



Westfälische Wilhelms-Universität Münster
Fachbereich 11: Physik

Bau und Optimierung einer Diffusionsnebelkammer

Schriftliche Hausarbeit
zur Erlangung des Ersten Staatsexamens
für das Lehramt der Sekundarstufe I/II
am Institut für Kernphysik
der Westfälischen Wilhelms-Universität Münster
Themenstellung: Prof. Dr. J. Wessels

Vorgelegt von
Markus Heide

im September 2006

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung	3
2 Funktionsweise und Aufbau	5
3 Zur Theorie der Diffusionsnebelkammer	7
3.1 Die Grundlagen nach Langsdorf	8
3.2 Die Theorie nach Shutt	12
3.3 Betrachtungen nach der kinetischen Transporttheorie	15
3.4 Zu den Bedingungen der Tröpfchenbildung	20
4 Experimentelle Optimierung	28
4.1 Rahmenbedingungen	28
4.2 Optimierung von Aufbau und Materialien	29
4.3 Untersuchung kritischer Parameter	34
4.3.1 Kammerhöhe	34
4.3.2 Dach- und Bodentemperatur	34
4.3.3 Vertikale Temperaturverteilung	36
4.3.4 Mischungsverhältnis und Füllmenge der verdampfenden Flüssigkeit	39
4.3.5 Position der Dampfquelle	40
4.3.6 Beleuchtung	41
4.3.7 Auswirkungen eines elektrostatischen Feldes	42
5 Konstruktion einer Demonstrationsnebelkammer	44
6 Kritischer Vergleich der Ergebnisse mit der Theorie	50
7 Spuren subatomarer Teilchen	57
7.1 β -Strahlung	58
7.2 μ -Strahlung	60
7.3 α -Zerfall	60
7.4 Strahlung radioaktiver Quellen	61
7.4.1 Uranerz	61
7.4.2 Strontium-90	61

8	Modelle einfacher Diffusionsnebelkammern	63
9	Zusammenfassung und Ausblick	67
A	Anhang	70
A.1	Tabelle 1: Größen und Bezeichnungen	70
A.2	Tabelle 2: Rechenwerte zu Formel (6.1) nach [14] und [26]	74

1 Einleitung

Wann immer in der breiteren Öffentlichkeit von Kern- oder Teilchenphysik die Rede ist, haften diesen Begriffen Vorstellungen von obskurer Unanschaulichkeit ihres Gegenstandes und überhöhter Technisierung ihrer Methoden an. Der Blick in das Innenleben der kleinsten Bausteine des Universums liegt nach allgemeiner Auffassung weit außerhalb der Möglichkeiten und somit meist auch des Interesses des Normalbürgers. Hinzu kommt ein oftmals von populären Assoziationen mit Atomwaffen oder Kernreaktoren geprägtes Bild dieses Forschungszweigs. Teilchenstrahlung wird als unnatürlich, Radioaktivität als grundsätzlich bedrohlich empfunden.

Der Gegenstand dieser Arbeit ist hingegen ein Apparat, der basierend auf sehr einfachen Wirkungsprinzipien Bahnen von kosmischer Teilchenstrahlung und Spuren natürlicher Radioaktivität, der wir jederzeit in beachtlichem Maße ausgesetzt sind, für ein breiteres Publikum sichtbar macht. Die Diffusionsnebelkammer kann somit durch die direkte Anschaulichkeit ihres Innenlebens und die Ästhetik der in ihr stetig entstehenden und verschwindenden Spuren Interesse für wissenschaftliche Themen wecken, denen ansonsten nur in engeren Kreisen Beachtung geschenkt wird.

Bereits 1936 vom amerikanischen Physiker *Alexander Langsdorf* entdeckt, wurde das Prinzip der Diffusionsnebelkammer erst in den 50er und 60er Jahren des letzten Jahrhunderts in größerem Rahmen zu wissenschaftlichen Zwecken weiterentwickelt. Zu jener Zeit wurden z. B. bei Teilchenbeschleunigerexperimenten häufig Hochdrucknebelkammern zur Identifikation von schnellen Partikeln durch ihre ionisierende Wirkung verwendet. Heute existieren effektivere Instrumente für Präzisionsmessungen, etwa mit der Detektion von Cerenkov- oder Übergangsstrahlung in Kombination mit Driftkammern. Die Nebelkammer bleibt aber aufgrund ihres geringen Konstruktions- und Betriebsaufwands sowie ihrer hohen anschaulichen Qualität ein wertvolles Demonstrationsobjekt zur Vermittlung teilchenphysikalischer Zusammenhänge.

Die uns bislang bekannten experimentellen Arbeiten zum Bau von Diffusionsnebelkammern beschäftigen sich entweder mit Instrumenten zum Forschungseinsatz bei Hochenergie-Experimenten, die nicht für die öffentliche Vorführung geeignet sind, oder sind in Form kurzer Essays verfasst. Die vorliegende Abhandlung soll dagegen die Methoden und Ergebnisse einer umfassenderen

experimentellen Untersuchung der optimalen Operationsbedingungen für Demonstrationsnebelkammern darlegen. Diese zeichnen sich gegenüber den früheren Forschungskammern durch die Kriterien der maximalen Sichtbarkeit ihrer Spuren für ein breiteres Publikum und des möglichst geringen Konstruktions- und Finanzaufwands aus. Neben dem Gezeigten, nämlich den Spuren ionisierender Teilchenstrahlung, soll ebenfalls die Funktion des Instruments für den Betrachter nachvollziehbar bleiben. Auch aus diesem Grunde präsentiert das letzte Kapitel unserer Arbeit einfachste Modelle von Nebelkammern, die größtenteils mit Materialien eines durchschnittlichen Privathaushalts konstruiert werden können.

2 Funktionsweise und Aufbau

Nebelkammern werden zur Sichtbarmachung der Trajektorien ionisierender Strahlung eingesetzt. Dabei nutzt man den Umstand, dass in stark übersättigten Gas-Dampf-Gemischen die entlang einer Teilchenbahn erzeugten Ionen als Kondensationskeime wirksam werden; der Durchgang von geladenen Teilchen hinterlässt Nebelpuren aus feinen Tröpfchen kondensierten Dampfes.

Es haben sich in unterschiedlichen Anwendungsbereichen zwei Methoden etabliert, die hierfür benötigte Übersättigung zu erzeugen: In der bereits 1911 von C. T. R. Wilson entwickelten Expansionsnebelkammer wird durch adiabatische Expansion des Kamervolumens der zuvor gesättigte Dampf in einem Trägergas unterkühlt. Da in ihrem gesamten Volumen annähernd homogene Bedingungen herrschen, können mit ihrer Hilfe Teilchenspuren unabhängig von deren Einfallsrichtung sichtbar gemacht werden. Allerdings folgt jeder Expansion nach einer sehr kurzen sensitiven Phase eine längere Zeit der Unempfindlichkeit. Zudem ist die Wilsonsche Nebelkammer anfällig gegenüber Verunreinigungen, die zu einer Nebelbildung unabhängig von der Anwesenheit ionisierter Moleküle führen können.

Diese Mängel sind in der kontinuierlich arbeitenden Diffusionsnebelkammer überwunden. Hier ist ein großer vertikaler Temperaturgradient zwischen dem gekühlten Boden und der nahe der Zimmertemperatur gehaltenen bzw. geheizten Decke für das Entstehen von Übersättigung verantwortlich. Im oberen Teil der Kammer stellt sich zwischen einem Flüssigkeitsreservoir und dem warmen Gas der Umgebung durch Verdunstung ein Dampfdruckgleichgewicht ein, d. h. es liegt eine einfache Sättigung des Dampfes vor. In der Regel handelt es sich beim Reservoir entweder um eine ringförmige Rinne, gefüllt mit einer Mischung aus Methanol, Ethanol oder Isopropanol und einem Anteil an Wasser, oder um einen Stoff, der mit den entsprechenden Flüssigkeiten getränkt wird. Durch Diffusion im Trägergas (je nach Anwendungsgebiet z. B. Stickstoff, Argon, Wasserstoff oder, wie in unserem Beispiel, Luft) gelangt der Dampf auch in die unteren Luftsichten; hier ist er aber aufgrund der niedrigeren Temperaturen hinsichtlich seiner Sättigungskonzentration in der Gasphase unterkühlt, so dass sich an den durch Strahlung erzeugten Ionen schnell Kondenströpfchen bilden können. Diese fallen unter dem Einfluss der Schwerkraft zu Boden, wo überschüssige Flüssigkeit z. B. durch eine seitliche Rinne mit Abfluss abge-

führt wird. Im Unterschied zur *Wilsonschen Kammer*, in welcher der sensitive Zustand immer wieder durch Abfolgen von Kompression und Expansion hergestellt werden muss, gleicht die Diffusionsnebelkammer ihren durch Kondensation entstehenden Dampfverlust ständig durch vertikale Diffusion aus, welche dem Gefälle der Dampfkonzentration entgegenwirkt. Eventuell im Gas vorhandene Unreinheiten, wie z. B. Staubpartikel, werden schon zu Beginn des Betriebs durch Kondensation dauerhaft entfernt. Die Diffusionsnebelkammer reinigt sich also selbst von störenden Kondensationskeimen, sofern keine Quellen für neuerliche Kontamination im Innenraum der Kammer vorliegen (vgl. Abschnitt 4.2). Allerdings umfasst die Höhe der sensitiven Schicht, in der hinreichende Übersättigung für eine Kondensation an Gasionen vorliegt, in der Regel nur wenige Zentimeter, so dass Teilchenspuren nur in einem verhältnismäßig kleinen Volumen und vor allem für recht kleine Einfallswinkel beobachtet werden können. Gerade bei der Detektion kosmischer Strahlung, deren Haupteinfallsrichtung senkrecht zur horizontalen Ebene der sensitiven Schicht liegt, ist dies ein Nachteil. Dennoch werden Diffusionsnebelkammern häufig zur Sichtbarmachung solcher Strahlung eingesetzt, da sie im Gegensatz zur *Wilsonschen Kammer* auch die zeitliche Verteilung der Ereignisse wiedergeben.

Abgesehen von den oben genannten prinzipiellen Merkmalen gibt es viele unterschiedliche Möglichkeiten zur Gestaltung von Diffusionsnebelkammern. Besonders bei Modellen größerer Höhe ist es sinnvoll, ein äußeres elektrisches Feld zur Beseitigung von potentiell störenden Ionen oberhalb der sensitiven Schicht anzulegen (siehe Abschnitt 4.3.7). Wichtigstes Kriterium für die Wahl einer bestimmten Ausführung der Apparatur ist ihr Verwendungszweck. So waren etwa für Experimente zur Streuung hochenergetischer Neutronen in den 60er Jahren metallumwandete Hochdruckkammern mit Wasserstoffgas bei mehreren 10 bar notwendig [1]. Der experimentelle Aufwand für Messtechnik und Stabilisierung des Aufbaus erhöhte sich dementsprechend deutlich. Für derartige Aufgaben werden heute jedoch ausschließlich neuartige Detektortypen eingesetzt. Oftmals wurde auch durch die Verwendung von Heiz- oder Kühlementen zur Herstellung optimaler sensitiver Bedingungen der vertikale Verlauf der Wandtemperatur kontrolliert [2]. In unserer Demonstrationsnebelkammer kommt diese Technik in vereinfachter Form zum Einsatz.

Alle in jüngerer Zeit konstruierten Nebelkammern dienen ausschließlich zu Demonstrationszwecken. Obgleich für sie zuerst das Kriterium der optimalen Sichtbarkeit für ein je nach Abmessungen unterschiedlich großes Publikum ausschlaggebend ist, sind auch hier zahlreiche unterschiedliche Realisierungen denkbar, die in den Kapiteln 4 und 5 ausführlicher diskutiert werden sollen.

3 Zur Theorie der Diffusionsnebelkammer

Der schlichte Aufbau der Diffusionsnebelkammer sowie die einfach verständlichen Grundlagen ihrer Funktionsweise mögen zu der Einschätzung verleiten, quantitative Kenntnisse über das Verhalten eines solchen Systems seien mit einfachen mathematischen Mitteln erreichbar. Tatsächlich liegt dem Autor dieser Arbeit aber keine Theorie vor, die z. B. zu einer allgemein gültigen, exakten Berechnung von Temperatur- oder Strömungsverlauf im Kamervolumen befähigen würde. Da aber an die genannten Größen die Kenntnis der genauen Übersättigungsverhältnisse gebunden ist, sind quantitative Vorhersagen über optimale sensitive Bedingungen mit den derzeitigen Mitteln der Theorie nur sehr beschränkt möglich. Dennoch lassen die bisherigen theoretischen Bemühungen qualitative Aussagen zu, die für die Optimierung einer Diffusionsnebelkammer von Bedeutung sind.

Bevor aber auf einzelne Arbeiten zu diesem Thema eingegangen wird, sollen einleitend die für das Verhalten unseres Systems potentiell wichtigen Vorgänge aufgeführt werden. Nach Greiner (1963) [1] müsste eine genaue Theorie der Diffusionsnebelkammer die folgenden Phänomene einbeziehen:

1. nichtisotherme Diffusion des Dampfes durch das Trägergas unter Einfluss eines vertikalen Temperaturgradienten.
2. Wärmeaustausch innerhalb des Gas-Dampf-Gemisches.
3. Erzeugung und Diffusion neutraler und geladener Kondensationszentren.
4. Dampfkondensation und Tröpfchenwachstum an diesen Zentren.
5. Bewegung der Tröpfchen im Schwerefeld.
6. Seitenwandeffekte, Wärmeaustausch mit den Wänden, freie Konvektion.

Schon aus obiger Auflistung ist die Komplexität der gestellten Aufgabe ersichtlich. Es wird bis hierhin jedoch noch nichts über den Grad der Relevanz einzelner Effekte für das Gesamtverhalten des Systems ausgesagt. Eine adäquate Beschreibung der realen Verhältnisse in der Nebelkammer ist nur durch eine Theorie zu erhalten, die keine unzulässigen Vereinfachungen in Bezug auf

einen oder mehrere der genannten Prozesse vornimmt. Hierin aber besteht das zentrale Problem der im Folgenden dargestellten theoretischen Beiträge.

3.1 Die Grundlagen nach Langsdorf

Nachdem einige weniger erfolgreiche Versuche unternommen worden waren, dauerhaft arbeitende Nebelkammern zu bauen¹, konstruierte *Langsdorf* 1936 einen kontinuierlich arbeitenden Apparat, dessen Funktionsprinzipien fast sämtlichen späteren Diffusionskammern zugrunde liegen sollten. Darin ließ er Methanol dampf nach dem in Kapitel 2 beschriebenen Prinzip durch Kohlenstoffdioxidgas diffundieren. Seine hierzu entwickelte, von stark vereinfachenden Annahmen ausgehende Theorie bot bereits die Möglichkeit, qualitativ stimmige Vorhersagen über das Verhalten des Systems bei Änderung einzelner Parameter zu machen.

Langsdorf ging davon aus, dass sowohl Wandeffekte und Wärmestrahlung als auch die thermischen Folgen des Kondensationsprozesses von Methanol vernachlässigt werden konnten. Zudem behandelte er den Dampf als ideales Gas und betrachtete das System im Zustand eines stationären Gleichgewichts. Das Trägergas setzte er als ruhend voraus. Unter diesen Annahmen konnte er den Materie- und Energietransport in der Nebelkammer als eindimensionales, analytisch behandelbares Problem darstellen.

Für den vertikalen Energiefluss f ergibt sich demnach der Zusammenhang²

$$f = c_1 C_{1p} \theta - K \frac{d\theta}{dz} \quad (3.1)$$

mit dem Dampfstrom c_1 , der spezifischen Wärmekapazität des Dampfes C_{1p} und der Wärmeleitfähigkeit des Gas-Dampf-Gemisches $K = K_0(1 + b\theta)$. Die Indizes 1 und 2 sollen fortan einen Bezug zum Dampf bzw. zum Trägergas herstellen. Das erste Glied der Gleichung steht für den Energietransport durch Dampffluss, während das zweite die Wärmeleitung repräsentiert. Durch Integration über die Kammerhöhe von $z = 0$ bis $z = h$ bzw. über die Temperaturdifferenz $\theta = T - T_0$ von der Bodentemperatur bei $T = T_0$ bis zur Dachtemperatur T_d erhält man den folgenden Zusammenhang zwischen der relativen Kammerhöhe z/h und θ , welcher, umgerechnet auf absolute Temperaturen, in

¹Hier seien nur die von *Langsdorf* [3] selbst angeführten Experimente von *Hoxton* und *Vollrath* erwähnt. *Hoxton* ließ einen Luftstrom zuerst eine erhitze Wasseroberfläche passieren und kühlte ihn dann in einer Beobachtungsrohre auf Zimmertemperatur ab. *Vollrath* arbeitete unter anderem mit einem Gemisch aus Salzsäure- und Wasserdampf, das durch Interdiffusion hinsichtlich beider Bestandteile übersättigt wurde.

²Zu den in dieser Arbeit verwendeten Größenbezeichnungen vgl. Tabelle 1, Anhang A.1. Im Gegensatz zu den späteren theoretischen Beiträgen werden aber in *Langsdorfs* Rechnungen D_0 und K_0 bei der Bodentemperatur von 233 K definiert.

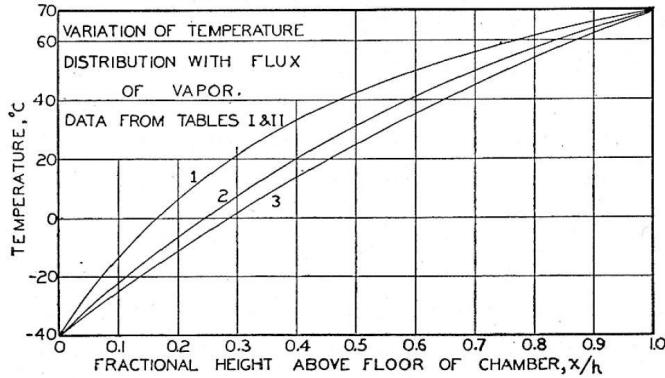


Abbildung 3.1: Vertikales Temperaturprofil nach A. Langsdorf [3]

Abb. 3.1 skizziert ist:

$$\frac{z}{h} = \frac{b\theta + (1 + abT_d)\ln(1 - \frac{\theta}{aT_d})}{bT_d + (1 + abT_d)\ln(1 - \frac{1}{a})}. \quad (3.2)$$

Der Parameter a ist dabei definiert als $a = f/(c_1 C_{1p} \theta(h))$. Es ist zu erkennen, dass mit steigendem Dampffluss der Temperaturgradient im unteren Teil der Kammer größer wird, wohingegen ohne Dampftransport ein linearer Zusammenhang zu erwarten wäre.

Zur Berechnung der Partialdrücke von Dampf und Trägergas bedient sich Langsdorf der Gleichungen Kuusinens [4] für isotherme Diffusion:

$$c_i = w\rho_i - D \frac{\partial \rho_i}{\partial z} \quad (i = 1, 2), \quad (3.3)$$

$$w = c_1 v_1 + c_2 v_2. \quad (3.4)$$

w ist die der Diffusion übergelagerte Konvektionsgeschwindigkeit, mit der sich sowohl Dampf als auch Trägergas bewegen; aufgrund von Langsdorfs weitgehender Vernachlässigung der Gasströmung setzt er aber $w = c_1 v_1$. Die Variablen v_1 und v_2 bezeichnen die partiellen Volumina pro Gramm der beiden Stoffe. Da es sich hier um Diffusion bei räumlich veränderlicher Temperatur handelt, werden die Konzentrationsgradienten durch

$$\frac{\partial \rho_i}{\partial z} = \left(\frac{M_i}{RT} \right) \frac{\partial p_i}{\partial z} \quad (3.5)$$

substituiert. Greiner [1] weist allerdings in seiner Arbeit auf die mangelnde Stringenz einer derartigen Behandlung des Problems hin und zeigt, dass der entstehende Ausdruck den Effekt der Thermodiffusion vernachlässigt. In Abschnitt 3.3 werden exaktere Berechnungen hierzu durchgeführt. Allgemein sind Kuusinens Gleichungen für isotherme Verhältnisse formuliert, d. h. Dichteschwankungen bei Temperaturänderungen entsprechend dem idealen Gasgesetz werden grundsätzlich nicht erfasst. Durch Einsetzen in Gleichung (3.3)

für $i = 2$, mit anderen Umformungen (siehe Tab. 1) und durch Integration ergibt sich für den partiellen Druck des Gases

$$\ln \frac{p_2(\theta)}{p_2(0)} = \frac{RT_0^2 K_0}{(T_0 + aT_d)M_1 D_0 C_{1p}} \left[(1 + baT_d) \ln \left(1 - \frac{\theta}{aT_d} \right) - (1 - bT_0) \ln \left(1 + \frac{\theta}{T_0} \right) \right]. \quad (3.6)$$

Da die Übersättigung S als das Verhältnis des tatsächlichen Dampfdruckes zum Sättigungsdampfdruck p_{1S} definiert ist, lässt sie sich aus (3.6) mit

$$S = \frac{p_1}{p_{1S}} = \frac{P - p_2}{p_{1S}} \quad (3.7)$$

bestimmen. *Langsdorf* zeigt darüber hinaus, dass für kleine p_1 und nicht zu kleine z die Übersättigung annähernd dem Gesamtdruck P proportional ist. In der sensitiven Schicht muss ein kritischer Wert S_{kr}^I für die Kondensation des Dampfes an Ionen überschritten werden. Zur Abschätzung der Breite dieser Schicht richtete sich *Langsdorf* nach der *powellschen* Formel [5]

$$\ln S_{kr}^I = \frac{k\sigma^{4/3}}{T}. \quad (3.8)$$

Abb. 3.2 zeigt S in Abhängigkeit von der relativen Höhe über dem Kammerboden bei verschiedenen Dampfströmen und Bodentemperaturen. Die kritische Übersättigung nach *Powell* ist für den Fall 3 als die Punkt-Strich-Kurve 6 eingezeichnet. Aus ihren Schnittpunkten mit den *langsdorfschen* Übersättigungskurven (in diesem Fall z. B. A und B) ersieht man die zu erwartende obere und untere Grenze der sensitiven Schicht. Es wird deutlich, dass sich sowohl ein höherer Dampffluss als auch eine niedrigere Bodentemperatur durch eine Erhöhung der sensitiven Schicht bemerkbar machen müssten. Der Unterschied zwischen Dach- und Bodentemperatur wurde für alle Kurven konstant gehalten.

1955 unternahmen *Argan, D'Angelo und Gigli* [6] den Versuch, *Langsdorfs* Theorie für eine zweidimensionale Betrachtung zu verallgemeinern und den Dampfverlust durch Kondensation an Ionen zu berücksichtigen. Insbesondere stellten sie zur Ausbildung eines horizontalen Temperaturgradienten durch Wandeffekte theoretische Überlegungen an.

Zunächst wurde hierzu die gesamte Temperatur- und Dampfdruckverteilung nach dem eindimensionalen *langsdorfschen* Modell ermittelt. Anschließend wurden die Bedingungen der unteren Sektion des Kamervolumens bis zur oberen Grenze der sensitiven Schicht einer gesonderten Betrachtung unterzogen. Da hier dem System durch Kondensation ständig Dampf entzogen wird, gingen die Autoren in erster Näherung von einer nach unten hin linear abfallenden Entwicklung des Dampfstromes aus. Der Methanoldampfverlust durch Kondensation wurde experimentell aus der pro Zeiteinheit auf dem Kammerboden

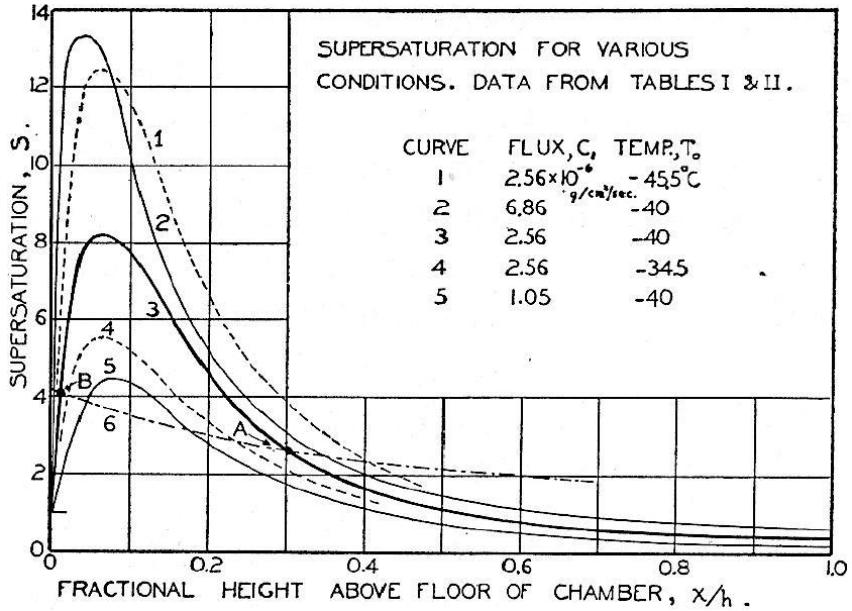


Abbildung 3.2: Übersättigungsverteilung nach A. Langsdorf [3]

deponierten Flüssigkeitsmenge bestimmt. Als Trägergas diente Luft bei Normaldruck. Auch der Temperaturabfall wurde in den unteren Bereichen linear genähert. Auf diese Weise konnten der Übersättigungsverlauf und die Höhe der sensitiven Schicht in Abhängigkeit von der Kondensationsmenge pro Höheneinheit grob berechnet werden.

