

DIE WÄRMEÜBERTRAGUNG BEIM SIEDEN UNTER DEM EINFLUSS HYDRODYNAMISCHER VORGÄNGE

R. BEST, P. BUROW und H. BEER

Institut für Technische Thermodynamik, Technische Hochschule Darmstadt,
61 Darmstadt, Petersenstr. 18, Germany

(Received 2 July 1974 and in revised form 24 September 1974)

Zusammenfassung—In Ergänzung der Driftströmungs-Theorie wird das Geschwindigkeitsfeld hinter aufsteigenden Blasen mit Hilfe der Potentialtheorie beschrieben. Grenzschichteffekte werden durch Überlagerung mit einer Korrekturströmung simuliert. Die mit der Bewegungsgleichung gekoppelte Energiegleichung wird numerisch mit Hilfe eines expliziten Differenzenverfahren gelöst. Die Heizfläche ist in die Betrachtungen eingeschlossen. Aus dem zeitabhängigen Temperaturfeld in der Flüssigkeit über der Heizfläche können die örtlichen Wärmestromdichten und schließlich die Heizflächenbelastung ermittelt werden.

BEZEICHNUNGEN

a ,	Abstand zwischen Blasenmitte und Heizfläche;
a ,	Temperaturleitzahl;
C ,	experimentell bestimmte Konstante;
c ,	spez. Wärme;
$f(z)$,	Funktion;
g ,	Erdbeschleunigung;
h ,	Wegschritt;
Ja ,	Jakob-Kennzahl;
l ,	Zeitschritt;
M ,	Dipolmoment;
n ,	Keimstellendichte;
Q ,	Quellstärke, Wärmemenge;
\dot{q} ,	Wärmestromdichte;
\bar{q} ,	mittlere Wärmestromdichte;
R ,	Blasenradius;
R_E ,	halber Abstand zwischen 2 Blasenkeimstellen;
R_s ,	Blasenaufstandsradius;
r ,	Zylinderkoordinate;
r_D ,	Verdampfungswärme;
T ,	Temperatur;
u ,	Blasenaufstiegsgeschwindigkeit;
u_∞ ,	Endgeschwindigkeit beim Blasenanstieg;
w_r ,	Geschwindigkeitskomponente in r -Richtung;
w_z ,	Geschwindigkeitskomponente in z -Richtung;
z ,	Zylinderkoordinate;
δ ,	Strömungsgrenzschichtdicke;
δ_T ,	Temperaturgrenzschichtdicke;
ψ ,	Potentialfunktion;
λ ,	Wärmeleitzahl;
ν ,	kinematische Viskosität;
ρ ,	Dichte;
σ ,	Oberflächenspannung;
τ ,	Zeit;
τ_A ,	Blasenwachstumszeit;
τ_W ,	Wartezeit.

Indizes

B ,	Blasenwachstum;
D ,	Dampf;
F ,	Flüssigkeit;
FE ,	Fläche mit Radius R_E ;
H ,	Heizfläche;
korr,	Korrekturfunktion;
NKL,	natürliche Konvektion und Leitung;
pot,	Potentialtheorie;
S ,	Sättigung;
W ,	Wand, Wartezeit.

1. EINLEITUNG

DIE WÄRMEÜBERTRAGUNG beim Sieden von Flüssigkeiten an Heizflächen wird von verschiedenen Parametern beeinflusst. Neben Wärmeleitung, natürlicher Konvektion und Verdampfung, z.B. eines Flüssigkeitsmikrofilms am Fuß der Blase, wird das durch die aufsteigende Blasen induzierte Geschwindigkeitsfeld in der Flüssigkeit für einen konvektiven Wärmetransport von der Heizfläche zur Flüssigkeit sorgen.

Han und Griffith [1] zeigen in einem vereinfachten Modell, daß die von einer Heizfläche ablösende und aufsteigende Blase einen Teil der überhitzten Flüssigkeitsgrenzschicht über der Heizfläche abhebt und in kältere Flüssigkeitszonen emporträgt. Beer und Durst [2] haben mit Hilfe der Potentialtheorie die Bahnlinien der Flüssigkeitsteilchen hinter aufsteigenden Blasen berechnet. Diese Betrachtungen führen zu einer Driftströmung hinter aufsteigenden Blasen, die auch mit Hilfe der Interferometrie nachgewiesen werden konnte [3].

Geht man davon aus, daß ein Teil der an der Heizfläche übertragenen Wärme hydrodynamische Ursachen hat, so kann der durch die Flüssigkeitsbewegung über der Keimstelle verursachte instationäre Wärmetransport durch das folgende, gegenüber früher [4] verbesserte Modell beschrieben werden: Von einer ebenen überhitzten Heizfläche reißt eine kugelförmige

Dampfblase ab und steigt unter Volumenzunahme in der Flüssigkeit auf. Die Flüssigkeitsbewegung nach dem Abriss hinter der Blase und über der Heizfläche soll allein durch den Blasenauftieg induziert werden; die Dichte der Flüssigkeit bleibt konstant. Das für den Wärmestrom verantwortliche Temperaturfeld über der Heizfläche wird durch die Flüssigkeitsbewegung maßgebend geformt und durch das Temperaturfeld in der Heizfläche beeinflusst. Wärmeleitungs- und Strömungsvorgänge beeinflussen sich gegenseitig, die hydrodynamischen Bewegungsgleichungen und die Energiegleichung müssen gekoppelt werden.

2. ERMITTLUNG DES STRÖMUNGSFELDES

Das Strömungsfeld, das sich durch den Aufstieg einer kugelförmigen Blase mit veränderlichem Radius über einer ebenen Heizfläche einstellt, kann mit Hilfe der Potentialtheorie beschrieben werden. Danach entspricht das instationäre Umströmen einer Kugel der Fortbewegung eines räumlichen Dipols in ruhendem Medium. Die Änderung des Blasen Volumens beim Aufstieg wird durch das Einführen einer räumlichen Quelle erfaßt [5]. Transformiert man diesen Dipol mit dem Abstand a in das flüssigkeitsfeste Koordinatensystem mit dem Ursprung auf der Heizfläche und berücksichtigt man die Randbedingung, daß die Strömungsgeschwindigkeit w_z an der Heizfläche zu Null wird durch eine Spiegelung des Dipols und der Quelle an der Heizfläche, so lautet die Potentialfunktion in Zylinderkoordinaten (Abb. 1):

$$\psi = \frac{M}{4\pi} \left[\frac{a-z}{[r^2 + (a-z)^2]^{3/2}} + \frac{a+z}{[r^2 + (a+z)^2]^{3/2}} \right] - \frac{Q}{4\pi} \left[\frac{1}{[r^2 + (a-z)^2]^{1/2}} + \frac{1}{[r^2 + (a+z)^2]^{1/2}} \right]. \quad (1)$$

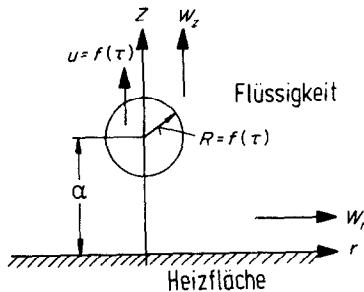


ABB. 1. Darstellung des Koordinatensystems.

