

KfK 3137
April 1981

Durchschlagsuntersuchungen an Helium bei tiefen Temperaturen

D. May
Institut für Technische Physik

Kernforschungszentrum Karlsruhe

Kernforschungszentrum Karlsruhe
Institut für Technische Physik

KfK 3137

DURCHSCHLAGSUNTERSUCHUNGEN AN HELIUM BEI TIEFEN
TEMPERATUREN ⁺⁾

D. May

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe

⁺⁾ Von der Fakultät für Elektrotechnik der Universität Karlsruhe genehmigte Dissertation.

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

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH
ISSN 0303-4003

Zusammenfassung

Die Dimensionierung kryotechnischer Einrichtungen (supraleitende Kabel und Magnete) erfordert häufig die Kenntnis der Isolierfestigkeit von Helium bei Temperaturen nahe dem absoluten Nullpunkt. Unterschiedlich hohe Durchschlagsfeldstärken werden aber in der Literatur für flüssiges Helium angegeben.

Ziel dieser Untersuchungen ist es, durch geeignete Parametervariation eine Erklärung für die unterschiedlichen Festigkeitswerte zu finden. Es werden verschiedene, in der Tieftemperaturtechnik übliche Elektrodenwerkstoffe mit unterschiedlicher Probenpräparation verwendet, um die Durchschlagsfeldstärke von flüssigem Helium für Schlagweiten von 0.5 mm bis 3 mm zu ermitteln. Es zeigt sich ein erheblicher Einfluß von Rauigkeit, Oxidschicht oder Mikrorissen auf die Isolierfestigkeit. Damit gelingt es, die unterschiedlichen Werte qualitativ zu erklären. Die oben genannten Oberflächeneigenschaften werden zusammengefaßt und als "Zustand der Elektrodenoberfläche" definiert.

Basierend auf diesen Ergebnissen wird die Durchschlagsfeldstärke in überkritischem Helium im Bereich hoher Gasdichten untersucht. Eine Paschen-Darstellung läßt sich angeben.

Neben den Materialeinflüssen werden weitere Parameter beobachtet, die den Durchschlag beeinflussen und Hinweise auf seine Entwicklung geben.

Studies of Helium Breakdown at Low Temperatures

Abstract

For designing cryogenic installations the breakdown strength of helium at temperatures near absolute zero has to be known. Various breakdown strengths are reported in literature concerning liquid helium.

It is the objective of these studies to find an explanation for the different breakdown strengths by suitable variation of parameters. Various electrode materials commonly used in low temperature techniques with different sample preparation are used to measure breakdown strength of liquid helium in the gap range from 0.5 mm to 3 mm. A substantial influence of roughness, oxide layer and microcracks on strength is revealed. These terms are summarized and defined as 'condition of the electrode surface'. Taking this into account the various breakdown strengths can be qualitatively explained.

Based on these results breakdown strength in supercritical high density helium is examined. A Paschen-curve can be given for this thermodynamical region.

Besides the influences of material additional parameters are observed which influence breakdown and give information of its development.

Inhaltsübersicht

	<u>Seite</u>
1. Einleitung	1
2. Der Durchschlag in Flüssigkeiten	3
2.1 Vorbemerkung	3
2.2 Durchschlagshypothesen	4
2.2.1 Durchschlag infolge elektronischer Prozesse	4
2.2.2 Durchschlag infolge Blasenbildung und Verunreinigung	5
2.3 Definition des Arbeitsziels	9
3. Versuchseinrichtung und Versuchsbeschreibung	10
3.1 Apparative Ausrüstung	10
3.1.1 Metallkryostat	10
3.1.2 Kryostateinsatz	10
3.1.3 Hochspannungsdurchführung	12
3.1.4 Glaskryostat	14
3.2 Elektrische Schaltung für Wechselspannung	15
3.3 Meßeinrichtungen	17
3.3.1 Spannungsmeßeinrichtung	17
3.3.2 Temperaturerfassung	19
3.3.3 Druckmessung	24
3.4 Experimentelle Einflüsse auf die Durchschlagsspannung	24
3.4.1 Einfluß des geerdeten Versuchsgefäßes auf die Kugelfunkenstrecke	24
3.4.2 Reinheit des Heliums	25
3.4.3 Verunreinigung des Heliums durch Öl	26
3.5 Elektrodenwerkstoffe und Probenpräparation	26
3.5.1 Stahlproben	27
3.5.2 Messingproben	27
3.5.3 Niobproben	28
3.6 Versuchsdurchführung	29

	<u>Seite</u>
4. Ergebnisse	31
4.1 Statistische Auswertung	31
4.2 Einfluß der Oberfläche auf die Durchschlagsspannung in flüssigem Helium (4,2 K, 1 bar)	35
4.2.1 Materialunabhängige Ergebnisse	35
4.2.2 Durchschlagsspannung mit Niobelektroden	41
4.2.3 Durchschlagsspannung mit Stahlelektroden	47
4.2.4 Durchschlagsspannung mit Messingelektroden	56
4.2.5 Zusammenfassung von Kapitel 4.2	60
4.3 Durchschlagsspannung in überkritischem Helium	64
4.4 Untersuchungen im inhomogenen Feld	69
5. Zusammenfassung	75
Anhang A. Durchschlag in gasförmigem Helium	80
Anhang B. Ladungsträger in flüssigem Helium	85
1. Elektronen	85
2. Positive Ionen	86
Anhang C. Dielektrische Teilchen	88
Anhang D. Lognormalverteilung	91
Literaturverzeichnis	92
Symboltabellen	99

1. EINLEITUNG

Ballungsgebiete hoher Leistungsdichte werden über Hochleistungskabel mit elektrischer Energie versorgt. Im Leistungsbereich um 10 GVA sollen Supraleiterkabel wirtschaftlicher als SF₆-Kabel sein /1/.

Unterschiedliche Supraleiterkabel für Gleich- und Wechselspannung wurden entwickelt und getestet /2/. Kabel und Kabelabschluß erfordern zur Kühlung Helium bei Temperaturen nahe dem absoluten Nullpunkt. Bei einigen Kabeltypen übernimmt Helium zusätzlich die elektrische Isolation spannungsführender Teile.

Zur Dimensionierung solcher Anlagen muß die Isolierfestigkeit von Helium bekannt sein. In den Veröffentlichungen werden unterschiedliche dielektrische Festigkeitswerte angegeben.

Verschiedene Parameter beeinflussen die Durchschlagsspannung von Helium:

1. Art der experimentellen Durchführung
2. Elektrodenwerkstoffe und Zustand der Oberfläche
3. Form und Dauer der angelegten Spannung
4. Thermodynamischer Zustand des Isoliermediums
5. Geometrie der Anordnung
6. Reinheit des Heliums

In der vorliegenden Arbeit wird hauptsächlich der Einfluß der Elektrodenwerkstoffe und der Zustand ihrer Oberfläche untersucht.

Es wird versucht, jeweils eine der genannten Einflußgrößen zu ändern, während die übrigen konstant gehalten werden sollen. Der Verlauf der Untersuchungen wird aber zeigen, daß mehrere Parameter gleichzeitig einwirken.

Im ersten Teil der Experimente werden der Einfluß des Elektrodenmaterials und der Zustand seiner Oberfläche auf das Durchschlagsverhalten in flüssigem Helium untersucht (Kapitel 4.2). Es ist zu erwarten, daß mit geringeren Oberflächenstörungen höhere Durchschlagswerte erzielt werden können, während umgekehrt die Durchschlagsspannungen absinken sollten. Dabei ist es unerheblich, ob der Durchschlag infolge elektronischer Prozesse oder lokaler Verdampfung der Flüssigkeit eintritt.

Mit definierter Oberfläche wird dann in Kapitel 4.3 die Abhängigkeit der Durchschlagsspannung vom thermodynamischen Zustand des Heliums im Bereich hoher Gasdichten ermittelt. Es wird geprüft, ob sich die Ergebnisse in Form einer Paschen-Kurve darstellen lassen.

Im dritten Teil der Untersuchungen (Kapitel 4.4) wird die bis dahin verwendete geometrische Anordnung einer Kugelfunkenstrecke durch eine Spitze-Platte ersetzt, um die Wirkung hoher elektrischer Felder auf flüssiges Helium zu beobachten.

Die Versuchseinrichtungen zur Durchführung dieser Experimente bei sehr tiefen (kryogenen) Temperaturen sind in Kapitel 3 beschrieben.

Am Anfang dieser Arbeit findet sich ein Überblick über die Modellvorstellungen des Durchschlags in flüssigem Helium, über den es keine einheitliche, allgemein anerkannte Vorstellung gibt. Grundzüge der Gasentladung in Helium sind - soweit sie benötigt werden - im Anhang A aufgeführt. Der Leser, der sich für die besonderen Erscheinungsformen von geladenen Teilchen in flüssigem Helium sowie das Verhalten des Dielektrikums im elektrischen Feld interessiert, wird auf Anhang B und C verwiesen. Die benutzten statistischen Begriffe sind im Anhang D erläutert.

Die vorliegende Arbeit beschränkt sich beim Flüssigkeitsdurchschlag auf Helium I, das aus einer Mischung der Isotopen ^4He und ^3He im Verhältnis $10^6:1$ besteht.

2. DER DURCHSCHLAG IN FLÜSSIGKEITEN

2.1 Vorbemerkung

Der Durchschlag in Gasen wird seit etwa 100 Jahren untersucht (De La Rue und Müller 1880, Paschen 1889) /3, 4/ und einfache theoretische Modelle beschreiben gut die experimentellen Befunde /5/.

Während beim Festkörper die Kristallstruktur und die Gitterparameter einfacher kubischer Systeme gut bekannt sind, wurde die Theorie der Flüssigkeit nicht weiter verfolgt.

In Ermangelung theoretischer Grundlagen und aufgrund der Vielzahl der beim Flüssigkeitsdurchschlag vorhandenen Parameter ist es noch nicht gelungen, eine einheitliche Theorie des Durchschlags zu entwickeln.

So zeigen die Messungen verschiedener Autoren oft erhebliche Unterschiede und stehen teilweise im Widerspruch. Eine Vielzahl von Theorien zur Erklärung des Durchschlagsmechanismus resultieren daraus. Modelle lassen sich oft nicht von einer Flüssigkeit auf eine andere übertragen, und wesentliche Parameter bleiben unberücksichtigt. Ein guter Überblick über die Problematik des Flüssigkeitsdurchschlags einschließlich der tiefsiedenden Gase ist in /6, 7, 8/ gegeben.

Der elektrische Durchschlag ist eng mit dem Vorhandensein von Ladungsträgern verknüpft. Die Kenntnis ihrer besonderen Erscheinungsformen in flüssigem Helium sowie das Verhalten dielektrischer Teilchen in hohen elektrischen Feldern wird hier vorausgesetzt. Eine zusammenfassende Darstellung findet sich in Anhang B und Anhang C.

2.2 Durchschlagshypothesen

2.2.1 Der Durchschlag infolge elektronischer Prozesse

Frühe Modellvorstellungen versuchten den Durchschlag in Flüssigkeiten auf bekannte Prozesse des Gasdurchschlags zurückzuführen. Im Vergleich zu Gasen bringt aber die hohe Feldstärke die Komplikation der Feldemission mit sich. Elektronenemission aus der Kathode und Trägervermehrung durch Stoßionisation (α -Prozesse) in der Flüssigkeit führen danach zur Lawinenbildung (Townsend- oder Streamer-Mechanismus) und leiten den Durchschlag ein.

Diese Theorien traten zugunsten der Bläschen-Modelle, die im nächsten Kapitel behandelt werden, in den Hintergrund. Erst mit der Entwicklung der Nanosekunden-Impulstechnik wurden die Vorstellungen von elektronischen Prozessen wieder favorisiert /8/. Die experimentellen Ergebnisse in flüssigem Helium (Liquid Helium, LHe) liefern Durchschlagfeldstärken in der Größenordnung einiger MV/cm (homogenes und inhomogenes Feld, Elektrodenabstand 10 bis etwa 100 μm) /8/, während sie bei (quasi-) statischen Durchschlagsversuchen bis zu einer Größenordnung geringer sind /9, 10/. Watson und Sharbaugh schlossen aus ihren Experimenten in Hexan /7 Ref. 3, 13/, daß bis zu Feldstärken von 1,2 MV/cm kein Beweis für eine Trägervermehrung vorliegt; sie nehmen aber an, dieser Prozeß könne bei höheren Feldstärken mit einem Wert für αd von ungefähr 0.1 einsetzen. Eine signifikante Feldemission von der Kathode in eine Flüssigkeit sei unwahrscheinlich bis zu Feldstärken kurz vor dem Durchbruch /11 Ref. 3, 4/.

Wenn elektronische Prozesse eine Rolle beim Durchschlag spielen - einige Experimente sprechen dafür /7 Ref.14, 21-23/ -, so scheint dieser Mechanismus bei längerer Pulsdauer ($> \mu\text{s}$) von einem thermischen Effekt überdeckt zu sein. Unter thermischem Effekt soll eine Blasenbildung verstanden sein, die nun erläutert wird.

2.2.2 Der Durchschlag infolge Blasenbildung und Verunreinigungen

Zur Erklärung ihrer Durchschlagsergebnisse bei Gleichspannung und kleinen Abständen ($d \leq 1$ mm) in flüssigem Helium stützen sich Blank und Edwards /12/ auf die Vorstellungen von Atkins /13/. Danach verursacht das Coulomb-Feld eines Ions so hohe elektrostriktive Kräfte, daß sich die Flüssigkeit in unmittelbarer Nachbarschaft verfestigt und einen Komplex bildet, dessen Volumen einer Kugel mit dem Radius von 0,4 nm entspricht. Atkins zufolge kann im elektrischen Feld die Driftgeschwindigkeit

$$\vec{v} = \mu_+ \vec{E} \quad (1)$$

eines positiven Ions mit der Beweglichkeit μ_+ die Schallgeschwindigkeit in Helium überschreiten. Das Ion löst sich von dem Komplex, und der Durchschlag wird durch anschließende Ionenvervielfachung eingeleitet. Dieses Modell aus dem Jahre 1960 wurde jedoch nie weiter verfolgt.

Die Untersuchungen von Fallou et al. /14/ in siedendem Helium (4,2 K, 1 bar) gaben Anlaß zu der Vermutung, gefrorene, in LHe schwebende Teilchen (Luft, Wasser, Metall) könnten den Durchschlag einleiten. Definiert zugeführte Mengen Luft änderten aber weder die Höhe der Durchschlagspannung noch die große Streuung der Werte (Variations-Koeffizienten 20-30%). Gerhold /10/ konnte, übereinstimmend mit den Ergebnissen vom Oak Ridge National Laboratory (ORNL) /15/, ebenfalls keinen Einfluß des Sauerstoffgehalts auf die Durchschlagfeldstärke nachweisen, während ein Anstieg dieser von 1,6 auf 2,4 MV/cm bei Zusatz von 20% Sauerstoff in flüssigem Argon berichtet wird /16/. Oxidation der Elektroden bzw. Anlagerung von Elektronen an das O₂-Molekül sollen die Ursache dafür sein.

Um den Einfluß von unvermeidlichen Blasen in siedendem Helium zu untersuchen, wurden Teilentladungsmessungen mit einem Auflösungsvermögen von 5 pC durchgeführt /14/, das völlig ausreicht, um z.B. in SF₆ Korona-Erscheinungen nachzuweisen /17/.

In Übereinstimmung mit Hiley /18/ konnten Fallou et al./14/ jedoch keine Vorentladungsphänomene feststellen. Mathes /19/ berichtet ebenfalls, das Sieden beeinflusse die Durchschlagspannung nicht signifikant. Auch Leitungsströme, die bei organischen Flüssigkeiten bei vergleichbarer Feldstärke in der Größenordnung von einigen Nanoampere liegen, konnten nicht nachgewiesen werden /14, 15, 12/.

Nach Goldschvartz et al. /20/ läßt sich die Hypothese von Swan /20 Ref. 8/ auf kryogene Flüssigkeiten übertragen. Im Falle von Flüssigargon werden gute Ergebnisse erzielt unter der Annahme, die Beweglichkeit μ_+ positiver Ionen sei viel kleiner als die negativer Ionen μ_- . Diese Voraussetzung trifft jedoch für flüssiges Helium nicht zu, wie in Kapitel B.2 (Anhang) dargestellt ist.

Die von Krasucki für Hexachlorodiphenyl entwickelte Theorie /22/ hält Meats /21/ für geeignet, seine Ergebnisse zu beschreiben. Dabei unterscheidet sich allerdings die organische Flüssigkeit erheblich von LHe hinsichtlich der Viskosität. Diese beträgt bei einer Temperatur von 290,5 K $6 \cdot 10^6$ Pa·s (Pascalsekunde) und bei 348 K nur 2 Pa·s im Vergleich zu $36 \cdot 10^{-6}$ Pa·s bei 4 K für LHe /23/. Nach Krasucki formieren sich Blasen an leitfähigen Partikeln, die im Verlauf des Konditionierens bei der Verdampfung des Elektrodenmetalls entstanden sind und sich auf der Oberfläche niedergeschlagen haben. Aus einer Energiebetrachtung gewinnt Krasucki die Einsatzfeldstärke, die den Durchschlag einleitet

$$E = \frac{0,337}{\sqrt{\epsilon_0}} \left(\frac{1}{K} (p_0 + \frac{2\sigma}{R}) \right)^{0.5}, \quad (2)$$

wobei R den Radius des Partikels, σ die Oberflächenspannung und K die relative Permittivität der Flüssigkeit bezeichnen. Die innere Klammer beschreibt den Gesamtdruck einer Blase, der sich aus dem Binnendruck und dem hydrostatischen Druck p_0 ergibt.

Meats wendet die Gleichung (2) auf flüssiges Helium an, das wegen der geringen Verdampfungswärme L (2,5 J/g, Wasser 2500 J/g) leicht zur Blasenbildung neigt, und überprüft sie am kritischen Punkt (5,2 K, 2,26 bar; Druck-Dichte-Diagramm siehe Abb. 45, Seite 84), weil dort der Binnendruck $2 \sigma/R$ verschwindet.

Die von Meats daraus berechnete Durchschlagfeldstärke (52 MV/m) unterscheidet sich beträchtlich von dem experimentell ermittelten Wert 32 MV/m, läßt sich aber durch Korrektur der Konstanten 0.337 angleichen, die mit der Feldüberhöhung an Mikrospitzen zusammenhängt. Für andere thermodynamische Zustände auf der Siedelinie (siehe Abb. 45, Seite 84) müssen Teilchenradien $R = 5$ nm angenommen werden, die kleiner sind als die bisher beobachteten.

Durch geeignete Annahmen lassen sich zwar die Ergebnisse von Meats mit Hilfe der Gleichung (2) darstellen, aber gegen den Ansatz werden prinzipielle Einwände vorgebracht /6, 24/.

Auch das von Kok /25/ zur Beschreibung des Durchschlags in Mineralöl entwickelte Modell, das von Verunreinigungen ausgeht, die im Elektrodenzwischenraum eine Brücke bilden, wurde auf flüssiges Helium übertragen /15/. In einer zu einfachen Abschätzung wird gezeigt, daß eine Verunreinigungskonzentration von 10^{-15} At.% genügen müßte, um das Koksche Durchschlagskriterium zu erfüllen. Technisch realisierbare Verunreinigungskonzentrationen von Helium liegen jedoch im Bereich einiger ppm, so daß auch extreme Reinigung obigen Wert nie erreichen würde. Dieser Ansatz läßt sich somit nicht experimentell überprüfen.

Mit außergewöhnlich feinporigen Filtern, die für die Phasentrennung von HeI und HeII vorgesehen sind und deren Porendurchmesser in der Größenordnung einiger nm liegt, haben Goldschvartz und Blaisse eine beträchtliche Steigerung der Durchschlagfeldstärken (bis 3 MV/cm, 20 μ m, 4,2 K) erzielen können /26/. Diese Ergebnisse ließen sich jedoch trotz verbesserter Techniken nicht reproduzieren /20/.

Die wohl umfangreichste Durchschlagshypothese für LHe von Gerhold /10/ basiert ebenfalls auf Verunreinigungen, deren Konzentration durch elektrische Feldkräfte an Spitzen und Oberflächenunregelmäßigkeiten eine thermische Diffusion entgegenwirkt.

Das Gleichgewicht wird durch

$$kT \ln \left(\frac{N_m}{N_o} \right) = 2\pi R^3 \epsilon_o K_1 \frac{K_1 - K_2}{K_2 + 2K_1} (f^2 E_o^2 - E_o^2) \quad (3)$$

beschrieben. Es bedeuten:

k : Boltzmannkonstante $k = 1.38 \cdot 10^{-23} \text{ JK}^{-1}$

T : Temperatur

N_m : Teilchendichte an einer Spitze (10^{24} m^{-3} für $R = 5 \cdot 10^{-9} \text{ m}$)

N_o : Teilchendichte in einiger Entfernung von der Spitze (10^{20} m^{-3})

K_1 : relative Permittivität des Teilchens

K_2 : relative Permittivität der Flüssigkeit

R : Teilchenradius

E_o : Makroskopische Feldstärke

f : Faktor der Feldüberhöhung an einer Spitze

Gerhold setzt für die Feldüberhöhung den Faktor 10 oder 100 und erhält rechnerisch Feldstärken, die um 1 bis 2 Größenordnungen kleiner sind als die Durchschlagfeldstärken. Dies bedeutet, daß sich bereits lange vor dem Durchbruch die Verunreinigungen in dichtester Packung als Dipolschicht an den Mikrospitzen befinden. Unmittelbar vor dem Durchschlag treten Elektronen durch Feldemission aus der Kathode und lagern sich an der Dipolschicht an, wobei negative Ionen gebildet und von der Kathode abgestoßen werden. Unter der Annahme, daß die gesamte spezifische Energie der

Flächenladung D_0 in Verdampfungsenergie L umgesetzt wird, setzt Gerhold

$$L \approx \frac{1}{2} f D_0 E_0 . \quad (4)$$

Mit Berücksichtigung einer Feldüberhöhung um den Faktor 10 gegenüber der makroskopischen Feldstärke E_0 ergibt sich daraus eine mittlere Durchschlagfeldstärke von 50 kV/mm, die ungefähr den experimentellen Ergebnissen entspricht.

2.3 Definition des Arbeitsziels

Alle neueren Durchschlagshypothesen für flüssiges Helium waren ursprünglich für verschiedene organische Flüssigkeiten entwickelt worden und wurden modifiziert auf Helium übertragen.

Eine einheitliche Theorie besteht für keine Flüssigkeit, insbesondere nicht für flüssiges Helium. In den qualitativen Erklärungen spielen Verunreinigungen oder Blasen die wesentliche Rolle. Bei Nanosekundenimpulsen sollten solche Effekte bei der Entwicklung des Durchschlags keine Rolle spielen können. Die erreichbaren Feldstärken sind daher höher als bei quasistatischen Experimenten.

Die bisher aufgestellten Hypothesen konnten mit den experimentellen Ergebnissen der jeweiligen Autoren hinreichend gut in Einklang gebracht werden. Die ermittelten Durchschlagswerte sind zum Teil jedoch sehr unterschiedlich, was zunächst nicht erklärt werden kann.

Ziel dieser Arbeit ist es, durch zusätzliche Messungen, insbesondere durch Variation von wichtigen Einflußgrößen, eine Erklärung für diese Unterschiede zu finden. Darüberhinaus sollte geprüft werden, ob diese Messungen es gestatten würden, tragfähige Aussagen über eine einheitliche Theorie hinsichtlich des Durchschlagsmechanismus zu machen.

3. VERSUCHSEINRICHTUNG UND VERSUCHSBESCHREIBUNG

3.1 Apparative Ausrüstung

3.1.1 Metallkryostat

Der Badkryostat, Abb. 1, ist ein Edelstahl-Dewar (Innendurchmesser 45 cm) mit zwei konzentrischen Vakuummkammern ($p = 10^{-9}$ bar), zwischen denen sich ein Behälter mit flüssigem Stickstoff (LN_2 , 77 K) befindet. Dieser nimmt einen Teil der durch Wärmeleitung und -strahlung einströmenden Wärme auf, indem Stickstoff verdampft wird (Verdampfungswärme 160 J/g). Die verschiedenen Kammern sind aus Sicherheitsgründen mit Berstscheiben bzw. Überdruckventil versehen.

3.1.2 Kryostateinsatz

Das Versuchsgefäß, Abb. 2, ist ein Druckbehälter aus Edelstahl (11 bar, 4 K, 50 dm^3), im weiteren auch als Innenbehälter bezeichnet, der über vier Tragrohre an dem Kryostatendeckel befestigt wird. Diese Rohre übernehmen noch folgende Funktionen: 1. Abgasanschluß, 2. Aufnahme der Drucksonde, 3. Einfüllvorrichtung für flüssiges Helium, 4. Einführung der Meßleitungen (26 Stück). In den Behälter ragt die in Kapitel 3.1.3 beschriebene Hochspannungsdurchführung. Zum Zerlegen des Behälters sind zwei Kapton-gedichtete Flansche angebracht. Im Druckgefäß (Durchmesser 30 cm) befindet sich ein Kupfereinsatz (Durchmesser 28 cm), der mehrere Funktionen erfüllt: Halterung der erdseitigen Elektrode und eines Ventilators, Träger der Temperaturfühler und Befestigung der Heliumstandsonde (nicht eingezeichnet in Abb. 2). Außerdem werden durch den Kupfereinsatz vertikale Temperaturgradienten in der Flüssigkeit vermieden, die zu instabilen Inversionsschichten führen könnten. Für Experimente mit Drucken über 1 bar und Temperaturen $>4,2 \text{ K}$ mußten Kühlschlangen (Wärmetauscher) und ein koaxialer

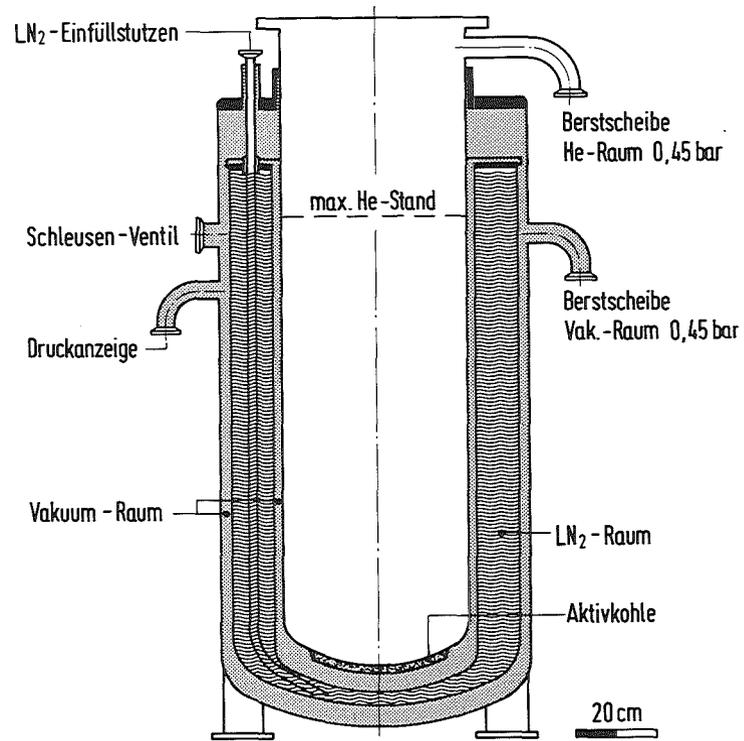


Abb. 1: Metallkryostat

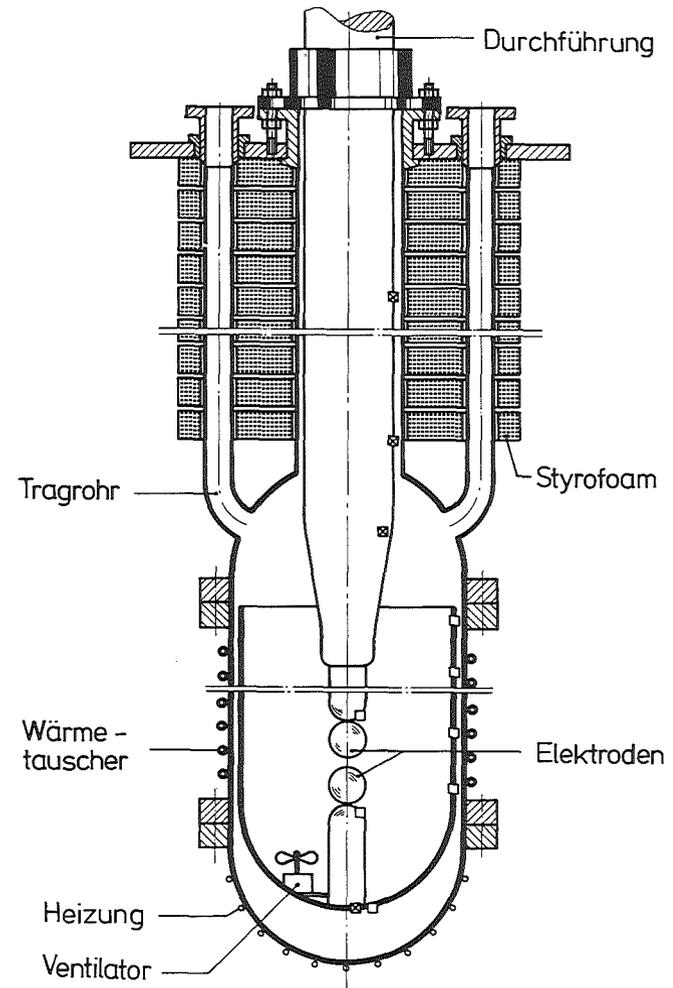


Abb. 2: Kryostateinsatz, Pertinax-Durchführung und Instrumentierung mit C 100, □, und Pt 100, ⊠, Temperaturfühlern.

Miniatur-Heizleiter angebracht werden, nachdem entweder nur der Druck oder nur die Temperatur konstant gehalten werden konnte, während sich die jeweils andere Größe veränderte. Zur Verringerung der Wärmestrahlung wurde der Raum zwischen Kryostatendeckel und Druckbehälter lagenweise mit Styrofoam und Aluminiumfolie ausgefüllt, was die thermische Isolation erheblich verbesserte.

