

KfK 2970

Juni 1980

Untersuchung der minimalen Filmsiedetemperatur auf keramischen und metallischen Heizern

R. Ladisch

Institut für Reaktorentwicklung
Projekt Schneller Brüter

Kernforschungszentrum Karlsruhe

Kernforschungszentrum Karlsruhe
Institut für Reaktorentwicklung
Projekt Schneller Brüter

KfK 2970

Untersuchung der minimalen Filmsiedetemperatur
auf keramischen und metallischen Heizern

R. Ladisch

Als Dissertation genehmigt von der Fakultät für
Maschinenbau der Universität Karlsruhe

Kernforschungszentrum Karlsruhe G.m.b.H., Karlsruhe

Als Manuskript vervielfältigt
Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH
ISSN 0303-4003

Zusammenfassung

Die minimale Filmsiedetemperatur auf keramischen und metallischen Heizern wurde experimentell untersucht, da die Kenntnis dieser Grenztemperatur für Sicherheitsüberlegungen in allen flüssigkeitsgekühlten nuklearen Reaktoren wichtig ist. Das Experiment besteht darin, heiße Metallzylinder mit und ohne Keramikbeschichtung in Wasser abzukühlen. Die Ergebnisse zeigen, daß die minimale Filmsiedetemperatur T_{\min} mit der Wasserunterkühlung zunimmt und von den thermophysikalischen Heizeigenschaften abhängt. Die Rauigkeit des Heizers dagegen beeinflußt T_{\min} nicht. Bei kleiner Wasserunterkühlung ist der Dampffilm instabiler (Helmholtz-Instabilitäten), und der Dampffilm scheint dann zusammenzubrechen, wenn der spezifische Wärmefluß beim Kontakt der Flüssigkeit mit der Wand kleiner als ein Grenzwert ist. Bei großer Unterkühlung dagegen ist der Dampffilm stabiler und dünner. Die Oberflächentemperatur scheint in diesem Fall unter den Grenzwert zu fallen, und die erste Instabilität verursacht den Kollaps des Films.

Investigation on the minimum film boiling temperature
on metallic and ceramic heaters

Abstract

The minimum film boiling temperature on ceramic and metallic heaters has been experimentally studied. The knowledge of this temperature boundary is important in safety considerations on all liquid cooled nuclear reactors. The experiments have been carried out by quenching a hot metal cylinder with and without ceramic coating of aluminum in water. Results show that the minimum film boiling temperature T_{\min} increases with water subcooling and is dependent upon the thermophysical properties of the heating surface. The roughness of the heater does not affect T_{\min} . At low subcoolings the vapour film is more stable and seems to break down when the specific heatflux upon liquid solid contact is lower than a threshold value above which film boiling can be reestablished. At higher subcoolings instead the vapour film is thinner and more stable. In this case the surface temperature decreases beyond the value by which the specific heatflux upon liquid solid contact would be lower than the threshold value. As soon as the vapour film becomes unstable, it collapses.

<u>Inhaltsverzeichnis</u>	Seite
Zusammenfassung	1
1. Einleitung	5
2. Stand der Kenntnis	7
2.1 Definitionen	8
2.2 Experimentelle Untersuchungen der Leidenfrost- und minimalen Filmsiedetemperatur	13
2.3 Theorien zur Leidenfrosttemperatur und minimalen Filmsiedetemperatur	14
2.3.1 Thermodynamisches Stabilitätskriterium	15
2.3.2 Die Henry-Korrelation	17
2.4 Zusammenfassung des Kenntnisstandes	19
2.5 Aus dem Kenntnisstand resultierende Anforderungen an ein Experiment	21
3. Versuchsaufbau, Versuchsablauf und Auswertung	22
3.1 Versuchsaufbau	22
3.1.1 Testzylinder	22
3.1.2 Strahlungssofen	25
3.1.3 Instrumentierung, Steuer- und Meßelektronik	25
3.2 Versuchsablauf	28
3.3 Auswertung	29
3.4 Fehlerabschätzung	31
4. Versuchsergebnisse	33
4.1 Darstellung und Diskussion der Ergebnisse	34
4.1.1 Geometrieeffekt	35
4.1.2 Effekt der Unterkühlung	36
4.1.3 Einfluß der thermophysikalischen Heizereigen- schaften auf T_{\min}	37
4.1.4 Effekt der Rauigkeit des Testkörpers	38
4.1.5 Phänomene in der Filmsiedephase und beim Filmzusammenbruch	39
4.1.5.1 Metallischer Heizer- kleine Fluid- unterkühlung	40
4.1.5.2 Oxidischer Heizer- kleine Unter- kühlung	44
4.1.5.3 Metallischer Heizer- große Unterkühlung	46
4.1.5.4 Oxidischer Heizer- große Unterkühlung	49

4.1.6 Wärmestromdichte und Wärmeübergangszahlen	51
4.1.7 Zusammenfassung der Ergebnisse und einige Schlußfolgerungen	54
4.2 Vergleich der Ergebnisse mit anderen Experimenten	61
4.3 Vergleich mit Theorien	64
5. Schlußfolgerungen und Ausblick	66

Anhänge

A Versuchparameter und Ergebnisse	72
B Statistische Untersuchung der Meßwerte	84
Literaturverzeichnis	90
Nomenklatur	93

1. Einleitung

Der Schnelle Brutreaktor (SBR) verspricht mit hoher Brennstoffausnutzung und seiner Fähigkeit, neuen Brennstoff zu erbrüten, eine langfristige Lösung der Elektrizitätserzeugungsprobleme. Für die Genehmigung des SBR muß die Beherrschbarkeit hypothetischer Störfälle nachgewiesen werden.

Unter hypothetischen Störfällen versteht man eine Klasse von Ereignisabläufen, die eine sehr geringe Eintrittswahrscheinlichkeit aufweisen. Ganz allgemein sind diese Ereignisketten durch ein Ungleichgewicht zwischen im Reaktorkern erzeugter Energie und abgeführter Energie gekennzeichnet. In ihrem Verlauf ist es möglich, daß geschmolzener Brennstoff (UO_2) mit Kühlmittel (Natrium) in Kontakt kommt. Haben sich beide Materialien grob vermischt ("coarse mixing"), befürchtet man, daß es zu einer thermischen Explosion kommen könnte (Brennstoff-Natrium-Reaktion 1. Kategorie, BNR [CALDAROLA (1978)], bei der die thermische Energie im geschmolzenen Material in mechanische Expansionsarbeit des verdampfenden Kühlmittels mit Wirkungsgraden in der Größenordnung von 10 % umgesetzt wird. Die BNR 1. Kategorie ist dadurch gekennzeichnet, daß sie wie eine Detonation ohne äußere Verdämmung ("external constraint") ablaufen kann, während man von einer BNR 2. Kategorie spricht, wenn der Umwandlungswirkungsgrad von der Verdämmung und vom Wärmeverlust nach außen abhängt.

In Experimenten wurde bis jetzt noch nie eine BNR 1. Kategorie beobachtet. Allgemein scheint anerkannt, daß die Voraussetzung für die Vermischung beider Materialien ohne äußere treibende Kraft ("free contact mode") eine genügend lange Phase stabilen Filmsiedens ist [BOARD (1977), CHO (1976)]. Stellt sich beim Kontakt jedoch sofort Übergangssieden oder Blasensieden ein, ist anzunehmen, daß das flüssige UO_2 schon in der Kontaktphase fragmentiert wird. Dadurch reagieren pro Zeiteinheit nur die Massen UO_2 und Natrium, die gerade in Kontakt gebracht werden, und die Materialien können sich nicht grob vermischen.

Es stellt sich also die Frage nach dem Siedezustand von flüssigem Natrium (Temperatur von 800 - 1150 K) und flüssigem UO_2 (Temperatur von 3120 - 3720 K). An Filmsiedeexperimenten mit Natrium als Kühlmittel wurde bis jetzt nur eines mit einer Tantalkugel als heißer Wand durchgeführt. Man ist deshalb bis jetzt auf theoretische Voraussagen der minimalen Filmsiedetemperatur T_{\min} angewiesen. Für das System UO_2 -Natrium wendet man im allgemeinen die von HENRY (1974) angegebene Korrelation an, die als einzige Theorie den qualitativen Verlauf von T_{\min} als Funktion der Kühlmitteltemperatur richtig wiedergibt. Extrapoliert man aber diese Funktion zu kleinen Kühlmitteltemperaturen, liefert sie sehr hohe Werte der Leidenfrosttemperatur, bei denen der Effekt der Wärmeübertragung durch Strahlung nicht mehr vernachlässigt werden kann. Eine direkte Messung des Wärmeübergangs von flüssigem und festem UO_2 auf Natrium wurde noch nie versucht, obwohl eine ganze Reihe von Experimenten in diesem System sowohl inpile als auch outpile durchgeführt wurden mit dem Ziel der Bestimmung der Energieumwandlungsrate und der Bewegungsabläufe (eine Übersicht über diese Art von Experimenten findet sich bei BOARD et al. 1977). Jedoch gibt es ein Experiment in der Literatur (Kap. 2), in dem der Wärmeübergang von einem UO_2 -ähnlichen Stoff (ZrO_2) mit Maximaltemperaturen von ~ 1100 K auf Wasser bei Sättigungstemperatur untersucht wurde [MOREAUX et al. (1975)]. Das wichtigste Ergebnis dieses Experiments ist die Beobachtung, daß im Vergleich zu dem System Nickel- H_2O die Leidenfrosttemperatur im System ZrO_2 - H_2O anscheinend höher liegt. Daraus ergibt sich die Fragestellung der hier vorgelegten Arbeit:

Welchen Einfluß haben die Parameter

- thermische Eigenschaften der Heizerwand
- Kühlmitteltemperatur
- Geometrie des Testkörpers
- Oberflächenrauigkeit
- relative Geschwindigkeit

auf die Leidenfrosttemperatur?

Verschiedene an anderer Stelle [LADISCH (1980)] diskutierte Überlegungen führten zu folgendem Experiment: Ein senkrechter Molybdänzylinder wird in Schutzgas aufgeheizt und dann in Wasser abgekühlt. Die Oberfläche des Zylinders ist in einigen Fällen mit Aluminiumoxid beschichtet, dessen thermische Eigenschaften denen von UO_2 sehr ähnlich sind. Thermoelemente in der Oberfläche

erlauben es, die Leidenfrosttemperatur direkt zu messen. Zusätzlich wird der dynamische Druck im Wasser, die Wassertemperatur und das Kontaktverhalten aufgezeichnet. Hochgeschwindigkeitsfilme zeigen qualitativ den Siedezustand an. Der Einfluß der oben genannten Parameter auf die Leidenfrosttemperatur wurde bis auf den der Relativgeschwindigkeit in meinem Experiment untersucht. Die Ergebnisse der Versuche werden in Kap. 4 dargestellt und diskutiert.

2. Stand der Kenntnis

Das Leidenfrostphänomen ist in der Form von auf der heißen Herdplatte tanzenden Wassertropfen wohl jedem bekannt. Dagegen gehen die Meinungen über die Leidenfrosttemperatur weit auseinander.

Einige halten sie für eine Eigenschaft der jeweiligen Flüssigkeit, während andere meinen, sie sei von der Meßeinrichtung einschließlich des Experimentators bestimmt. Ein Blick in die zahlreichen Veröffentlichungen zeigt, daß die letztere Ansicht zutrifft. So findet man eine Abhängigkeit der Leidenfrosttemperatur von:

- der Geometrie des Experiments
- der Versuchsdurchführung
- der Instrumentierung.

Für ein gegebenes Experiment hängt die Leidenfrosttemperatur weiterhin ab von Parametern wie

- Kühlmitteltemperatur
- thermische Eigenschaften der Heizerwand
- Rauigkeit der Heizerwand
- relative Geschwindigkeit Heizer-Kühlmittel.

Eine ausführliche Diskussion dieser Parameter findet sich an anderer Stelle (LADISCH 1980). Ich gebe deshalb hier nur die Schlußfolgerungen an, denen einige wichtige Definitionen vorangestellt sind.

2.1 Definitionen

Unter Filmzusammenbruch verstehe ich den Übergang vom Filmsiedezustand in eine andere Siedeform, sei es Blasensieden oder Übergangssieden, auf einem Heizer.

Der Filmkollaps ist die Änderung der Siedeform von Filmsieden zu Übergangssieden.

Die Filmkollapswelle ist eine Welle entlang der Grenze zwischen Dampf und Flüssigkeit, die den Wechsel der Siedeform in Übergangssieden auslöst.

Die Benetzungsfront ist eine Zone von Blasensieden, die sich in meinen Experimenten mit einer gewissen Geschwindigkeit bewegt. Vor der Front ist der Wärmeübertragungsmechanismus Filmsieden oder Übergangssieden, nach der Front Wärmeleitung und Naturkonvektion.

Die zeitliche Abfolge dieser Phänomene kann also sein

Filmsieden - Filmzusammenbruch - Benetzungsfront

oder

Filmsieden - Filmkollapswelle - Filmkollaps -
Übergangssieden - Benetzungswelle

Der Begriff Dampffilmstabilität wird wie folgt definiert: Der Dampffilm ist stabil, wenn keine Kontakte zwischen Wand und Flüssigkeit beobachtet werden, er ist instabil, wenn Kontakte beobachtet werden. Instabiles Filmsieden ist also Filmsieden mit einer sich heftig bewegenden Grenze zwischen Dampf und Flüssigkeit und daraus resultierenden Kontakten.

Die Leidenfrosttemperatur T_L wird durch das Tropfenexperiment definiert. Man bringt vorsichtig einen Tropfen Flüssigkeit auf eine heiße Platte, deren Anfangstemperatur T_W weit höher als die Sättigungstemperatur θ_S der Flüssigkeit ist. Darauf wird die Lebensdauer t_{lf} des Tropfens bis zur vollständigen Verdampfung gemessen. Wiederholung des Experiments mit anderen Plattentemperaturen und Auftragen der Lebensdauer als Funktion der Wandüberhitzung $\Delta T_W = T_W - \theta_S$ ergibt qualitativ Bild 2.1. Diese Kurve wird Verdampfungszeitkurve genannt.

Die visuelle Beobachtung des Experiments zeigt vier verschiedene Wärmeübertragungsmechanismen, die in Abb. 2.1 eingetragen sind. Die Wandtemperatur $T_L = \Delta T_L + \theta_S$, die zu dem relativen Maximum der Verdampfungszeit $t_{lf,max}$ gehört, wird J.G. LEIDENFROST (1756) zu Ehren Leidenfrost-Temperatur genannt. Leidenfrost berichtet über den eigenartigen Zustand kleiner Wassertropfen in einem glühenden Löffel, die sich nicht wie in "wahrer Siedebewegung" verhalten (wir nennen "wahre Siedebewegung" Blasensieden). Sie liegen im glühenden Löffel ruhig und ohne sichtbare Bewegung. Leidenfrost kommt zu dem Schluß, es müsse sich um einen besonderen Zustand des Wassers handeln, und nennt diesen "sphärischen" Zustand.

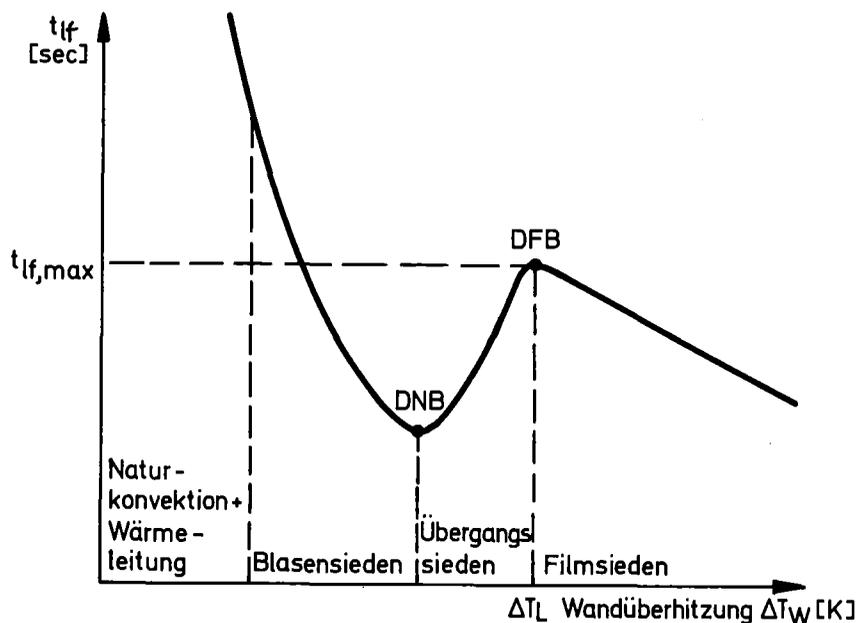


Abb. 2.1 Qualitativer Verlauf der Tropfenlebensdauer als Funktion der Wandüberhitzung

Wir wissen heute, daß es sich um Filmsieden handelt. Das scheinbar ruhige Sieden kommt dadurch zustande, daß der Wassertropfen auf einem Dampfpolster schwebt, das durch Verdampfung von der Unterseite des Tropfens entsteht.

Die minimale Filmsiedetemperatur T_{\min} wird durch das "pool boiling"-Experiment definiert, das im Folgenden skizziert wird. Vergrößert man im Tropfenexperiment die Tropfengröße, flacht der Tropfen immer mehr ab. Überschreitet die Tropfengröße einen Grenzwert Λ , brechen mit bestimmter geometrischer Verteilung Blasen durch den Tropfen durch. In Abb. 2.2 ist dies schematisch dargestellt.

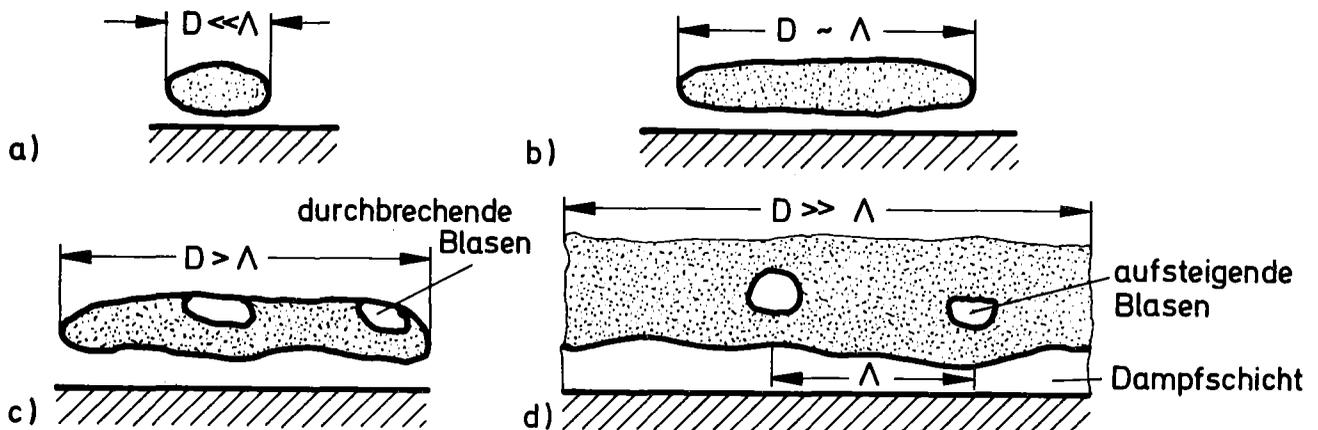


Abb. 2.2 Übergang von Tropfenexperiment zu "pool-boiling"-Experiment

Ist die charakteristische Dimension des Flüssigkeitsbehälters D wesentlich größer als die Taylor-Wellenlänge Λ , spricht man von "pool-boiling". Die Ursache der Wellen ist die instabile Schichtung eines schweren Fluids über einem leichten Fluid (Flüssigkeit über Dampf). Auf der Analyse TAYLOR's (1950) aufbauend gibt ZUBER (1959) eine Ungleichung für die Wellenlänge Λ an:

$$\Lambda_{Rt} \leq \Lambda \leq \Lambda_{MD} \quad (2-1)$$

mit

$$\Lambda_{Rt} = 2\pi \sqrt{\frac{5}{g(s_p - s_v)}} \quad (2-2)$$

und

$$\Lambda_{MD} = 2\pi \sqrt{\frac{35}{g(s_p - s_v)}} \quad (2-3)$$

Λ_{Rt} ist die kritische Wellenlänge. Störungen der Grenzfläche mit $\Lambda < \Lambda_{Rt}$ werden gedämpft. Störungen mit $\Lambda > \Lambda_{Rt}$ dagegen wachsen exponentiell. Störungen mit $\Lambda = \Lambda_{MD}$ ("most dangerous wavelength") wachsen am schnellsten, werden also dominieren. In Tabelle 2.1 sind die Zahlenwerte der Wellenlängen für Wasser und Natrium angegeben.

Fluid	Λ_{Rt} [cm]	Λ_{MD} [cm]
Na	2,5	4,4
H ₂ O	1,6	2,8

Tabelle 2.1: Taylor-Wellenlänge für Natrium und Wasser bei Sättigungstemperatur

Im "pool-boiling"-Experiment bestimmt man für jede Heizerwandtemperatur den abgegebenen Wärmestrom und trägt ihn über der Wandüberhitzung ΔT_W auf (Abb. 2.3). Die entstehende Kurve heißt Siedekurve.

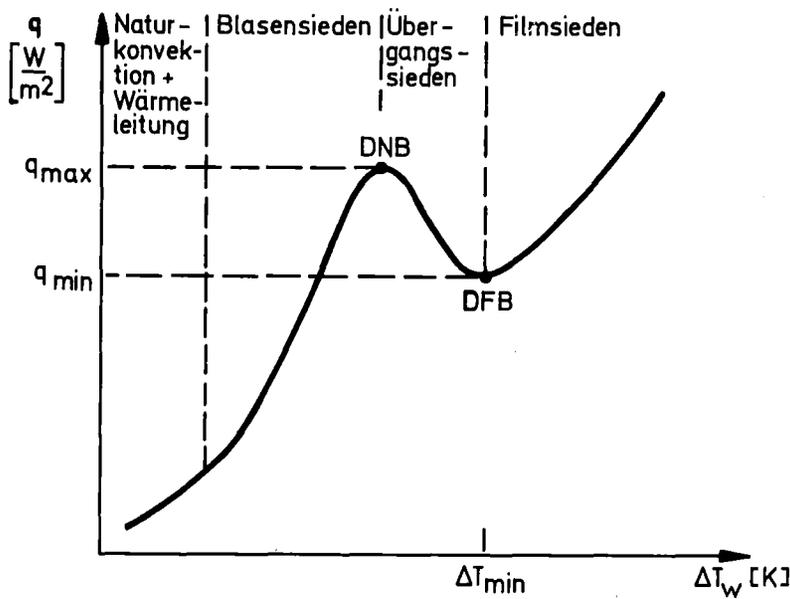


Abb. 2.3: "pool-boiling" Siedekurve

Eines der ersten Experimente dieser Art führte Nukyama durch [NUKYAMA (1934)]. Nach ihm heißt die Siedekurve auch Nukyama-kurve. Die Siedekurve kann stationär punktweise bestimmt werden durch Aufprägen einer konstanten Wandüberhitzung (dies könnte durch Heizung der Wand mit einer 'Heatpipe' geschehen, wurde aber anscheinend noch nicht versucht) oder durch Aufprägen einer konstanten Wärmestromdichte (elektrischer Heizer) oder instationär, indem der heiße Körper auf eine genügend hohe Anfangstemperatur gebracht wird und dann in den Behälter mit Kühlmittel getaucht wird ("Quenchexperiment").

Die minimale Filmsiedetemperatur T_{min} ist dann als die Temperatur definiert, bei der die Wärmestromdichte bei Abkühlung aus dem Filmsiedezustand ein Minimum hat (DFB = "departure of film-boiling" Punkt in Abb. 2.3). Diese Definition hat für instationäre Experimente den Nachteil, daß T_{min} aus der berechneten Größe q bestimmt werden muß. Die Wärmestromdichte kann nur bei stationären Experimenten direkt gemessen werden.

Die minimale Filmsiedetemperatur T_{min} nach obiger Definition muß nicht identisch mit der Leidenfrosttemperatur T_L sein.

Ich schlage für die Klasse der "quench"-Experimente eine neue Definition vor:

Die minimale Filmsiedetemperatur T_{\min} während der Abkühlung eines Heizers ist für eine gegebene Geometrie die Wandtemperatur des Heizers unmittelbar vor dem Kontakt Wand-Flüssigkeit, der zum Filmzusammenbruch führt.

Diese Definition ist aus zwei Gründen sinnvoller als die bisherigen:

1. Der Kontakt, der zum Filmzusammenbruch führt, ändert den Wärmeübertragungsmechanismus grundlegend.
2. Durch schnelle Thermoelemente und Kontaktmessungen ist die so definierte minimale Filmsiedetemperatur direkt meßbar.

In Zukunft sollte man den Ausdruck "Leidenfrosttemperatur" (T_L) nur im Zusammenhang mit Tropfenexperimenten, den Ausdruck "minimale Filmsiedetemperatur" T_{\min} (oder "Filmzusammenbruchtemperatur" T_{DFB}) nur im Zusammenhang mit "poolboiling"-Experimenten benutzen.

2.2 Experimentelle Untersuchungen der Leidenfrost- und minimalen Filmsiedetemperatur

Aus einer Literaturrecherche [LADISCH (1980)] lassen sich folgende Ergebnisse der bisherigen Experimente zur Leidenfrosttemperatur und zur minimalen Filmsiedetemperatur festhalten:

a. Tropfenexperimente

- 1.) Mit zunehmendem $E = \sqrt{\lambda g c_p}$ der Heizerplatte sinkt die Leidenfrosttemperatur.
- 2.) Die Anfangstropfengröße hat bei großem E (dies ist bei den meisten Experimenten der Fall) keinen Einfluß auf die Leidenfrosttemperatur.
- 3.) Die Tropfenanfangstemperatur hat keinen Einfluß auf T_L .
- 4.) Die Art der Versuchsdurchführung wirkt sich auf T_L stark aus.

b. "poolboiling" Filmsiedeexperimente

- 1.) T_{\min} steigt linear mit der Fluidunterkühlung. Die Proportionalitätskonstante variiert von Experiment zu Experiment bei sonst gleichen Bedingungen.
- 2.) Die Probengeometrie beeinflusst T_{\min} . Jede Störung im Weg des Dampfes verschiebt T_{\min} zu höheren Werten.
- 3.) Die Relativgeschwindigkeit zwischen Probe und Kühlmittel beeinflusst T_{\min} bei Experimenten mit Wasser nicht. Mit Natrium als Kühlmittel wurde der Effekt der Relativgeschwindigkeit noch nicht untersucht.
- 4.) Die Rauigkeit der Heizeroberfläche scheint auf T_{\min} keinen Einfluß zu haben.
- 5.) Thermische Eigenschaften der Heizeroberfläche
 - 5.1 Die Dicke der Oberflächenschicht, deren thermische Eigenschaften einen Einfluß auf T_{\min} haben, liegt in der Größenordnung von einigen $10\ \mu\text{m}$.
 - 5.2 Der Effekt unterschiedlicher thermischer Eigenschaften auf T_{\min} wird erst beobachtbar, wenn die thermischen Eigenschaften selbst einen Grenzwert unterschreiten.
 - 5.3 Kleine Absolutwerte der thermischen Eigenschaften verschieben T_{\min} für eine gegebene Geometrie und Fluidtemperatur zu höheren Werten.