Die Geschwindigkeitskomponenten in beiden Koordinatenrichtungen erhält man durch Gradientenbildung:

$$w_{r\text{pot}} = -\frac{3Mr}{4\pi} \left[\frac{a-z}{[r^2 + (a-z)^2]^{5/2}} + \frac{a+z}{[r^2 + (a+z)^2]^{5/2}} \right] + \frac{Q}{4\pi} \left[\frac{r}{[r^2 + (a-z)^2]^{3/2}} + \frac{r}{[r^2 + (a+z)^2]^{3/2}} \right] \quad (2)$$

$$w_{z\text{pot}} = \frac{M}{4\pi} \left[\frac{2(a-z)^2 - r^2}{[r^2 + (a-z)^2]^{5/2}} - \frac{2(a+z)^2 - r^2}{[r^2 + (a+z)^2]^{5/2}} \right] + \frac{Q}{4\pi} \left[\frac{a+z}{[r^2 + (a+z)^2]^{3/2}} - \frac{a-z}{[r^2 + (a-z)^2]^{3/2}} \right]. \quad (3)$$

Der Abstand a zwischen Heizfläche und Blasenmittelpunkt hängt von der Blasenauftiegs geschwindigkeit u während der Beschleunigungsphase, der Endgeschwindigkeit u_∞ und der Zeit τ ab. Mit Hilfe eines Kräftegleichgewichtes an der aufsteigenden Blase und Experimenten wurde u bzw. a ermittelt:

$$u = u_\infty [1 - e^{-C\tau}] \quad (4)$$

$$a = R + u_\infty \left[\tau + \frac{1}{C} (e^{-C\tau} - 1) \right]. \quad (5)$$

Für Wasser ergab sich als Konstante $C = 450$ 1/s. Die aus Experimenten erhaltene Blasenendgeschwindigkeit u_∞ stimmte gut mit der nach einer Beziehung von Mendelson [6] überein.

$$u_\infty = \left(\frac{\sigma}{R\rho_F} + gR \right)^{1/2}. \quad (6)$$

Die Potentialströmung ist eine reibungsfreie Strömung und deshalb nicht in der Lage Strömungsgrenzschichten in Wandnähe zu beschreiben. Grenzschichtbedingungen jedoch sind unabdingbare Parameter des Wärmetransportes von der Heizfläche zur Flüssigkeit. Es wurde deshalb das erläuterte Potentialströmungsfeld mit einer Korrekturströmung so überlagert, daß die Geschwindigkeit w , innerhalb einer Grenzschichtdicke δ auf den Wert Null an der Wand abgebremst wird. So kann das in der Potentialströmung fehlende Reibungsverhalten der Flüssigkeit berücksichtigt und die Existenz einer Grenzschicht simuliert werden. Daraus folgt, daß die Geschwindigkeitskomponenten der Korrekturströmung im vorliegenden Fall von der Form

$$w_{r\text{korr}} = \frac{r}{2\pi} \left[\frac{3Ma}{(r^2 + a^2)^{5/2}} - \frac{Q}{(r^2 + a^2)^{3/2}} \right] f'(z) \quad (7)$$

$$w_{z\text{korr}} = \frac{1}{2\pi} \left[-\frac{3Ma(2a^2 - 3r^2)}{(r^2 + a^2)^{7/2}} + \frac{Q(2a^2 - r^2)}{(r^2 + a^2)^{5/2}} \right] f(z) \quad (8)$$

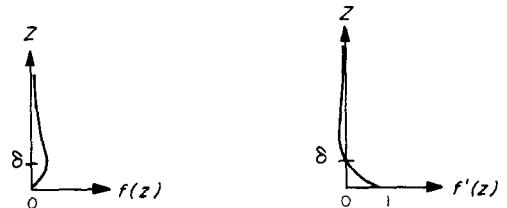


ABB. 2. Funktion $f(z)$ für die Korrekturströmung.

sind und $f'(z)$ bzw. $f(z)$ den in Abb. 2 gezeigten Verlauf haben müssen. Eine Funktion $f(z)$, die diese Randbedingungen erfüllt, lautet:

$$f(z) = \frac{\delta^2 z}{(\delta + z)^2} \quad (9)$$

$$f'(z) = \frac{\delta^2(\delta - z)}{(\delta + z)^3}. \quad (10)$$

Für die noch unbekannte Grenzschichtdicke δ wurden modifizierte Lösungen der räumlichen Staupunktströmung an der ebenen Platte verwendet, da Grenzschichtbetrachtungen zur Driftströmung fehlen.

$$\delta = 1,5a^2 \sqrt{\left(\frac{2\nu_F}{uR^3} \right)}. \quad (11)$$

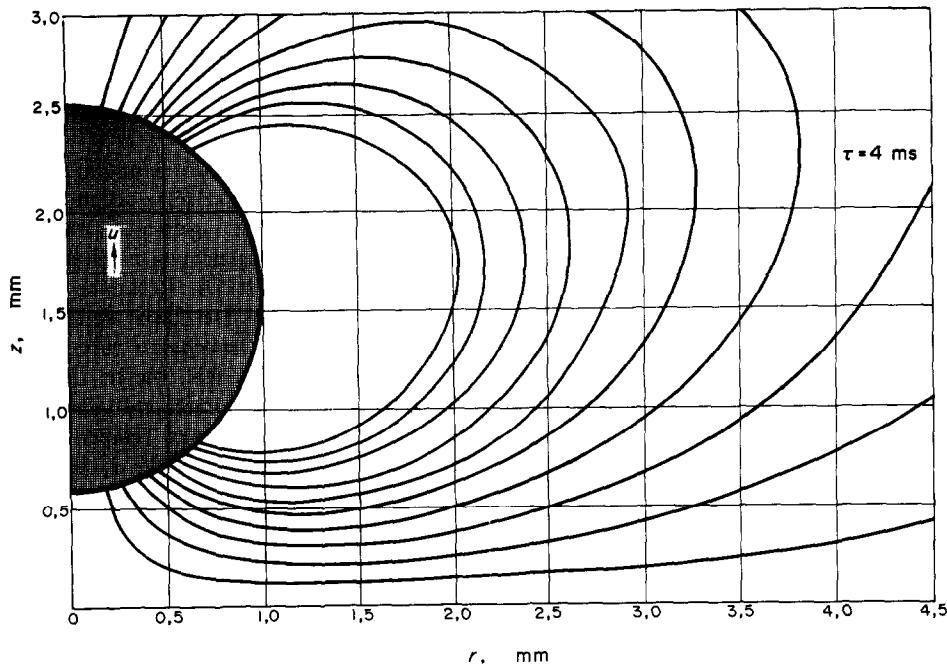


ABB. 3. Stromlinienverlauf der überlagerten Potential- und Korrekturströmung.

Der Blasenradius R soll sich beim Aufstieg in der Flüssigkeit während der Wartezeit τ_w nach dem Wachstumsgesetz [7]

$$R = 2\sqrt{(\pi/4)Ja\sqrt{(a_F)}}\sqrt{\tau} \quad (12)$$

ändern, wobei die Jakobzahl mit der Differenz aus Flüssigkeitstemperatur und Sättigungstemperatur gebildet wird.

$$Ja = \rho_F c_F \frac{T_F - T_s}{\rho_D r_v} \quad (13)$$

Für das Dipolmoment M und die Quellstärke Q gelten folgende Beziehungen:

$$M = 2\pi u R^3 \quad (14)$$

$$Q = 4\pi R^2 \left(1 - \frac{\rho_D}{\rho_F}\right) \dot{R} \quad (15)$$

Man erhält schließlich das Strömungsfeld in der Flüssigkeit hinter der aufsteigenden und wachsenden Blase aus der Überlagerung von Potential- und Korrekturströmung:

$$w_r = w_{r\text{pot}} + w_{r\text{korr}} \quad (16)$$

$$w_z = w_{z\text{pot}} + w_{z\text{korr}} \quad (17)$$

Der Stromlinienverlauf ist in Abb. 3 dargestellt.

