, het ontstaan van spots constant is over de plaatlengte. Hij toonde aan dat daarmee de intermittency als functie van de stroomafwaartse afstand x over de plaat kon worden beschreven door

$$\gamma(x) = 1 - \exp\left[-\frac{\sigma a(x - x_t)^3}{3U}\right] \quad (2.8)$$

Hierin is a de constante spotproductiesnelheid, σ de spotontwikkelingsparameter welke een maat is voor de groei van de spots en x_t de transitiestart. Het feit dat Emmons de spotproductiesnelheid constant beschouwde over de plaatlengte, betekent dat de initiatie van spots in stroomafwaartse afstand onafhankelijk is van de grenslaagcondities. Narasimha ('57) beweerde dat het fysisch correcter is te veronderstellen dat spots op een bepaalde positie x_t ontstaan omdat er vanuit gegaan mag worden dat vanaf een bepaald Reynoldsgetal de stroming instabiel voor verstoringen wordt. De spotproductieparameter kan daarmee worden voorgesteld door een Dirac delta functie. De intermittency kan dan worden uitgedrukt met

$$\gamma(x) = 1 - \exp\left[-\frac{\sigma n(x - x_t)^2}{U}\right] \quad (2.9)$$

ook wel aangeduid als de Narasimha verdeling. Hierin is n de totale hoeveelheid spots welke per eenheid van tijd en meter breedte worden geïnitieerd. Johnson leidde ook een relatie voor de intermittency af. Hij veronderstelde dat snelheidsfluctuaties onderin de grenslaag, als gevolg van drukfluctuaties,

verantwoordelijk waren voor de initiatie van spots. Hij leidde af dat de spotproductie lineair toenam in stroomafwaartse richting. Hiermee formuleerde Johnson de volgende intermittencyverdeling

$$\gamma(x) = 1 - \exp[-\Gamma(x - x_t)^3] \quad (2.10)$$

waarin Γ een constante is. In figuur 2.4 staan de modellen van Narasimha en Johnson afgebeeld. Vanwege de karakteristieke vorm van beide curves worden ze ook wel aangeduid met de 'S'-vormige intermittencyverdeling. De vorm van deze curves wordt bepaald door de groei van de turbulente spots en door de onderlinge samensmelting ervan. Aangezien zowel het natuurlijke als het by-pass transitie-mechanisme tot de vorming van turbulente spots leiden, zullen beide mechanismen deze S-vormige curve volgen. De afleiding van beide intermittencyverdelingen berust geheel op de variabele x_t , welke de start van de transitie bepaald. Deze variabele zal experimenteel dan wel numeriek moeten worden bepaald en hangt onder meer af van de turbulentie intensiteit en drukgradiënt in de stroming. Zo zal in het algemeen de transitiestart bij toename van de turbulentie-intensiteit afnemen en de transitielengte worden verkort. Ditzelfde effect treedt op bij een positief drukgradiënt. Het omgekeerde is het geval bij een afname van de turbulentie intensiteit en bij een negatief drukgradiënt.

2.2.5 Experimenten Schook

Hoogendoorn ('97) heeft grenslaagtransitie-experimenten aan de TUE uitgevoerd bij condities welke gelijk zijn aan die van gasturbines waarbij duidelijk werd dat de transitie van de grenslaag niet altijd de S-vormige curve uit figuur 2.4 volgt. Schook [8] heeft dit onderzoek naar by-pass transitie voortgezet. De experimenten zijn daarbij uitgevoerd in een Ludwig buis waarbij verstoringen in de hoofdstroming werden aangebracht middels een grid. De intermittency is hierbij berekend aan de hand van temperatuursensoren. Hierbij wordt gebruik gemaakt van het feit dat bij een turbulente stroming de warmteoverdracht een hogere waarde heeft dan een laminaire stroming. De relatie tussen de warmteoverdracht en de schuifspanning aan het oppervlak kan worden uitgedrukt met het dimensieloze Stanton getal

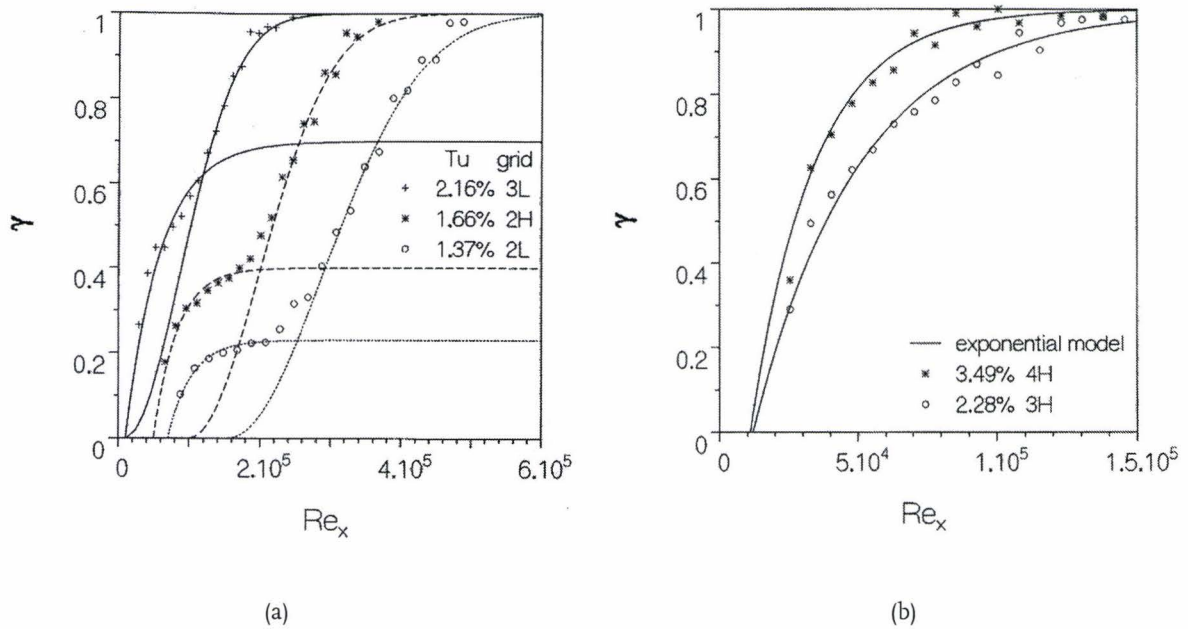
$$St_x = \frac{h_x}{\rho c_p U_\infty} \quad (2.11)$$

met h_x de warmteoverdrachtscoëfficiënt, ρ de massadichtheid, c_p de specifieke warmte bij constante druk en U_∞ de snelheid van de hoofdstroming. De intermittency kan nu worden uitgedrukt in termen van het Stanton getal

$$\gamma = \frac{\overline{St} - St_l}{St_t - St_l} \quad (2.12)$$

waarin de indices t en l staan voor turbulent respectievelijk laminair. Tijdens de passage van een turbulente spot over de temperatuursensoren is duidelijk een toename van de warmteoverdracht te zien. In figuren 2.4 en 2.5 staan de resultaten van de gevonden intermittencyverdelingen afgebeeld. De experimenten van Schook toonde bij lage turbulentie-intensiteit aan dat inderdaad een intermittencyverdeling volgens Narasimha en Johnson werd gevonden. Echter, bij hogere intensiteiten werd een ander verloop gevonden. Bij hoge turbulentie-intensiteit werd een schijnbaar exponentiële intermittencyverdeling gevonden terwijl bij middelmatig hoge turbulentie-intensiteiten een combinatie werd waargenomen tussen de S-vormige en de exponentiële curve. Een opmerkelijk resultaat dat uit de experimenten naar voren kwam was dat bij verhoging van het Machgetal, de turbulentie-intensiteit afnam maar dat er geen invloed werd gevonden op de transitie bij gebruik van hetzelfde grid. Dit deed vermoeden dat de structuur van de turbulentie een belangrijke invloed heeft op de transitie.

Bij hoge turbulentie-intensiteit wordt de intermittency niet correct beschreven door het model van Narasimha en Johnson en daarom is een nieuw model ontwikkeld. Hierbij wordt verondersteld dat



Figuur 2.5: (a) Intermittencyverdeling bij middelmatig hoge turbulentie niveau's in vergelijking met het *pre-transitie* model (b) Intermittencyverdeling bij hoge turbulentie niveau's in vergelijking met het *exponentiële* model

spots over de gehele stroomafwaartse lengte worden geïnitieerd (Emmons gebruikte ook deze hypothese) en dat spots met een aantal m per meter lengte en per meter breedte de grenslaag binnendringen. Een tweede veronderstelling hierbij is dat spots met een initiële grootte w de nog stabiele grenslaag binnendringen en derhalve niet groeien. Deze veronderstellingen hebben geleid tot de exponentiële intermittency verdeling

$$\gamma(x) = 1 - \exp[-mw(x - x_t)] \tag{2.13}$$

waarin m het aantal spots dat de grenslaag binnendringt voorstelt en w de initiële grootte van de spot weergeeft. De experimentele resultaten laten goede overeenkomsten zien met deze verdeling. Bij middelmatig hoge turbulentie-intensiteiten wordt een intermittencyverdeling gevonden die noch door Narasimha en Johnson en noch door het exponentiële model voldoende accuraat wordt beschreven. Het eerste deel van de verdeling laat een exponentiële verdeling zien maar na een bepaald kritiek Reynoldsgetal gaat de verdeling over in die van Narasimha en Johnson. Een fysische verklaring hiervoor kan zijn dat tijdens het eerste deel van de transitie grote verstoringen vanuit de hoofdstroming een spot initiëren in de nog stabiele grenslaag. Deze is in staat de turbulente structuur (deels) te relaminariseren waardoor de spot in grootte afneemt. Na het bereiken van een bepaald Reynoldsgetal wordt de grenslaag instabiel en kunnen de spots weer gaan groeien en wordt de 'traditionele' verdeling van Narasimha en Johnson gevonden. Het eerste gebied waarin de spot krimpt wordt aangeduid met de pre-transitie zone en voor dit gebied is een model ontwikkeld

$$\gamma(x) = \frac{1}{1 + \frac{k}{mw}} [1 - \exp(-(mw + k)(x - x_t))] \tag{2.14}$$

waarin k een maat is voor het krimpen van de spot. Om het verschil van de gevonden resultaten te vergelijken met die uit de literatuur heeft Schook ondermeer een lengteschaalanalyse uitgevoerd waarbij

Theoretische achtergrond

de verhouding tussen de effectieve lengteschaal van de verstoringen en de grenslaagdikte is genomen. Opmerkelijk bleek dat de waarden van Schook beduidend groter waren dan die uit de literatuur (Mayle '99). Schook concludeerde dat wanneer de lengteschaal van de verstoringen in de hoofdstroming groot is ten opzichte van de grenslaagdikte (zoals in gasturbines het geval is), de intermittencyverdeling (gedeeltelijk) de exponentiële curve volgt. Een belangrijke conclusie die uit het voorgaande kan worden getrokken is dat de initiatie van spots in de grenslaag niet het gevolg zijn van instabiliteitsmechanismen in de grenslaag zelf maar dat deze direct door verstoringen uit de hoofdstroming worden geïnitieerd. Deze vorm van transitie wordt aangeduid als mode E transitie en wordt verondersteld belangrijk te zijn bij gasturbines.

2.2.6 KTH Experimenten

Aan de KTH¹ zijn verschillende studies verricht naar grenslaagtransitie ten gevolge van turbulentie in de vrije hoofdstroming. Matsubara & Alfredsson [5] hebben een aantal gedetailleerde experimenten uitgevoerd om de invloed van turbulentie in de vrije hoofdstroming op de ontwikkeling van verstoringen in de laminaire grenslaag en de daarop volgende breakdown naar turbulentie te onderzoeken. De experimenten zijn uitgevoerd in een windtunnel waarin een vlakke plaat is geplaatst. Aan het eind van de testplaat is een extra verstelbare plaat bevestigd waarmee de ligging van het stuwpunt nabij de leading edge kan worden aangepast om loslating van de grenslaag te voorkomen. Roosters zijn hier gebruikt voor het genereren van verstoringen in de hoofdstroming met een intensiteit van $1.5\% < Tu < 6.6\%$, afhankelijk van het gebruikte rooster. Deze roosters staan in tabel 2.1 beschreven. De roosters zijn op minimaal 20 keer de maaswijdte van de leading edge geplaatst wat in het algemeen voldoende is voor isotrope turbulentie ter plaatse van de leading edge. De hoofdstroomsnelheid is voldoende hoog

Grid	Tu (%)	M (mm)	d (mm)	Bar geometrie	x_{grid}
A	2.2	36	6	rond	-1.6
B	1.5	23	3.5	rond	-1.6
E	6.6	50	10	vierkant	-1.6

Tabel 2.1: Specificaties gebruikte roosters. Tu is de turbulentie intensiteit op $x = 0$, M en d zijn de maaswijdte respectievelijk staafdiameter van het rooster.

gekozen, variërend tot 12 m/s , zodat de grenslaag op de vlakke plaat alle mogelijke fasen tijdens transitie doorloopt naar volledige turbulentie. Zowel visualisatie- als hittedraadmetingen zijn verricht om kwalitatieve en kwantitatieve informatie te verkrijgen over de grenslaag. De visualisaties zijn daarbij uitgevoerd met behulp van een rookkanaal in de breedte van de plaat (1 mm breed, 175 mm afstand tot de leading edge). De metingen aan de grenslaag laten zien dat het snelheidsprofiel in de buurt van de leading edge weinig afwijkt van het Blasiusprofiel maar dat naarmate verder stroomafwaarts wordt gemeten, dit profiel geleidelijk verandert waarbij een steeds hogere snelheid onderin de grenslaag en een steeds lagere snelheid bovenin de grenslaag wordt gemeten. De verstoringen in de grenslaag, uitgedrukt in de root-mean-square waarde van de snelheid u_{rms} , blijken dicht bij de leading edge ongeveer midden in de grenslaag hun maximum te hebben maar verder stroomafwaarts komt dit maximum dicht bij de wand te liggen. Het verloop van het maximum van u_{rms}^2 , een maat voor de verstoringsenergie, verhoudt zich in de eerste fase lineair met de stroomafwaartse lokatie. Wanneer de lokatie van de maximale verstoring $u_{rms,max}$ in de grenslaag wordt uitgezet blijkt deze constant en gelijk aan $1.3\delta^*$ te zijn tijdens de fase van lineaire groei. De visualisaties tonen de aanwezigheid van streaky structures