Um einen direkten Zusammenhang der Höhe z_1 der sensitiven Schicht mit der Ionisationsdichte ableiten zu können, ging man davon aus, dass die Menge kondensierten Dampfes proportional zur Dichte n_I der pro cm^3 und Sekunde erzeugten Ionen und zu z_1 sowie abhängig vom mittleren Radius \bar{r} der sich am Boden sammelnden Tropfen ist.³ Eine mögliche Kondensation an neutralen Zentren blieb unberücksichtigt. Abb. 3.3 stellt z_1 als Funktion des Parameters $n_I \bar{r}^3$ dar. Auffällig ist der starke Abfall von z_1 schon im Bereich geringer Kondensation. Für sehr hohe Ionisationsraten wäre demnach ein Verschwinden der Sensitivität zu erwarten.

Argan *et al.* behandeln in weiter gehenden Überlegungen das Zusammenwirken von Wärmeleitung und Diffusion als zweidimensionales Problem. Dazu nehmen sie willkürlich einen linearen Anstieg der Wandtemperaturen bis zur Hälfte der Kammerhöhe an, während die darüber liegenden Wandhälften auf Zimmertemperatur liegen sollen. Konvektionsströmungen werden vernachlässigt. Da ihre Resultate bezüglich der Entstehung eines horizontalen Temperaturgradienten im Vergleich zu experimentellen Daten [1] als unzutreffend gelten müssen, soll

³Eventuell wäre hier eine Mittelung über r^3 vorzuziehen, da man am durchschnittlich deponierten Flüssigkeitsvolumen interessiert ist. Zur Ermittlung des Tropfenradius wurden das Tröpfchenwachstum und die Fallgeschwindigkeit berechnet.

hier aber von weiteren Ausführungen abgesehen werden.

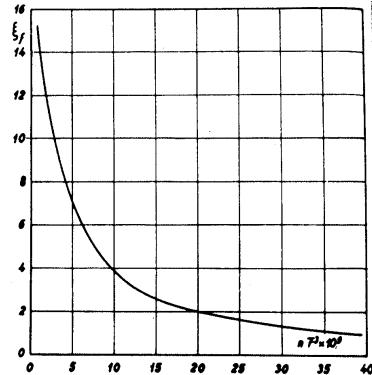


Abbildung 3.3: Höhe der sensitiven Schicht in Abhängigkeit von Ionisationsdichte und Tröpfchenradius nach Argan *et al.* [6]; Einheiten in cm

3.2 Die Theorie nach Shutt

1951 gelangte *R. P. Shutt* [7] zu einer exakteren Darstellung der Vorgänge in einer Diffusionsnebelkammer, indem er neben den bei *Langsdorf* berücksichtigten Faktoren auch die Prozesse der Massenzunahme und Wärmeabgabe während der Tröpfchenbildung, die Fallgeschwindigkeit der Tropfen bei *Stokesscher Reibung* und den von diesen Faktoren abhängigen Dampfverlust in der sensiblen Schicht in seine Berechnungen einbezog. Er hob dabei besonders die Bedeutung der Wärmeentwicklung bei der Kondensation hervor. Die wichtigsten Ergebnisse seiner Arbeit sind eine Formel für den vertikalen Verlauf des Temperaturgradienten und ein Ausdruck für einen grundlegenden Parameter β , von dem allein alle wesentlichen Eigenschaften des Nebelkammerklimas abhängen sollen.

Shutt unterscheidet im Bereich der sensiblen Schicht zunächst zwischen den thermodynamischen Bedingungen in Nähe und in größerer Entfernung von Tropfen. Im ersten Fall werden Dampfdiffusion und Wärmeleitung als Prozesse mit sphärischer Symmetrie dargestellt; im übergeordneten Vertikalsystem werden eindimensionale Gleichungen abhängig von der Koordinate z formuliert. Da *Shutt* wie *Langsdorf* von *Kuusinens* isothermer Gleichung (3.3) für den vertikalen Dampfstrom ausgeht, bleiben Dichteänderungen aufgrund des Temperaturgradienten unberücksichtigt; dieser Effekt wird als vernachlässigbar gegenüber den sonstigen Ursachen für Dampftransport angenommen.

Für eine quantitative Behandlung der Tröpfchenbildung muss die Anzahl der Kondensationskeime bekannt sein. *Shutt* berücksichtigt ausschließlich die Kondensation an geladenen Teilchen. Ausgehend von einer mittleren Ionisationsdichte $n_{I0} = 2/\text{cm}^3$ durch kosmische Strahlung in Luft bei Standardbedin-

gungen⁴ berechnet er nach dem idealen Gasgesetz die Anzahldichte der sich in der Höhe ξ bildenden Tröpfchen für beliebige Gase. Dabei geht er davon aus, dass sich an jedem Ion auch ein Tropfen bildet. Die oberhalb der sensitiven Schicht erzeugten Ionen sollen nur zu jenem Anteil einbezogen werden, welcher zur sensitiven Schicht hin diffundiert, im Gegensatz zu solchen Teilchen, die zunächst auf eine der Wände treffen. *Shutt* führt zu diesem Zwecke das Verhältnis der Querschnittsfläche A der Kammer zur gesamten Oberfläche $2A + W$ des Volumens oberhalb der sensitiven Schicht als Vorfaktor ein ($W = \text{Wandfläche oberhalb von } z_1$).

Nach geeigneter Kombination und Umformung der Gleichungen für alle genannten Prozesse⁵ gelangt man zu einer komplizierteren Integralgleichung für dT/dz , für die keine allgemeine Lösung zu finden ist. Sofern man aber bestimmte Werte für die Bodentemperatur und für dT/dz bei $z = 0$ annimmt, kann unter Einbeziehung numerischer Berechnungen die Temperaturverteilung über die gesamte Kammerhöhe iterativ angenähert werden. Eine weitere als bekannt vorauszusetzende Größe ist die Höhe der sensitiven Schicht. Mit Hilfe dieser Angaben kann aufgrund der Berechenbarkeit von T und der Kenntnis der benötigten kritischen Übersättigung (siehe Abschnitt 3.4) bei z_1 auch $\rho_1(z)$ und somit die benötigte Dampfdichte $\rho_1(h)$ an der Dampfquelle ermittelt werden.

Das vielleicht wichtigste Ergebnis von *Shutts* Arbeit liegt in der Erkenntnis, dass dT/dz in guter Näherung von nur einem einzigen Parameter β abhängig ist, dessen Form allerdings in den Temperaturbereichen ober- und unterhalb von $T = 260 \text{ K}$ infolge verschiedener Approximationen unterschiedlich ist. Im Einzelnen ergibt sich hierfür:⁶

$$\beta_a = \eta_0 P^{5/3} (n_I \tau Z)^{4/3} D_0^{-1/3} \quad T < 260 \text{ K} \quad (3.9)$$

$$\beta_b = \eta_0 P^2 (n_I \tau Z)^{4/3} D_0^{-2/3} K_0^{1/3} \quad T > 260 \text{ K}. \quad (3.10)$$

Kennt man also die in β enthaltenen Faktoren einer Nebelkammer bei optimaler Funktion, so kann man den obigen Resultaten zufolge je nach Bedarf einzelne von ihnen derart gegeneinander ändern, dass der Wert von β und somit das Verhalten der Kammer unverändert bleibt. Dabei ist im Bereich der sensitiven Schicht in der Regel β_a anzuwenden. Zum Beispiel sollte eine Nebelkammer, in der bei Atmosphärendruck und dem Normalwert n_{I0} der Ionisationsdichte sensitive Bedingungen herrschen, bei Verdoppelung von n_I auf $2 n_{I0}$ und einer gleichzeitigen Senkung des Drucks um den Faktor $2^{-4/5}$ ebenfalls

⁴ $T = 25^\circ\text{C}; P = 1,013 \cdot 10^5 \text{ Pa}$

⁵Etwas detailliertere Ausführungen folgen in ganz analogen Rechnungen in Abschnitt 3.3.

⁶In *Shutts* Formeln für β erscheint der Faktor n_{I0} . Aus seinen Kommentaren ist allerdings zu schließen, dass er eine variable Ionisationsdichte n_I meint.

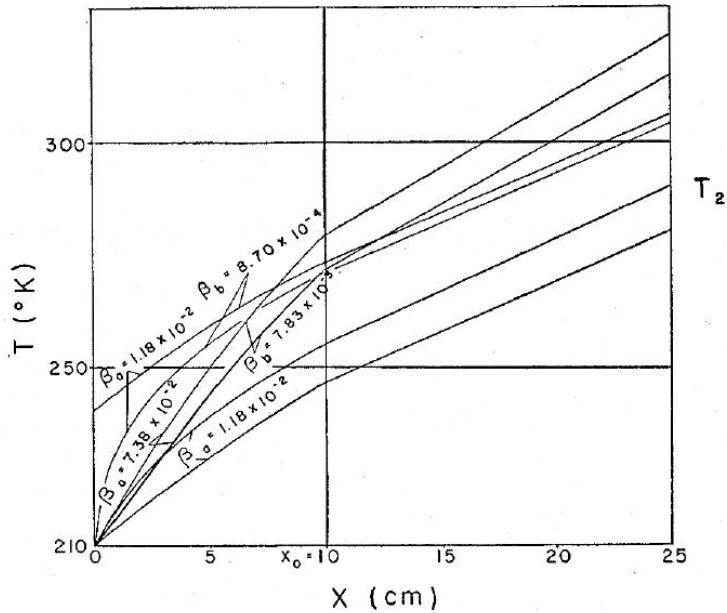


Abbildung 3.4: Vertikaler Temperaturverlauf nach *Shutt* [7] in Abhängigkeit von $(dT/dz)_{z=0}$ und β

zufrieden stellend arbeiten. Allerdings müssen gewisse Änderungen im oberen Bereich der Kammer berücksichtigt werden, da β_b nicht konstant bleibt. Wie aus Abschnitt (4.1) zu ersehen ist, stehen derartige Regulierungsmaßnahmen in unserer Kammer jedoch nur sehr beschränkt zur Verfügung.

1953 korrigierte *Bevan* [8] *Shutts* Theorie durch eine Abschätzung der Kondensation an neutralen Keimen. Der Parameter β wird dadurch zusätzlich abhängig von T_d . Auf die obigen Ausführungen hat dies jedoch ebenso wenig Einfluss wie auf die folgenden Beispiele.

Abb. 3.4 zeigt die nach *Shutt* berechneten Temperaturverteilungen für verschiedene T_0 und $(dT/dz)_{z=0}$. Die Kurven des Wertes $\beta_a = 1,18 \cdot 10^{-2}$ gelten für Luft bei Atmosphärendruck, während die übrigen Graphen einen Druck von 3 atm voraussetzen. Im Bereich von z_1 bis h wurden sie willkürlich als linear angenommen, wobei zunächst T_d berechnet und dann zwischen $T(z_1)$ und T_d interpoliert wurde. Die in allen Fällen gemachten Annahmen von $h = 25$ cm und $z_1 = 10$ cm (bzw. nach der Formulierung in Abb. 3.4: $x_0 = 10$ cm) sind laut *Shutt* für die Bestimmung des Gradienten dT/dz unbedeutend. Seine Berechnungen deuten außerdem auf die Existenz eines minimalen Temperaturgradienten bei vorgegebenem β_a hin, für den ein ausreichender Dampfstrom zum zufrieden stellenden Betrieb der Nebelkammer gewährleistet ist. Eine quantitative Darstellung dieses Zusammenhangs gelang *Bevan* [8] auf empirischem Wege (siehe Kapitel 6). Als typischen Wert des Temperaturgradienten innerhalb der oberen sensitiven Schicht bei $\beta_a = 1,18 \cdot 10^{-2}$ gibt *Shutt* $dT/dz = 3,6$ K/cm an. Er kommt zu dem Ergebnis, dass die Temperatur ober-

halb von $z \approx 2$ cm fast linear mit diesem Gradienten ansteigt. Für größere β ist ein höherer Gradient zu erwarten, sofern man (wie in Abb. 3.4) gleiche Werte von $(dT/dz)_{z=0}$ annimmt, aber ein niedrigerer Wert, falls T_d konstant gehalten wird. Ein solches Verhalten wird durch die umfangreichen Messungen Greiners jedoch nicht bestätigt [1, S. 41-44]. Zwar ergeben sich bei höheren Drücken wie erwartet flachere Temperaturkurven, doch gilt in Bezug auf die Verwendung unterschiedlicher Trägergase das Gegenteil: Schwerere Gase wie Argon, deren Eigenschaften β_a gegenüber den Werten bei leichteren Gasen erhöhen, weisen größere Temperaturgradienten im unteren Kammerbereich auf. Eine mögliche Ursache für diese Unstimmigkeit ist die von Saavedra [9] nachgewiesene Tatsache, dass *Shutts* Formeln lediglich für den Fall gleicher Molekülmassen von Dampf und Trägergas gelten; weitere Unzulänglichkeiten seiner Theorie werden im folgenden Abschnitt sowie in Kapitel 5 diskutiert.

3.3 Betrachtungen nach der kinetischen Transporttheorie

Bereits 1939, also Jahre vor der Veröffentlichung von *Shutts* Ergebnissen, schufen *Chapman* und *Cowling*⁷ die Basis für eine kohärentere klassisch-theoretische Behandlung der Dynamik nichthomogener binärer Gemische. Sie nahmen dazu an, dass Quanteneffekte für die Transporteigenschaften von Gasgemischen zu vernachlässigen sind und betrachteten die Kraftfelder zwischen den Molekülen als kugelsymmetrisch. Für das zu untersuchende System sollte die Boltzmann-Statistik anwendbar sein, d. h. pro Volumenelement liegt eine große Anzahl von Teilchen vor. Weiterhin setzt ihre Theorie voraus, dass fast nur binäre, elastische Stöße zwischen den Teilchen des Gemisches stattfinden, was bei nicht zu hohen Drücken eine vernünftige Annahme ist. Greiner zeigt hierzu anhand exemplarischer Rechnungen, dass nur die Voraussetzung kugelsymmetrischer Kraftfelder eine unzulässige Näherung ist, die allerdings angesichts der sich andernfalls ergebenden Schwierigkeiten in Kauf genommen werden muss.

Chapman und *Cowling* leiten aus den genannten Voraussetzungen die folgende Diffusionsgleichung ab:

$$\begin{aligned} \bar{w}_1 - \bar{w}_2 = & \\ -\frac{n^2}{n_1 n_2} D \left[grad \left(\frac{n_1}{n} \right) + \frac{n_1 n_2 (M_2 - M_1)}{n \rho} grad(lnP) - \frac{\rho_1 \rho_2}{P \rho} (F_1 - F_2) + k_B grad(lnT) \right]. \end{aligned} \quad (3.11)$$

Die Diffusion der Komponenten des Gemisches relativ zueinander kommt durch

⁷Vgl. *Chapman, S., Cowling, T. G.: The Mathematical Theory of Non-Uniform Gases, Cambridge 1953*

die Differenz der mittleren Schwerpunktsgeschwindigkeiten \bar{w}_1 und \bar{w}_2 der Moleküle zum Ausdruck. Diffusion kann demzufolge durch Konzentrations-, Druck- und Temperaturgradienten sowie durch verschiedene große Kräfte F_1 und F_2 , die auf die Moleküle der Massen M_1 und M_2 wirken, hervorgerufen werden. Im Übrigen sind n , ρ und P die Gesamtteilchenzahldichte, die Gesamtdichte und der Gesamtdruck, die sich jeweils aus den Summen der entsprechend indizierten Komponentengrößen ergeben. Da im Volumen der Nebelkammer kein Druckgradient existieren kann und $F_1 - F_2$ nur im Falle starker inhomogener elektrischer bzw. magnetischer Felder merklich von null abweicht, können die jeweiligen Terme vernachlässigt werden, so dass als Grundlage der Beschreibung von Diffusionsprozessen in der Nebelkammer die Gleichung

$$\bar{w}_1 - \bar{w}_2 = -\frac{n^2}{n_1 n_2} D \left[\text{grad} \left(\frac{n_1}{n} \right) + k_B \text{grad}(\ln T) \right] \quad (3.12)$$

bestehen bleibt.

Unter der Annahme, dass der gesamte Teilchenstrom durch eine vorgegebene Ebene pro Flächen- und Zeiteinheit

$$n_1 \bar{w}_1 + n_2 \bar{w}_2 = C \quad (3.13)$$

konstant ist, erhält man nun durch Multiplikation von (3.12) einerseits mit n_1 und andererseits mit n_2 sowie anschließender Subtraktion bzw. Addition von (3.13) die Formeln

$$\bar{w}_1 = \frac{C}{n} - \frac{n}{n_1} D \left[\text{grad} \left(\frac{n_1}{n} \right) + k_B \text{grad}(\ln T) \right] \quad (3.14)$$

$$\bar{w}_2 = \frac{C}{n} - \frac{n}{n_2} D \left[\text{grad} \left(\frac{n_2}{n} \right) - k_B \text{grad}(\ln T) \right]. \quad (3.15)$$

Der beiden Komponentengeschwindigkeiten gemeine Term C/n kann dabei, ganz analog zur bei *Langsdorf* und *Shutt* verwendeten Definition von *Kuusinen* in (3.4), als die Konvektionsgeschwindigkeit w angesehen werden. Da der Massenstrom der i-ten Komponente als

$$c_i = \rho_i \bar{w}_i \quad (3.16)$$

definiert ist, ergibt sich hierfür:

$$c_1 = w \rho_1 - n D \left[\text{grad} \left(\frac{\rho_1}{n} \right) + M_1 k_B \text{grad}(\ln T) \right] \quad (3.17)$$

$$c_2 = w \rho_2 - n D \left[\text{grad} \left(\frac{\rho_2}{n} \right) - M_2 k_B \text{grad}(\ln T) \right]. \quad (3.18)$$

Im Vergleich zu der bei *Langsdorf* vorliegenden Diffusionsformel (3.3) fällt jedoch auf, dass die soeben gefundene Formel der Existenz eines Temperaturgradienten Rechnung trägt. Bei isothermen Verhältnissen wären dagegen

(3.17) und (3.18) mit (3.3) identisch, da die Teilchenzahldichte n im gesamten Volumen konstant bliebe.

Auf Basis der durch *Chapman* und *Cowling* errungenen Erkenntnisse und im Übrigen exakt orientiert an der Vorgehensweise *Shutts* gelangte *Saavedra* [9] 1958 zu einer verbesserten Berechnung von dT/dz . Weil sie die exakte uns vorliegende Theorie der Diffusionsnebelkammer darstellt, soll sie etwas eingehender besprochen werden.

Folgende Vereinfachungen werden durch *Saavedras* Darstellung vorgenommen:

1. Die Diffusion wird unter Vernachlässigung von Wandeffekten eindimensional behandelt. Es liegt somit eine natürliche Gasschichtung vor, d. h. leichte Schichten liegen oberhalb von schwereren Schichten.
2. Sowohl Trägergas als auch Dampf seien ideale Gase.
3. Berechnungen erfolgen nur für einen stationären, abwärts gerichteten Dampfstrom.
4. Der Strom des Trägergases kann gegenüber dem Dampfstrom vernachlässigt werden, da in diesem kein größerer Konzentrationsgradient vorliegt, die Konvektion aufgrund von Punkt 1 sehr gering ist und die Selbstdiffusion (drittes Glied in Gleichung (3.17)) ebenfalls als klein angenommen wird.

Durch *Saavedras* Vernachlässigung des Gasstromes lässt sich die Konvektionsgeschwindigkeit als

$$w = \frac{c_1}{nM_1} \quad (3.19)$$

darstellen.

Gleichung (3.17) können wir mit den oben genannten Annahmen und einigen Umformungen genähert schreiben als

$$c_1 \approx -D \left[\frac{d}{dT}(\rho_1 T) + n M_1 k_B \right] \frac{1}{T} \frac{dT}{dz}. \quad (3.20)$$

Als Randbedingungen der Temperatur und Dampfdichte gelten die entsprechenden Werte bei $z = 0$ und $z = h$.

Saavedra behandelt ebenso wie *Shutt* die unmittelbare Umgebung der Tröpfchen als gesondertes System. Grundlagen der diesbezüglichen Berechnungen sind die Kontinuitätsgleichung

$$\frac{\partial \rho_1}{\partial t} = -\operatorname{div} c_1, \quad (3.21)$$

die aus (3.17) gewonnene Formel

$$c_1 \approx -D \operatorname{grad} \left(\rho_1 + \frac{n^2 M_1 M_2 k_B \ln T}{\rho} \right) \quad (3.22)$$

und die Wärmeleitungsgleichung

$$\frac{\partial T}{\partial t} = u \nabla^2 T \quad ; \quad u = \frac{K}{\rho C_p}. \quad (3.23)$$

Dabei stehen K und C_p für Wärmeleitfähigkeit und spezifische Wärme des Gemisches. Wie *Shutt* zeigte, genügt es, (3.23) sowie die analoge Gleichung für die zeitliche Änderung der Temperatur für den stationären Fall zu lösen.

Man kann sich anschaulich leicht klarmachen, dass die zeitliche Massenzunahme eines Tröpfchens des Radius r_0 über den Dampfstrom durch die Tropfenoberfläche zu berechnen ist:

$$\frac{dm}{dt} = -4\pi r_0^2 (c_1)_{r=r_0}. \quad (3.24)$$

Die bei diesem Prozess freiwerdende Wärmemenge ist gleich der Summe aus der latenten Kondensationswärmemenge Ldm/dt und dem Wärmestrom durch seine Oberfläche:

$$\frac{dQ}{dt} = L \frac{dm}{dt} + 4\pi r_0^2 K \left(\frac{\partial T}{\partial r} \right)_{r=r_0}. \quad (3.25)$$

Nach einer Abschätzung von *Shutt* kann die linke Seite dieses Ausdrucks in guter Näherung vernachlässigt werden.

Die Bewegungsgleichung für die Tröpfchen lautet bei Stokesscher Reibung:

$$\frac{d}{dt}(mv) = -6\pi\eta vr_0 - mg. \quad (3.26)$$

Auch hier ist nach *Shutt* im Zustand annähernd konstanter Fallgeschwindigkeit die linke Seite der Gleichung gleich null zu setzen.

Durch geeignete Verknüpfungen der obigen Grundlagen untereinander und längerer Rechnung gelangt *Saavedra* zu einem Ausdruck für dT/dz , der bei Vernachlässigung einiger sehr kleiner Summanden und mit der Substitution $\omega = (18K\eta Lg\rho_{Tr}^{2/3})(4\pi/3)^{4/3}$ wie folgt darzustellen ist:

$$\frac{dT}{dz} = \quad (3.27)$$

$$\frac{\int_{T_0}^T D \left(\frac{\rho_1(T')}{T'} + \frac{d\rho_1}{dT'} \right) dT' - \int_0^z z' \frac{d}{dz'} \left[\int_{z'}^{z_1} \left(\int_{z''}^{\xi} \omega \Delta(T_{Tr}) dz'' \right)^{\frac{3}{4}} n(\xi) d\xi + \left(\int_{z'}^{z_1} \omega \Delta(T_{Tr}) dz'' \right)^{\frac{3}{4}} \int_{z_1}^h n'(\xi) d\xi \right] dz'}{z D \left(\frac{\rho_1(T)}{T} + \frac{d\rho_1}{dT} \right)}.$$

ρ_{Tr} steht für die Dichte der Flüssigkeit in den Tröpfchen und $\Delta(T_{Tr})$ für den Unterschied zwischen den Temperaturen der Tropfenoberfläche und der Gas schicht bei z in großer Entfernung vom Tropfen.

Gleichung (3.27) ist in dieser Form nur für die sensitive Schicht unterhalb von z_1 gültig. Oberhalb davon werden keine Tröpfchen gebildet, weshalb der gesamte zweite Summand des Zählers, der von der Ionisationsdichte abhängt,

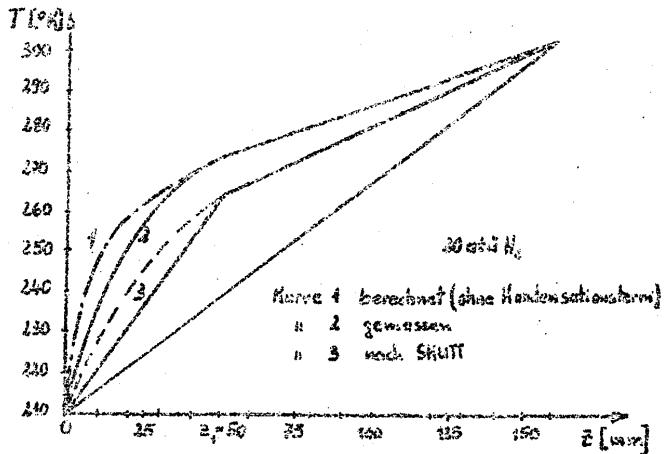


Abbildung 3.5: Vergleich der Temperaturkurven nach Berechnung ohne Berücksichtigung des Kondensationsterms und nach *Shutt* sowie einer Messkurve Greiners bei $2,0 \cdot 10^6$ Pa H_2 [1]

wegfällt. ΔT steht hier für den Temperaturunterschied zwischen der Tropfenoberfläche und dem Gas-Dampf-Gemisch bei der entsprechenden Höhe z in großem Abstand zum Tropfen und ist somit eine Funktion von T . Aus diesem Grunde sind, wie schon bei *Shutt*, größere Schwierigkeiten bei der Lösung von (3.27) zu erwarten.

Die Gleichungen von *Shutt* und *Saavedra* unterscheiden sich im Wesentlichen nur durch den bei letzterem hinzugefügten Term $\rho_1(T)/T$ im ersten Summanden des Zählers sowie im Nenner. Eine solche Ähnlichkeit der Resultate ist wenig überraschend, da der einzige bedeutsame Unterschied zwischen der Vorgehensweise beider Autoren in der Anwendung der Gleichung (3.3) einerseits und (3.20) andererseits liegt.