3. BERECHNUNG DES TEMPERATURFELDES

3.1. Allgemeines

Die das Temperaturfeld in der Flüssigkeit beschreibende Energiegleichung ist eine partielle, parabolische und lineare Differentialgleichung zweiter Ordnung mit drei unabhängigen Variablen r , z und τ .

$$\frac{\partial T}{\partial \tau} = -w_r \frac{\partial T}{\partial r} - w_z \frac{\partial T}{\partial z} + \frac{\lambda}{\rho c} \left[\frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right] \quad (18)$$

Über die Geschwindigkeitskomponenten w_r und w_z nach Gleichung (16) und (17) erfolgt die Kopplung mit dem Strömungsfeld. Die Energiegleichung wird nach einem expliziten Differenzenverfahren [8] im Bereich $0 \leq r \leq 5R$, $0 \leq z \leq 10R$ und $0 \leq \tau \leq \tau_w$ (Abb. 4) gelöst. Dazu wird der Ortsbereich ($r-z$ Ebene) wie auch der Zeitbereich mit einem Gitternetz der Maschenweite $h = 10^{-4}$ m (Wegschritt) bzw. $1 = 5 \cdot 10^{-5}$ s (Zeitschritt) überzogen und die Temperaturen in den Gitterpunkten $T(r, z, \tau)$ bestimmt. Entscheidend für die Lösung einer Differentialgleichung sind die Rand- und Anfangsbedingungen. Unter letzteren versteht man die Vorgabe der Temperaturverteilung

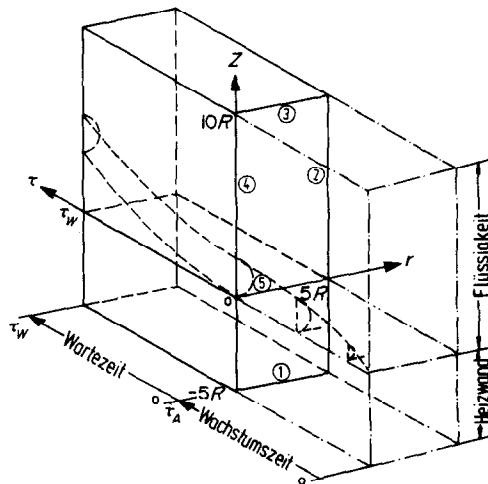


ABB. 4. Lösungsgebiet der Energiegleichung (Flüssigkeit) und der Fourier-Wärmeleitungsgleichung (Heizfläche) während der Wartezeit (1 Heizflächenunterseite, 2 Seitenbegrenzung, 3 Oberbegrenzung, 4 Symmetrieachse, 5 Blasenkontur).

$T(r, z, 0)$ im gesamten Ortsbereich zur Zeit $\tau_w = 0$. Die Randbedingungen müssen im Gegensatz zu den Anfangsbedingungen für den gesamten Zeitbereich $0 \leq \tau \leq \tau_w$ gegeben sein, allerdings nicht im gesamten Ortsbereich, sondern nur auf dessen Rändern. Das erfordert die Temperaturvorgabe an der Heizflächenunterseite $T = T(r, -5R, \tau)$, an der Seiten- und Oberbegrenzung der Flüssigkeit $T = T(5R, z, \tau)$ bzw. $T = T(r, 10R, \tau)$, auf der Symmetrieachse $T = T(0, z, \tau)$ und an der Blasenkontur $T = T(r, z, \tau)$.

3.2. Anfangsbedingungen

Zur Lösung der Energiegleichung (18) muß die Anfangstemperaturverteilung zum Ablösezeitpunkt ($\tau_w = 0$) in Flüssigkeit und Heizfläche bekannt sein. Hierzu ist es notwendig, die Vorgänge vor der Ablösung in die Betrachtungen mit einzubeziehen und das Temperaturfeld in der Heizfläche während des Blasenwachstums ($0 \leq \tau \leq \tau_A$) zu bestimmen. Es wird damit gleichzeitig der Einfluß der thermischen Eigenschaften der Heizwand erfaßt.

Das Temperaturfeld in der Heizfläche wird nach der instationären Fourier Wärmeleitungsgleichung

$$\frac{\partial T}{\partial \tau} = a_H \left(\frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) \quad (19)$$

ebenfalls mit Hilfe eines Differenzenverfahrens [9] nach folgendem Modell berechnet (Abb. 5): Die zur

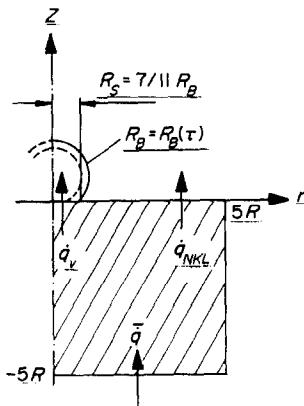


Abb. 5. Berechnung des Temperaturfeldes in der Heizwand während des Blasenwachstums durch Verdampfen eines Flüssigkeitsmikrofilms innerhalb des Blasenauftandsradius.

Erzeugung des Blasenvolumens notwendige Verdampfungswärme wird der Heizfläche über den jeweiligen Blasenauftandsradius $R_s = 7/11 R_B$ entzogen. Diese Art der Blasenbildung durch Verdampfen eines dünnen Flüssigkeitsmikrofilms am Fuß der Blase wurde z.B. von Cooper [10] beschrieben. Die Wärmestromdichte innerhalb des Blasenauftandsradius wird dann:

$$\dot{q}_v = 9,5 r_v \rho_D \dot{R}_B. \quad (20)$$

Außerhalb des Blasenauftandsradius soll Wärme nur durch Konvektion und Leitung \dot{q}_{NKL} von der Heizfläche zur Flüssigkeit übergehen. An der Symmetrieachse (z -Achse) und an der Seitenbegrenzung

($r = 5R$) erfolgt keine Wärmeleitung in radiale Richtung. Das Temperaturfeld in der Heizfläche nach Beendigung des Blasenwachstums ist gleichzeitig eine Anfangsbedingung für die Betrachtung der Vorgänge nach der Blasenablösung.

Die Anfangstemperaturverteilung in der Flüssigkeit über der überhitzten Heizfläche neben der Blase wird ebenfalls unter Verwendung der instationären Fourier'schen Wärmeleitungsgleichung nach einem Differenzenverfahren ermittelt. Die Rechnung wird beendet, nachdem sich über der Heizfläche, deren Oberflächentemperatur vorher berechnet wurde, die gleiche Wärmestromdichte einstellt, wie sie sich im tatsächlichen Fall durch Konvektion und Leitung ergibt. Der so näherungsweise berechnete Temperaturverlauf und die Temperaturgrenzschichtdicke δ_T stimmen gut mit experimentellen Ergebnissen überein.

3.3. Randbedingungen

Als Randbedingungen müssen die Temperaturverteilungen auf den das Lösungsgebiet der Energiegleichung begrenzenden Rändern in Abhängigkeit von der Wartezeit $0 \leq \tau \leq \tau_w$ vorgegeben werden.