¹Department of Mechanics, KTH, Stockholm, Sweden

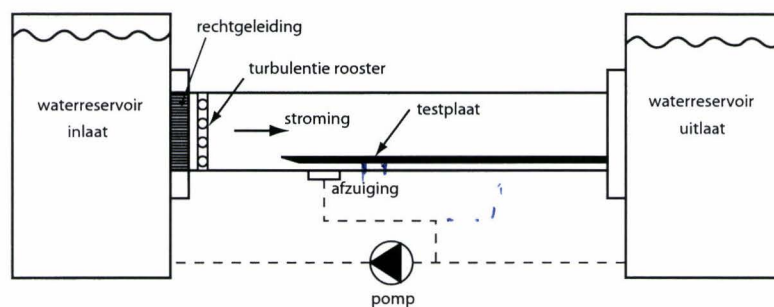
in de grenslaag aan. Hierbij is te zien dat deze structuren instabiel worden, oprollen en verantwoordelijk zijn voor het ontstaan van een beginnende spot. Bij aanwezigheid van grote verstoringen in de hoofdstroming, rooster E , kon niet de aanwezigheid van turbulente spots worden aangetoond. De transitie naar volledige turbulentie verliep hierbij erg snel. Correlatie van de meetdata met behulp van twee hittedraadprobes in de breedterichting van de meetplaat laten duidelijk gebieden van positieve en negatieve correlatie zien, duidend op de aanwezigheid van hoge en lage snelheidsgebieden, oftewel streaks. Stroomafwaartse correlatiespectra tonen aan dat dicht bij de leading edge het merendeel van de verstoringsenergie zich concentreert in een gebied met kleine stroomafwaartse golfgetallen. Op verder gelegen stroomafwaartse posities wordt een toename van de grotere golfgetallen waargenomen. Dit is evident met het beeld dat de amplitude van de streaks in het begin toeneemt waarna ze opbreken in turbulentie. Schaling van de correlatiespectra in breedterichting met het Reynoldsgetal laat zien dat alle spectra samenvallen en dat duidt op een lineaire toename van de energy in stroomafwaartse richting. Een opmerkelijk resultaat wordt gevonden wanneer de stroomafwaartse correlatiespectra op dezelfde wijze worden geschaald maar waarbij ook het stroomafwaartse golfgetal wordt geschaald met de verplaatsingsdikte δ^* . Alle spectra blijken voor de kleinere golfgetallen samen te vallen waaruit kan worden opgemaakt dat de lengtetoeiname van de streaks schaalt met de grenslaagdikte, oftewel met \sqrt{x} . De resultaten van de lineaire groei van de verstoringen blijken goed te voldoen aan de optimal growth theorie van Luchini [4]. Luchini heeft hierbij numeriek berekend welke initiële verstoring aan de leading edge resulteert in een maximale groei van verstoringen in de grenslaag. Ook de ligging van de maximale verstoringen in de grenslaag komt goed overeen met de resultaten van Luchini. De breedteschaal van de streaks nabij de leading edge is echter groot in verhouding tot de grenslaagdikte maar deze waarde wordt verder stroomafwaarts wel genaderd. De grotere breedteschaal nabij de leading edge wordt waarschijnlijk veroorzaakt doordat de schaal van de turbulentie in de hoofdstroming afwijkt ten opzichte van de optimale verstoringen die Luchini heeft gebruikt.

Hoofdstuk 3

Tinprecipitatie als visualisatiemethode

3.1 Inleiding

Bij de sectie Thermo Fluid Engineering (TFE) van de Technische Universiteit Eindhoven wordt onder andere onderzoek gedaan naar de grenslaagstroming over een vlakke plaat. Hiertoe is een waterkanaal ontworpen, afgebeeld in figuur 3.1, waarmee een uniforme stroming over een vlakke plaat kan worden gerealiseerd. Via een pompensysteem wordt het water van het uitlareservoir naar het inlareservoir getransporteerd en vanuit het inlareservoir stroomt het water vervolgens door het kanaal naar het uitlareservoir. Aan het begin van het kanaal is een gelijkrichter geplaatst welke tot doel heeft een uniforme stroming te creëren door eventuele wervelstructuren te dissiperen. Vlak achter het begin van de vlakke plaat wordt een deel van het water afgezogen. Dit heeft tot doel om de stroming op de plaat te drukken omdat er altijd een stuwpunt ontstaat aan het begin van de plaat welke de vlakke stroming verstoort. Het onderzoek richt zich op het transitiemechanisme van laminaire naar turbulente grenslaag. De grenslaag ontstaat aan het begin van de vlakke plaat en groeit evenredig met \sqrt{x} , waarbij x de plaatlengte is gemeten vanaf de leading edge van de meetplaat. In het geval dat de hoofdstroming uniform is (en geen turbulentie bevat) zal de grenslaag na een bepaalde afstand instabiel worden en ontstaan golfvormige verstoringen, zogenaamde Tollmien-Schlichting golven. Deze golven leiden vervolgens tot niet-lineaire instabiliteiten welke ondermeer het ontstaan van haarspeldwervels veroorzaken. Deze wervelstructuren groeien en vallen uiteen met het ontstaan van een turbulente spot tot gevolg. Deze spots groeien in lengte en breedterichting en uiteindelijk zal de hele grenslaag omslaan in een volledig turbulente grenslaag. Een ander transitiepad naar een turbulente grenslaag wordt gevolgd indien de hoofdstroming aanzienlijke verstoringen bevat. Dit kan kunstmatig bijvoorbeeld worden aangebracht met behulp van een rooster waarmee turbulente structuren in de hoofdstroming ontstaan. Afhankelijk van

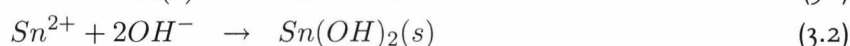


Figuur 3.1: Waterkanaal

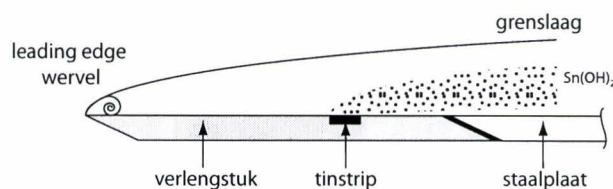
de turbulentiegraad van de hoofdstroming kunnen direct niet-lineariteiten of zelfs turbulente spots in de grenslaag worden gecreëerd en wordt in feite het lineaire Tollmien-Schlichting pad overgeslagen. Dit mechanisme wordt derhalve aangeduid met de term bypass-transitie. Het onderzoek richt zich op dit bypass mechanisme en het doel van het visualiseren is dan ook het onderzoeken van de niet-lineaire structuren welke in de grenslaag ontstaan.

3.2 Tinprecipitatie

Tinprecipitatie is een electrochemische visualisatietechniek die met succes wordt toegepast in de stromingsleer binnen de sectie TFE wordt deze techniek bijvoorbeeld toegepast voor het visualiseren van wervelstructuren bij de omstroming van een cilindervormig lichaam. Bij electrochemische visualisatie wordt een potentiaalverschil aangebracht tussen twee elektroden welke zich in een geleidend medium (elektrolyt) bevinden. Meestal wordt hiervoor een zoutoplossing in water gekozen. Als gevolg van het potentiaalverschil worden ionen afgezet aan een van de twee of beide elektroden. De vrijgekomen ionen reageren vervolgens waarbij een zichtbare stof ontstaat. Bij tinprecipitatie wordt een van de twee elektroden (anode) van tin gekozen. Als gevolg van een potentiaalverschil tussen beide elektroden zullen bij de anode tinionen worden gevormd. De vrijgekomen tinionen reageren vrijwel direct met de in het water aanwezige OH^- -ionen tot een zichtbaar, onoplosbaar metallisch zout. Het lijkt alsof er een deken van rook in de vorm van deze zoutionen bij de anode wordt afgescheiden. De optredende reactie aan de anode wordt beschreven door de volgende vergelijkingen:



Voor een geslaagde visualisatie is het van belang dat er voldoende tinzout wordt geproduceerd. Bovendien is het gewenst dat het tinzout gelijkmatig over de lengte van de elektrode wordt afgescheiden opdat een uniform tinzoutvlak wordt gevormd. De hoeveelheid tinzout welke tijdens de precipitatie wordt gevormd hangt primair af van de stroomsterkte. Opgemerkt dient te worden dat een verhoging van de stroomsterkte niet altijd geheel ten goede komt aan de tinzoutproductie. Het kan namelijk zo zijn dat andere elektrolytische reacties een grotere rol gaan spelen. Factoren welke de stroomsterkte beïnvloeden zijn het potentiaalverschil tussen beide elektroden, de elektrolytconcentratie, de grootte en vorm van de elektroden en de afstand tussen beide elektroden, het elektrodemateriaal en de snelheid van het stromende medium. In [7] is naar een aantal van deze invloedsfactoren gekeken. Het blijkt dat voor een bepaalde configuratie de stroomsterkte ongeveer evenredig is met het potentiaalverschil. Vanaf een potentiaalverschil van ongeveer 20 Volt wordt bovendien aan het anodeoppervlak zuurstof gevormd in de vorm van gasbellen. Deze bellen zijn ongewenst tijdens het visualiseren en verstoren bovendien de stroming. Verhoging van de elektrolytconcentratie heeft een groot effect op de tinzoutproductie. Een toename van de elektrolytconcentratie resulteert in een verlaagde weerstand en dus in een toename van de stroomsterkte. Zodoende kan bij een relatief klein potentiaalverschil een voldoende grote stroomsterkte worden gegenereerd voor een geslaagde visualisatie. Verkleining van de elektrodeafstand, vergroting van het elektrodeoppervlak hebben beide een toename van de stroomsterkte tot gevolg, echter de invloed deze factoren is relatief klein ten opzichte van de elektrolytconcentratie en het potentiaalverschil. Opgemerkt dient te worden dat aan de tinzoutproductie ook grenzen liggen. Bij een te grote productie wordt de concentratie tinzout dermate hoog dat er uitzakking plaats gaat vinden. In dat geval is er geen sprake meer van een homogeen tinvlak en wordt het visualiseren van turbulente structuren in de grenslaag bemoeilijkt. Vooral op plaatsen waar de snelheidsgradiënten groot zijn, zullen de tindeeltjes de stroming niet meer goed kunnen volgen.



Figuur 3.2: voorstuk met tinstrip

3.2.1 Tinstrip

Voor het visualiseren van wervelstructuren bij de omstroming van een cilindervormig (verwarmd) lichaam wordt gebruik gemaakt van tindraad welke op een bepaalde afstand voor het te visualiseren object (cilindervormig lichaam) is geplaatst. Wanneer er een potentiaalverschil wordt aangebracht ontstaat een uniform en stabiel tinvlak waarmee de wervelstructuren achter het zog van het cilindervormig lichaam goed waarneembaar zijn. Bij het onderzoek naar grenslaagtransitie kan deze configuratie met tindraad niet worden toegepast omdat het achter de tindraad gevormde tinvlak zich niet in de grenslaag begeeft maar er netjes 'overheen' glijdt. Hierdoor kunnen verstoringen welke in de grenslaag ontstaan niet worden waargenomen. Daarom wordt gekozen voor een tinstrip welke zich in het oppervlak bevindt van de vlakke plaat waarover zich de grenslaag vormt. Vanwege praktische overwegingen is ervoor gekozen om de stalen plaat in het waterkanaal ongeroerd te laten. In plaats daarvan is gekozen voor een speciaal ontworpen verlengstuk waarin de tinstrip is gemonteerd, dat voor de stalen plaat kan worden bevestigd. In figuur 3.2 staat het verlengstuk afgebeeld schematisch afgebeeld. Het verlengstuk is vervaardigd van PMMA (perspex) omdat het een isolator is, een egaal glad oppervlak heeft en eenvoudig te bewerken is. Het verlengstuk heeft dezelfde leading edge als de stalen plaat en bedraagt 330. In het oppervlak van het verlengstuk is een goot over de gehele breedte gefreesd waarin de tinstrip ligt gelijmd. De tinstrip bestaat uit drie onafhankelijke delen (middenstuk van 200 mm en beide uiteinden 155 mm lengte) welke afzonderlijk van stroom kunnen worden voorzien. Deze tinstrip is vervolgens opgeschuurd en zijn eventuele oneffenheden aan het oppervlak opgevuld met speciale vulmiddel om weggepoetst om zodoende een bijzonder glad oppervlak te krijgen met een zo gering mogelijk aantal verstoringen. Het verlengstuk is vervolgens met dubbelzijdige tape aan de staalplaat bevestigd. De kier die tijdens de bevestiging aan de staalplaat ontstond is ook opgevuld met een speciaal vulmiddel en vervolgens glad gepoetst waarmee een bijzonder gladde verbinding tot stand is gebracht. Deze inspanningen zijn verricht omdat kleine verstoringen in het oppervlak van de plaat kunnen leiden tot een versnelde transitie van de grenslaag. Belangrijk bij het vervaardigen van het verlengstuk was de locatie van de tinstrip ten opzichte van de leading edge. Aan het begin van het verlengstuk kan een wervel ontstaan door dat bijvoorbeeld de plaat of het verlengstuk niet perfect horizontaal liggen maar iets naar boven toe gericht zijn. Indien de tinstrip te dicht bij deze wervel zou liggen dan zou als gevolg hiervan het tinzoutvlak dusdanig verstoord kunnen raken dat een geslaagde visualisatie niet meer mogelijk zou zijn. Bij voldoende grote afstand heeft de stroming achter de wervel tijd om te stabiliseren. De afstand van de tinstrip tot de voorzijde van het verlengstuk is hier ongeveer 80 mm. De afstand tot de achterzijde van het verlengstuk bedraagt ongeveer 30 mm. De tinstrip zelf is 8 mm breed.

3.3 Experiment

Allereerst is een simpel testje uitgevoerd met alleen de stalen plaat om te bepalen of de plaat 'glad' genoeg is en dus geen aanleiding geeft tot vervroegde transitie van de grenslaag. Aan het begin van



Figuur 3.3: wervelvorming bij tinprecipitatie

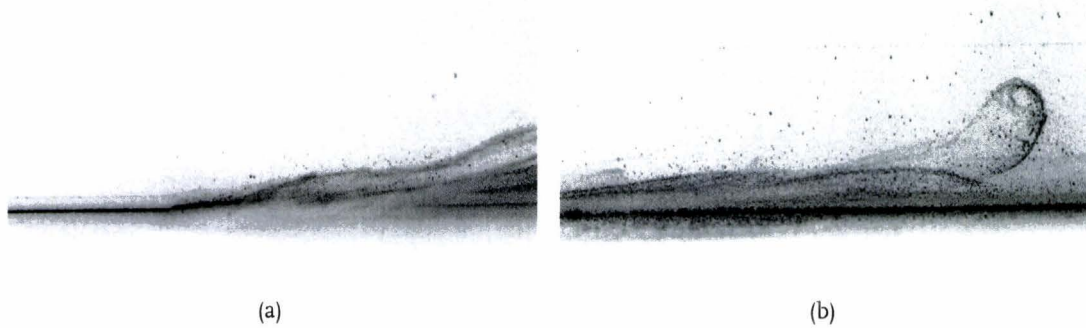
het waterkanaal is hiertoe middels een capillair inkt geïnjecteerd. Om de snelheid van het water in het kanaal te kunnen bepalen is met behulp van een stopwatch het tijdsinterval bepaald waarbij de inkt zich over een afstand van 2 meter verplaatste. Tevens is in het geval van grenslaagtransitie de locatie genoteerd waar deze transitie optrad, gemeten vanaf de leading edge. In tabel 3.1 staat het resultaat van deze test weergegeven. Uit de literatuur is bekend dat de laminaire grenslaag van een vlakke plaat over-

Test	T_{2m} [s]	U_{∞} [ms^{-1}]	x_t [m]	Re_{x_t} [-]	Pomp	Klepstand [°]
A	6.5	0.31	1.10	3.5×10^5	V+M+A	40
B	10.2	0.20	2.00	4.1×10^5	V+A	40

Tabel 3.1: Bepaling hoofdstroomsnelheid en transitiestart bij verschillende pompinstellingen. Tijdsduur inktverplaatsing over 2m, T_{2m} ; hoofdstroomsnelheid, U_{∞} ; transitiestart, x_t ; Reynoldsgetal bij transitiestart, Re_{x_t} ; actieve pomp, V(oor), M(idden), A(achter)

gaat in een turbulente grenslaag bij een Reynoldsgetal tussen $0.35 \cdot 10^6$. De vroegtijdige transitie bij test A kan hoofdzakelijk worden verweten aan externe verstoringen in het kanaal. Bij een reductie van de snelheid zien we het Reynoldsgetal voor de transitiestart snel toenemen. Nu de plaat dus geen aanleiding geeft tot versnelde transitie van de grenslaag wordt het verlengstuk aan de voorzijde van de stalen plaat gemonteerd. Er wordt vervolgens alleen gevisualiseerd met inkt bij een hoofdstroomsnelheid van ongeveer 0.20 m/s. Het resultaat van deze test is dat er eveneens een strakke en stabiele grenslaag ontstaat en dat daaruit kan worden geconcludeerd dat het verlengstuk niet van invloed is op een vervroegde transitie van de grenslaag.

