

KERNFORSCHUNGSZENTRUM

KARLSRUHE

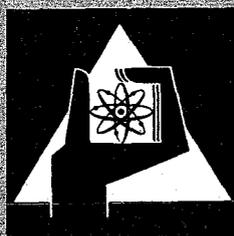
August 1973

KFK 1478

Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik

Ein Wärmerohr mit elektrostatischer Flüssigkeitsförderung

F.E. Reiß



**GESELLSCHAFT
FÜR
KERNFORSCHUNG M.B.H.**

KARLSRUHE

Als Manuskript vervielfältigt

Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor

**GESELLSCHAFT FÜR KERNFORSCHUNG M. B. H.
KARLSRUHE**

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

KFK 1478

Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik

Ein Wärmerohr mit elektrostatischer Flüssigkeitsförderung*

F.E. Reiß

*Dissertation, genehmigt von der Fakultät für Maschinenbau der
Universität Karlsruhe

Gesellschaft für Kernforschung m.b.H., Karlsruhe



Ein Wärmerohr mit elektrostatischer Flüssigkeitsförderung

Zusammenfassung

Es wird das Verhalten eines Wärmerohres untersucht, das einen elektrostatischen Pumpmechanismus benutzt, um das kondensierte Arbeitsmittel zum Verdampfer zurückzuführen. Theoretische Berechnungen des Betriebsverhaltens stimmen mit experimentell an drei verschiedenen Nitrobenzol-Wärmerohren gewonnenen Werten überein.

A Heat Pipe with an Electrostatic Pump

Abstract

This work investigates the performance of a heat pipe which utilizes an electrostatic pump to return the condensed working fluid to the evaporator. Theoretic predictions of performance agree with experimental data gained from three different heat pipes using nitrobenzene as a working fluid.

1. The first part of the document is a letter from the author to the editor, dated 10/10/1998.

The author states that the paper is a contribution to the understanding of the role of the state in the development of the economy. The author argues that the state should play a more active role in the economy, particularly in the areas of infrastructure and education. The author also discusses the importance of the private sector in the economy and the need for a balanced approach to economic development.

2. The second part of the document is a list of references.

The references include several books and articles on economic development and the role of the state. The author cites works by World Bank, UNCTAD, and other international organizations. The references also include several academic papers and books on the topic of economic development and the role of the state.

Inhaltsverzeichnis

<u>1. Einleitung</u>	1
1.1. <u>Prinzip und Haupteigenschaften des Wärmerohres</u>	1
1.2. <u>Methoden zur Erzielung großer Förderdrücke</u>	4
1.2.1. Bisherige Verfahren	4
1.2.2. Das elektrostatisch gepumpte Wärmerohr	6
<u>2. Theoretische Überlegungen</u>	7
2.1. <u>Gleichgewichtssteighöhe im Kondensator unter Berücksichtigung der Oberflächenspannung</u>	7
2.1.1. Problemstellung	7
2.1.2. Die Freie Energie des Systems	8
2.1.3. Gleichgewichtssteighöhe, Grenzfälle, vernachlässigte Effekte, Zahlenwerte	11
2.1.4. Binnendruck- und Dampfdruckerniedrigung einer Flüssigkeit im elektrischen Feld	14
2.2. <u>Der zeitliche Verlauf des Anstiegs</u>	16
2.2.1. Die Differentialgleichung des Anlaufvorgangs	16
2.2.2. Allgemeines zur Lösung der Anstiegsdifferentialgleichung	20
2.2.3. Lösung im nichthorizontalen Fall	21
2.2.4. Die Anfangsgeschwindigkeit der Flüssigkeit	23
2.2.5. Untersuchungen zur Anstiegszeit	24
2.3. <u>Der stationäre Betrieb</u>	26
2.3.1. Die mittlere Fördergeschwindigkeit	26
2.3.2. Die Förderleistung	27
2.3.3. Die mögliche Wärmeleistung; Spaltoptimierung	28
2.4. <u>Der elektrische Pumpstrom</u>	32
2.4.1. Strom während des Füllens des Spalts	32
2.4.2. Der Pumpstrom im stationären Betrieb	34

3. <u>Wahl elektrostatisch pumbarer Arbeitsflüssigkeiten</u>	35
3.1. <u>Allgemeine Gesichtspunkte</u>	35
3.2. <u>Elemente als Arbeitsflüssigkeiten</u>	36
3.3. <u>Nichtelementare Arbeitsflüssigkeiten</u>	37
4. <u>Experimentelle Untersuchungen</u>	39
4.1. <u>Vorversuch zum Flüssigkeitsanstieg im Kondensatorspalt</u>	39
4.2. <u>Abschätzungen und Experimente zur Wahl der Arbeitsflüssigkeit</u>	39
4.3. <u>Reinigung der Arbeitsflüssigkeit</u>	41
4.4. <u>Ausgeführte Wärmerohre, Aufbau und Versuchsergebnisse</u>	44
4.4.1. Wärmerohr mit ebenem innenliegenden Pumpkondensator	44
4.4.2. Wärmerohr mit koaxialem Zylinderpumpkondensator der Bauart 1, WR KK 1	46
4.4.3. Wärmerohr mit koaxialem Zylinderpumpkondensator der Bauart 2, WR KK 2	50
4.4.4. Elektroviskosität des Nitrobenzols	53
5. <u>Auswertung der Versuchsergebnisse</u>	56
5.1. <u>Verfahren zur Aufbereitung der experimentellen Ergebnisse</u>	56
5.2. <u>Berechnung der Wärmeverluste</u>	58
5.2.1. Wärmeverluste durch freie Konvektion	58
5.2.2. Wärmeverluste durch Strahlung	61
5.2.3. Gesamtwärmeverluste	61
5.3. <u>Numerische Durchführung des Auswerteverfahrens</u>	62
5.4. <u>Zusammenstellung der Ergebnisse aus allen Temperaturverteilungen</u>	64
5.5. <u>Vergleich der experimentellen Ergebnisse mit der Theorie</u>	66
5.5.1. Herleitung von Gleichungen für die speziellen Verhältnisse des Wärmerohres WR KK 2	66
5.5.2. Numerische Durchführung des Vergleichs	70
6. <u>Zusammenfassung</u>	73

7. Anhänge

<u>Anhang I:</u> Abgrenzung des elektrostatischen Pumpeffekts gegen einige andere Erscheinungen, bei denen sich Flüssigkeiten in elektrischen Feldern bewegen.	74
<u>Anhang II:</u> Zusammenstellung der wichtigsten Gleichungen für den horizontal liegenden Kondensatorspalt	76
<u>Anhang III:</u> Konstruktion eines Nomogramms zur Bestimmung der Anstiegszeit nach Gl.(35)	77
<u>Anhang IV:</u> Theoretische Überlegungen zum Kapillarelektroviskosimeter nach Abschnitt 4.4.4.	80

8. Literaturverzeichnis 83

9. Tabellen und Abbildungen

Verzeichnis der Tabellen	88
Tabellen	89
Verzeichnis der Abbildungen	94
Abbildungen	97

1. Einleitung

1.1. Prinzip und Haupteigenschaften des Wärmerohres

Das Wärmerohr ist eine kontinuierlich arbeitende Wärmetransporteinrichtung mit einem allseitig geschlossenen Arbeitsgefäß, in das als Wärmeübertragungsmedium eine kleine Menge Flüssigkeit eingefüllt ist. Dieses Arbeitsmittel wird beim Wärmetransport am Ort der Wärmequelle verdampft, wobei dieser die Verdampfungsenthalpie entzogen wird. Der Dampf verteilt sich im Wärmerohrvolumen und kondensiert unter Abgabe seiner Verdampfungsenthalpie an Wandteilen, die eine wenn auch nur geringfügig niedrigere Temperatur haben als der beheizte Verdampfer. An diesen Dampfsenken kann die in latenter Form vom Verdampfer zum Kondensator beförderte Wärmeenergie abgenommen werden.

Dieses häufig angewendete Prinzip des Wärmetransports durch die Phasenübergänge flüssig - dampfförmig und zurück wird ergänzt durch einen Mechanismus, der das anfallende Kondensat zum Verdampfer zurückfördert und trotz beschränkter Menge der Arbeitsflüssigkeit einen kontinuierlichen Betrieb ermöglicht.

Beim Wärmerohr in seiner ursprünglichen Form, wie es im Ansatz GAUGLER /1/ und mit voller Einsicht in die Wirkungsweise im Jahre 1964 GROVER und Mitarbeiter /2/, /3/ vorschlugen, wird der Rücktransport der Arbeitsflüssigkeit vom Kondensator zum Verdampfer durch Oberflächenkräfte bewirkt. Anschaulich gesprochen nutzt man die Tatsache, daß eine Flüssigkeit in einem Kapillarrohr aus einem Material, das von der Flüssigkeit benetzt wird, hochsteigt, sobald man das Rohr teilweise in die Flüssigkeit eintaucht. Der Kapillaranstieg erfolgt auch in porösen Körpern, Netzen, Geweben, Spalten, Rillen usf. in praktisch verwertbarem Maß, wenn diese Strukturen von der Flüssigkeit benetzt werden und die Abmessungen der Hohlräume von der Größenordnung Zehntel Millimeter sind.

Die Kapillaraszension erfolgt spontan, weil ihr das Minimum der Freien Energie des Systems Flüssigkeit - Festkörper entspricht, vgl. Abschnitt 2.1.1.

Ein typisches Wärmerohr der GROVER'schen Art besteht z.B. aus einem 1 m langen Hüllrohr aus rostfreiem Stahl von etwa 2 cm Durchmesser. In das Rohr wird als Kapillarstruktur ein aus feinmaschigem Drahtgewebe zusammengerollter Netzzylinder eingeschoben, der sich wegen der Federkraft des Gewebes eng an die gesamte innere Oberfläche des Hüllrohres legt. In das Rohr werden einige Gramm Natrium als Arbeitsflüssigkeit eingebracht, das Rohr wird evakuiert und mit geeignet ausgebildeten Endstößeln vakuumdicht verschlossen. Erhitzt man das gesamte Rohr über den Schmelzpunkt des Natriums hinaus, so verteilt sich das Natrium infolge der Oberflächenkräfte bei waagrechtter Lage des Rohres überall in der Kapillarstruktur bis die Innenwand des Wärmerohres völlig mit einem dünnen Film Natrium belegt ist. Ist mehr Natrium vorhanden als zur Füllung der Kapillarstruktur nötig ist, so bleibt der Überschuß an der tiefsten Stelle des Gefäßes zurück. In diesem Zustand ist das Wärmerohr betriebsbereit.

Erwärmt man nun an einer beliebigen Stelle die Wand des Wärmerohres über die Temperatur der restlichen Wandfläche hinaus, so wird dort eine Nettoverdampfung von Natrium einsetzen, der heiße Dampf wird zu kälteren Wandteilen strömen und dort unter Abgabe seiner Verdampfungsenthalpie kondensieren wie bereits dargestellt wurde.

Da der Dampfdruck sehr stark von der Temperatur abhängt und zum Verschieben der Dampfmengen im Wärmerohr nur kleine Druckunterschiede nötig sind, ist das Wärmerohr, wenn man die Phasengrenzfläche Flüssigkeit - Dampf betrachtet, fast isotherm, solange man die Dampfgeschwindigkeiten klein hält. Außen am Wärmerohrgefäß muß man die wärmestromdichteabhängigen Temperaturabfälle infolge der endlichen Wärmeleitfähigkeit von Wärmerohrwand, Kapillarstrukturmaterial und Arbeitsflüssigkeit berücksichtigen.

NEU /4/ errechnet aus Meßwerten für die scheinbare Wärmeleitfähigkeit eines Wärmerohres mit Lithium als Arbeitsmedium, das bei 1500°C 6,75 kW über 500 mm bei 7,6 mm Durchmesser transportiert, unter Einschluß der Wärmeleitung in der Wärmerohrwand einen Wert, der 35000 mal besser ist als der von Kupfer.

Durch das Abdampfen am Verdampfer wird Arbeitsflüssigkeit entfernt und die Oberfläche der flüssigen Phase zieht sich, indem sie sich stärker krümmt, etwas in die Maschen des Kapillarnetzes zurück. Die Verkleinerung des Krümmungsradius der Flüssigkeitsoberfläche hat eine nach dem ersten Laplace'schen Satz berechenbare und von REISS und SCHRETZMANN /5/ bei der Verdampfung von Wasser aus Rillenkapillarverdampfern direkt gemessene Erhöhung des Kapillardrucks zur Folge. Das Vorzeichen des Kapillardrucks ist bei der für benetzende Flüssigkeiten konkaven Oberfläche negativ; der Meniskus übt einen Zug auf die Flüssigkeit aus. Deshalb saugen die Oberflächenkräfte bzw. der Kapillardruck Flüssigkeit in die Kapillarstruktur ein.

Am Ort der Treibmittelkondensation herrschen umgekehrte Verhältnisse. Hier wird durch Zufügen von Flüssigkeit der Krümmungsradius vergrößert, der Kapillardruck sinkt. Da Verdampfer und Kondensator über die Kanäle der Kapillarstruktur kommunizieren, bewirken die dargestellten Druckverhältnisse einen Flüssigkeitsstrom vom Kondensator zum Verdampfer. Durch diese von äußeren Mitteln unabhängige Rückführung der Arbeitsflüssigkeit ist der kontinuierliche Betrieb des Kapillarwärmerohres sichergestellt, solange die Summe der Druckverluste längs eines Stromfadens im Dampf- und im Flüssigkeitsteil des Kreislaufs, einschließlich eventuell geleisteter Hubarbeit nicht größer wird als die nach den geometrischen Abmessungen und den Stoffkonstanten maximal mögliche Kapillardruckdifferenz.

Neben dieser Kapillardruckgrenze für den Wärmerohrprozeß gibt es weitere Grenzbedingungen: Kontinuierlicher Betrieb unterhalb der Schmelztemperatur des Arbeitsmittels ist nicht möglich; die Dampfdichte muß für praktisch nutzbaren Energietransport eine gewisse Größe haben (in praxi Dampfdruck ab ca. 1 Torr), andererseits darf der Innendruck die Wärmerohrhülle nicht sprengen; Arbeitsmittel und Strukturmaterial müssen chemisch miteinander verträglich sein; eine absolute obere Grenze stellt das Erreichen des kritischen Punktes der Arbeitsflüssigkeit dar, wie eigene Messungen an einem mit Oktan gefüllten Wärmerohr bestätigten. Nach einer Zusammenstellung in /6/ ist weiter zu berücksichtigen, daß die am Verdampfer maximal zulässige Leistungsdichte, die bei niedrigen Dampfdrücken nach REISS und SCHRETZMANN /7/ gaskinetisch und bei höheren Drücken durch Filmsieden und Austrocknen des Verdampfers bestimmt ist, nicht über-

schrritten wird. Weiter sind zu beachten die Rückwirkung des strömenden Dampfes auf die Flüssigkeitsoberfläche, wie im einzelnen von HUFSCHMIDT und Mitarbeitern /8/ nachgewiesen und die Tatsache, daß die Strömungsgeschwindigkeit des Dampfes am Verdampferausgang die Schallgeschwindigkeit nicht überschreiten kann /9/, /10/, /11/.

Außer als Substrat zur Ausbildung des Kapillardrucks hat die Kapillarstruktur zwei wichtige Aufgaben. Dadurch, daß sie einen dünnen Film Arbeitsflüssigkeit überall an der Innenwand des Wärmerohres hält, kann man, wenigstens prinzipiell, die Lage von Verdampfer und Kondensator an der Wärmerohrwand frei wählen. Weiter sind bei der Verdampfung aus Kapillarstrukturen sehr hohe Leistungsdichten möglich. So wurden für das Verdampfen von Natrium bei 800°C 2000 Wcm^{-2} von DORNER, REISS und SCHRETMANN /12/ gemessen. Diese Leistungsdichte ist nach REISS und SCHRETMANN /7/ um eine Größenordnung höher als die mit Natrium beim Behältersieden bei der gleichen Temperatur abführbare Leistungsdichte.

1.2. Methoden zur Erzielung großer Förderdrücke

1.2.1. Bisherige Verfahren

Bei der Beschreibung des Kapillarwärmerohres wurde herausgestellt, daß für den stationären Betrieb das Integral der Druckverluste für einen vollen Umlauf des Treibmittels durch die beiden Phasengebiete nicht größer werden darf als die nach den Stoffkonstanten und den geometrischen Verhältnissen maximal mögliche Kapillardruckdifferenz. Die Druckverluste wachsen bei vorgegebener Geometrie mit dem Massenfluß, der über die Verdampfungsenthalpie des Treibmittels mit der transportierten Wärmeleistung zusammenhängt und mit der Höhe, um die die Arbeitsflüssigkeit von der Kondensatorzone zum Verdampfer entgegen äußeren Kräften (z.B. Schwerkraft, Beschleunigungskräfte) zurückgefördert werden muß (der hydrostatische Druck des Dampfes wird hier gegenüber dem der Flüssigkeit vernachlässigt). Große transportierte Wärmeleistungen und Übertragung von Wärme z.B. im Schwerfeld von oben nach unten über große Höhen fordern große Pumpkräfte.

Beim reinen Kapillarwärmerohr kann man die Kapillarkräfte, wenn über die verwendeten Materialien einmal entschieden ist, nur noch über die Abmessungen der Kapillarstruktur bestimmen. Verkleinert man die Abmessungen der Kapillarstruktur zur Erhöhung des Kapillardrucks, so wächst gleichzeitig ihr Strömungswiderstand für die Flüssigkeit. Mit Anordnungen, wie sie z.B. BUSSE /13/ zusammenfassend darstellt, bei denen Flüssigkeitskanäle verhältnismäßig großen Querschnitts durch feinporige Schirme oder Netze gegenüber dem Dampfraum des Wärmerohres abgedeckt werden, kann man den Anstieg des Strömungswiderstandes verlangsamen. Im Extremfall wurden mit einer mit Natrium gefüllten "Annular return heat pipe" mit 19μ Porenradius in Los Alamos /14/, /17/ 0,1 bar Kapillardruckdifferenz erreicht. Das entspricht bei Natrium im Schwerfeld Transporthöhen um 1 m. In den weitaus meisten Fällen liegen die nutzbaren Kapillardruckdifferenzen bei 1-20 mbar; das entspricht an der Erdoberfläche Transporthöhen von 10-200 mm gegen die Schwerkraft.

Unter den Verfahren, die für den Flüssigkeitstransport nutzbaren Druckunterschiede anders als durch Verfeinern der Kapillarstruktur zu erhöhen, steht an erster Stelle der Flüssigkeitsrücktransport durch die Schwerkraft. Dabei wird das Wärmerohr so orientiert, daß das Kondensat des Arbeitsmittels von der Kondensatorzone zum Verdampfer herunterläuft. Auf diese Weise wurden in Los Alamos mit einem Natriumwärmerohr Leistungen bis zu 10 kW bei 850°C über ca. 3 m Höhenunterschied transportiert /15/. EWALD und Mitarbeiter /16/ haben in einem Glaswärmerohr mit Stickstoff, Wasserstoff und Deuterium als Arbeitsmittel Leistungen bis zu 3 kW über 2,50 m transportiert.

Ein weiteres Verfahren ist die Unterteilung des Innenraumes des Wärmerohres in Kammern von einer solchen Höhe, daß in jeder Kammer durch die Kapillarkräfte noch ein geschlossener Stoffkreislauf möglich ist. DORNER, REISS und SCHRETZMANN /12/ haben mit einem vier Kammern enthaltenden Natriumwärmerohr Leistungen von einigen Hundert Watt über 400 mm von oben nach unten übertragen. Die statische kapillare Steighöhe in der verwendeten Netzstruktur war dabei 160 mm.

Die Beeinflussung des Kondensatrücktransports durch die Zentrifugalkraft in rotierenden Wärmerohren wurde zur Messung der Kapillarkraft zuerst in Los Alamos angewendet /17/. Die Theorie des rotierenden Wärmerohres, in dem Kondensat ohne Kapillarstruktur allein durch Zentrifugalkräfte gefördert wird, stammt von CHAN und Mitarbeitern /18/.

Von QUAST /19/ wurde zur Kondensatrückförderung eine externe Pumpe verwendet. CARLSON und HOFFMANN /20/ haben die Wirkung magnetischer Felder auf Wärmerohre mit elektrisch leitenden Arbeitsflüssigkeiten untersucht; es zeigt sich, daß magnetische Felder alleine sich nicht zum Pumpen verwenden lassen.

1.2.2. Das elektrostatisch gepumpte Wärmerohr

In dieser Arbeit wird das eigene, neue Verfahren zur Förderung von Arbeitsflüssigkeit in Wärmerohren untersucht, das die Kraft nutzt, mit der ein elektrisches Feld einen dielektrischen Körper an den Ort der höchsten Feldstärke zieht.

Ein elektrostatisch gepumptes Wärmerohr enthält als wesentlichen Unterschied gegenüber bekannten Konstruktionen einen elektrischen Kondensator, dessen Kondensatorspalt die Flächen, an denen das Arbeitsmittel kondensiert, mit der Verdampferregion verbindet und der der (elektrisch isolierenden) Arbeitsflüssigkeit als Rückströmkanal dient. Im Kondensatorspalt wird ein elektrisches Feld aufrechterhalten, das an den Kondensationsflächen anfallendes Kondensat in den Kondensatorspalt einsaugt, bis der Spalt bis zum Verdampfer hin völlig gefüllt ist. Durch Heizen des Verdampfers wird dem elektrischen Kondensator Flüssigkeit durch Abdampfen entzogen, die durch Wirkung des elektrischen Feldes vom kalten Ende her ersetzt wird.

Das ausgenutzte physikalische Phänomen ist bekannt, vgl. Abschnitt 2.1.1. Die Unterschiede des hier verwendeten Prinzips gegenüber anderen Erscheinungen, bei denen sich Flüssigkeiten in elektrischen Feldern bewegen (Elektrokinese, Elektrofilter), werden in Anhang I dargestellt.

2. Theoretische Überlegung

2.1. Die Gleichgewichtssteighöhe im Kondensatorspalt unter Berücksichtigung der Oberflächenspannung

2.1.1. Problemstellung

Die Gleichung für die Gleichgewichtssteighöhe einer dielektrischen Flüssigkeit in einem ebenen, ausgedehnten Plattenkondensator, der senkrecht in die Flüssigkeit eintaucht, geben an GERTHSEN /21/, JOOS /22/, FALK /23/ und LANDAU und LIFSCHITZ /24/. Alle zitierten Autoren behandeln das Dielektrikum wie eine starre Platte, die in den Kondensatorspalt hineingezogen wird; die Wirkung der Oberflächenspannung der Flüssigkeit wird vernachlässigt.

Bei den zur Anwendung im Wärmerohr in Aussicht genommenen Kondensatoren mit Spaltweiten von einigen Zehntel Millimeter muß die Kapillaraszension berücksichtigt werden, da sie mit der elektrostatischen Steighöhe bei kleinen Feldstärken vergleichbar ist oder sogar überwiegt, vgl. Abschnitt 2.1.3. Ebenso soll der Einfluß einer beliebigen Neigung des Kondensators berücksichtigt werden.

Zur Herleitung einer allgemeinen Steighöhenformel diene eine Anordnung nach Abb.1. Ein ebener Plattenkondensator mit parallelen Platten wird unter dem Winkel α teilweise in eine dielektrische Flüssigkeit getaucht. Die Kondensatorplatten werden durch eine Batterie auf einer konstanten Potentialdifferenz gehalten. Unter der gemeinsamen Wirkung des im Kondensatorspalt herrschenden elektrischen Feldes und der Oberflächenspannung steigt die Flüssigkeit gegen die Schwerkraft im Kondensatorspalt hoch. Der Anstieg ist beendet wenn die Gleichgewichtssteighöhe erreicht ist.

Beim Anstieg der Flüssigkeit im Kondensatorspalt bleiben die Temperatur, die Volumina von Flüssigkeit und Kondensator und das elektrische Feld konstant. Das thermodynamische Gleichgewicht bei Konstanz dieser Zustandsvariablen wird nach LANDAU und LIFSCHITZ /24/, /25/ bestimmt durch das Minimum der Freien Energie des Systems Kondensator-Flüssigkeit. Die Freie Energie des Systems wird im folgenden Abschnitt 2.1.2. berechnet.

2.1.2. Die Freie Energie des Systems

Die Freie Energie des Systems vor Beginn des Anstiegs der Flüssigkeit in den geladenen Kondensator sei F_0 . Sie enthält die elektrische Feldenergie des nicht von Dielektrikum erfüllten Kondensators, den Volumenanteil der Freien Energie der Flüssigkeit und des Kondensators, den Oberflächenanteil der Freien Energie, für die Flüssigkeit für durchgehend ebene Oberfläche und für den Kondensator im leeren Zustand berechnet und die potentiellen Energien der Flüssigkeit bei ebener Oberfläche und der Kondensatorplatten im Schwerfeld.

Die genannten Terme hängen nicht von der Eindringtiefe der Flüssigkeit in den Kondensatorspalt ab. Da später die Freie Energie nach der Eindringtiefe differenziert werden wird, verschwinden die F_0 aufbauenden Summanden aus der weiteren Rechnung. Sie werden deshalb nicht explizit angegeben, sondern weiterhin unter der von der Eindringtiefe unabhängigen Freien Energie im Ausgangszustand F_0 zusammengefaßt.

Um das Eindringen der Flüssigkeit in den Kondensatorspalt zu beschreiben, wird eine Längenkoordinate z eingeführt, deren Nullpunkt immer in der Ebene der Flüssigkeitsoberfläche liegt, wie sie sich weit entfernt vom Kondensator einstellt. Die Richtung von z ist parallel zu den felderzeugenden Oberflächen und liegt in einer zur ungestörten Flüssigkeitsoberfläche normalen Ebene. Die Lage des Meniskus wird festgelegt durch seinen kleinsten z -Wert, d.h. durch seinen tiefsten Punkt. Damit wird in der weiteren Rechnung das Volumen des Meniskus selbst vernachlässigt.

Nach dem Eindringen der Flüssigkeit in den Kondensator unterscheidet sich die Freie Energie F von F_0 um Terme, die die Änderungen der Feldenergie, der Oberflächenenergie und der potentiellen Energie im Schwerfeld beschreiben. Zu F_0 sind zu addieren:

1. die Änderung der Feldenergie ΔF_1 beim Eindringen eines Dielektrikums um die Strecke z . Die Feldenergie nimmt um die potentielle elektrische Energie des durch die Wirkung des Feldes polarisierten Dielektrikums ab /22/, /24/.

$$\Delta F_1 = - \frac{1}{2} \int_0^z \kappa E^2 dV \quad (1)$$

E ist der Absolutbetrag der Feldstärke, dV das Volumenelement im Kondensatorspalt. Es ist

$$dV = s b dz \quad (2)$$

s ist der Plattenabstand, b ist die parallel zur Eintauchlinie gemessene Breite der Kondensatorplatten.

Im G-System, das in dieser Arbeit durchgehend verwendet wird, gilt Gl. (1), wenn man für die elektrische Suszeptibilität κ setzt /22/

$$\kappa = \epsilon_0 (\epsilon - 1) \quad (3)$$

ϵ_0 bedeutet die absolute Dielektrizitätskonstante, $\epsilon_0 = 8,859 \cdot 10^{-12}$ AsV⁻¹m⁻¹, ϵ ist die relative Dielektrizitätskonstante der eindringenden Flüssigkeit.

Mit Gl.(2) kommt aus Gl.(1)

$$\Delta F_1 = - \frac{1}{2} \int_0^z \kappa E^2 s b dz \quad (4)$$

2. die Änderung der Oberflächenenergie ΔF_2 beim Eindringen der Flüssigkeit in den Kondensator um die Strecke z . Die freie Oberfläche des Systems wird um die von Flüssigkeit bedeckten Teile der beiden Kondensatorplatten kleiner; dem entspricht die Abnahme der Oberflächenenergie

$$\Delta F_2 = -2 \int_0^z \sigma_{s1} dF \quad (5)$$

dF ist das Flächenelement auf einer Kondensatorplatte; es hat gegenüber dz vertauschtes Vorzeichen, weil bei wachsendem z die freie Oberfläche des Systems abnimmt

$$dF = - b dz \quad (6)$$

σ_{s1} ist die spezifische Oberflächenenergie bzw. der Koeffizient der Oberflächenspannung der Flüssigkeit gegenüber dem Material der Kondensatorplatten.

σ_{sl} hängt mit der üblicherweise benutzten Oberflächenspannung σ der Flüssigkeit gegen ihren eigenen Dampf nach dem zweiten Laplace'schen Satz zusammen /26/.

$$\sigma_{sl} = - \sigma \cos \theta \quad (7)$$

Bei der Aufstellung von Gl.(7) ist die Oberflächenspannung des Dampfes gegenüber dem Festkörper als sehr klein gegenüber σ_{sl} und σ vernachlässigt. θ ist der innerhalb der Flüssigkeit gemessene Benetzungswinkel.

Mit den Gln.(6) und (7) wird aus Gl.(5)

$$\Delta F_2 = - 2 \int_0^z \sigma \cos \theta \, bdz \quad (8)$$

3. Die Änderung der potentiellen Energie im Schwerfeld ΔF_3 beim Aufsteigen der Flüssigkeit im Kondensatorspalt. Die potentielle Energie wächst um den Betrag

$$\Delta F_3 = \int_0^h \rho \, gh dV' \quad (9)$$

ρ bedeutet die Flüssigkeitsdichte, g die Erdbeschleunigung, h die Höhe über der ebenen Flüssigkeitsoberfläche, auf die das Volumenelement dV' gehoben wird. Die Hubhöhe h hängt mit der Eindringtiefe z im Spalt zusammen nach

$$h = z \sin \alpha \quad (10)$$

α ist der Neigungswinkel des Kondensators gegen die Horizontale.

Das Volumenelement dV' schneidet im Gegensatz zu dV nach Gl.(2) waagrechte Schichten aus der Kondensatorspaltfüllung, es gilt

$$dV' = b \frac{s}{\sin \alpha} dh = bsdz \quad (11)$$

Mit den Gln.(10) und (11) kommt aus Gl.(9)

$$\Delta F_3 = \int_0^z \rho \, gbs \sin \alpha \, zdz \quad (12)$$

Addiert man die Terme nach den Gln.(4), (8) und (12) zur Freien Energie im Anfangszustand F_0 so erhält man für die Freie Energie F des Systems Flüssigkeit-Kondensator, wenn die Flüssigkeit um die Strecke z in den Kondensator eingedrungen ist

$$F(z) = F_0 - \frac{1}{2} \int_0^z \kappa E^2 s b dz - 2 \int_0^z \sigma \cos \theta b dz + \int_0^z \rho g b s \sin \alpha z dz \quad (13)$$

2.1.3. Gleichgewichtssteighöhe, Grenzfälle, vernachlässigte Effekte,

Zahlenwerte.

Nach Abschnitt 2.1.1. wird die Gleichgewichtslage durch das Minimum der Freien Energie des Systems bestimmt. Die Ableitung der Freien Energie, Gl.(13), nach der unabhängigen Variablen z ist

$$\frac{\partial F}{\partial z} = - \frac{1}{2} \kappa E^2 s b - 2 \sigma \cos \theta b + \rho g b s \sin \alpha z \quad (14)$$

Im Minimum der Freien Energie verschwindet diese Ableitung und man erhält aus Gl.(14) für die Eindringtiefe z_∞ in den Kondensatorspalt im Gleichgewichtsfall (und für $b \neq 0$)

$$z_\infty = \frac{1}{\rho g s \sin \alpha} \left(\frac{\kappa E^2}{2} + \frac{2 \sigma \cos \theta}{s} \right) \quad (15)$$

Daß ein Minimum vorliegt sieht man daraus, daß die zweite Ableitung der Freien Energie nach der Eindringtiefe bei Anstieg nach oben ($\sin \alpha > 0$) stets positiv ist, wie man aus Gl.(14) erkennt. Mit Gl.(10) kommt für die Gleichgewichtssteighöhe h_∞

$$h_\infty = \frac{1}{\rho g} \left(\frac{\kappa E^2}{2} + \frac{2 \sigma \cos \theta}{s} \right) \quad (15')$$

Gl.(15) geht für den Grenzfall des senkrecht stehenden Kondensators und ohne Berücksichtigung der Oberflächenspannung, $\alpha=90^\circ$, $\sigma=0$, in die Gleichung über, die die in Abschnitt 2.1.1. zitierten Autoren angegeben. Für den Grenzfall des verschwindenden Feldes, $E=0$, und für $\alpha=90^\circ$ hat man die bekannte Gleichung für die kapillare Steighöhe einer Flüssigkeit zwischen senkrecht stehenden parallelen Platten im Abstand s , vgl. z.B. LANDAU und LIFSCHITZ /27/.

Im allgemeinen Fall addieren sich unter den gemachten Voraussetzungen die elektrostatische und die kapillare Steighöhe.

Gl.(15') lehrt, daß der elektrostatische Anteil der Steighöhe immer positiv ist, weil κ nach Gl.(3) stets positiv ist. Ein Analogon zur Kapillardepression nicht benetzender Flüssigkeiten fehlt im elektrischen Fall. Man kann auch nicht benetzende Flüssigkeiten elektrostatisch heben, wenn man nur die Feldstärke hoch genug wählt, um positive Gesamtsteighöhen zu erhalten. Das Feld kann ein Gleich- oder ein Wechselfeld sein, nur müssen die Schwankungen des Quadrates der Feldstärke um den zeitlichen Mittelwert E^2 in Zeiten vor sich gehen, die klein sind gegen die Anstiegszeit der Flüssigkeit von $z=0$ bis zum Gleichgewichtswert.

Die Formulierung der einzelnen Korrekturbeträge ΔF_1 , ΔF_2 und ΔF_3 nach den Gln. (4), (8) und (12) und die Bildung von Gl.(14) durch Differenzieren von Gl.(13) nach der Eindringtiefe erfolgten ersichtlich unter den Annahmen, daß

1. die Dichte der Flüssigkeit unabhängig ist von der elektrischen Feldstärke (Vernachlässigung der Elektrostriktion)
2. der Benetzungswinkel und die Oberflächenspannung unabhängig sind von der Feldstärke (Vernachlässigung der Elektrokapillarität)
3. die Dichte der Flüssigkeit unabhängig ist von der Steighöhe (Vernachlässigung der Kompressibilität)
4. die Suszeptibilität unabhängig ist von der Steighöhe (logische Folge der Vernachlässigung der Dichteänderung mit der Steighöhe)
5. das Quadrat der Feldstärke unabhängig ist von der Steighöhe (Annahme eines homogenen Feldes)
6. die Oberflächenspannung und der Benetzungswinkel unabhängig sind von der Steighöhe. Das ist, homogene Kondensatorplatten vorausgesetzt, plausibel, weil es sich um Oberflächenphänomene handelt.

Weiter wurde der Einfluß des eigenen Dampfes und evtl. vorhandener anderer Gase im Raum über der Flüssigkeit dem des Vakuums gleichgesetzt und die Schwerkraft als für den Bereich des Kondensators räumlich konstant angesehen.

Wie schon im Abschnitt 2.1.2. erwähnt, wurde durchgehend der Meniskus durch eine ebene Oberfläche durch seinen tiefsten Punkt ersetzt.

Die unter den Ziffern 1, 3 und 4 genannten Effekte sind bei Flüssigkeiten sämtlich klein. Die Elektrokapillarität, das heißt die Beeinflussung der Oberflächenspannung durch Kräfte, die durch die Komponente der elektrischen Feldstärke normal zur Oberfläche hervorgerufen werden, kann merkbare Wirkungen hervorrufen /28/, /29/. Der an Nitrobenzol dadurch verursachte Fehler ist, wie die Ergebnisse in Abschnitt 4.1. zeigen, zu vernachlässigen. Bei den in den Abschnitten 4.4.1. bis 4.4.3. beschriebenen Wärmerohren spielt die Elektrokapillarität überdies keine Rolle, weil der für die Kapillarkraft entscheidende Meniskus im feldfreien Raum im Verdampfernetz liegt.

Zur graphischen Darstellung der Gleichgewichtssteighöhe wird die rechte Seite von Gl. (15') in ihre beiden Summanden zerlegt. Für den vom elektrischen Feld bewirkten Anstieg $h_{\infty el}$ gilt

$$h_{\infty el} = \frac{\kappa E^2}{2\rho g} = \frac{\epsilon_0 (\epsilon - 1) E^2}{2\rho g} \quad (16)$$

Die elektrostatische Gleichgewichtssteighöhe $h_{\infty el}$ an der Erdoberfläche ist in Abb.2 in Abhängigkeit von der Feldstärke E dargestellt. Parameter ist die von der verwendeten Flüssigkeit abhängige Größe $(\epsilon - 1)/\rho$ mit der Dimension eines spezifischen Volumens. Ihr Größenbereich für reale Substanzen geht, wie Abschnitt 3. zeigt, von Werten nahe Null bis etwa $400 \text{ cm}^3 \text{ g}^{-1}$. In Abb.2 wird der Wertebereich von $0,6 \text{ cm}^3 \text{ g}^{-1} \leq (\epsilon - 1)\rho^{-1} \leq 300 \text{ cm}^3 \text{ g}^{-1}$ berücksichtigt. Wie in Abschnitt 3.2. gezeigt werden wird, dürften Feldstärken von 10^5 Vcm^{-1} oder mehr realisierbar sein. Die Feldstärkenskala endet bei diesen Werten.

Man sieht, daß der technisch interessante Bereich von $h_{\infty el} > 50 \text{ mm}$ für Flüssigkeiten von $(\epsilon - 1)\rho^{-1} \geq 10 \text{ cm}^3 \text{ g}^{-1}$ bei Feldstärken von einigen 10^4 Vcm^{-1} erreicht wird. Mit geeigneten Flüssigkeiten sollten Steighöhen bis zu einigen Metern möglich sein.

Für den kapillaren Anteil der Gleichgewichtssteighöhe $h_{\infty k}$ gilt nach Gl.(15')

$$h_{\infty k} = \frac{2\sigma \cos\theta}{\rho g s} \quad (17)$$

Die kapillare Gleichgewichtssteighöhe zwischen ausgedehnten ebenen Platten an der Erdoberfläche $h_{\infty k}$ ist in Abb.3 in Abhängigkeit vom Plattenabstand s dargestellt. Parameter ist die von der verwendeten Flüssigkeit und dem Plattenmaterial (Benetzungswinkel!) abhängige Größe $\frac{\sigma \cos \theta}{\rho}$ mit der Dimension $[L^3 T^{-2}]$. Für nicht benetzende Flüssigkeiten ($\cos \theta < 0$) liefert Abb.3 den Betrag der Kapillardepression. Der Wertebereich des Betrags des Parameters für reale Substanzen geht von Null bis etwa $800 \text{ cm}^3 \text{ s}^{-2}$, wie man aus den Daten in /30/, /31/ und /32/ errechnet. Im Diagramm sind Parameterwerte zwischen 1 und $1000 \text{ cm}^3 \text{ s}^{-2}$ berücksichtigt. Für Wasser von 90°C gilt bei vollständiger Benetzung $\frac{\sigma \cos \theta}{\rho} = 60 \text{ cm}^3 \text{ s}^{-2}$, für vollständig benetzendes Nitrobenzol bei 30°C ist $\frac{\sigma \cos \theta}{\rho} = 35 \text{ cm}^3 \text{ s}^{-2}$.

2.1.4. Binnendruck- und Dampfdruckerniedrigung einer Flüssigkeit im elektrischen Feld

Den Binnendruck p der Flüssigkeit im Spalt erhält man bei Kenntnis der Freien Energie F nach der bekannten Gleichung der Thermodynamik, z.B. JOOS /22/, LANDAU und LIFSCHITZ /25/

$$p = - \left(\frac{\partial F}{\partial V} \right)_T \quad (18)$$

V bedeutet das Volumen des Systems, T die Temperatur.

Die Freie Energie des hier betrachteten Systems wird durch Gl.(13) angegeben. Die negative partielle Ableitung nach dem Volumen für den Anteil der Freien Energie F_0 , der das System außerhalb des Kondensatorspaltes beschreibt, ist der (ortsabhängige) Druck im Raum außerhalb des Spaltes. Dieser soll in der Höhe $z=0$ den Wert p_0 haben.

Für den Teil des Systems innerhalb des Kondensators ist das Volumenelement durch Gl.(2) gegeben. Damit erhält man aus den Gln.(13) und (18) für den Druck p

$$p(z) = p_0 + \frac{1}{2} \kappa E^2 + \frac{2\sigma \cos \theta}{s} - \rho g \sin \alpha \cdot z \quad (19)$$

Das in z lineare Glied stellt den hydrostatischen Druck dar. Er tritt hier wegen der getroffenen Festsetzungen über den Nullpunkt und die Richtung von z , vgl. Abb. 1, mit negativem Vorzeichen auf, das dafür sorgt, daß der Gesamtdruck $p(z)$ bei Anstieg nach oben ($\sin\alpha > 0$) mit wachsender Eindringtiefe z sinkt.

Der Term $\frac{2\sigma\cos\theta}{s}$ gibt den Kapillardruck an, der bekanntlich bei konkavem Meniskus eine Druckerniedrigung in der Flüssigkeit gegenüber dem Gasraum darstellt. Der mit demselben Vorzeichen behaftete Term $\frac{1}{2}\kappa E^2$, der Druck des elektrischen Feldes, stellt analog die Drucker-niedrigung dar, die eine Flüssigkeit in einem elektrischen Feld der Feldstärke E erfährt. Die Binnendruckerniedrigung durch das elektrische Feld kann naiv verstanden werden als Resultante der entlangierenden Kräfte, die das elektrische Feld auf jedes Flüssigkeitsmolekül mit permanentem oder induzierten elektrischen Dipolmoment ausübt.

Die beiden letztgenannten Terme treten in Gl. (19) mit dem positiven Vorzeichen auf, da ihnen, wenn man die Phasengrenzfläche im Kondensatorspalt in der hier gewählten positiven z -Richtung, d.h. von der Flüssigkeit zum Gasraum hin, durchquert, ein Anwachsen des Gesamtdrucks entspricht.

Den Druckverlauf im Spalt zeigt schematisch Abb. 4. Der barometrische Druckanstieg im Gasraum ist vernachlässigt. Der Druckverlauf steht in voller Analogie zu dem in rein kapillar gehaltenen Flüssigkeitssäulen.

Zur Berechnung der Dampfdruckerniedrigung Δp_v , die zu der in Gl. (19) angegebenen Binnendruckerniedrigung gehört, wird die von WEIZEL /26/ angegebene Gleichung benutzt, die den Einfluß von Fremddruck auf den Dampfdruck beschreibt. Mit den in der vorliegenden Arbeit verwendeten Bezeichnungen erhält man

$$\begin{aligned} \Delta p_v &= - \left(\frac{1}{2}\kappa E^2 + \frac{2\sigma\cos\theta}{s} \right) \frac{v_o}{v_v - v_o} \\ &\approx - \left(\frac{1}{2}\kappa E^2 + \frac{2\sigma\cos\theta}{s} \right) \frac{v_o}{v_v} \end{aligned} \tag{20}$$

v_o und v_v bedeuten die Molvolumina von Flüssigkeit bzw. Dampf. Weit unterhalb des kritischen Punktes ist $v_v \gg v_o$. Damit ergibt sich der zweite Teil von Gl.(20).

Am normalen Siedepunkt ist für viele Stoffe $\frac{v_o}{v_v} \approx 10^{-3}$, d.h. die Dampfdruckerniedrigung infolge des Kapillardruckes und des elektrischen Drucks ist klein gegenüber diesen Drücken selbst.

2.2. Der zeitliche Verlauf des Anstiegs

2.2.1. Die Differentialgleichung des Anlaufvorgangs

Die exakte Behandlung des Einströmvorgangs der Flüssigkeit in den Kondensatorspalt erfordert das Lösen der zeitabhängigen Navier-Stokes'schen Gleichung. Das ist bei ähnlich gelagerten Problemen bisher nicht versucht worden, auch nicht für den in der Literatur häufig behandelten Fall des Kapillaranstiegs einer Flüssigkeit in einem Kreisrohr. Bei der Kreiskapillare begnügt man sich mit Ergebnissen, die man aus über den Rohrquerschnitt gemittelten Kräftebilanzgleichungen erhält. Die einzelnen Ansätze unterscheiden sich in der Zahl der berücksichtigten Effekte.

Die Gleichung von BRITTIN /33/ enthält neben Kapillarkraft, Schwerkraft und Reibungsdruckverlust die Impulsänderung der im Rohr beschleunigten Flüssigkeitsmenge und den Einfluß des turbulenten Einlaufvorganges am Rohrende. Die damit erhaltenen Ergebnisse stimmen trotz zahlreicher Näherungen und Vernachlässigungen mit dem beobachteten Anstiegsverhalten auf $\pm 1\%$ überein, wie LIGENZA und BERNSTEIN /34/ für Kapillaren von 20 bis 50 μ Durchmesser gefunden haben. Das läßt für das vorliegende Problem die Aufstellung einer entsprechenden eindimensionalen Kräftebilanzgleichung als vertretbar erscheinen.

Die ins Auge gefaßte Anordnung ist die von Abb.1, in der Anfangslage soll sich der Meniskus zwischen den Platten auf der Höhe der ungestörten ebenen Flüssigkeitsoberfläche außerhalb der Platten befinden. Der Einfluß von Dampf oder Permanentgas im Kondensatorspalt wird vernachlässigt.