Während bei früheren Betrachtungen [4] der zeitliche Verlauf der Oberflächentemperatur der Heizfläche nach einer halbempirischen Beziehung vorgegeben werden mußte, wird jetzt die gesamte Heizfläche in die Berechnungen einbezogen. Dazu wird auch die Heizwand wie in 3.2 mit einem Weg-Zeit-Gitternetz der Maschenweite h bzw. 1 überzogen, und es werden für jeden Gitterpunkt nach dem Differenzenverfahren [9] aus der instationären Fourier-Wärmeleitungsgleichung (19) die Temperaturen während der Wartezeit τ_w berechnet. Ausgegangen wird von einer über die Heizflächenunterseite konstanten mittleren Wärmestromdichte \bar{q}_H . Auf der Symmetrieachse und an der Seitenbegrenzung der Heizfläche findet kein Wärmetransport in radiale Richtung statt. An der Heizflächenoberseite erfolgt die Koppelung mit der Flüssigkeit dadurch, daß die Wärmestromdichten in beiden Medien gleich groß sein müssen. Die an der Heizflächenunterseite vorgegebene mittlere Wärmestromdichte \bar{q}_H und die aus der Lösung der Energiegleichung erhaltene mittlere Wärmestromdichte \bar{q}_w an der Heizflächenoberseite während der Wartezeit werden iterativ angeglichen.

Der Temperaturverlauf in der freien Flüssigkeit über der Heizfläche an der Ordinate $r = 5R$, parallel zur Blasenauftandsrichtung, wird als stationär angenommen. Unmittelbar über der Heizfläche findet man den in 3.2 durch Wärmeleitung und Konvektion berechneten Temperaturverlauf in der überhitzten Grenzschicht der Dicke δ_T . Die Flüssigkeit außerhalb der Temperaturgrenzschicht sei gegenüber der Sättigungstemperatur um $0,3^\circ\text{C}$ überhitzt, $T_F - T_s = 0,3^\circ\text{C}$. Die Temperatur der freien Flüssigkeit an der Oberbegrenzung des Systems im Abstand $z = 10R$ zur Heizfläche kann mit guter Näherung als konstant zu $T_F = T_s + 0,3^\circ\text{C}$ angenommen werden. Durch die Rotations-symmetrie muß in unmittelbarer Umgebung der z -Achse, der Symmetrieachse, $\partial T / \partial r = 0$ sein.

Für die Bestimmung des Temperaturfeldes in der Flüssigkeit während des Blasenanstiegs ist auch die Temperatur der Blasenoberfläche von Bedeutung. Für die Berechnung werden zwei Fälle unterschieden. Einmal wird eine isotherme Blasenoberfläche der Temperatur $T(r, z, \tau) = T_s$ angenommen, zum anderen eine Blase, deren Phasengrenzfläche einen Temperaturgradienten aufweist. Für den Fall der nicht isothermen Oberfläche wurden Bestimmungen des Temperaturfeldes um wachsende Dampfblasen, die mit Hilfe eines Laser-Mach-Zehnder Interferometers durchgeführt wurden [11], zugrunde gelegt. Während der aus der Grenzschicht ragende Teil der Blase stets isotherm bleibt, ist der untere Teil der Blasenoberfläche einem Temperaturgradienten unterworfen. Die Grenzschicht-isothermen laufen, zur Heizfläche geneigt, unter einem Winkel in die Phasengrenzfläche ein. Mit dem Beginn des Blasenanstiegs wird dieser Temperaturgradient abgebaut. Nachdem sich die Blase außerhalb der Temperaturgrenzschicht befindet, ist ihre Oberfläche isotherm. Die Temperaturgrenzschicht, die den oberen isothermen Teil der Blase umgibt, konnte ebenfalls Interferogrammen entnommen werden.

4. ERGEBNISSE

Die Berechnungen wurden für Wasser ($T_s = 100^\circ\text{C}$, $T_F = 100,3^\circ\text{C}$) durchgeführt. Die Wandtemperatur der überhitzten Heizfläche variierte zwischen $107,5^\circ\text{C}$ und 120°C . Als Heizflächenmaterial wurde Kupfer und Stahl zugrundegelegt.

4.1. Heizflächentemperaturverlauf während der Blasenwachstumszeit

In Abb. 6 ist der Isothermenverlauf in einer Kupfer- und Stahl-Heizfläche dargestellt, der nach dem in Abschnitt 3.2 beschriebenen Modell berechnet wurde. Es zeigt sich, daß die zur Erzeugung des Blasen volumens durch Verdampfen einer Flüssigkeitsmikroschicht benötigte Verdampfungswärme der Heizfläche

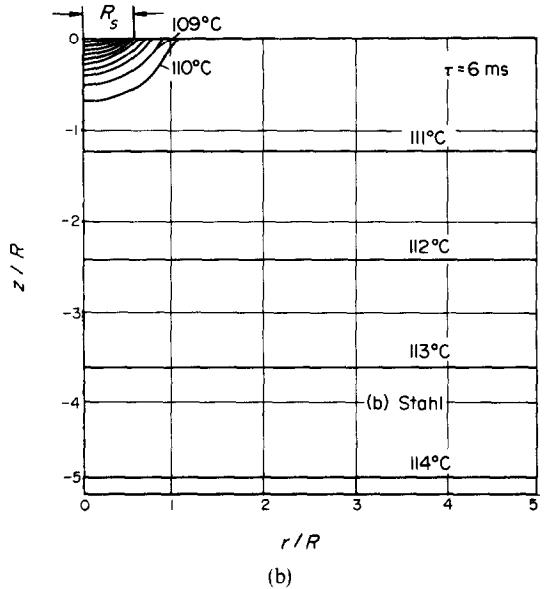


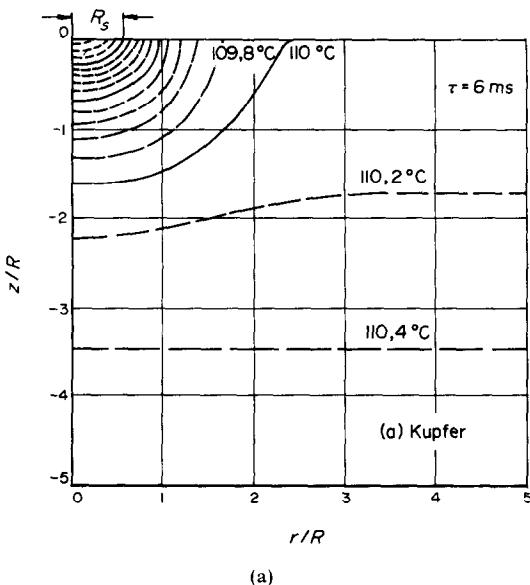
Abb. 6. Isothermenverlauf in einer Kupfer(a)- und Stahl(b)-Heizwand während des Blasenwachstums nach 6 ms.

entzogen wird und diese in der Umgebung der Keimstelle, je nach Heizflächenmaterial mehr oder weniger stark, abkühlt. Danach werden zur Erzeugung einer Blase mit dem Ablösedurchmesser $R = 1\text{ mm}$, bei einer Wachstumszeit von $\tau_A = 7,25\text{ ms}$ und einer Heizflächen-Anfangsüberhitzung von $T_w - T_s = 10^\circ\text{C}$, die Heizflächentemperaturen an der Keimstelle bei Kupfer um rund 3°C und bei Stahl um 9°C abfallen. Ähnliche Temperaturabsenkungen haben Cooper und Lloyd [12] und Mooere und Mesler [13] experimentell gemessen sowie Bonnet, Macke und Morin [14] mit Hilfe der Wärmeleitungsgleichung für einen halbbunendlichen Körper berechnet.