Nach Schätzungen Greiners [1] ergibt sich durch den Einfluss des Terms $\rho_1(T)/T$ für Ethanoldampf eine Steigerung des Temperaturgradienten im Bereich unterhalb von z_1 um 20 - 30 %. Da Greiner keine expliziten Berechnungen zur Theorie *Saavedras* ausführt, stellt er in Abb. 3.5 graphisch lediglich den Temperaturverlauf nach *Shutt* (3) sowie eine Kurve ohne Berücksichtigung der Kondensation (1) seinen eigenen Messdaten (2) gegenüber. Letztere gewann er in einer Hochdruckdiffusionsnebelkammer, die mit Methanol in H_2 -Gas betrieben wurde. Zwischen den Kurven 1 und 2 ist für $z \geq z_1$ eine ausgezeichnete Übereinstimmung festzustellen. Hieraus schließt Greiner, dass *Shutt* den Einfluss der Kondensation überbewertet. Dies scheint in der Tat der Fall zu sein; allerdings werden wir angesichts eigener Ergebnisse den Wert derartiger Vergleiche etwas relativieren müssen.

3.4 Zu den Bedingungen der Tröpfchenbildung

In den vorangehenden Abschnitten wurde zwar eingehend die Frage behandelt, wie sich Temperatur und (im Rahmen der *langsdorfschen Theorie*) Übersättigung in Abhängigkeit von der Kammerhöhe verhalten. Um Vorhersagen über die Funktionalität einer Diffusionsnebelkammer unter vorgegebenen Bedingungen treffen zu können, muss aber darüber hinaus die Abhängigkeit der Tröpfchenbildung von diesen und anderen Parametern bekannt sein. Nur wenn einerseits Tropfen sichtbarer Größe an den durch Teilchenstrahlung gebildeten Ionen entstehen können und andererseits die Kondensation an diffus im Kamervolumen verteilten Keimen nicht überhand nimmt, ist eine gute Sichtbarkeit von Strahlungsspuren zu erhoffen. Besonders Tröpfchenbildung an neutralen Molekülkomplexen kann zu erheblichen Problemen führen. Daher sollen im Folgenden die Bedingungen für Kondensation an geladenen und ungeladenen Keimen in Abhängigkeit von deren Größe und der Übersättigung des Dampfes analysiert werden.

Unter normalen atmosphärischen Bedingungen kondensiert jede Art von Dampf schon bei sehr kleiner Übersättigung an der Oberfläche der stets in Luft vorhandenen Staubpartikel. Nennenswerte Überschreitungen der Grenze $S = 1$ sind nur in Umgebungen möglich, in denen kaum derartige Teilchen vorliegen. Die Tatsache, dass Dämpfe überhaupt übersättigt werden können, hat ihre Ursache darin, dass die Oberflächenspannung σ der kondensierten Flüssigkeit bei sehr kleinen Tröpfchen eine Steigerung des Dampfdruckes p_r über ihrer Oberfläche bewirkt. Während also ein Dampf gegenüber einer ebenen Oberfläche mit p_∞ deutlich übersättigt ist, kann er gegen ein Flüssigkeitströpfchen noch untersättigt sein, so dass es verdampft. *Thomson*, der diesen Zusammenhang bereits 1821 entdeckte, leitete aus einfachen energetischen Überlegungen die Beziehung

$$\ln \frac{p_r}{p_\infty} = \frac{M_1}{RT\rho_{Tr}} \left(\frac{2\sigma}{r_0} - \frac{q^2}{8\pi r_0^4} \right) \quad (3.28)$$

her. Da sich die Tröpfchengröße durch Kondensation oder Verdampfung im Mittel stets auf die Etablierung eines Gleichgewichts mit der Umgebung hin entwickelt, ist p_r im stationären Zustand gleich dem Kamerdampfdruck $\rho_1(z)$ auf Höhe des Tröpfchens.

Für ungeladene Tropfen ($q = 0$) wurde die *thomsonsche Gleichung* durch experimentelle Ergebnisse in befriedigender Weise gestützt. Im Falle geladener Kondensationskeime beobachtete man jedoch eine weit geringere Tröpfchenbildung, als nach den Berechnungen zu erwarten war. *Volmer* und *Tohmfor* [10] kamen daher 1938 zu dem Schluss, dass *Thomsons Annahme*, die Keime könnten als leitende Kugeln behandelt werden, unzulässig sei und diese viel-

mehr als Dielektrika anzusehen seien. Anstatt einer Dielektrizitätskonstante $\epsilon = \infty$ nahmen sie daher in ihren Berechnungen endliche Werte an. Allgemein ergeben sich nach den oben beschriebenen Überlegungen die Gleichungen:

$$\ln \frac{p_r}{p_\infty} = \ln S = \frac{2M_1\sigma}{RT\rho_{Tr}r_0} \quad \text{für ungeladene Keime (3.29)}$$

sowie

$$\ln \frac{p_r}{p_\infty} = \frac{M_1}{RT\rho_{Tr}} \left[\frac{2\sigma}{r_0} - \left(1 - \frac{1}{\epsilon}\right) \frac{q^2}{8\pi r_0^4} \right] \quad \text{für geladene Keime. (3.30)}$$

Abb. 3.6 stellt den aus (3.29) bzw. (3.30) gewonnenen Zusammenhang zwischen dem Gleichgewichtsradius der Tröpfchen und der Übersättigung des Dampfes ihrer Umgebung für mehrere Temperaturen dar. Während die Funktionen $S(r)$ der ungeladenen Tröpfchen monoton fallend sind, weisen die auf niedrigerem Niveau verlaufenden Kurven der einfach geladenen Keime unterschiedlich stark ausgeprägte Maxima auf, die bei

$$r_{0,kr} = \left[\left(1 - \frac{1}{\epsilon}\right) \frac{e^2}{4\pi\sigma} \right]^{1/3} \quad (3.31)$$

und

$$S_{kr}^I = \exp \left[\frac{3M_1}{2RT\rho_{Tr}} \left(\frac{4\pi\sigma^4}{\left(1 - \frac{1}{\epsilon}\right) e^2} \right)^{1/3} \right] \quad (3.32)$$

liegen. Hieraus lässt sich auf einige wichtige Eigenschaften des Tröpfchenbildungsprozesses schließen, die anhand der Kurven 3 und einiger exemplarischer Punkte erläutert werden sollen.

Da die Kurven bei Temperaturgleichheit zwischen Tropfen und umgebendem Dampf Gleichgewichtszustände zwischen flüssiger und gasförmiger Phase darstellen, sollten Tröpfchen, deren Zustände sich durch Punkte auf der Kurve beschreiben lassen, durch gleich häufige Verdampfung und Kondensation ihren Zustand beibehalten. Oberhalb der Kurven ist die Umgebung gegenüber Tröpfchen des Radius r_0 übersättigt, weshalb ein weiteres Tropfenwachstum stattfindet und viele Kondensationskeime in diesem Bereich eine sichtbare Größe erreichen. Liegt S unterhalb der Gleichgewichtsgrenze, so ist der Dampf bezüglich der Tropfenoberfläche untersättigt und es findet Verdampfung statt. In unseren durch die Punkte A bis D gekennzeichneten Beispielen repräsentiert A einen Tropfen in hoch übersättigter Umgebung, dessen Radius groß genug für ein weiteres Wachstum ist, unabhängig davon, ob er eine Ladung trägt. In der Graphik entspräche dies einem horizontalen Wandern des Punktes nach rechts. Unter realen Bedingungen würde allerdings eher eine Verschiebung des Zustandes nach rechts unten in Nähe der Gleichgewichtskurve beobachtet, da sich durch Kondensation die Dampfkonzentration in der Umgebung des Keimes verringert. Daher ist allein anhand von Abb. 3.6 nicht zu entscheiden, ob

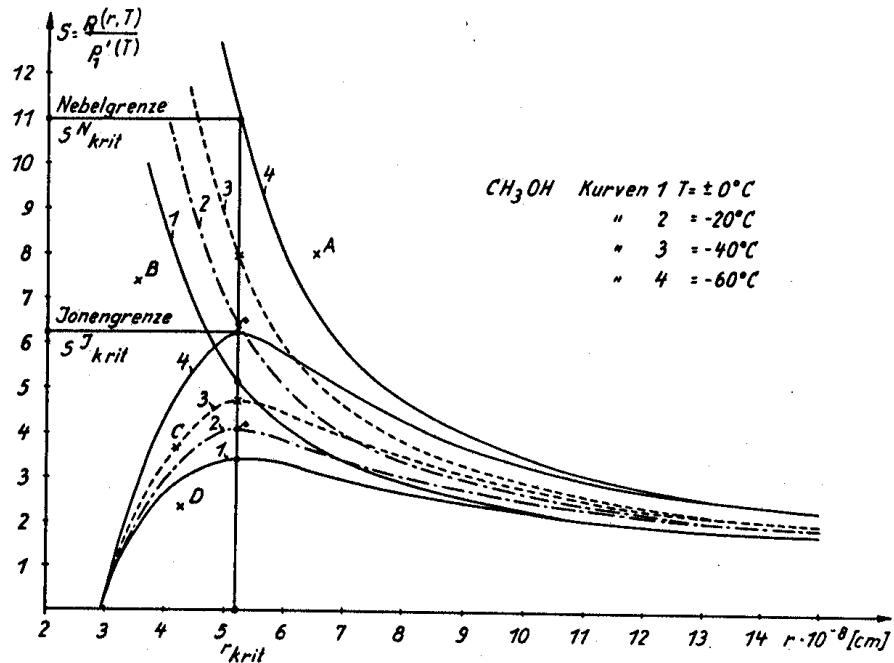


Abbildung 3.6: Gleichgewichtsübersättigungen für geladene und ungeladene Tropfen in Abhängigkeit von deren Radius [1]

es sich bei den Kurven für ungeladene Keime und den rechten Kurvenarmen für geladene Keime um stabile oder instabile Gleichgewichte handelt. Bei einer horizontalen Verschiebung wäre letzteres der Fall. Für B verhalten sich geladene Tropfen so wie in Beispiel A. Dagegen stünde den ungeladenen Tropfen B, C und D keine ausreichende Übersättigung für ein weiteres Anwachsen zur Verfügung. Sie würden vollständig verdampfen, was — konträr zum Fall A — einer Verschiebung der Punkte nach links oben bis zu $r_0 = 0$ entspräche. Punkt C liegt für einen geladenen Keim auf Kurve 3. Somit ist bei -40°C eine Aufrechterhaltung des Gleichgewichtsradius zu erwarten. Im Fall D findet am Tropfen so lange Verdampfung statt, bis der Punkt durch Verschiebung nach links oben die Gleichgewichtskurve erreicht hat. Dort verhält er sich wie C. Den Tröpfchenradius am Maximum der Kurven nennen wir den „kritischen Radius $r_{0,kr}$ “ und den dazugehörigen Wert von S , „kritische Übersättigung S_{kr}^I “ oder „Ionengrenze“ (siehe (3.31) und (3.32)). Ist an einer Stelle im Kamervolumen $S = S_{kr}^I$, so entwickeln sich alle Ionenkeime mit $r_0 \geq r_{0,kr}$ zu sichtbaren Tropfen, bei höheren Werten von S auch kleinere Keime. Aufgrund des Abfallens der Übersättigung in der Umgebung wachsender Tropfen ist jedoch auch hier eine untere Größengrenze für fortwährendes Wachstum gegeben. Analog zur Ionengrenze ist die Nebelgrenze S_{kr}^N definiert, oberhalb der an ungeladenen Keimen mit $r_0 \geq r_{0,kr}$ spontane Kondensation eintritt.

Aus Abb. 3.6 ist ein für unsere Arbeit sehr bedeutender Zusammenhang er-

sichtlich: Vergleicht man die Kurven verschiedener Temperaturen, so fällt auf, dass der Übersättigungsbereich, in dem für einen gegebenen Radius Kondensation an geladenen, nicht aber an ungeladenen Keimen auftritt, mit steigender Temperatur deutlich schmäler wird. Hieraus ist zu schließen, dass der Betrieb einer Diffusionsnebelkammer in Bereichen hoher Temperaturen auf Schwierigkeiten trifft. Spätere Überlegungen werden diese Annahme bestätigen.

Wir haben bislang die Frage offen gelassen, in welchen Größen und Mengen Keime im Gas-Dampf-Gemisch vorliegen. Die Gleichgewichtsradien sind in jedem Falle wesentlich größer als die Radien der vorliegenden einfachen Moleküle. Bei geladenen Keimen ist davon auszugehen, dass sich Alkohol- und Wassermoleküle um Ionen anlagern. Zwar wurde diese Behauptung in der Vergangenheit kontrovers diskutiert, so dass z. B. in [1] von einer Anlagerung der Ionen an schon existente neutrale Keime die Rede ist. Streulichtmessungen von Schwabe [11] liefern aber Hinweise auf die Gültigkeit unserer Annahme. Da die so entstandenen Tröpfchen eine Stabilisierung durch Dipolkräfte erfahren, die von den äußeren Molekülhüllen nicht abgesättigt werden, können auch mehrere Schichten von angelagerten Teilchen einen langlebigen Komplex bilden.

Schwabe zeigt anhand von Berechnungen zu Spurenbildern in der Expansionsnebelkammer, dass die für Tröpfchenbildung verantwortlichen positiven Keime bereits wenige Millisekunden nach der Ionisation einen Radius von $4,7 \cdot 10^{-8}$ cm haben, was einer Anlagerung von vier Ethanolmolekülen an ein N_2^+ -Ion entspricht. An negativen Keimen bilden sich dagegen weitaus seltener Alkoholkomplexe. Ihr Beitrag zur Tropfendichte der Spuren ist daher geringer. Eine Erklärung dieses Unterschieds ist durch die Betrachtung der Struktur von Alkoholmolekülen möglich. Bei Anlagerung ihrer stark elektronegativen OH-Gruppen an positive Ionen wird die Bildung von Wasserstoffbrücken zu benachbarten Molekülen und somit eine Stabilisierung des Komplexes begünstigt. Wasser zeigt laut J. G. Wilson [12] ein umgekehrtes Verhalten.

Bei der Untersuchung der Tröpfchenbildung durch ungeladene Keime muss zunächst das statistische Prinzip der Keimentstehung in Betracht gezogen werden, das im Grunde natürlich auch für Ionen gilt. Die Alkoholmoleküle des Dampfes können sich durch lokale Dichteschwankungen, so genannte „heterophasige⁸ Fluktuationen“, zu Komplexen unterschiedlicher Anzahl j von Molekülen vereinigen, die miteinander in einem dynamischen Gleichgewicht stehen. Die Wahrscheinlichkeit, mit welcher sich Polymere verschiedener Größe bilden, hängt von ihrem thermodynamischen Potential ab und sinkt im Allgemeinen schnell mit Zunahme von j . Schwabe leitet für die Zahl N_j ($j \geq 2$) der ent-

⁸Im Gegensatz zu homophasigen Fluktuationen in reinen Gasen kann ein Zusammenschluss mehrerer Dampfmoleküle bereits als Übergang zur flüssigen Phase behandelt werden.

sprechenden Polymere in einer Dampfphase aus N Teilchen die Gleichung

$$N_j = N e^{-\frac{1}{k_B T} [(\varphi_F - \varphi_D)j + \alpha j^{2/3}]} \quad (3.33)$$

her. Dabei sind $\varphi_D(p_1, T)$ und $\varphi_F(p_1, T)$ die thermodynamischen Potentiale einzelner Moleküle im Dampf bzw. in der Flüssigkeit. α ist eine Konstante zur Berechnung der Oberflächenenergie $\alpha j^{2/3}$ des Komplexes. Durch die Methode der Ultrarotspektrographie konnte Schwabe wiederum nachweisen, dass in Methanoldampf Dimere und Tetramere (also Polymere mit $j = 2$ bzw. $j = 4$) mit größerer Wahrscheinlichkeit als der nach Gleichung (3.33) zu erwartenden gebildet werden. Besonders für die Formung von Tetrameren existieren, bedingt durch ihre zyklische Struktur, günstige energetische Verhältnisse, so dass sie bereits im gesättigten Dampf in höherer Konzentration vorzufinden sind. Indem Schwabe unter Vernachlässigung aller Einzelmoleküle und sonstiger Komplexe die Tetramere ihrerseits als Gas behandelt, das den gleichen statistischen Schwankungen unterliegt wie ein Gas aus Einzelmolekülen, errechnet er die Anzahl von Zusammenlagerungen der Viererkomplexe zu größeren Strukturen. Es ergibt sich hierbei für $T = 20^\circ\text{C}$ und $P = 1 \text{ atm}$ eine Anzahldichte von 10 pro cm^3 für Vereinigungen von drei Tetrameren zu einem Teilchen aus zwölf Molekülen. Da Schwabe Komplexe aus 12-16 Molekülen als untere Grenze für wachstumsfähige Keime annimmt und Messungen der Dichte ungeladener Keime in der Expansionsnebelkammer seine Berechnungen zu stützen scheinen, nimmt er derartige Zusammenlagerungen als Hauptquelle der ionenunabhängigen Kondensation an. Obgleich einiges für diese Annahme spricht, ist kritisch anzumerken, dass Schwabe als Kriterium für die Wachstumsfähigkeit ungeladener Keime das Erreichen des Ionenkeimradius angibt. Wir haben aber bereits erläutert, dass dies nicht exakt ist. Vielmehr benötigen neutrale Keime bei gleicher Übersättigung etwas größere Radien. Umgerechnet auf das Volumen — und demnach auf die Molekulanzahl — würde dieser Fehler, geschätzt nach den Werten aus Abb. 3.6, etwa einen Faktor von 2,3 bis 2,5 ausmachen; die Wahrscheinlichkeit einer Zusammenlagerung von Komplexen solcher Größe sinkt aber nach (3.33) wesentlich schneller.

Wir begnügen uns daher damit, folgende für uns wesentliche Zusammenhänge festzustellen:

1. Sowohl geladene als auch neutrale Kondensationskeime benötigen mit steigender Temperatur geringere Übersättigungen zur Ausbildung sichtbarer Tröpfchen.
2. Für höhere Temperaturen verringert sich die Differenz der kritischen Übersättigungen geladener und ungeladener Keime.

3. Keime liegen im Dampf in verschiedenen Größen vor, deren Häufigkeit einer Verteilung nach (3.33) folgt.
4. Aufgrund von Punkt 2 können bei höheren Temperaturen in der Nebelkammer größere Mengen von neutralen Komplexen den Gleichgewichtsradius überschreiten und zu störendem diffusem Niederschlag führen.

Während die Punkte 1 bis 3 unmittelbar aus dem bisher Gesagten ersichtlich sind, bedarf Punkt 4 einer Erläuterung. Zwar sind an der Ionengrenze, wie aus Abb. 3.6 zu ersehen ist, die Gleichgewichtsradien ungeladener Keime bei hohen Temperaturen keineswegs kleiner als bei niedrigen. Aus (3.29) und (3.30) lässt sich vielmehr zeigen, dass ihre Werte konstant bleiben. Zunächst ist also nicht einzusehen, warum bei größeren T mehr überkritische neutrale Keime vorliegen sollten, zumal wir keine weiteren Überlegungen zur Temperaturabhängigkeit der Keimverteilung angestellt haben.

Es ist jedoch davon auszugehen, dass die kritische Übersättigung für Ionenkeime in der sensitiven Schicht trotz des Dampfverlusts durch Kondensation im Mittel etwas überschritten wird. Durch die kleineren vertikalen Differenzen zwischen den Kurven für Ionen und neutrale Keime in Abb. 3.6 gelangen somit bei hohen Temperaturen relativ viele der ungeladenen Komplexe mit größeren Radien in das Gebiet jenseits ihres Gleichgewichtsradius.

In einer Diffusionsnebelkammer existiert auch unter guten Bedingungen immer ein gewisser Hintergrundniederschlag neutraler Tröpfchen. Für zu hohe Betriebstemperaturen oder zu große Dampfströme kann es hierdurch jedoch zu zweierlei Beeinträchtigung der Funktionalität der Kammer kommen: Zum einen heben sich Spuren ionisierender Teilchen weniger deutlich vom Tropfenhintergrund ab. Andererseits kann ein hoher Dampfverbrauch verursacht werden, der keine hinreichende Übersättigung für eine erkennbar gesteigerte Kondensationsdichte entlang der Ionisationsspuren mehr zulässt. Die meisten Nebelkammern im Bereich der Kern- und Teilchenforschung wurden daher mit Bodentemperaturen nicht viel höher als -70°C betrieben. Bei noch tieferen Temperaturen findet laut Cowan [13] bei Verwendung von Methanol dampf allgemeine Nebelbildung dicht über dem Kammerboden statt. Slätis [14] gibt dagegen die Ausdünnung der Nebelspuren im bodennahen sensitiven Bereich aufgrund zu geringen Dampfdrucks als Grund für die untere Grenze von -70°C an.

Vielfach wurde durch Experimente mit Wilsonschen Nebelkammern nachgewiesen, dass sich jenseits eines definierten Wertes hoher Übersättigung fast schlagartig allgemeiner Nebel an neutralen Keimen bildet. Zwar kann der Prozess der Keimbildung durch eine kontinuierliche Funktion von S beschrieben werden, doch ist die Zuwachsrate von Teilchenkomplexen so empfindlich von

der Übersättigung abhängig, dass in der Regel von einer scharfen Kondensationsgrenze für ungeladene Keime gesprochen wird [15, S. 121-145], [16]. Wird diese Grenze überschritten, so ist eine Detektion von Strahlung aus beiden oben genannten Gründen unmöglich. Es ist daher auch bei niedrigen Betriebstemperaturen darauf zu achten, dass nicht etwa durch zu intensive Heizung der Dampfquellen oder zu große Temperaturgradienten extrem hohe Übersättigungen in der sensiblen Schicht erreicht werden.

Laut *J. G. Wilson* liegt für 273 K die Grenze der allgemeinen Nebelbildung durch Ethanoldampf bei $S = 2,34$, während die Kondensation an Ionen bei $S = 1,94$ einsetzt. Seine Zahlen können allerdings nur als ungefähre Richtwerte dienen; je nach Methode der Untersuchung wurden unterschiedliche Ergebnisse veröffentlicht [10], [12]. Da für unser Experiment keine Messungen der tatsächlichen Übersättigungen vorgenommen wurden, ist die Wahl eines genauen Referenzwertes auch wenig relevant. Mit Bezug auf Expansionsexperimente von *Flood* (1934) verweist *Wilson* [12, S. 9 f.] darauf, dass durch geeignete Mischung von Ethanol und Wasser beide Grenzen etwa im gleichen Maße gesenkt werden können (vgl. Abb. 3.7). Eine solche Maßnahme kann dann sinnvoll sein, wenn die vertikale Ausdehnung der sensiblen Schicht erhöht werden soll. Eine zu große Ausweitung des spurenempfindlichen Gebietes führt dagegen zu einer störenden Intensivierung des Hintergrundniederschlags, so dass von Fall zu Fall über den Zusatz von Wasser entschieden werden muss. In der Regel wird das Verhältnis von Ethanol zu Wasser dabei 1:1 bis 5:1 betragen, da bei größeren Wasseranteilen eine Vereisung des Kammerbodens befürchtet ist.

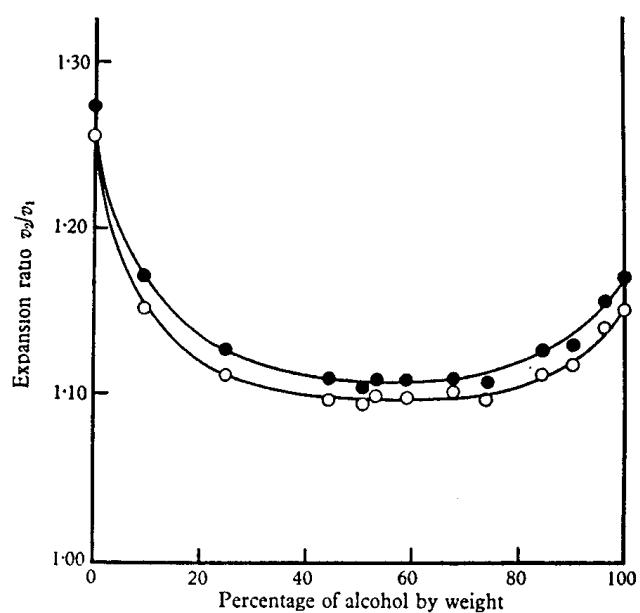


Abbildung 3.7: Kritische Expansionen für Kondensation an Ionen (○) und neutralen Keimen (●) bei verschiedenen Mischungsverhältnissen von Ethanol und Wasser (nach Flood, aus [12])

4 Experimentelle Optimierung

4.1 Rahmenbedingungen

Die Aufgabe der Konstruktion und Optimierung bezieht einige ihrer hauptsächlichen Schwierigkeiten aus den freiwilligen sowie zwangsläufigen Begrenzungen der uns hierfür zur Verfügung stehenden Mittel. Wie im vorhergehenden Kapitel ausführlich dargelegt, ist vor allem eine hinreichende Absenkung der Bodentemperatur ausschlaggebend für den erfolgreichen Betrieb einer Diffusionsnebelkammer. In unserem Falle war die erforderliche Leistung von einer luftgekühlten Maschine des Typs Haake Q F3 zu leisten, von der aus Ethanol bei bis zu -55°C in ein Rohrsystem unter einer Kupferplatte gepumpt wurde. Hierüber befand sich die Bodenplatte aus eloxiertem Aluminium, deren Temperatur auf diese Weise je nach Umgebungstemperatur auf -41°C bis -44°C gesenkt werden konnte.

