

EUR 2211.d

EUROPÄISCHE ATOMGEMEINSCHAFT - EURATOM

**GRUNDZÜGE DER PROBLEME AUF DEM
GEBIET DER BLASEN- UND
FILMVERDAMPFUNG**

von

H. HERKENRATH und P. MOERK-MOERKENSTEIN

1964



**Gemeinsame Kernforschungsstelle
Forschungsanstalt Ispra, Italien**

**Hauptabteilung "Engineering"
Abteilung Wärmeübertragung**

HINWEIS

Das vorliegende Dokument ist im Rahmen des Forschungsprogramms der Kommission der Europäischen Atomgemeinschaft (EURATOM) ausgearbeitet worden.

Es wird darauf hingewiesen, dass die Euratomkommission, ihre Vertragspartner und alle in deren Namen handelnden Personen :

- 1° — keine Gewähr dafür übernehmen, dass die in diesem Dokument enthaltenen Informationen richtig und vollständig sind oder dass die Verwendung der in diesem Dokument enthaltenen Informationen oder der in diesem Dokument beschriebenen technischen Anordnungen, Methoden und Verfahren nicht gegen gewerbliche Schutzrechte verstößt ;
- 2° — keine Haftung für die Schäden übernehmen, die infolge der Verwendung der in diesem Dokument enthaltenen Informationen oder der in diesem Dokument beschriebenen technischen Anordnungen, Methoden oder Verfahren entstehen könnten.

Dieser Bericht wird zum Preise von 50,— bfrs. verkauft. Bestellungen sind zu richten an : PRESSES ACADEMIQUES EUROPEENNES — 98, chaussée de Charleroi, Brüssel 6.

Die Zahlung ist zu leisten durch Überweisung an :

- die BANQUE DE LA SOCIETE GENERALE (Agence Ma Campagne) — Brüssel — Konto Nr. 964.558 ;
- die BELGIAN AMERICAN BANK AND TRUST COMPANY — New York — Konto Nr. 22.186 ;
- die LLOYDS BANK (Europe) Ltd. — 10 Moorgate, London E.C.2,

als Bezug ist anzugeben : « EUR 2211.d — GRUNDZÜGE DER PROBLEME AUF DEM GEBIET DER BLASEN- UND FILMVERDAMPFUNG ».

Das vorliegende Dokument wurde an Hand des besten Abdruckes vervielfältigt, der zur Verfügung stand.

EUR 2211.d

GRUNDZÜGE DER PROBLEME AUF DEM GEBIET DER
BLASEN- UND FILMVERDAMPFUNG von H. HERKENRATH
und P. MOERK-MOERKENSTEIN

Europäische Atomgemeinschaft — EURATOM

Gemeinsame Kernforschungsstelle

Forschungsanstalt Ispra (Italien)

Hauptabteilung « Engineering » — Abteilung Wärmeübertragung
Brüssel, Dezember 1964 — 46 Seiten — 14 Abbildungen

Der vorliegende Bericht gibt einen Überblick über die
Forschung auf dem Gebiet der Blasen- und Filmverdampfung.

Dabei wurde besonderer Wert darauf gelegt, eine klare
Trennung zwischen den Vorgängen beim Behältersieden und denen
beim Sieden bei erzwungener Strömung herauszustellen.

Ausführlich wurde auf die beim Sieden auftretenden Strömungs-
formen eingegangen. Ausserdem sind die wesentlichen empirischen
und theoretischen Beziehungen für die kritische Wärmebelastung
wiedergegeben.

EUR 2211.d

SURVEY ON PROBLEMS IN THE FIELD OF NUCLEATE
BOILING AND FILM BOILING by H. HERKENRATH and
P. MOERK-MOERKENSTEIN

European Atomic Energy Community

Joint Nuclear Research Center

Ispra Establishment (Italy)

Engineering Department — Heat Exchanges

Brussels, December 1964 — 46 pages — 14 figures

The present report gives a survey of the research in the field
of nucleate boiling and film boiling.

Deliberately a clear distinction has been made between the
processes occurring in pool boiling and forced convection boiling.

The various kinds of flow patterns associated with the boiling
process have been discussed in detail. Furthermore, a summary has
been given of the most important empirical and theoretical relations
for the critical heat flux.

EUR 2211.d

SURVEY ON PROBLEMS IN THE FIELD OF NUCLEATE
BOILING AND FILM BOILING by H. HERKENRATH and
P. MOERK-MOERKENSTEIN

European Atomic Energy Community

Joint Nuclear Research Center

Ispra Establishment (Italy)

Engineering Department — Heat Exchanges

Brussels, December 1964 — 46 pages — 14 figures

The present report gives a survey of the research in the field
of nucleate boiling and film boiling.

Deliberately a clear distinction has been made between the
processes occurring in pool boiling and forced convection boiling.

The various kinds of flow patterns associated with the boiling
process have been discussed in detail. Furthermore, a summary has
been given of the most important empirical and theoretical relations
for the critical heat flux.

EUR 2211.d

SURVEY ON PROBLEMS IN THE FIELD OF NUCLEATE
BOILING AND FILM BOILING by H. HERKENRATH and
P. MOERK-MOERKENSTEIN

European Atomic Energy Community

Joint Nuclear Research Center

Ispra Establishment (Italy)

Engineering Department — Heat Exchanges

Brussels, December 1964 — 46 pages — 14 figures

The present report gives a survey of the research in the field
of nucleate boiling and film boiling.

Deliberately a clear distinction has been made between the
processes occurring in pool boiling and forced convection boiling.

The various kinds of flow patterns associated with the boiling
process have been discussed in detail. Furthermore, a summary has
been given of the most important empirical and theoretical relations
for the critical heat flux.

EUR 2211.d

EUROPÄISCHE ATOMGEMEINSCHAFT - EURATOM

GRUNDZÜGE DER PROBLEME AUF DEM
GEBIET DER BLASEN- UND
FILMVERDAMPFUNG

von

H. HERKENRATH und P. MOERK-MOERKENSTEIN

1964



Gemeinsame Kernforschungsstelle
Forschungsanstalt Ispra, Italien

Hauptabteilung "Engineering"
Abteilung Wärmeübertragung

Manuskript erhalten am 15-10-1964.

INHALTSVERZEICHNIS

1. EINLEITUNG	5
2. BEHÄLTERSIEDEN (POOL BOILING)	5
2.1. Allgemeine Betrachtung	5
2.2. Einfluß des Druckes	6
2.3. Einfluß der Unterkühlung	6
2.4. Theoretische Ansätze	7
3. SIEDEN BEI ERZWUNGENER STRÖMUNG (FORCED CONVECTION BOILING)....	8
3.1. Allgemeine Betrachtung	8
3.2. Strömungsformen (flow patterns)	9
3.2.1. Horizontale Strömung von Zwei-Stoff-Gemischen ...	9
3.2.2. Vertikale Strömung von Zwei-Stoff-Gemischen	11
3.2.3. Natürliche Zweiphasen-Strömung mit Phasen- umwandlung	12
3.2.4. Erzwungene Zweiphasen-Strömung mit Phasen- umwandlung	13
3.3. Wärmeübergangskrise in den verschiedenen Bereichen	17
3.3.1. Wasserströmung mit Dampfblasen	17
3.3.2. Dampfströmung mit Wassergehalt	18
3.3.3. Abgrenzung der Bereiche	19
3.4. Untersuchungsergebnisse und allgemeine Formeln	20
3.4.1. Blasenverdampfung	20
3.4.2. Kritische Wärmebelastung	21
3.4.2.1. Theoretische Methode	21
3.4.2.2. Empirische Methode	23
3.4.2.3. Statistische Methode	26
3.5. Abhängigkeit der kritischen Wärmebelastung von den verschiedenen Parametern	27
VERZEICHNIS DER SYMBOLE	30
LITERATUR	33
ABBILDUNGEN Nr. 1 bis 14	45

1. EINLEITUNG

Bei den verschiedenen Versuchen, die zur Erforschung der Wärmeübertragung beim Sieden - insbesondere des Überganges von der Blasen- zur Filmverdampfung (kritische Wärmebelastung) durchgeführt wurden, muß man grundsätzlich zwischen zwei Anordnungen unterscheiden [31].

- a) Wärmeübergang an Heizflächen in einer quasi-ruhenden Flüssigkeit, wobei diese im Siedezustand oder auch unterkühlt sein kann. Hierfür soll der Ausdruck "Behältersieden" - pool boiling - verwendet werden.
- b) Wärmeübertragung beim Sieden bei erzwungener Strömung - forced convection boiling - , wobei das Kühlmittel sämtliche Phasen von der unterkühlten Flüssigkeit bis zum überhitzten Dampf durchlaufen kann. Zur Charakterisierung des Zustandes des Mediums verwendet man die sogenannte Dampfziffer x , welche durch den Ausdruck $x = \frac{h - h'}{L}$ gegeben ist.

Der folgende Bericht soll nun unter Berücksichtigung dieser beiden Anordnungen die bisher bekannten Tatsachen herausstellen. Dabei soll insbesondere auf die bei der erzwungenen Strömung auftretende Strömungsverteilung und den bei den jeweiligen Strömungsformen auftretenden Wärmeübergangsmechanismus eingegangen werden. (Als Kühlmittel wird in erster Linie Wasser in Betracht gezogen).

2. BEHÄLTERSIEDEN (pool boiling)

2.1. Allgemeine Betrachtung

Eine der ersten und bekanntesten Untersuchungen auf diesem Gebiete ist von S. Nukiyama [66] durchgeführt worden. Aus der nach ihm benannten Kurve (Abb. 1) sind die Bereiche der verschiedenen Verdampfungsformen beim Behältersieden zu ersehen. Der Verlauf dieser Kurve in den hier interessierenden Bereichen - der Blasen- und Filmverdampfung - hängt von folgenden Parametern ab:

- 1.) Art der Flüssigkeit
- 2.) Systemdruck
- 3.) Unterkühlung
- 4.) Geometrie der Versuchsstrecke

- 5.) Oberflächenbeschaffenheit des Heizelementes
- 6.) Material des Heizelementes
- 7.) Verunreinigung

Von diesen Einflußgrößen sollen zunächst die beiden wesentlichen Parameter der Flüssigkeit, der Druck und die Unterkühlung, in Betracht gezogen werden.

2.2. Einfluß des Druckes

Aus sämtlichen Veröffentlichungen [1], [47], [60] geht hervor, daß der Druck den Wärmeübergang beim Behältersieden im Bereich der Blasenverdampfung eindeutig beeinflusst. Abb. 2 zeigt die Abhängigkeit der Wärmeübergangszahl vom Dampfdruck für Wasser nach Fritz [27], wobei die Gleichung

$$\alpha = 1,95 \cdot q^{0,72} \cdot p^{0,24} \quad (1)$$

zugrunde liegt. Michejew [62] gibt für diese Abhängigkeit die Form

$$\alpha = 3,15 \cdot q^{0,7} \cdot p^{0,15} \quad (2)$$

an.

Die kritische Wärmebelastung beim Behältersieden ist ebenfalls druckabhängig. Abb. 3 zeigt eine Darstellung von Cichelli und Bonilla [17], wobei die Auftragung $q_{hcr}/p_{cr} = f(p/p_{cr})$ den Vorteil besitzt, daß sie ganz allgemein für verschiedene Flüssigkeiten gilt. Der Kurve liegen Messungen sowohl mit siedendem Wasser als auch mit einigen organischen Flüssigkeiten im Siedezustand zugrunde.

Von Interesse sind ebenfalls die Versuche von Holt [40], bei welchen die Nukiyama-Kurve bis zu einem Druck von 275 ata durchgemessen wurde (Abb. 3). In derselben Abbildung ist außerdem zum Vergleich die Kurve nach den Meßergebnissen von E.A. Kazakova [45] eingezeichnet.

2.3. Einfluß der Unterkühlung

Aus den Versuchen von Nukiyama geht eine qualitative Beeinflussung

sowohl der Blasenverdampfung als auch der kritischen Wärmebelastung durch die Unterkühlung hervor. Ebenfalls Gunther und Kreith [37] geben an, daß mit zunehmender Unterkühlung der Ast der Nukiyama-Kurve im Bereich der Blasenverdampfung steiler verläuft und die kritische Wärmebelastung zunimmt.

Eine genaue quantitative Aussage über den Einfluß der Unterkühlung beim Behältersieden zu machen, stößt jedoch insofern auf Schwierigkeiten, als es nicht möglich ist, die Bezugstemperatur der Flüssigkeit festzulegen.

Sobald nämlich bei einer bestimmten Unterkühlung die Heizung eingeschaltet wird, erwärmt sich die Flüssigkeit in der Nähe der Heizfläche sehr schnell. Somit ist die Temperaturverteilung in der Umgebung der Versuchsstrecke nicht genau definiert und daher schwer erfaßbar [7].

2.4. Theoretische Ansätze

Für die kritische Wärmebelastung beim Behältersieden sind verschiedene theoretische Ansätze entwickelt worden, von denen insbesondere folgende Beziehungen hervorzuheben sind:

a) N. Zuber [81] und

N. Zuber, M. Tribus, I.W. Westwater [82]

$$q_{hcr} = \frac{\pi}{24} L \rho'' \left[\frac{\sigma g (\rho' - \rho'')}{\rho''^2} \right]^{1/4} \cdot \left[\frac{\rho' + \rho''}{\rho'} \right]^{1/2} \quad (3)$$

für siedende Flüssigkeiten und

$$q_{hcr\ sub} = \frac{\pi}{24} L \rho'' \left[\frac{\sigma g (\rho' - \rho'')}{\rho''^2} \right]^{1/4} + \frac{2 \lambda_l (t_s - t_l)}{\sqrt{\pi \cdot a_l \cdot \tau}} \quad (4)$$

$$\text{mit } \tau = \frac{\pi}{3} \sqrt{2 \pi} \left[\frac{\sigma}{g (\rho' - \rho'')} \right]^{1/2} \cdot \left[\frac{\rho''^2}{\sigma g (\rho' - \rho'')} \right]^{1/4}$$

für unterkühlte Flüssigkeiten

b) S. Kutateladse [52]

$$q_{hcr} = A \cdot L \cdot \rho''^{1/2} \left[\sigma g (\rho' - \rho'') \right]^{1/4} \quad (5)$$

wobei A je nach Beschaffenheit der Oberfläche den Wert 0,13 bis 0,17 hat.

Für unterkühlte Flüssigkeiten

$$q_{hcr\ sub} = q_{hcr} \left[1 + 0,065 \left(\frac{\rho_l}{\rho''} \right)^{0,8} \cdot \frac{c_{pl} (t_s - t_l)}{L} \right] \quad (6)$$

c) W. Rohsenow und P. Griffith [72]

$$q_{hcr} = 12,1 \cdot 10^{-3} \cdot L \cdot \rho'' \left(\frac{\rho' - \rho''}{\rho''} \right)^{0,6} \quad (7)$$

d) D.H. Labunzow [53]

$$q_{hcr} = 188 \frac{(L \rho'' \sigma' \lambda' T_s)^{1/3}}{\nu'^{2/9}} \left(\frac{\rho' - \rho''}{\rho'} \right)^{4/9} \quad (8)$$

Abb. 4 gibt die nach diesen Formeln ausgerechneten Kurven für Wasser wieder, wobei hier zum Vergleich die experimentellen Werte von Cichelli und Bonilla [17] eingetragen sind.

3. SIEDEN BEI ERZWUNGENER STRÖMUNG (FORCED CONVECTION BOILING)

3.1. Allgemeine Betrachtung

Für die erzwungene Strömung sind grundsätzlich dieselben Einflußgrößen wie beim Behältersieden maßgebend. Darüber hinaus kommen hier als zusätzliche Parameter der Massenfluß (Geschwindigkeit) und als Erweiterung der Unterkühlung ^{*} die Dampfziffer hinzu. (Auf den Einlaufeffekt soll in diesem Bericht nicht näher eingegangen werden, sondern jeweils nur diejenigen Anordnungen in Betracht gezogen werden, bei denen der hydrodynamische Einlauf beendet ist.) Die Gültigkeit der beim Behältersieden gewonnenen Erkenntnisse ist jedoch nur beschränkt auf die erzwungene Strömung übertragbar, da hier die Zustände - insbesondere im Naßdampfgebiet - viel verwickelter sind.

Bevor daher auf die Verhältnisse beim Blasen- und Filmsieden, sowie die kritische Wärmebelastung näher eingegangen werden kann,

^{*}) Die Unterkühlung kann auch als negative Dampfziffer angesehen werden.

muß man die verschiedenen Strömungsformen betrachten, die das Kühlmittel beim Durchlaufen der Dampfziffer von $x < 0$ bis $x > 1$, bilden kann.

3.2. Strömungsformen (Flow patterns)

Die Kenntnis der Strömungsformen des Mediums bei Verdampfung bzw. Kühlung ist für die Beurteilung des Wärmeüberganges wesentlich. Da die Rohre und Kanäle dabei meist von Flüssigkeit und Dampf gleichzeitig durchströmt werden, sind die Bewegungsvorgänge weit verwickelter als bei einer Ein-Phasen-Strömung.

