

**Mikroskopische Untersuchung der Tropfenkondensation**

**Microscopic Study of Dropwise Condensation**

S. KRISCHER und U. GRIGULL, München

## Mikroskopische Untersuchung der Tropfenkondensation

### Microscopic Study of Dropwise Condensation

S. KRISCHER und U. GRIGULL, München

**Zusammenfassung.** Es wird gezeigt, daß die Wärmeübertragung bei der Tropfenkondensation sich aus dem Verteilungsgesetz der Tropfengrößen und aus dem Wachstumsgesetz der Einzeltropfen berechnen läßt.

Beide Gesetze werden durch Auswertung von Filmaufnahmen starker Vergrößerung experimentell ermittelt. Die Filmaufnahmen wurden während der Kondensation von Wasserdampf bei etwa 25 °C an senkrechten Kupfer- und Messingwänden hergestellt.

Eine einfache Näherungsgleichung für das Wachstumsgesetz wird angegeben. Sie stimmt mit der exakten Lösung von UMUR und GRIFFITH [8] auf etwa 1% überein.

**Abstract.** The heat transfer during dropwise condensation can be calculated from the distribution function of the drop sizes and the growth function of single drops.

Both functions are obtained from motion pictures with high magnification. The motion pictures are taken during condensation of steam of about 25 °C on vertical copper and brass surfaces.

A simple approximation for the growth function is given which agrees with the exact solution of UMUR and GRIFFITH [8] within the limits of about 1%.

#### Verwendete Formelzeichen

Zeichen	SI-Einheit	Bedeutung			
$F_{ges}$	m <sup>2</sup>	Kondensationsfläche	$T$	K	Temperatur im Dampfraum
$F^*(R)$	—	Von Tropfen kleiner als $R$ bedeckter Flächenanteil	$\Delta T$	K	Temperaturdifferenz zwischen Sättigungstemperatur des Dampfes und mittlerer Temperatur der Kondensationsfläche
$\Delta h$	J/kg	Verdampfungsenthalpie	$t$	s	Zeit
$n(R)$	—	Zahl der Tropfen kleiner als $R$	$\dot{V}$	m <sup>3</sup> /s	Wachstumsgeschwindigkeit des Tropfenvolumens
$P$	N/m <sup>2</sup>	Druck im Dampfraum	$w$	m/s	Geschwindigkeit des Dampfes senkrecht zur Kondensationsfläche
$q$	W/m <sup>2</sup>	Wärmestromdichte	$\alpha_{kin}$	W/m <sup>2</sup> K	Wärmeübergangszahl bei Phasenübergang
$R$	m	Tropfenradius	$\lambda$	W/m K	Wärmeleitfähigkeit des Wassers
$R^*$	—	Dimensionsloser Tropfenradius $R^* = R\alpha_{kin}/\lambda$	$\rho'$	kg/m <sup>3</sup>	Dichte des Wassers
$\dot{R}$	m/s	Wachstumsgeschwindigkeit des Tropfenradius	$\rho''$	kg/m <sup>3</sup>	Dichte des Dampfes
$r$	m	Variabler Radius (vgl. Bild 1c)	$\sigma$	—	Kondensationskoeffizient
$R_G$	J/kg K	Individuelle Gaskonstante	$\varphi$	W	Wärmestrom, der durch den Tropfen geleitet wird

### 1. Einleitung

Im Jahre 1930 wurde von E. SCHMIDT und Mitarbeitern [1] zum ersten Male über Tropfenkondensation berichtet. SCHMIDT stellte einen wesentlich besseren Wärmeübergang als bei Filmkondensation fest. Dieses Phänomen konnte zunächst nicht erklärt werden, weil es schien, als ob der mittlere Wärmeleitwiderstand der Tropfen allein wesentlich größer als der Wärmedurchgangswiderstand bei Filmkondensation sei.

Dies führte 1937 zu der Theorie von EUCKEN [2], nach der das Wasser zunächst nahezu widerstandslos an der blanken Fläche zwischen den Tropfen kondensiert und dann durch die von VOLMER und ESTERMANN [3] entdeckte Oberflächendiffusion in den Tropfen wandert. Diese Theorie wurde 1951 von WICKE [4]

und 1963 von KAST [5] wieder aufgegriffen und ausgearbeitet.

Die Theorie, daß zwischen den Tropfen ein dünner instabiler Wasserfilm existiere, der beim Erreichen einer kritischen Dicke von wenigen  $\mu\text{m}$  aufplatze und in dem Tropfen verschwinde, wurde 1936 von JAKOB [6] aufgestellt, im Jahre 1961 von WELCH und WESTWATER [7] wieder aufgegriffen und schließlich 1964 von UMUR und GRIFFITH [8] durch Versuche widerlegt. 1965 widerrief WESTWATER diese Theorie [9].

Theorien, die sich nur auf den Wärmeleitwiderstand in den Tropfen stützten — zum Teil unter Berücksichtigung des Phasenübergangswiderstandes an der Tropfenoberfläche —, wurden erst 1963 von MCCORMICK und BAER [10], 1964 von WENZEL [11] und 1966 von LE FEVRE und ROSE [12] veröffentlicht. Auch GÖSE, MUCCIARDI und BAER [13] und SOLODOV und

ISACHENKO [14] gingen von diesen Grundlagen aus. Bei diesen Theorien ist der gute Wärmeübergang bei der Tropfenkondensation auf den hohen Anteil von sehr kleinen Tropfen zurückzuführen.

Die Ergebnisse der vorliegenden Arbeit unterstützen den Grundgedanken dieser neueren Theorien: Bei der experimentellen Ermittlung der Wachstumsgeschwindigkeiten von Einzeltröpfchen konnte außer dem Radius und der treibenden Temperaturdifferenz keine weitere Einflußgröße, wie etwa die freie Fläche um den beobachteten Tropfen, festgestellt werden. Dies läßt darauf schließen, daß auch die gesamte kondensierte Wassermenge nur von dem Wärmedurchgangswiderstand der Tropfen, der durch das Wachstumsgesetz charakterisiert wird, und von der relativen Häufigkeit der Tropfengrößen oder dem Verteilungsgesetz abhängt. Diese beiden Gesetzmäßigkeiten sind Gegenstand der vorliegenden Untersuchung.

## 2. Analytische Bestimmung des Wärmeübergangs

### 2.1 Grundlagen

Die bei der Tropfenkondensation abzuführende Wärme kann der Kondensationswärme des kondensierenden Wassers gleichgesetzt werden. Sie ist somit proportional der Volumenvergrößerung aller Tropfen. Die Proportionalitätskonstante ist  $\rho' \Delta h$  mit  $\rho'$  (z. B. in  $\text{kg/m}^3$ ) als der Dichte und  $\Delta h$  (z. B. in  $\text{J/kg}$ ) als der Verdampfungsenthalpie des Wassers.

Ist  $n(R)$  die Zahl der Tropfen, die kleiner sind als der Radius  $R$ , so gibt  $dn/dR(R)$  die Zahl der Tropfen eines bestimmten Radius  $R$  pro Längeneinheit Radiusspielraum an.  $n(R)$  ist eine stetig steigende Funktion, die sogenannte Summenkurve.  $dn/dR(R)$  ist dann die Verteilungskurve und hat die Dimension einer reziproken Länge.

$dn/dR$  kann bei einer sehr großen Kondensationsfläche als zeitlich konstant angenommen werden; denn auf einer großen Fläche wird jedes Stadium der Tropfenkondensation von der von abrollenden Tropfen gerade blankgewischten Fläche bis zu der Fläche, die wieder von abrollfähigen Tropfen bedeckt wird, stets gleich häufig vorhanden sein.

Da es sich herausgestellt hat, daß die zeitliche Volumenzunahme  $\dot{V}$  (z. B. in  $\text{m}^3/\text{s}$ ) eine eindeutige Funktion des Radius ist, gilt für die Wärmestromdichte  $q$  (z. B. in  $\text{W/m}^2$ ):

$$q = \frac{\rho' \Delta h}{F_{\text{ges}}} \int_R \dot{V}(R) \frac{dn}{dR}(R) dR. \quad (1)$$

Dabei ist  $F_{\text{ges}}$  die Größe der Kondensationsfläche (z. B. in  $\text{m}^2$ ).

Unter der Annahme halbkugelförmiger Tropfen\* wird mit  $\dot{R}$  (z. B. in  $\text{m/s}$ ) als der Wachstumsgeschwindigkeit eines Tropfens:  $\dot{V} = 2\pi R^2 \dot{R}$  und somit

$$q = \frac{\rho' \Delta h}{F_{\text{ges}}} \int_R 2\pi R^2 \dot{R}(R) \frac{dn}{dR}(R) dR. \quad (2)$$

Faßt man  $\pi R^2 dn/F_{\text{ges}}$  als  $dF^*$  zusammen, so erscheinen unter dem Integral zwei Funktionen mit anschaulicher physikalischer Bedeutung:

$$q = 2 \rho' \Delta h \int_R \dot{R}(R) \frac{dF^*}{dR}(R) dR. \quad (3)$$

$dF^*$  stellt hier den von Tropfen eines bestimmten Radius bedeckten Flächenanteil dar und ist dimensionslos.

Damit läßt sich der Wärmeübergang bei Tropfenkondensation allein aus zwei Gesetzen bestimmen: dem Wachstumsgesetz  $\dot{R} = f(R)$  und dem Verteilungsgesetz  $dF^*/dR = j(R)$ .  $\dot{R}$  ist hier die Wachstumsgeschwindigkeit eines Tropfens durch an ihm kondensierendes Wasser.

Die häufigen Tropfenvereinigungen müssen dabei außer acht gelassen werden; denn sie erfolgen so schnell, daß zu jedem Zeitpunkt sich nur relativ wenige Tropfen gerade bei der Vereinigung befinden.