Unter günstigen Bedingungen sind laut Cowan [13] und Snowden [17] ab etwa -30°C erste Spuren beobachtbar, und tatsächlich erhielten wir in unserer Nebelkammer manchmal schon bei etwa -25°C deutliche Bahnen ionisierender Strahlung. Stabile, über die gesamte Querschnittsfläche gleichmäßige Bedingungen mit gut sichtbaren Spuren sind aber nur bei wesentlich tieferen Temperaturen möglich; zugleich verbessert sich der Kontrast zwischen Ionen- und neutraler Kondensation kontinuierlich. Aus diesen Gründen wurde die Kühlmaschine in der Regel an ihrer Leistungsgrenze betrieben. Gerade in Bezug auf die Einstellung eines optimalen vertikalen Temperaturverlaufs verfügten wir somit nur über einen begrenzten Spielraum, der zumeist durch anderweitige Beeinflusungen der Temperaturen, etwa durch Heizelemente, genutzt werden musste. Die begrenzte Leistung des Kühlaggregats veranlasste uns überdies zu einer Beschränkung der Seitenlänge des Kammerbodens auf 37,5 cm. Die Entscheidung für eine Kühlmaschine, die bei weitem nicht die Temperaturen erreicht, die uns eine Trockeneiskühlung ermöglicht hätte, erklärt sich durch das Ziel des dauerhaften, wenig wartungsintensiven Betriebes, der durch die Notwendigkeit der wiederholten Neubeschaffung von Trockeneis beeinträchtigt würde. In vielen Berichten über Experimente mit Nebelkammern ist zu lesen [1], [13], [17], ein Betrieb mit Methanol biete günstigere Bedingungen als der Einsatz von Ethanol. Als möglicher Grund ist, einer Argumentation Langsdorfs fol-

gend, das geringere Molekulargewicht von Methanol anzuführen, welches dem Gas-Dampf-Gemisch die stabilere Ausbildung einer natürlichen Schichtung ermöglicht. Ein anderer häufig als Dampf benutzter Stoff ist Isopropanol, auf welches letztere Begründung offensichtlich nicht zutreffen kann.

Da aber während der Experimente häufig in das System eingegriffen werden musste und so größere Mengen an Dampf entweichen konnten, war die Anwendung eines Stoffes geboten, der im Gegensatz zu Methanol und Isopropanol in den hier vorliegenden Konzentrationen keinerlei gesundheitsschädigende Eigenschaften besitzt. Das von uns gewählte Ethanol ist unter den in Betracht kommenden Alternativen die gebräuchlichste.

Die Wahl von Luft als Trägergas ergab sich durch das Gebot der Einfachheit, das auch durch den zeitlichen Rahmen dieser Arbeit bedingt ist. Zwar wurden reiner Stickstoff und Argon als Alternativen getestet, doch müsste für einen dauernden Betrieb die Außenhülle der Nebelkammer frei von kleineren undichten Stellen sein, da sonst Luft aus dem Außenraum eindringen kann und die Systemeigenschaften ändert. Einzelne Versuche wiesen zudem nicht auf signifikante Verbesserungen der Bedingungen hin. Aus ähnlichen Gründen wurde auch ein Betrieb der Kammer bei hohen Drücken nicht in Erwägung gezogen. Neben einer hermetischen Abdichtung, die unsere Möglichkeiten für Eingriffe während des Betriebs verringert hätte, wäre dazu auch ein sehr stabiler Aufbau nötig gewesen, der dem Betrachter sicherlich weniger Blickfläche ließe.

Eine weitere Wahlmöglichkeit, die sich aus den beiden häufigsten Konstruktionsweisen von Demonstrationsnebelkammern ableitet, bezieht sich auf die Dampfquelle. Wir entschieden uns für eine mit Ethanol tränkbare Filzschicht unterhalb des Daches, die eine große, gleichmäßig verteilte Oberfläche für die Verdunstung bot. Es ist jedoch denkbar, dass die Alternative, eine befüllbare ringförmige Rinne, eine bessere Wahl sein kann, da diese separat beheizt werden kann und somit die Temperatur der Dampfquelle unabhängig von der Dachtemperatur reguliert würde. Gegebenenfalls wäre hier auch die Verwendung eines transparenten Deckels möglich, sofern die Probleme der Beheizung und des elektrostatischen Feldes auf geschickte Weise gelöst werden. Ein Beispiel bietet die Großraumkammer von *PHYWE* [18].

4.2 Optimierung von Aufbau und Materialien

Bevor mit dem Bau einer langfristig betreibbaren Nebelkammer begonnen wurde, galt es, Kenntnisse über die Abhängigkeiten des Systems von möglichst vielen seiner Parameter zu erlangen. Die hierfür verwendete Testkammer musste demnach eine maximale Flexibilität bezüglich regulierender Eingriffe auf-

weisen. Ein wesentlicher Beitrag dazu war die Verwendung von Plexiglas für Wände und Dach, da dieser Werkstoff in der Bearbeitung deutlich einfacher zu handhaben ist als Glas. Er ist allerdings ein sehr viel schlechterer Wärmeleiter, was bei der Übertragung der Testergebnisse auf den Bau einer Glasnebelkammer zu berücksichtigen ist.

Obgleich zahlreiche kleinere, kommerziell gefertigte Nebelkammern (vgl. [19]) mit Plexiglasfenstern ausgestattet sind, kam eine dauerhafte Lösung dieser Art für unser Projekt nicht in Betracht. Sowohl der ständige Kontakt mit Ethanol als auch — in stärkerem Maße — mit Isopropanol verändert die Struktur von Plexiglasoberflächen derart, dass sich die Sichtverhältnisse schon nach einigen Wochen täglichen Betriebs merklich verschlechtern. Besonders Reibung sowie mechanische Spannungen, die z. B. bei Reinigung oder Umstellung des Aufbaus unvermeidlich auftreten, verstärken diesen Effekt. In Abb. 4.1 ist der Wandungsrahmen unserer Testkammer zu sehen, der über drei Monate hinweg fast täglich Ethanoldampf ausgesetzt war. Zuvor wurden darin auch einige Versuchsreihen mit Isopropanol durchgeführt. Abb. 4.2 zeigt zwei Teststreifen aus Plexiglas, die ca. einen Monat lang in geschlossenen Gefäßen mit flüssigem Isopropanol (links) und Ethanol (rechts) gelagert wurden. Die oberen Enden der abgebildeten Streifen befanden sich in der wenige Zentimeter hohen flüssigen Phase, während der größte Teil der Probenoberfläche nur den Alkoholdämpfen ausgesetzt war. Flüssiges Ethanol weicht bei direktem Kontakt das Material auf und verformt es, führt aber nicht zu einer deutlichen Verminderung der Transparenz. Erst das Einwirken des Ethanol-Luft-Gemisches scheint die optische Qualität sichtbar zu verändern. Zudem weisen unsere Experimente darauf hin, dass die Wandoberfläche bei höheren Temperaturen, wie z. B. in der Nähe der Dachheizung, um ein Vielfaches stärker angegriffen wird. Isopropanol verändert vor allem durch Kontakt der flüssigen Phase mit Plexiglas massiv dessen Beschaffenheit.

Um die Höhe der Kammer variieren zu können, wurden in jeder Wand sechs Bohrungen auf Höhen von 13,1 cm bis 19,6 cm angebracht, mit deren Hilfe sich ein Plexiglasdach auf dem gewünschten Niveau einhängen ließ. Durch Styroporaufsätze auf die an oberster Position befindlichen Schrauben konnte die Kammerdecke provisorisch noch weiter erhöht werden. Da an den Seiten des eingehängten Daches stets kleine Mengen an Dampf entweichen und Luftströmungen entstehen konnten, schloss ein weiterer Deckel die Gesamtkonstruktion ab. Die innere Seitenlänge betrug 43 cm x 43 cm und die Wanddicke 1 cm. Die Dachtemperatur konnte durch Vermittlung einer unter dem inneren Deckel angebrachten Kupferplatte reguliert werden, in die fünf Heizwiderstände eingearbeitet waren. Auf diese Weise wurde bei Temperaturen von bis zu 50°C experimentiert. Unterhalb der Heizvorrichtung befand sich auf einem Loch-



Abbildung 4.1: Wandrahmen der Testkammer nach dreimonatiger Verwendung. Die mittige Öffnung diente der Einführung von radioaktiven Präparaten.

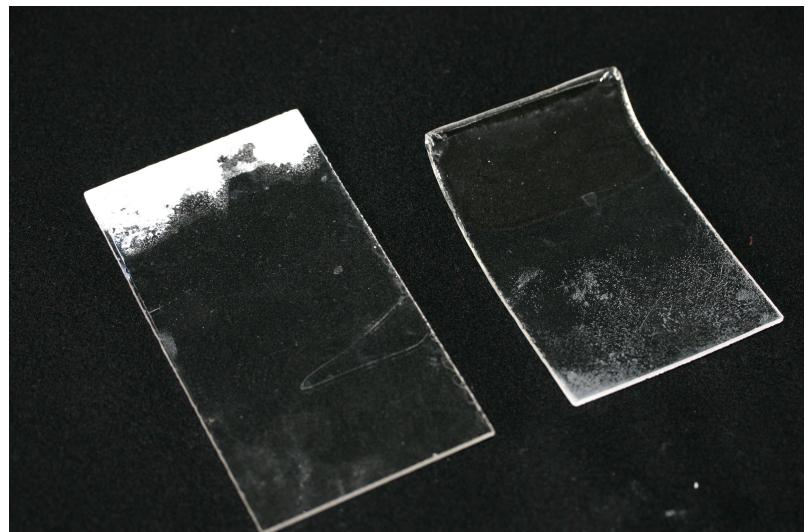


Abbildung 4.2: Teststreifen von Plexiglas nach einem Monat in Isopropanol (links) und Ethanol (rechts)

blech aus Aluminium mit einer Seitenlänge von 34 cm eine Doppelschicht aus Filz, die zur Speicherung und Verdampfung von Ethanol diente. Der Abstand der Dampfquelle zur Heizung konnte in einem Bereich von 0 bis 4 cm stufenlos reguliert werden. Die Versorgung des Filzstoffes mit Ethanol erfolgte mittels einer Spritze durch fünf kleine, abdichtbare Öffnungen in Deckplatte und Heizung. Unter optimalen Bedingungen ermöglichte die Injektion von etwa 100 ml Ethanol einen zufrieden stellenden Betrieb der Nebelkammer für ca. 24 Stunden.

Besonders in frühen Arbeiten zur Entwicklung von Nebelkammern wird der Einfluss der Materialwahl auf die Entstehung von störendem Hintergrundregen diskutiert. Die Anwesenheit von Metalloberflächen nimmt in den betreffenden Berichten einen wichtigen Platz ein, da sie anhand experimenteller Erfahrungen oft als Quellen von Kondensationskeimen identifiziert werden. *J. G. Wilson* [12] nennt in diesem Zusammenhang mit Bezug auf Untersuchungen von *C. T. R. Wilson* Kupfer als gut geeignetes Material; über die Eigenschaften von Aluminium gebe es dagegen widersprüchliche Berichte.

Anhand unserer eigenen Erfahrungen lässt sich kein eindeutiger Zusammenhang zwischen der Verwendung von Kupfer bzw. Aluminium und einer verstärkten Bildung neutraler Kondensationskeime feststellen, so dass diese Metalle als geeignet für die Endfertigung der Kammer befunden wurden.

Es soll nicht unerwähnt bleiben, dass nicht nur bei der Wahl der Materialien, sondern auch bei deren Reinigung darauf zu achten ist, dass kein negativer Einfluss auf Kondensationsprozesse ausgeübt wird. So ist beim Säubern von Nebelkammern laut einer Broschüre des Herstellers CONATEX [20] dringend von der Verwendung von Seife, Spülmittel o. Ä. abzuraten. Tenside vermindern die Oberflächenspannung von Flüssigkeiten. Somit ist nach (3.29) und (3.30) mit einer allgemein vermehrten Tröpfchenbildung zu rechnen, die eine kritische Dampfverknappung in der sensiblen Schicht zur Folge haben kann. Da bei anfänglichen Reinigungsarbeiten an unserer Kammer handelsübliches Spülmittel verwendet wurde, machten auch wir entsprechende Erfahrungen.

Zur Isolierung des Kühlbodens von der Umgebung wurde Styropor verwendet; die unteren 3 cm der Kammerwand bestanden ebenfalls aus diesem Stoff. Einerseits sollte hierdurch die Entstehung eines größeren Wärmestromes in die sehr kalten unteren Luftsichten verhindert werden, andererseits hofften wir durch die schwarze Einfärbung des Materials bzw. durch Versuche der Beschichtung des Styropors mit Aluminiumfolie zur Streuung des einfallenden Lichts optimale Sichtverhältnisse zu schaffen. Letztere Maßnahme erwies sich jedoch als weniger effektiv. Seitlich der Bodenplatte verlief eine Rinne, durch die das abgeregnete Ethanol zu einem Reservoir unterhalb der Kammer ablaufen konnte.

Da Nebelpuren meist nur unter Beleuchtung der sensitiven Schicht durch das an ihnen gestreute Licht sichtbar werden, wurden in den vier unteren Ecken der Kammer Leuchtdioden angebracht, die mit einer Gesamtleistung von bis zu 3 W betrieben werden konnten. Lichtquellen mit großer Wärmeproduktion sind unter allen Umständen zu vermeiden, denn sie tragen zu starken horizontalen Temperaturunterschieden und somit zur Entstehung von Konvektion bei. Damit die Spuren sich bei Beobachtung gegen den Untergrund gut abzeichnen, ist es unerlässlich, den Kammerboden (hier eloxiertes Aluminium) schwarz zu halten und durch eine glatte Oberfläche möglichst wenig Streuung zuzulassen. In jedem Falle muss die Nebelkammer an einem abgedunkelten Ort betrieben werden.

Nach Kapitel 3 lässt sich der Dampfstrom, und somit auch die Übersättigungsverteilung, innerhalb gewisser Grenzen durch die vertikale Temperaturverteilung kontrollieren. Da uns keine Möglichkeit zur Ermittlung genauer Werte von S zur Verfügung stand und die Abgabe von Ethanol durch die Dampfquelle unabhängig von den Temperatureinstellungen auch kaum zu regulieren war, schienen systematische Optimierungsmaßnahmen nur bei exakter Kenntnis der Temperaturen bei verschiedenen Höhen z realisierbar. Sofern Messungen aber mit Eingriffen von außen verbunden sind, wird das Klima in der Nebelkammer empfindlich gestört, was zu fehlerhaften Messwerten führen kann. Daher wurde die Testkammer mit einer Kunststoffsäule ausgestattet, aus der in definierten vertikalen Abständen die Kontaktspitzen von Thermoelementen der Kombination Nickel-Chrom/Nickel horizontal herausgeführt wurden, so dass die Temperaturen in ca. 3,5 cm Abstand zur Kammerwand gemessen werden konnten. Die Drähte wurden zur Spannungsmessung durch das obere Säulenende aus der Kammer geleitet und die verbleibende Öffnung verklebt. Das Eindringen kleinerer Mengen von Luft aufgrund unvollständiger Abdichtung fällt dabei erfahrungsgemäß kaum ins Gewicht, da wir Luft als Trägergas nutzen und mangels eines größeren Druckgradienten keine nennenswerten Strömungen auftreten. Unsere Konstruktion hatte neben der bequemen Handhabung den weiteren Vorteil, dass bei einmaliger Einstellung der Messhöhen vergleichbare Werte bei aufeinander folgenden Messungen gewonnen werden konnten. In den untersten Luftsichten können Höhenabweichungen von Bruchteilen eines Millimeters bereits einen Unterschied mehrerer °C ausmachen.

4.3 Untersuchung kritischer Parameter

4.3.1 Kammerhöhe

Zu Beginn der Versuchsreihen wurde untersucht, bei welcher Kammerhöhe sich am ehesten gleichmäßig sensitive Bedingungen einstellen. Wie nach den theoretischen Vorüberlegungen zu erwarten ist, liegt keine empfindliche Abhängigkeit des Systemverhaltens von der Höhe vor. Dennoch lässt sich für die Geometrie unserer Kammer feststellen, dass im Bereich von $h = (17,5 \pm 1,5)$ cm die gleichmäßigste Sensitivität beobachtet wurde. Daher wurde die Testkammer auch je nach Zweckmäßigkeit immer in diesem Bereich betrieben. Variationen wurden nur dann vorgenommen, wenn für den Einbau neuer Komponenten und der damit manchmal verbundenen elektrischen Zuleitungen unter- oder oberhalb des Daches Platz benötigt wurde. Es konnte aber in dem genannten Bereich kein eindeutiger Nachweis eines Einflusses von Höhenänderungen auf die Funktion der Nebelkammer erbracht werden.

Unser Ergebnis deckt sich mit den Befunden von Cowan [13], denen zufolge die Breite größerer Diffusionsnebelkammern stets deutlich größer als ihre Höhe sein muss, damit sich eine gleichmäßig sensitive Schicht einstellt. Langsdorf [3] zeigte hierzu, dass bei zu großer Höhe der Kammer ein zu geringer Dampfstrom für befriedigende Spurenbildung vorliegt. Ein weiterer Faktor zur Destabilisierung sensitiver Verhältnisse kann die Ausbildung konvektiver Strömungen in Abhängigkeit von Temperaturen und Kammergeometrie sein. Hierüber liegen uns aber keine verwertbaren Erkenntnisse vor.

4.3.2 Dach- und Bodentemperatur

Da uns einzig die Messung von Temperaturen quantitative Auswertungen zu den Funktionsbedingungen der Nebelkammer ermöglicht, stellt die Änderung dieser Parameter den für uns wichtigsten, weil am besten überprüfbaren Kontrollmechanismus dar. Änderungen von Dach- und Bodentemperatur konnten in gewissen Grenzen unabhängig voneinander durchgeführt werden. Dennoch ist die Auswirkung der Variation einer dieser beiden Temperaturen nur bei Kenntnis des jeweils anderen Parameters sinnvoll zu behandeln.

Bezüglich der Bodentemperatur ist ein funktionales Optimum an der untersten erreichbaren Grenze unabhängig von den übrigen Bedingungen festzustellen. Es ist jedoch aus ökonomischen Gründen interessant zu erfahren, inwieweit Variationen von T_0 nach oben ohne deutliche Verminderung der Spurenqualität möglich sind. Hierzu lässt sich allgemein feststellen, dass in den optimalen Operationsbereichen der Kammer mit Dachtemperaturen von 8°C bis 12°C T_0 selten -37°C überschreiten durfte. Phasenweise konnte es zwar zu sehr gu-

ten sensitiven Verhältnissen schon bei Bodentemperaturen von -33°C kommen, doch genügte diese Temperatur nicht für eine dauerhafte Funktion. Mit steigender Bodentemperatur verminderte sich die Sensitivität graduell bis zu einem völligen Verschwinden knapp oberhalb von -30°C .

Die obigen Daten beziehen sich auf den Betrieb der Nebelkammer ohne Dachheizung. Unter solchen Bedingungen wiesen die Temperaturen in den oberen Bereichen eine gewisse Abhängigkeit von der Umgebungstemperatur im Labor auf. Die Abkühlung der oberen Luftsichten erfolgte dabei viel langsamer als die der unteren Regionen, und so war erst nach etwa 200 Minuten mit der Einstellung eines stationären Zustands zu rechnen.

Die Dachtemperatur ließ sich durch die oberhalb der Dampfquelle installierte Heizung in einem Bereich von ca. 10°C bis 47°C kontrollieren. Wurde das Dach der Nebelkammer mit einer maximalen Leistung von 17 W beheizt, so konnten durchaus bei $T_0 = -30^{\circ}\text{C}$ noch akzeptable Bedingungen vorgefunden werden. Die Temperatur der Heizplatte bei $z = 17,4$ cm betrug in diesem Fall ca. 47°C ; an der bei $z = 15,5$ cm gelegenen Dampfquelle wurden 25°C gemessen. Bei niedrigeren Bodentemperaturen, kombiniert mit Heizung der oberen Schichten, konnte man eine Erhöhung der sensitiven Schicht von ursprünglich 2 cm bis auf etwa 3 cm feststellen. Höhere Bodentemperaturen hatten dagegen den Vorteil, dass aufgrund geringerer Übersättigungswerte die Formung von Hintergrundniederschlag stark reduziert wurde. Allerdings wurden infolge niedrigerer Kondensationsdichten auch die Ionisationsspuren zunehmend diffus.

Bei Betrieb der Kammer unter höheren Temperaturen von Dach und Dampfquelle stellte sich generell ein intensiverer allgemeiner Niederschlag ein, der die Klarheit der Spuren verminderte. Ein solches Verhalten ist konsistent mit unseren Überlegungen zur Tröpfchenbildung in Abschnitt 3.4. Insbesondere förderten hohe Temperaturen aber die Ausbildung von zeitlich sehr stabilen vorhangartigen Strukturen dauerhaften Regens, die sich gegen Regionen gemäßigter Kondensation abhoben.

Die Frage nach der idealen Dachtemperatur einer Nebelkammer wird in den uns vorliegenden Arbeiten je nach experimentellen Voraussetzungen sehr unterschiedlich beantwortet. Die Auswertung unserer Experimente führte zu der Erkenntnis, dass der moderate Einsatz einer Heizung sich in einigen Fällen günstig auswirken konnte, im Allgemeinen aber zu einer leichten Verschlechterung des Kontrasts zwischen Spuren und Hintergrundregen führte, die bei stärkerer Beheizung immer deutlicher wurde. Zumeist genügte die sich selbstständig einstellende Dachtemperatur für einen zufrieden stellenden Betrieb.

4.3.3 Vertikale Temperaturverteilung

Zur Formung eines bestimmten Temperaturprofils tragen innerhalb unserer Rahmenbedingungen nach den in Kapitel 3 aufgeführten Zusammenhängen folgende Unterparameter bei:

1. die Dachtemperatur T_d .
2. die Bodentemperatur T_0 . Wie bereits erwähnt, wurde sie meist an der untersten erreichbaren Grenze um 42°C gehalten. Nur für die Untersuchung der Bedingungen bei Verschwinden der Sensitivität wurde mit höheren Temperaturen gearbeitet.
3. der Dampfstrom c_1 . Da die Oberfläche der Dampfquelle während der Versuche nicht geändert wurde, blieben uns nur ihre Befüllung mit unterschiedlichen Mengen und ihre Temperatur als Kontrollfaktoren. Letztere konnte insofern variiert werden, als der Speicherstoff in direkten Kontakt mit der Heizplatte gebracht werden konnte. Nach einem steilen Temperaturabfall in der direkt an die Platte grenzenden Luftsicht sinkt die Temperatur zu den tieferen Schichten hin zunächst nur langsam. Daher sollte sich auch die Verdunstung bei Absenken der Dampfquelle nur in geringem Maße ändern. Es muss jedoch die Möglichkeit von Veränderungen des Dampfstromes in Abhängigkeit von der Höhe der Quelle in Betracht gezogen werden. Die Auswirkungen unterschiedlicher Füllmengen an Ethanol werden im anschließenden Abschnitt diskutiert.
4. der Wärmefluss über die Wände. Dieser Punkt ist in den theoretischen Behandlungen oft vernachlässigt worden. Wir werden aber in Kapitel 6 feststellen, dass er einen wichtigen Beitrag zur Gestaltung des Temperaturprofils der Kammer leistet.

Wie wir bereits am Beispiel von Dach- und Bodentemperatur gesehen haben, sind optimale Werte eines bestimmten Parameters zumeist nur bezüglich von Bedingungen anzugeben, die durch feste Einstellungen der übrigen Größen definiert sind. Obgleich wir bislang einige wichtige Zusammenhänge zwischen den Randtemperaturen und der Funktion unserer Nebelkammer erfassen konnten, ist das Verhalten des Systems bei Kenntnis dieser beiden Bedingungen nicht vollständig vorherzusehen. Scheinbar identische Versuchsbedingungen führen, besonders im Vergleich zwischen unserer Testkammer und dem Endmodell, häufig zu unterschiedlichen Funktionsqualitäten. Wir wollen daher nun versuchen, anhand detaillierterer Untersuchungen der Temperaturverhältnisse eine genauere Kenntnis der Vorgänge in der Nebelkammer zu erlangen.

Mit Hilfe der zu diesem Zwecke installierten Messsäule wurde unter verschiedenen Randbedingungen das vertikale Temperaturprofil im Gasvolumen der Kammer ermittelt. Messunsicherheiten in Bezug auf die Temperaturen ergaben sich im Wesentlichen durch zwei Faktorengruppen. Einerseits entstanden potentielle Fehler in der Anzeige der Instrumente und bei deren Ablesen. So musste zur Temperaturmessung durch Thermoelemente neben der an ihnen abfallenden Spannung auch stets die Referenztemperatur an ihren außerhalb der Kammer befindlichen Enden gemessen werden. Letzteres erfolgte durch zwei digitale Außenthermometer, aus deren Anzeigen der Mittelwert bestimmt wurde. Die Differenz beider Werte überschritt dabei nie 0,8 K. Da die Referenztemperatur während jeder Messreihe nur einmal ermittelt wurde, wäre sie Quelle eines systematischen Fehlers, der für alle Messpunkte Abweichungen in gleicher Richtung zur Folge hätte. Die Unsicherheit von 0,02 mV beim Ablesen der Spannungen an den Thermoelementen entspricht etwa einer Differenz von 0,5 K. Der aus beiden Quellen resultierende Fehler beim Ablesen der Temperaturen wurde auf 1 K geschätzt.