3.1.3 Hochspannungsdurchführung

Die Hochspannungsdurchführung aus epoxidharzimprägniertem Spezialpapier mit konzentrisch angeordneten Steuerbelägen¹⁾, Abb. 3, durchbricht die thermische Isolation des Versuchsgefäßes, um den Proben die Spannung zuzuführen. Dies geschieht mittels eines dünnwandigen Rohres geringer Wärmeleitfähigkeit, dessen oberes Ende an einer Vorrichtung befestigt ist, mit der das Rohr in axialer Richtung bewegt werden kann. Damit wird im thermischen Gleichgewicht die Schlagweite eingestellt, die sich mit einer angebauten Mikrometerschraube auf 10 µm genau messen läßt. Das andere Ende des Rohres trägt die Elektrode. Es werden - in Anlehnung an VDE O370 - nur Kugeln verwendet, weil nicht sichergestellt werden kann, daß Plattenelektroden nach dem Abkühlen planparallel bleiben.

Um ihre Abkühlgeschwindigkeit ermitteln zu können, wurde die Durchführung an verschiedenen Stellen mit 5 Temperaturfühlern bestückt, die in Kapitel 3.3.2 näher beschrieben werden. Thermische Spannungen im Epoxidharz, die zu Zerstörung führen können, müssen auf jeden Fall vermieden werden.

Im Gegensatz zu Glasdurchführungen ist die Pertinax-Durchführung langsam (innerhalb 3 Tagen) abzukühlen und aufzuwärmen. Letzteres geschieht, indem der flüssige Stickstoff in eine Vorratskanne zurückgedrückt und der Kryostat mittels zweier Heizungen angewärmt wird.

¹⁾ Hersteller: Fa. Felten u. Guilleaume, Porz

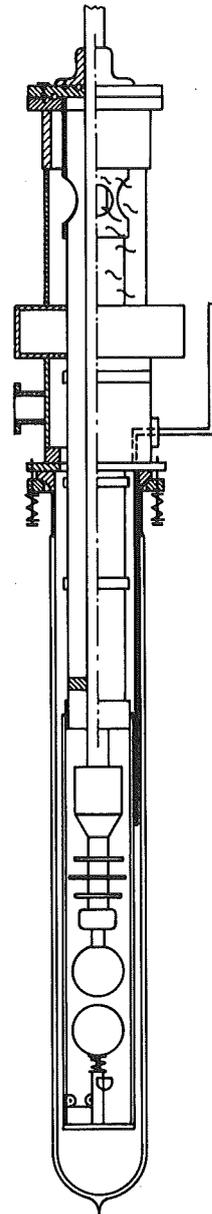
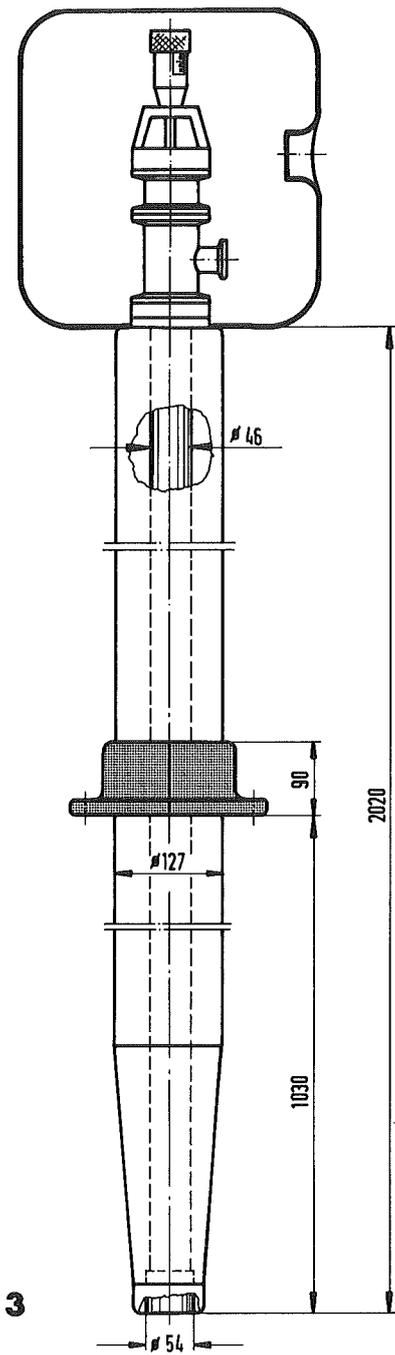


Abb. 3: Pertinax-Durchführung für 200 kV mit Schirmhaube (nicht maßstäblich)

Abb. 4: Glaskryostat mit Durchführung

Da nicht die einzelnen Beiträge zur Wärmebelastung ermittelt werden konnten, wurde der integrale Wärmestrom der Einheit Kryostat-Durchführung aus der Messung der Heliumverluste errechnet. Diese betragen 1,5 W bzw. 0,7 W, je nach dem, ob nur der Innenbehälter mit Helium gefüllt ist oder auch der Außenbehälter.

Die Durchführung ist für 200 kV AC bei 4 K und 11 bar dimensioniert. Ihre Teilentladungs-Intensität wird mit maximal 5 μ V bei Nennspannung angegeben.

3.1.4 Glaskryostat

Der Metallkryostat mit seinem Druckeinsatz gestattet es nicht, optische Untersuchungen an Helium in hohen elektrischen Feldern durchzuführen. Ferner ergeben sich Beschränkungen hinsichtlich der Experimentiermöglichkeiten wegen der relativ langen Abkühlzeit der Pertinax-Durchführung. Diese Schwierigkeiten lassen sich durch die Verwendung eines Glaskryostaten umgehen, der binnen weniger Stunden kaltgefahren werden kann. Dafür werden die Nachteile in Kauf genommen, daß die Parallelität bei Plattenelektroden sowie die Abstandseinstellung nicht mit der erwähnten Genauigkeit erreicht wird.

Für einen innenverspiegelten Glaskryostaten (Halsdurchmesser 85 mm) mit 15 mm breiten Sichtschlitzen wurde eine koaxiale Hochspannungsdurchführung (50 Ω) mit Elektrodenhalterung gebaut¹⁾, Abb. 4.

Das innerhalb des Glaskryostaten befindliche Schirmgeflecht wurde durch ein halbleitendes, selbstverschweißendes PE-Band ersetzt, wie es in Kabelgarnituren verwendet wird. Glimmentladungen im oberen Gasraum ließen sich damit verhindern. Die erdseitige Elektrode ist isoliert angeordnet, um über ein

¹⁾ Die hochspannungstechnische Versuchseinrichtung wurde von Herrn F. Winterer im Rahmen seiner Diplomarbeit erstellt.

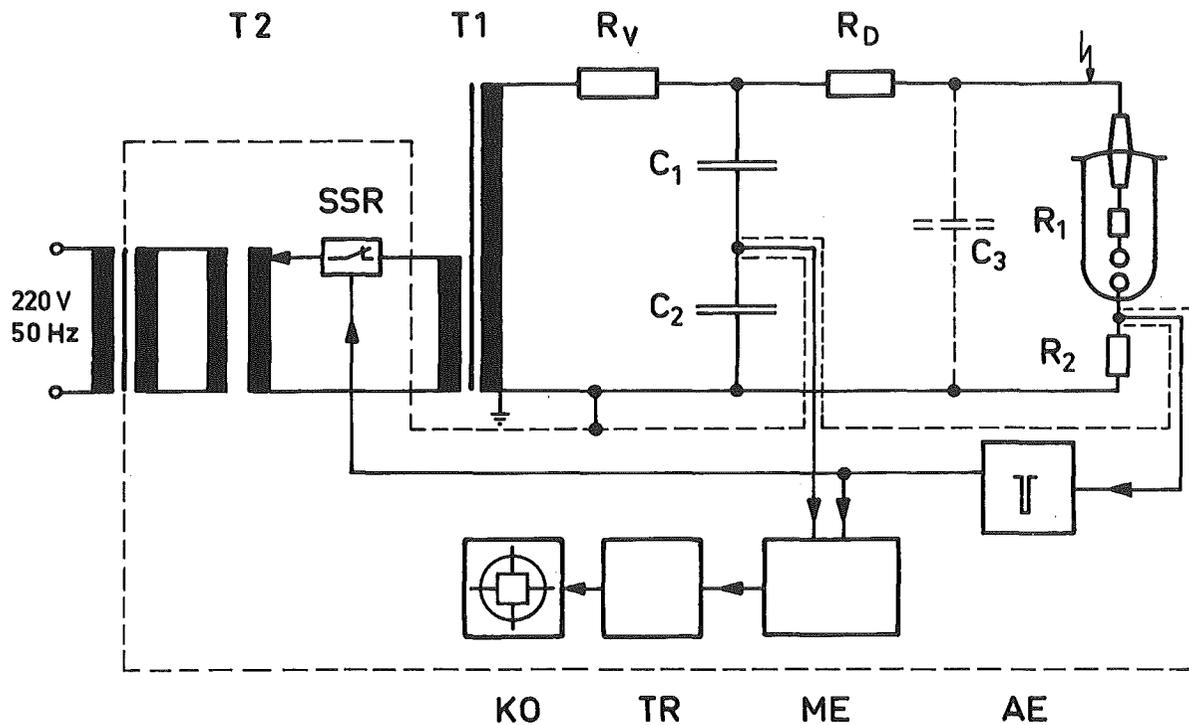
50 Ω -Koaxialkabel Strommessungen (Elektrometer, Keithley) durchführen zu können. Die Abstandseinstellung geschieht mittels eines Feintriebs über einen Seilzug.

Die kryotechnische Einrichtung ermöglicht ein Abpumpen des Versuchsgefäßes bis auf wenige mbar. Als Hochspannungsversorgung stehen verschiedene geregelte Netzgeräte (Restwelligkeit 0.1%) bis 100 kV DC zur Verfügung.

Die große Diffusionsgeschwindigkeit von warmem Helium in Glas /27/ führt zu einer Verschlechterung des Isoliervakuum und verursacht eine schnellere Alterung des Glases. Der Kryostat ist daher unter Vakuum auf Flüssigstickstofftemperatur abzukühlen, bevor flüssiges Helium eingefüllt wird.

3.2 Elektrische Schaltung für Wechselspannung

Die elektrische Schaltung für Durchschlagsversuche mit Wechselspannung entnimmt man der Abb. 5. Die Ausgangsspannung des Transformators T 2 wird entweder manuell oder mit Hilfe eines Motors mit einstellbarer Spannungsanstiegsgeschwindigkeit hochgefahren und gelangt über ein Solid-State-Relais zum Hochspannungstransformator T 1 (220 V/100 kV). Der Vorwiderstand $R_V = 1 \text{ M } \Omega$ begrenzt beim Durchschlag den Strom. An dem kapazitiven Teiler, bestehend aus den Kondensatoren C_1 und C_2 , wird ein Abbild der Hochspannung entnommen und der Meßelektronik ME zugeführt, die gesondert beschrieben wird. Über den Dämpfungswiderstand R_D gelangt die Spannung zur Durchführung, deren Kapazität mit C_3 bezeichnet ist. Unmittelbar vor der Funkenstrecke wurde der Widerstand R_1 in die Halterung der Elektrode integriert (nicht eingezeichnet in Abb. 2). Der Nennwiderstand beträgt bei 293 K 100 Ω , steigt jedoch auf etwa 1 k Ω an beim Abkühlen auf Heliumtemperatur. Er begrenzt bei der Entladung die in der Funkenstrecke umgesetzte Energie. Im Falle des Durchschlags fließt ein Strom über R_2 , dessen Spannungsabfall



- T 1 : Hochspannungstransformator
 T 2 : Stelltransformator
 R_V : Vorwiderstand $1 \text{ M}\Omega$
 R_D : Dämpfungswiderstand (Wasser, $50 \text{ k}\Omega$)
 C_1, C_2 : kapazitiver Teiler
 C_3 : Kapazität der Durchführung
 R_1 : Kohle-Masse-Widerstand 100Ω
 R_2 : Reusenwiderstand $10 \text{ m}\Omega$
 AE : Abschaltelektronik
 ME : Meßelektronik
 TR : Transienten-Rekorder
 KO : Kathodenstrahloszillograf
 SSR : Solid-State-Relais

Abb. 5: Elektrische Schaltung für
 Wechselspannung, 50 Hz

genügt, um die Abschaltetelektronik zu aktivieren. Nach einer Verzögerung von etwa 30 ns wirkt die Abschaltelinrichtung auf das elektronische Lastrelais SSR und die Meßelektronik ME.

3.3 Meßeinrichtungen

3.3.1 Spannungsmeßeinrichtung

Bei den anfänglichen Durchschlagsuntersuchungen in flüssigem Helium wurde ein Transienten-Rekorder an eine Scheitelspannungsmeßeinrichtung angeschlossen.

Dabei wurde festgestellt, daß der Durchschlag vor dem Spannungsmaximum und auch danach geschehen kann. Der Zeitwert der Durchschlagsspannung $u(t)$ konnte bis zu 15 % von der Amplitude \hat{U} abweichen.

Dagegen zeigen Kontrollmessungen in Gasen (Helium, SF₆, Luft), daß der Durchschlag im Bereich des Spannungsmaximums auftritt.

Deshalb wurde eine elektronische Einrichtung ME entwickelt, die den Zeitwert $u(t)$, die Amplitude \hat{U} und die Zeit zwischen Spannungsnulldurchgang und Durchschlag sowie die Polarität der entsprechenden Halbwelle erfaßt.

Dieses Gerät soll nun anhand des Blockschaltbilds, Abb. 6, erläutert werden.

Nach dem Passieren eines elektronischen Überspannungsschutzes und eines Tiefpasses (Grenzfrequenz etwa 2 kHz) wird das Meßsignal einem Impedanzwandler zugeführt, an dessen Ausgang ein Präzisionsgleichrichter das Signal für die Folgestufen aufbereitet. In einer Sample- and-Hold-Schaltung wird das Meßsignal mit 100 kHz abgetastet (SHA 1, Sample- and-Hold-Amplifier) und während der Hold-Phase an SHA 2 weitergegeben. Dies stellt sicher, daß der letzte Abtastwert gespeichert wird, wenn während der Sample-Phase von SHA 1 (5 μ s) ein Durchschlag auftritt. Ein Analog/

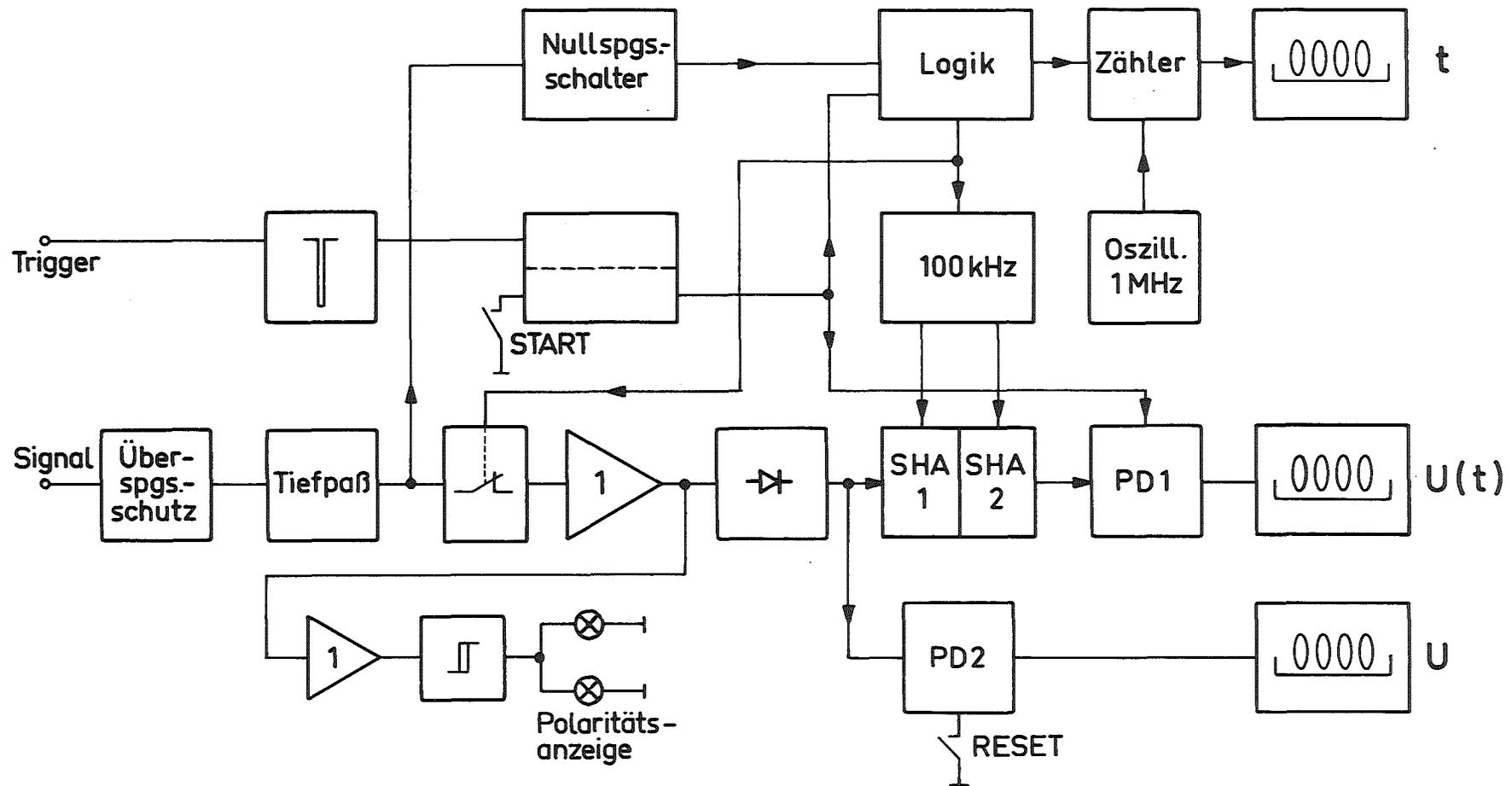


Abb. 6: Vereinfachtes Blockschaltbild der elektronischen Meßeinrichtung zur Messung des Scheitelwerts, Zeitwerts und der Zeit ab dem Nulldurchgang der Wechselspannung.

Digital-Wandler mit Speicher PD 1 hält den übernommenen Zeitwert $u(t)$ beliebig lange. Am Ausgang des Präzisionsgleichrichters übernimmt ein zweiter A/D-Wandler mit Speicher (PD 2 Peak-Detector) den jeweils höchsten Spannungswert \hat{U} .

Die zeitliche Referenz liefert ein Nullspannungsschalter, der über eine logische Verknüpfung einen Zähler sowie den 100 kHz-Generator steuert.

Durch ein Triggersignal der Abschaltetelektronik werden Zähler und 100-kHz-Generator gestoppt. Gleichzeitig werden die Zeit seit dem letzten Nulldurchgang und der Zeitwert der Durchschlagsspannung $u(t)$ angezeigt.

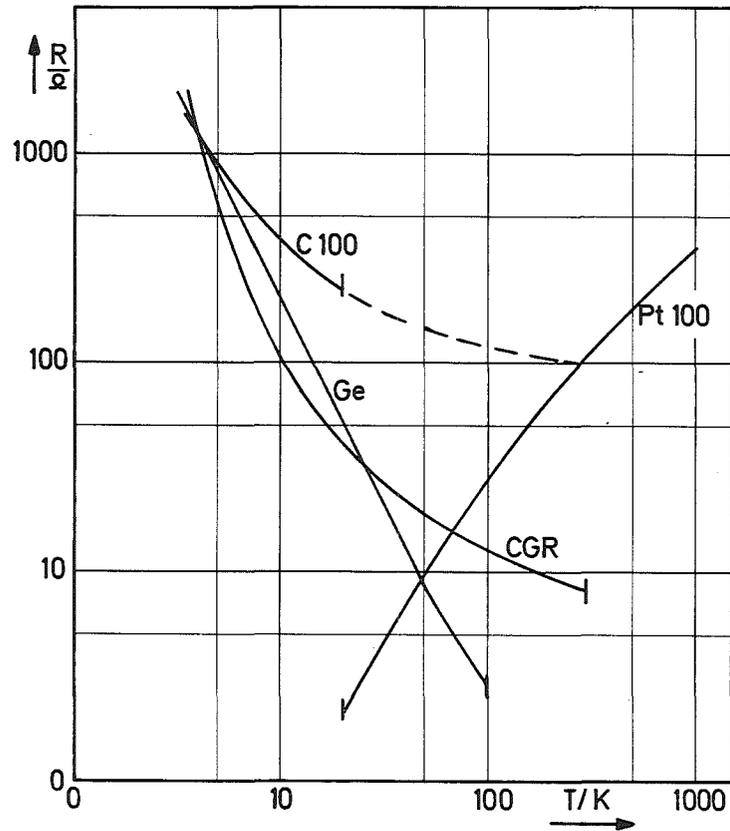
In einfacher Weise gewinnt man eine Polaritätsanzeige mit einem Schmitt-Trigger.

Nicht eingezeichnet in Abb. 6 sind diejenigen Schaltungskomponenten, die zum Abgleich dienen und die es ermöglichen, das Signal mit einem Transienten-Rekorder zeitlich zu verfolgen. Durch geeignete Wahl der Bauelemente konnte ein Fehler $\leq 0,5 \%$ eingehalten werden.

3.3.2 Temperaturerfassung

Durch Angabe von zwei der drei Größen Druck p , Dichte ρ und Temperatur T ist ein thermodynamischer Zustand bestimmt. Technisch einfach und präzise kann der Druck gemessen werden. Ist die Temperatur gegeben, läßt sich auch die Dichte ermitteln.

Die Temperaturabhängigkeit elektrischer Widerstände bietet die Möglichkeit der Temperaturmessung durch eine einfache Widerstandsmessung. Abb. 7 /28/ gibt die Widerstandsänderung über der Temperatur für verschiedene Temperaturfühler an. Ihren Temperaturkoeffizienten (TK) entsprechend eignen sich die Widerstände zur Messung der Temperatur in verschiedenen Bereichen.



C 100 = Kohlefühler
 Ge = Germaniumföhler
 CGR = Kohleglasföhler
 Pt 100 = Platinföhler nach DIN 43 760

Abb. 7: R-T- Charakteristik v. Widerstands-
temperaturföhler

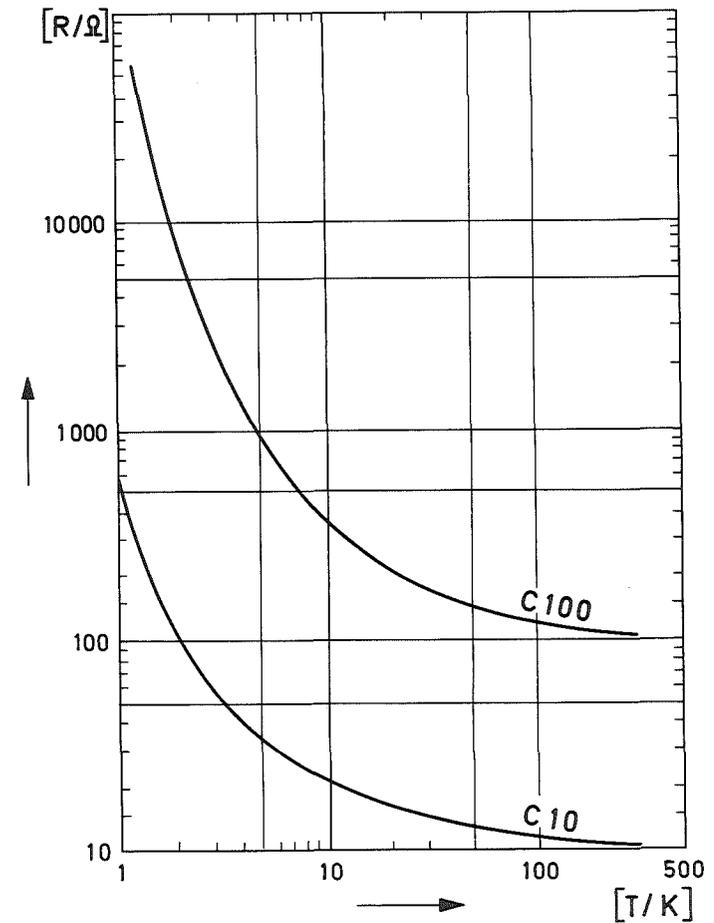


Abb. 8: R-T- Charakteristik v. Kohlewider-
standstemperaturföhler

Metallwiderstände mit positivem TK, zum Beispiel Platinwiderstände Pt 100 nach DIN 43 760 mit einem Nennwiderstand von 100 Ω bei 273 K, werden für Temperaturmessungen bis ungefähr 20 K verwendet. Wegen ihres nahezu konstanten Restwiderstandes von ca. 2 Ω scheiden sie bei tieferen Temperaturen aus. Sie werden daher bei Experimenten nur zur Überwachung des Temperaturgradienten in der Hochspannungsdurchführung während des Abkühl- bzw. Anwärmvorganges eingesetzt. Die Anordnung der Platinwiderstände auf der Durchführung entnimmt man der Abb. 2.

Kohlemasse-Widerstände von Allen Bradley (100 Ω Nennwiderstand) mit negativem TK ermöglichen wegen ihrer außergewöhnlichen Empfindlichkeit (4 $\Omega/0,1$ K bei 4,2 K) präzise Messungen /29/ über einen großen Temperaturbereich, insbesondere bei tiefen Temperaturen.

In einem begrenzten Temperaturbereich wird der Zusammenhang zwischen Widerstand und Temperatur durch die empirische Formel /30/

$$\log R + \frac{c}{\log R} = a + \frac{b}{T} \quad (5)$$

gegeben, wobei die Konstanten a, b, c in Eichmessungen zu bestimmen sind.

Nach eigenen Untersuchungen ist die Beziehung (5) bei den verwendeten Kohlewiderständen nur näherungsweise gültig.

Die Notwendigkeit einer präzisen Temperaturmessung ergibt sich aus der Tatsache, daß in gewissen Bereichen des Zustandsdiagramms Temperaturänderungen von nur 0,1 K Dichteunterschiede von 10 bis 15% ausmachen. Für präzise Temperaturmessungen werden daher die Widerstände, die im Vergleich zu Germaniumfühler preisgünstig sind, in einem Eichkryostaten einzeln kalibriert, indem der gewünschte Temperaturbereich durchfahren wird, während ein Rechner die Meßwerte erfaßt, logarithmiert und in einem speziellen

Verfahren zum linearen Ausgleich /31/ die Parameter $a_0, a_1 \dots a_m$ eines Ausgleichspolynoms m-Grades

$$f(x) = \sum_{i=0}^m a_i u_i(x) \quad (6)$$

bestimmt. Dabei sind die $u_i(x)$ durch eine Rekursionsformel gegeben. Die Vorteile dieses Verfahrens gegenüber anderen sind in /31/ beschrieben.

Die Temperaturwerte liegen dann als Funktion des Widerstands in Form einer Tabelle (Schrittweite $\Delta T = 0,01$ K) vor. Ein Beispiel für einen typischen Widerstandsverlauf gibt Abb. 8.

Im betrachteten Temperaturbereich kann der Widerstand aufgrund seiner hohen Empfindlichkeit in Zweileiterschaltung unter Vernachlässigung des Zuleitungswiderstands gemessen werden. Außerdem müßte bei Vierleiterschaltung die Anzahl der Zuleitungen verdoppelt werden, was zu einer höheren Wärmebelastung führen würde.

Ein Meßstrom von $10 \mu\text{A}$ verursacht eine vernachlässigbare Joulesche Wärme von 10^{-7} W. Wegen ihrer geringen Wärmekapazität reagieren Kohlewiderstände sehr schnell auf geringste Temperaturänderungen.

Die Anordnung der Temperaturfühler im Versuchsgefäß ist der Abb. 2 zu entnehmen. Mit Ausnahme des Fühlers auf der spannungsführenden Elektrode wurden alle Meßwiderstände im feldfreien Raum angebracht, so daß auch während der Durchschlagmessungen die Temperaturwerte gefahrlos ermittelt werden konnten.

Um die Temperatur an der Hochspannungselektrode auch unter Spannung messen zu können, mußte das Meßsignal auf der Hochspannungsseite erzeugt und nach geeigneter Signalaufbereitung mit einem Lichtleiter auf Erdpotential übertragen werden. Die Schaltung, die diese Aufgabe erfüllt, entnimmt man der Abb. 9.

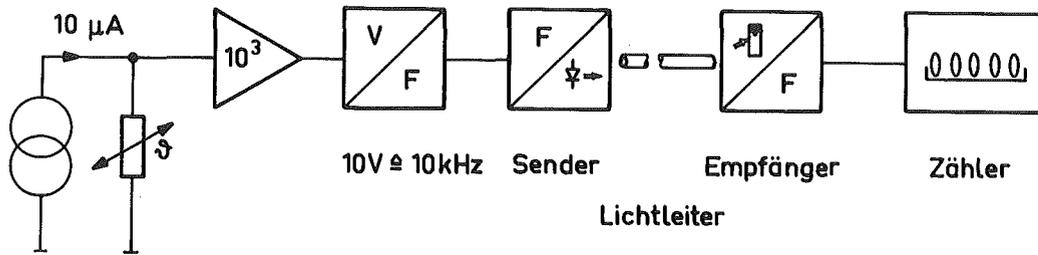


Abb. 9: Blockschaltbild der Temperaturmeß- und Übertragungseinrichtung mit Lichtleiter.

Eine temperaturstabilisierte Stromquelle liefert das Meßsignal, das um den Faktor 10^3 verstärkt und einem Spannungsfrequenz-Wandler zugeführt wird, dessen Frequenz linear mit der Spannung steigt ($10 \text{ V} \hat{=} 10 \text{ kHz}$). Die Spannungsimpulse werden in Lichtimpulse umgesetzt und über Lichtleiter übertragen, dekodiert und an einem Zähler angezeigt. Die Nichtlinearität der Signalübertragung beträgt 0,1 %.