Die meisten Experimentatoren geben keine Begründung für die Ergebnisse an, die ich in den Schlußfolgerungen oben zusammengestellt habe.

2.3 Theorien zur Leidenfrosttemperatur und minimalen Filmsiedetemperatur

Das Literaturstudium [LADISCH (1980)] zeigt zwei Klassen von Theorien:

1. Modelle, dadurch gekennzeichnet, daß aus physikalisch begründeten Annahmen Gleichungen abgeleitet werden, die das Problem zwar beschreiben, deren Lösung aber meist noch freie, experimentell zu bestimmende Parameter aufweist.

2. Korrelationen, die durch Dimensionsanalyse entstehen. Der funktionale Zusammenhang zwischen den gewählten dimensionslosen Zahlen wird immer durch Anpassung an Experimente bestimmt.

Aus diesen beiden Klassen sollen hier zwei wichtige Theorien vorgestellt werden.

2.3.1 Thermodynamisches Stabilitätskriterium

SPIEGLER u.a. (1963) nehmen an, T_L sei eine thermodynamische Eigenschaft des Fluids und gleich der maximalen Temperatur T_{HN} , bis zu der die Flüssigkeit überhitzt werden kann (engl. "homogeneous nucleation temperature").

$$T_L = T_{HN} \quad (2-4)$$

Aus den von ihnen zitierten Plattenexperimenten ergibt sich, daß T_L die im Platteninnern gemessene Plattentemperatur ist.

Die homogene Keimbildungstemperatur T_{HN} berechnen sie aus der Van-der-Waals-Gleichung.

$$p' = \frac{8 T'}{3(v' - 1/3)} - \frac{3}{(v')^2} \quad (2-5)$$

mit

$$p' = \frac{p}{p_{RT}}, \quad v' = \frac{v}{v_{RT}}, \quad T' = \frac{T}{T_{RT}} \quad (2-6)$$

Es ergibt sich für T_{HN} :

$$T'_{HN} = \frac{27}{32} = 0,84 \quad (2-7)$$

Spiegler vergleicht diesen Wert mit Tropfen- und "pool boiling" Experimenten und findet gute Übereinstimmung. Ein Blick auf die experimentellen Bedingungen zeigt, daß das Kühlmittel in allen Experimenten sich auf Sättigungstemperatur befindet.

Die Annahme, T_L sei eine thermodynamische Eigenschaft der Flüssigkeit, erlaubt es, folgende Schlußfolgerungen zu diesem Kriterium zu ziehen:

- 1) T_{\min} ist unabhängig von den Stoffeigenschaften des Heizers
- 2) T_{\min} ist unabhängig von der Geometrie
- 3) T_{\min} ist unabhängig von der Kühlmitteltemperatur.

Alle drei Schlußfolgerungen widersprechen den experimentellen Befunden, die oben berichtet wurden.

SEMERIA (1973) stellt dann auch fest, daß die Bedingung für T_L genauer lauten muß:

$$T_R < T_{HN} \quad (2-8)$$

und nur eine hinreichende Bedingung ist. Unterhalb T_{HN} ist Kontakt möglich, stellt sich aber nicht notwendig ein. Gl. (2-8) wird dadurch zur oberen Grenze der Leidenfrosttemperatur. Da im allgemeinen die Wandtemperatur T_W selber in Tropfenexperimenten nicht gemessen wird, setzt Semeria die Wandtemperatur gleich der Kontakttemperatur (Berechnung der Kontakttemperatur s. CARSLAW JAEGER (1959), S. 88):

$$T_R = \frac{T + \alpha \theta_l}{1 + \alpha} \quad (2-9)$$

mit

$$\alpha = \sqrt{\frac{(\lambda_{scp})_l}{(\lambda_{scp})_w}} \quad (2-10)$$

Die Plattentemperatur im Innern, T , muß also die folgende Bedingung erfüllen, damit der Dampffilm zusammenbrechen kann (Gl. 2-7, 2-8 und 2-9):

$$T \leq \frac{27}{32} \cdot T_{Rf} + \left(\frac{27}{32} T_{Rf} - \theta_e \right) \cdot \alpha \quad (2-11)$$

Dadurch sind die Schlußfolgerungen 1 und 3 hinfällig geworden, andererseits aber wird klar, daß (2-11) nicht die untere, sondern die obere Grenze der Leidenfrosttemperatur darstellt.

In letzter Zeit wurde diese Theorie von einer Arbeitsgruppe am ANL (YAO und HENRY 1978) wieder aufgegriffen. Sie ersetzen T_{HN} durch die spontane Keimbildungstemperatur T_{SN} (spontaneous nucleation). Dadurch wird das Benetzungsverhalten zwischen Wand und Flüssigkeit über den Kontaktwinkel eingebracht. Da aber gerade der Kontaktwinkel bei den vorliegenden Verhältnissen unbekannt ist, muß die Anwendbarkeit bezweifelt werden.

Als weitere wichtige Theorie wird im folgenden die Henry-Korrelation vorgestellt.

2.3.2 Die Henry-Korrelation

Die Henry-Korrelation lautet [HENRY (1974)]:

$$T_{min,H} = b \cdot (T_{min,B} - \theta_e) + T_{min,B} \quad (2-12)$$

mit

$$b = 0,42 \cdot N_1^{0,6} \quad (2-13)$$

und

$$N_1 = \alpha \cdot \frac{h_{fg}}{\Delta T_{min,B} \cdot c_{pw}} \quad (2-14)$$

Sie basiert auf der Beobachtung von Kontakten zwischen Wand und Flüssigkeit in der Phase stabilen Filmsiedens. Der Einfluß der Wand- und Kühlmiteileigenschaften auf die Leidenfrosttemperatur wird in b berücksichtigt. T_{\min} nach (2-12) nimmt linear mit abnehmender Kühlmitteltemperatur θ_e zu. $T_{\min,B}$ ist die DFB-Temperatur nach BERENSON (1961):

$$T_{\min,B} = 0,127 \cdot \frac{s_v R_{fg}}{\lambda_v} \left\{ \frac{g(s_e - s_v)}{s_e + s_v} \right\}^{2/3} \left\{ \frac{\sigma}{g(s_e - s_v)} \right\}^{1/2} \left\{ \frac{\mu_v}{g(s_e - s_v)} \right\}^{1/3} + \theta_s \quad (2-15)$$

Abb. 2.4 zeigt die experimentellen Daten, die Henry benutzte, und die Korrelation in doppeltlogarithmischer Darstellung:

$$b = \frac{T_{\min} - T_{\min,B}}{T_{\min,B} - \theta} = \text{Funktion des Parameters} \left\{ \alpha \cdot \frac{R_{fg}}{(T_{\min,B} - \theta_s) \cdot c_{pw}} \right\} \quad (2-16)$$

Die Größe b streut um die Korrelationsgerade; wegen des logarithmischen Maßstabs kann dies große Abweichungen zwischen Korrelation und einzelnen experimentellen Daten verursachen. Die Korrelation wurde aus einem weiten Spektrum von Experimenten unterschiedlichster Materialpaarungen und Geometrien gewonnen.

Wie oben schon gesagt, werden durch die Größe α Kontakte in der Filmsiedephase qualitativ berücksichtigt, da α auch in dem Ausdruck für die Kontakttemperatur vorkommt. Die Verdampfungswärme h_{fg} ist in der Korrelation enthalten, weil nach dem Kontakt eine auf der Wand bleibende dünne Flüssigkeitsschicht verdampft wird. Um die Verdampfungswärme aber dimensionslos zu machen, benutzt Henry anscheinend empirisch die spezifische Wärme der Wand c_{pw} und das ΔT_{\min} nach Berenson. In der Berensontheorie werden aber Kontakte eben nicht berücksichtigt. Die spezifische Wärme in N_1 kann z.B. bei Al_2O_3 den Effekt von α wieder rückgängig machen, so daß für das System Al_2O_3 - H_2O ein niedrigeres T_{\min} vorhergesagt wird, als für das System Molybdän-Wasser.

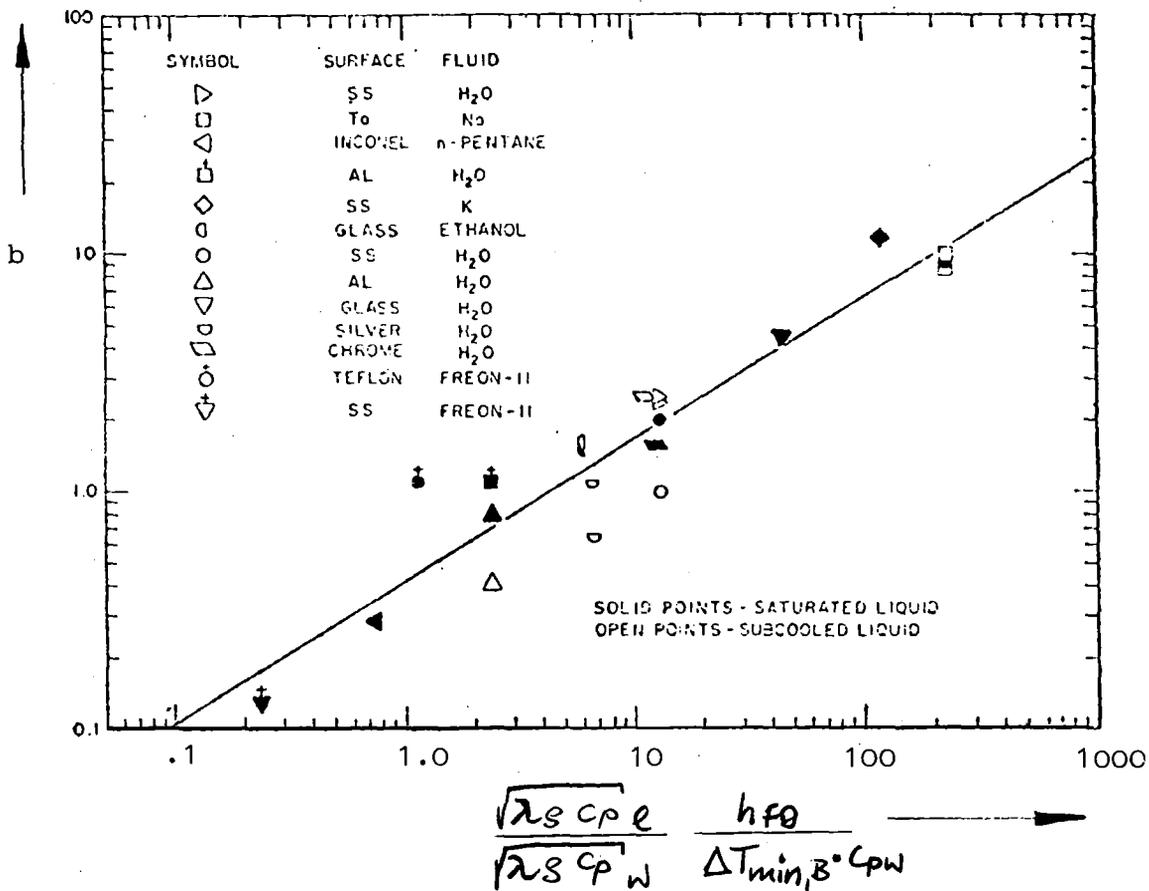


Abb. 2.4: Henry-Korrelation [aus HENRY (1974)]

2.4 Zusammenfassung des Kenntnisstandes

- Tropfenexperimente sind relativ einfach durchführbar, das Meßergebnis wird aber in starkem Maß von der Art der Tropfenaufbringung auf die Platte beeinflusst. Der Effekt der Parameter

Plattenmaterial
Tropfengröße und
Tropfenanfangstemperatur

auf die Leidenfrosttemperatur ist nur schwach ausgeprägt. Die Ursache ist, daß im allgemeinen nur Plattenmaterialien guter Wärmeleitfähigkeit in Experimenten zum Einsatz kamen.

- "pool filmboiling"-Experimente

Der Einfluß der Parameter

- Fluidunterkühlung
- Probengeometrie
- thermische Eigenschaften der Heizfläche

auf die minimale Filmsiedetemperatur ist stark ausgeprägt, während

- Relativgeschwindigkeit
- Rauigkeit der Heizerfläche

zumindest in Wasser keinen Einfluß haben. Die Meßergebnisse werden im allgemeinen nicht wie bei Tropfenexperimenten durch die Art bestimmt, wie man Heizer und Fluid in Kontakt bringt, sondern wahrscheinlich durch die inhärente Instabilität des Dampffilms (Taylor-Instabilität).

- Theorien zur Vorhersage der Leidenfrosttemperatur und minimalen Filmsiedetemperatur

Verschiedene Korrelationen für Tropfenexperimente sind in der Lage, die Leidenfrosttemperatur vorherzusagen, solange alle Parameter des vorherzusagenden Leidenfrostexperiments mit den Parametern der korrelierten Experimente übereinstimmen. Mit anderen Worten: eine Extrapolation von metallischem Plattenmaterial beispielsweise auf oxidisches Material ist nicht zulässig.

Für "pool filmboiling" stellt die Henry-Korrelation bis jetzt die einzige auch auf UO_2 -Na anwendbare Korrelation dar. Allerdings gilt auch hier, daß die Extrapolation in Parameterbereiche, die in den korrelierten Experimenten nicht erfaßt sind, unzulässig ist (z.B. Extrapolation zu höheren Temperaturen).

2.5 Aus dem Kenntnisstand resultierende Anforderungen an ein Experiment

Da in dieser Arbeit über ein "pool-filmboiling" Experiment berichtet wird, beschränkt sich dieser Abschnitt auf dieses Experiment. Die Anforderungen und zu untersuchenden Parameter sind:

1. Ungestörte Probengeometrie, da jede Störung der Geometrie T_{\min} zu höheren Werten verschiebt, im Zusammenhang mit der BNR aber die untere Grenze von T_{\min} interessiert.
2. Variation der Fluidunterkühlung und der Probenrauigkeit, da der Effekt dieser Parameter auf T_{\min} zur Überprüfung von theoretischen Voraussagen und Hypothesen über T_{\min} herangezogen werden kann.
3. Variation der thermischen Eigenschaften der Heizeroberfläche, d.h. nicht nur metallische Heizer, sondern auch die in Reaktoren vorkommenden Stoffe UO_2 oder zumindest Stoffe mit ähnlichen thermischen Eigenschaften (z.B. Al_2O_3) einsetzen.
4. Variation der Relativgeschwindigkeit zwischen Heizer und Fluid, da bezüglich dieses Parameters noch widersprüchliche Ergebnisse vorliegen.

Bei dem im Folgenden beschriebenen Experiment wurde aus Zeitgründen nur versucht, die drei ersten Anforderungen zu erfüllen.

3. Versuchsaufbau, Versuchsablauf und Auswertung

Im folgenden Abschnitt werden die Anforderungen an den Versuchsaufbau genannt und die gewählte Lösung dargestellt. Daran schließt sich die Beschreibung des Versuchsablaufs und der Auswertung mit der Fehlerabschätzung an.

3.1 Versuchsaufbau

Mit dem hier beschriebenen Experiment soll die Differenz zwischen der Oberflächentemperatur des Heizers und der Wassertemperatur unmittelbar vor dem Filmzusammenbruch gemessen werden. Zusätzlich soll untersucht werden, ob während der Filmsiedephase die Flüssigkeit mit der Wand in Kontakt kommt. Da solche Kontakte sich in Temperaturschwankungen der Oberfläche des Testkörpers niederschlagen, sollen die Oberflächenthermoelemente eine so kleine Zeitkonstante haben, daß die Temperaturschwankungen noch aufgelöst werden können. In den Versuchen zeigte sich, daß eine Zeitkonstante in der Größenordnung von 10 msec notwendig ist.

In den folgenden Abschnitten beschreibe ich die Konstruktion der Testzylinder und die anderen Teile der Versuchsanlage.

3.1.1 Testzylinder

Der Testkörper ist als senkrechter Zylinder mit unten angesetzter Halbkugel ausgestaltet. Dadurch wird eine Störung des Dampffilms vermieden. In Vorversuchen kam auch ein senkrechter Zylinder mit ebenen Stirnflächen zum Einsatz.

In Abb. 3.1 sind die verschiedenen Zylindertypen dargestellt, wobei auch die Thermoelementmeßstellen und der Ort des Kontaktindikators mit eingezeichnet sind. Die Typen C und D unterscheiden sich nur in der Anordnung der Thermoelementmeßstellen. Bei den Versuchen mit Typ B und C wurde beobachtet, daß Blasensieden immer an der untersten Stelle des Testkörpers begann; deshalb wurde ein Thermoelement an dieser Stelle angebracht.

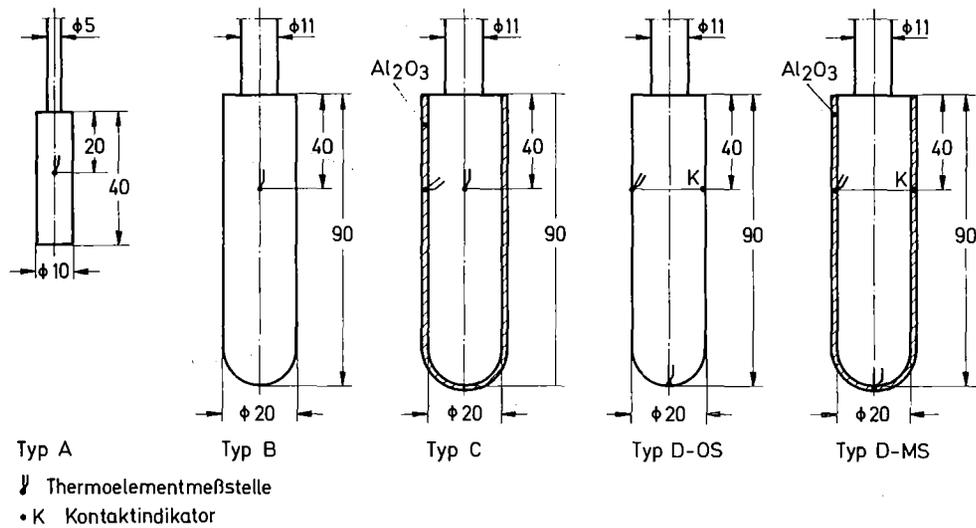


Abb 3.1: Testzylinder mit Instrumentierung

Die Zeitkonstante gekaufter Thermoelemente liegt in der Größenordnung von 200 msec. Die Thermoelemente in der Oberfläche der Testkörper bestehen deshalb aus laserverschweißtem Adermaterial (aus Wolfram-Rhenium wegen der hohen Temperaturen bis zu 2000 K). Die Zeitkonstante dieser Elemente liegt in der Größenordnung von weniger als 10 msec und erfüllt damit die Spezifikation.

Andererseits bestimmt der Ort, an dem das Thermoelement eingebaut ist, die dort noch meßbaren Temperaturschwankungen. An anderer Stelle [LADISCH 1980] wird für den Zylinder gezeigt, wie eine sinusförmige Temperaturschwankung an der Oberfläche im Innern des Zylinders abgeschwächt wird. Es ergibt sich, daß die Frequenzen der Temperaturschwankungen am Einbauort klein sind gegen die durch das Thermoelement auflösbaren Frequenzen, so daß der dynamische Fehler der Messung vernachlässigt werden kann.

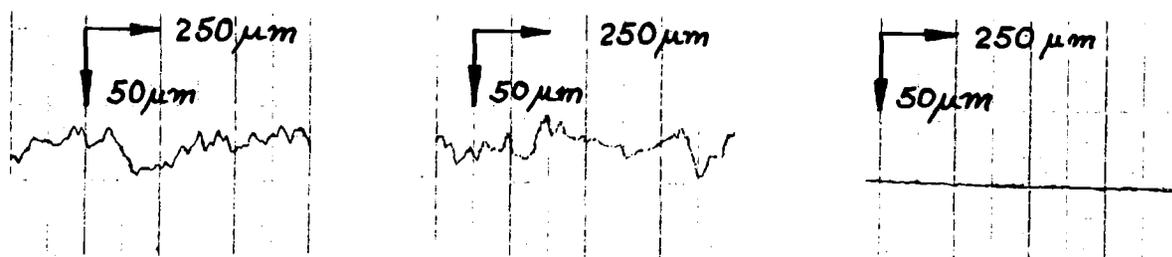
Der Einbauradius der Thermoelementmeßstelle r_{th} im Fall der metallischen Testzylinder ist dimensionslos $y=r_{th}/R=0.99$, während y im Fall der beschichteten Zylinder zwischen 0.86 und 0.97 liegt. Die genannten Werte wurden mit Röntgenaufnahmen gemessen und durch Bestimmung der Zeitkonstanten der Elemente im eingebauten Zustand bestätigt.

Der Kontaktindikator besteht aus einem im Testkörper isoliert verlegten Draht, der an die Oberfläche geführt ist. Der Widerstand zwischen diesem Draht und einer Elektrode im Wasser wird klein, wenn das Wasser direkten Kontakt mit dem Draht hat und groß, wenn sich ein Dampfpolster zwischen Draht und Wasser befindet.

Die Herstellung von unbeschichteten Testzylindern ist zwar technisch aufwendig, bereitete aber keine Schwierigkeiten. Die Testkörper überstanden im allgemeinen etwa 10 Versuche, bis eines der Thermolemente defekt wurde. Die Ausfallrate der anfänglich für die Messung der Zentraltemperatur benutzten Mantelthermolemente war dagegen sehr hoch. Von sechs eingesetzten neuen Thermolementen fielen fünf schon bei der Aufheizung aus.

Die größten Schwierigkeiten bereitete die Herstellung beschichteter Testkörper. Es waren mehrere Iterationsschritte notwendig, bis ein Verfahren gefunden wurde, mit dem Schichten hergestellt werden konnten, die mehr als einen Versuch überstanden. Wegen dieser Schwierigkeiten wurde als Alternative mit der Entwicklung eines Testzylinders aus Vollkeramik begonnen, der in Vorversuchen erfolgreich eingesetzt werden konnte und der auch im Hinblick auf Versuche in Natrium als erfolgversprechendste Variante anzusehen ist.

Die Oberflächenrauigkeit der Testzylinder mit Schicht beträgt aus Herstellungsgründen etwa $50\ \mu\text{m}$. Da die bearbeiteten Testzylinder ohne Schicht eine Rauigkeit von weniger als $5\ \mu\text{m}$ aufweisen, ist ein Testzylinder ohne Schicht mit einer durch Sandstrahlen künstlich erzeugten Rauigkeit von $50\ \mu\text{m}$ versehen worden, um die Ergebnisse vergleichen zu können (Abb. 3.2).



a) mit Schicht

b) ohne Schicht
aufgerauht

c) ohne Schicht
bearbeitet

Abb. 3.2 Rauigkeit der Testkörper

3.1.2 Strahlungsöfen, Wasserbehälter

Der Versuchszylinder wird durch Strahlung in einem Tantalrohr auf die gewünschte Anfangstemperatur von 1800 K gebracht. Das Tantalrohr wiederum wird induktiv beheizt. Während der Aufheizung werden Versuchszylinder und Tantalrohr als Schutz gegen Oxidation mit Argon gespült (Abb. 3.3).

Nach Erreichen der Anfangstemperatur fällt der Testzylinder durch Schwerkraft in den Wasserbehälter. Die Temperatur der Oberfläche des Testzylinders nimmt in der Fallzeit von 170 msec nur um wenige Kelvin ab.

Der Wasserbehälter ist mit einem Druckaufnehmer zur Messung des dynamischen Drucks bestückt. Außerdem sind zehn Nickel/Chrom-Nickel Thermoelemente zur Messung der Wassertemperatur eingebaut (Position des Druckaufnehmers, der Thermoelemente und des Testzylinders siehe Abb. 3.4). Es war beabsichtigt, mit diesen Thermoelementen den konvektiven Wärmestrom in unterkühltes Wasser zu messen, was sich jedoch als aussichtslos erwies. Daher wurde nur das Thermoelement direkt unter dem Testzylinder (Nr. 4) ausgewertet, das die Temperatur des Wassers mißt, das den Zylinder wegen der Naturkonvektion anströmt.

Der Behälterinhalt von 7 Litern vollentsalztem Wasser wird vor dem Versuch mit dem Thermostat (Regelgenauigkeit ± 0.5 K) und mit Wasserkühlung auf die gewünschte Temperatur gebracht. Die Wassertemperatur wird mit einem Hewlett Packard Quarzthermometer überwacht.