Das Verteilungsgesetz wird von zwei unbekanntem Größen bestimmt, ohne deren Kenntnis eine befriedigende Theorie der Tropfenkondensation nicht möglich ist:

1. der Keimdichte, über die es so gut wie kein theoretisches oder experimentelles Material gibt;
2. dem Radius der abrollenden Tropfen, der von der Reinheit und Glätte der Kondensationsfläche und deren Grenzflächenenergie abhängt.

Die Mechanik der Tropfenzusammenschlüsse, die dem Verteilungsgesetz zugrunde liegt, bereitet als solche keine Schwierigkeiten. Die Ermittlung des Gesetzes daraus stellt jedoch ein interessantes mathematisches Problem dar, welches noch nicht befriedigend gelöst wurde.

Im folgenden soll eine einfache Gleichung für das Wachstumsgesetz abgeleitet werden. In Abschnitt 3 werden dann Messungen des Wachstumsgesetzes und des Verteilungsgesetzes wiedergegeben und die daraus nach Gl. (3) bestimmbaren Wärmestromdichten mit gemessenen Wärmestromdichten verglichen.

### 2.2 Wachstumsgesetz

Die Wärmeleitfähigkeit einer Kondensationswand aus Messing ist etwa 200mal und die einer Wand aus Kupfer etwa 500mal so groß wie die des Wassers. Deshalb wird man Temperaturunterschiede in ihr vernachlässigen und die Kondensationswand als Isotherme betrachten können. Damit ist eine Randbedingung für die Berechnung der Wachstumsgeschwindigkeit gegeben.

Die zweite Randbedingung ist durch den Phasenübergangswiderstand an der gewölbten Tropfenoberfläche gegeben. Er errechnet sich aus der nach der

\* Aus Beobachtungen bei Vereinigungen von Tropfen ungleicher Größe konnte man erkennen, daß die Abweichungen des Randwinkels von  $90^\circ$  gering waren. Dieser Randwinkel ist zugleich der häufigste Wert anderer Experimentatoren. Für andere Randwinkel läßt sich ein von der Größe der Tropfen unabhängiger Korrekturfaktor einführen.

kinetischen Gastheorie vom Dampfraum auf die Oberfläche auftreffenden Molekülmenge und aus der Menge der Wassermoleküle, die durch ihre thermische Eigenbewegung aus der Oberfläche in den Dampfraum gelangen. Da sich im thermodynamischen Gleichgewicht beide Mengen aufheben, ist für einen Nettostrom eine Unterkühlung der Oberfläche nötig. In erster Näherung ist der Nettostrom proportional der Unterkühlung. Somit läßt sich eine „kinetische Wärmeübergangszahl“  $\alpha_{\text{kin}}$  (z. B. in  $\text{W/m}^2\text{K}$ ) definieren. Auf ihre Ableitung sei hier verzichtet und auf die Arbeiten von UMUR und GRIFFITH [8], SILVER und SIMPSON [15] und auf die genauere aber sehr komplizierte Arbeit von SCHRAGE [16] hingewiesen. Es gilt:

$$\alpha_{\text{kin}} = \frac{2\sigma}{2-\sigma} \Delta h^2 P \frac{1}{(2\pi)^{0,5} \cdot R_G^{1,5} \cdot T^{2,5}} \quad (4)$$

Dabei bedeuten:

- $\sigma$  den dimensionslosen Kondensationskoeffizienten, das ist der Anteil von allen auf die Tropfenoberfläche treffenden Molekülen, der absorbiert und nicht reflektiert wird,  
 $\Delta h$  die Verdampfungsenthalpie (z. B. in  $\text{J/kg}$ ),  
 $P$  den Druck (z. B. in  $\text{N/m}^2$ ),  
 $R_G$  die Gaskonstante des Wassers (z. B. in  $\text{J/kgK}$ ),  
 $T$  die Dampftemperatur in K.

Auf die Berücksichtigung der durch die Dampfdruckabsenkung über gekrümmten Oberflächen hervorgerufenen Temperaturdifferenz wird verzichtet. Sie ist umgekehrt proportional dem Radius und beträgt für  $R = 1 \mu\text{m}$  nur 0,02 K.

Die Geschwindigkeit  $w$  des nachströmenden Dampfes läßt sich mit  $\rho''$  als der Dichte des Dampfes aus  $w = q/\Delta h \rho''$  berechnen. Setzt man für die Wärmestromdichte  $q$  den höchsten bisher gemessenen Wert von etwa  $2 \cdot 10^6 \text{ W/m}^2$  (vgl. Bild 4) ein, so ergibt sich mit der Verdampfungswärme  $\Delta h = 2,25 \cdot 10^6 \text{ J/kg}$  und der Dichte  $\rho''$  des Dampfes von  $0,6 \text{ kg/m}^3$  bei  $100^\circ\text{C}$  eine Geschwindigkeit von 1,48 m/s. Bei derartigen niedrigen Geschwindigkeiten spielen Widerstände durch den Nachschub des Dampfes keine Rolle.

Die reine Wachstumsgeschwindigkeit der Tropfen, d. h. von Tropfen, die nicht durch Aufschlucken kleinerer Tropfen wachsen, wird also von ihrem Wärmeleitwiderstand und dem Phasenübergangswiderstand abhängen.

Unter den erwähnten Voraussetzungen läßt sich das Wachstumsgesetz exakt berechnen. Diese Berechnung haben UMUR und GRIFFITH in der zitierten Arbeit durchgeführt. Ihre Lösung lautet für halbkugelförmige Tropfen in dimensionsloser Form:

$$\frac{\rho' \Delta h}{\alpha_{\text{kin}} \Delta T} \dot{R} = \sum_{\substack{m=1 \\ \text{ungerade}}}^{\infty} \frac{m(2m+1)}{R^* + m} \left[ \int_0^1 P_m(x) dx \right]^2 \quad (5)$$

Dabei bedeuten:

- $\rho'$  die Dichte des Wassers (z. B. in  $\text{kg/m}^3$ ),  
 $\Delta h$  die Verdampfungsenthalpie (z. B. in  $\text{J/kg}$ ),

- $\alpha_{\text{kin}}$  die kinetische Wärmeübergangszahl nach Gl. (4),  
 $\Delta T$  die Temperaturdifferenz zwischen Dampf und Wand (z. B. in K),  
 $\dot{R}$  die Wachstumsgeschwindigkeit (z. B. in m/s),  
 $R^* = R \alpha_{\text{kin}} / \lambda$  den dimensionslosen Radius (Biot-Zahl),  
 $\lambda$  die Wärmeleitfähigkeit des Wassers (z. B. in  $\text{W/mK}$ ),  
 $P_m(x)$  das  $m$ -te Legendre-Polynom erster Art.

Diese Gleichung läßt sich nicht von Hand auswerten. Das mag der Grund dafür sein, daß in allen bisherigen Arbeiten der Weg beschritten wurde, einen von  $R$  abhängigen Wärmeleitwiderstand entsprechend einer mittleren Tropfendicke zu berechnen und diesen hinter den Wärmeübergangswiderstand an der Phasengrenze zu schalten, falls letzterer nicht überhaupt vernachlässigt wurde. Dabei wurden die Tropfen stets als kleine Zylinder angesehen, deren Mantelflächen adiabatisch waren. Dies ergibt in der Tat eine Näherungsgleichung, die jedoch nur für einen bestimmten Tropfenradius mit der exakten Lösung übereinstimmt, für andere Tropfengrößen hingegen stark abweicht.

In Bild 1, Fig. a sind die Wärmestromlinien in einem Tropfen dargestellt. Man sieht, daß die Tropfenmitte einen großen Wärmeleitwiderstand besitzt, während am Rand fast gar kein Wärmeleitwiderstand auftritt. Dort wird der Wärmestrom also hauptsächlich durch  $\alpha_{\text{kin}}$  gehemmt. Fig. b zeigt den Rand, an dem die meiste Wärme übertragen wird. Eine Abwicklung dieses Randes ergibt einen Viertelzylinder der Länge  $2\pi R$  mit sehr kleinem Radius. Fig. c zeigt als Rechen-

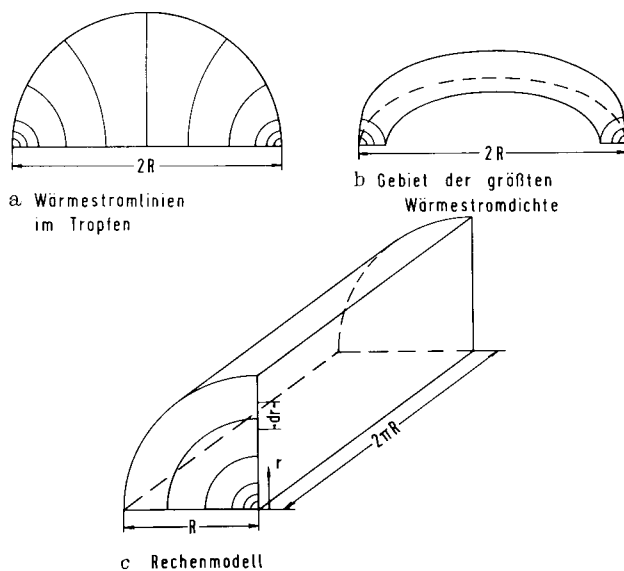


Bild 1. Zur Ableitung des theoretischen Wachstumsgesetzes.

modell diesen Viertelzylinder, dessen Radius dem Tropfenradius  $R$  gleichgesetzt wurde. Dadurch wurde das in Fig. b weggelassene Volumen durch ein anderes ersetzt.