4.2. Temperaturverteilung zu Beginn der Blasenablösung und während des Blasenanstiegs

In Abb. 7 ist die Anfangstemperaturverteilung zu Beginn der Wartezeit wiedergegeben. Sie wurde nach Abschnitt 3.2 berechnet und wird durch interferometrische Untersuchungen [11] bestätigt.

Abbildungen 8 und 9 stellen das mit Hilfe des erläuterten Verfahrens aus der Energiegleichung berechnete Temperaturfeld unter dem Einfluß der durch den Blasenanstieg induzierten Flüssigkeitsbewegung in Abhängigkeit von der Zeit dar. Daraus wird ersichtlich, daß sich die Temperaturgrenzschicht an der Blasenkeimstelle unmittelbar nach der Blasenablösung wieder aufbaut, jedoch langsamer als es der Blasenanstiegsgeschwindigkeit entspricht. Die hydrodynamischen Verhältnisse sind Ursache für eine starke Änderung und Erhöhung der Temperaturgradienten über der Heizfläche unterhalb der Blase. Die Abb. 10 und 11 zeigen den Temperaturverlauf in der Nähe der Keimstelle in einer Kupfer- bzw. einer Stahlheizfläche für verschiedene Zeitpunkte nach der Blasenablösung. Daraus wird ersichtlich, daß zur Wiedererreichung der stationären Wandtemperatur, vor allem bei der Stahlheizfläche, eine relativ lange Zeit benötigt wird,



(a)

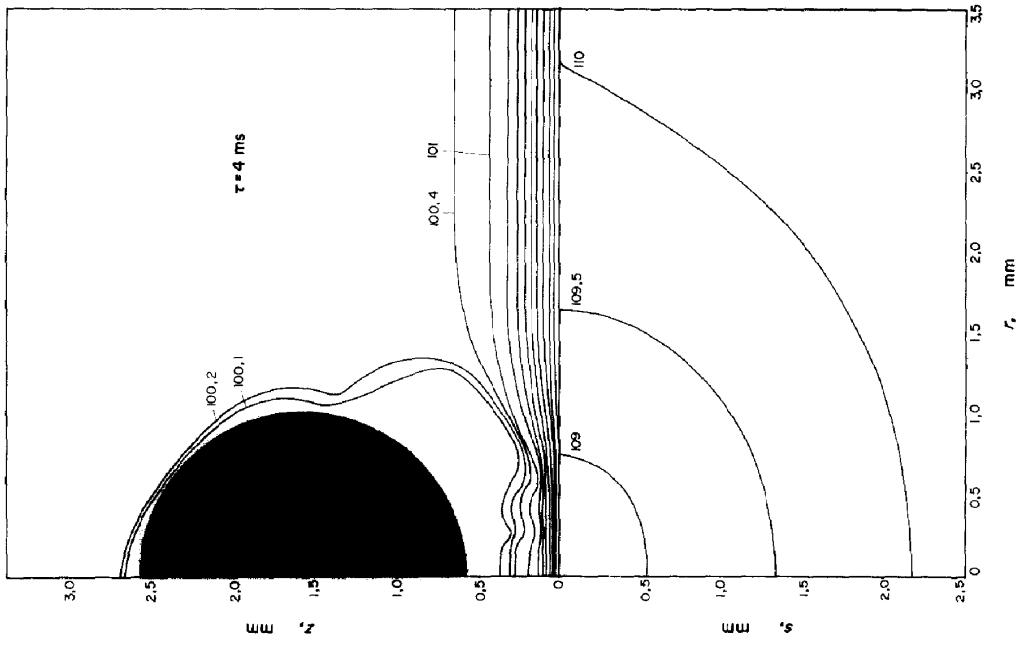


Abb. 8. Isothermenverlauf in Heizwand (Kupfer) und Flüssigkeit 4 ms nach der Blasenablösung ($T_w - T_f = 10$ K).

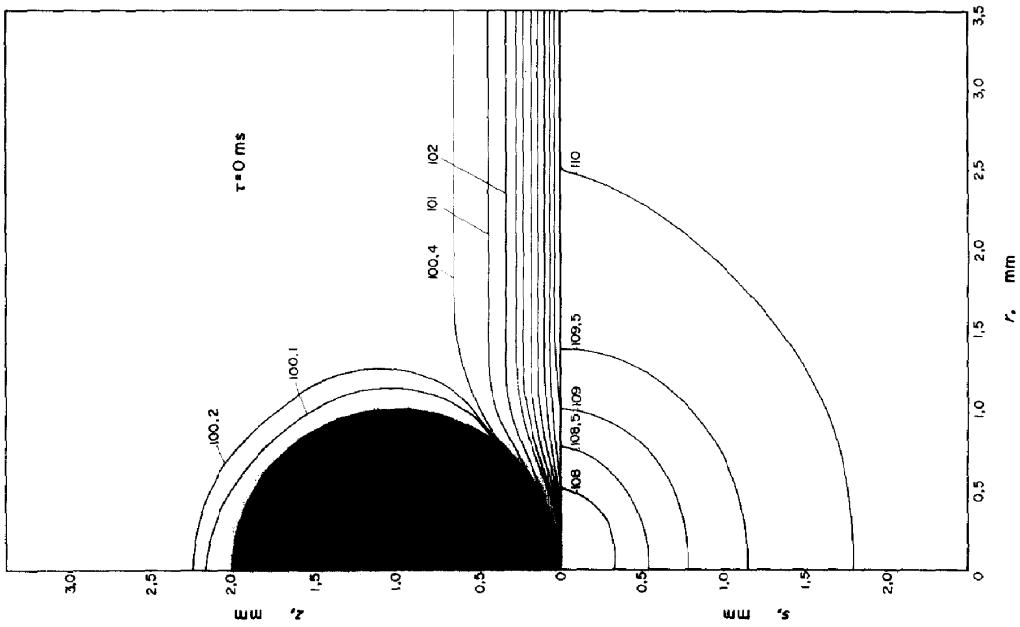


Abb. 7. Temperaturverteilung in Heizwand (Kupfer) und Flüssigkeit zum Ablösezeitpunkt ($\tau_w = 0$).