3.1.3 Instrumentierung, Steuer- und Meßelektronik

Die Instrumentierung besteht aus den oben genannten Thermoelementen im Testzylinder und im Wasserbad, dem Kontaktindikator, dem Druckaufnehmer im Wasserbad und einer Hochgeschwindigkeitskamera. Mit letzterer werden Filme des Versuchs hergestellt bei 1000 Bildern pro Sekunde. Da die längsten verfügbaren 16 mm -

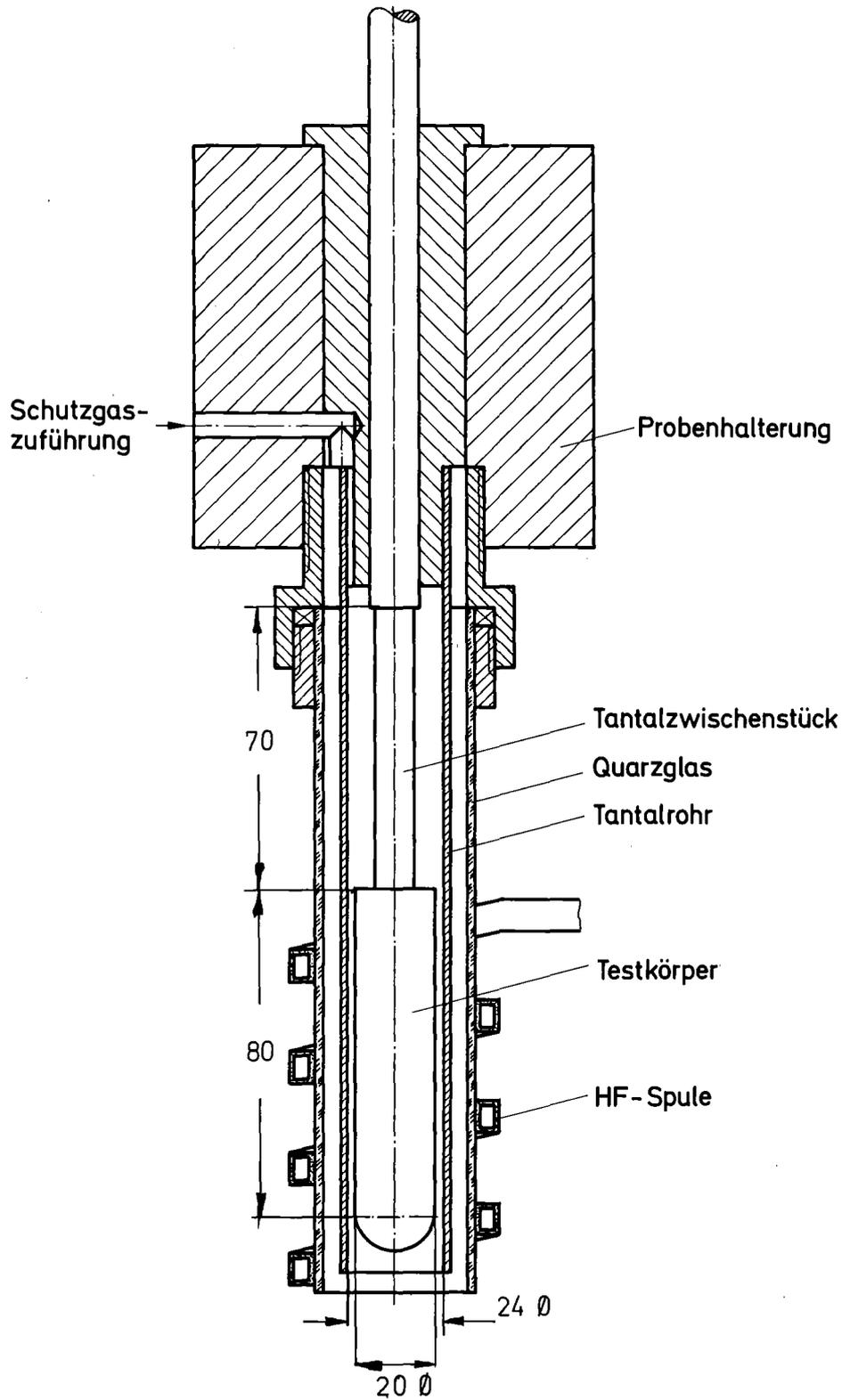


Abb. 3.3: Strahlungsofen und Testkörper in Aufheizposition
(Maße in mm)

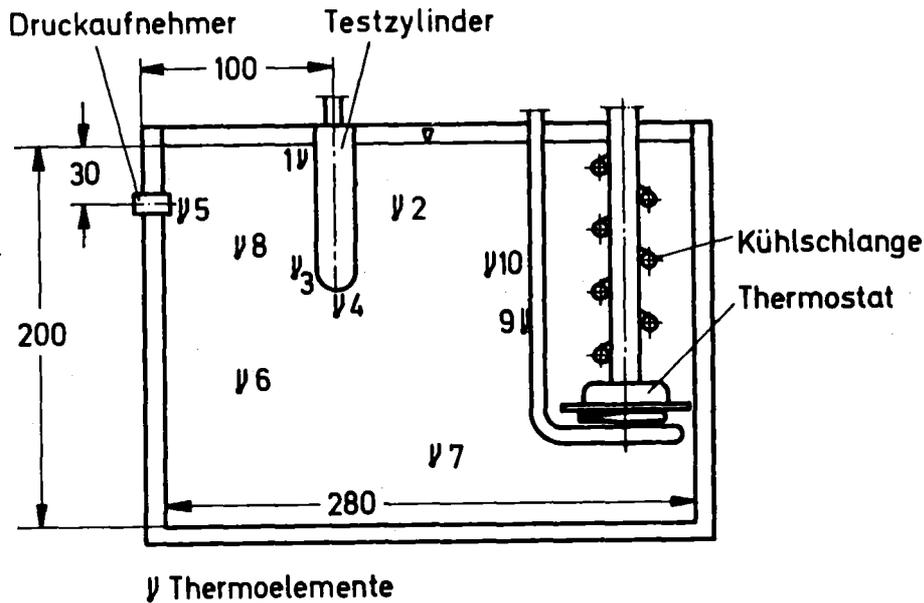


Abb. 3.4: Wasserbehälter mit Thermoelementen und Testzylinder in Abkühlposition (Maße in mm)

Filme 135 m lang sind und damit etwa 10 Sekunden laufen, kann bei einem Versuch entweder nur die Anfangsphase oder ein vorher bestimmter 10-Sekundenausschnitt der gesamten Versuchszeit gefilmt werden. Der zeitverzögerte Kamerastart wird durch die Steuerelektronik besorgt, die im wesentlichen aus einem Zeitrelais besteht. Verschiedene Trennrelais gestatten es, die Steuerung flexibel an verschiedene ebenfalls zu steuernde Geräte wie Datenerfassung und Testzylinderauslösung anzupassen.

Die Schaltung der Meßaufnehmer und Verstärker ist in Abb. 3.5 skizziert.

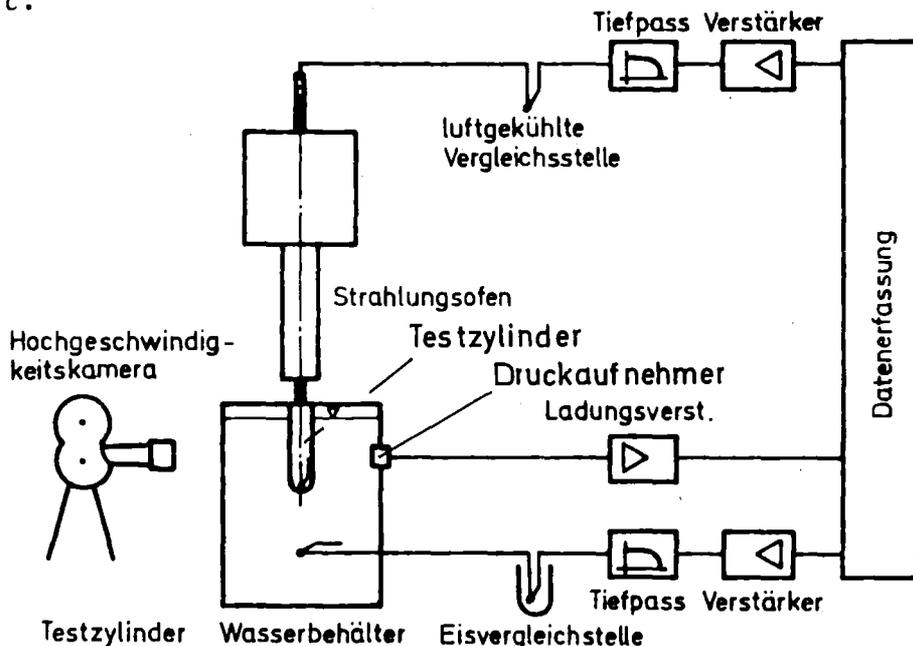


Abb. 3.5: Versuchsaufbau und Schaltung

Zur Meßwerterfassung wird die zentrale Meßwerterfassung des Instituts für Reaktorentwicklung eingesetzt. Die Thermoelement- und Synchronsignale werden mit 100 Hertz pro Kanal digitalisiert. Zeitsynchron werden auf einem FM-Band das Druck- und Kontaktsignal und die Synchronsignale mit einer Grenzfrequenz von 25 kHz aufgezeichnet. Parallel dazu dient am Versuchsstand selbst ein Lichtstrahlschreiber zur Aufzeichnung, wodurch unmittelbar nach Versuchsende ein schneller Überblick über die Signale möglich wird. Zu erwähnen ist noch das Meßstelleneich- und Prüfgerät, über das alle Signale vor den Gleichspannungsverstärkern gelegt sind. Mit diesem Gerät können die Thermoelemente vor und während des Versuchs auf Funktion geprüft und die nachgeschalteten Verstärker geeicht werden.

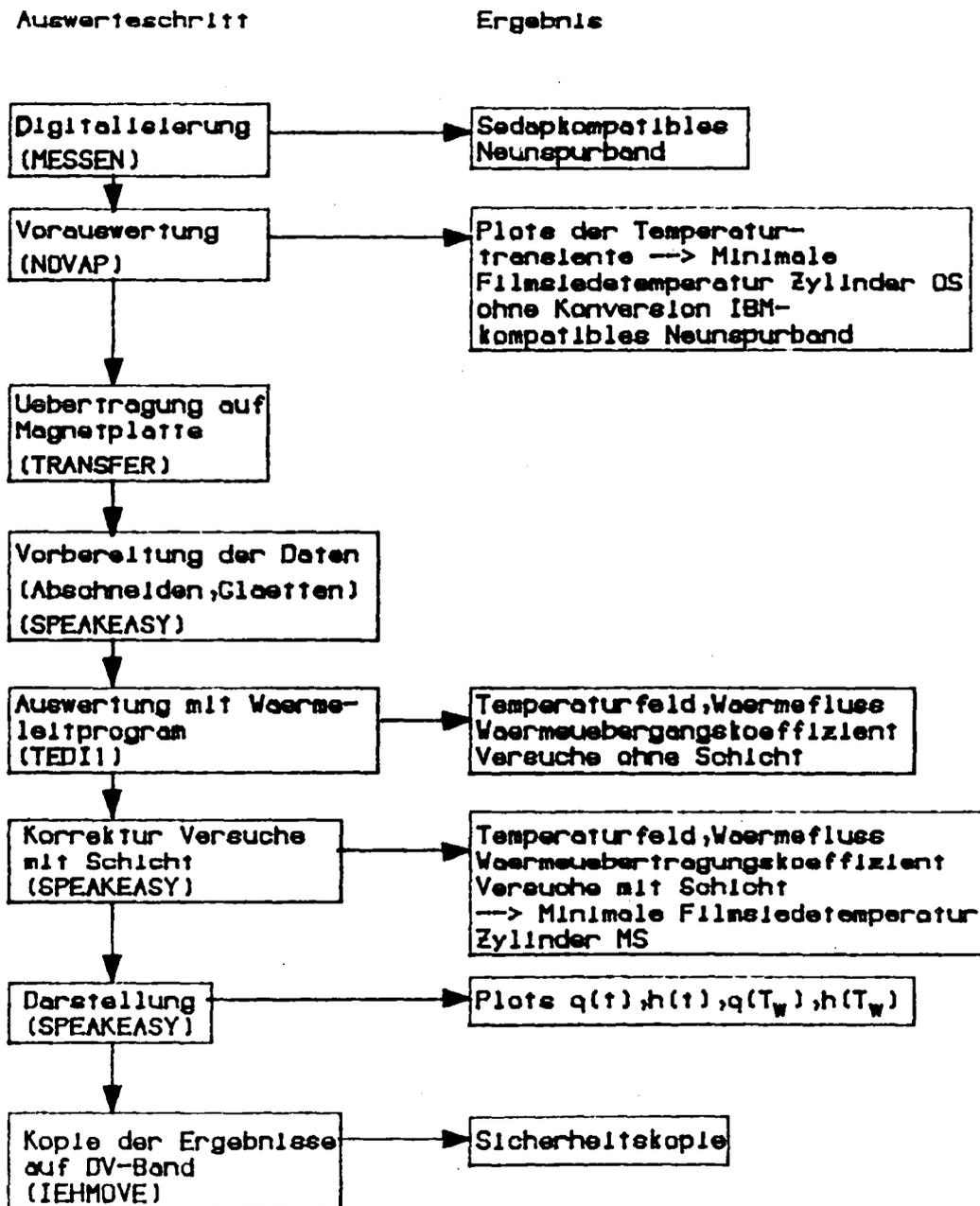
3.2 Versuchsablauf

Anhand einer Checkliste wird vor jeder Versuchsserie die gesamte Anlage überprüft. Darauf wird das frisch eingefüllte vollentsalzte Wasser zur Entgasung eine halbe Stunde gekocht und anschließend auf die gewünschte Temperatur gebracht. Gleichzeitig wird der Testzylinder unter Schutzgasspülung auf die gewünschte Anfangstemperatur gebracht. Mit einem Schalter wird der Versuch nach Erreichen des stationären Anfangszustandes gestartet. Darauf läuft automatisch die Meßwerterfassung an, die Heizung wird abgestellt und der Testzylinder entriegelt, so daß er in das Wasserbad fallen kann.

Nach dem Versuch wird der Meßschrieb und Film gekennzeichnet.

3.3 Auswertung

Die Auswerteschritte für die digital aufgezeichneten Daten sind in Abb. 3.6 zu einem Ablaufdiagramm zusammengefasst. Ich gehe hier nur auf die Auswertung mit dem Wärmeleitprogramm TEDI-1 ein.



In Klammer ist der Programm-
name angegeben

Abb. 3.6: Schema der Versuchsauswertung

- Auswertung mit dem Wärmeleitprogramm TEDI1

Das Wärmeleitprogramm TEDI1 ist eine Weiterentwicklung des Programms TEDI [BARAGGIOLI (1978)]. Es löst die zeitabhängige Wärmeleitgleichung in einer Dimension in Kugel-, Zylinder- oder Plattengeometrie für zwei zusammenhängende Gebiete. Aus der gemessenen Zentral- oder Oberflächentemperatur als Funktion der Zeit berechnet das Programm:

- die Temperaturverteilung zu jeder Zeit

und

- den Wärmeübergangskoeffizient h an der Oberfläche zu jeder Zeit. Damit ist auch der Oberflächenwärmefluß q nach

$$q = h \cdot (T_w - \theta) \quad (3-1)$$

bestimmt.

Die Gleichung, die gelöst wird, lautet:

$$\frac{\partial}{\partial r} \cdot \left\{ \lambda \frac{\partial T}{\partial r} \right\} + \frac{2K}{r} \lambda \frac{\partial T}{\partial r} = \rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} \quad (3-2)$$

mit

- $K = 1$ Kugelgeometrie
- $K = 0,5$ Zylindergeometrie
- $K = 0$ Plattengeometrie

Der Bereich, in dem das seitliche Thermoelement liegt, verhält sich wie ein unendlich ausgedehnter Zylinder und kann mit $K = 0,5$ behandelt werden. In der unteren Halbkugel dagegen verlaufen die Isothermen zweidimensional wie Ellipsen, wie die Berechnung der Temperaturverteilung im Testzylinder mit dem dreidimensionalen Wärmeleitprogramm TIGER V [HOANG (1970)] in zwei Dimensionen bei konstantem Wärmeübergangskoeffizienten an der Oberfläche zeigt [LADISCH 1980]. Die Vermutung liegt nahe, daß in diesem Bereich der Geometriekoeffizient K zwischen dem für die Kugel und dem für den unendlich ausgedehnten Zylinder liegt:

$$0,5 < K < 1 \quad (3-3)$$

Vergleichsrechnungen mit TEDI-1 bestätigen das, da durch Variation von K (in TEDI-1 ist K eine Eingabegröße) die Temperatur und der Wärmefluß am tiefsten Punkt des Testzylinders als Funktion der Zeit richtig berechnet werden kann.

3.4 Fehlerabschätzung

Im Folgenden schätze ich die Meßfehler in der Oberflächentemperatur und der Wassertemperatur ab, da die Oberflächentemperatur unmittelbar vor dem Filmzusammenbruch als Funktion der Wassertemperatur die gesuchte Größe in diesem Experiment ist. Weiterhin wird der Einfluß von Meßfehlern auf die berechneten Wärmeflüsse und Wärmeübergangskoeffizienten untersucht.

Der Fehler in der Wassertemperatur beträgt $\pm 0,5$ K, wie durch Vergleich mit einem Quarzthermometer (Genauigkeit $\pm 0,01$ K) festgestellt wurde.

Für den in den Thermoelementen benutzten W 3 % Re/W 25 % Re-Draht wird vom Hersteller eine Kalibriertabelle mitgeliefert. Die Werte in den Tabellen weichen maximal 1 %, bezogen auf die untere Grenze im Bereich von 500 K bis 2000 K, von den theoretischen Werten ab, die zur Umrechnung in Temperatur benutzt werden. Das Thermoelementsignal ist also mit einem relativen Fehler von ± 1 % behaftet. Der Fehler in der gesamten Meßkette bis zu den A/D-Wandlern ist kleiner 1 % durch die Eichung bei jeder Versuchsserie. Der A/D-Wandler begrenzt die relative Genauigkeit bei den kleinsten Filmzusammenbruchtemperaturen von ~ 500 K auf $\pm 0,5$ %.

Das Thermoelementsignal ist bei schnellen Temperaturänderungen (z.B. bei Kontakten) mit einem durch die endliche Meßstellenmasse verursachten Meßfehler behaftet. Im Filmsieden ist die Temperaturänderungsgeschwindigkeit mit maximal ~ 40 K/sec so klein, daß der dynamische Fehler bei einer Zeitkonstante des Thermoelements von

10 Millisekunden mit 0,4 K vernachlässigbar ist. Dies gilt wie gesagt nur für den Filmsiedezustand, nicht für Kontakte und Blasensieden. Die gesuchte minimale Filmsiedetemperatur ist aber per Definition eine Temperatur am Ende der Filmsiedephase.

Die Thermoelementschweißperle in der Schicht verursacht eine Störung des Temperaturfeldes, da sie aus Metall besteht und eine etwa 20-mal größere Wärmeleitfähigkeit hat als die umgebende Schicht. An anderer Stelle (LADISCH 1980) wird gezeigt, daß der Fehler in der Temperatur kleiner als 1 % bleibt, solange der Siedezustand Filmsieden ist.

Für die Auswertung der Daten, die in Versuchen mit Schicht gemessen wurden, werden drei fehlerbehaftete Größen benötigt:

- die Porosität der Schicht P
- die Position des Thermoelements r_{th}
- der Geometriekoeffizient K für die Auswertung der Daten des unteren Thermoelementes.

Die Empfindlichkeit der Rechenergebnisse h_{min} und T_{min} auf Fehler in diesen Größen wurde mit TEDI1 parametrisch untersucht. In Tabelle 3.1 sind die einzelnen Beiträge zusammengestellt und der Gesamtfehler angegeben, der mit der Annahme statistischer Unabhängigkeit der Einzelfehler berechnet wurde.

Fehler durch in Signal	Meßkette T_{min} %	Porosität		TE- Position		Geometr. Koeff.		Ges. Fehler	
		T_{min} %	h_{min} %	T_{min} %	h_{min} %	T_{min} %	h_{min} %	T_{min} %	h_{min} %
mit Schicht seitl. TE	1,5	3,6	5	3	5	-	-	5	7,1
mit Schicht unt. TE	1,5	3,6	5	3	5	2	4	5,3	8,1
ohne Schicht seitl. TE	1,5	-	-	3	5	-	-	3,5	5
ohne Schicht unteres TE	1,5	-	-	3	5	2	4	4	6,4

Tabelle 3.1 Beiträge einzelner Meßfehler zum Gesamtfehler

4. Versuchsergebnisse

In diesem Kapitel werden die Versuchsergebnisse dargestellt, diskutiert und mit den Ergebnissen anderer Experimentatoren und theoretischen Voraussagen verglichen.

Der Parameterbereich der Experimente war:

Kühlmittel - Wasser

Heizeroberfläche - Molybdän/Aluminiumoxid

Geometrie - Senkrechter Zylinder mit und ohne
unten angesetzte Halbkugel

Kühlmittelunterkühlung - von 1 K bis 70 K

Testkörperanfangstemperatur - 1280 K bis 2040 K

Rauhigkeit der Heizeroberfläche - 5 μm und 50 μm

Eine Liste aller Versuchsbedingungen findet man in Anhang A.
Es wurden 47 Versuche ohne Schicht und 31 Versuche mit einer Oxidschicht auf dem Testzylinder durchgeführt.

4.1 Darstellung und Diskussion der Ergebnisse

In den Versuchen wurden die Parameter Fluidunterkühlung, Oberflächeneigenschaften und Geometrie des Versuchskörpers variiert. In Abb. 4.1 ist als ein typisches Resultat der Verlauf der Temperaturen unten und seitlich am Versuchskörper und der Wärmeübertragungskoeffizient für einen unbeschichteten Versuchskörper dargestellt. Die Temperaturkurven sind ungeglättete Rohdaten.

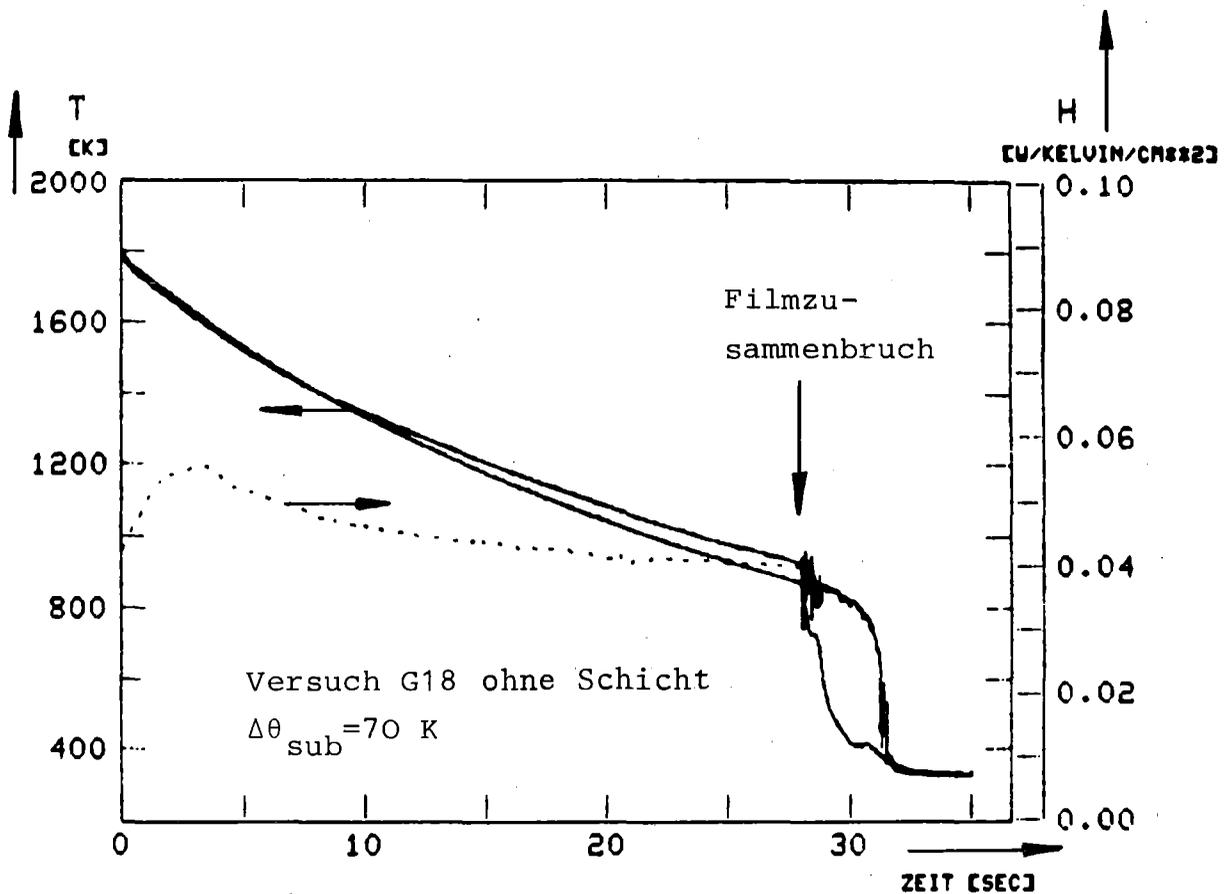


Abb. 4.1: Typischer Verlauf der Oberflächentemperaturen und des Wärmeübertragungskoeffizienten (ohne Schicht)

Zur Zeit 0 sec kommt der Versuchskörper in Kontakt mit dem Wasser, und man kann in den Temperaturen und im Wärmeübertragungskoeffizienten eine Anfangstransiente von einigen Sekunden Dauer erkennen. Danach wird im Versuch visuell eine stabile Phase

Filmsieden beobachtet, deren Dauer je nach Unterkühlung von ~ 20 bis 180 Sekunden beträgt. Der Wärmeübertragungskoeffizient ist in dieser Zeit nahezu konstant und die Temperaturkurve ist angenähert eine Exponentialkurve, wie sich aus dem "lumped parameters"-Modell ergibt.

Der Zusammenbruch des Dampffilms verursacht eine drastische Änderung der Abkühlgeschwindigkeit, da in der nun folgenden Übergangs- und Blasensiedephase durch direkten Kontakt Fluid-Wand und dabei entstehende Blasen wesentlich mehr Wärme vom Heizer wegtransportiert wird, als durch den isolierenden Dampffilm hindurch. In Abb. 4.1 sinkt die Temperatur unten am Testzylinder (TU) sofort nach dem Filmzusammenbruch auch stark ab, während die seitliche Temperatur (TS) nach einigen Störungen durch den Filmzusammenbruch noch einige Sekunden lang Filmsieden anzeigt. Dies wird durch die Hochgeschwindigkeitsfilme bestätigt.

Es wurden drei Experimentserien durchgeführt:

1. Metalloberfläche 5 μm Rauigkeit
2. Metalloberfläche 50 μm Rauigkeit
3. Al_2O_3 -Oberfläche 50 μm Rauigkeit

In den folgenden Abschnitten berichte ich über die Effekte der geometrischen Testkörpergestaltung, der Fluidunterkühlung, der Heizeroberflächenrauigkeit und der thermophysikalischen Heizer-eigenschaften auf die minimale Filmsiedetemperatur. Darauf folgt die Darstellung der unterschiedlichen Phänomene beim Filmzusammenbruch, die von der Unterkühlung und den Heizerstoffeigenschaften beeinflusst werden. Schließlich teile ich die gemessenen Wärmeübergangszahlen mit und fasse die wesentlichen experimentellen Beobachtungen zusammen.

4.1.1 Geometrieeffekt

Wie schon in Kap. 3 gesagt, kamen in den Vorversuchen Zylinder mit und ohne unten angesetzte Halbkugel zum Einsatz. Dabei wurde nur die Zentraltemperatur der Zylinder gemessen.

In Abb. 4.2 ist die aus der Temperaturtransiente bestimmte minimale Filmsiedetemperatur T_{min} als Funktion der Wassertemperatur dargestellt. T_{min} ist merklich höher (etwa 150 K), wenn der Dampffilm durch Ecken gestört ist. Dieses Ergebnis führte dazu, in den folgenden Experimenten nur noch die ungestörte Geometrie zu benutzen.

Es ist anzumerken, daß in den bisher in der Literatur veröffentlichten Experimenten dem Geometrieeffekt nur wenig Aufmerksamkeit geschenkt wurde. Mit dem Effekt kann aber die große Streuung der Meßdaten verschiedener Autoren zwanglos erklärt werden. Es sollte deshalb in zukünftigen Experimenten die Gestaltung des Testkörpers unter dem Gesichtspunkt geringstmöglicher Störung des Dampffilms erfolgen. Die hier benutzte Geometrie ist als Referenzgeometrie geeignet.