Den Druck p , der die Flüssigkeit in den Spalt drückt, erhält man aus

Gl.(19).

$$p = \frac{\kappa E^2}{2} + \frac{2\sigma \cos\theta}{s} \quad (21)$$

Hier ist die bei Kapillarproblemen übliche Voraussetzung gemacht /29/, /33/, /34/, /35/, daß der Benetzungswinkel auch während des Anstiegs seinen im Gleichgewichtszustand vorhandenen statischen Wert θ habe, daß die Benetzung also hinreichend schnell vor sich geht. ROSE und Mitarbeiter /36/ und LUDVIKSSON und LIGHTFOOT /37/ haben die Abhängigkeit des Benetzungswinkels von der Verschiebungsgeschwindigkeit und von der Beschleunigung des Meniskus untersucht. Obwohl danach die Kapillarkraft bei bewegtem Meniskus deutlich verändert ist, scheint der Einfluß nur zu Beginn des Anstiegs gravierend, mit wachsender Zeit weicht die Lösung immer weniger von der mit dem Ansatz von BRITTIN /33/ gefundenen Lösung ab. Aus Gründen der Einfachheit und weil Zahlenwerte für die in der vorliegenden Arbeit verwendeten Flüssigkeiten fehlen, wird die Annahme des konstanten Benetzungswinkels beibehalten.

Ähnliches gilt für das Verhalten der in Gl.(21) eingehenden Suszeptibilität. HARTMANN und JAENICKE /38/, /39/ haben gezeigt, daß durch teilweise Ausrichtungen der Moleküle im Strömungsfeld eine von der Beobachtungsrichtung abhängige Änderung der relativen Dielektrizitätskonstanten eintritt, die nach den bisherigen Messungen bei Geschwindigkeitsgradienten bis zu etwa 6000 s^{-1} stets unter einer Einheit in der zweiten Dezimalstelle der relativen Dielektrizitätskonstanten bleibt.

Im elektrischen Pumpkondensator treten Geschwindigkeitsgradienten bis zu etwa $3 \cdot 10^4 \text{ s}^{-1}$ auf (von 0 auf 3 m/s über eine Strecke von 0,1 mm, vgl. Abschnitt 2.2.4.). Zahlenwerte für den dynamoelektrischen Koeffizienten der hier verwendeten Flüssigkeiten sind nicht bekannt. Bei linearer Extrapolation der Werte von HARTMANN und JAENICKE /38/, /39/ bleibt die Änderung der relativen Dielektrizitätskonstanten unter fünf Einheiten in der zweiten Dezimalstelle. Da mit Flüssigkeiten hoher Dielektrizitätskonstanten gearbeitet wird ($\epsilon > 20$), ist der Einfluß des Strömungsfeldes auf die Suszeptibilität zu vernachlässigen.

Als hemmende Kräfte treten auf

1. das Gewicht der Flüssigkeit im Spalt. Die Komponente G des Gewichts pro Einheitsfläche in z-Richtung ist

$$G = - \rho g z \sin \alpha \quad (22)$$

2. die laminare Reibung der Flüssigkeit im Spalt. Dabei wird wie üblich angenommen, daß das Widerstandsgesetz für den stationären Zustand auch für eine beschleunigte Strömung gilt /29/, /33/, /34/, /35/, /36/, /37/. Die Zähigkeit η kann dabei, vgl. Abschnitt 4.4.4., von der Größe des elektrischen Feldes abhängen. Nach BRAUER /40/ gilt für den Reibungsdruckverlust R der laminaren Strömung im ebenen Spalt

$$R = - 12\eta \frac{1}{s} z \dot{z} \quad (23)$$

\dot{z} ist die Geschwindigkeit der Flüssigkeit im Spalt, wenn der Meniskus sich am Ort z befindet. Das Vorliegen laminarer Strömung wird in Abschnitt 2.2.4. nachgewiesen werden.

Für den Impuls P der mit der Geschwindigkeit \dot{z} bewegten Flüssigkeit, bezogen auf die Einheitsfläche, gilt

$$P = \rho z \dot{z} \quad (24)$$

Das zweite Newton'sche Gesetz lautet mit den eingeführten Größen

$$\frac{d}{dt} P = p + G + R \quad (25)$$

Mit den Gln.(21), (22), (23) und (24) kommt daraus als Differentialgleichung für das Zeitverhalten der Eindringtiefe z

$$z \ddot{z} + \dot{z}^2 + \frac{12\eta}{\rho s^2} z \dot{z} + g \sin \alpha z - \frac{1}{\rho} \left(\frac{\kappa E^2}{2} + \frac{2\sigma \cos \theta}{s} \right) = 0 \quad (26)$$

Gl.(26) gilt auch für den Fall der Strömung nach abwärts ($\sin \alpha < 0$), bei dem der hydrostatische Druck G zu den treibenden Kräften gehört. Gl.(26) enthält nicht den Term von BRITTIN /33/, der den Druckabfall in der Anlaufstrecke des Kanals berücksichtigt, weil im ausgeführten Wärmerohr die Strömung nicht wie in einer Anordnung nach Abb. 1 und wie von BRITTIN angenommen aus einem ruhenden Reservoir über ein kolben-

artiges Geschwindigkeitsprofil zur laminaren Strömung entwickelt werden muß. Im Wärmerohr wird, vgl. Abschnitt 4., die Flüssigkeit durch reine Kapillar- und/oder Rieselfilmströmung von den Kondensationsflächen zusammengesammelt und mit ausgebildetem Strömungsprofil von der Sammlerstruktur in den Kondensatorspalt übergeben. Der Anlaufwiderstand ist von der Strömung außerhalb des Kondensatorspaltes zu überwinden. Die Anlaufstrecken betragen nach BRAUER /40/ für den laminaren Fall und die höchste angetroffene Reynoldszahl von $Re \approx 700$, vgl. Abschnitt 2.2.4., etwa $7 d_h$ (d_h =hydraulischer Durchmesser) bei ebenen Spalten und etwa $35 d_h$ bei Rohrströmung. Bei ebenen ausgedehnten Spalten ist der hydraulische Durchmesser gleich der doppelten Spaltweite, beim Rohr ist er gleich dem geometrischen Rohrdurchmesser. Die Querdimensionen der Strömungswege der Flüssigkeit betragen beim Wärmerohr einige Zehntel Millimeter, die Anlaufstrecken somit einige Millimeter und liegen, wenn man mit den in Abschnitt 4. angegebenen Abmessungen vergleicht, ganz außerhalb des Kondensatorspaltes. Im übrigen ist dem Term für den turbulenten Einlaufwiderstand nach /33/ gegen die übrigen Terme in Gl.(26) klein.

Gl.(26) enthält ferner nicht den Widerstand des Meniskus gegen Verschiebung infolge des nicht rein viskosen, sondern viskoelastischen Verhaltens der Flüssigkeitsfilme am Meniskusrand, denn der Jamin-Effekt gewinnt nach MARDLES /41/ erst bei Kanalabmessungen unter 10μ größeren Einfluß.

Gl.(26) gilt unter der Voraussetzung, daß am Meniskus keine Verdampfung stattfindet, die die Höhe der Flüssigkeitssäule vermindert, im Effekt also den Anstieg verlangsamen würde. Das ist plausibel, weil das Wärmerohr bis auf die eigentliche Verdampferregion im wesentlichen isotherm und mit Sattedampf gefüllt ist.

Gl.(26) geht für den statischen Fall, $\dot{z}=\ddot{z}=0$, in die Gl.(15) für die Gleichgewichtssteighöhe z_∞ über.

2.2.2. Allgemeines zur Lösung der Differentialgleichung

Die Differentialgleichung für die Abhängigkeit der Eindringtiefe in den Kondensator von der Zeit, Gl.(26), ist von derselben Struktur wie die Differentialgleichung für den oberflächenspannungsbedingten Anstieg einer Flüssigkeit in einer Kreiskapillaren. Die Gleichung für die Kreiskapillare hat nach Untersuchungen in der Literatur keine geschlossene Lösung /33/, /34/, /35/, /36/, /42/. BRITTIN /33/ gibt eine Lösung in Form einer Reihenentwicklung nach Exponentialfunktionen an, die allerdings schwer zu handhaben ist und auch bei zehn berücksichtigten Gliedern das experimentell beobachtete Verhalten kurz nach dem Start nur auf 20% genau, das zu späteren Zeiten jedoch sehr exakt beschreibt. ROSE und Mitarbeiter /36/ haben ein rein numerisches Verfahren benutzt; ihre Ergebnisse wurden bisher nicht direkt mit experimentellen Daten verglichen.

Bei der überwiegenden Zahl der Lösungsversuche wird durch Vernachlässigung einzelner Terme die Differentialgleichung für den Anstieg in eine geschlossen lösbare Form gebracht. Meist wird dabei der Einfluß der Trägheitskräfte vernachlässigt /29/, /34/, /42/. MOSTETZKY /35/ behält den Trägheitsterm bei und vernachlässigt die Schwerkraft. MOSTETZKY /35/ versucht ferner, seine Lösung dadurch zu verbessern, daß er mehrere unter unterschiedlichen Vernachlässigungen zustandegewommene Näherungslösungen überlagert; die von ihm gemessenen Geschwindigkeiten zu Beginn des Anstiegs betragen allerdings nur 10% des von ihm errechneten Wertes.

Die unter Vernachlässigung der Trägheitskräfte erhaltenen Näherungslösungen geben das experimentell beobachtete Anstiegsverhalten bei Anordnungen mit feinen Kapillaren gut wieder. LIGENZA und BERNSTEIN /34/ finden Abweichungen von nur 1% zwischen Näherungslösung und Experiment, wie bereits in Abschnitt 2.2.1. erwähnt wurde. In dieser Arbeit werden daher für den nichthorizontalen Fall ebenfalls die Trägheitskräfte vernachlässigt.

Im horizontalen Fall ($\sin\alpha=0$) ist Gl.(26) exakt lösbar. Aus Raumgründen wird der horizontale Fall nicht ausführlich mitbehandelt; die wichtigsten Gleichungen sind in Anhang II zusammengestellt.

2.2.3. Lösung im nichthorizontalen Fall

Auf Grund der oben dargestellten Erfolge der einzelnen Lösungsmethoden der Differentialgleichung für den Kapillaranstieg im Kreisrohr werden in dieser Arbeit im nichthorizontalen Fall die Trägheitskräfte vernachlässigt. Man setzt

$$\frac{d}{dt} P = \frac{d}{dt} (\rho z \dot{z}) = 0 \quad (27)$$

Qualitativ bewirkt diese Annahme, daß die genäherte Lösung zu Beginn des Anstiegs der exakten Lösung um so mehr vorausseilt, je größer der Impuls der im Spalt strömenden Flüssigkeit ist. Sobald das Impulsmaximum überschritten ist, gleichen sich die beiden Lösungen wieder an. Für sehr große Zeiten fallen beide zusammen.

An Stelle von Gl.(26) erhält man aus Gl.(25) mit Gl.(27)

$$z \dot{z} + \frac{s^2 \rho g \sin \alpha}{12 \eta} z - \frac{s^2}{12 \eta} \left(\frac{\kappa E^2}{2} + \frac{2 \sigma c \cos \theta}{s} \right) = 0 \quad (28)$$

Unter Benutzung der Gln.(10) und (15) kommt für den Zusammenhang von Eindringgeschwindigkeit \dot{z} und Eindringtiefe z bei Strömung nach oben ($\sin \alpha > 0$)

$$\dot{z} = \frac{s^2 \rho g \sin \alpha}{12 \eta} \cdot \frac{z_\infty - z}{z} \quad (29)$$

Bei Strömung nach unten ($\sin \alpha < 0$) erhält man, da h_∞ und z_∞ , die beide positiv sind, nun nach

$$h_\infty = - z_\infty \sin \alpha \quad (30)$$

zusammenhängen

$$\dot{z} = - \frac{s^2 \rho g \sin \alpha}{12 \eta} \cdot \frac{z_\infty + z}{z} \quad (31)$$

In Gl.(29) sind die Variablen separierbar, man erhält

$$dt = \frac{12 \eta}{s^2 \rho g \sin \alpha} \cdot \frac{z dz}{z_\infty - z} \quad (32)$$

Nach Ausführung der Integration /30/, /43/ kommt

$$t = \frac{12\eta}{s^2 \rho g \sin \alpha} (-z - z_{\infty} \ln(z_{\infty} - z) + C') \quad (33)$$

C' ist die Integrationskonstante. Sie wird durch die Anfangsbedingungen $t=0, z=0$ festgelegt zu

$$C' = z_{\infty} \ln z_{\infty} \quad (34)$$

Damit ergibt sich für das Zeitverhalten der Eindringtiefe für Anstieg der Flüssigkeit nach oben in teilweise nomierter Form

$$t = \frac{12\eta z_{\infty}}{s^2 \rho g \sin \alpha} \left(-\frac{z}{z_{\infty}} - \ln \left(1 - \frac{z}{z_{\infty}} \right) \right) \quad (35)$$

Für Strömung nach oben gilt der Wertebereich $0 \leq \frac{z}{z_{\infty}} \leq 1$. Die Gleichgewichtseindringtiefe z_{∞} wird beim Anstieg nach oben erst erreicht wenn die Zeit über alle Grenzen wächst.

Für den Fall der Strömung nach unten ($\sin \alpha < 0$) erhält man aus Gl.(31) mit dem oben bereits benutzten Rechengang in teilweise normierter Form

$$t = -\frac{12\eta z_{\infty}}{s^2 \rho g \sin \alpha} \left(\frac{z}{z_{\infty}} - \ln \left(1 + \frac{z}{z_{\infty}} \right) \right) \quad (36)$$

Für Strömung nach unten gilt der Wertebereich $0 \leq \frac{z}{z_{\infty}} < \infty$. Die Eindringtiefe z wächst bei Strömung nach unten mit der Zeit über alle Grenzen.

Die Gln.(35) und (36) gehen für die Grenzfälle $\sin \alpha = \pm 1$ und verschwindende Feldstärke, d.h. für rein kapillares Fließen, bis auf die Geometriefaktoren in die Gleichungen über, die GREINACHER /42/ für das Fließen benetzender Flüssigkeiten und REISS und DORNER /44/ für benetzende und nicht benetzende Flüssigkeiten in Kreiskapillaren angegeben.

2.2.4. Die Anfangsgeschwindigkeit der Flüssigkeit

Für den Fall $z \rightarrow 0$ wächst \dot{z} nach den Gln. (29) und (31) über alle Grenzen als Folge der Vernachlässigung der Trägheitsterme, vgl. Gl. (27).

Für die Anfangsgeschwindigkeit $\dot{z}(0)$ gewinnt man einen Ausdruck direkt aus der allgemeinen Differentialgleichung des Aufstiegs, Gl. (26), indem man $z=0$ setzt. Das bedeutet gleichzeitig $t=0$. Es gilt unabhängig von der Neigung des Kondensators

$$\dot{z}(0) = \sqrt{\frac{1}{\rho} \left(\frac{\kappa E^2}{2} + \frac{2\sigma \cos\theta}{s} \right)} \quad (37)$$

oder mit Gl. (15')

$$\dot{z}(0) = \sqrt{h_{\infty} g} \quad (37')$$

Das Auftreten einer endlichen Anfangsgeschwindigkeit rührt von der Vernachlässigung der Bildung des Meniskus und des in ihm enthaltenen Flüssigkeitsvolumen her. Im ersten Augenblick besteht die aufsteigende Flüssigkeitssäule nur aus dem Meniskus selbst. Die numerische Lösung der Aufstiegsleichung für den Fall des rein kapillaren Anstiegs in einer Kreiskapillaren durch ROSE und Mitarbeiter /36/, die den korrekten Wert Null für die Anfangsgeschwindigkeit benützen, zeigt, daß der für $t=0$ aus der Differentialgleichung Gl. (26) ermittelte endliche Wert der Anfangsgeschwindigkeit die tatsächlich maximal auftretende Geschwindigkeit etwa um den Faktor 2 übersteigt. Für Abschätzungszwecke kann man daher den Wert nach Gl. (37) benutzen.

Für einen typischen Pumpkondensator wird die maximal auftretende Reynoldszahl Re berechnet. Es gilt /40/

$$Re = \frac{\rho \dot{z} d_h}{\eta} \quad (38)$$

d_h ist der hydraulische Durchmesser; er beträgt für einen Spalt, dessen Spaltweite s sehr klein ist gegenüber der Spaltbreite

$$d_h = 2s \quad (39)$$

Als Arbeitsflüssigkeit werde Nitrobenzol verwendet. Seine Dichte ist $\rho = 1,20 \cdot 10^3 \text{ kgm}^{-3}$, seine dynamische Zähigkeit bei 15°C $\eta = 2,165 \text{ cP} =$

$2,165 \cdot 10^{-3} \text{ kgm}^{-1} \text{ s}^{-1}$ /32/. Die Spaltweite sei 0,2 mm. Die Gleichgewichtssteighöhe h_{∞} sei durch Wahl der Feldstärke auf 0,9 m eingestellt. Dann kommt für die Anfangsgeschwindigkeit $\dot{z}(0)$ nach Gl.(37')

$$\dot{z}(0) = \sqrt{0,9 \text{ m} \cdot 10 \text{ ms}^{-2}} = 3 \text{ ms}^{-1} \quad (40)$$

und für die Reynoldszahl

$$\text{Re} = \frac{\rho \dot{z} s}{\eta} = \frac{1,2 \cdot 10^3 \text{ kgm}^{-3} \cdot 3 \text{ ms}^{-1} \cdot 2 \cdot 0,2 \cdot 10^{-3} \text{ m}}{2,165 \cdot 10^{-3} \text{ kgm}^{-1} \text{ s}^{-1}} = 660 \quad (41)$$

Damit liegt die Reynoldszahl deutlich unter dem kritischen Wert von 2320 /40/ und die Annahme laminarer Strömung in Gl.(23) ist gerechtfertigt.

2.2.5. Untersuchungen zur Anstiegszeit

Die Anstiegszeit der Flüssigkeit im Kondensator auf eine bestimmte Höhe ist wichtig zur Beurteilung der Anlaufzeit eines elektrostatisch gepumpten Wärmerohres. Beim Pumpen nach oben fällt in jeder Betriebspause, d.h. nach dem Abschalten des elektrischen Feldes, die Flüssigkeit auf die Höhe des rein kapillaren Anstiegs im Kondensatorspalt zurück und muß beim erneuten Anfahren des Wärmerohres wieder bis auf die Höhe des Verdampfers zurückgehoben werden. Beim Fließen in waagrechtlicher Richtung bleibt der einmal gefüllte Kondensator auch ohne elektrisches Feld stets gefüllt. Deshalb wird hier nur die Anstiegszeit beim Betrieb nach oben näher untersucht.

Das Zeitverhalten der Eindringtiefe für den Anstieg nach oben wird durch die Gl.(35) gegeben.

Abb.5 zeigt die Zeitabhängigkeit des Anstiegs für einen senkrecht angeordneten Kondensator mit der Spaltweite $s=0,2$ mm. Die Arbeitsflüssigkeit sei Nitrobenzol mit der Dichte $\rho=1,20 \text{ gcm}^{-3}$ und der dynamischen Zähigkeit $\eta=2,16 \text{ cP}$ (15°C). Die Gleichgewichtssteighöhe h_{∞} soll auf 1 m eingestellt sein ($E \approx 10^5 \text{ Vcm}^{-1}$). Abszisse ist die linear geteilte Zeitachse, sie reicht von 0 bis 160 s. Die Ordinate ist die Steighöhenachse und ist ebenfalls linear geteilt. Die Kurve ist mit Gl.(35) berechnet. Man sieht, daß

der Anstieg am Anfang schnell vor sich geht und die Anstiegsrate monoton abnimmt. Die halbe Gleichgewichtssteighöhe, d.h. 0,5 m, ist nach 10,4 s erreicht, 98% der Gleichgewichtssteighöhe werden nach 158 s erreicht.

Um die mühsame Ermittlung der Anstiegszeit zu erleichtern, wird in Abb.6 ein Nomogramm angegeben, das die graphische Lösung von Gl.(35) erlaubt. Die Ablesegenauigkeit für die Zeit ist aus Platzgründen nicht groß. Die Konstruktion des Nomogramms wird in Anhang III dargestellt.

Zur Benutzung des Nomogramms Abb.6 benötigt man die Gleichgewichtssteighöhe h_{∞} nach Gl.(15'), die Spaltweite s des Kondensators und seinen Neigungswinkel α gegen die Horizontale, ferner die verlangte Eindringtiefe z und die Werte für die dynamische Zähigkeit η und die Dichte ρ der Flüssigkeit.

Es wird eine reduzierte Steighöhe c eingeführt

$$c = \frac{z}{z_{\infty}} = \frac{z \sin \alpha}{h_{\infty}} \quad 0 \leq c \leq 1 \quad (42)$$

Man bildet die reduzierte Steighöhe c nach Gl.(42) und den Ausdruck $\frac{h_{\infty}}{\sin^2 \alpha}$. Auf der Ordinate der linken Netztafel des Nomogramms findet man den zur reduzierten Steighöhe c und dem Wert $\frac{h_{\infty}}{\sin^2 \alpha}$ gehörigen Hilfwert K , den man festhält. Im rechten Teil des Nomogramms bildet man, falls nicht bereits als Zahlenwert bekannt, die kinematische Zähigkeit v mittels der waagrecht liegenden Leitertafel aus den Werten der Dichte und der dynamischen Zähigkeit. Beim Wert der kinematischen Zähigkeit geht man in der rechten Netztafel bis zu der Parameterlinie, die der Kondensatorspaltweite s zugeordnet ist, hoch und findet auf der Ordinate der rechten Netztafel den zweiten Hilfwert K' . Die vom Wert K auf der Ordinate der linken Netztafel zum Wert K' auf der Ordinate der rechten Netztafel gezogene Gerade schneidet die t -Leiter beim Wert der Aufstiegszeit. Als Beispiel ist für dieselben Voraussetzungen, unter denen Abb.5 berechnet wurde, der Anstieg auf eine Höhe von 0,56 m eingezeichnet. Abb.6 liefert hierfür ebenso wie Abb.5 die Zeit von 14 s.

Gl.(35) lehrt, daß die Anstiegszeit umgekehrt zum Quadrat der Spaltweite wächst. Aus Abb.6 entnimmt man, daß die Anstiegszeiten bei Förderhöhen um 1 m (dem entsprechenden K-Werte zwischen etwa 0,1 und 1 m) bei Spaltweiten von 0,1 mm zwischen 10 und 100 s betragen. Bei Verringern der Spaltweite auf 0,01 mm wachsen die Anstiegszeiten in die Größenordnung von Stunden.

2.3. Der stationäre Betrieb

2.3.1. Die mittlere Fördergeschwindigkeit

Die über den Spaltquerschnitt gemittelte Fördergeschwindigkeit im stationären Betrieb der elektrostatischen Pumpe erhält man aus der allgemeinen Differentialgleichung für das Fließen der Flüssigkeit im Kondensatorspalt, wenn man die Beschleunigung gleich Null setzt und die Eindringtiefe z_s , die im stationären Betrieb gleich der Förderlänge ist, als nicht von der Zeit abhängig annimmt.

$$\ddot{z}_s = 0, \quad z_s = \text{const} \neq z_s(t) \quad (43)$$

Mit den Stationaritätskriterien Gl.(43) und mit Gl.(15') erhält man aus Gl.(26) für die mittlere Fördergeschwindigkeit im stationären Fall \dot{z}_s

$$\dot{z}_s^2 + \frac{12\eta}{\rho s^2} z_s \dot{z}_s + g(\sin\alpha z_s - h_\infty) = 0 \quad (44)$$

Die Lösung dieser in \dot{z}_s quadratischen Gleichung ist

$$\dot{z}_{s1,2} = \frac{6\eta}{\rho s^2} z_s \left(-1 \pm \sqrt{1 + g \left(\frac{\rho s^2}{6\eta} \right)^2 \cdot \frac{h_\infty - \sin\alpha z_s}{z_s^2}} \right) \quad (45)$$

Für die Anordnung nach Abb.1 ist die Geschwindigkeit nie negativ. Da z_s selbst nie negativ ist und der Radikand in Gl.(45) mindestens den Wert Eins hat, liefert das positive Vorzeichen der Wurzel die dem Problem angepaßte Lösung.

Eine Abschätzung mit $\sin\alpha=1$, $z_s = \frac{1}{2} h_\infty$ und den Stoffwerten von Nitrobenzol zeigt, daß der Radikand in Gl.(45) nur um etwa 10^{-4} größer ist als 1. Die Wurzel wird durch die ersten beiden Glieder der ent-

sprechenden Reihenentwicklung ersetzt. Man erhält aus Gl.(45) unter Berücksichtigung der Gln.(10), (15) und (15')

$$\dot{z}_s = \frac{s^2 \rho g \sin \alpha}{12 \eta} \cdot \frac{z_\infty - z_s}{z_s} \quad (46)$$

Diese Gleichung ist identisch mit Gl.(29), die für den Fall des Anstiegs nach oben unter Vernachlässigung der Trägheitskräfte aus Gl.(26) erhalten wurde und mit konstantem z auch den stationären Fall beschreibt.

Mit der reduzierten Eindringtiefe c nach Gl.(42) erhält man aus Gl.(46)

$$\dot{z}_s = \frac{s^2 \rho g \sin \alpha}{12 \eta} \cdot \frac{1-c}{c} \quad (46')$$

Gl.(46') lehrt, daß die Geschwindigkeit \dot{z}_s nur von der relativen Eindringtiefe c abhängt und nicht von der absoluten Größe von Förderlänge und Gleichgewichtssteighöhe.

In einem Pumpkondensator mit den in Abschnitt 2.2.5. angegebenen Abmessungen erhält man mit Gl.(46) Fördergeschwindigkeiten in der Größenordnung einiger cm s^{-1} . Den in Gl.(46) vorkommenden Faktor $s^2 \rho g / 12 \eta$ kann man nach Gl.(III.3) aus der rechten Netztabelle des Nomogramms Abb.6 ermitteln.

2.3.2. Die Förderleistung

Mit der in Abschnitt 2.3.1. berechneten mittleren Fördergeschwindigkeit im stationären Betrieb \dot{z}_s erhält man für das pro Zeiteinheit geförderte Volumen \dot{V}

$$\dot{V} = \dot{z}_s \cdot F \quad (47)$$

F ist dabei die Querschnittsfläche des Kondensatorspaltes von der Breite b und der Spaltweite s

$$F = b \cdot s \quad (48)$$

Mit Gl. (46) und Gl.(10) erhält man

$$\dot{V} = \frac{b\rho g}{12\eta} \cdot s^3 \cdot \frac{h_{\infty} - \sin\alpha z_s}{z_s} \quad (49)$$

Geht man zu der reduzierten Eindringtiefe nach Gl.(42) über, so kommt für den nichthorizontalen Fall

$$\dot{V} = \frac{b\rho g}{12\eta} \cdot \sin\alpha \cdot s^3 \cdot \frac{1-c}{c} \quad (49')$$

Am Schluß des Abschnitts 2.3.1. wurden die auftretenden stationären Fördergeschwindigkeiten als im Bereich einiger cms^{-1} liegend abgeschätzt. Die spezifische Volumenförderleistung liegt damit bei einigen Kubikzentimetern pro Sekunde und Quadratzentimeter Kondensatorspaltquerschnitt, der für den Flüssigkeitstransport zur Verfügung steht.

2.3.3. Die mögliche Wärmeleistung, Spaltoptimierung

Zur Berechnung der übertragbaren Wärmeleistung wird angenommen, daß der Flüssigkeitsrücktransport der die Wärmeleistung begrenzende Prozeß ist und daß der Flüssigkeitsrücktransport nur von den Förder-eigenschaften des Kondensatorspaltes abhängt. Die Wärmeleistung \dot{Q} ist das Produkt von Volumenförderleistung \dot{V} und der Verdampfungsenthalpie pro Volumeneinheit H .

$$\dot{Q} = H \cdot \dot{V} \quad (50)$$

Zur Abschätzung der Größe der möglichen Wärmeleistungen benutzt man die Trouton'sche Regel über die Konstanz der molaren Verdampfungsentropien, z.B. /45/, und findet mit den Annahmen Molekulargewicht $M \approx 100$, Dichte $\rho \approx 1 \text{gcm}^{-3}$, Betriebstemperatur $T \approx 400^\circ \text{K}$, daß die Verdampfungsenthalpien einige Hundert Joule pro Kubikzentimeter betragen. Das wird durch die Zahlen in Spalte 11 der Tab.1 bestätigt. Da die spezifische Volumenförderleistung nach Abschnitt 2.3.2. einige Kubikzentimeter pro Sekunde beträgt, können pro Quadrat-zentimeter Spaltquerschnitt Wärmeleistungen um ein Kilowatt durch elektrostatisches Pumpen einer dielektrischen Arbeitsflüs-

sigkeit stationär übertragen werden.

Die tabellierte spezifische Verdampfungsenthalpie L ist häufig auf die Masseneinheit bezogen. Damit erhält man

$$\dot{Q} = L\rho\dot{V} \quad (50')$$

Mit Gl.(49) kommt

$$\dot{Q} = \frac{b\rho^2gL}{12\eta} \cdot s^3 \cdot \frac{h_\infty - \sin\alpha z_s}{z_s} \quad (51)$$

Beim Übergang zu der reduzierten Eindringtiefe kommt mit Gl.(49')

$$\dot{Q} = \frac{b\rho^2gL}{12\eta} \cdot \sin\alpha \cdot s^3 \cdot \frac{1-c}{c} \quad (51')$$

Nach Gl.(51) fällt die Wärmeleistung monoton mit wachsender Eindringtiefe.

Führt man in Gl.(51) die Gl.(15') ein und berücksichtigt, daß die elektrische Feldstärke E im ebenen Plattenkondensator mit der Kondensatorspannung U zusammenhängt nach /26/

$$U = E \cdot s \quad (52)$$

so erhält man für $\dot{Q} = \dot{Q}(s, z)$

$$\dot{Q} = \frac{L\rho b}{12\eta} \cdot \frac{1}{z_s} \left(\frac{1}{2} \kappa U^2 s + 2\sigma \cos\theta s^2 - \rho g \sin\alpha \cdot z_s \cdot s^3 \right) \quad (53)$$

$$\dot{Q}, s, z_s > 0$$

Hier wird \dot{Q} nach Gl.(53) im Hinblick auf die Abhängigkeit von der Spaltweite s untersucht. Die Abhängigkeit von der Förderhöhe $z_s \cdot \sin\alpha$ wird in Abschnitt 5.5. untersucht werden.

\dot{Q} ist ein Polynom dritten Grades in s . Da für das vorgelegte Problem nur positive Wärmeleistungen, Spaltweiten und Eindringtiefen zugelassen sind, interessiert von Gl.(53) nur der Verlauf im ersten Quadranten eines \dot{Q}, s -Koordinatensystems.

Q ist Null für verschwindende Spaltweite, wächst dann mit der Spaltweite bis zu einem Maximum und fällt bei Überwiegen des Terms mit s^3 bis auf den Wert Null, der dann erreicht wird, wenn bei vorgegebener Eindringtiefe z_s durch Vergrößern der Spaltweite die Gleichgewichtseindringtiefe z_∞ gerade gleich dem Wert von z_s wird.

Zur Bestimmung der Lage und der Art des Extremums bildet man die Ableitungen von Gl.(53) nach s bei festgehaltenen Werten aller übrigen Einflußgrößen. Mit der Abkürzung

$$A = \frac{L\rho b}{12\eta} \quad (54)$$

erhält man für die erste Ableitung

$$\frac{\partial Q(s)}{\partial s} = \frac{A}{z_s} \left(\frac{1}{2} \kappa U^2 + 4\sigma \cos\theta s - 3\rho g \sin\alpha \cdot z_s \cdot s^2 \right) \quad (55)$$

und für die zweite Ableitung

$$\frac{\partial^2 Q(s)}{\partial s^2} = \frac{2A}{z_s} (2\sigma \cos\theta - 3\rho g \sin\alpha \cdot z_s \cdot s) \quad (56)$$

Gl.(55) wird am Ort des Extremums zu Null. Für die Spaltweite beim Extremwert s_M findet man unter Berücksichtigung von Gl.(10)

$$s_M = \frac{2\sigma \cos\theta}{3\rho g h_s} \left(1 \pm \sqrt{1 + \frac{3\kappa U^2 \rho g h_s}{2(2\sigma \cos\theta)^2}} \right) \quad (57)$$

h_s bezeichnet hier die stationäre Förderhöhe, $h_s = z_s \cdot \sin\alpha$.

Die Lösung mit dem negativen Vorzeichen der Wurzel führt zu negativen Spaltweiten und ist hier nach Voraussetzung nicht zugelassen. Führt man s_M nach Gl.(57) in Gl. (56) ein, so wird die zweite Ableitung negativ, das Extremum der Wärmeleistung ist ein Maximum.

Gl.(57) zeigt, daß die Spaltweite für maximalen Wärmetransport nicht von der Zähigkeit des Arbeitsmittels abhängt; der Betrag der maximalen Leistung selbst wächst nach Gl.(53) umgekehrt proportional zur dynamischen Zähigkeit. Die optimale Spaltweite hängt nur von der stationären Förderhöhe h_s und nicht von der Förderlänge z_s ab.

Aus Gl.(57) findet man die optimale Spaltweite s_{Mk} für einen rein kapillaren Fördermechanismus, indem man $U=0$ setzt.

$$s_{Mk} = \frac{4\sigma\cos\theta}{3\rho g h_s} \quad (58)$$

Für die bei rein elektrischem Pumpen optimale Spaltweite s_{Mel} kommt $\sigma\cos\theta=0$ aus Gl.(57)

$$s_{Mel} = \sqrt{\frac{\kappa U^2}{6\rho g h_s}} \quad (59)$$

Mit den Gln.(58) und (59) geht Gl.(57) über in

$$s_M = \frac{s_{Mk}}{2} + \sqrt{\left(\frac{s_{Mk}}{2}\right)^2 + s_{Mel}^2} \quad (60)$$

Den Radikanden kann man auf die Form $\left(\frac{s_{Mk}}{2} + s_{Mel}\right)^2 - s_{Mk}s_{Mel}$ bringen. Man sieht damit, daß die optimale Spaltweite im allgemeinen Fall stets kleiner ist als die Summe der mit den gleichen Parametern berechneten Spaltweiten für die Grenzfälle $U=0$ und $\sigma\cos\theta=0$.

Der durch Gl.(58) dargestellte Zusammenhang der optimalen Spaltweite im rein kapillaren Fall s_{Mk} mit der Förderhöhe h_s ist in Abb.7 für Verhältnisse an der Erdoberfläche graphisch dargestellt. In einem s_{Mk} , h_s -Koordinatensystem sind die Parameterlinien $\frac{1}{\rho}\sigma\cos\theta=const$ eingetragen. Die praktisch interessanten und in Abb.7 berücksichtigten Wertebereiche sind $0,1 \text{ m} \leq h_s \leq 10 \text{ m}$, $1\mu \leq s_{Mk} \leq 1 \text{ mm}$, $1 \text{ cm}^3 \text{ s}^{-2} \leq \frac{\sigma\cos\theta}{\rho} \leq 1000 \text{ cm}^3 \text{ s}^{-2}$. Für dielektrische Arbeitsflüssigkeiten ist $\frac{\sigma\cos\theta}{\rho} \leq 100 \text{ cm}^3 \text{ s}^{-2}$; die optimale Spaltweite bei 0,1 m Förderhöhe ist kleiner als 0,1 mm, bei 1 m Förderhöhe kleiner als 0,01 mm.

Die Spaltweite s_{Mel} für maximalen Wärmetransport bei rein elektrostatischem Pumpen wird durch Gl.(59) angegeben; dieser Zusammenhang zwischen Spaltweite und Förderhöhe ist in Abb.8 für Verhältnisse an der Erdoberfläche graphisch wiedergegeben. In der Netztafel ist die Spaltweite für maximalen Wärmetransport s_{Mel} über der Förderhöhe h_s mit der Größe $\frac{\epsilon-1}{\rho} U^2$ als Parameter aufgetragen. Es sind berücksichtigt die Wertebereiche $0,1 \text{ m} \leq h_s \leq 10 \text{ m}$, $1\mu \leq s_{Mel} \leq 10 \text{ mm}$, $10^4 \text{ v}^2 \text{ cm}^3 \text{ g}^{-1} \leq U^2(\epsilon-1)\rho^{-1} \leq 10^{12} \text{ v}^2 \text{ cm}^3 \text{ g}^{-1}$. Die Leitertafel gestattet die Ermittlung des Parameters $U^2(\epsilon-1)\rho^{-1}$ aus den Werten von $\frac{\epsilon-1}{\rho}$ und der Spannung U . Für Kondensatorspannungen um 1000 V erhält man für geeignet ausgewählte Flüs-

sigkeiten ($\frac{\epsilon-1}{\rho} > 20 \frac{\text{cm}^3}{\text{g}}$) und Förderhöhen zwischen 0,1 und 1 m Spaltweiten von wenigen Zehntel Millimeter, bei 10 000 V Kondensatorspannung solche von wenigen Millimetern.

Es wird noch die Abhängigkeit der übertragbaren Wärmeleistung von den Materialeigenschaften für den Fall diskutiert, daß die Pumpwirkung der Oberflächenspannung sehr klein ist gegen den elektrostatischen Anteil. Vernachlässigt man weiter den Einfluß der Schwerkraft, so liest man aus Gl.(53)

$$\dot{Q} \sim \frac{L\rho\kappa}{\eta} \sim \frac{L\rho(\epsilon-1)}{\eta} \quad (61)$$

Der rechte Teil von Gl. (61) ergibt sich mit Gl.(3). Die in Gl.(61) enthaltenen Materialeigenschaften sind sämtlich Funktionen der Temperatur, die mit steigender Temperatur fallen. Eine Verwendung der in der Literatur angegebenen Ansätze über die Temperaturabhängigkeit der einzelnen Größen, z.B. /32/, führt nicht zu verwertbaren Zahlen, weil die in die Funktionen eingehenden Konstanten für die Mehrzahl der als Arbeitsflüssigkeiten in Aussicht genommenen Stoffe, vgl. Tab.1, nicht bekannt sind. Es lassen sich mit den vorhandenen Werten meist nur die Proportionalitätskonstanten, gültig etwa bei Zimmertemperatur, bilden; sie sind in Tab.1 in Spalte 12 aufgenommen; ihr Wertebereich liegt, von Extremfällen abgesehen, um $10^4 \text{ Jcm}^{-3} \text{ cP}^{-1}$. Die Größe der Konstantenkombination nach Gl.(61) entscheidet über die Eignung einer Arbeitsflüssigkeit in einem elektrostatisch gepumpten Wärmerohr nur soweit es sich um den elektrostatischen Pumpprozeß selbst handelt. Über den Einfluß der elektrischen Leitfähigkeit, der thermischen Stabilität, elektrolytischer Erscheinungen und von Korrosionsvorgängen usf. werden in den Abschnitten 3. und 4. Ausführungen gemacht werden.

2.4. Der elektrische Pumpstrom

2.4.1. Der Strom während des Füllens des Spalts

Beim Füllen eines Spalts nach Abb.1 mit Flüssigkeit, d.h. solange $z=z(t)$ ist, hat die Batterie folgende Energiebeträge zu decken: Die beim Eintritt des Dielektrikums in das elektrische Feld zum Polarisieren nötige Energie, die zum Heben des Dielektrikums im Schwere-

feld nötige Hubarbeit, die gegen die laminare Flüssigkeitsreibung zu leistende Reibungsarbeit und die Joule'sche Verlustwärme, die in einem Dielektrikum endlicher Leitfähigkeit, das sich in einem elektrischen Feld befindet, beim Stromdurchgang entsteht.

Für die Polarisationsarbeit erhält man das Negative des in Gl.(4) angegebenen Energiebetrages /22/, /24/, die Hubarbeit wird in Gl. (12) angegeben, die Reibungsarbeit ergibt sich als Produkt aus dem Betrag des Reibungsdruckverlustes, Gl.(29), und der Volumenförderleistung. Letztere ergibt sich im Anlauffall als Produkt aus der je nach Größe des Neigungswinkels durch die Gl.(35) oder (36) festgelegten Anstiegsgeschwindigkeit mit dem Spaltquerschnitt. Für die Joule'sche Verlustleistung N_λ infolge der elektrischen Leitfähigkeit λ des Dielektrikums erhält man mit den bekannten Formeln der Elektrizitätslehre

$$N_\lambda = \frac{U^2}{R_\lambda} = \frac{U^2 \lambda s}{zb} \quad (62)$$

Man bildet nun leicht die Leistungsbilanz im Anlauffall. I bedeutet den elektrischen Strom; die elektrische Leistung wird für den Gleichstromfall formuliert, für die Materialkonstanten ist der jeweils im Spalt geltende Wert einzusetzen.

$$UI = \frac{1}{2} \kappa E^2 s b \dot{z} + \rho g b s \sin \alpha z \dot{z} + 12 \eta \frac{1}{2} z \dot{z} \cdot b s \dot{z} + \frac{U^2 \lambda b z}{s} \quad (63)$$

Die Wirkung evtl. vorhandener Kontaktpotentiale auf die im Kondensator wirksame Spannung wird vernachlässigt, da sie sehr klein gegen die verwendeten Kondensatorspannungen sind.

Mit Gl.(52) erhält man aus Gl.(63) für den Pumpstrom I im Anlauffall

$$I = U \cdot \frac{b}{s} \left(\frac{1}{2} \kappa \dot{z} + \lambda z \right) + \frac{1}{U} b z \dot{z} \left(\rho g s \sin \alpha + \frac{12 \eta}{s} \dot{z} \right) \quad (64)$$

Für den Fall $U=0$ versagt Gl.(64), weil sie aus Gl.(63) durch Division durch U hervorgegangen ist. Für $U=0$ muß aus energetischen Gründen gelten $I=0$.

Gl.(64) enthält Stromanteile, die der Spannung proportional sind, nämlich den Polarisationsanteil und den galvanischen Teil und Terme, die umgekehrt proportional zur Spannung sind, nämlich die feste Energiebeträge deckenden Hub- und Reibungsströme.

2.4.2. Der Pumpstrom im stationären Betrieb

Im stationären Betrieb der elektrostatischen Pumpe, d.h. bei hinsichtlich der Zeit konstanter Eindringtiefe z_s , ist keine Polarisationsarbeit zu leisten, denn die im Kondensator enthaltene Menge an Dielektrikum bleibt unverändert. Im stationären Betrieb sind nur Hubarbeit, Reibungsarbeit und Ohm'sche Verluste zu berücksichtigen. Wenn man wie vorher die Größen im stationären Zustand durch den Index s bezeichnet, erhält man für die Leistungsbilanz analog zu Gl.(63)

$$UI_s = \rho g b s \cdot \sin \alpha z_s \dot{z}_s + 12 \eta \frac{b}{s} z_s \dot{z}_s^2 + \frac{1}{s} U^2 \lambda b z_s \quad (65)$$

Diese Gleichung gilt auch im horizontalen Fall, $\sin \alpha = 0$. Die stationäre Fördergeschwindigkeit \dot{z}_s wird durch die Gl.(46) im nichthorizontalen Fall und durch Gl. (II.4) im horizontalen Fall angegeben.

Aus Gl.(65) erhält man durch Multiplikation mit $\frac{1}{U}$ den stationären Pumpstrom selbst

$$I_s = U \frac{b}{s} \lambda z_s + \frac{1}{U} b z_s \dot{z}_s \left(\rho s g \sin \alpha + \frac{12}{s} \eta \dot{z}_s \right) \quad (66)$$

Man gewinnt einen Überblick über die einzelnen Prozesse nötigen Teilströme, wenn man in Gl.(66) setzt: $U=500$ V, $\lambda=10^{-9}$ (Ωcm)⁻¹, $b=5$ cm, $s=0,2$ mm, $z_s=50$ cm, $\dot{z}_s = 1$ cms⁻¹, $\sin \alpha=1$, $\rho=1$ gcm⁻³, $g=10$ ms⁻², $\eta=2$ cP. Damit ergeben sich für den Strom infolge der endlichen Leitfähigkeit des Dielektrikums etwa 6 mA, für den Strom, der die Hubarbeit deckt, etwa 1µA und für den Strom, der die Reibungsarbeit deckt, 0,6µA. Bei den angenommenen Verhältnissen wird der Pumpstrom ganz überwiegend von der Leitfähigkeit des Dielektrikums bestimmt.

3. Wahl elektrostatisch pumpbarer Arbeitsflüssigkeiten

3.1. Allgemeine Gesichtspunkte

Bei der Auswahl von Arbeitsflüssigkeiten für das elektrostatisch gepumpte Wärmerohr **muß** eine Anzahl von Stoffeigenschaften gegeneinander abgewogen werden.

Für den mit einer Flüssigkeit erzielbaren elektrostatischen Anteil der Steighöhe im Kondensatorspalt bei vorgegebener Feldstärke ist nach Gl.(16) der Ausdruck $(\epsilon-1)/\rho$ maßgebend. Die stationär übertragbare Wärmeleistung hängt nach Gl.(61) von der Konstantenkombination $L_p(\epsilon-1)/\eta$ ab, und der elektrische Pumpstrom im stationären Betrieb wird nach den Abschätzungen im Abschnitt 2.4.2. im wesentlichen durch die elektrische Leitfähigkeit λ des Arbeitsmittels bestimmt.

Ist der Leitungsmechanismus im Arbeitsmittel wenigstens teilweise elektrolytisch, so sind in Betracht zu ziehen die Änderung der stofflichen Zusammensetzung der Arbeitsflüssigkeit, die Reaktionen der Elektrolyseprodukte mit den Elektroden, die Auflösung von Sekundärreaktionsprodukten im Arbeitsmittel und ihre Rückwirkung auf die Größe der elektrischen Leitfähigkeit, das Entstehen von Gasblasen im Spalt (evtl. Schaumbildung), der Aufbau von Permanentgaspolstern im Wärmerohr und der Transport elektrolytisch gelöster, nichtflüchtiger Stoffe zum Verdampfer.