Mit den bisher erwähnten kalibrierten Thermometern ließ sich das vertikale Temperaturprofil des Gases über dem LHe-Niveau ermitteln. Dabei wurde 10 cm über dem Flüssigkeitsspiegel eine Temperatur von 8 K gemessen. 40 cm darüber betrug sie schon 12 K, obwohl der Kupfereinsatz in flüssigem Helium getaucht war und einen Temperaturgradienten vermeiden sollte. Der gemessene Temperaturverlauf über dem Bad stimmt qualitativ mit der entsprechenden Kurve in /32/ überein. Das Vorhandensein eines derartigen Temperaturprofils wird jedoch in der den elektrischen Durchschlag betreffenden Literatur /18, 21, 63/ nicht bestätigt, obwohl Behälter vergleichbarer Größe verwendet werden.

Um jedoch bei gegebenem Druck eine definierte Dichte des Heliums einstellen zu können, ist der vertikale Temperatur- bzw. Dichtegradient zu verringern. Es wurden daher Versuche mit verschiedenen Motoren, die als Ventilatoren die Gasmenge umwälzen sollen, durchgeführt, um sie auf ihre Eignung bei tiefen Temperaturen zu testen. Nach einigen konstruktiven Änderungen lieferte ein (kollektorloser) Spaltpolmotor die besten Ergebnisse. Diesen Untersuchungen zufolge scheiden Kollektormotoren aus, weil der Bürstenabrieb mangels Schmierung sehr groß ist (Faktor 10^3) und das Helium dabei verunreinigt wird.

Mit dem entwickelten Ventilator wurde ein Temperaturgradient von nur noch 0.1 K/50 cm erreicht und während der Versuchsdauer eingehalten. Dadurch wird die Dichte auf $\pm 2\%$ bestimmt ohne Berücksichtigung der in /33/ angegebenen Unsicherheiten der Heliumdaten.

3.3.3 Druckmessung

Der Druck wird mit einem Feinmeßmanometer (FM, siehe Abb.10) der Klassengenauigkeit 0,1 gemessen. Es erfaßt den Bereich von 0 bis 10 bar Überdruck. Ist der Druck zu regeln, wird ein proportionales Stromsignal dem Regler R (Abb. 10, Seite 29) eingepreßt, der über einen Motor das Tieftemperaturventil V 2 betätigt.

3.4 Experimentelle Einflüsse auf die Durchschlagsmessung

3.4.1 Einfluß des geerdeten Versuchsgefäßes auf eine Kugelfunkenstrecke

Bei Durchschlagsmessungen mit Kugelfunkenstreckenüben geerdete und spannungsführende Teile in der Nähe der Funkenstrecke Störeinflüsse aus. Die vorgeschriebenen Mindestabstände für Spannungsmessungen sind in den Empfehlungen der IEC /34/ und in VDE 0433 /35/ festgehalten. Solche Mindestabstände lassen sich aber bei Tieftemperaturexperimenten nicht einhalten. Es ist daher der Einfluß der Experimentieranordnung auf die Spannungsmessungen zu untersuchen.

Singer und Steinbigler haben die Umgebungseinflüsse vertikal angeordneter, einpolig geerdeter Kugelfunkenstrecken numerisch berechnet /36/. Ihre Ergebnisse lassen sich auf die hier vorliegende, geometrisch ähnliche Anordnung übertragen, um die Störeinflüsse abschätzen zu können.

Verhältnisse von Schlagweite d zu Kugeldurchmesser D , wie sie in der Originalarbeit angenommen sind, werden hier in keinem Fall erreicht. Die Änderung des Schwaigerschen Ausnutzungsfaktors

$$\eta^0 = U / (E_{\max} d)$$

ist daher sicher geringer als 1% und deshalb vernachlässigbar, wenn man die großen Streuungen in Betracht zieht.

Die geringen Einflüsse der Anordnung lassen sich auch folgendermaßen begründen. Der Schaft der unter Spannung stehenden Kugel erhöht die Feldstärke an der Kugeloberfläche im Vergleich zu der frei im Raum aufgehängter Kugeln ohne Zuleitungen, während der untere Kugelschaft samt der geerdeten Berandung entgegengesetzt wirkt. Bei der vorliegenden Geometrie dürften sich die beiden Einflüsse ausgleichen, so daß hier mit Ausnutzungsfaktoren gerechnet werden kann, wie sie durch die Literatur gegeben sind /37/. Feldänderungen durch den rotationssymmetrisch angeordneten Hüllzylinder können ebenfalls vernachlässigt werden. Ist jedoch ein solcher Einfluß vorhanden, so erhöht er die Feldstärke auf der Oberfläche der unter Spannung stehenden Kugel und verringert damit die Durchschlagsspannung.

3.4.2 Reinheit des Heliums

In diesen Untersuchungen wird Helium technischer Reinheit (99.996 %) verwendet, dessen volumenbezogene Verunreinigungskonzentrationen vor der Verflüssigung folgendermaßen angegeben werden /38/:

$O_2=5$ ppm, $N_2=20$ ppm, $Ne=10$ ppm, $H_2O=5$ ppm, $CH_4=1$ ppm.

Im Verlauf der Abkühlung wird aber noch ein nicht quantifizierbarer Teil dieser Verunreinigungen in Absorbern zurückgehalten, so daß obige Daten Maximalwerte darstellen.

3.4.3 Verunreinigung des Heliums durch Öl

Gerhold /10/ berichtet, daß Öl-Beimengungen (flüssig oder dampfförmig) zum Helium die Durchschlagsspannung erheblich absenken. Als mögliche Einflußquellen der Verunreinigung werden Vakuumpumpen genannt. Ebenso werden beim ORNL /15/ Abweichungen von einem Paschen-Gesetz bei höheren Drucken der Ölkontamination des Versuchsgefäßes durch Rückdiffusion von der Vakuumpumpe zugeschrieben. Daß dies bei den hiesigen Experimenten nicht der Fall sein kann, läßt sich - wegen der Verwendung einer Turbomolekularpumpe - folgendermaßen belegen /39, 40/.

Der Partialdruck p eines Gases auf der Hochvakuumseite berechnet sich aus dem Partialdruck p_{part} dieses Gases auf der Vorvakuumseite durch Division mit der Kompression W für dieses Gas

$$p = p_{\text{part}}/W .$$

Bei einem Öldampfpartialdruck von 10^{-3} mbar auf der Vorvakuumseite kann der Öldampfpartialdruck auf der Hochvakuumseite nicht größer sein als etwa 10^{-19} mbar, wenn für das massenabhängige Kompressionsverhältnis $W = 10^{16}$ gesetzt wird. Das von Turbomolekularpumpen erzeugte Hochvakuum ist öldampffrei, was sich durch massenspektrometrische Untersuchungen zeigen läßt /39/.

3.5 Elektrodenwerkstoffe und Probenpräparation

Als Elektrodenwerkstoffe werden Materialien verwendet, die Eingang in die Tieftemperaturtechnik gefunden haben und deren Durchschlagsergebnisse mit der Literatur verglichen werden können: Niob, Stahl und Messing. Der Elektroden-durchmesser beträgt unabhängig vom Material $50 \pm 0,5$ mm.

Als Polierverfahren eignen sich neben den üblichen mechanischen Methoden auch elektro-chemische, die jedoch besondere Einrichtungen und Vorsichtsmaßnahmen erfordern. Nahezu alle Metalle lassen sich elektropolieren /41/. Wegen des großen Aufwands sollen bei diesen Untersuchungen nur Niobproben elektrochemisch behandelt werden.

3.5.1 Stahlproben

Zu Anfang wurden Edeltstahlkugeln an einer schnell rotierenden Schwabbelscheibe poliert. Nachdem das Ergebnis der Politur nicht zufriedenstellend erschien, wurden die Elektroden auf einer langsam rotierenden Lammfellscheibe mit einer Aufschlämmung aus Tonerde (Al_2O_3 , Körnung $\leq 0,3 \mu\text{m}$) und destilliertem Wasser poliert. Wegen der geringen Umfangsgeschwindigkeit der Scheibe kann die Reibungswärme gut abgeführt werden, während bei hohen Geschwindigkeiten hohe Temperaturen die Bildung von dünnen Oxidschichten begünstigen. Die Eigenschaften solcher Oberflächen unterscheiden sich von denen des reinen Metalls /6/.

Neben den Stahlkugeln wurden Plattenelektroden gleichen Durchmessers für den speziellen Einsatz im Glaskryostaten verwendet. Die Platten mit Rogowskiprofil wurden ebenfalls nach diesem Verfahren poliert.

Der Polierfortschritt läßt sich im Lichtmikroskop überprüfen und am Ende der Behandlung kann die Oberfläche als metallografisch bezeichnet werden.

Ohne zusätzliche Bearbeitung blieben dagegen die Kugellagerkugeln, die als weitere Stahlsorte ebenfalls untersucht wurden.

3.5.2 Messingproben

Eine erste Politur der Messingkugeln erfolgte mit einer Polierpaste, bevor sie nach obigem Verfahren mit Tonerde bearbeitet wurden. Im Auflichtmikroskop sind am Ende nur noch die natürlichen Materialfehlstellen in Form kleinster Löcher festzustellen. Bei einem Versuch wurden die Proben nur mit

der Polierpaste behandelt, um eine Oberflächengüte zu erzielen, wie sie in kryotechnischen Apparaturen vorkommen kann.

3.5.3 Niobproben

Optisch glatte Oberflächen können durch mechanische Poliermethoden erreicht werden, die jedoch wie alle spanabhebenden Verfahren eine hohe Konzentration an Gitterdefekten und Fehlstellen verursachen.

Elektrochemisch polierte Oberflächen dagegen sind mikroskopisch glatt und frei von Spuren mechanischer Bearbeitung. Elektronenstrahlgeschmolzenes Niob (Nb) mit einem Reinheitsgrad $> 99,9\%$ ist kaltduktil, versprödet aber bei höheren Temperaturen derart, daß z.B. beim Drehen die Oberfläche rissig werden kann. Die Bearbeitung der Niobkugeln wurde deshalb nach einem Spezialverfahren durchgeführt, das im Kernforschungszentrum Karlsruhe entwickelt wurde. Nach dem Drehen wurden die Proben etwa $50\ \mu\text{m}$ elektropoliert und dann zwei Stunden im Ultrahochvakuum ($< 10^{-9}$ mbar) ausgeheizt. Die Hochtemperaturbehandlung bei $2120\ \text{K}$ gleicht mechanische Spannungen aus, bewirkt einen Abbau scharfer Spitzen und verringert nichtmetallische Verunreinigungen durch Entgasen.

Dann wurden die Kugeln erneut elektropoliert.

Seiner Bedeutung entsprechend soll das Verfahren, das von Siemens für die Herstellung supraleitender Resonatoren entwickelt wurde /42/, kurz erläutert werden.

Die Lösung besteht aus $10\ \text{Vol.}\%$ Flußsäure ($40\ \text{\% HF}$) und $90\ \text{Vol.}\%$ Schwefelsäure ($98\ \text{\% H}_2\text{SO}_4$) und wird mittels eines Thermostaten auf $301\ \text{K}$ gehalten. Die Spannung zwischen Niobanode und Aluminiumkathode wird zwischen $10\ \text{V}$ und $14\ \text{V}$ eingestellt. Es bilden sich von der Probengeometrie abhängige charakteristische Stromschwingungen aus, die abklingen. Nach $2\ \text{min}$ wird die Spannung abgeschaltet und der Elektrolyt mit einem Rührwerk umgewälzt ($1\ \text{min}$). Dabei werden die auf der Oberfläche befindlichen Reaktionsprodukte abgelöst und ein neuer Polierzyklus kann beginnen. Nach 40 bis 60 Zyklen

wird die Kugel im Ultraschallbad mit Aceton oder Methanol gereinigt und getrocknet. Die Oberfläche ist glatt und spiegelnd. Ihre Rauigkeit wird mit Mittel zu 30 nm angegeben /43/. Das kristalline Gefüge wird deutlich sichtbar.

Elektropolierte Proben zeigen immer eine Kontamination von Fluor und Sulfat, deren Größenordnung zu 1-2 Monolagen-äquivalenten angegeben wird /44/.

Nach jedem Durchschlagsexperiment wird der durch die Durchschlagfußpunkte beschädigte Bereich mit einem weichgebundenen Reinigungsmittel, das mit Schleifkorn durchsetzt ist, unter fließendem Wasser behandelt, bevor eine neue Politur nach obigem Verfahren beginnt.

3.6 Versuchsdurchführung

Die Versuchsdurchführung wird anhand der Abb. 10 erläutert.

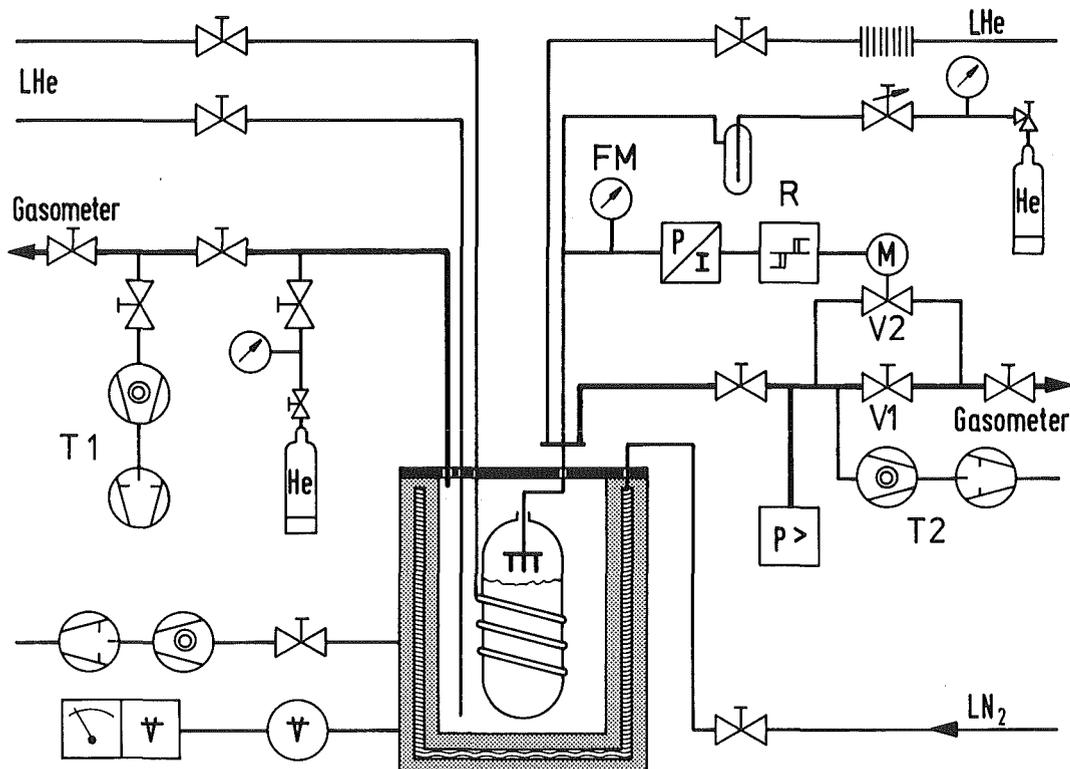


Abb. 10: Blockschaltbild der kryotechnischen Einrichtung

Nach der Probenpräparation werden die Elektroden bis kurz vor dem Einbau in einem Exsikkator aufbewahrt, um sie vor Umgebungseinflüssen zu schützen. Unmittelbar vor dem Zusammenbau werden das Versuchsgefäß und die Proben mit Alkohol oder Aceton gereinigt. Sofort nach dem Zusammenbau wird mit dem Abpumpen des Kryostaten und des Innenbehälters begonnen. Binnen 24 Stunden erreichen zwei leistungsfähige Turbomolekularpumpen (T1, T2) ein Vakuum von 10^{-4} mbar. Der Innenbehälter wird mit Helium technischer Reinheit (99,996 %) mehrfach geflutet und evakuiert, um den Restsauerstoffgehalt zu vermindern. Beide Behälter werden dann unter einem leichten He-Überdruck gehalten, um ein Eindringen von Luft zu verhindern. Durch diese Maßnahme wird jedoch nicht, wie oft angenommen, die Wärmeleitfähigkeit des Gases erhöht. Der Stickstofftank wird aus einer Vorratskanne gefüllt. Nach etwa 24 h ist die Apparatur soweit abgekühlt, daß das kalte He-Abgas aus dem Vorratsbehälter in den Kryostaten eingeleitet werden kann. Fünf bis sechs Stunden später wird der Kryostat mit flüssigem Helium über einen vakuumisolierten Heber aufgefüllt. Der thermische Ausgleich vollzieht sich über Nacht. Das Versuchsgefäß kann dann aufgefüllt werden.

Bei Versuchen in flüssigem Helium (Atmosphärendruck) siedet dieses nur schwach wegen der äußeren Kühlung, die die einströmende Wärme fast vollständig aufnimmt.

Wird Helium mit Druck beaufschlagt, ist Ventil V1 zu schließen. Soll die Temperatur über 4.2 K liegen, wird das Versuchsgefäß solange geheizt, bis die gewünschte Temperatur erreicht wird. Dabei wird das Ventil V2 betätigt bis der Druck dem Sollwert entspricht. Der beschriebene Ventilator sorgt für eine homogene Dichte im Versuchsgefäß. Um einen thermodynamisch stabilen Zustand über die gesamte Versuchszeit einzuhalten, ist das Druckgefäß über den Wärmetauscher zu kühlen bei gleichzeitig verringerter Heizleistung. Ein geringer Unterdruck kann mit Helium aus der Vorratsflasche, das eine Kühlfalle (77 K) durchläuft, ausgeglichen werden.

4. VERSUCHSERGEBNISSE

In diesem Kapitel sind die Versuchsergebnisse dargestellt. Zuerst wird die statistische Behandlung der Meßwerte erläutert (Kapitel 4.1).

Die Messungen in Kapitel 4.2 erfolgen im Zweiphasengebiet, wo flüssige und dampfförmige Phasen koexistieren. Es werden die Parameter untersucht, die die Durchschlagsspannung beeinflussen. Dazu werden verschiedene Elektrodenwerkstoffe verwendet.

Basierend auf den Untersuchungen in Kapitel 4.2 werden dann Messungen beschrieben (Kapitel 4.3), die in einem Zustandsgebiet durchgeführt wurden, in dem keine Blasen durch Verdampfung entstehen können. Die Ergebnisse werden mit jenen der flüssigen Phase verglichen.

Kapitel 4.4 beschäftigt sich dagegen mit dem Entstehen und Verhalten von Blasen in flüssigem Helium unter dem Einfluß hoher inhomogener Felder. Ziel dieser Experimente ist es, Hinweise auf einen möglichen Durchschlagsmechanismus zu erhalten.

4.1 Statistische Auswertung

Bei der Bestimmung der dielektrischen Festigkeit von Isolieranordnungen erhält man Meßwerte, die je nach Isolierstoff zum Teil beachtliche Streuungen aufweisen. Neben der Angabe eines Mittelwerts interessiert, wie weit die Werte um diesen Mittelwert streuen oder - bei der Konstruktion von Hochspannungsgeräten - unterhalb welcher Schwelle mit keinem Durchschlag zu rechnen ist. Zur Auswertung der Meßergebnisse werden statistische Methoden verwendet, die bei theoretischen Untersuchungen oft Rückschlüsse auf einen physikalischen Mechanismus zulassen.

In der Praxis werden die Meßwerte in spezielle Wahrscheinlichkeitspapiere eingetragen, deren eine Achse so geteilt ist, daß die Summenhäufigkeitskurve einer Verteilung eine Gerade ergibt. Läßt sich nun die Punktfolge der Meßwerte annähernd durch eine Gerade darstellen, kann man auf die Verteilung der Meßwerte schließen.

Nach den Untersuchungen von Mathes /19/ und Gerhold /10/ sind die Logarithmen der Durchschlagsspannungen in Helium Gauß-verteilt (lognormalverteilt), während sie den Ergebnissen vom ORNL /15/ zufolge einer logarithmischen Extremalverteilung gehorchen.

Beide sind schiefe, eingipflige Verteilungen und nach unten beschränkt, weil manche Zufallsgrößen keine negativen Werte annehmen können (z.B. die Zeit und Festigkeiten von Stoffen). Schiefe Verteilungen sind neben ihrem Mittelwert durch das Dichtemittel und den Halbwert (Median) gekennzeichnet. Der Medianwert bleibt im Gegensatz zum arithmetischen Mittelwert von Extremwerten völlig unbeeinflusst.

Lognormalverteilungen (Definitionen siehe Anhang D) treten auf z.B. bei Lebensdaueranalysen, und ihre Entstehung wird auf ein multiplikatives Zusammenwirken der Zufallsgrößen zurückgeführt /45/. Charakteristisch für eine Lognormalverteilung ist ihre 'Zentrale Masse', die durch

$$(\text{Median}) \cdot (\text{Streufaktor})^{\pm 1}$$

definiert ist /45/ und einen um die Extremwerte verminderten, noch "typischen Bereich" angibt.

Die Extremwertverteilung ist auch geeignet, das Vorkommen kleinster Werte zu beschreiben (Theorie des schwächsten Gliedes). Teilt man z.B. den Elektrodenzwischenraum in kleine Teilmolumina, so ist die dielektrische Festigkeit der Anordnung durch das schwächste Teilmolumen bestimmt. Charakteristisch

für eine solche Verteilung ist, daß sehr große Werte viel wahrscheinlicher sind als sehr kleine. Die Dichtefunktion einer Extremwertverteilung wird aus der Ableitung der Funktion

$$\Phi(\zeta) = \exp(-\exp(-\zeta)) \quad (7)$$

gewonnen /46/.

Bei der statistischen Analyse sollten der Stichprobenumfang, d.h. die Anzahl der Durchschläge, groß und das Einzelereignis statistisch unabhängig sein. Mit steigender Zahl der Durchschläge nehmen jedoch die Krater Einfluß auf die Höhe der Durchschlagsspannung, die entweder zunehmen oder fallen kann. Die Mehrzahl der Autoren legt der statistischen Auswertung 10 bis 20 Durchschläge je Schlagweite zugrunde, was auch für diese Untersuchungen im allgemeinen gelten soll. Denn wegen des hohen Experimentieraufwands bei tiefen Temperaturen sind Versuche mit nur einem Durchschlag je frisch polierter Elektrode bei der geschilderten apparativen Ausrüstung nicht sinnvoll. Um die Oberfläche durch die entstehenden Krater nicht zu sehr zu beschädigen, wird bei zwei, höchstens drei Abständen gemessen, bevor die Elektroden frisch poliert werden. Die zu Kurven zusammengefaßten Punkte stammen daher meist aus mehreren Experimenten.

Die Durchschlagswerte wurden für alle Versuche in beide Verteilungen eingetragen, wobei bei der Extremwertverteilung jeweils eine Achse (die der Meßwerte) entweder linear oder logarithmisch eingeteilt war. In keiner dieser beiden Darstellungen konnte eine Extremwertverteilung festgestellt werden.

Aufgrund der vorliegenden Untersuchungen gehorchen die Durchschlagsspannungen einer Lognormalverteilung, Abb. 11, wobei sich überwiegend der Mittelwert nur wenig von dem Median unterscheidet, Abb. 12. Die Zentrale Masse enthält

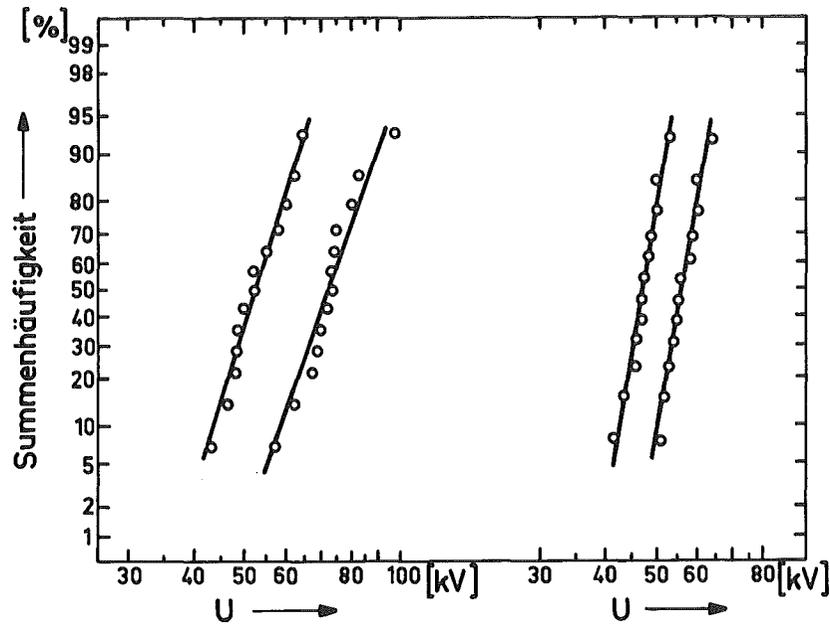


Abb. 11: Beispiele einer Lognormalverteilung der Durchschlagsspannungen in Helium nach eigenen Untersuchungen.

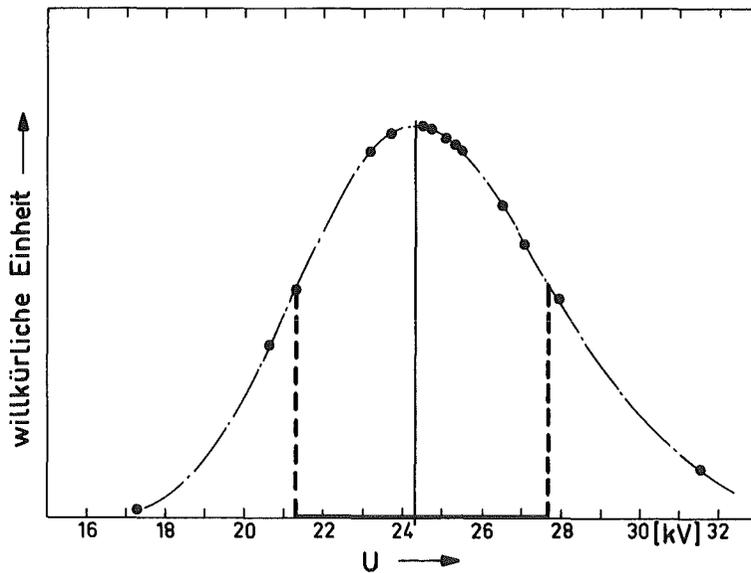


Abb. 12: Beispiel einer berechneten Dichtefunktion der Durchschlagsspannungen. Mittelwert: 24.5 kV, Dichtemittel: 23.9 kV, Medianwert: 24.3 kV (eingezeichnet). Die strichlierten Linien definieren die Zentrale Masse.

einen wesentlichen Teil der Durchschlagsspannungen. Sehr hohe Werte werden stärker gewichtet als sehr niedrige, wie man aus Abb. 12 erkennt.

In den folgenden Diagrammen, in welchen die Durchschlagsspannung als Funktion des Elektrodenabstands gegeben ist, repräsentieren die Punkte den Medianwert, während die Balken die Zentrale Masse definieren, die häufig mit den Standardabweichungen übereinstimmen.

4.2 Einfluß der Elektrodenoberfläche auf die Durchschlagsspannung in flüssigem Helium (4,2 K, 1 bar)

Trotz Verwendung gleicher Elektrodenwerkstoffe werden in den Veröffentlichungen über den Durchschlag in flüssigem Helium unterschiedlich hohe Durchschlagsspannungen angegeben /10, 21, 9/. Im folgenden werden als Elektrodenwerkstoffe Niob, Stahl und Messing verwendet, um die Abhängigkeit der Durchschlagsspannung vom Elektrodenabstand zu ermitteln.

4.2.1 Materialunabhängige Ergebnisse

In diesem Kapitel werden solche Ergebnisse zusammengefaßt, die unabhängig von dem verwendeten Elektrodenwerkstoff ermittelt wurden und daher für alle Untersuchungen in flüssigem Helium (4,2 K, 1 bar) zutreffen.

Der funktionale Zusammenhang zwischen der Durchschlagsspannung und der Schlagweite läßt sich durch eine Gleichung der Form

$$U = A d^n$$

beschreiben, wobei n - abhängig von den experimentellen Bedingungen der verschiedenen Autoren - die Werte 0.5 /47/, 0.7 bis 0.8 /48, 49/, 0.9 /50/ und 1 /52/ annehmen kann. Hierbei sind auch Schlagweiten <0.5 mm eingeschlossen.

In diesen Untersuchungen sind Elektrodenabstände zwischen 0.5 und 3 mm vorgegeben. Innerhalb dieser Grenzen wurde eine Regressionsanalyse durchgeführt, unter Berücksichtigung aller Einzeldurchschläge, die mit der Wahrscheinlichkeitsdichte gewichtet werden. Danach besteht ein linearer Zusammenhang zwischen der Durchschlagsspannung und dem Elektrodenabstand, wie er zum Beispiel auch in flüssigem SF_6 gefunden wurde /51/. Das Bestimmtheitsmaß r^2 liefert eine Angabe über die Güte einer Anpassung. Liegt r^2 nahe bei 1, so spricht dies für eine gute Anpassung. Die berechneten Werte liegen zwischen 0.8 und 0.95, so daß ein linearer Zusammenhang angenommen werden kann.

Der Bereich kleiner Schlagweiten (<0.5 mm) muß durch eine nichtlineare Kurve ($n < 1$) dargestellt werden, in Übereinstimmung mit den meisten Autoren. Dies folgt aus der Extrapolation der berechneten Geraden für $d=0$ mm.

Wie bereits in Kapitel 3.3.1 ausgeführt, werden neben der Amplitude \hat{U} der angelegten Wechselspannung auch die Zeitwerte $u(t)$ des Durchschlags ermittelt.

Die tatsächliche Durchschlagsspannung weicht im Mittel in 40 % aller Fälle bis zu 4 % von der Amplitude der Wechselspannung ab, bei ca. 10 % der Durchschläge sind Abweichungen bis zu 40 % möglich. Beispiele besonders großer Abweichungen sind in Abb. 13 dargestellt. Bei der Berechnung der statistischen Kenngrößen werden diese Abweichungen berücksichtigt.

In flüssigem Helium sind die Durchschlagsfußpunkte auf einer Kugelkappe verteilt, deren Bogenlänge bis zu 10 mm ausmacht. Eine fotografische Aufnahme der Verteilung gelingt nicht, weil bei der notwendigerweise geringen Vergrößerung die Einzeldurchschläge nicht mehr aufgelöst werden können.