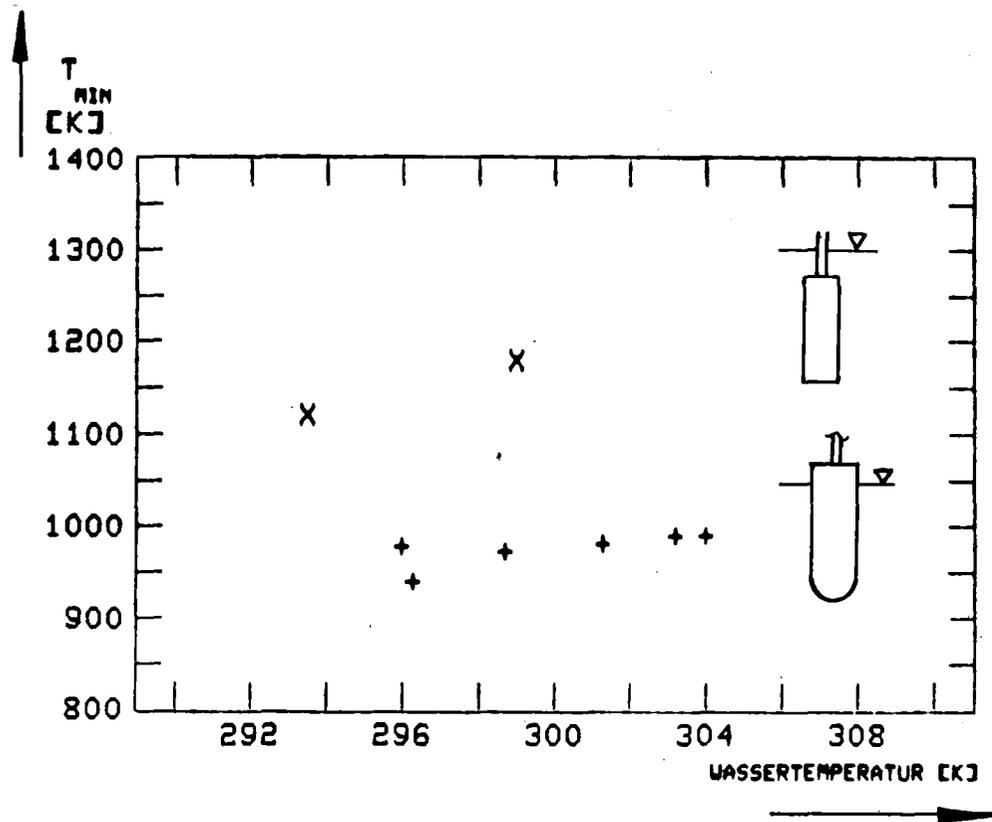


Abb. 4.2: Effekt gestörter und ungestörter Dampffilmgeometrie auf T_{\min}

4.1.2 Effekt der Unterkühlung

Die Unterkühlung ist der Parameter, der in nahezu allen anderen Experimenten variiert wurde, so auch in diesem Experiment von 1 K bis 70 K. In Übereinstimmung mit Ergebnissen anderer Autoren wächst T_{\min} linear mit der Fluidunterkühlung an. Dies wurde in allen durchgeführten Versuchsserien gefunden. In Abb. 4.3 ist die Abhängigkeit der minimalen Filmsiedetemperatur von der Was-

sertemperatur dargestellt.

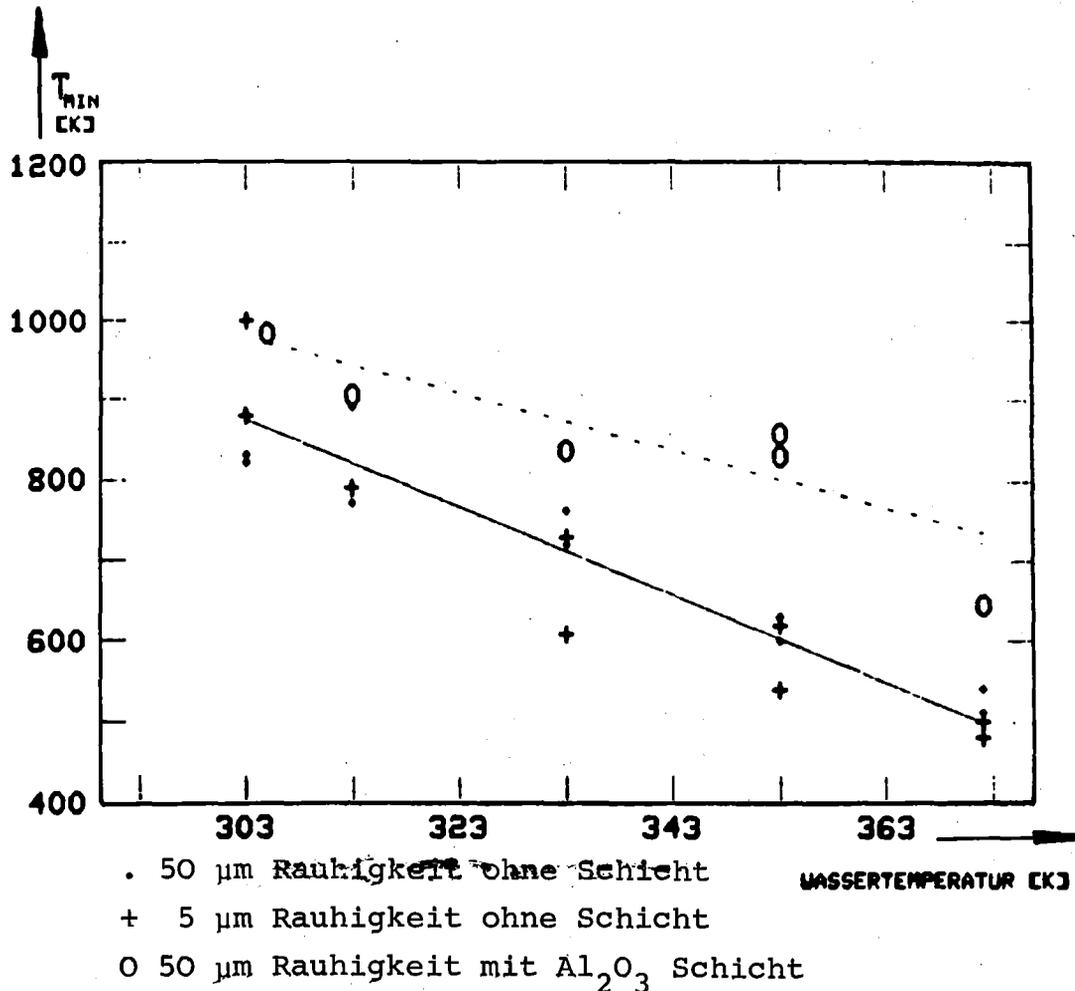


Abb. 4.3: Effekt der Unterkühlung auf T_{\min}

4.1.3 Einfluß der thermophysikalischen Eigenschaften auf T_{\min}

Der Effekt der thermophysikalischen Eigenschaften der Heizeroberfläche wurde mit den beschichteten Testkörpern untersucht. Die Ergebnisse der Versuchsserie mit beschichteten Versuchskörpern werden in Abb. 4.3 mit den Ergebnissen der Serien ohne Schicht verglichen. Die minimale Filmsiedetemperatur bei den Versuchen mit Schicht liegt merklich höher als bei denen ohne Schicht. Anzumerken ist, daß in Bild 4.3 die gemessenen (metallischer Testkörper) und berechneten (beschichteter Testkörper) Wandtemperaturen unmittelbar vor Filmzusammenbruch dargestellt sind. Ebenfalls eingezeichnet sind die linearen Regressionsgeraden durch die Meßpunkte. Im Anhang B wird gezeigt, daß 1.) lineare Regression genügt und 2.) der Unterschied der Regressionsgeraden für

die Versuche mit Schicht und ohne Schicht statistisch gesichert ist, obwohl im Fall der Versuche mit Schicht nur sechs Meßpunkte vorliegen. Die Gleichungen der Regressionsgeraden lauten:

a) Versuche ohne Schicht

$$T_{\min} = 2521 - 5,43 \theta_1 \quad (4-1)$$

T_{\min} und θ_1 in K

für

$$303 \text{ K} \leq \theta_1 \leq 372 \text{ K} \quad (4-2)$$

b) Versuche mit Schicht

$$T_{\min} = 2140 - 3,83 \theta_1 \quad (4-3)$$

T_{\min} und θ_1 in K

für

$$305 \text{ K} \leq \theta_1 \leq 372 \text{ K} \quad (4-4)$$

Bei der minimalen Unterkühlung beträgt der Unterschied in T_{\min} etwa 200 K, bei der maximalen Unterkühlung von 70 K etwa 100 K. Eine Erklärung für die Abnahme des Unterschieds mit zunehmender Unterkühlung wird später gegeben.

Die hier vorgelegten T_{\min} -Daten sind im Fall metallischer Testzylinder die ersten Meßergebnisse, bei denen die minimale Filmsiedetemperatur direkt in der Wand gemessen wurde. Im Fall der beschichteten Testzylinder ist es das erste Experiment, in dem der Einfluß der Unterkühlung bei Filmsieden auf keramischen Heizerflächen untersucht wurde und die minimale Filmsiedetemperatur in der Nähe der Oberfläche gemessen wurde.

4.1.4 Effekt der Rauigkeit des Testkörpers

Es wurde mit zwei verschiedenen rauhen Testkörpern ohne Beschichtung je eine Versuchsserie durchgeführt. Als Ergebnis ist festzuhalten, daß die minimale Filmsiedetemperatur in beiden Fällen gleich ist (Abb. 4.4), was mit den Experimenten von BERENSON (1962) übereinstimmt. In Anhang B werden die beiden Datensätze

der Versuche mit und ohne Rauigkeit statistisch untersucht. Es zeigt sich, daß die Abweichungen statistisch nicht signifikant sind.

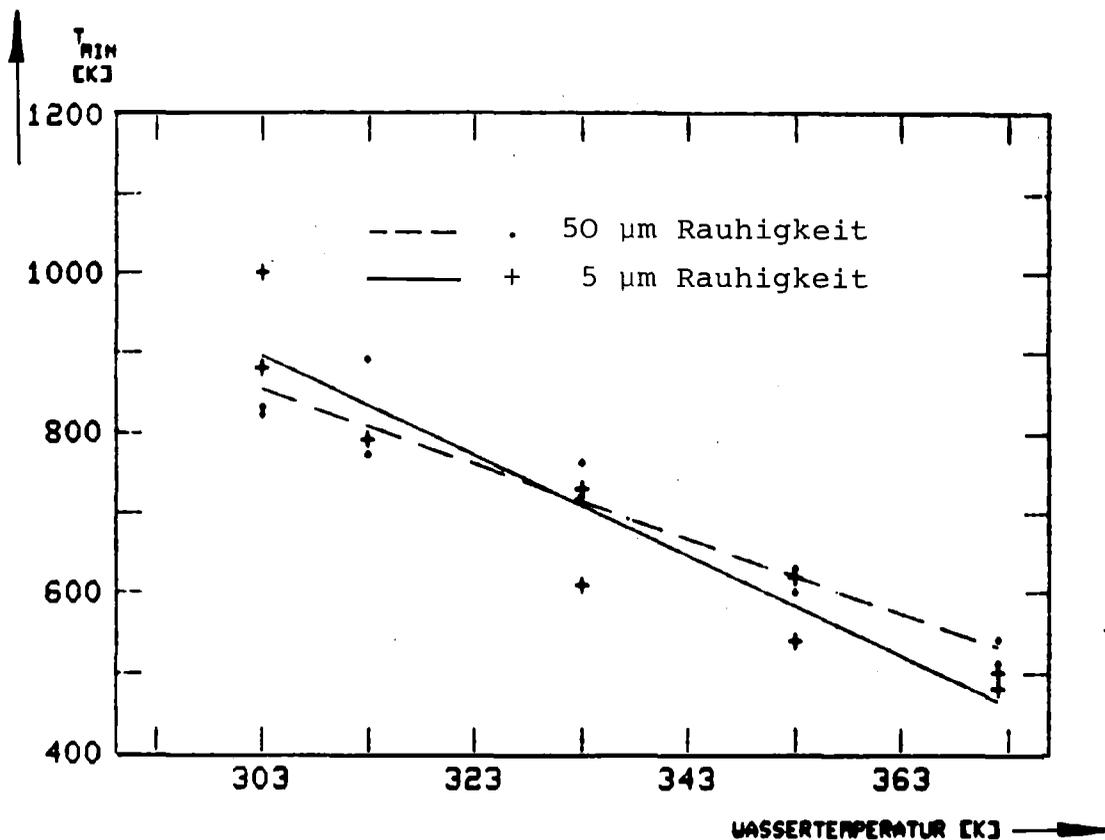


Abb. 4.4: Effekt unterschiedlicher Rauigkeit des Testkörpers auf T_{\min}

4.1.5 Phänomene in der Filmsiedephase und beim Filmzusammenbruch

In diesem Abschnitt folgen Beobachtungen und Meßergebnisse aus typischen Experimenten mit den vier Parameterkombinationen

- metallischer Heizer - kleine Unterkühlung
- oxidischer Heizer - kleine Unterkühlung
- metallischer Heizer - große Unterkühlung
- oxidischer Heizer - große Unterkühlung

Die Experimente wurden alle mit der ungestörten Testgeometrie (Zylinder mit unten eingesetzter Halbkugel) durchgeführt.

4.1.5.1 Metallischer Heizer - kleine Fluidunterkühlung

Bei der kleinsten in den Experimenten eingestellten Unterkühlung ($\Delta\theta_{\text{Sub}} = 1 \text{ K}$) führt die Grenzfläche Dampf-Flüssigkeit unmittelbar nach dem Eintauchen wellenförmige Bewegungen großer Amplitude aus. Die Wellen wandern von unten nach oben. Die Ursache dieser Wellen ist die Kelvin-Helmholtz-Instabilität [LAMB (1932), S. 462_7], die dadurch verursacht wird, daß entlang einer gemeinsamen Grenzfläche zwei Fluide mit unterschiedlicher Geschwindigkeit strömen. Ein Beispiel für diese Art Instabilität ist das "Kräuseln" einer Wasseroberfläche, wenn der Wind darüber bläst.

Es scheint, daß in der Zeit des kleinsten Abstandes Flüssigkeit-Heizerwand sich die Flüssigkeit mit der Wand in direktem Kontakt befindet. Sofort nach diesem Zeitpunkt wird die Grenzfläche Flüssigkeit-Dampf blasenförmig von der Wand weg beschleunigt.

In der Abb. 4.5 habe ich aus einem Hochgeschwindigkeitsfilm ($\sim 1000 \text{ B/sec}$) eine Bildfolge mit 5 msec Bildabstand zusammengestellt, in der man die nach oben wandernden Wellen sehen kann und das Blasenwachstum nach dem Minimum des Abstandes Flüssigkeit-Wand. Beginnend mit Teilbild 0 kollabiert der dicke Dampffilm um die untere Halbkugel und erreicht das Minimum (Bild 5), darauf beginnt blasenförmig der Dampffilm zu wachsen (bis 35). Eine nach oben wandernde Welle ist in den Bildern 30, 35 und 40 mit einem Pfeil markiert. Die Wandergeschwindigkeit beträgt $\sim 1 \text{ m/sec}$.

Das Kontaktsignal K (K = 0 bedeutet kein Kontakt, K = 1 Kontakt) bestätigt, daß sich im Wellenberg die Flüssigkeit mit der Wand in Kontakt befindet.

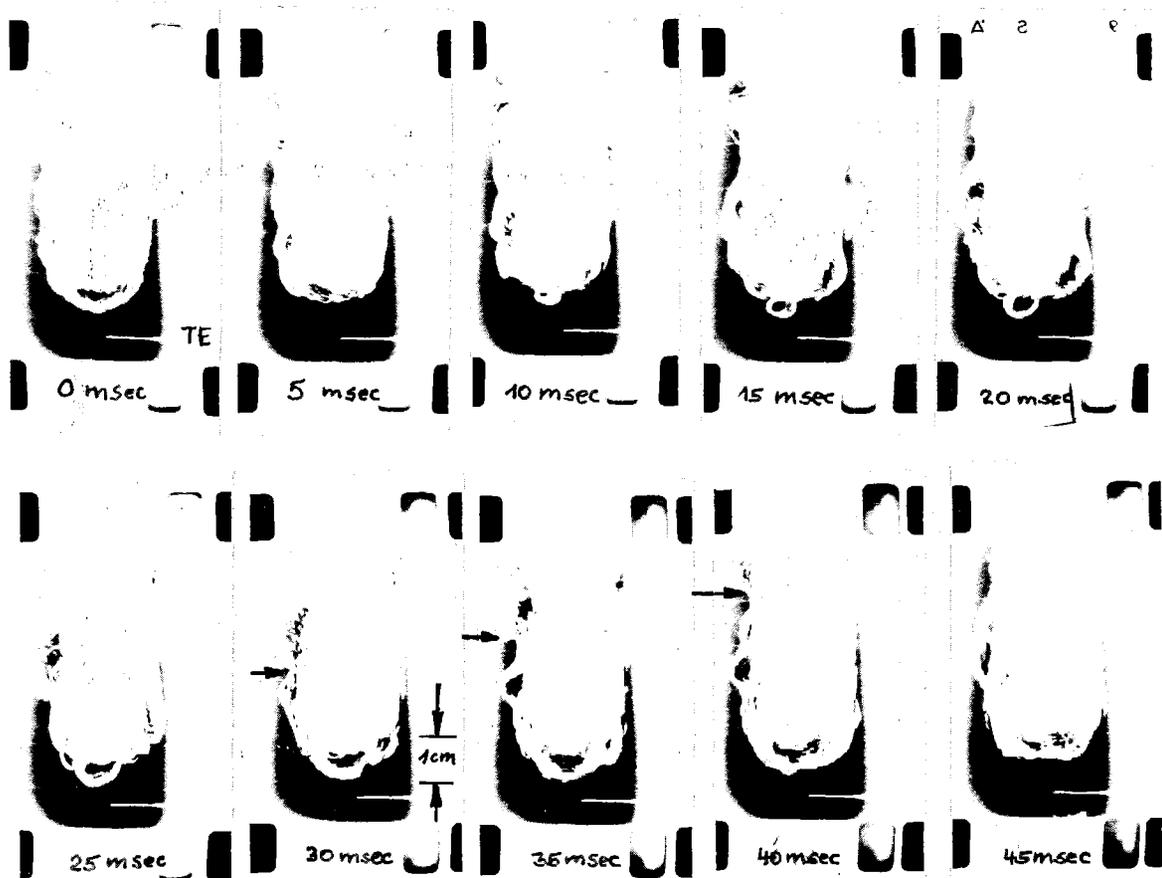


Abb. 4.5: Hochgeschwindigkeitsfilmsequenz Filmsieden bei 1 K Unterkühlung, Anfangsphase (TE=Thermoelement)

In Abb. 4.6 ist der Temperaturverlauf des seitlichen (obere Kurve) und des unteren (untere Kurve) Thermoelements und das Kontaktsignal als Funktion der Zeit dargestellt. Man erkennt in der Anfangsphase A häufige Kontakte.

Wenn die Wandtemperatur sinkt, nimmt die Heftigkeit der Wellenbewegungen ab. Wellenberge und Täler formieren sich dann mit größerer Regelmäßigkeit mit einer Wellenlänge von ~ 1 cm. (Abb. 4.6 Phase B). Mit dem Kontaktindikator können in dieser Phase keine Kontakte mehr nachgewiesen werden.

Mit fortschreitender Zeit treten wieder vermehrt Kontakte auf (Abb. 4.6 Phase C), die sich aber im Temperatursignal nicht niederschlagen. Im äußeren Bild des Dampffilms ist keine Änderung gegenüber der Phase B erkennbar (Abb. 4.8).

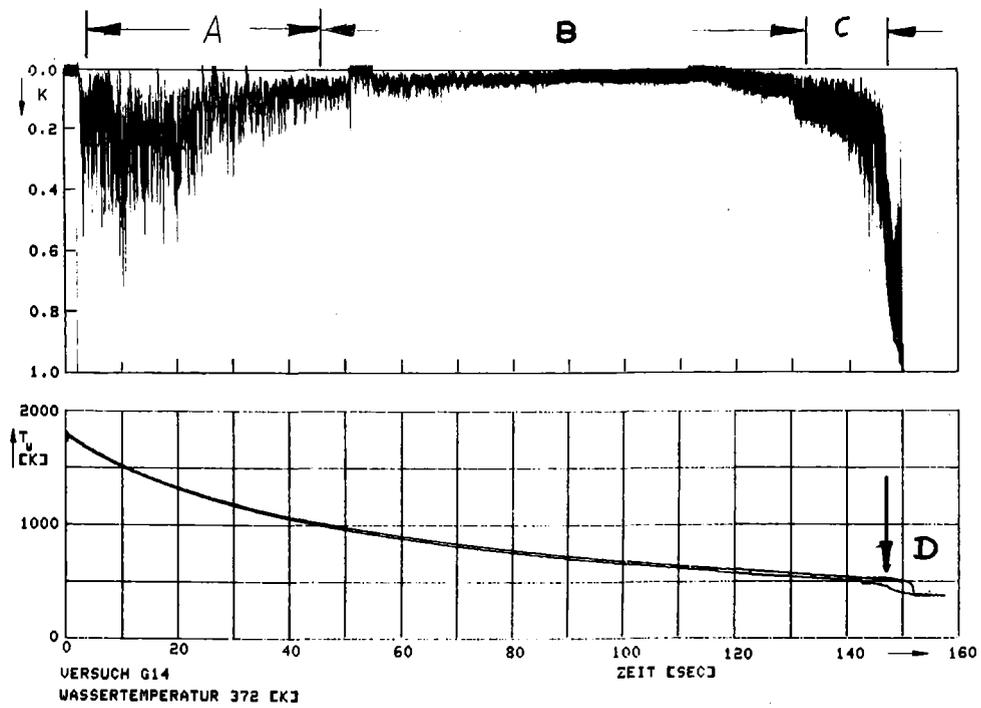


Abb. 4.6 : Typischer Verlauf der Temperatur und des Kontaktsignals bei kleiner Unterkühlung ($\Delta \theta_{\text{Sub}} = 1 \text{ K}$) metallischer Testzylinder

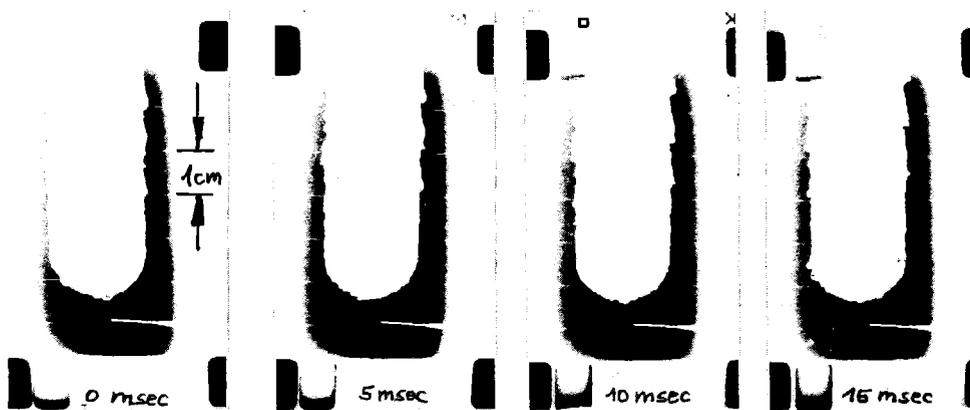


Abb. 4.7: Filmsieden unmittelbar vor dem Übergang zum Blasen-sieden, kleine Unterkühlung ($\Delta \theta_{\text{Sub}} = 1 \text{ K}$)

Zum Zeitpunkt D (Abb. 4.6) beginnt plötzlich auf der unteren Halbkugel Blasensieden. Gleichzeitig sinkt die Temperatur an der unteren Kugel, während der Temperaturverlauf an der Seite noch Filmsieden anzeigt, bis auch dort Blasensieden beginnt. Das Blasensieden ist in den Hochgeschwindigkeitsfilmen deutlich von der davorliegenden Filmsiedephase zu unterscheiden, da Blasen an bestimmten Keimstellen wachsen und sich ablösen, während im Filmsieden der untere Bereich um die Halbkugel ein glattes Aussehen hat (Abb. 4.7).

Mit fortschreitender Zeit bildet sich eine ringförmige Blasensiedezone. Diese Zone wandert nun langsam von unten nach oben (Geschwindigkeit ~ 4 cm/sec). Ich nenne diese Zone Benetzungsfront, da man annehmen kann, daß in der Blasensiedezone die Wand von der Flüssigkeit benetzt ist. Oberhalb der Benetzungsfront scheint noch der Dampffilm zu existieren, während sich nach unten an die Blasensiedezone ein Bereich anschließt, in dem die Wärme bei von Null verschiedener Unterkühlung durch Leitung und Naturkonvektion abtransportiert wird.

Bei allen Versuchen mit kleiner Unterkühlung auf metallischem Heizer sind keine Druckpulse meßbar.

Die beschriebenen Phänomene laufen auf Testzylindern mit $5 \mu\text{m}$ Rauigkeit in gleicher Weise ab wie auf Testzylindern mit $50 \mu\text{m}$.

Anzumerken ist, daß es auch Experimente bei 1 K Unterkühlung gibt, in denen sich die Kontakte in der Phase B und C auch im Temperaturverlauf niederschlagen (Abb. 4.8)

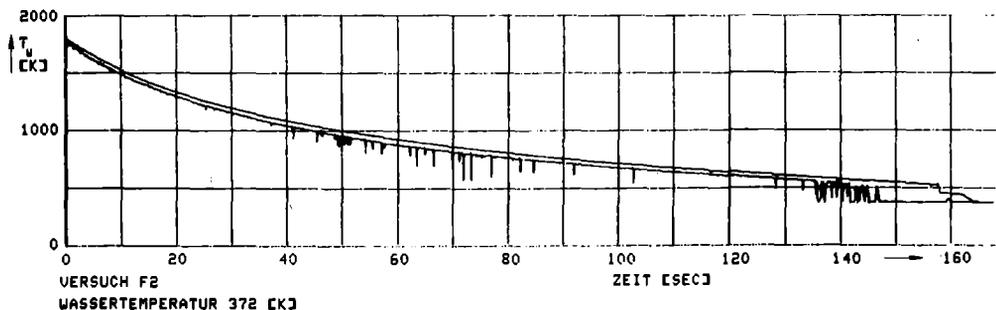


Abb. 4.8: Filmsieden, 1 K Unterkühlung, ohne Schicht
(Temperatur Funktion der Zeit)

4.1.5.2 Oxidischer Heizer - kleine Unterkühlung

In der Eintauchphase A werden häufige Kontakte beobachtet, deren Ursache wie in den Experimenten mit metallischem Heizer von unten nach oben laufende Wellen sind (Abb. 4.9).