Das Modell hat auf den ersten Blick keinerlei Ähnlichkeit mit der Wirklichkeit. Der Vorteil des Modells liegt aber sowohl darin, daß der zum Tropfenrand hin abnehmende Wärmeleitwiderstand recht gut wiedergegeben wird als auch darin, daß die Flächen, an denen der kinetische Wärmeübergang ( $\alpha_{\text{kin}}$ ) stattfindet, im Modell und am Tropfen gleich groß sind. Im Modell ist diese Fläche die senkrechte Rechteckfläche. Von ihr wird die Wärme in Kreisbogenform durch Leitung an die waagerechte Rechteckfläche geführt. Es gibt also für jedes  $r$  in Fig. 6 einen unterschiedlichen, der Größe von  $r$  proportionalen Wärmeleitwiderstand und einen konstanten Wärmeübergangswiderstand. Die Stirnflächen und die zylindrische Mantelfläche sind adiabat.

Mit  $\varphi$  (z. B. in W) als dem Wärmestrom wird

$$d\varphi = \frac{\Delta T}{\frac{1}{\alpha_{\text{kin}}} + \frac{\pi}{2} \frac{r}{\lambda}} 2\pi R dr \quad (6)$$

und durch Integration zwischen  $r = 0$  und  $r = R$

$$\varphi = 4 \Delta T R \lambda \left[ \ln \left( \frac{1}{\alpha_{\text{kin}}} + \frac{\pi}{2} \frac{R}{\lambda} \right) + \ln \alpha_{\text{kin}} \right] \quad (7)$$

Mit

$$\varphi = \varrho' \Delta h \dot{V} = \varrho' \Delta h 2\pi R^2 \dot{R} \quad (8)$$

läßt sich in Analogie zu Gl. (5) die dimensionslose Form ableiten:

$$\frac{\varrho' \Delta h}{\alpha_{\text{kin}} \Delta T} \dot{R} = \frac{\ln(1 + R^* \pi/2)}{R^* \pi/2} \quad (9)$$

In Tabelle 1 werden die rechten Seiten von Gl. (9) und Gl. (5) — letztere mittels Elektronenrechner ausgewertet — verglichen:

Tabelle 1

$R^*$	Gl. (5)	Gl. (9)	Gl. (10)
0	1,0	1,0	1,0
0,1	0,926	0,929	0,921
0,2	0,865	0,870	0,857
0,5	0,726	0,738	0,719
1	0,583	0,601	0,578
2	0,431	0,452	0,429
5	0,259	0,278	0,260
10	0,166	0,179	0,1665
20	0,1022	0,111	0,1023
50	0,0515	0,0557	0,0512
100	0,0298	0,0322	0,0295
200	0,0169	0,0183	0,01673
500	0,00775	0,00849	0,00773
1000	0,00420	0,00468	0,00427

Eine noch bessere Übereinstimmung mit der exakten Lösung ergibt Gl. (10), die durch Verändern des Faktors  $\pi/2$  entstanden ist:

$$\frac{\varrho' \Delta h}{\alpha_{\text{kin}} \Delta T} \cdot \dot{R} = \frac{\ln(1 + 1,75 R^*)}{1,75 R^*} \quad (10)$$

Alle Werte von Gl. (10) unterscheiden sich von denen aus Gl. (5) bis auf den letzten — praktisch bedeutungslosen — um weniger als 1%.

Gl. (10) gilt für Tropfen mit einem Randwinkel von  $90^\circ$ . Aus dem Modell läßt sich schließen, daß für Tropfen mit kleinerem Randwinkel der Faktor 1,75 kleiner, für Tropfen mit größerem Randwinkel größer wird.

Gl. (10) ist einfach zu diskutieren:

1.  $\dot{R}$  ist proportional  $\Delta T$ .

2. Für kleine  $R^*$  strebt Gl. (10) gegen den Wert 1; d. h.  $\varrho' \Delta h \dot{R} = \alpha_{\text{kin}} \Delta T$ ; erweitert man mit  $2\pi R^2$ , der Tropfenoberfläche, so erkennt man, daß die zeitliche Volumenzunahme proportional der durch  $\alpha_{\text{kin}}$  übertragenen Wärme ist. Der Wärmeleitwiderstand des Tropfens wird also vernachlässigbar, was zu erwarten ist.  $\dot{V}$  wird proportional  $R^2$  und  $\dot{R}$  wird konstant.

3. Für große  $R^*$  nimmt  $\ln(1 + 1,75 R^*)$  mit wachsendem  $R^*$  schwächer zu als  $1,75 R^*$ .  $\dot{V}$  wächst dann eher proportional  $R$  oder dem Tropfenumfang und  $\dot{R}$  nimmt nahezu proportional  $R$  ab.

### 3. Messungen

#### 3.1 Versuchsanordnung

Die verwendete Kondensationskammer ist in Bild 2 und Bild 3 in Längs- und Querschnitt dargestellt. Die Kondensationskammer befand sich auf dem Schlitten eines an der Wand befestigten Mikroskopes. Mit einer Filmkamera wurden die Vorgänge bei der Tropfenkondensation durch das Mikroskop gefilmt. Der Dampf wurde der Kammer unter einem Winkel von  $30^\circ$  gegen die Vertikale zugeführt. Dadurch konnte ein Mitreißen der abrollenden Tropfen durch zu hohe Dampfgeschwindigkeit aus ihrer Bahnänderung erkannt und durch Drosselung der Dampfzufuhr vermieden werden. Nur ungefähr 20 bis 80% des zugeführten Dampfes wurden jeweils kondensiert, um die Entstehung eines Inertgaspolsters zu vermeiden.

Da bekannt ist, daß in dem Dampf enthaltene Luft die Kondensation beeinträchtigen kann, wurde der Inertgasgehalt mittels eines McLeod-Gerätes gemessen:

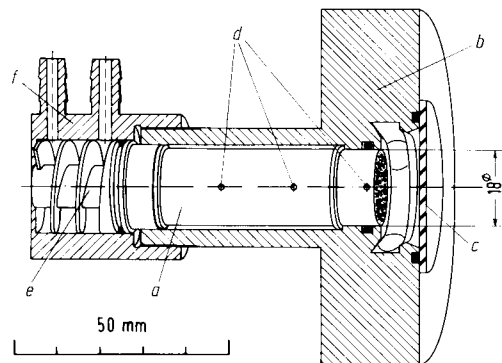


Bild 2. Versuchskammer, Längsschnitt.

a Metallzylinder mit kreisförmiger Kondensationsfläche, b Gehäuse aus Delrin (Paraformaldehyd), c Glasfenster, d Thermoelementenbohrungen zur Messung von Wärmestromdichte und Oberflächen-temperatur, e Kühlschnecke aus Messing, f Kühlgehäuse aus Messing mit Kühlwasseranschlüssen.

eine bestimmte Dampfmenge wurde in eine Glaskugel geführt und von dort durch langsam aufsteigendes Quecksilber in eine mit der Kugel verbundene, oben geschlossene Kapillare verdrängt. Der Teildruck des

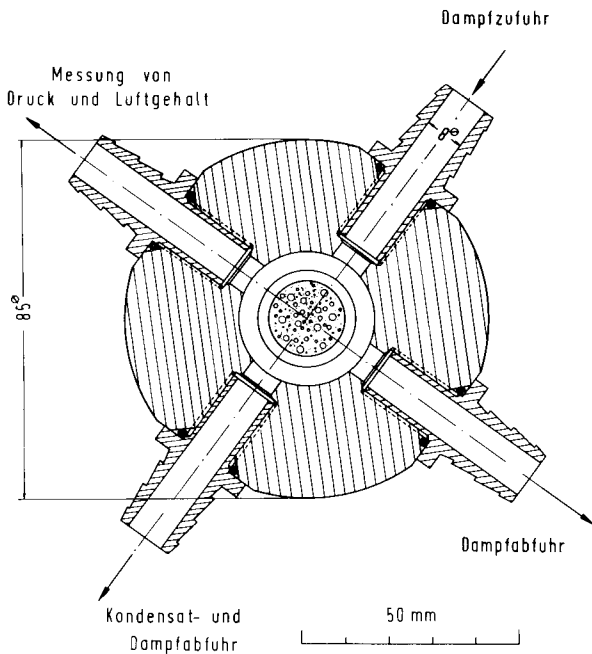


Bild 3. Versuchskammer, Querschnitt mit Blick auf Kondensationsfläche.

Wasserdampfes übersteigt bei dieser isothermen Volumenverkleinerung den Sättigungsdruck nie. Da ein Teil des Dampfes kondensiert, ließ sich aus der Druckerhöhung mit kleiner werdendem Volumen auf die Inertgasmenge schließen; denn alle nicht kondensierbaren Bestandteile werden in guter Näherung der Gasgleichung gehorchen und ihr Teildruck wird umgekehrt proportional dem Volumen steigen. Der Inertgasgehalt lag bei den meisten Versuchen zwischen 5 und 50 ppm (5 bis 50 Volumenanteile pro Million). Ein Einfluß auf die Kondensationsgeschwindigkeit konnte in diesem Bereich bei der verwendeten Versuchskammer nicht festgestellt werden. Auch eine Drosselung einer der beiden Dampfabfuhrleitungen, was die Bildung eines Inertgaspolsters begünstigt, beeinflusste die Kondensationsgeschwindigkeit nicht.

Durch drei Manganin-Konstantan-Thermoelemente von 0,2 mm Durchmesser wurde durch Extrapolation die mittlere Oberflächentemperatur und gleichzeitig der Temperaturgradient in dem Meßzylinder gemessen. Um daraus die Wärmestromdichte zu bestimmen, wurde nach den Versuchen die Tropfenkondensation durch ein auf die Kondensationsfläche geklebtes elektrisches Heizplättchen, dessen Heizleistung gemessen wurde, simuliert. So konnte einem bestimmten Temperaturgradienten sehr genau die zugehörige Heizleistung zugeordnet werden. Diese Methode war genauer als die Berechnung der Wärmestromdichte mit Hilfe der Wärmeleitfähigkeit, weil die Wärmeverluste

von etwa 10% der gesamten zugeführten Wärmemenge auf diese Weise eliminiert wurden.