Het tweede deel van het experiment bestrijkt de visualisatie met tinzout. Als elektrolyt wordt NaOH opgelost in het waterkanaal in een dusdanige hoeveelheid dat bij een potentiaalverschil over de elektroden van kleiner dan 20 Volt er voldoende tinzout wordt geproduceerd. De tinstrip is de positieve elektrode (anode) en als negatieve elektrode (kathode) wordt een aluminium plaat in het waterreservoir aan de uitlaatzijde bevestigd. Er zijn een aantal experimenten uitgevoerd bij verschillende vermogens oplopend van 0.5 W tot en met 30 W. Bij alle experimenten bleef het potentiaalverschil tussen de beide elektroden onder de 20 V. Figuur 3.3 geeft het algemene beeld weer dat bij alle experimenten werd gevonden. De figuur geeft duidelijk het ontstaan van de wervels weer achter de tinstrip. In figuur 3.3 was het gedissipeerde vermogen ongeveer 20 W. Ook wanneer het vermogen drastisch werd verminderd, waren er wervelstructuren waarneembaar zoals in figuur 3.4 is te zien. Deze twee opnamen zijn gemaakt met behulp van een lasersheet welke in het midden van het kanaal over de strip is geprojecteerd.



Figuur 3.4: Instabiliteit grenslaag, $V = 7.2V$, $I = 0.1A$. (a) direct achter tinstrip; (b) 5 cm achter tinstrip

De opnamen zijn gemaakt met een Kodak ES1.0 8-bit camera. De zwarte horizontale streep bijna onder aan de foto is het gevolg van de reflectie van het laserlicht aan het oppervlak van het perspex en geeft de scheiding aan tussen strip en water. De eerste foto is gemaakt ter plaatse van de tinstrip zelf. Duidelijk is te zien dat vrijwel direct na de strip zich instabiliteiten in de grenslaag voordoen. De rechter foto is gemaakt op een positie van 5 cm achter de strip. Deze foto laat het ontstaan van een hairpinwervel zien. Opgemerkt dient te worden dat deze effecten optreden bij een gedissipeerd vermogen van minder dan 1 Watt! Het kleinste vermogen dat is gebruikt tijdens het experiment is een vermogen van 0.25 Watt waarbij de stroomsterkte 0.05A bedroeg. Zelfs hier waren hairpinwervels waar te nemen. Bovendien is bij een dergelijk klein vermogen de tinzoutproductie dermate klein dat zij niet meer geschikt is voor visualisatie van de grenslaag.

3.4 Verstoring

De vraag die oprijst is hoe het nu komt dat de grenslaag instabiel wordt bij de tinprecipitatievisualisatiemethode. Zoals in figuur 3.4 is aangetoond ontstaan er al instabiliteiten bij een gedissipeerd vermogen van minder dan 1 Watt. Een mogelijke oorzaak zou kunnen zijn geweest dat er oneffenheden in het oppervlak aanwezig waren. Echter, zoals al eerder staat beschreven zijn er testen uitgevoerd met behulp van inkt om die effecten te kwantificeren. Het resultaat was een nette en stabiele grenslaag, ook ter plaatse van de tinstrip. De oorzaak ligt dus kennelijk niet verscholen in de eventuele oppervlak-teoneffenheden die aanwezig kunnen zijn. Een ander fenomeen dat verstoringen kan initiëren is de natuurlijke convectie van vloeistof welke wordt opgewarmd bij het passeren van de tinstrip. De opgewarmde vloeistof wil omhoog stijgen en kan zo als bron van verstoring voor de grenslaag ontwikkeling optreden. Om te kunnen bepalen in hoeverre dat effect belangrijk is moet de orde-grootte worden afgeschat voor natuurlijke convectie. De verhouding tussen de natuurlijke convectie ten gevolge van de opwarming van de tinstrip enerzijds en de geforceerde convectie van het stromende water anderzijds, geeft een kwalitatief beeld van het dominante convectiemechanisme. Bij het afschatten van de orde-grootte van het dominante convectiemechanisme wordt gebruik gemaakt van dimensieloze kentallen. De verhouding tussen het natuurlijke en geforceerde convectiemechanisme wordt uitgedrukt in het kental van Richardson en is gedefinieerd als:

$$Ri_L = \frac{Gr}{Re^2} = \frac{\text{kracht t.g.v. dichtheidsverschillen}}{\text{traagheidskracht}} \quad (3.3)$$

Tinprecipitatie als visualisatiemethode

waarbij L de karakteristieke maat voor de lengte is, Gr is het Grashoff kental en Re is het Reynolds kental. Het kental van Grashoff is een maat voor de orde van grootte van natuurlijke convectie en geeft de verhouding weer tussen de kracht ten gevolge van dichtheidsverschillen en de viskeuze kracht. Het Reynolds kental geeft de verhouding weer tussen de traagheidskracht en de viskeuze kracht.

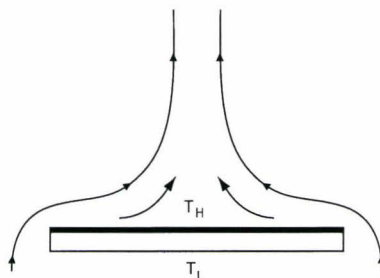
De geforceerde en natuurlijke convectie spelen beide een rol van betekenis indien geldt $Ri \approx 1$ terwijl bij $Ri \ll 1$ en $Ri \gg 1$ de geforceerde convectie respectievelijk de natuurlijke convectie het dominante mechanisme is. Om het Richardson kental te kunnen bepalen moet de karakteristieke lengtemaat L worden gekozen. Hiervoor wordt de verplaatsingsdikte d^* genomen omdat het natuurlijk convectief transport in verticale richting geschiedt en bovendien alleen de convectie in de grenslaag hier van belang is bij het onderzoek naar verstoringen.

Het temperatuursverschil tussen de tinstrip en het water in het kanaal kan analytisch worden bepaald. De tinstrip wordt beschouwd als een warme plaat welke aan de onderzijde is geïsoleerd en dit is weergegeven in figuur 3.5. Om de warmteoverdracht te beschrijven voor deze configuratie, wordt gebruik gemaakt van de volgende Nusselt-relatie:

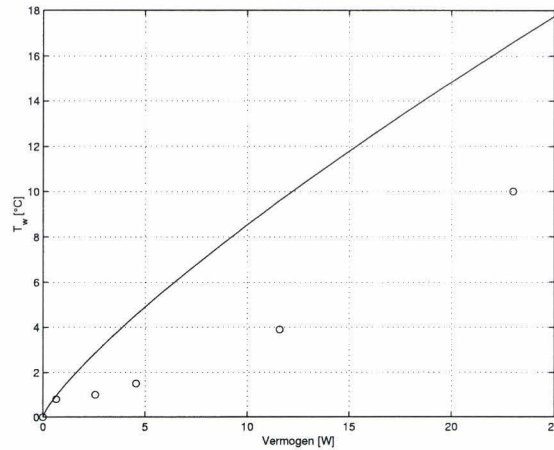
$$\overline{Nu}_L = 0.54Ra_L^{1/4} \quad (3.4)$$

waarbij L de karakteristieke lengtemaat is en Ra het Rayleigh kental voorstelt. Voor de karakteristieke lengtemaat L geldt hier het quotiënt van het oppervlak van de plaat met de perimeter ervan. Met behulp van deze relatie kan eenvoudig het temperatuursverschil worden berekend bij bekende warmteflux. Om deze berekening in de praktijk te toetsen is een klein experiment uitgevoerd om het temperatuursverschil tussen tinstrip en water te bepalen. De temperatuur is bepaald met een thermokoppel. Bij deze metingen is met het thermokoppel op verschillende posities op de plaat de oppervlaktetemperatuur gemeten bij verschillende vermogens. De stroomsterkte is hierbij gevarieerd tussen 0 en 1 A en het voltage tussen 0 en 23 V. Zoals uit figuur 3.6 valt af te lezen verschillen de thermokoppelmetingen met de analytische berekende waarden. Dit verschil wordt onder meer veroorzaakt door het feit dat tijdens de metingen aan het thermokoppelloppervlak electrolyse optrad. Een andere mogelijke oorzaak is dat de geometrie van het verlengstuk met tinstrip niet geheel indentiek is aan de configuratie zoals afgebeeld in figuur 3.5.

Nu het temperatuursverschil bekend is kan het Richardson kental worden afgeschat. Bij een temperatuursverschil van 10 °C en een stroomsnelheid van 0.1 m/s geldt voor het Richardson kental: $Ri = O(10^{-2})$. Dit betekent dat de natuurlijke convectie verwaarloosbaar is ten opzichte van geforceerde convectie. Opgemerkt dient te worden dat er hier gekozen is voor de berekening van de wandtemperatuur van de strip op basis van natuurlijke convectie waarbij er geen geforceerde hoofdstroming aanwezig is. In de praktijk zal er wel degelijk geforceerde convectie optreden en zal de tinstripwandtemperatuur een stuk lager uitvallen.



Figuur 3.5: natuurlijke convectie bij vlakke plaat met verwarmde bovenzijde



Figuur 3.6: toename oppervlaktetemperatuur tinstrip bij watertemperatuur $T_{water} = 18.4^{\circ}C$. (\circ), experimenteel; (-), analytisch

3.5 Conclusie

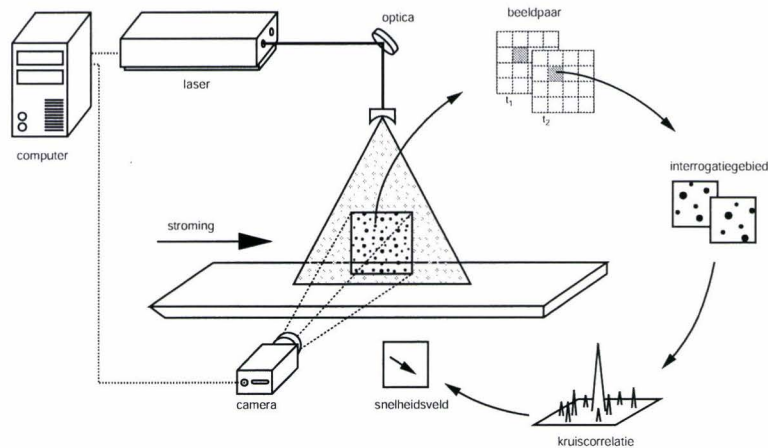
Het visualiseren van de grenslaag bij een stroming over een vlakke plaat heeft bij gebruik van tinprecipitatie een grote verstoring van de grenslaag tot gevolg. Deze verstoring geeft vrijwel direct aanleiding tot transitie van de laminaire grenslaag naar een turbulente grenslaag. Om de oorzaak van de verstoring te onderzoeken is in eerste instantie met behulp van inkt onderzocht of geometrische aspecten de oorzaak van de verstoringen konden zijn. Dit bleek niet het geval te zijn omdat zich een nette grenslaag ontwikkelde waarbij geen versnelde transitie optrad. Een andere mogelijke bron van verstoringen zou het opwarmen van de tinstrip kunnen zijn. Als gevolg van het gedissipeerde vermogen warmt de tinstrip op en daarmee ook de vloeistof in de grenslaag boven de strip. Deze warmere vloeistof stijgt op en kan daarmee de grenslaag instabiel maken en zodoende versnelde transitie van de grenslaag veroorzaken. Om dit te onderzoeken is een afschatting gemaakt van de verhouding tussen het natuurlijke convectiemechanisme enerzijds en de geforceerde convectie anderzijds. Deze verhouding wordt uitgedrukt met behulp van het Richardson kental. Uit de afschatting van het Richardson kental blijkt dat natuurlijke convectie verwaarloosbaar is ten opzichte van geforceerde convectie. Of dit ook betekent dat de opwarming van de vloeistof daarom niet van invloed is op het ontstaan van hairpinwervels achter de tinstrip, is niet met zekerheid te stellen. Welke mechanismen precies verantwoordelijk zijn voor het ontstaan van de verstoringen is niet bekend. Toch lijkt het aannemelijk dat het opwarmen van de tinstrip op een of andere manier wel invloed heeft op de versnelde transitie van de grenslaag. Voor de visualisatie van grenslagen bij stromingen over een vlakke plaat is tinprecipitatie geen geschikte visualisatiemethode.