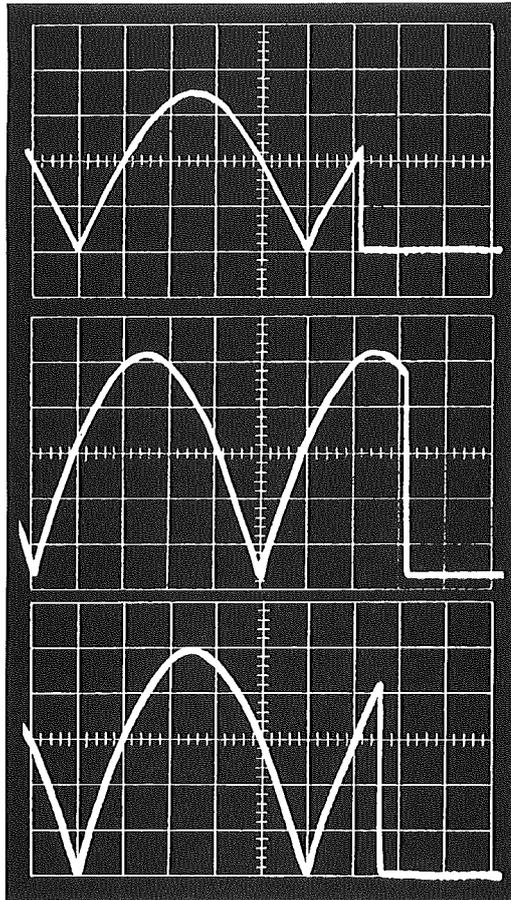


Abb. 13: Oszillogramme von Durchschlagsspannungen. Erläuterungen im Text. Horizontal: 2 ms/Div. Vertikal: Oben: 10 kV/Div., Mitte: 15 kV/Div., Unten: 10 kV/Div.

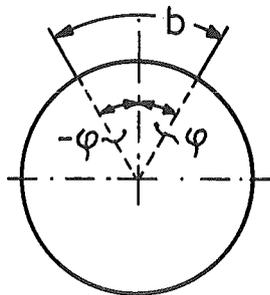


Abb. 14: Definition des Polwinkels.

Definiert man nach Abb. 14 einen Polwinkel ϕ zwischen der Verbindungsgeraden der Kugelmittelpunkte und einem beliebigen Punkt auf der Elektrodenoberfläche, so beträgt $\pm \phi$ ungefähr $\pm 11^\circ$ für obige Bogenlänge $b = 10$ mm. Dieses Ergebnis stimmt mit den Angaben von Blank und Edwards /12/ überein, wo der Elektrodendurchmesser jedoch nur 9.5 mm beträgt.

Die zu Vergleichszwecken durchgeführten Messungen in gasförmigen Dielektrika (Luft, He, SF_6) haben dagegen ergeben, daß sich die Krater bei gleicher Geometrie auf einen Bereich konzentrieren mit einem Durchmesser von 1 bis 2 mm, was einem Polwinkel $|\phi| \sim 2^\circ$ entspricht.

Spannungsanstiegsgeschwindigkeiten betragen bei diesen Versuchen höchsten 1 kV/s. Als Pausenzeit zwischen Durchschlag und erneutem Spannungsanstieg werden in der Regel mindestens 2 min vorgegeben. Diese Zeit wurde als genügend angesehen, um nach dem Durchschlag ein thermisches Gleichgewicht herzustellen. Die Beobachtungen im Glaskryostaten haben nämlich ergeben, daß das von der Entladung verursachte Bläschensieden nach spätestens 10 s abgeklungen ist. Wird die Pausenzeit auf mehrere (5 bis 10) Minuten ausgedehnt, können signifikant höhere Spannungen gemessen werden. Ist die Zeit zwischen zwei Durchschlägen dagegen zu kurz (bis 1 min), liegen die Durchschlagsspannungen erheblich unter dem Mittelwert. Der Einfluß der Pausenzeit wurde erst im Verlauf der Experimente bei der Durchsicht der Meßwerte beobachtet und stichprobenartig überprüft, aber nicht in seiner Zeitabhängigkeit verfolgt. Die Ergebnisse werden aber durch die jüngsten Untersuchungen von Molinari /53/ bestätigt, die eine Zunahme des Mittelwerts der Durchschlagfeldstärken in Abhängigkeit der Pausenzeit ergeben haben. Bei kurzen Pausenzeiten (1 bis 4 min) ist dort diese Zunahme stärker ausgeprägt als bei langen (4 bis 8 min), wo der Unterschied gegenüber 1 min Pausenzeit 25 % der Feldstärke ausmacht.

Im Rahmen dieser Untersuchungen konnte nicht geklärt werden, ob die infolge der Pausenzeit höheren Durchschlagsspannungen auch jenen Durchschlagsfußpunkten zuzuschreiben sind, die sich am Rande der erwähnten Kugelkappe befinden. Dort ist nämlich die Feldstärke auf der Oberfläche der Kugel erheblich abgefallen, Abb. 15. Beispielsweise beträgt die Feld-

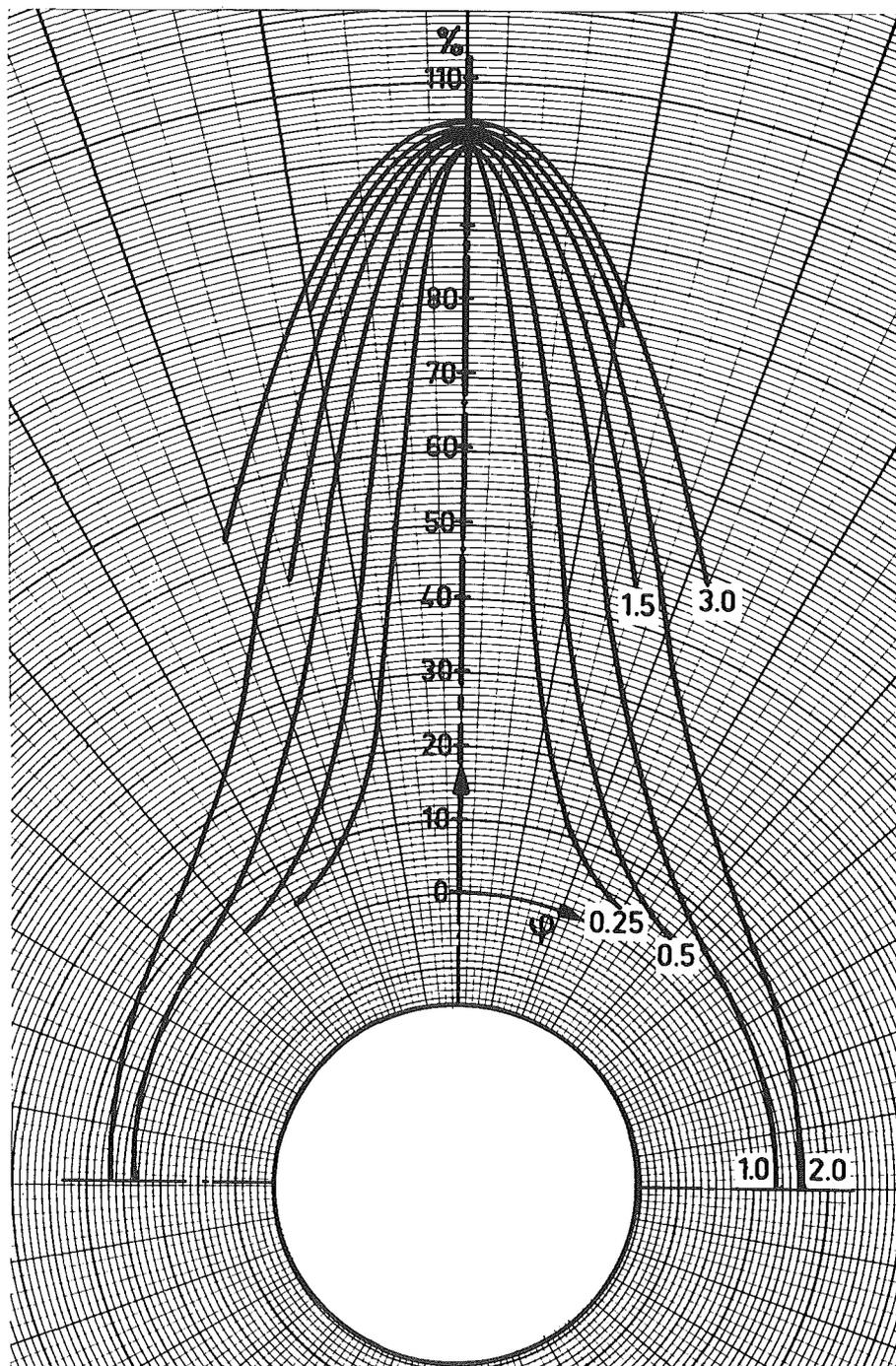


Abb. 15: Normierter Feldverlauf auf der Kugeloberfläche als Funktion des Polwinkels ϕ . Kugeldurchmesser 50 mm. Parameter: Elektrodenabstand d in mm.

stärke für $\phi = 10^\circ$ und $d = 1$ mm Elektrodenabstand nur noch etwa 60 % des Maximalwerts auf der Verbindungsgeraden. Nimmt man an, die Durchschlagsfeldstärke sei näherungsweise konstant, so müßte in obigem Beispiel die Spannung um den Faktor 1.7 erhöht werden, um bei $\phi = 10^\circ$ einen Durchschlag zu erzielen. Dieser Faktor entspricht größenordnungsmäßig jenem, mit dem die Mittelwerte der Durchschlagsspannungen zu multiplizieren wären, um die Maximalwerte einer Meßreihe zu erhalten.

Wird die Spannung auf einen Wert gesteigert, bei dem Durchschläge zu erwarten sind, und für einige Minuten anstehen lassen, so können im Vergleich zum Mittelwert höhere Spannungen erzielt werden, wenn die Spannung stufenweise alle 2 bis 3 Minuten um einige kV bis zum Durchschlag erhöht wird. Auf diese Weise wurden die höchsten Spannungswerte einer Serie erhalten. Wird die Spannung dagegen auf einen sehr hohen Wert eingestellt und konstant gehalten, verzögert sich die Entladung um bis zu 3 Minuten. Bei Festkörpern läßt sich diese Erscheinung als Wärmedurchschlag deuten. Dort wird ein Durchschlag eingeleitet, wenn die im Volumen umgesetzte Verlustleistung größer ist als die abgeführte Leistung.

Gelegentlich treten beim Erstdurchschlag Tiefdurchschläge auf, deren Ursache vermutlich Schwebeteilchen in der Luft sind, die während des Zusammenbaus in das Versuchsgefäß gelangt sind.

Der Zusammenhang zwischen Durchschlagsspannung und Elektrodenabstand ist in dem untersuchten Bereich linear. Die Durchschlagsspannungen sind lognormalverteilt. Durchschläge treten oft auch nach dem Spannungsmaximum auf. Sie lassen sich ebenso wie der Zeitverzug und der Einfluß der Pausenzeit als thermische Effekte bezeichnen, deren Ursachen noch unerforscht sind. Die Klärung dieses Sachverhalts wird dadurch erschwert, daß die Durchschlagsfußpunkte im Vergleich zu denen in Gasen auf einen größeren Bereich verteilt sind, wobei die Feldverteilung auf der Elektrodenoberfläche zu berücksichtigen ist.

4.2.2 Durchschlagsspannung mit Niob-Elektroden

Die Abb. 16 zeigt die Abhängigkeit der Durchschlagsspannung vom Elektrodenabstand im Bereich von 0,5 bis 2,1 mm mit elektropolierten Niob-Elektroden. Höhere Spannungen können

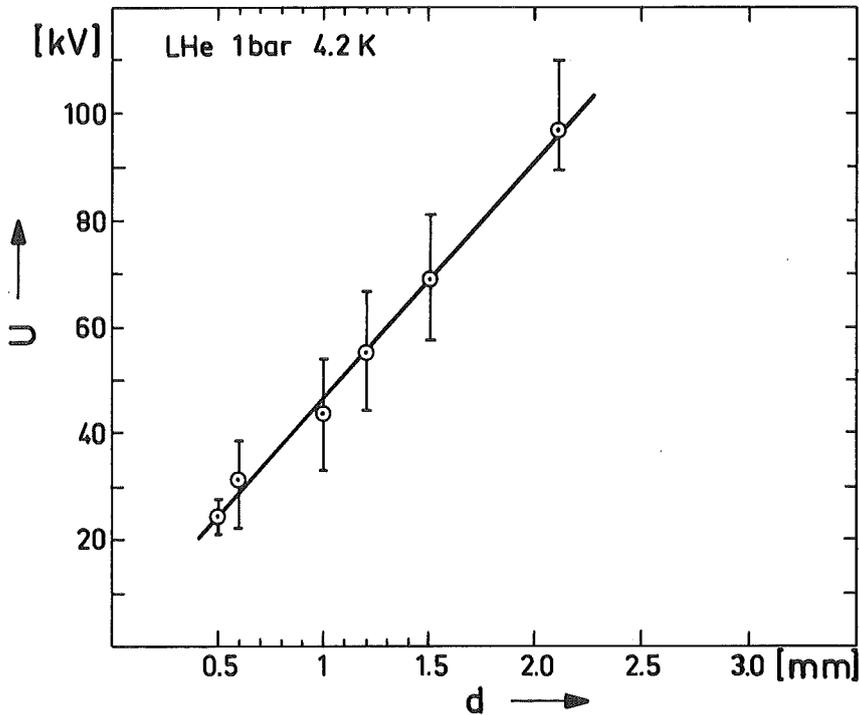


Abb. 16: Durchschlagsspannung als Funktion des Abstands mit elektropolierten Niob-Elektroden.

aus versuchstechnischen Gründen nicht gemessen werden. Die mittlere Feldstärke beträgt 48 kV/mm und liegt damit (bei 0,5 mm) etwa um 10 % unter den Gleichspannungsergebnissen von Gerhold /50/, die in nichtsiedendem Helium erhalten wurden.

Die Feldstärken der Erstdurchschläge entsprechen etwa dem berechneten Mittelwert von 48 kV/mm, wie aus Abb. 17 zu ersehen ist.

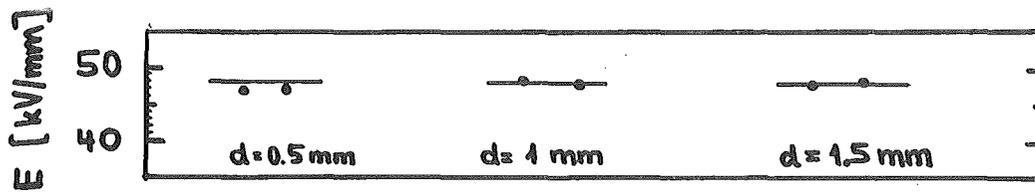


Fig. 17: Feldstärken der beiden ersten Durchschläge beim jeweiligen Abstand d.

Da die Oberfläche der Elektroden bei mikroskopischen Untersuchungen keinerlei Unebenheiten erkennen ließ - sieht man von den stufenförmigen Korngrenzen ab -, wird sie als mikroskopisch glatt bezeichnet. Die Körner sind jedoch so groß (makroskopisch sichtbar, typisch etwa 10 mm^2), daß die Stufen der Korngrenzen nur einen geringen Einfluß auf die Durchschlagsspannung ausüben, wie sich aufgrund der Kraterverteilung feststellen ließ. Die einzelnen Durchschlagsfußpunkte mit Durchmesser von 10 bis $100 \text{ }\mu\text{m}$ verlaufen im Gegensatz zu Stahl sehr flach, und die mittleren Abstände betragen überwiegend ein Mehrfaches ihres Durchmessers.

Trotz der mikroskopisch glatten Oberfläche werden Variationskoeffizienten, die sich aus der Standardabweichung durch Division mit dem arithmetischen Mittelwert der Spannungen ergeben, von 12 bis 20 % ermittelt, in Übereinstimmung mit den Werten aus der Literatur.

Nachdem die Kurve der Abb. 16 gewonnen war, wurden die Niob-Elektroden nicht wie üblich elektrolytisch, sondern mechanisch poliert, wie es für Stahlkugeln zutrifft und in Kapitel 3.5.1 beschrieben ist. Das Ergebnis der Durchschlagsversuche wird in Abb. 18 dargestellt. Die Steigung der Geraden $U = f(d)$ ist etwas geringer als in Abb. 16.

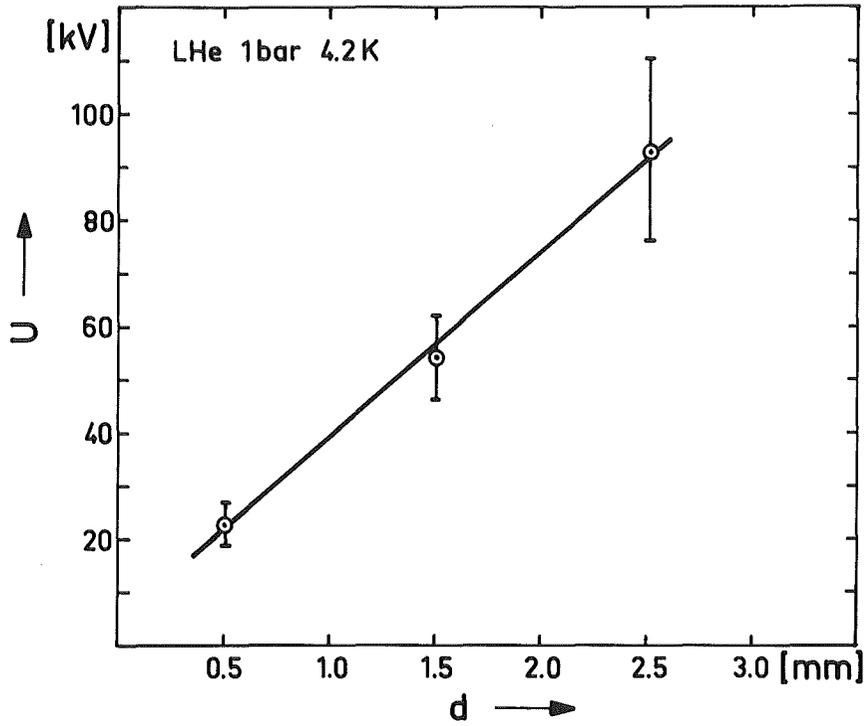


Abb. 18: Durchschlagspannung als Funktion des Abstands mit elektropolierten Niobelektroden nach mechanischer Politur.

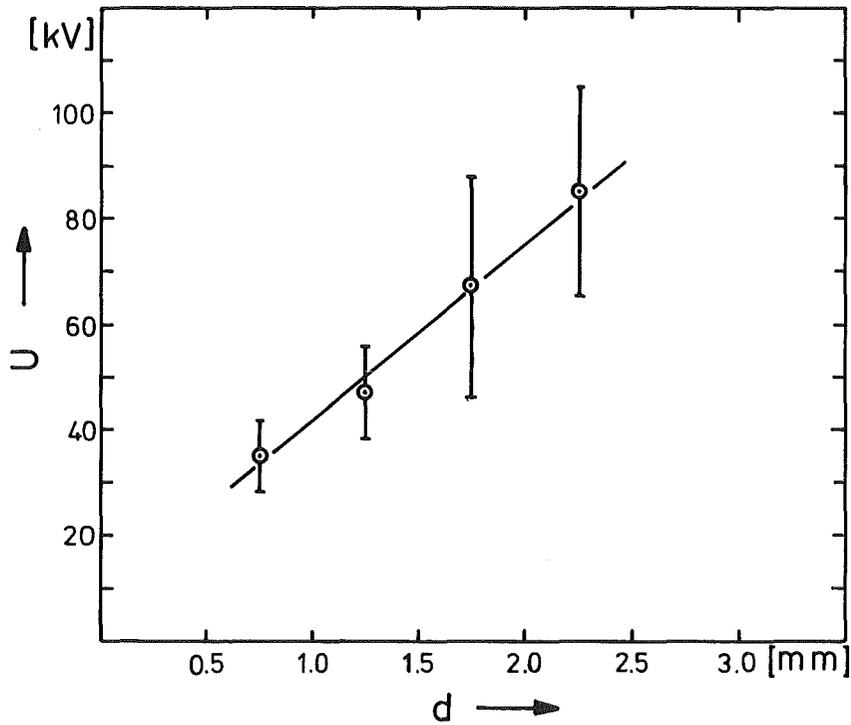


Abb. 19: Durchschlagspannung als Funktion des Abstands mit geätzten Niobelektroden.

Offensichtlich verursachen die mechanisch erzeugten Polierriefen eine lokale Feldüberhöhung, die zu niedrigeren Durchschlagsspannungen führt.

Ein Vorteil des elektrolytischen Polierens, bei dem insbesondere die Orte erhöhter Feldstärken abgetragen werden, besteht darin, daß mit derselben Anordnung auch anodisch geätzt werden kann /54/. Die Oberfläche der Probe ist dann nicht mehr mikroskopisch glatt, sondern mit Ätzgrübchen (Mulden) überzogen.

Der Einfluß solcher Oberflächenstörungen auf das Durchschlagsverhalten wurde untersucht und das Ergebnis in Abb. 19 dargestellt. Die Steigung der Geraden $U = f(d)$ entspricht etwa der in Abb. 18. Wie die mikroskopischen Untersuchungen ergeben haben, befindet sich der überwiegende Anteil der Durchschlagsfußpunkte an den Rändern der muldenförmigen Vertiefungen, wo höhere lokale Feldstärken zu erwarten sind. Auffällig sind die Variationskoeffizienten von 20 bis 30 %, die damit höher sind als diejenigen elektropolierter Elektroden.

Werden Elektroden mit gleicher Oberflächengüte für Durchschlagsuntersuchungen verwendet, wird bei Wechselspannung keine Polarität bevorzugt. Dagegen wird in der Kombination einer glatten mit einer geätzten Oberfläche ein Polaritätseffekt in dem Sinne festgestellt, daß der Durchschlag bevorzugt dann stattfindet, wenn die geätzte Elektrode Kathode ist. Offensichtlich wird in diesem Fall die Entladung an den Feldinhomogenitäten der Kathode eingeleitet.

Der Einfluß der Oberflächengüte läßt sich auch aus Abb. 11 (Seite 34) ersehen, wo die Summenhäufigkeit über dem Logarithmus der Durchschlagsspannung aufgetragen ist. Die Streuung bei glatten Oberflächen ist geringer (rechter Bildteil) als bei solchen mit Oberflächendefekten (linker Bildteil). Trotzdem betragen die Variationskoeffizienten bestenfalls 12 %, üblicherweise 15 bis 17 %.

Niob-Elektroden wurden bei einem Abstand von 1 mm mit 80 Durchschlägen belastet. Die zeitliche Abfolge der Entladungen ist in Abb. 20 dargestellt. Jeweils 20 aufeinanderfolgende Meßwerte wurden zusammengefaßt (also 1....20, 2....21, 3....22 usw) und ihr Mittelwert in Abb. 21 aufgetragen. Bemerkenswert erscheint das allmähliche Ansteigen dieses Mittelwerts, weil gerade bei Niob-Elektroden kein Konditionierungseffekt wegen der bereits elektrolytisch abgetragenen Spitzen zu erwarten ist. In Vorversuchen mit Stahlelektroden wurde dagegen ein Absinken der Durchschlagspannung mit wachsender Anzahl der Entladungen beobachtet. Im Rahmen dieser Untersuchungen konnte nicht nachgewiesen werden, daß eine Korrelation besteht zwischen sehr hohen Spannungen und Durchschlagfußpunkten, die vom Zentrum der Entladungen weiter entfernt sind. Es besteht aber Grund zu einer derartigen Annahme, wie bereits dargestellt wurde.

Niob-Proben wurden lichtmikroskopisch untersucht, jedoch waren ihre Oberflächen - abgesehen von den Korngrenzen - infolge der Elektropolitur ohne jede Struktur und daher ohne großen Informationsgehalt. Phasenkontrastverfahren fielen ebenfalls unbefriedigend aus. Elektronenmikroskopische Aufnahmen scheiterten an der Probengröße von 50 mm Durchmesser. Für quantitative Aussagen über die Rauigkeit der Oberfläche scheiden mechanische Taster für gekrümmte Flächen mit Tastspitzenradien von 3 μm wegen ihres geringen Auflösungsvermögens aus. Möglichkeiten für die allerdings sehr aufwendigen Abdruckverfahren sind nicht vorhanden. Mit dieser Methode wurden, wie bereits in Kapitel 3.5.3 dargestellt, Rauhtiefen von einigen 10 nm ermittelt.

Eine andere Möglichkeit, um Nb- und Stahl-Elektroden zu vergleichen, bietet das Zweistrahl-Interferenz-Verfahren, welches für ideale Kugeln als Interferenzmuster konzentrische Kreise liefert. Bei bekannter Wellenlänge λ des Interferometers können noch Gestaltabweichungen in der Größe von $\lambda/10$

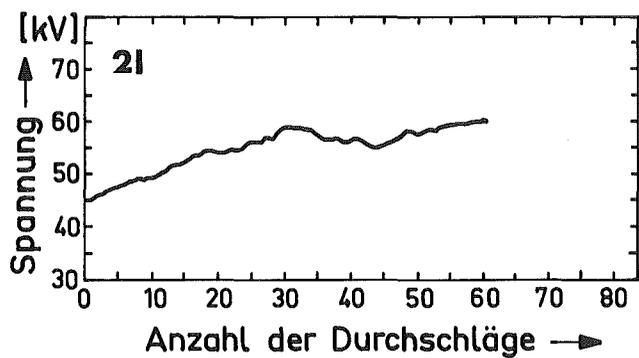
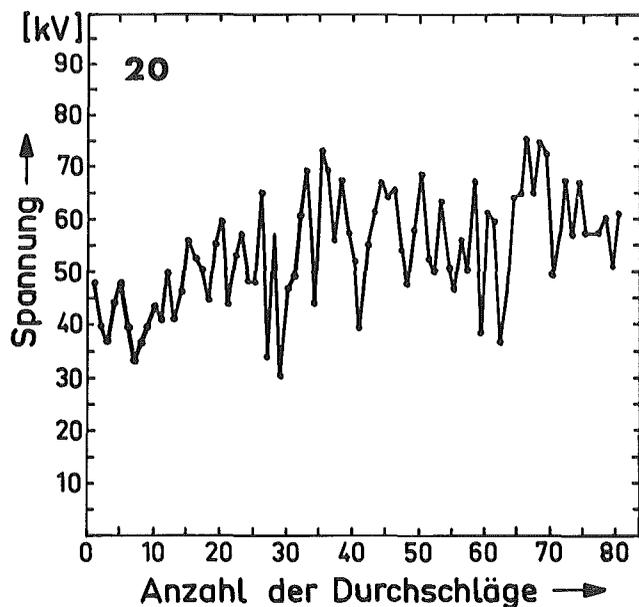


Abb. 20: Konditionierungsverhalten von Niobkugeln in flüssigem Helium. Elektrodenabstand $d = 1$ mm.

Abb. 21: Ansteigen des Mittelwerts der Durchschlagsspannungen von jeweils 20 aufeinanderfolgenden Entladungen.

ausgemessen werden. Mit dieser Methode wurden Niob- und Stahlkugeln (im Vorgriff auf Kapitel 4.2.3) verglichen.

Die Abweichungen von der Idealgestalt ließen sich für Niob-Elektroden zu einigen 10 nm berechnen. Die Originalfotografien sind zur besseren Auswertung nach dem Äquidensitenverfahren behandelt, Abb. 22.

In flüssigem Helium (4.2 K, 1 bar) beträgt die mittlere Durchschlagfeldstärke 48 kV/mm, wenn elektropolierte Elektroden verwendet werden, deren Oberflächen mikroskopisch glatt sind. Werden durch die Probenpräparation künstlich Fehlstellen auf der Oberfläche erzeugt, sinkt die Durchschlagfeldstärke etwas ab.

4.2.3 Durchschlagspannung mit Stahlelektroden

Zumindest in Vakuum hängt die Durchschlagspannung von verschiedenen Stahlsorten ab. Die Abhängigkeit liegt jedoch ausschließlich tabellarisch vor /55/.

Für die Untersuchungen mit Stahlelektroden wurden daher zwei verschiedene, in der Tieftemperatur-Technologie übliche Werkstoffe gewählt, die unter dem Begriff Edelstahl zusammengefaßt werden.

Es wurden Stahlkugeln angefertigt mit der Werkstoffnummer 1.4541 (AISI 321) und der Kurzbezeichnung X 10 CrNiTi 18 9. Für Untersuchungen ausschließlich im Glaskryostaten wurden Plattenelektroden (Rogowskiprofil) mit der Werkstoffnummer 1.4306 (AISI 304 L) und der Kurzbezeichnung X 3 CrNi 18 9 verwendet.

Die Abhängigkeit der Durchschlagspannung vom Abstand bei der Verwendung von Stahlkugeln ist in Abb. 23 dargestellt. Im Vergleich zu Niob liegen die Werte ungefähr um 1/3 niedriger, sie stimmen jedoch gut überein mit den Ergebnissen von Fallou et al. /14/, wenn die Feldüberhöhungen

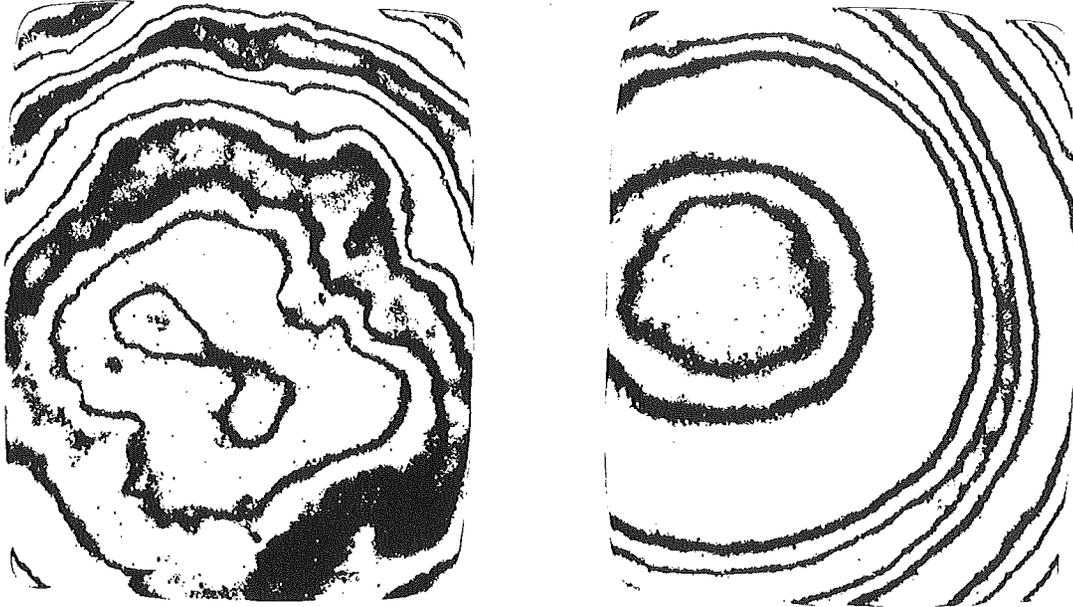


Abb. 22: Vergleich der Oberflächen von Stahlkugeln (links) und elektropolierten Niobkugeln (rechts) mit dem Zweistahl-Interferenz-Verfahren.