Die treibende Temperaturdifferenz ist die Differenz zwischen der Sättigungstemperatur entsprechend dem in der Kammer herrschenden Druck und der mittleren Oberflächentemperatur der Kondensationsfläche. Die tatsächlich im Dampfraum herrschende Temperatur spielt keine entscheidende Rolle; denn eine geringe Überhitzung oder Unterkühlung des Dampfes beeinflusst weder die bei der Kondensation frei werdende Wärme noch die Zahl der auf die Kondensationsfläche treffenden Moleküle in entscheidendem Maße — und damit auch nicht die Kondensationsgeschwindigkeit.

Deshalb mußte der in der Kammer herrschende Druck sehr genau bestimmt werden. Dazu diente ein mit Siliconöl von sehr geringem Dampfdruck gefülltes U-Rohr mit genauer Ablesemöglichkeit, dessen zweiter Schenkel auf einen Druck von  $10^{-4}$  bis  $10^{-3}$  Torr evakuiert war. Dieser Druck konnte mit dem bereits erwähnten McLeod-Gerät stets genau überprüft werden. Die treibende Temperaturdifferenz mußte somit als Differenz zweier absolut gemessener Größen bestimmt werden.

### 3.2 Wärmestromdichte in Abhängigkeit von der treibenden Temperaturdifferenz

Die weitaus meisten Messungen des Wärmeübergangs bei Tropfenkondensation wurden von anderen Autoren bei etwa 1 bar und  $100\text{ }^{\circ}\text{C}$  durchgeführt. In Bild 4 sind die Ergebnisse der verschiedenen Experimentatoren in den letzten 20 Jahren dargestellt. Die Kondensationsflächen bestanden meist aus Kupfer. Als Pro-

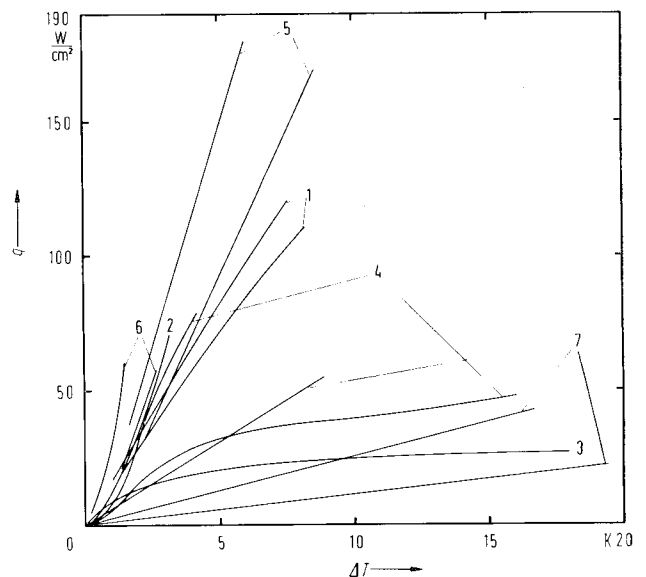


Bild 4. Fremde Versuchsergebnisse bei etwa 1 bar Kondensationsdruck.

1 HAMPSON u. ÖZISIK 1952, Kurven für zwei verschiedene Promoter [17], 2 WENZEL 1957 [18], 3 WELCH u. WESTWATER 1961 [7], 4 KAST 1965, verchromte (obere Kurve) und unverchromte Kupferfläche [19], 5 LE FEVRE u. ROSE 1965, verschiedene Promoter [20], 6 TANNER u. Mitarbeiter 1965, verschiedene Promoter [21], 7 GRIFFITH u. LEE 1967, vergoldete Kondensationsflächen: obere Kurve Kupfer, mittlere Kurve Zink und untere Kurve Stahl [22].

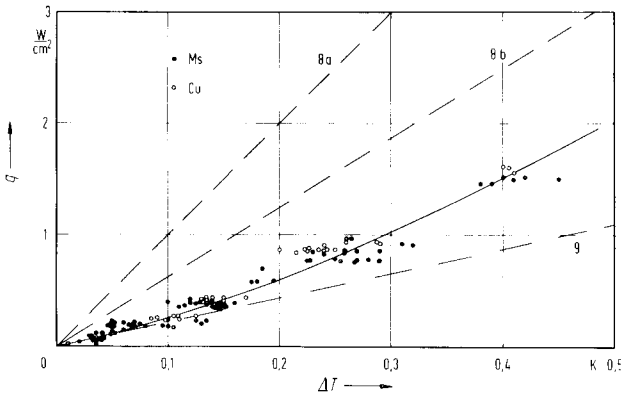


Bild 5. Eigene Versuchsergebnisse bei etwa 0,03 bar Kondensationsdruck.

Gestrichelte Kurven: Interpolierte Werte aus Messungen von:  
8 TANNER u. Mitarbeitern [23]

- a) Promoter "montan wax"
- b) Promoter "dioctadecyl disulphide",

9 BROWN und THOMAS [24].

Beide Koordinaten sind gegenüber Bild 5 im gleichen Maßstab vergrößert.

moter\* dienten verschiedene Flüssigkeiten. Die meisten Autoren erhielten je nach Promoter oder je nach dem Material der Kondensationsfläche unterschiedliche Kurven. In solchen Fällen wurden möglichst stark voneinander abweichende Kurven aufgenommen. Man sieht, daß die einzelnen Versuchsergebnisse bis zu dem Faktor 30 voneinander abweichen. Eine untereinander ähnliche Tendenz, nämlich schwach zunehmende Steigung, zeigen die Kurven 2, 5 und 6 von WENZEL, von LE FEVRE und ROSE und von TANNER und Mitarbeitern. Diese Kurven zeigen im gesamten Verlauf auch nur relativ geringe Abweichungen voneinander.

In Bild 5 ist der von den Autoren dieser Arbeit gemessene Kurvenverlauf mit den zugehörigen Meßpunkten dargestellt. Der scheinbar treppenförmige Verlauf der Meßpunkte rührt davon her, daß vorwiegend bei vier Heizflächenbelastungen gemessen wurde. Das geschah, weil das Verteilungsgesetz bei vier Temperaturdifferenzen gemessen werden sollte, diese aber schwerer zu regeln waren als die Heizflächenbelastungen. Die Messungen wurden bei Satttdampftemperaturen von 23 bis 27 °C bzw. Drücken um 0,032 bar durchgeführt. Als Promoter diente Siliconöl. Die Meßpunkte für die Kupferfläche scheinen etwas höher als die für Messing zu liegen. Eine deutliche Abweichung ist jedoch nicht festzustellen. Die Kurve zeigt eine leicht zunehmende Steigung.

Als gestrichelte Kurven wurden zum Vergleich Messungen von TANNER und Mitarbeitern und von BROWN und THOMAS bei ebenfalls etwa 25 °C herangezogen. Da in beiden Arbeiten hauptsächlich bei höheren Wärmestromdichten gemessen wurde und die Inter-

\* Um das Entstehen von Filmkondensation zu vermeiden, wird die Kondensationsfläche meist mit einer öligen Flüssigkeit bestreichen, die die Adhäsionskräfte zwischen dem Wasser und der Fläche herabsetzt. Für dieses „Hydrophobiermittel“ hat sich die englische Bezeichnung Promoter eingeführt.

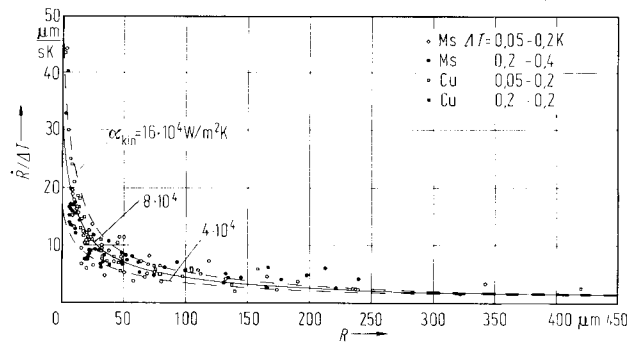


Bild 6. Experimentell ermittelte Werte im Vergleich mit theoretischen Kurvenläufen für verschiedene  $\alpha_{kin}$ .

Da nach der theoretischen Lösung  $\dot{R}$  proportional  $\Delta T$  ist, wurde  $\dot{R}/\Delta T$  über  $R$  aufgetragen.

polation linear erfolgte, können diese Kurven nur zu einem sehr groben Vergleich dienen. Eine quadratische Interpolation würde eine weitaus bessere Übereinstimmung mit den Messungen von TANNER und Mitarbeitern, aber eine schlechtere mit denen von BROWN und THOMAS ergeben. Zu letzteren ist zu erwähnen, daß die Versuche mit festem Polytetrafluoräthylen als Promoter durchgeführt wurden, wobei der nur äußerst ungenau zu ermittelnde Wärmeleitwiderstand dieser Kunststoffschicht in Kurve 9 berücksichtigt wurde.

### 3.3 Wachstumsgesetz

Zur Überprüfung des Wachstumsgesetzes wurden einzelne Tropfen auf den Filmaufnahmen verfolgt und  $\dot{R} \approx \Delta R/\Delta t$  ermittelt.  $\Delta R$  ist dabei die Zunahme des Radius durch ungestörtes Wachstum. Wo Vereinigungen stattfanden, wurde die dadurch entstandene Radiuszunahme errechnet und von der gesamten Radiuszunahme abgezogen.  $\Delta t$ , die Zeit während des Wachstums, ließ sich aus der Bildfrequenz bestimmen.