Hoofdstuk 4

Kwaliteit van de PIV meting

4.1 Principe PIV

Voor de analyse van de grenslaag bij het onderzoek naar bypass transitie wordt ondermeer gebruik gemaakt van particle image velocimetry (PIV). In figuur 4.1 staat een schematische voorstelling van dit principe afgebeeld en zal hier kort worden besproken. Aan de te onderzoeken stroming worden kleine



Figuur 4.1: Schematische voorstelling van Particle Image Velocimetry

deeltjes, seeding genaamd, toegevoegd. Met behulp van lichtbron en een optisch systeem wordt in de stroming een lichtsheets gecreëerd. De seedingdeeltjes die door deze sheet bewegen, verstrooien het licht dat met een camera wordt opgenomen. Uit twee opeenvolgende beelden, een beeldpaar, kan met behulp van een correlatie-algoritme de verplaatsing van het deeltjespatroon worden bepaald. De tijdsduur tussen twee opeenvolgende beelden is bekend en daarmee ook het snelheidsveld berekend. Als lichtbron wordt in het onderzoek gebruik gemaakt van een speciale Nd:YAG laser. Deze laser genereert zeer korte intensieve lichtpulsjes met een golflengte van 532 nm. De tijdsduur tussen twee pulsen kan nauwkeurig worden ingesteld. Als camera wordt de Kodak Megaplug ES1.0 gebruikt waarmee 10-bits beelden van 1008×1018 pixels worden opgenomen. Om de verplaatsing van de seedingdeeltjes in de stroming te kunnen bepalen wordt het beeld opgedeeld in een aantal kleine gebieden, zogenaamde interogatiegebieden. Deze hebben een typische afmeting van bijvoorbeeld 32×32 of 16×16 pixels. Door middel van kruiscorrelatie tussen de twee overeenkomstige interogatiegebieden van het beeldpaar, wordt de verplaatsing van het deeltjespatroon in zo'n gebied bepaald. De kruiscorrelatiefunctie van een

Kwaliteit van de PIV meting

interrogatiegebied van $m \times n$ pixels wordt gegeven door:

$$\Phi_c(m, n) = \sum_{i=0}^{M-1} \sum_{j=0}^{N-1} g_1(i, j) \cdot g_2(i + m, j + n) \quad (4.1)$$

waarbij g_1, g_2 corresponderen met de intensiteitswaarden van de pixels in de overeenkomstige interrogatiegebieden. De correlatiefunctie resulteert in een maximale piek op lokatie (m^*, n^*) en de afstand hiervan tot het centrum is een maat voor de verplaatsing van de deeltjes. In het ideale geval levert de correlatiefunctie één hoge piek op maar door verschillende negatieve factoren worden meer pieken gevonden. Hieronder volgen een aantal eisen welke gesteld worden aan de PIV-meting om een goede correlatie mogelijk te maken [2].

- Minimum aantal van 4 tot 8 deeltjes per interrogatiegebied
- Maximale gemiddelde verplaatsing van deeltjes bedraagt 1/4 van de grootte van het interrogatiegebied. Minimale verplaatsing is ook vereist omdat anders de nauwkeurigheid van de berekende verplaatsingsvector omlaag gaat
- Snelheidsgradiënt in een interrogatiegebied mag niet te groot zijn omdat anders de samenhang van het beeldpatroon verloren gaat.
- Kwaliteit van het beeld moet hoog zijn wat betekent dat deeltjes duidelijk identificeerbaar moeten zijn en dat de achtergrondruis laag is.

Voor een kwalitatief goede PIV-meting spelen nog vele andere factoren een rol en voor een volledige beschrijving hiervan wordt verwezen naar de literatuur [2, 1].

4.2 Seeding

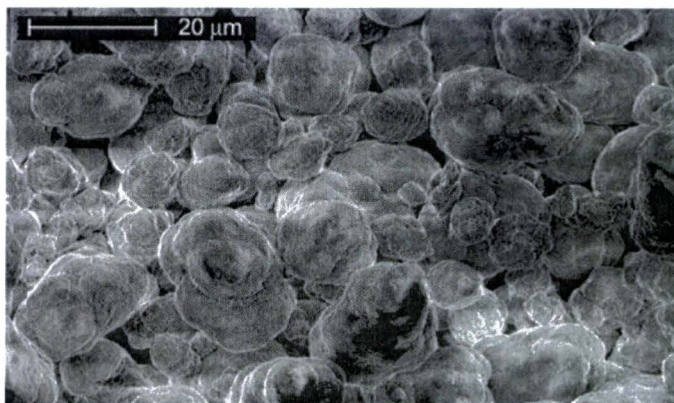
Gebruik van de juiste seeding is erg belangrijk bij de PIV-meting. De in het onderzoek gebruikte seeding deeltjes hebben een nominale grootte van $20\mu m$ en in tabel 4.1 zijn de belangrijkste eigenschappen van de deeltjes opgenomen. Een belangrijke eis is dat de deeltjes de stroming goed volgen. Dat betekent dat ze klein moeten zijn en dat de dichtheid van de deeltjes zo dicht mogelijk in de buurt bij die van het stromende medium moet liggen. Een andere belangrijke eis is dat de deeltjes monodispers zijn. Vanwege de geringe deeltjesgrootte, $5\mu m < d_p < 35\mu m$, treedt hoofdzakelijk Mie verstrooiing op. Voor Mie verstrooiing geldt dat de relatie tussen het invallende, I_0 en verstrooide licht, I_s gegeven kan worden door: $I_s \sim d_p^6 I_0$. Een kleine verandering van d_p heeft een grote verandering in de lichtintensiteit tot gevolg. Om wat meer duidelijkheid over de vorm van de deeltjes te weten te komen zijn met behulp van

gemiddelde grootte [μm]	variatie grootte	geometrie	dichtheid [g/cm^3]	brekingsindex	materiaal
20	5 – 35 [μm]	rond, niet bolvormig	1.03	1.5	Polyamide 12

Tabel 4.1: Materiaaleigenschappen Polyamide seeding, gedistribueerd door Dantec™

een elektronenmicroscopie opnamen gemaakt. Figuur 4.2 laat een uitvergroting zien van de gebruikte seeding bij de PIV metingen. De vergrotingsfactor bedraagt $837\times$. De spreiding in grootte lijkt goed overeen te komen met de opgegeven specificaties uit tabel 4.1. Dit betekent dus een aanzienlijk verschil

in verstrooide lichtintensiteit tussen het kleinste en grootste deeltje. Het verschil kan echter nog oplopen doordat de deeltjes (gedeeltelijk) samenklonteren. Het dynamische bereik van de camera waarmee het verstrooide licht wordt opgenomen, is 10 bits (1024 intensiteitswaarden). Een verandering in deeltjesgrootte leidt dan al snel tot overbelichte gebieden in het beeld. Het samenklonteren van de deeltjes wordt zo veel mogelijk tegengegaan door de deeltjes in zeep op te 'lossen' (*micel-werking*) alvorens ze aan het water toe te voegen.



Figuur 4.2: Uitvergroting polyamide seeding deeltjes met nominale grootte $d_p = 20\mu m$. Vergroting $837\times$

4.3 Experiment

Zoals reeds eerder vermeld zijn veel factoren van invloed op de kwaliteit van de PIV/meting. Door een scherp en contrastrijk beeld te maken van de seeding in de stroming, is de kans op een geslaagde correlatie van de data groot. Hard- en software zijn belangrijk hierbij maar omdat de experimentator meestal niet deze hard- en software vrij kan kiezen, is het de kunst met de aanwezige middelen optimaal rendement te halen door verschillende delen goed op elkaar af te stemmen.

De gebruikte meetplaat bij het onderzoek by-pass transitie is gemaakt van acrylaat, een transparante kunststof. Deze meetplaat wordt boven op de in het kanaal gelegen roestvrij stalen meetplaat gelegd. Een van de problemen die zich bij de PIV-metingen voordeden was een relatief slecht contrast van de deeltjes in beeld, met name nabij het plaatoppervlak. Juist dit gebied is interessant bij het onderzoek naar transitie. Nadere inspectie toont hier een sterk toegenomen lichtintensiteit aan waardoor het contrast van de deeltjes met de achtergrond van het beeld sterk verminderde. In dit deel van het beeld was de signaal-ruis verhouding laag waardoor correlatie van het deeltjespatroon nauwelijks mogelijk was. Een tweede probleem was dat de scheiding tussen het werkelijke plaatoppervlak en de stroming door de hoge lichtintensiteit nabij het plaatoppervlak niet goed waarneembaar was. Dit is echter wel een vereiste om de stroming boven de plaat correct te kunnen beschrijven.

Om de hierboven geschetste problemen bij de PIV-metingen het hoofd te kunnen bieden is een experiment opgezet om te achterhalen wat de oorzaak van de geschetste problemen zijn. De volgende invloeden zijn daarbij onderzocht:

1. Anti-reflectie materiaal aan het oppervlak van de meetplaat
2. 'Vervuiling' van het plaatoppervlak door seedingdeeltjes
3. Positie meetplaat in het beeld

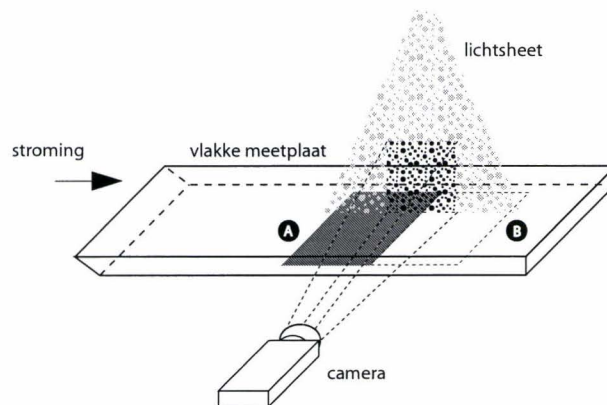
Kwaliteit van de PIV meting

4. Krassen in het plaatoppervlak
5. Hoek van lichtsheets met plaatoppervlak

In paragraaf 4.4 wordt de experimentele setup besproken waarmee de experimenten zijn verricht en de daarop volgende paragraaf geeft de resultaten weer.

4.4 Setup Experiment

Voor dit experiment is gebruik gemaakt van een transparante meetplaat, welke in het waterkanaal is geplaatst. Figuur 4.3 geeft een schematische voorstelling van de experimentele configuratie. De onderzijde van de meetplaat, gemarkeerd door (A), wordt voorzien van verschillende anti-reflectie materialen. Gebied (B) blijft transparant. Om de invloed van krassen op de reflecties te onderzoeken zijn aan de bovenzijde van meetplaat bij (B) krassen in het oppervlak gemaakt. De hardwareconfiguratie (camera, laser, e.d.) is bij dit experiment gelijk aan die bij de PIV-metingen. De gebruikte lens is de Nikon Nikkor 50mm. Het verstrooide licht door de deeltjes en door reflecties aan het plaatoppervlak wordt door de digitale camera vertaald naar robits-intensiteitswaarden. Bij alle experimenten staat de lichtsheets loodrecht op het plaatoppervlak geprojecteerd (m.u.v. het laatste experiment).



Figuur 4.3: Experimentele opstelling bij onderzoek naar reflecties aan plaatoppervlak

4.5 Resultaten

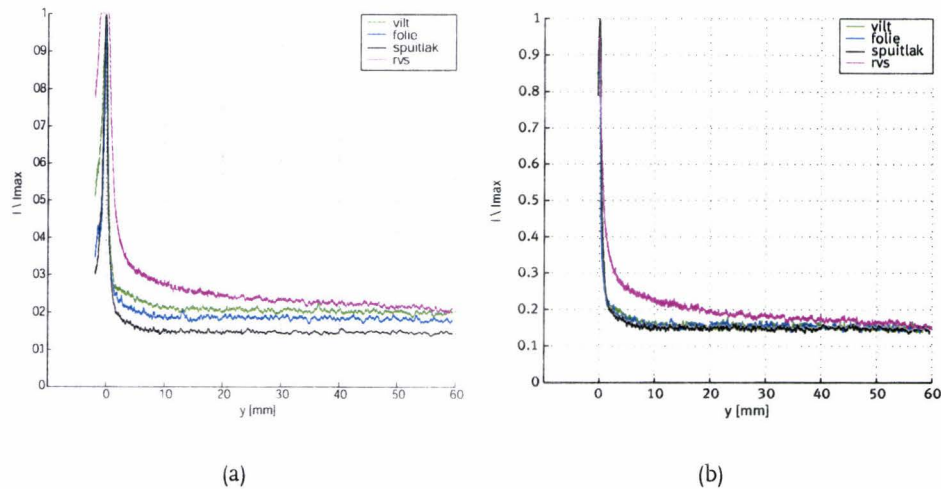
4.5.1 Reflectiewerend materiaal

In dit experiment wordt de invloed van drie anti-reflectie materialen op de reflecties aan het plaatoppervlak onderzocht. Als maat voor de reflectie wordt de beeldintensiteit (pixelwaarde) gebruikt. Om de gegevens te kunnen vergelijken met de oude situatie, waarbij de RVS-meetplaat zichtbaar is, zijn metingen gedaan met een RVS-plaat aan de onderzijde. De volgende anti-reflectie materialen zijn getest:

- Mat zwarte spuitlak
- Mat zwarte folie
- Zwart vilt

Kwaliteit van de PIV meting

De materialen zijn op positie ① aan de onderzijde van de meetplaat aangebracht met als voordeel dat geen rekening hoeft te worden gehouden met oneffenheden die ontstaan bij het aanbrengen ervan (lak & folie). Alle individuele metingen zijn onder gelijke condities uitgevoerd, dat wil zeggen gelijke diafragma, vergrotingsfactor, etc. Een maat voor de reflectie wordt verkregen door het gemiddelde van



Figuur 4.4: Beeldintensiteit I/I_{max} boven plaatoppervlak bij verschillende materialen

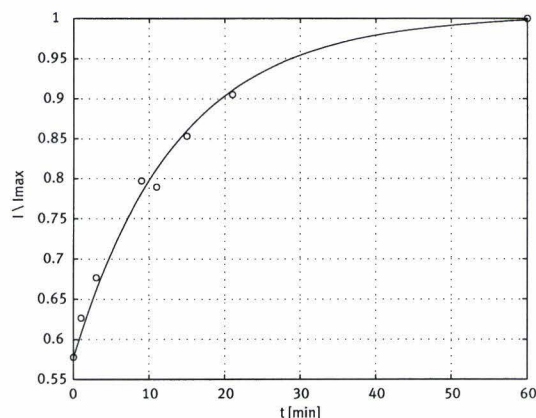
de pixelwaarden van de beeldlijnen als functie van de hoogte boven het plaatoppervlak uit te zetten. In figuur 4.4(a) is duidelijk te zien dat alle aangebrachte materialen de totale hoeveelheid reflectie ten opzichte van de oude situatie reduceren, waarbij de mat zwarte spuitlak de grootste reductie teweeg brengt. Nabij het plaatoppervlak verandert het verloop van de curves. De referentiecurve(RVS) blijkt pas na $y = 55$ mm een constante waarde aan te nemen terwijl dat voor de andere drie al na $y = 10$ mm lijkt te gebeuren. Het onderlinge verschil in stijging is goed waar te nemen wanneer de curves op $y = 60$ mm op elkaar worden gefit. Dit staat in figuur 4.4(b) afgebeeld. De figuur geeft in feite weer in welke mate het contrast van de deeltjes met de achtergrond vermindert bij het naderen van het plaatoppervlak. Dit effect is dus het grootst voor de RVS-ondergrond en het kleinst voor de andere drie materialen, waarbij het onderlinge verschil zeer gering is. De mat zwarte spuitlak blijkt de beste keus te zijn gezien de beste totale reductie van de reflecties en is bovendien eenvoudig aan te brengen op de meetplaat en niet duur in aanschaf.