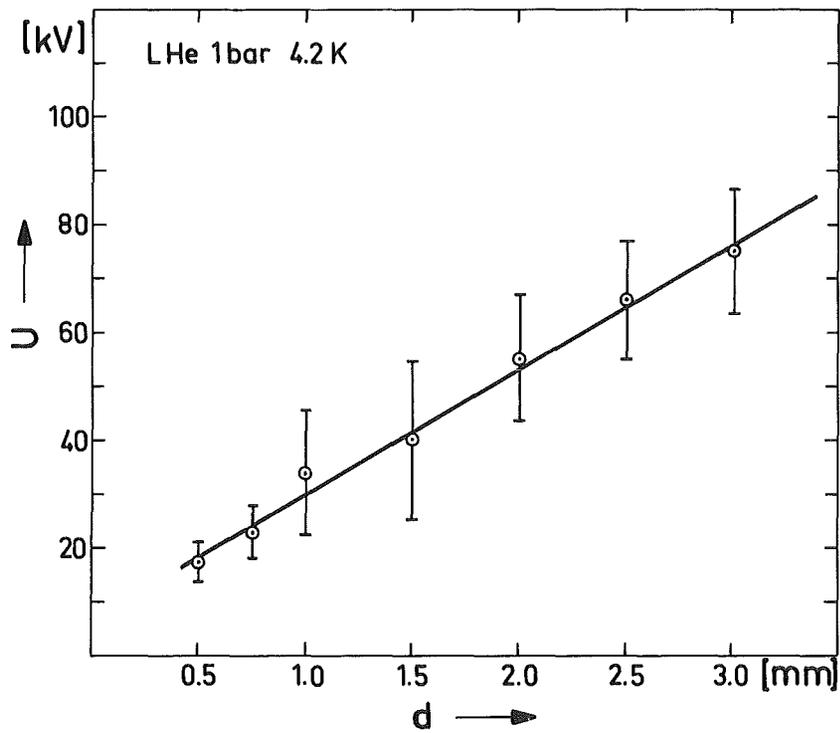


Abb. 23: Durchschlagspannung als Funktion des Abstands mit Stahlelektroden (4541).

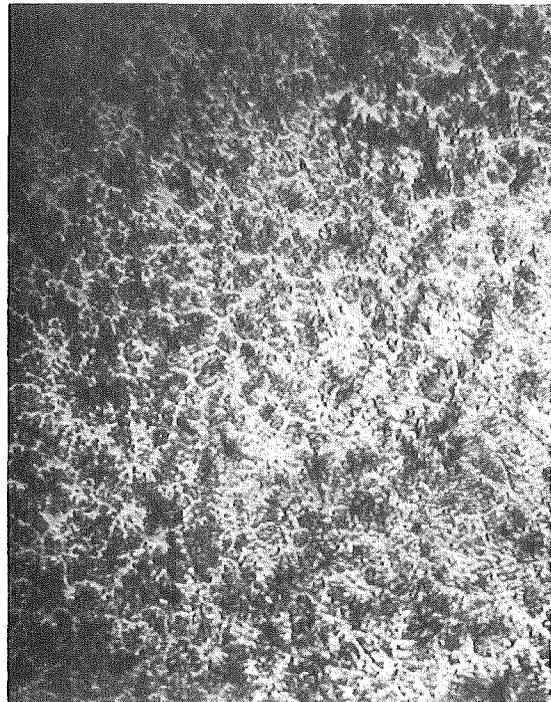
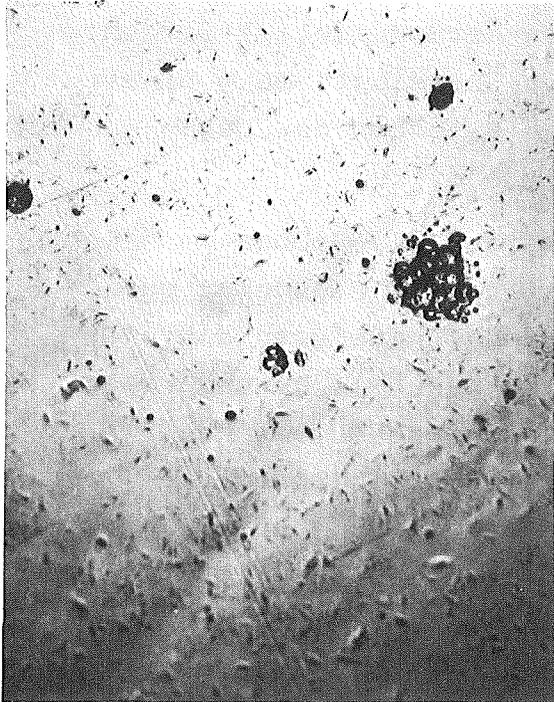
infolge der verschiedenen Geometrien berücksichtigt werden. Auch im Bereich $1 \leq d \leq 3$ mm besteht Übereinstimmung hinsichtlich des linearen Zusammenhangs zwischen der Durchschlagsspannung und dem Elektrodenabstand.

Um den Einfluß des raschen Abkühlens auf die Proben zu untersuchen, wurden die Stahlkugeln auch im Glasdewar getestet. Da sich nach übereinstimmenden Ergebnissen /10, 15/ die Durchschlagswerte bei Gleich- und Wechselspannung nur um einige Prozent unterscheiden, wurden die Kugeln nur mit Gleichspannung geprüft. Die Werte bei positiver und negativer Polarität stimmen bis auf 5 % mit denen bei Wechselspannung überein, wobei die Werte der positiven Polarität etwas höher liegen als die der negativen. Die Oberfläche zeigte keinerlei Veränderungen infolge des raschen Temperaturwechsels.

Durchschlagsuntersuchungen mit Plattenelektroden (Rogowski-profil) wurden bei einigen ausgewählten Abständen vorgenommen, wobei festzustellen war, daß die Platten nach dem Abkühlen im Glaskryostaten offenbar nicht exakt parallel standen. Dies ließ sich jedoch nur anhand der einseitigen Verteilung der Durchschlagsfußpunkte nachweisen.

Von den Durchschlagsspannungen wurde erwartet, daß sie sich wesentlich von jenen der Kugel-Kugel-Anordnung unterscheiden, weil die Platten im Auflichtmikroskop bessere Oberflächengüten aufwiesen als die Kugeln. Deren Werkstoff enthält nämlich eine Vielzahl von nichtmetallischen Einschlüssen, Abb. 24, die meist rund und zum Teil länglich sind. Die Oberflächen der Platten dagegen sind frei von solchen Verunreinigungen und erscheinen glatt.

Der Stahl dieser Platten (4306) weist gegenüber dem der Kugeln (4541) einen um den Faktor 5 geringeren Kohlenstoffgehalt auf. Infolgedessen sinkt die Vickers-Härte, und das Material läßt sich leichter polieren. Dies bedeutet jedoch andererseits, daß die weichen Bestandteile bei



links: Abb. 24: Nichtmetallische Einschlüsse in Stahlelektroden (4541). Vergrößerung 80-fach.

rechts: Abb. 25: Oberfläche einer Plattenelektrode (4306) nach dem Ätzen. Vergrößerung 80-fach.

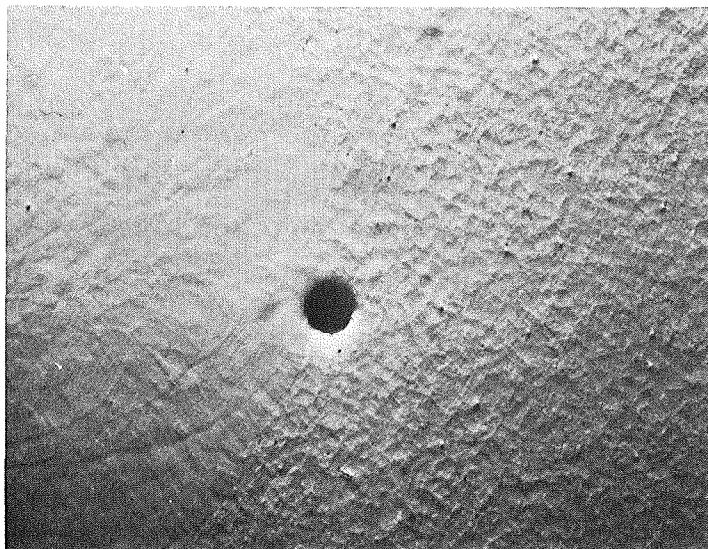


Abb. 26: Oberfläche einer Plattenelektrode (4306) mit Bohrung nach dem Polieren. Vergrößerung 25-fach.

dem lang andauernden Polierverfahren (Körner $\leq 0,3 \mu\text{m}$) bevorzugt herausgelöst werden, während die härteren erhaben bleiben. Zusätzlich geschieht beim Abkühlen dieses Stahls ein Phasenübergang, und die entstehende ferritische Phase unterscheidet sich in der Härte vom austenitischen Grundmaterial, was experimentell überprüft wurde. Durch Ätzen (V2A-Beize, 300 K, 30 s) wird diese Struktur sichtbar gemacht, Abb. 25. Die Oberfläche gleicht der einer Orangenschale. Diese Feinstruktur läßt sich auch wellenoptisch mit dem Phasenkontrastverfahren nachweisen, Abb. 26. Solche Rauigkeiten werden erst durch das Polierverfahren erzeugt.

Der Stahl 4541 dagegen ist durch seine Einschlüsse gekennzeichnet. Die niedrigere freie Standard-Enthalpie ΔG der Reaktion



im Gegensatz zu



bewirkt die Bildung der Manganoxid-Ausscheidungen, die in Form von runden Einschlüssen (Durchmesser einige $10 \mu\text{m}$) /56/ in der kristallinen Struktur des Edelstahl zu sehen sind, Abb. 24. Beim Poliervorgang wird der weichere Stahl abgetragen, die Verunreinigungen allmählich freigelegt und letztlich herausgerissen, wobei scharfe Bänder des Stahls entstehen, die die Mikrofeldstärke erhöhen. Feldüberhöhung findet ebenfalls an Materie statt, die im Plasmakanal aufgeschmolzen, herausgeschleudert und an anderer Stelle niedergeschlagen wurde, Abb. 27.

Die verwendeten Kugellager-Kugeln unterscheiden sich von handelsüblichen nur hinsichtlich der Bohrung zur Befestigung der Proben, deren Werkstoffnummer 1.3505 mit der Kurzbezeichnung 100 Cr 6 ist. Kugellagerstahl mit 1 % C wird als niedrig legierter Stahl bezeichnet, der gehärtet und maschinell poliert wird.

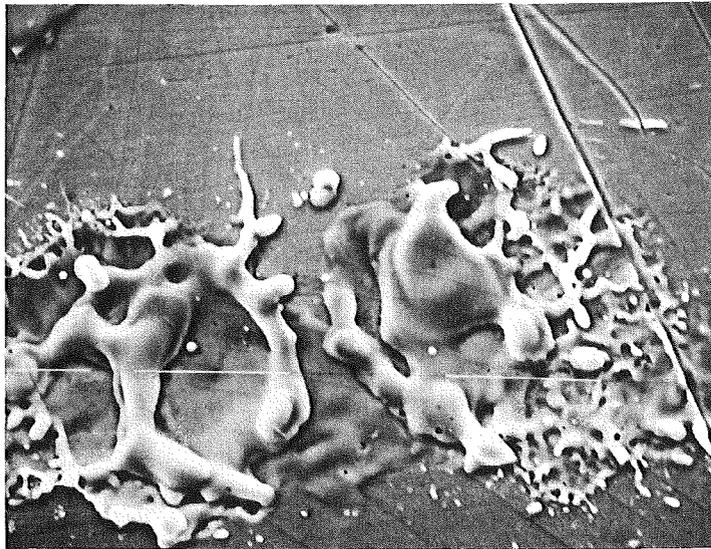


Abb. 27: Außerhalb eines Durchschlagkraters niedergeschlagener Stahl. Vergrößerung 2000-fach.

Die Durchschlagspannung als Funktion des Abstands wurde in einem Versuch ermittelt und ist in Abb. 28 dargestellt. Der Erstdurchschlag bei 1 mm Abstand trat bei 69 kV auf und stimmt gut überein mit Untersuchungen von Olivier /57/, übersteigt aber jenen der Nb-Proben um 20 kV. Die zeitliche Abfolge der Durchschläge findet sich in Abb. 29. Der Medianwert bei 1 mm liegt höher als der vergleichbare von Niob, während die Werte bei anderen Abständen etwas tiefer sind.

Ein Vergleich der Oberflächen von Niob- und Wälzlagerstahlproben zeigt, daß letztere beachtliche Oberflächenstörungen in Form von herstellungsbedingten, länglichen Löchern und Polierriefen aufweisen, Abb. 30. Trotzdem wurden höhere oder mit Niob vergleichbare Durchschlagswerte erreicht. Neben der Qualität der Oberfläche muß also ein weiterer Parameter die Höhe der Durchschlagspannung beeinflussen, wie im folgenden gezeigt wird.

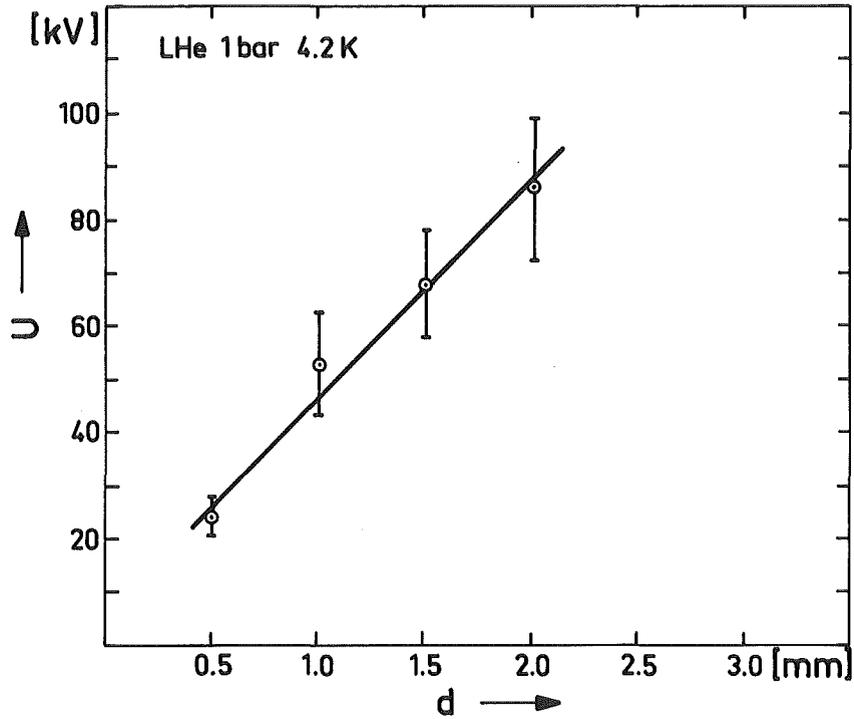


Abb. 28: Durchschlagspannung als Funktion des Abstands mit Kugellager-Kugeln.

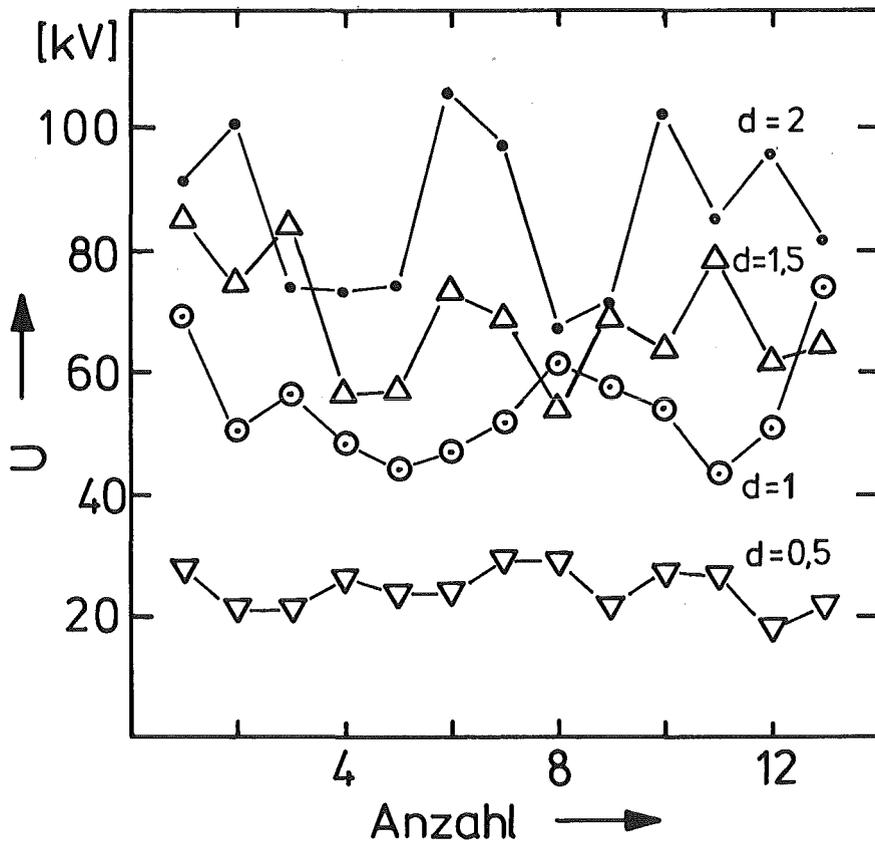


Abb. 29: Reihenfolge der Durchschläge mit Kugellagerelektroden. Parameter d in mm.

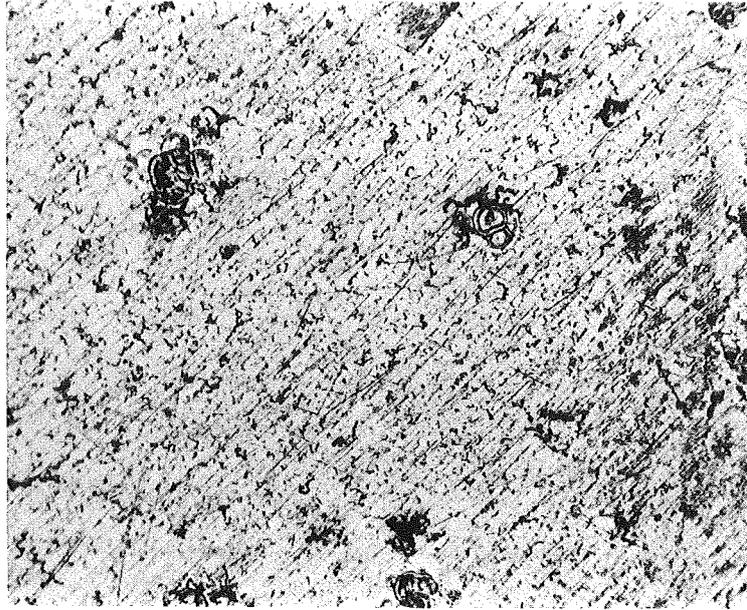


Abb. 30: Oberfläche von Kugellagerkugeln im Lichtmikroskop.
Vergrößerung 80-fach.

Allgemein kann man einem Ellingham-Diagramm für Oxide /58/ entnehmen, daß die meisten Metalloxide eine negative freie Standard-Energie besitzen und deshalb das Metall spontan zur Reaktion mit Sauerstoff neigt, um eine Oxidschicht zu bilden. Gerade von niedrig legierten Stählen ist eine hohe Korrosionsgeschwindigkeit - abhängig von der Zusammensetzung atmosphärischer Luft - bekannt /59/, wenn die Luftfeuchtigkeit 60 % übersteigt. Die Wachstumskinetik einer solchen Schicht wird durch das "Parabolische Gesetz der Oxidation" /58/

$$s = C\sqrt{t} \quad (8)$$

beschrieben, wobei s die Schichtdicke, t die Zeit und C eine Konstante bezeichnen.

Um die Schichtdicke des Oxids abzuschätzen, wird Tabelle 1 /59/ zur Berechnung der Konstanten C verwendet.

Atmosphäre	Korrosionsgeschwindigkeit in $\mu\text{m}/\text{Jahr}$
Landluft	4.... 60
Stadtluft	30.... 70
Industrieluft	40....160
Meeresluft	64....230

Tabelle 1: Abhängigkeit der Korrosionsgeschwindigkeit niedrig legierten Stahls von der Atmosphäre (nach /59/).

Bei einer Korrosionsgeschwindigkeit von beispielsweise $4 \mu\text{m}/\text{Jahr}$ ist die Schichtdicke nach 16 Stunden auf $0,16 \mu\text{m}$ und bei $70 \mu\text{m}/\text{Jahr}$ auf $3 \mu\text{m}$ angewachsen.

Eine Fremdschicht dieser Größenordnung reicht aus, die metallische Oberfläche zu passivieren, was trotz größerer Rauigkeit in höheren Durchschlagspannungen offenbar wird.

Wenn diese Annahme zutrifft, dann müßte die Oxidationsgeschwindigkeit von 4541-Stahlproben kleiner sein als beim Wälzlagerstahl 3505. Angaben darüber konnten jedoch nur bei höherer Temperatur (1170 K) gefunden werden /59/, wo die Sauerstoffdiffusionskonstante größer ist als bei Raumtemperatur. Danach ist die Gewichtszunahme infolge Oxidation von niedrig legiertem Stahl um den Faktor 140 größer als bei Chrom-Nickel-Stahl, wie er bei diesen Untersuchungen verwendet wurde. Trotzdem muß auch dort mit einer passivierenden Chromoxid-Schicht gerechnet werden, deren Einfluß auf die Durchschlagspannung aber nicht so groß ist.

Nach diesen Ergebnissen scheint die Annahme gerechtfertigt, daß eine passivierende Oxidschicht auf niedrig legiertem Stahl die Durchschlagspannung erhöht. Da die Oxidation aus energetischen Gründen vorzugsweise an Fehlstellen wie Rissen und Vertiefungen sowie an Korngrenzen beginnt, darf

weiterhin vermutet werden, daß gerade die Fehlstellen zuerst angegriffen werden. Dies ließ sich auch beobachten, als die Proben 3 bis 4 Tage atmosphärischer Luft ausgesetzt waren.

Bei der Verwendung von Stahlelektroden scheint es angebracht, den Werkstoff mit seiner chemischen Zusammensetzung zu bezeichnen, weil die Elektroden unterschiedliche Oberflächenzustände aufweisen.

Der Oberflächenqualität ist bei mechanischer Bearbeitung eine Grenze gesetzt: der Stahl 4541 ist durch seine Einschlüsse gekennzeichnet, der Stahl 4306 durch eine Struktur, die erst während des Poliervorgangs erzeugt werden kann.

Anders verhält sich dagegen niedrig legierter Stahl. Trotz der Rauigkeiten auf der Oberfläche ist die Durchschlagspannung höher als bei den anderen Stahlarten und mit Niob vergleichbar. Dieses Ergebnis wird auf das Vorhandensein einer dicken Oxidschicht zurückgeführt.

4.2.4 Durchschlagspannung mit Messingelektroden

Die unterschiedlichen Angaben der Durchschlagfeldstärke bei gleichem Elektrodenwerkstoff (Niob) /10, 21/ und der außergewöhnlich geringe Variationskoeffizient von 1,25 % /21/ im Vergleich zu anderen Veröffentlichungen waren Anlaß, die Untersuchungen auch auf den Werkstoff Messing auszudehnen.

Messingkugeln wurden langsam im Metallkryostat bzw. schnell im Glaskryostat abgekühlt. Im ersten Fall wurden die Elektroden mit Wechselspannung, im letzten mit Gleichspannung beaufschlagt.

Die Ergebnisse der Durchschlagsversuche sind in Abb. 31 dargestellt. Im Vergleich zu langsam abgekühlten Elektroden (kurz AC-Elektroden) sind die im Glaskryostaten bei schneller Abkühlung ermittelten Werte weniger als halb so groß und entsprechen ungefähr den Angaben von Meats /21/.

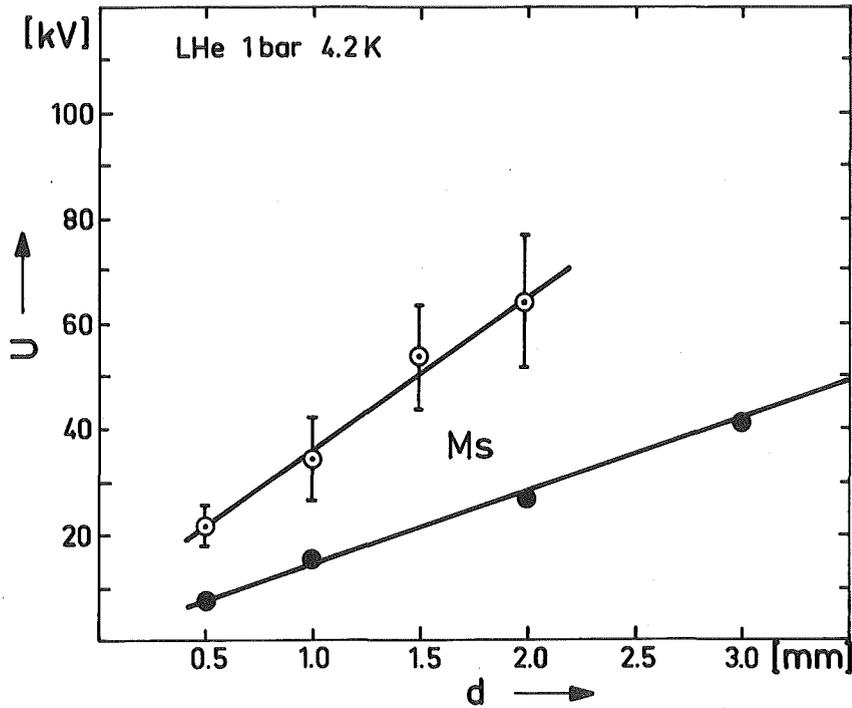


Abb. 31: Durchschlagspannung als Funktion des Abstands mit Messingelektroden. ●: Kugeln schnell abgekühlt
○: Kugeln langsam abgekühlt

Die Variationskoeffizienten betragen nur 2 bis 3 % und sind deshalb im Diagramm nicht eingezeichnet, während die der AC-Werte etwa 20 % ausmachen und mit denen anderer Materialien vergleichbar sind.

Da solche Unterschiede nicht in der Isolierfähigkeit des Heliums liegen können, muß die Ursache mit den Elektroden verknüpft sein. Den Grund für die unterschiedlichen Durchschlagspannungen findet man im Vergleich der Abbildungen 32 und 33. In Abb. 32 ist die Oberfläche der langsam abgekühlten Elektrode dargestellt und in Abb. 33 die der schnell abgekühlten, bei der die Oberfläche entlang den Korngrenzen aufgerissen ist, während dies im ersten Fall nicht beobachtet wird.

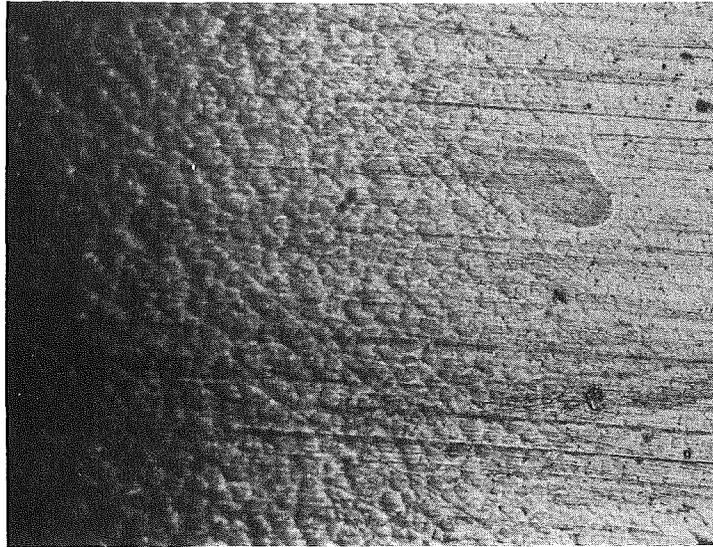


Abb. 32: Oberflächenstruktur einer Messingkugel nach einfacher Politur im polarisierten Licht. Vergrößerung 80-fach.

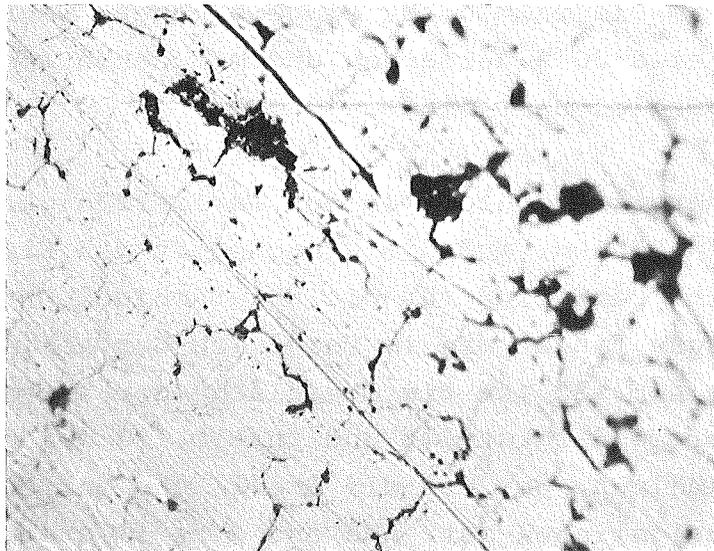


Abb. 33: An den Korngrenzen aufgebrochene Messingelektrode nach raschem Abkühlen. Vergrößerung 500-fach.