In Bild 6 ist das Ergebnis dargestellt. Die ebenfalls eingezeichneten Kurven nach Gl. (10) oder Gl. (5) — ein Unterschied ist bei dieser Zeichengenauigkeit nicht festzustellen — haben  $\alpha_{kin}$  als Parameter.  $\alpha_{kin}$  läßt sich theoretisch aus Gl. (4) sehr genau bestimmen. Der Kondensationskoeffizient  $\sigma$  ist jedoch eine schwer meßbare Größe. Älteren Messungen von  $\sigma = 0,036$  [25] stehen neuere von  $\sigma = 0,35$  [26] gegenüber. Die oberste Kurve für  $\alpha_{kin} = 16 \cdot 10^4 \text{ W/m}^2\text{K}$  entspricht einem  $\sigma$  von 0,278, die mittlere, ausgezogene, einem  $\sigma$  von 0,15 und die unterste einem  $\sigma$  von 0,078.

Die Punkte weichen für sehr kleine und sehr große  $R$  von den Kurven nach oben ab. Die Abweichung für kleine  $R$  deutet darauf hin, daß sehr kleine Tropfen vielleicht auch durch auf den Tropfen gerichtete Oberflächendiffusion der an der benachbarten Fläche adsorbierten Wassermoleküle wachsen. Für die Abweichung bei großen  $R$  könnten Strömungen in den Tropfen verantwortlich sein, da besonders bei großen Tropfen die Kondensation hauptsächlich am Rand erfolgt, sich das kondensierte Wasser aber gleichmäßig ver-

teilen muß. Diese Abweichung ist für die Tropfenkondensation allerdings von untergeordneter Bedeutung, weil die größeren Tropfen nur einen sehr geringen Beitrag zum gesamten Wärmeübergang leisten.

Ein Unterschied zwischen dem Wachstumsgesetz von Tropfen an Kupfer und an Messing konnte nicht festgestellt werden.

### 3.4 Verteilungsgesetz

Um das Verteilungsgesetz im ganzen Radiusbereich von etwa  $1 \mu\text{m}$  bis  $750 \mu\text{m}$  lückenlos zu erfassen, braucht man mindestens drei verschieden vergrößerte Aufnahmeserien (vgl. Bilder 10 bis 12), so daß die kleinsten meßbaren Tropfen der am stärksten vergrößerten Serie ungefähr gleich groß sind wie die größten, noch relativ häufig vorkommenden der nächsten Serie usw.

In Bild 7 ist das Ergebnis der Auswertung von etwa 200 Bildern dargestellt. Auf jedem Bild befanden sich

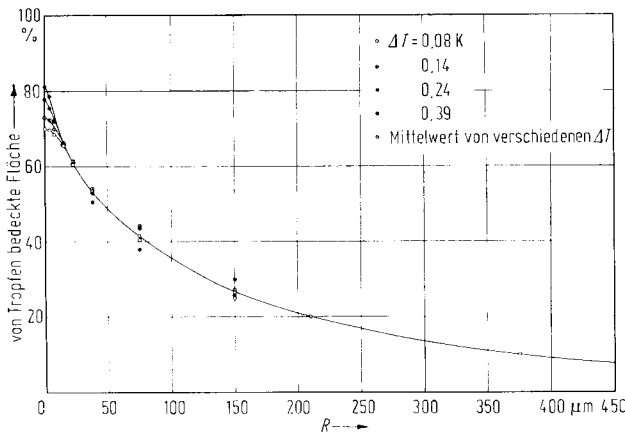


Bild 7. Zum Verteilungsgesetz: „Summenkurve“ der Flächenanteile. Aufgetragen ist der gesamte von Tropfen größer als  $R$  bedeckte Flächenanteil als Funktion von  $R$ . Die Meßpunkte für verschiedene  $\Delta T$  zeigen für sehr kleine Tropfenradien eine klare Aufspaltung der Kurve. Bei größeren Radien streuen zwar die Meßpunkte, ein eindeutig unterschiedlicher Verlauf ist jedoch nicht zu erkennen.

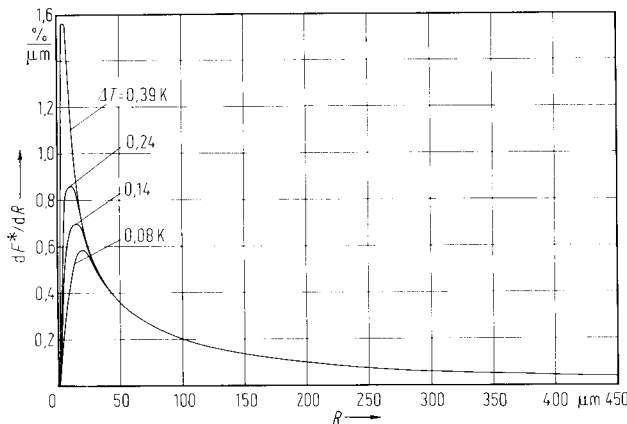


Bild 8. Verteilungsgesetz.

Aufgetragen ist der Flächenanteil in Prozent, den Tropfen eines Radius  $R \pm 0,5 \mu\text{m}$  einnehmen. Die Kurven wurden aus Bild 7 durch Differentiation gewonnen.

im Durchschnitt 200 auswertbare Tropfen. Aus den Durchmessern der Tropfen wurden mit einem Elektronenrechner die Flächenanteile pro  $\mu\text{m}$  Radiusspielraum ausgerechnet und, von den größten Tropfen angefangen, summiert. Das gesuchte Verteilungsgesetz ergibt sich dann durch Differentiation. Die Differentiation der vorher summierten Meßwerte ist hier sinnvoll, weil die ursprünglichen Meßwerte starke statistische Streuungen — abhängig von der Größe des gewählten Radiusspielraumes — aufwiesen.

Die durch Differentiation erhaltenen Kurven, die das Verteilungsgesetz wiedergeben, müssen auf jeden Fall durch den Ursprung gehen, denn Tropfen des Radius null nehmen auch den Flächenanteil null ein. Danach steigen die Kurven an bis zu einem Maximum, das je nach Keimdichte einen verschiedenen hohen Wert hat und fallen dann ab, wobei sie in einen gemeinsamen Kurvenverlauf übergehen.

Das Ergebnis der Differentiation der Kurven von Bild 7 ist in Bild 8 dargestellt. An die dort gezeigten Kurvenverläufe kann natürlich kein sehr großer Genauigkeitsanspruch gestellt werden; die Tendenz wird jedoch sicher richtig wiedergegeben, wie auch die Überprüfung im folgenden Abschnitt zeigt.

Die Diagramme in Bild 7 und 8 müßten eigentlich bis zu dem mittleren Abrollradius  $R = 0,75 \text{ mm}$  reichen. Dort schneiden beide Kurven die Abszisse. Auf den oberen Radiusbereich wurde verzichtet; Tropfen dieser Größe haben einen vernachlässigbar kleinen Anteil am gesamten Wärmeübergang.

### 3.5 Zusammenfassung der Ergebnisse und Kontrolle

Mit Gl. (3) läßt sich der Wärmeübergang bei Tropfenkondensation bestimmen. Zur Lösung des Integrals müssen das Wachstumsgesetz  $\dot{R}(R, \Delta T)$  und das Verteilungsgesetz  $dF^*/dR(R, \Delta T)$  bekannt sein.

Das theoretische Wachstumsgesetz der Gl. (10) wurde durch die Experimente mit zufriedenstellender Genauigkeit bestätigt. Nur der darin enthaltene Wert des Kondensationskoeffizienten ist noch problematisch. Die Ergebnisse legen einen Wert von etwa 0,15 nahe.

Das Verteilungsgesetz wurde nur experimentell bestimmt. Es stellte sich heraus, daß

1. die kleinen Tropfen einen wesentlich größeren Flächenanteil bedecken als die großen, und daß
2. das Verteilungsgesetz durch die unterschiedliche Keimdichte, die von  $\Delta T$  abhängt, nur im Bereich der kleinsten Tropfen bis etwa  $25 \mu\text{m}$  Radius beeinflußt wird.

Damit läßt sich auch die leicht zunehmende Steigung der Kurve in Bild 5 und einiger der Kurven von Bild 4 erklären: da das Wachstumsgesetz proportional  $\Delta T$  ist, würde bei konstanter Keimdichte auch  $q$  proportional  $\Delta T$  zunehmen. Weil die Keimdichte aber mit  $\Delta T$  steigt, wächst auch  $q$  überproportional mit  $\Delta T$ .

Mit Hilfe von Gl. (3) lassen sich die Messungen von  $q$  als Funktion von  $\Delta T$  (vgl. Bild 5) auf ihre Konsistenz mit dem gemessenen Wachstums- und Ver-



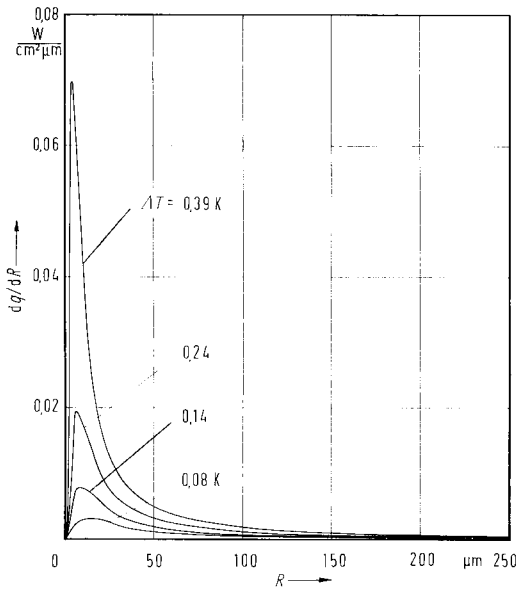


Bild 9. Der Wärmeübergang an Tropfen verschiedener Größen pro  $\mu\text{m}$  Radiusspielraum. Die Flächen unter den Kurven stellen die insgesamt erzielten Wärmestromdichten dar. Man erkennt den starken Anteil, den die kleinen Tropfen am Wärmeübergang haben.

teilungsgesetz prüfen. Bild 9 zeigt in Abhängigkeit vom Radius den Ausdruck  $2 \rho' \Delta h \dot{R} dF^*/dR$  für verschiedene Temperaturdifferenzen. Er stellt also das Produkt von Verteilungs- und Wachstumsgesetz, multipliziert mit dem konstanten Faktor  $2 \rho' \Delta h$  dar. Dieser Ausdruck ist identisch mit  $dq/dR$ , also der an den verschiedenen Tropfengrößen pro Längeneinheit Radiusspielraum übertragenen Wärmestromdichte. Man sieht den starken Einfluß der kleinsten Tropfen.