Für die höchstzulässige Feldstärke ist die Durchschlagsspannung im Flüssigkeits- und im Dampfteil des Kondensators maßgebend. Auch sie kann durch die Elektrolyse beeinflusst werden (Gasblasenbildung, Flüssigkeitsspritzer im Gasraum, Aufrauung der Kondensatoroberflächen durch elektrolytischen Angriff).

Neben diese den elektrostatischen Pumpprozeß betreffenden Gesichtspunkte treten die für den Wärmerohrprozeß generell gültigen Betrachtungen über den Schmelzpunkt und den Dampfdruck des Arbeitsmittels, die über den nutzbaren Temperaturbereich entscheiden, über die Verträglichkeit der einzelnen Wärmerohrbaustoffe, über die thermische Stabilität des Arbeitsmittels gegen Zersetzung oder bei organischen Verbindungen auch gegen Polymerisation. Weiter können Preis

und Verfügbarkeit des auf den erforderlichen Reinheitsgrad raffinierten Arbeitsmittels, Bequemlichkeit der Handhabung und toxische Eigenschaften des Mediums und seiner Zersetzungsprodukte die Wahl der Arbeitsflüssigkeit beeinflussen.

3.2. Elemente als Arbeitsflüssigkeiten

Die Verwendung von Elementen als Arbeitsmedium würde viele Probleme, die die Elektrolyse mit sich bringt, umgehen, da sie bei den Metallschmelzen wegen deren elektronischem Leitungstyp nicht auftritt und weil bei Elementen mit Ionenleitung nach Neutralisation der Elementationen an den Elektroden (wenn keine Sekundärreaktionen auftreten) die Elektrolyseprodukte wieder als Arbeitsmittel zur Verfügung stehen.

Wegen ihrer hohen elektrischen Leitfähigkeit scheiden von vorneherein alle Metalle als elektrostatisch pumpbare Flüssigkeiten aus, denn in ihnen kann die elektrische Feldstärke nicht hoch genug gehalten werden, um merkbare elektrostatische Pumpwirkungen zu erzielen.

Von den nichtmetallischen Elementen werden alle jene als ungeeignet betrachtet, bei denen der Wert $(\epsilon-1)/\rho$ kleiner ist als $1 \text{ cm}^3 \text{ g}^{-1}$, denn nach Gl.(16) und Abb.2 sind dann die Steighöhen auch bei Feldstärken von $150 \text{ kV} \cdot \text{cm}^{-1}$ kleiner als 100 mm und damit für praktische Zwecke uninteressant. Der Feldstärkewert von 150 kVcm^{-1} ist nach VON HIPPEL /46/, ADAMCZEWSKI /47/, LANDOLT UND BÖRNSTEIN /48/ und GMELIN /49/ ein konservativ angenommener Wert der Durchbruchfeldstärke flüssiger Dielektrika und von Dämpfen, der hier auch für flüssige Elemente übernommen wird, da spezielle Zahlenwerte fehlen.

Von den nichtmetallischen Elementen haben nach den Zahlenwerten in /30/, /49/ und /50/ vier $(\epsilon-1)/\rho$ -Werte von größer als $1 \text{ cm}^3 \text{ g}^{-1}$. Es sind dies flüssiger Wasserstoff ($3,2 \text{ cm}^3 \text{ g}^{-1}$), Jod ($\approx 2 \text{ cm}^3 \text{ g}^{-1}$), Phosphor ($\approx 1,5 \text{ cm}^3 \text{ g}^{-1}$) und Schwefel ($1,15 \text{ cm}^3 \text{ g}^{-1}$). Diese Werte sind um eine Größenordnung kleiner als die in Abschnitt 3.3. für einige nichtelementare Treibmittel angegebenen.

Wasserstoff ist für durchschnittliche Anwendungen wegen der tiefen Temperaturen, bei denen Flüssigkeit und Dampf koexistieren, nicht

verwendbar. Bei Phosphor und Schwefel stört, daß in gewissen Temperaturbereichen die Zähigkeit der Schmelze durch Bildung von Molekülaggregaten bis zur Dickflüssigkeit zunimmt und sie daher schwer zu fördern sind /49, 9(S), Teil A, 16 (P), Teil B/. Ferner hat flüssiger Phosphor nach /49, 16, Teil B/ eine elektrische Leitfähigkeit von etwa $3 \cdot 10^{-6} \Omega^{-1} \text{cm}^{-1}$ bei 100°C . Das ist um etwa zwei Größenordnungen über der Leitfähigkeitsschranke nach Abschnitt 4.2. Mit Schwefel und Phosphor sind Korrosionsprobleme zu erwarten. Jod ist schon wegen der in /49, 8 (J)/ angegebenen hohen Leitfähigkeit im flüssigen Zustand nicht zu verwenden.

Als Fazit ergibt sich, daß mit Ausnahme von Wasserstoff von den Elementen keines als Arbeitsflüssigkeit in elektrostatisch gepumpten Wärmerohren geeignet ist.

3.3. Nichtelementare Arbeitsflüssigkeiten

Nach den in Abschnitt 4.2. vorgenommenen Abschätzungen können bei Kondensatorspaltweiten von einigen Zehntel Millimeter Arbeitsflüssigkeiten mit einer elektrischen Leitfähigkeit von größer als etwa $10^{-7} \Omega^{-1} \text{cm}^{-1}$ nicht verwendet werden. Gleichzeitig sollte die relative Dielektrizitätskonstante mindestens den Wert 10 haben, um nach Gl.(16) ausreichende elektrostatische Steighöhen zu erzielen.

Eine Durchsicht der in /30/, /50/ und /51/ aufgeführten Stoffwerte für anorganische Verbindungen ergibt, daß unter diesen Kriterien Wasser und Blausäure potentielle Arbeitsflüssigkeiten sind.

Organische Verbindungen, die die obigen Auswahlkriterien erfüllen und sich möglicherweise als Arbeitsflüssigkeiten eignen, können nach /30/, /50/, /51/ und vor allem nach /32/ mehrere angegeben werden.

In Tab.1 sind die so aufgefundenen Stoffe mit einigen für den Betrieb in einem elektrostatisch gepumpten Wärmerohr wichtigen Stoffwerten aufgeführt. Die Liste ist keineswegs als abgeschlossen zu betrachten.

Spalte 1 von Tab.1 enthält die laufende Nummer, Spalte 2 gibt Namen und Bruttoformel der betreffenden Substanz. Spalte 3 enthält die relative Dielektrizitätskonstante bei der jeweils angegebenen Temperatur, Spalte 4 die Dichte der Substanz, Spalte 5 gibt den Wert des Parameters $\frac{\epsilon-1}{\rho}$, der nach Gl.(16) den elektrischen Teil der Gleichgewichtssteighöhe, der mit einer vorgegebenen Feldstärke erreichbar ist, bestimmt. Spalte 6 enthält die elektrische Leitfähigkeit bei der jeweils angeführten Temperatur; es wurden die Werte für möglichst weitgehend gereinigte Substanzen verwendet. Die Spalten 7 und 8 enthalten die Temperaturwerte für Schmelz- und Siedepunkt der Substanz, sie lassen in etwa den Arbeitsbereich eines mit der betreffenden Substanz gefüllten Wärmerohres erkennen. Spalte 9 gibt die dynamische Zähigkeit und Spalte 10 die Oberflächenspannung, jeweils bei den angeführten Temperaturen an. Spalte 11 enthält die auf die Volumeneinheit bezogene Verdampfungsenthalpie. Spalte 12 bringt den Wert der Konstantenkombination, die nach Gl.(61) der mit der betreffenden Substanz durch elektrostatisches Pumpen übertragbaren Wärmeleistung proportional ist. Spalte 13 gibt, soweit bekannt, die in der Luft am Arbeitsplatz aus toxischen Gründen maximal zulässige Konzentration der Substanz an /32/, /52/. Diese Zahl gibt einen Hinweis auf die nötigen Vorkehrungen zum Schutz des Experimentators beim Umgang mit der Substanz.

4. Experimentelle Untersuchungen

4.1. Vorversuch zum Flüssigkeitsanstieg im Kondensatorspalt

Ein ebener Kondensator, in dem sich der Flüssigkeitsanstieg im elektrischen Feld direkt beobachten läßt, wurde aus zwei Kupferflachstücken $10 \times 25 \times 220$ mm hergestellt. Die eben abgerichteten Kupferteile wurden unter Zwischenlage von Polyäthylenfolienstückchen als Abstandshalter mit Kunststoffschrauben miteinander verschraubt. Dieser Kondensator wurde senkrecht in eine Glasschale mit der zu untersuchenden Flüssigkeit gestellt und die Höhe der im Spalt im Gleichgewicht sich einstellenden Flüssigkeitssäule in Abhängigkeit von der elektrischen Spannung beobachtet.

Der durch das elektrische Feld bewirkte Anstieg der Flüssigkeit über den Betrag des reinen Kapillaranstiegs, der im feldfreien Fall beobachtet wird, wird nach Gl.(15') durch Subtraktion der kapillaren Steighöhe von der Gesamtsteighöhe ermittelt.

Die an Nitrobenzol ermittelten elektrostatischen Steighöhen sind in Abb.9 über der Feldstärke aufgetragen. Die größte beobachtete elektrostatische Steighöhe betrug 135 mm bei einer Feldstärke von 31,3 kV/cm. In die Abb.9 ist als durchgezogene Linie der in Gl.(16) hergeleitete Zusammenhang zwischen Steighöhe und Feldstärke für die Stoffwerte von Nitrobenzol eingetragen. Die Meßwerte stimmen mit dem erwarteten Verlauf gut überein.

Die höchste mit der verfügbaren Spannungsversorgung erzeugte Feldstärke betrug 50 kV/cm. Dabei erfolgte in Nitrobenzol noch kein Durchbruch.

4.2. Abschätzung und Experimente zur Auswahl der Arbeitsflüssigkeit

Bei den in Abschnitt 4.4. vorgestellten Wärmerohren, an denen die Durchführbarkeit der Grundidee dieser Arbeit gezeigt wird, hat der Pumpkondensator typisch 0,2 mm Spaltweite und 100 cm^2 Fläche. Die in diesen Wärmerohren elektrostatische gepumpten Flüssigkeitsmengen transportieren beim Verdampfen Wärmeleistungen von einigen Watt, vgl. Abschnitt 5.4. Die Joule'sche Wärmeleistung, die beim Stromdurchgang durch die Flüssigkeit im Kondensatorspalt entsteht, so-

bald das elektrische Pumpfeld eingeschaltet wird, sollte nicht größer sein, als die elektrostatisch gepumpte Leistung, um den Effekt noch gut beobachten zu können. Nimmt man die Feldstärke zu 20 kV/cm an, wie in Abschnitt 4.4., dann muß zur Erfüllung dieser Forderung die elektrische Leitfähigkeit der Flüssigkeit im Spalt $10^{-8} \Omega^{-1} \text{cm}^{-1}$ oder kleiner sein.

Bei elektrostatisch gepumpten Flüssigkeitsmengen, die beim Verdampfen Wärmeleistungen von einigen hundert Watt mit sich führen, was nach den Abschätzungen in Abschnitt 2.3.3. möglich erscheint, sollte die Joule'sche Verlustwärme, die im Kondensatorspalt entsteht, nur einen Bruchteil der Wärmeleistung betragen, die durch das elektrostatische Pumpen befördert wird, denn an einem Wärmerohr soll dem Kondensator- teil die Wärme über den kondensierenden Dampf des Arbeitsmittels und nicht durch direkte Joule'sche Beheizung zugeführt werden. Verhalten sich Joule'sche Wärme und durch den Dampf transportierte Wärme mindestens wie 1 zu 10, dann erhält man eine obere Leitfähigkeitsgrenze von $10^{-7} \Omega^{-1} \text{cm}^{-1}$. Dieser Wert wurde bei der Auswahl der Arbeitsflüssigkeiten in Abschnitt 3.3. zugrunde gelegt.

Die in Tab.1, Spalte 12, angegebenen Zahlen lassen Wasser als sehr günstiges Arbeitsmittel in einem elektrostatisch gepumpten Wärmerohr erscheinen. Allerdings ist das Wasser bis zu seiner Eigenleitfähigkeit von etwa $4 \cdot 10^{-8} \Omega^{-1} \text{cm}^{-1}$ zu reinigen, um das oben angegebene Leitfähigkeitskriterium zu erfüllen. An den üblichen destillierten oder demineralisierten und entgasten Wässern wurden von uns Leitfähigkeitswerte von einigen $10^{-6} \Omega^{-1} \text{cm}^{-1}$ gemessen. Das zum Erhalt reinsten Wassers notwendige Reinigungsverfahren ist aufwendig /49, 3(0), Lfg.5/. Das Wasser kann dann nur noch unter Schutzgasatmosphäre in Platinapparaturen rein erhalten werden. Insbesondere setzt der Kontakt mit Pyrexglas, Quarz, Glaswolle, Glasgeweben und Glasschliffen die Leitfähigkeit des Wassers, wie eigene Messungen gezeigt haben, sofort auf Werte von bis zu einigen $10^{-5} \Omega^{-1} \text{cm}^{-1}$ herauf. Die Verwendung dieser Materialien zur Aufbewahrung und Handhabung der Flüssigkeit und als Isolier-, Struktur- und Kapillarmaterial im Wärmerohr wäre erwünscht. Wegen dieser Schwierigkeiten wurde nicht versucht, ein elektrostatisch gepumptes Wärmerohr mit Wasser als Arbeitsmittel zu bauen und zu betreiben.

Methanol, Äthanol und Aceton zeigten eine ähnliche Empfindlichkeit der Leitfähigkeit beim Kontakt mit rauhen Glasoberflächen (Schliffe, Glaswolle) und mit Filtrierpapier (Schwarzband). Die starke Erhöhung der Leitfähigkeit durch Metallionen, die beim Stromdurchgang aus Nichtedelmetallen in den Elektrolyten gelangen, läßt nur reine Edelmetalle als Strukturmaterialien zu. Versuche mit Elektrographit als Strukturmaterial ergaben, daß er wegen seines Restgehaltes an anorganischen Salzen, die von den Alkoholen und von Wasser herausgelöst werden, nicht verwendbar ist. An der Graphitsorte EK 48 der Firma Ringsdorff wurde in eigenen Messungen ein Aschegehalt von 2,1% ermittelt; ESPE /53/ gibt als typisch für Graphite Werte zwischen 0,5 und 10 %, hauptsächlich aus Eisen und Silizium bestehend, an.

Nitrobenzol erhöht seine Leitfähigkeit im Kontakt mit den in Aussicht genommenen Wärmerohrbaustoffen nur wenig und auch die Leitfähigkeitszunahme durch Prozesse beim Stromdurchgang im Kondensatorspalt (Wandmaterial rostfreier Stahl) ist klein. Untersuchungen an der Nitrobenzolfüllung des Wärmerohres WR KK 2, vgl. Abschnitt 4.4.3., ergaben nach mehrstündigem Betrieb nur eine Verdoppelung der Leitfähigkeit. Nitrobenzol wurde deshalb als Arbeitsflüssigkeit für das elektrostatisch gepumpte Wärmerohr ausgewählt, obwohl seine Eignung nach Tab.1, Spalte 12, nicht sehr gut ist.

4.3. Reinigung der Arbeitsflüssigkeit

Um die Joule'sche Wärmeerzeugung beim Stromdurchgang durch die Arbeitsflüssigkeit im Kondensatorspalt so klein wie möglich zu halten, wird die Leitfähigkeit der Arbeitsflüssigkeit durch Reinigen so weit als möglich verkleinert.

In organischen Substanzen wird die Leitfähigkeit vor allem von Wasser beeinflusst /32/. Typische Wassergehalte von Präparaten des Reinheitsgrades "pro analysi" sind einige Zehntel Prozent. Nach der Zusammenstellung in RIDDICK und BUNGER /32/ ist eine große Zahl von Verfahren zur Entfernung des Wassers und anderer Beimengungen bekannt, die aber oft trotz hohen Aufwandes noch störende Wassergehalte zurücklassen und die ferner bei jeder Substanz auf deren chemisches und physikalisches Verhalten abgestimmt werden müssen.

Für die Zwecke dieser Arbeit wurde ein elektrophoretisches Reinigungsverfahren nach BARABANOV /54/ gewählt, das sich für hoch isolierende Flüssigkeiten eignet und selektiv ionische Verunreinigungen, die die Leitfähigkeit beeinflussen, entfernt und das vom Chemismus der einzelnen Substanz weitgehend unabhängig ist.

Abb.10 zeigt halbschematisch die den Zwecken dieser Arbeit angepaßte Elektrophoreseapparatur. Die Elektrophoresezelle besteht aus einem Glasrohr von 24 mm Innendurchmesser, das zu drei aneinanderhängenden U-Rohren gebogen ist. In die Enden des Rohres werden mittels Schliffen ebene Platinelektroden eingesetzt. Alle Hähne der Apparatur haben polierte Hülsen und Teflonküken, um die in Abschnitt 4.2. erwähnte Leitfähigkeitsvergrößerung von Flüssigkeiten im Kontakt mit Glas-schliffen und die Verunreinigung durch Schliff-Fette zu vermeiden.

Die Zelle wird mit Schutzgas gefüllt und bei geschlossenen Abblähnen 3 und 4 durch den Hahn 5 mit der zu reinigenden Flüssigkeit gefüllt. Dabei sind zuerst die Belüftungshähne 6 offen. Sobald der Flüssigkeitsspiegel in den Elektrodenschenkeln die Elektroden erreicht, werden die Belüftungshähne 6 geschlossen und die Apparatur weiter gefüllt, bis die gesamte Rohrstrecke zwischen den Elektroden von blasenfreier Flüssigkeit eingenommen wird.

Nun wird an die Elektroden eine Gleichspannung von ca. 2 kV gelegt. Unter dem Einfluß des elektrischen Feldes in der Flüssigkeitssäule wandern frei bewegliche Ionen an die jeweils entgegengesetzt geladene Elektrode. Ein Teil der Ionen wird dort entladen, der Rest steht im Gleichgewichtszustand in einem solchen Konzentrationsgefälle in der Nähe der Elektroden, daß die Rückdiffusion der Ionen in die Flüssigkeit infolge des Konzentrationsgradienten der Aufkonzentrierung durch das elektrische Feld gerade die Waage hält. Dieser Gleichgewichtszustand, in dem sich bei konstanter Spannung der Strom durch die Zelle mit der Zeit nicht mehr ändert, wird im Experiment nach einigen Stunden erreicht; das wird auch durch die unten folgenden Abschätzungen bestätigt.

Nach Abschalten der Spannung werden bei geöffnetem Füllhahn 5 die Belüftungshähne 6 geöffnet. Dadurch fallen die elektrodennahen,

mit den aufkonzentrierten Verunreinigungen beladenen Teile der Flüssigkeitssäule in die Elektroden-U-Rohre zurück und werden vom reinen Mittelteil abgetrennt.

Die reine Fraktion im Mittelteil kann ohne Kontakt mit der Laborluft durch den Ablasshahn 4 über eine Leitfähigkeitsmeßzelle (Elektrode LTA/W von WTW) in ein mit Schutzgas versehenes Sammelgefäß abgelassen werden.

Die Versuche zeigten, daß die Mittelfraktion noch keine einheitliche Leitfähigkeit hatte; die durch den Hahn 4 zuerst abgelassenen Teile der Flüssigkeit haben ein deutlich niedrigeres Leitvermögen als die elektrodennäheren, die später ausfließen. Das deutet darauf hin, daß das Konzentrationsprofil der Unreinheiten noch bis in den Mittelteil der Flüssigkeitssäule hineinreicht. Das kann durch Anwendung höherer Saugspannungen vermieden werden.

Mit der dargestellten Apparatur konnte an Methanol, Aceton und Nitrobenzol eine Erniedrigung der Leitfähigkeit um Faktoren zwischen 3 und 5 bei einmaliger Anwendung erzielt werden.

Das Gesamtfüllvolumen betrug etwa 700 ml, das der Mittelfraktion etwa 200 ml. Die Flüssigkeitssäule war etwa 1 m lang, d.h. bei 2 kV Gesamtspannung war die Feldstärke 20 Vcm^{-1} . Nimmt man als typischen Wert der Ionenbeweglichkeit $50 \cdot 10^{-5} \frac{\text{cm}}{\text{s}} / \frac{\text{V}}{\text{cm}}$ /22/, so erhält man Ionengeschwindigkeiten von 10^{-2} cm/s . Bei dieser Geschwindigkeit werden zum Durchlaufen der Flüssigkeitssäule von 1 m Länge 10^4 s oder etwa 3 h benötigt. Das stimmt mit den Betriebswerten für die Einstellung des Gleichgewichts überein.

Die anschließende Betrachtung zeigt, daß die elektrophoretische Überführung der Ionen in die Nähe der Elektroden den Reinigungseffekt ausmacht und nicht die elektrolytische Abscheidung der Unreinheiten an den Elektroden.

Bei typisch 0,1% Wassergehalt des Ausgangsmaterials enthält die Zelle 0,7 ml Wasser, das sind etwa 0,04 Mol. Zur elektrolytischen Abscheidung von $\frac{1}{25}$ Mol Wasser ist $\frac{1}{25}$ Faraday oder rund 4000 As erforderlich. Bei einem Strom, der typisch 40 μA beträgt, wird diese Ladung erst

in 10^8 s oder in ca. 1000 Tagen übertragen.

4.4. Ausgeführte Wärmerohre, Aufbau und Versuchsergebnisse

4.4.1. Wärmerohr mit ebenem Innenpumpkondensator

Die erste Anordnung, an der der elektrostatische Pumpeffekt in einem laufenden Wärmerohr nachgewiesen werden konnte, bestand aus einem Nitrobenzolwärmerohr mit einem eingelegten Pumpkondensator. Die wesentlichen Teile des Wärmerohres sind in Abb.11 dargestellt. Das Wärmerohrgefäß bestand aus einem beiderseits mit Kleinflansch (KF)-Flanschen NW 20 versehenen Stahlrohr WstNr. 1.4541 der Abmessungen $20 \times 1 \times 462$ mm, das am Verdampferende durch direkten Stromdurchgang beheizt wurde. Als Pumpkondensator wurden zwei Flacheisen von $14 \times 2 \times 460$ mm unter Zwischenlegen von 0,17 mm dicken Teflonfolienstückchen mit vier Teflonschrauben zusammengeschraubt. An jede Kondensatorplatte wurde eine mit Teflonschlauch isolierte Kupferlitze als Stromzuleitung angelötet. Um einen elektrisch leitenden Kontakt des Kondensators mit der Wärmerohrwand sicher zu verhindern, wurde der zusammengeschraubte Kondensator mit einer Lage aus dünnem Teflonschlauch bewickelt; die Steigung betrug ca. 30 mm pro Umlauf. An den beiden Enden des Kondensators wurden auf eine Länge von etwa 120 mm je 4-5 Lagen Glaskörpergewebe locker aufgewickelt und mit Glasfäden festgelegt. Die Gewebepackungen ermöglichen der Arbeitsflüssigkeit beim Betrieb des Wärmerohres einerseits vom Kondensatorspalt aus an die beheizte, als Verdampfer wirkende innere Oberfläche des Hüllrohres zu sickern und andererseits von dem als Kondensationsfläche wirkenden Teil der Wärmerohrhülle in den Kondensatorspalt zurückzugelangen.

Der so vorbereitete Kondensator wurde in das Hüllrohr eingeschoben. Die Kondensatorzuleitungen wurden an zwei Glas-Metall-Durchführungen angeschlossen, die in einem KF-Flansch eingelötet waren. Dann wurde der Flansch mit den Zuleitungen mittels Vitilan-Dichtung und KF-Spannring auf dem beheizten Ende des Wärmerohres befestigt.

Das nun einseitig verschlossene Wärmerohr wurde mit etwa 15 ml Nitrobenzol versehen und durch einen am noch offenen Ende ebenfalls

mit Vitilandichtring aufgesetzten sogenannten Kälteabsperrhahn vervollständigt. Nach dem Evakuieren des Wärmerohr-Innenraumes und Schließen des Hahns war das Wärmerohr betriebsbereit.

Das Wärmerohr wurde mit den Heizstromzuführungen an die einwindige Sekundärwicklung eines 12-kW-Schnittbandkern-Transformators in etwa waagrechter Lage angeschlossen und ohne Pumpspannung am Kondensator allein aufgrund der Kapillarflüssigkeitsförderung des Kondensatorspaltes betrieben. Die Temperatur des Wärmerohres wurde mit einem Infrarot-Strahlungs-pyrometer gemessen. Beim schrittweisen Steigern der Heizleistung zeigten sich bei ca. 55 W zugeführter Leistung etwa in der Mitte der Verdampferzone die ersten Überhitzungserscheinungen, d.h. die Kondensatrückförderung durch die Oberflächenkräfte alleine kann nicht mehr genug Flüssigkeit zur Verdampfungskühlung der beheizten Flächen anbieten. Die in der Rohrwand erzeugte Wärme muß durch Konvektion und Strahlung alleine an die Umgebung abgegeben werden. Bei konstant gehaltener Heizleistung wurde durch Anlegen einer Gleichspannung von 400 V an die Platten des Kondensators die elektrostatische Pumpe zugeschaltet. Das nun um die Förderleistung der elektrostatischen Pumpe erhöhte Flüssigkeitsangebot bewirkt eine bessere Kühlung am Verdampfer, die Temperatur der vorher überhitzten Stellen sinkt.

Abb.12 zeigt den mit dem IR-Pyrometer gemessenen Temperaturverlauf in der Verdampfermitte des Wärmerohres in Abhängigkeit von der Zeit. Die Temperatur der überhitzten Verdampfertei-le beträgt etwa 270°C , nach Einschalten des elektrischen Pumpfeldes von 23 kV/cm sinkt die Temperatur in etwa 5 min auf ca. 200°C , nach dem Abschalten des Pumpfeldes steigt sie in etwa 2 min wieder auf den Ausgangswert von 270°C an. Der dargestellte Kurvenzug ist reproduzierbar, es ist jedoch nur ein Zyklus wiedergegeben. Nach den in Abschnitt 5.2.3. ermittelten Leistungsverlustwerten ergibt sich aus Abb.35, daß bei eingeschalteter elektrostatischer Pumpe ein Leistungsmehrbetrag von 1,67 W pro cm Verdampferlänge gegenüber dem rein kapillaren Fall durch verbesserte Verdampfungskühlung infolge des Mehrangebots an Flüssigkeit abgeführt wird. Bezogen auf die innere Oberfläche des Hüllrohres entspricht dieser Wert einer Leistungsdichte von etwa $0,3\text{Wcm}^{-2}$, die durch den elektrostatischen Pumpeffekt abgeführt wird.

Die verwendete Wärmerohrkonstruktion zeigte mehrere schwache Punkte: Die Verwendung von Vitilan als Dichtmaterial gegen Nitrobenzol ist ungünstig, weil Vitilan sehr stark quillt. Von der Außenseite der Dichtung dampft dauernd Nitrobenzol ab, der Treibmittelinhalt des Wärmerohres sinkt ständig. Das verwendete Absperrventil ist nicht ausreichend dicht. Die Glasgewebepackungen zwischen Wärmerohrwand und Kondensator vermitteln nur einen unzureichenden Flüssigkeitstransport. Bei einem Verdampfer ohne eigene Kapillarstruktur, wie ihn die glatte Innenwand des Wärmerohrhüllrohres darstellt, findet Verdampfung praktisch nur dort statt, wo die Gewebepackung anliegt; es ist nicht leicht, dies überall zu erreichen. Bei Kondensatorwänden aus Kohlenstoff-Stahl bildet sich im Spalt schwammiges Eisenoxyd, dadurch kommt es häufig zu Kurzschlüssen.

4.4.2. Wärmerohr mit koaxialem Zylinderpumpkondensator, Bauart 1,

WR KK 1

Um einige Nachteile der in Abschnitt 4.4.1. beschriebenen Wärmerohrkonstruktion zu vermeiden, wurde unter Verwendung von Aluminium-Spießkantdichtungen und den dazugehörigen Spannringen (Fa. Leybold-Heraeus) und eines Rubinkugelultrahochvakuumventils (Fabrikat SERSEG) ein Wärmerohr mit einem Pumpkondensator gebaut, bei dem das Hüllrohr die eine Kondensatorplatte und ein eingeschobenes konzentrisches Rohr etwas kleineren Durchmessers die andere Kondensatorplatte darstellt.

Abb. 13 zeigt das Wärmerohr bestehend aus einem Hüllrohr aus rostfreiem Stahl WstNr. 1.4541 von 20×1×462 mm mit 300 mm langem Zylinderpumpkondensatorrohr von 17,64 mm Außendurchmesser; das ergibt eine Spaltweite von 0,18 mm. Das Innenrohr wird mit mehreren am Umfang verteilten Folienstückchen entsprechender Dicke im Außenrohr zentriert. Es ist an beiden Enden an der Außenseite etwas angeschrägt. Beim zusammengebauten Wärmerohr wird in die dann entstehenden keilförmigen Spalte das als Kapillarbelag im Verdampfer und Kondensator dienende Filtrierpapier (Schwarzband) eingeschoben. Auf diese Weise wird das Kondensatorinnenrohr im Hüllrohr gegen axiales Verschieben fixiert und gleichzeitig die Kapillarstruktur an das Flüssigkeitsvolumen im Kondensatorspalt angeschlossen. Die Spannungszuführung zum Innenrohr erfolgt über eine am Hüllrohrende aufgeflansch-

te Hochspannungsdurchführung und eine teflonisolierte Leitung zwischen Durchführung und Kondensatorinnenrohr.

Zur Temperaturmessung am Wärmerohr, insbesondere bei niedrigeren Temperaturen als 60°C , bei denen das verwendete IR-Pyrometer noch nicht anzeigt und zur Kontrolle des Pyrometers bei höheren Temperaturen wurden vier geeichte Thermistoren am Wärmerohr mit gut wärmeleitendem hochtemperaturfesten Zweikomponentenkleber (Type 418 H von EPOTEK) angebracht. Ihre Lage kann aus Abb.13 entnommen werden.

Um für die Temperaturmessung mit dem IR-Pyrometer und für die bequeme Ermittlung der Strahlungsverluste der Rohrwand ein überall gleiches Strahlungsvermögen längs des Wärmerohres herzustellen, wurde dieses mit einem graphithaltigen Sprühlack, sog. Bildröhrenspray, überzogen. Das Teilstrahlungsvermögen wurde im durchfahrenen Temperaturbereich von 60°C bis 300°C zu $\epsilon=0,9$ bestimmt durch Vergleich der Temperaturanzeigen der geeichten Thermistoren und des IR-Pyrometers.

Nach dem Füllen des Wärmerohres mit etwa 20 ml Nitrobenzol, evakuieren des Wärmerohrinnenraumes und Verschließen des Wärmerohres mit dem Rubinkugelventil wurde das Wärmerohr mit einer Neigung von $2,8^{\circ}$ nach unten (d.i. 22 mm Niveaudifferenz über die Länge des Wärmerohres) an die Sekundärwicklung eines Transformators angeschlossen. Bei dieser Neigung des Wärmerohres war sichergestellt, daß der sich im Kondensatorende sammelnde Nitrobenzolsumpf nur über den Kondensatorspalt mit dem Verdampfer in Verbindung steht.

Zur kontinuierlichen Ausmessung des Temperaturverlaufs über der Längenkoordinate des Wärmerohres wurde das IR-Pyrometer mit einem Zahnstangenantrieb am Wärmerohr entlangbewegt. Ein vom Antriebsrad der Zahnstange verstelltes Potentiometer lieferte ein ortsabhängiges Spannungssignal, das zusammen mit dem vom Pyrometer erzeugten Temperatursignal von einem X-Y-Schreiber in einem Profil der Temperatur über der Wärmerohrlänge aufgezeichnet wurde. Die Abbn.14 und 15 zeigen solche Temperaturprofile.

Abb.14 zeigt den Temperaturverlauf im stationären Zustand längs des Wärmerohres bei einer zugeführten Heizleistung von $24,4\text{ W}$ einmal mit und einmal ohne elektrostatisches Pumpfeld. Die Lage der Heizeran-

schlüsse und die Lage des Pumpkondensators sind schematisch auf der Abszisse angedeutet.

Beim Betrieb ohne Pumpfeld erreicht der Verdampfer in der Mitte eine Temperatur von 226°C , im Kondensorteil fällt die Temperatur verhältnismäßig schnell ab. Ein Gebiet konstanter Temperatur, wie es für den Wärmerohrprozeß typisch ist, ist nur angedeutet; der durch die Oberflächenkräfte hervorgerufene Flüssigkeitsstrom führt aus dem Verdampfer nur kleine Wärmemengen ab.

Beim Betrieb des Wärmerohres bei derselben Eingangsleistung von $24,4\text{ W}$ jedoch mit Pumpfeld stellt sich nach einer Einlaufzeit von 30 Minuten im stationären Zustand das zweite der in Abb. 14 eingezeichneten Temperaturprofile ein. Die Verdampfertemperatur liegt deutlich niedriger als beim Betrieb ohne Pumpfeld, maximal werden noch 200°C erreicht, das Temperaturmaximum liegt gegenüber dem Betrieb ohne Pumpfeld weiter vom Kondensator entfernt. Im Kondensator bildet sich bis zur Abszisse von etwa 26 cm ein Gebiet konstanter Temperatur von 70°C aus.

Der Übergang zwischen den beiden stationären Temperaturverteilungen allein durch Zu- und Abschalten des elektrischen Pumpfeldes ist beliebig wiederholbar.

Der Unterschied zwischen den beiden Temperaturverteilungen wird so erklärt: Die im Verdampfer erzeugte Wärmeleistung beim Betrieb ohne Pumpfeld wird im stationären Fall, nach Maßgabe der lokalen Temperatur, durch Konvektion und Strahlung der Verdampferaußenwand, durch Wärmeleitung und durch Verdampfung der Flüssigkeitsmenge, die vom Kapillarfördermechanismus des Kondensatorspaltes vom Kondensator in den Verdampfer gepumpt wird, abgeführt. Erhöht man das Flüssigkeitsangebot im Verdampfer um die Förderleistung der elektrostatischen Pumpe, so wird durch die Verdampfung mehr Wärme vom Verdampfer in die Kondensationszone abgeführt. Da die Gesamtleistung konstant bleibt, sinkt die Temperatur des Verdampfers, die Temperatur des Kondensators steigt. Dieses Modell wird der detaillierten Auswertung der erhaltenen Temperaturprofile in Abschnitt 5. zugrunde gelegt werden.

Die Unregelmäßigkeiten des Temperaturverlaufs in der Nähe der Heizerschlüsse werden vom Übergangswiderstand zwischen den Anschlußbacken und der Wärmerohrwand bedingt und ändern sich im Lauf der Zeit vor allem durch die Wärmedehnung des Verdampfers und die Oxydation der Kontaktflächen und insbesondere beim Abmontieren und Wiederanschießen des Wärmerohres. Wie die Abb.14 und die Abb. 15 und 19 bis 30 zeigen, konnte der Übergangswiderstand nicht in allen Fällen so klein gehalten werden, daß keine Störung des glatten Temperaturverlaufs erkennbar ist.

Abb.15 zeigt die unter denselben Verhältnissen wie bei Abb.14 aufgenommenen stationären Temperaturprofile mit und ohne elektrisches Pumpfeld bei einer zugeführten Heizleistung von 31,8 W. Die Kurven verhalten sich qualitativ wie die in Abb.14.

Das Temperaturprofil mit Pumpfeld in Abb.14 zeigt durch das kalte Kondensatorende das Bestehen eines erheblichen Permanentgaspolsters an. Das entsprechende Temperaturprofil in Abb.15, das zeitlich nach dem von Abb.14 aufgenommen wurde, zeigt trotz höherer Temperatur im Kondensorteil, d.h. höherem Innendruck ein Anwachsen der Länge des Gaspolsters. Das deutet darauf hin, daß das Nitrobenzol oder eine im Nitrobenzol enthaltene Verunreinigung sich mit steigender Temperatur in schnell wachsendem Maß in Gase zerlegt, die unter Betriebsbedingungen nicht kondensierbar sind. Die Natur der Gase wurde nicht untersucht.

Das Wärmerohr mit konzentrischem Pumpkondensator der Bauart 1, WR KK 1 wurde nach einigen Stunden Betrieb wegen eines Kurzschlusses im Kondensator abgebaut. Dabei wurde festgestellt, daß der Filtrierpapierverdampfer in der Zone der höchsten Temperatur braun bis schwarz und brüchig war. Es wurde nicht untersucht, ob die Zellulose bereits unter Wasserabgabe verkohlte oder ob Zersetzungsprodukte des Nitrobenzols und/oder seiner Beimengungen sich auf dem Verdampfer absetzten. Das noch im Wärmerohr enthaltene Nitrobenzol hatte eine deutliche dunklere Farbe als das Ausgangsmaterial. Das als Kathode gepolte Innenrohr des Kondensators war leicht angedunkelt. Auch bei Arbeiten mit Wasser, Menthanol und Aceton war vorwiegend Angriff an der Kathode zu beobachten.

4.4.3. Wärmerohr mit koaxialem Zylinderpumpkondensator, Bauart 2,

WR KK 2

Das Wärmerohr mit koaxialem Zylinderpumpkondensator der Bauart 2, WR KK 2, ist in Abb.16 dargestellt. Es besteht ebenso wie die vorbeschriebenen Wärmerohre aus einem mit Edelstahlkleinflanschen NW 20 versehenen Hüllrohr aus rostfreiem Stahl, WStNr. 1.4541 der Abmessungen 20×1×462 mm. In den Kondensatorteil des Hüllrohres ist als Pumpkondensatorinnenrohr ein glatt abgedrehtes rostfreies Stahlrohr der Abmessungen 17,60×0,80×360 mm eingeschoben und durch aufgeklebte Teflonfolienstückchen passender Dicke im Hüllrohr zentriert und gleichzeitig von diesem isoliert. Die Stromzuführung zum Innenrohr erfolgt durch ein isoliertes Kabel und eine am kondensatorseitigen Ende des Wärmerohres mit Aluminium-Spießkantdichtringen gedichtete Hochspannungsdurchführung.

Die Kapillarstruktur des Verdampfers bestand aus 2 Lagen Nickeldrahtgewebe mit 0,1 mm Maschenweite und 0,065 mm Drahtstärke (U.S. mesh-No.140). Da dieses Netz beim Einschieben in das keilförmige Ende des Kondensatorspalts zum Kurzschluß führt, wurde der Übergang durch einen Streifen aus monofilem Tetrafluoräthylen-Hexafluorpropylen-Copolymerisat (FEP)-Gewebe von ca. 0,2 mm Maschenweite und ca. 0,12 mm Fadenstärke (FEP-Gewebe Type CQ 39 der Firma PAMPUS KG.) hergestellt. Zu diesem Zweck wurde, wie auch in Abb.16 angedeutet, auf das kondensatorseitige Ende des Verdampfernetzes ein etwa 20 mm breiter Nickelgewebestreifen durch Punktschweißen aufgebracht und das FEP-Gewebe in die so entstandene Falte eingelegt und mit dem Verdampfernetz zum Einschieben in das Hüllrohr zusammengerollt.

Versuche mit ganz aus FEP-Gewebe hergestellten Verdampfern zeigten, daß dieses bereits bei 190°C-200°C merkbar schrumpft und sich von der Hüllrohrwand abhebt. FEP-Gewebe wurde daher nur im relativ kalten Übergangsbereich eingesetzt.

Das Wärmerohr wurde zur Temperaturmessung mit sechs Thermistoren und einem gleichmäßig emittierenden Graphitbelag ($\epsilon=0,9$, vgl. Abschnitt 4.4.2.) versehen.

Der Pumpkondensator des noch leeren Wärmerohres wurde auf Durchschlagsfestigkeit und Isolationswiderstand überprüft. Beide Eigenschaften werden von Staubteilchen usw. im Kondensatorspalt erheblich beeinflusst. Bei sauberem Kondensator werden 400 V (d.i. $22,2 \text{ kVcm}^{-1}$) gut gehalten, der Isolationswiderstand wurde stets auf $>2\text{G}\Omega$ gebracht.

Aus der mit Luftfüllung gemessenen Kapazität des Kondensators von 970 pF errechnet sich, z.B. nach KOHLRAUSCH /55/, eine mittlere Spaltweite von 0,18 mm. Das Volumen des Kondensatorspaltes ist 3,7 ml. Nach dem Füllen mit Nitrobenzol wurden je nach Lage des Wärmerohres Kapazitätswerte zwischen 15 und 30 nF gemessen. Der Spaltfüllungsgrad schwankt somit zwischen 45% und 90%. Bei den in dieser Arbeit auf ihr systematisches Verhalten untersuchten Läufen lag der Füllungsgrad immer nahe bei 60%.

Nach dem Füllen mit ca. 15 ml Nitrobenzol, evakuieren und verschließen des Wärmerohres wurde das Wärmerohr an die einwindige Sekundärwicklung eines 12-kW-Schnittbandkerntransformators angeschlossen und betrieben. Den gesamten Versuchsaufbau zeigt Abb.17. Abb.18 zeigt das Wärmerohr WR KK 2 betriebsfertig in waagrechter Lage an den Heiztransformator angeschlossen. Die dem Wärmerohr zugeführte Bruttoheizleistung wurde aus Strom-Spannungsmessungen bestimmt.

Beim Betrieb des Wärmerohres zeigt sich, wie schon in Abschnitt 4.4.2. berichtet, ein erhebliches Gaspolster. Da der experimentelle Nachweis für die Realisierbarkeit eines elektrostatisch gepumpten Wärmerohres dadurch nicht verhindert wird, wurden keine Anstrengungen gemacht, das Gaspolster zu beseitigen.

Das zum Füllen des Wärmerohres WR KK 2 verwendete Nitrobenzol war nach dem in Abschnitt 4.3. dargestellten Verfahren auf eine Leitfähigkeit von $8 \cdot 10^{-8} \Omega^{-1} \text{cm}^{-1}$ gereinigt worden. Die Feldstärke beim Reinigungsprozeß betrug nach Abschnitt 4.3. etwa 20 Vcm^{-1} . Unter Betriebsverhältnissen herrscht im Kondensatorspalt eine Feldstärke

um 20 kVcm^{-1} . Dies bewirkt eine sehr wirksame elektrophoretische Reinigung der Arbeitsflüssigkeit nach demselben Prinzip wie in Abschnitt 4.3. Statt des bei einer Leitfähigkeit von $8 \cdot 10^{-8} \Omega^{-1} \text{ cm}^{-1}$ bei 400 V an einer Flüssigkeitsschicht von 0,18 mm Dicke und 204 cm^2 Querschnitt zu erwartenden Stromstärke von etwa 360 mA wurden sobald nach Abklingen des Einschaltstoßes das Strominstrument ablesbar war nur etwa 30 mA und nach etwa 30 bis 60 Minuten Wärmerohrbetrieb nur zwischen 1 und 3 mA beobachtet. Diese Stromstärken entsprechen in der Größenordnung der in Tab.1 angegebenen Leitfähigkeit reinen Nitrobenzols von $2 \cdot 10^{-10} \Omega^{-1} \text{ cm}^{-1}$. Für die Schwankungen werden Temperaturänderungen und Änderungen im Füllungsgrad des Kondensatorspaltes verantwortlich gemacht.

Eine Leitfähigkeitsverminderung der Arbeitsflüssigkeit während des Wärmerohrbetriebes um mindestens den Faktor 10 auf $10^{-8} \Omega^{-1} \text{ cm}^{-1}$ konnte auch an einem mit Aceton gefüllten elektrostatisch gepumpten Wärmerohr vom Typ WR KK 1 beobachtet werden. Dieses Wärmerohr wurde durch Kurzschluß betriebsunfähig, bevor sich ein Gleichgewichtszustand eingestellt hatte.

Die Schlußfolgerung hieraus ist: Bei einer Arbeitsflüssigkeit, die sich nach dem elektrophoretischen Verfahren reinigen läßt, ist für einen Einsatz im elektrostatisch gepumpten Wärmerohr eine Vorreinigung nach einem beliebigen Verfahren nur bis zu einer solchen Leitfähigkeit nötig, daß die bei Stromfluß im Kondensatorspalt entstehende Joule'sche Wärme kein Auftreten von Blasen usf. bewirkt. Bei hinreichender Feldstärke wird die Flüssigkeit während des Wärmerohrbetriebes soweit sie sich im Kondensatorspalt befindet gereinigt. Die niedrige Leitfähigkeit ist aber nur im Kondensatorspalt erforderlich. Möglicherweise sind Teile der abgeschiedenen Unreinheiten am Aufbau des beobachteten Gaspolsters mit beteiligt.

Das nach einigen Stunden Betrieb aus dem Wärmerohr entnommene Nitrobenzol zeigte in der Leitfähigkeitsmeßzelle einen Anstieg der Leitfähigkeit gegenüber dem Einfüllzustand um den Faktor zwei.

Die nach dem Prinzip des geführten Fallkörperviskosimeters /55/ gemessene Zähigkeit (ohne elektrisches Feld) des aus dem Wärmerohr entnommenen Nitrobenzols erwies sich als gegenüber dem Einfüllzustand um 6% vermindert.