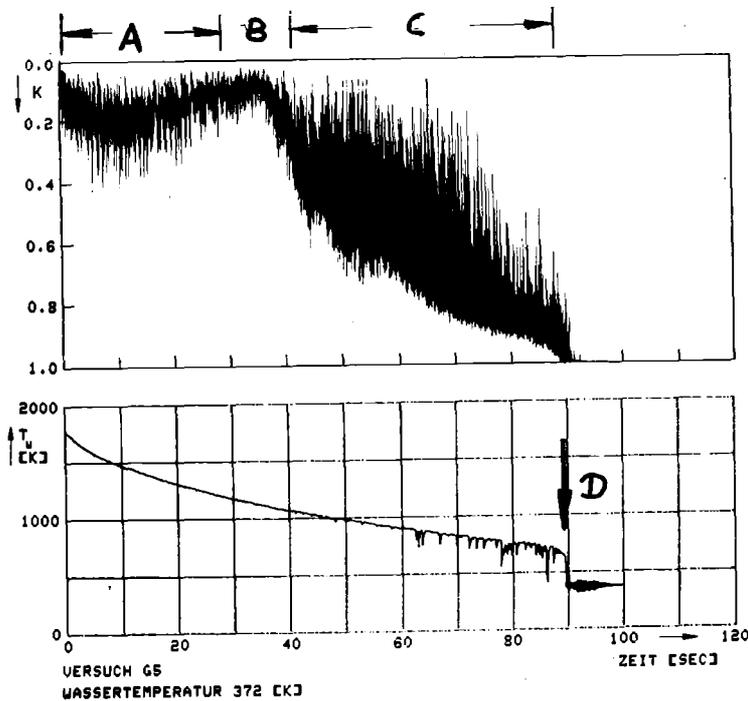


Abb. 4.9: Verlauf der Temperatur und des Kontaktsignals bei kleiner Unterkühlung ($\Delta \theta_{\text{Sub}} = 1 \text{ K}$) Testzylinder mit Schicht

Die Schwingungen der Grenzfläche zwischen Dampf und Flüssigkeit werden mit fortschreitender Zeit gedämpft. Aus dem Verlauf des Kontaktsignals kann für die Zeitdauer B darauf geschlossen werden, daß die Flüssigkeit mit der Wand nicht mehr in Kontakt kommt. In der Phase C nimmt die Häufigkeit der Kontakte wieder zu, jedoch beginnt diese Phase längere Zeit vor dem Übergang zum Blasensieden ($\sim 50 \text{ sec}$) als im Fall der Experimente mit metallischem Heizer. Wieder ist im äußeren Bild des Dampffilms keine Veränderung zu erkennen. Im Temperaturverlauf sind gegen Ende der Filmsiedephase für Kontakte typische

Temperaturtransienten zu sehen, die in Abb. 4.10 vergrößert dargestellt sind.

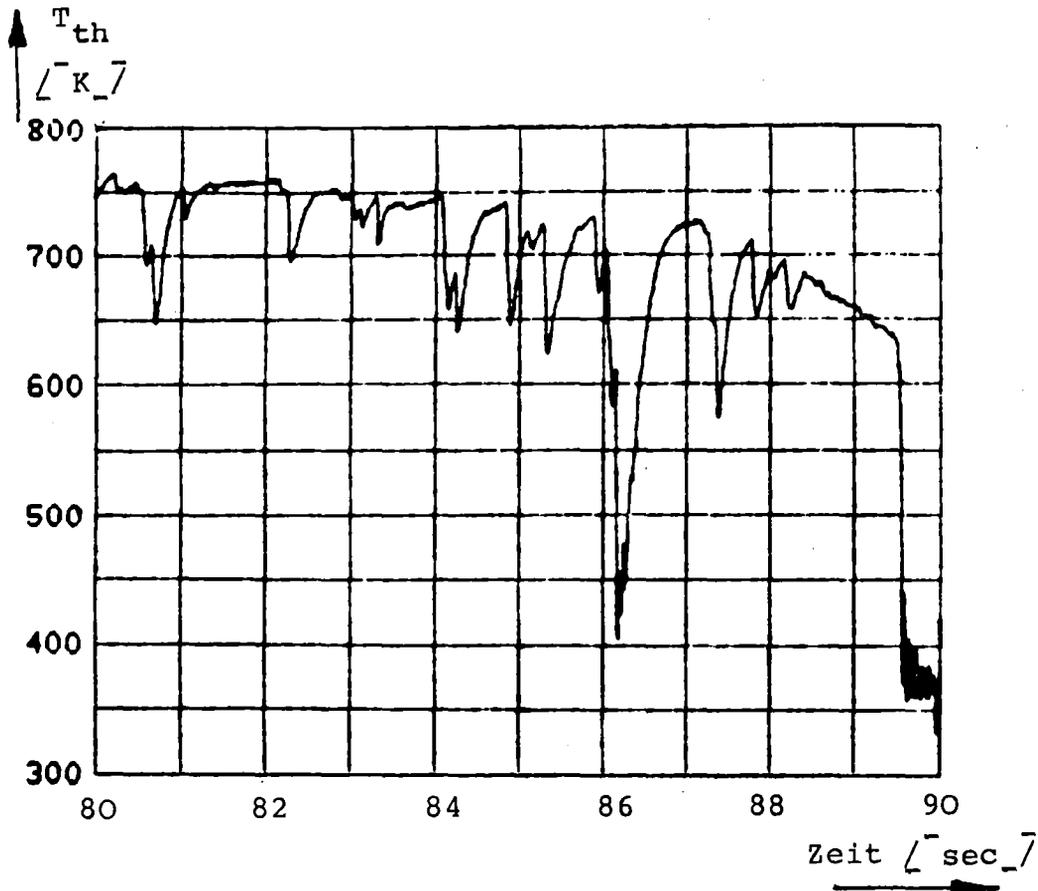
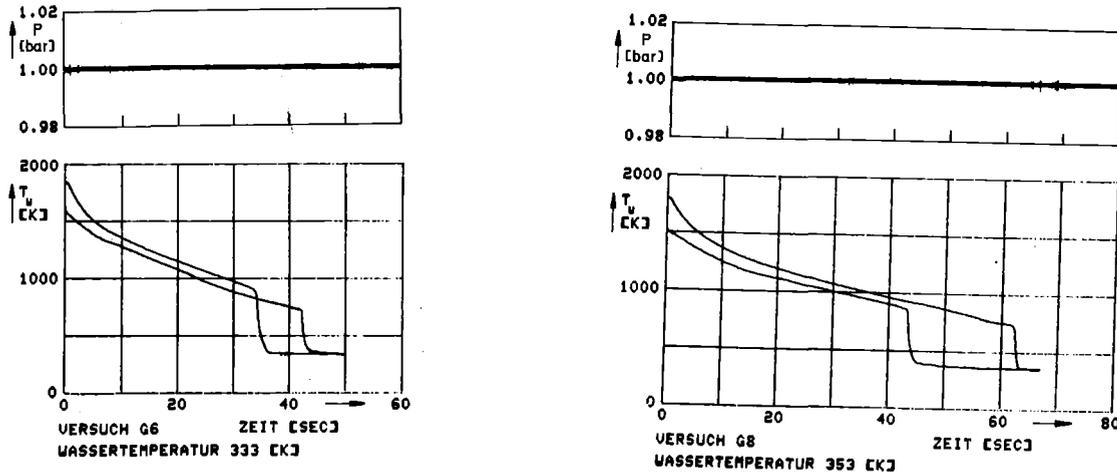


Abb. 4.10: Filmsieden 1 K Unterkühlung, mit Schicht
Ausschnitt aus Abb. 4.9

Zum Zeitpunkt D beginnt wieder plötzlich Blasensieden, das daran zu erkennen ist, daß Blasen an den Keimstellen wachsen und sich ablösen. Der Ort des Übergangs auf dem Testzylinder ist aber nicht wie in den Versuchen ohne Schicht immer die untere Halbkugel. Vielmehr findet der Übergang zum Blasensieden auf dem gleichen Testzylinder manchmal seitlich und manchmal unten statt. Dies ist auch aus den Thermoelementsignalen ersichtlich (Abb. 4.11). Die obere Temperaturkurve gehört zum seitlichen Thermoelement, die untere zum Thermoelement in der unteren Halbkugel.



a) Übergang seitlich

b) Übergang unten

Abb. 4.11: Temperatur und Druck Funktion der Zeit, Versuche mit Schicht

Nach kurzer Zeit bilden sich eine oder mehrere ringförmige Blasensiedezonen. Die Geschwindigkeit der Benetzungsfront ist aber mit ~ 0.8 cm/sec kleiner als bei Versuchen auf metallischem Heizer. Während des Ablaufs des Experiments sind keine Druckpulse meßbar, die aus dem Rauschen herausragen (Abb. 4.11).

4.1.5.3 Metallischer Heizer - große Unterkühlung

Nach dem Eintauchen des Testzylinders in das Wasser wandern wie bei kleiner Unterkühlung Wellen mit etwa 1 m/sec von unten nach oben. Die Amplitude der Wellen zu dieser Zeit ist aber mit ~ 0.5 cm kleiner als in den Versuchen mit kleiner Unterkühlung. Abb. 4.12a ist eine Szene aus einem Hochgeschwindigkeitsfilm, die das glattere Aussehen des Filmsiedens in der Anfangsphase zeigt (vgl. Abb. 4.6 Filmsieden bei kleiner Unterkühlung).

Die Anfangsphase A dauert bei großer Unterkühlung nur kurz. Der Kontaktindikator scheint in dieser Phase Kontakte anzuzeigen (Abb. 4.13). Darauf folgt die kontaktfreie Phase B. Der Dampffilm um die untere Halbkugel des Testkörpers bekommt

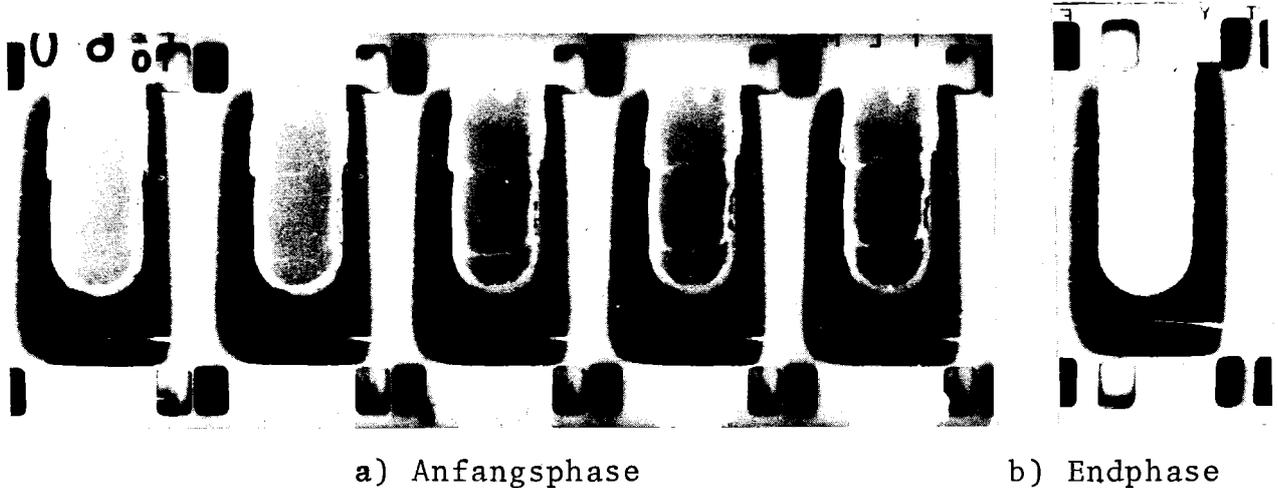
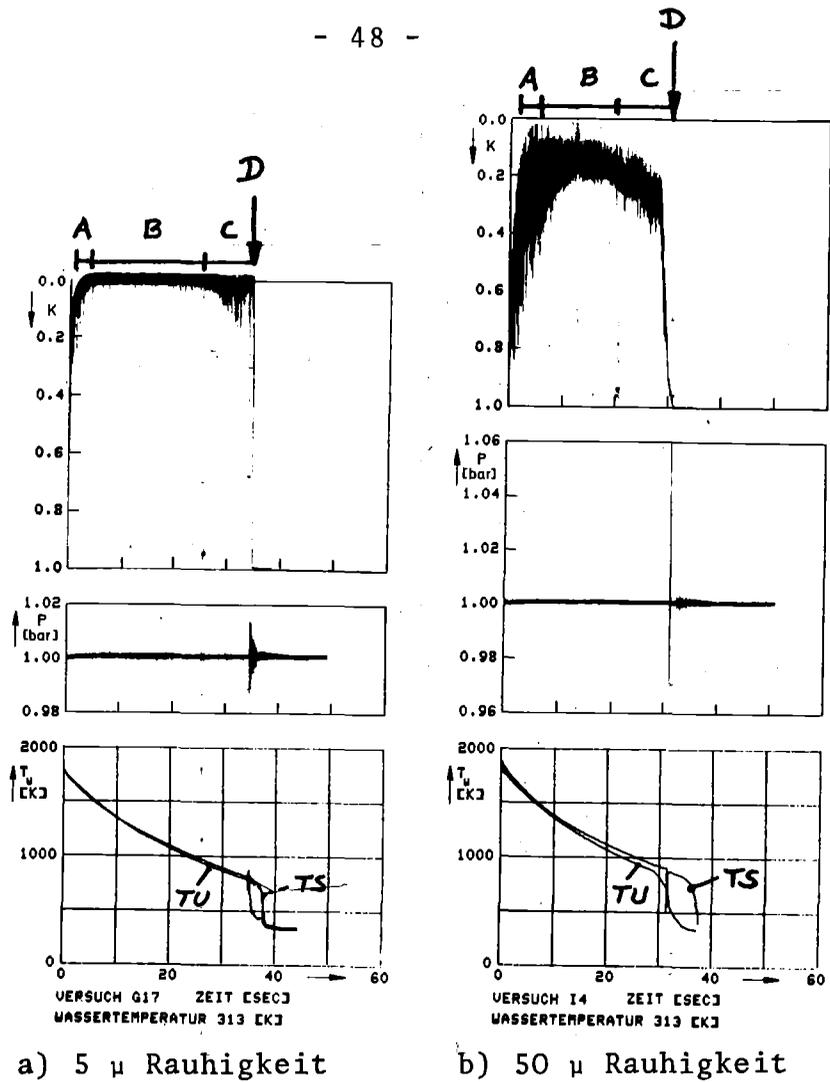


Abb. 4.12: Filmsieden bei großer Unterkühlung
(a) Bildabstand 1 msec

gegen Ende der Phase B ein glasartiges Aussehen, während weiter oben noch Wellen kleiner Amplitude (~ 0.1 cm) und Wellenlänge ($0.1 \div 0.5$ cm) zu sehen sind (Abb. 4.12b). Es schließt sich die Phase zunehmender Kontakte an (Phase C), die aber bei weitem nicht so ausgeprägt ist, wie bei Versuchen mit kleiner Unterkühlung.

Zum Zeitpunkt D ist im Hochgeschwindigkeitsfilm erkennbar, daß entlang der Grenze zwischen Dampf und Flüssigkeit meist von oben eine Welle mit etwa 2 - 3 m/sec läuft, hinter der sehr heftiges Übergangssieden stattfindet. Ich nenne diese Welle Kollapswelle, weil der Dampffilm in ~ 40 msec kollabiert. Das Übergangssieden ist von meßbaren Druckpulsen von ~ 0.01 bar begleitet. Eine bildweise Auswertung der Hochgeschwindigkeitsfilme zeigt, daß kleine Blasen in weniger als einer Millisekunde wachsen und ebenso schnell wieder kollabieren. Die Übergangssiedephase dauert ein bis zwei Sekunden. Dehnt man den Druckschrieb in der Zeit, sieht man, daß die Druckpulse aus verschiedenen aufeinanderfolgenden Druckereignissen bestehen (Abb. 4.14).

Jedem dieser Ereignisse ist bei Synchronisierung mit dem Hochgeschwindigkeitsfilm eine separate Kollapswelle mit anschließendem schnellem Blasenwachstum und Kollaps zuzuordnen. Die weitere Zeitdehnung eines solchen Ereignisses läßt den für Blasenwachstum und Kollaps typischen asymmetrischen Druckver-



a) 5 μ Rauigkeit b) 50 μ Rauigkeit

Abb. 4.13: Temperatur-, Druck- und Kontaktsignalverlauf als Funktion der Zeit bei großer Unterkühlung.

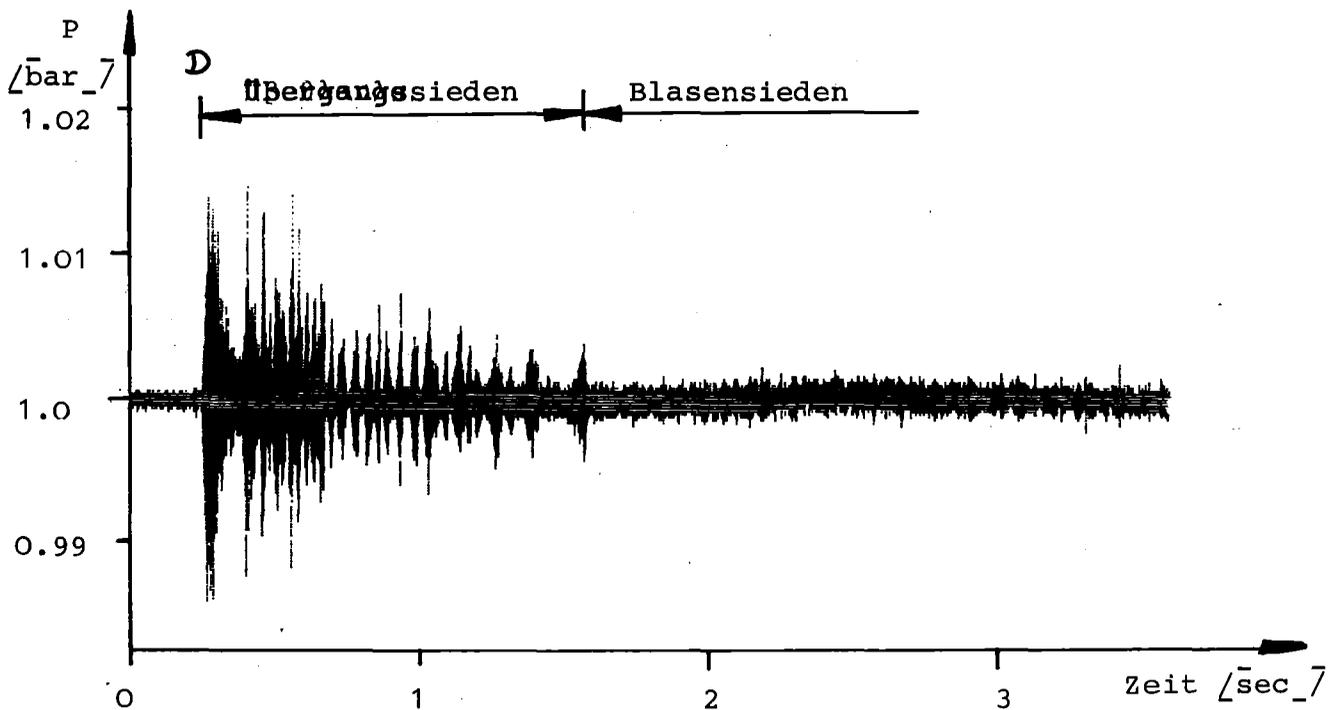


Abb. 4.14: Drucksignal zeitgedehnt (Ausschnitt aus Abb. 4.13a)

lauf erkennen. Etwa 1 bis 2 sec nach Filmzusammenbruch beginnt an der unteren Halbkugel Blasensieden, das dadurch gekennzeichnet ist, daß an den Keimstellen mit großer Regelmäßigkeit Blasen wachsen und teilweise sich ablösen oder wieder kollabieren. Mit fortschreitender Zeit bildet sich eine ringförmige Benetzungsfront aus, die mit 5 cm/sec nach oben wandert. Die Signale der Thermoelemente unten (TU) und seitlich (TS) bestätigen diese Beobachtungen (Abb. 4.13). Die beschriebenen Phänomene laufen in den Versuchen mit 50 µm Rauigkeit in gleicher Weise ab wie in den Versuchen mit 5 µm Rauigkeit.

4.1.5.4 Oxidischer Heizer - große Unterkühlung

In der Zeit nach dem Eintauchen des Testkörpers in das Wasser sind entlang der Grenze zwischen Dampf und Flüssigkeit von unten nach oben wandernde Wellen (Wandergeschwindigkeit ~ 1 m/sec) zu beobachten. Die Wellen scheinen in der Anfangsphase A (Abb. 4.15) Kontakte zu verursachen.

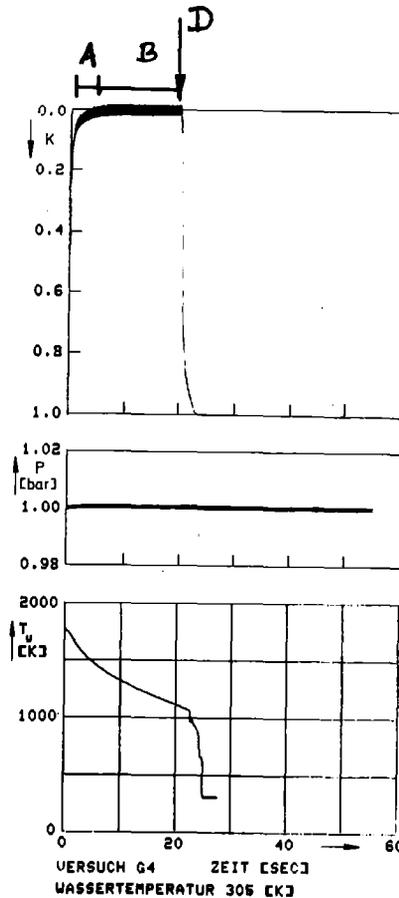


Abb. 4.15: Temperatur -, Druck- und Kontaktsignalverlauf bei großer Unterkühlung

Nach kurzer Zeit werden jedoch keine Kontakte mehr angezeigt, und auch das Temperatursignal verläuft ohne weitere Störung (Phase B). Am Ende dieser Phase B beginnt plötzlich das Blasensieden, das wiederum dadurch gekennzeichnet ist, daß an Keimstellen regelmäßig Blasen wachsen und sich entweder ablösen oder wieder kollabieren. Der Ort, an dem das Blasensieden beginnt, ist wie bei kleiner Unterkühlung von Experiment zu Experiment verschieden.

Im gesamten Verlauf des Experiments sind keine Druckpulse meßbar (Abb. 4.15). Nach dem Filmzusammenbruch wird keine Übergangssiedephase beobachtet. Vor dem Filmzusammenbruch fehlt die Phase C der zunehmenden Kontakte.

4.1.6 Wärmestromdichte und Wärmeübergangszahlen

Die Wärmestromdichte q_{\min} und der Wärmeübergangskoeffizient h_{\min} unmittelbar vor Filmzusammenbruch sind in Abb. 4.16 und 4.17 dargestellt.

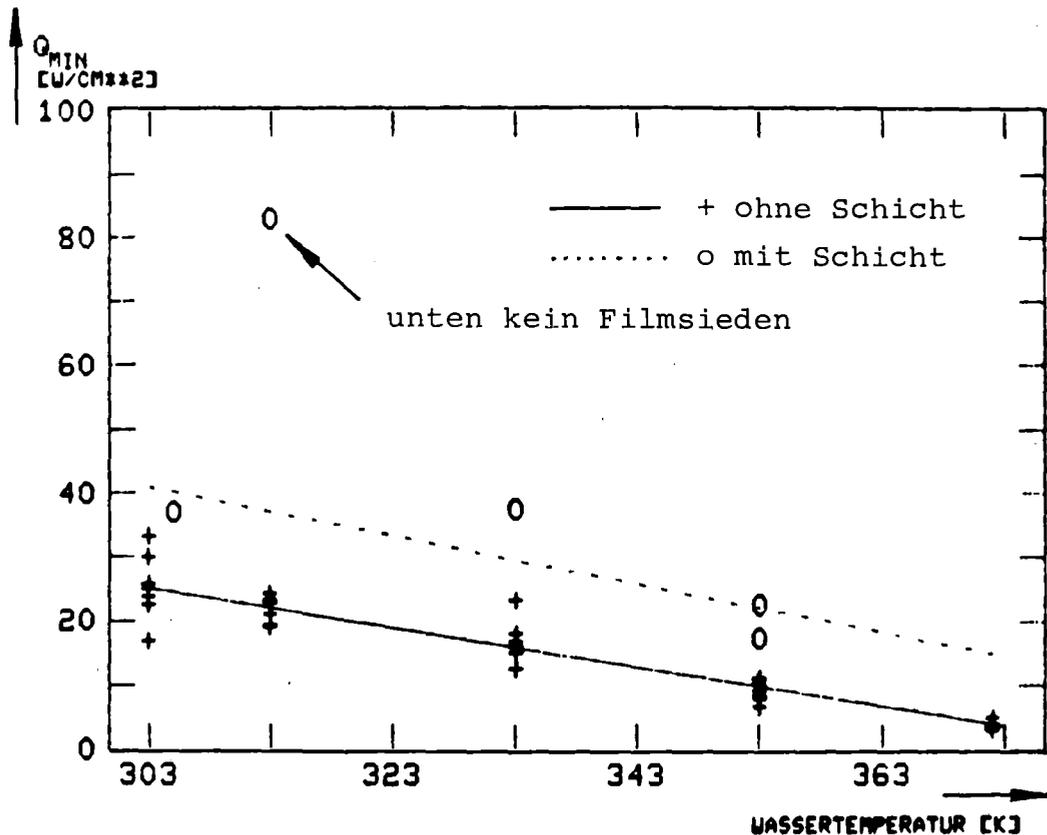


Abb. 4.16: Minimale Wärmestromdichte als Funktion der Wassertemperatur

Die minimale Wärmestromdichte nimmt linear mit der Unterkühlung zu. Die minimale Wärmestromdichte der Versuche mit Schicht liegt statistisch gesichert höher, als die der Versuche ohne Schicht. Die Gleichungen der Regressionsgeraden durch die Meßpunkte lauten

a) Versuche ohne Schicht

$$q_{\min} = 117.85 - 0.306 \theta_e \quad (4-5)$$

$$q_{\min} \text{ in } W/cm^2, \theta_e \text{ in } K$$

für

$$303 \text{ K} \leq \theta_e \leq 372 \text{ K} \quad (4-6)$$

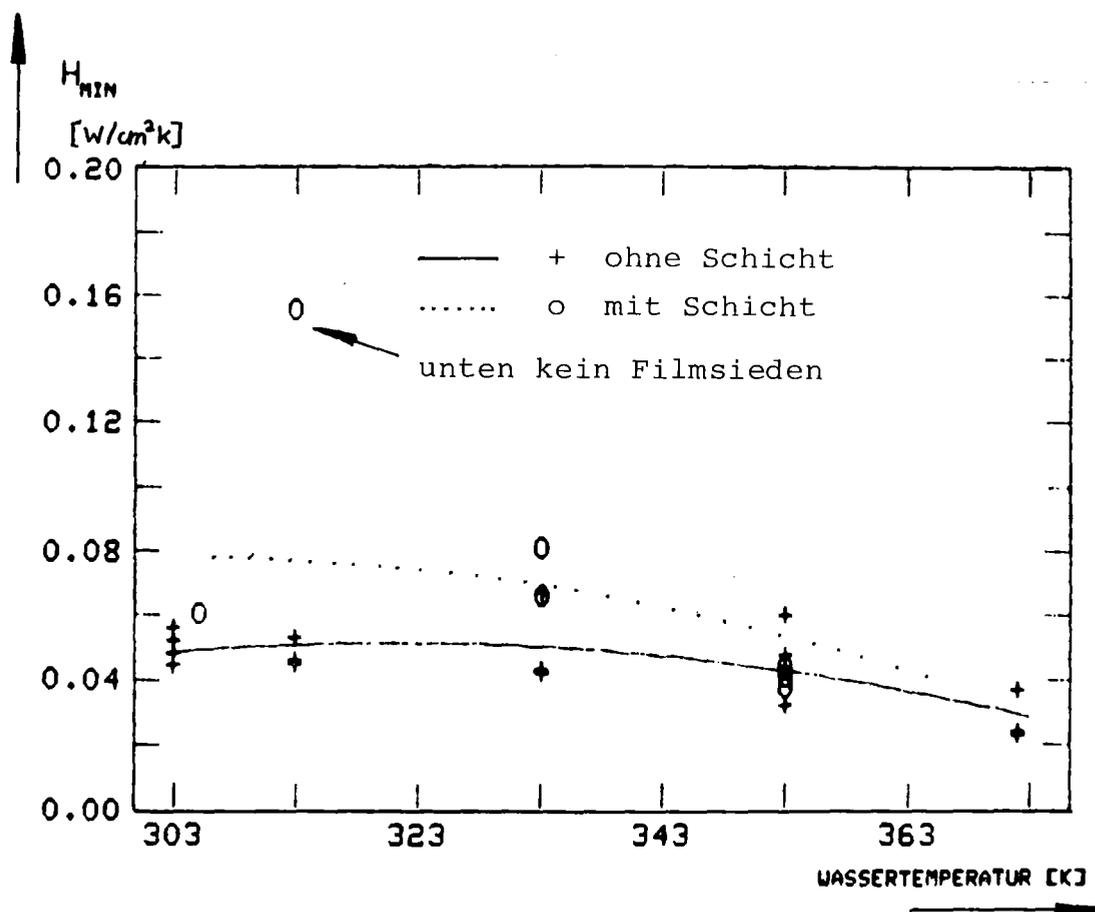


Abb. 4.17: Minimaler Wärmeübergangskoeffizient als Funktion der Wassertemperatur

b) Versuche mit Schicht

$$q_{\min} = 155.44 - 0.378 \vartheta_2 \quad (4-7)$$

$$q_{\min} \text{ in } \text{W/cm}^2, \vartheta_2 \text{ in } \text{K}$$

für

$$305 \text{ K} \leq \vartheta_2 \leq 372 \text{ K} \quad (4-8)$$

Die statistische Untersuchung in Anhang B ergibt, daß die lineare Regression (Gl. 4-5 und 4-7) ausreichend ist. Ein Meßpunkt ragt aus dem Trend der übrigen Punkte heraus. Der Punkt stammt aus einem Experiment, bei dem auf der unteren Halbkugel von Anfang an Blasensieden beobachtet wurde (Abb. 4.18), er wurde deshalb nicht in die Regression mit einbezogen.