4.5.2 Plaatvervuiling

Het oppervlak van de meetplaat raakt vervuild door de seedingdeeltjes die na verloop van tijd neerslaan op het oppervlak. Vanwege de goede verstrooiingseigenschappen voor licht, veroorzaken deze stationaire deeltjes een nieuwe bron van reflecties bij het oppervlak. Met name wanneer gemeten wordt in een dunne grenslaag, waarbij de lichtsheets parallel aan het plaatoppervlak staat, kan dit effect leiden tot slechte correlatie van de beeldparen bij de PIV-meting. Het correlatiealgoritme kan namelijk geen onderscheid maken tussen de stationaire deeltjes op het plaatoppervlak en de deeltjes in de stroming. Bij metingen waarbij de lichtsheets loodrecht op het plaatoppervlak staat, wordt aan het plaatoppervlak door de deeltjes zoveel licht verstrooid dat correlatie onderin de grenslaag van de deeltjes in de stroming bijna onmogelijk wordt. Om het effect van de plaatvervuiling te meten zijn gedurende een tijdsduur van een uur opnamen van het plaatoppervlak gemaakt. De onderzijde van de meetplaat is voorzien van matzwarte spuitlak. Het plaatoppervlak is aan het begin van de meting zorgvuldig schoongemaakt. De

Kwaliteit van de PIV meting

verzadiging van het plaatoppervlak met seedingdeeltjes is bepaald door de gemiddelde intensiteit te berekenen van het gebied direct boven het oppervlak met een hoogte van één deeltjesdiameter. In figuur 4.5.2 is de toename van de beeldintensiteit in dit gebied als functie van de tijd uitgezet. Merk op dat de functie-as bij $I/I_{max} = 0.55$ begint en dat op $t = 0$ al meer dan de helft van het oppervlak is bedekt met seedingdeeltjes. Nadere inspectie leert dat deze deeltjes nog niet stil liggen maar deel uitmaken van de stroming boven het plaatoppervlak. Het blijkt dat na $t = 20$ minuten het oppervlak voor ongeveer 90%

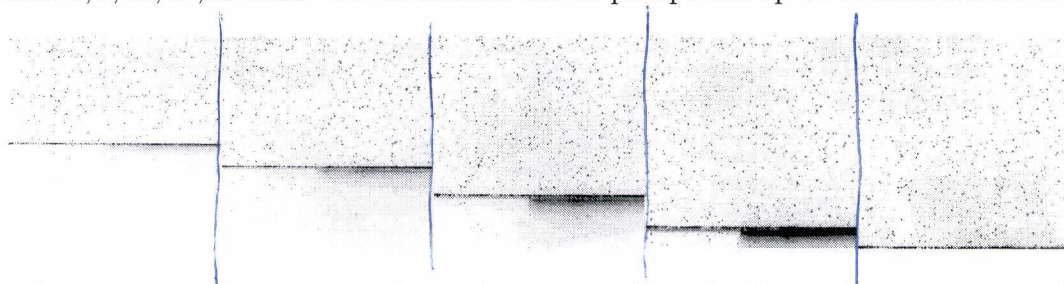


Figuur 4.5: Toename beeldintensiteit I/I_{max} door vervuiling van plaatoppervlak

is verzadigd met licht afkomstig van de seedingdeeltjes die op het oppervlak liggen en dat na $t = 60$ minuten het volledige oppervlak is verzadigd. Het is derhalve aan te raden om kort voor de PIV-meting het plaatoppervlak goed schoon te maken.

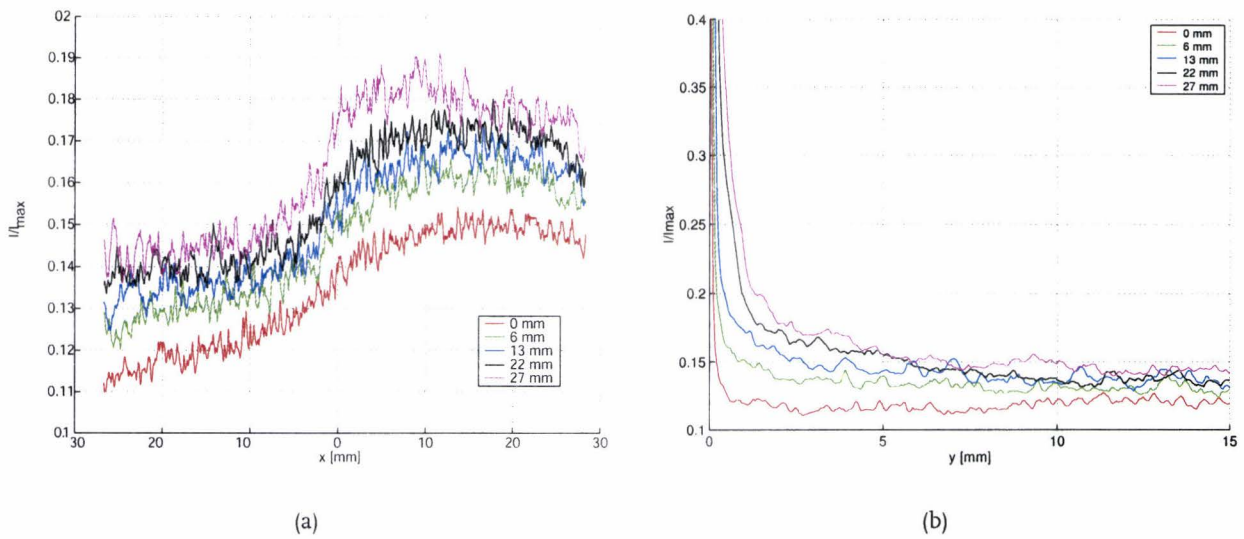
4.5.3 Plaatpositie

Tijdens de PIV-metingen kwam aan het licht dat de positie van de meetplaat in beeld van invloed is op reflecties aan het oppervlak. Figuur 4.6 geeft het effect weer van de plaatverschuiving in beeld. De onderzijde van de meetplaat is aan de linkerkant voorzien van matzwarte spuitlak terwijl de rechterhelft transparant is. De verplaatsing van de plaat ten opzichte van de middellijn in beeld bedraagt van links naar rechts: 0, 6, 13, 22, 27 mm. Om de invloed van de plaatpositie op de beeldintensiteit te kunnen



Figuur 4.6: Toename van beeldintensiteit bij verplaatsing van plaat in beeld. Verschuiving t.o.v. optische as van de lens bedraagt van links naar rechts: $y = 0, 6, 13, 22, 27$ mm. Onderkant linkerkant van plaat is voorzien van matzwarte spuitlak en rechterzijde is transparant. Breedte opnamegebied bedraagt 54 mm

bepalen is de gemiddelde intensiteit per pixelkolom boven het plaatoppervlak bepaald en het resultaat hiervan staat afgebeeld in figuur 4.7(a). De beeldintensiteit neemt toe bij het verplaatsen van de plaat uit het midden van het beeld. Deze toename is kleiner bij het linker deel van de plaat (behandeld met matzwarte lak). In figuur 4.7(b) is de gemiddelde intensiteit per rij boven het plaatoppervlak



Figuur 4.7: Gemiddelde beeldintensiteit boven plaatoppervlak voor 5 verschillende plaatposities: $y = 0, 6, 13, 22, 27$ mm. (a) Gemiddelde beeldintensiteit per pixelkolom (b) Gemiddelde beeldintensiteit per pixelrij voor rechter deel plaat

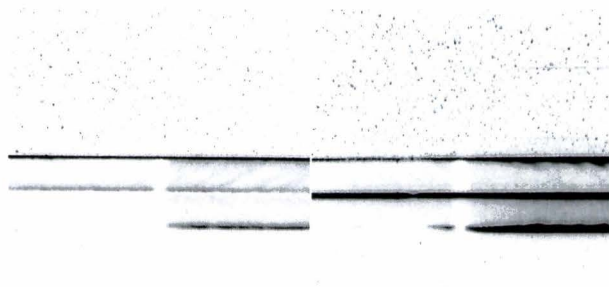
uitgezet voor het transparante deel van de plaat. De intensiteitstoename is groter naarmate de plaat verder uit het midden van het beeld is verwijderd en het verlies aan contrast wordt dus ook groter. Dit effect is geringer bij het linker deel van plaat behandeld met zwarte lak.

4.5.4 Oppervlaktegesteldheid

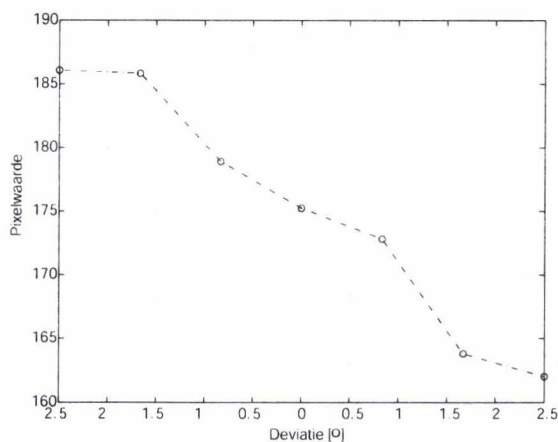
In het ideale geval zou het oppervlak van de testplaat perfect glad moeten zijn maar dat is in werkelijkheid niet het geval. Krassen in het oppervlak kunnen zorgen voor reflecties en in deze sectie wordt de invloed van krassen op de reflecties onderzocht. Voor deze proef is de ene helft van het oppervlak met middelfijn schuurpapier voorzien van krassen in vier richtingen, $0, 45, 90$ en 135° . Het oppervlak is bij deze meting precies in het midden van het beeld gepositioneerd. Het effect van de krassen op de beeldintensiteit is weergegeven in figuur 4.8 waarbij het linker deel de plaat behandeld met matzwarte lak laat zien en het rechter deel de onbehandelde plaat. Bij beide platen is de linkerzijde van het oppervlak krasvrij. Bij de onbehandelde plaat is het effect van de krassen duidelijk waarneembaar. Hetzelfde effect, maar minder groot, treedt ook op bij de behandelde plaat met zwarte lak.

4.5.5 Stand lasersheet

Voor de PIV-meting wordt met behulp van de laser en de optica een lichtsheetsheet gegenereerd die zowel parallel aan de plaat of loodrecht op de plaat is gericht. De camera staat bij deze metingen altijd loodrecht op het sheetsvlak. In dit experiment wordt onderzocht of de deviatie van de sheet ten opzichte van de cameralens van invloed is op de beeldintensiteit. De beeldintensiteit is hier de gemiddelde pixelintensiteit van het gehele gebied boven het plaatoppervlak. De invloed van de deviatie op de totale beeldintensiteit staat afgebeeld in figuur 4.9. Tegen de verwachting in neemt de gemiddelde beeldintensiteit af wanneer de sheet naar de cameralens toe wordt gekanteld. Een mogelijke verklaring hiervoor is dat de lichtverstrooiing bij de seedingdeeltjes hoekafhankelijk is van het invallende licht en een kleine



Figuur 4.8: Effect van krassen in oppervlak. Linker afbeelding toont reflecties bij plaat behandeld met zwarte spuitlak. Hierbij is alleen rechterdeel van de plaat bekrast. Rechter figuur toont reflecties voor transparante plaat. Hoogte afbeelding is 52 mm.

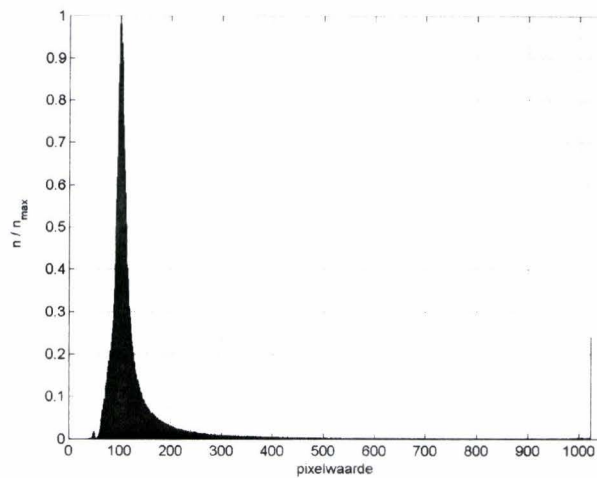


Figuur 4.9: Verandering van de beeldintensiteit door deviatie lichtsheets t.o.v. cameralens. Bij positieve deviatie wordt sheet naar lens toe gekanteld

hoekverdraaiing derhalve invloed heeft op de intensiteit van het beeld.

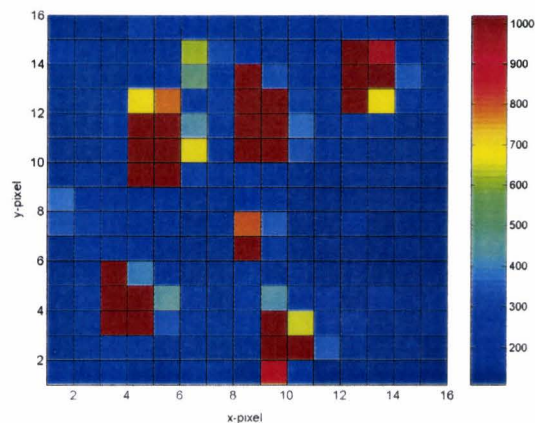
4.6 Beeldkarakteristiek seeding

In het begin van dit hoofdstuk is een korte opsomming gegeven van de eisen waaraan een PIV-meting moet voldoen om het verplaatsingsveld van de stroming te kunnen bepalen. Een belangrijke parameter is daarbij het beeldcontrast van de seedingdeeltjes met de achtergrond. In principe geldt dat bij een hoger contrast de kruiscorrelatiefunctie beter in staat is de verplaatsing te bepalen. Contrastvermindering treedt ondermeer op wanneer aan het plaatoppervlak reflecties een rol van betekenis spelen. Een aantal oorzaken voor deze reflecties is in de voorgaande paragrafen besproken. Het contrast van de deeltjes met de achtergrond wordt aan de hand van een histogram bepaald van alle pixelwaarden van een 10-bits PIV-beeld met een afmeting van 1008×1018 pixels en diafragma van $F = 2.8$. Dit is in figuur 4.10 afgebeeld. Het totale aantal gelijke pixelwaarden, n is genormeerd met de maximaal voorkomende waarde, n_{max} . Lage waarden corresponderen met een donker en hoge met een licht beeld. Rond waarde 100 ligt het overgrote deel van alle waarden geconcentreerd. Opvallend aan deze figuur is de (*overbelichtte*) piek bij de maximale pixelwaarde van 1023. Ter validatie is een histogram gemaakt van PIV-beelden bij verschillende diafragma's, $F = 2.0, 2.8, 4.0$ en 5.6 . Al deze histogrammen laten een gelijk patroon



Figuur 4.10: Histogram pixelwaarden PIV-beeld. Aantal per bin, n is genormaliseerd met maximaal voorkomende aantal, n_{max} . $F = 2.8$

zien met een piek bij de maximale pixelwaarde 1023 en een min of meer Gaussische verdeling rond pixelwaarde 100. In principe zou je in plaats van een piek bij 1023 in het histogram daar ook een min of meer Gaussische verdeling verwachten. Het lijkt erop dat de seedingdeeltjes in beeld grotendeels zijn overbelicht. Een uitvergroting van 16×16 pixels van het beeld van de seedingdeeltjes wordt weer-



Figuur 4.11: Verdeling pixelwaarden bij seedingdeeltjes. $F = 2.8$

gegeven door figuur 4.11. De deeltjes worden weergegeven door de roodgekleurde gebieden met een rand daar omheen van pixels met een lagere intensiteit. Dit relatief grote overbelichte oppervlak heeft een nadelige invloed op de correlatie, met name bij kleinere interrogergebieden. Verkleining van het diafragma van de lens vermindert dit effect weliswaar maar resulteert ook in kleinere deeltjes en een kleiner aantal deeltjes per interrogergebied. Hierdoor neemt de kans op *peak-locking* toe wat betekent dat de verplaatsing van de deeltjes niet meer op subpixelniveau kan worden bepaald. Een andere manier om dit effect te verminderen is om een uniformere intensiteit van de laserbundel te genereren. De intensiteitsverdeling in de laserbundel heeft een Gaussisch profiel wat betekent dat veel vermogen in een dun middengebied aanwezig is. Door de bundel af te snijden door deze door een smalle spleet met scherpe randen te richten wordt het profiel afgevlakt, wat een uniformere intensiteit oplevert.