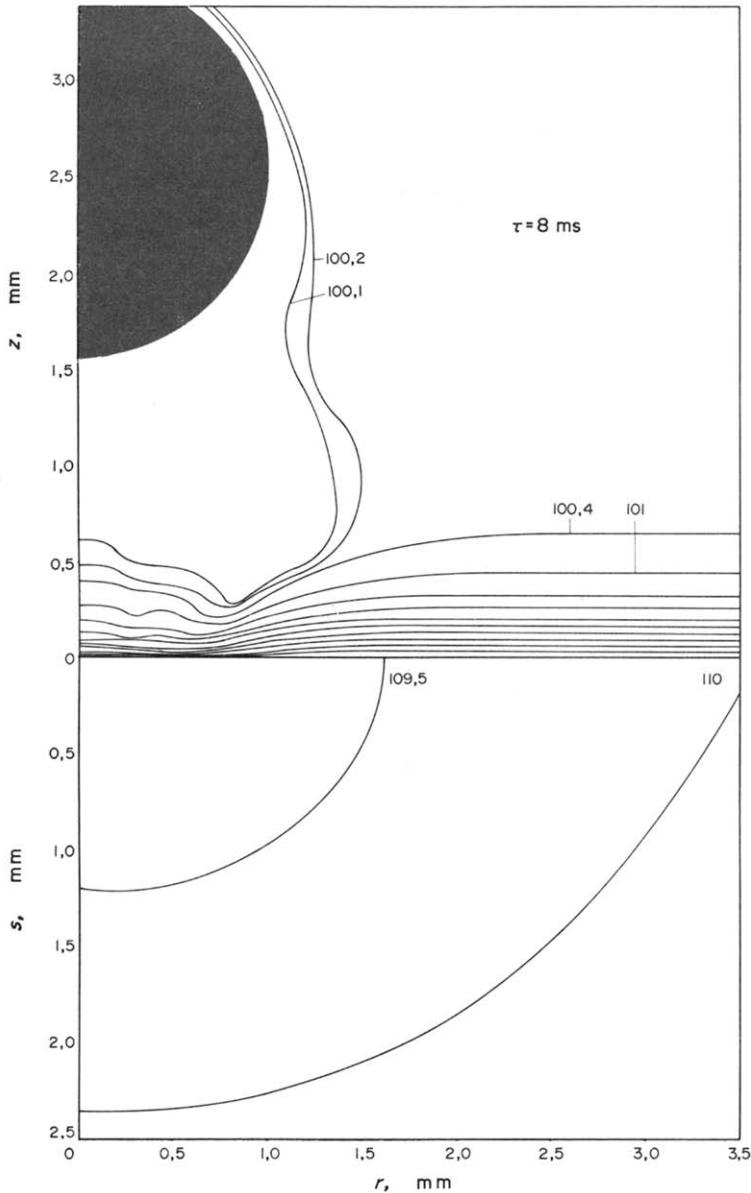


ABB. 9. Isothermenverlauf in Heizwand (Kupfer) und Flüssigkeit 8 ms nach der Blasenablösung ($T_w - T_s = 10 \text{ K}$).

während die Abkühlungszeit infolge der Blasenverdampfung kürzer war. Es zeigt sich, daß das Heizflächenmaterial die Blasenfrequenz und damit die Wärmestromdichte beeinflusst. Materialien mit kleiner Temperaturleitzahl müßten danach mit einer verminderten Blasenfrequenz eine geringere Wärmestromdichte zur Folge haben und emgekehrt.

4.3. Wärmeübertragung an der Heizfläche nach der Blasenablösung

Aus den rechnerisch bestimmten Temperaturfeldern wurden nach der Beziehung

$$\dot{q} = \lambda_w \left(\frac{\partial T}{\partial z} \right)_w \quad (21)$$

die örtlichen Wärmestromdichten an der Heizfläche

ermittelt, und in Abhängigkeit von der Zeit in Abb. 12 aufgetragen. Daraus ergibt sich, daß die Wärmestromdichte an der Heizfläche im Einflußbereich der Blase durch hydrodynamische Ursachen um das 2- bis 4-fache der Wärmestromdichten durch natürliche Konvektion und Leitung ansteigen kann. Mit zunehmender Zeit nach dem Blasenabriß, d.h. mit dem Wiederaufbau der Temperaturgrenzschicht, nimmt die Wärmestromdichte wieder ab.

Die erwähnte Möglichkeit unterschiedlicher Blasenoberflächentemperaturen hat Auswirkungen auf die Wärmeübertragung. Bei isothermer Blasenoberfläche ist der Temperaturgradient in der Flüssigkeit zwischen Blase und Heizfläche nach der Ablösung größer als bei nichtisothermer Phasengrenzfläche, was zu einer Erhöhung der Wärmestromdichte führt. Da die Blase

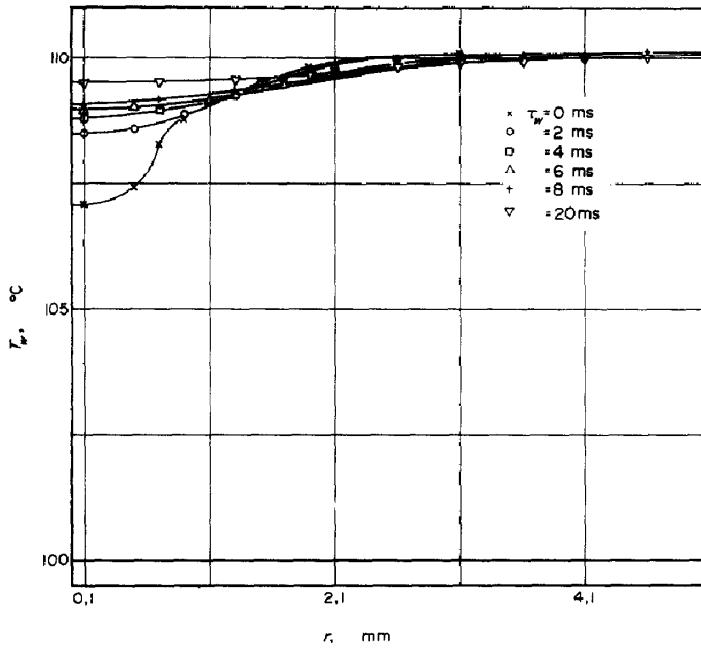


ABB. 10. Temperaturverlauf in einer Kupferheizwand für die Zeit $0 \leq \tau_w \leq 20$ ms nach der Blasenablösung.

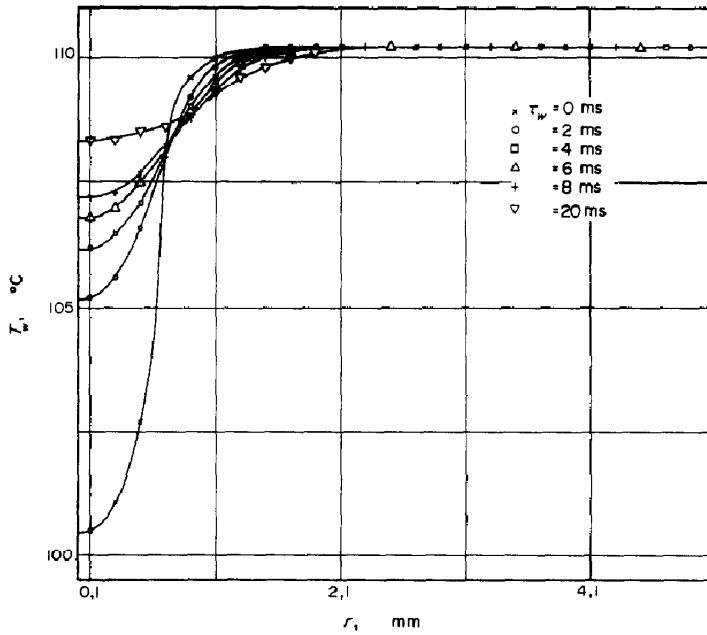


ABB. 11. Temperaturverlauf in einer Stahl-Heizwand für die Zeit $0 \leq \tau_w \leq 20$ ms nach der Blasenablösung.