Das Ergebnis einer Integration der Kurven in Bild 9 stellt die aus den Filmaufnahmen bestimmten Wärmestromdichten dar. In Tabelle 2 wird das Ergebnis mit den kalorisch bestimmten Wärmestromdichten aus Bild 5 verglichen.

Tabelle 2

$\Delta T$ K	$\int \frac{dq}{dR} dR$ W/cm <sup>2</sup>	$q$ nach Bild 5 W/cm <sup>2</sup>	Fehler %
0,08	0,156	0,20	22
0,14	0,335	0,39	14,1
0,24	0,693	0,76	8,8
0,39	1,23	1,46	15,7

Man sieht, daß die kalorisch bestimmten Werte durchwegs höher liegen als die aus den Filmaufnahmen bestimmten. Es scheint also ein systematischer Fehler der einen oder anderen Meßmethode vorzuliegen. Die Ursachen dafür können jedoch bei der Vielfalt der Meßschwierigkeiten so mannigfaltig sein, daß von einer Analyse abgesehen werden muß.

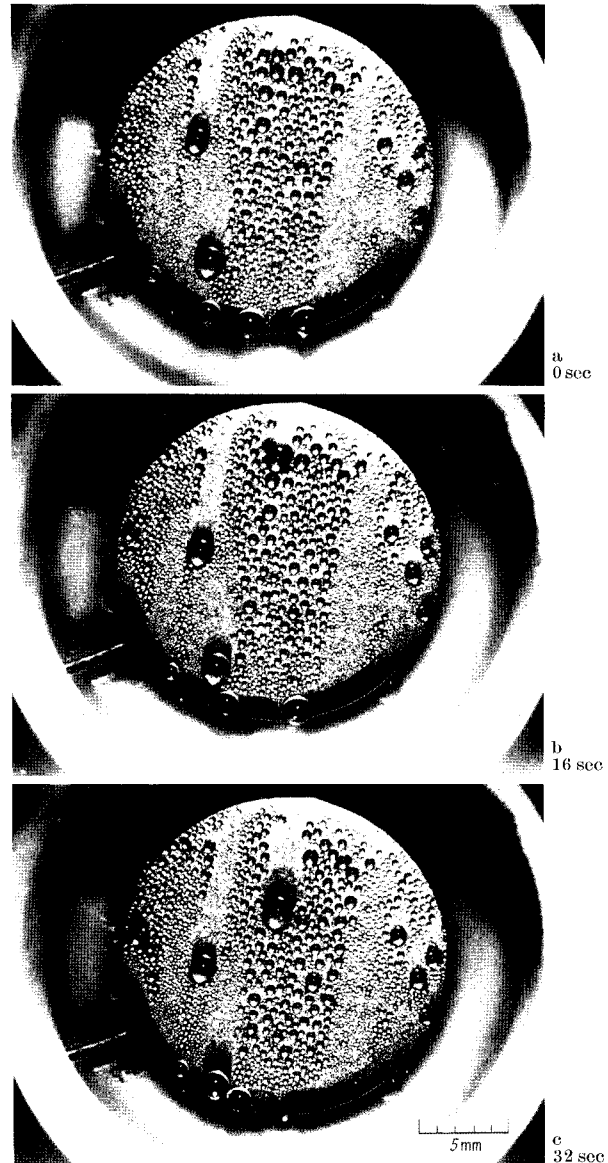


Bild 10 a - c. Die Kondensationsfläche in geringer Vergrößerung. Die Spuren der abrollenden Tropfen sind deutlich zu erkennen. Oben in Bild b ein sich gerade ablösender Tropfen.  $q = 0,12 \text{ W/cm}^2$ ,  $\Delta T = 0,05 \text{ K}$ . Durchmesser der Kondensationsfläche: 18 mm.

#### 4. Beobachtungen

Im folgenden sollen einige charakteristische Bilder, die zur Auswertung in den vorigen Abschnitten verwendet wurden, wiedergegeben werden. Dabei soll auch auf einige noch nicht bekannte Vorgänge bei der Entstehung der kleinsten Tropfen hingewiesen werden.

Bild 10 zeigt einen Blick auf die Kondensationsfläche, die einen Durchmesser von 18 mm hatte. Das hervorstechendste Charakteristikum der Tropfenkondensation an einer senkrechten Wand ist die Ausbildung der Spuren von ablaufenden Tropfen: Jedes

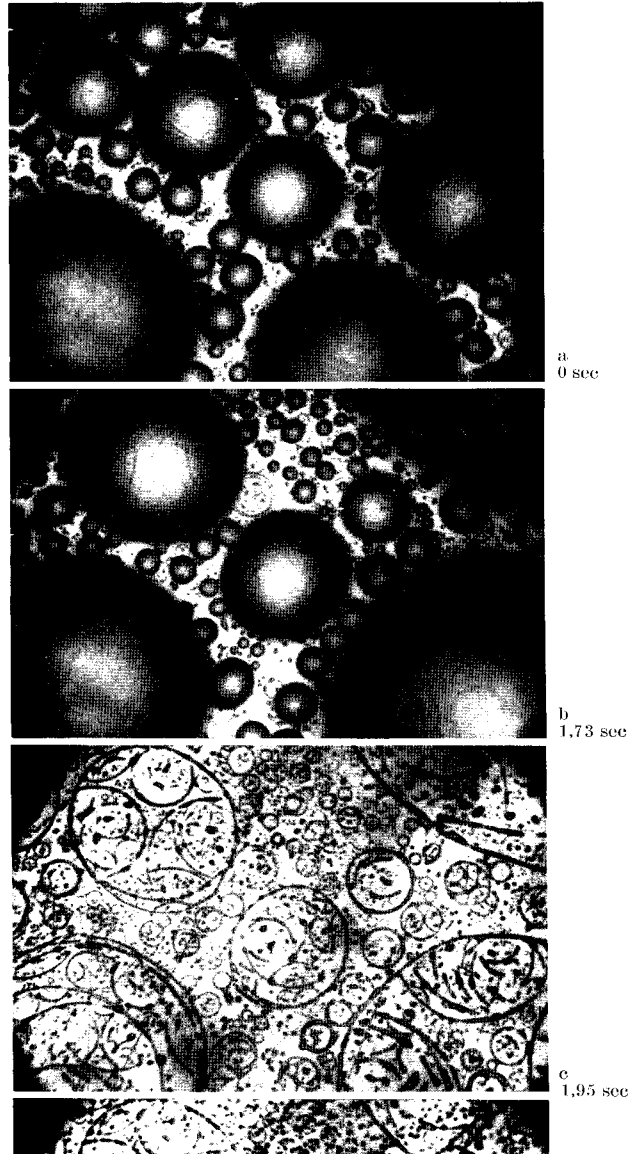
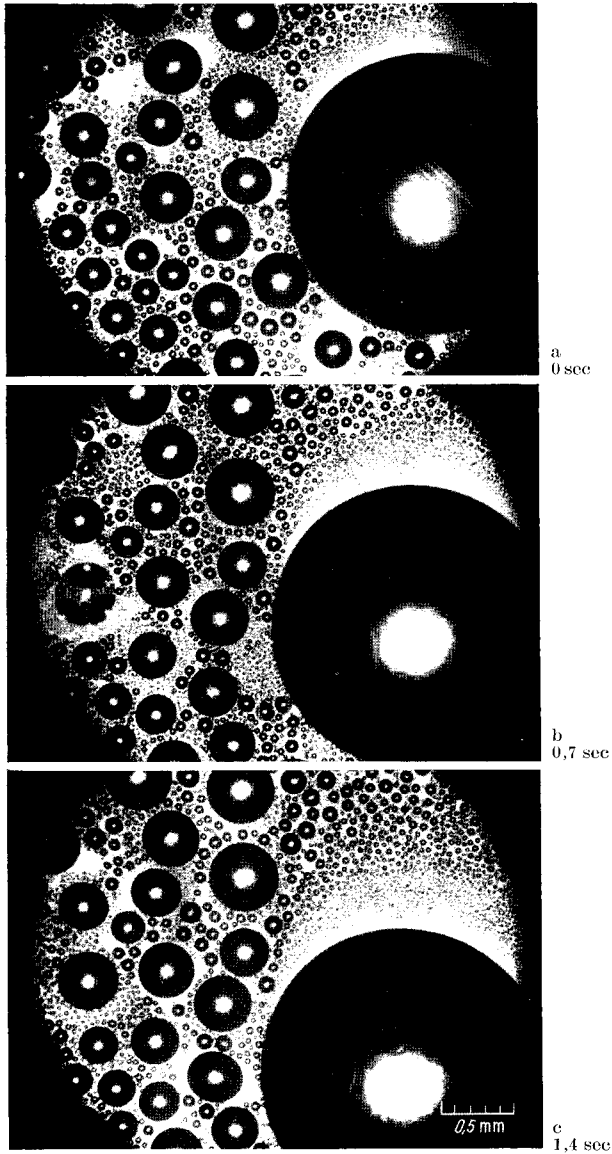


Bild 11 a - c. Ausschnitt aus der Kondensationsfläche in mittlerer Vergrößerung.