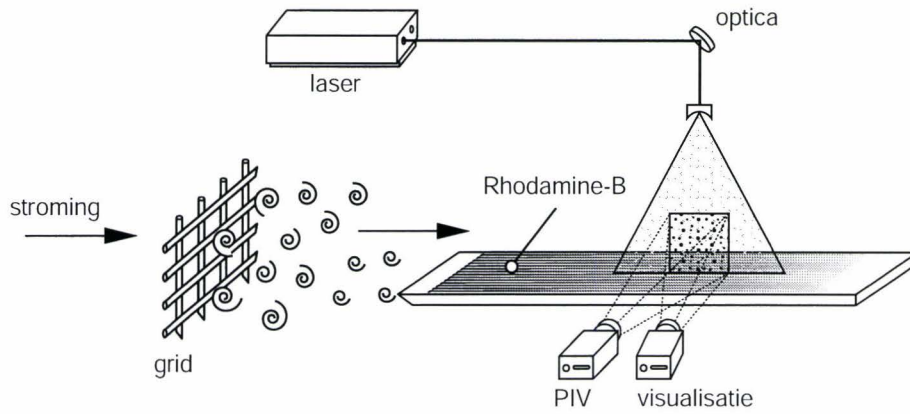
Hoofdstuk 5

Verticale grenslaag metingen

Als gevolg van de verstoringen in de hoofdstroming zal de het transitieproces van de grenslaag afwijken en opzichte van die bij natuurlijke transitie. Indien grote verstoringen in de hoofdstroming aanwezig zijn worden de instabiliteitsmechanismen bij natuurlijke transitie overgeslagen en kunnen direct hogere orde mechanismen optreden. Deze vorm van transitie wordt aangeduid met de term bypass transitie. Om het transitieproces bij bypass transitie te onderzoeken is een experiment opgezet waarbij de PIV-meting is gecombineerd met een visualisatiemeting.

5.1 Experimentele opstelling

In figuur 5.1 is een schematische opstelling van de experimentele opstelling afgebeeld. Met behulp van een grid worden verstoringen in de hoofdstroming gegenereerd. Het grid is opgebouwd uit staven met een diameter van 8 mm die loodrecht op elkaar zijn bevestigd zodat een roosterstructuur ontstaat. De afstand tussen de onderlinge hartlijnen van de staven bedraagt 40 mm. De afstand van het grid tot de leading edge van de meetplaat bedraagt 800 mm. In het algemeen geldt dat een uniforme turbulente stroming wordt bereikt indien het grid op een minimale afstand van $20 \times$ de maasbreedte van de leading edge staat. De snelheid van de hoofdstroming bedraagt bij dit experiment $U = 0.12$ m/s. Op 19 cm afstand van de leading edge zijn in de meetplaat gaatjes met een diameter van 1 mm gemaakt waardoor een oplossing van Rhodamine-B in de grenslaag vloeit. Rhodamine-B is een kleurstof welke onder invloed van (laser)licht geëxciteerd wordt waarbij het zelf licht uitzendt. Aan de stroming zijn seedingdeeltjes van $20 \mu\text{m}$ toegevoegd voor de PIV-meting. Het licht is afkomstig van de Nd:YAG laser, welke met een golflengte van 532 nm zeer intensieve lichtpulsen uitzendt. De sheet wordt met behulp van een negatieve lens gemaakt en staat loodrecht op het plaatoppervlak geprojecteerd. De metingen van de grenslaag worden op drie verschillende stroomafwaartse lokaties verricht, te weten $x_{Le} = 0.35$, 1.12 & 1.43 m. De lokatie x_{Le} is de afstand van de optische as van de lens tot de leading edge van de plaat. De breedte b van het opnamegebied bedraagt op alle drie de lokaties $b = 0.124$ m. Met behulp van twee camera's worden opnamen van de grenslaag gemaakt waarbij de ene camera opnamen maakt van de seedingdeeltjes in de stroming ten behoeve van de PIV-meting en de andere van de Rhodamine-B. De cameralens van de camera welke opnamen maakt van de seedingdeeltjes, is voorzien van een speciaal filter dat alleen licht met een golflengte van 532 nm doorlaat. Dit is noodzakelijk omdat anders het licht afkomstig van de Rhodamine-B de PIV-beelden verstoort waardoor de deeltjes nauwelijks meer zijn waar te nemen. Beide camera's zijn van het type Kodak Megaplug ES1.0 en maken 10-bits opnamen van 1008×1018 pixels groot bij een maximale frequentie van 30 Hz. In totaal zijn op elke lokatie x_{Le} twee metingen verricht waarbij ongeveer 500 beelden zijn opgenomen wat neerkomt op ongeveer 16.6



Figuur 5.1: Experimentele opstelling bij verticale grenslaagmeting

seconden. Alleen op $x_{Le} = 1.43$ m is een gecombineerde meting (PIV & visualisatie) uitgevoerd omdat op de andere twee lokaties geen zichtbare verstoringen in de grenslaag aanwezig waren.

5.2 Resultaten

In deze sectie worden de resultaten besproken van de verticale metingen aan de grenslaag. Aan de hand van de PIV-metingen en de visualisaties wordt zowel een kwantitatieve als kwalitatieve analyse van de grenslaag gepresenteerd.

5.2.1 Turbulentie

Om meer te weten te komen over het transitieproces is het belangrijk te weten wat voor initiële verstoringen in de stroming aanwezig zijn. De initiële verstoringen kunnen worden uitgedrukt met behulp van de turbulentie-intensiteit zoals gedefinieerd in vergelijking 2.7. Hierin wordt de *root-mean-square* waarde van de fluctuatie u' uitgedrukt als

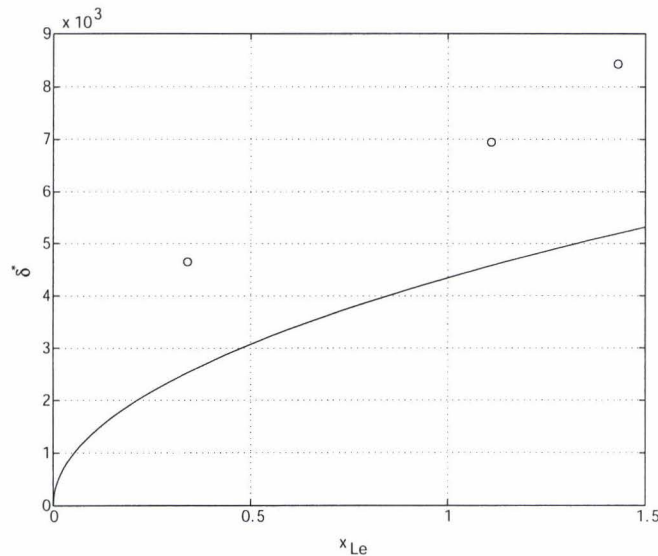
$$u_{i,rms} = \sum_{j=1}^n \sqrt{\frac{1}{n}(u_j - \bar{u})^2} \quad (5.1)$$

Bij de verwerking van de data moet de statistische onafhankelijkheid in tracht worden genomen. Dit betekent voor een opnamegebied van 0.124 m, hoofdstroomsnelheid $U_\infty = 0.12$ m/s en een camerafrequentie van 30 Hz dat per 31 beelden (oftewel 15 beeldparen) er één als statistisch onafhankelijk mag worden beschouwd. In tabel 5.1 is voor de verschillende stroomafwaartse lokaties de gemiddelde snelheid van de hoofdstroming U_∞ en de turbulentie-intensiteit Tu opgenomen. De metingen laten

x_{Le} [m]	0.30	0.34	0.40	1.07	1.11	1.17	1.38	1.43	1.48
U_∞ [m/s]	0.122	0.122	0.123	0.128	0.128	0.129	0.128	0.129	0.129
Tu [%]	5.33	5.30	5.22	4.25	4.28	4.26	4.20	4.19	4.15

Tabel 5.1: Gemiddelde snelheid U_∞ en turbulentie intensiteit Tu als functie van x_{Le}

zien dat de turbulentie-intensiteit geleidelijk afneemt in stroomafwaartse richting. Grote wervelstructuren die vlak achter het grid ontstaan vallen steeds verder uiteen in kleinere structuren. De afstand van



Figuur 5.2: Vergelijking tussen experimentele en theoretische verplaatsingsdikte bij gebruik van grid A. \circ , verplaatsingsdikte δ^* verkregen uit experiment; -, theoretische verplaatsingsdikte δ^* voor laminaire stroming

het grid tot de leading edge zou voldoende moeten zijn om een homogene turbulentie van de hoofdstroming te krijgen. Dit is getoetst door de turbulentie-intensiteit van de hoofdstroming te bepalen op positie $x = 0.35$ m als functie van de afstand tot het plaatoppervlak. Deze blijkt zeer constant te zijn dus mag op deze lokatie de turbulentie als homogeen worden beschouwd. Bovenin het beeld wordt wel een kleine toename waargenomen dat wellicht veroorzaakt kan worden verstorende effecten aan de rand van de cameraleens waardoor de correlatie van de data hier minder wordt.

5.2.2 Grenslaagdikte

In paragraaf 2.1 zijn een aantal belangrijke eigenschappen van de grenslaag gepresenteerd zoals de verplaatsingsdikte δ^* en de impulsverliesdikte θ . Deze parameters worden hier voor de drie stroomafwaartse afstanden bepaald. Het doel hiervan is om te controleren in hoeverre de grenslaag over de meetplaat voldoet aan de laminaire Blasiusgrenslaag, zie vgl ???. Bovendien is de grenslaagdikte een belangrijke schalingsparameter bij het onderzoek naar transitie in grenslagen. In figuur 5.2 staan de experimenteel bepaalde waarden voor de verplaatsingsdikte uitgezet en is tegelijkertijd ook de theoretische verplaatsingsdikte gegeven. De figuur laat zien dat de experimenteel bepaalde verplaatsingsdikte beduidend groter is dan de theoretische verplaatsingsdikte. Voor de experimenteel bepaalde δ^* op $x = 0.34$ en 1.12 m is het verschil met de theoretische δ^* constant en bedraagt 1.81 mm. Op $x = 1.43$ m neemt dit verschil toe naar 2.61 mm. De verklaring voor deze toename ligt in het feit dat op deze stroomafwaartse positie regelmatig spots in de grenslaag zijn waar te nemen en dat op deze lokatie de grenslaag in transitie is waardoor de grenslaag in dikte toeneemt. De meest voor de hand liggende verklaring voor het constante verschil in gemeten verplaatsingsdikte is het feit dat over de gehele breedte van de meetplaat op 19 cm van de leading edge, een Rhodamine-B oplossing wordt geïnjecteerd tijdens het experiment. Deze extra massastroom resulteert in een dikkere grenslaag. Het lijkt er dus op dat de meetplaat in het waterkanaal een virtueel nulpunt heeft. Hiermee wordt bedoeld dat het beginpunt van de grenslaag op een zekere afstand voor de leading edge ligt waarmee de theoretische dikte wel overeenkomt met de gemeten dikte. Een grove schatting voor deze lokatie x_{virt} is ongeveer $x_{virt} = x_{Le} - 80$ cm. Andere

Verticale grenslaag metingen

factoren die van invloed kunnen zijn op het gemeten verschil zijn de grote verstoringen in de hoofdstroming die continue inwerken op de grenslaag, de oppvlakteruwheid van de plaat, aansnijding van de stroming met de leading edge of een meeton nauwkeurigheid. Overigens wordt in soortgelijke studies [5] naar bypass transitie in grenslaagstromingen geen noemenswaardig verschil gemeten met de theoretische verplaatsingsdikte in de laminaire grenslaag. Opgemerkt dient te worden dat de intensiteit van de hoofdstroomverstoringen geringer is dan bij deze experimenten. Een andere factor die van invloed kan zijn op de gemeten grenslaagdikte is een onnauwkeurigheid in de PIV-meting. In het onderste deel van de grenslaag bereikt de snelheidsgradiënt du/dy een maximum. Bij de kruiscorrelatie van de beelddata wordt binnen elk interrogatiegebied middels een geavanceerd algoritme de gemiddelde verplaatsingsvector bepaald. Ten gevolge van de grote gradiënt kan het correlatiealgoritme een onderschatting geven voor de werkelijke snelheid ter plaatse. Dit effect resulteert dan in een toename van de gemeten verplaatsingsdikte.