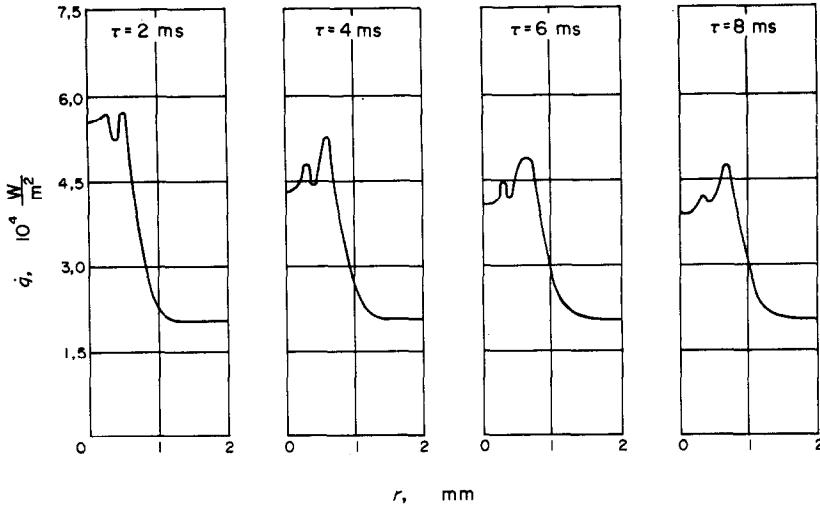


ABB. 12. Wärmestromdichten \dot{q} in der Umgebung der Keimstelle für verschiedene Zeiten nach der Blasenablösung ($T_w - T_s = 10 \text{ K}$).

nach dem Verlassen der Temperaturgrenzschicht in jedem Fall isotherm wird, verringern sich die Wärmestromdichtenunterschiede zwischen beiden Möglichkeiten mit zunehmender Zeit.

Abbildung 13 macht den Einfluß der Wandüberhitzung $T_w - T_s$ deutlich. Danach steigen mit zunehmender Überhitzung zwar die maximalen Wärmestromdichten an, es muß aber gleichzeitig eine leichte Abnahme des Verhältnisses der Wärmestromdichte an der Keimstelle zur Wärmestromdichte durch natürliche Konvektion und Leitung außerhalb des Blasenbereichs festgestellt werden.

4.4. Heizflächenbelastungen

Zur Berechnung einer effektiven mittleren Wärme-

stromdichte beim Blasensieden an Heizflächen wird folgende Modellvorstellung benutzt:

Die Wärmezufuhr von der Heizfläche zur Flüssigkeit und zur Blase erfolgt in zwei sich periodisch wiederholenden Phasen, während der Wachstumszeit der Blase τ_A und der Wartezeit τ_W nach der Blasenablösung. Während der Wachstumszeit soll die für die Verdampfung des Blasen volumens benötigte Wärme

$$Q = \frac{4}{3}\pi R^3 \rho_D r_v \quad (22)$$

auf einer durch den Blasenradius R beschriebenen Fläche übertragen werden. Daraus resultiert die Wärmestromdichte:

$$\dot{q}_{BV} = \frac{Q}{\pi R^2 \tau_A} \quad (23)$$

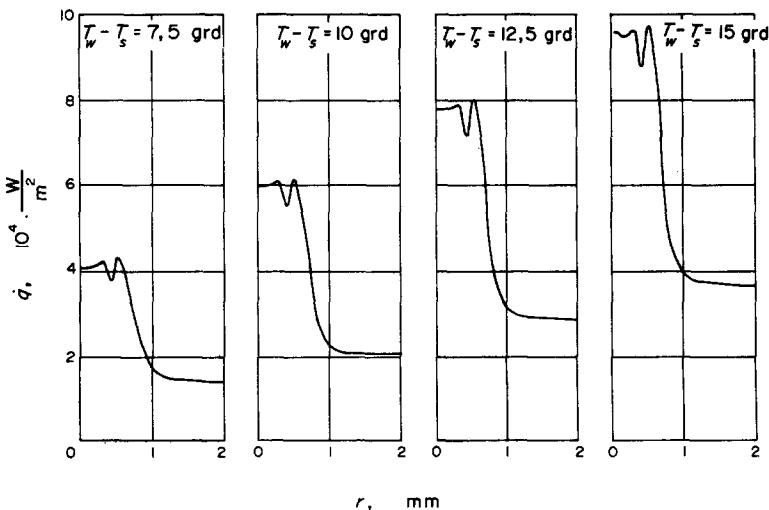


ABB. 13. Wärmestromdichte \dot{q} in der Umgebung der Keimstelle für verschiedene Wandüberhitzungen $T_w - T_s$ ($\tau_w = 2 \text{ ms}$, $R = 1 \text{ mm}$).

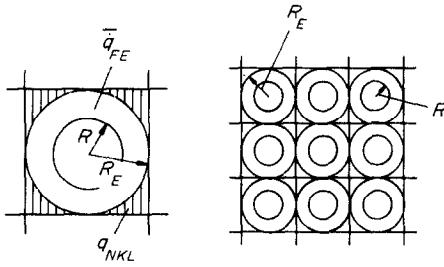


ABB. 14. Heizflächenaufteilung in Gebiete des Blasenwachstums und des Einflußbereichs der Driftströmung während der Wartezeit sowie im Gebiet der natürlichen Konvektion.

Gleichzeitig wird im Einflußbereich $R_E > R$ um die Blase (Abb. 14) ein Wärmetransport durch Konvektion und Leitung \dot{q}_{NKL} von der Heizfläche zur Flüssigkeit erfolgen. Hierbei stellt R_E den halben Abstand zwischen zwei Keimstellen dar. Der Mittelwert der Wärmestromdichten aus den beiden Anteilen während der Wachstumszeit ist:

$$\bar{q}_B = \frac{\dot{q}_{BV} + \dot{q}_{NKL} \left[\left(\frac{R_E}{R} \right)^2 - 1 \right]}{\left(\frac{R_E}{R} \right)^2} \quad (24)$$

Wie in den vorausgehenden Abschnitten dargelegt werden konnte, wird während der Wartezeit τ_w Wärme durch hydrodynamische Ursachen und ebenfalls durch natürliche Konvektion und Leitung von der Heizfläche zur Flüssigkeit übertragen.

$$\bar{q}_w = \frac{\int_0^{\tau_w} \int_0^{R_E} \dot{q}(r, \tau) 2\pi r dr d\tau}{\pi R_E^2 \tau_w} \quad (25)$$

Der Mittelwert der Wärmestromdichte durch die Fläche mit dem Radius R_E während eines Blasenzyklus ($\tau_A + \tau_w$) ergibt sich zu:

$$\bar{q}_{FE} = \frac{\bar{q}_w \tau_w + \bar{q}_B \tau_A}{\tau_A + \tau_w} \quad (26)$$

Geht man von einer Aufteilung der Heizfläche nach Abb. 14 aus, so muß zusätzlich die Wärmeübertragung durch natürliche Konvektion und Leitung zwischen den Kreisflächen mit den Radien R_E berücksichtigt werden. Die resultierende Wärmestromdichte beim Blasensieden an einer Heizfläche ist dann:

$$\bar{q} = \frac{1}{4} [\bar{q}_{FE} \pi + \dot{q}_{NKL} (4 - \pi)] \quad (27)$$

Für die durchzuführenden Berechnungen sind noch Blasenwachstums- und Wartezeiten τ_A und τ_w , sowie die Keimstellenabstände $2R_E$, die durch die Keimstellendichte $n(1/m^2)$ einer Heizfläche gegeben sind, erforderlich. Hierfür werden eigene Experimente [15] sowie zahlreiche Literaturangaben [16–19] zugrunde gelegt.