Über das Betriebsverhalten von Wärmerohren mit Permanentgaspolster ist bekannt, daß der Dampf der Arbeitsflüssigkeit bereits eine gewisse Höhe haben muß, bevor Dampf in den Kondensorteil eindringen kann und das normale Wärmerohrverhalten zu beobachten ist. Dem Wärmerohr WR KK 2 mußten für einen hinreichend hohen Dampfdruck mindestens ca. 30 W Bruttoheizleistung zugeführt werden. Die mit der Bruttoheizleistung wachsenden Spitzenwerte der Temperatur am Wärmerohrverdampfer erreichten andererseits oberhalb von 45 W eine Höhe, daß sich die Nitrobenzolfüllung in wenigen Minuten thermisch zersetzte und ein weiterer Wärmerohrbetrieb unmöglich wurde. Für die Zwecke dieses Experiments wurden daher bei jeder der unterschiedlichen Schrägstellung des Wärmerohrs jeweils die stationären Temperaturverteilungen mit und ohne Pumpfeld für die Bruttoheizleistungen von ca. 33 W und ca. 42 W aufgenommen. Die folgende Tabelle gibt die Parameter der in den Abbn. 19 bis 30 wiedergegebenen Temperaturverteilungen an.

Abb.	19	20	21	22	23	24	25	26	27	28	29	30
Neigung	2,4°	2,4°	4,8°	4,8°	7,15°	7,15°	9,45°	9,45°	11,3°	11,3°	14,4°	14,4°
Heizleistung W	33,1	42,8	33,1	41,8	33,1	41,8	33,1	41,8	33,1	41,8	33,1	42,0

Qualitativ verhalten sich die Temperaturverteilungen der Abbn. 19 bis 30 genauso wie die in den Abbn. 14 und 15 dargestellten. Die quantitative Auswertung der erhaltenen Temperaturprofile wird in Abschnitt 5. erfolgen.

4.4.4. Elektroviskosität des Nitrobenzols

In der Literatur, z.B. /29/ wird über die Änderung der Zähigkeit von Lösungen und von Suspensionen mit der elektrischen Feldstärke berichtet. Das ließ es geboten erscheinen, die Zähigkeit des Nitrobenzols unter Verhältnissen, wie sie während des Betriebs in den oben beschriebenen Wärmerohren herrschen, zu messen.

Die Bestimmung der Zähigkeit erfolgte über die Zeit, die ein vorgegebenes Flüssigkeitsvolumen benötigt, um bei bekannter Druckdifferenz aus einem Reservoir durch einen engen Strömungskanal auszufließen. Bei einem solchen Kapillarviskosimeter sind die Ausflußzeiten der Zähigkeit proportional, vgl. /55/ und Gl. (IV.9) in Anhang IV.

Abb.31 zeigt das verwendete Kapillarelektroviskosimeter. Unter einem als Flüssigkeitsreservoir dienenden, senkrecht angeordneten Glasrohr von 7 mm Innendurchmesser ist als Ausflußstrecke ein Ringspalt angebracht, dessen Abmessungen in etwa denen der Pumpkondensatorspalten der Wärmerohre der Abschnitte 4.4.2. und 4.4.3. entsprechen. Die Länge des Kapillarspalt war 286 mm, seine über eine Kapazitätsmessung bestimmte mittlere Spaltweite betrug 0,178 mm. Das Außenrohr des Ringspalt hatte einen Innendurchmesser von 18 mm. Außen- und Innenrohr bestanden aus rostfreiem Stahl. Da die Zähigkeit stark von der Temperatur abhängt, ist das Außenrohr von einem Kühlmantel umgeben, um die im Spalt entstehende Joule'sche Wärme abführen zu können. Durch Anlegen einer Gleichspannung an die beiden Kondensatorzylinder konnte im Spalt ein zur Fließrichtung senkrecht elektrisches Feld erzeugt werden.

Für einen Meßlauf wurde das Glasrohr mit einer Injektionsspritze schnell bis nahe des oberen Randes mit Nitrobenzol gefüllt, das dann durch den Spalt nach unten auslief. Meßgröße war die Zeit, die der Flüssigkeitsspiegel brauchte, um von einer oberen Marke zu einer 200 mm tiefer gelegenen abzusinken. Die benötigten Zeiten lagen zwischen 30 und 40 s. Theoretische Überlegungen zum verwendeten Kapillarelektroviskosimeter finden sich in Anhang IV.

Abb.32 zeigt die aus den Meßwerten ermittelte Abhängigkeit der Zähigkeit von der elektrischen Feldstärke. Die Messungen erfolgten bei einer Kühlwassertemperatur von 14°C , d.h. die Zähigkeit des Nitrobenzols war $2,20 \text{ cP}$ bei der Feldstärke $E=0$. Die Viskosität nimmt bis zu einer Feldstärke von ca. 5 kVcm^{-1} ab und steigt dann mit wachsender Feldstärke an. Bei einer Feldstärke von $22,2 \text{ kVcm}^{-1}$, wie sie im Wärmerohr nach Abschnitt 4.4.3. herrscht, beträgt die Zähigkeit $3,72 \text{ cP}$; das ist eine Erhöhung um 70% gegenüber dem Wert ohne elektrisches Feld.

Die Messungen wurden mit Nitrobenzol im Anlieferungszustand (Reinheitsgrad "zur Synthese", $\lambda \approx 3 \cdot 10^{-7} \Omega^{-1} \text{cm}^{-1}$) durchgeführt.

Die in Abb. 32 dargestellten Ergebnisse reichen ohne weitere Aufarbeitung für die Zwecke dieser Arbeit aus. Eine Untersuchung des elektroviskosen Verhaltens von Nitrobenzol, etwa hinsichtlich des primären und des sekundären elektroviskosen Effekts, vgl. z.B. BLACHFORD, CHAN und GORING /56/ (dort auch weitere Literatur), erfolgt daher an dieser Stelle nicht.

5. Auswertung der Versuchsergebnisse

5.1. Verfahren zur Aufbereitung der experimentiellen Ergebnisse

Dieser Abschnitt erklärt qualitativ das Verfahren nach dem aus den experimentell gewonnenen Temperaturverteilungen mit dem theoretischen Modell vergleichbare Größen abgeleitet werden.

In der zur Aufnahme der stationären Temperaturverteilungen in dieser Arbeit benutzten Anordnung nach den Abbn. 17 und 18 kann das Wärmerohr die ihm auf elektrischem Weg zugeführte Leistung durch Naturkonvektion an die ruhende Laborluft, durch Strahlung an die Umgebung und durch Wärmeleitung über die Heizeranschlußbacken nach außen abgeben.

Als erster Auswertungsschritt werden die einzelnen Verlustprozesse zahlenmäßig erfaßt werden.

Daraufhin kann für jede der aufgenommenen Temperaturverteilungen durch numerische Integration die vom Wärmerohrkondensator abgegebene Wärmeleistung berechnet werden. Die Kondensatorwärmeverlustleistungen werden bei der Auswertung nach folgender Vorstellung interpretiert: Beim Betrieb des Wärmerohres ohne Pumpfeld mit einer Förderhöhe, die kleiner ist als die kapillare Gleichgewichtssteighöhe der Anordnung, ist die vom Wärmerohrkondensator abgegebene Wärmeleistung gleich der Wärmetransportleistung des allein mit der Kapillarpumpe betriebenen Wärmerohres.

Beim Betrieb des Wärmerohres ohne Pumpfeld mit einer Förderhöhe, die größer ist als die kapillare Gleichgewichtshöhe der Anordnung, ist der kapillare Wärmetransport Null. Die Kondensatorverlustleistung kann nur durch Wärmeleitung in der Wand vom Ort der Wärmeezeugung in den Kondensator gelangen.

Beim Betrieb des Wärmerohres mit Pumpfeld sind analog dieselben beiden Betriebsbereiche zu unterscheiden, nur ist für die Förderhöhe, die die beiden Bereiche trennt, die Summe aus kapillarer und elektrostatischer Förderhöhe anzusetzen. Dabei ist zu berücksichtigen, daß bei eingeschaltetem Pumpfeld infolge der endlichen Leitfähigkeit des Dielektrikums zusätzlich Joule'sche Wärme im Kondensator

erzeugt wird, die zur Ermittlung der wahren axialen Transportleistungen von den numerisch ermittelten Bruttokondensatorwärmeverlusten abgezogen werden muß.

Die so interpretierten Wärmetransportleistungen des Wärmerohres mit und ohne Feld können direkt mit Gl.(53) bzw. mit den Gln.(82) und (83) verglichen werden.

Die alleine durch die Wirkung der elektrostatischen Pumpe geförderten Wärmemengen können bei festgehaltener Bruttoheizleistung und Förderhöhe als Differenz der mit und ohne Feld im Wärmerohrkondensator erscheinenden Wärmerohrtransportleistungen ermittelt werden. Da die Bruttoheizleistung konstant ist, wird man den (im Rahmen der Meßgenauigkeit) gleichen Differenzbetrag mit umgekehrten Vorzeichen für die Wärmeverluste der Verdampferzone finden. Die numerische Integration der Wärmeverluste wird deshalb auch für den Verdampferbereich durchgeführt werden.

Es ist anschaulich klar und wird in Abschnitt 5.5.1. exakt nachgewiesen werden, daß im Förderhöhenbereich zwischen kapillarer Gleichgewichtssteighöhe und kapillarer plus elektrostatischer Steighöhe die rein elektrostatisch gepumpte Wärmeleistung mit der gesamten Wärmeleistung identisch ist.

Die rein elektrostatisch gepumpte Wärmemenge wird als Differenz zweier Wärmeverlustwerte ermittelt, in denen ein nicht genau bekannter Anteil für die Wärmeleitung längs der Wärmerohrwand steckt, der aber bei der Differenzbildung weitgehend eliminiert wird.

Da somit die Werte der rein elektrostatisch gepumpten Wärmeleistung weniger durch die Wärmeleitung in der Wand beeinflußt werden als die einzelnen Wärmeleistungen selbst, werden im entsprechenden Förderhöhenbereich nur sie ermittelt und weiterverwendet.

Da im Verdampferbereich nur die Differenz der Verlustleistungen zweier zusammengehöriger Temperaturprofile und nicht deren absolute Größe maßgebend ist, brauchen die Wärmeableitverluste durch die Heizeranschlußbacken, die je nach Temperaturbereich zwischen 4 und 6 W pro Backe betragen, nicht explizit berücksichtigt zu werden. Die Wärme-

ableitverluste sind am kondensorfernen Ende des Verdampfers wegen der dort nach Ausweis der aufgenommenen Temperaturprofile mit und ohne Pumpfeld gleichen Temperatur konstant und fallen so bei der Differenzbildung heraus. Am Ort des kondensorseitigen Heizeranschlusses ändert sich das Temperaturniveau zwischen den Läufen mit und ohne Pumpfeld meist um Beträge zwischen 10°C und 20°C , in den Abbn. 20 und 24 werden 35°C erreicht, bei einem Temperaturniveau von etwa 220°C , d.h. das für die Wärmeableitung wirksame Temperaturgefälle und damit die Wärmeableitung selbst ändern sich im Extremfall um $\frac{1}{6}$ ihres Wertes. Näherungsweise wird daher die Wärmeableitung am kondensorseitigen Heizeranschluß als konstant betrachtet und fällt bei der Differenzbildung heraus.

Die Wärmeableitverluste in den 0,2 mm dicken Anschlußdrähten der Thermistoren werden vernachlässigt, denn der von ihnen insgesamt zur Verfügung gestellte Wärmeableitquerschnitt beträgt nur etwa 2% des Querschnitts der Heizerzuführung.

5.2. Berechnung der Wärmeverluste

5.2.1. Wärmeverluste durch freie Konvektion

Für die Berechnung der Wärmeverluste durch freie Konvektion an die als ruhend angenommene Laborluft werden die von GRÖBER, ERK und GRIGULL /57/ und von MCADAMS /58/ angegebenen Formeln für den einzelnen horizontalen Zylinder benutzt. Das ist eine Näherung, da die Neigung der Wärmerohre bis zu $14,4^{\circ}$ betrug. Da für die Naturkonvektion an Zylindern aber nur Formeln für den waagrechten und den senkrechten Fall bekannt sind, werden die Gleichungen des am nächsten liegenden speziellen Falles benutzt.

Die für den Rohrdurchmesser D berechnete Nusseltzahl Nu_D , die den Wärmeübergang bestimmt, hängt ab von dem Produkt aus Prandtlzahl Pr und der für den Rohrdurchmesser D berechneten Grashofzahl Gr_D .

$$Nu_D = f(Gr_D Pr) \quad (67)$$

Die Grashof-Zahl für Luft wird nach ihrer Definitionsgleichung

$$\text{Gr}_D = \frac{g\beta\Delta T D^3}{\nu^2} \quad (68)$$

aus den z.B. in /57/ tabellierten Stoffwerten von Luft berechnet. Es bedeuten g die Erdbeschleunigung, β den Ausdehnungskoeffizienten, ΔT die Temperaturdifferenz zwischen Rohrwand und ungestörter Umgebung, D den Rohrdurchmesser und ν die kinematische Viskosität. In Gl.(68) sind die Stoffkonstanten bei der Mitteltemperatur zwischen Rohrwand und Umgebung einzusetzen.

In Abb. 33 sind die so berechneten Werte der Grashof-Zahl Gr_D über der Rohrwandtemperatur T_W aufgetragen. Gr_D ist für 26°C 0, wächst dann etwa linear mit wachsender Temperaturdifferenz auf Werte bis etwa $5 \cdot 10^4$ bei etwa 110°C Rohrwandtemperatur und bleibt dann wegen des starken Anwachsens der kinematischen Viskosität, daß die Vergrößerung der wirksamen Temperaturdifferenz kompensiert, bei etwa $5,5 \cdot 10^4$ bis 300°C Rohrwandtemperatur etwa konstant.

Die Prandtlzahl für Luft ist in /57/ tabelliert. Sie ist in Gl.(67) für die Mitteltemperatur zwischen Rohrwand und ungestörter Umgebung einzusetzen und beträgt bei Rohrwandtemperaturen bis zu 300°C praktisch temperaturunabhängig

$$\text{Pr} = 0,70 \quad (69)$$

Das Produkt $\text{Gr}_D \cdot \text{Pr}$ ist in Abb.33 in Abhängigkeit von der Rohrwandtemperatur T_W mit eingetragen. Qualitativ zeigt es denselben Verlauf wie $\text{Gr}_D = \text{Gr}_D (\Delta T)$. Der Maximalwert des Produkts liegt bei etwa 40 000.

In Tab.2 sind für die in Spalte 1 aufgeführten Rohrwandtemperaturen T_W in Spalte 3 die berechneten und in Abb.33 graphisch dargestellten Werte von $(\text{Gr}_D \cdot \text{Pr})$ aufgeführt. Die Mitteltemperaturen T_M , bei denen die Materialeigenschaften genommen werden, sind in Spalte 2 aufgeführt.

In Abb.34 ist der in /57, Tab.25, p.269/ und /58, p.176/ wiedergegebene Zusammenhang $\text{Nu} = \text{Nu}(\text{Gr}_D \cdot \text{Pr})$ nach Gl.(67) für den nach Abb.33 und Tab.2, Spalte 3, interessierenden Bereich um 10^4 in doppeltlo-

garithmischer Darstellung aufgezeichnet. Die Nusseltzahl Nu_D ist im untersuchten Bereich eine nur langsam mit $Gr_D \cdot Pr$ wachsende Funktion.

Aus Abb.33 bzw. Tab.2, Spalte 3 und Abb.34 läßt sich für jede Rohrwandtemperatur zwischen $26^\circ C$ und etwa $300^\circ C$ die zugehörige Nusseltzahl Nu_D ermitteln.

Die aus Abb.34 abgelesenen Zahlenwerte für Nu_D sind in Tab.2, Spalte 4 eingetragen.

Aus der Definitionsgleichung für Nu , z.B. /57/, /58/, erhält man für die Wärmeübergangszahl α

$$\alpha = \frac{Nu_D \cdot \lambda}{D} \quad (70)$$

λ bedeutet die Wärmeleitfähigkeit und ist bei der mittleren Temperatur T_M nach Spalte 2 der Tab.2 zu nehmen. Die Werte für die Wärmeleitfähigkeit von Luft werden aus /57/ entnommen. D ist der Rohrdurchmesser, er beträgt 20 mm.

Die Werte der Wärmeübergangszahl α , die sich nach Gl.(70) ergeben, sind in Spalte 5 der Tab.2 eingetragen. Sie steigen mit wachsender Temperatur an.

Aus der Wärmeübergangszahl α erhält man bekanntlich die übertragene Leistungsdichte durch Multiplikation mit der wirksamen Temperaturdifferenz. Die so erhaltenen Zahlen für die konvektive Wärmestromdichte \dot{q}_K sind in Spalte 6 der Tab.2 aufgeführt. Die Wärmestromdichten gelten nur für Rohre von 20 mm Durchmesser, da der Durchmesser bereits bei der Ermittlung der Grashof-Zahl nach Gl.(68) und zur Berechnung der Wärmeübergangszahl aus der Nusselt-Zahl nach Gl.(70) in die Rechnung eingegangen ist.

Die spezifischen konvektiven Wärmeverluste \dot{q}_K^* eines Rohres von 20 mm Außendurchmesser, bezogen auf ein Zentimeter Rohrlänge, erhält man aus den Wärmestromdichten \dot{q}_K durch Multiplikation mit der Mantelfläche des Rohres von $6,28 \text{ cm}^2$ pro Zentimeter Länge. Die erhaltenen Zahlen sind in Spalte 7 angegeben.

In Abb.35 sind die auf die Länge bezogenen konvektiven Wärmever-

luste eines Rohres von 20 mm Außendurchmesser in Abhängigkeit von der Rohrtemperatur aufgezeichnet.

5.2.2. Wärmeverluste durch Strahlung

Die Gesamtverluste durch die thermische Strahlung berechnen sich unter Einschluß der Rückstrahlung der Umgebung nach dem Stefan-Boltzmann'schen Gesetz /26/ zu

$$\dot{q}_S = \epsilon_S \sigma_S (T_W^4 - T_U^4) \quad (71)$$

Es bedeuten \dot{q}_S ist die Strahlungsleistungsdichte, ϵ_S das Gesamtteilstrahlungsvermögen, σ_S ist die Strahlungskonstante, $\sigma_S = 5,67 \cdot 10^{-12} \text{ Wcm}^{-2} \text{ grad}^{-4}$, T_W ist die Wandtemperatur und T_U die Umgebungstemperatur, beide sind in Grad Kelvin einzusetzen.

Das Teilstrahlungsvermögen der Rohroberfläche betrug $\epsilon_S = 0,9$, vgl. Abschnitt 4.4.2. Die für eine Umgebungstemperatur von 299°K berechneten Strahlungsleistungsdichten sind in Tab.2, Spalte 8, eingetragen. Die Strahlungsverluste pro Längeneinheit \dot{q}_S^* eines Rohres von 20 mm Außendurchmesser sind in Spalte 9 angegeben. Die Strahlungsverluste pro Längeneinheit sind auch in Abb.35 eingezeichnet.

5.2.3. Gesamtwärmeverluste

Die Gesamtwärmeverluste \dot{q}^* erhält man als Summe der konvektiven und der Strahlungsverluste.

$$\dot{q}^* = \dot{q}_K^* + \dot{q}_S^* \quad (72)$$

Die Konvektionsverluste wurden in Abschnitt 5.2.1., die Strahlungsverluste in Abschnitt 5.2.2. im einzelnen ermittelt. Die Gesamtverluste nach Gl.(72) wurden durch Addition der Zahlen in den Spalten 7 und 9 der Tab.2 berechnet und sind in Spalte 10 eingetragen. Abb.35 zeigt ein Bild der Temperaturabhängigkeit der Gesamtverluste.

5.3. Numerische Durchführung des Auswerteverfahrens

Die zahlenmäßige Ermittlung der elektrostatisch gepumpten Wärmeleistung aus den experimentell gewonnenen stationären Temperaturverteilungen mit und ohne Pumpfeld bei fester zugeführter Heizleistung nach dem in Abschnitt 5.1. dargestellten Verfahren wird am Beispiel der Abb. 14 vorgeführt.

Aus den Temperaturverteilungen nach Abb. 14 werden für Abschnitte von je 1 cm Länge die nach Augenmaß ermittelten mittleren Temperaturen T_W abgelesen und in Tab. 3 mit den Abszissenwerten des rechten Intervallrandes zusammen notiert (d.h. die mittlere Temperatur im Intervall zwischen 0 und 1 cm beim Abszissenwert 1). Spalte 1 der Tabelle 3 enthält die Abszissenwerte, Spalte 2 die mittleren Temperaturen ohne Pumpfeld, Spalte 4 die mittleren Temperaturen mit Pumpfeld. Es werden nur Temperaturen oberhalb 40°C berücksichtigt, da nach Tab. 3, Spalte 10, die Gesamtverluste pro Längeneinheit bei Temperaturen von 40°C und weniger höchstens $0,1 \text{ Wcm}^{-1}$ betragen. Als Grenze zwischen Verdampfungs- und Kondensationszone des Wärmerohres wird die Stelle angenommen, bei der sich die Temperaturprofile mit und ohne Pumpfeld schneiden, hier beim Abszissenwert 11.

Nun wird zu den mittleren Temperaturen durch lineare Interpolation zwischen den Zahlenwerten für die Gesamtverluste pro Längeneinheit in Spalte 10 von Tab. 2 der Leistungsverlust in den jeweils 1 cm langen Intervallen ermittelt und für die Temperaturwerte in Spalte 2 der Tab. 3 in Spalte 3 und für die Temperaturwerte in Spalte 4 in Spalte 5 eingetragen.

Die Gesamtverluste in der Verdampferzone erhält man durch Aufsummieren der Verlustwerte der Abszissenwerte 1 bis 11. Der Zahlenwert der Summe ist in den Spalten 3 und 5 in Höhe von Abszisse 11 mit angegeben.

Die Gesamtverluste in der Kondensationszone erhält man in guter Näherung durch Aufsummieren der Verlustwerte von der Abszisse 12 bis zu dem Punkt des Kondensators, an dem die Temperatur unter 40°C sinkt. Die entsprechenden Summenwerte sind in Höhe der letzten Temperaturablesung vor Unterschreiten der 40°C -Schwelle eingetragen.

Die auf zwei Stellen nach dem Komma gerundeten Zahlen von Verdampfer- und Kondensatorverlusten sind in der Tabelle 4 in den Spalten 1 und 2 eingetragen. Bei den Werten, die aus der Kurve mit Pumpfeld gewonnen wurden, muß doch der Einfluß der Joule'schen Wärme, die beim Betrieb mit Pumpfeld entsteht, berücksichtigt werden. Die Joule'sche Verlustleistung war 0,64 W (400 V, 1,6 mA). Da die Temperaturabhängigkeit der Leitfähigkeit des Nitrobenzols und die Verteilung der Hohlräume innerhalb der Nitrobenzolfüllung des Kondensatorspaltes nicht bekannt sind, wird angenommen, daß die Verlustleistung gleichmäßig längs des hier 300 mm langen Pumpkondensators entsteht.

In Abb. 14 sind an der Abszisse schematisch die Lage der Verdampferanschlüsse und die Lage des Pumpkondensators angegeben. Drei Zentimeter, d.h. 10% des Pumpkondensators liegen noch im Verdampferenteil, der Kondensatorbereich des Wärmerohres, soweit seine Temperatur höher ist als 40°C, umfaßt 17 cm oder 57% der Länge des Pumpkondensators.

Die entsprechenden Anteile der gesamten Joule'schen Verlustleistung im Kondensatorspalt werden von den in Spalte 2 von Tab. 4 wiedergegebenen Bruttoverlusten abgezogen. Die resultierenden korrigierten Leistungswerte sind in Spalte 3 notiert.

Nach den Darlegungen in Abschnitt 5.1. sind die Kondensatorverluste beim Betrieb ohne Pumpfeld gleich der in Abschnitt 5.5.1. mit \dot{Q}_0 bezeichneten Wärmetransportleistung bei rein kapillarem Betrieb (hier 0,57 W), da die Höhendifferenz von 20 mm über die Transportlänge deutlich kleiner ist als die kapillare Steighöhe von etwa 50 mm im Wärmerohr WR KK 1.

Die um die Joule'sche Wärme korrigierte Kondensatorverlustleistung beim Betrieb mit Pumpfeld stellt die in Abschnitt 5.5.2. mit \dot{Q}_E bezeichnete Wärmetransportleistung beim Betrieb mit kapillarer und elektrostatischer Pumpe dar (hier 6,20 W).

Die in Spalte 4 angegebenen Differenzen zwischen den Leistungswerten in den Spalten 1 und 3 endlich stellen die in Abschnitt 5.5.1. mit $\Delta\dot{Q}$ bezeichneten, durch das elektrostatische Pumpen zusätzlich transportierten Wärmeleistungen dar. Für den Verdampferbereich erhält man 4,87 W, für den Kondensatorbereich 5,63 W. Da beide Leistungen

nach den Überlegungen in Abschnitt 5.1. gleich sein sollten, ergibt sich auch ein Anhalt über die Genauigkeit der Wärmeleistungsbestimmung.

5.4. Zusammenstellung der Ergebnisse aus allen Temperaturverteilungen

Nach dem in Abschnitt 5.1. erläuterten und in Abschnitt 5.3. an Abb.14 explizit vorgeführten Verfahren wurden auch die Temperaturverteilungen in den Abbn. 15 und 19 bis 30 ausgewertet. Die Versuchsparameter und die berechneten Ergebnisse sind in Tab.5 wiedergegeben. Eine Zeile von Tab.5 enthält die aus den beiden zusammengehörigen Läufen einer Abbildung abgeleiteten Größen.

Tab.5 enthält in Spalte 1 die Bezeichnung des betreffenden Wärmerohres, Spalte 2 enthält den Neigungswinkel der Wärmerohrachse gegen die Horizontale; in allen Fällen lag der Kondensorteil tiefer als der Verdampfer. Spalte 3 gibt die Höhendifferenz an, die die rückströmende Flüssigkeit zu überwinden hat. Spalte 4 enthält die Nummer der Abbildung, Spalte 5 die Bruttoheizleistung. Spalte 6 enthält die während des betreffenden Laufes mit Pumpfeld entwickelte Joule'sche Verlustleistung.

Als erste der nach dem Vorgehen von Abschnitt 5.3. berechneten Größen ist in Spalte 7 die Verlustleistung des Kondensors beim Betrieb ohne Pumpfeld, d.h. die Wärmetransportleistung im rein kapillaren Fall \dot{Q}_0 nach Gl.(83) angegeben.

Nach den Abschnitten 5.1. und 5.5.1. ist bei Förderhöhen, die größer sind als die kapillare Gleichgewichtssteighöhe (46 mm für WR KK 2, vgl. Abschnitt 5.5.2.) die durch den Wärmerohrprozeß in den Kondensor geförderte Wärmeleistung gleich Null. Der Kondensor wird in diesem Fall nur durch Wärmeleitung in der Wand beheizt. Für \dot{Q}_0 ist daher beim Wärmerohr WR KK 2 für Förderhöhen von mehr als 46 mm der Wert Null eingesetzt.

In Spalte 8 wird die um den entsprechenden Anteil der Joule'schen Verlustwärme korrigierte Wärmetransportleistung beim Betrieb mit Pumpfeld \dot{Q}_E nach Gl.(82) angegeben.

Spalte 9 enthält die als Differenz zwischen den Kondensatorverlusten mit und ohne Feld ermittelte rein elektrostatisch gepumpte Wärmeleistung ΔQ_{Kond} , korrigiert um die anteilige Joule'sche Verlustwärme.

Spalte 10 enthält die aus der Differenz der Verdampferverluste ermittelte allein elektrostatisch gepumpte Wärmeleistung ΔQ_{Verd} .

Beim Vergleich der Spalten 9 und 10 zeigt sich, daß in sechs Fällen die am Kondensator ermittelte elektrostatisch gepumpte Wärmeleistung die am Verdampfer berechnete übersteigt, in 8 Fällen ist es umgekehrt. Das läßt eher zufällige Schwankungen als einen systematischen Effekt vermuten und in Spalte 11 ist deshalb als Zahlenwert für die elektrostatisch gepumpte Wärmeleistung das arithmetische Mittel aus den Zahlen in den Spalten 9 und 10 bis auf eine Stelle hinter dem Komma angegeben. Als Schwankungsbereich kann man etwas pauschal am Wärmerohr WR KK 2 bei den höheren Pumpleistungswerten etwa ± 1 W, bei den niedrigeren $\pm 0,5$ W. annehmen.

Der größte Wert für die elektrostatisch gepumpte Wärmeleistung wurde mit dem Wärmerohr WR KK 1 erzielt und betrug 8,0 W. Die größte Förderhöhe betrug 105 mm.

Tab.5 zeigt, daß die bei jeweils einem Neigungswinkel ermittelten elektrostatisch gepumpten Wärmeleistungen mit wachsender Bruttoheizleistung zunehmen. Die elektrostatisch förderbare Wärmeleistung erhöht sich bei sonst gleichen Verhältnissen mit wachsender Temperatur wegen des starken Absinkens der dynamischen Zähigkeit wie die Werte für Nitrobenzol, Wasser und Sulfolan in Spalte 12 der Tab. 1 zeigen.

Für die weitere Behandlung wird angenommen, daß die mit fester Heizleistung mit ein und demselben Wärmerohr gefahrenen Läufe wegen des in etwa gleichen Temperaturniveaus im Kondensatorspalt direkt vergleichbar sind. Durch das vorhandene erhebliche Gaspolster wird sowieso eine starke Temperaturstabilisierung bewirkt. Die linear gemittelte Kondensortemperatur für alle Läufe mit dem Wärmerohr WR KK 2 liegt um 40°C .

5.5. Vergleich der experimentellen Ergebnisse mit der Theorie

5.5.1. Herleitung von Gleichungen für die speziellen Verhältnisse des Wärmerohres WR KK 2

Der in Gl.(53) angegebene Ausdruck für die in einem idealisierten elektrostatisch gepumpten Wärmerohr transportierte Wärmeleistung kann zum Vergleich mit den an den Wärmerohren des Abschnitts 4. gewonnenen Daten nicht direkt benutzt werden. Bei der Herleitung von Gl.(53) war vorausgesetzt worden, daß die gesamte im Kondensatorspalt geförderte Flüssigkeitsmenge am verdampferseitigen Ende des Spalts verdampft wird. In den im Experiment benutzten Wärmerohren mußte die Arbeitsflüssigkeit in der ausgedehnten Dochtstruktur des Verdampfers verteilt werden.

Zur rechnerischen Berücksichtigung dieser Eigenschaft werden der Kondensatorspalt und die Netzstruktur des Verdampfers als in Serie liegende Fließstrecken betrachtet, durch die durch die Wirkung des verfügbaren Förderdrucks Flüssigkeit fließt.

Für den Volumenstrom \dot{V}_s im Kondensatorspalt erhält man aus Gl.(49) mit den Gln.(15') und (19)

$$\dot{V}_s = \frac{bs^3}{12\eta_E} \cdot \frac{\Delta p_s}{l_s} \quad (73)$$

Hierbei bedeuten η_E die im Spalt bei der Feldstärke E herrschende Zähigkeit und Δp_s die an der Spaltlänge l_s herrschende Druckdifferenz.

Für das Strömungsgesetz in der Verdampfernetzstruktur wird die von COTTER /59/ angegebene Widerstandsformel benutzt. Danach gilt

$$\dot{V}_v = \frac{1}{B} \cdot \frac{A}{\eta_o} \cdot \frac{\Delta p_v}{l_v} \quad (74)$$

Hier bedeuten \dot{V}_v den Volumenstrom im Verdampfer, A den Dochtquerschnitt, η_o die Zähigkeit der Flüssigkeit im Verdampfer, Δp_v die am Verdampfer wirkende Druckdifferenz, l_v die wirksame Länge des Verdampfers und B enthält die geometrischen Parameter des Netzes.

Im stationären Fall muß gelten

$$\dot{V}_s = \dot{V}_v \quad (75)$$

Für die gesamte Druckdifferenz Δp gilt in sinngemäßer Anwendung von Gl.(19)

$$\Delta p = \Delta p_s + \Delta p_v = \frac{1}{2} \kappa E^2 + \frac{2\sigma \cos\theta}{r_{\text{eff}}} - \rho g h_1 \quad (76)$$

Der Term für den Kapillardruck berücksichtigt, daß der für ihn maßgebende Meniskus in den Maschen des Verdampfernetzes mit dem effektiven Kapillarradius r_{eff} hängt, h_1 ist die Höhendifferenz über den gesamten Flüssigkeitsweg.

Man beachtet ferner, daß analog zu Gl.(17) im Kreisrohr für die kapillare Gleichgewichtssteighöhe $h_{\infty k}$ gilt

$$\rho g h_{\infty k} = \frac{2\sigma \cos\theta}{r_{\text{eff}}} \quad (77)$$

Aus Gl.(50') und den Gln.(73) bis (77) erhält man für die in Wärmerohren nach Abschnitt 4.4. bei der Feldstärke E geförderte Wärmeleistung \dot{Q}_E

$$\dot{Q}_E = \frac{L_p b s^3}{12 \eta_E l_s} \cdot \frac{1}{1 + \frac{b s^3 B \cdot l_v \cdot \eta_o}{12 A l_s \eta_E}} \cdot \left[\frac{1}{2} \kappa E^2 + \rho g (h_{\infty k} - h_1) \right] \quad (78)$$

Danach sinkt die Förderleistung \dot{Q}_E linear mit der Förderhöhe h_1 . Zur Erleichterung der Weiterbehandlung werden folgende Abkürzungen eingeführt

$$\frac{L_p b s^3}{12 \eta_o l_s} = R \quad (79)$$

$$\frac{b s^3 B}{12 A} \cdot \frac{l_v}{l_s} = N \quad (80)$$

Für das Verhältnis der Zähigkeiten ohne und mit elektrischem Feld endlich setzt man

$$\frac{\eta_0}{\eta_E} = x \quad (81)$$

Gl.(78) schreibt sich damit

$$\dot{Q}_E = \frac{Rx}{1+Nx} \cdot \left[\frac{1}{2} \kappa E^2 + \rho g (h_{\infty k} - h_1) \right] \quad (82)$$

Mit der Gl.(16) kann noch umgeschrieben werden in

$$\dot{Q}_E = \frac{\rho g R x}{1+Nx} \cdot (h_{\infty e1} + h_{\infty k} - h_1) \quad (82')$$

Im Spezialfall des Betriebs ohne Feld kommt

$$\dot{Q}_0 = \frac{\rho g R}{1+N} \cdot (h_{\infty k} - h_1) \quad (83)$$

Hinsichtlich der Förderhöhe h_1 sind drei Betriebsbereiche zu unterscheiden. Ist die Förderhöhe kleiner als die kapillare Gleichgewichtssteighöhe $h_{\infty k}$ nach Gl.(77), so arbeitet das Wärmerohr wie ein normales Kapillarwärmerohr auch ohne elektrostatische Pumpe. Ist die Förderhöhe größer als die kapillare Gleichgewichtssteighöhe aber kleiner als die Summe von kapillarer und elektrostatischer Steighöhe, so arbeitet das Wärmerohr nur bei angelegtem elektrischen Feld. Ist endlich die Förderhöhe größer als die Summe von kapillarer und elektrostatischer Steighöhe, so arbeitet das Wärmerohr auch bei angelegtem Pumpfeld nicht mehr.

Im folgenden werden Gleichungen aufgestellt für die elektrostatisch gepumpte Wärmeleistung in Abhängigkeit von der Förderhöhe in den verschiedenen Betriebsbereichen. Die elektrostatisch gepumpte Wärmeleistung ergibt sich als Differenz der in den Kondensorteil des Wärmerohres mit und ohne Pumpfeld transportierten Wärmeleistungen.

1. $0 < h_1 < h_{\infty k}$

Mit Pumpfeld wird die in Gl.(82) angegebene Wärmeleistung transportiert. Ohne Pumpfeld wird die Wärmeleistung durch Gl.(83) angegeben. Die durch elektrostatisches Pumpen in den Wärmerohrkondensator transportierte Mehrleistung $\Delta \dot{Q}$ erhält man als Dif-

ferenz der Gln. (82) und (83)

$$\Delta \dot{Q} = \dot{Q}_E - \dot{Q}_O = \frac{Rx}{1+Nx} \cdot \frac{1}{2} \kappa E^2 + \rho g \left(\frac{x}{1+Nx} - \frac{1}{1+N} \right) \cdot (h_{\infty k} - h_1) \quad (84)$$

Für $x < 1$ steigt im betrachteten Höhenbereich die elektrostatisch gepumpte Wärmeleistung linear mit der Förderhöhe h_1 .

2. $h_{\infty k} < h_1 < h_{\infty k} + h_{\infty el}$

Mit Pumpfeld gilt für die Wärmeleistung die Gl.(82). Ohne Pumpfeld arbeitet das Wärmerohr in diesem Höhenbereich nicht mehr, es ist

$$\dot{Q}_O = 0 \quad (85)$$

Die durch elektrostatisches Pumpen in den Wärmerohrkondensator transportierte Leistung erhält man als Differenz der Gln.(82) und (85), das ist gerade Gl. (82) selbst.

$$\Delta \dot{Q} = \dot{Q}_E - \dot{Q}_O = \frac{Rx}{1+Nx} \left[\frac{1}{2} \kappa E^2 + \rho g (h_{\infty k} - h_1) \right] \quad (86)$$

Im Geltungsbereich von Gl.(86) fällt die elektrostatisch gepumpte Wärmeleistung linear mit der Förderhöhe.

3. $h_{\infty k} + h_{\infty el} < h_1$

In diesem Höhenbereich arbeitet das Wärmerohr weder mit noch ohne Pumpfeld. Die elektrostatische Wärmeleistung ist ebenso wie die gesamte Wärmeleistung Null.

$$\Delta \dot{Q} = 0 \quad (87)$$

Abb.36 gibt schematisch den in den Gln.(84), (86) und (87) enthaltenen Zusammenhang zwischen der Förderhöhe h_1 und der elektrostatisch gepumpten Wärmemenge ΔQ für verschiedene Werte des Zähigkeitsverhältnisses x wieder. Negative Wärmeleistungen bedeuten, daß das Wärmerohr rein kapillar mehr Wärme transportiert als unter Mithilfe der elektrostatischen Pumpe mit dem wegen der Elektroviskosität zäher gewordenen Arbeitsmittel.

5.5.2. Numerische Durchführung des Vergleichs

Nach Tab.5 ist eine für eine systematische Auswertung ausreichende Zahl von Meßwerten nur für das Wärmerohr WR KK 2 vorhanden. Am Wärmerohr WR KK 1 würden überdies die nicht genau bekannten Eigenschaften des Filtrierpapierverdampfers (effektiver Kapillarradius, Strömungswiderstand) einen Vergleich mit der Theorie erschweren. In diesem Abschnitt wird daher allein das Wärmerohr WR KK 2 betrachtet.

Zunächst werden die in die Gln.(77) und (78) eingehenden Größen für das Wärmerohr WR KK 2, Abschnitt 4.4.3., zusammengestellt.

Als effektiver Kapillarradius der Netzstruktur wird nach KATZOFF /60/ die 0,8-fache Maschenweite der größten Masche des Verdampfers benutzt, d.h. es wird mit der Maschenweite des FEP-Gewebes gerechnet.

Als Verdampferlänge l_v wird, um die Abdampfung längs des Verdampfers zu berücksichtigen, näherungsweise die Hälfte der wahren Verdampferlänge eingesetzt.

Der Wert des Widerstandsfaktors B für das verwendete 140-mesh-Netz wird durch Extrapolation aus den Werten in der Tabelle der Wick-Drage-Faktoren von FREGGENS /61/ gewonnen.

Für den Wert der Zähigkeit unter Feldwirkung wird angenommen, daß die in Abschnitt 4.4.4. für verhältnismäßig unreines Nitrobenzol bei $22,2 \text{ kVcm}^{-1}$ und 14°C gefundene Erhöhung der Zähigkeit um den Faktor 1,7 auch auf das gereinigte Arbeitsmittel bei höherer Temperatur zutrifft.

Als mittlere Temperatur des Nitrobenzols im Spalt werden 30°C angenommen, denn der weitaus größte Teil des 360 mm langen Kondensatorspalts befindet sich auf der Labortemperatur von 26°C . Dieser kalte Teil liegt mit dem kurzen heißen Kondensorteil in Serie. Die Fließeigenschaften werden überwiegend vom kalten Teil bestimmt.

Der in Abschnitt 4.4.3. gefundene mittlere Spaltfüllungsgrad von 60% wird näherungsweise dadurch berücksichtigt, daß als Spaltbreite b nicht der geometrische Umfang des Ringspalts sondern dessen 0,6-faches benutzt wird.

Für das Wärmerohr WR KK 2 gilt:

$$\begin{array}{ll}
 L_p = 390 \text{ Jcm}^{-3} & B = 3 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-2} \\
 \rho = 1,20 \text{ gcm}^{-3} & \epsilon = 34,8 \\
 b = 3,38 \text{ cm} & \epsilon_o = 8,859 \cdot 10^{-12} \text{ AsV}^{-1} \text{ m}^{-1} \\
 s = 0,18 \text{ mm} & E = 22,2 \text{ kVcm}^{-1} \\
 \eta_o = 1,60 \text{ cP (30}^\circ\text{C)} & g = 9,81 \text{ ms}^{-2} \\
 \eta_E = 2,70 \text{ cP} & \sigma = 42,1 \text{ dyncm}^{-1} \text{ (30}^\circ\text{C)} \\
 l_s = 36 \text{ cm} & \theta = 0^\circ \\
 l_v = 5 \text{ cm} & r_{\text{eff}} = 0,16 \text{ mm} \\
 A = 0,145 \text{ cm}^2 &
 \end{array}$$

Mit diesen Größen errechnet sich die kapillare Gleichgewichtssteighöhe $h_{\infty k}$ nach Gl.(77) zu 46 mm. Für die elektrostatische Gleichgewichtssteighöhe $h_{\infty el}$ nach Gl. (16) ergibt sich 60 mm.

Die Konstante R nach Gl.(79) errechnet sich zu $1,11 \cdot 10^{-2} \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$. Für die praktische Rechnung bequemer ist der Wert in der Gestalt $R = 1,11 \cdot 10^{-3} \text{ Wcms}^2 \text{ g}^{-1}$.

Gl.(80) liefert $N = 0,47$. Das Zähigkeitsverhältnis x nach Gl.(81) wird $x = 0,59$.

Für die Gesamtwärmeleistung \dot{Q}_E nach Gl.(82') kommt damit in Zahlen

$$\dot{Q}_E = 6,35 \text{ W} - 0,60 \text{ Wcm}^{-1} \cdot h_l \text{ (cm)} \quad (82'')$$

und für die Wärmeleistung ohne Feld kommt nach Gl. (83)

$$\dot{Q}_o = 4,05 \text{ W} - 0,88 \text{ Wcm}^{-1} \cdot h_l \text{ (cm)} \quad (83')$$

Die Abhängigkeit der Wärmetransportleistung von der Förderhöhe nach den Gln.(82'') und (83') ist in Abb.37 eingetragen. Die aus Tab.5 entnommenen Meßwerte für \dot{Q}_E und \dot{Q}_o sind in Abb.37 mit eingezeichnet.

Sie liegen gut um den theoretisch erwarteten Verlauf.

Abb.38 zeigt als durchgezogene Kurve die in den Gln.(84), (86) und (87) ausgedrückte Abhängigkeit der durch Zuschalten der elektrostatischen Pumpe zusätzlich in den Wärmerohrkondensator transportierten Wärmeleistung $\Delta\dot{Q}$ von der Förderhöhe. Die für das Wärmerohr WR KK 2 ermittelten und in Tab.5 zusammengestellten Meßwerte sind in Abb.38 mit eingetragene Die Werte für die elektrostatisch gepumpte Zusatzwärmeleistung liegen gut um den geforderten Verlauf.

Die auf den verfügbaren Kondensatorspaltquerschnitt bezogene elektrostatisch transportierte Wärmeleistung erreichte im Experiment Werte von etwa 13 W/cm^2 . Das ist deutlich weniger als die in Abschnitt 2.3.3. aufgrund theoretischer Überlegungen abgeschätzte Zahl von um 1 kW/cm^2 . Die Diskrepanz erklärt sich dadurch, daß die experimentell erreichte Pumpfeldstärke nur etwa $\frac{1}{5}$ des der theoretischen Abschätzung zugrunde gelegten Wertes betrug. Da der elektrostatisch gepumpte Teil der Wärmeleistung nach den Gln. (53) bzw. (78) mit dem Quadrat der Pumpfeldstärke wächst, ergibt sich hieraus ein Faktor 25. Für die erzielten Steighöhen gilt nach Gl. (16) derselbe Zusammenhang. Weiter ist zu berücksichtigen, daß Nitrobenzol nach Tab.1, Spalten 11 und 12, eine nur mäßig geeignete Arbeitsflüssigkeit ist und die damit erzielbare Wärmeleistungen deutlich hinter den für durchschnittliche Arbeitsflüssigkeiten geltenden Werten zurückbleiben.

Als Gesamtergebnis der experimentellen Arbeiten kann festgestellt werden: Die Durchführbarkeit des in dieser Arbeit vorgeschlagenen elektrostatischen Pumpprinzips wurde an drei verschiedenen Wärmerohranordnungen in vielen Läufen nachgewiesen. Das Betriebsverhalten elektrostatisch gepumpter Wärmerohre stimmt mit dem theoretisch erwarteten innerhalb der Meßunsicherheiten überein.

6. Zusammenfassung

In dieser Arbeit wird nachgewiesen, daß sich der Rücktransport kondensierter Arbeitsflüssigkeit vom Kondensator eines Wärmerohres zum Verdampfer durch elektrostatisches Pumpen einer dielektrischen Arbeitsflüssigkeit verbessern läßt.