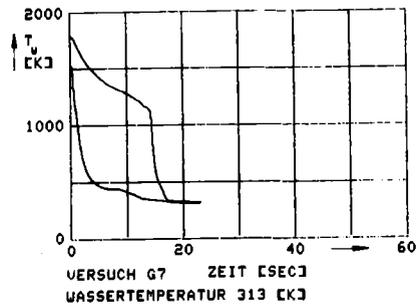


Abb. 4.18: Versuch mit Schicht, unten von Anfang an Blasensieden

Der minimale Wärmeübergangskoeffizient h_{\min} (Abb. 4.17) weist eine nur schwache Abhängigkeit von der Wassertemperatur auf. Der Wärmeübergangskoeffizient der Versuche mit Schicht scheint nur wenig oder nicht verschieden von dem der Versuche ohne Schicht zu sein.

4.1.7 Zusammenfassung der Ergebnisse und einige Schlußfolgerungen

Die oben gezeigten Ergebnisse sind in den Tabellen 4.1 und 4.2 zusammengefaßt. Dazu im Folgenden einige Anmerkungen:

	Heizer aus Metall		Heizer oxidisch	
	Fluidunterkühlung		Fluidunterkühlung	
	klein	groß	klein	groß
Dampffilmdicke	groß	klein	groß	klein
Wellenamplitude	groß	klein	groß	klein
Fluid-Wandkontakt unmittelbar vor Filmzusammenbruch ^x	ja	nein	ja	nein
T_{\min} [K]	500	900	700	1000
q_{\min} [W/cm^2]	4	25	15	40
h_{\min} [W/cm^2K]	$3 \cdot 10^{-2}$	$5 \cdot 10^{-2}$	$5 \cdot 10^{-2}$	$6 \cdot 10^{-2}$
Filmkollapswelle beobachtbar?	nein	ja	nein	nein
Kollaps beginnt?	-	oben	-	-
Druckpulse nach Filmzusammenbruch	nein	ja	nein	nein
Übergangssiede- phase	nein	ja	nein	nein
Ort, an dem Blasensieden beginnt (Benetzen)	unten	unten	unbest.	unbest.
Geschwindigkeit der Benetzungs- front	groß (4 cm/ sec)	groß (5 cm/ sec)	klein (~ 0.8 cm/sec)	klein (~ 1 cm/ sec)

Tabelle 4.1: Zusammenfassung der Ergebnisse
(x s. auch Tab. 4.2)

	Wandtemperatur			
	hoch		niedrig	
	Fluidunterkühlung		Fluidunterkühlung	
	klein	groß	klein	groß
Kontakte Fluid-Heizerwand	ja	ja	ja	nein
Wellenamplitude (Größenordnung)	sehr groß (1 cm)	groß (0,5 cm)	mittel (0,2 cm)	klein (< 0,1 cm)
Lauflänge des Dampfes bis Wellen sichtb. werden [cm]	0	0	0	0
Wandergeschw. der Wellen [m/sec]	1	1	0,5	0,5
Wellenlänge [cm]	2,5	2	1	0,1-0,5

Tabelle 4.2: Beobachtungen des Dampffilmverhaltens

Minimale Filmsiedetemperatur

Die minimale Filmsiedetemperatur T_{min} auf oxidischen Heizern ist um 100 bis 200 K höher als auf metallischem Heizer.

T_{min} nimmt linear mit der Unterkühlung zu. Der Unterschied von T_{min} - Werten auf oxidischen und metallischen Heizern kann bei kleinen Unterkühlungen zumindest der Tendenz nach mit dem Kontaktwärmefluß auf beiden Materialien erklärt werden. Wenn man annimmt, für ein gegebenes Kühlmittel seien Kontaktzeit und Kontaktwärmefluß gleich, muß das Verhältnis der Wandüberhitzungen für die beiden betrachteten Heizermaterialien sein:

$$\frac{\Delta T_W / \text{Oxid}}{\Delta T_W / \text{Metall}} = \frac{E_{W, \text{Metall}}}{E_{W, \text{Oxid}}} \cdot \frac{E_1 + E_{W, \text{Oxid}}}{E_1 + E_{W, \text{Metall}}} \quad (4-9)$$

Für Al_2O_3 und Molybdän die Stoffwerte eingesetzt:

$$\frac{\Delta T_{W, \text{Oxid}}}{\Delta T_{W, \text{Metall}}} = 1,2$$

Der experimentelle Wert des Verhältnisses der minimalen Wandüberhitzungen ist:

$$\frac{\Delta T_{\text{min}, \text{Oxid}}}{\Delta T_{\text{min}, \text{Metall}}} = 2,5$$

Die höheren T_{min} auf Al_2O_3 -Heizern sind dadurch zumindest der Tendenz nach zu erklären.

Bei kleiner Unterkühlung beobachte ich weniger Kontakte, und die Filmsiedephase läuft insgesamt ruhiger ab. Deshalb müßte der Unterschied in T_{min} zwischen metallischem und oxidischem Heizer mit zunehmender Unterkühlung kleiner werden, wenn die Erklärung für den Unterschied bei kleiner Unterkühlung zutrifft. Die Experimente scheinen die Erklärung zu bestätigen.

Eine Erklärung für die lineare Zunahme der minimalen Filmsiedetemperatur könnte meiner Meinung nach sein, daß für eine gegebene Kontakttemperatur die Wandtemperatur vor dem Kontakt linear mit der Unterkühlung zunehmen muß. Die Erklärung gleicht der Hypothese von Yao und Henry mit dem Unterschied, daß die Kontakttemperatur nicht die spontane Keimbildungstemperatur sein soll, sondern nur eine unbekannte konstante Temperatur. Nimmt man an, die unbekannte Temperatur sei für ein gegebenes Kühlmittel konstant, müßte in meinen Experimenten die Steigung der Geraden durch die Meßwerte auf oxidischem Heizer größer als die Steigung der Geraden durch die Meßwerte auf metallischem Heizer sein. Das Gegenteil ist aber der Fall (Abb. 4.3). Außerdem beobachte ich in meinen Experimenten mit zunehmender Unterkühlung abnehmende Kontakte, so daß die Erklärung nur für kleine Unterkühlung gültig ist.

Kontakte Fluid - Heizerwand

Bei kleiner Unterkühlung werden vor dem Filmzusammenbruch häufige Kontakte beobachtet (Abb. 4.8 und 4.9). Die Kontakte

werden sowohl durch die Thermoelemente angezeigt, als auch durch den Kontaktindikator. Bei großer Unterkühlung dagegen scheint der Dampffilm beim ersten Kontakt zusammenzubrechen (Abb. 4.13). Dies gilt für oxidische, metallisch glatte und metallisch raue Heizer.

Bei kleinen Unterkühlungen scheint der Dampffilm instabiler zu sein, und der Filmzusammenbruch scheint dann zu erfolgen, wenn der Kontaktwärmefluß kleiner ist als ein Grenzwert, über dem Filmsieden wieder hergestellt wird. Bei größeren Unterkühlungen ist der Dampffilm dünner und stabiler. In diesem Fall sinkt die Oberflächentemperatur unter den Wert, bei dem der Kontaktwärmefluß kleiner als der Grenzwert ist. Sobald der Dampffilm instabil wird, bricht er auch zusammen.

YAO und HENRY (1978) geben eine andere Erklärung für die Experimente bei großer Unterkühlung: "significant liquid-solid contacts do not occur when the wall temperature is above the homogeneous nucleation limit". Das Kontaktsignal in Abb. 4.13 und 4.15 scheint dagegen Kontakte bei Wandtemperaturen oberhalb der homogenen Keimbildungstemperatur anzuzeigen, die in der Anfangsphase des Versuchs durch Helmholtzinstabilität verursacht werden (Phase A). Diese Kontakte wirken sich aber nicht auf das Temperatursignal aus. Sie verschwinden nach einiger Zeit, weil die Heftigkeit der Helmholtzinstabilität abnimmt. Die Hochgeschwindigkeitsfilme zeigen, daß der Dampffilm zu dieser Zeit sehr dünn und glatt geworden ist. Nach dem ersten Kontakt bricht der Dampffilm dann zusammen.

Weil die Kontaktsignale aber in einigen Experimenten bei großer Unterkühlung dieses Verhalten nicht so deutlich zeigen und weil die Interpretation des Kontaktsignals selbst fraglich sein könnte, sollten Experimente bei großer Unterkühlung durchgeführt werden, in denen der Dampffilm schon bei höheren Wandtemperaturen durch eine Störung (z.B. Druckpulse) instabil gemacht wird.

- Minimaler Wärmestrom q_{\min}

Da der Filmzusammenbruch auf dem oxidischen Heizer bei höheren Werten von T_{\min} erfolgt als auf metallischem Heizer, muß auch q_{\min} auf dem oxidischen Heizer größer als auf dem metallischen Heizer sein, da der Wärmestrom mit abnehmender Wandüberhitzung wegen des für eine gegebene Unterkühlung nahezu konstanten Filmsiedewärmeübertragungskoeffizienten ebenfalls abnimmt.

- Minimaler Wärmeübergangskoeffizient h_{\min}

Die Werte von h_{\min} in der Tabelle 4.1 für den oxidischen Heizer unterscheiden sich zwar von denen des metallischen Heizers um bis zu 60 %. Die Streuungen der Meßwerte beider Experimentserien überlappen sich aber, so daß der Unterschied nach meinen Experimenten als statistisch nicht gesichert zu betrachten ist.

- Filmkollapswelle

Der Grund, warum bei kleiner Unterkühlung keine Filmkollapswelle beobachtbar ist, dürfte darin liegen, daß nach der Kondensation des Dampfes im Dampffilm die treibende Druckdifferenz klein ist.

Bei großer Unterkühlung wird die Filmkollapswelle nur auf dem metallischen Heizer beobachtet, weil auf diesem die Wandtemperatur örtlich nur wenig variiert, während sie auf dem oxidischen Heizer örtlich sehr unterschiedlich sein kann.

- Druckpulse nach dem Filmzusammenbruch

Druckpulse nach dem Filmzusammenbruch werden gemessen, wenn sehr schnell (Zykluszeit ~ 1 msec) Blasen entstehen und wieder kollabieren (Hochgeschwindigkeitsfilme). Bei kleiner Unterkühlung werden keine Druckpulse gemessen, weil die treibende Differenz zwischen der Temperatur der Masse der Flüssigkeit und der Sättigungstemperatur fehlt. Bei großer Unterkühlung werden Druckpulse nur auf dem metallischen Heizer gemessen. Dies deutet darauf hin, daß in diesem Fall während der 1 bis 2 sec dauernden Transitionsphase der Teil der Siedekurve durchlaufen wird, in dem mit abnehmender Temperatur der Wärmefluß pro Flächeneinheit ansteigt. Der oxidische Heizer dagegen gibt keinen größeren Wärmefluß mit abnehmender Temperatur ab, sondern seine Oberflächentemperatur sinkt sofort in das Gebiet der Siedekurve, in der stabiles Blasensieden der Wärmeübertragungsmechanismus ist.

- Übergangssiedephase

Da das Auftreten einer Übergangssiedephase mit dem von Druckpulsen gekoppelt ist, gilt hier das oben Gesagte.

- Ort, an dem Blasensieden beginnt

Der metallische Heizer weist am Ende der Filmsiedephase am unteren Ende eine nur wenig niedrigere Temperatur auf als weiter oben, da er durch Konvektion unten besser gekühlt wird. Die Temperatur auf dem oxidischen Testkörper variiert mit dem Ort ungleich mehr (wegen der geringen Wärmeleitfähigkeit und wegen der in diesen Experimenten ungleichmäßigen Schichtdicke), weshalb das Blasensieden in verschiedenen Experimenten mit demselben Versuchskörper an verschiedenen Stellen beginnt.

- Geschwindigkeit der Benetzungsfront

Die Geschwindigkeit der Benetzungsfront hängt von der Wärmeleitfähigkeit der Heizeroberflächenschicht ab, da um die Benetzungsfront herum axiale Temperaturgradienten bestehen. Für mehr Einzelheiten über die Beschreibung der Benetzungsfrontgeschwindigkeit verweise ich auf MAYINGER und LANGNER (1978) und die dort zitierten Artikel.

- Wandergeschwindigkeit der Wellen, Wellenlänge und Wellenamplitude

Da für gegebene Wandtemperatur die Wellenamplitude und Wellenlänge bei gleichbleibender Wandergeschwindigkeit mit zunehmender Unterkühlung abnimmt, muß auch die Dampfgeschwindigkeit im Dampffilm mit zunehmender Unterkühlung abnehmen (siehe auch ANDERSON (1977) über den Zusammenhang zwischen Dampfgeschwindigkeit und Wellenlänge).

Daraus kann der Schluß gezogen werden, daß für gegebene Wandüberhitzung mit zunehmender Unterkühlung der spezifische Wärmestrom q_{ev} abnimmt, der in die Verdampfung geht.

Die am Beginn dieser Arbeit stehende Frage, wie die Filmzusammenbruchtemperatur durch die verschiedenen Parameter beeinflusst wird, ist historisch entstanden, da man die Temperatur des Heizers mit dem Verschwinden des Dampffilms in Zusammenhang brachte. Es ist aber durchaus nicht gesagt, daß der Filmzusammenbruch durch das Unterschreiten einer bestimmten Temperatur ausgelöst wird. Plausibler in meinen Augen wäre eine Abhängigkeit von

- der Verdampfungsrate an der Grenzfläche
 $\left(\frac{dm_v}{dt}, \text{ minimaler Wärmestrom}\right)$

oder

- von der Dampfgeschwindigkeit im Dampffilm,
da sie die Größe von Störungen bestimmt

oder

- von der Dampffilmdicke, da es eine untere Grenze für die Dicke geben müßte, unterhalb der die Rauigkeit des Heizers lokal eine Vergrößerung des Wärmeübergangs verursacht. (Die Dampffilmdicke ist umgekehrt proportional zum Wärmeübergangskoeffizienten.)

Die experimentellen Ergebnisse unterstützen die These, daß der Filmzusammenbruch mit der Dampffilmdicke zusammenhängt, denn der Wärmeübergangskoeffizient vor dem Filmzusammenbruch scheint unabhängig von den Heizereigenschaften zu sein (Abb. 4.17). Allerdings ist die Zahl der Experimente mit Schicht so gering, daß die Aussage statistisch nicht gesichert ist.

4.2 Vergleich mit anderen Experimenten

Der Vergleich meiner Ergebnisse mit den Ergebnissen anderer Autoren muß sich auf die Experimente ohne Schicht beschränken, da es kein anderes Experiment gibt, in dem der Heizer aus Keramik besteht und die Temperatur in der Nähe der Oberfläche gemessen wurde.

In der Abb. 4.19 vergleiche ich meine Meßergebnisse aus den Versuchen ohne Schicht mit den Ergebnissen von Farahat und Dhir. Wie an anderer Stelle gezeigt wird (LADISCH 1980), stört die Aufhängung bei Farahat den Dampf Film an der dicksten Stelle (oben), bei Dhir an der dünnsten Stelle (unten).

Testkörper in beiden Experimenten ist eine Kugel aus SS-304 mit einem Durchmesser von 25,4 mm. Der Durchmesser liegt damit in der Größenordnung der Taylor-Wellenlänge Λ_{MD} . Die Höhe des Testkörpers in meinem Experiment ist viel größer als Λ_{MD} , trotzdem liegen die gemessenen Werte von T_{min} unter denen von Farahat und Dhir bei Unterkühlungen bis 40 K. Dies ist auf die ungestörte Geometrie in meinem Experiment zurückzuführen. Bei größeren Unterkühlungen (>40 K) liegen die gemessenen T_{min} -Werte um oder über denen von Farahat (in Dhirs Experiment beträgt die maximale Unterkühlung 30 K wegen der niedrigen Anfangstemperatur). Die Ursache

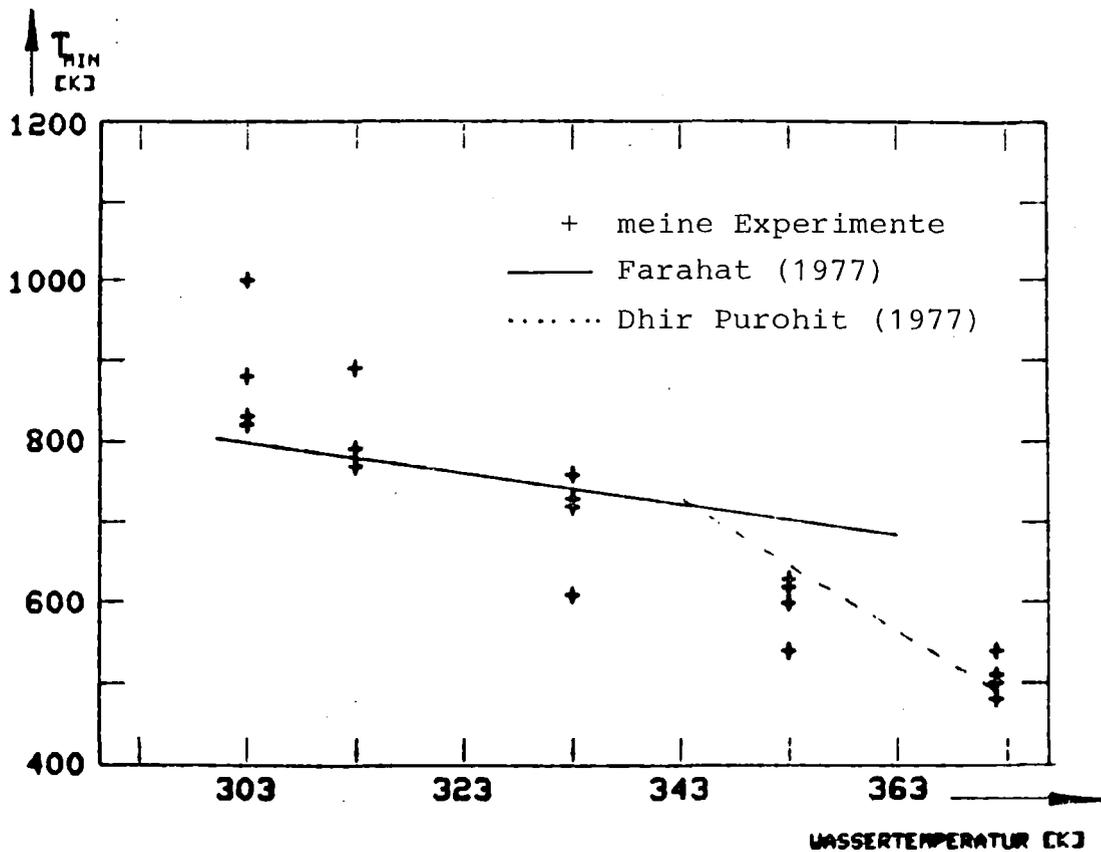


Abb. 4.19: Vergleich T_{min} mit Ergebnissen von Farahat und Dhir

dafür liegt meiner Ansicht nach in den charakteristischen Dimensionen der Testkörper. Wenn, wie in Farahats Experiment, mit einem Kugeldurchmesser von 25 mm nur eine Taylor-Wellenlänge auf dem Testkörper Platz findet, nehme ich an, daß in diesem Fall die Taylor-Instabilität beim Filmzusammenbruch keine Rolle spielt; in meinem Experiment dagegen wirkt sie sich auf die Meßergebnisse aus, weil die Länge des Testkörpers größer gewählt wurde als die Taylor-Wellenlänge.

Die Wärmeübergangskoeffizienten der drei Experimente sind in Abb. 4.20 zusammengestellt.

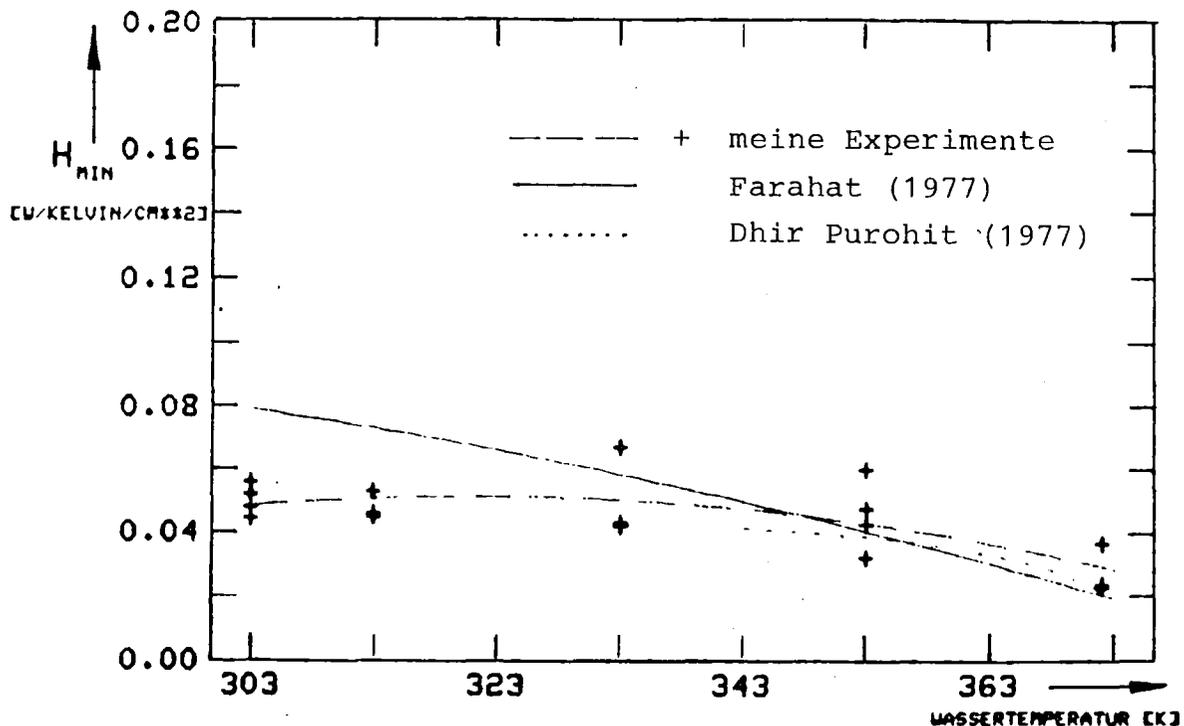


Abb. 4.20: Vergleich der Wärmeübergangskoeffizienten bei der minimalen Filmsiedetemperatur mit Ergebnissen von Farahat und Dhir

Die Ergebnisse stimmen hier überein. Der Vergleich der Wärmestromdichte bei höheren Wandtemperaturen als T_{\min} mit den Meßergebnissen von SIVIOUR und EDE (1970) aus einem "steady state" Experiment ergibt bei Unterkühlungen zwischen 20 und 40 K Übereinstimmung, bei sehr kleinen und sehr großen Unterkühlungen sind die Wärmeströme aus meinem Experiment kleiner als die von Siviour und Ede (Abb. 4.21).

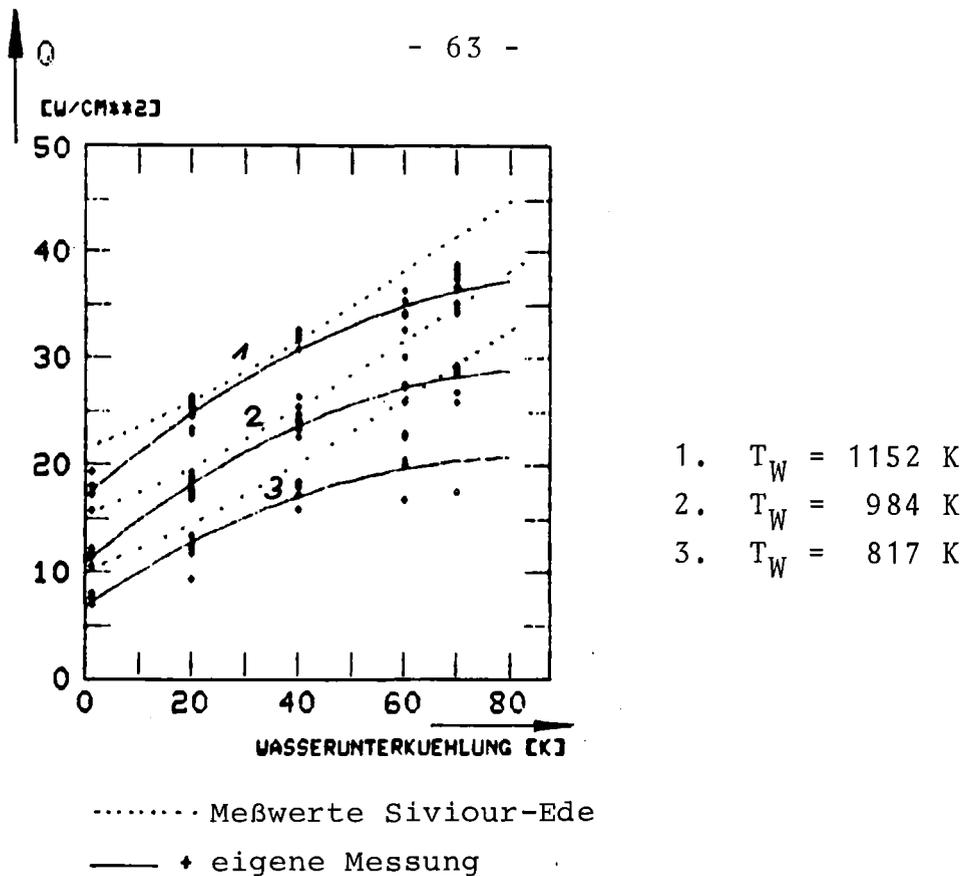


Abb. 4.21: Vergleich der Wärmestromdichte als Funktion der Unterkühlung mit Ergebnissen von Siviour-Ede

Die Ursache dürften wiederum Geometrieeffekte sein. Der Testkörper ist ein U-förmig gebogenes Rohr, über dessen Oberfläche gemittelt der Wärmestrom gemessen wird. Sie haben also Wärmeübergang gleichzeitig von einem waagerechten und einem senkrechten Zylinder.