Visuelle Beobachtungen und Versuche, die Vorgänge photographisch zu erfassen, liegen bereits zahlreich vor. Als Versuchsmedium wurden dabei in der Regel Zwei-Stoff-Gemische verwendet. So beruhen auch die allgemeinen Vorstellungen über das Strömungsverhalten beim Sieden weitgehend auf den Beobachtungen von Luft-Wasser oder ähnlichen Zwei-Stoff-Gemischen ohne Wärmezufuhr und niedrigen Drücken, auf Vorgänge bei Horizontalströmung oder bei Naturumlauf im vertikalen Rohr.

Demgegenüber mangelt es an Untersuchungen bei erzwungener Strömung in vertikaler Richtung unter Wärmezufuhr und vor allem bei höheren und hohen Drücken.

Ohne Zweifel handelt es sich bei den meisten Arbeiten um wichtige Erkenntnisse der Strömung von Zwei-Stoff-Gemischen, jedoch muß in Frage gestellt werden, ob sich diese Ergebnisse ohne weiteres auf die Zwei-Phasen-Strömung eines Ein-Stoff-Gemisches übertragen lassen.

In Anbetracht dessen jedoch, daß es sich zum Teil um grundlegende Ergebnisse handelt, sollen auch diese Arbeiten berücksichtigt werden. Neben Mitteilungen anderer Forscher [11], [12], [26], [44], [48], [50], [59], [71], [75] sind die von Alves [4] und Baker [8] von besonderer Bedeutung.

3.2.1. Horizontale Strömung von Zwei-Stoff-Gemischen

Die Versuche bei horizontaler Strömung wurden meist mit Luft-Wasser, Luft-Kohlenwasserstoffen, Luft-Öl und Naturgas-Kerosene

durchgeführt. Alves [4] verwendete bei seinen Untersuchungen Luft-Öl und Luft-Wasser. Seine Beobachtungen faßt er mit den Angaben anderer Forscher in einer Terminologie der Strömungsformen zusammen, die durch photographische Aufnahmen veranschaulicht werden. Mit wachsendem Gasanteil konnte er folgende Arten feststellen:

- a) Blasenstrom (bubble flow) - Strömung, in der sich Gasblasen am oberen Teil des Rohres entlang bewegen mit annähernd gleicher Geschwindigkeit wie die Flüssigkeit.
- b) Pfropfenstrom (plug flow)-Strömung, in der sich abwechselnd Pfropfen von Flüssigkeit und Gas entlang dem oberen Teil des Rohres fortbewegen.
- c) Schichtenstrom (stratified flow)-Strömung, bei welcher die Flüssigkeit sich am Rohrboden fortbewegt und das Gas oberhalb über eine glatte Flüssigkeits-Gas-Grenzfläche fließt.
- d) Wellenstrom (wavy flow) - dem Schichtenstrom ähnliche Strömung, außer, daß das Gas sich mit höherer Geschwindigkeit fortbewegt und die Grenzschicht gestört ist durch in Strömungsrichtung wandernde Wellen.
- e) "Slug"-Strom (slug flow) - bei dieser Strömung werden Wellen periodisch von sich schneller bewegendem Gas aufgeholt, und es bilden sich "Schaum-Slugs", die das Rohr mit weit größerer Geschwindigkeit passieren als die mittlere Flüssigkeitgeschwindigkeit.
- f) Ringströmung (annular flow) - Strömung, bei der die Flüssigkeit in einem Film an der Rohrwand entlang fließt und das Gas mit hoher Geschwindigkeit als ein zentraler Kern.
- g) Nebelstrom (spray flow) - Strömung, bei der die meiste oder fast alle Flüssigkeit vom Gas als Sprühnebel mitgerissen wird.

Dargestellt als Funktion $w_1 = f(w_g)$ ergibt sich dann die in Abb. 5 wiedergegebene Aufteilung [4].

Baker [8] stellte mit Hilfe der Daten von Jenkins [42], Gazley [30], Alves [4] und Kosterin [48] zur Beschreibung

der Strömungsformen eine Funktion $q_{mg} = f(q_{ml}/q_{mg})$ dar. Da die verwendeten Daten meist mit Luft-Wasser bei Atmosphärendruck gewonnen wurden, führte Baker zur Verallgemeinerung der dargestellten Strömungszonen Korrekturfaktoren ein, die die physikalischen Eigenschaften von Flüssigkeit und Gas berücksichtigen (Abb. 6).

Er benutzt dazu eine Beziehung von Holmes [39].

$$\chi = \left[(\rho_g / \rho_{Luft}) (\rho_l / \rho_{Wasser}) \right]^{1/2} \text{ und } \psi = (\sigma_{Wasser} / \sigma_l) \left[\mu_l / \mu_{Wasser} (\rho_{Wasser} / \rho_l)^2 \right]^{1/3}$$

wobei die Grössen von Luft und Wasser bei 20°C und Atmosphärendruck einzusetzen sind.

Arbeiten jüngeren Datums, wie die von Richardson [71] und Fohrman [25] weisen demgegenüber keine wesentlich neuen Erkenntnisse auf.

Die Darstellung der Strömungsformen durch Baker ist eine der wichtigsten Arbeiten, welche bei den meisten späteren Untersuchungen als Grundlage verwendet wird.

3.2.2. Vertikale Strömung von Zweistoff-Gemischen

Versuche mit Luft-Wasser oder ähnlichen Zweistoff-Gemischen wurden auch in senkrechten Röhren unternommen [21], [28], [34], [35], [48], [49], [68], [77].

Im Wesentlichen wurden bei der vertikalen Strömung entsprechende Typen festgestellt wie bei der horizontalen Rohrdurchströmung, abgesehen von Fließbildern wie der Schichtenstrom, der für die waagerechte Zweistoff-Bewegung charakteristisch ist. Kosterin [48] stellte Beobachtungen an vertikalen, geneigten und horizontalen Röhren mit verschiedenen Durchmessern an.

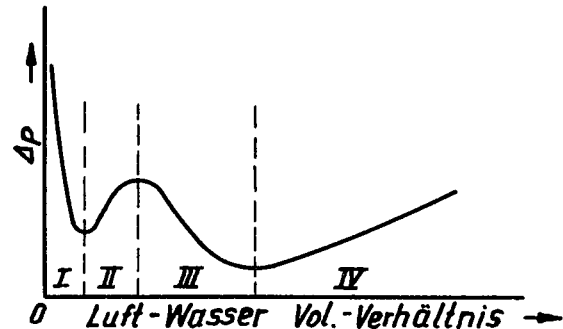
Im senkrechten Rohr existiert danach verständlicherweise kein "stratified flow". Symmetrische "flow patterns" wurden nur im Vertikalrohr festgestellt.

Im Unterschied zu einem großen Teil der Forscher, die die Beschreibung der Strömungsformen auf visuelle Beobachtungen o.ä. begründen, bringen Govier und Mitarbeiter [34] [35] nach Radford [68],

Dunn [24] und Calvert und Williams [16] eine Beschreibung der Strömungsarten in Verbindung mit Druckverlustuntersuchungen.

Die aufgenommenen Druckverlustkurven werden in vier Zonen unterteilt, die dadurch charakterisiert sind, daß in ihnen jeweils der Druckabfall monoton verläuft.

Die Festlegung der Grenze zwischen zwei Bereichen ist in der Regel durch ein Minimum bzw. Maximum der Druckverlustkurve bestimmt. (siehe nebenstehende Skizze).



In das durch die Druckverlustbereiche vorgegebene Schema sind die beobachteten Strömungsformen eingeordnet (Abb. 7). Neben eigenen Ergebnissen haben Govier und Mitarbeiter die Beobachtungen anderer Forscher, soweit wie möglich, in dieses Schema aufgenommen und in einer Tabelle dargestellt. Ganz klar ist daraus zu ersehen, daß die Grenzen der einzelnen Strömungsformen keineswegs mit den Grenzen der Druckverlustzonen übereinstimmen. Es ist vielmehr anzunehmen, daß der monotone Verlauf des Druckabfalls dann eine Änderung erfährt, wenn die jeweilige Strömungsform voll ausgebildet ist.

Diese Methode bietet nach Ansicht von Govier und Mitarbeitern den Vorteil großer Genauigkeit bei der Definition der Strömungsformen.

3.2.3. Natürliche Zweiphasenströmung mit Phasenumwandlung

Die bisherigen Betrachtungen betrafen Untersuchungen von Zweiphasen-Strömungen, bei denen das verwendete Medium im allgemeinen aus zwei Komponenten bestand.

Wie aber ist das Strömungsverhalten, wenn die zweite Phase durch Phasenumwandlung aus der ersten entsteht, d.h. unter Wärmezufuhr? Bei Naturumlauf im senkrechten Verdampfer wurden bereits 1914 von Barbet [9] Beobachtungen angestellt.

Er schildert die Vorgänge so:

Im unteren Teil des Verdampfers sind Flüssigkeit und Dampf gleich-

mäßig verteilt. Mitströmende Dampfblasen nehmen nach oben hin an Größe und Zahl zu, laufen schließlich zusammen, und der Strom besteht aus sich abwechselnden Flüssigkeits- und Dampfpfropfen. Gegen Ende des Kanals bildet sich schließlich ein Dampfkern heraus, während sich die Hauptflüssigkeit als unregelmäßiger Film an der Rohrwand aufwärts bewegt.

Brooks und Badger [14] wiederholten die Experimente und konnten die Beobachtungen von Barbet bestätigen. Darüber hinaus stellten sie wie auch Stroebe und Mitarbeiter [78] einen Nebelstrom mit großen und feinen Tropfen fest, also eine Art Spray-flow.

Kirschbaum und Mitarbeiter [46] beobachteten in einem senkrechten Verdampferrohr ebenfalls Blasen, Pfropfen und Nebelströmung, jedoch keine Ringströmung. Ein Dampfkern konnte von ihnen nicht festgestellt werden, was auf apparative Mängel zurückzuführen sein dürfte.

Weitgehende Übereinstimmung mit Barbet [9] zeigen auch die Ergebnisse von Badger [6], Lewis und Robertson [57], Reveal [69] und Dengler [23].

Lewis und Robertson [57] verwendeten bei ihren Versuchen höhere Drücke. Die Strömung verhielt sich dabei wie bei Niederdruck-Versuchen. Dengler [23], der mit vorgemischtem Dampf-Wasser arbeitete, beobachtete die gleichen Strömungsformen wie bei Luft-Wasser-Gemischen. Jedoch vermerkt er, daß nur bei sehr geringen Dampfanteilen Blasen- und Pfropfen-Strömung existieren.

Aus der Gesamtheit dieser Angaben ist zu entnehmen, daß die bei natürlicher Konvektion auftretenden Strömungsformen eines Dampf-Wasser-Gemisches denen eines Zweistoff-Gemisches ähnlich sind.

Dagegen sollte man erwarten, daß bei erzwungener Strömung der Einfluß von Größen wie die Mengengeschwindigkeit und der Dampfgehalt bedeutend ist.

3.2.4. Erzwungene Zweiphasen-Strömung mit Phasenumwandlung

Obwohl im Kraftwerks- und Reaktorbau erzwungene Strömung des Kühlmittels, meist mit höheren Massengeschwindigkeiten verbunden, an

Bedeutung gewinnt, sind bisher nur wenige Ergebnisse über die hier auftretenden Strömungsformen bekannt geworden. Vor allem mangelt es auch an Angaben über das Verhalten von Dampf-Wasser-Gemischen bei erzwungener Strömung und hohen Drücken.

Die Vorstellungen über die Strömungszonen von Dampf-Wasser bei den oben erwähnten Bedingungen basieren daher durchweg auf den Beobachtungen, die bei niederen Drücken und vorwiegend mit Luft und Wasser gemacht wurden. Eine anschauliche Beschreibung der hydrodynamischen Vorgänge im senkrechten beheizten Rohr gibt Collier [19] (Abb. 8).

Am unteren Ende der beheizten Strecke wird kaltes Wasser zugeführt. Von zunächst $x = 0$ steigert sich der Dampfanteil, bis schliesslich 100 Prozent Dampf im Rohr strömen. Dabei durchläuft das Medium Wärmeübergangszonen vom konvektiven Wärmeübergang an Wasser über unterkühltes Sieden, Kernsieden etc, bis zum konvektiven Wärmeübergang an überhitzten Dampf. Diese stehen mit dem strömungstechnischen Verhalten des Mediums jederzeit in wechselseitiger Beziehung.

Die im einzelnen zu erwartenden Strömungsformen sind aus der Darstellung zu ersehen. Danach gibt es sichtbare Übergänge von der Ein-Phasen-Strömung des Wassers über die Zwei-Phasenströmung von Dampf-Wasser zur Ein-Phasenströmung von Dampf.

Wie auch Collier [19] hervorhebt, dürfte ein wichtiger Punkt der Wechsel vom Blasen- bzw. Pfropfenstrom zum Ringstrom sein. Bis zu dieser Stelle entsprach das Strömungsverhalten des Gemisches einem Siedezustand. Nunmehr ist der Dampfanteil so groß, daß eine klare Zwei-Phasen-Strömung vorliegt in Form eines Flüssigkeitsfilmes an der Wand und eines Dampfkerne, in dem zum Teil Flüssigkeitströpfchen mitgeführt werden.

Doch sind die Grenzen zwischen den einzelnen Gebieten nicht klar definiert, da, besonders für hohe Drucke, die notwendigen Beobachtungen fehlen.

Goldmann und Mitarbeiter [32], die die Strömungsformen im Abhängigkeit von der Gesamt-Mengenstromdichte q_m [kg/m²s] und dem

Dampfgehalt x [Gew.%] für drei verschiedene Drücke dargestellt haben (Abb. 9), mußten ebenfalls auf die bereits beschriebenen Ergebnisse von Baker [8] zurückgreifen, die mit Zweistoffgemischen erhalten wurden.

Aus der Darstellung ist zu ersehen, daß bei Drücken von ca. 100 bar und Mengenstromdichten von über $1000 \text{ kg/m}^2 \text{ s}$, also Bedingungen, wie sie für den Reaktorbetrieb von Interesse sind, Pfropfen- und Ringströmung nicht mehr auftreten.

Im Modell betrachtet, durchströmt das Medium das Rohr unter diesen Bedingungen nur noch als Blasenstrom, überwiegend jedoch als Nebelstrom. Visuelle bzw. photographische Beobachtungen in diesem Bereich sind sehr spärlich, weil eben sehr schwierig zu erhalten.

Um brauchbare Aussagen machen zu können, müssen die verschiedensten Einflußgrößen eingehend geklärt werden: z.B. Vorgeschichte des Mediums, Kanalgeometrie, Mengenstromdichte, Gravitations- und hydrodynamische Kräfte zwischen den Phasen und innerhalb der Phasen, Dampfgehalt, Dichte der Phasen etc.

Da ein Teil der Größen sich jederzeit in Abhängigkeit vom Wärmestrom ändert, diese Änderungen sich wiederum auf das Strömungsverhalten auswirken, sind allgemein gültige Angaben sehr schwer zu machen.

Eine der jüngsten Arbeiten, die sich mit den Strömungsformen bei Siedewasser beschäftigen, ist die von Tippets [79]. Er unternahm Versuche bei erzwungener Strömung und einem Druck von 70 bar in einem Rechteck-Kanal. Der Siedezustand reichte dabei von $x < 0$ bis $x = 0,65$ bei Heizflächenbelastungen bis und einschließlich der kritischen Wärmebelastung.

Im Anschluß an eine Literaturbetrachtung stellt er zunächst eine Terminologie der Strömungsformen auf, die sich auf die Angaben von Dengler [23] und Kozlov [49] stützt und im wesentlichen mit der Darstellung von Collier [19] übereinstimmt.

bubble flow - slug flow - froth flow - annular oder
climbing film flow - homogeneous (fog) flow.

Tippets eigene Untersuchungen zeigen dann die Abhängigkeit des einzelnen Bewegungsbildes von der Flüssigkeitsenthalpie bzw. dem Dampfgehalt und der Mengengeschwindigkeit.

Im unterkühlten Bereich und bei geringen Dampfgehalten lassen sich bei niedriger Mengengeschwindigkeit Blasenströmung und Pfropfenströmung gut erkennen. Diese Strombilder verlieren sich jedoch bei einem Dampfgehalt von $x > 0,10$ und Geschwindigkeiten von 1-2 m/s.

Im weiteren Verlauf des Naßdampfgebietes konnte ein unregelmäßiger turbulenter Flüssigkeitsfilm, hauptsächlich an der unbeheizten Wand, beobachtet werden. Im Zentrum des Kanals strömte Dampf, der noch Flüssigkeit als Tropfen oder Dampf-Wasser-Emulsion mitführte.

Diese Erscheinung trat bei Geschwindigkeiten von ca. 2 m/s nur bei sehr kleinen Dampfgehalten auf. Bei kleinen Geschwindigkeiten wurde der Zustand jedoch auch bei höheren Dampfgehalten erreicht.

Ob es sich hierbei um eine ausgebildete Ringströmung handelte oder nur um eine Übergangsform von Pfropfenströmung zur Ringströmung muß in Frage gestellt werden, da die Beobachtungsmöglichkeit durch die sich am Schauglas niederschlagende Flüssigkeit begrenzt sein mußte.