Theoretische Untersuchungen zeigen, daß die absolute Grenze für die spezifischen Wärmeleistungen, die durch Verdampfen der mit dem elektrostatischen Pumpprozeß geförderten Flüssigkeit transportiert werden können, in der Größenordnung von 1 kWcm^{-2} , bezogen auf den als Flüssigkeitsweg verfügbaren Kondensatorspaltquerschnitt und bei Höhendifferenzen von bis zu einigen Metern liegt.

Experimentelle Untersuchungen an drei verschiedenen Wärmerohren mit Nitrobenzol als Arbeitsflüssigkeit zeigen, daß das Verfahren praktisch durchgeführt werden kann. Die durch elektrostatisches Pumpen transportierte Wärmeleistung betrug bisher maximal 8,0 W, die maximale Gesamtförderhöhe betrug 105 mm. Die Feldstärke war aus experimentellen Gründen verhältnismäßig niedrig. Die Kondensatorspaltquerschnitte betragen einige Zehntel Quadratzentimeter.

Die Größe der transportierten Wärmeleistung und ihre Abhängigkeit von der Förderhöhe stimmt mit den theoretisch entwickelten Vorstellungen überein.

Eine deutliche Erhöhung des Transportvermögens durch verbesserte Pumpkondensator- und Verdampferkonstruktion und durch geeignete Auswahl und Vorreinigung der Arbeitsflüssigkeit scheint nach den in dieser Arbeit gewonnenen Erfahrungen möglich.

Anhang I

Abgrenzung des elektrostatischen Pumpeffekts gegen einige andere Erscheinungen, bei denen sich Flüssigkeiten in elektrischen Feldern bewegen

Der elektrostatische Pumpeffekt nutzt die Tatsache, daß ein Kondensator sich aus energetischen Gründen spontan mit dem Stoff mit der größten Dielektrizitätskonstanten füllt. Beim Pumpvorgang stehen elektrische Feldstärke und Hauptströmungsrichtung des flüssigen Dielektrikums aufeinander senkrecht. Im Fall eines ideal isolierenden und zähigkeitslosen Dielektrikums wird elektrische Energie nur zum Heben und zum Polarisieren des Dielektrikums verbraucht; der bei realen Flüssigkeiten infolge der endlichen Leitfähigkeit auftretende elektrische Strom parallel zum elektrischen Feldvektor ist ein störender und daher möglichst klein zu haltender Nebeneffekt, vgl. Abschnitt 2.4.

Im Gegensatz dazu sind die elektrokinetischen Erscheinungen (der Vergleich gilt besonders der Elektroosmose, der Elektrokapillarität und der Elektrodialyse) wesentlich dadurch gekennzeichnet, daß die Strömungsrichtung zu dem angelegten elektrischen Feld parallel ist und daß ein endlicher Dauerstrom fließt /28/. Häufig wird dabei mit elektrolytischen Lösungen gearbeitet. Falls die Leitfähigkeit auf die Werte reiner Flüssigkeiten absinkt, werden die elektrokinetischen Effekte unmeßbar klein /29/.

Die für gut beobachtbare Steighöhen mit geeigneten Flüssigkeiten verwendeten Feldstärken liegen bei der elektrostatischen Pumpe um 10^4 Vcm^{-1} , bei der Elektrokinese um 1 Vcm^{-1} .

Die Abscheidung von Stäuben und Nebeln aus Trägergasen bei der Elektrofiltration /62/ beruht auf dem Absaugen der vorher mittels einer Koronaentladung elektrisch aufgeladenen Partikel durch Kräfte parallel zu den elektrischen Feldlinien. Mit dem Konvektionsstrom der abzuschheidenden geladenen Teilchen ist ein elektrischer Dauerstrom verbunden.

Die in der Technik zur Standhöhenmessung von Flüssigkeiten und Rieselgütern ausgenutzte Kapazitätsänderung eines Kondensators beim Füllen mit einer dielektrischen Substanz /63/ ist keine Umkehrung des elektrostatischen Pumpeffekts, weil die Meßanordnungen so ausgelegt sind, daß ein Hochsteigen der zu messenden Flüssigkeit infolge der elektrischen Feldstärke und durch die Oberflächenspannung nicht eintritt, sondern daß im wesentlichen der von der Schwerkraft im Behälter eingestellte Flüssigkeitsspiegel das Ausmaß der Kapazitätsänderung bestimmt.

Beim elektromagnetischen Pumpen von Flüssigkeiten sind außer dem elektrischen Feld ein zu diesem paralleler elektrischer Dauerstrom und ein magnetisches Feld erforderlich. Die elektrische Leitfähigkeit der elektromagnetisch gepumpten Flüssigkeit muß sehr gut sein.

Anhang II

Zusammenstellung der wichtigsten Gleichungen für den horizontal
liegenden Kondensatorspalt

Zur Kennzeichnung des horizontalen Falles wird der Index h verwendet. Hinter jeder Größe werden in Klammern die Nummern der im Hauptteil für den nichthorizontalen Fall hergeleiteten Gleichungen angegeben. Zur Abkürzung wird eingeführt

$$a = \frac{12\eta}{s^2\rho} \quad (\text{II.1})$$

Abhängigkeit der Eindringtiefe z_h von der Zeit t (Gln. (35) und (36))

$$z_h = \frac{1}{a} \left[2h_\infty g (at - 1 + e^{-at}) \right]^{\frac{1}{2}} \quad (\text{II.2})$$

Eindringgeschwindigkeit \dot{z}_h (Gln.(29) und (31))

$$\dot{z}_h = \frac{1}{z_h} \cdot \frac{h_\infty g}{a} \cdot (1 - e^{-at}) \quad (\text{II.3})$$

Stationäre Fördergeschwindigkeit \dot{z}_{sh} (Gl. (46))

$$\dot{z}_{sh} = \frac{g}{a} \cdot \frac{h_\infty}{z_{sh}} \quad (\text{II.4})$$

Volumenförderleistung im horizontalen Fall \dot{V}_h (Gl.(49))

$$\dot{V}_h = \frac{b\rho g}{12\eta} \cdot s^3 \cdot \frac{h_\infty}{z_{sh}} \quad (\text{II.5})$$

Wärmeleistung im horizontalen Fall \dot{Q}_h (Gl.(51))

$$\dot{Q}_h = \frac{b\rho^2 g L}{12\eta} \cdot s^3 \cdot \frac{h_\infty}{z_{sh}} \quad (\text{II.6})$$

Anhang III

Konstruktion eines Nomogramms zur Bestimmung der Anstiegszeit nach

Gl.(35)

Zur Erleichterung der Anstiegszeitberechnung soll für Gl.(35) ein graphisches Lösungsverfahren entworfen werden.

Mit den Gln.(10) und (42) wird aus Gl. (35)

$$t = \frac{12n}{s^2 \rho g} \cdot \frac{h_{\infty}}{\sin^2 \alpha} \cdot (-c - \ln(1-c)) \quad (\text{III.1})$$

Zweckmäßig faßt man den längenabhängigen Teil zusammen

$$K = \frac{h_{\infty}}{\sin^2 \alpha} \cdot (-c - \ln(1-c)) \quad (\text{III.2})$$

Für den Rest der rechten Seite von Gl.(III.1) setzt man

$$K' = \frac{12}{g} \cdot \frac{n}{s^2 \rho} \quad (\text{III.3})$$

Mit diesen beiden Abkürzungen wird aus Gl. (III.1)

$$t = K \cdot K' \quad (\text{III.4})$$

Die Gestalt von Gl.(III.4) zeigt, daß sich t u.a. auf der mittleren Leiter einer Fluchtlinientafel vom Summentyp mit drei parallelen Trägern darstellen läßt /64/. Diese Darstellungsart ist günstig, weil der Raum außerhalb der äußeren Leitern zur graphischen Ermittlung der Größen K und K' benutzt werden kann.

Die Größe K werde der linken Leiter zugeordnet, K' der rechten.

Gl.(III.2) zeigt, daß K aus dem Produkt aus der dimensionslosen Funktion $-(c + \ln(1-c))$ und dem Ausdruck $h_{\infty} \sin^{-2} \alpha$ mit der Dimension einer Länge besteht. $h_{\infty} \sin^{-2} \alpha$ kann man als eine Art Apparatekonstante des Pumpkondensators betrachten, sie wird nicht weiter zerlegt.

Da beim Verkoppeln mehrerer Fluchtlinientafeln Übersichtlichkeit und Bequemlichkeit der Handhabung leiden können, wird K (ebenso wie später K') mittels einer Netztafel gebildet. Zweckmäßig wählt man eine Netztafel vom Subtraktionstyp, deren Abszisse die c -Achse und deren Ordinate die K -Achse ist. $h_{\infty} \sin^{-2} \alpha$ übernimmt die Rolle des Scharparameters.

Der Wertebereich von c ist durch Gl.(42) gegeben, für $h_{\infty} \sin^{-2} \alpha$ werden Werte von 0,01 m bis 1000 m in dekadischen Stufen berücksichtigt. Nun kann die Netztafel $K=K(c, h_{\infty} \sin^{-2} \alpha)$ gezeichnet werden. Die Parameterlinie $h_{\infty} \sin^{-2} \alpha = 1$ m ist gleichzeitig das Bild der Funktion $-(c + \ln(1-c))$ selbst. Wegen der großen Steigung dieser Funktion bei Annäherung an die Werte $c=0$ und $c=1$ kann nur der Bereich von etwa $0,1 < c < 0,95$ praktisch benutzt werden.

Zur Gewinnung von K' nach Gl.(III.3) verfährt man ähnlich wie bei der Darstellung von K . Wieder wird eine Netztafel von Subtraktionstyp gewählt, deren Ordinate die K' -Achse ist. Die Abszisse wird zur $\frac{\eta}{\rho}$ -Achse erwählt. Dieser Ausdruck ist als kinematische Viskosität ν bekannt und für einige Stoffe tabelliert.

Zur Gewinnung der kinematischen Zähigkeit aus den Einzelwerten für Dichte und dynamische Zähigkeit wird an die Abszisse mit den ν -Werten eine Paralleleitertafel von Additionstyp angeschlossen, denn diese erlaubt, den Quotienten aus den Werten auf den anderen beiden Leitern auf eine der äußeren Leitern zu legen.

Als Wertebereich für die Dichte wird $0,5 \text{ gcm}^{-3} < \rho < 5 \text{ gcm}^{-3}$ gewählt, für die dynamische Zähigkeit $0,3 \text{ cP} < \eta < 10 \text{ cP}$, vgl. Abschnitt 3. Von dem sich ergebenden Wertebereich für die kinematische Viskosität wird nur das Intervall $0,5 \text{ cSt} < \nu < 10 \text{ cSt}$ benutzt.

Mit dieser letzten Festlegung läßt sich die Netztafel für $K'=K'(\nu, s)$ unter Einbeziehung des Faktors $\frac{12}{g}$ nach Gl. (III.3) sofort zeichnen. Für s werden Werte zwischen 0,01 und 1 mm berücksichtigt.

Die noch freien Maßstabsfaktoren der Achsen und die Abstände der Leitern werden nach Augenmaß so gewählt, daß das Nomogramm im Format DIN A 4 untergebracht werden kann.

Anhang IV

Theoretische Überlegungen zum Kapillarelektroviskosimeter

Die Experimente mit dem in Abschnitt 4.4.4. beschriebenen und in Abb.31 dargestellten Kapillarelektroviskosimeter ergeben als typischen Wert für die Sinkgeschwindigkeit des Flüssigkeitsspiegels in dem als Reservoir dienenden Glasrohr $0,5 \text{ cms}^{-1}$. Da die Strömungsquerschnitte von Glasrohr und Ausflußspalt sich wie $3,85 : 1$ verhalten, ist die Geschwindigkeit im Spalt typisch etwa 2 cms^{-1} . Mit dieser Geschwindigkeit ergibt sich nach Gl.(41) für Nitrobenzol eine Reynoldszahl von etwa $Re=5$. Für die Untersuchung des Kapillarelektroviskosimeters werden deshalb überall laminare Strömungsgesetze verwendet.

Im Rohrteil des Viskosimeters gilt nach dem Hagen-Poiseuille'schen Gesetz /40/ für den Volumenstrom \dot{V}_R

$$\dot{V}_R = \frac{\pi r^4}{8\eta_0} \cdot \frac{\Delta p_R}{l_R} \quad (\text{IV.1})$$

Hier bedeuten r den Rohrradius, η_0 die Zähigkeit der Flüssigkeit im Rohr und Δp_R den Druckabfall an der Rohrstrecke der Länge l_R .

Für den Volumenstrom \dot{V}_{Sp} im Spalt erhält man aus Gl.(49) mit den Gln.(15') und (19)

$$\dot{V}_{Sp} = \frac{bs^3}{12\eta_E} \cdot \frac{\Delta p_{Sp}}{l_{Sp}} \quad (\text{IV.2})$$

Hier bedeuten η_E die mit der Feldstärke veränderliche Zähigkeit der Flüssigkeit im Spalt und Δp_{Sp} den am Spalt der Länge l_{Sp} abfallenden Druck. b und s bedeuten wie im Hauptteil der Arbeit Spaltbreite und Spaltweite.

Nach der Kontinuitätsbedingung müssen die Volumenströme durch Rohr und Spalt gleich sein.

$$\dot{V}_R = \dot{V}_{Sp} \quad (\text{IV.3})$$

Der gesamte zur Verfügung stehende Druck wird durch Gl.(19) angegeben. Mit den am Kapillarelektroviskosimeter eingeführten Bezeichnungen wird daraus

$$\Delta p_{Sp} + \Delta p_R = \rho g(h_o + h) + \frac{1}{2} \kappa E^2 \quad (IV.4)$$

Hier bedeuten h_o die Höhe der unteren Ablesemarke über dem Spaltende, h die Höhe des Flüssigkeitsspiegels über der unteren Ablesemarke. Der Kapillardruck ist in Gl.(IV.4) vernachlässigt, weil er nach Gl.(77) in einem Rohr von 7 mm Innendurchmesser nur einen neben den anderen Termen vernachlässigbar kleinen Beitrag liefert.

Aus den obigen Gleichungen wird zuerst die Sinkgeschwindigkeit des Flüssigkeitsspiegels im Glasrohr v_R ermittelt. Es ist

$$v_R = \frac{\dot{V}_R}{\pi r^2} \quad (IV.5)$$

Aus den Gln.(IV.1) bis (IV.5) ergibt sich

$$v_R = \frac{1}{1 + \frac{2}{3} \cdot \frac{bs^3}{r^4} \cdot \frac{\eta_o}{\eta_E} \cdot \frac{l_R}{l_{Sp}}} \cdot \frac{bs^3}{12\pi r^2 \eta_E l_{Sp}} \cdot \left[\rho g(h_o + h) + \frac{1}{2} \kappa E^2 \right] \quad (IV.6)$$

Der erste Quotient rechts des Gleichheitszeichens hat für die Daten des verwendeten Viskosimeters den Wert 0,9995, mit geringem Fehler kann man dafür den Wert 1 weiterverwenden. Man erhält dann

$$v_R = \frac{bs^3}{12\pi r^2 \eta_E l_{Sp}} \cdot \left[\rho g(h_o + h) + \frac{1}{2} \kappa E^2 \right] \quad (IV.7)$$

Da der elektrostatische Druck auch bei der höchsten angewendeten Feldstärke von 20 kVcm^{-1} nur 10% des hydrostatischen Drucks erreicht, wird Gl.(IV.7) in der Form

$$v_R = \frac{bs^3 \rho g}{12\pi r^2 \eta_E l_{Sp}} \cdot (h_o + h) \quad (IV.8)$$

geschrieben. Da die Auslaufzeit $t \sim \frac{1}{v_R}$, gilt auch $t \sim \eta_E$. Dieser Zusammenhang wurde bereits in Abschnitt 4.4.4. benutzt. Er erleichtert die Auswertung der Messungen indem den gemessenen Ausflußzeiten nach einer linearen Abhängigkeit Zählkeitswerte zugeordnet werden können.

Als Bezugspunkt dient die Auslaufzeit bei der Feldstärke $E=0$, ihr entspricht der tabellierte Zähigkeitswert von 2,2 cP bei 14°C .

Die Ausflußzeit berechnet sich nach der Gleichung

$$t = \frac{\Delta h}{\frac{1}{\Delta h} \int_{h_0}^{h_0 + \Delta h} v_R dh} \quad (\text{IV.9})$$

Δh bedeutet die Ausgangshöhe des Flüssigkeitsspiegels über der unteren Ablesemarke, d.h. die eigentliche Meßstrecke.

Für den feldfreien Fall bei 14°C berechnet sich nach Gl.(IV.9) eine Ausflußzeit von 31,4 s, der aus 9 Läufen gebildete mittlere Meßwert beträgt 31,2 s. Der entwickelte Formalismus beschreibt das experimentelle Verhalten gut.

Literaturverzeichnis

- /1/ R.S.Gaugler: Heat Transfer Device, U.S.-Patent 2, 350,348(1944)
- /2/ G.M.Grover, T.P.Cotter and G.F.Erickson: Structures of Very High Thermal Conductance, J.Appl.Phys. 35, 1990-91(1964)
- /3/ G.M.Grover: Evaporation-Condensation Heat Transfer Device, U.S.-Patent 3, 229, 759 (1966)
- /4/ H.Neu: Das Wärmerohr -ein neues Wärmeübertragungssystem, EUROSPECTRA 2, 2, 51-60 (1970)
- /5/ F.E.Reiß und K.Schretzmann: Siedeversuche an offenen Rillenkapillarverdampfern, Forschung im Ingenieurwesen 37, 2, 55-58 (1971), dto., Ges.f.Kernforschung, Karlsruhe, KFK 1414 (April 1971)
- /6/ Quarterly Status Report on the Space Electric Power R and D Program for the Period Ending January 31, 1969, Los Alamos Scientific Laboratory, Los Alamos, LA-4109-MS (1969)
- /7/ F.Reiß und K.Schretzmann: Pressure Balance and Maximum Power Density at the Evaporation Gained from Heat Pipe Experiments, Second Intern. Conference on Thermionic Electrical Power Generation, Stresa, Italy, May 27-31, 1968, EUR 4210 f,e, 507-513
- /8/ W.Hufschmidt, E.Burck, G.DiCola und H.Hoffmann: Der Einfluß der Schwerwirkung des Dampfstromes auf den laminaren Flüssigkeitsstrom in Kapillaren von Wärmerohren, Wärme- und Stoffübertragung 2, 222-239 (1969)
- /9/ Quarterly Status Report on the Space Electric Power R and D Program for the Period Ending October 31, 1968, Part I, Los Alamos Scientific Laboratory, Los Alamos, LA-4039-MS (1968)
- /10/ J.E.Deverall, J.E.Kemme and L.W.Florschuetz: Sonic Limitations and Startup Problems of Heat Pipes, Los Alamos Scientific Laboratory, Los Alamos, LA-4518 (1970)
- /11/ P.Zimmermann: Dynamisches Verhalten von Wärmerohren, Forschung im Ingenieurwesen 37, 2, 43-47 (1971)
- /12/ S.Dorner, F.Reiß und K.Schretzmann: Untersuchungen an Natriumgefüllten Heat-Pipes, Ges.f.Kernforschung, Karlsruhe, KFK 512 (Jan. 1967)

- /13/ C.A.Busse: Heat Pipe Thermionic Converter Research in Europe, 4.th. Intersociety Energy Conversion Engineering Conference, Washington, D.C., September 22-26, 1969
- /14/ Quarterly Status Report on the Space Electric Power R and D Program for the Period Ending April 30, 1968, Part I, Los Alamos Scientific Laboratory, Los Alamos, New Mexico, LA-3941 (May 1968)
- /15/ Quarterly Status Report on the Space Electric Power R and D Program for the Period Ending January 31, 1968, Part I, Los Alamos Scientific Laboratory, Los Alamos, New Mexico, LA-3881-MS (Feb. 1968)
- /16/ R.Ewald, A.Lacaze and P.Perroud: The Flooding Phenomenon in a Cryogenic Heat Pipe with Vertical Countercurrent Two Phase Flow. Third Intern.Cryogenic Engineering Conf., West Berlin, May 25-27, 1970
- /17/ Quarterly Status Report on the Space Electric Power R and D Program for the Period Ending July 31, 1968, Part I, Los Alamos Scientific Laboratory, Los Alamos, New Mexico, LA-3986-MS (August 1968)
- /18/ S.H.Chan, Z.Kanai and W.T.Yang: Theory of a Rotating Heat Pipe, J.Nucl.Energy 25, 479-87 (1971)
- /19/ A.Quast: Experimentelle Untersuchungen an einer Kapillarverdampfungskühlung mit Wasser als Betriebsmittel, Forschung im Ingenieurwesen 37, 2, 52-55 (1971)
- /20/ G.A.Carlson and M.A.Hoffmann: Effect of Magnetic Fields on Heat Pipes, Lawrence Radiation Laboratory, Univ.of.Calif., Livermore, UCRL-72060 (1969)
- /21/ Ch.Gerthsen: Physik, ein Lehrbuch zum Gebrauch neben Vorlesungen, Springer-Verlag, 9.Aufl., 1966
- /22/ G.Joos: Lehrbuch der theoretischen Physik, Akadem.Verlags-gesellschaft mbH., Frankfurt/Main, 10.Aufl., 1959
- /23/ G.Falk: Theoretische Physik, Band IIa, Aufgaben und Ergänzungen zur Allgemeinen Dynamik und Thermodynamik, Heidelberger Taschenbücher, Band 28, Springer-Verlag, 1968
- /24/ L.D.Landau und E.M.Lifschitz: Lehrbuch der theoretischen Physik, Band VIII, Elektrodynamik der Kontinua, Akademie-Verlag, Berlin, 1967

- /25/ L.D.Landau und E.M.Lifschitz: Lehrbuch der theoretischen Physik, Band V, Statistische Physik, Akademie-Verlag, Berlin, 1966
- /26/ W.Weizel: Lehrbuch der theoretischen Physik, Band I, Physik der Vorgänge, Springer-Verlag, 3.Auflage, 1963
- /27/ L.D.Landau and E.M.Lifschitz: Course of Theoretical Physics, Vol.VI, Fluid Mechanics, Pergamon Press, Oxford, 2nd Ed., 1963
- /28/ G.Kortüm: Treatise on Electrochemistry, Elsevier Publishing Comp., Amsterdam. 2nd english Ed., 1965
- /29/ J.J.Bikerman: Surface Chemistry, Academic Press Inc., New York, 2nd Ed., 1958
- /30/ Handbook of Physics and Chemistry, The Chemical Rubber Co., Cleveland, Ohio, 52nd Ed., 1971
- /31/ H.E.J.Schins: Liquid Metals for Heat Pipes, Properties, Plots and Data Sheets, Euratom-CCR, Ispra, EUR-3653e (1967)
- /32/ J.A.Riddick and W.B.Bunger: Organic Solvents, Physical Properties and Methods of Purification, Wiley Interscience, New York, 3rd Ed., 1970
- /33/ W.E.Brittin: Liquid Rise in a Capillary Tube, J.Appl.Phys. 17, 37-44 (1946)
- /34/ J.R.Ligenza and R.B.Bernstein: The Rate of Rise of Liquids in Fine Vertical Capillaries, J.Am.Chem.Soc. 73, 4636-4638 (1951)
- /35/ H.Mostetzky: Flüssigkeitsbewegung in polykapillaren Gütern bei behinderter Flüssigkeitszufuhr, I, Theorie der Flüssigkeitsbewegung in der Einzelkapillaren und experimentelle Bestätigung. Ber.Dt.Keram.Ges. 48, 9, 401-407 (1971)
- /36/ W.Rose, N.Chaudhari and H.Fara: Another Analysis of Capillary Rise, Z.phys.Chem.(Frankfurt) 34, 182-197 (1962)
- /37/ V.Ludviksson and E.N.Lightfoot: Deformation of Advancing Menisci, AIChE J. 14, 674-677 (1968)
- /38/ H.Hartmann und R.Jaenicke: Über das elektrische Analogon der Strömungsdoppelbrechung III. Das dielektrische Verhalten unpolarer Flüssigkeiten im Strömungsfeld, Z.phys.Chem. (Frankfurt), 19, 327-347 (1959)

- /39/ H.Hartmann und R.Jaenicke: Über das elektrische Analogon der Strömungsdoppelbrechung IV. Das dielektrische Verhalten polar-unpolarer Systeme im Strömungsfeld, Z.phys.Chem. (Frankfurt) 19, 328-366 (1959)
- /40/ H.Brauer: Grundlagen der Einphasen- und Mehrphasenströmungen, Verlag Sauerländer, Aarau, 1971
- /41/ E.W.J.Mardles: Flow Resistance of Liquids Through Fine Capillaries and Narrow Channels: the Meniscus Resistance (Jamin Effect). Biorheology 6, 1, 1-10 (1969)
- /42/ H.Greinacher: Über das Fließen in kapillaren Räumen. Z.phys.Chem.(Frankfurt) 19, 101-117 (1959)
- /43/ W.Gröbner und N.Hofreiter: Integraltafel, 1.Teil, Unbestimmte Integrale, Springer-Verlag, Wien, 3.Auflage, 1961
- /44/ F.E.Reiß und S.Dorner: Ein Druckausgleichsverschluß für Reaktorbrennelemente mit Sperrflüssigkeit und porösem Körper, Gesellschaft für Kernforschung, Karlsruhe, KFK 1163, März 1970
- /45/ A.Eucken und E.Wicke: Grundriß der physikalischen Chemie, Akademische Verlagsgesellschaft Geest und Portig KG., Leipzig, 10.Aufl., 1959
- /46/ A.von Hippel (Ed.): Dielectric Materials and Applications, The M.I.T. Press, Cambridge, Massachusetts, 4.print., 1966
- /47/ I.Adamczewski: Ionization, Conductivity and Breakdown in Dielectric Liquids, Taylor and Francis LTD., London, 1969
- /48/ Landolt-Börnstein: Zahlenwerte und Funktionen aus Physik, ..., 4, 3, Elektrotechnik, Springer-Verlag, 6.Aufl., 1957
- /49/ Gmelins Handbuch der Anorganischen Chemie, Band 1-70 mit zahlreichen Ergänzungsbänden, Verlag Chemie GmbH, Weinheim, Bergstr., 8.Aufl.
- /50/ Landolt-Börnstein: Zahlenwerte und Funktionen aus Physik, ..., 2, 6, Elektrische Eigenschaften I, Springer Verlag, 6.Aufl., 1959
- /51/ Landolt-Börnstein: Zahlenwerte und Funktionen aus Physik, ..., 2, 7, Elektrische Eigenschaften II, Springer-Verlag, 6.Aufl., 1960
- /52/ Hauptverband der gewerblichen Berufsgenossenschaften: Richtlinien für chemische Laboratorien, Ausgabe Januar 1972

- /53/ W.Espe: Werkstoffe der Hochvakuumtechnik, Bd.I. VEB Deutscher Verlag der Wissenschaften, Berlin 1960
- /54/ V.P.Barabanov: The Electrolytic Purification of Organic Solvents from Ionic Impurities and Water, Russian Journal of Physical Chemistry 37, 3, 373-374 (1963)
- /55/ F.Kohlrausch: Praktische Physik, 2 Bde., B.G.Teubner Verlagsgesellschaft Stuttgart, 21.Aufl., 1962
- /56/ J.Blachford, F.S.Chan and D.A.J.Goring: The Secondary Electroviscous Effect, J.Phys.Chem. 73, 1062-1065 (1969)
- /57/ Gröber, Erk, Grigull: Die Grundgesetze der Wärmeübertragung, Springer-Verlag, Berlin, 3.Aufl., 1961
- /58/ W.H.McAdams: Heat Transmission, McGraw-Hill Book Company, Inc., New York, 3rd Ed., 1954
- /59/ T.P.Cotter: Theory of Heat Pipes, Los Alamos Scientific Laboratory, Los Alamos, New Mexico, LA-3246-MS (1965)
- /60/ S.Katzoff: Notes on Heat Pipes and Vapor Chambers and Their Application to Thermal Control of Spacecraft, Proc.Heat Pipe Conference, Albuquerque, June 1, 1966
- /61/ R.A.Freggens: Experimental Determination of Wick Properties for Heat Pipe Applications, 4 th.Intersoc. Energy Conversion Engineering Conference, Wash., D.C., Sept. 22-26, 1969
- /62/ Ullmanns Encyclopädie der technischen Chemie, 1.Band, Chemischer Apparatebau und Verfahrenstechnik, Urban und Schwarzenberg, München-Berlin, 3. Aufl., 1951
- /63/ I.Hengstenberg, B.Sturm und O.Winkler: Messen und Regeln in der Chemischen Technik, Springer-Verlag, Berlin, Göttingen, Heidelberg, 2.Aufl., 1964
- /64/ K.Schröder (Hrsg.): Mathematik für die Praxis, ein Handbuch, Band I, Verlag Harri Deutsch, Frankfurt/Main, Zürich, 1964

Verzeichnis der Tabellen

- Tab. 1 Stoffeigenschaften möglicher Arbeitsflüssigkeiten für elektrostatiscly gepumpte Wärmerohre
- Tab. 2 Wärmeverluste eines Rohres von 20 mm Außendurchmesser
- Tab. 3 Numerische Auswertung von Abb. 16
- Tab. 4 Berechnung der Wärmeleistungen für die Zahlen nach Tab. 3
- Tab. 5 Versuchsparameter und Ergebnisse aus allen Temperaturverteilungen

Tabelle 1: Stoffwerte möglicher Arbeitsflüssigkeiten für elektrostatisch gepumpte Wärmeröhre

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
Ldf. Nr.	Substanz Name, Formel	rel.DK ϵ bei $^{\circ}\text{C}$	Dichte $\rho \frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$ bei $^{\circ}\text{C}$	$\frac{\epsilon-1}{\rho} \frac{\text{cm}^3}{\text{g}}$	el.Leitf. $\lambda \Omega^{-1} \text{cm}^{-1}$ bei $^{\circ}\text{C}$	M.P. $^{\circ}\text{C}$	B.P. $^{\circ}\text{C}$	Zähigk. $\eta \text{ cP } ^{\circ}\text{C}$	Oberfl.sp. $\sigma \frac{\text{dyn}}{\text{cm}}$ $^{\circ}\text{C}$	Verd.Enth $L_p \frac{\text{J}}{\text{cm}^3}$	$L_p(\epsilon-1)$ η $\text{Jcm}^{-3}\text{cP}^{-1}$	MAK cm^3/m^3
1	Wasser, H_2O	80 25 55 100	1,0 4	79	$4,4 \cdot 10^{-8}$ 18	0	100	1,0 20 0,28 100	72,5 20 58 100	2250	180 000 442 000	
2	Blausäure, HCN	116 20	0,70	165	$2 \cdot 10^{-7}$	-13,4	25,7					10ppm
3	Methanol, CH_3OH	32,7 25	0,787 25	40,3	$1,5 \cdot 10^{-9}$ 25	-97,7	64,7	0,54 25	21,7 30	865	50 800	200ppm
4	Äthanol, $\text{C}_2\text{H}_5\text{OH}$	25 25	0,78	31	$1,3 \cdot 10^{-9}$ 25	-114,1	78,3	1,0 25	22,3 20	655	15 700	1000ppm
5	Aceton, $(\text{CH}_3)_2\text{CO}$	20 25	0,79	24	$4,9 \cdot 10^{-9}$ 25	-94,7	56,3	0,30 25	23,3 20	403	25 500	1000ppm
6	Nitrobenzol $\text{C}_6\text{H}_5\text{NO}_2$	34,8 25	1,198 25	28,2	$2 \cdot 10^{-10}$ 25	5,7	210,8	2,16 15 1,63 30	43,3 20	390	6 100 8 060	1 ppm
7	Nitromethan CH_3NO_2	35,9 30	1,124 30	31,0	$5 \cdot 10^{-9}$ 25	-28,5	101,2	0,61 25	37,5 20	635	36 300	100ppm
8	Acetonitril, CH_3CN	37,5 20	0,782 20	47,9	$6 \cdot 10^{-10}$ 25	-43,8	81,6	0,32 30	19,1 20	567	63 600	40 ppm
9	Sulfolan, $\text{C}_4\text{H}_8\text{O}_2\text{S}$	43,3 30	1,261 30	33,5	$< 2 \cdot 10^{-8}$ 30	28,4	287,3	10,3 30 1,46 150	35,5 30	616	2 520 17 800	
10	Dimethylsulfoxid $(\text{CH}_3)_2\text{SO}$	46,7 25	1,096 25	41,7	$2 \cdot 10^{-9}$ 25	18,5	189	2,0 25	42,8 25	604	13 800	
11	Cyclohexanon $\text{C}_6\text{H}_{10}\text{O}$	18,3 20	0,951 15	18,2	$5 \cdot 10^{-18}$ 25	-32,1	155,6	1,8 30	34,5 20	389	3 740	5 ppm
12	N-Methylpropion- amid, $\text{C}_4\text{H}_9\text{ON}$	172,2 25 384 -40	0,930 25	184 412	$8 \cdot 10^{-8}$ 25	-30,9	148	6,0 20	30 40	582	16 600	

Tabelle 2: Wärmeverluste eines Rohres von 20 mm Außendurchmesser

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
T_W [°C]	T_M [°C]	$Gr_D \cdot Pr \cdot 10^{-4}$	Nu_D	α $\left[\frac{W}{m^2 \cdot K} \right]$	\dot{q}_K $\left[\frac{W}{m^2} \right]$	\dot{q}_K^* $\left[\frac{W}{cm} \right]$	\dot{q}_S $\left[\frac{W}{m^2} \right]$	\dot{q}_S^* $\left[\frac{W}{cm} \right]$	\dot{q}^* $\left[\frac{W}{cm} \right]$
40	33	0,6	4,4	5,83	81,6	0,051	82	0,052	0,103
60	43	1,5	5,4	7,37	251	0,157	215	0,135	0,292
80	53	2,4	6,0	8,40	454	0,285	384	0,241	0,526
100	63	3,3	6,4	9,18	679	0,427	579	0,364	0,791
120	73	3,65	6,5	9,55	898	0,564	809	0,507	1,071
140	83	3,85	6,6	9,93	1132	0,711	1075	0,675	1,386
160	93	3,95	6,6	10,16	1361	0,855	1393	0,875	1,730
180	103	4,00	6,7	10,58	1629	1,023	1741	1,093	2,016
200	113	3,95	6,7	10,85	1888	1,186	2150	1,350	2,536
250	138	3,86	6,6	11,25	2520	1,583	3431	2,153	3,736
300	168	3,80	6,6	11,85	3247	2,039	5120	3,218	5,257

Tabelle 3: Numerische Auswertung von Abb.16

Abszisse	ohne Pumpfeld		mit Pumpfeld			
	$\bar{T}_W (^{\circ}\text{C})$	$\dot{q}^* (\frac{\text{W}}{\text{cm}})$	$\bar{T}_W (^{\circ}\text{C})$	$\dot{q}^* (\frac{\text{W}}{\text{cm}})$		
1	2	3	4	5		
Verdampferzone	1	152	1,592	152	1,592	
	2	175	2,019	172	1,961	
	3	206	2,680	195	2,431	
	4	222	3,064	200	2,536	
	5	226	3,160	197	2,473	
	6	219	2,992	184	2,200	
	7	201	2,560	161	1,749	
	8	161	1,749	122	1,101	
	9	126	1,162	88	0,632	
	10	103	0,833	71	0,421	
	11	78	0,503	70	0,409	17,505
Kondensationszone	12	60	0,292	70	0,409	
	13	48	0,179	70	0,409	
	14	40	0,103	70	0,409	0,574
	15			70	0,409	
	16			70	0,409	
	17			70	0,409	
	18			70	0,409	
	19			70	0,409	
	20			70	0,409	
	21			70	0,409	
	22			70	0,409	
	23			70	0,409	
	24			70	0,409	
	25			70	0,409	
	26			70	0,409	
	27			60	0,292	
	28			43	0,131	6,558
	29					
	30					22,888

Tabelle 4: Berechnung der Wärmeleistungen für die Zahlen nach Tab.3

	1	2	3	4
	ohne Pumpfeld	mit Pumpfeld		Δ
		unkorr.	korr.	
Verdampferverluste	22,31 W	17,50 W	17,44 W	4,87 W
Kondensatorverluste	0,57 W	6,56 W	6,20 W	5,63 W
Gesamtverluste	22,88 W		23,64 W	

Tabelle 5: Versuchsparameter und Ergebnisse aus allen Temperaturverteilungen

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
Wärme- rohr	Neigungs- winkel	Höhen- diff. mm	Abb.	Heizleistung (W)	Pumpver- lust- leistung (W)	\dot{Q}_O (Gl.(83)) (W)	\dot{Q}_E (Gl.(82)) (W)	$(8)-(7)$ $\Delta\dot{Q}_{Kond.}$ (W)	$\Delta\dot{Q}_{Verd}$ (W)	$\Delta\dot{Q}$ (W)
WR KK 1	2,8°	20	14	24,4	0,64	0,59	6,22	5,63	4,87	5,2
			15	31,8	1,34	1,92	11,20	9,28	6,65	8,0
WR KK 2	2,4°	17	19	33,1	1,38	1,70	5,58	3,88	1,85	2,9
			20	42,8	1,38	2,78	5,80	3,02	3,93	3,5
	4,8°	34	21	33,1	1,42	0,70	3,34	2,64	1,79	2,2
			22	41,8	1,42	0,47	4,49	4,02	4,51	4,3
	7,15°	51	23	33,1	1,18	0	1,91	1,91	2,67	2,3
			24	41,8	0,87	0	3,30	3,30	5,40	4,3
	9,45°	68	25	33,1	0,95	0	3,25	3,25	1,44	2,3
			26	41,8	1,26	0	1,67	1,67	1,81	1,7
	11,3°	82	27	33,1	1,49	0	1,96	1,96	0,60	1,3
			28	41,8	0,99	0	1,44	1,44	1,64	1,5
	14,4°	105	29	33,1	1,18	0	0,21	0,21	0,47	0,3
			30	42,0	1,18	0	0,40	0,40	0,72	0,6

Verzeichnis der Abbildungen

- Abb. 1 Schematische Darstellung zum elektrostatischen Pumpeffekt
- Abb. 2 Elektrostatische Gleichgewichtssteighöhe nach Gl.(16) in Abhängigkeit von der Feldstärke
- Abb. 3 Kapillare Gleichgewichtssteighöhe zwischen ausgedehnten ebenen Platten nach Gl.(17) in Abhängigkeit vom Plattenabstand
- Abb. 4 Schematischer Druckverlauf im Kondensatorspalt nach Gl.(19)
- Abb. 5 Zeitabhängigkeit des Anstiegs von Nitrobenzol in einem senkrecht stehenden Kondensatorspalt von 0,2 mm Weite; die Gleichgewichtssteighöhe ist auf 1 m eingestellt
- Abb. 6 Nomogramm zur Ermittlung der Anstiegszeit nach Gl.(35)
- Abb. 7 Abhängigkeit der Spaltweite s_{Mk} für maximale Wärmeleistung im rein kapillaren Fall von der Förderhöhe nach Gl.(58)
- Abb. 8 Abhängigkeit der Spaltweite s_{Mel} für maximale Wärmeleistung im rein elektrostatischen Fall von der Förderhöhe nach Gl.(59)
- Abb. 9 An Nitrobenzol gemessene Abhängigkeit der elektrostatischen Gleichgewichtssteighöhe von der Feldstärke
- Abb. 10 Halbschematische Darstellung der Elektrophoreseapparatur
- Abb. 11 Wärmerohr mit ebenem Innenpumpkondensator
- Abb. 12 Temperaturverlauf am Verdampfer des Wärmerohres mit ebenem Pumpkondensator in Abhängigkeit von der Zeit
- Abb. 13 Wärmerohr mit koaxialem Zylinderpumpkondensator der Bauart 1, WR KK 1
- Abb. 14 Temperaturverlauf am Wärmerohr WR KK 1 mit und ohne Pumpfeld bei 24,4 W Heizleistung und $2,8^\circ$ Neigungswinkel
- Abb. 15 Temperaturverlauf am Wärmerohr WR KK 1 mit und ohne Pumpfeld bei 31,8 W Heizleistung und $2,8^\circ$ Neigungswinkel
- Abb. 16 Wärmerohr mit koaxialem Zylinderpumpkondensator der Bauart 2, WR KK 2

- Abb. 17 Gesamtansicht des Versuchsaufbaus
- Abb. 18 Betriebsfertig aufgebautes Wärmerohr WR KK 2
- Abb. 19 Temperaturverteilungen am Wärmrohr WR KK 2 bei $2,4^\circ$ Neigung nach unten, Heizleistung 33,1 W
- Abb. 20 Temperaturverteilungen am Wärmerohr WR KK 2 bei $2,4^\circ$ Neigung nach unten, Heizleistung 42,8 W
- Abb. 21 Temperaturverteilungen am Wärmerohr WR KK 2 bei $4,8^\circ$ Neigung nach unten, Heizleistung 33,1 W
- Abb. 22 Temperaturverteilungen am Wärmerohr WR KK 2 bei $4,8^\circ$ Neigung nach unten, Heizleistung 41,8 W
- Abb. 23 Temperaturverteilungen am Wärmerohr WR KK 2 bei $7,15^\circ$ Neigung nach unten, Heizleistung 33,1 W
- Abb. 24 Temperaturverteilungen am Wärmerohr WR KK 2 bei $7,15^\circ$ Neigung nach unten, Heizleistung 41,8 W
- Abb. 25 Temperaturverteilungen am Wärmerohr WR KK 2 bei $9,45^\circ$ Neigung nach unten, Heizleistung 33,1 W
- Abb. 26 Temperaturverteilungen am Wärmerohr WR KK 2 bei $9,45^\circ$ Neigung nach unten, Heizleistung 41,8 W
- Abb. 27 Temperaturverteilungen am Wärmerohr WR KK 2 bei $11,3^\circ$ Neigung nach unten, Heizleistung 33,1 W
- Abb. 28 Temperaturverteilungen am Wärmerohr WR KK 2 bei $11,3^\circ$ Neigung nach unten, Heizleistung 41,8 W
- Abb. 29 Temperaturverteilungen am Wärmerohr WR KK 2 bei $14,4^\circ$ Neigung nach unten, Heizleistung 33,1 W
- Abb. 30 Temperaturverteilungen am Wärmerohr WR KK 2 bei $14,4^\circ$ Neigung nach unten, Heizleistung 42,0 W
- Abb. 31 Kapillarelektroviskosimeter
- Abb. 32 Abhängigkeit der Zähigkeit von Nitrobenzol von der elektrischen Feldstärke bei 14°C
- Abb. 33 Abhängigkeit von Gr_D nach Gl.(68) und von $\text{Gr}_D \cdot \text{Pr}$ von der Rohrwandtemperatur für ein 20 mm dickes waagrechtes Rohr in Luft
- Abb. 34 Abhängigkeit der Nusselt-Zahl Nu_D von $\text{Gr}_D \cdot \text{Pr}$ für waagrechte Zylinder nach /57/

- Abb. 35 Wärmeverluste eines waagrechten Rohres von 20 mm Außendurchmesser in Abhängigkeit von der Rohrwandtemperatur
- Abb. 36 Schematische Darstellung der Abhängigkeit der elektrostatisch gepumpten Wärmeleistung von der Förderhöhe nach den Gln.(84), (86) und (87)
- Abb. 37 Abhängigkeit der Wärmetransportleistung mit und ohne elektrisches Feld von der Förderhöhe am Wärmerohr WR KK 2, berechnete und gemessene Werte
- Abb. 38 Abhängigkeit der durch das elektrostatische Pumpen zusätzlich geförderten Wärmemenge von der Förderhöhe am Wärmerohr WR KK 2, berechnete und gemessene Werte

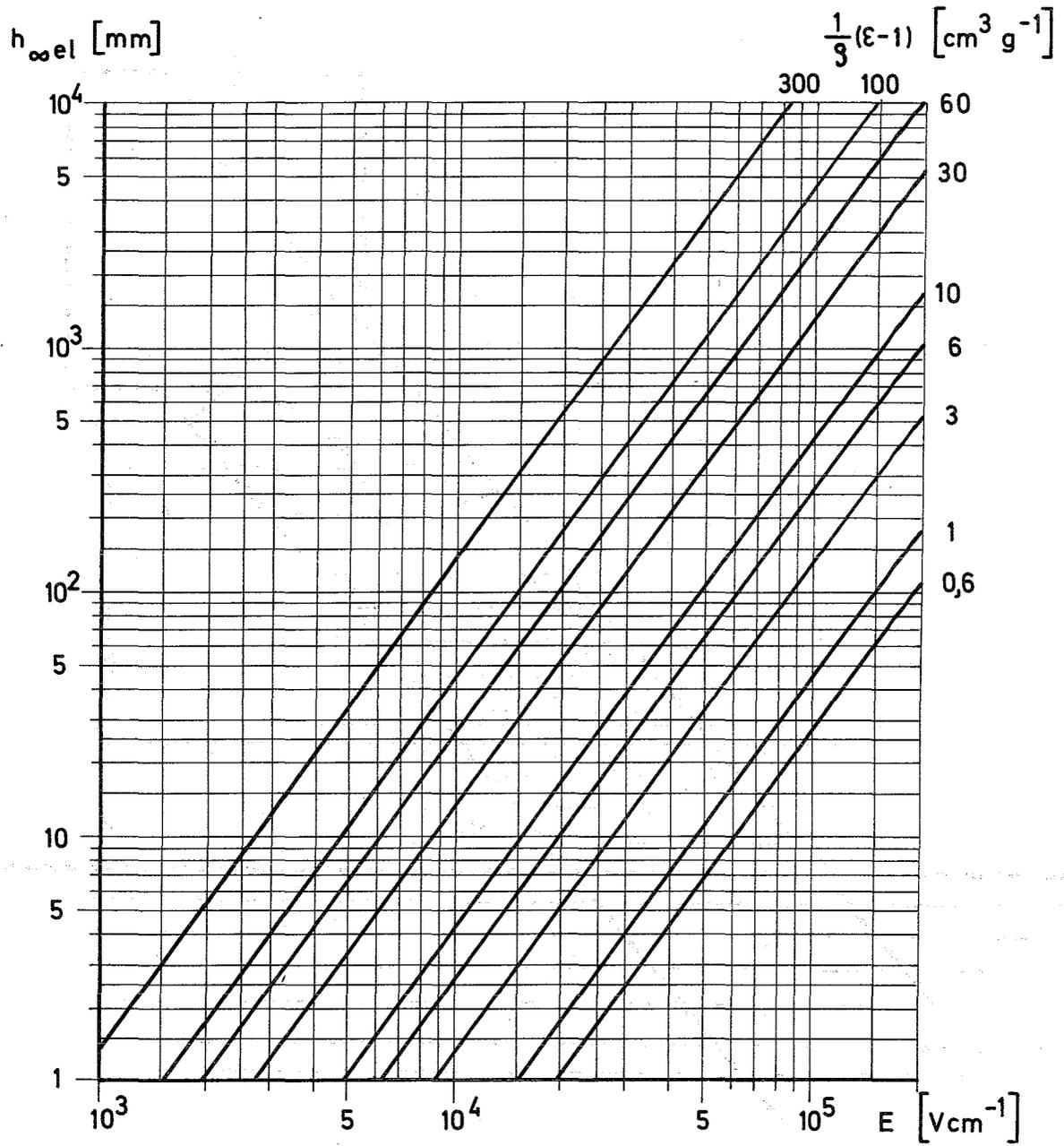


Abb.2 Elektrostatistische Gleichgewichtssteighöhe nach Gl.(16) in Abhängigkeit von der Feldstärke