Andererseits war die vertikale Justierung der Thermoelemente nur auf etwa 1 mm genau zu bestimmen. Die sich dadurch ergebende Unsicherheit der Temperaturmessung wurde durch Multiplikation dieses Wertes mit dem lokalen Temperaturgradienten ermittelt.

Aus beiden genannten Beiträgen wurde der Größtfehler berechnet und in den entsprechenden Abbildungen kenntlich gemacht. Im oberen Messbereich ist aufgrund kleiner Temperaturgradienten der Ablese- und Anzeigefehler der Instrumente dominant. Bei tiefen Temperaturen macht sich dagegen zunehmend der stärkere Temperaturabfall in Verbindung mit der Unsicherheit der vertikalen Sondeneinstellung als Fehlerquelle bemerkbar.

Bei der Behandlung der Werte von $T(z = 0)$ muss beachtet werden, dass die unterste Messspitze zumeist in direktem Kontakt mit dem Kammerboden und dem darauf befindlichen Flüssigkeitsfilm stand. Zwischen diesen beiden Komponenten und der angrenzenden Gasschicht ist ein fast sprunghafter Anstieg der Temperatur zu erwarten. Da wir aber nur an der Temperatur im Gasvolumen interessiert sind, wurden die Profile unter verminderter Berücksichtigung der Messpunkte bei $z = 0$ nach den sich oberhalb davon ergebenden exponentiellen Temperaturanstiegen gezeichnet.

Abb. 4.3 zeigt ein Profil bei optimaler Funktion der Nebelkammer. Darunter verstehen wir die Ausbildung einer gleichmäßigen sensitiven Schicht über die gesamte Querschnittsfläche sowie einen guten Kontrast zwischen Spuren und Hintergrundniederschlag. Anders als in Abb. 4.3 waren solche Verhältnisse aber zumeist nur unter Einsatz eines horizontalen oder vertikalen elektrischen Feldes zu erreichen. Für kleine z ist ein starker Anstieg der Temperatur gegeben,

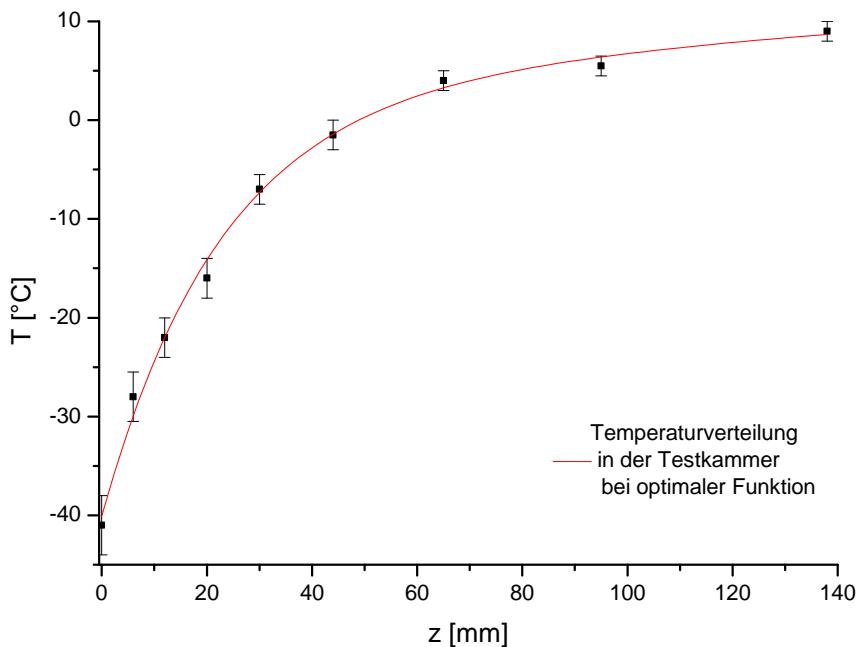


Abbildung 4.3: Temperaturprofil der Testkammer bei optimaler Funktion

der mit zunehmender Höhe schwächer wird. Es kann eine grobe qualitative Übereinstimmung mit den von *Greiner* gemessenen und, in geringerem Maße, mit den von *Shutt* prognostizierten Kurven verzeichnet werden.

Für spätere Vergleiche unserer Messungen mit den Vorhersagen der Theorie wäre die Kenntnis der Höhe z_1 der sensitiven Schicht von Vorteil. Diese lässt sich allerdings nur mit beschränkter Genauigkeit abschätzen. In der Testkammer bildeten sich lediglich in einem sehr engen Bereich über dem Boden Spuren; infolge der sich vertikal schnell ändernden Temperaturverhältnisse in den unteren Schichten sind Schätzungen zu $T(z_1)$ und dT/dz bei z_1 mit großen Unsicherheiten verbunden. Nimmt man für z_1 einen Wert zwischen 1,0 cm und 2,0 cm an, so liegen die Temperatur und der Temperaturgradient an dieser Stelle im Bereich von -11°C bis -19°C bzw. von 7,7 bis 11,8 K/cm.

Oft war nach längerem Betrieb der Apparatur eine leichte Verschlechterung der Spurenqualität zu beobachten; besonders das Verschwinden von voluminösen Spuren bei fehlendem elektrischem Feld war auffällig. Für diesen Effekt sind aus unserer Sicht zwei mögliche Gründe auszumachen: Zum einen kühlten sich mit der Zeit die oberen Luftsichten immer mehr ab, so dass z. B. die Dampfquelle etwa vier Stunden nach der Messung von Abb. 4.3 bei 8°C anstatt bei 9°C lag. Stunden später wurde sogar eine Temperatur von 7°C erreicht. Dies musste eine leichte Verminderung des Dampfstromes zur Folge haben.

Andererseits verringerte sich ohne Nachfüllen von Ethanol die getränkten Filzoberfläche allmählich, was möglicherweise eine vollständige Sättigung der gesamten angrenzenden Querschnittsfläche verhinderte. Die zweite Überlegung wird aber dadurch widerlegt, dass nach einer weiteren Zugabe von Ethanol keine Besserung der Verhältnisse eintrat. Anhand dieser Beobachtung kann auch eine zeitliche Variation der Dampfzusammensetzung durch unterschiedliche Verdunstungsraten von Ethanol und Wasser als Ursache der Abnahme an Sensitivität ausgeschlossen werden.

Da *Bevan* in [8] die Änderung des Temperaturgradienten in der sensitiven Schicht als ausschlaggebenden Faktor für unterschiedlich starke Neigung zu Kondensation an verschiedenartigen Keimen nennt, liegt der Verdacht nahe, die Temperaturkurve unserer Kammer verliere mit der Zeit im unteren Bereich an Steigung. In *Greiners* Experimenten ist ein entsprechendes Verhalten für die ersten Stunden des Betriebs eindeutig belegt. Unsere Versuche stützen jedoch diese These nicht; vielmehr bleibt dT/dz bei durchgehend etwas niedrigeren Werten von T konstant.

Ebenso wenig gab es Hinweise darauf, dass eine Ausweitung der Bildung neutraler Keime zur Verknappung des Dampfvorrats geführt hätte. Die Ursache für die allmähliche Verschlechterung der Spurenqualität muss also ungeklärt bleiben.

4.3.4 Mischungsverhältnis und Füllmenge der verdampfenden Flüssigkeit

Aus Gründen der gesundheitlichen Verträglichkeit fanden in der Testkammer nur Experimente mit Ethanol-Wasser-Mischungen statt. Es kamen Mischungsverhältnisse von 1:1 bis zu 24:1 (handelsübliches Ethanol) zum Einsatz. Bei wesentlich höheren Konzentrationen an Wasser bildet sich am Boden bald eine Eisschicht, was zwar nicht in jedem Falle zu einem Verschwinden der Sensitivität führt, die Sichtverhältnisse aber stark beeinträchtigt.

Zwischen der Verwendung von konzentriertem Ethanol und Ethanol-Wasser-Mischungen konnten keine bedeutenden Unterschiede festgestellt werden. Bei Verhältnissen von 1:1 bis 5:1 war die sensitive Schicht aber tendenziell etwas höher als ohne Zusatz von Wasser. Dagegen schienen die Spuren mit steigendem Wasseranteil diffuser und der Hintergrundniederschlag dichter zu werden. *Shutt* [7] weist zu Recht darauf hin, dass sich bei anfänglicher Befüllung mit einem Gemisch zweier Flüssigkeiten das Mischungsverhältnis in Dampfquelle und Dampf durch unterschiedlich starke Verdunstung beider Komponenten ändert. In unserem Fall heißt dies, dass anfangs höhere Anteile von Ethanol

verdunsten, während nach einiger Zeit die Wasserdampfkonzentration im Gemisch größer wird. Wir konnten allerdings keine negativen Auswirkungen dieses Effekts feststellen, wohl vor allem deshalb, weil sich das Verhalten von Ethanol-Wasser-Mischungen in größeren Bereichen kaum ändert (siehe Abb. 3.7).

Bei stabilen, gut eingestellten Bedingungen war eine gleichmäßige sensitive Schicht schon bei kleineren Einfüllmengen von Mischungen in die Filzschicht und bis hin zur Tränkung des Stoffes an den Grenzen seiner Aufnahmefähigkeit zu beobachten. Es änderte sich lediglich die Zeitspanne, in der ohne Nachfüllen Kondensation im unteren Bereich der Kammer auftrat. Erklärbar wird dies durch die einfache Tatsache, dass die unmittelbare Umgebung der Flüssigkeitsoberfläche nur Verdunstung bis zum Sättigungsdruck des Dampfes zulässt. Daher erfolgt die Abgabe von Dampf aus dem Speicher ausschließlich in dem Umfang, in welchem der vertikale Transport Ethanol und Wasser aus den obersten Schichten der Kammer abführt. Eine Abhängigkeit von der Füllmenge des Speicherstoffs dürfte somit nicht existieren, solange genügend gut verteilte Flüssigkeit für eine vollständige Sättigung des Dampfes in der Umgebung der Quelle vorliegt.

Für den ständigen unbeaufsichtigten Betrieb der Kammer wäre eine unabhängig laufende, dauernde Flüssigkeitszuführung durch langsames Eintropfen sicherlich die eleganteste Lösung; sie ist aber aufgrund des Aufwandes angesichts der Notwendigkeit einer gleichmäßigen Verteilung auf mehrere Punkte des Stoffes bislang unterblieben.

4.3.5 Position der Dampfquelle

Die Position der Dampfquelle innerhalb der hier untersuchten Grenzen von 0 bis 4 cm unterhalb der Heizvorrichtung hatte angesichts der geringen Temperaturdifferenzen in diesem Bereich nur wenig Einfluss auf die Funktion unserer Testkammer. Etwas überraschender ist es dagegen, dass auch die Positionierung des Stoffes in direktem Kontakt mit der Heizung keine eindeutig feststellbare Änderung der Bedingungen hervorrief. Hier war, bedingt durch die höhere Temperatur des Metalls und die dadurch hervorgerufene Beschleunigung der Verdunstung, eine Intensivierung des Hintergrundniederschlages zu erwarten.

Leider ließen sich die obigen Resultate nicht ohne weiteres auf unsere später gebaute Demonstrationskammer übertragen. Zu möglichen Ursachen vgl. Kapitel 5.

4.3.6 Beleuchtung

Die Beleuchtung der sensitiven Schicht ist in dreierlei Hinsicht ein kritischer Faktor für die Funktion der Nebelkammer: Sie muss eine gute Sichtbarkeit der Spuren gewährleisten und darf weder Störungen in der Temperaturverteilung noch eine Erhöhung der Bildungsrate neutraler Keime verursachen.

Ein Nebenaspekt des ersten Kriteriums wurde bereits angesprochen: Da der Kammerboden den Hintergrund bildet, gegen den die Spuren betrachtet werden, wird er in aller Regel mattschwarz gefärbt. Streulicht an rauen Oberflächen kann dabei sehr störend bei der Spurenbeobachtung sein. Als Lichtquellen dienten in unserem Fall vier Gruppen von je fünf Leuchtdioden, die in den Ecken der Kammer knapp über dem Boden positioniert wurden. Ihre gesamte Eingangsleistung war auf ca. 3 W begrenzt. Daher waren größere Störungen des Temperaturfeldes in der Kammer ausgeschlossen, wie auch einzelne Messungen in ihrem Umfeld bestätigten.

Dennoch stellten sich bei labilen sensitiven Verhältnissen und besonders bei Betrieb der Dioden im oberen Leistungsbereich wiederholt Beeinträchtigungen der Kammerfunktion bis zum vollständigen Verschwinden der Nebelspuren ein. Stattdessen war eine Zunahme des allgemeinen, diffusen Niederschlags festzustellen. Soeben konnten wir eine exzessive Wärmeentwicklung durch unsere Lichtquellen ausschließen. Da sich zudem eine solche vermutlich zuerst lokal anstatt räumlich gleichmäßig ausgewirkt hätte, ist die Ursache der Störung in anderen Effekten zu suchen. Ein diesbezüglicher Hinweis ist laut *J. G. Wilson* [12] schon bei *C. T. R. Wilson* zu finden, der die Bildung ungeladener Kondensationskeime auf die Einwirkung ultravioletten Lichts auf Sauerstoff zurückführt. Ähnliche Bewertungen gibt *Langsdorf* [3], der in seinen Versuchen einen ungünstigen Einfluss von Licht der Wellenlängen zwischen 450 und 475 nm festzustellen glaubt. Seinem Befund ist umso mehr Beachtung zu schenken, als das Strahlungsspektrum der von uns verwendeten Leuchtdioden exakt in jedem Bereich ein ausgeprägtes Intensitätsmaximum aufweist.

Das Entstehen allgemeinen Niederschlags sowie jede andere Form von Beeinträchtigung der Funktionalität der Kammer ließ sich durch eine geeignete Abschirmung der Strahlung nach oben hin vermeiden. Diese Maßnahme war unabhängig von den genannten Problemen notwendig, da der Blick des Beobachters bei offenen Lichtquellen in weiten Bereichen zu direkt gegen das Licht der Quelle gerichtet war. Spuren werden nach Abschätzungen von *Andrade et al.* [21] erst unter Winkeln kleiner als ca. 160° bis 150° gegen die Einfallrichtung optimal sichtbar. Die Verminderung der Einstrahlung auf die oberen Bereiche der Kammer erfolgte durch Styropor- oder Pappabdeckungen. Durch dieses einfache Mittel konnte eine klare Verbesserung des Kontrastes zwischen Io-

nisationsspuren und Hintergrundniederschlag bewirkt werden, die nicht selten den Unterschied zwischen Sichtbarkeit und Verschwinden der Nebelsspuren ausmachte.

4.3.7 Auswirkungen eines elektrostatischen Feldes

Zur Verbesserung der Spurenqualität wird sowohl in Expansions- als auch in Diffusionsnebelkammern häufig ein elektrostatisches Feld, in der einschlägigen Literatur meist „clearing field“ oder „sweeping field“ genannt, verwendet. Es handelt sich dabei um ein Hochspannungsfeld im Bereich einiger 10^2 bis 10^3 V, das entweder vertikal vom Dach zum Kammerboden oder horizontal etwas oberhalb der sensitiven Schicht angelegt wird. Die Wirkung des elektrischen Feldes beruht auf dem sofortigen Entfernen freier Ionen aus dem Gasvolumen der Nebelkammer.

Ionisation durch Einwirkung kosmischer Strahlung erfolgt im gesamten Kamervolumen. Beim Durchgang geladener Teilchen durch die sensitive Schicht tritt sofort Kondensation an den erzeugten Ionen ein und die Strahlungsspuren zeichnen sich scharf ab. Wie schon in der Darstellung der Theorie nach *Shutt* erwähnt wurde, gelangen in feldfreien Kammern aber auch Ionen aus dem oberen Teilvolumen durch Diffusion in den spurenempfindlichen Bereich. Ionisationsspuren, die knapp oberhalb der sensitiven Schicht erzeugt wurden, sind daher noch als zusammenhängende, wenn auch etwas diffuse Gebilde erkennbar. Der abwärts diffundierende Anteil der Ionen einer Spur aus höheren Bereichen wird jedoch aufgrund des statistischen Charakters seiner Bewegungen weder gleichzeitig noch am gleichen Ort in der sensitiven Schicht eintreffen: Es entsteht fein verteilter, störender Hintergrundniederschlag. Ein elektrisches Feld soll durch Abführen der Ionen dieser Störung vorbeugen.

In horizontalen Feldern wird in der Regel Hochspannung an eine Ringelektrode angelegt, die in einigen Zentimetern Höhe entlang der Kammerwand gespannt wird. Die Bezeichnung „horizontal“ ist allerdings nicht ganz exakt, denn die Feldlinien enden senkrecht auf dem metallenen Kammerboden. Je nach Polarisierung der angelegten Spannung werden also Ionen einer Ladungsart zu den Wänden hin aus dem Gas entfernt und entgegengesetzt geladene Teilchen in die sensitive Schicht gezogen, wo sie zur Kondensation beitragen. Da aber die Ionen durch ein starkes elektrisches Feld beschleunigt wurden, bleibt ihnen für eine Verteilung durch Diffusion weniger Zeit, so dass häufiger scharfe Spuren bei verminderter Allgemeinniederschlag auftreten.

Der Prozess der Kondensation an Ionen läuft so schnell ab, dass die Spurenbildung bei Teilchendurchgängen in der sensitiven Schicht von der Anwesenheit eines starken elektrischen Feldes nur wenig beeinflusst wird. Zwar müssen bei

Experimenten zur Präzisionsmessung von Teilchenbahnen elektrische Felder kurz vor Einwirkung der Strahlenquelle abgeschaltet werden, da sich sonst kleinere, ungewollte Beeinflussungen der Bahnen durch die Ablenkung von Ionen und geladenen Tröpfchen einstellen. Für die Zwecke einer Demonstrationsnebelkammer zum Nachweis dauerhaft eintreffender kosmischer Strahlung ist jedoch ein ununterbrochen wirksames Feld ein geeignetes Mittel.

Der Effekt vertikal anliegender Felder unterscheidet sich vom oben Gesagten nur insofern, als das gesamte Kamervolumen gleichmäßig von ihnen erfasst wird. Es werden also auch Ionen eines Vorzeichens aus den obersten Regionen in die sensitive Schicht gezogen. Ob dies als Vorteil oder Nachteil zu werten ist, hängt von den Übersättigungsbedingungen und vom Verhältnis der Diffusion zur vertikalen Beschleunigung der Ionen ab. Genügend starke Felder sollten auch Spuren aus höheren Schichten noch hinreichend gut als Projektion auf die sensitive Schicht sichtbar machen, während für schwache vertikale Felder ein stärkerer diffuser Regen zu erwarten ist. Needels und Nielsen [22] betonen den positiven Effekt eines vertikalen Feldes von 50 bis 100 V/cm, das eine vorteilhaftere Wirkung habe als eine vergleichbare horizontal anliegende Spannung.

In unserer Testkammer wurde versucht, ein Horizontalfeld mit Hilfe eines Kupferringes an der Innenseite der Wände zu erzeugen. Dabei kamen Spannungen bis zu 1000 V zum Einsatz, die aber nur geringe Änderungen bezüglich der Spurenbildung hervorriefen. Durch Zufall wurde jedoch eine für die Testphase einfacher zu realisierende und wesentlich effektivere Methode der Erzeugung starker elektrischer Felder gefunden: Das Reiben von Textilien oder Papiertüchern an Wänden und Dach, die allesamt aus Plexiglas gefertigt waren, erzeugte hohe Spannungen durch negative Aufladung der Wandoberfläche, deren äußerst vorteilhafter Effekt auf den Kontrast zwischen Spuren und Hintergrundregen mehrere Minuten anhielt. Gläser [19, S. 30] weist in seinen Erläuterungen zu kommerziell gefertigten Expansionsnebelkammern auf ein Modell von NEVA und PHYWE hin, in dem eben dieser Effekt vom Anwender zu nutzen ist. Es handelt sich dabei allerdings um ein sehr kleines Kamervolumen.

Um eine möglichst bequeme Handhabung unseres Apparates zu ermöglichen, sollte dennoch eine fest installierte Hochspannungsquelle zum Einsatz kommen. Erst bei der Endfertigung unserer Demonstrationskammer wurden die entsprechenden Einrichtungen eingefügt, weshalb sich weiter gehende Details in Kapitel 5 finden.

5 Konstruktion einer Demonstrationsnebelkammer

Basierend auf den soeben erläuterten Erkenntnissen sollte eine für den ständigen Betrieb geeignete Demonstrationsnebelkammer gebaut werden. Ihre Optimierung unterlag folgenden Zielvorgaben:

1. Die Neukonstruktion des Wandrahmens aus Glas diente der Vorbeugung eines allmählichen Verlusts an Sichtqualität.
2. Eine bessere Isolierung der Kammer sollte eine niedrigere Bodentemperatur ermöglichen.
3. Bessere Abschirmung der Leuchtdioden sollte den Dauerbetrieb der Beleuchtung ohne Störung der Kondensationsverhältnisse oder Blendung des Betrachters gewährleisten.
4. Die Anbringung einer ständigen Hochspannungsquelle bezweckte die Entfernung freier Ionen.

Die Planungen waren für eine Nebelkammer der Innenmaße 43,8 cm x 43,8 cm und einer Höhe von 17 cm ausgelegt. Viele Bestandteile der Testkammer konnten so für den Neubau übernommen werden. Das Kühlungssystem und die Bodenplatte mit einer Seitenlänge von 37,5 cm blieben unverändert; allerdings wurde die Styroporisolation um den unteren Teil der Kammer auf 6 cm erhöht. Darauf befand sich ein 11 cm hoher Glasrahmen von 6 mm Stärke, der die Innenwand der Nebelkammer bildete. Da Glas ein guter Wärmeleiter ist, wurde zur besseren Isolation eine weitere Plexiglaswandung von 1 cm Stärke und 13,5 cm Höhe im Abstand von 1 cm um den Innenrahmen gesetzt. Der Deckel des inneren Kamervolumens bestand aus Polyoxymethylen. An ihm wurde zunächst ein rahmenförmiges Lochblech befestigt, das sowohl zum Tragen des Speicherstoffs als auch als Hochspannungselektrode diente. Der Deckel besaß neben einer Durchführung für ein Hochspannungskabel vier durch Ppropfen verschließbare Einspritzlöcher sowie eine mittige, ebenfalls verschließbare Öffnung mit einem Durchmesser von 5 cm. Die Öffnung sollte in Kombination mit der zentralen Aussparung im Lochblech ein bequemes Einfügen von radioaktiven Proben ermöglichen. Es zeigte sich aber später, dass die neue Form des

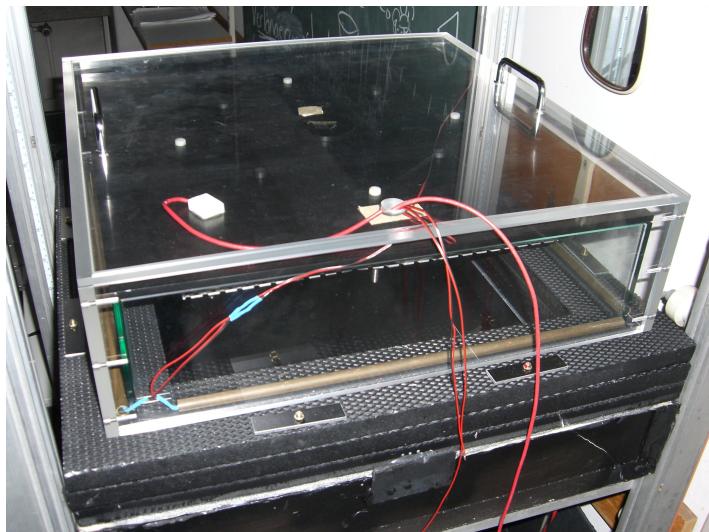


Abbildung 5.1: Eigenkonstruktion einer Diffusionsnebelkammer zu Demonstrationszwecken

Bleches zu starken Unterschieden in der horizontalen Temperaturverteilung führte, welche sich in verzerrender Bewegung von Spuren durch Konvektion und im Beschlagen der Mitte des Kammerdaches über der Aussparung des Bleches äußerten. Der Grund hierfür ist vermutlich in einer veränderten Dynamik des Energietransports durch Wärmeleitung und Konvektion zu suchen. Die Absenkung der Dampfquelle bis zu 5 cm unterhalb des Daches konnte die Stabilität gegen Konvektionsströmungen etwas verbessern, verminderte aber die Sensitivität. Folglich wird nun ein zentral eingehängtes Blech der Seitenlänge 34 cm ohne Aussparung verwendet. Die Außenschale der Kammer wurde durch einen weiteren Deckel aus Plexiglas abgeschlossen.

Da die Leuchtdioden vollständig in die Styroporwandung eingelassen wurden, konnte eine intensivere Einstrahlung auf das obere Teilvolumen der Kammer vermieden werden. Durch die Reflexion der Lichtquellen im Ethanolfilm, der ständig den Boden bedeckte, war eine partielle Störung des Sichtfeldes aber nicht vollständig zu umgehen. Die fertig gestellte Demonstrationskammer ist in den Abbildungen 5.1 und 5.2 als Photographie und schematische Zeichnung zu sehen.