Im Wesentlichen allerdings stimmen die Beobachtungen von Tippets mit denen anderer Forscher überein, abgesehen von den Einflüssen durch die speziell gewählten Größen, wie örtliche Erwärmung, Flüssigkeitseigenschaften, Kanalgeometrie etc.

Wenn auch die bei den Zwei-Stoff-Versuchen gewonnenen Erkenntnisse als gute Hinweise gewertet werden können, so lassen sie doch keine endgültigen Schlüsse auf das Strömungsverhalten einer Zwei-Phasen-Strömung mit Phasenumwandlung zu, zumal nicht bei erzwungener Strömung. Wie schon erwähnt, ist eine Vielzahl von Einflußgrößen zu klären, die teilweise durch die Wärmezufuhr einer fortwährenden Änderung unterliegen.

Grundsätzlich jedoch kann gesagt werden, daß bei aufwärts gerichteter Zwangsströmung im senkrechten Rohr bei Wärmezufuhr folgende

Strömungsformen zu erwarten sind:

Blasenströmung
Pfropfenströmung
Ringströmung
Nebelströmung

Eine hinreichende quantitative Aussage über die Abgrenzung der Bereiche in Abhängigkeit von den erwähnten Parametern erlauben die bis heute gewonnenen Erkenntnisse allerdings nicht.

3.3. Wärmeübergangskrise in den verschiedenen Bereichen

Betrachtet man nun unter Berücksichtigung des im vorigen Abschnitt Gesagten die Vorgänge während des Überganges vom Blasen- zum Filmsieden und will man die Ursachen untersuchen, welche die Verschlechterung des Wärmeüberganges beim Erreichen der kritischen Wärmebelastung hervorrufen, so muß man zwischen zwei Bereichen unterscheiden.

3.3.1. Wasserströmung mit Dampfblasen

Der erste Bereich umfaßt diejenigen Strömungsformen, in welchen der Volumanteil des Wassers groß ist gegenüber demjenigen des Dampfes. Hier bildet demnach der Wasseranteil einen zusammenhängenden Verband, in welchem die einzelnen Blasen strömen. In diesem Gebiet, zu welchem die Strömungsformen "unterkühltes Sieden" und "Blasensieden" gehören, findet grundsätzlich der gleiche Übertragungsmechanismus wie beim Behältersieden statt. Die Wärme wird durch die an der Heizfläche entstehenden Blasen abgeführt. Bei Erhöhung der Wärmebelastung nehmen sowohl die Anzahl der aktiven Siedezentren als auch die Blasenfrequenzen zu. Hiermit steigt die Blasendichte an und erreicht einen solchen Wert, bei dem die Einzelblasen zu größeren Einheiten zusammenwachsen, bis sich schließlich ein geschlossener Dampffilm bildet, der die Heizfläche von der Kernströmung isoliert. Nur die auf diese Art entstandene Siedeform, die eine sprungartige Erhöhung der Rohrwandtemperatur zur Folge hat, sollte die Bezeichnung "Filmverdampfung" tragen und nur in diesem Falle sollte man die Ausdrücke "kritische Wärmebelastung" (departure from nucleate

boiling) verwenden.

3.3.2. Dampfströmung mit Wassergehalt

Der andere Bereich umfaßt denjenigen Teil des Naßdampfgebietes, in welchem der zusammenhängende Wasserverband aufgelöst ist und eine mit Flüssigkeit durchsetzte Dampfströmung vorliegt. Zu diesem Bereich gehören die Strömungsformen "Ringströmung" und "Nebelströmung". Nach Collier [20] wird bei der Ringströmung die Wärme allein infolge Wärmeleitung durch den an der Wand ausgebildeten Flüssigkeitsfilm übertragen, wobei an der Innenfläche desselben Verdampfung stattfindet. Der Film ist dabei so dünn, daß bei dem beschriebenen Wärmeübergangsvorgang die Übertemperatur der Wand unter der zum Sieden notwendigen Aktivierungstemperatur liegt, so daß keine Blasen entstehen können. Zum anderen wird der Flüssigkeitsfilm ständig aus der Kernströmung mit den dort befindlichen Tropfen wieder aufgefüllt und bleibt solange stabil, als genügend Tropfen vorhanden sind, um die verdampfte Flüssigkeit zu ergänzen. Sobald jedoch bei steigender Wärmebelastung die Verdampfungsrate gleich ist der Ergänzungsrate, beginnt der Abbau des Flüssigkeitsfilmes. Dieses sogenannte "Eintrocknen" des Filmes und das damit verbundene mehr oder minder plötzliche Ansteigen der Heizflächentemperatur wird von den meisten Forschern [16] [32] als krisenhafte Erscheinung angesehen, wobei ebenfalls von einer kritischen Wärmebelastung gesprochen wird. Es erhebt sich allerdings die Frage, ob die Verschlechterung des Wärmeüberganges infolge Zerstörung der Flüssigkeitsschicht an der Heizfläche wirklich eine krisenhafte Erscheinung ist, oder vielmehr ein Vorgang, der bei vollständiger Verdampfung von Wasser im Zwangdurchlauf immer eintritt [83].

Das gleiche gilt für die Nebelströmung. Hier ist die Wärmeübertragung bei geringerer Heizflächenbelastung noch sehr gut, da die vorhandenen Flüssigkeitstropfen zur Kühlung beitragen. Mit wachsender Wärmebelastung wird der Dampf an der Heizfläche so stark überhitzt, daß die Flüssigkeitstropfen nicht mehr bis zur Wand vordringen können, um diese zu kühlen, sondern schon vorher verdampfen, was ebenfalls zu einem Ansteigen der Heizflächentemperatur führt.

In dem oben beschriebenen Bereich des Naßdampfgebietes kann demnach weder von einer Blasenverdampfung gesprochen werden, noch eine Filmverdampfung in der unter Absatz 3.3.1 beschriebenen Weise entstehen. Man sollte hier vielmehr den Ausdruck "verschlechterter Wärmeübergang im Naßdampfgebiet" verwenden.

3.3.3. Abgrenzung der Bereiche

Für eine grobe Abschätzung der beiden Bereiche kann man nach Zwickler [83] folgende Überlegung anstellen: Denkt man sich einen Kühlkanal in dichtester kubischer Blasenpackung (kugelförmig) gefüllt, so wäre das maximale Verhältnis Dampfvolumen zu Gesamtvolumen $\frac{\pi}{6}$. Tetraedrische oder oktaedrische Anordnungen würden zwar das mögliche Blasenvolumen noch erhöhen, doch erscheint dies als übertriebene Grenzfallannahme. Man kann somit vereinfachend als "Wasserströmung mit Dampfblasen" eine Strömung mit einem Dampfvolumenteil bis 0,5 und als "Dampfströmung mit Wassergehalt" eine Strömung mit darüberliegendem Dampfvolumenteil ansehen.

In Abb. 10 ist für Wasser bei diesem Dampfvolumenteil der Dampf- gewichtsanteil x über dem Druck aufgetragen.

Hierbei gilt die Beziehung

$$\alpha_v = \frac{1}{1 + S \frac{V'}{V''} \cdot \frac{1-x}{x}} \quad (9)$$

Die ausgezogene Linie gilt für einen effektiven Schlupf bei $q_m = 1000 \text{ kg/m}^2 \text{ s}$ [58] (siehe auch Lit. [74]), die gestrichelte Linie für den vereinfachten Fall $S = 1$.

Wie man sieht, überwiegt insbesondere bei niedrigen bis mittleren Drücken der Bereich für die Dampfströmung mit Wassergehalt. Da der Dampfgehaltsanteil proportional der Aufwärmung des Mediums und daher bei einem gleichmäßig beheizten Rohr auch proportional der Rohrlänge ist, wird sich bei den meisten Versuchen mit Wasser der Bereich der Blasenströmung im Naßdampfgebiet über eine sehr kurze Zone erstrecken.

3.4. Untersuchungsergebnisse und allgemeine Formeln

3.4.1. Blasenverdampfung

Im Bereich der Blasenverdampfung zeigen die Einflüsse der verschiedenen Parameter die gleiche Tendenz wie beim Behältersieden. Aus dem veröffentlichten Material [13][27][47] geht hervor, daß sowohl beim unterkühlten Sieden als auch beim normalen Sieden der Einfluß der Geschwindigkeit von dem elementaren Vorgang des Blasen-siedens überdeckt wird.

Beim Betrachten des Einflusses der Unterkühlung ist die Wahl der Bezugstemperatur maßgebend. Trägt man nämlich die Heizflächenbelastung über der Temperaturdifferenz $t_w - t_b$ auf, (Abb. 11), so kann man eine Abhängigkeit von der Unterkühlung feststellen (vergleiche auch Abschnitt 2.3.). Wählt man jedoch als Abszisse die Temperaturdifferenz $t_w - t_s$, so fallen im Bereich der Blasenverdampfung sämtliche Kurven zusammen (Abb. 12). Daraus kann man schließen - wie schon McAdams [60] gezeigt hat - daß zur Deutung der Ergebnisse allein die Temperaturdifferenz $t_w - t_s$ maßgebend ist und die Unterkühlung ebenfalls keinen Einfluß auf die Blasenverdampfung ausübt.

Neben der Kurve von McAdams, die demnach für verschiedene Unterkühlungen und Geschwindigkeiten bei etwa 2 bis 6 bar gilt, ist die nach der Gleichung von Jens und Lottes [43]

$$q_h = 2,55 \cdot e^{P/15,5} (t_w - t_s)^4 \quad (10)$$

errechnete Gerade für 5 bar aufgetragen. Zur Veranschaulichung sind auch die Beziehungen von Fritz und Michejew (siehe Abschnitt 2.2.) für Atmosphärendruck eingezeichnet.

Da nach dem oben Gesagten bei der erzwungenen Strömung der Einfluß der Geschwindigkeit und der Unterkühlung im Bereich der Blasenverdampfung untergeht, müßte die Abhängigkeit vom Druck die gleiche sein wie beim Behältersieden. Tatsächlich wurde eine gute Übereinstimmung der verschiedenen Meßergebnisse der beiden Anordnungen gefunden [13][47], so daß man sagen kann, daß die Kurven in Abb. 12 bei gegebener Flüssigkeit allein durch den Druck

bestimmt sind, wenn man von äußeren Einflüssen - wie Beschaffenheit der Heizfläche und Verschmutzung der Flüssigkeit - absieht.

3.4.2. Kritische Wärmebelastung

Zur Bestimmung der kritischen Wärmebelastung bei durchströmten Heizelementen und zur Erforschung der Einflüsse der einzelnen Parameter kommen nach Collier [19] drei Untersuchungsmethoden infrage.

3.4.2.1. Theoretische Methode

Von einigen Forschern [36][55][70] wurden wie beim Behältersieden theoretische Ansätze gemacht, um die hydrodynamischen Zustände und Wärmeübergangsbedingungen, welche in einem gekühlten Heizelement vorkommen, mit den Bedingungen für die kritische Wärmebelastung in Beziehung zu bringen. Griffith [36] entwickelte hierfür eine Gleichung, die sich aus mehreren Summanden, welche den Einfluß der Geschwindigkeit und den Einfluß der Unterkühlung berücksichtigen, zusammensetzt

$$\frac{q_{hcr}}{(h'' - h_b) \rho'' \left[\frac{\rho' - \rho''}{M'} g \left(\frac{\lambda'}{\rho' c_p} \right)^2 \right]^{0,33} \cdot F} = f \left(\frac{P}{P_{cr}} \right) \quad (11)$$

mit

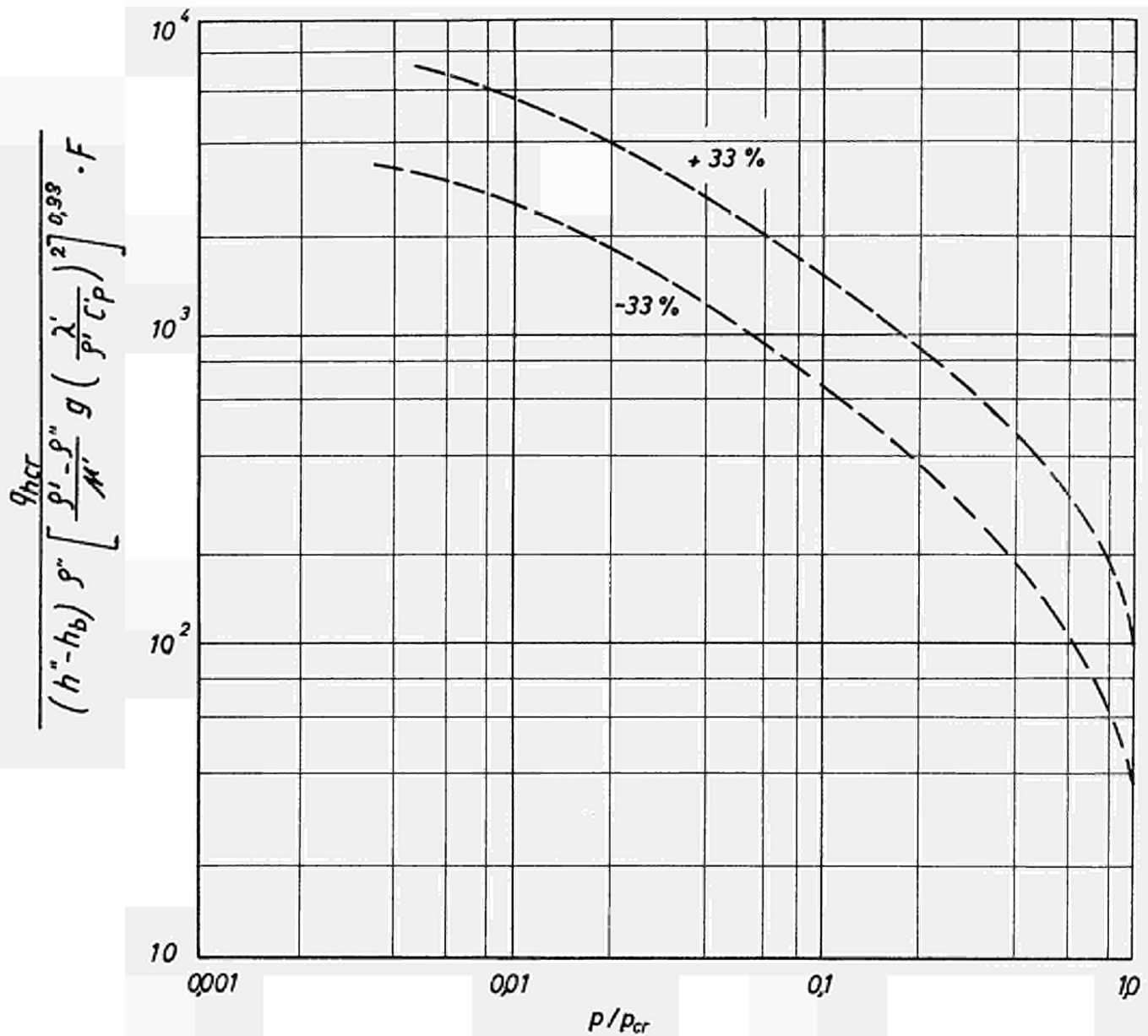
$$F = 1 + \frac{W \cdot d_h \cdot \rho'}{M' \cdot 10^6} + 0,014 \frac{\rho' \cdot c_p (t_s - t_b)}{\rho'' L} + 0,5 \cdot 10^{-3} \left[\left(\frac{W \cdot d_h \cdot \rho'}{M'} \right) \frac{\rho' \cdot c_p \cdot (t_s - t_b)}{\rho'' L} \right]^{0,5} \quad (12)$$

Dieser Ausdruck gilt auch für das Naßdampfgebiet, wobei dann das vorletzte und letzte Glied zu Null werden.

Die Funktion nach Gl. 11 wurde aufgrund zahlreicher vorhandener experimenteller Daten ermittelt und ist nachstehend graphisch dargestellt. Die wiedergegebenen Kurven sind Grenzkurven, die einen Streubereich von $\pm 33\%$ umfassen.

Gültigkeitsbereich

$$\begin{aligned} 0 &\leq \Delta t_{sub} \leq 140^\circ \text{C} \\ 0 &\leq W \leq 33,5 \text{ m/s} \\ 0 &\leq X \leq 70\% \end{aligned}$$



Levy [55] baut auf der Theorie von Zuber [81] [82] auf, indem er zu der Gleichung (4) für unterkühltes Behältersieden noch einen Term für erzwungene Strömung von der Form

$$q_{hcr} = \alpha_L (t_w - t_s) + \alpha_L (t_s - t_b) \quad (13)$$

hinzufügt. Hierbei ist

$$\alpha_L = 0,023 \frac{\lambda_L}{d_h} \cdot Re_L^{0,8} \cdot Pr_L^{0,33}$$

und gemäß Gleichung (10)

$$(t_w - t_s) = \frac{25}{e^{P/62}} \left(\frac{q_h}{10^6} \right)^{1/4}$$

Eine Addition der Gleichungen (4) und (13) gibt dann q_{hcr} bei erzwungener Strömung für eine unterkühlte Flüssigkeit, wobei $t_w - t_s$ iterativ ermittelt werden muß. Diese Beziehung wurde von Levy [55][56] auch für das Naßdampfgebiet weiterentwickelt, indem noch ein Glied für den Stoffaustausch im Zweiphasenstrom hinzugefügt ist.