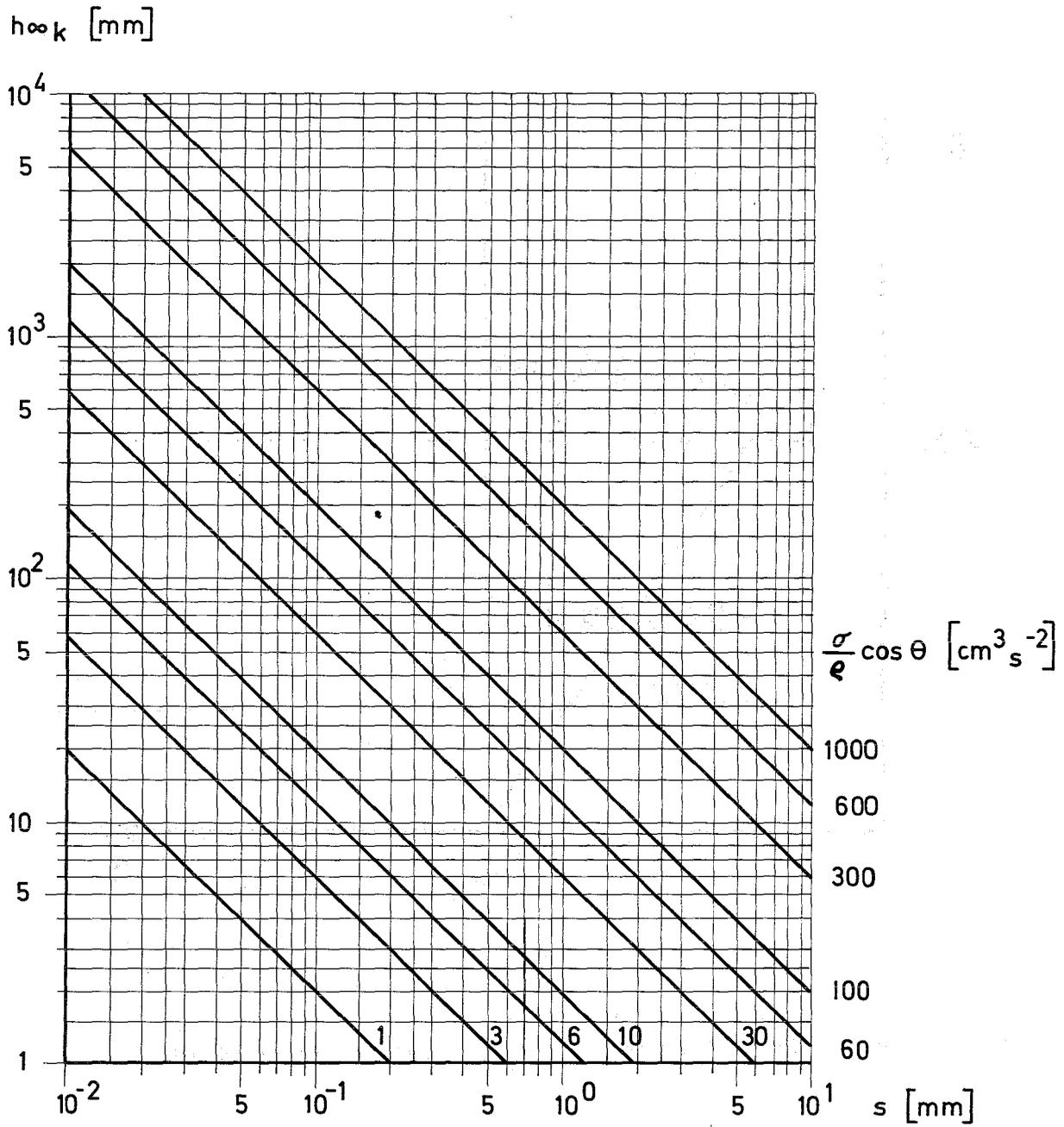


Abb.3 Kapillare Gleichgewichtssteighöhe zwischen ausgedehnten ebenen Platten nach Gl.(17) in Abhängigkeit vom Plattenabstand

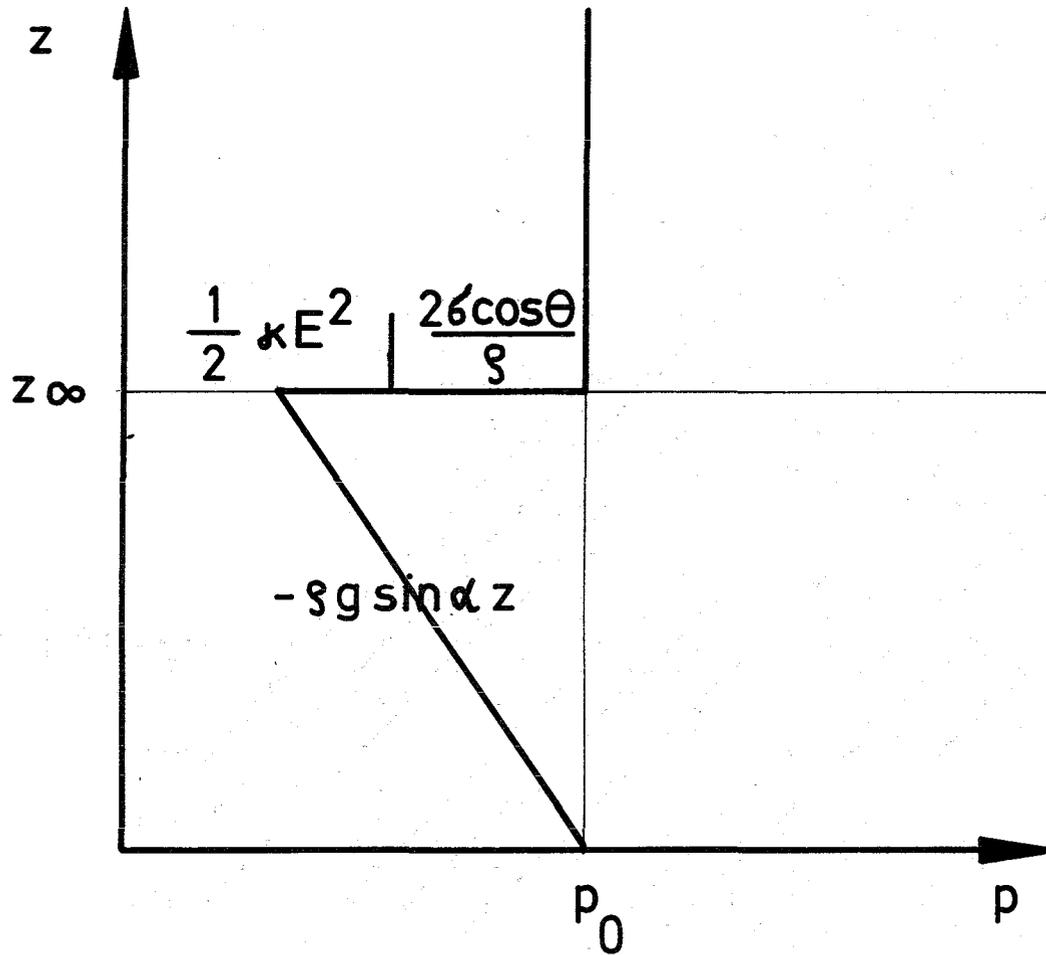


Abb. 4 Schematischer Druckverlauf im Kondensatorspalt nach Gl.(19).

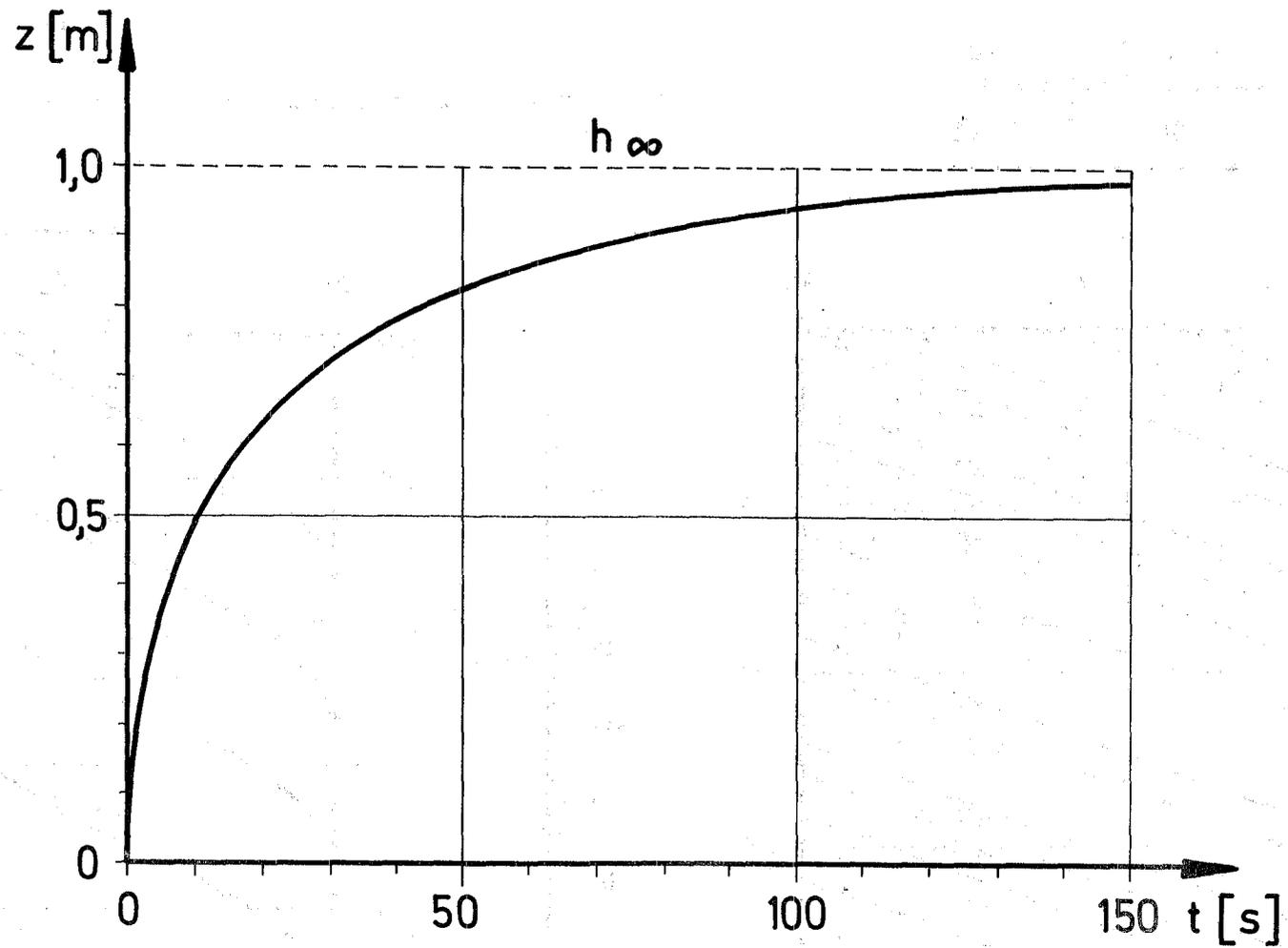


Abb.5 Zeitabhängigkeit des Anstiegs von Nitrobenzol in einem senkrecht stehenden Kondensatorspalt von 0,2 mm Weite; die Gleichgewichtssteighöhe ist auf 1 m eingestellt

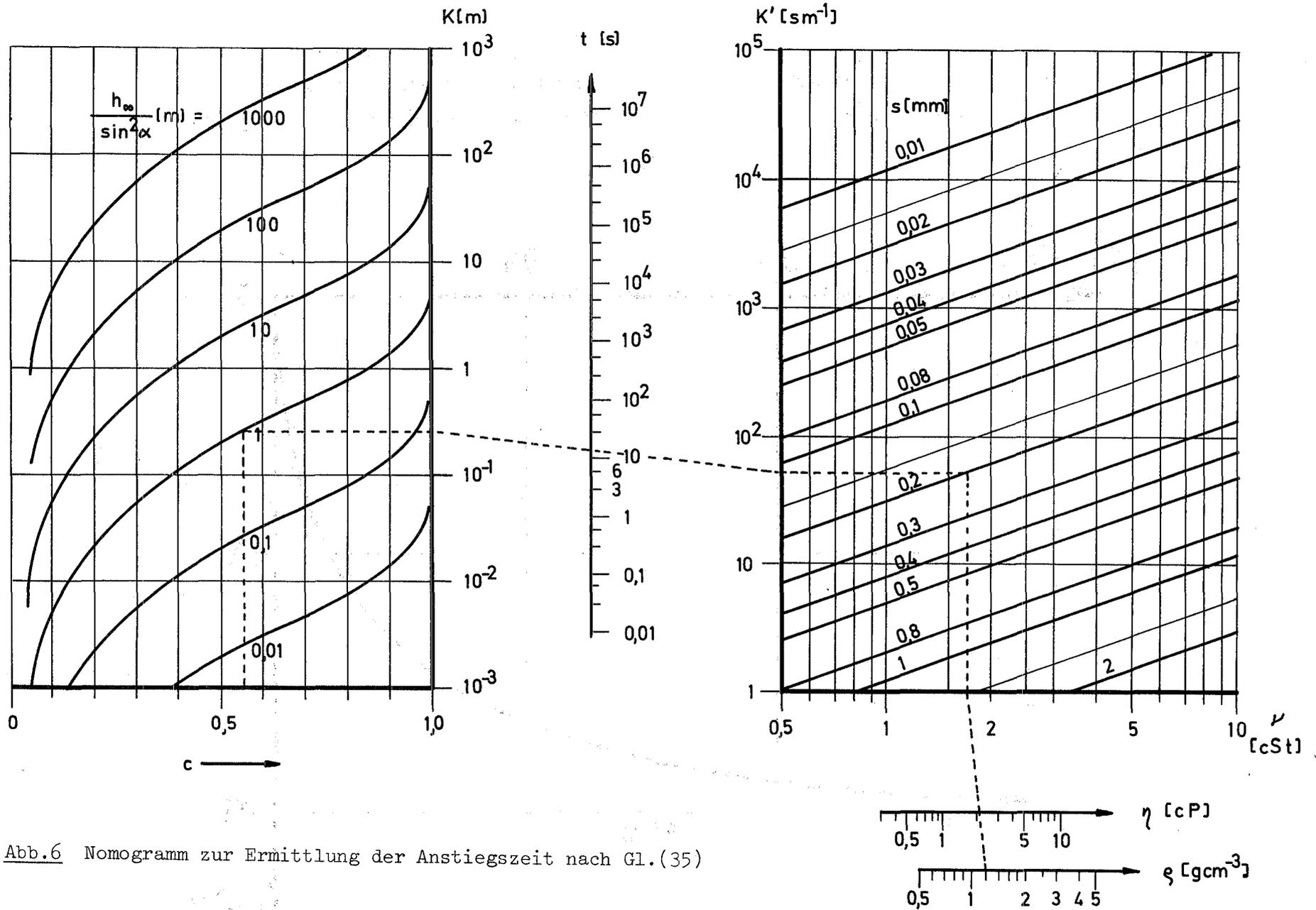


Abb.6 Nomogramm zur Ermittlung der Anstiegszeit nach Gl.(35)

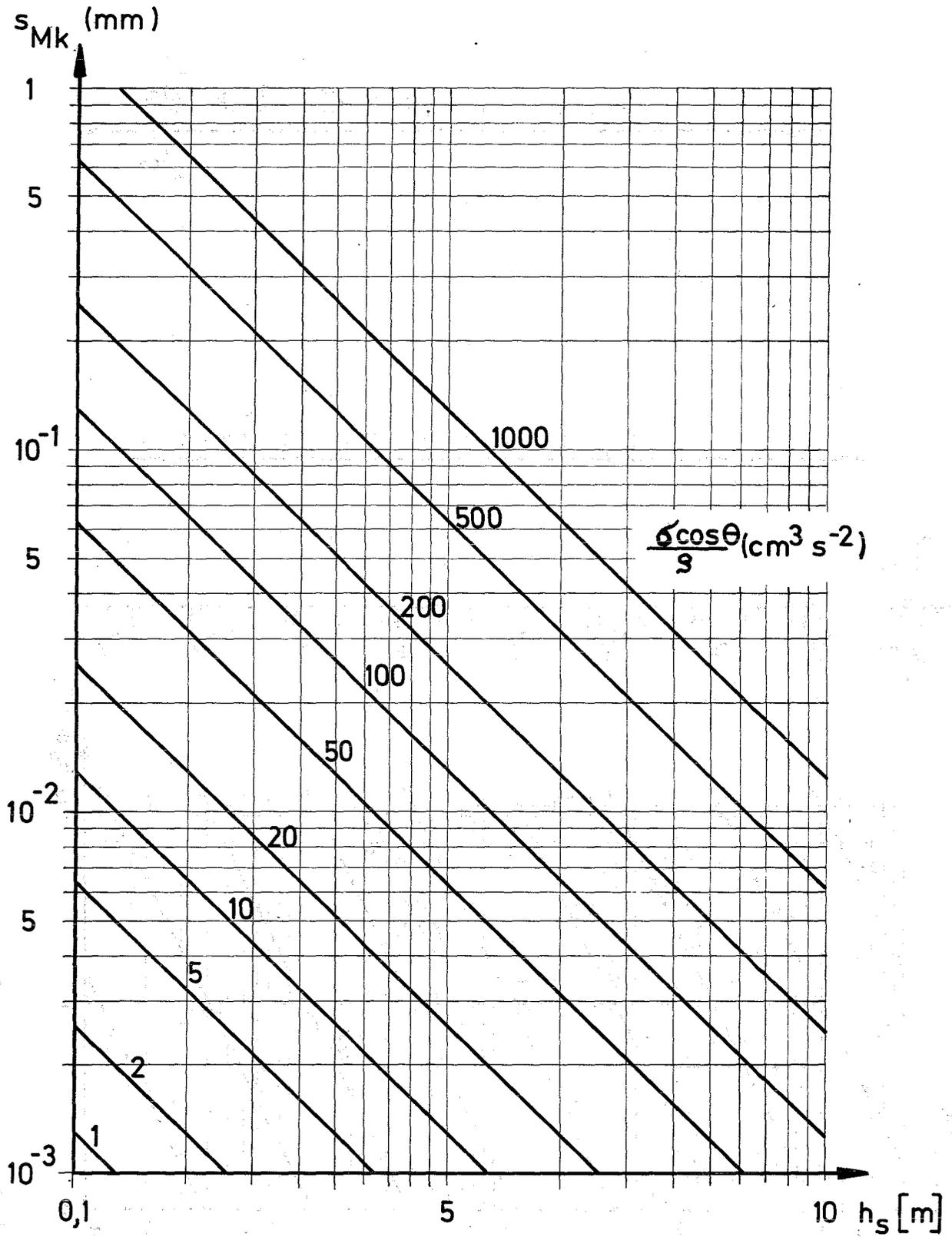


Abb.7 Abhängigkeit der Spaltweite s_{Mk} für maximale Wärmeleistung im rein kapillaren Fall von der Förderhöhe nach Gl.(58)

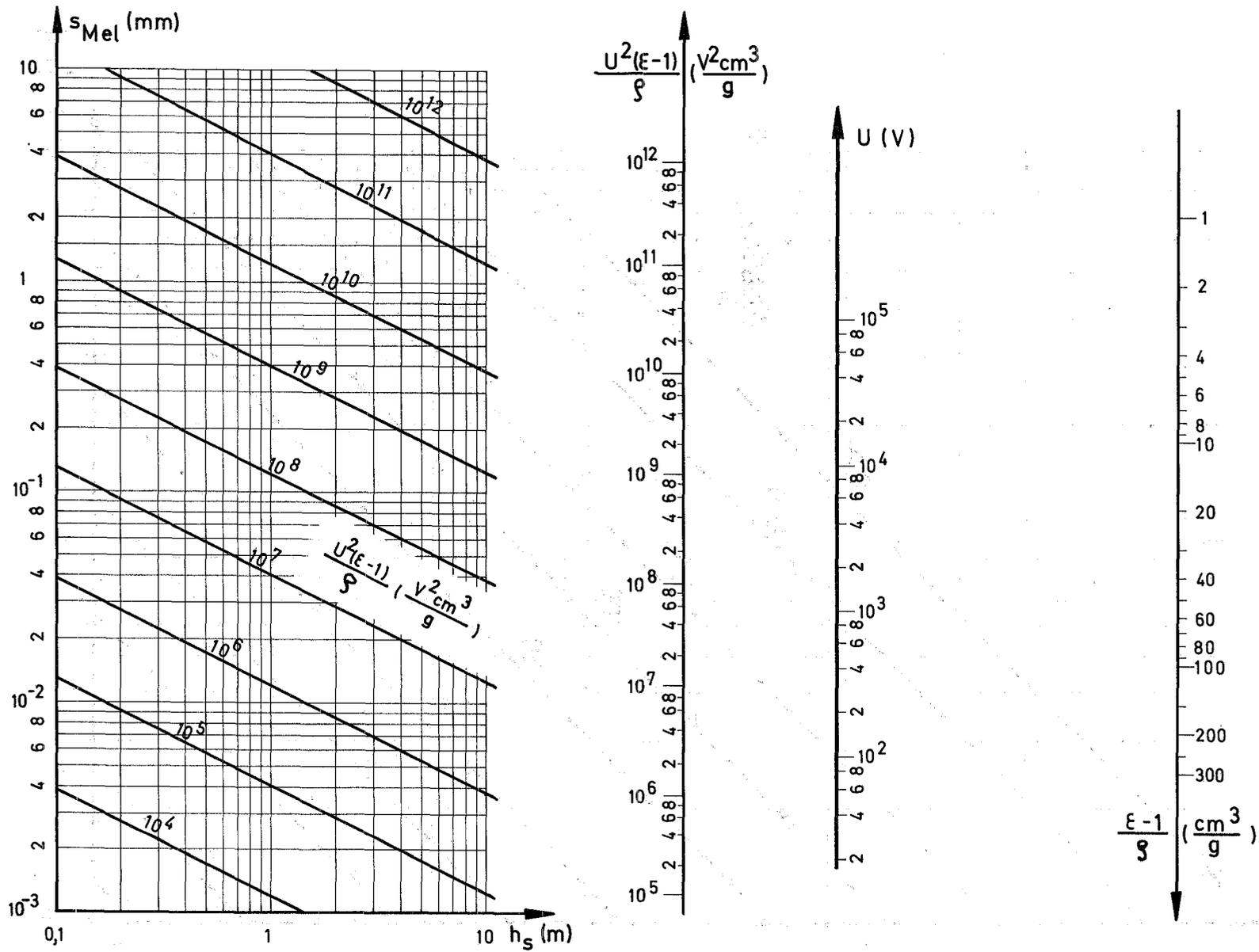


Abb.8 Abhängigkeit der Spaltweite s_{Mel} für maximale Förderleistung im rein elektrostatischen Fall von der Förderhöhe nach Gl.(59)

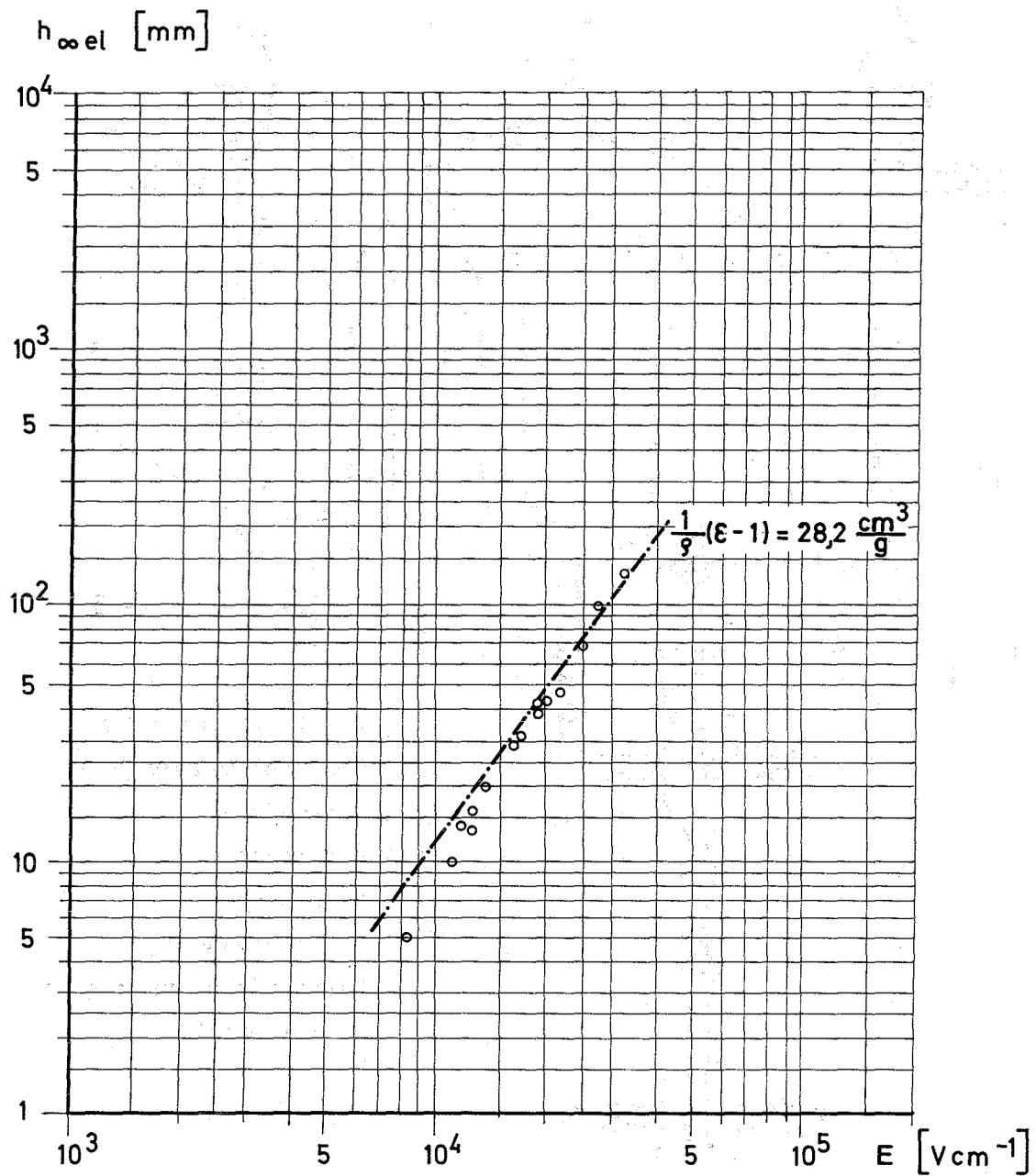
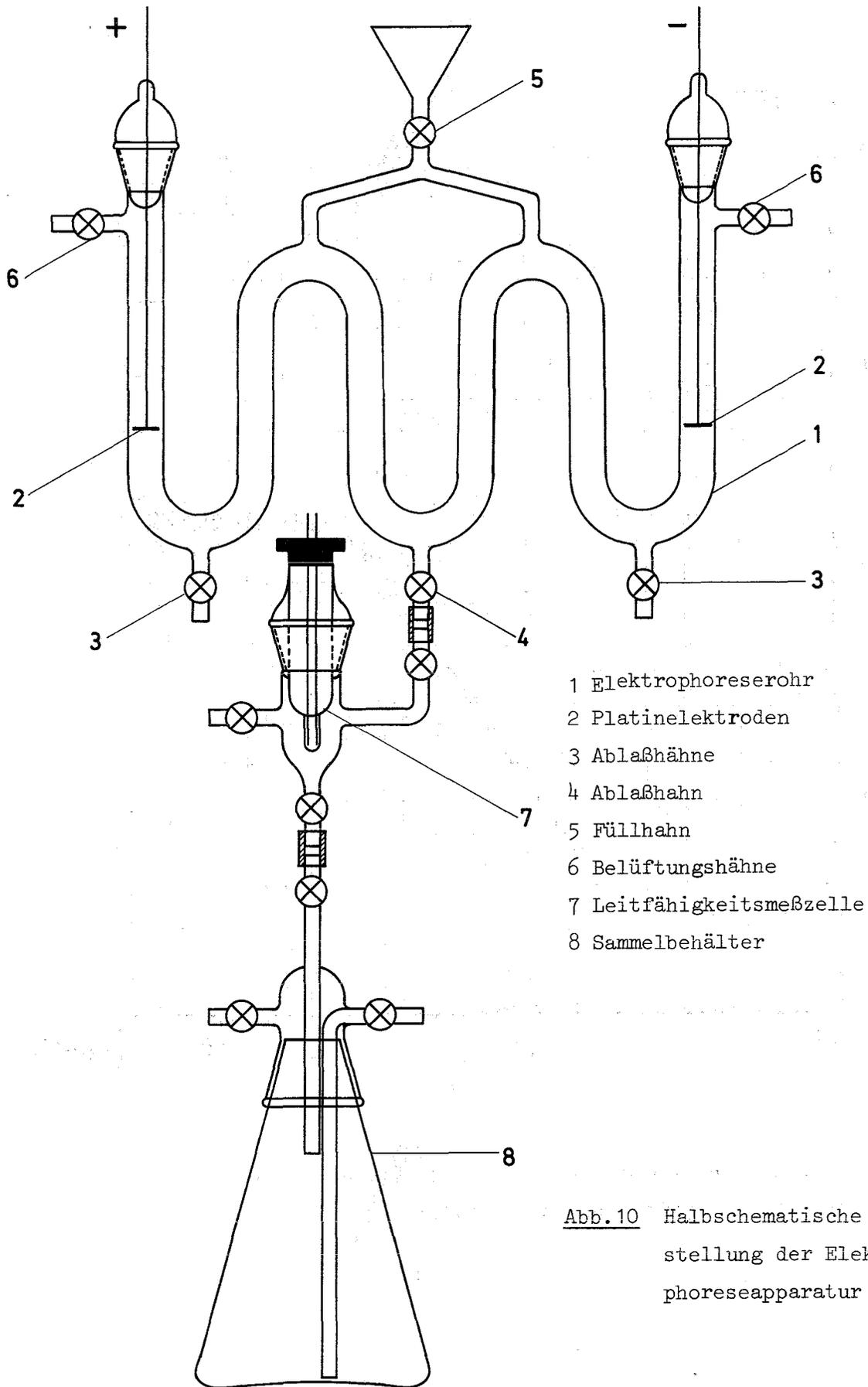


Abb.9 An Nitrobenzol gemessene Abhängigkeit der elektrostatischen Gleichgewichtssteighöhe von der Feldstärke



- 1 Elektrophoreserohr
- 2 Platinelektroden
- 3 Ablasshähne
- 4 Ablasshahn
- 5 Füllhahn
- 6 Belüftungshähne
- 7 Leitfähigkeitsmeßzelle
- 8 Sammelbehälter

Abb.10 Halbschematische Darstellung der Elektrophoreseapparatur

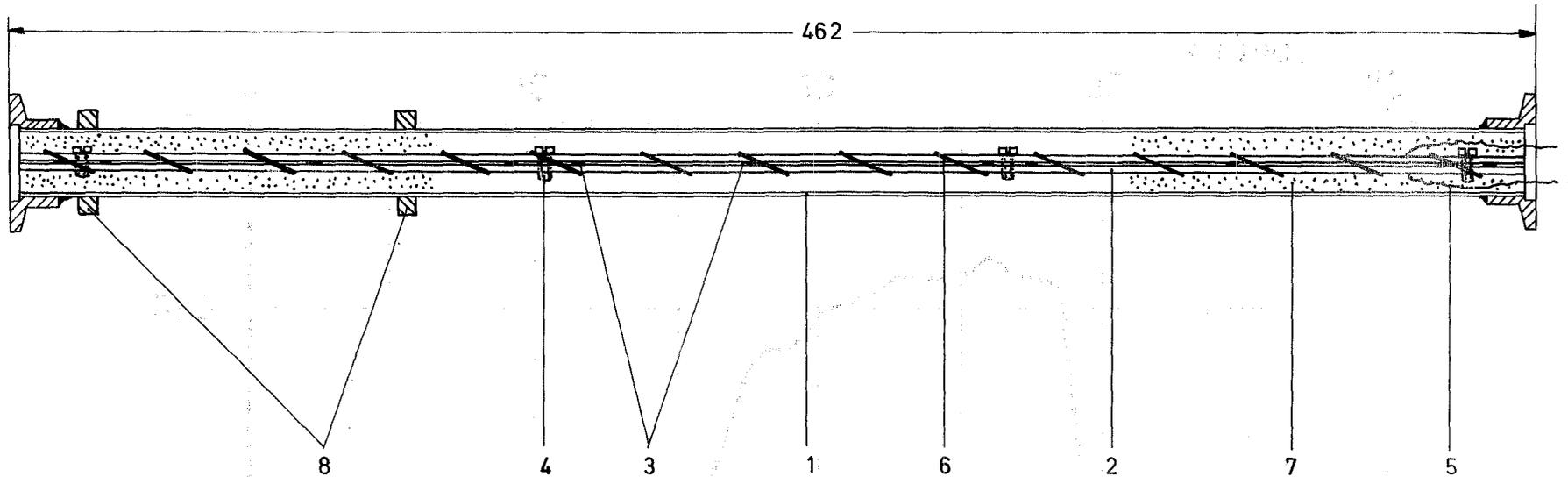


Abb. 11 Wärmerohr mit ebenem Innenpumpkondensator

- | | |
|-------------------------|--------------------------|
| 1 Hüllrohr | 5 Kondensatorzuleitungen |
| 2 Pumpkondensatorplatte | 6 Teflonbewicklung |
| 3 Folienabstandshalter | 7 Glasgewebepackung |
| 4 Teflonschraube | 8 Heizeranschlüsse |

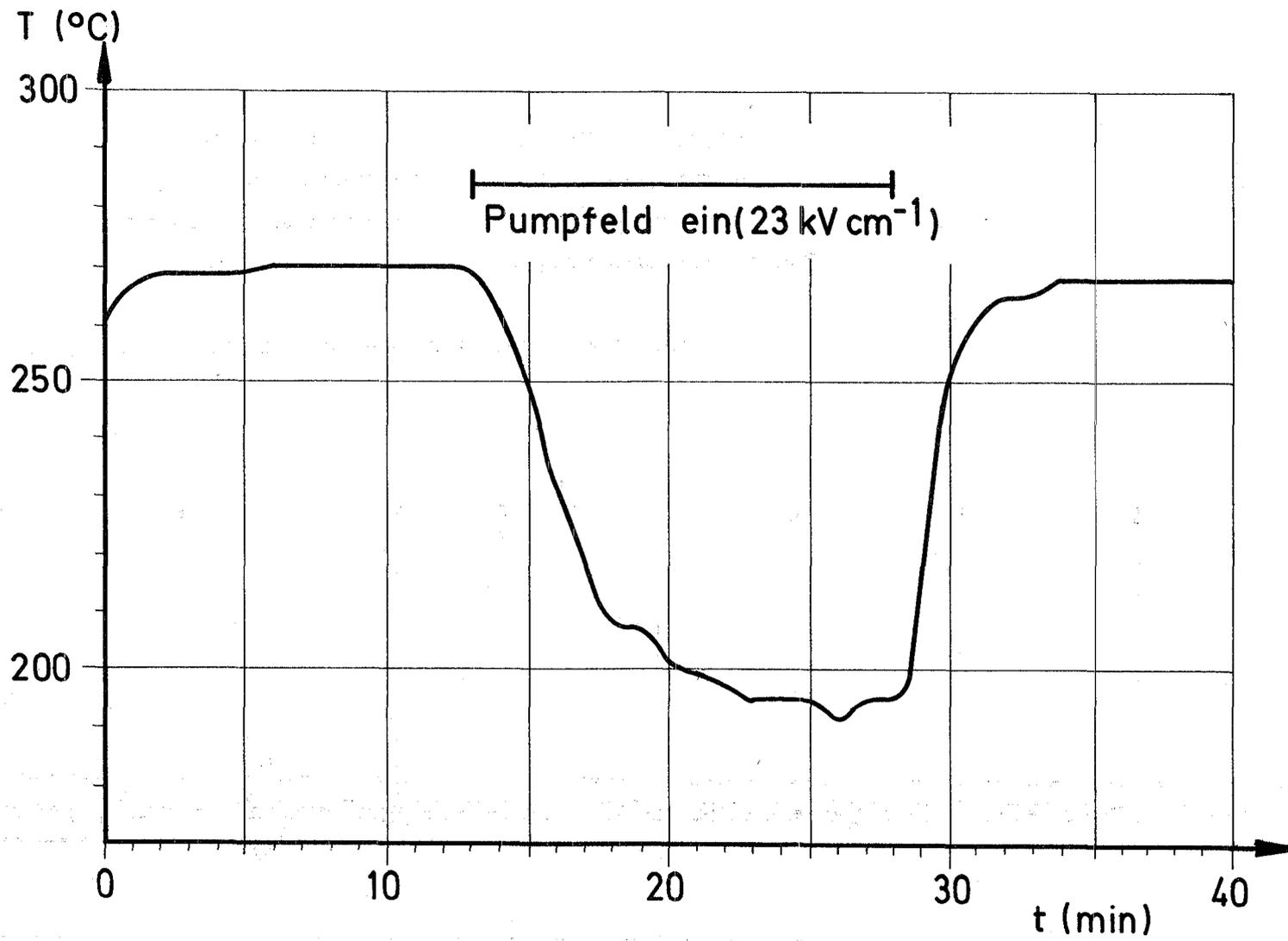


Abb. 12 Temperaturverlauf am Verdampfer des Wärmerohres mit ebenem Pumpkondensator in Abhängigkeit von der Zeit

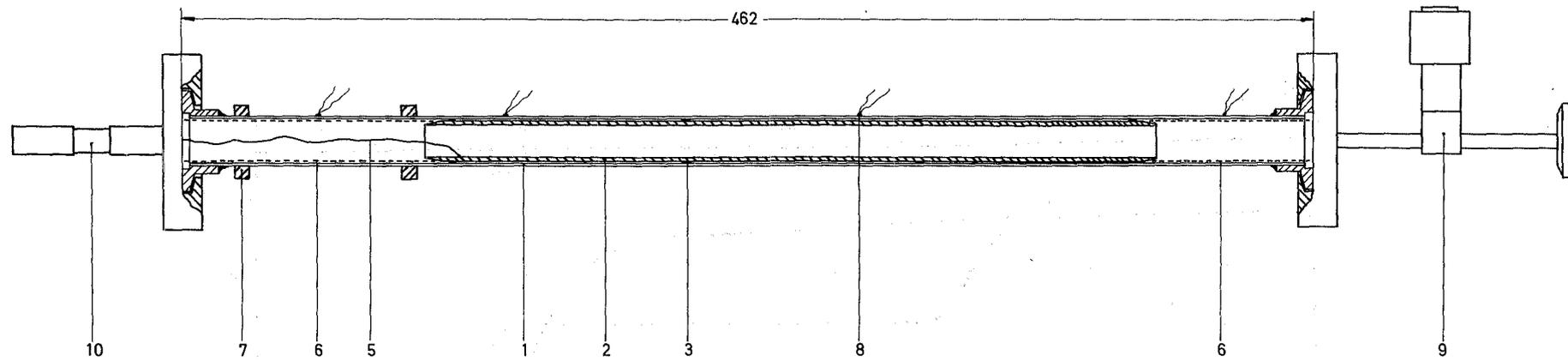


Abb.13 Wärmerohr mit koaxialem Zylinderpumpkondensator, Bauart 1, WR KK 1

- | | |
|------------------------|------------------------------|
| 1 Hüllrohr | 7 Heizeranschlüsse |
| 2 Innenrohr | 8 Thermistoren |
| 3 Folienabstandshalter | 9 Rubinkugel-UHV-Ventil |
| 5 Kondensatorzuleitung | 10 Hochspannungsdurchführung |
| 6 Kapillarbelag | |

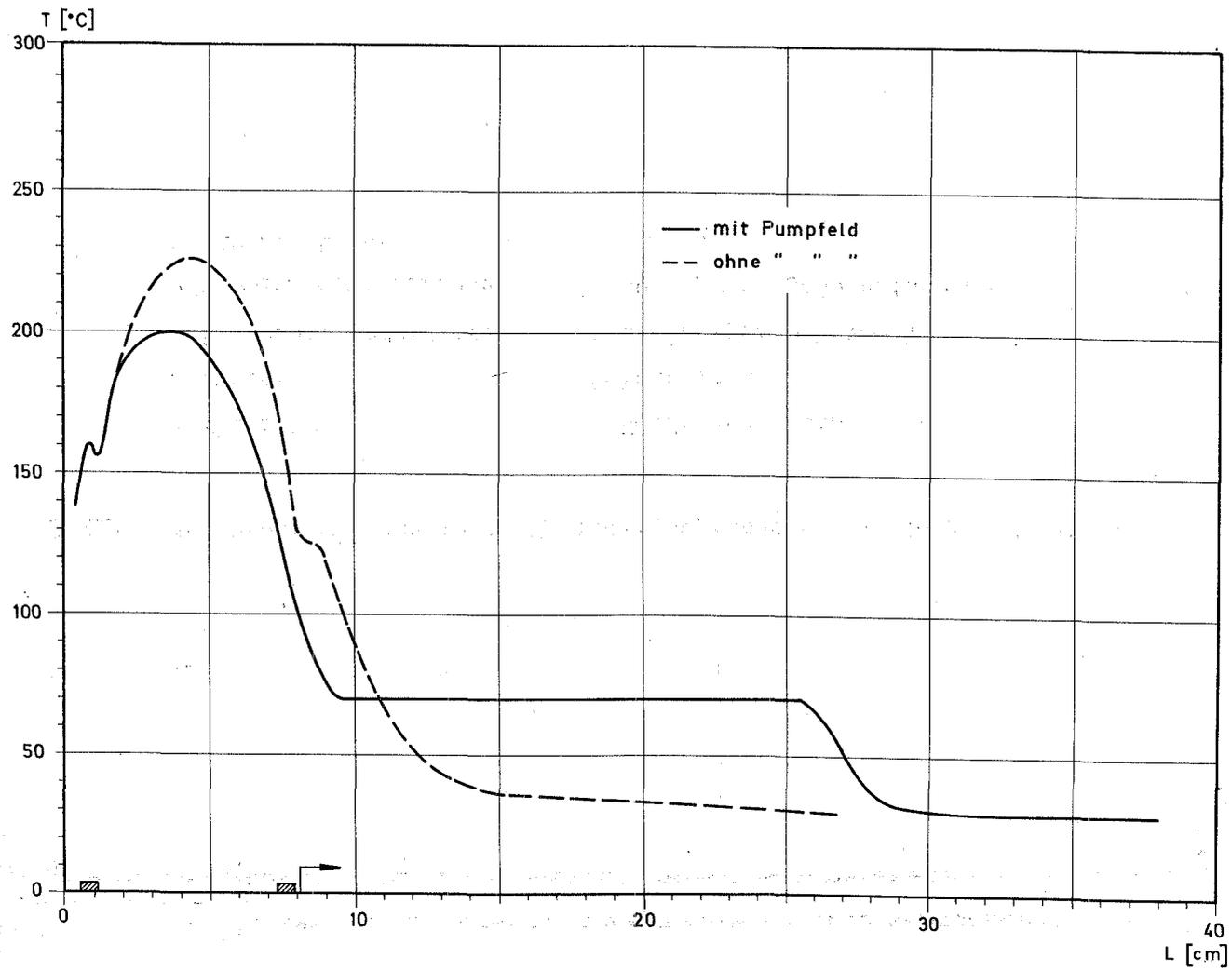


Abb. 14 Temperaturverlauf am Wärmerohr WR KK 1 mit und ohne Pumpfeld bei 24,4 W Heizleistung und $2,8^\circ$ Neigungswinkel