Erste Betriebsversuche mit der neu konstruierten Kammer — noch ohne Hochspannungsanschluss — verliefen jedoch ernüchternd. Die tiefste erreichbare Bodentemperatur konnte dank der gründlicheren Isolation auf -45°C gesenkt werden, was einer Abnahme von lediglich 1°C entspricht. In einer bis zu 5 cm hohen Schicht allgemeinen, dichten Niederschlags waren nur vereinzelt dünne Spuren ionisierender Strahlung sichtbar. Durch das Reiben der Außenscheiben konnten die Bedingungen deutlich verbessert werden. Dennoch genügte

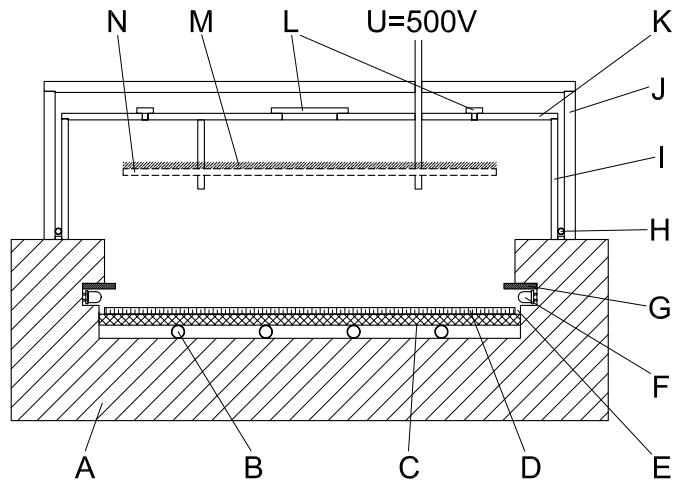


Abbildung 5.2: Demonstrationskammer, schematischer Querschnitt. *A*: Styroporisolation; *B*: Kühlrohrsystem; *C*: Kupferplatte; *D*: Bodenplatte aus eloxiertem Aluminium; *E*: Abflussrinne; *F*: Leuchtdioden; *G*: Styroporabschirmung; *H*: Wandheizungselement; *I*: Innenwand aus Glas; *J*: Außenwand aus Plexiglas; *K*: Dach aus Polyoxymethylen; *L*: Ppropfen auf Öffnungen für Ethanolzugeabe; *M*: Filz zur Ethanolspeicherung; *N*: Lochblech als Hochspannungselektrode

die Funktion noch nicht den Ansprüchen an eine öffentlich präsentierbare Demonstrationsnebelkammer. Zudem drang schon beim Öffnen des Deckels für kurze Eingriffe genügend Luftfeuchtigkeit in den Raum zwischen Innen- und Außenwand, um die kalten Glasoberflächen des Innenrahmens fast vollständig beschlagen zu lassen. Versuche, die Feuchtigkeit in Reiskörnern zu absorbieren, erwiesen sich als nicht effektiv. Für weitere Ansätze zur Lösung dieses Problems musste berücksichtigt werden, dass angesichts des geringen Abstands von 1 cm zwischen den Wandoberflächen kaum Aussicht auf Feuchtigkeits- oder Wärmetransport durch Konvektion bestand.

Messungen des Temperaturprofils der neuen Kammer sind in Abb. 5.3 im Vergleich mit dem Profil aus Abb. 4.3 dargestellt. Es wird deutlich, dass in der aktuellen Konstruktion der Temperaturgradient der unteren Schichten weniger ausgeprägt ist als in der Testkammer. Dieser Effekt ist offenbar auf die Verstärkung der Isolation gegenüber der wärmeren Außenluft zurückzuführen, die besonders im Bereich der erhöhten Styroporverkleidung bis zu $z = 6$ cm zum Tragen kommt.

Im Rahmen der Erläuterungen zu den Beiträgen von *Shutt* und *Bevan* wurde bereits die Überschreitung eines minimalen Temperaturgradienten im unteren

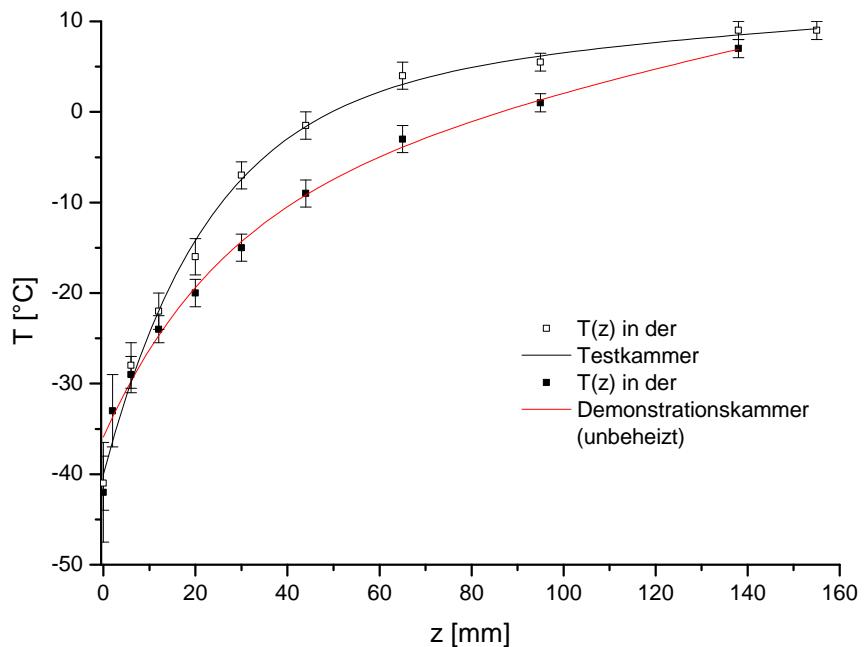


Abbildung 5.3: Vergleich der Temperaturprofile von Test- und Demonstrationskammer

Bereich der Nebelkammer als Funktionskriterium angeführt. Die Auswertung unserer Messungen wies darauf hin, dass dieses Kriterium nach der Neukonstruktion unserer Kammer nicht mehr erfüllt sein könnte. Hinweise auf eine mögliche Lösung finden sich sowohl mit Blick auf kommerziell gefertigte Apparate als auch auf einige wissenschaftliche Anwendungen, etwa in [2], [17] und [18]. Hier werden häufig Heizelemente für eine Temperaturkontrolle über die Seitenwände eingesetzt. In unserem Falle versprach die Heizung der Scheiben ebenfalls deren Beschlagen zu verhindern. Daher wurden auf dem Boden des Zwischenraums von Innen- und Außenwand vier stabförmige Heizelemente eines Durchmessers von 1 cm installiert. Bezuglich des Kammerbodens befanden sie sich in 6,4 bis 7,4 cm Höhe.¹

Schon die erstmalige Anwendung der Heizstäbe brachte den gewünschten Erfolg. Oberhalb einer gesamten Heizleistung von ca. 18 W unterblieb die Konensation von Wasserdampf an der Außenseite der Glaswand vollständig, da diese aufgrund hoher Wärmeleitung auch in den oberen Bereichen ausreichend erwärmt wurde. Zudem waren in guter Gleichmäßigkeit über die gesamte Kammerfläche verteilt dünne Ionisationsspuren sichtbar; bei Anwendung eines elektrischen Feldes wurde volle Sensitivität für alle Arten von Spuren erreicht.

¹Die Differenz von 4 mm zur Höhe des Styroporrahmens resultiert aus einer erhöhten Leiste im Wandzwischenraum, die der Stabilisierung der Gesamtkonstruktion diente.

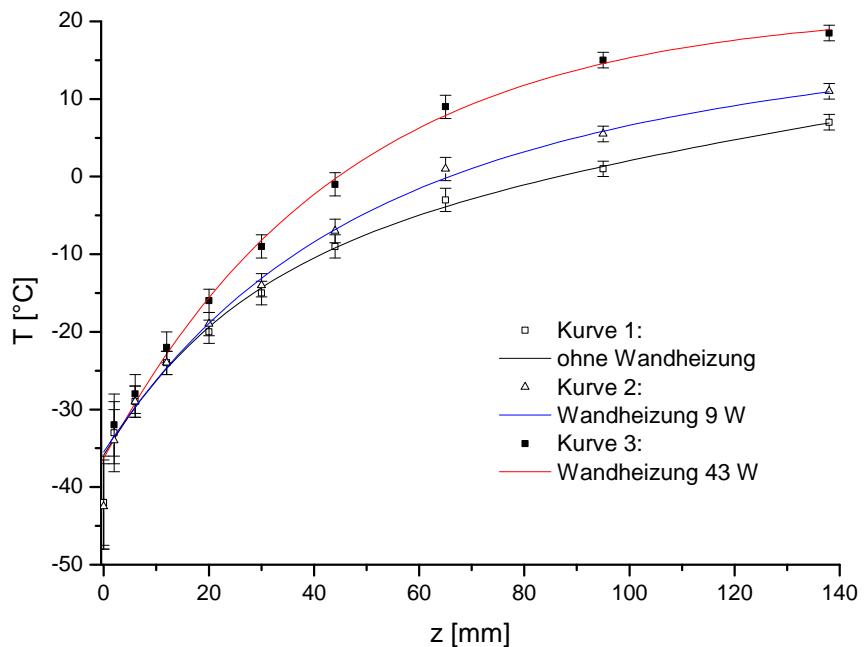


Abbildung 5.4: Vergleich der Temperaturprofile der Demonstrationskammer bei verschiedenen Leistungen der Wandheizung

In den Kurven 2 und 3 der Abb. 5.4 sind unsere Messungen bei verschiedenen Heizleistungen aufgetragen. Die Steigerung des Temperaturgradienten in den unteren und mittleren Bereichen gegenüber Kurve 1 ist deutlich auszumachen. Die sensitiven Bedingungen während der Messungen 2 und 3 unterschieden sich dabei nur in Nuancen. So konnte bei stärkerer Aufheizung eine etwas intensive Bildung von Hintergrundregen beobachtet werden. Insgesamt ist aber die Größe der Heizleistung im Bereich von ca. 9 W bis zu maximal eingesetzten 43 W als unkritisch für die Sensitivität der Nebelkammer zu betrachten. Da auch die oberen Schichten des Gas-Dampf-Gemisches durch die Scheibenheizung erwärmt werden, ist die zunächst angedachte Verwendung einer Dachheizung zur Stabilisierung des Temperaturprofils unnötig.

Der Anschluss einer Hochspannungsquelle an das Aluminium-Lochblech unterhalb des Daches ermöglichte wie erwartet eine dauerhafte maximale Sensitivität der Kammer. Es überrascht jedoch, dass sich beim Einsatz unterschiedlicher Spannungen von 500 V bis 2000 V keine erkennbare Veränderung bezüglich von Spurenqualität und Regenbildung einstellte. Wir legten, veranlasst durch erfahrungsgemäß etwas bessere Ergebnisse, die Polarität der Elektrode bei Detektion kosmischer Strahlung als positiv fest. Somit werden negativ geladene Ionen aus dem Gasvolumen entfernt, während positive Ionen, an denen mit größerer Wahrscheinlichkeit Kondensation stattfindet, in

die sensitive Schicht gedrängt werden. Die Spuren wiesen folglich unter positiver Polarisation oft eine etwas größere Tröpfchendichte auf. Besonders die dickeren Spuren aus α -Zerfällen konnten häufiger beobachtet werden. Unsere Wahl steht im Gegensatz zu der von *Evans* [2], der 1955 über die Konstruktion einer Hochdruck-Diffusionsnebelkammer am Synchro-Cyclotron in Liverpool schrieb. Er begründete seine Entscheidung für eine negative Polarisation der Spannungsquelle nahe des Kammerdaches mit der Eigenschaft negativer Ionen, während des schnelleren Transports in die sensitive Schicht einer geringeren Diffusion zu unterliegen als positive Ladungsträger. Möglicherweise ist die Differenz seiner Position zur unsrigen im Vorliegen unterschiedlicher Prioritäten begründet. Während wir an einer deutlichen Sichtbarkeit von Spuren durch große Kondensationsdichte interessiert sind, steht bei Präzisionsmessungen eine möglichst genaue Abgrenzung des Kondensationsbereichs zur genauen Lokalisierung der Teilchenbahnen im Vordergrund.

Bei späteren Tests, in denen Strahlungsquellen in die Nebelkammer eingesetzt wurden (siehe Kapitel 7), konnten wir einen weiteren interessanten Sachverhalt beobachten. Bei hohen Intensitäten von β -Strahlung ergibt sich für positive Polarisation der Spannungsquelle fast ausschließlich dichter diffuser Regen in der gesamten sensitiven Schicht, während eine negative Polarisation die qualitativ hochwertige Detektion von Ionisationsspuren ermöglichte. Dies deckt sich mit den Erfahrungen von *Evans*. Dagegen schien positive Polarisation einen Vorteil bei der Sichtbarmachung von α -Strahlung zu bieten, die lokal sehr hohe Tröpfchenbildungsraten und breitere, kürzere Spuren verursacht.

Im Gegensatz zu unserer Testkammer wies die Funktion des Demonstrationsgeräts eine leichte Abhängigkeit vom Abstand der Dampfquelle zum Kammerdach auf. Die klarsten und häufigsten Spuren wurden bei den maximal² eingestellten Abständen von 2,5 cm bis 3 cm registriert, wohingegen bei direktem Kontakt des Speicherstoffes mit der Abdeckung nur wenige Ereignisse zu beobachten waren. Vor allem auf die Formung von breiteren Spuren hatten Umstellungen der Dampfquelle merklichen Einfluss. Ein Vergleich des Phänomens mit der Theorie ist insofern schwierig, als von den meisten Autoren Positionen und Temperaturen von Dampfquelle und Kammerdach als übereinstimmend angenommen werden. Vermutlich wird, ähnlich wie bei Variationen der Kammerhöhe, eine Änderung des Dampfflusses und der konvektiven Strömungen verursacht.

²Größere Abstände engen das Beobachtungsfeld über Gebühr ein.

6 Kritischer Vergleich der Ergebnisse mit der Theorie

In weiten Teilen verhalfen uns die in Kapitel 3 erworbenen Kenntnisse zu qualitativ richtigen Vorhersagen über die Abhängigkeiten des Systems von einzelnen Parametern. Besonders die Notwendigkeit möglichst tiefer Temperaturen und eines stark ausgeprägten Temperaturgradienten innerhalb der sensiblen Schicht, wie sie durch die Theorie der Tropfenbildung und die Beiträge von *Shutt* und *Bevan* vorausgesagt wurden, sollten von Bedeutung für unsere Experimente sein. Werden aber quantitative Vergleiche angestellt, so bestehen bedeutende Differenzen zwischen den gemessenen und theoretisch vorhergesagten Werten. Da nur die Temperaturverhältnisse des Systems durch unsere Messungen quantifizierbar sind, sollen im Folgenden lediglich zwei Aspekte eingehender diskutiert werden. Zunächst wird die Frage nach einem allgemein gültigen minimalen Temperaturgradienten für sensitive Verhältnisse behandelt. Im Anschluss soll die Notwendigkeit einer Berücksichtigung des Wärmeaustausches mit dem Außenraum begründet werden.

Schon *Greiner* [1] wies darauf hin, dass der von *Shutt* angegebene mittlere Temperaturgradient der sensiblen Schicht oberhalb von $z = 2$ cm mit $3,6^\circ\text{C}$ zu niedrig für reale sensitive Bedingungen ist. Er kommt anhand eigener Messungen mit Methanoldampf in Stickstoff bei Atmosphärendruck zu einem Ergebnis von $dT/dz \approx 22$ K/cm als Mittelwert in der spurenempfindlichen Zone. Da die Höhe dieser Zone in unserer Kammer nur sehr ungenau abzuschätzen war, sind Vergleiche anhand der darin durchgeführten Messungen mit Vorsicht zu betrachten. Dennoch können grobe Schätzungen des mittleren Temperaturgradienten gegeben werden, die zeigen, dass dieser in unserer Kammer zwischen den theoretischen Werten von *Shutt* und *Bevan* einerseits und dem experimentell ermittelten von *Greiner* andererseits liegen muss. Dabei ist zu beachten, dass die Ergebnisse der genannten Autoren nicht direkt vergleichbar sind. *Shutts* und *Bevans* Gradienten gelten für den oberen Bereich der sensiblen Schicht, während *Greiner* über den gesamten empfindlichen Bereich mittelt. Bereits in Abschnitt 4.3.3 schätzten wir den minimalen Temperaturgradienten der sensiblen Schicht in der Testkammer auf 7,7 bis 11,8 K/cm, wobei wir eine Schichthöhe von 1 bis 2 cm annahmen. Die von *Shutt* angegebenen 3,6 K/cm stellen sich erst bei $z = 4,2$ cm ein. Eine solche Höhe der sensiblen Schicht

kann aber durch unsere Beobachtungen eindeutig ausgeschlossen werden. Auch der aus *Bevans* empirisch erhaltener Formel¹ [8]

$$\left(\frac{dT}{dz} \right)_{min} = [3, 3 \log_{10} B_a + 8, 2] \frac{K}{cm} \quad (6.1)$$

mit

$$B_a = \eta_0 D_0^{-\frac{1}{3}} P^{\frac{1}{3}} [n_I \tau ZP + 14, 5 \exp(0, 116 T_d^*)]^{\frac{4}{3}} \quad (6.2)$$

errechnete Wert von 5,1 K/cm liegt außerhalb des mit unseren Messungen zu vereinbarenden Bereichs. Die benötigte Schichthöhe läge hier bei 3,2 cm. Andererseits entspricht der von *Greiner* gemessene Durchschnittsgradient exakt der Steigung unserer Kurve in Abb. 4.3 bei $z = 0$ cm; eine endlich ausgedehnte sensitive Schicht wäre mit dieser Bedingung also nicht verträglich. Vergleiche zwischen Nebelkammern mit Methyl- und Ethylalkohol sind jedoch angesichts des etwas unterschiedlichen Diffusions- und Kondensationsverhaltens der Alkohole streng genommen nicht zulässig.

Ähnliche Berechnungen ließen sich auch für andere unserer Messungen anfügen. Insgesamt scheinen die Angaben von *Bevan* den Verhältnissen in unserer Kammer am ehesten gerecht zu werden; die sich hieraus ergebenden minimalen Gradienten liegen jedoch durchweg außerhalb des Toleranzrahmens unserer Beobachtungen. Scheinbar können weder *Bevans* noch *Greiners* Ergebnisse auf beliebige experimentelle Bedingungen ausgeweitet werden.

Auch bei ausschließlicher Betrachtung eigener Messwerte ist kein einheitlicher Wert des minimalen Gradienten auszumachen. Da zwischen der Aufnahme der Kurven 2 und 3 in Abb. 5.4 keine wesentliche Änderung von $z_1 \approx 2$ cm auftrat, erhält man aufgrund unterschiedlich starker Steigungen verschiedene Werte von dT/dz an dieser Stelle. Gleicher gilt für den Durchschnittsgradienten der sensitiven Schicht. Der Vergleich mit der etwas niedrigeren Schicht in unserer Testkammer widerspricht ebenfalls den Erwartungen eines einheitlichen Minimalgradienten: Für größere Steigungen von T mit z in den untersten Bereichen müsste z_1 höher liegen als in der Demonstrationskammer.

Bei allen Betrachtungen von Grenzbedingungen der sensitiven Schicht sollte berücksichtigt werden, dass je nach gesamter Temperaturverteilung und sonstigen Rahmenbedingungen unterschiedlich starke Hintergrundniederschläge auftreten, die, ähnlich dem nach *Argan et al.* in Abschnitt 3.1 behandelten Prinzip, zur Dampfverknappung und infolgedessen zur Einengung der sensitiven Schicht führen können. Diese Überlegung scheint unseres Erachtens generell gegen die Existenz eines für alle Kammertypen einheitlichen Minimalgradienten für Spurendetektion zu sprechen.

¹ $T_d^{*o}C$ bezeichnet die Dachtemperatur der Nebelkammer. Zu den für die Berechnung verwendeten Werten vgl. Tabelle 2, Anhang A.2.

Ein besonderes Augenmerk muss angesichts der Probleme bei der Konstruktion unserer Demonstrationskammer dem Einfluss der Wärmeleitung durch die Wände gelten. Bis auf Argan *et al.*, die leider sehr willkürliche Rahmenbedingungen annehmen, vernachlässigen sämtliche Autoren diesen Aspekt. So sind selbst in den recht komplexen theoretischen Abhandlungen von *Shutt* und *Saavedra* keinerlei Faktoren zu finden, die mit den Materialeigenschaften der Wände oder der Außentemperatur in Zusammenhang stehen. Dennoch hat sich der Wärmeaustausch mit dem Außenraum in unseren Versuchen als ausschlaggebend für die störungsfreie Funktion der Nebelkammer erwiesen.

Um die Bedeutung dieses Faktors in Relation mit anderen Einflüssen auf das Klima des Systems setzen zu können, wurde unter verschiedenen Bedingungen ein einfacher Kontrollversuch durchgeführt: Das vertikale Temperaturprofil wurde beim Betrieb der Kammer ohne Füllung der Dampfquelle und somit ohne die Prozesse der Verdampfung, der Diffusion und der Kondensation gemessen. Anschließend wurde die Dampfquelle mit Ethanol aufgefüllt und nach einiger Zeit die Temperaturverteilung im Gleichgewichtszustand ermittelt. In Abb. 6.1 ist ein Beispiel der doppelten Messreihe dargestellt. In der Testkammer wurde der Boden zuvor mit Ethanol bedeckt, um eine Vereisung zu verhindern. Da keine sichtbare Kondensation stattfand, ist davon auszugehen, dass nach Einstellung eines Gleichgewichts keine größeren Diffusionsströmungen mehr auftraten. Weder Wände noch Dach der Kammer wurden geheizt, so dass ein nach innen gerichteter Wärmestrom ausschließlich durch das Temperaturgefälle gegenüber dem Labor entstand. Man erkennt einen gewissen Unterschied der Temperaturprofile derart, dass die oberen Temperaturen der Kontrollkurve etwas höher sind als bei Vollbetrieb. Im unteren Teil ist ein umgekehrtes Verhalten zu beobachten. Eine solche Tendenz wäre auch intuitiv zu erwarten. Wärme wird durch Kondensationsprozesse im unteren Teilvolumen frei, während in Nähe der Dampfquelle die Temperaturen durch ständige Verdunstung gesenkt werden. Dies steht anscheinend im Widerspruch zu Gleichung (3.27) und Abb. 3.5, nach denen die Kondensationsprozesse in den unteren Bereichen zu einer Abflachung der Temperaturkurve führen.