Da sowohl die geringen Variationskoeffizienten als auch die niedrigen Durchschlagfeldstärken mit /21/ übereinstimmen, liegt die Vermutung nahe, daß die Elektrodenoberflächen in beiden Fällen ähnliche Qualität hatten. Sandgestrahlte Stahl-Proben z.B. weisen nämlich ebenso niedrige Durchschlagfeldstärken auf /57/, und geringe Streuungen (4...6 %) werden sowohl vom ORNL /15/ bei Verwendung von scharfkantigen ASTM-Elektroden als auch von Gerhold /10/ berichtet, wenn die Elektroden mit Schmirgelpapier behandelt sind.

Der in Abb. 33 beobachtete Spannungskorrosionsbruch /60/ liegt ursächlich in der Korrosion bei gleichzeitigem Einwirken mechanischer Spannungen, die unter anderem schon während des Herstellungsprozesses (Drehen, Schleifen, Polieren) entstehen. Umgebungseinflüsse wie hohe oder tiefe Temperaturen, begleitet von großen lokalen Temperaturgradienten, sowie bestimmte chemische Substanzen begünstigen die Ausbildung der Brüche, die als submikroskopisch feine Risse in das Metallgefüge eindringen können, während makroskopisch keine Anzeichen vorliegen.

Bei Kupfer und seinen Legierungen beeinflussen sogar die Zusammensetzung und Korngröße die Spannungskorrosion. Zwei-Phasen-Messung (das - wie die vorliegenden Proben - mehr als etwa 40 % Zink enthält) kann schon bei Raumtemperatur unter dem Einfluß von in atmosphärischer Luft gelöstem SO_2 aufbrechen.

Dieser Vorgang wird auch bei Proben gefunden, die zwecks Oxidation an der Luft belassen werden. Eine anschließende thermische Belastung ohne Temperatúrausgleich beim Abkühlen oder im elektrischen Lichtbogen führt nach Beobachtungen des Autors zum intergranularen Bruch.

Vollzieht sich ein Temperatúrausgleich in den Proben (wie bei den AC-Elektroden), wird kein Aufbrechen festgestellt. Die Durchschlagswerte sind entsprechend höher.

Die AC-Elektroden wurden ohne großen Polieraufwand vorbereitet, trotzdem sind im polarisierten Licht, Abb. 32, die Körner zu sehen. Mit feinkörnigem Poliermittel wird die Oberflächengüte nicht verbessert, weil die weicheren Korngrenzen stärker herausgearbeitet werden.

Langsam abgekühlte Messing-Elektroden liefern Durchschlagsspannungen, die mit jenen des Stahls (4541, 4306) vergleichbar sind. Die Rauigkeiten können durch mechanische Politur nicht wesentlich verringert werden. Schnell abgekühlte Elektroden sind durch Mikrorisse in der Oberfläche gekennzeichnet. Die Durchschlagsspannungen sind daher die niedrigsten, die gemessen wurden.

4.2.5 Zusammenfassung von Kapitel 4.2

Drei Beobachtungen lassen sich als thermische Effekte zusammenfassen:

- Die Höhe der Durchschlagsspannungen wird in flüssigem Helium unabhängig vom Werkstoff durch die Pausenzeit beeinflusst. Eine längere Pausenzeit liefert signifikant höhere Werte, kurze Zeiten führen zu Tiefdurchschlägen.
- Der Zeitpunkt eines Durchschlags kann bis ≈ 2 ms vor als auch ≈ 1 ms nach dem Scheitelwert der angelegten Wechselspannung liegen.
- Bei konstant gehaltenen hohen Wechselspannungen tritt der Durchschlag zum Teil erst nach einigen Minuten auf.

Die Logarithmen der Durchschlagsspannungen folgen einer Gaußverteilung. Die Variationskoeffizienten betragen im Mittel etwa 17 %. Bei Oberflächen mit Ätzgrübchen steigen die Variationskoeffizienten auf 30 %, während sie bei

elektropolierten Niobkugeln bis auf 12 % absinken. Rissige Oberflächen verringern sie auf 2 bis 3 %.

Mechanische Polierverfahren setzen den Oberflächengüten natürliche Grenzen. Durch langandauernde Politur wird die Rauigkeit der Oberfläche nicht wesentlich verringert, die Gefügestruktur kann sogar besonders herausgearbeitet werden. Elektrochemisch bearbeitete Proben zeigen die geringsten Oberflächenstörungen.

Um den Einfluß von Oberflächenrauigkeiten und Fremdschichten auf die Durchschlagspannung von flüssigem Helium zu verdeutlichen, sind die in den Kapiteln einzeln dargestellten Durchschlagkurven in Abb. 34 zusammengefaßt. Die niedrigsten Durchschlagspannungen werden mit Messing erzielt, das beim schnellen Abkühlen an seinen Korngrenzen aufgebrochen ist. Höhere Durchschlagspannungen ergeben sich mit CrNi-Stählen und mit Messing, das langsam abgekühlt wurde. Die höchsten Durchschlagspannungen lassen sich mit elektropoliertem Niob messen und mit Wälzlagerstahl, bei dem die Fremdschichten durchschlagbestimmend sind.

Für Abstände größer 0,5 mm wurde unabhängig vom Elektrodenwerkstoff ein linearer Zusammenhang zwischen Durchschlagspannung und Schlagweite gefunden. Unter Berücksichtigung der Feldüberhöhung mit wachsendem Elektrodenabstand sind die Durchschlagfeldstärken in Abb. 35 dargestellt. Sie sind eine schwach fallende Funktion des Abstands. Für elektropolierte Niob- und für Messingelektroden sind die Feldstärken nahezu konstant.

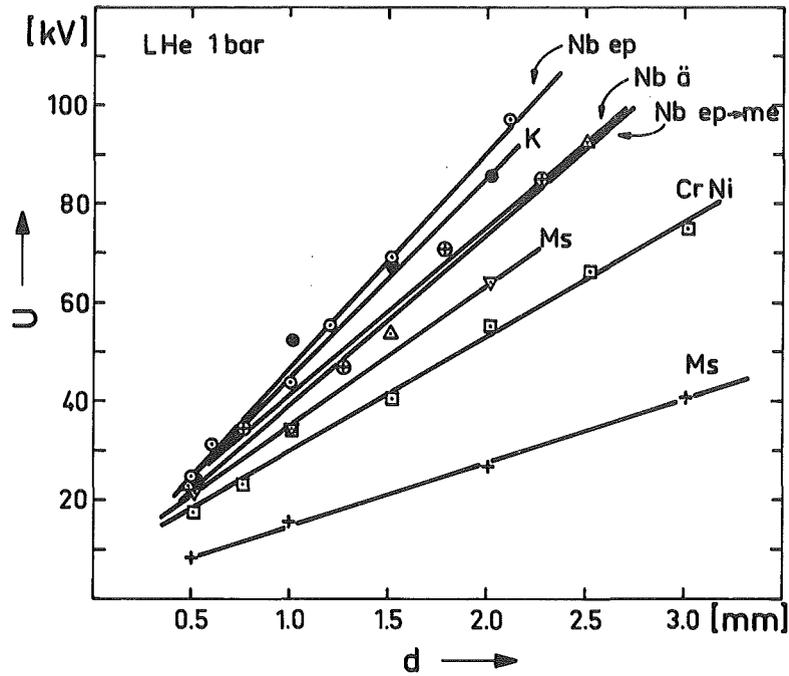


Abb. 34: Abhängigkeit der Durchschlagspannungen vom Abstand.
 Parameter: Zustand der Elektrodenoberfläche.
 Bezeichnungen: ep elektropoliert, ä geätzt,
 ep→mp mech. polierte Nb-Elektrode, K Kugellagerstahl,
 Ms Messing, CrNi Stahl (4541).

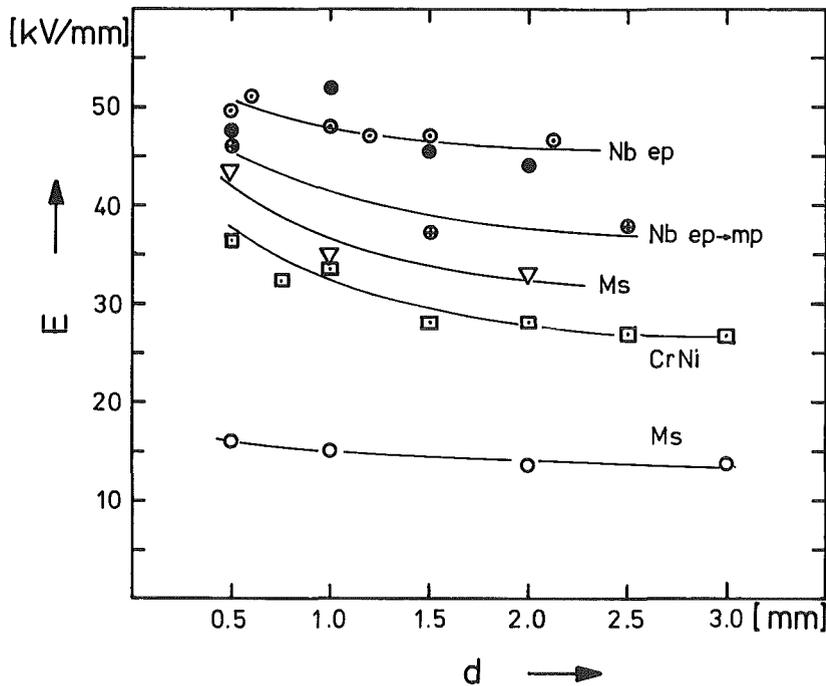


Abb. 35: Abhängigkeit der Durchschlagfeldstärke vom Abstand.
 Parameter: siehe oben. Die Werte sind mit dem
 Schwaigerschen Ausnutzungsfaktor korrigiert.

In Abb. 36 werden einige der aus den Veröffentlichungen über flüssiges Helium verfügbaren Durchschlagswerte bei größeren Schlagweiten zusammengefaßt und mit den Ergebnissen dieser Untersuchungen verglichen.

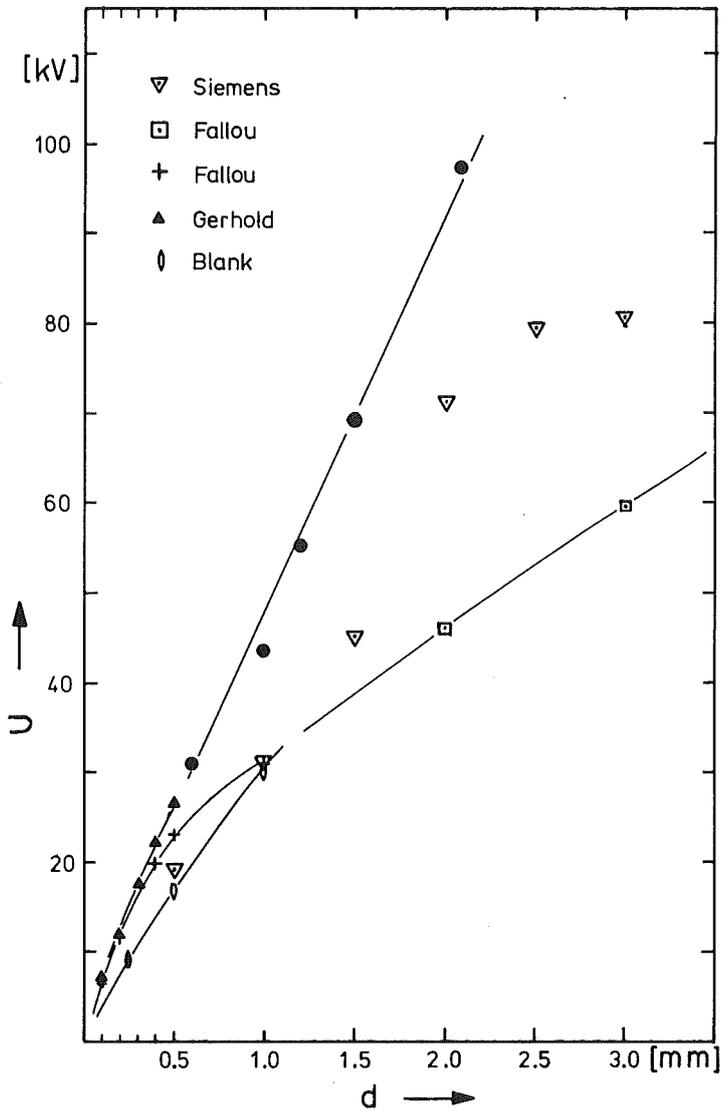


Abb. 36: Durchschlagspannung als Funktion des Abstands in flüssigem Helium. ●: diese Untersuchungen (elektro-polierte Niob-Elektroden). ▽ Siemens /61/, □ Fallou /14/, + Fallou /9/, ◊ Blank /12/

Die Experimente von Gerhold /10/ und Fallou /9/ überstreichen den Bereich kleiner Schlagweiten, der hier nicht untersucht wurde. Bei 0.5 mm Elektrodenabstand schließen sich die Ergebnisse des Autors an. Dabei besteht gute Übereinstimmung mit Gerhold.

Bei größeren Abständen ist der weitere Verlauf der Durchschlagskurven neben anderen experimentellen Einflüssen im wesentlichen durch den Zustand der Elektrodenoberfläche (Rauhigkeit, Fremdschicht) bestimmt.

4.3 Durchschlagsspannung in überkritischem Helium

Bisher wurden Experimente durchgeführt in einem thermischen Zustandsgebiet, in welchem ein Gleichgewicht zwischen flüssiger und gasförmiger Phase besteht. Nun werden Untersuchungen in einem Bereich vorgenommen, in welchem eine Verdampfung (Blasenbildung) nicht mehr möglich ist.

Oberhalb des kritischen Punkts, Abb. 45 (Seite 84), an dem sich die Siede- und die Taulinie treffen, gibt es keine Phasengrenze zwischen Flüssigkeit und Gas. Nur in der Nähe des kritischen Punkts sind Instabilitäten zu beobachten, die jedoch mit zunehmender Entfernung ($p, T > p_k, T_k$) verschwinden.

Ein thermischer Zustand wird eingestellt, indem das Versuchsgefäß mit flüssigem Helium gefüllt, verschlossen und solange geheizt wird, bis die gewünschten Größen Druck und Temperatur erreicht werden.

Die Durchschlagsuntersuchungen wurden nur mit elektropolierten Niob-Elektroden durchgeführt, weil sie reproduzierbare, hohe Oberflächengüten ermöglichen.

Die ermittelten Durchschlagsspannungen als Funktion des Abstands mit der Dichte als Parameter werden in Abb. 37a zusammengefaßt, wo auch das Ergebnis des Flüssigkeitsdurchschlags bei $T = 4.2 \text{ K}$ und 1 bar (Dichte $\rho = 125 \text{ kgm}^{-3}$) eingetragen ist.

In dem betrachteten Bereich der Schlagweite besteht wie beim Durchschlag in der Flüssigkeit ein linearer Zusammenhang zwischen Elektrodenabstand und Durchschlagsspannung, die mit fallender Dichte abnimmt. Die zugehörige Temperatur liegt zwischen 5 K ($\rho = 130 \text{ kgm}^{-3}$) und 5.2 K ($\rho = 88.5 \text{ kgm}^{-3}$).

Die berechneten Feldstärken, Abb. 37b, sind mit dem Schwaigerschen Ausnutzungsfaktor korrigiert und ergeben sich ebenfalls als schwache Funktion des Abstands.

Die Standardabweichungen sind der Übersichtlichkeit wegen nicht in das Diagramm eingezeichnet. Die Variationskoeffizienten betragen bei thermischen Zuständen in der Nähe des kritischen Punkts 15 bis 30 %, wie bei der Flüssigkeit. Erst in einiger Entfernung von diesem nehmen sie auf 5 bis 10 % ab, auch wenn die Dichte mit der der Flüssigkeit vergleichbar ist.

Nahe am kritischen Punkt scheinen die Eigenschaften des Heliums mehr jenen der Flüssigkeit zu gleichen, um sich mit zunehmender Entfernung jenen des Gases zu nähern.

Es wurde versucht, die Durchschlagsspannung über dem Produkt aus Dichte und Schlagweite darzustellen, wobei die Ergebnisse des Flüssigkeitsdurchschlags berücksichtigt werden, Abb. 38. Mit befriedigender Genauigkeit ergibt sich ein linearer Zusammenhang innerhalb eines Bandes. Dies erscheint plausibel, denn die Beweglichkeit der Ladungsträger ist eher durch die Gasdichte bestimmt als

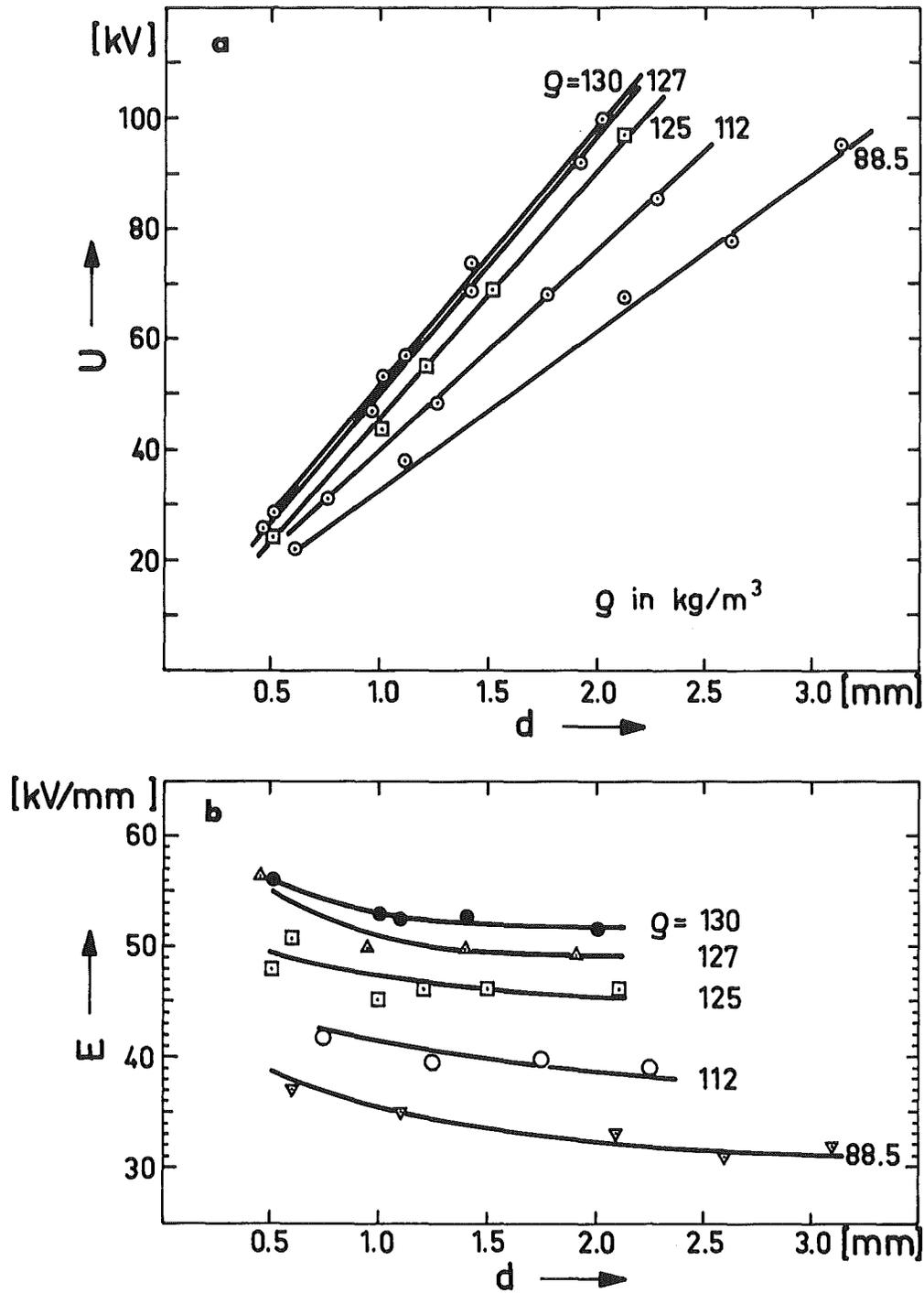


Abb. 37: a) Durchschlagspannung als Funktion des Abstands mit Niobelektroden in überkritischem Helium. Parameter: Gasdichte in kgm^{-3} . $5 \leq T \leq 5.2$ K. Die Kurve aus Abb. 16 ist ebenfalls eingetragen ($\rho = 125 \text{ kgm}^{-3}$)
 b) Durchschlagfeldstärken zu a)

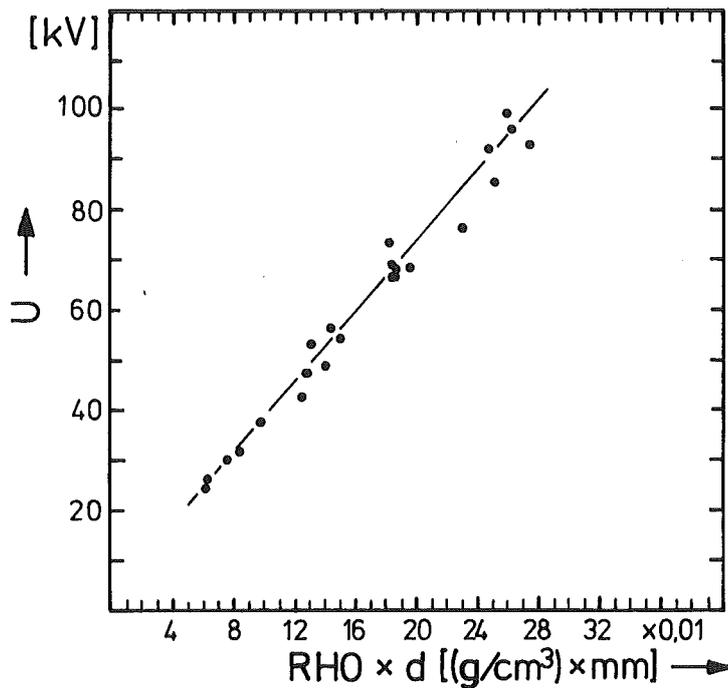


Abb. 38: Durchschlagspannung als Produkt aus Gasdichte und Elektrodenabstand.

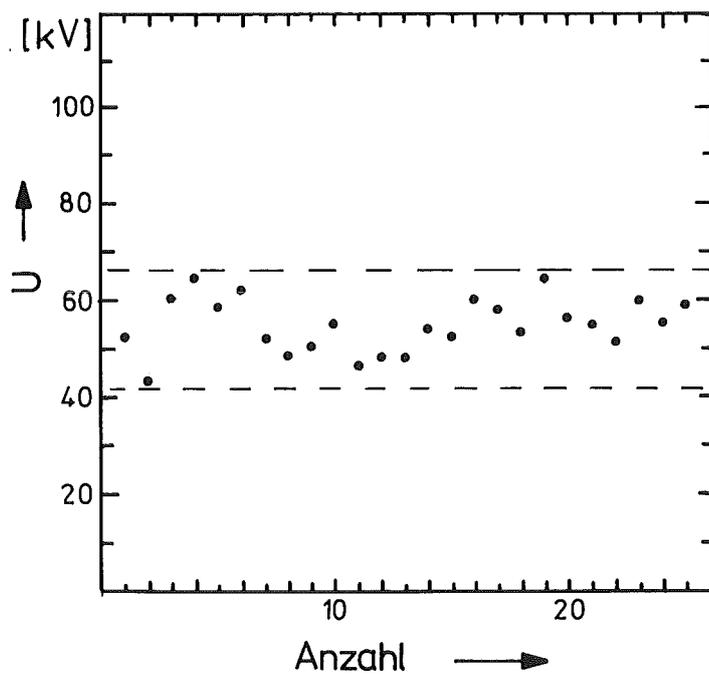


Abb. 39: Abhängigkeit der Durchschlagspannung in überkritischem Helium von der Anzahl der Durchschläge.

durch Druck oder Temperatur allein. Messungen der Beweglichkeit in diesem thermischen Zustandsgebiet sind jedoch nach jetzigem Kenntnisstand nicht durchgeführt, vielmehr beschränken sie sich auf einen Bereich geringer Gasdichten bis zur Siedelinie längs einer Isothermen /62/.

Die gemessenen Durchschlagsspannungen sind zum Teil um 25 % höher als jene von Meats /21/, was nach den bisherigen Ergebnissen zu erwarten war, und stimmen mit Noguchi /63/ überein. Im Vergleich zu den Durchschlagsspannungen entsprechender Gasdichten bei Raumtemperatur, Abb. 44 (Seite 83) sind die gemessenen um einen Faktor 2 bis 3 niedriger. Eine hinreichende Erklärung läßt sich bis jetzt noch nicht geben.

Um den Einfluß einer größeren Anzahl von Durchschlägen auf die Höhe der Spannung zu ermitteln, wurden die Elektroden mit 25 Durchschlägen belastet. Das Ergebnis ist in Abb. 39 dargestellt. Ein ähnliches Verhalten wie in der flüssigen Phase, Abb. 21 (Seite 46), wo der Mittelwert von je 20 Durchschlägen angestiegen ist, läßt sich nicht feststellen.

In überkritischem Helium konnte kein Einfluß der Pausenzeit ermittelt werden. Als Pausenzeit war jene Zeitspanne definiert, die nach einer Entladung verstrich, bevor die Spannung erneut bis zum Durchschlag gesteigert wurde. Wenn diese Beobachtung in der Flüssigkeit mit einem thermischen Vorgang verbunden ist, so kann er bei diesen Versuchen in überkritischem Helium nicht gefunden werden, weil die im Versuchsgefäß eingeschlossene Gasmenge mittels eines Ventilators kontinuierlich umgewälzt wurde, um eine möglichst homogene Temperaturverteilung zu gewährleisten.

Der Zeitpunkt des Durchschlags wurde in der beschriebenen Weise verfolgt. Auch bei hohen Gasdichten können häufig die Durchschläge nach dem Spannungsmaximum zu einer Zeit auftreten, wo die Spannung bereits auf 90 % ihres Scheitelwertes abgefallen ist. Diese Beobachtung, die mit der in Kapitel 4.2.1 übereinstimmt, läßt den Schluß zu, daß der Durchschlag durch thermische Einflüsse verzögert werden kann.

Mit elektropolierten Niob-Elektroden wurde ein linearer Zusammenhang zwischen Durchschlagspannung und Schlagweite gefunden, wobei die Spannungen mit fallender Dichte abnehmen. In diese Darstellung lassen sich auch die Ergebnisse des Flüssigkeitsdurchschlags einfügen. Mit der Gesamtheit dieser Werte wird die Durchschlagspannung als lineare Funktion des Produkts aus Dichte und Schlagweite berechnet.

Wie in der Flüssigkeit kann die Durchschlagsentwicklung verzögert einsetzen. Dies wird auf thermische Instabilitäten im Elektrodenzwischenraum zurückgeführt.

4.4 Untersuchungen im inhomogenen Feld

Bei den bisherigen Experimenten wurde versucht, die Oberflächenrauigkeit so gering als möglich zu halten. Durch elektrochemische Verfahren ließen sich Spitzen auf den Elektroden abtragen.

Jetzt werden Untersuchungen durchgeführt, in welchen mit definierten Spitzen der Einfluß hoher elektrischer Felder auf flüssiges Helium beobachtet wird.

Als Elektroden werden Stahlnadeln verwendet, deren Geometrie aus REM-Aufnahmen ermittelt wurde, und Rogowskiplatten, die bereits in Kapitel 4.2.3 beschrieben sind. Der Rundungsradius der Nadeln beträgt 23 μm , der Durchmesser der Plattenelektroden 50 mm.

Unter der Annahme, die Stahlnadeln lassen sich mit genügender Genauigkeit durch gestreckte Rotationshyperboloide darstellen, kann das Feld nach der Formel /64/ berechnet werden

$$E = \frac{U}{c' \sqrt{\sinh^2 \xi + \sin^2 \theta} \sin \theta \ln \cot \frac{\theta_0}{2}} \quad (9)$$

wobei c' den Brennpunktsweg, θ die Schar konfokaler Hyperboloide und θ_0 den halben Öffnungswinkel der Spitze bezeichnen. ξ wird durch die Schar orthogonaler Ellipsen

$$\frac{z^2}{\cosh^2 \xi} + \frac{y^2}{\sinh^2 \xi} = c'^2 \quad (10)$$

definiert mit z, y als Koordinaten, Abb. 40.

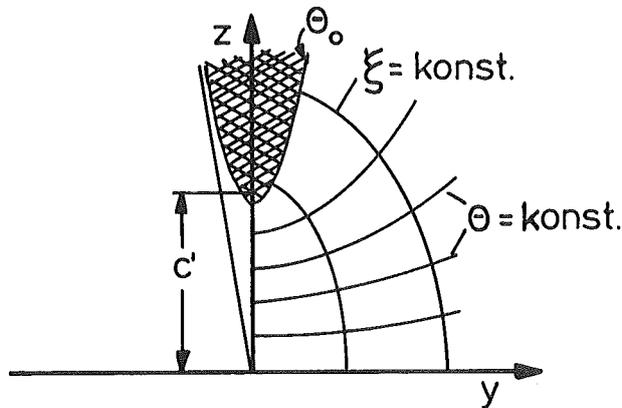


Abb. 40: Meridiankoordinaten θ, ξ eines gestreckten Rotationsellipsoids, c' Brennpunktsweg.

Der Elektrodenabstand zwischen Spitze und Platte beträgt 11 mm.

Das Versuchsgefäß wird mit Helium aufgefüllt und um wenige 10 mbar soweit abgepumpt, bis die Flüssigkeit nicht mehr siedet. Der Normaldruck wird hergestellt. Helium liegt dann als ruhige, bläschenfreie und leicht unterkühlte Flüssigkeit vor.

Wird die Spannung bei negativer Polarität der Spitze langsam gesteigert, setzt ab einer bestimmten Schwellenspannung U_s sprunghaft ein stationärer Strom $I_s \approx 1 \mu\text{A}$ ein, der mit zunehmender Spannung linear ansteigt, Abb. 41, bis bei $U_D \approx 25 \text{ kV}$ Durchschläge auftreten.