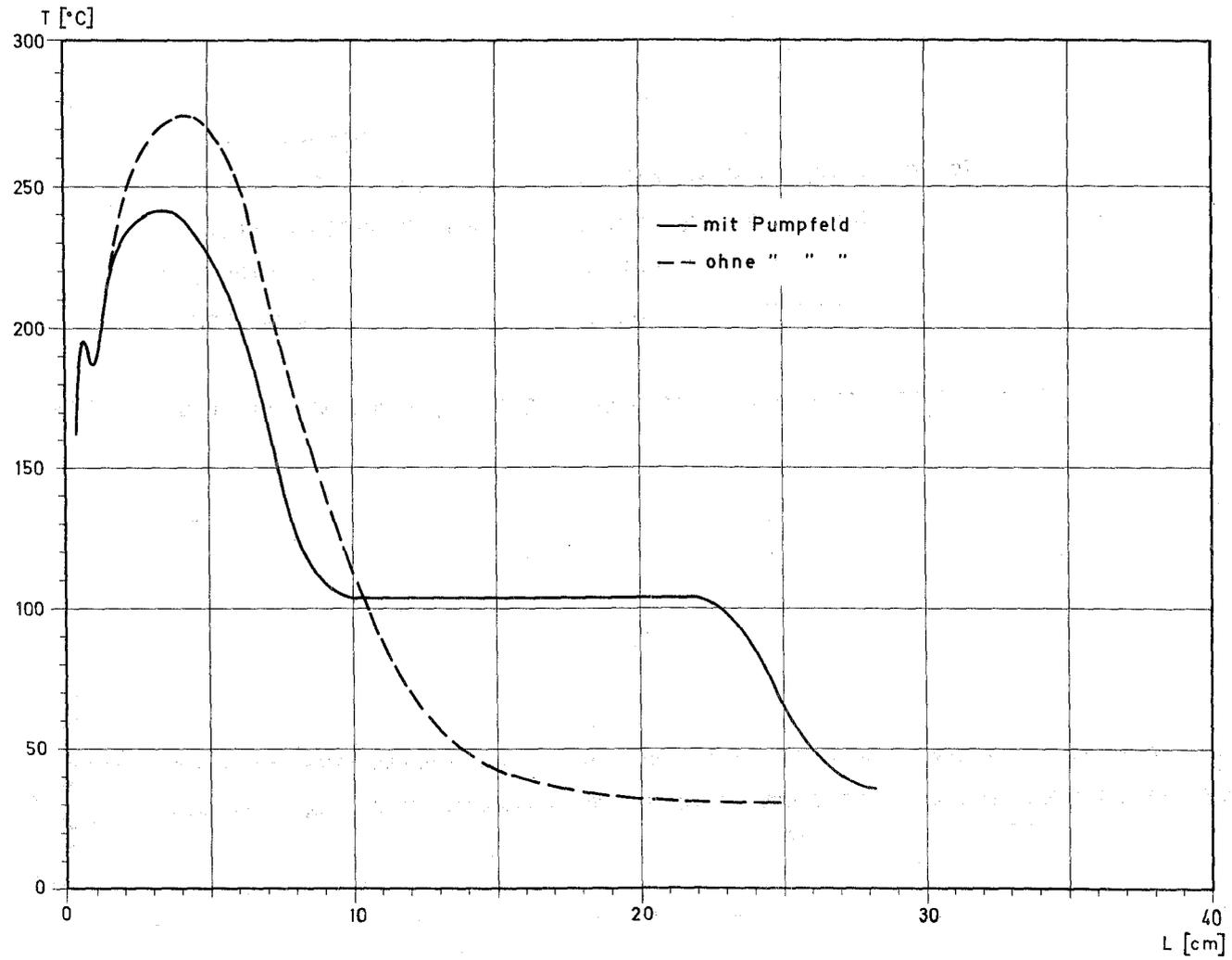


Abb. 15 Temperaturverlauf am Wärmerohr WR KK 1 mit und ohne Pumpfeld bei 31,8 W Heizleistung und $2,8^\circ$ Neigungswinkel

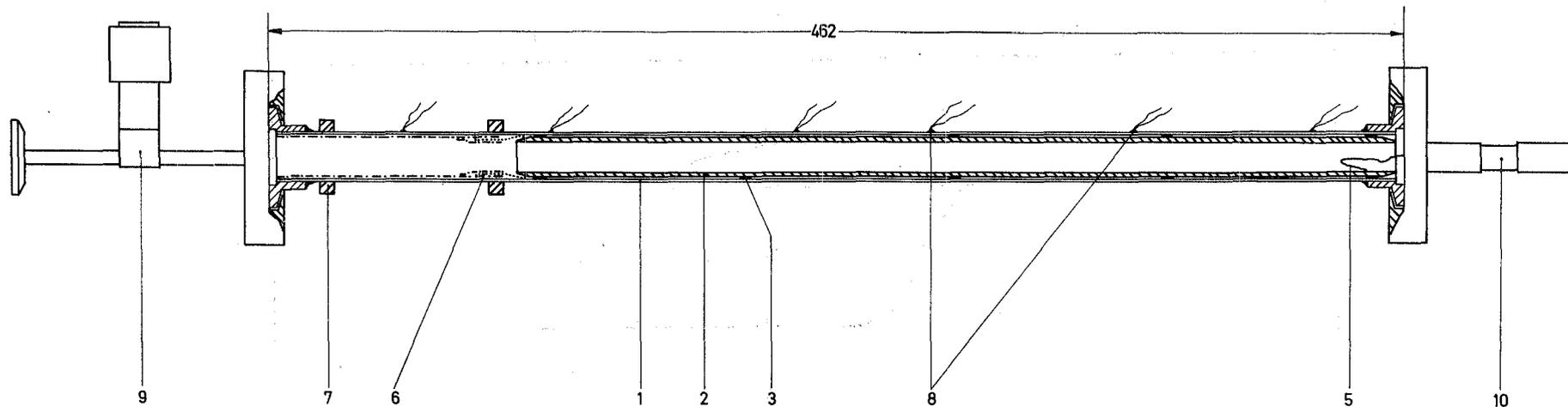


Abb.16 Wärmerohr mit koaxialem Zylinderpumpkondensator Bauart 2, WR KK 2

- | | |
|------------------------|------------------------------|
| 1 Hüllrohr | 7 Heizeranschlüsse |
| 2 Innenrohr | 8 Thermistoren |
| 3 Folienabstandshalter | 9 Rubinkugel-UHV-Ventil |
| 5 Kondensatorzuleitung | 10 Hochspannungsdurchführung |
| 6 Kapillarbelag | |

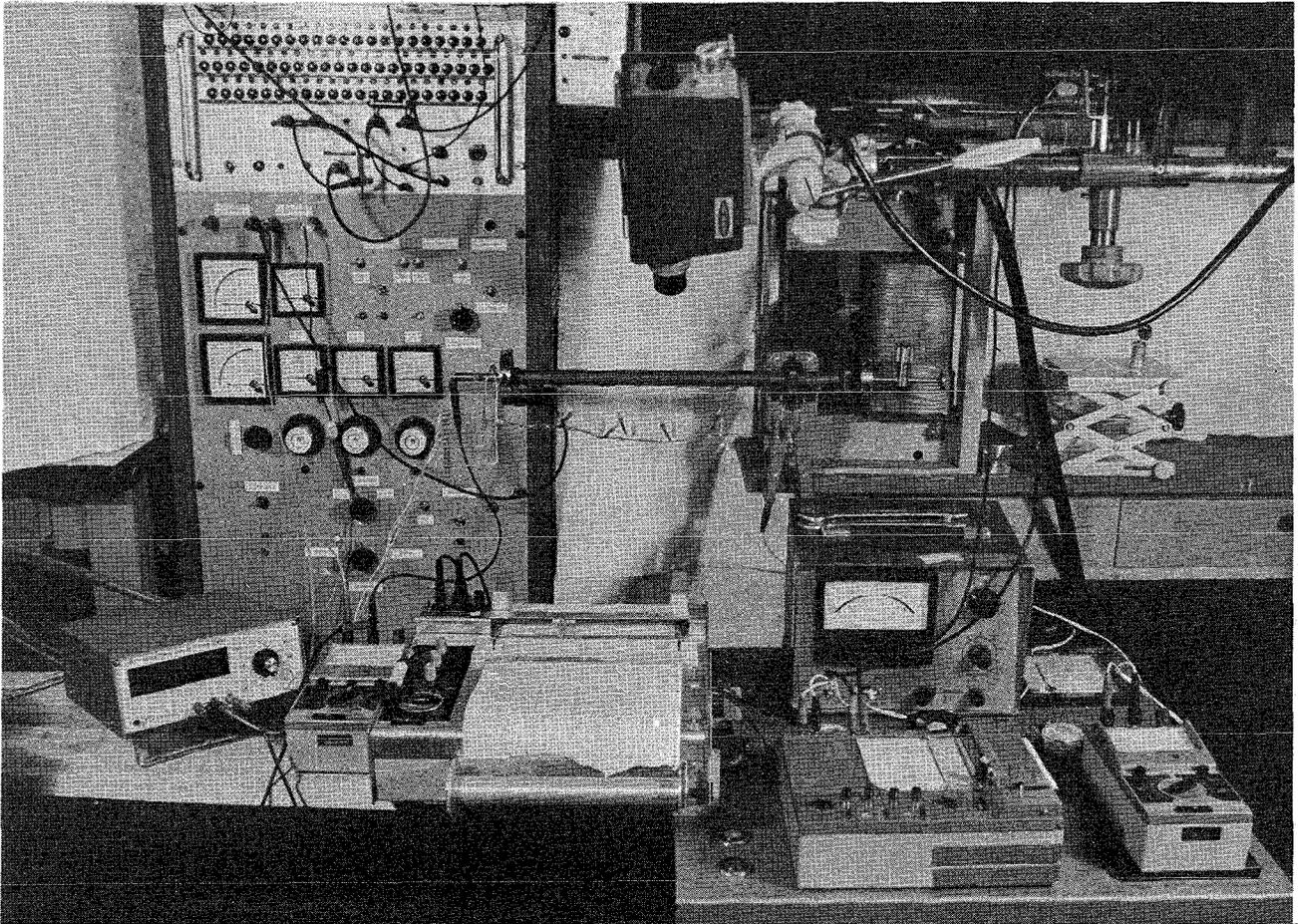


Abb.17 Gesamtansicht des Versuchsaufbaus

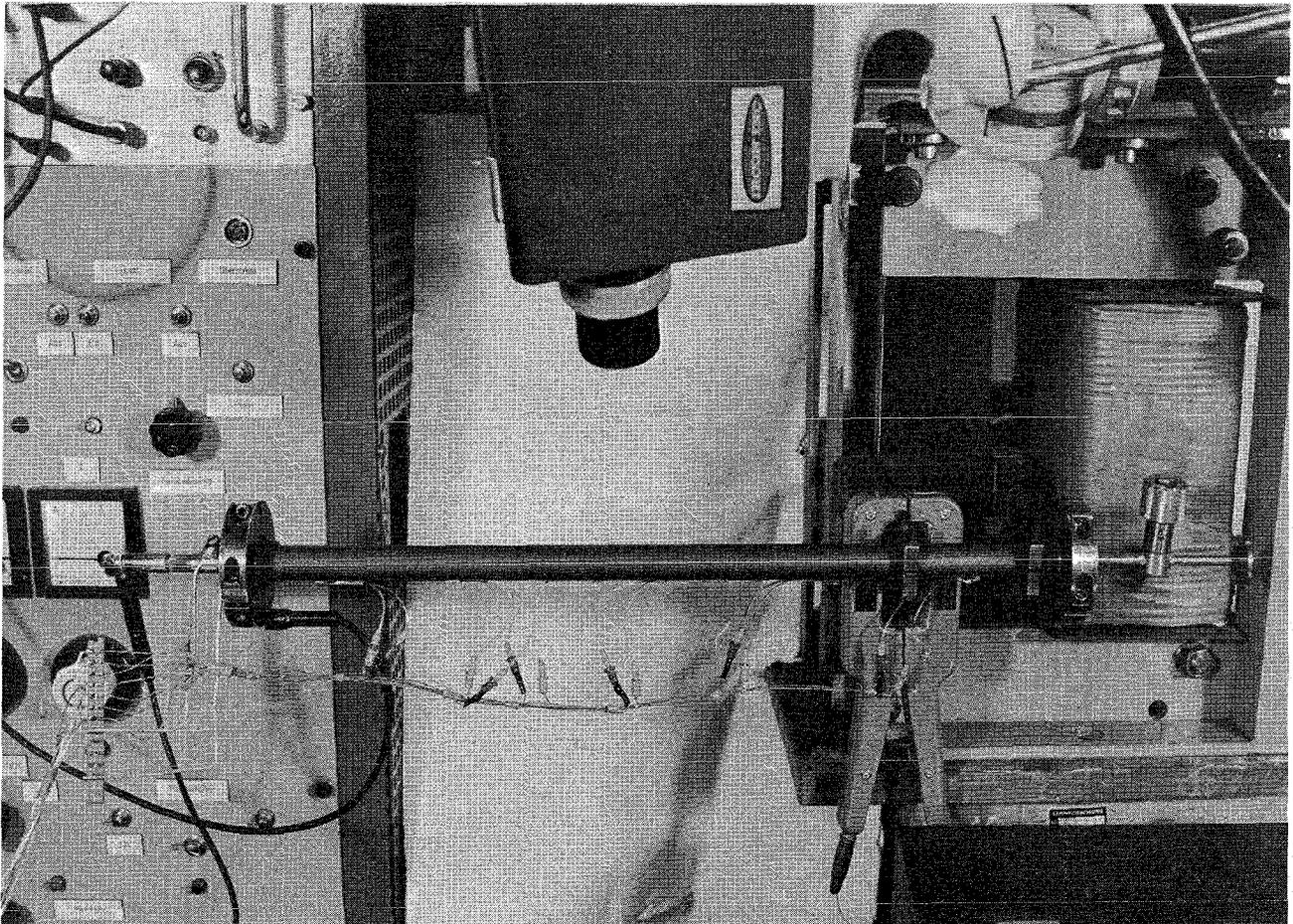


Abb.18 Betriebsfertig aufgebautes Wärmerohr WR KK 2

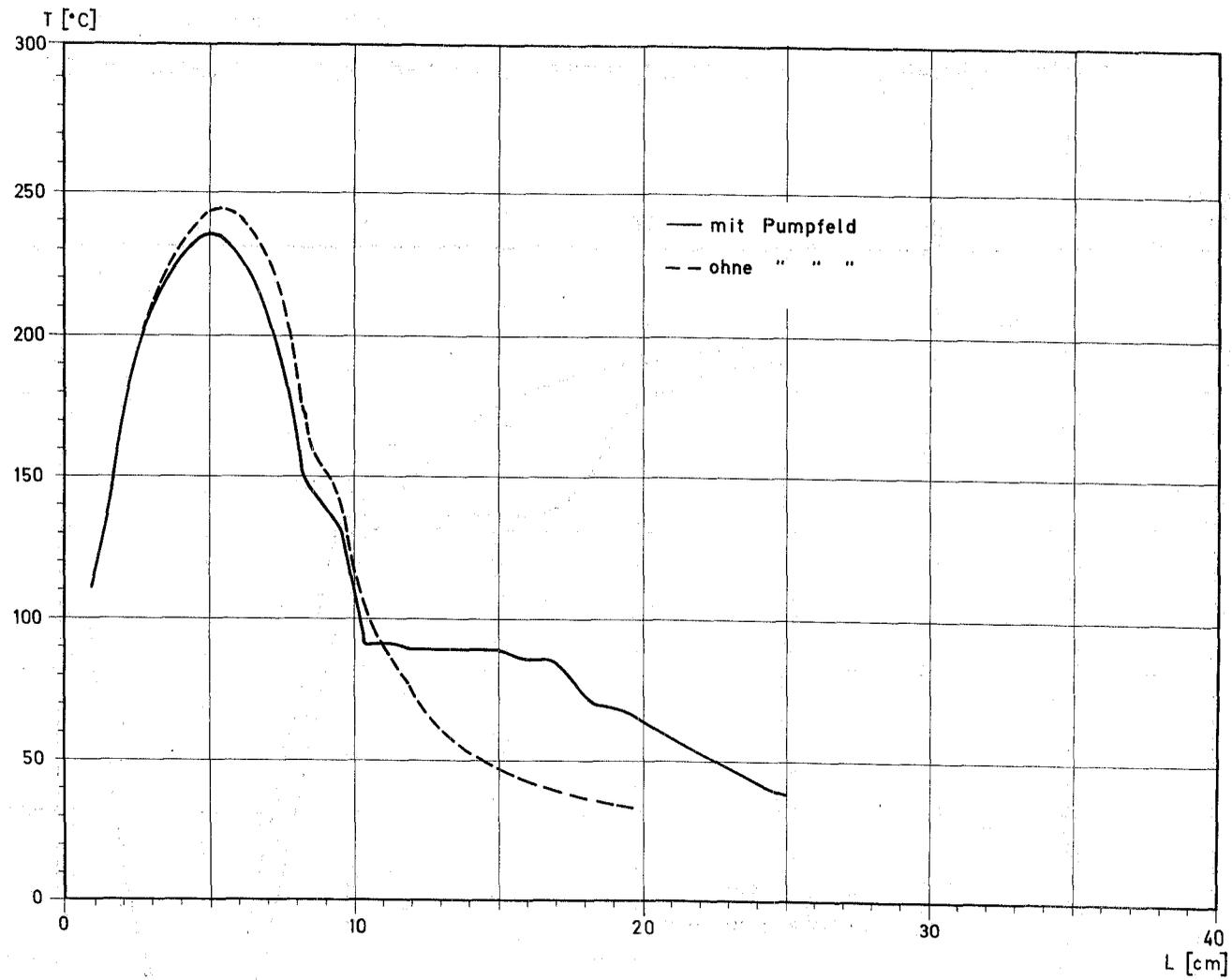


Abb. 19 Temperaturverteilungen am Wärmerohr WR KK 2 bei $2,4^\circ$ Neigung nach unten, Heizleistung 33,1 W

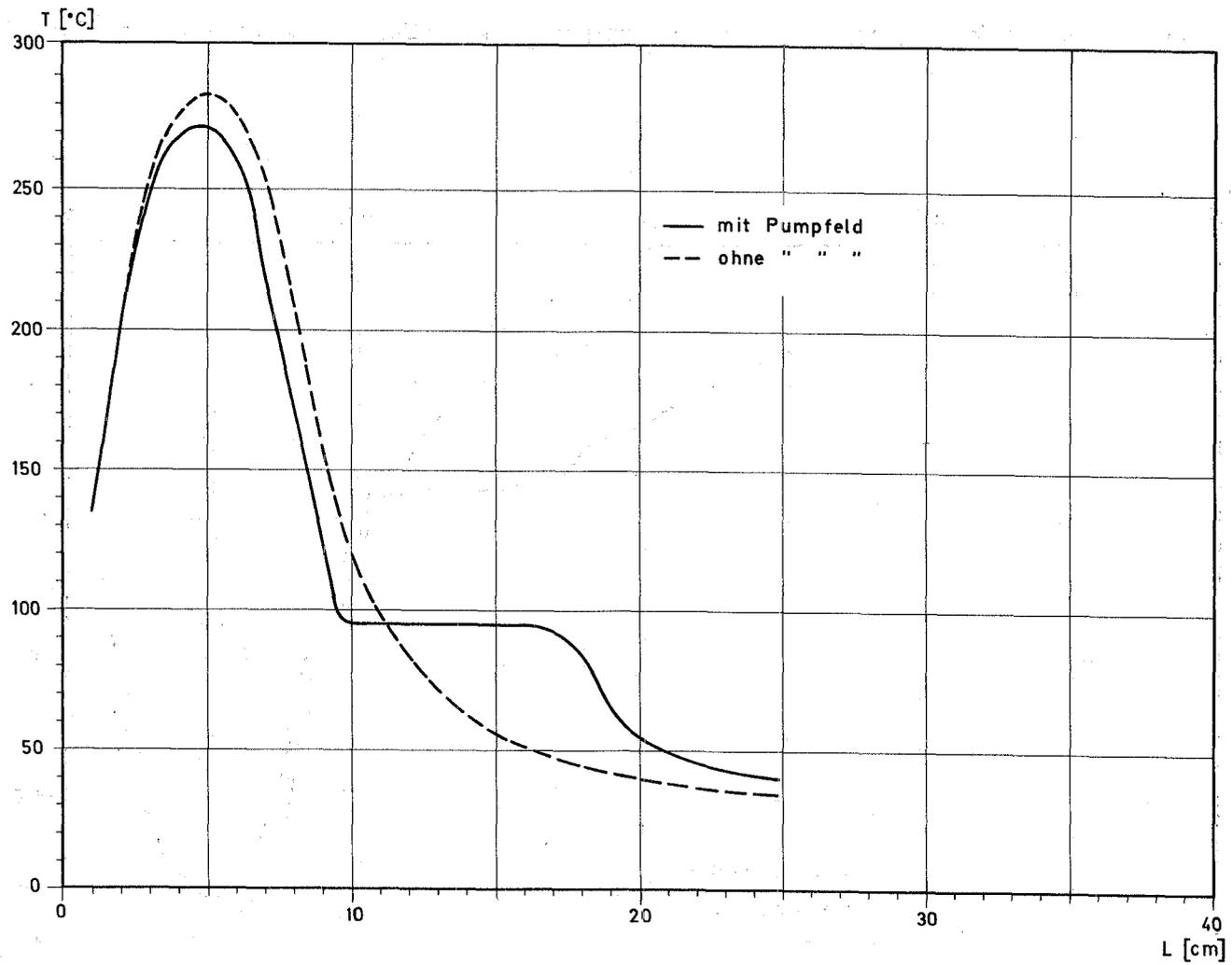


Abb.20 Temperaturverteilungen am Wärmerohr WR KK 2 bei $2,4^\circ$ Neigung nach unten, Heizleistung 42,8 W

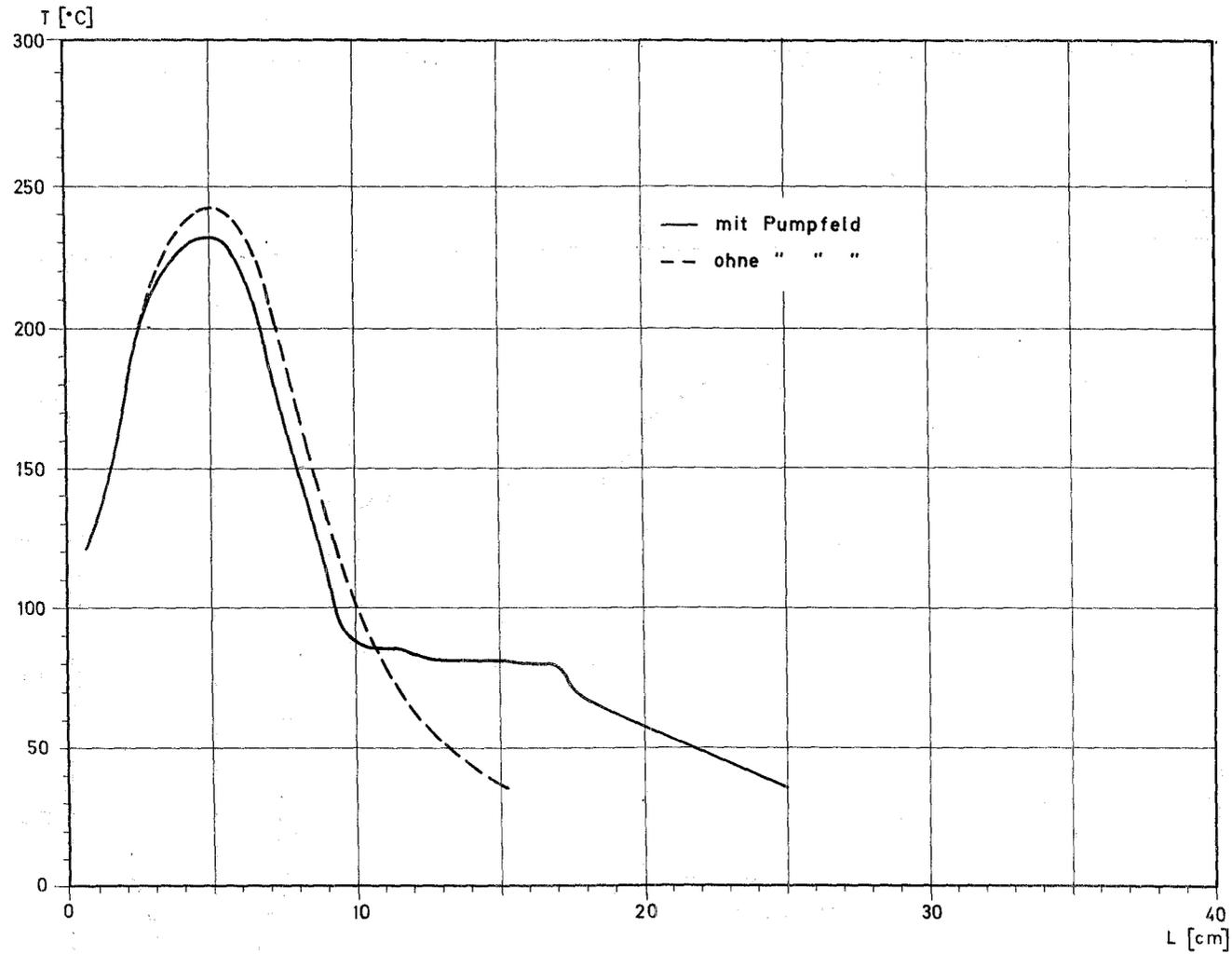


Abb. 21 Temperaturverteilungen am Wärmerohr WR KK 2 bei $4,8^\circ$ Neigung nach unten,
 Heizleistung 33,1 W

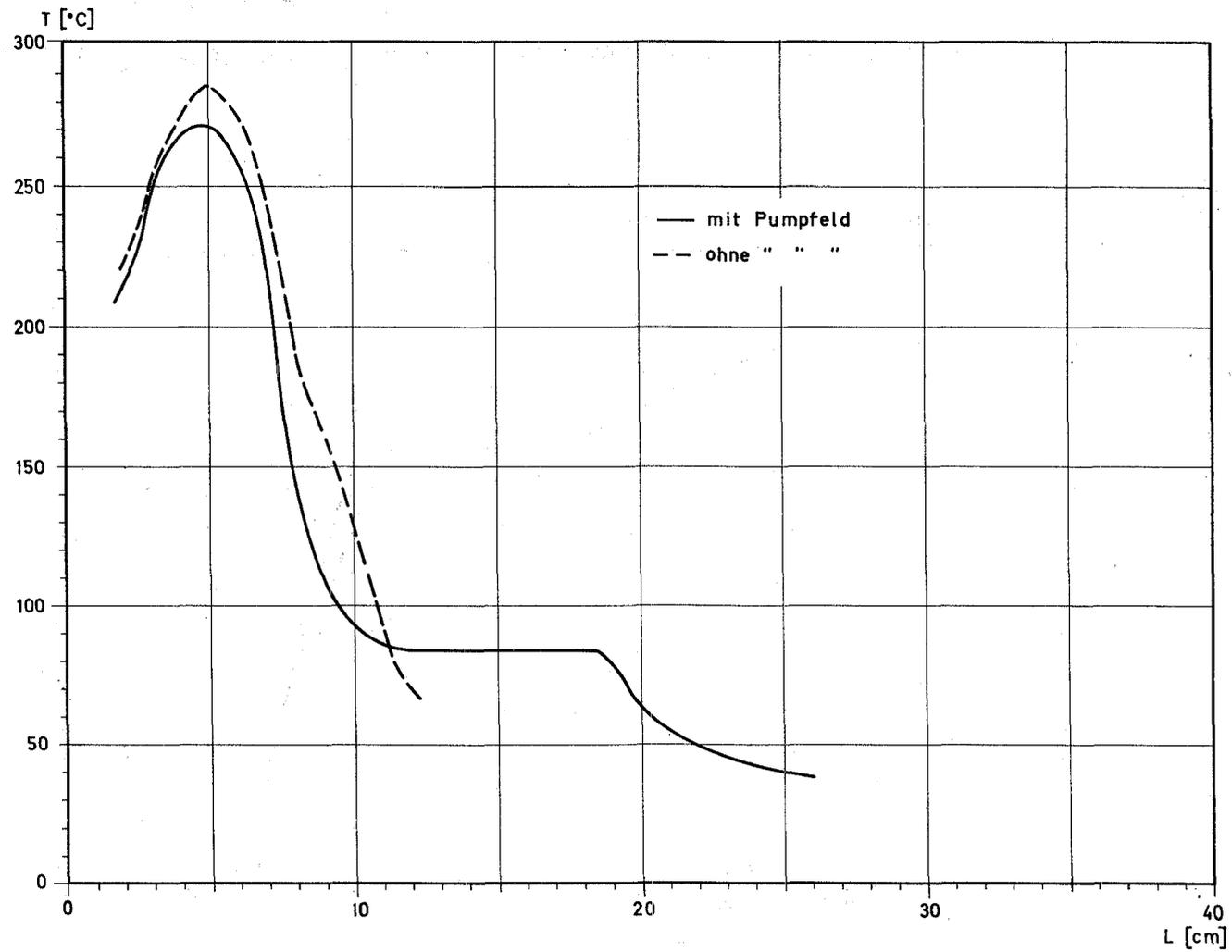


Abb.22 Temperaturverteilungen am Wärmerohr WR KK 2 bei $4,8^\circ$ Neigung nach unten, Heizleistung 41,8 W

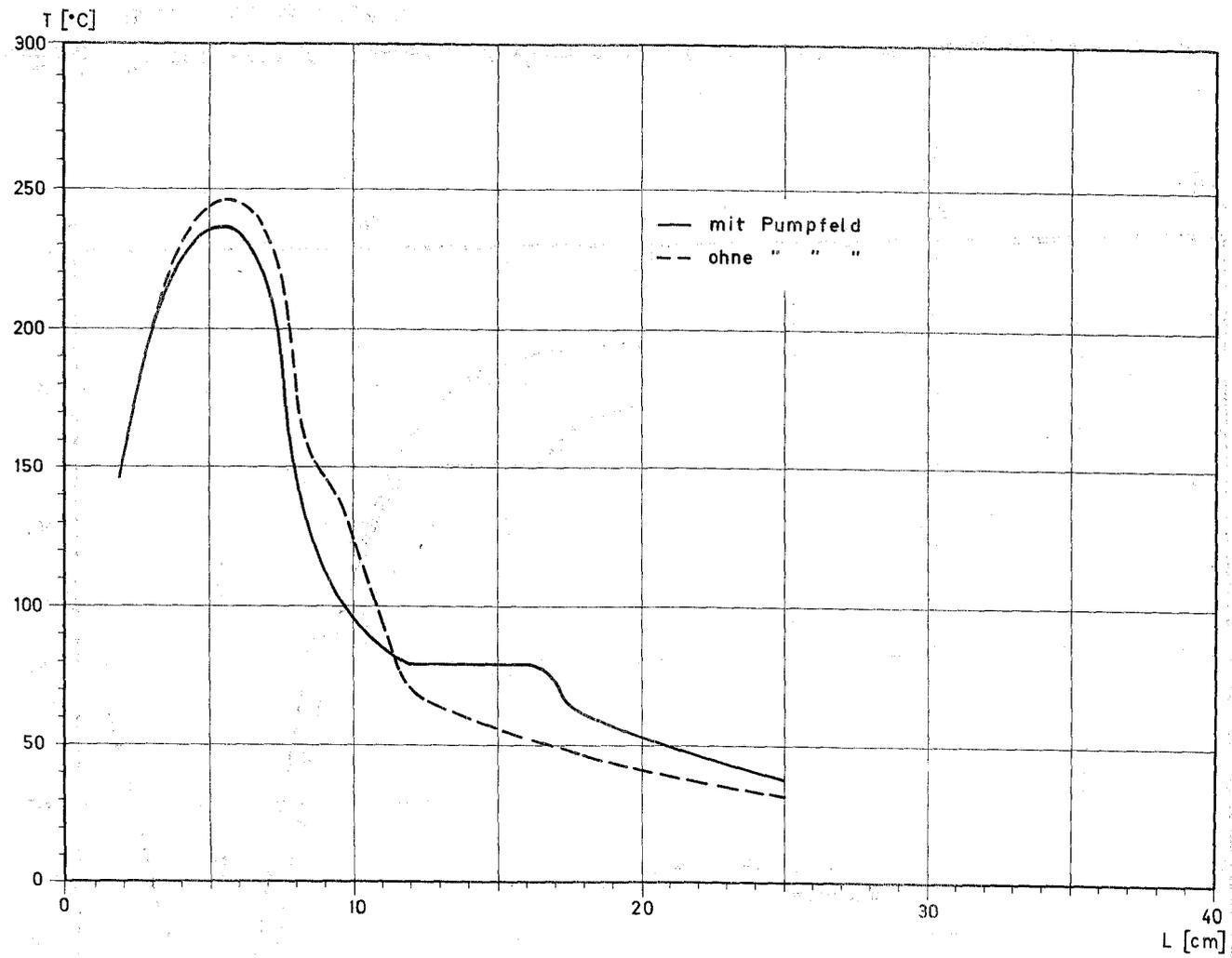


Abb.23 Temperaturverteilungen am Wärmerohr WR-KK 2 bei $7,15^\circ$ Neigung nach unten,
Heizleistung 33,1 W

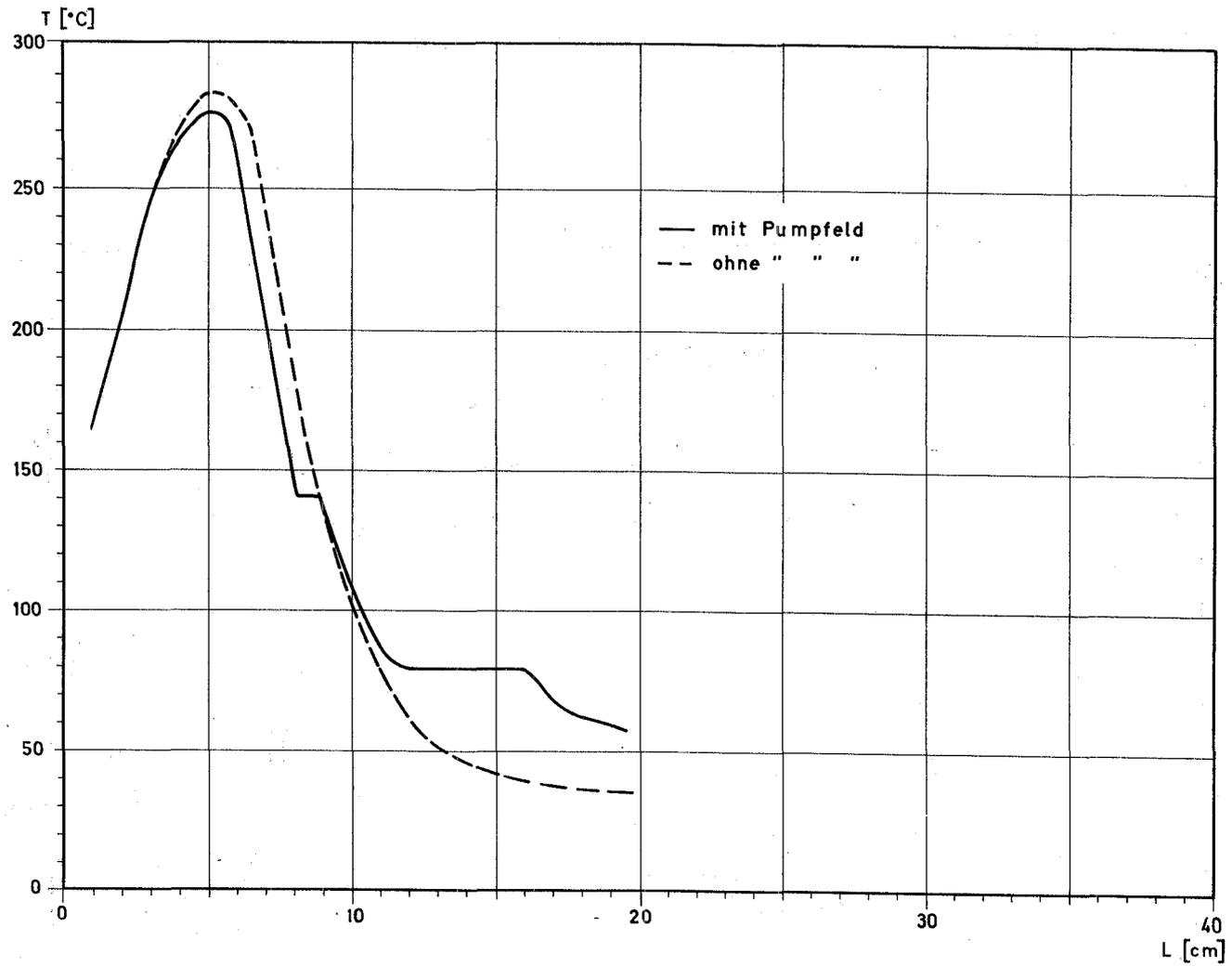


Abb.24 Temperaturverteilungen am Wärmerohr WR KK 2 bei $7,15^\circ$ Neigung nach unten, Heizleistung 41,8 W

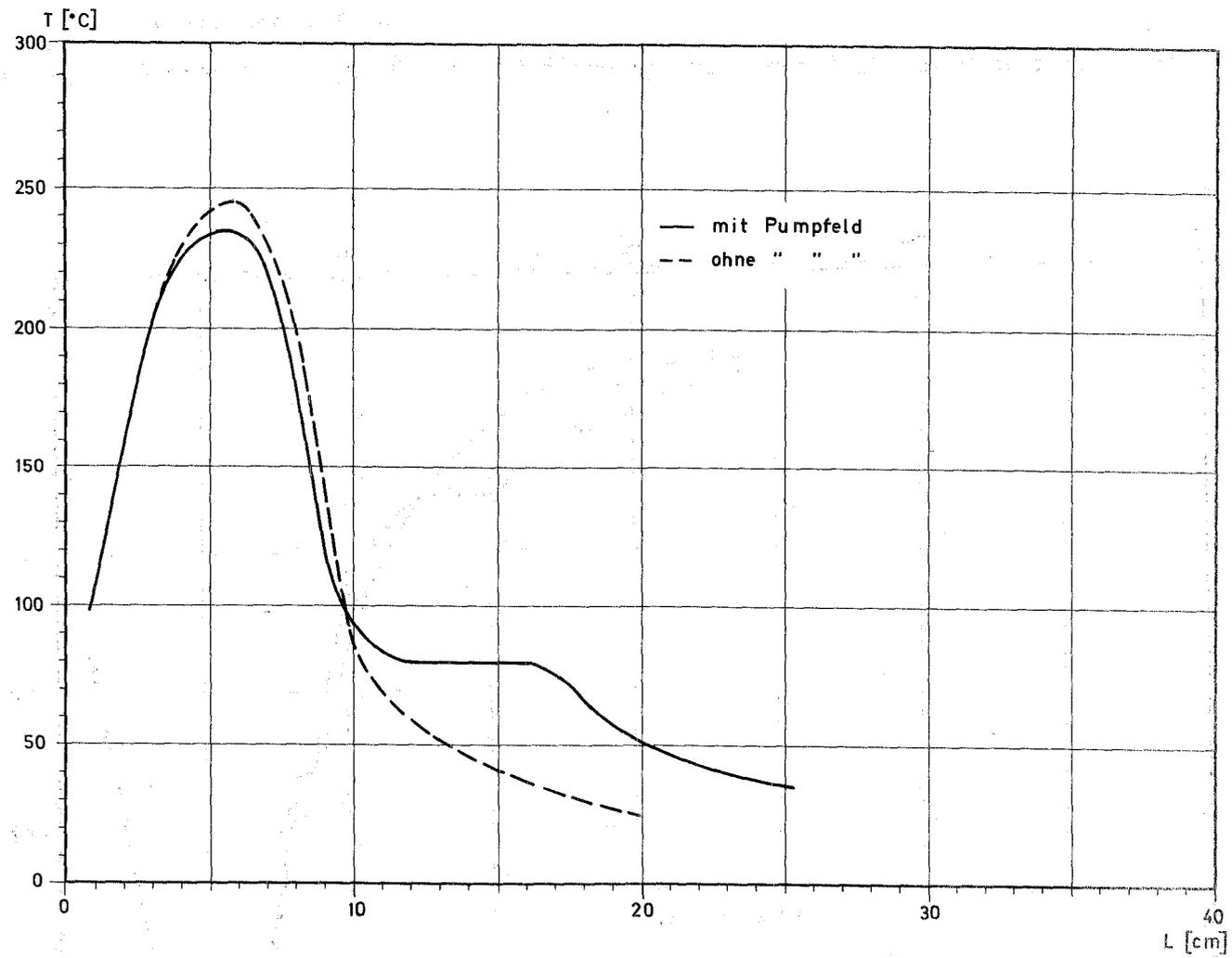


Abb. 25 Temperaturverteilungen am Wärmerohr WR KK 2 bei $9,45^\circ$ Neigung nach unten,
 Heizleistung 33,1 W

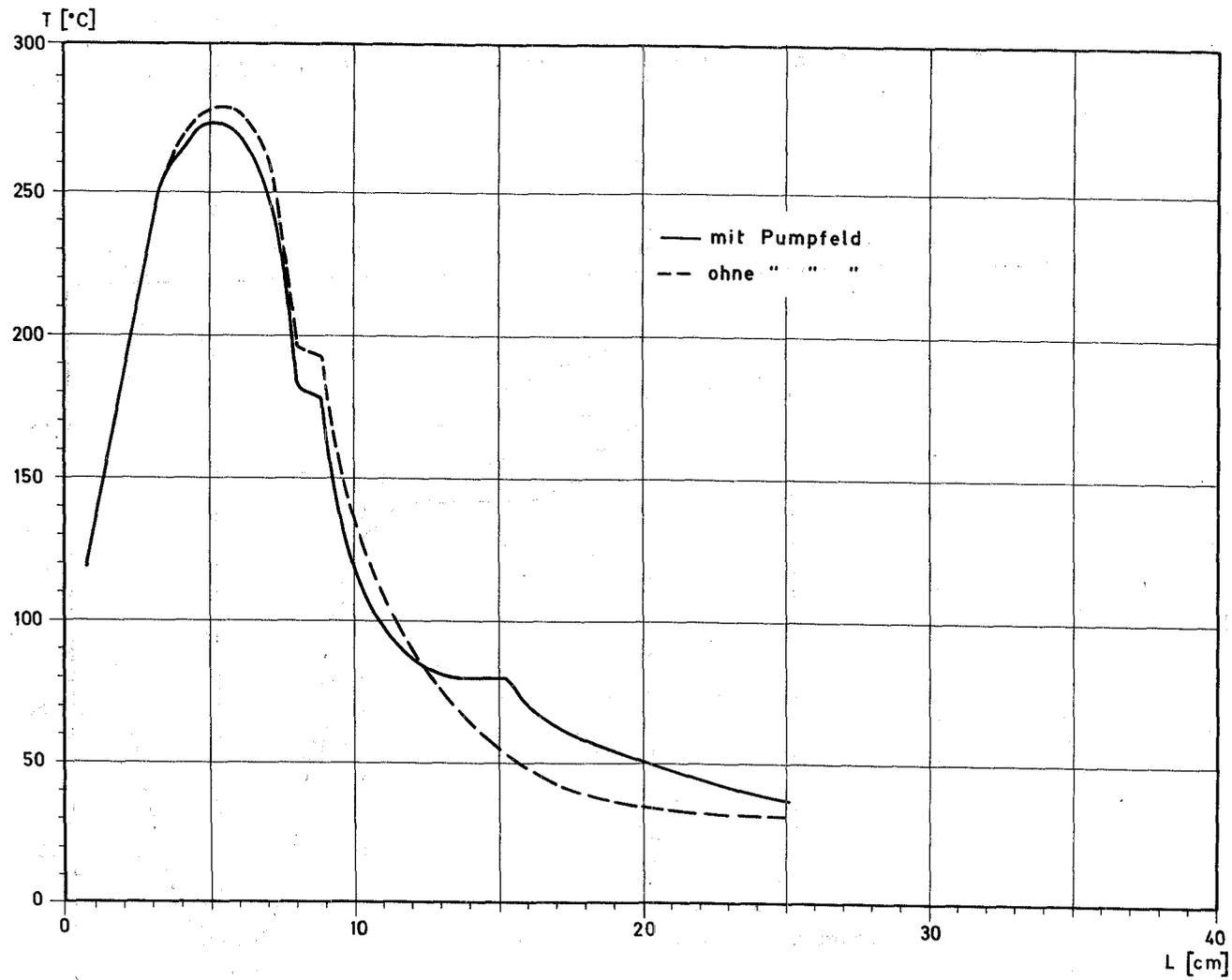


Abb.26 Temperaturverteilungen am Wärmerohr WR KK 2 bei $9,45^\circ$ Neigung nach unten, Heizleistung 41,8 W