Der geschilderte Effekt ist jedoch so klein gegenüber der ohnedies bestehenden Kurvenkrümmung bei alleiniger Einwirkung des Wärmestromes von außen, dass die Signifikanz der festzustellenden Änderungen bezüglich einer theoretischen Diskussion bezweifelt werden können. Verstärkt wird dieser Eindruck durch weitere Messergebnisse. Zum Beispiel war in zwei an aufeinander folgenden Tagen und ohne anfängliche Ethanolbedeckung des Bodens vorgenommenen Messungen (Abb. 6.2) kein weiterer Unterschied zu erkennen als der, welcher sich durch die unterschiedlichen Außentemperaturen von 28°C bzw. 23,5°C in einer Differenz der Dachtemperatur bemerkbar machte. In der De-

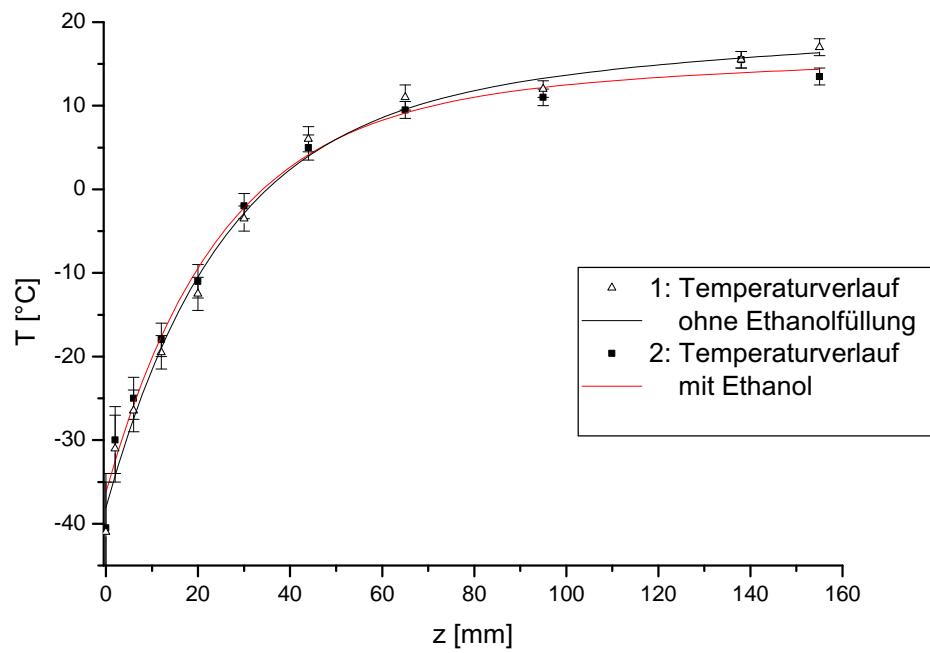


Abbildung 6.1: Temperaturen in der Testkammer mit und ohne Ethanolfüllung des Speicherstoffes (Boden mit Ethanol bedeckt)

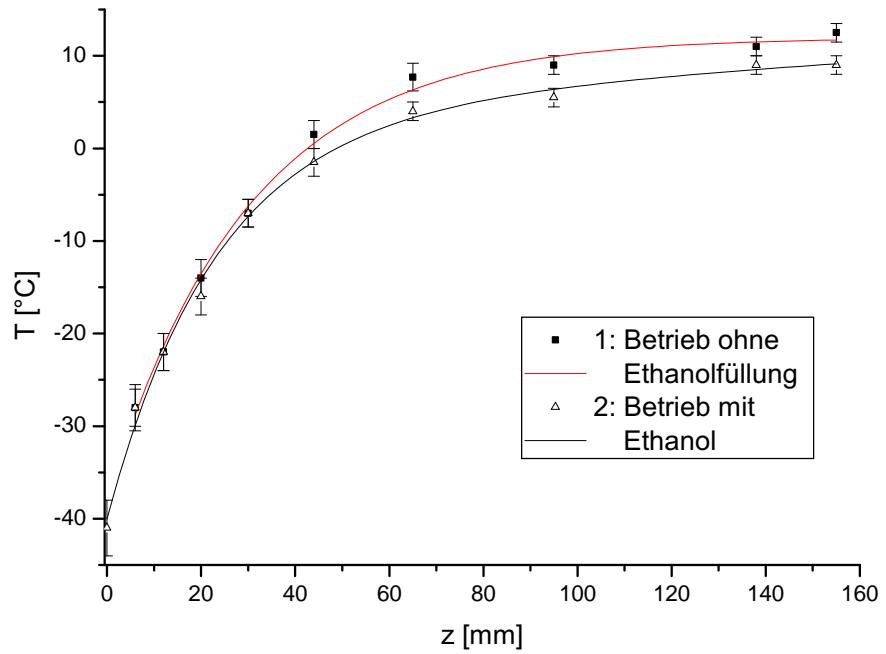


Abbildung 6.2: Temperaturen in der Testkammer mit und ohne Ethanolfüllung des Speicherstoffes (Außentemperaturen: 23,5°C bzw. 28°C)

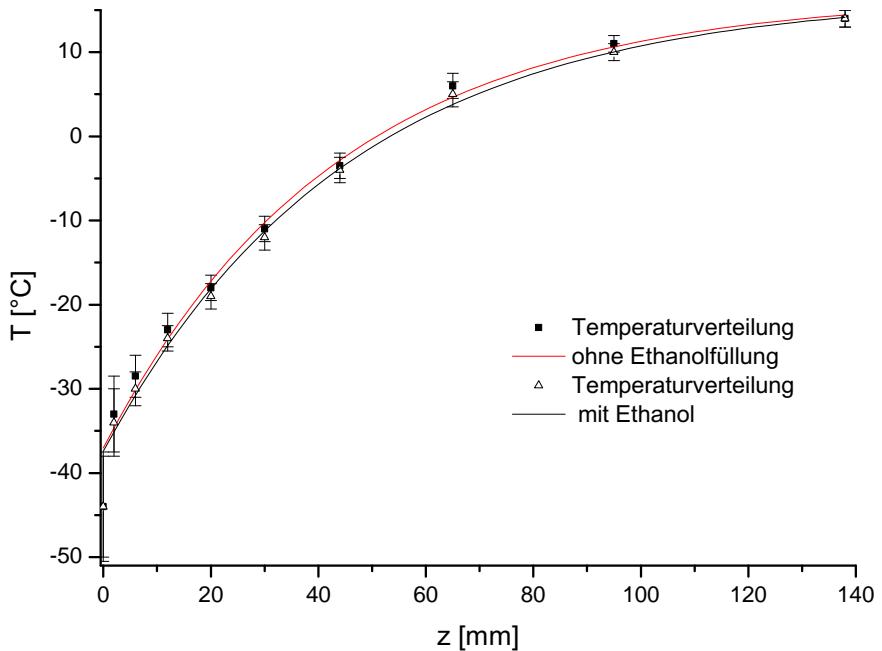


Abbildung 6.3: Temperaturen in der Demonstrationskammer mit und ohne Ethanolfüllung des Speicherstoffes (Wände beheizt bei 26 W)

monstrationskammer wurde schließlich bei Heizung der Wände mit 26 W eine minimal flachere Temperaturkurve bei Betrieb mit Ethanolfüllung gegenüber dem Leerbetrieb aufgezeichnet (Abb. 6.3). Eine einheitliche Tendenz des Einflusses von Ethanoltransport und -kondensation lässt sich anhand der soeben dargelegten Ergebnisse nicht belegen. Es ist sogar zweifelhaft, ob die beobachteten minimalen Änderungen im Temperaturprofil in wiederholten Experimenten, die aus Zeitgründen nicht mehr vorgenommen wurden, reproduzierbar sind.

Für die Bedingungen unserer Versuchsreihen kann unter keinen Umständen der Einfluss des Wärmeaustausches über die Kammerwände bei der Bestimmung des Temperaturprofils vernachlässigt werden. Wie zu sehen war, ist dieser Prozess mit seinen Folgen (z. B. Konvektionsströmungen) vielmehr eindeutig dominierend gegenüber den in den gängigen Theorien berücksichtigten Effekten. Für keine andere dem Autor bekannte Versuchsreihe sind Kontrollmessungen der oben erläuterten Art veröffentlicht worden. Da zumeist mit insgesamt größeren Temperaturgefällen und höheren sensitiven Schichten gearbeitet wurde, ist von einer gesteigerten Bedeutung von Diffusion, Kondensation und Verdampfung für das Gesamtverhalten der Kammern auszugehen. Es spricht dennoch einiges dafür, dass unsere Folgerungen auch für andere Experimente relevant sind.

In Greiners Dissertation sind Temperaturprofile seiner Messungen [1, S. 40] bei

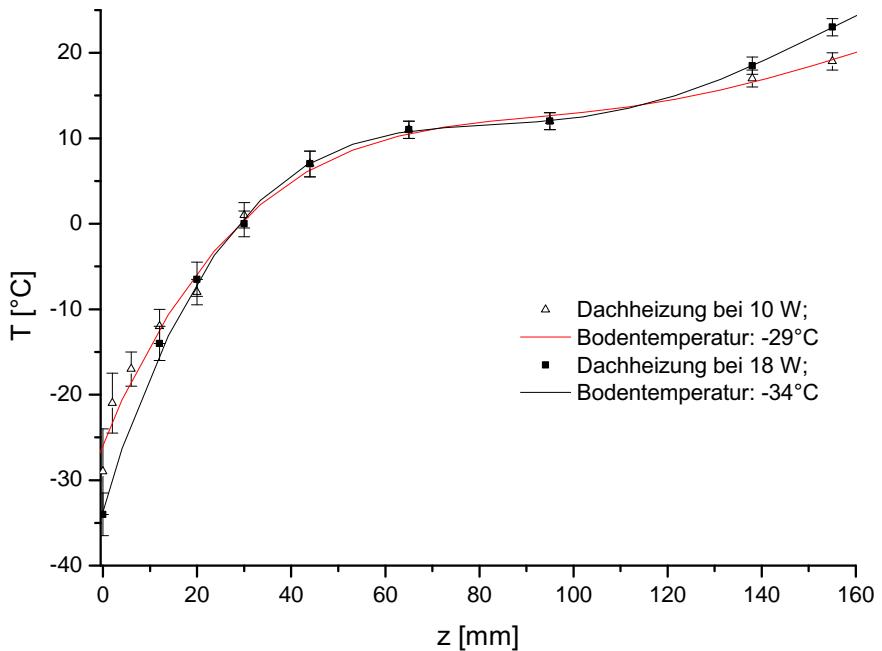


Abbildung 6.4: Temperaturprofile bei Einsatz einer Dachheizung

Einsatz einer Dachheizung angeführt, die nach Aussage des Autors ihre Wendepunkte im Bereich der Stellen haben, an denen die Innentemperatur gleich der des Laborraumes ist. Der zuvor nach innen gerichtete Wärmestrom wechselte das Vorzeichen, sobald in der Kammer höhere Temperaturen als im Labor auftreten. Auch unsere Messungen unter Betrieb der Dachheizung weisen auf die Existenz solcher Wendepunkte hin (Abb. 6.4). Sie liegen aber erheblich unterhalb der Labortemperatur von ca. 28°C, während bei Greiner, der mit höheren Dachtemperaturen arbeitet, eine Verschiebung zu wärmeren Regionen erkennbar ist. Im Weiteren berichtet er von Experimenten durch *Ljapidevski*, der durch Abkühlung der Wände und daraus folgender Umkehr der Konvektionsströme eine entgegengesetzte Krümmung der Temperaturkurven erreichte. Es ist erstaunlich, dass Greiner sich trotz dieser Erkenntnisse der Theorie Saavedras zuwendet, mit deren Hilfe er unter Vernachlässigung horizontaler Wärmeübertragung einen Versuch der exakten Berechnung der Temperaturkurven seiner Nebelkammer unternimmt. Aus unserer Sicht kann das Erreichen einer recht genauen Übereinstimmung in Abb. 3.5 angesichts hoher Wärmeleitung durch ein Kammergehäuse aus Stahl nur das Resultat einer Koinzidenz mehrerer Fehlerquellen sein, deren Effekte sich gegenseitig aufheben.

Zwar sind grundsätzlich Konstruktionen von Diffusionsnebelkammern denkbar, in denen durch entsprechende Isolation das Eindringen von Wärme verhindert

wird. Für solche Bedingungen müssten die in Kapitel 3 aufgeführten Theorien aber separat untersucht werden. Wie die Versuche anderer Autoren und unsere eigenen Erfahrungen zeigen, sind derartige Versuchsanordnungen nicht die Regel und zumeist auch nicht wünschenswert. Der Wärmestrom über die Wände kann einen wesentlichen Beitrag zur gewünschten Funktionsweise der Nebelkammer leisten.

Im Rahmen dieser Arbeit kann keine modifizierte Theorie der Nebelkammer unter Berücksichtigung des Wärmeaustausches mit dem Außenraum entwickelt werden. Es wären für einen derartigen Versuch neben den bisher berücksichtigten Größen folgende Faktoren einzubeziehen:

1. der horizontale Wärmefluss über die Außenwände als Funktion der Materialeigenschaften und der Temperaturen angrenzender Gasschichten.
2. Konvektionsströmungen, verursacht durch Temperaturunterschiede zwischen Kammerinnenraum und Wänden.
3. die horizontale Wärmeleitung und Diffusion im Gas-Dampf-Gemisch der Nebelkammer.

Nach Messungen der horizontalen Temperaturverteilungen von Greiner sind die Temperaturen der an die unbeheizte Wand grenzenden Luftsichten nur in Nähe des Bodens von den Temperaturen des Innenraumes deutlich verschieden, so dass Konvektionsströmungen und horizontale Diffusion keine größeren Ausmaße annehmen können.

4. der vertikale Wärmefluss durch das Kammerdach, sofern die Dachtemperatur nicht anderweitig reguliert wird.

Im Falle beheizter Wände ist Punkt 1 entsprechend zu modifizieren, während Punkt 2 und 3 an Bedeutung gewinnen.

Zumindest für Demonstrationsnebelkammern, die wie die unsere mit relativ hohen Temperaturen und schmalen sensitiven Schichten arbeiten, dürften Berechnungen basierend auf den oben stehenden Effekten und unter Einbezug des vertikalen Wärmetransports durch Wärmeleitung bereits eine gute Näherung bieten. Ist dabei aber der Beitrag der freien Konvektion nicht zu vernachlässigen, so gestalten sich die Berechnungen im Allgemeinen sehr kompliziert. Greiner führt hierzu Abschätzungen nach den Ähnlichkeitsgesetzen durch und zeigt, dass in Luft schon bei kleineren Konvektionsgeschwindigkeiten mit der Ausbildung turbulenter Strömungen zu rechnen ist. Genaue Ergebnisse sind hier scheinbar nur auf experimentellem Wege zu erhalten.

7 Spuren subatomarer Teilchen

Für die Erzeugung von Ionisationsspuren in der Nebelkammer sind im Allgemeinen drei Ursachen denkbar, die sich den Kategorien kosmischer Strahlung, natürlicher Radioaktivität der Gasfüllung sowie der Strahlung fester radioaktiver Quellen zuordnen lassen. Die meisten größeren Demonstrationskammern, so auch die unsere, haben ihren Hauptzweck in der Detektion kosmischer Teilchenstrahlung. Hierunter versteht man solche Strahlung, die durch das Auftreffen hochenergetischer Teilchen aus dem Weltall, zumeist Protonen, auf die Atmosphäre entsteht. Die primären Partikel gelangen dabei in den seltesten Fällen bis an die Erdoberfläche. Die von uns zu beobachtende Strahlung besteht vielmehr aus den Zerfallsprodukten, die bei der Wechselwirkung der Protonen und ihrer Sekundärteilchen mit den Molekülen der Erdatmosphäre entstehen. Ein primäres Teilchen erzeugt auf diese Weise einen Kaskadenschauer, der sich aufgrund der Entstehung von transversalen Impulskomponenten bei Zerfalls- und Kollisionsprozessen über eine große Fläche des Erdbodens verteilen kann. In der Nebelkammer sind direkte Beobachtungen nur für die Bahnen geladener Partikel möglich. Diese sind im Falle der kosmischen Schauer hauptsächlich Myonen und Elektronen sowie vereinzelte Positronen, Pionen und Sekundärprotonen. Auf das Auftreten von Gammastrahlung, Neutronen und Neutrinos kann nur indirekt anhand der Impulsänderungen bei Zerfall und Erzeugung geladener Teilchen geschlossen werden. Eine schematische Darstellung der Entstehung verschiedener Komponenten kosmischer Strahlung in hadronischen Kaskadenschauern findet sich in Abb. 7.1 aus [23].

Die natürliche Radioaktivität innerhalb des Gasvolumens der Nebelkammer besteht vor allem im α -Zerfall von Radon und der weiteren Zerfallsreihe seiner Produkte. Dabei wird in einigen Reaktionsschritten auch β -Strahlung frei, z. B. bei der Umwandlung von Blei-214 über Bismut zu Polonium.

Im Folgenden sollen anhand einiger in unserer Nebelkammer aufgenommener Bilder die häufigsten Spurentypen erläutert werden, die durch kosmische Strahlung und natürliche Radioaktivität gebildet werden. Anschließend werden zwei Beispiele für die Verwendung des Apparats mit Festkörpern als Strahlungsquellen gegeben.

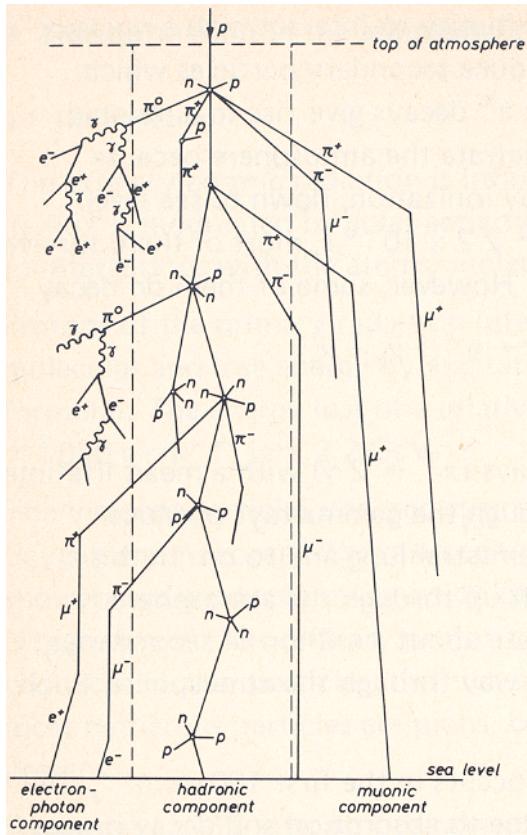


Abbildung 7.1: Schematische Darstellung eines hadronischen Kaskadenschauers [23]

7.1 β -Strahlung

Die Eigenschaften von Spuren geladener Teilchen hängen stark von deren Geschwindigkeit ab. Die Zahl der pro durchlaufener Längeneinheit erzeugten Ionen ist dabei umso höher, je langsamer sich ein Partikel bewegt. Während sehr schnelle Elektronen ein geringes Ionisierungsvermögen besitzen und geradlinige, schwächere Spuren erzeugen, sind die Bahnen langsamer Elektronen von vielen zufälligen Richtungswechseln und dichterer Tröpfchenbildung gekennzeichnet. Die zahlreichen Ablenkungen kommen durch Vielfachstreuung zustande. Sehr schnelle Teilchen werden dagegen nur unmerklich abgelenkt, weil kleinere Impulsüberträge im Verhältnis zu ihrem Gesamtimpuls kaum ins Gewicht fallen. Beispiele für Spuren langsamer Elektronen sind in den Abbildungen 7.1 und 7.2 zu finden, während die dünneren Bahnen energiereicherer β -Strahlung photographisch nur undeutlich zu erfassen waren.

In selteneren Fällen wird auch Positronenstrahlung in der Nebelkammer nachgewiesen. Diese ist jedoch nur durch ihre Ablenkung in einem starken elektrischen bzw. magnetischen Feld von Elektronenstrahlung zu unterscheiden.



Abbildung 7.2: β -Strahlung: langsame Sekundärelektronen aus kosmischen Schauern

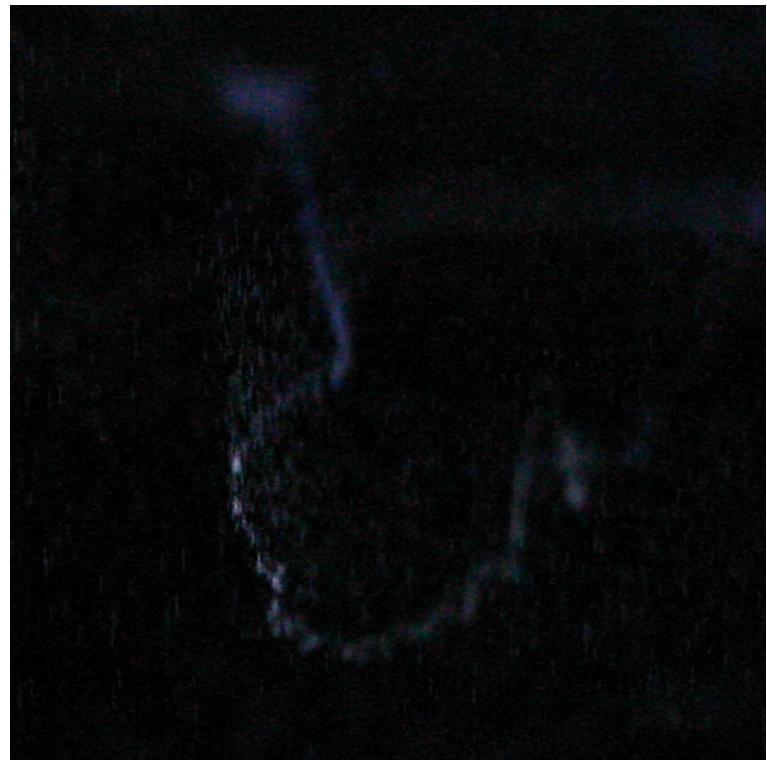


Abbildung 7.3: β -Strahlung

7.2 μ -Strahlung

Die meisten in Nebelkammern beobachteten Bahnen stammen von Myonen. Sie entstehen durch den Zerfall von Pionen in den oberen Schichten der Atmosphäre. Die Pionen selbst erreichen wegen ihrer geringen Halbwertszeit selten die Erdoberfläche.

Myonen haben etwa die 200fache Masse von Elektronen und sind wie diese einfach negativ geladen. Da sie sich mit relativistischer Geschwindigkeit bewegen und nur in geringem Maße mit den Gasmolekülen in der Nebelkammer wechselwirken, bilden sie sehr feine, geradlinige Bahnen aus. Unser instrumenteller Aufbau ist leider nicht speziell für die Photographie von Spuren konzipiert, so dass Aufnahmen der schwächeren Myonenbahnen ebenso wie β -Spuren schnellerer Teilchen nur schwer zu erhalten waren; sie bilden jedoch einen großen Anteil der mit bloßem Auge wahrnehmbaren Bahnen.

7.3 α -Zerfall



Abbildung 7.4: α -Zerfall in Luft

α -Strahlung macht sich durch Spuren bemerkbar, die häufig deutlich dicker sind als die zuvor beschriebenen. Dieser Umstand erklärt sich ebenso wie die geringe Reichweite weniger Zentimeter durch die hohe Ionisationsrate beim Durchgang des zweifach positiv geladenen und relativ langsamen Teilchens. In unmittelbarer Umgebung der Durchgangsbahn steht nur ein begrenzter Dampfvorrat für die Formung weniger Tröpfchen zur Verfügung. Deshalb können viele der erzeugten Ionen durch Diffusion mehrere Millimeter wandern, bevor an ihnen Kondensation stattfindet. Unter stabilen Bedingungen ergeben sich so zwar sehr breite, aber scharf umgrenzte Spuren einiger Zentimeter Länge. Da die schweren Rückstoßkerne der entsprechenden Reaktionen (beim Zerfall von Rn-222 z. B. Po-218) bei entgegengesetztem Impuls viel kleiner sind als die Alpha-Teilchen, verlaufen die Spuren dieser Kerne im Bild deutlich weiter als die Spuren der Alpha-Teilchen.

nere Geschwindigkeiten haben, sind ihre sehr kurzen Spuren nicht getrennt von denen der α -Teilchen wahrnehmbar. In Nebelkammern niedrigen Drucks sind diese aber dank vielfach erhöhter Reichweiten sichtbar zu machen [24].

7.4 Strahlung radioaktiver Quellen

In weiteren Experimenten untersuchten wir die Ausbildung von Spuren durch die Strahlung zweier radioaktiver Quellen (Uranerz und Sr-90), die auf dem Boden der Nebelkammer positioniert wurden.

7.4.1 Uranerz

Natürlich vorzufindendes uranhaltiges Gestein enthält die radioaktiven Isotope U^{238} und U^{235} , so dass darin Atomkerne auf zwei unterschiedlichen Wegen zerfallen. Es kommt dabei zur Emission von α -, β - und γ -Strahlung. In unserer Nebelkammer ist die β -Komponente die am deutlichsten wahrnehmbare; es besteht jedoch vor allem eine erhebliche α -Aktivität, die aufgrund ihrer geringen Reichweite in Verbindung mit starker Dampfverknappung in der direkten Umgebung der Strahlungsquelle kaum sichtbar ist.

Leider liegen keine verwertbaren Aufnahmen unserer Experimente mit Uranerz vor. Die dabei erzeugten Spuren ähneln aber stark den in den Abbildungen 7.5 und 7.6 gezeigten.

7.4.2 Strontium-90

Die Strontium-90-Quelle emittiert β -Strahlung von Energien bis zu 2,27 MeV, deren Maximum durch das Spektrum des Zerfallsprodukts Yttrium-90 gegeben ist. Lange, oftmals geradlinige Spuren erscheinen meist radial um die Quelle. Lediglich in der direkten Umgebung des Strahlers ist nicht genügend Dampfvorrat für die Sichtbarmachung der großen Strahlungsdichte vorhanden. Infolge der kontinuierlichen Form des β -Spektrums werden auch langsame Elektronen ausgesandt, deren Trajektorien durch Streuung oft quer zu den radialen Bahnen verlaufen (siehe Abb. 7.5). Daneben sind häufig Spuren von Sekundärelektronen zu beobachten, denen zum Teil recht hohe Energien übertragen werden. Ihre Bahnen können somit geradlinig sein, ohne eine radiale Ausrichtung zur Quelle aufzuweisen.



Abbildung 7.5: β -Strahlung einer Strontium-90-Quelle; links ist, etwas unscharf, die Auslösung eines Sekundärelektrons erkennbar.

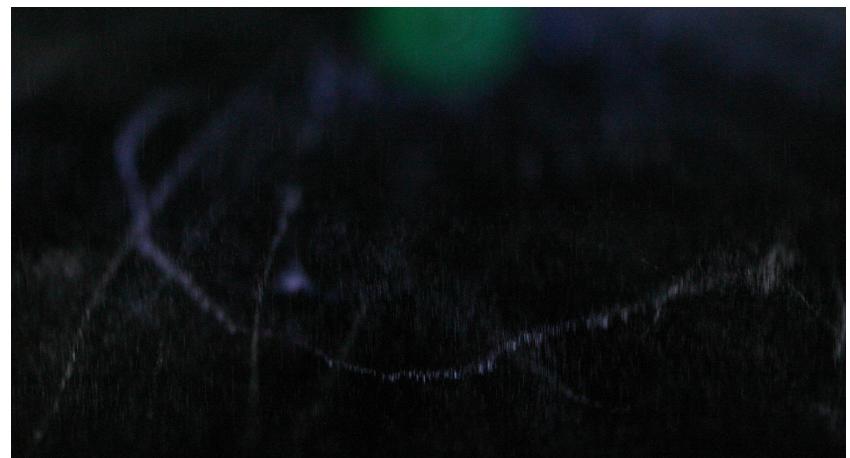


Abbildung 7.6: β -Strahlung; neben radialen Spuren sind auch Bahnen gestreuerter Elektronen niedrigerer Energie zu sehen.

8 Modelle einfacher Diffusionsnebelkammern

Nebelkammern werden in der heutigen Zeit als Demonstrationsobjekte vor allem in Schulen und Universitäten eingesetzt. Besonders im Schulbetrieb kann es aber zur aktiveren Einbindung der Schüler in den Lernprozess sinnvoll sein, anstelle der Verwendung eines professionell gefertigten Apparates eine simple Version der Diffusionsnebelkammer selbst fertigen zu lassen. Schon durch eine Kurzrecherche im Internet stößt man auf zahlreiche Vorschläge zum Eigenbau, deren Materialien mit Ausnahme des Kühlmittels für jedermann leicht verfügbar sind. Wir werden uns im Folgenden auf die Präsentation eines besonders einfachen Beispiels einer solchen Nebelkammer und eines eigenen Beitrags zu diesem Thema beschränken.