Durchfährt man von hohen Spannungen aus ($<U_D$) den Bereich in umgekehrter Richtung, sinkt der Strom unter den Einsatzstrom I_s , bis er etwa bei $0,2 \mu\text{A}$ erlischt. Die zugehörige Spannung ist kleiner als die Schwellenspannung.

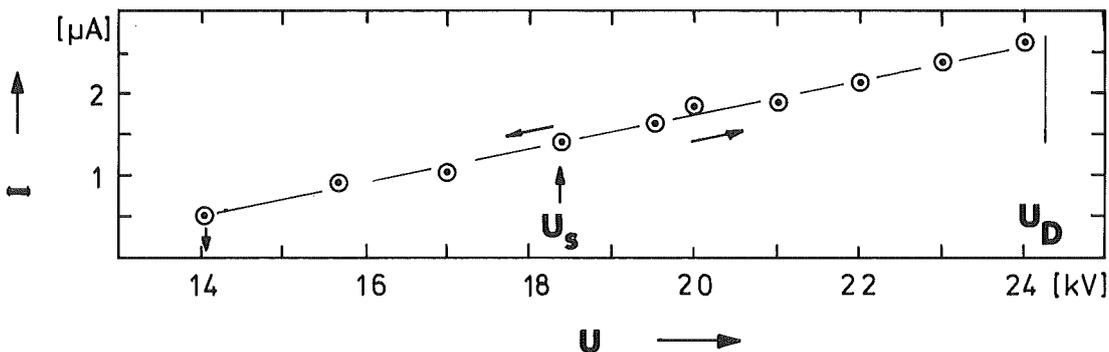


Abb. 41: Strom-Spannungs-Charakteristik von flüssigem Helium im inhomogenen Feld (negative Spitze).

Mit dem Strom sind zwei Phänomene verbunden:

1. Mit dem Einsetzen des Stromes wird ein rötlich leuchtender Punkt an der Spitze beobachtet, wie er typisch für Glimmentladungen in Helium ist.
2. Innerhalb eines eng begrenzten, um die Achse wandernden Kanals (Durchmesser ca. 1...2 mm) werden mit dem Strom kleine Bläschen transportiert, deren Durchmesser zu einigen $100 \mu\text{m}$ abgeschätzt wurde. Diese Größe (0,2..0,3 mm) stimmt mit den Ergebnissen aus Wärmeübergangsmessungen überein /65/. Mit dem Auftreffen auf der Plattenelektrode verteilen sich die Bläschen radial, Abb. 42. Die Heliumflüssigkeit außerhalb des Kanals bleibt von diesen Vorgängen unbeeinflusst.

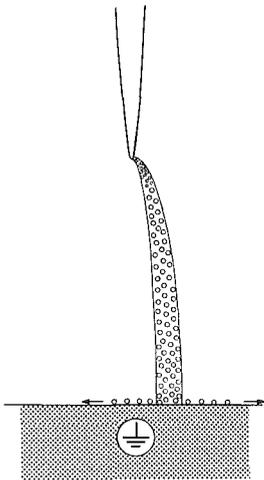


Abb. 42: Von der Polarität unabhängiger Bläschentransport im inhomogenen Feld von der Spitze zur Platte.

Wird die Spannung mit größerer Anstiegsgeschwindigkeit gesteigert und unterhalb von U_D angehalten, sind je nach Spannungshöhe zeitverzögerte Stromeinsätze (bis zu 30 s) zu beobachten.

Die dargestellten Vorgänge sind reversibel.

Bei positiver Polarität der Spitze setzt der Strom bei ca. 40 kV ein und erreicht bis zu $10 \mu\text{A}$, bevor ein Durchschlag auftritt. Der minimale (Aussetz-) Strom beträgt in dieser Anordnung $2 \mu\text{A}$.

Der Polaritätseffekt, z.B. /8, 14/, sowie eine Strom-Spannungs-Charakteristik /66/ in flüssigem Helium sind bekannt. Ebenso finden sich Hinweise auf dynamische Erscheinungen (Turbulenzen), verbunden mit Blasen im Elektrodenzwischenraum /14/.

Die Ergebnisse dieser Untersuchungen unterscheiden sich jedoch darin, daß auch bei positiver Spitze mit dem Stromtransport eine Bläschenbewegung in Richtung der Kathode beobachtet wird, wie es oben dargestellt wurde.

Während bei negativer Spitze die Ursache des Stromes mit der Feldemission infolge der hohen Feldstärke an der Spitze (2,3 MV/cm) erklärt werden kann, läßt sich eine Emission von Elektronen bei positiver Nadel (4,6 MV/cm kaum vorstellen.

Blasen, die sich von der Kathode in Richtung positiver Spitze bewegten, wurden nicht beobachtet, wie man erwarten sollte, wenn man annimmt, daß Elektronen an der Kathode bereitgestellt werden. Die berechnete makroskopische Feldstärke von 10 kV/cm reicht nicht aus, Elektronen aus der Kathode zu befreien.

Die Tatsache, daß Bläschen gegen den Auftrieb in einer Stromröhre transportiert werden, läßt bei beiden Polaritäten auf geladene Bläschen schließen, die ihre Ladung beim Auftreffen auf die Kathode abgeben. Um diese Annahme zu überprüfen, wurden neutrale Bläschen unterhalb der Plattenelektrode erzeugt, durch eine Bohrung von 260 μm , Abb. 26 (Seite 50), geleitet und in das inhomogene Feld eingebracht. Schon bei mäßigen Feldstärken werden die Blasen aus dem Feld gedrückt, Abb. 43.

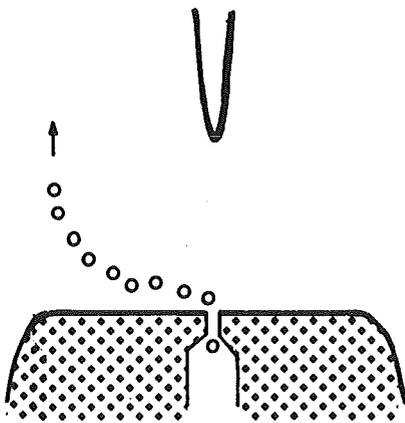


Abb. 43: Verhalten neutraler Bläschen im inhomogenen Feld.

Da die Kraft auf ungeladene Blasen proportional dem Gradienten des Quadrats der Feldstärke ist (Gl. (25), Seite 89), geschieht die Bewegung unabhängig von der Polarität.

Im Falle der positiven Spitze müssen folglich Ionen für den Stromtransport sorgen, die durch Ionisation in einer Gasblase an der Spitze entstanden sind. Der Mindestdurchmesser D_{krit} einer Blase, in der ca. 10^8 Ladungsträger (entsprechend $\alpha D_{\text{krit}} = 18$) für eine Lawine erzeugt werden, ergibt sich aus gaskinetischen Überlegungen zu

$$D_{\text{krit}} \approx 5 \mu\text{m} ,$$

wenn $\alpha/p = f(E/p)$ aus /68/ verwendet wird. Der Berechnung liegt eine Feldstärke von 5 MV/cm und eine Gasdichte von 17 kg/m^3 zugrunde. Da D_{krit} kleiner als die beobachtete Blasengröße ist, scheint obige Annahme plausibel.

Die Untersuchungen zeigten, daß bei Verwendung einer positiven Spitze der Stromtransport in flüssigem Helium durch Ionen erfolgt, die durch Ionisation in einer Gasblase an der Elektrode entstehen und in kleinen Bläschen innerhalb einer Stromröhre transportiert werden.

5. Zusammenfassung

Die dielektrische Festigkeit von Helium bei Raumtemperatur ist gering und nimmt erst bei sehr tiefen Temperaturenerheblich zu. Neben seiner technischen Bedeutung für kryogene Einrichtungen (supraleitende Kabel und Magnete) wurde flüssiges Helium wegen seines einfachen molekularen Aufbaus für prinzipielle Untersuchungen des Flüssigkeitsdurchschlags verwendet. Von den vielfältigen Parametern sind bereits die Einflüsse von Form und Dauer der angelegten Spannung, der Elektrodengeometrie, des thermischen Zustands und der Verunreinigungen untersucht.

Im ersten Teil der vorliegenden Untersuchungen sollten diese Parameter soweit als möglich konstant gehalten werden, um den Einfluß der Elektrodenoberfläche auf die Durchschlagspannung zu ermitteln. Dabei wurde zunächst davon ausgegangen, daß Rauigkeiten in Form von Mikrospitzen auf der Elektrodenoberfläche die wesentliche Einflußgröße darstellen.

Durch geeignete Probenbehandlung wurde dieser Parameter in weiten Bereichen bei verschiedenen Elektrodenmaterialien variiert und die Durchschlagspannung jeweils als Funktion des Elektrodenabstands ermittelt. Diese nimmt in dem untersuchten Schlagweitenbereich linear zu.

Wie zu erwarten ist, steigt die Durchschlagspannung, wenn die Qualität der Oberfläche verbessert wird, während sie im umgekehrten Fall absinkt.

Ein quantitativer Zusammenhang zwischen Rauigkeiten und der Durchschlagspannung müßte aber das entsprechende Durchschlagskriterium gegeben werden, wofür es aber noch keine geeigneten Ansätze gibt. Denn neben der geometrischen Charakteristik, die schwer zu erfassen ist, sind andere Eigenschaften der Oberfläche zu berücksichtigen. So mußten im Verlauf der Arbeit die ursprünglichen Vorstellungen erweitert werden.

Als wesentliche Einflußgröße wird jetzt allgemein der "Zustand der Oberfläche" angesehen. Diese Definition schließt Mikrorisse ein, wie sie bei schnell abgekühlten Messingproben beobachtet wurden, sowie Oxidschichten, die zum Beispiel bei niedrig legierten Stählen angenommen werden können. Denn trotz einer rauheren Oberfläche als bei elektropolierten Niobproben ist die Durchschlagsspannung dort zum Teil erheblich höher. Dieser Sachverhalt legt nahe, Stahlelektroden mit ihrer chemischen Zusammensetzung (in Form der Werkstoffnummer) zu kennzeichnen, um die Durchschlagsergebnisse der verschiedenen Autoren miteinander vergleichen zu können. Dies empfiehlt sich auch deshalb, weil die unterschiedlichen Stähle durch verschiedenartige Oberflächen charakterisiert sind. Der Stahl 4541 zum Beispiel, der häufig in der Tieftemperaturtechnik verwendet wird, zeigt eine Vielzahl von Einschlüssen, die auch durch andauernde Politur nicht entfernt werden können. Dieses Verfahren wiederum erzeugt offenbar bei weichen Stählen (zum Beispiel 4306) eigene Polierstrukturen. Auch bei weichem Messing beeinflußt die Poliermethode die Oberflächengestalt.

Solche Strukturen lassen sich jedoch im direkten Aufricht nur schwer erkennen. Andere Verfahren liefern bessere Informationen über die Oberfläche (zum Beispiel Phasenkontrastverfahren).

Die besten Oberflächengüten und damit die höchsten Durchschlagsspannungen ermöglichen elektrochemische Polierverfahren, die für viele Metalle bekannt sind, aber einen hohen Aufwand erfordern.

Die dargestellten Ergebnisse zeigen eindeutig, daß elektrodengebundene Vorgänge die Durchschlagsspannung beeinflussen. Mit ihnen lassen sich auch die unterschiedlichen Durchschlagswerte erklären, die aus den Veröffentlichungen bekannt sind.

Einen entscheidenden Einfluß auf die Durchschlagsentwicklung übt die Beschaffenheit der Kathode aus, wie mit unterschiedlich glatten Niobelektroden in flüssigem Helium gezeigt wurde. Offenbar werden an der Kathode kurz vor dem Durchschlag infolge der Feldemission genügend Elektronen bereitgestellt, die zur Entladung führen. Mit diesen Vorstellungen erscheinen die hohen Durchschlagsergebnisse mit Wälzlagerstahl plausibel, wenn man annimmt, daß infolge der Oxidschicht die Austrittsarbeit der Elektronen erhöht wird.

Die für den Durchschlag erforderlichen Ladungsträger können durch Feldemission an der Kathode oder auch durch Ionisation in einer Gasblase auf der Anode bereitgestellt werden, wie im dritten Teil mit den Untersuchungen im inhomogenen elektrischen Feld gezeigt werden konnte. Für den letzten Vorgang ist in der Flüssigkeit die notwendige Feldstärke aber mindestens doppelt so groß wie bei der Feldemission. Dabei erfolgt der Stromtransport durch positive Ionen innerhalb kleiner Bläschen.

Neben den genannten Materialeinflüssen wurden weiteren Parameter beobachtet, die sich pauschal als thermische Einflüsse qualifizieren lassen und die die Höhe der Durchschlagspannung bestimmen. In der Flüssigkeit ist dies vornehmlich die Pausenzeit zwischen zwei Durchschlägen. Sie konnte in überkritischem Helium wegen der forcierten Konvektion nicht festgestellt werden.

Eine in ihrer Art vergleichbare Pausenzeit findet sich bei Messungen des Wärmeübergangs an kryogene Flüssigkeiten. Dort erklärt man die Zeitabhängigkeit mit der Aktivierung von Blasenkeimen in den Vertiefungen, deren Größe von der Rauigkeit der Oberfläche abhängt. Wenn sich diese Vorstellungen auf die Durchschlagsuntersuchungen in flüssigem Helium übertragen lassen, kann man annehmen, die Gasbläschen werden vorzugsweise in feldschwachen Mulden festgehalten, wie sie auf geätzten Niob-Elektroden beobachtet wurden. Anzeichen hierfür finden sich in den größeren Streuungen der Durchschlagswerte, wenn der Durchschlag in Verbindung mit solchen Bläschen zu sehen ist.

Für die Pausenzeit ist wesentlich, daß die in das System eingebrachte Energie vollständig wegtransportiert sein muß, bevor mit einer neuen Messung begonnen werden sollte. Bei Durchschlagsmessungen in flüssigem Helium wurden dafür Zeiten von 5 bis 10 Minuten gefunden.

Mit sinusförmiger Wechselspannung wurde eine zeitlich verzögerte Durchschlagsentwicklung gemessen, die ebenfalls als thermischer Effekt gedeutet wird. Dieses Verhalten, das sowohl in flüssigem als auch in überkritischem Helium anzutreffen ist, gibt Anlaß zu der Annahme, daß der thermodynamische Zustand des Heliums im Elektrodenzwischenraum von dem makroskopisch eingestellten abweicht, bevor ein Durchschlag eingeleitet wird. In der Flüssigkeit kann dies überhitztes Helium sein, während im überkritischen Helium ein Volumen denkbar ist, welches nicht im thermischen Gleichgewicht mit der Umgebung steht. Aufgrund der komplexen Vorgänge im Elektrodenzwischenraum (Diffusion, thermische und elektrische Konvektion) erscheint es schwierig, solche Instabilitäten zu qualifizieren.

Der thermodynamische Zustand überkritischen Heliums und sein Einfluß auf die Durchschlagspannung war Gegenstand der Untersuchungen im zweiten Teil dieser Arbeit. Dabei sollte die Oberflächengüte nach den Ergebnissen aus dem ersten Teil durch die Verwendung von elektropolierten Niob-Elektroden definiert sein und im Verlauf der Experimente konstant gehalten werden. Eine praktisch homogene Dichte im Versuchsgefäß wurde nur durch einen Ventilator erzielt.

Bei nahezu konstanter Temperatur (5 bis 5.2 K) sinkt die Durchschlagspannung mit fallender Dichte des überkritischen Heliums ($130 \leq \rho \leq 88.5 \text{ kg/m}^3$). In die Darstellung der Dichteabhängigkeit der Durchschlagspannung läßt sich auch das Ergebnis des Flüssigkeitsdurchschlags (4.2 K, $\rho = 125 \text{ kg/m}^3$) einfügen.

Unter Einbeziehung dieser Werte kann die Durchschlagspannung über dem Produkt aus Dichte und Schlagweite aufgetragen werden, wobei die Spannungswerte aber um den Faktor 2 bis 3 unter jenen liegen, die man nach dem Paschen-Gesetz bei gleicher Dichte, aber bei Raumtemperatur erhält.

Diese Arbeit wurde hauptsächlich mit dem Ziel verfolgt, eine hinreichende Erklärung für die unterschiedlich hohen Durchschlagswerte in kryogenem Helium zu finden. Dies gelingt, wenn der Zustand der Elektrodenoberfläche berücksichtigt wird. Die Entwicklung der Arbeit zeigte jedoch, daß aus den Ergebnissen nicht eindeutig auf einen physikalischen Mechanismus geschlossen werden kann, auch wenn die eingangs dargestellten Modelle immer wieder in Erwägung gezogen wurden. Nach Ansicht des Autors ist es erforderlich, andere wesentlich aufwendigere experimentelle Methoden anzuwenden, um physikalische Aussagen über den Durchschlagsmechanismus zu gewinnen.

Anhang A

Durchschlag in gasförmigem Helium

Helium ist bei kleinen Feldstärken ein guter Isolator. Es fließt ein sehr schwacher Anlaufstrom immer vorhandener Elektronen, bis durch Ionisationseffekte bei zunehmender Feldstärke eine Trägervermehrung stattfindet.

Die Anzahl der Ionen, die im Mittel durch ein Elektron je Längeneinheit in Feldrichtung erzeugt werden, heißt Elektronen-Ionisierungszahl α (1. Townsendscher Ionisierungskoeffizient). Sie ist eine Funktion des Gasdrucks p und der Feldstärke E und läßt sich aufgrund gaskinetischer Überlegungen in der Form

$$\frac{\alpha}{p} = f(E/p) \quad (11)$$

angeben /67, 68/.

Die Elektronen-Ionisierungszahl α wird meist experimentell bestimmt und eine Vielzahl der Ergebnisse läßt sich durch den Ansatz

$$\alpha/p = A \exp\left(-\frac{B}{E/p}\right)$$

beschreiben (A , B ergeben sich aus den Experimenten).

Starten im homogenen elektrischen Feld an der Kathode N_0 Elektronen, so gelangen auf die Anode im Abstand d durch Trägervermehrung

$$N = N_0 \exp(\alpha d) \quad (12)$$

Elektronen unter Bildung von $N_0(\exp(\alpha d)-1)$ positiven Ionen, die zu Kathode driften.

Beim Aufprall eines positiven Ions auf die Kathodenoberfläche werden im Mittel γ Elektronen erzeugt. γ heißt die Oberflächen-Ionisierungszahl und ist ebenfalls eine Funktion von E/p .

Durch α - und γ -Prozesse bilden sich Lawinen, und die Anzahl der an der Anode ankommenden Elektronen ist durch

$$N' = N_0 \frac{\exp \alpha d}{1 - \gamma [\exp(\alpha d) - 1]} \quad (13)$$

/67/ gegeben. Da meist $\exp \alpha d \gg 1$ ist, kann man schreiben

$$N' \approx N_0 \frac{\exp \alpha d}{1 - \gamma \exp \alpha d} \quad (14)$$

Für den Fall $\gamma \exp \alpha d \rightarrow 1$ wird N' unendlich, d.h. es werden so viele Ladungsträger bereitgestellt, daß das Gas seine Isolierfähigkeit verliert und eine Entladung eingeleitet wird.

Die Beziehung

$$\gamma (\exp(\alpha d) - 1) = 1 \approx \gamma \exp \alpha d \quad (15)$$

heißt Townsendsches Durchschlagskriterium. Bei dieser Betrachtung wird die Rekombination von Ladungsträgern, die Diffusion im Gas und die Feldverzerrung durch Raumladung vernachlässigt.

Die Ionisierungskoeffizienten können in der Form

$$\alpha = p f_1 (E/p) \quad \gamma = f_2 (E/p) \quad (16)$$

dargestellt werden. Setzt man (16) in die Townsendsche Zündbedingung (15) ein und löst wegen $U = Ed$ nach der Durchschlagspannung U auf, so ergibt sich eine Funktion, die nur von dem Produkt aus Gasdruck p und dem Elektrodenabstand d abhängt:

$$U = g (pd) . \quad (17) .$$

Diese Beziehung, deren allgemeine Form Gleichung (17) darstellt, wurde von Paschen experimentell bestätigt /4/.

Kennt man den empirisch gefundenen funktionalen Zusammenhang

zwischen α/p und E/p , dann läßt sich eine spezielle Form des Paschen-Gesetzes explizit herleiten, welches außer vom Produkt pd nur noch von gasspezifischen Größen (A, B, γ) abhängt /5, 67/:

$$U = \frac{B \cdot pd}{\ln(pd) + \ln A - \ln \ln(1 + 1/\gamma)} \quad (18)$$

Die Ermittlung der statischen Durchschlagspannung aus der Townsendschen Zündbedingung ist nur in einem bestimmten Wertebereich für pd möglich, weil darüberhinaus ein andersartiger Mechanismus zum Durchschlag führt, wobei Raumladungen die wesentliche Rolle spielen (Streamer-Mechanismus).

Hohe Durchschlagspannungen zeigen zum Beispiel elektronegative Gase wie SF_6 und Frigen (CCl_2F_2), die durch Elektronenanlagerung negative Ionen bilden, deren Ionisierungsvermögen gering ist. Eine hohe Ionisierungsfähigkeit dagegen charakterisiert die Edelgase, deren Zündspannung entsprechend niedrig ist. Helium z.B. hat die höchste Ionisierungsenergie (24,5 eV), aber nur etwa 1/12 der dielektrischen Festigkeit von Luft bei 1 bar und 293 K.

Von wenigen Ausnahmen (Überspannungsableiter) abgesehen, hat Helium deshalb keine praktische Anwendung als Isoliergas gefunden. Erst bei sehr tiefen Temperaturen verbessern sich seine Isoliereigenschaften /9, 10, 69/.

Übereinstimmend wurde festgestellt, daß sich der Durchschlag in gasförmigem Helium auch bei kryogenen Temperaturen durch das Paschen-Gesetz beschreiben läßt, wenn nur der Druck durch die Gasdichte ersetzt wird. Dies ist zulässig, solange die Zustandsgleichung idealer Gase

$$p = \frac{\rho}{m} nRT \quad (19)$$

annähernd erfüllt wird.

Eine Darstellung des Paschen-Gesetzes, die die Ergebnisse bei Raumtemperatur und bei sehr tiefen Temperaturen beinhaltet, finden sich in /70/ und wird in Abb. 44 wiedergegeben.

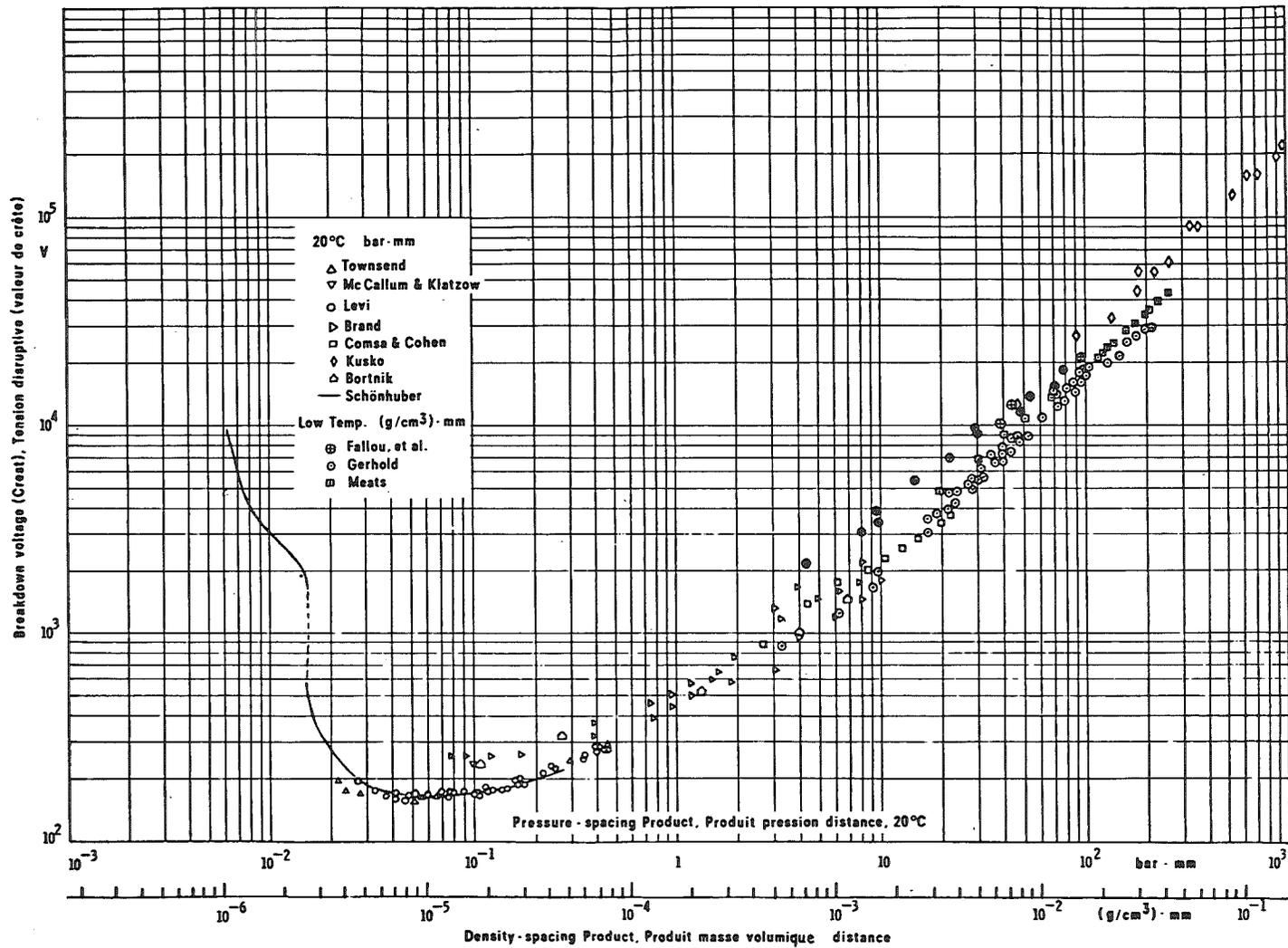


Abb. 44: Courbe de Paschen pour l'hélium en échelles logarithmiques. Température 20°C.
 Paschen curve for helium in log log scale. Temperature 20°C.

Eine Paschenkurve im Bereich von 7 bis 30 K wird in /23/ angegeben, für den Bereich 1,5 bis 2,1 K wird auf /71/ verwiesen.

Mit zunehmender Dichte und Annäherung an die Taulinie sind die Wechselbeziehungen zwischen den Atomen (Van-der-Waals Kräfte) zu berücksichtigen und Gleichung (19) muß durch die Van-der-Waalsche Zustandsgleichung

$$\left(p - \frac{a}{v^2}\right)(v-b) = nRT \quad (20)$$

ersetzt werden, d.h. Druck und Dichte sind einander nicht mehr proportional. Diesen Sachverhalt kann man dem Druck-Dichte-Diagramm für Helium, Abb. 45, entnehmen.

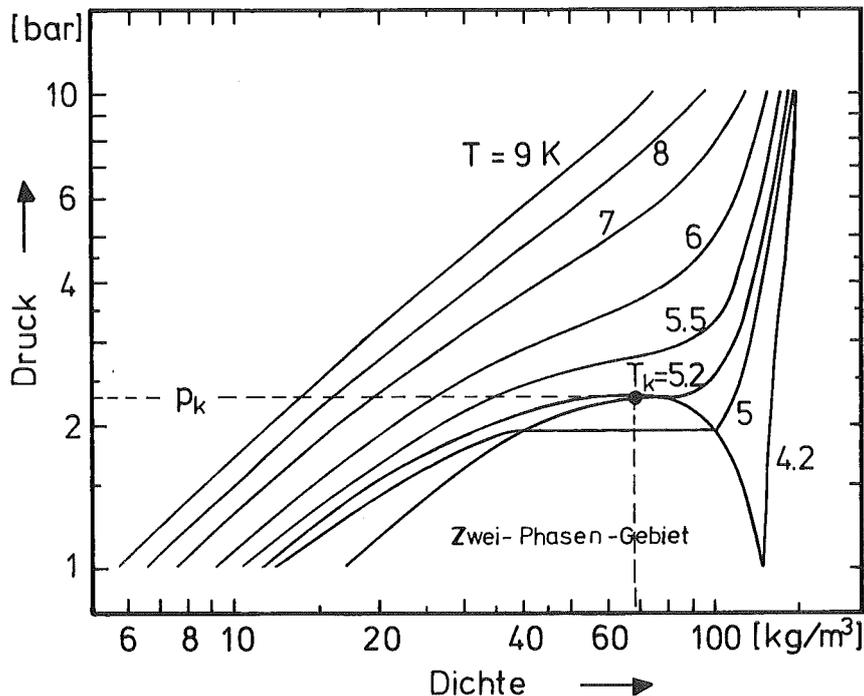


Abb. 45: Druck-Dichte-Diagramm von Helium.

Parameter: Temperatur in Kelvin (nach /33/).

p_k : kritischer Druck

T_k : kritische Temperatur

Infolge dieser Wechselwirkungen sind bei Heliumdichten über 20 kgm^{-3} Abweichungen vom Paschen-Gesetz festzustellen /9, 10, 18/.

Anhang B

Ladungsträger in flüssigem Helium

1. Elektronen

Nach den Messungen von Levine und Sanders /62/ erreicht die Beweglichkeit von Elektronen in sehr geringen He-Gasdichten bei tiefen Temperaturen den durch die kinetische Gastheorie vorgegebenen Grenzwert. Mit zunehmender Annäherung an die Dichte der Flüssigkeit (bei jeweils konstanter Temperatur) nimmt die Beweglichkeit der Elektronen um etwa 4 Größenordnungen ab. Dieses Ergebnis läßt sich mit einer Zustandsänderung eines ursprünglich quasifreien Elektrons begründen. Nach dem Stand der Literatur herrscht allgemeine Übereinstimmung /72/, daß in flüssigem Helium zwischen Elektronen und He-Atomen Wechselwirkungskräfte im Nahbereich herrschen, die zu zwei Phänomenen führen /73, 74/:

1. Ein Elektron verdrängt in radialer Richtung Nachbar-He-Atome derart, daß ein Hohlraum entsteht mit einem Radius von etwa 1 bis 2 nm. Es hält sich selbst gefangen in einer Hülle polarisierter Atome. Die effektive Masse dieses Gebildes wird zu 10^2 bis 10^3 Atomen abgeschätzt, womit sich die geringe Beweglichkeit von etwa $0,02 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ (bei 4,2 K) erklären läßt, die jedoch mit fallender Temperatur erheblich ansteigt. Bei 0.274 K zum Beispiel beträgt die Beweglichkeit $1350 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ /75/. Die dynamische Blasenentwicklung soll nach 10^{-10} s in einen stabilen Zustand münden /76/ mit einem einzigen Elektron in der Blase, weil die Abstoßung zweier Elektronen infolge der Coulomb-Kräfte zur Instabilität führt /74/. Solche Blasen, die auch thermodynamisch stabil sind, können photoionisiert werden, bzw. rekombinieren mit positiven Ionen /76/.