3.4.2.2. Empirische Methode

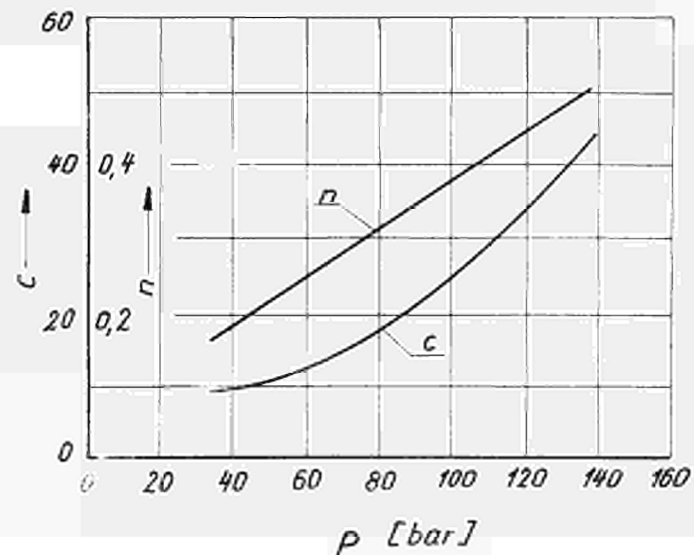
Diese Methode beruht auf Versuchen, welche in verschiedenen Labors unter ganz bestimmten Testbedingungen durchgeführt wurden. Aufgrund der Ergebnisse wurden Gleichungen aufgestellt, die es erlauben, eine Vorhersage über den maximalen Wärmefluß in bestimmten Grenzen zu machen. Jens und Lottes [43] geben für wasserdurchströmte Rohre bei Unterkühlung die Beziehung

$$q_{hcr} = C \cdot \left(\frac{q_m}{10^6} \right)^n \Delta t_{sub}^{0,22} \cdot 10^6 \quad (14)$$

Gültigkeitsbereich:

$$\begin{aligned} 35 &\leq p \leq 140 \text{ bar} \\ 1500 &\leq q_m \leq 9000 \text{ kg/m}^2\text{s} \\ 2 &\leq \Delta t_{sub} \leq 90^\circ\text{C} \\ 3,6 &\leq d_i \leq 5,8 \text{ mm} \end{aligned}$$

Die Werte für C und n sind in nachstehender Skizze als Funktion des Druckes angegeben.



McAdams [61] benutzte für seine Versuche wasserdurchströmte Ringkanäle mit

$$d_i = 6,2 \text{ mm}; d_a = 11; 18,5 \text{ und } 19 \text{ mm}$$

und kommt zu der Beziehung

$$q_{hcr} = (1,87 \cdot 10^6 + 4,05 \cdot 10^4 \Delta t_{sub}) w^{0,33} \quad (15)$$

für

$$\begin{aligned} 2 &\leq p \leq 6 \text{ bar} \\ 0,3 &\leq w \leq 3,6 \text{ m/s} \\ 11 &\leq \Delta t_{sub} \leq 55^\circ\text{C} \end{aligned}$$

Weitere empirische Formeln für unterkühltes Wasser sind von Gunther [38]

$$q_{hcr} = 7,2 \cdot 10^4 \cdot w^{0,5} \Delta t_{sub} \quad (16)$$

für Rechteckkanäle und den Gültigkeitsbereich

$$\begin{aligned} 1,3 &\leq p \leq 11 \text{ bar} \\ 1,5 &\leq w \leq 12,0 \text{ m/s} \\ 11 &\leq \Delta t_{sub} \leq 155^\circ\text{C} \end{aligned}$$

sowie von Buchberg [2]

$$q_{hcr} = 5 \cdot 10^4 \cdot q_m^{0,5} \cdot \Delta t_{sub}^{0,2} \quad (17)$$

Averin und Kruzhilin [5] haben ihre Versuche ebenfalls mit wasserdurchströmten Ringspalten von 22/6 mm \emptyset , jedoch für $x \approx 0$ durchgeführt und erhalten die empirische Formel

$$q_{hcr} = 1,95 \cdot 10^6 \cdot w^{0,5} \cdot p^{0,33} \quad (18)$$

für

$$\begin{aligned} 1 &\leq p \leq 9 \text{ bar} \\ 0,850 &\leq w \leq 5,5 \text{ m/s} \end{aligned}$$

Für das Naßdampfgebiet wurden Versuche unter verschiedenen Versuchsbedingungen, insbesondere von R.A. DeBortoli und Mitarbeitern [22] sowie von Cise [76] durchgeführt. Als Versuchsstrecken dienten bei DeBortoli sowohl Rohre von 2 bis 8 mm Durchmesser, als auch Rechteckkanäle mit den Querschnitten 25 x 2,5 mm bzw. 25 x 1,27 mm. Die Gleichungen für die kritische Wärmebelastung sind folgende:

$$q_{hcr} = 72,5 \cdot 10^{20} \cdot h_b^{-2,5} \left(1 + \frac{q_m}{136 \cdot 10^4} \right)^2 \cdot e^{-0,0012 l/d} \quad (19)$$

gültig für Rohre bei $0,27 \cdot 10^3 \leq q_m \leq 11 \cdot 10^3 \text{ kg/m}^2\text{s}$

$$q_{hcr} = 96 \cdot 10^{20} \cdot h_b^{-2,5} \left(1 + \frac{q_m}{136 \cdot 10^4} \right)^2 \cdot e^{-0,0012 l/d_r} \quad (20)$$

für Rechteckkanäle bei $2,2 \cdot 10^3 \leq q_m \leq 6,8 \cdot 10^3 \text{ kg/m}^2\text{s}$

$$q_{hcr} = 130 \cdot 10^{20} \cdot h_b^{-2,5} \cdot e^{-0,0012 l/d_r} \quad (21)$$

für Rechteckkanäle bei $0,27 \cdot 10^3 \leq q_m \leq 2,2 \cdot 10^3 \text{ kg/m}^2\text{s}$

Für sämtliche drei Beziehungen gelten die Grenzen:

$$\begin{aligned} \text{Druck } 25 \leq p \leq 150 \text{ bar} \\ \text{Enthalpie } 1,16 \cdot 10^6 \leq h \leq 2,32 \cdot 10^6 \text{ J/kg} \end{aligned}$$

Außerdem gilt für Rohre: $21 \leq l/d \leq 365$
und für Kanäle: $59 \leq l/d_r \leq 468$

In dem genannten Bericht wird vorgeschlagen, für die wärmetechnische Auslegung eines Projektes den durch obige Formeln errechneten Wert für q_{hcr} mit 0,65 zu multiplizieren, um eine genügende Sicherheit zu erreichen.

Auch bei Cise [76] wurde eine große Anzahl von Versuchen im Naßdampfgebiet mit wasserdurchströmten Rohren von 3 bis 10 mm innerem Durchmesser bei vorwiegend 70 bar, einem x von 15 bis 80 % und einem Massenfluß von 1000 bis 4000 $\text{kg/m}^2\text{s}$ durchgeführt. Die

Ergebnisse geben einen guten Überblick über die kritischen Wärmeübergangsverhältnisse im Naßdampfgebiet innerhalb der gegebenen Grenzen.

Miropolski und Shitsman [63] schließlich haben ein Nomogramm zur Ermittlung von q_{hcr} in wasserdurchströmten Rohren und Ringspalten im Naßdampfgebiet (bis $x = 0,6$) aufgestellt (Abb. 13).

3.4.2.3. Statistische Methode

Diese Methode basiert auf einer statistischen Auswertung zahlreicher Meßdaten.

Jacobs & Merrill [41] stellten für wasserdurchströmte Rohre bei Unterkühlung folgendes Polynom auf, wobei als Bezugsgrößen an Stelle der Dampfziffer die Eingangstemperatur und die Rohrlänge eingeführt sind.

$$\begin{aligned}
 q_{hcr} = & 2,0245 \cdot 10^6 - 2,3296 \cdot 10^4 t + 4,3354 \cdot 10^4 p + 2,9617 \cdot 10^3 q_m \\
 & - 5,0828 \cdot 10^7 l + 3,2334 \cdot 10^6 d + 1,0521 \cdot 10^2 t^2 - 3,6160 \cdot 10^2 p^2 \\
 & - 0,2463 q_m^2 + 4,6857 \cdot 10^7 l^2 + 0,8180 \cdot 10^2 \cdot p t - 8,3783 \cdot t q_m \\
 & - 1,6968 \cdot 10^5 d^2 - 0,2314 t^3 + 3,7275 \cdot p q_m + 3,9739 \cdot 10^4 p l \\
 & - 5,7503 \cdot 10^3 p d - 1,0470 \cdot 10^3 q_m l + 0,9683 \cdot 10^2 \cdot q_m d + 8,4899 \cdot 10^4 l d \\
 & + 0,7119 \cdot p^3 + 0,8126 \cdot 10^{-5} q_m^3 - 4,3031 \cdot 10^6 l^3 + 4,2708 \cdot 10^{-4} t q_m^2
 \end{aligned} \quad (22)$$

Dies gilt für:

$$\begin{aligned}
 34 & \leq p \leq 185 \text{ bar} \\
 280 & \leq q_m \leq 10500 \text{ kg/m}^2\text{s} \\
 25 & \leq t \leq 325 \text{ }^\circ\text{C} \\
 2 & \leq d \leq 8 \text{ mm} \\
 0,15 & \leq l \leq 0,7 \text{ m}
 \end{aligned}$$

Bell [10] hat ein ähnliches Verfahren für wasserdurchströmte rechteckige Kanäle bei einem Druck von 140 bar und einer Massengeschwindigkeit von 270 bis 6800 $\text{kg/m}^2\text{s}$ angewendet und kommt zu der Gleichung:

$$q_{hcr} = a \cdot 10^6 \left(b + \frac{q_m}{10^3} \right)^c \left(\frac{h'' - h_b}{d \cdot 10^6} \right)^e (q_m / 10^3)^f \quad (23)$$

Für die Konstanten a bis f gelten folgende Werte:

	$1250 \cdot 10^3 \leq h_b \leq 1562 \cdot 10^3$	$1563 \cdot 10^3 \leq h_b \leq 2300 \cdot 10^3$
a	0,775	2,785
b	3,51	1,61
c	1,81	1,44
d	2,32	2,32
e	1,56	1,45
f	0,406	0,474

3.5. Abhängigkeit der kritischen Wärmebelastung von den verschiedenen Parametern

Trotz der Vielzahl der in den vorigen Abschnitten angegebenen Formeln ist es sehr schwierig, eine allgemeingültige Beziehung aufzustellen, die eine quantitative Vorhersage der kritischen Wärmebelastung erlaubt.

Aus den vorhandenen Meßdaten kann lediglich auf den qualitativen Verlauf von q_{hcr} in Abhängigkeit von den maßgebenden Parametern - das sind Druck, Massenfluß und Dampfziffer - geschlossen werden [20] [73] [79]. Der Einfluß des Druckes bei der erzwungenen Strömung ist nur im Druckbereich oberhalb von 40 bar hinreichend bekannt, wobei eindeutig hervorgeht, daß in diesem Bereich q_{hcr} mit steigendem Druck absinkt.

Darüber hinaus kann angenommen werden, daß die Kurve $q_{hcr}/p_{cr} = f(p/p_{cr})$ einen ähnlichen Verlauf hat wie beim Behältersieden, wobei jedoch das Maximum in Richtung kleinerer Drücke verschoben ist und die absoluten Werte von dem jeweiligen Zustand des Kühlmittels abhängen [67]. Über den Einfluß der Mengenstromdichte mit Änderung der Dampfziffer sind im Laufe der Versuchsperioden verschiedene - zum Teil widersprechende - Theorien aufgestellt worden.

Abb. 14 gibt eine schematische Darstellung nach Collier [20] wieder. (Die Pfeile weisen in Richtung steigender Mengenstromdichte). Das obere Bild (Abb. 14 a) zeigt die bisherige Anschauung verschiedener Forscher, daß über den ganzen Bereich q_{hcr} mit steigendem

Massenfluß größer wird und mit höherem Dampfgehalt monoton abfällt.

Pexton [67] und auch Bell [10] vertreten die Ansicht, daß ab einer bestimmten Dampfziffer eine Inversion des Einflusses der Mengenstromdichte einsetzt. In Abb. 14 b ist diese Erscheinung für einen Druck von 140 bar dargestellt, wobei die Inversion bei etwa 15 % Dampfgehalt eintritt. Dieser Vorgang wird dadurch erklärt, daß im Gebiet der Ringströmung der an der Rohrwand ausgebildete Wasserfilm bei höherem Massenfluß dünner wird [18].

Collier geht noch einen Schritt weiter und gibt für Drücke unter 140 bar die Darstellung in Abb. 14 c an. Bei hoher Mengenstromdichte sinkt zwar die kritische Wärmebelastung wie in den beiden oberen Bildern monoton mit steigender Dampfziffer. Mit abnehmender Mengenstromdichte steigt jedoch bei einer Dampfziffer von 15 bis 30 % die Kurve an, um nach Erreichen eines Maximums wiederum monoton abzufallen. Diese Umkehrung erstreckt sich über einen umso größeren Bereich der Dampfziffer und ist umso ausgeprägter, je kleiner der Massenfluß ist. Gleichzeitig vollzieht sich wieder die Inversion des Einflusses der Mengenstromdichte. Das Vorhandensein eines Maximums in der Kurvenschar q_{hcr} über der Dampfziffer x hat zur Folge, daß der sogenannte Burnoutpunkt nicht wie erwartet am Ende des Rohres, sondern in der Mitte desselben auftritt. Diese Tatsache hat bei vielen Versuchsanordnungen zur Bestimmung der kritischen Wärmebelastung, insbesondere bei Verwendung eines "Burnoutdetektors" zu Fehlmessungen geführt.

Die Darstellung in Abb. 14 c ist durch Ergebnisse einiger Versuchslaboratorien [76] [80] bestätigt, doch sind noch zu wenige Meßdaten vorhanden, um die genauen Grenzen der beschriebenen Umkehrungen festlegen zu können.

Oberhalb von 140 bar dürfte jedenfalls die Kurvenschar wiederum monoton nach Abb. 14 a verlaufen, wie aus bereits durchgeführten Versuchsreihen bei sehr hohen Drücken hervorgeht [64].

Außerdem muß auch darauf geachtet werden, daß bei der Bestimmung der kritischen Wärmebelastung die Versuchsanordnung frei von Pulsation

ist, da festgestellt wurde, daß bei instabiler Strömung ebenfalls Umkehrungen im Verlauf von q_{hcr} in Abhängigkeit von x und p auftreten können [3].

VERZEICHNIS DER SYMBOLE

a	Temperaturleitzahl	m^2/s
c_p	spezifische Wärme bei konstantem Druck	J/kg grad
d	Durchmesser	m; mm
d_h	hydraulischer Durchmesser	m
g	Schwerkraft	m/s^2
h	Enthalpie	J/kg
l	Länge	m
L	Verdampfungswärme	J/kg
p	Druck	bar
Pr	Prandtl'sche Zahl	
q_h	Heizflächenbelastung, Wärmestromdichte	W/m^2
q_m	Mengenstromdichte, Massenfluß	kg/m^2s
Re	Reynolds'sche Zahl	
S	Schlupf (w_g/w_l)	
t	Temperatur	$^{\circ}C$
T	Temperatur	$^{\circ}K$
v	spezifisches Volumen	m^3/kg
w	Geschwindigkeit	m/s
x	Dampfgehalt, Dampfziffer	Gew.-%
α	Wärmeübergangszahl	$W/m^2 \text{ grad}$
α_v	Dampfgehalt	Vol.-%
λ	Wärmeleitfähigkeit	$W/m \text{ grad}$
μ	dynamische Zähigkeit	kg/ms

ν	kinematische Zähigkeit	m^2/s
ρ	Dichte	kg/m^3
σ	Oberflächenspannung	N/m
τ	Periode	s

INDICES

a	aussen
b	bulk
cr	kritisch
g	Dampf
i	innen
l	Flüssigkeit
m	Menge
r	Abstand zwischen den Heizflächen im Rechteck-Kanal
s	Sättigung
sub	Unterkühlung
v	Volumen, (void)
w	Wand

Die Zeiger ' und " kennzeichnen die Zustandsgrößen für Wasser und Dampf im Sättigungszustand.