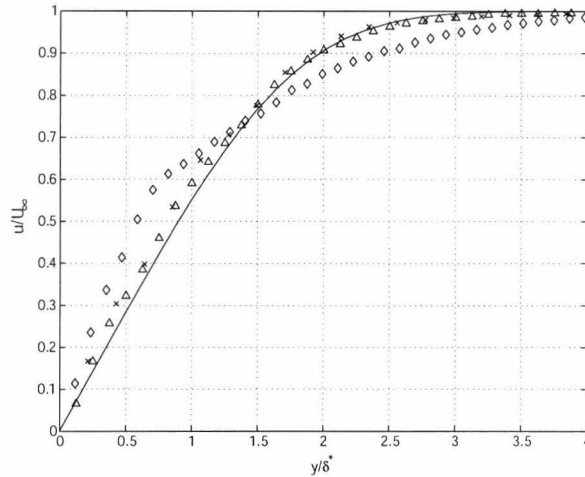
De verhouding tussen de grenslaagdikte en de impulsverliesdikte wordt de shapefactor genoemd: $H = \delta^*/\theta$. In tabel 5.2 zijn de experimentele en theoretische waarden voor de verplaatsingsdikte uitgezet. In de tabel staat ook de shapefactor vermeld. Voor een laminaire grenslaag geldt $H = 2.59$. De gemeten impulsverliesdikte neemt toe in stroomwaartse richting en neemt sterker toe in het transitie gebied op $x = 1.43$ m waar turbulente spots aanwezig zijn. Dit is het gevolg van een toename van de impulsuitwisseling ten gevolge van het quasi turbulente karakter in dit, intermitterend, gebied. De shapefactor H heeft hier een aanzienlijk kleinere waarde (zie ook [5]).

x_{Le} [m]	0.30	0.34	0.40	1.07	1.11	1.17	1.38	1.43	1.48
$\delta_{Blasius}^* \times 10^{-3}$ [m]	2.66	2.84	3.08	5.03	5.13	5.26	5.71	5.82	5.92
$\delta^* \times 10^{-3}$ [m]	4.57	4.65	4.64	6.98	6.94	7.10	8.53	8.43	8.32
$\delta_\theta \times 10^{-3}$ [m]	1.83	1.87	1.89	2.57	2.58	2.78	4.08	4.05	4.04
H [-]	2.50	2.49	2.45	2.72	2.69	2.55	2.09	2.08	2.06

Tabel 5.2: Theoretische en experimenteel bepaalde verplaatsingsdikte δ^* , impulsverliesdikte θ en shapefactor H

5.2.3 Snelheidsprofiel

In deze sectie wordt de structuur en ontwikkeling van het snelheidsprofiel van de grenslaag nader beschouwd. De gemiddelde snelheid van de hoofdstroming U_∞ is bepaald door van alle onafhankelijke meetdata het gemiddelde van de gemeten snelheid te bepalen in het domein $6\delta^* < y < \infty$. In tabel 5.1 staat dit uitgezet. Er is een geringe toename te zien van U_∞ en dit is een logisch gevolg van het aangroeiën van de grenslaag in stroomafwaartse richting boven de plaat waardoor de bovenliggende stroming een versnelling ondervindt. Het gemeten snelheidsprofiel van de grenslaag is de gemiddelde snelheid $\bar{U}(y)$ van alle meetdata en staat voor de drie verschillende lokaties afgebeeld in figuur 5.3. In deze figuur is de snelheid $\bar{U}(y)$ genormaliseerd met de gemiddelde snelheid van de hoofdstroming U_∞ en uitgezet tegen de dimensieloze hoogte y/δ^* , waarbij δ^* de experimenteel bepaalde waarde is, zie tabel 5.2. Het theoretische Blasiusprofiel staat ook in de figuur afgebeeld. Dit profiel is ook geschaald met de experimenteel bepaalde δ^* . Het blijkt dat voor $x = 0.35$ en 1.12 m beide profielen dicht in de buurt liggen van het Blasius profiel. Dit is in eerste instantie ook te verwachten omdat op deze lokaties de grenslaag volledig laminair is. Voor $x = 1.43$ m wordt een duidelijke afwijking waargenomen waarbij de snelheid dicht bij de wand toeneemt terwijl de snelheid verder van de wand minder snel toeneemt vergeleken met het Blasiusprofiel. Figuur 5.4 laat het verschil van het experimenteel bepaalde snelheidsprofiel zien ten opzichte van het Blasiusprofiel. Hierbij is het snelheidsverschil genormeerd met het maximale ver-

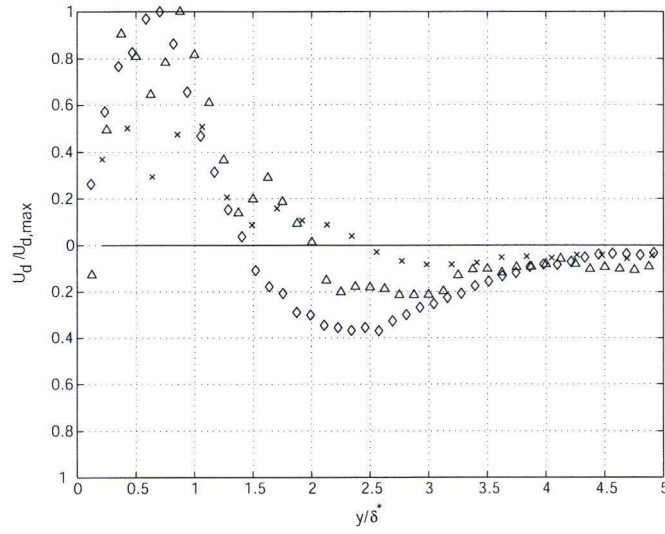


Figuur 5.3: Gemiddeld snelheidsprofiel op $x = 0.35$ (x), 1.12 (o) en 1.43 (◇) m. Blasius profiel (-)

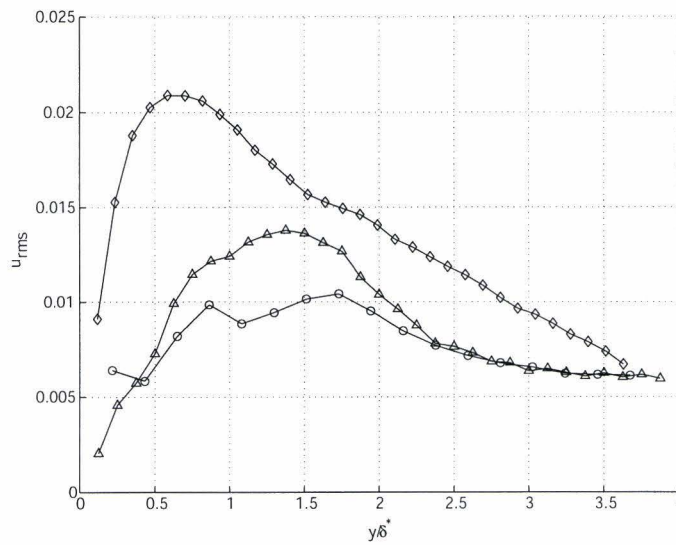
schil. Het blijkt uit figuur 5.4 dat in stroomafwaartse richting een toename van de snelheid optreedt onderin de grenslaag en een afname ervan bovenin de grenslaag. Bovendien lijkt de positie in de grenslaag waarbij de verschillensnelheid van teken wisselt, verder onderin de grenslaag te liggen bij toenemende x . Deze resultaten zijn in overeenstemming met de resultaten van de grenslaagtransitie-experimenten van Westin [3] en Matsubara & Alfredsson [5].

5.2.4 Groei verstoringen

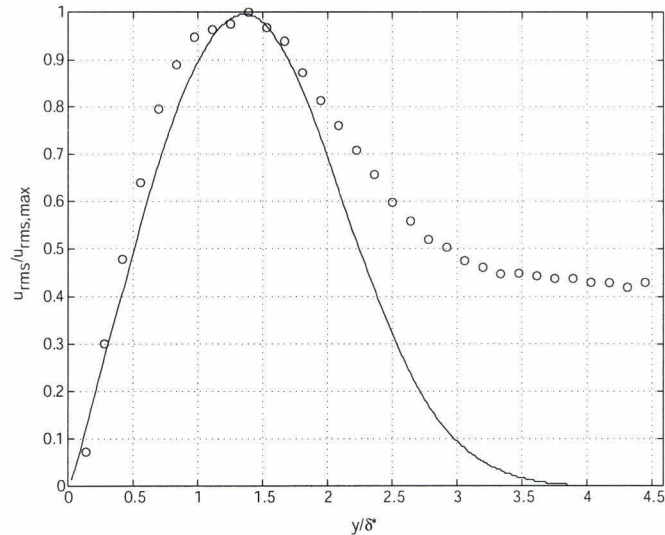
Als gevolg van verstoringen in de hoofdstroming ontwikkelen zich verstoringen in de grenslaag welke zich uiteten in dunne uitgerekte structuren met hoge en lage snelheid in stroomafwaartse richting, streaks genaamd. Deze structuren groeien in amplitude en lengte in stroomafwaartse richting. Uiteindelijk zullen deze streaks instabiel worden en ontwikkelen zich hogere orde instabiliteiten met het gevolg dat de streaks opbreken met de produktie van een turbulente spot tot gevolg. De groei van de amplitude van deze streaks kan worden uitgedrukt met behulp van de u_{rms} waarde van de stroomafwaartse snelheids component. In figuur 5.5 is de u_{rms} waarde uitgezet tegen de hoogte in de grenslaag voor de drie stroomafwaartse lokaties. Opvallend in figuur 5.5 is de aanwezigheid van twee lokale pieken in het verloop van u_{rms} voor $x = 0.35$ m. Deze pieken liggen op $y/\delta^* = 0.86$ en 1.73 . In de grenslaagtransitie-experimenten van Westin en Matsubara & Alfredsson worden deze pieken niet waargenomen maar in de experimenten van White [9] wel. In tegenstelling tot Westin en Matsubara & Alfredsson heeft White verstoringen in de grenslaag aangebracht met behulp van een dunne rij kleine verhogingen in het plaatoppervlak aan het begin van de leading edge. Deze verhogingen creëren stationaire wervelparen in de grenslaag. De lokatie van de twee pieken liggen daarbij op een hoogte van $y/\delta^* = 0.64$ en 1.5 . De afstand tussen beide pieken voor $x = 0.35$ m uit figuur 5.5 komt zeer goed overeen met die gevonden door White. De lokatie van de pieken in de grenslaag is echter verschillend. De vorm van de twee pieken, waarbij de onderste puntig en de bovenste gladder is, wordt ook door White gevonden. Opmerkelijk is het feit dat de aangebrachte verstoringen bij de experimenten van White volgens Luchini [4] de optimale verstoringen zijn (stationaire wervels) welke in een maximale groei resulteren. In het artikel van Luchini wordt over het bestaan van twee pieken niets vermeld. Een verklaring voor de aanwezigheid van de twee maxima in de curve kan niet gegeven worden maar blijkbaar spelen in het begin van de streakontwikkeling complexere mechanismen een rol waardoor dit profiel wordt aangetroffen. Wellicht



Figuur 5.4: Verschil experimenteel bepaalde snelheid met Blasiusprofiel. $x = 0.35$ (x), 1.12 (o) en 1.43 (◇) m

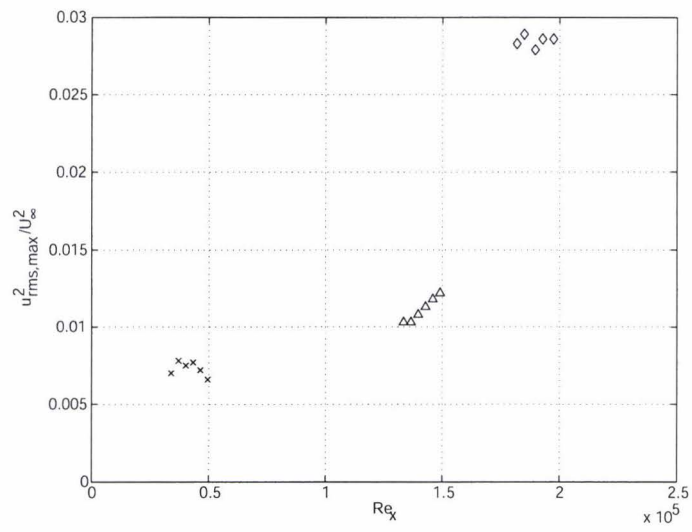


Figuur 5.5: u_{rms} verloop in de grenslaag. o, $x = 0.35$ m; Δ , $x = 1.12$ m; $x = 1.43$ m \diamond , $x = 1.48$ m



Figuur 5.6: vergelijking tussen $u_{rms}/u_{rms,max}$ verloop in de grenslaag met de resultaten van Luchini voor optimal growth theorie

dat verstoringen uit de hoofdstroming op deze lokatie nog sterk genoeg zijn om een extra verstoringen te induceren alhoewel dit niet geheel aannemelijk is omdat bij de experimenten van White geen externe verstoringen in de hoofdstroming aanwezig zijn. Verder stroomafwaarts op $x = 1.12$ m is nog maar één piek aanwezig op $y/\delta^* = 1.3$ alhoewel aan de linkerkant van de curve op $y/\delta^* = 1$ een kleine "deuk" lijkt te zitten. De maximale waarde van u_{rms} neemt toe in stroomafwaartse richting wat duidt op een groei van de verstoringen in de grenslaag. Bij het verloop van de curve voor $x = 1.43$ m is duidelijk de aanwezigheid van één centrale piek op $y/\delta^* = 0.6$ te zien. De maximale waarde is aanzienlijk naar onderen in de grenslaag verschoven. Op deze lokatie is de grenslaag in transitie en kan op bepaalde tijden worden opgevat als turbulent waardoor het maximum van de verstoring dicht bij de wand komt te liggen. In figuur 5.6 is voor $x = 1.12$ het profiel van de gemeten verstoringen vergeleken met die van Luchini [4] verkregen met optimal growth theory. Hierbij heeft Luchini een numerieke analyse verricht aan de hand van de gelineariseerde driedimensionale grenslaagvergelijkingen en bepaald welke initiële verstoring resulteert in een maximale toename van de verstoringsenergie verder stroomafwaarts. De "optimale" initiële verstoring bleek een stationaire stroomafwaartse wervel te zijn. De gemeten verstoringen in de grenslaag van het waterkanaal blijken zeer goed overeen te komen met de optimal growth resultaten van Luchini. De maximale piek van de verstoring heeft Luchini bepaald op $y/\delta^* = 1.28$ waarbij opgemerkt moet worden dat hier met de theoretische verplaatsingsdikte is geschaald. De ligging van dit maximum komt voor $x = 1.12$ m zeer goed overeen met de experimentele resultaten, mits geschaald met de experimenteel bepaalde verplaatsingsdikte. Echter voor $x = 0.35$ m wijken zoals eerder vermeld de resultaten af van de optimal growth curve door de aanwezigheid van twee lokale maxima. De toename van de verstoringsenergie in stroomafwaartse richting wordt weergegeven in figuur 5.7 voor $x = 0.30-0.40$, $1.07-1.17$ en $1.38-1.48$ m. De groei van de verstoringsenergie van de streaks wordt verondersteld lineair te verlopen met de stroomafwaartse afstand. Dit lineaire verband kan hier niet worden aangetoond omdat daarvoor meerdere metingen op verschillende stroomafwaartse lokaties voor nodig zijn. Wel maakt de figuur duidelijk dat in het intermitterende gebied rond $x = 1.43$ m is de energy flink toegenomen en lijkt hier constant te blijven.



Figuur 5.7: verloop $u_{rms,max}^2 / U_\infty^2$ in stroomafwaartse richting voor ○, $x = 0.35$ m; △, $x = 1.12$ m; x = 1.43 m ◇, $x = 1.48$ m

Hoofdstuk 6

Conclusies en aanbevelingen

Experimenten in het waterkanaal zijn uitgevoerd om de invloed van externe verstoringen in de hoofdstroming op de transitie van de grenslaag over een vlakke plaat te onderzoeken. Tevens zijn experimenten gedaan om de kwaliteit van PIV-metingen te bevorderen en is gezocht naar adequate methoden om structuren in de grenslaag te kunnen visualiseren.

Visualisatie van de grenslaag door middel van tinprecipitatie is uitgevoerd waarbij een speciaal opzetstuk met tinstrip, aan de leading edge van de meetplaat is bevestigd. Met inkttesten is aangetoond dat het opzetstuk zelf geen bron van verstoring voor de grenslaag is. Vermogens van 0.5 tot 30W zijn gebruikt om de tinzoutproductie te reguleren. Bij alle metingen werd direct achter de tinstrip een zeer snelle transitie van de grenslaag waargenomen. De exacte oorzaak hiervoor kan niet worden gegeven. Tinprecipitatie blijkt een ongeschikte methode te zijn bij de visualisatie van de grenslaag.