Die folgenden Punkte sind festzuhalten:

- 1) Die Hypothese von Siviour-Ede, die besagt, daß bei großen Unterkühlungen der Wärmestrom, der durch Konvektion und Leitung in der Flüssigkeit wegtransportiert wird, unabhängig von der Wandüberhitzung ist, wird bestätigt. Tatsächlich verlaufen die Kurven 1, 2 und 3 in Abb. 4.21 meines Experiments bei großen Unterkühlungen parallel.
- 2) Der Wärmestrom steigt in meinem Experiment nicht mit $\Delta e_{\text{Sub}}^{1,25}$, wie es der Fall sein müßte, wenn keine Nettodampferzeugung vorliegt. Das liegt daran, daß bei meinem Experiment der Dampf ungehindert abströmen kann und deshalb nicht der gesamte Wärmestrom in die Flüssigkeit abfließt.

4.3 Vergleich mit Theorien

Wie in Kap. 2 erwähnt, ist von den verschiedenen zur Voraussage der minimalen Filmsiedetemperatur entwickelten Theorien und Korrelationen nur die Henry-Korrelation auf diese Experimente anwendbar. Der Vergleich der Voraussage nach Henry mit den experimentellen Ergebnissen ist in Abb. 4.22 durchgeführt.

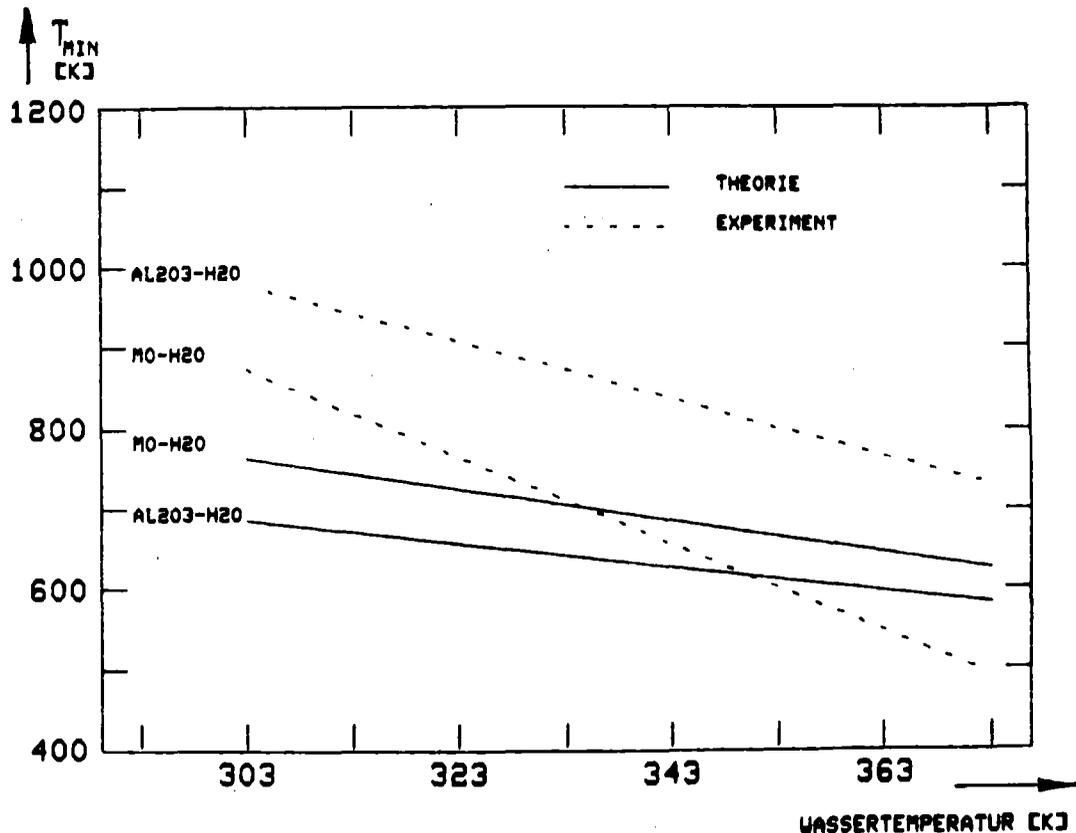


Abb. 4.22: Vergleich der Meßwerte mit der Voraussage nach Henry

Während der Unterschied bei dem System Molybdän-Wasser im untersuchten Bereich unter 200 K bleibt, beträgt er bei dem System Al₂O₃-Wasser bis zu 450 K. Auch liegt die Voraussage für Al₂O₃-H₂O entgegen der Erwartung unter der für Mo-H₂O. Die Ursache dafür könnte sein, daß kein Experiment mit ähnlicher Kombination der Stoffwerte α und $h_{fg}/(\Delta T_{min,B} \cdot c_{pW})$ in die Korrelation einging [HENRY (1979)].

Für das Al₂O₃-H₂O System ist die Henrykorrelation konservativ.

In Abb. 4.23 wird der gemessene Wärmeübergangskoeffizient mit den Ergebnissen der Theorie von SHEPPARD und BRADFIELD (1969) verglichen. Die der Theorie zugrunde liegende Geometrie stimmt mit meiner Experimentgeometrie überein.

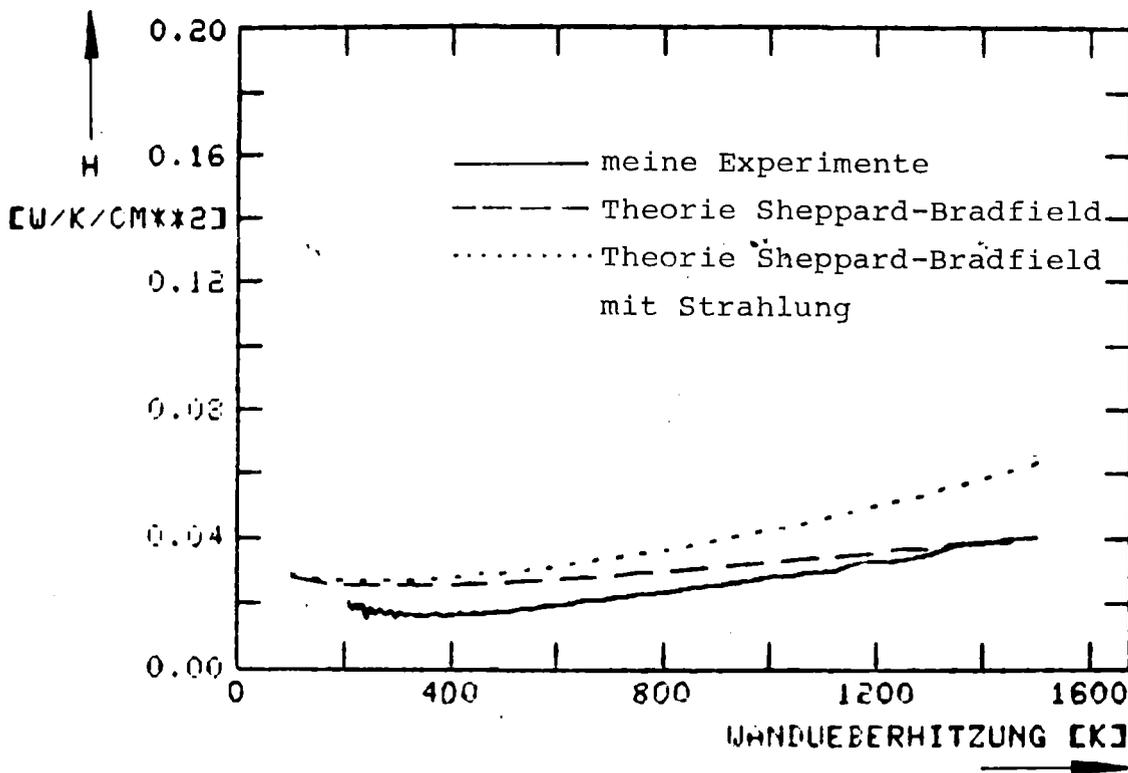


Abb. 4.23 Vergleich des gemessenen Wärmeübergangskoeffizienten mit der Theorie von Sheppard-Bradfield

Bedenkt man, daß in der Theorie keinerlei noch freier Parameter an Experimente angepaßt wird, ist die Übereinstimmung als gut zu bezeichnen, trotz der maximalen Abweichung von etwa 50 %.

5. Schlußfolgerungen und Ausblick

Folgende Schlußfolgerungen können gezogen werden:

a) zur Versuchstechnik

1. Mit der gewählten Versuchsgeometrie konnten zum ersten Mal Versuche zur Bestimmung der minimalen Filmsiedetemperatur ohne Störung durch die Aufhängung des Versuchskörpers durchgeführt werden.
2. Die Untersuchung des Filmzusammenbruchs auf oxidischen Heizerflächen ist möglich mit Hilfe von Molybdänzylindern, die mit Al_2O_3 plasmabeschichtet sind. Jedoch ist die Herstellung der Testkörper langwierig und kostenaufwendig.
3. Erfolgversprechender ist die Weiterentwicklung des Tauchrohrtestzylinders (Fingerhuttestkörper) aus Vollkeramik, der sich für die Serienfertigung eignet (Kap. 3).
4. Aus Wolfram-Rhenium-Adernmaterial laserverschweißte Thermoelemente haben sich bewährt. Die Ausfallrate ist wesentlich niedriger, als bei fertig gelieferten Wolfram-Rhenium-Mantelthermoelementen größeren Durchmessers. Die erreichbaren minimalen Zeitkonstanten sind mit etwa 10 msec ebenfalls kleiner als bei Mantelthermoelementen.

b) zu den Versuchsergebnissen

1. Die Ergebnisse der Versuche stimmen mit den Resultaten anderer Experimentatoren überein, soweit vergleichbare Ergebnisse vorliegen.
2. Die minimale Filmsiedetemperatur T_{\min} nimmt linear mit der Wasserunterkühlung in allen drei Experimentserien zu.
3. Die Rauigkeit des Testkörpers beeinflusst im untersuchten Bereich T_{\min} nicht. Dies stimmt mit den Messungen von BERENSON (1962) überein.
4. Die minimale Filmsiedetemperatur, gemessen auf einem Heizer mit Al_2O_3 -Schicht, ist merklich höher als die auf einem metallischen Heizer. Dies zeigt deutlich, daß T_{\min}

von den thermophysikalischen Oberflächeneigenschaften des Heizers abhängt.

5. Der Unterschied in T_{\min} , gemessen auf Heizern mit und ohne Al_2O_3 -Schicht, ist abhängig von der Wasserunterkühlung und liegt bei der kleinsten Unterkühlung von 1 K bei 200 K und bei der größten untersuchten Unterkühlung von 70 K bei 100 K.
6. Bei kleinen Unterkühlungen wurden häufige Kontakte vor dem Filmzusammenbruch beobachtet, bei großen Unterkühlungen dagegen nicht. Auch scheint der Dampffilm bei kleinen Unterkühlungen hydrodynamisch instabiler zu sein (Helmholtz-Instabilität) als bei großen Unterkühlungen. Das deutet darauf hin, daß der Filmzusammenbruch erfolgt, wenn der spezifische Wärmefluß beim Kontakt kleiner als ein Grenzwert ist, über dem Filmsieden wieder hergestellt wird. Bei großen Unterkühlungen ist der Dampffilm dünner und stabiler. In diesem Fall fällt die Oberflächentemperatur unter den Wert, bei dem der Kontaktwärmefluß kleiner als der Grenzwert ist. Sobald der Dampffilm instabil wird, erfolgt der Filmzusammenbruch. Bei sehr großen Unterkühlungen müßte dann auch der Unterschied in T_{\min} bei Experimenten mit und ohne Schicht verschwinden.
7. YAO und HENRY (1978) geben für dieses Verhalten eine andere Erklärung. Sie sagen, "Significant liquid-solid contacts do not occur, when the wall temperature is above the homogeneous nucleation limit". Die Widerstandsmessung zwischen Heizer und Flüssigkeit scheint aber auch in der ersten Phase des Experiments Kontakte anzuzeigen, wenn die Wandtemperatur mehrere 100 K über der Grenztemperatur für homogene Keimbildung liegt. Damit stimmt überein, daß in den Hochgeschwindigkeitsfilmen bei hohen Wandtemperaturen heftigere Wellenbewegungen beobachtbar sind. Diese Kontakte scheinen sich aber auf die Wandtemperatur nicht auszuwirken. Nach einigen Sekunden (bei kleineren Wandtemperaturen) werden keine Flüssigkeits-Wandkontakte mehr gemessen, weil die Heftigkeit der Helmholtzinstabilität abgenommen hat. Die Hochgeschwindigkeitsfilme zeigen,

daß zu dieser Zeit die Grenzfläche zwischen Dampf und Flüssigkeit sehr glatt geworden ist. Nach einigen weiteren Sekunden erfolgt der Filmzusammenbruch nach einem Kontakt (Kap. 4.1.5.3).

Weil es andererseits auch Experimente gibt, in denen der Verlauf des Kontaktsignals nicht so ausgeprägt ist, und weil die Interpretation des Kontaktsignals in Zweifel gezogen werden könnte, sollten zusätzliche Experimente bei großer Unterkühlung durchgeführt werden. Der Dampffilm soll dabei durch eine kleine externe Störung instabil gemacht werden (kleine Druckpulse).

8. Zwei Arten von Filmzusammenbruch werden in den Experimenten beobachtet:

- a) Kohärenter Dampffilmkollaps auf metallischem Heizer bei großer Unterkühlung, d.h. eine Kollapswelle läuft über den ganzen Zylinder mit einer Wellengeschwindigkeit von etwa 2-4 m/sec.
- b) Inkohärenter Übergang zu Blasensieden ohne erkennbare Kollapswelle in Experimenten mit metallischem Heizer bei kleiner Unterkühlung und in Experimenten mit oxidischem Heizer bei kleiner und großer Unterkühlung.

Im Fall a) folgt auf den Filmzusammenbruch eine 1 bis 2 sec dauernde "Transition"-Siedephase, die von Druckpulsen begleitet wird. Im Fall b) wird weder "Transition"-Sieden beobachtet, noch werden Druckpulse gemessen. Die Ursachen für die unterschiedlichen Phänomene in den Versuchen mit und ohne Schicht bei großer Unterkühlung sind wahrscheinlich:

- auf metallischem Heizer ist die Temperatur über die Oberfläche nahezu konstant und der Dampffilm kollabiert daher kohärent, auf oxidischem Heizer dagegen existieren örtliche Temperaturunterschiede und der Dampffilm kann nicht kohärent kollabieren.

- der metallische Heizer kann mit seiner hohen Wärmeleitfähigkeit nach dem Kollaps genügend schnell Wärme aus dem Heizerinnern herantransportieren, so daß für einige sec der Bereich der Siedekurve durchlaufen werden kann, in dem der Wärmefluß mit abnehmender Wandtemperatur zunimmt (Transitionsiedezone), auf dem oxidischen Heizer dagegen sinkt die Wandtemperatur nach dem Filmkollaps auf einen Wert, bei dem stabiles Blasensieden existiert.

9. Der Übergang zum Blasensieden erfolgt bei den Experimenten mit metallischem Heizer immer an der untersten Stelle des Testkörpers. In den Experimenten mit Schicht kann dagegen kein bevorzugter Ort festgestellt werden.
10. Die Auswertung der Hochgeschwindigkeitsfilme ergibt, daß der Wärmestrom q_{eV} für die Verdampfung von Flüssigkeit sowohl bei gegebener Unterkühlung mit abnehmender Wandüberhitzung, als auch bei gegebener Wandüberhitzung mit zunehmender Unterkühlung abnimmt.
11. Die minimale Filmsiedetemperatur ist von der gewählten Versuchsgeometrie abhängig. Durch Ecken gestörter Weg des Dampfes verursacht eine Erhöhung von T_{min} gegenüber einer Geometrie ohne solche Störungen. Die charakteristische Länge des Testkörpers (Durchmesser, Höhe) beeinflusst ebenfalls die minimale Filmsiedetemperatur. Ist die charakteristische Länge des Testkörpers kleiner als die Taylor-Wellenlänge, kann T_{min} nicht durch die Taylor-Instabilität beeinflusst werden, und es wird ein kleineres T_{min} gemessen.

Aus den Schlußfolgerungen ergeben sich die folgenden Fragestellungen:

1. Verschwindet der Unterschied in T_{min} bei Versuchen mit und ohne Schicht, wenn die Unterkühlung weiter gesteigert wird?

Würde die Frage durch die Ergebnisse weiterer Experimente bejaht, bedeutete dies eine Bestätigung der Schlußfolgerung b.6, in der ich sage, daß der Dampffilm zusammenbricht, wenn ein gewisser Schwellenwert des Kontaktwärmefflusses unterschritten wird. Die Unterkühlung kann man vergrößern durch Experimente bei erhöhtem Druck (eine Druckerhöhung von 4 bar vergrößert bei Wasser die Unterkühlung um 50 K).

2. Kann bei großer Unterkühlung, wo der Dampffilm stabiler zu sein scheint, der Dampffilm durch externe Störungen (z.B. durch kleine Druckpulse von 0.01 bar) zum Kollaps veranlaßt werden, auch wenn die resultierende Kontakttemperatur größer als die homogene Keimbildungstemperatur ist?

Durch Experimente mit externem "Trigger" des Dampffilmkollaps kann die These von Yao und Henry überprüft werden, der Dampffilm könne nicht kollabieren, wenn die Kontakttemperatur beim Kollaps höher als die homogene Keimbildungstemperatur ist (Schlußfolgerung b.7).

3. Ist das Ergebnis der Wassereperimente mit metallischen und oxidischen Heizern auf das System UO_2 -Natrium übertragbar?

Das Dampffilmverhalten bei kleiner Unterkühlung (Helmholtz-instabilität, Kontakte) wird in einem Oxid-Natrium-System gleich wie in einem Oxid-Wasser-System sein. Darüberhinaus muß aber auch im System UO_2 -Natrium Filmsieden und der Filmzusammenbruch bei den größten technisch noch machbaren Unterkühlungen untersucht werden (Parameter: Wandeigenschaften Oxid-Metall; Geometrie mit/ohne geometrische Störungen; externe Störungen Drucktrigger; Heizerezustand fest/flüssig); die Ergebnisse ermöglichen eine Interpretation der UO_2 -Natrium Tropfenexperimente, die bei großen Unterkühlungen durchgeführt wurden.

4. Gibt es bei kleiner Unterkühlung im System UO_2 -Natrium die Möglichkeit einer BNR?

Wenn die Natriumtemperatur in der Nähe der Sättigungstempera-

tur ist, ist nach an anderer Stelle vorgelegten Abschätzungen (LADISCH 1980) die Wahrscheinlichkeit am größten, eine BNR zu erreichen, wenn es überhaupt eine Chance gibt, eine BNR zu erreichen. Es sollten also Tropfenexperimente mit UO_2 und Natrium durchgeführt werden, wobei die Natriumtemperatur möglichst dicht bei der Sättigungstemperatur liegen muß.

A. Versuchsparameter und Ergebnisse

In den beiden folgenden Tabellen sind die Parameter

- Unterkühlung
- Schichtdicke bei Versuchen mit Schicht
- Anfangstemperatur
- Geometriedaten der Testzylinder

und die Versuchsergebnisse für jeden Versuch zusammengestellt.

Legende zu den Tabellen A1 und A2

Spalte od. Symbol	Inhalte bzw. Bedeutung
Zyl.Typ	s. Abb. 3.3 für die Zylindertypen
Zyl.Nr.	die Nummer bezieht sich auf eine fortlaufende Nummer, die in den Prüfprotokollen ebenfalls vermerkt ist
TZ	Zentralthermoelement in der Zylinderachse
TS	seitliches Thermoelement
TU	Thermoelement in der unteren Halbkugel

Die Tabelle A3 enthält die entsprechenden Daten für die Vorversuche mit Vollkeramiktestkörpern und die Tabellen A4 und A5 eine Zusammenstellung der Meßergebnisse nach Unterkühlungen geordnet, wie sie in Kap. 4 dargestellt wurden.

Vers. Nr.	Anf. Temp. [K]	θ_{H_2O} [K]	Zylinder		Maße D x H [mm]	Rauigkeit [μm]	FILM	T _{min} TZ [K]	Meß. [K]	h _{min}		q _{min}		Bemerkungen
			Typ	Nr.						[W/cm ² K]	[W/cm ² K]	[W/cm ²]	[W/cm ²]	
A1	1990	299	A	ZV11	10x40	< 5	+	1183	-	-	-	-	-	T _{min} aus Änderung d.Temp.Verl.
A2	1930	293,5	A	ZV11	10x40	< 5	+	1120	-	-	-	-	-	als Funkt.d.Zeit
B1	-	-	B	ZT1	20x80	< 5	+	-	-	-	-	-	-	Datenerf. Totalausfall
B2	-	-	B	ZT1	20x80	< 5	+	-	-	-	-	-	-	" "
B3	1309	294,8	B	ZT1	20x80	< 5	+	-	-	-	-	-	-	Datenerf. Teilausfall
B4	1301	298,7	B	ZT1	20x80	< 5	+	972	-	-	-	-	-	
B5	-	-	B	ZT1	20x80	< 5	-	-	-	-	-	-	-	Datenerf. Totalausfall
B6	-	-	B	ZT1	20x80	< 5	-	-	-	-	-	-	-	" "
B7	-	-	B	ZT1	20x80	< 5	-	-	-	-	-	-	-	" "
B8	-	-	B	ZT1	20x80	< 5	-	-	-	-	-	-	-	" "
B9	1278	293	B	ZT1	20x80	< 5	+	977	-	-	-	-	-	
B10	-	-	B	ZT1	20x80	< 5	-	-	-	-	-	-	-	" "
B11	1282	303,2	B	ZT1	20x80	< 5	+	990	-	-	-	-	-	

Tabelle A-1: Versuchparameter und Ergebnisse, Versuche ohne Schicht

Vers. Nr.	Anf. Temp. [K]	θ_{H_2O} [K]	Zylinder		Maße D x H [mm]	Rauigkeit [μm]	Film	T _{min} TZ [K]	Meß. TS [K]	h _{min}		q _{min}		Bemerkungen
			Typ	Nr.						TU [W/cm ² K]	TS [W/cm ² K]	TU [W/cm ²]	TS [W/cm ²]	
B12	1263	289,3	B	ZT1	20x80	< 5	+	-	-	-	-	-	-	Blasensieden v. Anfang an
B13	1280	293,0	B	ZT1	20x80	< 5	+	-	-	-	-	-	-	
B14	-	-	B	ZT1	20x80	< 5	+	-	-	-	-	-	-	Temp.Signal Wackelkontakt
B15	1300	301,3	B	ZT1	20x80	< 5	+	982	-	-	-	-	-	
B16	1300	304	B	ZT1	20x80	< 5	+	990	-	-	-	-	-	
B17	-	-	B	ZT1	20x80	< 5	+	-	-	-	-	-	-	Datenerf. Totalausfall
								TU	TS					
F2	1770	372	D	13	20x80	< 5	+	480	505	-	0,024	-	3,13	TU mit TED11 nicht auswertb.
F3	1770	353	D	13	20x80	< 5	+	540	600	0,06	0,041	10	9,2	
F4	1770	353	D	13	20x80	< 5	+	-	620	-	0,034	-	8,3	TU defekt
F5	1770	303	D	13	20x80	< 5	+	-	980	-	0,055	-	33,3	"
F6	1770	333	D	13	20x80	< 5	+	(610)	670	-	0,042	-	12,5	"
G1	1770	303	D	13	20x80	< 5	+	-	785	-	0,041	-	16,7	"
G9	1770	372	D	14	20x80	< 5	+	-	-	-	-	-	-	Gegen Ende des Versuchs Datenerfassung ausgefallen

Tabelle A1: Fortsetzung (Versuche ohne Schicht)

Vers. Nr.	Anf. Temp. [K]	θ_{H_2O} [K]	Zylinder		Maße D x H [mm]	Rauigkeit [μm]	Film	T_{\min} TU [K]	Meß. TS [K]	h_{\min} TU		q_{\min} TU		Bemerkungen
			Typ	Nr.						[W/cm ² K]	[W/cm ² K]	[W/cm ²]	[W/cm ²]	
G10	1770	352	D	14	20x80	< 5	+	-	570	-	0,034	-	6,7	TU defekt
G11	1770	333	D	14	20x80	< 5	+	-	730	-	0,035	-	12,5	"
G12	1770	313	D	14	20x80	< 5	+	-	760	-	0,063	-	24,2	"
G13	1770	303	D	14	20x80	< 5	+	-	-	-	-	-	-	" ,TS nach kurzer Zeit def.
G14	1770	372	D	15	20x80	< 5	+	500	510	0,023	0,024	2,9	3,3	
G15	1770	353	D	15	20x80	< 5	+	620	590	0,032	0,042	8	9,2	
G16	1770	333	D	15	20x80	< 5	+	730	720	0,042	0,047	15	16,2	
G17	1770	313	D	15	20x80	< 5	+	790	770	0,046	0,058	19,2	22,9	
G18	1770	303	D	15	20x80	< 5	+	880	840	0,044	0,048	22,5	22,5	
G19	1770	303	D	15	20x80	< 5	+	1000	940	0,048	0,044	30	25	
I1	1770	303	D	15	20x80	~50	+	820	860	0,056	0,053	25	25,8	
I2	1770	303	D	15	20x80	~50	+	830	830	0,052	0,049	23,8	22,5	
I3	1770	313	D	15	20x80	~50	+	770	820	0,053	0,051	21	22,9	

Tabelle A1: Fortsetzung (Versuche ohne Schicht)