LITERATUR

- [1] ADVANCES IN CHEMICAL ENGINEERING
Boiling of Liquid
Vol. I und II (1958)
- [2] ADVANCES IN CHEMICAL ENGINEERING
Acad. Press Inc., New York 1958, Vol. II, 27
(BUCHBERG, H., ROMIE, F., LIPKIS, R. and M. GREENFIELD:
Heat Transfer and Fluid Mechanics Institute,
P. 177, Stanford Univ. Press, Stanford, 1951)
- [3] ALADYEV, I.T., MIROPOLSKY, Z.L., DOROSHCHUK, V.E.
und M.A. STYRIKOVICH
Boiling Crisis in Tubes.
Intern. Developments in Heat Transfer, Part II
ASME (1961), 237-243
- [4] ALVES, G.E.
Co-Current Liquid-Gas Flow in a Pipe-Line Contactor.
Chem. Eng. Progr. 50 (1954) 449
- [5] AVERIN, E.K. und G.N. KRUSHILIN
Heat Transfer in the Boiling of Water in Conditions of
Forced Circulation.
AERE - Trans 347 (1960)
- [6] BADGER, W.L.
How Long-Tube Evaporator Works
Chem. and Met. Engng. 46 (1939) 640
- [7] BÄHR, A.
(unveröffentlichte Versuche)

- [8] BAKER, O.
Simultaneous Flow of Oil and Gas.
The Oil and Gas Journal 53 (1954) 185-195
- [9] BARBET, E.
Evaporation in the Sugar Industry.
Bull. Assoc. Chim. Sucr. 32 (1914) 111
- [10] BELL, D.W.
Correlation of Burnout Heat-Flux Data at 2000 psia.
Nucl. Sci. Engng. 7 (1960) 245-251
- [11] BERGELIN, O.P.
Flow of Gas-Liquid Mixtures
Chem. Eng. 56 (1949) 104
- [12] BERGELIN, O.P. und C. GAZLEY jr.
Co-Current Gas-Liquid Flow
I. - Flow in Horizontal Tubes
Heat Transfer and Fluid Mech. Inst.
Berkeley, Calif. meeting (ASME) 5-18 (1949)
- [13] BRAUER, H.
Berechnung des Wärmeübergangs bei ausgebildeter
Blasenverdampfung.
Chem.-Ing.-Techn. 35 (1963) 11, 764-774
- [14] BROOKS, C.H. und W.L. BADGER
Heat Transfer Coefficients in the Boiling Section of a Long
Tube, Natural Circulation Evaporator.
Trans. AICHE 33 (1937) 392-416
- [15] CALVERT, S. und B. WILLIAMS
Upward Cocurrent Annular Flow of Air and Water in
Smooth Tubes
AICHE Jour. 1 (1955)1, 78-86

- [16] CICCHITTI, A., SILVESTRI, M., SOLDAINI, G. und
R. ZAVATTARELLI
A critical survey of the literature on burnout
studies with wet steam
Energia Nucleare 6 (1959) 10, 637-659
- [17] CICHELLI, M.T. und C.F. BONILLA
Heat Transfer to Liquids Boiling under Pressure.
AIChE. Trans. 41 (1945) 755-787
- [18] COLLIER, J.G. und G.F. HEWITT
Data on the Vertical Flow of Air-Water Mixtures
in the Annular and Dispersed Flow Regions.
Part B. Film Thickness and Entrainment Data and
Analysis of Pressure Drop Measurements.
AERE-R 3455 (1960)
- [19] COLLIER, J.G.
Burnout in liquid cooled Reactors - 1
Nuclear Power (June 1961) 6, 61-66
- [20] COLLIER, J.G.
The Problem of Burnout in Liquid Cooled Nuclear Reactors
AERE - R 3698 (1961)
- [21] CROMER, S. und R.L. HUNTINGTON
Visual Studies of the Flow of Air-Water Mixtures in a
Vertical Pipe.
Trans. Am. Inst. Mining Met. Engrs.
(Petroleum Dev. + Tech.) 136 (1940) 79
- [22] DEBORTOLI, R.A., GREEN, S.J., LE TOURNEAU, B.W.,
TROY, M. und A. WEISS.
Forced-Convection Heat Transfer
Burnout Studies of Water in Rectangular Channels
and Round Tubes at Pressures above 500 PSIA
WAPD - 188 (1958)

- [23] DENGLER, C.E.
Heat Transfer and Pressure Drop for Evaporation of Water
in a Vertical Tube.
Ph. D. Thesis, MIT (1952)
- [24] DUNN, J.S.C.
M.Sc.Thesis, Univ. Alberta (1952)
- [25] FOHRMANN, M.J.
The Effect of the Liquid Viscosity in Two-Phase, Two-
Component Flow
ANL - 6256 (1960)
- [26] FRIED, L.
Pressure Drop and Heat Transfer for Two-Phase, Two-Compo-
nent Flow.
Chem. Eng. Progr. Symp. Series, No. 9, Vol. 5,
Heat Transfer - Research Studies 1954,
AICHE, 47 (1954)
- [27] FRITZ, W.
Grundlagen der Wärmeübertragung beim Verdampfen von
Flüssigkeiten
Chem.-Ing.-Techn. 35 (1963) 11, 753-763
- [28] GALEGAR, W.C.
Simultaneous Fluid Flow of Water and Air in Vertical Pipes.
M.Sc. Thesis, Univ. of Oklah. (1953)
- [29] GALEGAR, W.C., STOVALL, W.B. und R.L. HUNTINGTON
More Data on Two-Phase Vertical Flow
Petr. Refiner 33 (1954) 11, 208-211
- [30] GAZLEY, C. Jr.
Co-Current Gas-Liquid Flow -
III - Interfacial Shear and Stability
Heat Transfer and Fluid Mech. Inst.
Berkeley, Calif. meeting (ASME) 29 (1949)

- [31] GILLI, P.R.
Forschungen auf dem Gebiet der Filmverdampfung .
Mitt. VGB (Okt. 1963) 86, 288-300
- [32] GOLDMANN, K., FIRSTENBERG, H. und C. LOMBARDI
Burnout in Turbulent Flow - A Droplet Diffusion
Model.
ASME 60-HT-34 (1960)
- [33] GOSLINE, J.E.
Experiments on the Vertical Flow of Gas-Liquid
Mixtures in Glass Pipes.
Trans. A.I.M.E. (Petr. Dev. and Techn.) 118 (1936) 56-70
- [34] GOVIER, G.W., RADFORD, B.A. und J.S.C. DUNN
The Upward Vertical Flow of Air-Water Mixtures.
I - Effect of Air and Water on Flow Patterns,
Holdup and Pressure Drop.
Canadian Jour. of Chem. Engr. 35 (1957) 58-70
- [35] GOVIER, G.W. und W.L. SHORT
The Upward Vertical Flow of Air-Water Mixtures.
II - Effect of Tubing Diameter on Flow Patterns,
Holdup and Pressure Drop.
Canadian Jour. of Chem. Engr. 36 (1958) 195-202
- [36] GRIFFITH, P.
The Correlation of Nucleate Boiling Burnout Data.
ASME 57-HT-21 (1957)
- [37] GUNTHER, E.C. und F. KREITH
Photographic Study of Bubble Formation in Heat
Transfer to Subcooled Liquids.
Heat Transfer and Fluid.
Mech. Inst. Berkeley, Calif. S. 113 (1949)

- [38] GUNTHER, F.C.
Photographic Study of Surface-Boiling
Heat Transfer to Water with Forced Convection
Trans. ASME 73 (1951) 115-123
- [39] HOLMES
Flooding Velocities in Empty Vertical Tubes
J.H. Perry: Chemical Engineer's Handbook,
3rd Ed., Mc Graw-Hill, New York (1950) 686
- [40] HOLT, V.E.
An Experimental Investigation of High-Flux
Free Convection Heat Transfer to Water up to
Near-Critical Conditions.
ANL - 6400 (1961)
- [41] JAKOBS, R.T. und J.A. MERRILL
The Application of Statistical Methods of
Analysis for Predicting Burnout Heat Flux.
Nucl. Sci. Engng. 8 (1960) 480-496
- [42] JENKINS, R.
Two-Phase Two-Component Flow of Air and Water
M. Sc. Thesis, Univ. of Delaware (1947)
- [43] JENS, W.H. und P.A. LOTTES
Analysis of Heat Transfer, Burnout, Pressure
Drop and Density Data for High-Pressure Water.
ANL-4627 (1951)
- [44] JOHNSON, H.A. und ABON-SABE, A.H.
Heat Transfer and Pressure Drop for Turbulent
Flow of Air-Water Mixtures in a Horizontal Pipe.
Trans. ASME 74 (1952) 977

- [45] KAZAKOVA, E.A.
Maximum Heat Transfer to Boiling Water at High Pressures.
Izv. Akad. Nauk. SSSR 9 (1950) 1377-1387
(The Engineers' Digest 12 (1951)3, 81-85)
- [46] KIRSCHBAUM, E., KRANZ, B. und D. STARKE
Wärmeübergang im senkrechten Verdampferrohr.
Z. VDI, Forschungsheft 375 (1935)
- [47] KORNBIHLER, H. und N. KRETZINGER
Der Wärmeübergang beim Sieden.
AEG-Mitt. 48 (1958)1, 30-37
- [48] KOSTERIN, S.I.
An Investigation of the Influence of the Diameter and Inclination of a Tube on the Hydraulic Resistance and Flow Structure of Gas-Liquid Mixtures.
Izv. Akad. Nauk. SSSR, Otdel. Tekh. Nauk., 12 (1949)
- [49] KOZLOV, B.K.
Forms of Flow of Gas-Liquid Mixtures and Their Stability Limits in Vertical Tubes.
Zhur. Tekh. Fiz. 24 (1954) 12, 2285-2288
- [50] KRASIAKOVA, L.IN.
Some Characteristic Flows of a Two-Phase Mixture in a Horizontal Pipe.
Zhur. Tekh. Fiz. 22 (1952) 4, 656
- [51] KRUZHILIN, G.N.
Generalization of Experimental Data on Heat Transfer During Boiling of a Liquid With Natural Convection.
Izv. Akad. Nauk. SSSR 5 (1949) 701-712
- [52] KUTATELADZE, S.S.
Heat Transfer in Condensation and Boiling.
AEC-tr-3770

- [53] LABUNZOW, D.H.
Verallgemeinerte Beziehung für die kritische
Wärmestromdichte beim Sieden von Flüssigkeiten
bei freier Konvektion
Teploenergetika 7 (1960)7, 76-80
- [54] LEPPERT, G., JAKOB, M. und J.B. REYNOLDS
Pressure Drop During Forced Circulating Boiling.
Heat Transfer Symp., Louisville
Preprint 5, (AICHE) 1955
- [55] LEVY, S.
Prediction of the Critical Heat Flux in Forced
Convection Flow.
GEAP - 3961 (1962)
- [56] LEVY, S.
Prediction of Two-Phase Pressure Drop and Density
Distribution from Mixing Length Theory.
ASME 62-HT-6 (1962)
- [57] LEWIS, W.Y. und S.A. ROBERTSON
The Circulation of Water and Steam in Water-Tube
Boilers, and the Rational Simplification of
Boiler Design.
Proc. Inst. Mech. Engrs. (London)
Vol. 143, 147(1940)
- [58] LOTTES, P.A., PETRICK, M. und J.F. MARCHATERRE
Lecture Notes on Heat Extraction from Boiling
Water Power Reactors
ANL - 6063 (1959)
- [59] MARTINELLI, R.C., BOELTER, L.M.K., TAYLOR, T.H.M.,
THOMSEN, E.G. und E.H. MORRIN.
Isothermal Pressure Drop for Two-Phase Two-Component
Flow in a Horizontal Pipe.
Trans. ASME 66 (1944) 139

- [60] McADAMS, W.
Heat Transmission
3. Aufl. McGraw-Hill, New York (1954), S. 368 ff
- [61] McADAMS, W.
Heat Transmission
3. Aufl. McGraw-Hill, New York (1954), S. 368 ff.
- [62] MICHEJEW, M.A.
Grundlagen der Wärmeübertragung
Berlin: VEB Verlag Technik 1962, S. 114 ff.
- [63] MIROPOLSKII, Z.L. und M.E. SHITSMAN
The Critical Heat Flux for Boiling Water in Tubes.
Trans. Sov. J. Atomic Energie 11 (1961)6, 515-521 (1166-1173)
- [64] MÖRK-MÖRKENSTEIN, P.
Der innere Wärmeübergang im Zwangsdurchlaufkessel
(Filmverdampfung).
Techn. Bericht Siemens-Schuckert-Werke
1305 (1957)
- [65] MOLOGIN, M.A.
Types of Flow of Gas-Liquid Mixtures in Horizontal Pipes.
Dokl. Akad. Nauk. 94 (1954) 5, 807
- [66] NUKIYAMA, S.
Experiments on the determination of the maximum and
minimum values of the heat transferred between a metal surface
and boiling water.
AERE - Trans 854
- [67] PEXTON, A.F.
Burnout Heat Flux for Steam-Water Mixtures in Uniformly
Heated Channels
DEG Report 203 (R) (1961)

- [68] RADFORD, B.A.
Gas-Liquid Flow in Vertical Pipes -
A Preliminary Investigation
M. Sc. Thesis, Univ. of Alberta (1949)
- [69] REVEAL, W.S.
Heat Transmission Studies in a Natural Circulation
Evaporator.
Ph. D. Thesis, Univ. of Minn. (1946)
- [70] REYNOLDS, J.M.
Burnout in forced convection nucleate boiling
of water
MIT-TR-10 (1957)
- [71] RICHARDSON, B.L.
Some Problems in Horizontal Two-Phase Two-Component Flow.
ANL 5949 (1958)
- [72] ROHSENOW, W. und P. GRIFFITH
Correlation of Maximum-heat-flux Data for Boiling
of Saturated Liquids.
Chem. Eng. Progr. Symp. Ser. 52 (1956) 18, 47-49
- [73] SCHMIDT, K.R.
Wärmetechnische Untersuchungen an hoch belasteten
Kesselheizflächen
Mitt. VGB (Dez. 1959) 63, 391-401
- [74] SCHWARZ, K.
Untersuchungen über die Wichtevertelung, die Wasser-
und Dampfgeschwindigkeit sowie den Reibungsdruckabfall
in lotrechten und waagerechten Kesselsteigrohren.
VDI-Forschungsheft 445 (1954)
- [75] SHUGAEV, V. und S. SOROKIN
The Hydraulic Resistance of a Two-Phase Mixture.
Zhur. Tekh. Fiz., Vol. IX (1939) 20, 1854

- [76] SILVESTRI, M.
Two-Phase (Steam and Water) Flow and Heat Transfer.
Intern. Development in Heat Transfer,
Part II, ASME (1961), 341-353 und
CISE - R - 36
- [77] STOVALL, W.B.
Two-Phase Vertical Flow of Kerosene and Air.
M. Sc. Thesis, Univ. of Okla. (1953)
- [78] STROEBE, G.W., BAKER, E.M. und W.L. BADGER
Boiling-Film Heat Transfer Coefficients in a Long-Tube
Vertical Evaporator.
Ind. Engng. Chem. 31 (1939) 200
- [79] TIPPETS, F.E.
Critical Heat Flux and Flow Pattern Characteristics
of High Pressure Boiling Water in Forced Convection.
GEAP - 3766 (1962)
- [80] WATERS, E.D., ANDERSON, J.K., THORNE, W.L. und
J.M. BATCH.
Experimental Observations of Upstream Boiling Burnout
HW-73902 REV (1962)
- [81] ZUBER, N.
On the Stability of Boiling Heat Transfer.
Trans. ASME 80(1958) 711-720
- [82] ZUBER, N., TRIBUS, M. und J.W. WESTWATER
The Hydrodynamic Crisis in Pool Boiling of
Saturated and Subcooled Liquids.
Intern. Developments in Heat Transfer,
Part II, ASME (1961) 230-236

[83]

ZWICKLER, R.

Studien zur Frage des leichtwassermoderierten Zwangdurchlauf-Reaktors mit Überhitzung bei unterkritischem Druck.