Rechts ein abrollender Tropfen mit frisch beginnender Tropfenkondensation in seiner Spur. In Bild b ist links die Vereinigung von drei mittleren und mehreren kleineren Tropfen zu sehen. Sie erfolgte schneller als die Belichtungszeit von  $1/56$  sec.

$q = 1,50 \text{ W/cm}^2$ ,  $\Delta T = 0,44 \text{ K}$ . Ausschnittbreite: etwa 3 mm.

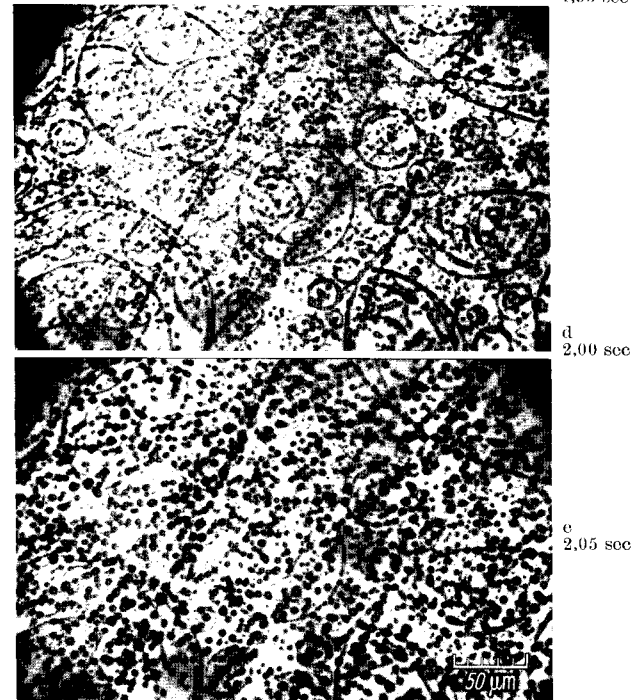
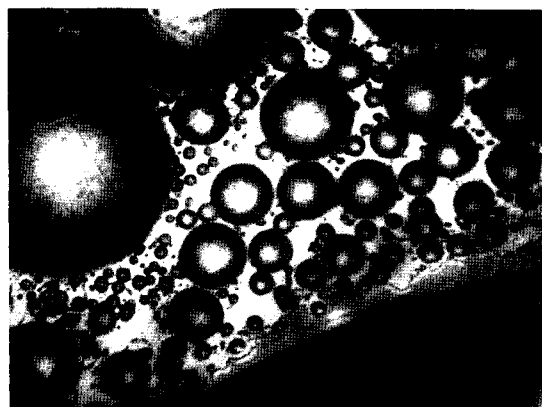


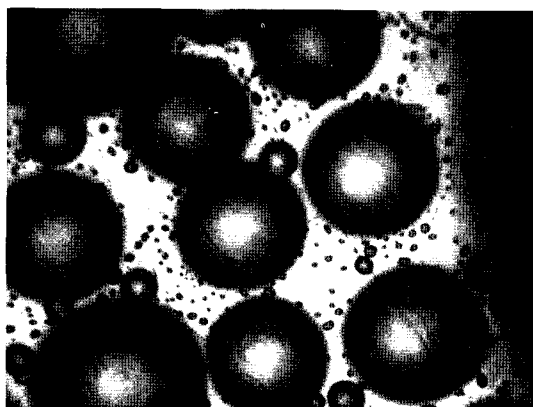
Bild 12 a - c. Beginn der Tropfenkondensation in der Spur eines schnell ablaufenden Tropfens, starke Vergrößerung.

Die in Bild b zu sehende Tropfenkonfiguration wurde zwischen Bild b und c von einem großen Tropfen weggewischt.

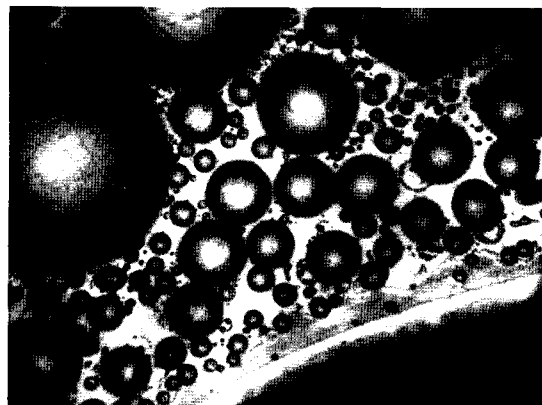
$q = 0,86 \text{ W/cm}^2$ ,  $\Delta T = 0,24 \text{ K}$ . Ausschnittbreite: etwa 0,4 mm.



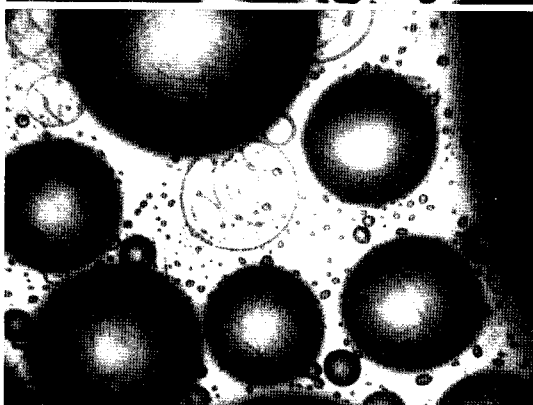
a  
0 sec



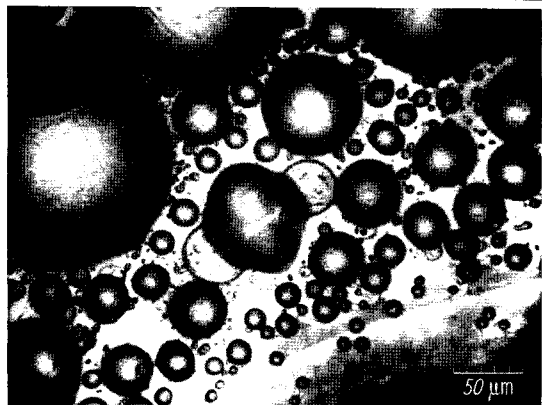
a  
0 sec



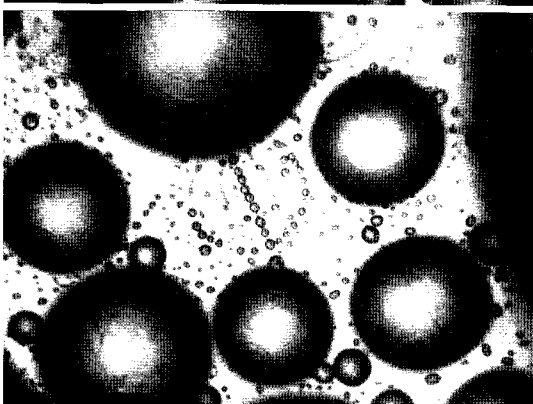
b  
0,27 sec



b  
0,07 sec



c  
0,54 sec



c  
0,45 sec

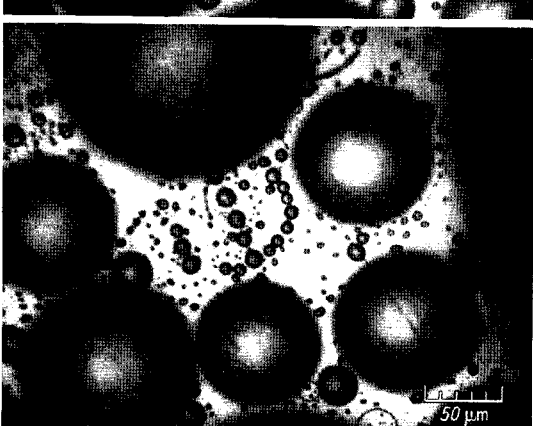
Bild 13 a—c. Promoterfilm nach langsam abrollendem Tropfen, starke Vergrößerung.

Der Rand des langsam abrollenden Tropfens rechts unten in den Bildern hinterläßt einen starken Promoterfilm, in dem die Keimdichte sehr gering ist (vgl. Bild 15).

$q = 0,86 \text{ W/cm}^2$ ,  $\Delta T = 0,24 \text{ K}$ . Ausschnittbreite: etwa  $0,4 \text{ mm}$ .

Bild 14 a—d. Erste Tropfenentstehung nach der Vereinigung größerer Tropfen, starke Vergrößerung.

$q = 0,25 \text{ W/cm}^2$ ,  $\Delta T = 0,085 \text{ K}$ . Ausschnittbreite: etwa  $0,4 \text{ mm}$ .



d  
0,90 sec

Flächenelement läßt sich als Teil einer mehr oder weniger alten Spur eines abgelaufenen Tropfens auffassen, falls es nicht gerade von einem abrollenden Tropfen bedeckt ist. Die Größe der dort vorhandenen Tropfen bestimmt das Alter der Spur.