Eine populäre und schnell zu erstellende Version besteht aus einem Einmachglas, an dessen Boden Stoff zum Speichern von Ethanol mit Hilfe von Modellierdraht befestigt wird. Als zu kühlende Grundfläche kann der Deckel des Glases genutzt werden, vor allem dann, wenn dieser aus Blech besteht. Effektiver ist allerdings die Verwendung einer Platte aus Kupfer oder anderen Metallen, die eine gute Wärmeleitung ermöglichen. In jedem Falle sollte die Grundfläche zur besseren Kontrastbildung mit den Tröpfchenspuren schwarz gefärbt sein und wenig Streulicht zulassen. Aus eigener Erfahrung empfehlen wir hierfür eine Beschichtung aus glattem schwarzem Klebeband, das weniger Streuung verursacht als die in unserem Quelltext [25] angeführte Stoffunterlage. Die Wände des Glases sollten ebenfalls mit schwarzem Tonpapier verkleidet werden, in das zwei Öffnungen für Beleuchtung und Betrachtung der Spuren geschnitten sind. Das Fenster, vor welchem die Lichtquelle (z. B. eine Taschenlampe oder ein Diaprojektor) positioniert wird, befindet sich in Nähe des Kühlbodens, ist nur wenige Zentimeter hoch und breit genug für eine möglichst gleichmäßige Beleuchtung des bodennahen Bereichs. Das Beobachtungsfenster kann wesentlich größer sein, sollte gegenüber der Beleuchtungsöffnung erhöht liegen und sich über einen Winkelbereich von ca. 90° bis 160° zum Zentrum des einfallenden Lichtbündels erstrecken.

Zur Kühlung des Bodens benötigt man Trockeneis, das in einem gut isolierten wattenförmigen Behälter das Fundament der Nebelkammer bildet. Steht ein solcher Behälter nicht zur Verfügung, so genügt die in unseren Versuchen



Abbildung 8.1: Gerüst der Selbstbau-Nebelkammer aus einem Schuhkarton, Filz, Modellierdraht und Frischhaltefolie

eingesetzte provisorische Isolierung durch eine Styroporplatte als Untergrund und ein Handtuch als Abschirmung gegen die warme Raumluft.

Der beschriebene experimentelle Aufbau hat die Vorteile einer guten Abdichtung der Kammer und der häufigen Wiederverwendbarkeit. Nachteile entstehen jedoch durch die relativ kleine Beobachtungsfläche und die Verzerrung der Spuren unter den meisten Blickwinkeln durch die Krümmung der Glasoberfläche.

Als Alternative testeten wir erfolgreich eine leichte Abwandlung des obigen Aufbaus. Statt eines Einmachglases diente ein gewöhnlicher Schuhkarton als Grundgerüst. In seine Wand wurden analog zum obigen Beispiel zwei Fenster geschnitten und anschließend mit Frischhaltefolie abgeklebt. Befestigung des Speicherstoffes, Beleuchtung und Kühlung wurden wie bereits beschrieben umgesetzt. Die Bodenfläche bildete wiederum eine entsprechend zugeschnittene und abgeklebte Kupferplatte.

Dank der Vergrößerung der sensiblen Fläche und der durch Vermeidung von optischen Verzerrungen weitaus verbesserten Sicht durch das größere Folienfenster konnten häufig klare Spuren kosmischer Strahlung beobachtet werden. Ein möglicher Störfaktor ist die geringe Stabilität des Kartons. Durch leichte Verformungen schließen seine Wände häufig nur in ungenügender Weise mit dem Metallboden ab, so dass Luftströme von außen eindringen können. Dieser Effekt kann durch Beschwerung des Daches mit beliebigen Gegenständen vermindert werden. Kleinere undichte Stellen haben kaum Einfluss auf die Funktion des Detektors, können aber im Bedarfsfall mit Klebeband zusätzlich abgedichtet werden. Der deutlichste Nachteil unserer Selbstbauvariante ist die



Abbildung 8.2: Komponenten zum Bau der Nebelkammer



Abbildung 8.3: Experimenteller Aufbau der improvisierten Nebelkammer

Begrenztheit ihrer Lebensdauer. Bei zu ausgiebiger Füllung des Speicherstoffes werden Boden und Wände des Kartons vom Ethanol schnell durchdrungen, so dass er aufweicht und die Konstruktion an Stabilität verliert.

Um Störungen durch Konvektion zu vermeiden, muss bei jeder Selbstbaukammer auf eine genaue waagerechte Ausrichtung der Bodenplatte geachtet werden. Schon bei geringen Schräglagen können Strömungen entstehen, welche die Spurenempfindlichkeit des Aufbaus stark vermindern.

Nach der ausführlichen Diskussion optimaler Funktionsbedingungen in den ersten Kapiteln dieser Arbeit mag es überraschen, dass eine in begrenztem Maße sensitive Diffusionsnebelkammer schon mit primitiven Mitteln zu betreiben ist. Derartige Vergleiche sind aber wenig sinnvoll. Der nötige Temperaturgradient zur Einstellung sensitiver Verhältnisse wird in Nebelkammern geringer Höhe viel einfacher erreicht als in unserer Demonstrationskammer. Zudem verwendeten wir in den Miniaturmodellen Trockeneis zur Kühlung, so dass mit einer um ca. 20 K niedrigeren Bodentemperatur gearbeitet werden konnte. Des Weiteren ist die Stabilität der klimatischen Verhältnisse in einer größeren Kammer weitaus schwieriger zu gewährleisten. Wir mussten dies anhand unserer Misserfolge beim Versuch einer geänderten geometrischen Anordnung der Dampfquelle einsehen (vgl. Kapitel 5). Für ein genaueres Verständnis solcher Zusammenhänge müssten Untersuchungen zur Ausbildung von Konvektionsströmungen in Nebelkammern angestellt werden.

9 Zusammenfassung und Ausblick

Die vorliegende Arbeit zeichnet im Rahmen der notwendigen experimentellen Beschränkungen ein recht umfassendes Bild der wesentlichen Kriterien, die bei der Optimierung einer Diffusionsnebelkammer für Demonstrationszwecke zu beachten sind. Ausgehend von begrenzten instrumentellen Möglichkeiten ist es uns gelungen, eine stabil arbeitende Nebelkammer für den dauerhaften Betrieb zu konstruieren. Hierzu mussten neben der Nutzung von theoretischen und empirischen Erkenntnissen anderer Autoren in größerem Umfang eigene Versuchsreihen zum Verständnis des Systems durchgeführt werden. Die Ursache dieser Notwendigkeit liegt in der außerordentlichen Sensibilität eines Instruments, in dem schon geringe Abwandlungen der Betriebsbedingungen grundlegende Änderungen der Funktionsqualität bewirken können.

Einleitend gab diese Arbeit einen Überblick über die für uns relevanten Aspekte der Theorie der Nebelkammer und der Tröpfchenbildung. Zum weiteren Informationsgewinn über Bedingungen, unter denen eine optimale Spurenempfindlichkeit des Instruments zu erwarten ist, wurde zunächst ein Testaufbau konzipiert, der in Bezug auf mehrere Parameter flexibel reguliert werden konnte. Nach Durchführung verschiedenster Experimente und deren Auswertung vor dem Hintergrund der Theorie wurde die Interdependenz von Temperaturverteilungen, Anordnungen von Bauelementen sowie der Wahl von Bau- und Betriebsstoffen diskutiert.

Auf Basis der hierdurch erlangten Erkenntnisse wurde eine Diffusionsnebelkammer zum Demonstrationsbetrieb konstruiert. Die höchste Spurenempfindlichkeit entwickelte diese, wie aufgrund der Theorie und der vorhergehenden Versuche zu erwarten war, bei der minimal erreichbaren Bodentemperatur von ca. -44°C. Da aber gegenüber unserem Testaufbau große Veränderungen des Wärmetransports vom Außenraum in die Kammer zu verzeichnen waren, konnte die zuvor erhaltene vertikale Temperaturverteilung nicht in der neuen Konstruktion reproduziert werden. Hieraus resultierte eine deutliche Abnahme der Sensitivität bei gleichzeitiger Erhöhung der Schicht, in welcher Kondensation stattfand. Anhand weiterer Messungen konnten wir zeigen, dass der Temperaturgradient der Demonstrationskammer infolge stärkerer Wärmeisolation in den unteren Schichten abgenommen hatte. Im dadurch bedingten Rückgang des Dampfstromes sowie dem stärkeren Hintergrundregen sahen wir die Haupt-

gründe für die mangelhafte Funktion der Kammer. Darüber hinaus verhinderte das Beschlagen der Glaswände die freie Sicht in den Innenraum. Durch Einbau von Heizstäben zur Erwärmung der Scheiben konnte sowohl die Temperaturverteilung vorteilhaft beeinflusst als auch Kondensation an den Wänden verhindert werden. Eine zusätzliche Heizung des Daches war nicht notwendig. Als Resultat unserer Bemühungen wurde ein dauerhaft reproduzierbarer, kaum störungsanfälliger Betrieb der Nebelkammer bei guter Sichtbarkeit aller Arten von Ionisationsspuren erreicht.

In einer kritischen Diskussion unserer Ergebnisse hinsichtlich der Theorien zur Diffusionsnebelkammer behandelten wir zunächst die Frage der Vorhersagbarkeit eines optimalen Temperaturgradienten in der sensitiven Schicht. Wir kamen durch Vergleiche eigener Messungen untereinander und mit den Arbeiten von *Shutt, Bevan* und *Greiner* zu dem Ergebnis, dass ein solcher wahrscheinlich nicht für unterschiedliche Rahmenbedingungen angegeben werden kann. Veranlasst durch den Lernprozess beim Aufbau unserer Demonstrationskammer folgte eine ausführliche Diskussion des Einflusses der Wärmeleitung durch die Kammerwände im Vergleich zu den Effekten der Diffusion und Kondensation. Wir konnten durch einfache Vergleichsmessungen und mit Hilfe der Erfahrungen anderer Autoren zeigen, dass dieser Prozess einen dominanten Faktor bei der Gestaltung des vertikalen Temperaturprofils darstellt, obgleich er in den meisten theoretischen Abhandlungen vernachlässigt wird.

Im Anschluss an die Diskussion der Theorie wurde anhand photographischer Aufnahmen unserer Nebelkammer die Entstehung typischer Spurenbilder erläutert. Abschließend erfolgte eine kurze Präsentation exemplarischer Ideen zum Selbstbau einfachster Diffusionsnebelkammern, deren Konstruktion und Vorführung vor allem für den schulischen Unterricht geeignet scheinen.

Obgleich als Ergebnis dieser Arbeit eine durchweg befriedigend arbeitende Nebelkammer vorliegt, hätten unter größerem Zeitaufwand einige weitere Verbesserungen der Konstruktion angebracht werden können. So erwies sich etwa die gesteigerte Isolation des Innenraums durch Erhöhung der Styroporverkleidung und eine Außenwand aus Plexiglas als kontraproduktiv in Bezug auf die Temperaturverhältnisse in der Kammer. Hier könnte eine Senkung der Styroporschicht in Verbindung mit entsprechenden Erhöhungen der Glaswände sowie einem Außenrahmen aus Glas noch bessere Operationsbedingungen schaffen, da sich auf diesem Wege ein stärkerer Temperaturanstieg in den untersten Regionen einstellen würde.

Durch geschickten Einsatz von dünnen Drähten zur Scheiben- oder Dachheizung bei gleichzeitiger Funktion als Hochspannungselektroden könnte zudem mehr Sichtfläche mit der Konstruktion des Daches aus Glas gewonnen werden. Die Großraumnebelkammer von *PHYWE* bietet ein Beispiel für diese Lösung.

Voraussetzung ist aber die Verwendung von weniger ausgedehnten Dampfquellen, die nicht den Einblick durch das Kammerdach verhindern. Typischerweise werden in solchen Fällen Verdunstungsrinnen installiert, deren Temperatur unabhängig vom Rest der Kammer reguliert werden kann. Ein weiterer Vorteil des Einsatzes von Rinnen ist die Notwendigkeit nur eines Zuführungspunktes für Flüssigkeit, die sich selbstständig auf die gesamte Länge des Behälters verteilt. Auf diese Weise wäre eine automatisierte ständige Flüssigkeitsnachführung unter wenig Aufwand zu realisieren.

Wie die Diskussion unserer Ergebnisse zeigt, ist eine genauere theoretische Untersuchung der Abhängigkeit des Temperaturprofils vom Wärmeaustausch mit dem Außenraum wünschenswert. Nur auf diesem Wege scheint uns die Aufstellung allgemeinerer Richtlinien für die Konstruktion von Nebelkammern möglich. Anhand der hier präsentierten Erkenntnisse kann nur zu einem Aufbau geraten werden, dessen horizontaler Wärmetransport groß genug für die Entstehung stark ausgeprägter Temperaturgefälle ist. Andererseits könnten zu große Wärmeströme zu Verhältnissen führen, die durch vermehrte Regenbildung oder turbulente Konvektionsströme geprägt sind. Hier muss mangels exakter theoretischer Vorhersagen zur Zeit noch für jeden Kammertyp ein Kompromiss durch experimentelle Optimierung gefunden werden.

Mit dieser Arbeit hoffen wir, sowohl zur Konstruktion von Diffusionsnebelkammern als auch zu einer veränderten theoretischen Beschreibung ihrer Funktion einige Anregungen gegeben zu haben.

A Anhang

A.1 Tabelle 1: Größen und Bezeichnungen

Symbol	Größe	Einheit ¹ , ggf. Wert
A	Querschnittsfläche der Nebelkammer	cm ²
$a = f/(c_1 C_{1p} \theta(h))$	—	—
α	Konstante zur Berechnung von Oberflächenenergien	eV
$B_a = \eta_0 D_0^{-\frac{1}{3}} P^{\frac{1}{3}} [n_I \tau Z P + 14,5 \exp(0,116 T_d^*)]^{\frac{4}{3}}$	Parameter nach <i>Bevan</i> für $T \leq 260K$ mit Dachtemperatur $T_d^{*o}C$	—
b	Konstante zur Berechnung von K	K ⁻¹
β	Parameter nach <i>Shutt</i>	—
$\beta_a = \eta_0 P^{\frac{5}{3}} (n_I \tau Z)^{\frac{4}{3}} D_0^{-\frac{1}{3}}$	β für $T \leq 260K$	—
$\beta_b = \eta_0 P^2 (n_I \tau Z)^{\frac{4}{3}} D_0^{-\frac{2}{3}} K_0^{\frac{1}{3}}$	β für $T \geq 260K$	—
$C = n_1 \bar{w}_1 + n_2 \bar{w}_2$	Konstanter Teilchenstrom durch gegebene Fläche	cm ⁻² s ⁻¹
C_p	Spezifische Wärmekapazität des Gas-Dampf-Gemisches	J/(gK)
C_{p1}	spezifische Wärmekapazität des Dampfes	J/(gK)
c_i	Strom des Dampfes (i = 1) bzw. des Träergases (i = 2)	g/(s cm ²)

¹Die Einheiten der Viskosität (g/(s cm)) und des Gesamtdrucks (atm) mussten für eine Vergleichbarkeit der Resultate den Berechnungsstandards *Shutts* und *Bevans* angepasst werden.

Symbol	Größe	Einheit, ggf. Wert
$D = D_0(T/T_0)^2$	Diffusionskonstante bei Atmosphärendruck nach <i>Langsdorf</i>	cm ² /s
D_0	Diffusionskonstante bei Standardbedingungen ²	cm ² /s
e	Elementarladung	$1,602 \cdot 10^{-19}$ C
ϵ	Dielektrizitätskonstante	—
$\eta(T) = \eta_0 \left[\frac{(273+E)}{(T+E)} \right] \left(\frac{T}{273} \right)^{\frac{3}{2}}$	Viskosität des Gas-Dampf-Gemisches (nach <i>Shutt</i> ; E stoffspezifischer Koeffizient)	g/(s cm)
η_0	Viskosität des Gas-Dampf-Gemisches bei Standardbedingungen	g/(s cm)
F_i	Kraft auf Moleküle des Dampfes ($i = 1$) bzw. des Trägergases ($i = 2$)	N
f	Energiefluss	J/(s cm ²)
g	Erdschwerebeschleunigung	9,81 m/s ²
h	Gesamthöhe der Nebelkammer	cm
$K = K_0(1 + b\theta)$	Wärmeleitfähigkeit des Gas-Dampf-Gemisches (nach <i>Langsdorf</i>)	J/(K s cm)
K_0	Wärmeleitfähigkeit des Gas-Dampf-Gemisches bei Standardbedingungen	J/(K s cm)
$k = 3(4\pi)^{\frac{1}{3}}/2e^{\frac{2}{3}}R$	Konstante zur Berechnung von S_{kr}	K(m/N) ^{4/3}
k_B	Boltzmann-Konstante	$1,38 \cdot 10^{-23}$ J/K
L	Latente Kondensationswärme pro Gramm	J/g

² $T = 25^\circ\text{C}$; $P = 1,013 \cdot 10^5$ Pa

Symbol	Größe	Einheit, ggf. Wert
M_i	Molekulargewicht des Dampfes ($i = 1$) bzw. des Trägergases ($i = 2$)	g/mol
m	Tröpfchenmasse	g
N	Gesamtzahl der Moleküle der Dampfphase	—
N_j	Anzahl von Polymeren aus j Dampfmolekülen	—
n	Gesamtteilchenzahldichte	cm^{-3}
n_I	Ionisationsdichte	$\text{cm}^{-3}\text{s}^{-1}$
n_{I0}	Normale Ionisationsdichte auf Meeresspiegelhöhe	$2/(\text{cm}^3\text{s})$
n_i	Teilchenzahldichte der Moleküle des Dampfes ($i = 1$) bzw. des Trägergases ($i = 2$)	cm^{-3}
$\omega = (18K\eta L g \rho_{Tr}^{\frac{2}{3}}) (\frac{4\pi}{3})^{\frac{4}{3}}$		$\frac{\text{cm g}^{(11/3)}}{\text{K s}^8}$
P	Gesamtdruck	atm bzw. Pa
P_0	Normaldruck	1 atm bzw. $1,013 \cdot 10^5 \text{ Pa}$
p_{1S}	Sättigungsdampfdruck	atm bzw. Pa
p_i	Partialdruck des Dampfes ($i = 1$) bzw. des Trägergases ($i = 2$)	atm bzw. Pa
p_r	Dampfdruck an der Tropfenoberfläche	atm bzw. Pa
p_∞	Dampfdruck über ebener Flüssigkeitsoberfläche	atm bzw. Pa
φ_D	Thermodyn. Potential eines Moleküls der Dampfphase	eV
φ_F	Thermodyn. Potential eines Moleküls der flüssigen Phase	eV

Symbol	Größe	Einheit, ggf. Wert
Q	Freiwerdende Wärme beim Kondensationsprozess	J
q	Gesamtladung der Tropfen	C
R	Gaskonstante	$8,314 \frac{J}{molK}$
r	Radialer Abstand zum Tropfenmittelpunkt	cm
r_0	Tropfenradius	cm
$r_{0,kr}$	Kritischer Ionenkeimradius	cm
ρ	Gesamtdichte des Gas-Dampf-Gemisches	g/cm ³
$\rho_i = M_i p_i / RT$	Dichte des Dampfes (i = 1) bzw. des Trägergases (i = 2)	g/cm ³
ρ_{Tr}	Flüssigkeitsdichte der Tropfen	g/cm ³
$S = p_1/p_{1S}$	Übersättigung	—
S_{kr}^I	Kritische Übersättigung für Ionenkeime	—
S_{kr}^N	Kritische Übersättigung für neutrale Keime	—
σ	Oberflächenspannung der verdampfenden Flüssigkeit	N/m
$T(z)$	Temperatur bei Höhe z	K
T_0	Temperatur über dem Kammerboden	K
$T_d = T_d^{*o} C$	Temperatur unter dem Kammerdach	K
$\Delta(T_{Tr}) = T(r_0) - T(z)$	Differenz zwischen Oberflächentemperatur der Tropfen und $T(z)$	K
τ	Anzahl der Atome pro Molekül des Trägergases	—
$\theta = T(z) - T_0$	Temperaturunterschied zum Kammerboden	K

Symbol	Größe	Einheit, ggf. Wert
$u = K/(\rho C_p)$	Temperaturleitfähigkeit	cm ² /s
v	Fallgeschwindigkeit der Tropfen	cm/s
$v_i = RT/M_i P_0$	partielles Volumen pro Gramm des Dampfes (i = 1) bzw. des Trägergases (i = 2)	cm ³ /g
W	Wandoberfläche der Kammer oberhalb von z_1	cm ²
w	Konvektionsgeschwindigkeit	cm/s
\bar{w}_i	Mittlere Schwerpunktsgeschwindigkeit der Moleküle des Dampfes (i = 1) bzw. des Trägergases (i = 2)	cm/s
ξ	Höhe der Tropfenbildung	cm
Z	Kernladungszahl des Trägergases	—
z	Höhe gegenüber dem Kammerboden	cm
z_1	Höhe der sensitiven Schicht	cm

A.2 Tabelle 2: Rechenwerte zu Formel (6.1) nach [14] und [26]

Größe	Z	τ	D_0	η_0	P	n_{I0}	T^*
Verwendeter Wert	7,2	2	0,11	$1,71 \cdot 10^{-4}$	1	2	10
Einheit	—	—	cm ² /s	g/(s cm)	atm	cm ⁻³ s ⁻¹	—

Literaturverzeichnis

- [1] Greiner, E.: Aufbau einer Hochdruck-Diffusions-Nebelkammer und Untersuchungen über ihr Betriebsverhalten, Jena 1963
- [2] Evans, W. H.: The construction and operation of diffusion cloud chambers, Liverpool 1955. In: Morris, N.: Report of the conference on recent developments in cloud-chamber and associated techniques, London 1956. S. 17-28
- [3] Langsdorf, A.: Review of Scientific Instruments **10** (1939) 91
- [4] Kuusinen, J.: Annalen der Physik **24** (1935) 445
- [5] Powell, C. F.: Proceedings of the Royal Society **119** 1928
- [6] Argan, P. E., D'Angelo, N., Gigli, A.: Theoretical considerations on the operation of the diffusion cloud chamber, Rom 1955. In: Morris, N: Report of the conference on recent developments in cloud-chamber and associated techniques, London 1956. S. 10-16
- [7] Shutt, R. P.: Review of Scientific Instruments **22** (1951) Nr. 10, 730
- [8] Bevan, A. R.: Journal of Scientific Instruments **31** (1954) 45
- [9] Saavedra, I.: Nuclear Instruments **3** (1958) 85
- [10] Tohmfor, G. und Volmer, M.: Annalen der Physik **33** (1938) 109
- [11] Schwabe, F.: Ein Beitrag zur Kondensation in der Nebelkammer, Jena 1961
- [12] Wilson, J. G.: The principles of cloud chamber technique, Cambridge 1951
- [13] Cowan, E. W.: Review of Scientific Instruments **21** (1950) Nr. 12, 991
- [14] Släbris, H.: Nuclear Instruments **1** (1957) 213
- [15] Volmer, M.: Kinetik der Phasenbildung, Dresden 1939
- [16] Schmeling, T.: Experimentelle Untersuchungen der Keimbildung in Dämpfen und Dampfgemischen im Vergleich mit der klassischen Keimbildungstheorie, Göttingen 1985

- [17] *Snowden, M.*: Review Paper, Harwell 1955. In: *Morris, N.*: Report of the conference on recent developments in cloud-chamber and associated techniques, London 1956. S. 1-9
- [18] *PHYWE*; Großraum-Diffusions-Nebelkammer PJ 45/1, Produktinformation 75.41/42.
- [19] *Gläser, M.*: Die Nebelkammer im experimentellen Unterricht, Köln 1976
- [20] *CONATEX*; Kontinuierliche Nebelkammer CL09040
- [21] *Andrade, J., Martínez, R. P. und Vargas, C. E.*: Revista Mexicana de Física **39** (1993) Nr. 4, 610
- [22] *Needels, T. S. und Nielsen, C. E.*: Review of Scientific Instruments **21** (1950) Nr. 12, 976
- [23] *Allkofer, O. K.*: Introduction to Cosmic Radiation, München 1975
- [24] *Gentner, W., Maier-Leibnitz, H. und Bothe, W.*: An Atlas of Typical Expansion Chamber Photographs, London 1954
- [25] www.bizarrelabs.com/cloud.htm
- [26] *Kretzschmar, H.-J.*: Stoffwertsammlung Technische Thermodynamik, Wärme- und Stoffübertragung, Zittau 2004

Danksagung

Mein Dank gilt allen Mitarbeitern des Münsteraner Instituts für Kernphysik, die mich bei meiner Arbeit unterstützten. Prof. Dr. Johannes Wessels danke ich für Themenstellung und Betreuung der Examensarbeit. Den Technikern Norbert Heine und Helmut Baumeister fühle ich mich aufgrund ihres Rates in praktischen Fragen und ihres umfangreichen Einsatzes bei der Montage der Nebelkammer ebenso verpflichtet wie sämtlichen Mitarbeitern der Mechanischen und Elektronischen Werkstatt, ohne die mir die Fertigstellung meines Projekts nicht möglich gewesen wäre. Ebenso danke ich Werner Hassenmeyer, der zahlreiche Abbildungen und die schematische Zeichnung der Nebelkammer beisteuerte.

Erklärung

Ich versichere, dass ich die schriftliche Hausarbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe. Alle Stellen der Arbeit, die anderen Werken dem Wortlaut oder Sinn nach entnommen wurden, habe ich in jedem Fall unter Angabe der Quelle als Entlehnung kenntlich gemacht. Gleichermaßen gilt für die beigegebenen Zeichnungen, Kartenskizzen und Darstellungen.

Ort, Datum

Unterschrift