2. An der Grenzfläche Emitter-Helium muß ein Elektron erst eine Potentialbarriere von etwa 1 eV überwinden /73, 74/, bevor es in die Helium-Flüssigkeit dringt. Die dabei entstehende, oben beschriebene Blase stellt einen Potentialtopf dar von ungefähr 1 eV Tiefe. Elektronen können diesen durch Tunneln verlassen.

Diese Modellvorstellungen, die auch auf flüssigen Wasserstoff und Neon angewendet werden können, sind theoretisch gesichert. Experimentell erfolgt der Nachweis durch Trägerinjektion mittels Tunnelndioden /73/ oder Feldemission, wobei nur geringe Feldstärken erreicht werden /77/. Unter Annahme einer einzigen Elektronenlawine berechnet dagegen Yoshino /8/ die Beweglichkeit zu $0,2 \dots 0,3 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ (4,2 K) bei Feldstärken zwischen $(1,4 \text{ und } 1,9) \cdot 10^8 \text{ V/m}$ und schließt daraus, die Elektronen müßten bei sehr hohen Feldstärken aus den Blasen gerissen und als quasifreie Teilchen beschleunigt werden.

2. Positive Ionen

Während die Beweglichkeit negativer Ladungsträger in kryogenen Flüssigkeiten intensiv untersucht wurde, finden sich wenige Hinweise auf positive Ionen /13, 75/, deren Beweglichkeit in einem bestimmten Temperaturbereich (5,2...0,7 K) etwa 2...3 mal so groß ist wie die der Elektronen. Die einzige Vorstellung von der Art positiver Ionen leitet Atkins /13/ aus einem thermodynamischen Ansatz

$$\int_{P_0}^P V dp = \int_0^E P dE = \frac{1}{2} N\alpha E^2 ; \quad E = \frac{Q}{4\pi\epsilon r^2} \quad (21)$$

her. Dabei bedeutet $N\alpha = 0,1245$ die molare Polarisierbarkeit, Q die Ladung eines positiven Ions und ϵ die Permittivität, die für die Flüssigkeit durch die Clausius-Mosotti-Formel

$$\frac{\epsilon-1}{\epsilon+2} \cdot \frac{1}{\rho} = \frac{4\pi}{3} \frac{N\alpha}{M} \quad (22)$$

gegeben ist. Wird die Zustandsgleichung für Helium

$$v = \frac{M}{\rho} = f(p) \Big|_{T=\text{const}} \quad (23)$$

in Gleichung (21) eingesetzt, ergibt die Rechnung einen so hohen Druck infolge der Elektrostriktion, daß sich Helium um das Ion verfestigt und ein kugelartiges Gebilde von 0,8 nm Durchmesser entsteht. Auch das positive Ion bindet somit weitere He-Atome derart, daß die effektive Masse des Ions auf 40 bis 70 He-Atome ansteigt (temperaturabhängig).

Anhang C

Dielektrische Teilchen

Jedes elektrische Feld, ob homogen oder inhomogen, übt auf freie Ladungsträger Kräfte derart aus, daß diese Ladungen längs der elektrischen Feldlinien bewegt werden. Dieses Phänomen wird mit Elektrophorese bezeichnet.

Als Dielektrophorese wird die translatorische Bewegung neutraler, frei verschiebbarer Materie definiert. Ursache dieser Bewegung sind Polarisierungseffekte eines dielektrischen Mediums im inhomogenen Feld.

Den folgenden Modellvorstellungen liegen verschiedene Annahmen zugrunde. Es soll sich um ein perfektes Dielektrikum handeln, d.h. die Permittivität sei endlich und die Leitfähigkeit Null, was für Helium angenommen werden kann. Ferner werden ideale, lineare, isotrope Eigenschaften der Materie vorausgesetzt.

Da kleine Blasen und Tröpfchen in einem flüssigen Dielektrikum infolge der Oberflächenspannung Kugelgestalt annehmen, beschränkt sich die theoretische Behandlung auf kugelförmige Volumina. Dies ist auch sinnvoll, da - wie bereits dargestellt - Elektronen und positive Ionen als kugelartige Gebilde aufgefaßt werden.

Für eine kleine dielektrische Kugel der Permittivität $\epsilon_2 = \epsilon_0 K_2$ in einem dielektrischen Medium der Permittivität $\epsilon_1 = \epsilon_0 K_1$ mit $\epsilon_0 = 8,854 \cdot 10^{-12}$ As/Vm (Permittivität des Vakuums) wird nach den Gesetzen der Elektrostatik /76/ die Feldstärke innerhalb der Kugel

$$\vec{E}_2 = \frac{3 K_1}{K_2 + 2K_1} \vec{E}_1 \quad (24)$$

wenn \vec{E}_1 die homogene Feldstärke im Medium 1 in Abwesenheit der Kugel bedeutet. Die Feldstärke \vec{E}_2 in einer gasförmigen Heliumblase mit $K_1 = 1,05$, $K_2 = 1,01$ /79/ ist damit nur um 1 % größer als in der Flüssigkeit.

Auf eine dielektrische Kugel mit dem Radius R wirkt im elektrischen Feld \vec{E} eine Kraft \vec{F}

$$\vec{F} = 2\pi R^3 \epsilon_0 K_1 \frac{K_2 - K_1}{K_2 + 2K_1} \nabla |\vec{E}|^2 \quad (25)$$

(siehe z.B. /80/).

Wegen des Betragsquadrats der Feldstärke ist die Richtung der Kraft offensichtlich unabhängig von der Polarität. Im elektrischen Wechselfeld ist für $|\vec{E}|$ der Effektivwert anzunehmen. Werden für K_2 und K_1 obige Werte in Gleichung (25) eingesetzt, dann wird der Zähler negativ. Am Beispiel des Kugel- und des Zylinderkondensators läßt sich zeigen, daß $\nabla \vec{E}^2$ ebenfalls negativ wird. Das positive Vorzeichen der Kraft \vec{F} bedeutet also eine Bewegung aus dem Bereich höchster Feldstärke, wie sie für Blasen zutrifft.

Ist dagegen $K_2 > K_1$ werden die Teilchen in das elektrische Feld hineingezogen, die Kraft \vec{F} wird negativ. Die immer vorhandenen Verunreinigungen in Helium, deren Dielektrizitätskonstanten stets größer sind (z.B. H_2 : 1,226, N_2 : 1,433 an ihrem Siedepunkt /23/), werden sich also bei tiefen Temperaturen als gefrorene Teilchen im Bereich der höchsten Feldstärke ansammeln, im Feld ausrichten und unter Umständen im Elektrodenzwischenraum Brücken bilden, sofern die thermische Bewegung dem nicht entgegen wirkt.

Hohe elektrische Felder mit einem Gradienten der Feldstärke sind nach dem bisher Gesagten in der Lage, dielektrische Teilchen in Bewegung zu setzen und Materie mit kleinerer Dielektrizitätskonstanten (z.B. auch infolge von Temperatur- oder Dichteänderungen) gegen solche mit höherer auszutauschen. Dieser Effekt wird besonders bei der Elektrokonvektion ausgenutzt, wo der Wärmeübergang von einem geheizten Draht zur Flüssigkeit erheblich gesteigert werden kann /81/. Durch diese Zwangskonvektion können unter bestimmten Voraussetzungen keine Blasen entstehen.

Die qualitativ beschriebenen Vorgänge werden quantitativ durch die Differentialgleichung /82/

$$\rho \vec{a} - \eta \nabla^2 \vec{v} + \nabla p = - \frac{1}{2} E^2 \nabla \epsilon + \frac{1}{2} \nabla (E^2 \rho \frac{d\epsilon}{d\rho}) \quad (26)$$

beschrieben, die die hydrodynamische Wirkung des elektrischen Feldes angibt und deren Lösung sich äußerst schwierig gestaltet selbst für einfache Feldkonfigurationen. Es bedeuten ρ , η die Dichte bzw. Viskosität und \vec{v} , \vec{a} die Geschwindigkeit bzw. Beschleunigung der Flüssigkeit.

Nimmt man vereinfachend an, die Flüssigkeit befinde sich in Ruhe, dann verschwinden der Beschleunigungsterm $\rho \vec{a}$ und der Reibungsterm $\eta \nabla^2 \vec{v}$:

$$\vec{f} = \nabla p = - \frac{\epsilon_0}{2} E^2 \nabla K + \frac{\epsilon_0}{2} \nabla (E^2 \rho \frac{dK}{d\rho}) \quad (27)$$

Der erste Summand auf der rechten Seite beschreibt den ortsabhängigen Einfluß der Permittivität und der zweite beinhaltet dielektrophoretische und elektrostriktive Kraftwirkungen auf ein Volumenelement.

Wenn die Zustandsfunktionen $p = p(\rho)$ und $K = K(\rho)$ bekannt sind, die Flüssigkeit als inkompressibel ($\rho = \text{konst}$) angenommen wird und der Clausius-Mosotti-Gleichung gehorcht (siehe Gleichung (22)), dann läßt sich die Gleichung (27) auf die Form bringen /83/

$$p - p_0 = \frac{\epsilon_0}{2} E^2 (K-1)(K+2)/3 \quad (28)$$

p_0 bezeichnet den hydrostatischen Druck im feldfreien Raum.

Mit dieser Gleichung wird der Überdruck an einer Mikrospitze im elektrischen Feld zu 0,6 bar berechnet, wenn für die Feldstärke 50 kV/mm und ein Feldüberhöhungsfaktor von 10 angenommen wird. Ist das Feld sinusförmig, erfolgen periodische Druckschwankungen mit einem beachtlichen Massenaustausch an der Spitze.

Anhang D

Lognormalverteilung

Definitionen:

Dichtemittel: Maximumstelle der Wahrscheinlichkeitsdichte;
bezeichnet den häufigsten Stichprobenwert.

Mittelwert : arithmetischer Mittelwert.

Median : Halbwert; teilt die Fläche unter der Dichtefunktion in zwei Hälften.

Die Lognormalverteilung läßt sich einfach handhaben, wenn die logarithmierten Meßwerte als neue Variablen einer Gauß-Verteilung $N(\mu, \sigma)$ behandelt werden.

Berechnung der Kenngrößen der Lognormalverteilung /45/:

Es bedeuten:

x_i : Meßwerte; n : Anzahl der Meßwerte;

f_i : Häufigkeiten pro Klasse;

Es gilt: antilog $a := 10^a$.

Median: : antilog $\bar{x} = \text{antilog} ((\sum f_i \log x_i)/n)$

Streufaktor : antilog $\sqrt{s^2} =$
 $= \text{antilog} \sqrt{(\sum f_i (\log x_i)^2 - (\sum f_i \log x_i)^2/n)/(n-1)}$

Mittelwert : antilog $(\bar{x} + 1.1515 s^2)$

Dichtemittel: antilog $(\bar{x} - 2.3026 s^2)$

Zentrale Masse:

untere Grenze: (Median) : (Streufaktor)

obere Grenze : (Median) x (Streufaktor)

Eine ausführliche mathematische Behandlung der Lognormalverteilung findet sich in /84/.

Literaturverzeichnis

- /1/ Tippmann, M.:
Energiekabeltechnik
ETZ, Bd. 101, Heft 7/8 (1980), S. 453
- /2/ Erb, J; Heinz, W; Heller, I; Hofmann, A; Köfler, H.J;
Komarek, P; Maurer, W; Nahar, A.:
Comparison of Advanced High Power Underground Cable
Design
KfK 2207 (Sept. 1975)
- /3/ De LaRue, W.; Müller, H.M.:
Nature and Phenomena of the Electric Arc
Phil. Trans. Roy. Soc. London, Part III, I, Vol.65(1880),
p. 171
- /4/ Paschen, F.:
Über die zum Funkenübergang in Luft, Wasserstoff und
Kohlensäure bei verschiedenen Drucken erforderliche
Potentialdifferenz
(Wiedemanns) Annalen der Physik, Bd. 37(1889), S.69-96
- /5/ Hess, H.:
Der elektrische Durchschlag in Gasen
Berlin, Akademie Verlag, 1976
- /6/ Gallagher, T.J.:
Simple Dielectric Liquids
Oxford, Clarendon Press, 1975
- /7/ Sharbaugh, A.H.; Devins, J.C.; Rzed, S.J.:
Progress in the Field of Electric Breakdown in
Dielectric Liquids
IEEE Trans. El. Insul., vol EI-13, No.4(1978), p.249-76
- /8/ Yoshino, K.:
Dependence of Dielectric Breakdown of Liquids on
Molecular Structure
IEEE Trans. El. Insul., vol EI-15, No. 3(1980), p.186-200
- /9/ Fallou, B.; Galand, J.; Bouvier, B.:
Dielectric Breakdown of Gaseous Helium at Very Low
Temperatures
Cryogenics, vol.10, No.2 (1970), p. 142-146
- /10/ Gerhold, J.:
Dielectric Breakdown of Helium at Low Temperatures
Cryogenics, vol. 12, No. 5(1972), p. 370-76
- /11/ Krasucki, Z.:
Electrical Breakdown of Dielectric Liquids
1971 Annual Report, Conf. on El. Insul. and
Dielectric Phenomena, p. 96

- /12/ Blank, C.; Edwards, M.H.:
Dielectric Breakdown of Liquid Helium
Phys. Rev., vol. 119, No. 1 (1960), p. 50-52
- /13/ Atkins, K.R. :
Ions in Liquid Helium
Phys. Rev., vol. 116, No. 6 (1959), p. 1339-43
- /14/ Fallou, B.; Galand, J.; Bobo, J.; Dubois, A. :
Comportement Diélectrique de L'Helium Liquide
et Hypercritique sous Tension Elevée
Inst. Int. du Froid, Supplement au Bulletin, 1969
- /15/ Cryogenic Power Transmission Technology -
Cryogenic Dielectrics
Oak Ridge National Laboratory, ORNL/TM-5941, 1977
- /16/ Swan, D.W.; Lewis, T.J. :
Influence of Electrode Surface Conditions on the
Electrical Strength of Liquefied Gases
J. Electrochem. Soc., vol. 107, No. 3 (1960), p. 180-85
- /17/ Cooksen, A.H.; Farish, O. :
Motion of Spherical Particles and AC Breakdown
in Compressed SF₆
1971 Annual Report, Conf. on El. Insul. and
Dielectric Phenomena, Washington, DC. 1972, p. 129
- /18/ Hiley, J.; El-Gendy, O.A. :
Dielectric Breakdown in Helium and in Helium/Solid
Combinations
3. Int. Symp. on High Voltage Engineering, Mailand
1979, Paper 23.04
- /19/ Mathes, K.N. :
Dielectric Properties of Cryogenic Liquids
IEEE Trans. El. Insul., vol. EI-2, No. 1 (1967), p. 24-32
- /20/ Goldschvartz, J.M.; van Steeg, C.; Arts, A.F.M.;
Blaisse, B.S. :
New Results in the Electrical Breakdown of
Liquid Helium Four
4. Int. Conf. Cond. Breakdown in Diel. Liquids,
Dublin, 1972, p. 228-234
- /21/ Meats, M.A. :
Pressurized-Helium Breakdown at Very Low Temperatures
Proc. IEE, vol. 119, No. 6 (1972), p. 760-66
- /22/ Krasucki, Z. :
Breakdown of Liquid Dielectrics
Proc. Roy. Soc., A 294 (1966), p. 393-404
- /23/ Fallou, B. :
A Review of the Main Properties of Electrical
Insulating Materials Used at Cryogenic Temperatures
5. Int. Conf. on Magnet Technology, Frascati 1975,
p. 644-658

- /24/ Coelho, R; Gosse, J.-P.:
Les Idées Actuelles Sur le Claquage Des Liquides
Diélectriques
Ann.Phys.,Fr.,t5,No.4 (1970), p. 255-266
- /25/ Kok,K. :
Electrical Breakdown of Insulating Liquids
Philips Techn. Library, 1961
- /26/ Goldschvartz,J.M.; Blaisse,B.S. :
Parameters Involved in the Electrical Breakdown
of Liquid Helium
Cryoélectrotechnique, Inst.Int.du Froid,
Annexe 1961-1, p. 367
- /27/ White,G.K. :
Experimental Techniques in Low Temperature Physics
Oxford, Clarendon Press, 1968
- /28/ Zahn,G. :
Tieftemperaturmeß- und Regeltechnik. In :
VDI-Kurs Kryotechnik, 1979
- /29/ Mezhov-Deglin,L.P.; Shal'nikov, A.I. :
Low Heat Capacity Carbon Thermometers
Cryogenics,Vol.9,No.1(1969), p.60-61
- /30/ Clement,J.R.; Quinell,E.H. :
The Low Temperature Characteristics of Carbon-
Composition Thermometers
Rev.Sci.Instr., Vol.23(1952), p.213-16
- /31/ Späth,H. :
Algorithmen für multivariable Ausgleichsmodelle
München, Verlag Oldenbourg, 1974, S.43
- /32/ Crooks,M.J. :
Temperature Profiles in Experimental Dewars
Cryogenics, Vol.9,No.1(1969), p.32-35
- /33/ Mc Carty,R.D. :
Thermodynamic Properties of Helium 4 from 2 to
1500 K at Pressures to 10^8 Pa
J.Phys.Chem.Ref.Data,Vol.2,No.4(1973), p.923
- /34/ IEC-Publ. 52-1960 : Recommendations for Voltage
Measurement by Means of Sphere-Gaps (One Sphere
Earthed)
- /35/ VDE 0433 : Erzeugung und Messung von Höchstspannungen
Teil 2/61 Bestimmungen für Spannungsmessungen mit
einpolig geerdeten Kugelfunkenstrecken
- /36/ Singer,H.; Steinbigler,H. :
Berechnung des Umgebungseinflusses bei vertikal
angeordneten, einpolig geerdeten Kugelfunkenstrecken
ETZ-A, Bd.98, H.12(1977), S.796-99

- /37/ Schwaiger, A.:
Elektrische Festigkeitslehre
2. Auflage, Berlin, Springer Verlag, 1925
- /38/ Ternig, E.; KfK, ITP; Private Mitteilung
- /39/ Adam, R.W.:
Molekularpumpen. In:
Lehrgangshandbuch Vakuumtechnik, VDI-Bildungs-
werk, Düsseldorf, 1971
- /40/ Firmendruckschrift BALZERS, Liechtenstein
- /41/ Petzow, G.; Exner, E.:
Herstellung von Metallschliffen für lichtmikro-
skopische Untersuchungen
In: Hugo Freund: Handbuch der Mikroskopie in
der Technik, Bd. 3, Teil 1, S. 37-186
Frankfurt/Main, Umschau Verlag
- /42/ Diepers, H; Schmidt, O.; Martens, H.; Sun, F.S.:
A new Method of Electropolishing Niobium
Phys. Lett., Vol. 37A(1971), p. 139-40
- /43/ Diepers, H.:
Entwicklung supraleitender Niobresonatoren
Siemens-Forschungslaboratorien; Private Mitteilung
- /44/ Grundner, M.:
Oberflächenuntersuchungen an Niob für supralei-
tende Resonatoren mittels der Röntgen-Photoelek-
tronenspektroskopie und der Auger-Elektronen-
spektroskopie
KfK 2565 (Dez. 1977)
- /45/ Sachs, L. :
Angewandte Statistik
4. Auflage, Berlin, Springer Verlag, 1974
- /46/ Gumbel, E.J. :
Statistical Theory of Extreme Values
National Bureau of Standards, Applied Mathematics
Series 33, p. 18-33
- /47/ Fallou, B.; Galand, J.; Bobo, J.; Dubois, A. :
High Voltage Dielectric Behavior of Liquid and
Supercritical Helium
Conf. on Low Temperature and Electric Power, London,
1969, Int. Inst. of Refrigeration, Com. Bull. IIF, p. 201
- /48/ Fallou, B.; Bobo, J.; Carvounas, E.; Croitoru, Z. :
Insulation Components for High Voltage Cryoelectric
Equipment
Rapport CIGRE 15-04, 1974
- /49/ Goldschvartz, J.M.; Ouwerkerk, A.C.; Blaisse, B.S. :
On the Electrical Breakdown of Liquid Helium, In :
Dielectric Materials, Measurements and Applications
IEE Conf. Publ. 67(1970), p. 218-222

- /50/ Gerhold, J. :
Durchschlagfestigkeit von Helium bei tiefen
Temperaturen
Dissertation TH Graz, 1970
- /51/ Gharabeiglu, B. :
Das Durchschlagsverhalten des flüssigen Schwefel-
hexafluorids (SF_6)
Dissertation TU Berlin, 1975
- /52/ Blaisse, B.S.; van den Boogart, A.; Ernée, F. :
The Electrical Breakdown in Liquid Helium and
Liquid Nitrogen
Inst.Int.du Froid, Commission 1, Annexe 1958-1
- /53/ Delucchi, M.; Liberti, G.; Molfino, P.; Molinari, G. :
Assessment of Statistical Analysis of Breakdown
Strength in Liquid Nitrogen and Liquid Helium
in the Millimeter Gap Range.
Proc.8.Int.Cryog.Eng.Conf., Genua, 1980, p.643-47
- /54/ Petzow, G. :
Metallographisches Ätzen
5.Auflage, Stuttgart, Gebr.Bornträger, 1976
- /55/ Mc Coy, F. et al. :
Some Effects of Electrode Metallurgy and Field
Emission on High Voltage Insulation Strength
in Vacuum. Zitiert in:
M.v.Ardenne, Tabellenwerk zur Angewandten Physik,
Bd. III, S. 430
- /56/ Thornton, P.A. :
The Influence of Nonmetallic Inclusions on the
Mechanical Properties of Steel : A Review.
Journal of Materials Science 6 (1971), p.347
- /57/ Olivier, Ch.; ETH Zürich, Schweiz; Priv. Mitteilung
- /58/ Parker, R.H. :
An Introduction to Chemical Metallurgy
Oxford, Pergamon Press, 1967, p. 274
- /59/ Hütte, Taschenbuch für Eisenhüttenleute,
5. Auflage, S. 1135
- /60/ Boyer, H.E. (Ed) :
Metals Handbook
8th Edition, Vol.10 Failure Analysis and Prevention,
American Society for Metals
- /61/ Bogner, G. :
Transmission of Electrical Energy by Superconduc-
ting Cables. In :
Foner, S.; Schwartz, B.B. (Ed.)
Superconducting Machines and Devices, New York,
Plenum Press 1974
- /62/ Levine, J.; Sanders, T.M. :
Mobility of Electrons in Low Temperature Helium Gas.
Phys.Rev., Vol.154, No.1 (1967), p. 138-49

- /63/ Noguchi,T.; Ishii,I. :
Dielectric Breakdown of Supercritical Helium
Proc.IEE, Vol.126,No.6(1979), p.532-36
- /64/ Prinz,H. :
Hochspannungsfelder
München, Verlag Oldenbourg, 1969
- /65/ Häfner,R.A. :
Wärmeübergang an tiefsiedende Kältemittel. In :
VDI-Kurs Kryotechnik, 1979
- /66/ Goncharov,V.A.; Levitov,V.I. :
Some Characteristics of Corona Discharge in
Liquid Helium,
Izvestiya Akademii Nauk SSSR Energetika i Transport,
Vol.12,No.2(1974), p. 145-48
- /67/ Schulz,P. :
Elektronische Vorgänge in Gasen und Festkörpern
Karlsruhe, Braun Verlag, 1968
- /68/ Dutton,J. :
A Survey of Electron Swarm Data
J.Phys.Chem.Ref.Data,Vol.4,No.3(1975), p.577
- /69/ Thoris,J.; Leon,B.; Dubois,A.; Bobo,J.C. :
Dielectric Breakdown of Cold Gaseous Helium in
Large Gaps
Cryogenics,Vol.10,No.2(1970), p.147-49
- /70/ Gerhold,J.; Dakin,T.W. :
Paschen-Curve for Helium
Electra, No.52(1977), p.80-86
- /71/ Hwang,K.F.; Hong,S.O. :
Dielectric Breakdown of Liquid and Vapor Helium
in Bulk and Across Epoxy Insulation.
Proc.7th Symp.Eng.Probl.Fusion Research, Vol. II
(1977), New York, IEEE, 1977, p. 1531-34
- /72/ siehe /6/ Seite 22-24
- /73/ Broomall,J.R.; Johnson,W.D.; Onn,D.G. :
Density Dependence₃ of the Electron Surface
Barrier for Fluid ³He and ⁴He
Phys.Rev. B, Vol.14, No.7(1976), p.2819-25
- /74/ Fowler,W.B.; Dexter,D.L. :
Electronic Bubble States in Liquid Helium
Phys.Rev.,Vol.176, No.1(1968), p.337-43
- /75/ Schwarz,K.W. :
Charge-Carrier Mobilities in Liquid Helium at
Vapor Pressure
Phys.Rev. A, Vol.6, No.2(1972), p.837-44

- /76/ Hernandez, J.P.; Silver, M. :
Dynamics of Electron-Bubble Formation in Helium.
Phys.Rev.A, Vol.2, No.5(1970), p.1949-54
- /77/ Halpern, B.; Gomer, R. :
Field Emission in Liquids
J.Chem.Phys., Vol.51, No.3(1969), p.1031-47
- /78/ Böttcher, C.J.F. :
Theory of Polarisation
Amsterdam, Elsevier, 1952, S.52
- /79/ Mc Carty, R.D. :
Thermophysical Properties of He 4
National Bureau of Standards, NBS Technical Note 631
- /80/ Kao, K.C. :
Some electromechanical Effects on Dielectrics
Brit.J.Appl.Phys., Vol.12(1961), p.629-32
- /81/ Bonjour, E.; Verdier, J.; Weil, L. :
Electroconvection Effects on Heat Transfer
Chem.Eng.Progr., Vol.58, No.7(1962), p.63-66
- /82/ Felici, N.J. :
DC-Conduction in Liquid Dielectrics (Part II)
Electrohydrodynamic Phenomena
Direct Current, Vol.2, No.4, p.147
- /83/ Pohl, H.A. :
Dielectrophoresis
Cambridge, Cambridge University Press, 1978, p.542
- /84/ Gebelein, H. :
Logarithmische Normalverteilungen und ihre Anwendungen.
Mitteilungsblatt für math. Statistik, Bd.2, 1950, S.155-70

Symboltabellen

a	: Konstante, allgemein
$a_i, a_0 \dots a_m$: Konstanten eines Ausgleichpolynoms
b	: Konstante, allgemein
b	: Bogenlänge
c	: Konstante, allgemein
c'	: Brennpuntsabstand eines Hyperboloids
d	: Elektrodenabstand
f	: Faktor der Feldüberhöhung
f_i	: Häufigkeiten einer Klasse (Anhang D)
k	: Boltzmann-Konstante
m	: Masse
n	: Exponent
n	: Anzahl der Mole (Anhang A)
n	: Anzahl der Meßwerte (Anhang D)
p	: Druck, allgemein
p_0	: hydrostatischer Druck
p_k	: kritischer Druck
p_{part}	: Partialdruck
r	: Radius, allgemein
r^2	: Bestimmtheitsmaß
s	: Oxidschichtdicke
t	: Zeit
u_i	: Elemente einer Rekursionsformel
u(t)	: Zeitwert der Durchschlagspannung
x	: Variable
y	: Koordinate
z	: Koordinate
A	: Konstante, allgemein
B	: Konstante, allgemein
C	: Konstante
D	: Elektrodendurchmesser
D_0	: Flächenladung
E	: Betrag der elektrischen Feldstärke
E_0	: makroskopische Feldstärke
G	: Standard-Enthalpie

K	: relative Permittivität
L	: Verdampfungsenergie des Heliums
N, N'	: Anzahl der an der Anode ankommenden Elektronen
N_0	: Anzahl der Anfangselektronen (Anhang A)
N_0	: Teilchendichte in einiger Entfernung von einer Mikrospitze
N_m	: Teilchendichte an einer Mikrospitze
$N\alpha$: molare Polarisierbarkeit
P	: Polarisation
Q	: Ladung
R	: Widerstand
R	: Radius eines Teilchens
R	: allgemeine Gaskonstante (Anhang A)
T	: absolute Temperatur
T_k	: kritische Temperatur
U	: Durchschlagsspannung, allgemein
U	: Potentialdifferenz
\hat{U}	: Amplitude der Spannung
V	: Volumen
W	: Kompressionsverhältnis
\vec{a}	: Beschleunigung eines Flüssigkeitsvolumenelements
\vec{f}	: volumenbezogene Kraft
\vec{v}	: Geschwindigkeit eines Flüssigkeitsvolumenelements
\vec{v}_D	: Driftgeschwindigkeit eines Teilchens
\vec{E}	: elektrische Feldstärke
\vec{F}	: Kraft
α	: 1. Townsendscher Ionisierungskoeffizient
γ	: Oberflächenionisierungskoeffizient
ϵ	: Permittivität
ϵ_0	: Permittivität des Vakuums
ζ	: Zufallsvariable
η	: Viskosität
η^0	: Schwaigerscher Ausnutzungsfaktor
θ	: Parameter einer Schar konfokaler Hyperboloide

θ_0	: Parameters eines Hyperboloids (Elektrode)
λ	: Wellenlänge des Lichts
μ	: Mittelwert einer Gauß-Verteilung (Anhang D)
μ_+	: Beweglichkeit eines positiven Ions
μ_-	: Beweglichkeit eines negativen Ions
ξ	: Parameter orthogonaler Ellipsen
π	: Kreiszahl 3,1415..
ρ	: Dichte des Heliums
σ	: Oberflächenspannung des Heliums
σ	: Standardabweichung einer Gauß-Verteilung (Anhang D)
ϕ	: Polwinkel