Diss. T.H. Darmstadt (1963)

ABBILDUNGEN

1. Allgemeine Siedekurve nach Nukiyama [66] für Behältersieden bei atmosphärischem Druck
2. Wärmeübergang für Wasser bei verschiedenen Drücken [27]
3. Kritische Heizflächenbelastung in Abhängigkeit vom Druck (Experimentelle Ergebnisse)
4. Kritische Heizflächenbelastung in Abhängigkeit vom Druck (Theoretische Beziehungen)
5. Strömungszonen nach Alves [4]
6. Verallgemeinerte Darstellung der Strömungsbereiche [8]
7. Darstellung von Druckverlust und Strömungsbereichen nach Untersuchungen verschiedener Forscher [34]
8. Zweiphasen-Strömungsbereiche nach Collier [19]
9. Strömungsbereiche für Dampf-Wasser bei verschiedenen Drücken [32]
10. Maximale x -Werte für Blasenströmung in Abhängigkeit vom Druck [83]
11. Einfluß von Unterkühlung und Geschwindigkeit auf die Wärmeübergangsverhältnisse beim Verdampfen von unterkühltem Wasser
(q_h in Abhängigkeit von $t_w - t_b$)

12. Vergleich des Verlaufs des Wärmeüberganges an Wasser im Bereich der Blasenverdampfung
(q_h in Abhängigkeit von $t_w - t_s$)
13. Nomogramm zur Bestimmung der kritischen Wärmebelastung in Rohren und Ringspalten ($l/d_h > 100$)
14. Verlauf der kritischen Wärmebelastung in Abhängigkeit von der Dampfziffer

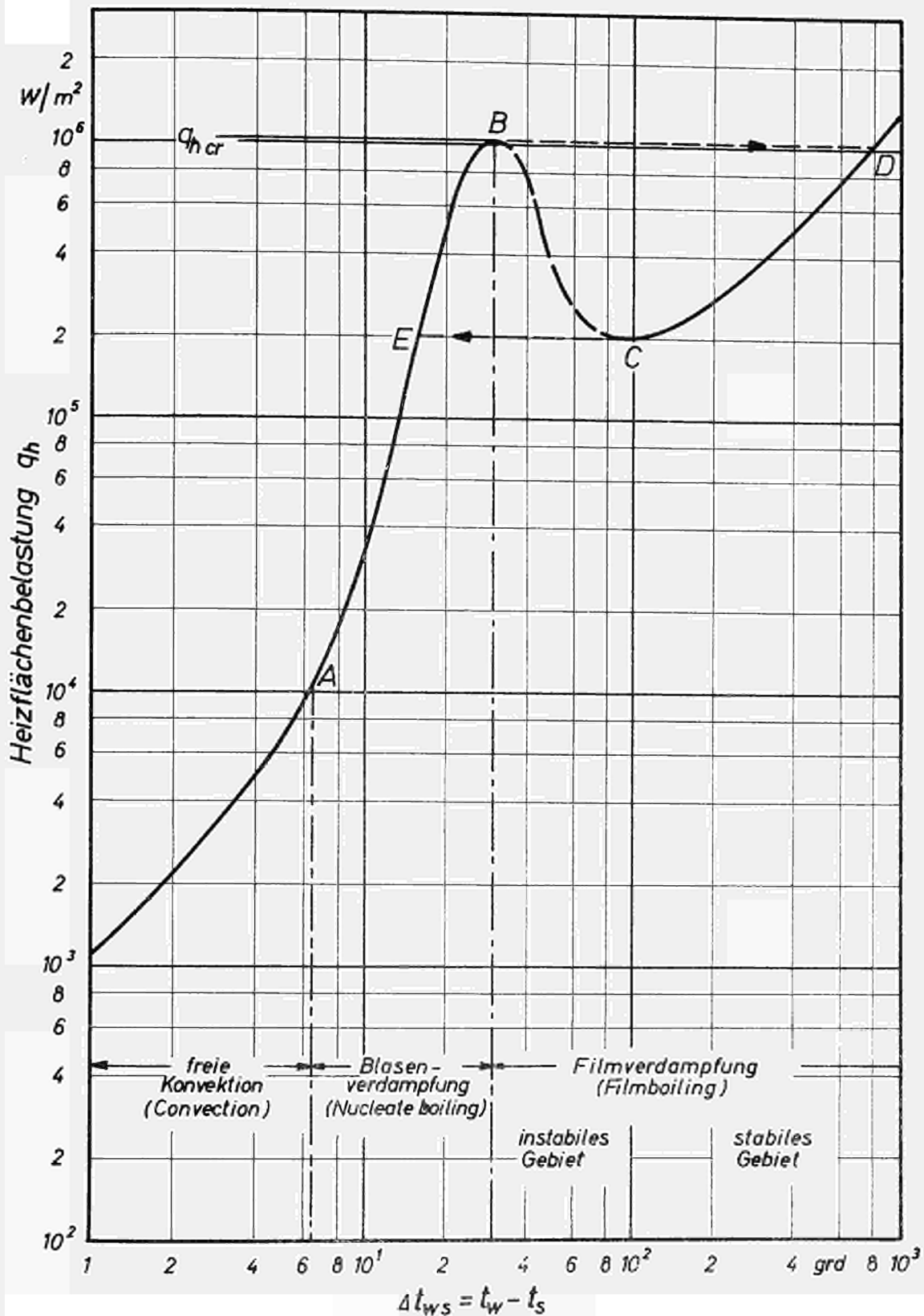


Abb.1. Allgemeine Siedekurve nach Nukiyama^[66]
für Behältersieden bei atmosph. Druck.

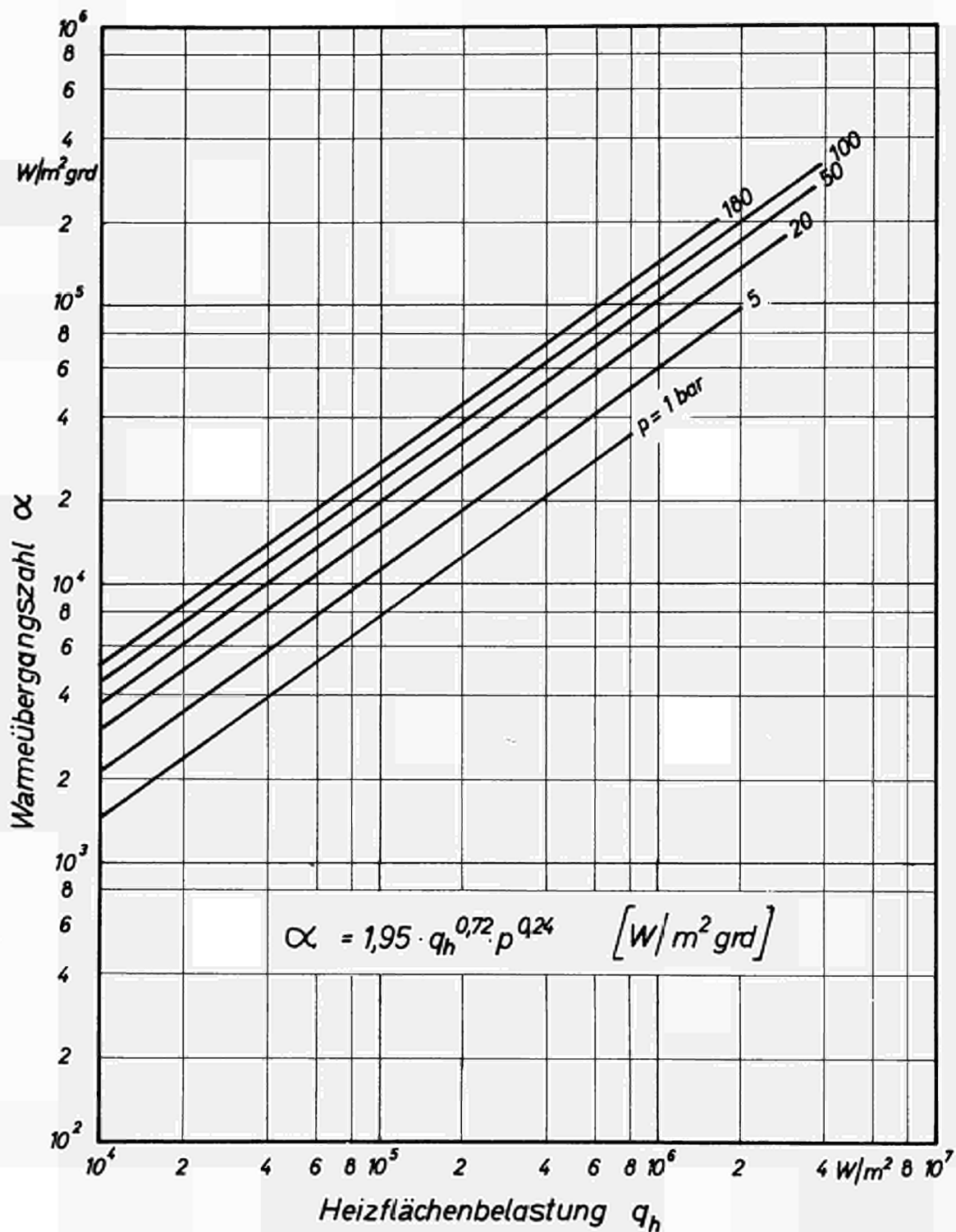


Abb. 2. Wärmeübergang für Wasser
bei verschiedenen Drücken^[27]

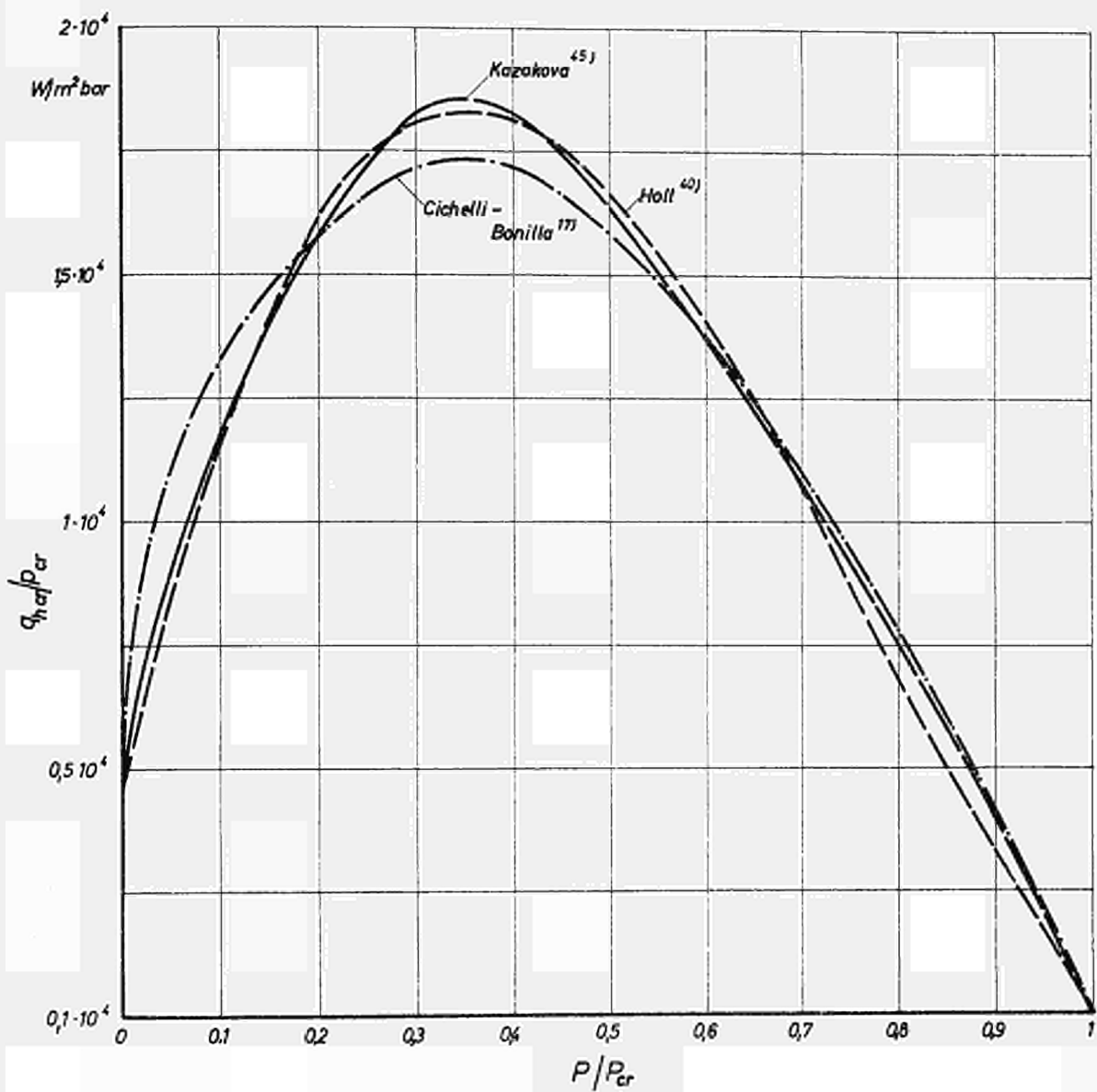
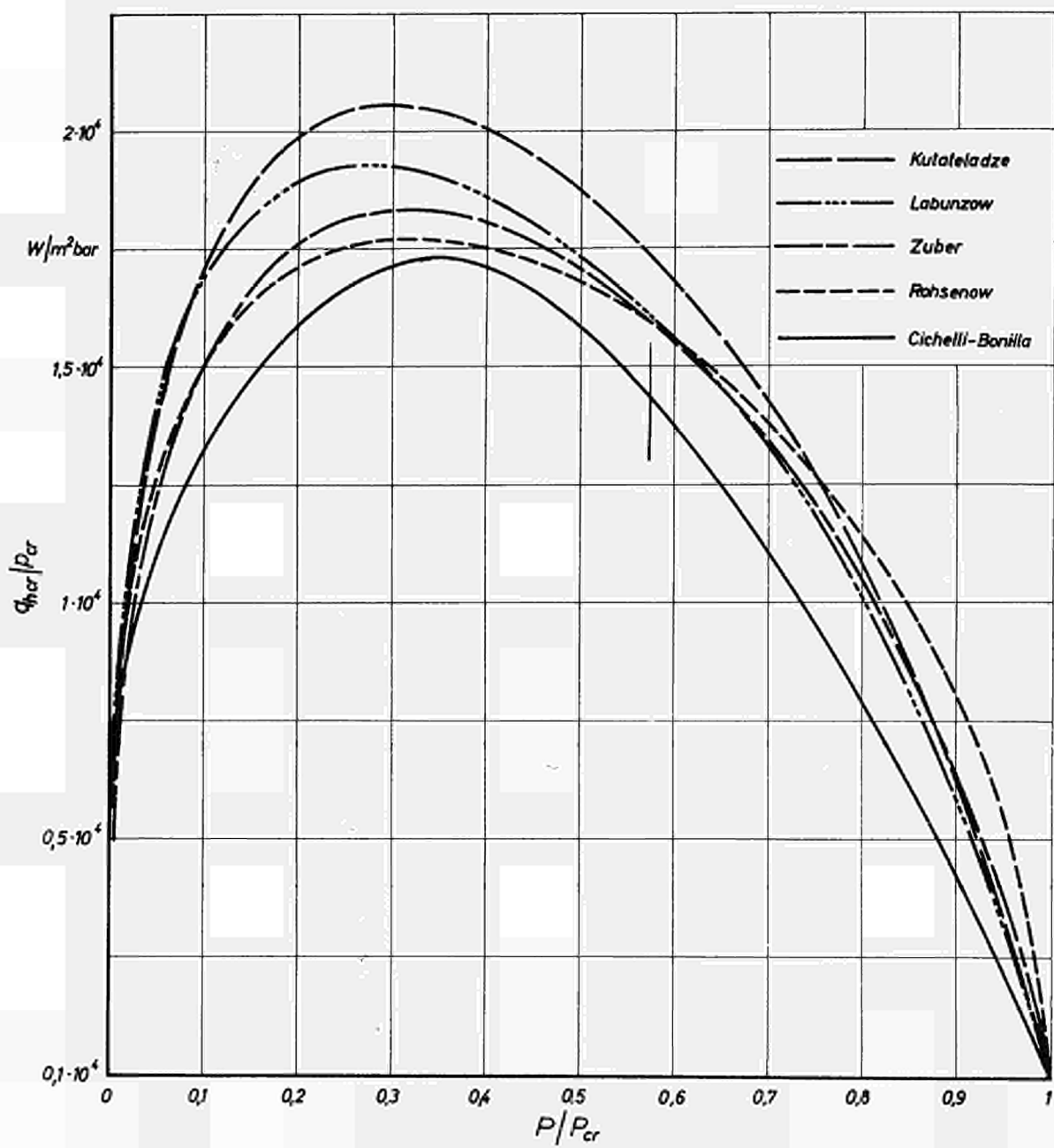


Abb. 3. Kritische Heizflächenbelastung
in Abhängigkeit vom Druck.
(Experimentelle Ergebnisse)



**Abb. 4. Kritische Heizflächenbelastung
in Abhängigkeit vom Druck.
(Theoretische Beziehungen)**

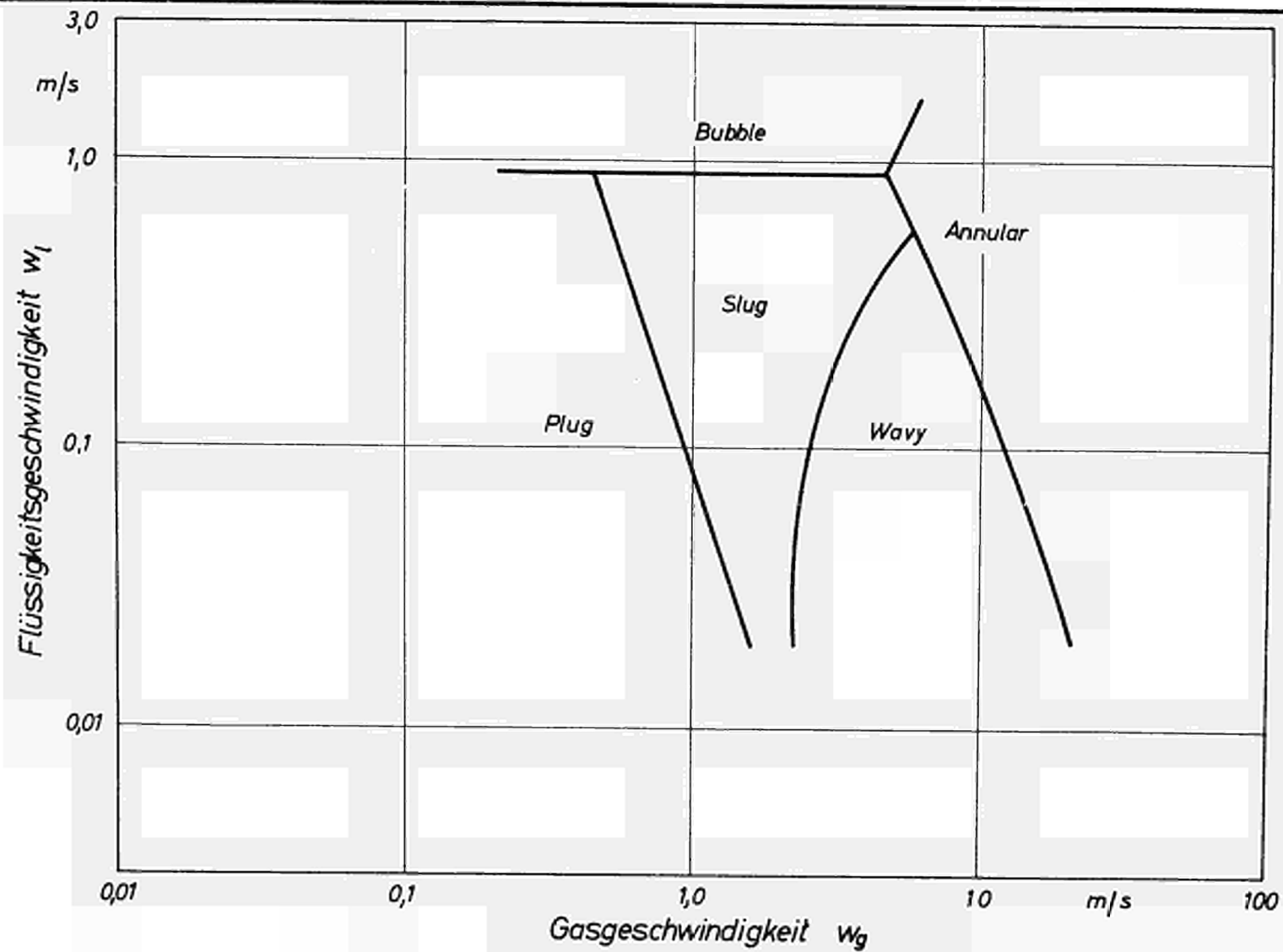


Abb.5. Strömungszonen nach Alves^[4]