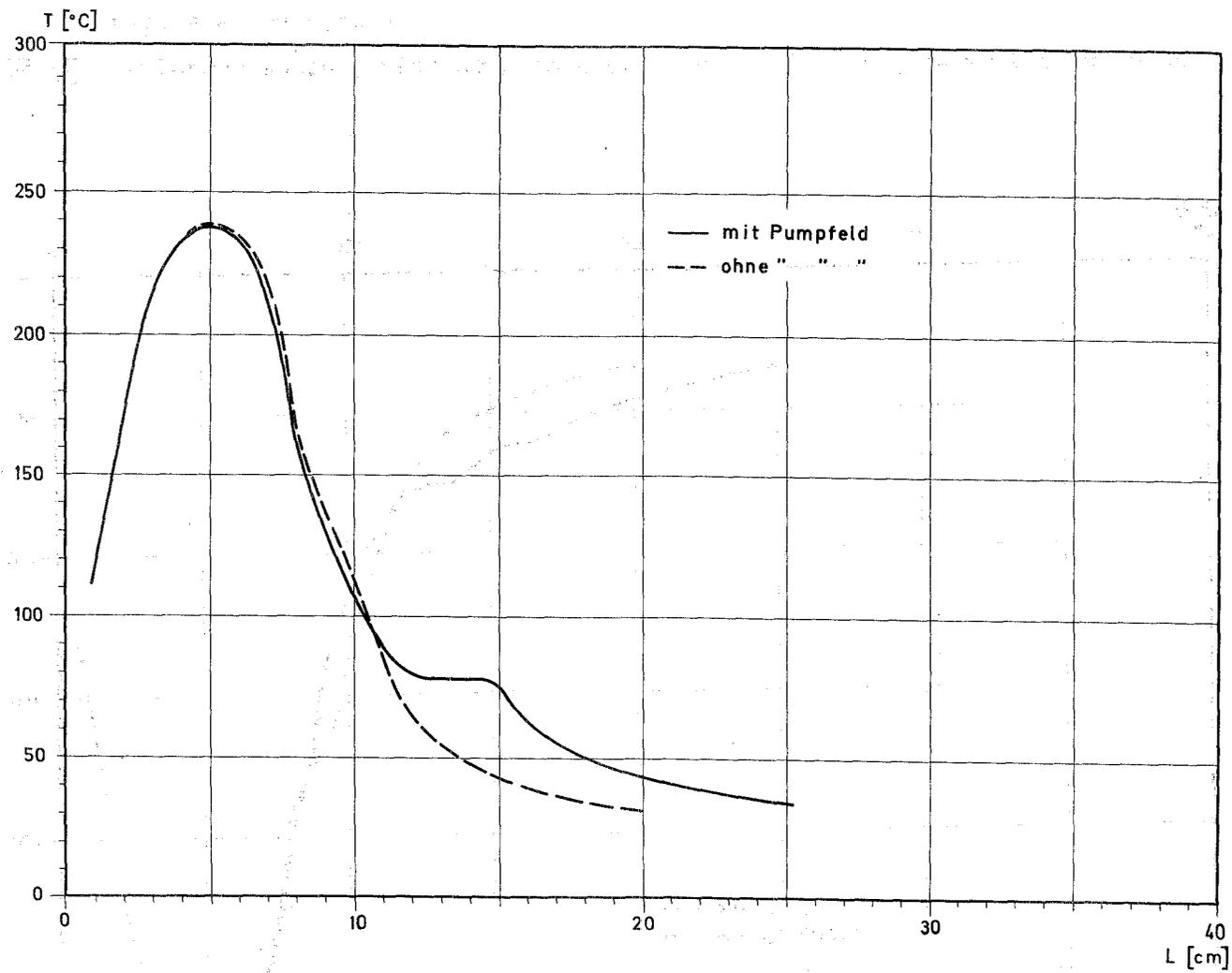


Abb.27 Temperaturverteilungen am Wärmerohr WR KK 2 bei $11,3^\circ$ Neigung nach unten, Heizleistung 33,1 W

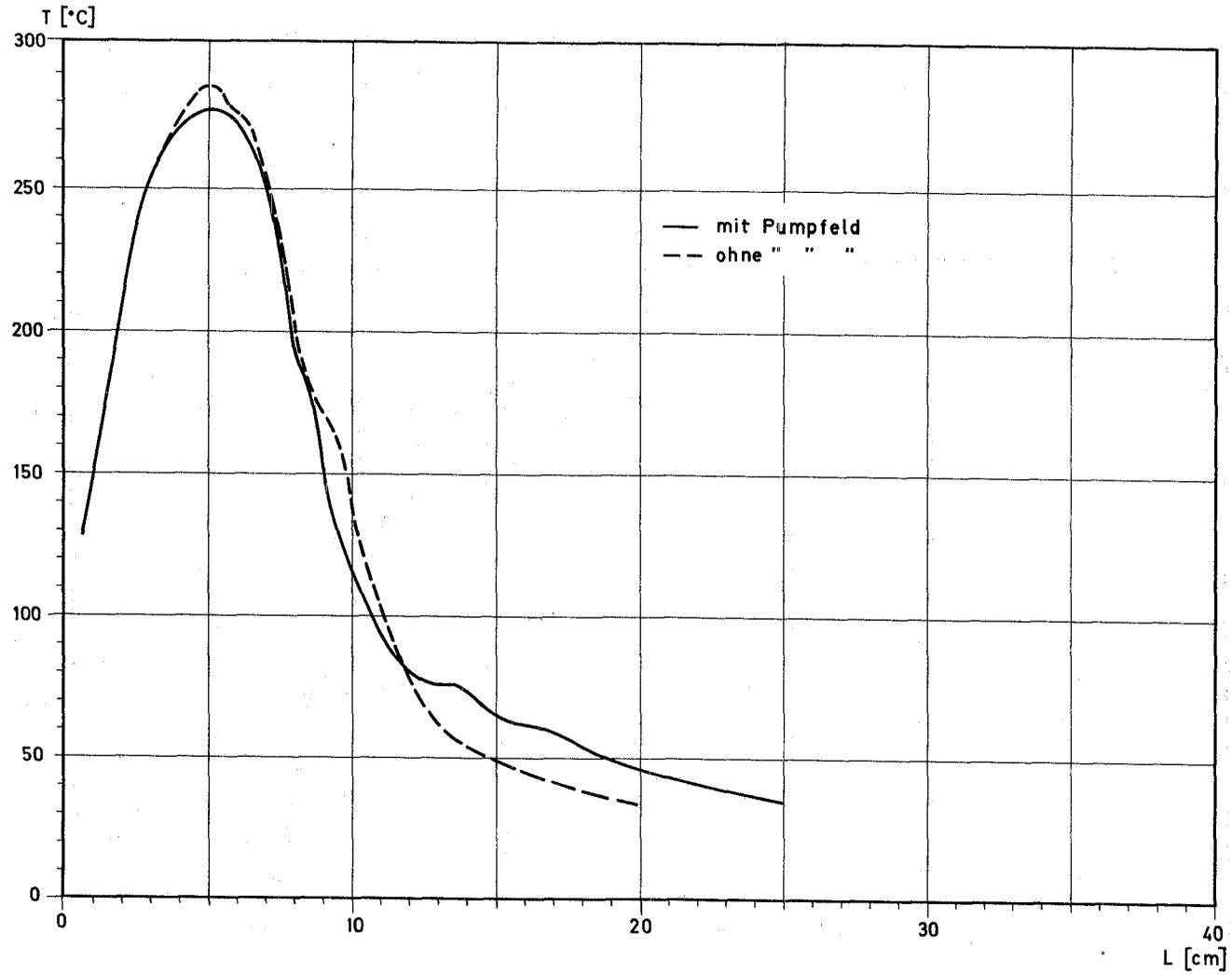


Abb.28 Temperaturverteilungen am Wärmerohr WR KK 2 bei $11,3^\circ$ Neigung nach unten,
Heizleistung 41,8 W

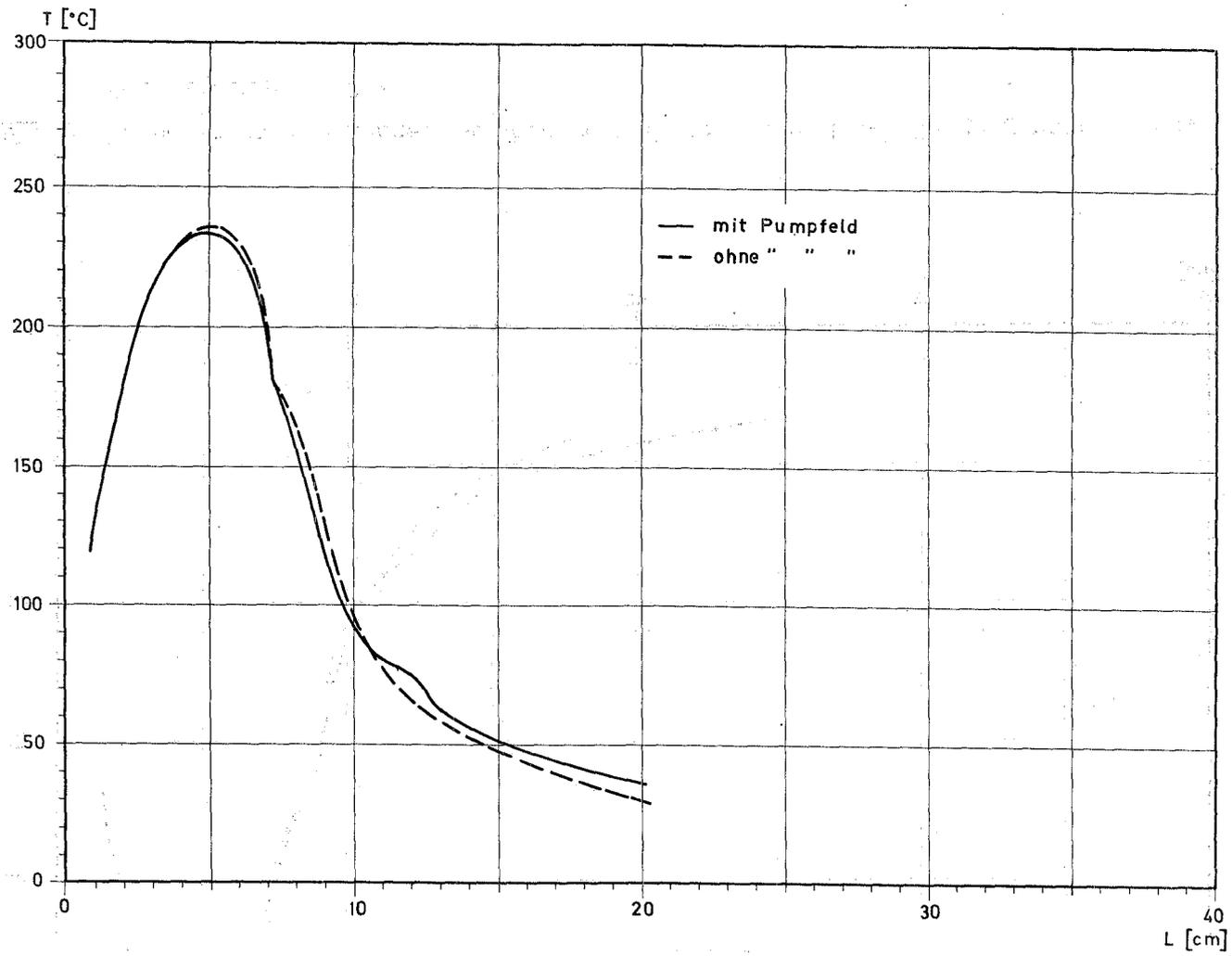


Abb. 29 Temperaturverteilungen am Wärmerohr WR KK 2 bei $14,4^\circ$ Neigung nach unten, Heizleistung 33,1 W

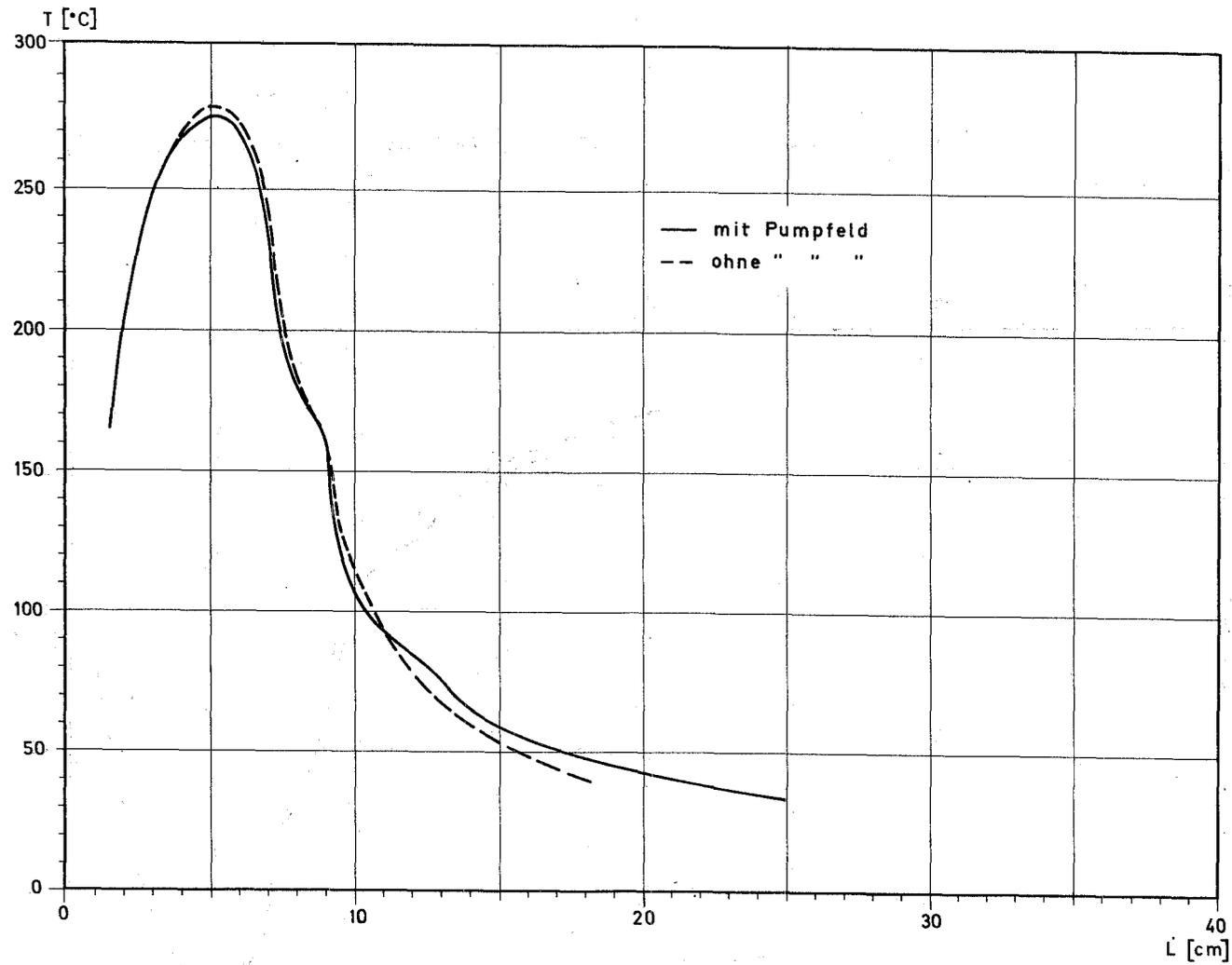


Abb. 30 Temperaturverteilungen am Wärmerohr WR KK 2 bei $14,4^\circ$ Neigung nach unten, Heizleistung 42,0 W

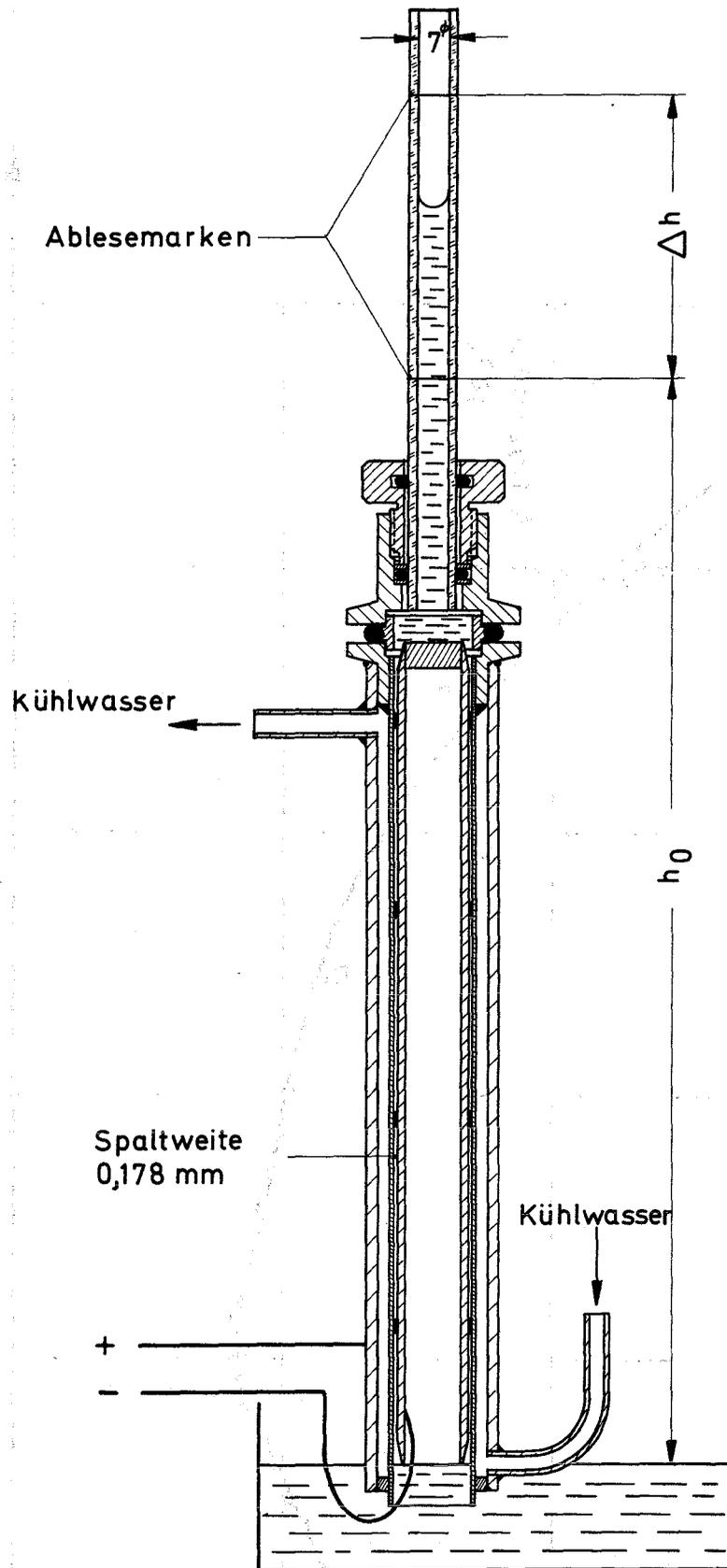


Abb.31 Kapillarelektroviskosimeter

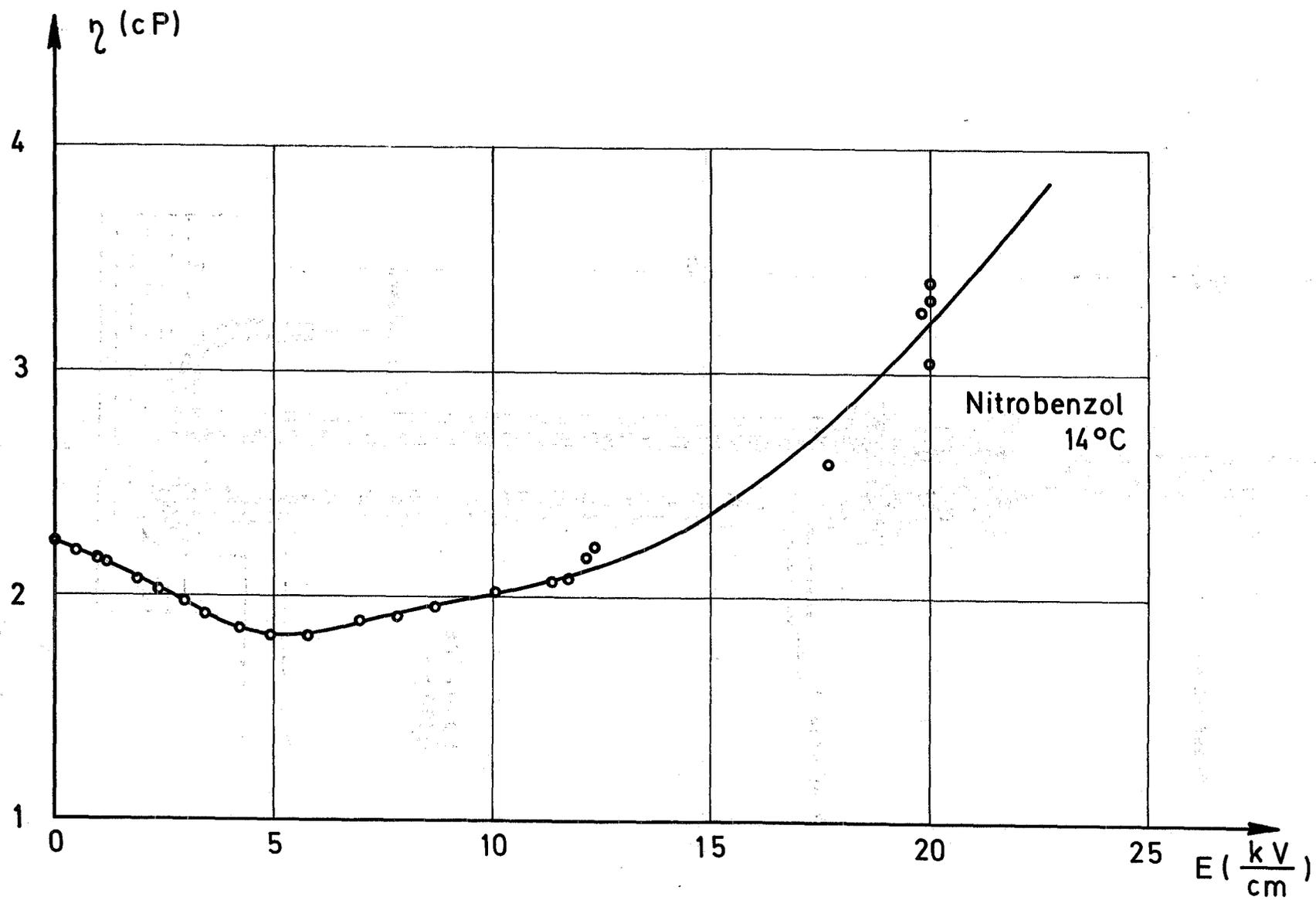


Abb. 32 Abhängigkeit der Zähigkeit von Nitrobenzol von der elektrischen Feldstärke bei 14°C

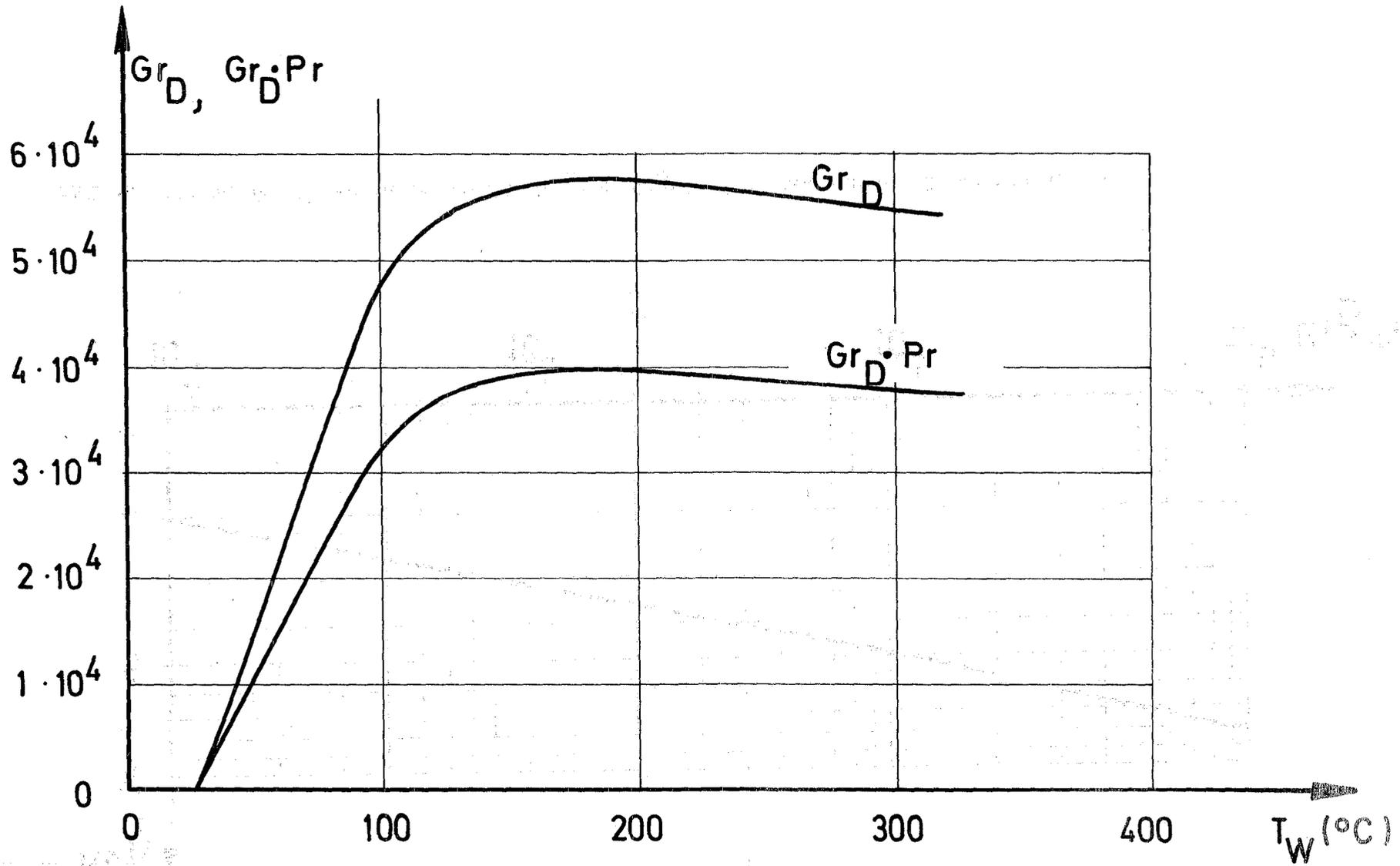


Abb.33 Abhängigkeit von Gr_D nach Gl.(68) und von $Gr_D \cdot Pr$ von der Rohrwandtemperatur für ein 20 mm dickes waagrechttes Rohr in Luft

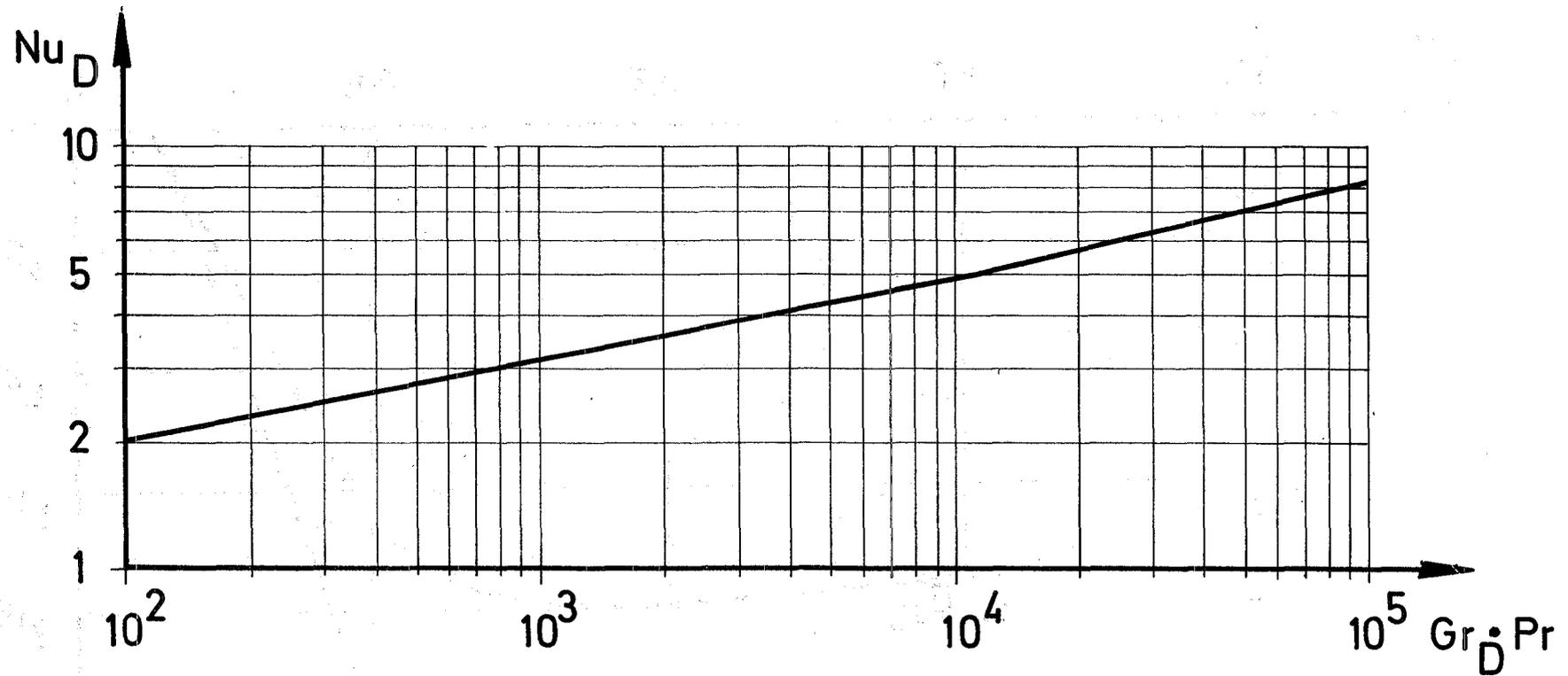


Abb.34 Abhängigkeit der Nusselt-Zahl Nu_D von $Gr_D \cdot Pr$ für waagrechte Zylinder nach /57/

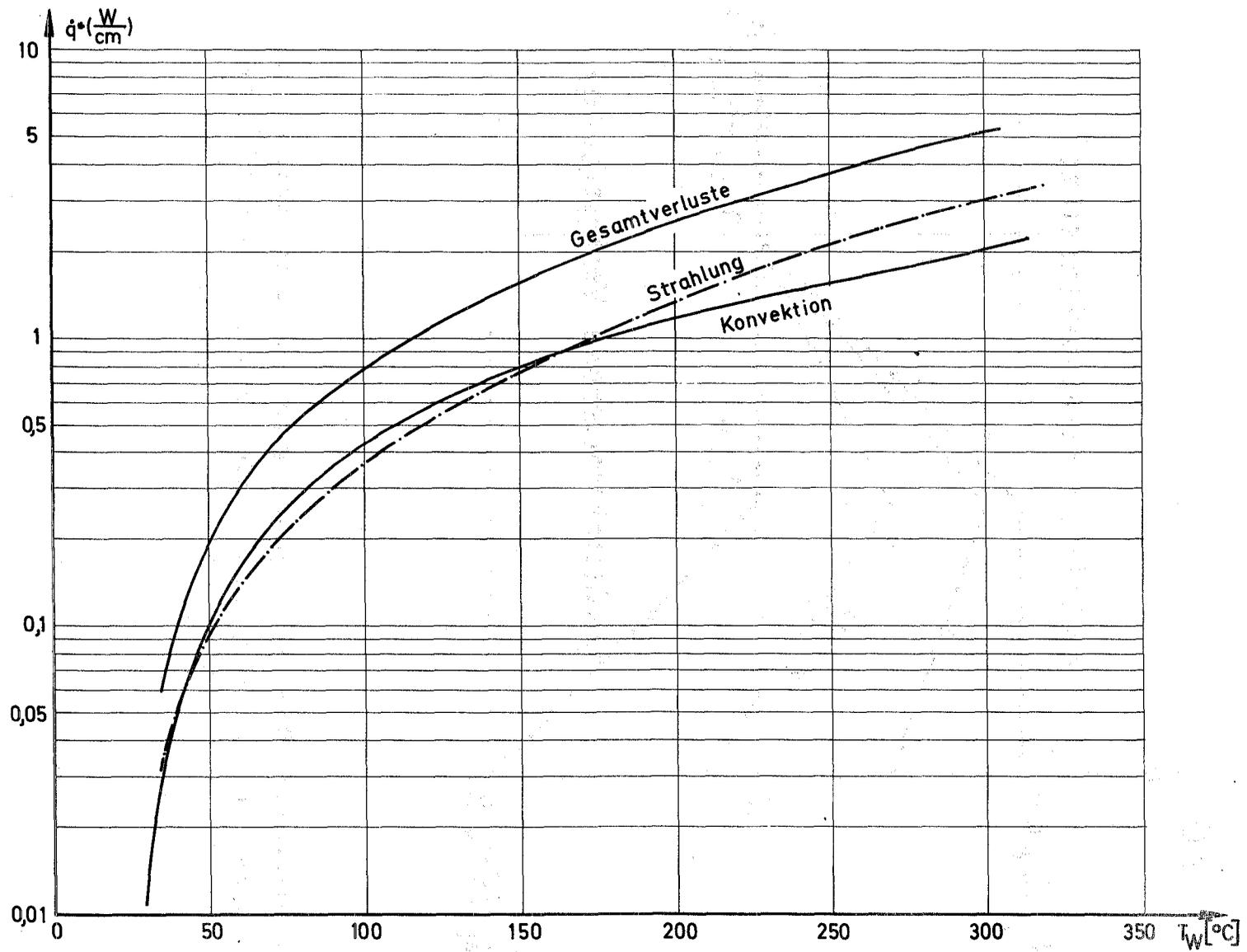


Abb.35 Wärmeverluste eines waagrecht Rohres von 20 mm Außendurchmesser in Abhängigkeit von der Rohrwandtemperatur

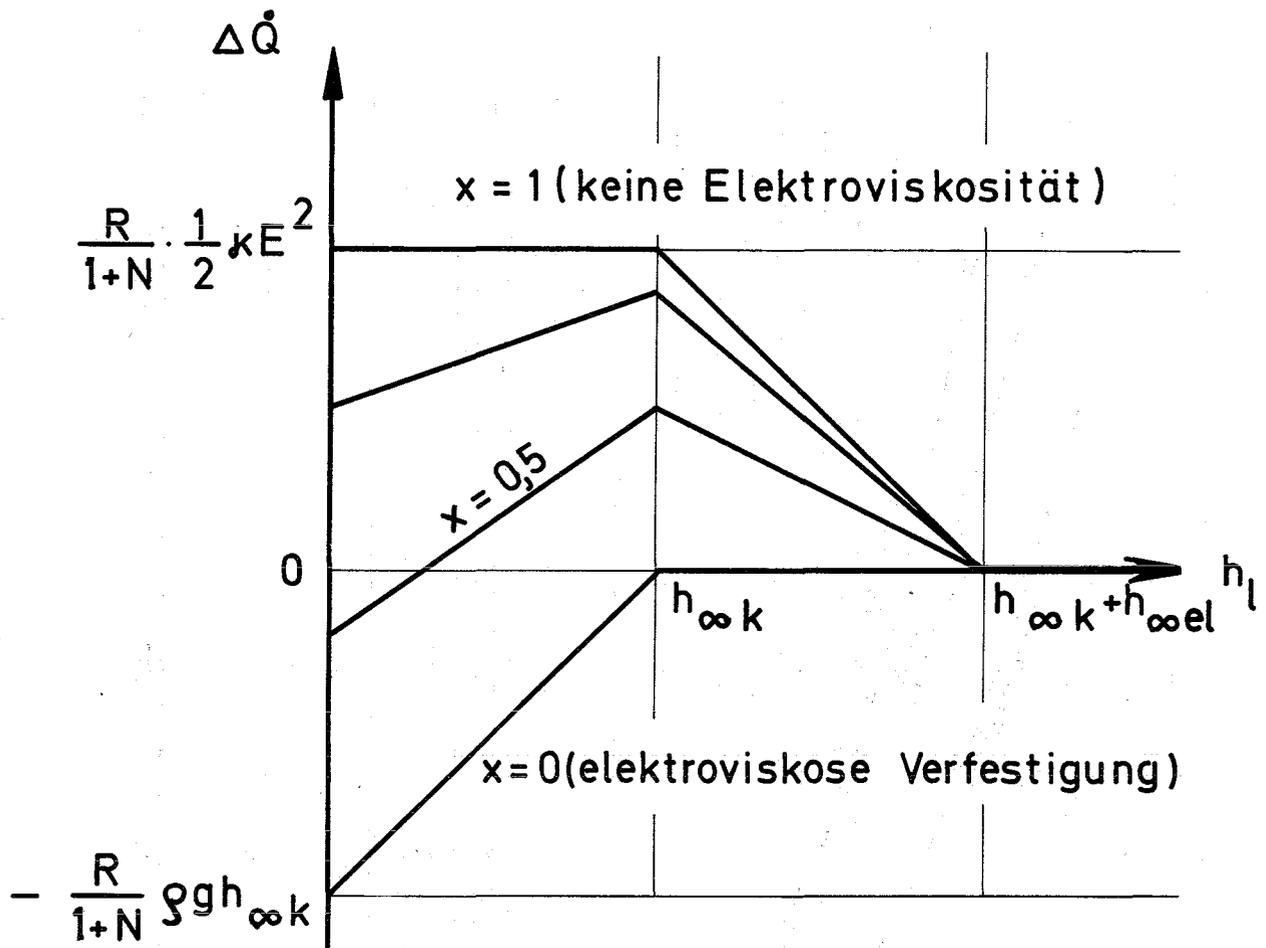


Abb.36 Schematische Darstellung der Abhängigkeit der elektrostatisch gepumpten Wärmeleistung von der Förderhöhe nach den Gln. (84), (86) und (87)

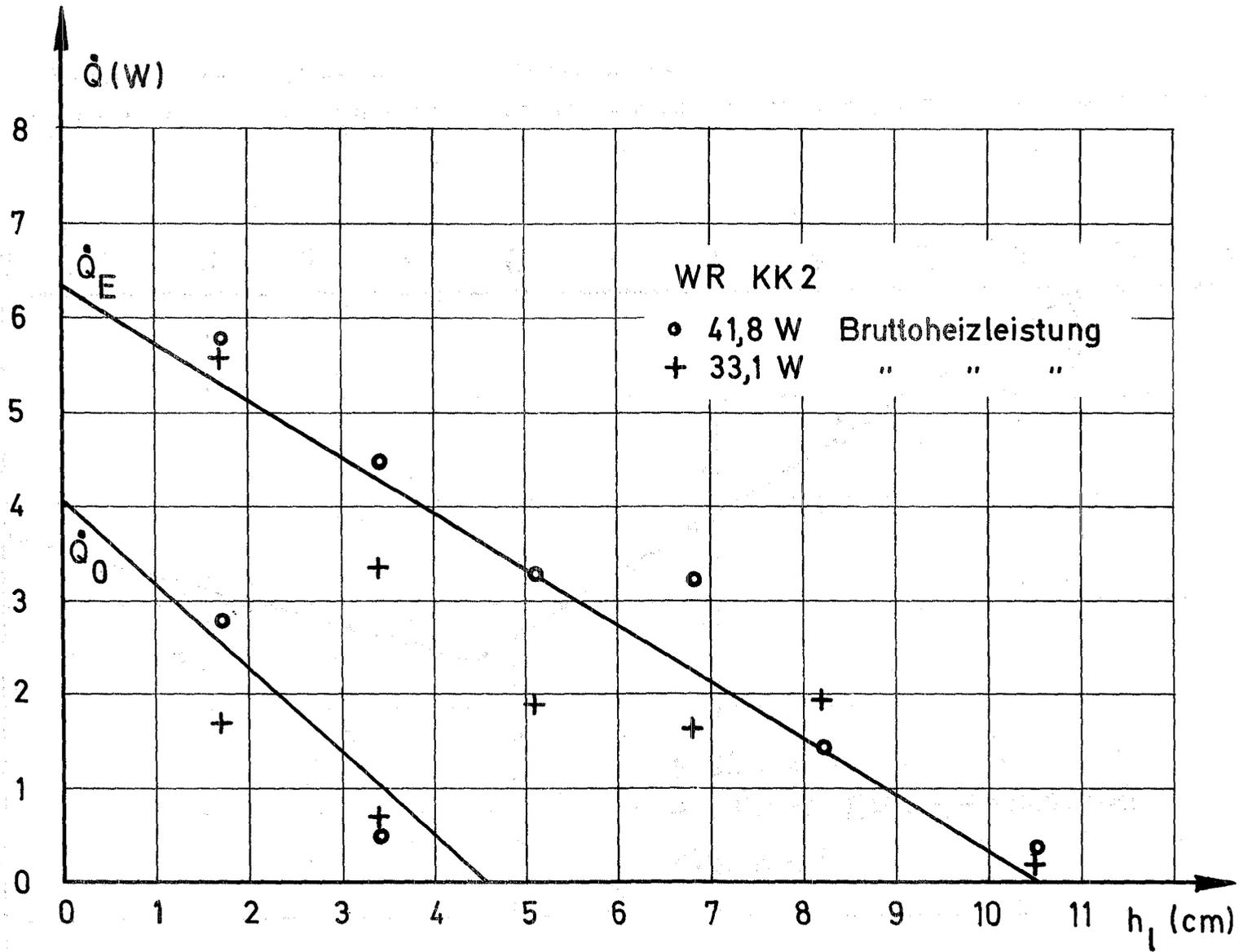


Abb.37 Abhängigkeit der Wärmetransportleistung mit und ohne elektrisches Feld von der Förderrhöhe am Wärmerohr WR KK 2, berechnete und gemessene Werte

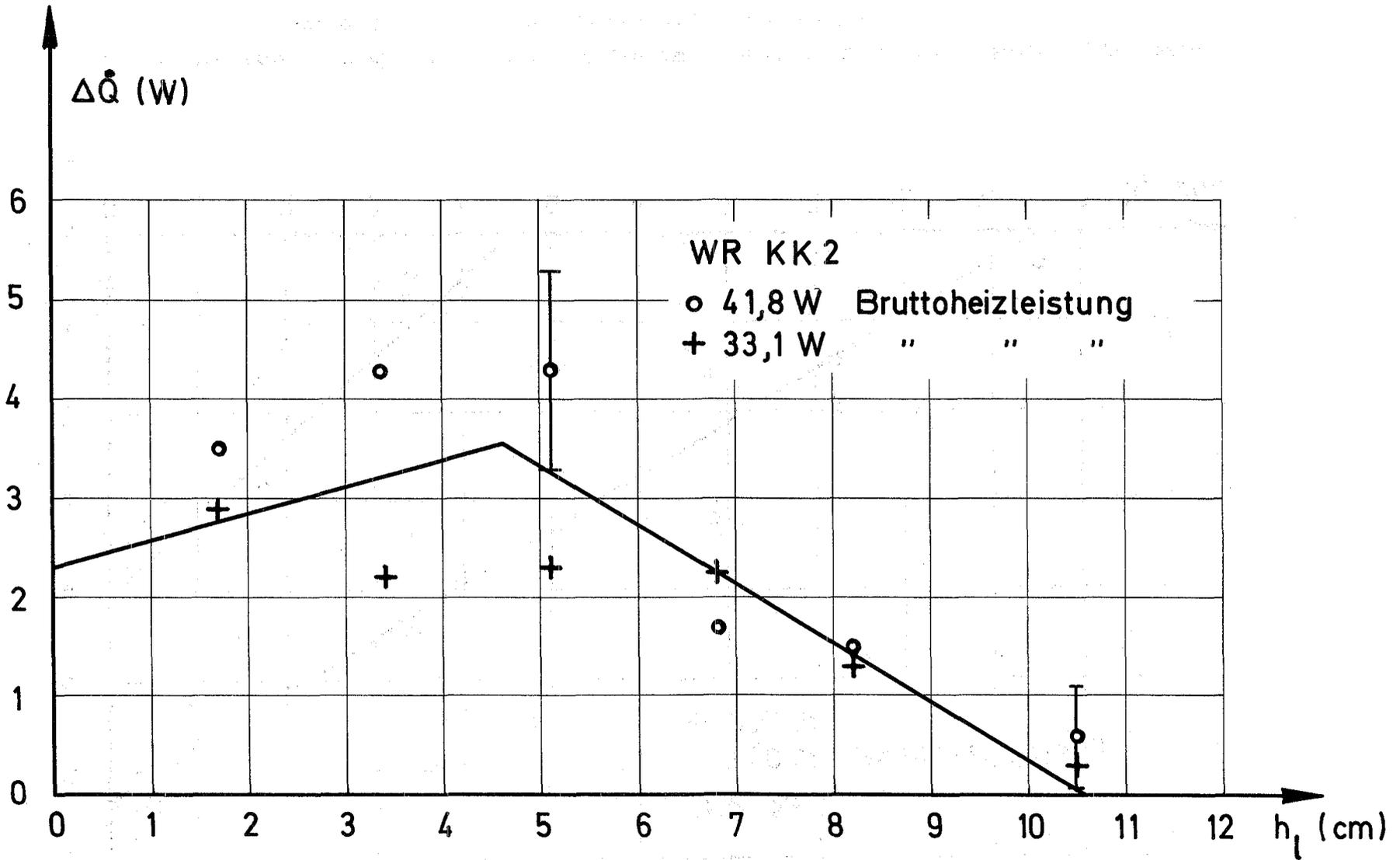


Abb.38 Abhängigkeit der durch das elektrostatische Pumpen zusätzlich geförderten Wärmemenge von der Förderhöhe am Wärmerohr WR KK 2, berechnete und gemessene Werte