Bild 11 zeigt eine schwach vergrößerte Aufnahme der Kondensationsfläche. Hinter dem abrollenden Tropfen entstehen sofort neue Tropfen. Ein Vergleich der Bilder a bis c zeigt das zweite Charakteristikum der Tropfenkondensation, nämlich daß bei der Berührung zweier wachsender Tropfen sofort eine Vereinigung zu einem größeren Tropfen erfolgt, die meist noch andere Tropfen miterfaßt. Die in Bild b gerade festgehaltene Vereinigung dreier größerer Tropfen erfolgte übrigens nicht unmittelbar, sondern offensichtlich auf Grund einer Wasserbrücke, die sich beim Vereinigen kleinerer Tropfen zwischen den größeren bildete. Die Vereinigungen schaffen laufend neue freie Flächen, auf denen mit zunehmendem Alter neue größere Tropfen sichtbar werden.

In Bild 12 ist das Entstehen von neuen Tröpfchen in der Spur eines abgelaufenen Tropfens in sehr starker Vergrößerung zu sehen. Bild a und b zeigen die Fläche vor dem Abrollen des Tropfens, Bild c, d und e danach. In Bild c sind deutlich Wasserränder an den Rändern der früheren Tropfen zu sehen. Dabei stammen die Wasserränder nicht nur von den unmittelbar vorher weggeschwundenen Tropfen (Bild b), sondern auch von früheren Tropfen (Bild a); offenbar geschützt durch eine Promoterhaut halten sie sich unter den größeren Tropfen. Nach dem Blankwischen entstehen die ersten Tropfen vorzugsweise aus den zurückgebliebenen Wasserrändern und an Kratzern in der Kondensationsfläche. Ein Teil der Tröpfchen entsteht an undefinierbaren Keimstellen.

Bild 13 zeigt den Beginn der Tropfenkondensation hinter einem langsam ablaufenden Tropfen. Die oberen größeren Tropfen beweisen, daß der Tropfen nicht, von oben kommend, die Stelle blank wischte, sondern an der beobachteten Stelle die abrollfähige Größe erreichte. Der Tropfen hinterläßt einen deutlich sichtbaren Promoterfilm. Dies ist eine unerwünschte Begleiterscheinung, da in dem Promoterfilm weniger Tropfen als gewöhnlich entstehen. Solche relativ starken Promoterschichten waren noch viele Stunden ununterbrochener Tropfenkondensation nach dem Einreiben mit Promoter zu sehen. Der Wärmeübergang war auf Grund dieser Promoterschicht am Anfang auch stets etwas schlechter als danach. Auswertbare Versuche wurden deshalb mindestens einen Tag nach dem Aufbringen des Promoters durchgeführt.

In Bild 14 sieht man die Entstehung von Tropfen an einer durch Vereinigung von größeren Tropfen freigewordenen Fläche. Wiederum sind die Zentren der Tropfenentstehung übriggebliebene Wasserränder, Kratzer und undefinierbare Stellen. Bild 14 unterscheidet sich von den Bildern 12 und 13 auch durch eine geringere treibende Temperaturdifferenz; deshalb ist die Keimdichte merkbar geringer und die Fläche

weniger dicht mit Tropfen bedeckt. Auffallend ist, daß nur der in der Mitte von Bild b übriggebliebene Tropfenrand wachstumsfähige Tröpfchen erzeugt, während die anderen Tropfenränder nahezu keine Tröpfchen erzeugen. Diese Ränder ziehen sich dann zu Wasserresten zusammen, die offenbar, geschützt durch eine Promoterhaut, nicht weiterwachsen. Die ganze Kondensationsfläche ist gesprenkelt mit solchen nicht wachsenden Wassertröpfchen. Daß es sich dabei um Wasser und nicht um Promoter handelt, erkennt man daran, daß solche Wasserreste bei Berührung mit einem wachsenden Tropfen sofort aufgesaugt werden.

Bei 26 Szenen wurde die Keimdichte ausgezählt. Dabei wurden sowohl durch Vereinigungen als auch durch abrollende Tropfen freigewordene Flächen ausgewertet. Das Ergebnis ist in Bild 15 in Abhängigkeit

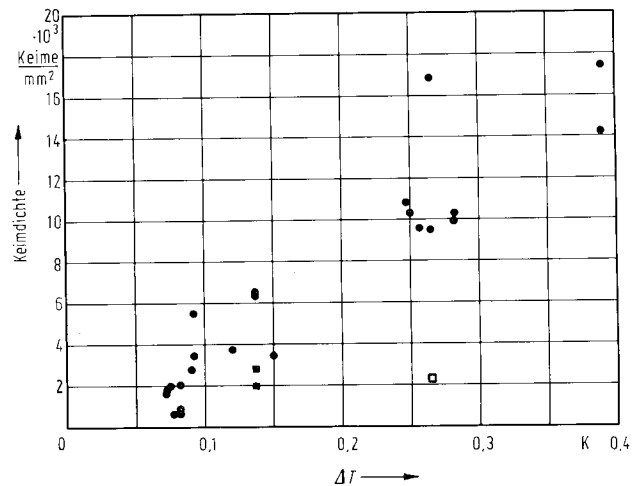


Bild 15. Keimdichte in Abhängigkeit von der Unterkühlung der Kühlfläche.

Die ausgefüllten Quadrate bei etwa 0,14 K entsprechen Messungen an derselben Fläche nach Blankwischen durch zwei dicht aufeinanderfolgende Tropfen. Das helle Quadrat bei etwa 0,27 K gibt die Keimdichte nach dem langsamen Abrollen des großen Tropfens in Bild 13 rechts unten wieder.

von der treibenden Temperaturdifferenz dargestellt. Eine weitere Einflußgröße außer der Temperaturdifferenz konnte nicht festgestellt werden. Die Keimdichte war an Kupfer und Messing gleich groß. Charakteristisch für die Streuung der Punkte sind die beiden als schwarze Quadrate eingezeichneten Punkte bei etwa 0,14 K. Sie geben die Keimdichte an einer Stelle wieder, die im Abstand von 2,5 sec zweimal von großen Tropfen überrollt wurde. An einem Ausschnitt von 0,043 mm<sup>2</sup> wurden die Keimzentren verglichen: Von 85 Keimzentren nach dem ersten Abrollen schienen beim zweiten Mal nur 57 wieder Tropfen zu bilden, während 65 neue Stellen Tropfen erzeugten. Es entstanden dann also insgesamt 122 Tropfen.

**Literatur**

1. SCHMIDT, E., W. SCHURIG u. W. SELLSCHOPP: *Techn. Mech. u. Thermodyn.* 1 (1930) S. 53/63.
2. EUCKEN, A.: *Naturwiss.* 25 (1937) S. 163/168.
3. VOLMER, M. u. I. ESTERMANN: *Z. Physik* 7 (1921) S. 13.
4. WICKE, E.: *Chem. Ing. Techn.* 23 Nr. 1 (1951) S. 5/12.
5. KAST, W.: *Chem. Ing. Techn.* 35 (1963) S. 163/168.
6. JAKOB, M.: *Mech. Eng.* 58 (1936) S. 729/739.
7. WELCH, J. F. u. J. W. WESTWATER: *Int. Developments in Heat Transfer Vol. II* (1961) S. 302/309.
8. UMUR A., u. P. GRIFFITH: *J. Heat Transfer* 87 (1965) S. 275/282.
9. McCORMICK, J. L., u. J. W. WESTWATER: *Chem. Engng. Sci.* 20 (1965) S. 1021/1036.
10. McCORMICK, J. L., u. E. BAER: *J. Coll. Sc.* 18 (1963) S. 208/216.
11. WENZEL, H.: *Linde Berichte aus Technik u. Wissenschaft* 18 (1964) S. 44.
12. LEFEVRE, E. J., u. J. W. ROSE: *Proc. 3rd Int. Heat Transfer Conf. Chicago Vol. II* (1966) S. 362/375.
13. GOSE, E. E., A. N. MUCCIARDI, E. BAER: *Int. J. Heat Mass Transfer Vol. 10 Nr. 1* (1967) S. 15.
14. SOLODOV, A. P., u. V. P. ISACHENKO: *High Temperature* 5 Nr. 6 Nov./Dez. (1967) S. 922/928.
15. SILVER, R. S., u. H. C. SIMPSON: *Proc. of a Conf. held at the Natl. Eng. Lab. Glasgow, England* (1961) S. 39/69.
16. SCHRAGE, R. W.: *A Theoretical Study of Interphase Mass Transfer*, Col. Univ. Press, New York 1953.
17. HAMPSON, H. u. N. ÖZISIK: *Proc. Inst. Mech. Eng. 1 B* (1952) S. 282/293.
18. WENZEL, H.: *Allg. Wärmetechnik* 8 (1957) S. 53/59.
19. KAST, W.: *Fortschrittsberichte VDI-Zeitschrift Reihe 3 Nr. 6* Düsseldorf 1965.
20. LEFEVRE, E. J., u. J. W. ROSE: *Int. J. Heat Mass Transfer Vol. 8* (1965) S. 1117/1133.
21. TANNER, D. W., C. J. POTTER, D. POPE, D. WEST: *Int. J. Heat Mass Transfer Vol. 8* (1965) S. 419/426.
22. GRIFFITH, P., u. M. S. LEE: *Int. J. Heat Mass Transfer Vol. 10* (1967) S. 697/707.
23. TANNER, D. W., D. POPE, C. J. POTTER, D. WEST: *Int. J. Heat Mass Transfer Vol. 11* (1968) S. 181/190.
24. BROWN, A. R., u. M. A. THOMAS: *Proc. 3rd Int. Heat Transfer Conf. Chicago Vol. II* (1966) S. 300/305.
25. ALTY, T., u. C. A. MACKAY: *Proc. R. Soc. A*, 149 (1935) S. 104/116.
26. JAMESON, D. T.: *Natl. Eng. Lab. Glasgow, Report Nr. 186* May 1965.

Dr.-Ing. S. KRISCHER,  
Prof. Dr.-Ing. U. GRIGULL  
Institut A für Thermodynamik,  
Technische Universität München

Eingegangen am 20. Oktober 1970