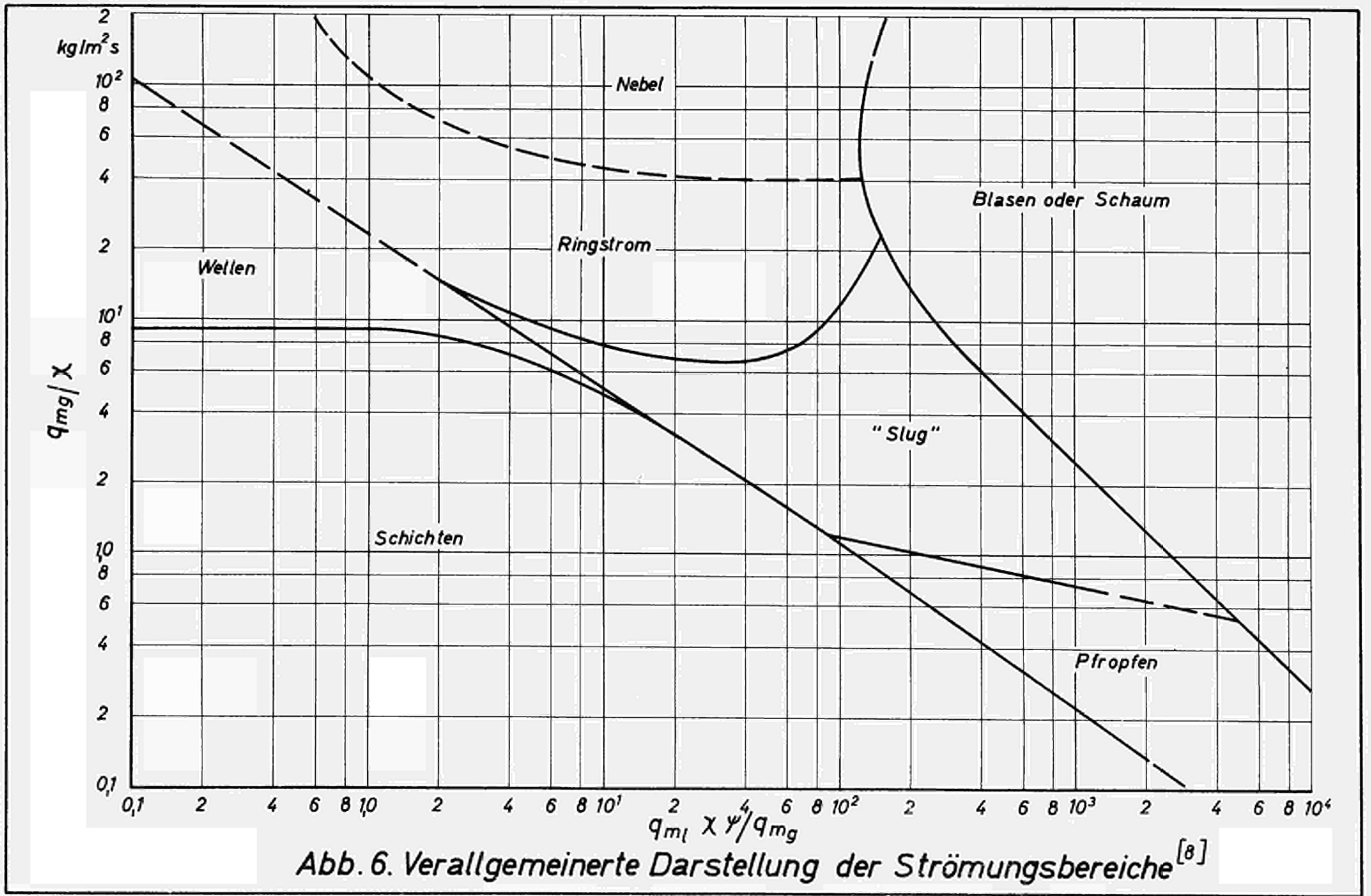


Abb. 6. Verallgemeinerte Darstellung der Strömungsbereiche^[8]

REFERENZ	DRUCKVERLUST-GEBIETE					
	I	II	III	IV		
GOSLINE 1936 [33]	GAS DISPERSED	GAS PISTON	LIQUID SLUG	ANNULAR LIQUID DISPERSED		
CROMER and HUNTINGTON 1940 [21]	BUBBLE	PISTON and SLUG	FROTH	ANNULAR		
MARTINELLI et al. 1944 [59]	LIQUID VISCIOUS -GAS VISCIOUS	LIQUID VISCIOUS -GAS TURBULENT	LIQUID TURBULENT	GAS TURBULENT		
BERGELIN 1949 [11]	BUBBLE	SLUGGING		ANNULAR		
RADFORD 1949 [68]	SLUGGING	MIXED FROTHY	WALL FILM	MIST		
DUNN 1952 [24]	SLUG	FROTH	ANNULAR FILM	MIST		
CALVERT and WILLIAMS 1955 [15]	AERATED	PISTON	CHURN	WAVE ENTRAINMENT	ANNULAR	DROP ENTRAINMENT
GALEGAR et al. 1954 [29]	AERATED	SLUG	TURBULENT	SEMI-ANNULAR	ANNULAR	
GOVIER et al. 1957 [34]	BUBBLE	SLUG	FROTH	RIPPLE	FILM	MIST

Abb. 7. Darstellung von Druckverlust und Strömungsbereichen nach Untersuchungen verschiedener Forscher. [34]

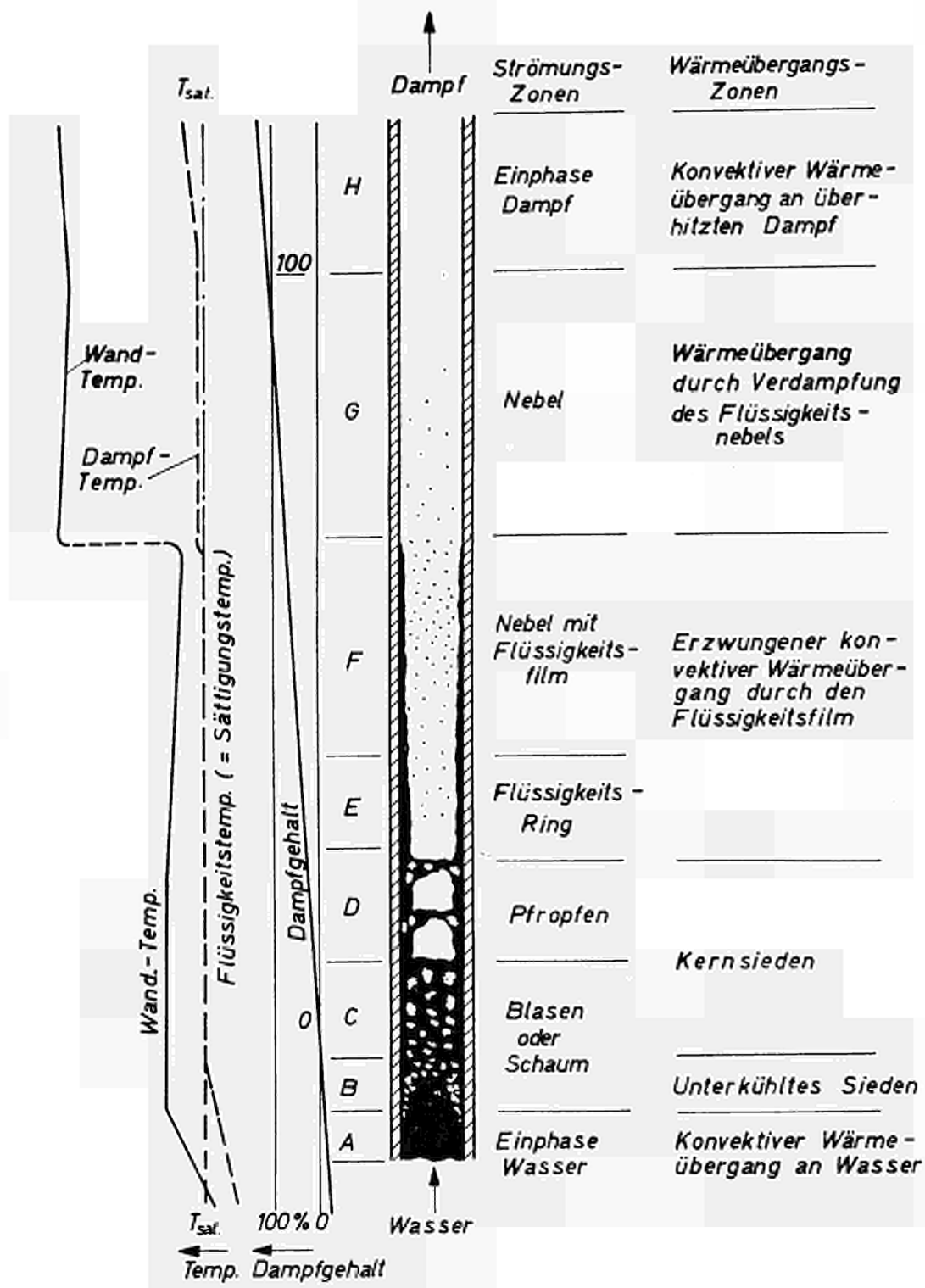


Abb. 8. Zwei-Phasen-Strömungsbereiche nach Collier.^[19]

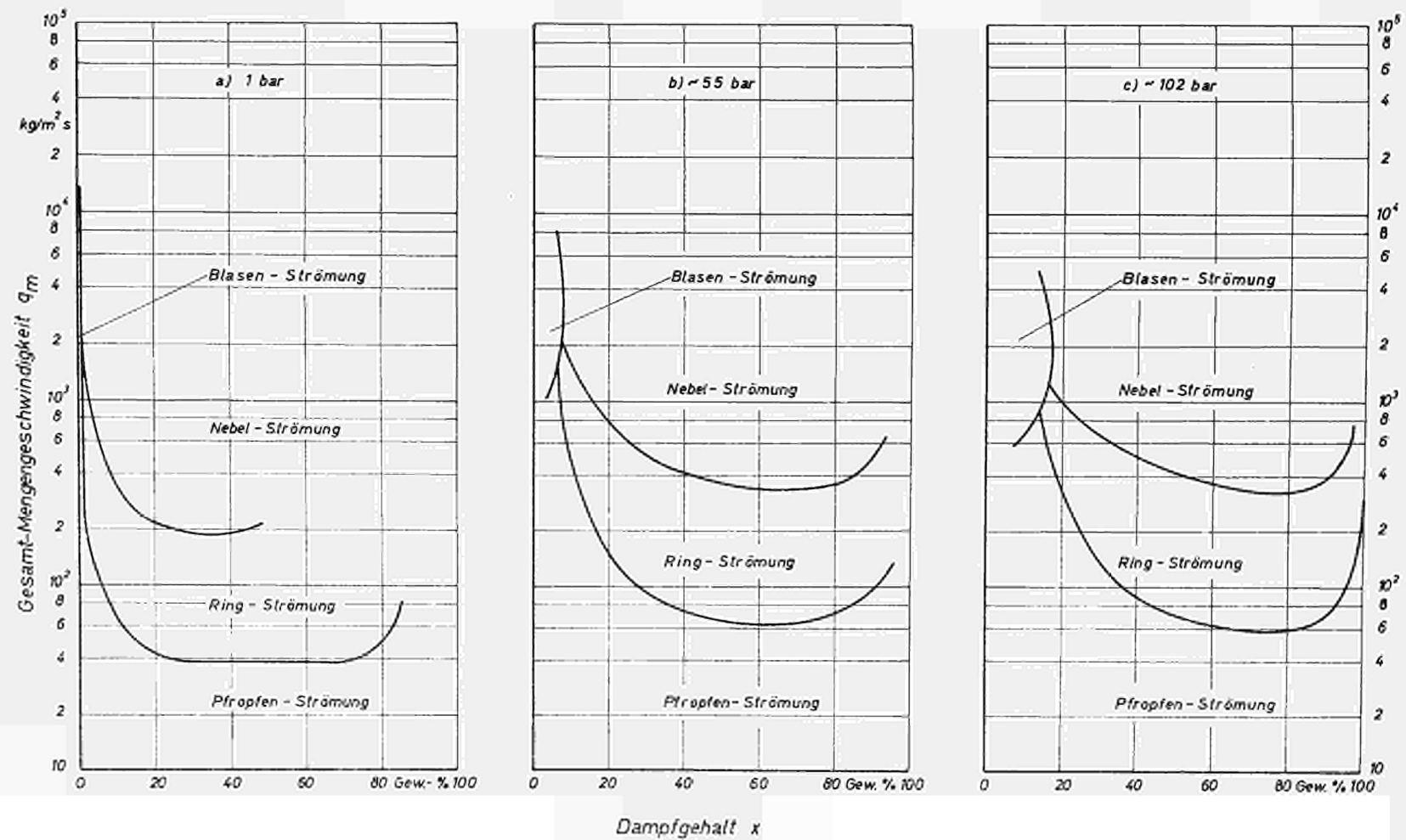


Abb. 9. Strömungsbereiche für Dampf-Wasser bei verschiedenen Drücken. ^[32]

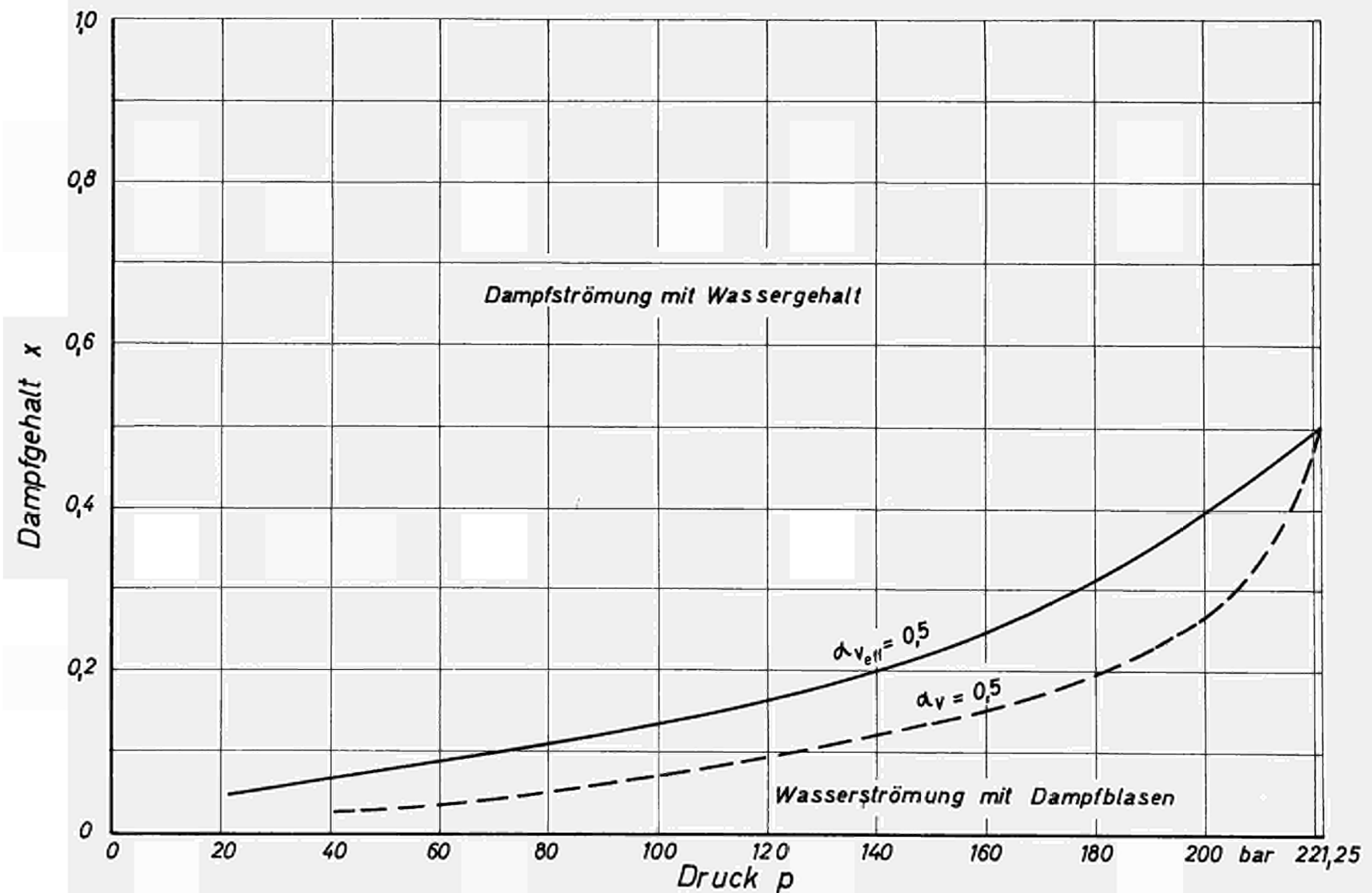


Abb. 10. Maximale x -Werte für Blasenströmung in Abhängigkeit vom Druck.