Mogelijke oorzaken voor storende reflecties nabij het plaatoppervlak zijn onderzocht met een aantal gerichte experimenten. De volgende invloeden op de beeldkwaliteit zijn onderzocht: anti-reflecterende materialen aan onderzijde plaat, plaatpositie in beeld, hoek van verticale lichtsheets met het plaatoppervlak, krassen in het oppervlak en vervuiling van het plaatoppervlak. Het aanbrengen van mat-zwarte spuitlak aan de onderzijde van de plaat geeft een enorme reductie van de reflectie-intensiteit. De minste reflecties treden op wanneer het plaatoppervlak precies in het midden van het beeld wordt geïmponeerd. Reflecties nemen toe naarmate de plaat verder naar onderen in beeld zakt. De intensiteit van het beeld neemt af indien de lichtsheets naar de camera toe worden gekanteld. Krassen in het oppervlak zorgen voor diffuse reflectie van het licht waardoor reflecties in beeld toenemen. Het oppervlak van de meetplaat blijkt snel te vervuilen met seedingdeeltjes, indien aanwezig in het water. De histogramplot van de PIV-beelden laat een hoge piek zien op de maximale pixelintensiteit 1023. Deze piek wordt bij alle PIV-beelden waargenomen. Bestudering van de individuele pixelwaarden van de seedingdeeltjes laat zien dat een groot deel van het oppervlak de maximale intensiteitswaarde heeft. Reductie van de invallende lichtintensiteit met behulp van het diafragma resulteert in kleinere afbeeldingen van de deeltjes maar met nog steeds een overbelicht centrum.

De grenslaag is kwantitatief geanalyseerd op drie stroomafwaartse lokaties: $x_{Le} = 0.35, 1.12$ en 1.43 m. Op deze laatste lokatie werden regelmatig turbulente spots waargenomen. Het snelheidsprofiel op $x = 0.35$ en 1.12 m verschilt weinig met het theoretische Blasiusprofiel. De verplaatsingsdikte blijkt veel groter te zijn op $x = 0.35$ en 1.12 m dan de theoretische waarde voor een laminaire grenslaag. De oorzaak hiervan is de extra massa in de vorm van de visualisatie kleurstof die aan de grenslaag wordt toegevoegd. Het profiel van de verstoringen in de grenslaag blijkt voor $x = 1.12$ zeer goed overeen te komen met de optimal growth theory van Luchini. Voor $x = 0.35$ m worden twee lokale pieken in dit profiel gevonden op $y/\delta^* = 0.86$ en 1.73 . In het transitionele gebied op $x = 1.43$ m ligt het maximum van de verstoringamplitude dicht bij het plaatoppervlak.

Bibliografie

- [1] K.R.A.M. Schreel A.A. van Steenhoven. Dictaat fysische meetmethoden. Technical report, Technische Universiteit Eindhoven, 2002.
- [2] R.J.M. Bastiaans R.N. Kieft C.C.M. Rindt G.A.J. van der Plas, M.L. Zoetewij. Piv, ptv and hpv user's guide 1.1. Technical report, Technische Universiteit Eindhoven, 2003.
- [3] B.G.B. Klingmann V.V. Kozlov K.J.A. Westin, A.V. Boiko and P.H. Alfredsson. Experiments in a boundary layer subjected to free stream turbulence. part 1. boundary layer structure and receptivity. *J. Fluid Mech.*, 281:193–218, 1994.
- [4] P. Luchini. Reynolds-number-independent instability of the boundary layer over a flat surface: optimal perturbations. *J. Fluid Mech.*, 404:289–309, 2000.
- [5] M. Matsubara and P.H. Alfredsson. Disturbance growth in boundary layers subjected to free-stream turbulence. *J. Fluid Mech.*, 430:149–168, 2001.
- [6] F.T.M. Nieuwstadt. *Turbulentie*. Epsilon Uitgaven, 1992.
- [7] M. Ren. PhD thesis, Technische Universiteit Eindhoven.
- [8] R. Schook. *Bypass Transition Experiments in Subsonic Boundary Layers*. PhD thesis, Technische Universiteit Eindhoven, 2000.
- [9] E.B. White. Transient growth of stationary disturbances in a flat plate boundary layer. *Physics of Fluids*, 14(12):4429–4439, 2002.

Bijlage A

Schook experiment

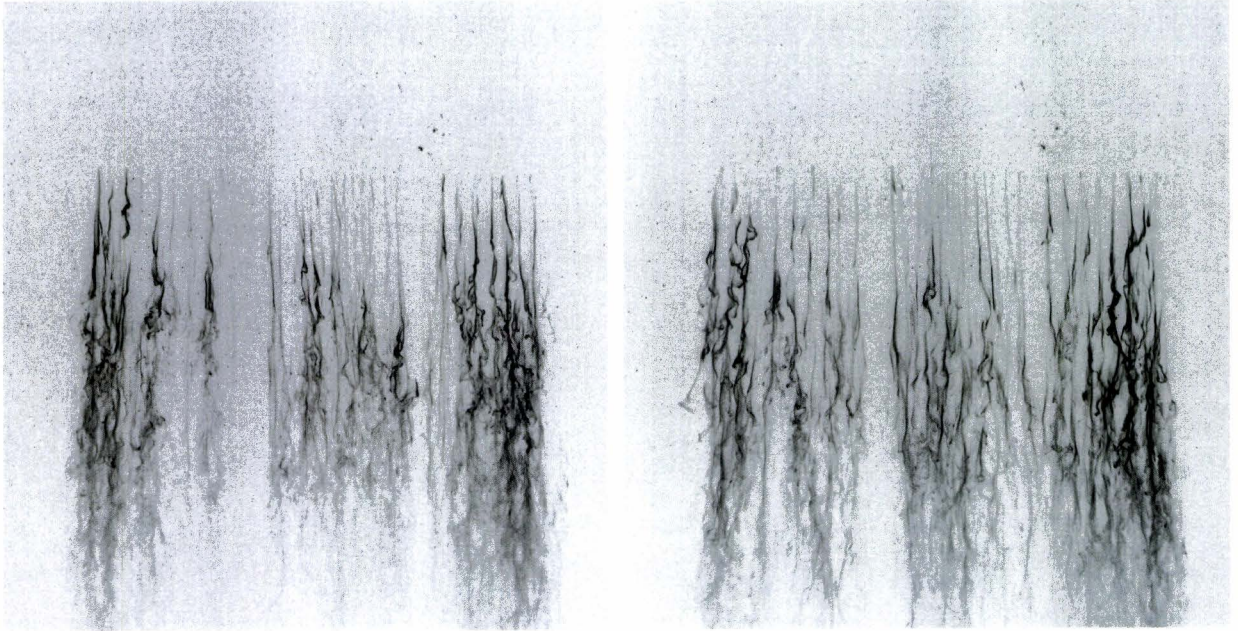
Figuur A.1

Resultaten visualisaties bij gebruik van grid met maasbreedte \times staafdiameter = 100mm \times 20mm. Navitan 25mm lens. Afstand grid t/m leading edge $x_{Le} = 1470$ mm. Opnamegebied $b \times h = 375 \times 388$ mm (crop). Afstand kleurstofinjectie - leading edge: 15 cm.

Figuur A.2 Ontwikkeling van instabiliteit. Stromingsparameters corresponderen met gegevens bij fig A.1(b).

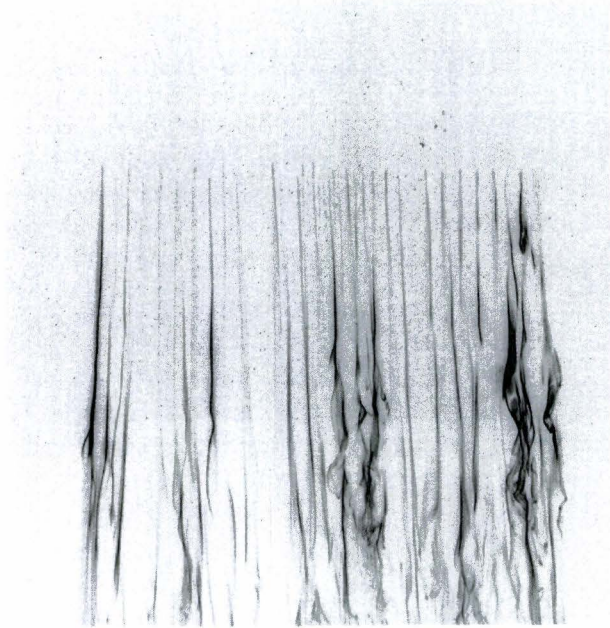
Figuur A.3 Ontwikkeling van instabiliteit. Stromingsparameters corresponderen met gegevens bij fig A.1(b).

Figuur A.4 Ontwikkeling van instabiliteit im 000-200. $U_{\infty} \approx 0.2m/s$.



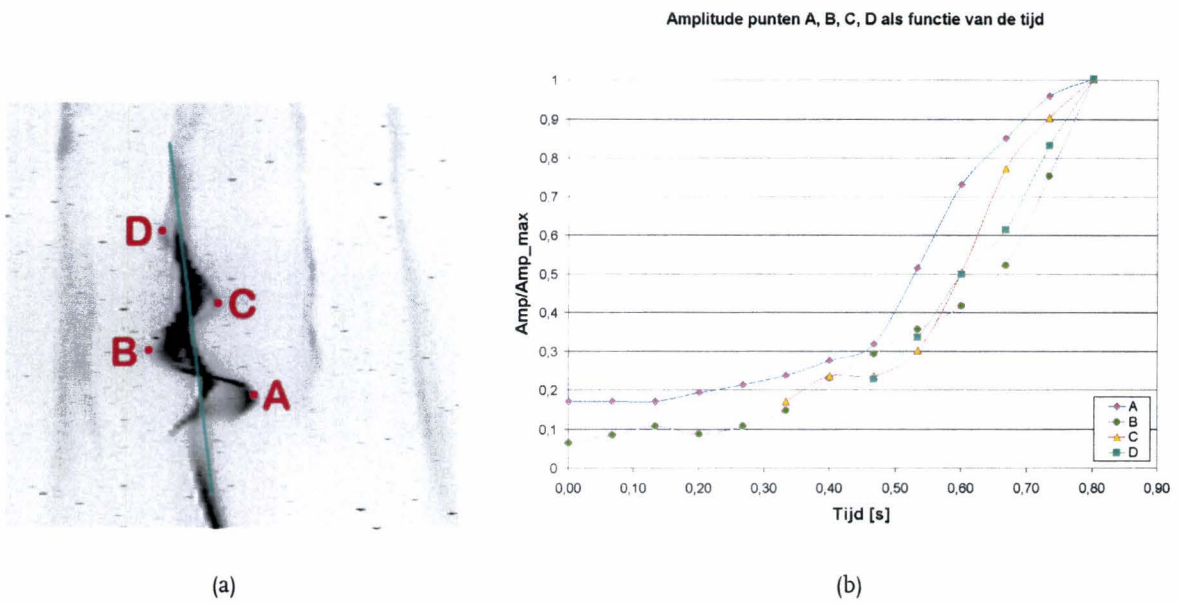
(a)

(b)

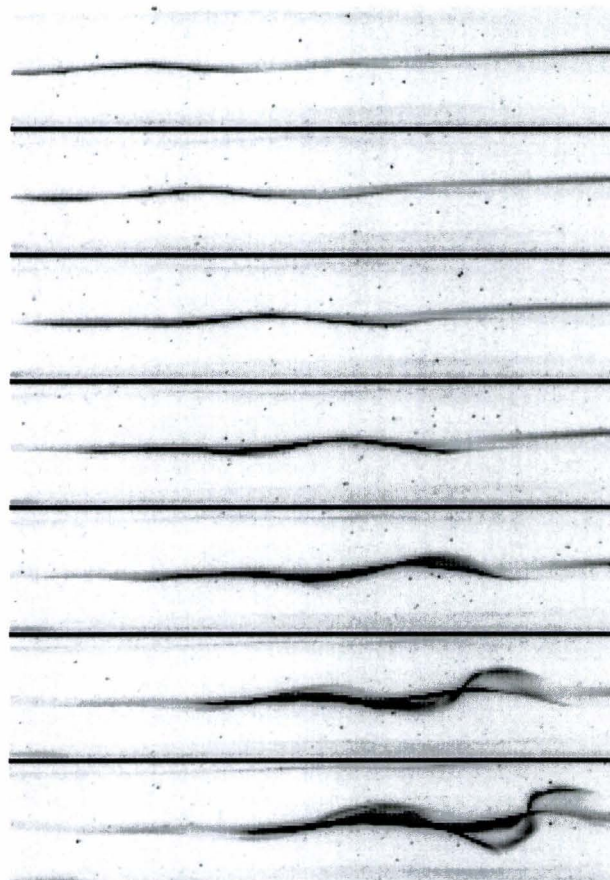


(c)

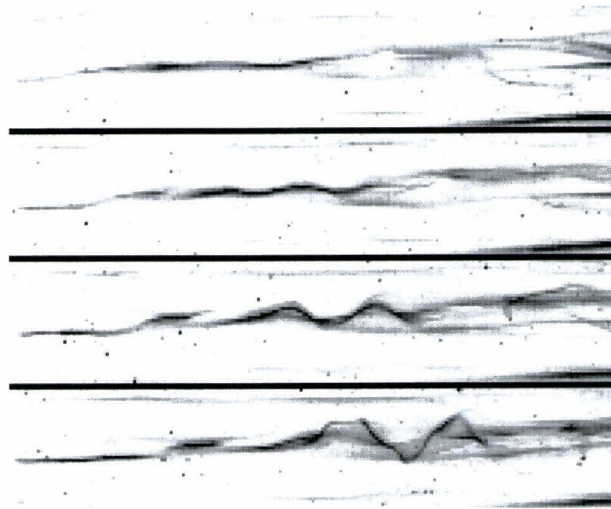
Figuur A.1: (a) $U_\infty \approx 0.2$ m/s. (b) $U_\infty \approx 0.17$ m/s. (c) $U_\infty \approx 0.15$ m/s.



Figuur A.2: (a) Breedte is 400% opgeschaald.



Figuur A.3: Ontwikkeling instabiliteit. Tijdstap tussen beelden bedraagt $2/15$ s. Afmeting image 250×50 pixels $\approx 11.2 \times 2.2$ cm, $\lambda_{A-C} \approx 3.4$ cm. Amplitude $A_{max} = 5.3$ mm $\approx 2.6\delta^* \cdot \delta_{x_{le}=21\text{cm}}^* = 2.03$ mm.



Figuur A.4: Ontwikkeling instabiliteit. Tijdstep tussen beelden bedraagt $1/15$ s. Afmeting image 200×40 pix $\approx 8.9 \times 1.8$ cm. $\lambda \approx 1.4$ cm. Amplitude $A_{max} = 2.6$ mm $\approx 1.6\delta^*$. $\delta_{x_{lc}=19.5\text{cm}}^* = 1.68$ mm.