Vers. Nr.	Anf. Temp. $[\underline{K}]$	θ_{H_2O} $[\underline{K}]$	Zylinder		Maße $D \times H$ $[\underline{mm}]$	Rauhigkeit $[\underline{\mu m}]$	Film	T_{min} TU $[\underline{K}]$	Meß. TS $[\underline{K}]$	h_{min} TU		q_{min} TU		Bemerkungen
			Typ	Nr.						$W/cm^2 K$	TS $W/cm^2 K$	W/cm^2	TS W/cm^2	
I4	1770	313	D	15	20x80	~50	+	890	890	0,045	0,037	23,3	19	
I5	1770	333	D	15	20x80	~50	+	760	750	0,043	0,048	16,7	18	
I6	1770	333	D	15	20x80	~50	+	720	765	0,043	0,046	15	18	
I7	1770	353	D	15	20x80	~50	+	600	610	0,048	0,042	10,8	10	
I8	1770	353	D	15	20x80	~50	+	630	640	0,043	0,037	11	10	
I9	1770	372	D	15	20x80	~50	+	540	540	0,024	0,024	4	4	
I10	1770	372	D	15	20x80	~50	+	510	550	0,028	0,023	5	4	
I11	1770	333	D	15	20x80	~50	+	720	750	0,067	0,062	23,3	23,3	

Tabelle A1: Fortsetzung (Versuche ohne Schicht)

Vers. Nr.	Anf. Temp. [K]	θ_{H_2O} [K]	Zylinder		Maße D x H [mm]	Schichtd. TZ [µm] TS [µm]		Abst.-FE-Oberfl. TS [µm]		Rauigkeit [µm]	FILM	T _{min} TZ [K]	Meß. TS [K]	h _{min} W/cm ² K	q _{min} [W/cm ²]		T _{min} Rechnung [K]		Bemerkungen
			Typ	Nr.		TU	TS	TU	TS						[W/cm ²]	[W/cm ²]	[K]	[K]	
C5	1730	308	C	3	20x80	500	500	-	0	<5	+	1110	-	-	-	-	-	-	1
D1	1310	308	C	6	20x80	140	140	-	0	~10	+	870	-	-	-	-	-	-	2
E1	1770	334,3	C	3	20x80	120	120	-	~100	50	+	-	810	-	0,059	-	25,7	-	-
E2	1770	322	C	3	20x80	120	120	-	~100	50	+	-	940	-	0,059	-	33,7	-	-
E3	1770	293,4	C	3	20x80	120	120	-	~100	50	+	-	1100	-	0,078	-	56,7	-	-
E4	1750	312	C	3	20x80	120	120	-	~100	50	+	-	1020	-	-	-	-	-	3
E5	1730	312	C	3	20x80	120	120	-	~100	50	+	-	950	-	-	-	-	-	3
E6	1745	310	C	3	20x80	120	120	-	~100	50	+	-	570	-	-	-	-	-	3
E8	1750	353	C	3	20x80	120	120	-	~100	50	+	-	520	-	-	-	-	-	3
E9	1750	-	C	3	20x80	120	120	-	~100	50	+	-	-	-	-	-	-	-	3
						TU	TS	TU	TS										3
F1	-	372	D	7	20x80	-	-	-	-	50	+	-	-	-	-	-	-	-	4
G2	1770	353	D	8	20x80	2730	1190	2170	630	50	+	-	-	-	-	-	-	-	5

Tabelle A2: Fortsetzung (Versuche mit Schicht)

Vers. Nr.	Anf. Temp. [K]	θ_{H_2O} [K]	Zylinder		Maße D_x H [mm]	Schichtd.		Abst.-TE-Oberfl.		Rauigkeit [μm]	Film	T _{min} TU [K]	Meß. TS [K]	h _{min}		q _{min}		T _{min} Rechnung		Bemerkungen	
			Typ	Nr.		TU [μm]	TS [μm]	TU [μm]	TS [μm]					TU [W/cm ² K]	TS [W/cm ² K]	TU [W/cm ² K]	TS [W/cm ² K]	TU [K]	TS [K]		
G3	1770	353	D	8	20x80	2730	1190	2170	630	50	+	970	-	0,044	-	22,5	-	859	-		
G4	1770	305	D	11	20x80	1050	1680	910	1190	50	+	-	1080	-	0,061	-	37	-	983		
G5	1770	372	D	11	20x80	1050	1680	910	1190	50	+	-	650	-	0,05	-	13	-	635		
G6	1770	333	D	12	20x80	1850	2100	820	980	50	+	730	910	0,066	0,081	21,3	37,5	697	836		
G7	1770	313	D	12	20x80	1850	2100	820	980	50	+	-	1140	-	0,155	-	83	-	907		
G8	1770	353	D	12	20x80	1850	2100	820	980	50	+	870	740	0,038	0,044	17,2	15	831	713		

Tabelle A2: Fortsetzung (Versuche mit Schicht)

Erläuterung der Bemerkungen zu Tabelle A2

- 1 Aluminiumoxidschicht auf Spitzenschleifmaschine mit Diamantscheibe geschliffen, platzt bei Versuch ab.
- 2 Aluminiumoxidschicht von Hand mit Diamantfeile glattgefeilt, platzt bei Versuch ab.
- 3 ungeschliffene Schicht, Schicht fängt an, an einzelnen Stellen abzuplatzen.
- 4 Beschichtung in Mannheim, ungeschliffen, platzt schon bei Eintritt in Wasser ab.
- 5 Beschichtung in Heidelberg, ungeschliffen, Schicht bleibt bei Versuch intakt.

Vers. Nr.	θ_{H_2O} [K]	Zyl. Nr.	Maße D x H [mm]	Rauigkeit [μm]	Film	Bemerkungen
H1	303	16	20x80	~5	-	Zylinder mit Kontaktindikator u. TU instrumentiert, bei Aufheizung zerstört
H4	303	-	20x80	10	+	neues unbearbeitetes Keramiktauchrohr, nach Versuch Risse über Oberfläche
H5	303	-	20x80		+	Zylinder von H4, übersteht Filmsieden intakt, zerfällt bei Demontage
H6	303	-	20x80		+	wie H4
H7	303	-	20x80		+	Zylinder von H6, unteres Teil fällt bei Eintauchen ab
H8	303	-	20x80		-	wie H4
H9	303	-	20x80		-	Zylinder von H8, übersteht Filmsieden, Blasensieden an Rißstellen, nach Versuch intakt
J1	372	18	20x80	10	+	Bei Aufheizung Ausfall TU, Zylinder nach Versuch intakt
J2	303	19	20x80	5-10	-	Bei Aufheizung Ausfall TU, Versuch abgebrochen
J3	303	20	20x80	5-10	-	"
J4	303	21	20x80	5-10	+	Bei Aufheizung TU, Zylinder nach Versuch intakt

Tabelle A3: Versuche mit Vollkeramikzylindern

$\theta_{\text{H}_2\text{O}}$ K	T_{min} K	q_{min} W/cm ²	h_{min} W/cm ² K	Versuchsnummer und Bemerkungen	
305	983	37	0,061	G4	unten von Anfang an Blasen-sieden
313	907	83	0,155	G7	
333	836	37,5	0,081	G6	
353	831	17,2	0,038	G8	
353	859	22,5	0,046	G3	
372	646	13	0,048	G5	

Tabelle A4: Meßergebnisse, Versuche mit Schicht

θ_{H_2O} K	T_{min} K	q_{min} W/cm ²	h_{min} W/cm ² K	Versuch	Rauhig- keit μm	Bemerkungen
303	880	22,5	0,044	G18	< 5	
303	1000	30	0,048	G19	< 5	
303	820	25	0,056	I1	~50	
303	830	23,8	0,052	I2	~50	
313	790	19,2	0,046	G17	< 5	
313	770	21	0,053	I3	~50	
313	890	23,3	0,045	I4	~50	
333	730	15	0,042	G16	< 5	
333	610	-	-	F6	< 5	mit TEDI1 n.auswert.
333	760	16,7	0,043	I5	~50	
333	720	15	0,042	I6	~50	
333	720	23,3	0,067	I11	~50	
353	540	10	0,06	F3	< 5	
353	620	8	0,032	G15	< 5	
353	600	10,8	0,048	I7	~50	
353	630	11	0,043	I8	~50	
372	500	2,9	0,023	G14	< 5	
372	480	-	-	F2	< 5	mit TEDI1 n.auswert.
372	540	4	0,024	I9	~50	
372	510	5	0,036	I10	~50	

Tabelle A5: Meßergebnisse, Versuche ohne Schicht

B. Statistische Untersuchung der Meßwerte

Die Meßwerte, die in den Tabellen A4 und A5 des Anhangs A zusammengestellt sind, werden in diesem Abschnitt zwei statistischen Prüfverfahren unterworfen:

1. Prüfung, ob lineare Regression zulässig ist,
2. Prüfung, ob die zwei Regressionsgeraden durch zwei Datensätze statistisch gesichert unterschiedlich sind.

Die Nomenklatur der folgenden Abschnitte weicht von der sonst in diesem Bericht benutzten ab.

B.1 Prüfung der Form der Regressionslinie

In Kap. 4 habe ich an verschiedenen Stellen Regressionsgeraden angegeben, die durch die Meßwerte gelegt wurden. Hier wird überprüft, ob die Annahme, die lineare Regression sei ausreichend, berechtigt ist. Man prüft die Annahme mit der F-Verteilung [LINDNER (1957), S.106_7].

Gegeben seien N Wertepaare x_i, y_i (in meinem Fall sind dies z.B. $(T_{\min}, \theta)_i$), wobei nur M Werte x_j verschieden sind und zu jedem x_j N_j Werte y_{jk} gehören. Wenn die Streuung der Klassenmittelwerte \bar{y}_j um die Werte der Regressionsgeraden Y_j sich von der Streuung der y_{jk} um die Klassenmittelwerte \bar{y}_j statistisch signifikant unterscheidet, genügt die lineare Regression nicht.

Man bildet also

$$F = \frac{\sum_{j=1}^M [N_j \cdot (\bar{y}_j - Y_j)^2]}{\sum_{j=1}^M \sum_{k=1}^{N_j} (y_{jk} - \bar{y}_j)^2} \frac{N-M}{M-2} \quad (B-1)$$

[LINDNER (1957), S.185_7]

und vergleicht den aus den experimentellen Werten berechneten F-Wert, der ja nur aus einer Stichprobe der Grundgesamtheit hergestellt wurde, mit dem tabellierten Wert der F-Verteilung mit den Freiheitsgraden $n_1=M-2$ und $n_2=N-M$.

Die Berechnung von F wird durch das folgende SPEAKEASY-Programm

geleistet, wobei die lineare Regressionsgerade mit einer SPEAKEASY-Einbaufunktion berechnet wird.

```
EDIT COMMAND MODE
IX1
EDITING TTEST2
1 PROGRAM
2 PRINT 'T-TEST IST LINEARE REGRESSION ERLAUBT ?'
3 PRINT 'EINGABEDATEN: X,Y, VEKTOR XKLASS MIT X-WERTEN DER KLASSEN'
4 PAUSE
5 FREEIF C M M KYQ GY NJ NENNER Z F S1 S2 N1 N2
6 C=LSQPOL(X,Y,1)
7 N=NOELS(X)
8 M=NOELS(XKLASS)
9 FOR I=1,M
10 KYQ(I)=0
11 NJ(I)=0
12 FOR K=1,N
13 IF(X(K).EQ.XKLASS(I))KYQ(I)=KYQ(I)+Y(K)
14 IF(X(K).EQ.XKLASS(I))NJ(I)=NJ(I)+1
15 ENDLOOP K
16 ENDLOOP I
17 KYQ=KYQ/NJ
18 GY=POLYVAL(C,XKLASS)
19 NENNER=SUM(NJ*(KYQ-GY)**2)
20 Z=0
21 FOR I=1,M
22 FOR K=1,N
23 IF(X(K).EQ.XKLASS(I))Z=Z+(Y(K)-KYQ(I))**2
24 ENDLOOP K
25 ENDLOOP I
26 F=NENNER/Z*(N-M)/(M-2)
27 S1=Z/(N-M)
28 S2=NENNER/(M-2)
29 N1=M-2
30 N2=N-M
31 PRINT N M M1 N2
32 PRINT C NENNER Z F
33 PRINT S1 S2
X34 TABULATE X Y XKLASS GY KYQ NJ
IX
```

Die Ergebnisse der Rechnungen habe ich in Tabelle B1 zusammengestellt (P = Wahrscheinlichkeit).

Geprüfte Wertepaare	F _{experim.}	Freiheitsgrade		F-Tabelle			lin. Regres.	Bemerkung
		n ₁	n ₂	P=0,05	P=0,05	P=0,001		
T _{min} ^{-θ} ohne Schicht	0,073	3	15	3,29	5,42	9,34	erl.	
T _{min} ^{-θ} mit Schicht	11,39	3	1	215,72	5403,5	536701	erl.	
q _{min} ^{-θ} ohne Schicht	0,5	3	13	3,41	5,74	10,21	erl.	
q _{min} ^{-θ} mit Schicht	2,99	2	1	199,5	4999	500019	erl.	ohne Vers. G7
h _{min} ^{-θ} ohne Schicht	1,6	3	13	3,41	5,74	10,21	erl.	
h _{min} ^{-θ} mit Schicht	9,87	2	1	199,5	4999	500019	erl.	ohne Vers. G7

Tabelle B1 : Ergebnisse der statistischen Prüfung der Daten
(Regressionskurvenform)

B2 Prüfung des Unterschieds zweier Regressionsgeraden

Der Unterschied zweier Regressionsgeraden wird mit der t-Verteilung geprüft. Hier ist die Anwendung auf die Wertepaare (T_{\min}, θ) und (q_{\min}, θ) mit und ohne Schicht sowie auf die Wertepaare (T_{\min}, θ) mit und ohne Rauigkeit von Interesse.

Gegeben seien N_1 Wertepaare y_i', x_i' und N_2 y_i'', x_i'' . Die Gleichungen der beiden Regressionsgeraden lauten:

$$y' = a_1 + b_1(x_i' - \bar{x}') \tag{B-2}$$

$$y'' = a_2 + b_2(x_i'' - \bar{x}'') \tag{B-3}$$

wo die \bar{x} die Mittelwerte der x_i sind.

Der Unterschied in a und b wird getrennt untersucht. Für den Test des Unterschieds in der Steigung b der Regressionsgeraden findet man bei Lindner S.101:

$$t_b = \frac{|b_1 - b_2|}{\sqrt{\frac{\sum_{i=1}^{N_1} (y_i' - Y_i')^2 + \sum_{i=1}^{N_2} (y_i'' - Y_i'')^2}{N_1 + N_2 - 4}} \cdot \sqrt{\frac{1}{\sum_{i=1}^{N_1} (x_i' - \bar{x}')^2} + \frac{1}{\sum_{i=1}^{N_2} (x_i'' - \bar{x}'')^2}} \tag{B-4}$$

und für den Unterschied im konstanten Term a:

$$t_a = \frac{|a_1 - a_2|}{\sqrt{\frac{\sum_{i=1}^{N_1} (y_i' - Y_i')^2 + \sum_{i=1}^{N_2} (y_i'' - Y_i'')^2}{N_1 + N_2 - 4}}} \cdot \sqrt{\frac{N_1 \cdot N_2}{N_1 + N_2}} \tag{B-5}$$

Die so berechneten t-Werte muß man mit den tabellierten Werten der t-Verteilung mit dem Freiheitsgrad $n = N_1 + N_2 - 4$ vergleichen um festzustellen, ob der Unterschied in a bzw. b nur zufällig oder statistisch gesichert ist. Die Berechnung von t_a und t_b ist im folgenden Speakeasy-Programm realisiert.

```

1
EDITING TTEST1
1 PROGRAM
2 PRINT 'TTEST1 PROGRAMM ZUM TESTEN ZWEIER DATENSAETZE'
3 PRINT '(VEKTOREN X1,Y1 UND X2,Y2). ES WIRD GETESTET OB DIE'
4 PRINT 'DATENSAETZE STATISTISCH GESICHERT UNTERSCHIEDLICH SIND'
5 PAUSE
6 C1=LSQPOL(X1,Y1,1,R1)
7 C2=LSQPOL(X2,Y2,1,R2)
8 B1=C1(2)
9 B2=C2(2)
10 X1QUER=MEAN(X1)
11 X2QUER=MEAN(X2)
12 A1=C1(1)+C1(2)*X1QUER
13 A2=C2(1)+C2(2)*X2QUER
14 N1=NOELS(X1)
15 N2=NOELS(X2)
16 WU1=SQRT(N1*N2/(N1+N2))
17 Y1Q=SUMSQ(R1)
18 Y2Q=SUMSQ(R2)
19 WU2=1/SQRT(1/SUMSQ(X1-X1QUER)+1/SUMSQ(X2-X2QUER))
20 TA=(A1-A2)*WU1/SQRT((Y1Q+Y2Q)/(N1+N2-4))
21 TB=(B1-B2)*WU2/SQRT((Y1Q+Y2Q)/(N1+N2-4))
22 PRINT C1 C2 A1 A2 B1 B2 X1QUER X2QUER N1 N2 WU1 WU2 Y1Q Y2Q TA TB
*23 TABULATE X1 Y1 X2 Y2
ix
    
```

In Tabelle B2 habe ich die Ergebnisse der Rechnungen zusammengestellt.

Geprüfte Datensätze	t _a	t _b	n	t - Tabelle			Untersch. in		Bemerkung
				P=0,05	P=0,01	P=0,001	a	b	
T _{min} ohne Schicht mit-ohne Rauigkeit	1,09	1,74	16	2,12	2,92	4,04	nicht gesichert	nicht gesichert	
T _{min} mit-ohne Schicht	5,89	1,53	22	2,07	2,82	3,79	gesichert	nicht gesichert	
q _{min} mit-ohne Schicht	5,74	1,34	22	2,07	2,82	2,79	gesichert	nicht gesichert	ohne Vers. 67

Tabelle B2: Ergebnisse der statistischen Prüfung der Daten (Unterschiede der Regressionsgeraden)

Folgende Schlußfolgerungen können aus den Rechnungen gezogen werden:

1. Die Steigungen der Regressionsgeraden mit und ohne Schicht sind statistisch gesehen nicht unterschiedlich.
2. Die konstanten Terme der Regressionsgeraden mit und ohne Schicht sind statistisch signifikant verschieden, die Meßergebnisse mit Schicht liegen also statistisch signifikant über den Meßergebnissen ohne Schicht.
3. Die Regressionsgeraden durch die T_{\min} -Ergebnisse der Versuche mit und ohne Rauigkeit sind statistisch nicht signifikant verschieden.
4. Die Regressionsgerade durch die q_{\min} -Ergebnisse der Versuche mit Schicht liegt statistisch signifikant über der Geraden der Versuche ohne Schicht.

Literaturverzeichnis

- J.G.M Anderson: Low-Flow Filmboiling Heat Transfer on Vertical Surfaces Part 1: Theoretical Model, AIChE Symposium Series, 73, No. 164 (1977), S. 2-6
- P. Baraggioli: Numerische Lösung der nichtlinearen inversen Wärmeleitungsgleichung zur Auswertung von "Quench-experimenten". (Unveröffentlichte Ergebnisse)
- P.J. Berenson: Filmboiling Heat Transfer from a Horizontal Surface, Trans. ASME, J. Heat Transfer, August (1961), S.351-358
- P.J. Berenson: Experiments on Pool-Boiling Heat Transfer, Int. J. Heat Mass Transfer, 5 (1962), S. 985-999
- S.J. Board, L. Caldarola: Fuel Coolant Interactions in Fast Reactors, Proceedings of the Symposium on the Thermal and Hydraulic Aspects of Nuclear Reactor Safety, Atlanta, ASME, 2 (1977), S.195-222
- L. Caldarola: Third Meeting of the CSNI Group of Experts on the Science of FCI and of Vapour Explosions. (Unveröffentlichte Ergebnisse)
- H.S. Carslaw, J.C. Jaeger: Conduction in Solids, 2. Auflage, Clarendon Press Oxford (1959)
- D.H. Cho, H.K. Fauske, M.A. Grolmes: Some Aspects of Mixing in Large-Mass, Energetic Fuel-Coolant Interactions, Proceedings of Intern. Meeting on Fast Reactor Safety and Related Physics Chicago, CONF-761001, 4 (1976), S.1852-1861
- V.K. Dhir, G.P. Purohit: Subcooled Filmboiling Heat Transfer from Spheres, ASME Paper 77-HT-78, August (1977), S.1-12

- M.M.K Farahat, D.R. Armstrong, D.T. Eggen: Transient Heat Transfer between Hot Metal Spheres and Subcooled Water, Atomkernenergie 29 (1977), S. 17-22
- R.E. Henry: A Correlation for the Minimum Film Boiling Temperature, Heat Transfer Research and Design AIChE Symposium Series, 70 (1974), No. 138, S. 81-90
- R.E. Henry: Persönliche Mitteilung (1979)
- Y. Hoang: Tiger-V, Programmbeschreibung Nr. 234, (Unveröffentlichte Ergebnisse)
- R. Ladisch: Ergänzungsband und Materialsammlung zur Untersuchung der minimalen Filmsiedetemperatur auf metallischen und keramischen Heizern. (Unveröffentlichte Ergebnisse)
- H. Lamb: Hydrodynamics, Cambridge University Press, 6. Auflage (1932)
- J.G. Leidenfrost: De Aquae Communis nonnullis Qualitatibus Tractatus, Duisburg (1756), Universitätsbibliothek Göttingen. Auszugsweise englische Übersetzung: J.G. Leidenfrost: On the Fixation of Water in Diverse Fire, Int. J. Heat Mass Transfer, 9 (1966), S. 1153-1166
- A. Lindner: Statistische Methoden, Birkhäuser Verlag Basel 2. Auflage (1957)
- F. Mayinger, H. Langner: Post-Dryout Heat Transfer, Proceedings 6. Int. Heat Transfer Conference Toronto, Aug.7-11, 6 (1978), S. 181-198
- F. Moreaux, J.C. Chevrier, G. Beck: Destabilization of Film Boiling by Means of a Thermal Resistance, Int. J. Multiphase Flow, 2 (1975), S. 183-190

- S. Nukiyama: The Maximum and Minimum Values of the Heat Q Transmitted from Metal to Boiling Water under Atmospheric Pressure, J. Japan Soc. Mech. Engrs. 37 (1934), S. 367-374 - in das Englische übersetzt: Int. J. Heat Mass Transfer, 9 (1966), S. 1419-1433
- J.J. Sheppard, A.J. Ede: Heat Transfer in Subcooled Stagnation-Point Free-Convection Film Boiling on a Hemisphere, Progress in Heat and Mass Transfer, Pergamon Press Oxford, 2 (1969), S. 277-293
- J.B. Siviour, A.J. Ede: Heat Transfer in Subcooled Filmboiling, Proceedings 4. Int. Heat Transfer Conference Paris, Elsevier Publishers, 5 (1970), Session B3, Paper 12
- R. Semeria: Thermique des Fluides Diphasiques Bouillantes, Rev. Gen. Therm., 12 (1973), No. 135, S. 211-218
- P. Spiegler, J. Hopfenfeld, M. Silberberg, C.F. Bumpus, A. Norman: Onset of Stable Filmboiling and the Foam Limit, Int. J. Heat Mass Transfer, 6 (1963), S. 987-994
- G.I. Taylor: The Stability of Liquid Surfaces when Accelerated in a Direction Perpendicular to their Planes, Proceedings Royal Society London, A201 (1950), S. 192-196
- S.C. Yao, R.E. Henry: An Investigation of the Minimum Film Boiling Temperature on Horizontal Surfaces, Trans. ASME J. Heat Transfer, 100 (1978), May, S.260-267
- N. Zuber: Hydrodynamic Aspects of Boiling Heat Transfer, AECU-4439, June (1959)

Liste der verwendeten Symbole

1. Lateinische Buchstaben

Symbol	Bedeutung	Einheit
a	Wärmeleitfähigkeit = $\frac{\lambda}{\rho c_p}$	m ² /sec
b	dimensionslose Temperatur $= \frac{T_{\min,H} - T_{\min,B}}{T_{\min,B} - \vartheta}$	
c _p	spezifische Wärme	J/kg K
D	charakteristische Dimension	m
E	thermische Effusivität, Wärme- eindringzahl = $\sqrt{\lambda \rho c_p}$	$\frac{W \text{sec}^{1/2}}{m^2 K}$
g	Erdbeschleunigung 9,81 m/sec ²	m/sec ²
h	Wärmeübergangszahl	W/m ² K
h _{fg}	Verdampfungswärme	J/kg
K	Geometriekoeffizient in der Wärmeleitungsgl. (3-2)	
L	Laplacekonstante = $\sqrt{\frac{g}{g(s_l - s_v)}}$	
Pr	Prandtl-Zahl = $\frac{\nu}{\alpha}$	
p	Druck	Pascal
q	Wärmestromdichte	W/m ²
r	Ortskoordinate	m
R	Radius	m
t	Zeit	sec
T	Temperatur	Kelvin
v	spezifisches Volumen	m ³ /kg
y	dimensionsloser Radius = r/R	

2. Griechische Symbole

Symbol	Bedeutung	Einheit
α	$= \frac{E_1}{E_w}$ Verhältnis der Wärmeeindringzahlen	
β	linearer Ausdehnungskoeffizient	1/K
Δ	Differenz	
ΔT_{\min}	$= T_{\min} - \vartheta_s$	K
ΔT_w	$= T_w - \vartheta_s$	K
$\Delta \vartheta_{\text{sub}}$	$= \vartheta_s - \vartheta$	K
ϑ	Kühlmitteltemperatur	K
λ	Wärmeleitfähigkeit	W/m K
Λ	Wellenlänge	m
μ	dynamische Zähigkeit	Nsec/m ²
ρ	Dichte	Kg/m ³
σ	Grenzflächenspannung	N/m
ν	kinematische Zähigkeit	m ² /sec

3. Indices

B	Berenson
ev	Verdampfung
fb	Filmsieden
H	Henry
HN	homogene Keimbildung
k	Kontakt
kr	kritisch
l	Flüssigkeit
lf	Lebensdauer
L	Leidenfrost
MD	"most dangerous"
max	Maximum
min	Minimum
s	Sättigungszustand
sub	Unterkühlung
th	Thermoelement
v	Dampf

Danksagung

Die vorgelegte Arbeit entstand am Institut für Reaktorentwicklung des Kernforschungszentrums Karlsruhe.

Herrn Prof.Dr. D.Smidt danke ich für sein Interesse und für seine stete Förderung.

Herrn Dr. L. Caldarola danke ich für stete fruchtbare Diskussionen und Anregungen. Mein Dank gilt weiterhin den Kolleginnen und Kollegen des Instituts und des Zentrums, mit deren Unterstützung die Arbeit durchgeführt wurde.

Mein Dank gilt auch der Institutswerkstatt und allen Mitarbeitern der Zentralwerkstatt, die zum Gelingen der Versuche beigetragen haben.

Ebenso möchte ich Herrn Dr. C.Schmidt vom Zentralen Forschungslabor der BBC danken, der die Beschichtungseinrichtungen des Labors zur Verfügung gestellt hat.

Frau Alt, Frau Schäfer und Frl. Stutz gilt ein herzliches Danke für die Herstellung der Reinschrift und der Abbildungen.