Die nach Gleichung (27) ermittelten Wärmestromdichten \bar{q} beim Sieden von Wasser an technisch rauhen und ebenen Heizflächen sind in Abb. 15 wiedergegeben und mit den Siedekurven anderer Autoren verglichen.

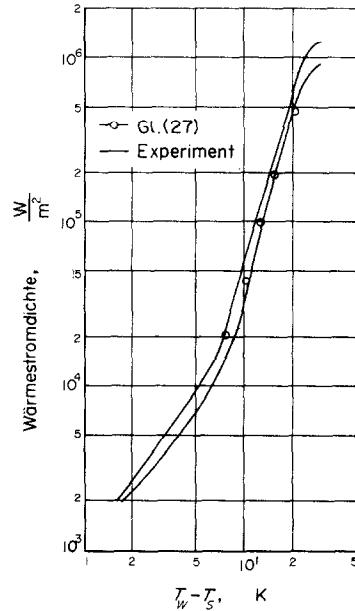


ABB. 15. Heizflächenbelastung als Funktion der Wandüberhitzung $T_w - T_s$.

Tabelle 1

$(T_w - T_s)$ grad	7,5	10	12,5	15	17,5	20
\bar{q}_w/\bar{q}	0,82	0,64	0,41	0,27	0,21	0,17

Im Rahmen dieser Betrachtungen mag Tabelle 1 interessant erscheinen, in der das Verhältnis der Wärmestromdichte \bar{q}_w während der Wartezeit zur Gesamtwärmestromdichte \bar{q} in Abhängigkeit von der Wandüberhitzung aufgetragen ist. Danach wird bei niedrigen Wandüberhitzungen Wärme von der Heizfläche an die siedende Flüssigkeit vornehmlich während der Wartezeit zwischen zwei Blasenzyklen übertragen, während bei hohen Wandüberhitzungen der Verdampfungsvorgang an der Blase die dominierende Rolle spielt.

Anmerkungen—Die Autoren danken der Deutschen Forschungsgemeinschaft für die finanzielle Unterstützung der Arbeiten.

LITERATUR

- Han-Chi-Yen und P. Griffith, The mechanism of heat transfer in nucleate pool boiling, Part II, *Int. J. Heat Mass Transfer* **8**, 905–914 (1965).
- H. Beer und F. Durst, Mechanismen der Wärmeübertragung beim Blasensieden und ihre Simulation, *Chemie-Ingr Tech.* **40**, 632–638 (1968).
- H. Beer, Sieden, *Bild der Wissenschaft* **7**, 555–561 (1970).
- R. Best, P. Burow und H. Beer, Bubble boiling heat transfer as a result of hydrodynamic effects, *Bull. Inst. Int. du Froid Annexe Nr. 1*, 15–27 (1972).
- T. Schaefer, Der Einfluß des Strömungsfeldes einer während des Aufsteigens wachsenden Dampfblase auf die Wärmeübertragung beim Sieden, Studienarbeit Universität Stuttgart (1973).

6. H. D. Mendelson, The prediction of bubble terminal velocities from wave theory, *A.I.Ch.E. Jl* 13, 250–253 (1967).
7. M. S. Plesset und S. A. Zwick, The growth of vapor bubbles in superheated liquids *J. Appl. Phys.* 4, 493–500 (1954).
8. R. Best, Berechnung des instationären Wärmetransportes beim Blasensieden in der Nähe der Heizfläche während der Wartezeit, Diplomarbeit Universität Stuttgart (1971).
9. H. Moldenhauer, Die Wärmeübertragung beim Sieden unter dem Einfluß des durch aufsteigende Blasen induzierten Strömungsfeldes, Studienarbeit Universität Stuttgart (1972).
10. M. G. Cooper, The microlayer and bubble growth in nucleate pool boiling, *Int. J. Heat Mass Transfer* 12, 915–933 (1969).
11. H. Beer, Das dynamische Blasenverhalten und die interferometrische Bestimmung von Temperaturfeldern beim Sieden von Flüssigkeiten an Heizflächen, *Forsch. Geb. IngWes.* 37, 85–90 (1971).
12. M. G. Cooper und A. J. P. Lloyd, Transient local heat flux in nucleate boiling, 3rd Int. Heat Transfer Conf. Pap. 100, Chicago (1966).
13. F. D. Moore und R. B. Mesler, The measurement of rapid surface temperature fluctuations during nucleate boiling of water, *A.I.Ch.E. Jl* 7, 620–624 (1961).
14. C. Bonnet, E. Macke und R. Morin, Visualisation of bubble formation at atmospheric pressure and related measurement of the wall temperature variations. Rep. Europ. Atomic Energy Comm. EuR 1622 e (1965).
15. H. Beer, Unveröffentlichte Arbeit, Universität Stuttgart (1970).
16. M. Güttinger, Die Verbesserung des Wärmeübergangs bei der Verdampfung in überfluteten Rohrbündelverdampfern, 4th Int. Heat Transfer Conf., Versailles, Pap. HE 2.4 (1970).
17. Y. Iida und K. Kobayasi, An experimental investigation on the mechanism of pool boiling phenomena by a probe method, 4th Int. Heat Transfer Conf., Versailles, Pap. B 1.3 (1970).
18. R. F. Gaertner, Photographic study of nucleate pool boiling on a horizontal surface, *J. Heat Transfer* 87, 17–19 (1965).
19. H. M. Kurihara und J. E. Myers, The effects of superheat on surface roughness on boiling coefficients, *A.I.Ch.E. Jl* 6, 83–91 (1960).

THE INFLUENCE OF HYDRODYNAMIC PROCESSES ON BOILING HEAT TRANSFER

Abstract—Supplementing the drift current theory, the flowfield in the liquid behind a rising bubble is described with the help of the potential theory. Boundary-layer effects are simulated by superimposing a correction flow term. The energy equation which is coupled with the equation of motion is solved numerically using a finite difference method. The heating surface is also taken into consideration. Finally the time dependent temperature field is used to calculate local heat flux densities and an overall heat-transfer rate.

INFLUENCE DES PROCESSUS HYDRODYNAMIQUES SUR LE TRANSFERT DE CHALEUR PAR EBULLITION

Résumé—Complétant la théorie des courants de dérive, le champ d'écoulement du liquide derrière une bulle qui s'élève est décrit à l'aide de la théorie du potentiel. Les effets de couche limite sont simulés en surimposant un terme correctif d'écoulement. L'équation du mouvement est résolue numériquement en utilisant une méthode de différences finies. La surface de chauffe est également prise en considération. Finalement le champ de température évolutif est utilisé pour calculer les densités de flux de chaleur locales et le taux de transfert global.

ВЛИЯНИЕ ГИДРОДИНАМИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ НА ТЕПЛООБМЕН ПРИ КИПЕНИИ

Аннотация — В дополнение к теории дрейфа, используя потенциальную теорию, даётся описание поля течения в жидкости за поднимающимся пузырьком. Условия пограничного слоя моделируются введением поправочного члена потока. С помощью метода конечных разностей проводится совместное численное решение уравнения энергии и движения. Учитывается также нагревание поверхности. И наконец, для расчета локальных значений теплового потока и суммарной скорости теплообмена используется переменное по времени температурное поле.