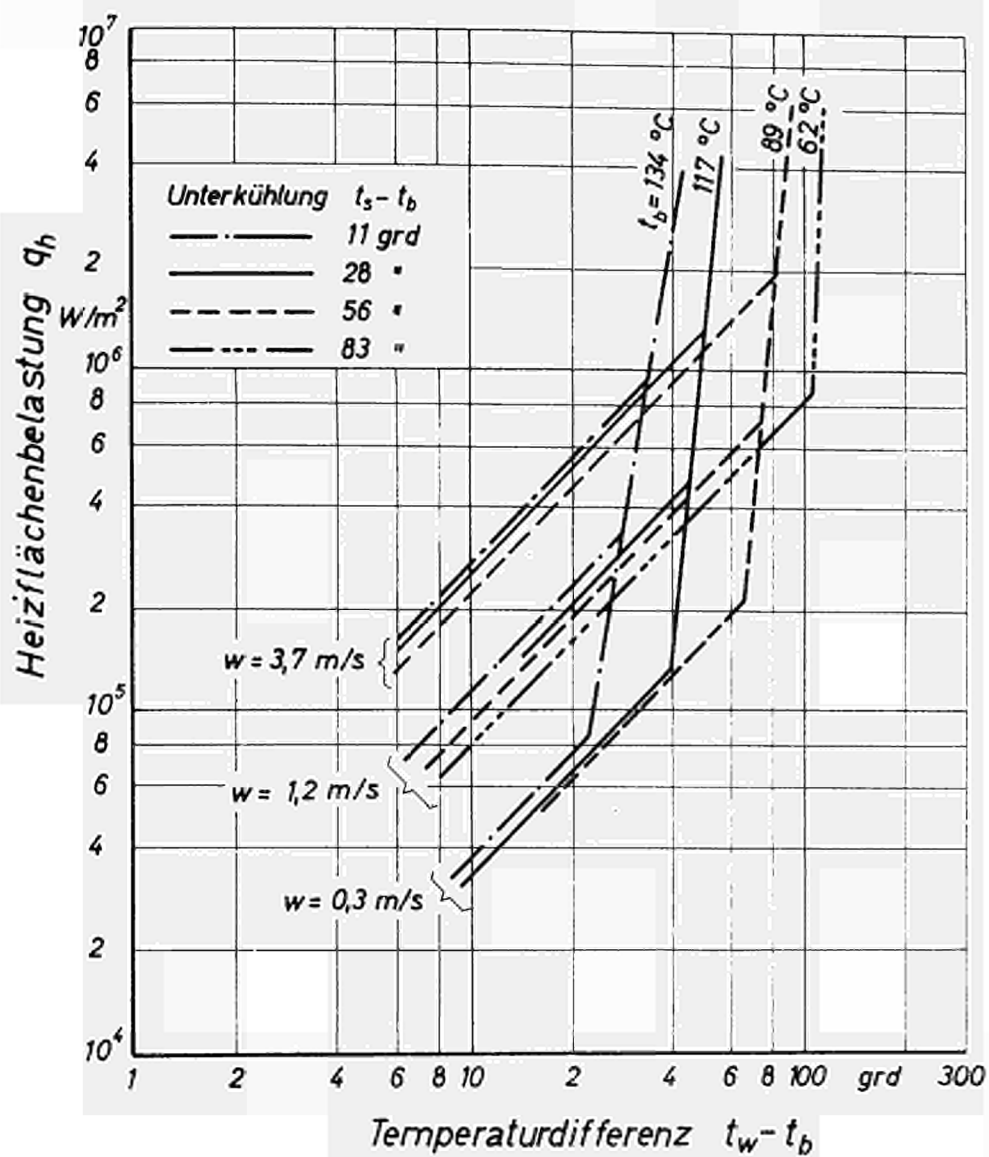


Abb. 11. Einfluß von Unterkühlung und Geschwindigkeit auf die Wärmeübergangsverhältnisse beim Verdampfen von unterkühltem Wasser. (q_h - Abhängigkeit von $t_w - t_b$)^[58]

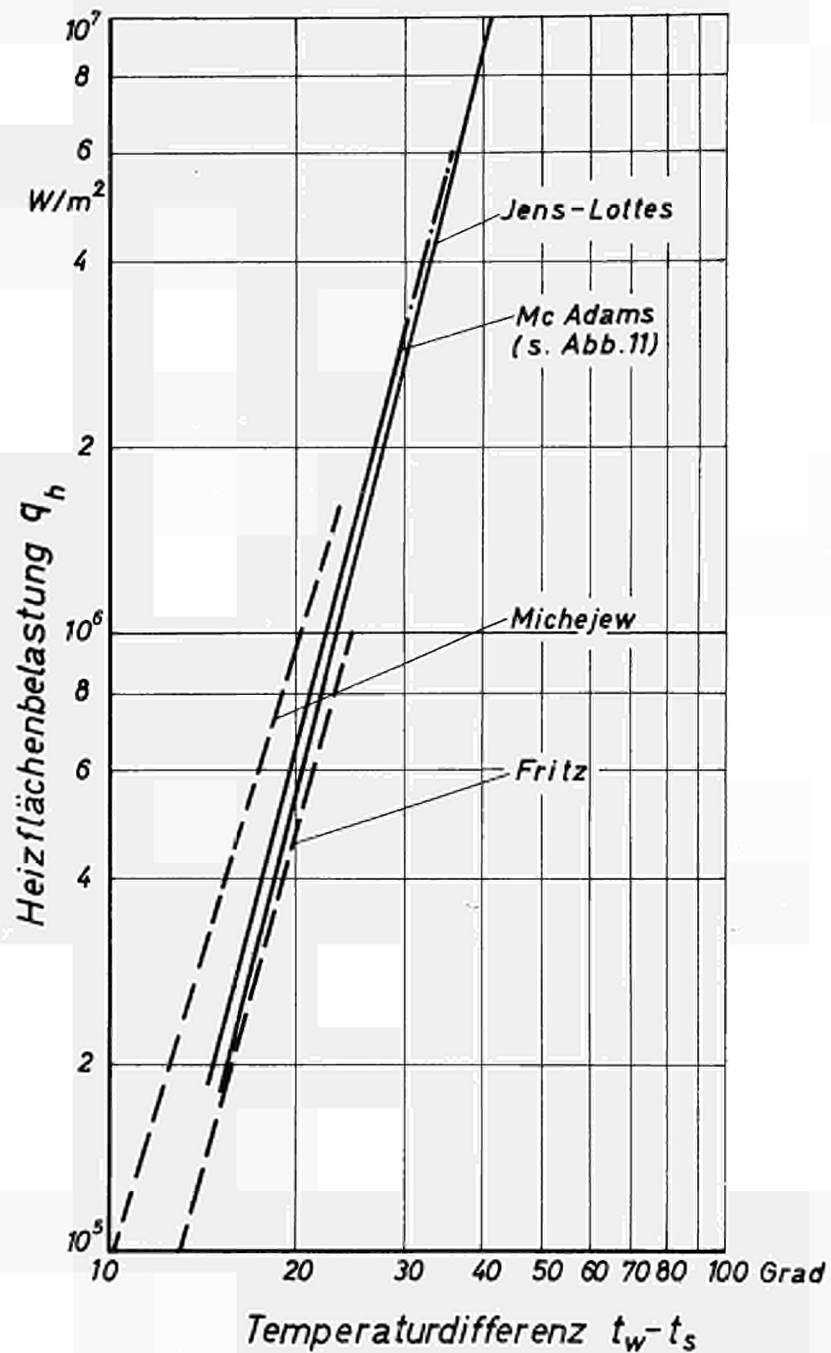


Abb. 12. Vergleich des Verlaufs des Wärmeüberganges an Wasser im Bereich der Blasenverdampfung.

(q_h in Abhängigkeit von $t_w - t_s$)

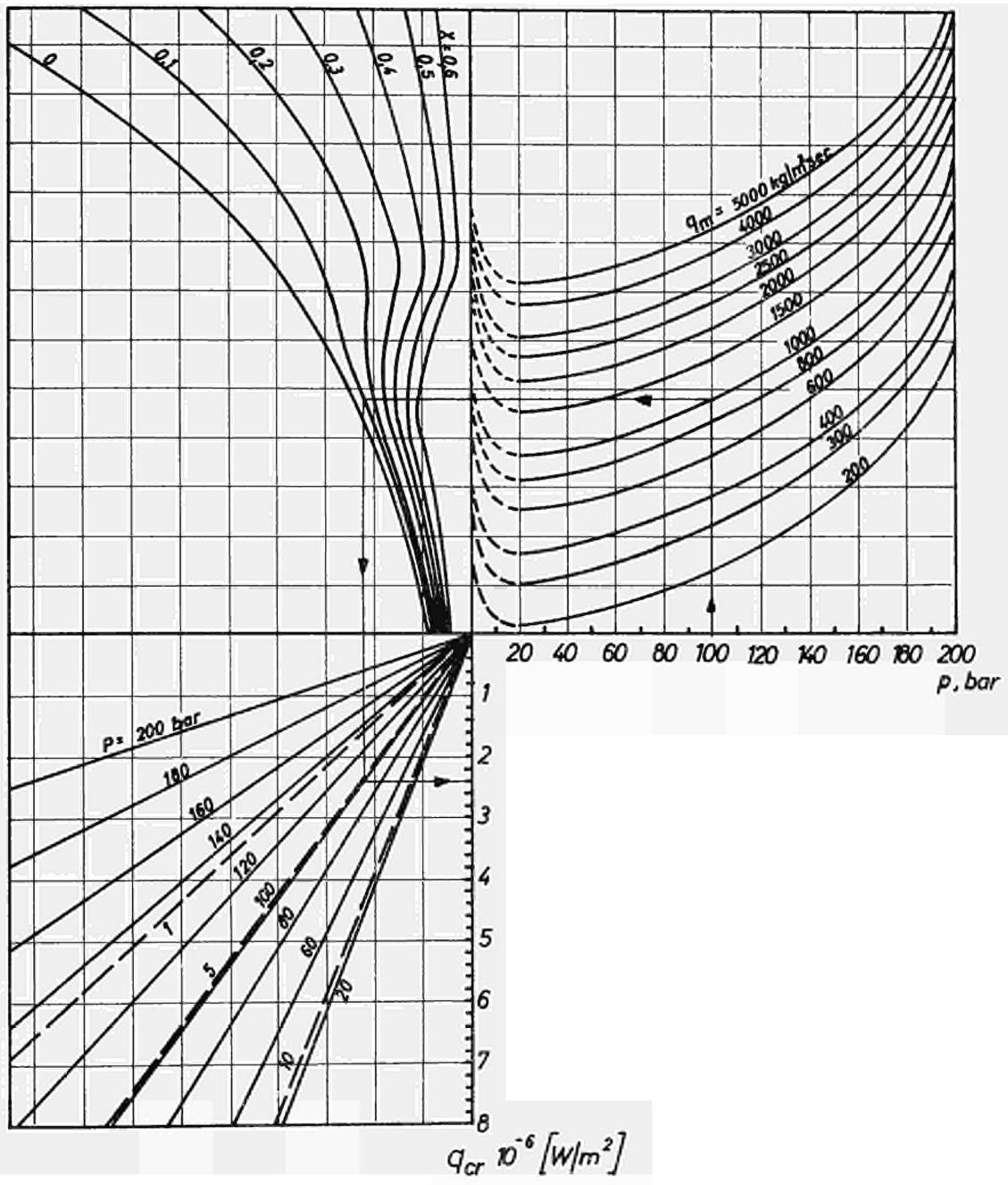


Abb. 13. Nomogramm zur Bestimmung der kritischen Wärmebelastung in Rohren und Ringspalten ($l/d_h > 100$) [61]

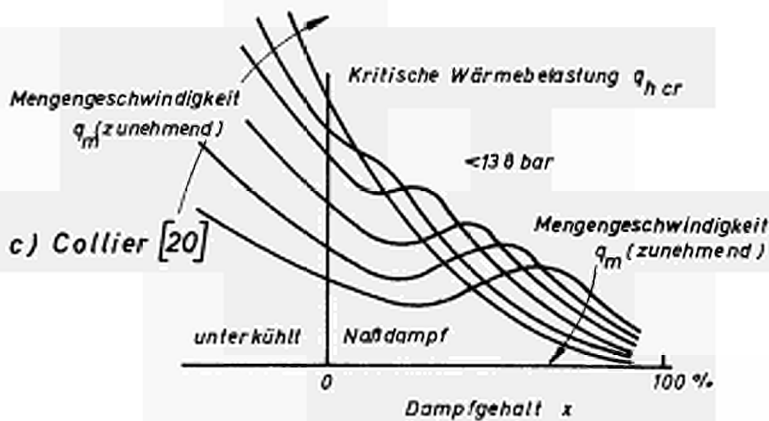
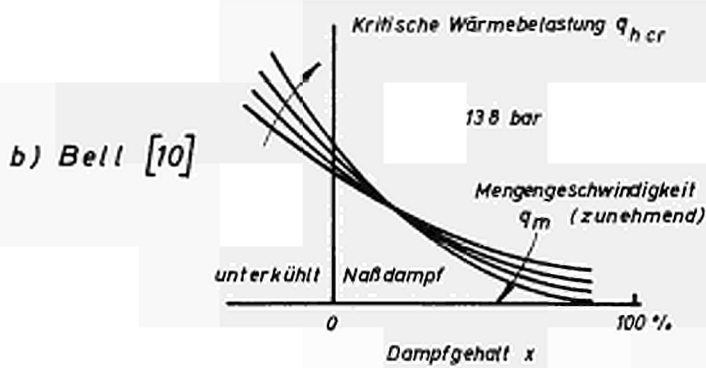
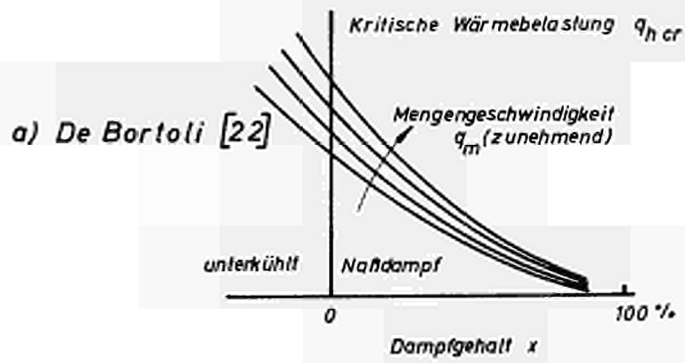
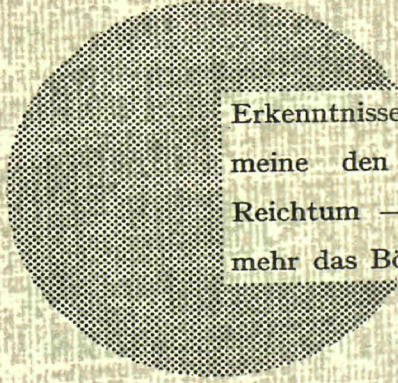


Abb. 14. Verlauf der kritischen Wärmebelastung in Abhängigkeit der Dampfziffer. [20]



Erkenntnisse verbreiten ist soviel wie Wohlstand verbreiten — ich
meine den allgemeinen Wohlstand, nicht den individuellen
Reichtum — denn mit dem Wohlstand verschwindet mehr und
mehr das Böse, das uns aus dunkler Zeit vererbt ist.

Alfred Nobel

CDNA0221IDEC

EURATOM — C.I.D.
51 - 53, rue Belliard
Bruxelles (Belgique)